

О. Д. ХВОЛЬСОН

КУРС
ФИЗИКИ

ТОМ ВТОРОЙ

1925

Р · С · Ф · С · Р

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
БЕРЛИН

В.

М.

О. Д. ХВОЛЬСОН
ПРОФЕССОР ПЕТРОГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

КУРС ФИЗИКИ

В ПЯТИ ТОМАХ

СОДЕРЖАНИЕ:

Введение. — Механика. — Некоторые измерительные приборы и способы измерения. — Учение о газах, жидкостях и твердых телах. — Учение о звуке (акустика). — Учение о лучистой энергии. — Учение о теплоте. — Учение о магнитных и электрических явлениях. — Учение о магнитных и электрических явлениях (вторая половина).

Р. С. Ф. С. Р.
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
БЕРЛИН 1925

33

X31

06

ЖТ

О. Д. ХВОЛЬСОН
ПРОФЕССОР ПЕТРОГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

КУРС ФИЗИКИ

ТОМ ВТОРОЙ

Учение о звуке (акустика). — Учение о
лучистой энергии.

ИЗДАНИЕ ПЯТОЕ

Переработанное и значительно дополненное

94590-8432

~~БИБЛИОТЕКА
Полоцкого
педагогического института~~

Библиотека
Витебского педагогического института

Р. С. Ф. С. Р.
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
БЕРЛИН 1925

Внесено
в каталог

2.3

231

Alle Rechte, einschließlich
des Übersetzungsrechtes,
vorbehalten

Copyright 1923 by Z. J.
Grschebin Verlag, Berlin

Напечатано Государствен-
ным Издательством по
договору с Издательством
З. И. Гржебина

Предисловие ко второму изданию.

Приступая ко второму изданию этого тома, я счел нужным подвергнуть его столь полной переработке, что он является почти новым сочинением. Введенные мною изменения заключаются в следующем:

Исключены многие места, содержание которых не представляет ныне ни практического, ни исторического интереса.

Добавлено изложение работ, появившихся после напечатания первого издания, а также многих работ, хотя и относящихся к более раннему времени, но не рассмотренных в первом издании.

Значительно расширена геометрическая оптика. Здесь, в особенности, я мог широко пользоваться указаниями моего друга, А. Л. Гершуна († 1915 г.), который взял на себя труд просмотреть весь том и указать мне весьма большое число мест, требовавших изменения или дополнения.

Введены некоторые новые обширные статьи. Сюда относятся, в особенности, статья о законе Кирхгофа с изложением учения о черном теле, и статья о новых работах по интерференции света.

Изменены некоторые теоретические выводы. Так, напр., учение о цветах тонких пластинок и учение о диффракционных решетках приведены к одному общему началу.

Следить за печатанием этого тома представило весьма большой труд в виду многочисленности перестановок, вставок нового текста и рисунков и т. д.; особенно тщательно пришлось просмотреть все ссылки. Весь этот труд взяла на себя и выполнила с величайшею добросовестностью окончившая Спб. Высшие Женские Курсы, г-жа А. И. Григорьева, которой считаю долгом и здесь выразить мое искреннее спасибо.

Глубокую благодарность я должен высказать фирме К. Л. Риккер, которая с величайшею готовностью шла навстречу всем моим желаниям относительно увеличения об'ема этого тома и снабжения его многочисленными новыми рисунками.

С.-Петербург, Октябрь 1903 г.

О. Хвольсон.

Предисловие к четвертому изданию.

В это издание введено большое число добавлений, относящихся к работам, которые появились в течение последних годов. В то же время многое маловажное исключено.

Выражаю глубокую и сердечную благодарность профессору Д. С. Рождественскому, давшему мне весьма большое число ценных указаний. Много обязан я также моей дочери, А. О. Вахтиной, усердно помогавшей мне при чтении корректур.

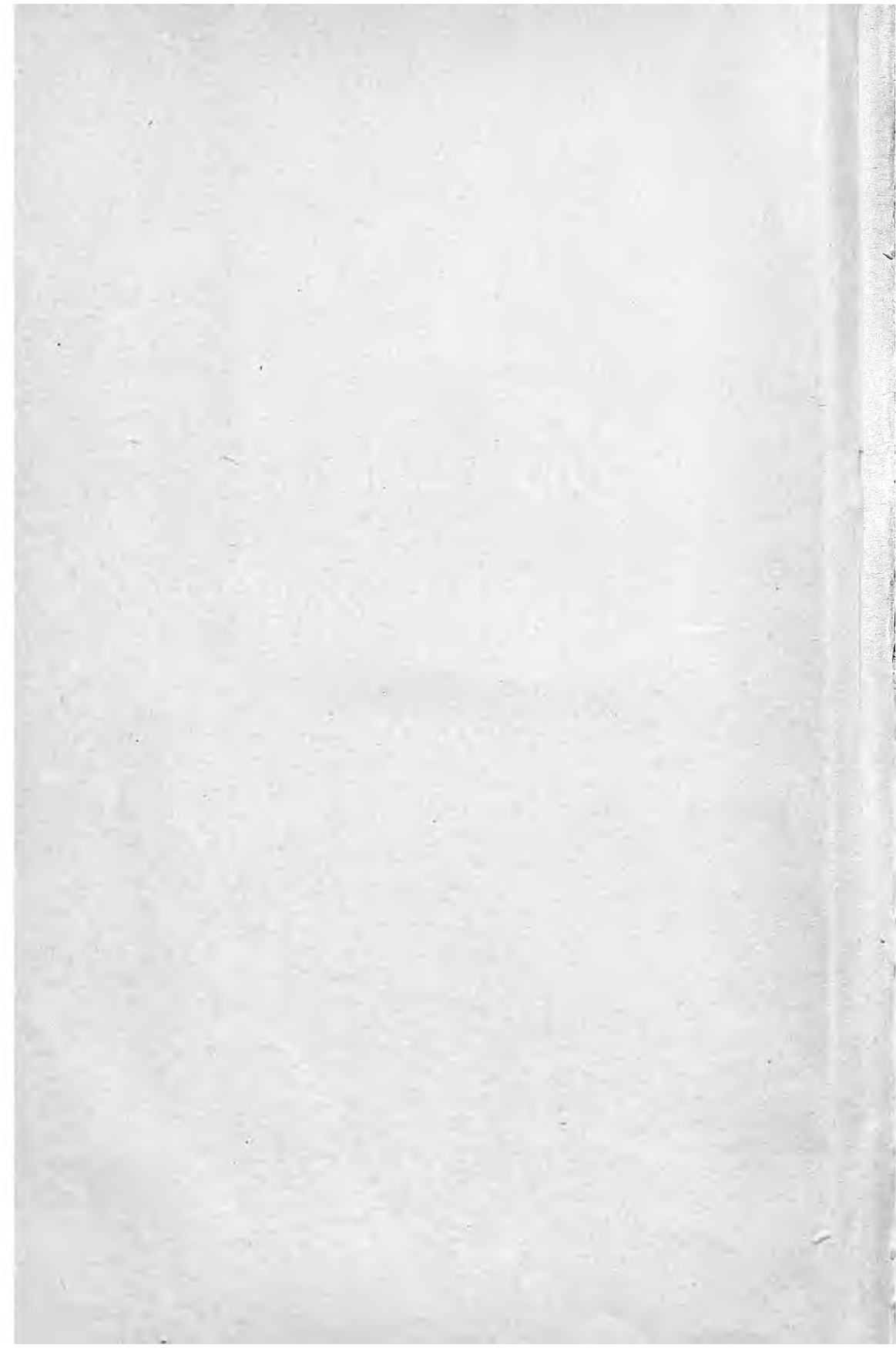
Петроград, Май 1918 г.

О. Хвольсон.

ОТДЕЛ СЕДЬМОЙ.

УЧЕНИЕ О ЗВУКЕ

(АКУСТИКА).



ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Скорость распространения колебаний.

§ 1. О продольных перемещениях соседних частиц. В т. I мы рассмотрели лучистое распространение гармонических колебательных движений, передающихся по направлению некоторой прямой, называемой лучем, от одной частицы к следующей. Мы подробно рассмотрели законы распространения колебаний, но не сказали ничего о скорости этого распространения, хотя сама величина скорости входила в наши формулы, напр. в формулу $\lambda = vT$, связывающую длину волны λ , время полного колебания T и скорость распространения колебаний, которую теперь обозначим через V . Нам предстоит рассмотреть, от каких величин зависит эта скорость и как она связана со специальными свойствами ряда материальных точек, расположенных вдоль луча.

Мы предполагаем, что для данного ряда частиц существует некоторое определенное распределение, которое мы назовем нормальным. Для однородной среды это нормальное распределение всегда представляется равномерным, т. е. частицы расположены вдоль луча на одинаковых друг от друга расстояниях. При нормальном распределении все силы, действующие на каждую частицу со стороны соседних частиц, взаимно уравновешиваются. Когда нарушается нормальное распределение, то уравновешивания сил уже не будет; силы имеют равнодействующую, под влиянием которой и будет находиться рассматриваемая частица.

Допустим далее, что каждая частица b (рис. 1), находится только под влиянием двух с нею непосредственно соседних частиц a и c ; пусть $ab = bc = \xi$ при нормальном расположении частиц. Положим, что три частицы a , b и c переместились вдоль луча AB направо на отрезки s_1 , s_2 и s_3 . Докажем, что средняя частица b тогда только находится под влиянием силы, неравной нулю, когда перемещения s_1 , s_2 и s_3 не только не равны между собою, но и не составляют арифметической прогрессии.

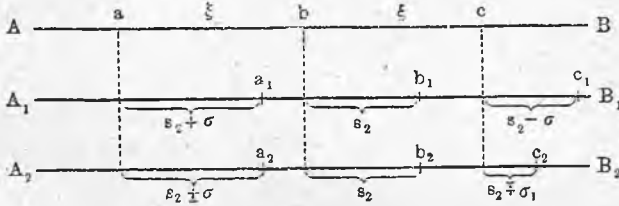
Прежде всего ясно, что если $s_1 = s_2 = s_3$, то расстояние ξ частиц не изменяется вовсе, а потому и силы, действующие на частицу b , не перестают уравновешиваться. Положим, что s_1 , s_2 и s_3 составляют арифметическую прогрессию, так что $s_1 - s_2 = s_2 - s_3 = \sigma$; и пусть на прямой A_1B_1 отдельно показано новое распределение частиц a_1 , b_1 и c_1 . В этом случае $s_1 = s_2 + \sigma$ и $s_3 = s_2 - \sigma$; из рисунка видно, что $a_1b_1 = b_1c_1 = \xi - \sigma$, т. е.

что частицы в новом положении опять находятся на равных друг от друга расстояниях, вследствие чего силы, действующие на частицу b , должны иметь равнодействующую, равную нулю; эта частица находится в покое, и нет причины ей совершать какое-либо движение. Мы имеем здесь случай равномерного сгущения (при $\sigma > 0$) или разрежения (при $\sigma < 0$), вызываемого, напр., сжатием или растяжением. Упругие силы, вызванные одинаковым увеличением или уменьшением всех ξ , заставят все частицы стремиться к удалению друг от друга или к взаимному сближению, но нельзя сказать, чтобы на какую-либо частицу действовала сила, направленная в ту или в другую сторону.

Из сказанного следует, что разности $s_1 - s_2$ и $s_2 - s_3$ не должны быть равны между собою. Пусть a_2, b_2 и c_2 на отдельно начерченной прямой A_2B_2 — новые положения рассматриваемых трех частиц.

Допустим, что изменение a нормального расстояния ξ двух частиц вызывает появление сил f , действующих на эти частицы, пропорциональ-

Рис. 1.



ных величине a и стремящихся сблизить частицы, когда $a > 0$, т.е. когда расстояние частиц увеличилось и, удалить частицы друг от друга когда $a < 0$. Итак мы допускаем, что

$$f = -ca \dots \dots \dots (1)$$

где c коэффициент пропорциональности; знак минус должен показать, что если частица удалится от соседней, перемещаясь на отрезок a в какую-либо сторону, то появляется действующая на нее сила f , направленная в сторону, противоположную a .

Докажем, что если частицы a, b, c (рис. 1) переместятся на отрезки s_1, s_2 и s_3 , то на среднюю частицу b действует сила, равная

$$f = -c(2s_2 - s_1 - s_3) \dots \dots \dots (2)$$

и направленная в сторону первоначального положения частицы b , т.е. в сторону обратную s_2 .

При доказательстве следует различать два случая: 1) Положим, что $s_1 > s_2 > s_3$, т.е. что величины перемещений уменьшаются, если идти по направлению самих перемещений, и пусть $s_1 = s_2 + \sigma$ и $s_3 = s_2 - \sigma_1$. Тогда $a_2b_2 = \xi - \sigma$, $b_2c_2 = \xi - \sigma_1$; на частицу b действуют, след., силы $F_1 = c\sigma$ направо и $f_2 = -c\sigma_1$ налево; равнодействующая f , направленная налево, равна

$$f = -c(\sigma_1 - \sigma) = -c[(s_2 - s_3) - (s_1 - s_2)] = -s(2s_2 - s_1 - s_3).$$

Чтобы сила f действительно была направлена налево, необходимо, чтобы

$$\sigma_1 > \sigma \dots \dots \dots (3)$$

Так как $a_2 b_2 < ab$ и $b_2 c_2 < bc$, то ясно, что перемещение частиц вызвало между ними сгущение.

2) Положим, что $s_1 < s_2 < s_3$, т.-е. что перемещения увеличиваются, если идти слева направо (по направлению самих перемещений), и пусть $s_1 = s_2 - \sigma$ и $s_3 = s_2 + \sigma_1$. Тогда $a_2 b_2 = \xi + \sigma$ и $b_2 c_2 = \xi + \sigma_1$. В этом случае на частицу b действуют силы $f_1 = -c\sigma$ налево и $f_2 = c\sigma_1$ направо. Равнодействующая f , направленная налево, равна

$$f = -c(\sigma - \sigma_1) = -c[(s_2 - s_1) - (s_3 - s_2)] = -c(2s_2 - s_1 - s_3).$$

Чтобы сила f действительно была направлена налево, необходимо, чтобы

$$\sigma_1 < \sigma \dots \dots \dots (4)$$

В этом случае перемещение частиц вызвало между ними разрежение. Мы доказали справедливость формулы (2) для обоих случаев и нашли условия (3) и (4) возможности возникновения силы, стремящейся возвратить рассматриваемую частицу в ее положение покоя; в этом заключается и условие возникновения колебательного движения. Формула (2) показывает, что сила f , действующая на частицу b , зависит не только от ее перемещения s_2 , но и от перемещений s_1 и s_3 , частиц соседних. Анализ, которого мы не приводим, показывает, что если на частицу действуют силы f , выражающиеся формулой (2), то ее движение может быть рассматриваемо, как состоящее из ряда сложных вместе гармонических колебательных движений, обладающих различными периодами T , различными фазами и различными амплитудами.

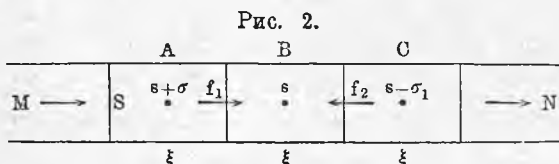
Мы рассматривали продольные перемещения частиц, т. е. направленные вдоль луча AB . Легко показать, что формулы (2), (3) и (4) остаются верными и для случая поперечных колебаний, когда перемещения s_1, s_2, s_3 направлены перпендикулярно к лучу AB . Мы предоставляем это читателю. Напомним еще раз, что неодинаковость перемещений частиц a, b, c в данный момент есть следствие того, что каждая из этих частиц начинает движение несколько позже предыдущей.

§ 2. Скорость распространения продольных колебаний. В однородной среде продольное колебательное движение распространяется по направлению от M к N (рис. 2). Вырежем из этой среды цилиндр, образующия которого параллельны направлению распространения колебаний; площадь поперечного сечения S цилиндра выберем таких размеров, чтобы все частицы, расположенные в любом из его сечений, обладали одинаковыми движениями. Проведем четыре сечения S , которые находились-бы на одинаковых расстояниях ξ друг от друга. Они вырежут из цилиндра три слоя A, B и C , объемы которых $S\xi$, а массы $S\xi\delta$, где δ плотность среды, т.-е. масса,

содержащаяся в единице объема. Обозначим через τ то время, в течение которого колебательное движение распространяется на расстояние ξ ; в таком случае искомая скорость V распространения этого движения равна

$$V = \frac{\xi}{\tau} \dots \dots \dots (5)$$

Допустим, что ξ и τ величины бесконечно малые. Обозначим через $s + \sigma$, s и $s - \sigma_1$ величины перемещений центров трех слоев в какой-нибудь момент времени t ; величины σ и σ_1 , как мы видели, не равны между собою.



Определим величины сил f_1 и f_2 , действующих на слой B слева и справа и вызванных неодинаковостью перемещений центров трех слоев. Слева от B частицы, находившиеся на расстоянии ξ друг от друга, сблизилась до расстояния $\xi - \sigma$; произошло сжатие, величина которого измеряется дробью $\frac{\sigma}{\xi}$. Упругая сила f_1 должна быть пропорциональна этому сжатию, а также площади S . Обозначив множитель пропорциональности через e , получаем

$$f_1 = eS \frac{\sigma}{\xi} \dots \dots \dots (6)$$

Справа от B расстояние ξ частиц перешло в $\xi - \sigma_1$; отсюда действующая сила

$$f_2 = -eS \frac{\sigma_1}{\xi}.$$

Равнодействующая F двух сил, под влиянием которых находится слой B , равна

$$F = f_1 + f_2 = -eS \frac{\sigma_1 - \sigma}{\xi} \dots \dots \dots (7)$$

Эта сила направлена от B к A . Другое выражение для силы F найдем на основании формулы $F = mw$, где m масса слоя B , т.-е. $m = S\xi\delta$ и w ускорение его движения. Вставляя m , имеем

$$F = S\xi\delta w \dots \dots \dots (8)$$

Ускорение w найдем следующим образом. Мы обозначили через τ время, в течение которого колебательное движение распространяется на величину ξ . Это время τ мы считаем столь малым, что ускорение w в течение времени τ может быть принято за величину постоянную, а след. движение за равнопеременное. Легко написать величины перемещений точек A , B и C в рассматриваемый момент времени $t - \tau$ и $t + \tau$. При этом мы получаем следующую таблицу:

Время	A	B	C
$t - \tau$	s	$s - \sigma_1$	—
t	$s + \sigma$	s	$s - \sigma_1$
$t + \tau$	—	$s + \sigma$	s

Действительно: в момент $t - \tau$ перемещение центра слоя B было равно перемещению центра слоя C в момент t ; а в момент $t + \tau$ оно будет равно перемещению центра слоя A в момент t . Стоит только вспомнить, что каждый из слоев A , B и C опаздывает относительно предыдущего на время τ . Из таблички видно, что слой B прошел путь σ_1 между моментами $t - \tau$ и t , т. е. за время τ ; его средняя скорость равнялась $\frac{\sigma_1}{\tau}$. Но средняя скорость за некоторый промежуток времени при равнопеременном движении равна скорости в средний момент этого промежутка времени. Отсюда следует, что в момент $t - \frac{\tau}{2}$ скорость центра слоя B равнялась $\frac{\sigma_1}{\tau}$. Точно также мы найдем, что за время τ между моментами t и $t + \tau$ средняя скорость равняется $\frac{\sigma}{\tau}$, а след. и в момент $t + \frac{\tau}{2}$ скорость равна $\frac{\sigma}{\tau}$. Приращение скорости за время τ от $t - \frac{\tau}{2}$ до $t + \frac{\tau}{2}$ равно $\frac{\sigma}{\tau} - \frac{\sigma_1}{\tau}$, а след. искомое ускорение w равно:

$$w = \frac{\frac{\sigma}{\tau} - \frac{\sigma_1}{\tau}}{\tau} = -\frac{\sigma_1 - \sigma}{\tau^2}$$

Вставив это в (8), получаем

$$F = -S\xi\delta \frac{\sigma_1 - \sigma}{\tau^2} \dots \dots \dots (9)$$

Сравнив два выражения (7) и (9) для силы F и сократив на $S(\sigma_1 - \sigma)$, получаем $e : \xi = \xi\delta : \tau^2$, или

$$\frac{\xi^2}{\tau^2} = \frac{e}{\delta} \dots \dots \dots (10)$$

Сравнив это с (5), получаем

$$V = \sqrt{\frac{e}{\delta}} \dots \dots \dots (11)$$

Рассмотрим несколько ближе величину e . На основании формулы (6) она равна

$$e = \frac{f_1}{S} \cdot \frac{\xi}{\sigma}$$

Обозначим через p давление на единицу площади, которое существует в поперечном сечении рассматриваемого цилиндра при нормальном распределении слоев (это давление может равняться и нулю). В таком случае $\frac{f_1}{S}$ не что иное, как увеличение этого давления, т. е. dp . Далее ξ есть линейная величина, взятая по направлению луча; обозначим ее теперь

через l ; σ есть уменьшение величины ξ , так что можно положить $\sigma = -dl$. Таким образом имеем окончательно

$$e = -l \frac{dp}{dl} \dots \dots \dots (12)$$

и следовательно

$$V = \sqrt{-\frac{l}{\delta} \frac{dp}{dl}} \dots \dots \dots (13)$$

Здесь δ масса, заключающаяся в единице объема среды; l произвольная длина, взятая по направлению луча; dp изменение давления на единицу площади, перпендикулярной к l , вызванное изменением длины l на величину dl .

В частном случае, когда площадь S поперечного сечения рассматриваемого цилиндра не меняется во время колебаний, мы можем ввести объем $v = lS$. Умножая числитель и знаменатель подкоренной величины в (13) на S , получаем

$$V = \sqrt{-\frac{v}{\delta} \frac{dp}{dv}} \dots \dots \dots (14)$$

Этот формулой нельзя пользоваться, когда изменение расстояний слоев цилиндра изменяет площадь поперечного его сечения. Вместо массы δ можно ввести вес D единицы объема среды. Тогда имеем вообще (g ускорение силы тяжести)

$$V = \sqrt{-\frac{gl}{D} \frac{dp}{dl}} \dots \dots \dots (15)$$

и в частном случае $S = \text{Const.}$:

$$V = \sqrt{-\frac{gv}{D} \frac{dp}{dv}} \dots \dots \dots (16)$$

§ 3. Скорость распространения поперечных колебаний. Как в предыдущем случае, мы рассматриваем три отрезка A , B и C (рис. 3) цилиндра

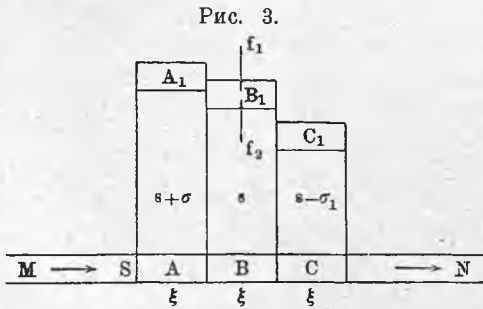


Рис. 3.

MN , образующие которого параллельны направлению распространения колебаний (от M к N); пусть S площадь поперечного сечения цилиндра, ξ бесконечно малая длина отрезков. В какой-либо момент времени эти отрезки перешли в A_1 , B_1 и C_1 , причем они, или, вернее говоря, их центры переместились на величины $s + \sigma$, s и $s - \sigma_1$, где $\sigma_1 > \sigma$.

Вследствие относительного перемещения слоев A и B развивается некоторая сила f_1 , действующая на слой B в его положении B_1 . Эта сила пропорциональна площади S основания слоя и относительному перемещению $\frac{\sigma}{\xi}$ центров слоев. Обо-

значив множитель пропорциональности через e , получаем $f_1 = eS \frac{\sigma}{\xi}$ т. е. выражение, тождественное с (6), стр. 6. Сила f_1 действует на B_1 по направлению от B к B_1 (вверх на рисунке). Со стороны слоя C_1 действует сила $f_2 = -eS \frac{\sigma_1}{\xi}$ в противоположном направлении; равнодействующая F , направленная от B_1 к B , равна

$$F = -eS \frac{\sigma_1 - \sigma}{\xi}.$$

Ускорение, направленное также от B_1 к B , равно

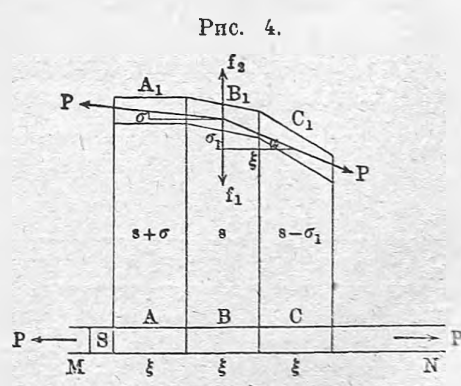
$$\frac{\frac{\sigma_1 - \sigma}{\xi}}{\tau}$$

(где τ имеет то же значение, как в предыдущем выводе), ибо на τ сек. раньше центр слоя B находился на расстоянии $s - \sigma_1$, а через τ сек. он будет находиться на расстоянии $s + \sigma$ от своего нормального положения. Масса слоя равна $S\xi\delta$, так что $F = -S\xi\delta \frac{\sigma_1 - \sigma}{\tau^2}$. Сравнив два выражения для F и принимая во внимание, что искомая скорость V опять равна $\frac{\xi}{\tau}$, получаем

$$V = \sqrt{\frac{e}{\delta}} \dots \dots \dots (17)$$

т. е. прежнюю формулу (11). Однако, величина e имеет здесь иное значение: она определяет собою упругие силы, развивающиеся не вследствие сгущений и разрежений, сопровождающих сближение и удаление частей среды по направлению луча, но вследствие неодинакового перемещения их перпендикулярно к лучу. Величину e можно назвать упругостью среды по направлению поперечных колебаний.

§ 4. Скорость распространения поперечных колебаний в натянутой нити. Пусть MN (рис. 4) есть нить, к двум концам которой приложены силы P ; δ плотность, S площадь поперечного сечения нити. Возьмем три элемента A , B и C нити; длину их обозначим через ξ ; τ время, в течение которого колебательное движение распространяется по направлению от M к N на расстояние ξ ; искомая скорость $V = \frac{\xi}{\tau}$. Положим, что A , B и C перешли в A_1 , B_1 и C_1 , переместившись (точнее — их центры) на расстояния $s + \sigma$, s и $s - \sigma_1$, причем $\sigma_1 > \sigma$. Допустим, что происшедшее гнущие нити, а также удлинение ее вызывают упругие силы, ничтожные сравнительно с натяжением P , действующим между каждыми двумя соседними элементами нити.



На B_1 действует со стороны C_1 сила P , слагаемая f_1 которой по направлению от B_1 к B (вниз) равна $P \sin a$, где a угол между B_1, C_1 и MN . В виду малости этого угла можно положить $\sin a = \operatorname{tg} a$; из рисунка видно, что $\operatorname{tg} a = \frac{\sigma_1}{\xi}$. Считая силы, направленные вверх, положительными, получаем $f_1 = -P \frac{\sigma_1}{\xi}$. Со стороны A_1 действует на B_1 также сила P , слагаемая f_2 которой по направлению B к B_1 (вверх) равна $f_2 = P \frac{\sigma}{\xi}$. Равнодействующая F , направленная от B_1 к B , равна $F = -P \frac{\sigma_1 - \sigma}{\xi}$. Ускорение элемента B_1 , как и в предыдущих случаях, очевидно, равно $-\frac{\sigma_1 - \sigma}{\tau^2}$; его масса равна $S \xi \delta$, следов. $F = -S \xi \delta \frac{\sigma_1 - \sigma}{\tau^2}$. Сравнив два выражения для F , получаем для $\frac{\xi}{\tau}$, т. е. V ,

$$V = \sqrt{\frac{P}{S \delta}} \dots \dots \dots (18)$$

Если натяжение на единицу площади поперечного сечения нити, т. е. $\frac{P}{S}$ обозначим через p , то получаем

$$V = \sqrt{\frac{p}{\delta}} \dots \dots \dots (19)$$

Вводя вес D единицы объема нити, получаем

$$V = \sqrt{\frac{P g}{S D}} = \sqrt{\frac{p g}{D}} \dots \dots \dots (20)$$

Единица длины нити имеет объем S . Если обозначить через δ_1 массу, через D_1 вес единицы длины нити, то (18) и (20) дают

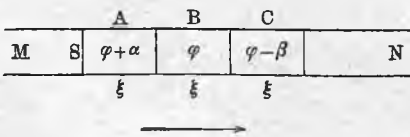
$$V = \sqrt{\frac{P}{\delta_1}} = \sqrt{\frac{P g}{D_1}} \dots \dots \dots (21)$$

В главе о колебании струн мы воспользуемся этими формулами.

§ 5. Скорость распространения крутильных колебаний в цилиндрическом стержне. Вдоль стержня MN (рис. 5) распространяются от M к N крутильные колебания, при которых каждый слой поворачивается около оси стержня попеременно в ту и другую сторону. Положим, что стержень цилиндрический с круговым основанием S . Берем три соседних слоя A, B и C ; пусть толщина их ξ ; полагая, что τ имеет прежнее значение, полу-

чаем $V = \frac{\xi}{\tau}$. В некоторый момент слой B повернулся на угол φ , а слои A и C на углы $\varphi + \alpha$ и $\varphi - \beta$, где $\beta > \alpha$. Центральные плоскости слоев B и C повернуты друг относительно друга на угол β ; на основании формулы кручения (т. I гл. III) получаем величину момента M_1 пары сил,

Рис. 5.



стремящейся повернуть слой B обратно в его положение равновесия

$$M_1 = -\frac{\pi N R^4}{2\xi} \beta = -\frac{N S R^2}{2\xi} \beta,$$

где N модуль сдвига и R радиус сечения S .

Со стороны A на B действует в противоположную сторону пара сил, момент которой $M_2 = \frac{N S R^2}{2\xi} \alpha$. Равнодействующая пара под влиянием которой находится слой B , имеет момент

$$M = -\frac{N S R^2}{2\xi} (\beta - \alpha) \dots \dots \dots (22)$$

на τ сек. раньше рассматриваемого момента времени, поворот слоя B был не φ , но $\varphi - \beta$, след., его средняя угловая скорость за время τ равнялась $\frac{\beta}{\tau}$; в следующие τ сек. она будет равна $\frac{\alpha}{\tau}$. Отсюда угловое ускорение

$$\frac{1}{\tau} \left(\frac{\alpha}{\tau} - \frac{\beta}{\tau} \right) = -\frac{\beta - \alpha}{\tau^2}.$$

Мы видели в т. I, что момент M действующей пары равен произведению момента инерции K слоя относительно оси вращения на угловое ускорение. Но момент инерции слоя $K = \frac{1}{2} S \xi \delta R^2$, где δ плотность стержня. Итак

$$M = -\frac{1}{2} S \xi \delta R^2 \frac{\beta - \alpha}{\tau^2} \dots \dots \dots (23)$$

Сравнивая (22) и (23) и сокращая на $\frac{1}{2} S R^2 (\beta - \alpha)$, получаем для $V = \frac{\xi}{\tau}$

$$V = \sqrt{\frac{N}{\delta}} \dots \dots \dots (24)$$

или

$$V = \sqrt{\frac{E}{2(1 + \sigma)\delta}} \dots \dots \dots (25)$$

где E модуль Юнга, σ коэффициент Пуассона (см. т. I).

§ 6. Скорость распространения продольных колебаний в стержне и в неограниченной твердой среде. Мы имели на стр. 8 формулу (13) для скорости распространения продольных колебаний:

$$V = \sqrt{-\frac{l dp}{\delta dl}}$$

где dp увеличение давления, вызванное изменением длины l на величину dl . Из определения модуля Юнга (т. I) следует, что $-dp = E \frac{dl}{l}$; следовательно $-l \frac{dp}{dl} = E$ и

$$V = \sqrt{\frac{E}{\delta}} \dots \dots \dots (26)$$

Из определения модуля E' сжатия слоя (т. I) следует, что в неограниченной среде $-dp = E' \frac{dl}{l}$. Мы видели (т. I), что

$$E' = \frac{(1 - \sigma) E}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)},$$

следовательно

$$V = \sqrt{\frac{1 - \sigma}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)}} \cdot \frac{E}{\delta} \dots \dots \dots (27)$$

§ 7. Скорость распространения поперечных колебаний в неограниченной твердой среде. На стр. 9 мы вывели формулу (17) для скорости распространения поперечных колебаний: $V = \sqrt{\frac{e}{\delta}}$. Величина e была введена выражением той силы $f_1 = eS \frac{\sigma}{\xi}$, с которою два слоя действуют друг на друга, когда расстояние их центров ξ , относительное перемещение σ и поверхность S . Сравнивая это выражение с формулою, служащею определением модуля сдвига N (т. I), мы видим, что для твердого тела $e = N$ (ибо $\frac{f_1}{S} = p$, $\frac{\sigma}{\xi} = \omega$), следовательно

$$V = \sqrt{\frac{N}{\delta}} = \sqrt{\frac{E}{2(1 + \sigma)\delta}} \dots \dots \dots (28)$$

Интересно, что (28) тождественно с (25).

§ 8. Скорость распространения продольных колебаний в жидкостях. Коэффициент сжатия β жидкостей равен (т. I).

$$\beta = -\frac{1}{v} \frac{dv}{dp}; \text{ отсюда } -v \frac{dp}{dv} = \frac{1}{\beta}.$$

Вставляя это в (14), стр. 8, получаем

$$V = \frac{1}{\sqrt{\beta \delta}} \dots \dots \dots (29)$$

Формулы (26), (27) и (29) относятся к случаю, когда сжатия происходят изотермически, а не адиабатически, так, что, напр. β есть коэффициент адиабатического сжатия (см. § 9).

§ 9. Скорость распространения продольных колебаний в газах. Мы видели (т. I), что распространение продольных колебаний вызывает попеременные сгущения и разрежения вещества среды. Далее нам известно, что сгущение газа сопровождается нагреванием, а разрежение — охлаждением его. Отличаем два крайних случая:

I. Если сжатия и разрежения происходят столь медленно, что температура успевает вполне восстановиться, мы имеем случай изотермического распространения продольных колебаний. Объем v и давление p связаны в этом случае законом Бойля-Мариотта $pv = \text{Const.}$, откуда $p dv + v dp = 0$, т.-е.

$$-v \frac{dp}{dv} = p.$$

Вставляя это в (14), получаем

$$V = \sqrt{\frac{p}{\delta}} \dots \dots \dots (30)$$

Это формула Ньютона.

II. Другую крайность представляет случай столь быстрых колебаний, когда никакой тепловой обмен между сжатыми и разреженными слоями и с окружающими телами произойти не успеваает. В этом случае мы имеем адиабатическое (т. I) распространение колебаний. Об'ем v и давление p связаны формулою.

$$pv = \text{Const.} \dots \dots \dots (31)$$

где $k = \frac{C_p}{C_v}$, т.-е. отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном об'еме; (31) дает $v^k dp + kp v^{k-1} dv = 0$ или $v dp + k p dv = 0$; отсюда $-v \frac{dp}{dv} = kp$.

Вставляя это в (14), имеем формулу Laplace'a

$$V = \sqrt{\frac{p}{\delta} k} = \sqrt{\frac{p}{\delta} \cdot \frac{C_p}{C_v}} \dots \dots \dots (32)$$

Для многих газов (O_2 , M_2 , H_2 , CO) можно принять $k = 1,4$; след. для них

$$V = \sqrt{1,4 \frac{p}{\delta}} \dots \dots \dots (33)$$

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Общие замечания о происхождении и распространении звука.

§ 1. Акустика, как отдел физики. Учение о звуковых явлениях называется акустикой. Этот отдел физики замечателен отсутствием специальных гипотез, играющих сколько-нибудь существенную роль подобно той, какую играют основные гипотезы в учениях о теплоте, свете, магнетизме, электричестве. И это понятно: основная сущность звуковых явлений, а именно колебательные движения материи, во многих случаях непосредственно заметны; их можно видеть, осязать — их реальность не может подлежать ни малейшему сомнению.

С точки зрения механики акустика есть отдел учения об упругости, а именно отдел, трактующий о различных частных случаях распространения колебательных движений в упругой среде. Воспроизведение этих различных случаев есть задача экспериментальной акустики.

Однако акустика, как учение о звуковых явлениях, имеет, кроме чисто механической, еще две стороны, представляющие огромный интерес.

Во-первых, звуковые явления воспринимаются, впрочем лишь в определенных пределах, органом слуха и вызывают особого рода, так наз., слуховые впечатления. Благодаря этому обстоятельству, в акустике

появляется элемент физиологический: рассматривается устройство органа слуха и способ восприятия им звуковых колебаний; кроме того и орган речи, как источник звука, представляет интерес для акустики.

Во-вторых, акустика соприкасается с одним из важнейших и наиболее между людьми распространенных искусств — с музыкою. Связь между акустикой, как отделом физики, и музыкою несравненно глубже, чем, напр., связь между оптикою и живописью.

§ 2. Звук. Следует отличать два понятия о звуке: субъективное или физиологическое и объективное или физическое.

Звук, как явление физиологическое, есть определенного рода ощущение, воспринимаемое органом слуха.

Звук, как явление физическое, сводится к колебаниям среды. Эти два понятия о звуке тем более отличаются друг от друга, что существуют такие колебания, которые не воспринимаются органом слуха, а между тем никакими существенными свойствами не отличаются от колебаний, действующих на этот орган. В этом случае приходится говорить о „неслышимых звуках“. Причина отсутствия физиологического действия может заключаться, напр., в чрезмерной слабости звука или в слишком большом или малом числе колебаний (высоте звука, см. ниже § 5). При этом интересно, что один и тот же звук (напр., очень слабый или очень высокий) воспринимается органом слуха одних лиц, и не воспринимается органом слуха других. Для первых существует физиологическое явление звука, для других его нет. Объективное же, физическое явление звука может существовать и в том случае, когда физиологическое отсутствует для всех людей.

Акустика, как отдел физики, имеет дело, главным образом, со звуком, как явлением физическим.

Для воспроизведения „неслышимых звуков“ весьма удобен свисток Galton'a. Это маленький свисток, длину которого можно уменьшать; его открытый конец соединен помощью каучуковой трубочки с каучуковым шаром. Сжимая этот шар, мы вгоняем воздух из него в свисток, который издает резкий звук. Укорачивая трубку, мы получаем звук все более и более высокий, который, наконец, перестает быть заметным для некоторых лиц, между тем как другие лица его еще слышат. При дальнейшем укорачивании трубки звук, как физиологическое явление, перестает существовать для всех лиц, между тем как наличность физического явления звука не может подлежать сомнению. В 1900 г. появилась работа M. Edelmann'a, подробно изучившего свисток Galton'a.

§ 3. Источники звука. Источниками звука служат твердые, жидкие или газообразные тела, приведенные в более или менее быстрые колебательные движения.

Данное тело, колеблясь как целое под влиянием внутренних упругих сил, может совершать только одно определенное число колебаний, зависящее от его геометрической формы, его состава и физического состояния (напр. температуры). Оказывается, однако, что тело может как-бы само собою разделиться на части, которые колеблются отдельно; тогда

число колебаний будет уже другое. Проводя смычком около концов ветвей камертона, мы получаем одно число колебаний, и совсем другое, если проведем смычком несколько ниже середины его ветвей.

§ 4. Распространение звука. Звучащее тело вызывает продольные колебательные движения в окружающем воздухе, распространяющиеся во все стороны. Вдоль звукового луча чередуются сгущения и разрежения (т. I), как-бы скользящие вдоль луча со скоростью, называемой скоростью звука. Расстояние центров двух соседних сгущений или разрежений или вообще двух ближайших частиц на луче, находящихся в одинаковых фазах, есть длина волны λ , связанная со скоростью звука V , временем колебания T и числом N колебаний в секунду уравнениями

$$\lambda = VT; V = N\lambda; NT = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Звуковые колебания, достигнув органа слуха, вызывают физиологическое явление звука, когда число N заключается между некоторыми определенными пределами. Звуковые колебания могут распространяться не только в газообразной, но и в жидкой и твердой среде. Скорость звука зависит от рода среды и от ее физического состояния.

Укажем на одно весьма важное обстоятельство: колебания, производимые звучащим телом, всегда можно рассматривать, как результат интерференции (т. I) двух встречных колебаний, а именно колебаний, распространяющихся в этом теле в некотором направлении, и колебаний, отраженных от краев или точек закрепления тела. При этом получаются, как мы видели (т. I) стоячие волны (с пучностями и узлами), каковые и представляют колебания звучащих тел. Таким образом, задача о законах колебаний звучащих тел сводится к задаче о законах распространения колебательных движений в этих телах.

§ 5. Сила и высота звука. Звуки разделяются прежде всего на простые или музыкальные и на сложные тоны. Простой звук или музыкальный тон, который можно назвать еще звуком чистым, получается, когда звучащее тело совершает строго гармоническое колебательное движение; это движение передается воздуху, частицы которого также совершают простые гармонические колебания по закону (т. I)

$$s = a \sin 2\pi \frac{t}{T} \dots \dots \dots (2)$$

где s удаление частицы от положения равновесия во время t , a амплитуда и T время одного полного колебания. Музыкальные тоны могут отличаться друг от друга только по силе и по высоте.

Сила простого звука измеряется энергией колебательного движения, которая, как мы видели (т. I), пропорциональна квадрату амплитуды. Итак, сила звука пропорциональна квадрату амплитуды. Такое определение, однако, неприменимо, когда мы желаем сравнить силы звуков, распространяющихся в различных газах или обладающих различной высотой, т.-е. (см. ниже) различным числом N колебаний в секунду. В последнем случае даже нельзя говорить об относительной силе звуков,

как явлений физиологических. Сила звука, как объективного физического явления, должна быть определена как количество энергии, проходящей в единицу времени через единицу площади, перпендикулярной к звуковому лучу. Мы имели (т. I) для энергии колебательного движения формулу $J = \frac{2\pi^2}{T^2} a^2 m$, где m масса, совершающая колебания. В единицу времени через площадь S проходит энергия, заключающаяся в столбе, длина которого равна скорости V звука, так что $m = VS\delta$; при $S = 1$ имеем $m = V\delta$, где δ плотность среды. Вставляя еще $T = \frac{1}{N}$ имеем

$$J = 2\pi^2 M^2 a^2 \delta V \dots \dots \dots (3)$$

т.-е. сила звука данной высоты пропорциональна скорости звука, плотности среды и квадрату амплитуды. Методы, которыми пользуются для измерения силы звука в данной точке пространства, будут нами рассмотрены ниже.

Высота простого звука или тона, как величина относительная, есть понятие, не поддающееся определению, но ясное для каждого и непосредственно представляющееся при сравнении впечатлений от двух различных тонов. Высота тона зависит от числа колебаний N . Исходя от какого-либо тона с числом колебаний N и переходя к тонам все более и более высоким, мы встречаем тон, представляющийся нам наиболее близким к исходному тону, с которым он наиболее полно сливается. Он называется октавою первого тона; оказывается, что его число колебаний равно $2N$. Между данным тоном и его октавою заключается ряд тонов промежуточных, составляющих простейшую гамму. Названия и числа колебаний этих тонов следующие, если начинать с основного звука *ut*

<i>ut</i>	<i>re</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i>	<i>ut</i>
N	$\frac{9}{8}N$	$\frac{5}{4}N$	$\frac{4}{3}N$	$\frac{3}{2}N$	$\frac{5}{3}N$	$\frac{15}{8}N$	$2N$

Вместо приведенных здесь названий в Германии и в Англии употребляются обозначения

<i>ut</i>	<i>re</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i>	<i>ut</i>
<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>a</i>	<i>h</i>	<i>c</i>

Тон *si* или *h* в Англии обозначается через *b*; тон *ut* иногда еще называется *do*. Чтобы отличить последовательные октавы друг от друга, к названию тона приставляют числа или черточки сбоку или сверху или вводят большие буквы. Приводим наиболее употребительные обозначения и приблизительное число колебаний для различных *ut* или *c*.

ut_{-2}	ut_{-1}	ut_1	ut_2	ut_3	ut_4	ut_5	ut_6	ut_7
$C_2(C_{II})$	$C_1(C_I)$	$C(C_0)$	c	c'	c''	c'''	c^{IV}	c^V
c_{-3}	c_{-2}	c_{-1}	c_0	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
c	c	c	c	c	c	c	c	c
c_2	c_1	c_0	c^0	c^1	c^2	c^3	c^4	c^5
$N = 16$	32	64	128	256	512	1024	2048	4096

За нормальный тон, относительно которого настраивают музыкальные инструменты, принимается $la_2 = a' = a_1 = a = a_1$



Этот тон должен иметь $N = 435$ колебаний.

Если *ut* принять за основной тон, то *re* составляет его секунду, *mi* — терцию (большую), *fa* — кварту, *sol* — квинту, *la* — сексту, *si* — септиму; следующее *ut* составляет октаву и т. д., напр., следующее *sol* есть дуодецима. В гл. XI мы ближе рассмотрим вопрос о тонах, применяемых в музыке. Здесь ограничиваемся напоминанием, что кроме перечисленных выше тонов применяются еще тоны промежуточные, обозначаемые диэзами и бемолями.

Число колебаний наиболее высоких тонов, которые еще воспринимаются ухом некоторых людей, доходит до 50000 в сек. Koenig (1899) впервые получил при помощи маленьких камертонов весьма высокие звуки до $N = 90000$ колебаний в секунду; это число было определено по способу Kundt'a (гл. VI). Edelmann (1900) дошел до $N = 170000$ в сек., пользуясь свистком Galton'a (стр. 14). Так как скорость звука в воздухе при комнатной температуре около 340 метров в сек., то по формуле (1) стр. 15, длина волны этих звуков $\lambda = 2$ мм. Альтбергу (в Москве, 1907) удалось получить колебания воздуха, для которых $\lambda = 1$ мм., и следовательно $N = 340000$. Он пользовался разрядною искрою конденсатора (т. IV) и измерял длину волны, пользуясь диффракционной решеткой (т. II). Это колебание соответствует приблизительно тону fa_{13} . Dieckmann (1908), пользуясь вольтовой дугой особого устройства, дошел до $\lambda = 0,43$ мм. (в воздухе), что соответствует $N = 780000$. Наконец Campbell и Dye (1911), повидимому, дошли до еще большего числа колебаний.

§ 6. **Оттенок или тембр; шум.** Музыкальные тоны, как абсолютно чистые звуки, могут отличаться друг от друга только высотой и силой. В действительности же оказывается, что между тонами, повидимому одинаково высокими, издаваемыми различными музыкальными инструментами, напр., скрипкою, флейтой, фортепиано и т. д., или при пении различными лицами, или, наконец, одним лицом, поющим данный тон на различные гласные буквы, существует особого рода качественная разница, характеризующаяся т. наз. оттенком или тембром звука. Эта разница происходит оттого, что все упомянутые звуки не суть простые, чистые тоны, соответствующие гармоническому колебательному движению, но состоят из сочетания целого ряда тонов, различных по высоте и по силе. Эти „добавочные тоны,“ для которых в некоторых случаях сохранилось название „высших гармонических“, происходят вследствие того, что в редких случаях тело, как целое, производит простейшие возможные колебания. Почти всегда к основному тону, соответствующему этим колебаниям, примешиваются тоны, происходящие от колебаний частей, на которые тело геометрически как бы распадается (см. стр. 14, § 3). Такое распа-

дение может одновременно совершиться на целый ряд манеров, причем получается и целый ряд добавочных тонов.

Число, высота и сила добавочных тонов могут быть бесконечно разнообразны, вследствие чего и оттенки, придаваемые ими основному тону, могут быть бесконечно различные.

Отдельные гармонические колебания, соответствующие основному и добавочным тонам, складываются для каждой точки звучащего тела в одно сложное колебание, вроде тех, которые были изображены в т. I. Из сказанного следует, что оттенок звука зависит от формы колебательного движения, получающегося при наложении на основное гармоническое колебание целого ряда других колебаний с иными периодами и амплитудами.

Если число тонов весьма велико, то их совокупность дает явление шума. Шум ветра, говора, водопада, соударяющихся тел и т. д. могут служить примерами. Впрочем, музыкально развитое ухо способно вылавливать из хаоса тонов, входящих в состав шума, некоторые отдельные тона, как-бы особенно рельефно выступающие. Если заставить падать с некоторой высоты на стол, одну за другой, ряд деревяшек одинаковой длины, но различной толщины, то даже непривычное ухо замечает в последовательно получаемых звуковых ощущениях качественные различия, вызываемые различною высотой наиболее преобладающего каждый раз тона.

§ 7. Зависимость силы звука от расстояния. Энергия звучащего тела переходит к окружающему воздуху, в котором она передается дальше от слоя к слою. Следует отличать случай распространения звука по всем направлениям, напр., в открытом воздухе, и случай одностороннего распространения в одном только направлении, напр., в стержне или в трубке, наполненной воздухом. В первом случае звуковая энергия передается концентрическим шаровым слоям, поверхности которых пропорциональны квадратам их радиусов или расстояний от звучащего тела. Сила звука, т. е. энергия, проходящая в 1 сек. через единицу поверхности шарового слоя, равная всему потоку энергии, деленному на величину этой поверхности, обратно пропорциональна квадрату ее радиуса.

Сила звука изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния от источника, когда звук свободно распространяется в воздухе или в другой неограниченной среде.

Wieп подтвердил закон квадратов своими опытами. Schaefer вывел из своих наблюдений, что сила звука убывает вблизи источника несколько медленнее, вдали — несколько быстрее, чем бы следовало по закону квадратов. Опыты Н. А. Гезехуса подтвердили закон квадратов; он-же объяснил, почему опыты Schaefer'a дали отступления от этого закона.

Более точное выражение для зависимости силы звука от расстояния вывел Duff (1898), принимая во внимание внутреннее трение в газах, а также тепловой обмен (путем теплопроводности и лучеиспускания), сопровождающий нагревание и охлаждение слоев, попеременно сгущаемых и разрежаемых. Он находит, что для небольших расстояний r от звуча-

щего тела сила J звука выражается формулою

$$J = \frac{c}{n^2} \left(1 + \frac{v^2}{4\pi^2 n^2 r^2} \right),$$

где c множитель пропорциональности, n число колебаний, v скорость звука. Для больших r получается интересная формула

$$J = c \frac{e^{-2mr}}{r^2}.$$

Опыты показали (1900), что $m = 0,000033$, если за единицу длины принять сантиметр. Теоретически рассматривали тот же вопрос Kirchhoff (1868), Lord Rayleigh (1899) и Jeans (1904). Оказывается, что вследствие поглощения энергии сила J плоской звуковой волны, прошедшей путь x в газе, выражается формулой

$$J = J_0 e^{-cx}$$

где

$$c = \frac{A}{\lambda^2}.$$

Здесь A величина, зависящая от рода газа. Для воздуха при 18° и 753 мм. давления. П. Н. Лебедев находит $A = 0,00037$. Формула показывает, что поглощение звуковой энергии быстро растет с уменьшением λ . Непосредственные опыты Неклепаева (1911) дали $A = 0,00073$, т. е. число такого же порядка, какой дает теория. П. Н. Лебедев указывает на вероятные причины численного несогласия. Когда $\lambda = 0,1$ мм., то J уменьшается в 10 раз на пути $x = 6$ мм.; в этом П. Н. Лебедев видит наличие предельных величин для коротких акустических волн. Влияние тумана исследовал теоретически Lewell (1911).

Совершенно другой результат получается при одностороннем распространении звука внутри тонкой трубы, когда волновая поверхность (т. I) плоская. В этом случае энергия колебаний, а след. и сила звука должны были бы оставаться постоянными, так как массы слоев воздуха, между которыми происходит передача энергии, остаются одинаковыми. Хотя такой независимости силы звука от расстояния и не наблюдается, все же звук передается через трубу на большое расстояние, ослабевая при этом весьма медленно. Это особенно относится к широким трубам; в узких же трубках происходит поглощение звуковой энергии веществом трубки, вследствие трения колеблющегося воздуха об ее стенки и вследствие перехода теплоты, выделяющейся в местах сжатия, из воздуха в саму трубку и перехода теплоты из трубки в воздух, в местах разрежения, где происходит охлаждение. По исследованиям Neugeueuf'a (1890) сила звука в тонкой трубке обратно пропорциональна ее длине, прямо пропорциональна квадрату ее площади поперечного сечения и зависит от вещества трубки. Helmholtz и Kirchhoff дали теоретические формулы для величины амплитуды звукового колебания, распространяющегося по трубе.

§ 8. Давление звуковых волн и абсолютное измерение силы звука. Rayleigh (1902) показал, что акустические колебания производят на встречную поверхность тела некоторое давление p , величина которого, для плоской звуковой волны и нормального падения на вполне отражающую поверхность, равна

$$p = \frac{2E}{V} \dots \dots \dots (4)$$

Здесь E обозначает количество энергии, падающей в секунду на единицу поверхности, и V — скорость звука. Альтберг (1903) впервые доказал на опыте существование этого давления. Wood (1905) поместил маленькое легкоподвижное радиометрическое колесо с вертикальными слюдяными крыльями в фокусе вогнутого зеркала, в котором концентрировались звуковые волны от сильных электрических разрядов. Колесо начинало быстро вращаться, когда фокус находился несколько сбоку от вертикальной оси вращения. Обращаемся к рассмотрению различных методов, служащих для измерения силы звука в данном месте. Это измерение может быть относительное или абсолютное; в последнем случае речь идет об определении количества звуковой энергии, заключающейся в единице объема.

1. Rayleigh (1882) показал, что удобоподвижная пластинка, подвешенная в звучащем столбе воздуха, стремится стать нормально к оси этого столба. Grimsehl (1888) построил фonoметр, основанный на этом явлении, теорию которого дал W. Koenig (1891). Затем этим способом пользовался Лебедев (1897), а наиболее его разработал Зернов (1908).

2. Oberbeck (1881), Stern (1890) и Hornstein (1899) старались воспользоваться микрофоном для измерения силы звука.

3. Toepler и Boltzmann определяли рефрактометрическим способом (т. II) изменение плотности в узле (см. ниже) звучащего столба воздуха, Raps (1891) усовершенствовал этот способ.

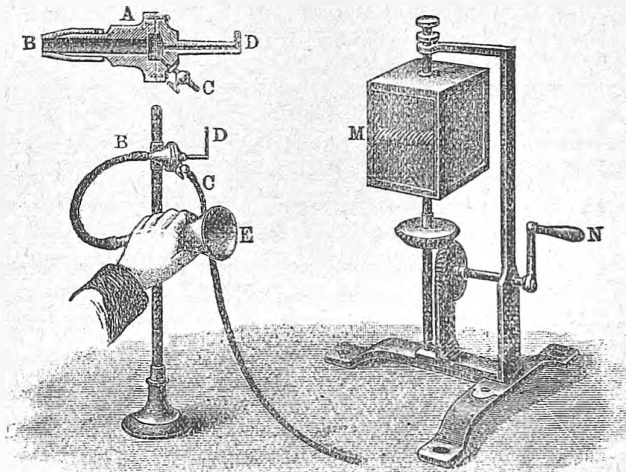
4. M. Wien (1889) построил вибрационный манометр, при помощи которого можно измерить величину периодических изменений давления воздуха на стенку, от которой отражаются звуковые волны. Его прибор состоял из резонатора (см. ниже), заднее отверстие которого было затянато упругою перепонкою. Движения этой перепонки передавались легкоподвижному зеркальцу, в котором наблюдалось, при помощи зрительной трубы, изображение узкой освещенной щели. Это изображение растягивалось в виде полоски, ширина которой служила мерою величины вращений зеркальца, а следовательно также величины изменения давления на упругую перепонку внутри резонатора. На подобном же принципе основаны методы Sharpe (1899) и Webster'a (1904).

5. Альтберг определил на основании формулы (4) стр. 20 мощность потока энергии, падающего на один кв. мм.; она оказалась равной $5,6 \cdot 10^{-7}$ лошади. сил. Так как расстояние от источника звука до стены равнялось 50 см., то отсюда получается мощность потока энергии, испускаемого источником звука, равным 0,2 лошади. сил.

6. Сила звука в данном месте может быть измерена величиною амплитуды колебаний тела, на которое действует звук. Сауго (1899) наблюдал при помощи микроскопа колебания тонкой упругой перепонки.

Sieveling и Behm (1904) наблюдали таким-же способом колебания камертона, тон которого был тождествен с тоном исследуемого звука (гл. VIII, резонанс). Этим способом они могли определить распределение звуковой энергии в замкнутом пространстве, зависимость силы звука от расстояния, звуковую проводимость различных тел, а также влияние давления воздуха на силу звука (в сосуде, объем которого равнялся 60 литр.). Подобным же методом пользовался Ostmann (1903). Зернов

Рис. 7.

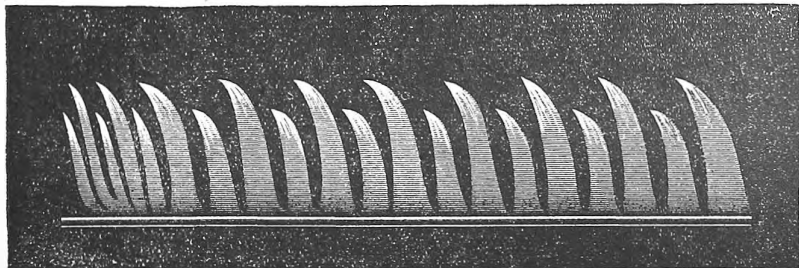


(1906) сравнил методы Wien'а и Альтберга; он нашел, что давление звуковых волн (Альтберг) и колебания давления у отражающей поверхности (Wien) дают, при абсолютных измерениях силы звука, результаты, отличающиеся не более, чем на 2 процента. Дальнейшим развитием способов измерения силы звука занимались Pierce (1908), Watson (1910), Boehm (1910), König (1911), Heindlhofer (1912), Halbig (1912), Stewart и Siles (1913) и Waetzmann (1914).

§ 9. Манометрическое пламя; чувствительное пламя. Присутствие звукового колебания не всегда удобно или возможно наблюдать непосредственно слухом. Укажем здесь на два способа обнаруживания звуковых колебаний помощью пламени обыкновенного светильного газа. Такое пламя весьма чувствительно ко всяким изменениям упругости газа, увеличиваясь и уменьшаясь вполне соответственно увеличению или уменьшению этой упругости. Этим пользуются для устройства т. наз. манометрического пламени. Соответствующий прибор изображен на рис. 7; главная часть изображена отдельно в разрезе. Трубка B соединена с тем про-

странством, в котором образуется звуковое колебание, напр., с воронкою *E*, перед которой помещается звучащее тело. Эта трубка оканчивается на другом конце, внутри деревянного тела *A*, небольшою камерою, которая разделена упругой тонкой перегородкой на две части: одна часть, не

Рис. 8.



соединенная с *B*, снабжена газопроводною трубкою *C* и горелкою *D*, над которой и зажигается газ, как показано на рисунке. Звуковые колебания, передаваясь упругой перепонке, вызывают в светильном газе вполне им соответствующие колебания давления, которые со своей стороны вызывают такие-же колебания в высоте пламени. Если звуковое колебание происходит по какому либо сложному закону, то коле-

Рис. 9. I. Рис. 9. II. бания высоты пламени происходят по тому же закону.



Чтобы сделать заметными эти колебания пламени, наблюдают их в зеркалах, составляющих стороны параллелепипеда *M*, приводимого в быстрое вращательное движение при помощи зубчатых колес и рукоятки *N*. Спокойное пламя представляется во вращающемся зеркале в виде яркой полосы; пламя, колеблющееся в вертикальном направлении, дает полосу, верхний край которой покрыт зазубринами, а при очень сильных колебаниях почти вся полоса разделяется на отдельные огни одинаковой длины при простых, и различной длины при более сложных колебаниях. На рис. 8 показан случай разделения полосы на огни различной вышины, указывающие на сложность колебания, действующего на манометрическое пламя. *E. Nichols* и *E. Merritt* фотографировали изображение манометрического пламени во вращающемся зеркале.

Чувствительное пламя получается, если зажечь струю газа, выходящего из малого отверстия под большим давлением. Получающееся при этом длинное (до 40 см.), тонкое и довольно светлое пламя (рис. 9, I) замечательно чувствительно к высоким звукам, под влиянием которых оно укорачивается, утолщается и делается шипящим (рис. 9, II). Сотрясение связки ключей, свист, говор (особенно звуки *c*, *ш*) и даже легкий шорох производят сильное действие на

чувствительное пламя; в особенности сильно действуют те высокие звуки свистка Galton'a (стр. 14), которые ухом уже не воспринимаются. Bouty дал теоретическое объяснение явления чувствительного пламени. Тонкая струя дыма или воздуха, к которому примешаны аммиачный газ и пары HCl , чтобы сделать его заметным (образуются белые пары нашатыря), выходящая под сильным давлением из малого отверстия, чувствительна и к низким тонам. Иногда пользуются чувствительным пламенем, которое получается, если газ, выходящий при слабом давлении из вертикально поставленной трубки, зажечь над металлическою сеткою, расположенной несколько выше горелки. Пламя уменьшается под влиянием высоких тонов.

Stewart (1903) нашел, что пламя ацетилена в горелке Бунзена, при давлении 1,64 см. воды, весьма чувствительно к самым слабым шумам; весьма высокие звуки на это пламя не действуют.

ЛИТЕРАТУРА.

Учебники акустики:

- A. Столетов.* Введение в акустику и оптику. Москва 1885.
H. Слугинов. Акустика. Казань 1891.
Melde. Akustik (Internat. Wiss. Bibl. Band 56). Leipzig 1883.
Zellner. Vorträge über Akustik. Leipzig 1892. 2 части.
Blaserna. Theorie des Schalles (Internat. Wiss. Bibl. Band 24). Leipzig 1876. Перевод с итальянского.
Lord Rayleigh. The theory of sound. London 1877. 2 части.
Everett. Vibratory motion and sound. London 1882.
Violle. Cours de physique. T. II, partie 1. Paris 1888.
H. Helmholtz. Die Lehre von den Tonempfindungen. Braunschweig 1870.
Pisco. Die neueren Apparate der Akustik. Wien 1865.
Kalähne. Grundzüge der math.-phys. Akustik. Leipzig, I, 1910 и II, 1913.

К § 5.

- Galton.* Inquiries into human faculty, p. 375, 1883.
R. König. W. A. 69 p. 626, 721, 1899.
M. Edelmann. D. A. 2 p. 469, 1900.
Альтберг. Ж. Р. Ф.-Х. О. 39 p. 53, 1907 Annal. d. Phys. (4) 23 p. 267, 1907.
Dieckmann. Annal. d. Phys. (4) 27 p. 1066, 1908.
Campbell and Dye. Electrician 66 p. 862, 1911.

К § 7.

- Neureneuf.* Ann. chim. phys. (6) 22 p. 368, 1891.
H. Helmholtz. Wissensch. Abhandl. I p. 333; Crelle's Journ. 57 p. 1, 1859.
C. Kirchhoff. Gesammelte Abhandl. p. 540; Pogg. Ann. 134, p. 177, 1868.
K. Vierordt. W. A. 18 p. 471, 1883; 19 p. 207, 1884; 21 p. 509, 1884.
W. Wundt. W. A. 18 p. 695, 1883.
M. Wien. W. A. 36 p. 834, 1869.
Schaefer. W. A. 57, p. 785, 1896.
H. Гезеус. Ж. Р. Ф.-Х. О. 18 p. 268, 1886; 28 p. 195, 1896.
Bouty. J. d. Phys. (3) 4 p. 401, 1895; 5 p. 404, 1896.
Duff. Phys. Rev. 6 p. 129, 1898; 11 p. 65, 1900.
Rayleigh. Phil. Mag. (5) 47 p. 308; 1899, Scient. Papers 4 p. 376, 1903.
Jeans. The dynamical theory of gases, 1904, p. 302.

Неклепас. Ж. Р. Ф.-Х. О. 43 p. 101, 1911.
П. Н. Лебедев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 43 p. 108, 1911.
Sewell. Trans. R. Soc. (A) 210 p. 239, 1911.

К § 8.

Rayleigh. Phil. Mag. (5) 15 p. 186, 1882; (6) 3 p. 338, 1902; 10 p. 366, 1905.
Альтберг. Ж. Р. Ф.-Х. О. 35 p. 459, 1903; Annal. d. Phys. (4) 11 p. 405, 1903.
Wood. Phys. Rev. 20 p. 113, 1905; Phys. Zeitschr. 6 p. 22, 1905.
Rayleigh. Phil. Mag. (5) 14 p. 186, 1882.
Grimsehl. W. A. 34 p. 1028, 1888; Progr. Realgymn. Hamburg 1888.
Koenig. W. A. 43 p. 43, 1891.
Лебедев. W. A. 62 p. 163, 1897; Ж. Р. Ф.-Х. О. 41 p. 370, 1909.
Oberbeck. W. A. 13 p. 222, 1881.
Stern. Mikrophonische Tonstärkemessung. Diss. Leipzig 1890; W. A. 42 p. 622, 1891.
Hornstein. Versuche über Schallmessung. Diss. Tübingen 1899.
Toepler u. Boltzmann. Pogg. Ann. 141 p. 321, 1870.
Raps. W. A. 50 p. 193, 1893.
M. Wien. W. A. 36 p. 834, 1889; Diss. Berlin 1888.
Sharpe. Science 9 p. 808, 1899.
Webster. Phys. Rev. 16 p. 248, 1903; Boltzmann-Festschrift p. 866, 1904.
Cauro. Journ. d. Phys. (3) 8 p. 483, 1899.
Sievekink u. Behm. Annal. d. Phys. (4) 15 p. 793, 1904.
Ostmann. Ein objektives Hörmaß und seine Anwendung. Wiesbaden 1903.
Зернов. Ж. Р. Ф.-Х. О. 38 p. 410, 1906; 40 p. 70, 1908; Annalen d. Phys. (4) 21 p. 131, 1906; 26 p. 79, 1908.
Pierce. Proc. Amer. Acad. 43 p. 375, 1908.
Watson. Phys. Rev. 30 p. 471, 1910.
Boehm. Phys. Rev. 31 p. 329, 1910.
W. König. Phys. Z. 1911 p. 991.
Hindhofer. Ann. der Phys. (4) 37 p. 247, 1912.
Halbig. Diss. Erlangen, 1912.
Stewart and Siles. Phys. Rev. (2) 1 p. 309, 1913.
Waetzmann. Verh. d. d. Phys. Ges. 1914 p. 424.
Альтберг. Геофизич. Сборник II, вып. 2 p. 55—55, 1915.

К § 9.

E. Nichols and E. Merrit. Phys. Rev. 7 p. 93, 1898.
Stewart. Phys. Ztschr. 4 p. 225, 1903.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ.

Скорость звука.

§ 1. Скорость звука в газах. Звуковые колебания суть колебания продольные, а потому скорость их распространения определяется формулами, выведенными в гл. I, § 9, стр. 11. Формула (30), данная Ньютоном, выведена на основании допущения изотермических изменений состояния газа:

$$V = \sqrt{\frac{p}{\delta}} = \sqrt{\frac{p\epsilon}{D}} \dots \dots \dots (1)$$

где p упругость газа, напр., в килогр. на кв. метр поверхности; δ масса. D вес единицы объема воздуха (1 куб. метра в килогр.) и g ускорение силы тяжести в $\frac{\text{метр}}{(\text{сек.})^2}$, т. е. $g = 9,81$.

Подставляя $p = 10333 \frac{\text{клогр.}}{\text{кв. метр}}$ и $D = 1,293$ клогр., получаем для скорости звука в воздухе при 0° величину $V = 280$ метров. Это число примерно на 18% меньше истинной скорости звука в воздухе при 0° .

Принимая во внимание нагревания и охлаждения, сопровождающие адиабатические сгущения и разрежения, мы вывели формулу (32) Laplace'a.

$$V = \sqrt{\frac{p}{\delta} k} = \sqrt{\frac{p g k}{D}} \dots \dots \dots (2)$$

Для воздуха $\sqrt{k} = \sqrt{1,41} = 1,187$ (вероятно точнее $\sqrt{1,405} = 1,185$). При 0° эта формула дает для V в воздухе

$$V = 280 \times 1,187 = 332,4 \frac{\text{м.}}{\text{сек.}},$$

что весьма близко к результатам наблюдений.

В формуле (2) заменяем p через $H \delta_1$, где H высота барометра в миллиметрах и δ_1 плотность ртути, см. т. I; далее имеем, если не обращать внимания на влажность, для веса D кубического метра воздуха при давлении H и температуре t :

$$D = D_0 \frac{H}{760 (1 + \alpha t)},$$

где D_0 вес кубического метра воздуха при давлении в 760 мм. и 0° , α коэффициент расширения воздуха. Вставляя $p = H \delta_1$ и выражение для D в (2), получаем

$$V = \sqrt{\frac{760 \delta_1 k}{D_0} (1 + \alpha t)} = V_0 \sqrt{1 + \alpha t} \dots \dots \dots (3)$$

где V_0 скорость при 0° . Величина H сократилась, и потому имеем: Скорость звука в сухом газе не зависит от его упругости. Если в (3) положить $\alpha = \frac{1}{273}$ и ввести абсолютную температуру $T = 273 + t$, то получается

$$V = V_0 \sqrt{\frac{T}{273}} \dots \dots \dots (4)$$

Скорость звука в газах пропорциональна корню квадратному из абсолютной температуры газа.

Если для другого газа отношение двух теплоемкостей равно k' ; вес кубического метра при 0° равен D'_0 и скорость звука V' , то (3) дает

$$\frac{V'}{V} = \sqrt{\frac{k' \cdot D_0}{k \cdot D'_0}} \dots \dots \dots (5)$$

Для многих газов k имеет почти одинаковое значение, близкое к 1,41. Поэтому в (5) можно положить $k = k'$. Если V_0 и D_0 относятся к воздуху,

то отношение $\frac{D_0'}{D_0} = \Delta$ есть плотность газа относительно воздуха. Поэтому получается

$$V = \frac{V_0}{\sqrt{\Delta}} \dots \dots \dots (6)$$

При одинаковых температурах скорости звука в различных газах, имеющих одинаковое k , обратно пропорциональны корням квадратным из их плотностей (относительно воздуха). Для водорода $V' = 3,80 V$; для CO_2 имеем $V' = 0,801 V$. Формула (3) не вполне точна, если ее прилагать к воздуху, содержащему пары воды. Обозначая упругость паров через h , мы имеем

$$D = D_0 \frac{H - 0,378 h}{760(1 + \alpha t)} \dots \dots \dots (7)$$

где D_0 относится к сухому воздуху.

Вставив (7) и $p = H\delta_1$ в (2), получаем

$$V = \sqrt{\frac{760 g H \delta_1 k (1 + \alpha t)}{D_0 (H - 0,378 h)}} \dots \dots \dots (8)$$

Эта формула показывает, что скорость звука во влажном воздухе зависит от атмосферного давления; она меняется также при изменении влажности.

Точную формулу для скорости звука во влажном воздухе вывел Котович (1908). Фридман и Альтберг (1915) дали формулу для скорости звука в газе, который следует формуле Van der Waals'a (т. I).

§ 2. Опытные определения скорости звука в газах. До опытов Regnault скорость звука определялась по способу измерения времени t , истекающего от момента, когда наблюдатель замечает световую вспышку при выстреле, произведенном ночью на возможно большем от него расстоянии, до момента, когда наблюдатель слышит звук выстрела. Зная расстояние s между местом A , где производится выстрел, и местом B , где помещается наблюдатель, легко вычислить скорость звука $V = \frac{s}{t}$. Время t определялось хронометром.

Скорость ветра должна иметь влияние на время t . Когда направление ветра совпадает с направлением прямой AB , то искомое $V = \frac{1}{2} (V_1 + V_2)$, где V_1 и V_2 те значения скорости звука, которые получаются, когда в A и в B попеременно производятся выстрелы и в обоих местах помещаются наблюдатели. Но когда ветер дует не по направлению прямой AB , то следует пользоваться более сложною формулою, как показал van Rees.

Первая попытка определения скорости звука принадлежит Mersenne'у, который в 1640 г. нашел $V = 448$ м. Затем члены Академии del Cimento Borelli и Viviani нашли в 1656 г. $V = 361$ м., Boyle в 1700 г. $V = 351$ м. и т. д. В 1708 г. Derham указал на влияние ветра.

В 1738 г. члены французской Академии Cassini de Thury, Lacaille и Maraldi производили определение V в окрестностях Парижа. Они нашли, что при 0° скорость звука равна 332 м. Из многочисленных

дальнейших определений особый интерес представляют знаменитые наблюдения, произведенные в ночь с 21-го на 22 июня 1822 г. около Парижа между станциями в Monthlery и в Villejuif, находившимися на расстоянии 18622 м. друг от друга, двумя комиссиями, в состав которых вошли Arago, Prony, Wathieu, Gay-Lussac, Bouvard и Humboldt. Эта комиссия вывела из своих наблюдений $V = 330,8$ м. при 0° и $H = 760$ мм.

В 1823 г. Moll и van-Вееск производили определения около Амстердама и нашли при 0° и $H = 760$ мм. скорость $V = 332,05$ м. Впоследствии были введены некоторые поправки в их вычисления, причем получилось $V = 332,77$ м. Измерения Parry в северных странах в 1822—1824 г. и Kendall'я во время экспедиции Франклина в 1825 г., произведенные при -40° , и далее измерения, произведенные в Швейцарии на различных высотах, дали результаты, согласные с теоретическими формулами. Frot определял (1898) скорость звука несколько видоизмененным способом: он нашел при 0° и $H = 760$ мм. $V = 330,7$ м.

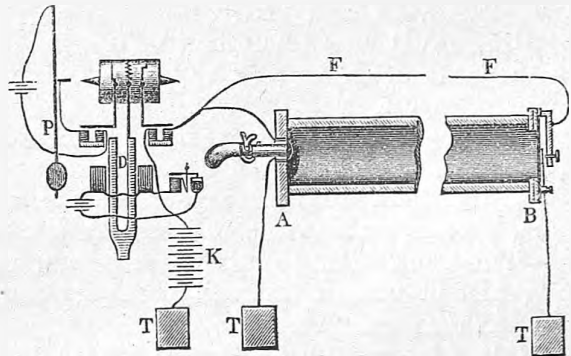
Опыты Regnault. В 1862—1866 годах Regnault определял скорость звука в газо- и водопроводных трубах, которые в то время прокладывались под Парижем. Распределение частей прибора изображено на рис. 10.

Конец A трубы AB был закрыт пластинкой, снабженной посредине отверстием, через которое проходило дуло пистолета; конец B был затянут упругой перепонкой, посреди которой находилась небольшая металлическая пластинка, соединенная с землей T . Батарея K была соединена с землей T и с небольшим электромагнитом, далее которого ток разветвлялся. Одна ветвь FF была соединена со штифтом, острие которого находилось близ упомянутой металлической пластинки; другая ветвь была проведена мимо дула пистолета и соединена с землей T .

Три рядом расположенных штифта касались поверхности равномерно вращающегося цилиндра, покрытого листом вычерненной бумаги. Крайний с правой стороны штифт был соединен с якорем упомянутого электромагнита, находившегося под действием батареи K . Средний штифт чертил волнообразную линию под влиянием звучащего камертона D и, наконец, третий штифт отмечал секунды (т. I) под влиянием секундного маятника P .

Ток замкнут проволокой, проходящей мимо дула пистолета; другая ветвь разомкнута в B между штифтом и пластинкой. В момент выстрела разрывается проволока, находящаяся перед дулом пистолета, электро-

Рис. 10.



магнит перестает действовать на якорь и правый штифт перемещается в сторону. Когда звуковое сотрясение достигает другого конца трубы, то упругая перепонка, выпучиваясь наружу, доводит пластинку до соприкосновения со штифтом; происходит замыкание ответвления FF , и ток батареи K заставляет правый штифтик уклониться в сторону. Таким путем отмечают на цилиндре начало и конец времени, в течение которого звук проходит трубу. Понятно, каким образом измеряется это время помощью записей секундного маятника и камертона.

Звук, отразившись в B и затем в A , вновь возвращается в B , где вторично замыкает цепь, опять отражался и т. д. Regnault наблюдал до 20-ти последовательных возвращений звукового сотрясения пробежавшего всего 100 километров.

Подобного-же рода измерения скорости звука Regnault производил и на свободном воздухе.

Regnault вывел из своих наблюдений следующие результаты:

1. Ослабление звука в трубе происходит тем медленнее, чем меньше диаметр трубы.

2. Скорость звука несколько возрастает с его силою.

3. Скорость звука тем меньше, чем меньше диаметр трубы.

4. Скорость высоких звуков меньше скорости звуков низких. Однако, в точности последнего результата сомневался сам Regnault.

Далее опыты Regnault подтвердили, что скорость звука не зависит от давления газа и обратно пропорциональна квадрату его плотности относительно воздуха.

Для толстых труб (диаметр 1,1 м.) Regnault нашел $V = 330,6$ м.; на свободном воздухе $V = 330,7$ м.

Что касается третьего результата Regnault, то следует заметить, что он вполне согласен с формулою, данною Helmholtz'ем (1863) и Kirchhoff'ом (1868) для скорости звука в трубах, а именно

$$U = V \left\{ 1 - \frac{\eta}{2R\sqrt{\pi N}} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

где U скорость звука, соответствующего N колебаниям в трубе, радиус которой R ; η по Helmholtz'у коэффициент внутреннего трения газа и V скорость звука в свободном пространстве. По Kirchhoff'у величина η зависит не только от внутреннего трения, но и от теплопроводности газа (см. ниже).

Результат второй из полученных Regnault представляется сомнительным, как показал Rinck. В момент выстрела происходит взрыв и первое сгущение, как бы выбрасываемое из дула пистолета, вылетает со скоростью, которая больше скорости звука. Понятно, что считая пройденный путь от дула пистолета, мы должны получить тем большую кажущуюся скорость, чем громче звук, т. е. чем сильнее взрыв при выстреле. Принимая во внимание только те опыты Regnault, при которых наблюдалось многократное отражение звука от двух концов трубы, Rinck и

еще подробнее Winkelmann показали, что скорость звука не зависит от его силы.

Смотря по температуре воздуха, скорость звука V может меняться в весьма широких пределах, как видно из следующих чисел:

t°	V	t°	V
— 40°	305,37 м.	20°	342,52 м.
— 20°	318,24 „	30°	348,32 „
— 0°	330,60 „	40°	354,04 „
— 10°	336,61 „	60°	365,19 „

Violle и Vautier исследовали распространение звуков в длинных подземных трубах, причем, между прочим, обнаружили любопытное запаздывание добавочных тонов, примешанных к тону основному.

Многие ученые проверяли формулу (9) Helmholtz'a и Kirchhoff'a. Kundt (1868) первый показал на опыте, что звук распространяется в трубах медленнее, чем в открытом воздухе. Далее формулу (9) проверяли Schneebeli (1869), A. Seebeck (1870), H. Kayser (1877), J. W. Low (1894), Stevens (1902), J. Mueller (1903), F. A. Schulze (1904) и J. Sturm (1904). Главный вопрос заключается в том, зависит-ли величина η только от газа, или также от материала трубки. J. Mueller нашел, что скорость звука тем меньше, чем больше шероховатость и чем больше теплопроводность стенки; для η он нашел числа между 0,00314 и 0,01663. F. A. Schulze определял U для очень тонких трубок ($2R$ между 0,99 и 1,51 мм.) из стекла, желтой меди и каучука. Для стекла он нашел в среднем $\eta = 0,025$, для желтой меди $\eta = 0,0147$ и для каучука $\eta = 0,025$. Скорость звука U колебалась между 189 м. и 290 м., как видно, она значительно меньше, чем в свободном воздухе. J. Sturm нашел, что формула (9) неверно выражает влияние ширины трубки ($2R$) и высоты звука (N).

J. W. Low измерял скорость звука в трубах, наполненных воздухом, углекислым газом, водородом и парами эфира. Для скорости V в неограниченном пространстве он получает из своих опытов следующие числа (сухой газ при 0°):

	V		V
Воздух	330,88 $\frac{\text{м.}}{\text{сек.}}$	H_2	1237,6 $\frac{\text{м.}}{\text{сек.}}$
CO_2	257,26 —	Пары эфира	179,93 —

H. A. Гезехус находит, однако, что для воздуха из опытов Low получается при более точном вычислении $V = 331,44$. Собственные опыты привели его к числу 332,3.

Hebb (1905) и Thiesen (1908) произвели весьма тщательное определение скорости V . Hebb находит при 0° скорость $V = 331,29$ м., с вероятною ошибкою, не превышающею 0,04 м.; Thiesen находит число $331,92 \pm 0,05$ м.

Ниже мы познакомимся с одним из лучших способов определения скорости звука в газах, основанным на наблюдении стоячих звуковых волн в трубах, наполненных испытуемым газом. Это так называемый способ пыльных фигур Kundt'a. Пользуясь видоизменением этого способа, предложенным Quincke (1898), Stevens измерял (1902) скорость V в воздухе и других газах и парах при высоких температурах. Он находит для сухого воздуха следующие скорости при температурах t :

$t = 0^\circ$	100°	750°	1000°
$V = 331,32$	$386,5$	$641,8$	$716,0 \text{ м.}$

Для паров иода $V = 140,0 \text{ м.}$ при $t = 185,5^\circ$. Kalaehne (1903) нашел, что между 0° и 900° формула (3) вполне точно выражает зависимость скорости звука в воздухе температуры. Witkowski определил V в воздухе при низких температурах и больших давлениях. При 0° скорость V возрастает на 7%, когда давление p увеличивается от 1 до 100 атм.; при $-78,5^\circ$ скорость уменьшается на 1%, когда p растет от 1 до 40 атм. и затем быстро увеличивается на 7%, когда p доходит до 100 атм. При более низких температурах V быстро уменьшается с увеличением давления, как видно из следующих относительных значений для V :

$t = 0^\circ$	$-78,5^\circ$	$-103,5^\circ$	-130°	-140°
$p = 1 \text{ атм. } 1$	$0,844$	$0,784$	$0,721$	$0,683$
$p = 30 \text{ атм. } 1,001$	$0,824$	$0,749$	$0,598$	$0,444$

S. Cooke (1906) определял V для воздуха и для кислорода до температуры жидкого воздуха (около 91° abs.); он нашел следующие числа (T абсолютная температура):

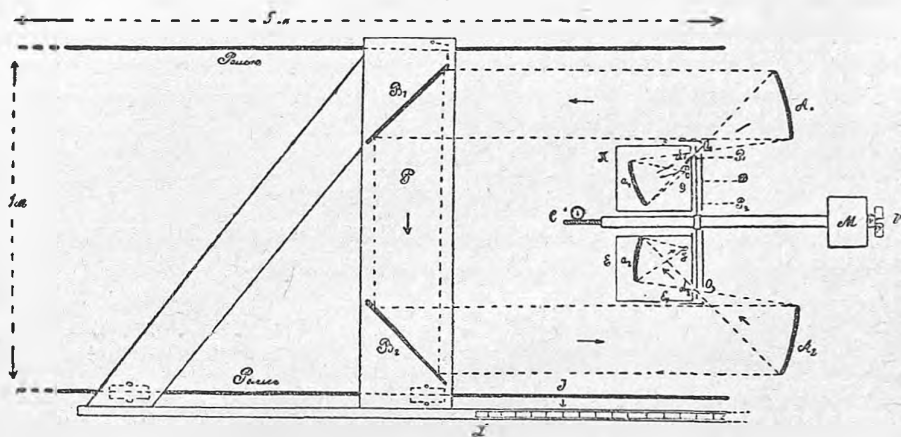
Воздух.		Кислород.	
T (abs.)	V .	T (abs.)	V .
294°	$344,00 \text{ м.}$	293°	$328,55 \text{ м.}$
$212,6$	$288,86 \text{ ,,}$	$244,6$	$282,40 \text{ ,,}$
$175,8$	$249,51 \text{ ,,}$	$206,5$	$264,26 \text{ ,,}$
$138,4$	$229,35 \text{ ,,}$	$162,0$	$233,22 \text{ ,,}$
$136,5$	$224,19 \text{ ,,}$	$135,5$	$210,12 \text{ ,,}$
$92,0$	$184,93 \text{ ,,}$	$90,0$	$173,92 \text{ ,,}$

Эти числа меньше вычисленных по формуле (4) стр. 25.

Из более новых определений скорости звука следует поставить на первое место работу Млодзеевского, произведенную по остроумному способу П. Н. Лебедева, аналогичному способу Физо, определения скорости света (см. ниже). Прибор, в котором была осуществлена схема П. Н. Лебедева, изображен на рис. 11. Цинковая круглая пластинка D имеет около своего края 60 круглых отверстий. Она помещена между двумя железными стенками $P_1 P_2$, снабженными двумя вырезами по горизонтальному диаметру, и приводится во вращение электродвигателем M ; C счетчик оборотов оси. В G находится свисток Эдельмана,

звук которого собирается вогнутым зеркалом a_1 на одно из отверстий O_1 диска; второе вогнутое зеркало A_1 дает параллельный пучек звуковых лучей, который, отразившись от плоских зеркал B_1 и B_2 и от вогнутого A_2 , вновь собирается в плоскости диска D и, пройдя через отверстие, собирается зеркалом a_2 на горелке чувствительного пламени F . Ящик K и экраны E защищают пламя от непосредственного действия свистка и от посторонних звуков. Зеркала B_1 и B_2 помещены на платформе P , которая передвигается на рельсах по направлению A_1B_1 и A_2B_2 , вследствие чего длина пути, проходимого звуком, может меняться от 320 см. до 560 см.; величина перемещения измеряется масштабом L и указателем J . При вращении диска пламя обнаруживает максимум или минимум действия, в зависимости от того, встречает ли звук в O_2 отверстие диска или промежуток между отверстиями, что зависит при неизменной скорости

Рис. 11.



вращения диска от длины пути $OA_1B_1B_2A_2O_2$, т. е. от положения платформы. Положим, что d перемещение платформы, которое обнаруживает n максимумов между двумя крайними минимумами. Это показывает, что диск поворачивается на n отверстий (число их на диске 60), пока звук проходит путь $2d$. Пусть время оборота диска T ; при опытах принималось $n = 7$. В этом случае скорость звука при условиях опыта равна

$$V = \frac{2d \cdot 60}{7 \cdot T}.$$

Измерения показали следующее:

1. Скорость звука в пределах приблизительно от 10000 до 33000 колебаний, т. е. от 32 мм. до 10 мм. длины волны, не меняется с точностью до 3,03%.

2. В указанном интервале тонов и с приведенной точностью, скорость звука в сухом воздухе при 0° равна

$$V = 331,5 \frac{\text{метр.}}{\text{сек.}}$$

Далее определяли скорость звука Wenz (1910) и Bourguignon (1913). Последний находит для воздуха при 15° скорость 339,3 м. в сек. Wenz определял скорость звука в парах калия и нашел $V = 652$ м в сек. при 850°.

Kürper (1914) измерял скорость в ионизированном (г. IV) газе, подвергнутом действию рентгеновых лучей. Оказалось, что скорость звука при ионизации увеличивается; для некоторых газов увеличение доходит до 1,6%, что указывает на возрастание величины k в формуле (2).

§ 3. Скорость звука в жидкостях. На стр. 12 мы вывели формулу (29) для скорости распространения продольных колебаний в жидкостях

$$V = \frac{1}{\sqrt{\beta \delta}} \dots \dots \dots (10)$$

где β коэффициент сжатия, δ масса единицы объема жидкости. Вводим $D = \delta g$, т. е. вес единицы объема, а именно куб. метра. Коэффициент сжатия β обыкновенно относят к одной атмосфере; в формуле (10) давление должно выражаться в килограммах на кв. метр поверхности, а потому $\beta = \beta_0: 10333$, где β_0 коэффициент сжатия, обыкновенно приводимый в таблицах. Формула (10) дает

$$V = \sqrt{\frac{10333g \text{ метр.}}{\beta_0 D \text{ сек.}}}$$

Обозначая через Δ плотность жидкости относительно воды, имеем $D = 1000 \Delta$, ибо куб. метр воды весит 1000 килогр. Это дает

$$V = \sqrt{\frac{10333 \cdot 9.81}{1000 \beta_0 \Delta}} = \frac{10.068 \text{ метр.}}{\sqrt{\beta_0 \Delta} \text{ сек.}} \dots \dots \dots (11)$$

Скорость распространения звука в жидкостях обратно пропорциональна корню квадратному из произведения их плотности на их коэффициент сжатия.

Для воды $\Delta = 1$ и $\beta_0 = 0,000050$. Это дает

$$V = 1424 \text{ метра в сек.} \dots \dots \dots (12)$$

Первые определения скорости звука в воде производил Beudant (1820), который для морской воды нашел $V = 1500$.

Sturm и Colladon определяли в 1826 г. скорость звука в воде Женевского озера. Они поместились на двух кораблях на расстоянии 13847 м. друг от друга. На одном корабле В (рис. 12) производилось воспламенение пороха m , при помощи зажженного трута e , в тот самый момент, когда молоток b ударял в колокол C . На другом корабле отмечались момент воспламенения и момент, когда звук доходил до отверстия fg большой слуховой трубы ok , опущенной одним концом в воду. Скорость звука оказалась при 8,1 равною $V = 1435$ м., что достаточно близко к теоретическому числу (12).

Bungetzianu (1914) опубликовал весьма обширное исследование по вопросу о скорости звука в жидкостях. Из различных найденных им

результатов укажем один: скорость звука в воде имеет максимум при 57°, равный 1560,7 м./сек.; при 0° она равна 1466,1 м./сек., а при 70° уже 1546,5 м./сек.

Весьма интересный вопрос о скорости звука в трубах, наполненных жидкостью, мы рассмотрим ниже (гл IV, § 9).

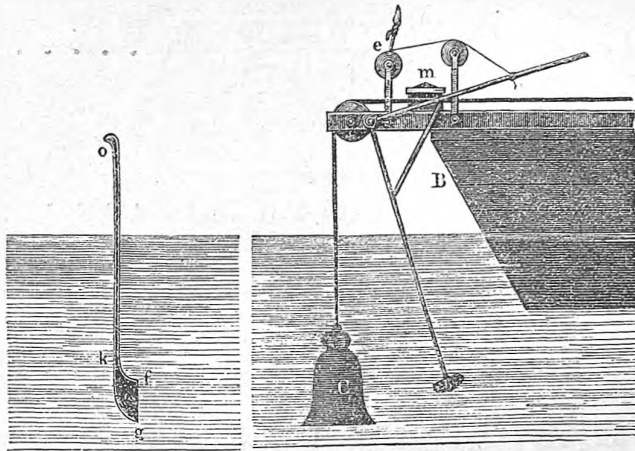
§ 4. Скорость звука в твердых телах. Следует отличать два случая:

I. Скорость V звука в стержнях или проволоках. По формуле (26), стр. 11 имеем

$$V = \sqrt{\frac{E}{\delta}} \dots \dots \dots (13)$$

где E модуль Юнга, δ масса единицы объема тела. Вводя вес единицы

Рис. 12.



объема, а именно куб. метра, $D = \delta g = 1000 \Delta$, где Δ плотность вещества относительно воды получаем

$$V = \sqrt{\frac{Eg}{1000\Delta}}$$

Модуль Юнга E здесь должен быть отнесен к 1 кв. м. площади поперечного сечения, а потому $E = 10^6 E_0$, где E_0 обыкновенно в таблицах приводимый модуль, относящийся к 1 кв. мм. площади поперечного сечения. Окончательно

$$V = \sqrt{\frac{1000 \times 9,81 E_0}{\Delta}} = 99,04 \sqrt{\frac{E_0}{\Delta}} \text{ метра} \dots \dots \dots (14)$$

Полагая для стали $\Delta = 7,7$ и $E_0 = 20,000$, получаем

$$V = 5048 \text{ м.}$$

Biot определил скорость звука в чугуне, воспользовавшись трубой, длина которой равнялась 951,25 метра. На одном конце трубы

производился удар, на другом наблюдались два звука, из которых первый прошел со скоростью V через стенки трубы, а второй со скоростью 331 метра в сек. через воздух, наполнявший трубу. Один звук замечался позже другого на 2,5 сек. Ясно, что уравнение

$$951,25 \left[\frac{1}{331} - \frac{1}{V} \right] = 2,5$$

дает искомую скорость V , которая оказалась равною 3475 м. в сек. Точность этих измерений весьма невелика.

Косвенные способы определения скорости звука в твердых телах будут рассмотрены ниже.

II. Скорость V_1 звука в неограниченной твердой среде. Для продольных колебаний мы имели формулу (27) стр. 12, которая дает

$$V_1 = \sqrt{\frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \cdot \frac{E}{\delta} \dots \dots \dots (15)$$

где σ коэффициент Пуассона. Сравнивая это с (13), мы имеем

$$V_1 = V \sqrt{\frac{1-\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \dots \dots \dots (16)$$

Полагая по Wertheim'у $\sigma = \frac{1}{3}$, получаем

$$V_1 = V \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,225 V \dots \dots \dots (17)$$

В твердой среде могут распространяться и поперечные колебания со скоростью

$$V_2 = \sqrt{\frac{E}{2\delta(1+\sigma)}} = \sqrt{\frac{V}{2(1+\sigma)}} \dots \dots \dots (18)$$

см. (28), стр. 12, стр. 33. Если $\sigma = \frac{1}{3}$, то

$$V_2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} V \dots \dots \dots (19)$$

Сотрясение может вызывать в твердой среде одновременно продольные и поперечные колебания, которые распространяются со скоростями V_1 и V_2 ; отношение этих скоростей равно

$$\frac{V_1}{V_2} = \sqrt{\frac{2-2\sigma}{1-2\sigma}} \dots \dots \dots (20)$$

При $\sigma = \frac{1}{3}$ имеем $V_1 = 2 V_2$.

§ 5. Числовые величины для скорости звука (метры в сек.).

Воздух	332 м. (0°)	<i>Pb</i>	1300 м.	Вода	1450 м.
Хлор	206 „ (0°)	<i>Fe</i>	4900 „	Алкоголь	1264 „
Пары воды	410 „ (96°)	<i>Cu</i>	3800 „	Эфир	1150 „
<i>CO</i> ₂	270 „ (0°)	<i>Ag</i>	2600 „	Стекло	5600 „
<i>NH</i> ₃	415 „ (0°)	<i>Sn</i>	3600 „	Слоновая кость	3012 „
<i>H</i> ₂	1280 „ (0°)	<i>Al</i>	5100 „	Ель	4800 „
<i>J</i>	107,7 „ (0°)	<i>Cd</i>	2300 „	Пробка	480 „
<i>Br</i>	135 „ (0°)	<i>Au</i>	2100 „	Стеарин	1380 „
<i>CO</i>	337 „ (0°)	<i>Mg</i>	4600 „	Воск	862,5 (15°)
<i>CH</i> ₄	432 „ (0°)	<i>Zn</i>	3690 „	„	451 (28°)
<i>C</i> ₂ <i>H</i> ₄	314 „ (0°)	<i>Pt</i>	2700 „	Каучук	34—69
<i>SO</i> ₂	209 „ (0°)	<i>Pd</i>	3200 „		
<i>SH</i> ₂	289 „ (0°)				

Интересно, что скорость звука в H_2 , в алкоголе, стеарине и в *Pb* не очень отличаются друг от друга.

§ 6. Звукопроводность. Различные вещества неодинаково хорошо передают звук—отсюда является понятие о неодинаковой звукопроводности различных тел. Для газов звукопроводность повидимому тем меньше, чем меньше их плотность. Так водород обладает значительно меньшею звукопроводностью, чем воздух.

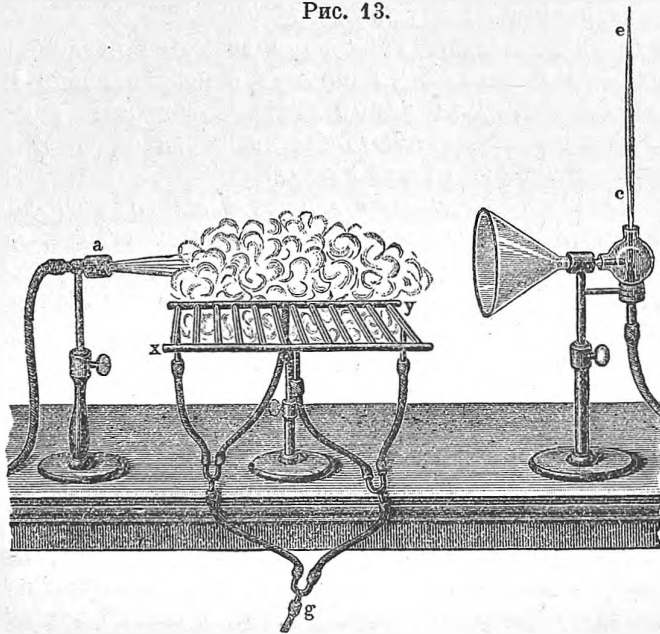
Звукопроводность жидкостей обнаруживается следующим способом: на резонаторный ящик камертона ставится стакан, наполненный водой, в которую опускают нижний конец ножки камертона, снабженный круглою деревяшкою. Усиление звука указывает на передачу звука через жидкость к ящику, особенно если для большей убедительности, по мысли Н. А. Гезехуса, взять два стакана, один из них установить на ящике на резиновых трубках, а другой непосредственно на крышку ящика. Усиление звука замечается только при погружении деревяшки во второй стакан, что и доказывает, что звук передается через воду; резиновые трубки обладают весьма малою звукопроводностью.

Звукопроводность твердых тел была исследована Н. А. Гезехусом, который предложил следующий способ сравнения: на верхнюю крышку ящика камертона ставится палочка из испытуемого вещества, а на верхний ее конец ставится ножка звучащего камертона. Степень усиления звука камертона указывает на сравнительную звукопроводность вещества. Каучук, пробка, гуттаперча, дерево, стекло, сталь представляют ряд тел с возрастающею звукопроводностью. Если сравнить деревянные палочки, выпиленные одна вдоль, другая поперек волокон, то оказывается, что первая обладает большею звукопроводностью. Далее Н. А. Гезехус находит, что звукопроводность стержней прямо пропорциональна их площади поперечного сечения и обратно пропорциональна их длине. Чем больше внутреннее трение в телах, тем быстрее поглощается звуковая энергия и тем меньше звукопроводность тел.

Большой, и отчасти практический интерес представляет вопрос о звукопроводности или звуковой проницаемости воздуха, т. е. о том состоянии, на котором, при данных обстоятельствах, можно услышать звук в свободном воздухе. Этот вопрос был вполне разобран Tyndall'ем.

Прежде думали, что дождь, снег, град и, в особенности, туман в значительной степени понижают звуковую проникаемость воздуха, и что эта проникаемость наибольшая при ясной погоде, когда и оптическая проникаемость, т. е. прозрачность воздуха, наибольшая. Tyndall определил в различные дни то расстояние, на котором можно было слышать на море звуки сирен, паровых свистков и выстрелы из пушек, установленных на берегу. При первых же наблюдениях оказалось, что это расстояние колебалось, в течение немногих дней, между 20,4 и 3,2 км. Tyndall'ю удалось открыть причину этих огромных колебаний: он нашел, что акустическая проводимость воздуха исключительно зависит от степени его однородности. Дождь, снег, град и туман, сами по себе, не делают воздух неоднородным, и потому воздух

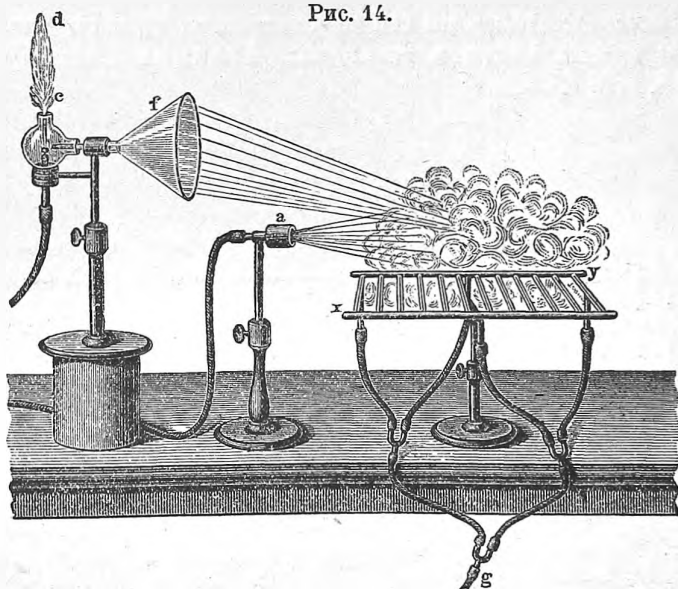
Рис. 13.



даже при самом густом тумане может обладать высокою степенью акустической проникаемости. Но когда в воздухе образуются разнородные, в особенности, вертикальные слои, в которых скорость распространения звука различная, то акустическая проникаемость воздуха чрезвычайно понижается, так как звук от этих слоев отражается (см. главу четвертую). Именно, при ясной погоде, т. е. при ярком солнце, образуются восходящие потоки теплого воздуха, а также потоки влажного воздуха (над реками, болотами и т. д.), и этими-то потоками и понижается звуковая проникаемость воздуха. Таким образом объясняется, что наименьшая акустическая проникаемость нередко наблюдается при наибольшей оптической прозрачности. Tyndall показал на целом ряде остроумных опытов, что горизонтальный столб воздуха, состоящий из ряда вертикаль-

ных, неоднородных столбов, сильно отражает звук и потому оказывается для него как-бы непрозрачным. Он поместил на одном конце горизонтального столба воздуха источник звука, напр., электрический звонок, а на другом чувствительное пламя (стр. 22). Между звонком и пламенем он заставил подниматься ряд плоских потоков светильного газа, и опуститься такой же ряд потоков углекислого газа. Пламя, которое сильно реагировало при отсутствии этих потоков, теперь оставалось совершенно спокойным. Далее он получал при помощи горелки, изображенной на рис. 13, ряд восходящих потоков горячего воздуха. Звуковые волны, исходившие из трубки *a*, не производили никакого действия на чувствительное пламя *c*, которое при отсутствии горелки сильно реагировало. Это действие тотчас же обнаруживалось, когда пламя было перенесено

Рис. 14.



на другую сторону (рис. 14), где оно могло быть встречено отраженными звуковыми волнами.

Мы увидим ниже, что Reynolds (1875) дал другое объяснение акустической непрозрачности воздуха.

Ветер также влияет на акустическую прозрачность воздуха; но это влияние нельзя назвать непосредственным. Когда источник звука и наблюдатель находятся вблизи поверхности земли, то кажется, что звук против ветра распространяется с трудом; против ветра звук слышен на сравнительно небольшом расстоянии. Stokes (1857) объяснил это явление следующим образом. Когда воздух движется со скоростью v по направлению распространения звука, то скорость звука (относительно покоящихся тел на поверхности земли) очевидно увеличивается ($v > 0$), или уменьшается ($v < 0$) на величину v . Однако, при ветре скорость

слоев воздуха у поверхности земли меньше, чем на некоторой высоте, так как происходит трение воздуха о поверхность земли. Когда звуковая волна распространяется против ветра, то относительная скорость волны наверху меньше, чем внизу. Волновая поверхность, которая вначале представляет вертикальную плоскость, наверху как-бы отгибается назад, вследствие чего она принимает наклонное положение. Так как по принципу Гюйгенса направление распространения колебаний всегда перпендикулярно к волновой поверхности, то звуковой луч отклоняется кверху, и потому не достигает находящегося внизу наблюдателя. Tyndall доказал на ряде простых опытов справедливость этого объяснения.

Чрезвычайный интерес представляет явление беззвучных зон, которое замечается при распространении сильных звуков на поверхности земли. Не останавливаясь на его рассмотрении, укажем, что некоторые подробности можно найти в сочинении Аганина „Атмосферная акустика“, 1915, стр. 45—55.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Newton. Philosophiae naturalis principia mathematica, Tom. II, Sectio VIII, Propositio XLVIII. London 1687.

Laplace. Sur la vitesse du son dans l'air et dans l'eau. Ann. chim. phys. (2) 3 p. 238 1816; 20 p. 266, 1822; Traité de mécanique céleste, Vol. 5, livre XII p. 86, 119, 128.

Poisson. Journ. de l'Ecole polytechnique 7 p. 319, 1808; Annal. de Chimie et Phys. (2) 23 p. 337, 1823.

Котович. Ж. Р. Ф.-Х. О. 40 p. 16, 1908.

Фридман и Альтберг. Геофиз. сборник II, 3 p. 78, 1915 г.

К § 2.

Van Rees. Pogg. Ann. 124 p. 465; Garnier et Quetelet, Correspondance math. et phys. T. II, p. 22. 1826.

Mersenne. De arte ballistica, prop. 39.

Borelli et Viviani. Saggi di Sperienze fatte nell'Academia del Cimento, chap. 11.

Boyle. См. Poggendorff, Geschichte der Physik, p. 793, Leipzig 1879.

Derham. Phil. Transact. 1708.

La Caille, Maraldi, Cassini de Thury. Mém. de l'Acad. de Paris, 1738, 1739.

Arago. Connaissance des temps pour 1825; Oeuvres complètes, édition Barral 11 p. 1. Paris 1839 (опыты 1829 г.).

Moll, v. Beek и др. Pogg. Ann. 5 p. 351 и 469, 1825; Phil. Trans. London 114, p. 124, 1824.

Frot. C. R. 127 p. 609, 1898.

Regnault. Mém. de l'Acad. 37, 1, p. 3, 1868; C. R. 66 p. 209, 1868; Phil. Mag. (4) 35 p. 161, 1868; Carl's Repert. 4 p. 133, 1868.

Helmholtz. Verh. d. naturhist.-mediz. Vereines zu Heidelberg 3 p. 16, 1863; Ges. Abhandl. 1 p. 383, 1882.

Kirchhoff. Pogg. Ann. 134 p. 77, 1868.

Kundt. Pogg. Ann. 135 p. 337 527, 1868.

Schneebeli. Pogg. Ann. 136 p. 296, 1869.

A. Seebeck. Pogg. Ann. 139 p. 104, 1870.

- I. Müller.* Ann. d. Phys. (4) 11 p. 331, 1903.
F. A. Schulze. Ann. d. Phys. (4) 13 p. 1060, 1904.
I. Sturm. Ann. d. Phys. (4) 14 p. 822, 1904.
Rinck. Pogg. Ann. 149 p. 533, 1872.
Neumann (Ernst Carl Otto). Pogg. Ann. 128, p. 307, 1866; Phil. Mag. (4) 33 p. 36, 1866; Sill. Journ. (2) 42 p. 417, 1866.
Kayser. W. A. 2 p. 218, 1877; 6 p. 465, 1878.
Violle et Vautier. Ann. chim. et phys. (6) 19 p. 306, 1890; J. de phys. (2) 1 p. 476, 1882; (3) 5 p. 22, 1896.
W. Low. Phil. Mag. (5) 38 p. 249, 1894; W. A. 52 p. 641, 1894.
H. A. Гезекус. Ж. Р. Ф.-Х. О. 27 p. 269; 1895, 40 p. 112, 1908; 42 p. 338, 1910.
Hebb. Phys. Rev. 20 p. 89, 1905.
Thiesen. Ann. d. Phys. (4) 25 p. 506, 1908.
Kalähne. Ann. d. Phys. (4) 11 p. 225, 1903.
Cooke. Phys. Rev. 23 p. 212, 1906.
Quincke. W. A. 63 p. 66, 1898.
Stevens. D. A. 7 p. 285, 1902; Verh. d. D. phys. Ges. 1901 p. 54.
Witkowsky. Bull. Ac. Cracovie, 1899 p. 138.
A. Столетов. Ж. Р. Ф.-Х. О. 18 p. 65, 1886.
Bosscha. Pogg. Ann. 92 p. 485, 1854.
Akos Szathmári. Wied. Ann. 2 p. 418, 1877.
Млодзеевский. Ж. Ф. О. 1910 p. 100.
Küpper. Ann. der Phys. (4) 43 p. 905, 1904.
Wenz. Ann. d. Phys. (4) 33 p. 951, 1910.
Bourguignon. Bull. de l'Union des Physiciens, 1913, Nr. 65, Физ. Обзор. 1913 p. 312.

К § 3.

- Beudant.* Упомянуто Colladon и Sturm'ом.
Colladon et Sturm. Ann. chim. et phys. (2) 36 p. 113, 225, 1827; Pogg. Ann. 12 p. 39, 161, 1828.
Martini. J. de Phys. 1909 p. 914.
Bungetzianu. Résonance des liquides. Vitesse du son dans les liquides. Bucarest, 1914 (230 страниц).
Tito Martini. Atti d. R. Just. Veneto (5) 8, 1882; (6) 2, 1883.

К § 4.

- Wertheim.* Ann. chim. phys. (3) 12 p. 385, 1844.
Wertheim et Breguet. C. R. 32 p. 293, 1851.

К § 6.

- H. A. Гезекус.* Ж. Р. Ф.-Х. О. 17 p. 326, 1885; 25 p. 335, 1893; 26 p. 322, 1894. Изв. Технол. Инст. 1895 p. 141; Физ. Обзор. 1913, p. 278.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ.

Отражение, преломление, дисперсия и интерференция звука.

§ 1. Отражение звука. В т. I мы рассмотрели явление отражения волн и лучей и познакомились с вопросом о фазе отраженных колебаний, с так называемою потерю полуволны при отражении от более плотной среды. Все полученные нами выводы прилагаются и к звуковым лучам.

Явление эхо представляет пример отражения звука. Так как ухо может отделить друг от друга два звука, если промежуток времени между ними не менее 0,1 сек., в течение которого звук проходит около 34 метров, то ясно, что отражающая стена должна находиться по крайней мере на расстоянии 17 метров, чтобы можно было услышать эхо единичного простого звука. На выговор одного слога требуется 0,2 сек., а потому повторение целого слога возможно только на расстоянии 34 метров от преграды. Эхо бывает многократное; выстрел из определенного окна, выходящего на внутренний двор здания Villa Simonetta близ Милана, повторяется более 40 раз. Опыт с вогнутыми зеркалами, поставленными одно против другого, причем в главном фокусе одного из них помещается слабо звучащее тело (напр., карманные часы), а в фокусе другого чувствительное пламя (стр. 22), подтверждает, что отражение звука происходит по законам, выведенным нами на основании принципа Гюйгенса.

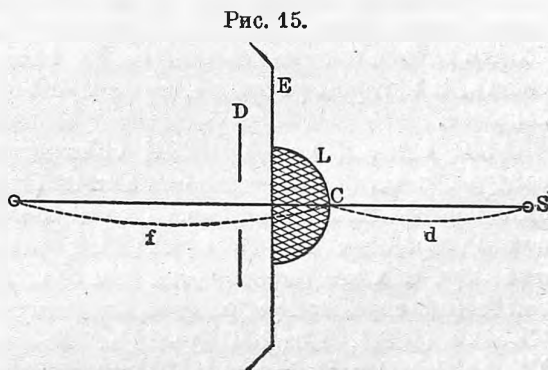
На отражении основана так наз. отдача звука, особенно резко замечаемая в обширных залах. В небольших комнатах звуки, отраженные от стен и потолка, примешиваются к звукам непосредственным, усиливая общее звуковое впечатление. Но в больших залах отраженные звуки запаздывают, примешиваясь к следующим непосредственным звукам, вследствие чего речь делается неясною и непонятною. Мягкие тела, каковы занавеси, мягкая мебель, одежда людей и т. под. ослабляют отдачу: в больших залах их присутствие необходимо, в малых они портят „акустику“. Вопрос о наилучшем внутреннем устройстве и форме зал, предназначенных для лекций, концертов, спектаклей и т. д., представляется одним из труднейших вопросов архитектуры.

В последнее время произвели обширное исследование по этому вопросу W. Sabine (1900, 1906) Marage (1906, 1907) и Taylor (1913). В Salt Lake City (Америка) находится зал, вмещающий 7500 человек; его длина 50 м., ширина 83 м. и высота 27 м. Звук, произведенный падением булавки на стол, находящийся перед оратором, можно расслышать во всем зале, даже когда он наполнен народом.

§ 2. Преломление и дисперсия звука. В т. I мы познакомились с законами преломления волн, сопровождающего их переход из одной среды в другую. Мы видели, что отношение синуса угла падения к синусу угла преломления есть величина постоянная, равная отношению скорости распространения в первой среде к скорости распространения во второй среде. Назовем „акустически более плотною“ ту из двух средин, в которой скорость звука меньше. В таком случае можно сказать, что звуковой луч приближается к нормали при переходе в акустически более плотную среду. Числа, приведенные на стр. 35, дают некоторые интересные результаты. Наименьшею акустическою плотностью обладают алюминий, стекло и железо; весьма акустически плотными оказываются пробка, воск и в особенности каучук. Водород, вода и свинец обладают приблизительно одинаковою акустическою плотностью. Почти все жидкости и твердые тела акустически менее плотны, чем воздух. Для различных газов акустическая плотность идет парал-

лельно обыкновенной плотности (относительно воздуха); первая пропорциональна корню квадратному из второй. Наконец заметим, что акустическая плотность данного газа не зависит от его упругости, т. е. от степени его разрежения или сжатия. Из сказанного вытекает странное следствие, что двояковыпуклая твердая или жидкая чечевица в воздухе должна не собирать, а, напротив, рассеивать звуковые лучи. Если-же наполнить чечевицу газом, который тяжелее воздуха, напр., углекислым, то она действует собирательным образом: получается фокус звуковых лучей, в котором явственно слышатся звуки, напр., карманных часов, помещенных с другой стороны от чечевицы (опыт *Sondhauss'a*).

Н. А. Гезехус устроил акустическую чечевицу, изображенную на рис. 15. Она состоит из полушаровой тонкой железной сетки *L* (24,5 см. в диаметре), к которой приделана плоская сетчатая железная крышка. Эта плосковыпуклая коробка наполняется пухом или мелкими каучуковыми стружками и вставляется в отверстие картонного экрана *E*, перед которым находится диафрагма *D*. В *S* находится источник звука — свисток *Galton'a* (стр. 14), в фокусе чувствительное пламя. Скорость звука в рыхлой среде меньше, чем в воздухе; эта среда акустически плотнее воздуха, и потому чечевица собирает звуковые лучи в одной точке. Отыскав эту точку (фокус), легко вычислить коэффициент преломления звука, а след. и, скорость звука, напр., в пухе. Она оказалась равною 197 и 211 метрам в сек., смотря по плотности пуха.



Законы преломления звука непосредственно проверял *Hajsch*. Он провел горизонтальную трубу через стену, отделявшую одну от другой две комнаты. Один конец был затянута перепонкой, перпендикулярной к оси трубы. Против этой перепонки помещался звучащий предмет, так что звуковые лучи, встречая поверхность перепонки нормально входили в трубу без преломления. Другой конец трубы был закрыт перепонкой, составлявшей некоторый угол α с осью трубы. Понятно, что угол падения φ звукового луча, шедшего вдоль оси трубы, равнялся $\varphi = 90^\circ - \alpha$. Для определения угла преломления ψ на полу комнаты был начерчен круг с градусными делениями и отыскивалось то место, где звук слышался наиболее отчетливо. Труба наполнялась водою или различными газами; звуковая плотность воды и газов (кроме CO_2 и SO_2) меньше звуковой плотности воздуха, а потому звук при выходе из трубы приближался к нормали, т. е. $\psi < \varphi$. Приводим результаты наблюдений:

Вещество в трубе.	Угол падения φ .	Угол преломления ψ .	
		Набл.оуден.	Вычислен.
Водород	35°50'	8°	8°50'
Вода	35°50'	7°40'	7°58'
Аммиак	41°	29°20'	30°22'
CO_2	35°50'	49°50'	48°19'
SO_2	35°50'	62°30'	61°22'

Принимая во внимание трудность определения угла ψ , можно считать согласие между наблюдаемыми и вычисленными углами вполне удовлетворительным.

Преломление звука изучал далее Neugeueuff по способу Hajech'a и также при помощи двояковогнутых чечевиц из каучука. Далее Perro и Dussaud поместили электрический звонок в воде, находившейся в боченке. Поверхность воды касалась каучуковой перепонки, которой можно было придать вогнутую сверху форму, вытягивая немного воды из боченка. В этом случае сила звука была максимальной вдоль продолжения вертикальной оси боченка; не оказалось возможным определить точное положение фокуса, но можно было найти фокальную плоскость, в которой усиление звука при переходе к оси прибора было наибольшее.

Мы видели, что Tyndall объяснял акустическую непроходимость воздуха в солнечные дни отражением звуковых волн от неоднородных вертикальных столбов. Reynolds (1875) дал другое объяснение: в неоднородных горизонтальных слоях воздуха звук преломляется кверху, как это наблюдается для лучей света; таким образом он основал теорию звуковой рефракции, аналогичной рефракции световой (гл. XII) Kneser (1880), Lord Rayleigh, Jaeger (1896), Matthiesen (1899), Wierz (1901) и Behrens (1905) развили математическую теорию и определили форму звуковых лучей. Mohn (1892) производил около берегов Норвегии наблюдения, подобные тем, которые делал Tyndall. Он находит, что звуковой луч в неоднородной атмосфере имеет форму круга.

В томе II мы познакомимся с дисперсией световых лучей, т. е. с зависимостью скорости их распространения, а следовательно и показателя преломления n , от длины волны λ внутри прозрачного тела, поглощающего лучи длины волны λ_0 . При λ не очень близких к λ_0 , величина n растет, когда λ убывает; это — нормальная дисперсия. Вблизи от λ_0 наблюдается аномальная дисперсия, т. е. по мере уменьшения λ , n убывает. Кастерин (в Москве, 1898) показал, что, если в какой-нибудь среде равномерно распределить большое число тел, напр., шариков, или резонаторов (гл. VIII), то в этой среде происходит дисперсия звука, причем величина λ_0 определяется собственным тоном резонаторов. Кастерин дал полную теорию звуковой дисперсии и подтвердил ее выводы целым рядом опытов. Он поместил резонаторы в равных друг от друга расстояниях внутри длинной трубы и определил для различных тонов величины $\frac{1}{2} \lambda$ при отсутствии, и $\frac{1}{2} \lambda'$ при наличии резонаторов, для которых $\frac{1}{2} \lambda_0$ было около 82 мм. Он нашел следующие числа:

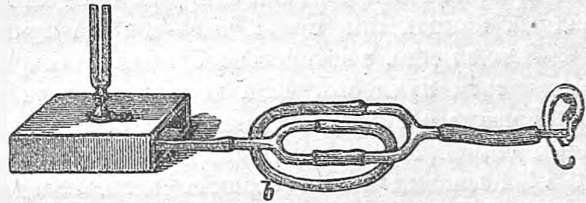
$\frac{\lambda}{2}$	$\frac{\lambda'}{2}$	n наблюдаемое.	n вычисленное.
103 мм.	98 мм.	1,05	1,07
98 „	90 „	1,09	1,10
91 „	78 „	1,17	1,13
76 „	80 „	0,95	0,95
71 „	79 „	0,90	0,89
68 „	69 „	0,98	0,94
55 „	55 „	1,00	—
44 „	43 „	1,01	—

Из этих чисел ясно обнаруживается нормальная дисперсия в начале и в конце таблицы, а аномальная в середине, где $\frac{1}{2}\lambda$ приближается к $\frac{1}{2}\lambda_0$.

§ 3. Интерференция звука. В т. I мы рассмотрели явление интерференции, нашли амплитуду A колебания в зависимости от амплитуд a и b двух интерферирующих лучей и разности хода δ этих лучей, и приложили общую формулу к различным частным случаям. Мы видели, что минимум амплитуды $A = a - b$ получается когда разность хода δ равна нечетному, максимум $A = a + b$, когда δ равна четному числу полуволин.

Интерференция звуковых лучей может быть обнаружена простым прибором Quincke, изображенным на рис. 16. Один конец короткой прямой трубки помещается вблизи звучащего тела, напр., внутри ящика камертона;

Рис. 16.



другой конец разветвляется на две ветви, одну короткую, другую b длинную. Обе ветви вновь сходятся в одну трубку, конец которой вставляется в ухо. Смотря по тому, соответствует ли разность длин двух ветвей четному или нечетному числу полуволин, получается или весьма сильный или почти неслышимый звук.

Коепиг устроил прибор с металлическими трубками, из которых одна могла быть удлинена путем вытягивания изогнутой части, устроенной подобно выдвижной части в трембоне. Постепенное вытягивание этой трубки вызывает попеременное усиление и ослабление звука в том конце трубки, где вновь сходились обе ветви.

§ 4. Стоячие звуковые волны. В т. I мы рассмотрели явление стоячих волн, образующихся при интерференции двух лучей: одного распространяющегося по направлению перпендикулярному к границе двух сред и другого, отраженного от этой границы. Как результат интерференции двух встречных лучей получается образование т. наз. стоячих волн, характеризующихся рядом чередующихся узлов и пучностей, причем расстояние ближайших двух узлов или пучностей равно $\lambda:2$, где λ длина волны при простом одностороннем распространении коле-

бательного движения, а расстояние соседних узла и пучности равно $\lambda : 4$.

Если отражение происходит от более плотной среды, то у ее поверхности образуется узел; если от менее плотной, то—пучность.

Мы рассмотрели вопрос о фазах, в которых находятся частицы вдоль ряда стоячих волн. Мы видели, что все частицы одновременно проходят через положение равновесия, что все частицы, расположенные между двумя узлами, находятся в одинаковых фазах, а частицы, лежащие с двух сторон от узла, в противоположных фазах. В узлах, как точках, имеем минимальное движение или полный покой; в пучностях наиболее сильное движение, т. е. наибольшие амплитуды.

В случае стоячих волн, при продольных колебаниях, пучности представляют места наибольших движений при постоянной плотности; узлы-же суть места наибольших изменений плотности.

Все эти выводы целиком прилагаются к звуковым продольным колебаниям, распространяющимся в газообразной, жидкой или твердой среде, а также к поперечным колебаниям, возможным в среде твердой. Когда стоячие волны образуются в газообразной среде, то у поверхности отражения от твердого тела всегда образуется узел, у поверхности-же отражения от менее плотного (напр. менее сгущенного) газа—пучность.

В местах закрепления твердых тел должны находиться узлы, на свободных концах или краях тел—вообще пучности.

В том месте, в котором возбуждается сотрясение среды, вообще должна находиться пучность, если только в среде образуются стоячие волны.

Учение о стоячих волнах дает возможность свести задачу о колебаниях газообразных и жидких столбов, а также твердых тел к вопросу об образовании в них стоячих волн вследствие интерференции между колебаниями, распространяющимися от мест, искусственно подвергнутых сотрясениям, и колебаниями, отраженными от концов, от точек закреплений или от свободных краев рассматриваемых тел.

Явление стоячих волн было наблюдаемо на свободном воздухе N. Savart'ом, братом знаменитого физика, и Seebeck'ом. На некотором расстоянии от вертикальной стены помещалось сильно звучащее тело. Для отыскания пучностей и узлов Seebeck пользовался перепонкою, натянутой на вертикальное деревянное кольцо; легкий шарик, висевший на нитке, касался середины перепонки. Перемещая этот прибор между звучащим телом и стеною, Seebeck мог найти пучности, в которых перепонка сильно дрожала, заставляя шарик отскакивать, между тем как она в промежуточных узлах оставалась в полном покое.

N. Savart ухом отыскивал пучности, полагая, что в них звук должен быть особенно силен. Оказалось, что, наоборот, звук, воспринимаемый органом слуха, наиболее силен в узлах, ибо то, что непосредственно физически влияет на этот орган, заключается в последовательных сгущениях и разрежениях воздуха, а токовые происходят особенно энергично в узлах.

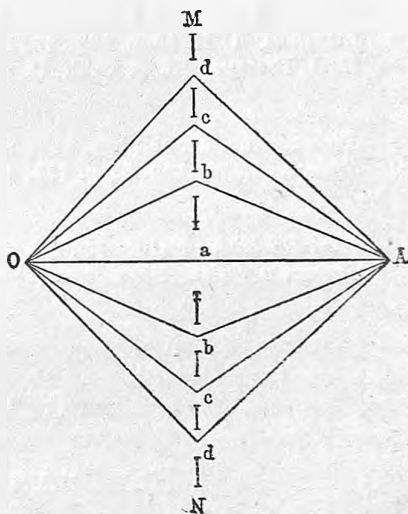
Пользуясь чувствительным пламенем (стр. 22) и свистком Galton'a (стр. 14), можно обнаружить пучности и узлы, помещая пламя между свистком и отражающею пластинкою перпендикулярной к прямой, соединяющей пламя и свисток. Перемещая пластинку или пламя, можно последнее попеременно приводить в места пучностей и узлов, причем оказывается, что на пламя действуют пучности, т. е. места сильного движения, заставляя его сокращаться. В узлах чувствительное пламя горит спокойно.

§ 5. Диффракция звука. В т. I мы познакомились с явлениями диффракции, обнаруживающимися, когда волна в своем поступательном движении встречает какое-либо препятствие, и рассмотрели три частных случая. Мы видели, что диффракция приводит к явлениям несогласным с т. наз. прямолинейным распространением лучей. Теория показывает, что диффракция должна обнаруживаться тем более резко, чем больше длина волны, а так как эта величина сравнительно весьма велика именно в лучах звуковых, то и отклонение этих лучей от прямолинейности весьма велико. Действительно, всем известно, что звук как-бы огибает тела, встречаемые им по пути.

Lord Rayleigh произвел ряд опытов, обнаруживающих явления диффракции звука и соответствующих второму и третьему из случаев, указанных в т. I.

Особенно замечателен, однако, следующий опыт Rayleigh'a. Между свистком O (рис. 17) и чувствительным пламенем A он поместил цинковый круг MN , из которого был вырезан ряд concentрических колец bb , cc , dd и кружок a , расположенные таким образом, чтобы разности путей $ObA - OaA = OcA - ObA = OdA - OcA = \lambda$, т. е. были равны между собою и равны длине волны тона, даваемого свистком O . В этом случае все колебания, прошедшие через кольцевые вырезы, взаимно усиливались в точке A и пламя сокращалось сильнее, чем при полном отсутствии круга MN ; в последнем случае, как мы видели (т. I), в данной точке не уничтожаются лишь колебания, исходящие только от малой центральной части волновой поверхности.

Рис. 17.



ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Tyndall. Phil. Trans. 1874 и „On Sound“ 4-ое изд. p. 284, 1883.¹

Wallace Sabine. Architectural Acoustics, Americ. Architect, 1900; Journ. de Phys. (3) 10 p. 38, 1901 (Реферат Bouty); Contrib. Jefferson Phys. Labor., Harvard Univers. 3 Nr. 12, 1905; Proc. Amer. Acad. of Arts and Sc. 42 p. 51, 1906.

Marage. C. R. 142 p. 878, 1906; Journ. d. Phys. (4) 6 p. 101, 1907.

Taylor. Phys. Rev. (2) 2 p. 270, 1913.

К § 2.

Sandhauss. Pogg. Ann. 85 p. 378, 1852.

Н. А. Гезехус. Ж. Р. Ф.-Х. О. 22 p. 233, 1890.

Hajech. Nuovo Cimento 1857; Ann. ch. et phys. (3) 54 p. 438, 1859; Pogg. Ann. 103 p. 163, 1857.

Neyreneuf. Mém. de l'Acad. de Caen. 1894.

Perrot et Dussaud. Arch. Sc. phys. 34 p. 57, 1895.

Reynolds. Phil. Mag. (4) 50 p. 71, 1875.

Kneser. W. A. 11 p. 516, 1880.

Rayleigh. Theory of Sound 2, § 288.

Matthiessen. Abhandl. d. deutschen Akad. d. Naturforscher 1889 p. 74.

Wiertz. Diss. Rostock, 1901.

P. Behrens. Diss., Rostock, 1905.

Mohn. Annalen d. Hydrographie, 1892, 1893, 1895.

Jaeger. Wien. Ber. 105, 1896.

Н. Кастерин. Kon. Acad. Wetens. te Amsterdam 1898 p. 460.

К § 3.

Quinke. Pogg. Ann. 128 p. 177, 1866.

Lissajous. C. R. 40 p. 133, 1855.

Н. А. Гезехус. Ж. Р. Ф.-Х. О. 23 p. 156, 1892.

К § 4.

Savart. Ann. ch. et phys. 1839 и 1845; C. R. 7 p. 1068.

Seebeck. Pogg. Ann. 59 p. 177, 1843; 67 p. 145; 68 p. 465, 1846.

К § 5.

Lord Rayleigh. Nature (англ.) 1888, p. 208.

Stewart a. Stiles. Phys. Rev. (2) 3 p. 156, 1914.

ГЛАВА ПЯТАЯ.

Колебания струн и стержней.

§ 1. **Струна, как понятие теоретическое.** Струною в теории называется твердое нитевидное тело, площадь поперечного сечения которого, вообще, мала сравнительно с его длиною, и которое вовсе не сопротивляется гнатию, так что изменение его формы, не меняющее его длины, не вызывает в нем никаких упругих (молекулярных) сил. Действительные струны последнему условию не вполне удовлетворяют, в особенности, струны металлические. Теория относится, след., к идеальному случаю. Предполагаем, что струна закреплена на двух концах и натянута некоторою силою P ; если изменить форму струны, то натяжение, действующее между каждыми двумя соседними ее частями, дает равнодействующую, придающую частям струны ускорение, направленное к их первоначальному положению равновесия, как это было объяснено на рис. 4 стр. 9.

§ 2. Законы колебаний струн. Пусть L длина, R радиус сечения струны, P ее натяжение; далее D плотность (вес единицы объема) струны, $\Pi = \pi R^2 L D$ вес струны, N число колебаний в 1 сек. и $T = 1 : N$ время одного колебания (взад и вперед). Законы колебаний струн открыл Mersenne (1636); один из законов (первый, см. ниже) приблизительно одновременно был указан Галилеем. Эти законы можно формулировать весьма различно, смотря по тому, которыми из вышеупомянутых величин мы характеризуем геометрические и физические свойства струны.

Обыкновенная формулировка такая:

Число колебаний N струны 1) обратно пропорционально ее длине L ; 2) обратно пропорционально ее толщине или радиусу R ее поперечного сечения; 3) прямо пропорционально корню квадратному из ее натяжения P и 4) обратно пропорционально корню квадратному из ее плотности D . Все эти законы выражаются следующей общою формулою, которая будет выведена ниже:

$$N = \frac{1}{2RL} \sqrt{\frac{gP}{\pi D}} \dots \dots \dots (1)$$

Для времени колебания T имеем обратное выражение:

$$T = 2RL \sqrt{\frac{\pi D}{gP}} \dots \dots \dots (2)$$

Taylor вывел в 1713 г. теоретическое выражение.

$$N = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{gP}{\Pi L}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{P}{ML}} \dots \dots \dots (3)$$

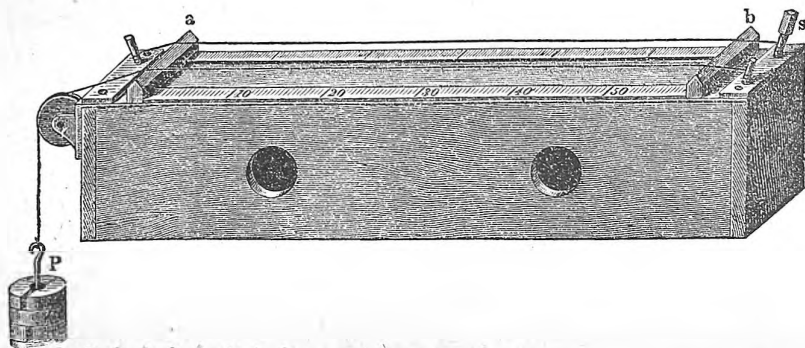
которое и превращается в (1), если подставить $\Pi = \pi R^2 L D$. Формула (3) выражает еще такой закон, вытекающий из предыдущих: число колебаний струны при данной длине и данном натяжении обратно пропорционально корню квадратному из ее массы.

Для опытной проверки законов колебаний струн можно пользоваться сонометром (рис. 18), состоящим из одной или нескольких струн, натянутых параллельно друг другу в горизонтальном или вертикальном (прибор Weber'a) направлении. Когда имеется всего одна струна, то сонометр называется монохордом. Один из концов каждой струны закреплен неподвижно, на другой конец можно заставить действовать груз, вес которого и определяет натяжение P . Под струною (или рядом с нею в монохорде Weber'a) может быть помещена трехгранная призма, одно из ребер которой касается струны, образуя новую точку хотя и неполного, но достаточного закрепления, делящую струну как-бы на две части, из которых каждую в отдельности можно заставить звучать. Передвигая призму, можно изменять длину L отрезка струны. Отношение чисел колебаний при различных натяжениях или при различной длине можно определить по слуху, пользуясь числами, приведенными на стр. 18, или одним из методов, которые будут изложены ниже.

Колебательное состояние звучащей струны можно рассматривать, как пример образования стоячей волны, при чем на концах струны находятся узлы, а в ее середине—пучность.

Окружающая среда, понятно, влияет на число N колебаний струны.

Рис. 18.

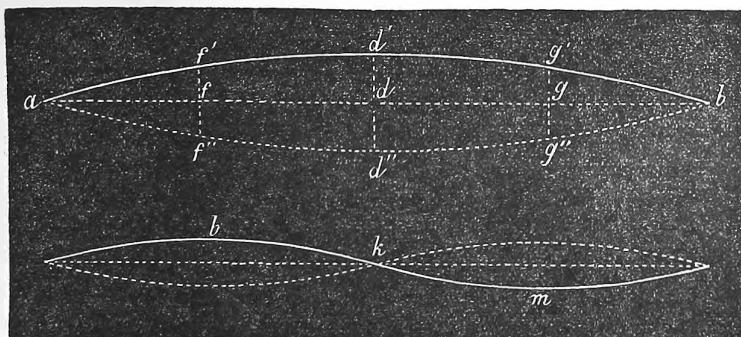


Laird (1898) нашел, напр., для одной струны в различных средах:

	Воздух	Вода	Ртуть	Глицерин
$N =$	73,8	70,1	43,0	15 до 22.

§ 3. Добавочные тоны колеблющейся струны. Основной тон струны получается от колебания струны, как целого; пусть число его колебаний N . Первый добавочный тон происходит от колебаний каждой половины струны отдельно, причем образуется три узла и две пучности, как видно на рис. 19; две половины находятся постоянно в противоположных фазах; число колебаний первого добавочного тона $2N$, так как вместо L

Рис. 19.



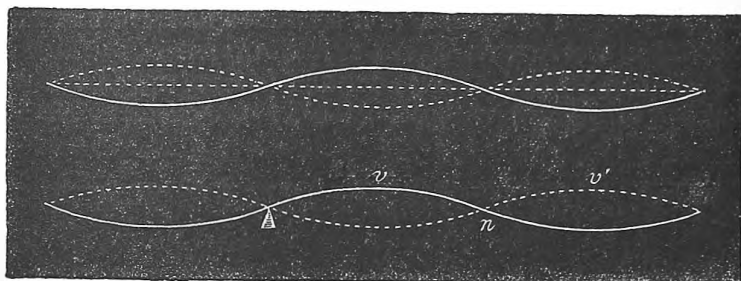
следует в (1) подставить $L : 2$. Дальнейшие добавочные тоны получаются от отдельных колебаний каждой трети (4 узла и три пучности рис. 20), каждой четверти, пятой доли и т. д. струны. Каждое из этих колебаний представляет частный случай стоячих волн.

Если основной тон струны есть ut_1 , то добавочные тоны суть:

ut_2 sol_2 ut_3 mi_3 sol_3 — ut_4 re_4 mi_4 — sol_4 и т. д.
 числа колеб. $2N$ $3N$ $4N$ $5N$ $6N$ $7N$ $8N$ $9N$ $10N$ $11N$ $12N$

Шестой и десятый добавочные тоны не соответствуют определенным тонам гаммы. От относительной силы добавочных тонов зависит оттенков

Рис. 20.

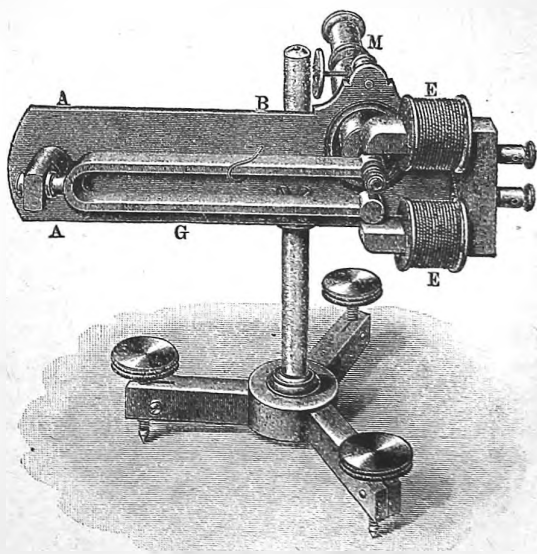


звука, издаваемого струною. Так как шестой, десятый и другие из высших добавочных тонов негармоничны основному тону, то их присутствие придает звуку неприятный оттенок, который вообще замечается, когда высокие добавочные звуки сильны. Отсутствие первых добавочных тонов, наоборот, лишает звук того приятного оттенка, который можно характеризовать словами полнота, звучность.

Относительная сила тех или других добавочных тонов зависит от способа приведения струны в колебательное состояние; этим-же определяется оттенок звука и форма колебания струны. Заметим, что положение того места на струне, которое непосредственно приводится в движение ударом, смычком, пальцем или штифтом, также играет важную роль, ибо в этом месте не может находиться

ни одного узла, а потому и не могут образоваться те добавочные тоны, которым в этом месте соответствует узел. Если привести в сотрясение середину струны, то пропадают все нечетные добавочные тоны, и звук получается „пустой“. В роялях удар производится приблизительно на $\frac{1}{7}$ от конца, чем и уничтожаются некоторые высшие негармонические тоны.

Рис. 21.

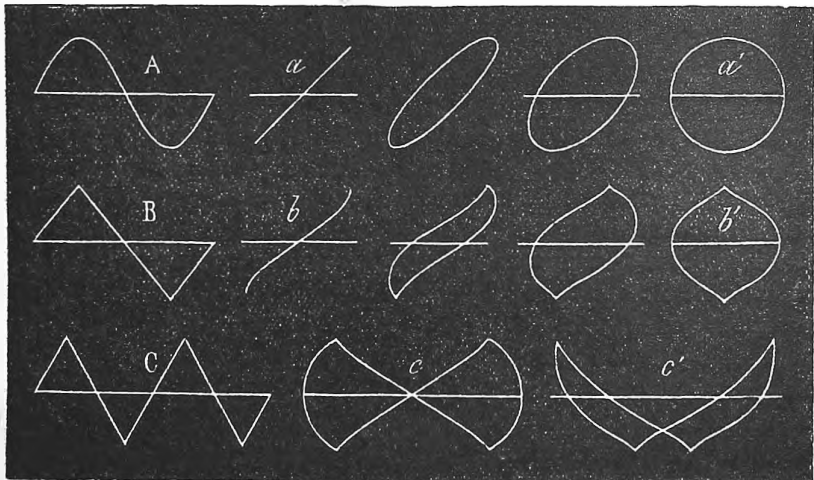


Возможность разделения струны на отдельно колеблющиеся части доказывается непосредственно опытом. Если установить подставку мнoхорда на одной трети длины струны (рис. 20) и по короткой части провести смычком, то более длинная часть ($2/3$) разделяется на две части, колеблющиеся с противоположными фазами и разделенные друг от друга узлом. Аналогично можно три четверти струны заставить разделиться на три части, отделенные двумя узлами друг от друга.

Существуют различные способы сделать присутствие добавочных тонов непосредственно заметным, т. е. выделить каждый из них из массы тонов, входящих в состав сложного звука струны.

Можно, напр., коснуться пальцем или ребром призмы до того места колеблющейся струны, в котором данному добавочному тону соответ-

Рис. 22.



ствует узел. Этим прикосновением уничтожаются основной тон и все добавочные до данного, который и слышится вполне явственно.

§ 4. Форма колебания струны. Смотря по числу и силе (амплитудам) добавочных тонов, получается более или менее сложный закон колебания, который графически изображается кривой $s = f(t)$, где s расстояние точки струны от ее положения равновесия и t время. Прибор, которым можно изучать закон этих движений, построен Helmholtz'ем и назван вибрационным микроскопом. Этот прибор, изображенный на рис. 21, состоит из микроскопа M , объектив которого отделен и прикреплен к концу одной из ветвей камертона G , приводимого в вертикальные колебания при помощи электромагнита E , соединенного с прерывателем. Перед объективом микроскопа натягивается вертикальная струна, которая в наблюдаемом месте покрывается черной краской и обсыпается крахмальной пылью; наблюдается движение одной из пылинок, которая представляется при надлежащем освещении в виде светлой точки. Пружина B служит для получения малых изменений в числе колебаний камертона; для этого ее передвигают вдоль одной из его ветвей.

При колебании одной только струны наблюдатель видит горизонтальную светлую линию, описываемую крахмальной пылинкой; при колебании только камертона он видит вертикальную светлую линию, причем точка совершает гармоническое колебательное движение. Когда и струна и камертон звучат, то наблюдатель видит сложные фигуры, форма которых зависит от амплитуд, разности фаз и числа колебаний струны и камертона. На рис. 22 представлены десять таких фигур; a до a' , b до b' , c и c' .

Формы a до a' (прямая, эллипс и круг) соответствовали-бы случаю, когда струна совершала-бы также гармоническое движение, закон которого показан в A . На деле эти фигуры получают-ся только, когда струна заменена вторым камертоном, ветви которого расположены вертикально, причем времена колебаний обоих камертонов одинаковы. Фигуры b до b' получаются, когда наблюдается середина струны, звучащей в унисон с камертоном; фигуры c и c' , когда тон струны на одну октаву выше. Различие форм b до b' , а также c и c' зависит от величины разности фаз двух колебаний. Линии B и C изображают закон $s = f(t)$ колебания рассматриваемой точки струны; эти линии получаются из кривых b до b' , c и c' простым построением, которого не рассматриваем. B и C показывают, что колебание средней точки струны значительно отличается от гармонического A . Закон движения точки струны, лежащей не на ее середине,

Рис. 23.

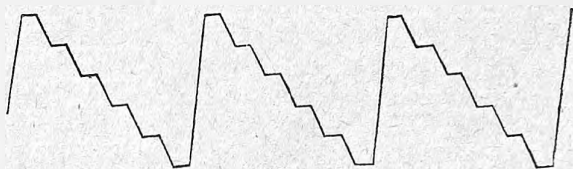
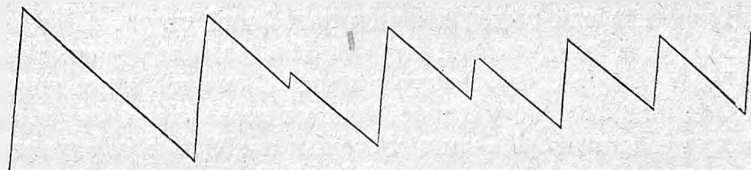


Рис. 24.



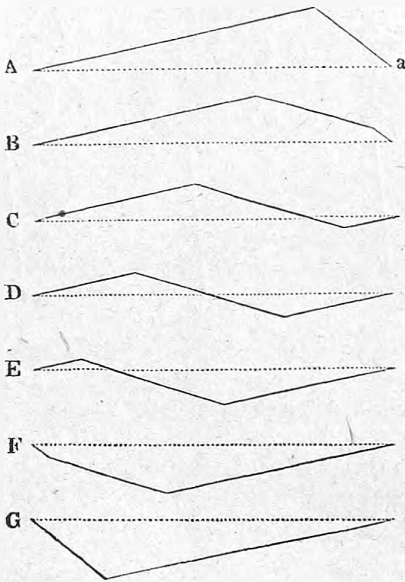
выражается ломанными линиями, состоящими из длинных и коротких отрезков. Когда звучание струны вызывается смычком, действующим на расстоянии $0,5 L$ от кобылки, и наблюдаются точки, лежащие на расстоянии $\frac{11}{14}$, $\frac{9}{14}$, $\frac{7}{14}$ и т. д. от кобылки, то закон движения выражается линией, изображенной на рис. 23; точка движется равномерно весьма быстро в одном направлении и более медленно и притом скачками в другую сторону. Рис. 24 соответствует случаю, когда проводят смычком примерно на расстоянии $0,05 L$ от кобылки так, чтобы сначала был слышен один основной тон, а затем с изменением нажатия и способа ведения смычка первый добавочный тон (октава) получил перевес.

На рис. 25 показаны последовательные формы целой струны, которая помощью острой палочки сперва была приведена к форме A и затем

предоставлена самой себе. Через время $0,5 T$ получается форма G , после которой вновь повторяются формы F, E, D и т. д.

Krigar Menzel и Raps весьма подробно исследовали движение различных точек струны, когда различные другие точки сперва оттягиваются в сторону и затем внезапно отпускаются. Движение изучалось придуманным ими фотографическим способом. Далее Kaufmann, поль-

Рис. 25.



зуясь тем же способом, исследовал движение точек струны, приводимой в движение при помощи удара. Время удара при фортепианной игре определял Weak. Cornu исследовал движение струны, приводимой в звучание при помощи смычка; оказалось, что поперечные колебания сопровождаются крутильными (стр. 10).

В последнее время производили опытные исследования колебания струн Morton и Vinycomb (1905), Barton и Garrett (1905), Barton и Penzer (1906), Barton и Ebbwhite (1910).

Некоторую особенность представляют каучуковые нити, длина L которых при некоторых натяжениях P растет пропорционально P . В этом случае число N колебаний не зависит вовсе от длины и натяжения, как это видно из формулы (7) в следующем пара-

графе. Опыты v. Lang'a подтвердили этот вывод.

§ 5. Теоретический вывод законов колебаний струн. Рассматривая колебания струны, как частный случай образования стоячих волн, мы можем найти простую связь между длиной L струны и длиной λ_k волн колебательного движения, распространяющегося вдоль струны и отражающегося от ее концов. На концах струны находятся узлы; кроме того, на самой струне могут образоваться $0, 1, 2, 3, 4, \dots$ и т. д. узлов. Так как расстояние соседних узлов равно половине длины волны, то ясно, что

$$L = \frac{1}{2} \lambda_1 = \frac{2}{2} \lambda_2 = \frac{3}{2} \lambda_3 = \dots = \frac{k}{2} \lambda_k \text{ и т. д.} \quad (4)$$

Обозначая через V скорость распространения колебательных движений, через $N_1, N_2, N_3, \dots, N_k, \dots$ числа колебаний тонов, которые могут получиться, имеем

$$V = N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2 = N_3 \lambda_3 = \dots = N_k \lambda_k \text{ и т. д.} \quad (5)$$

Отсюда, напр., $N_1 = V : \lambda_1 = V : 2L$; вообще получаем

$$N_1 = \frac{V}{2L}; N_2 = \frac{2V}{2L}; N_3 = \frac{3V}{2L}; \dots; N_k = \frac{kV}{2L} \quad (6)$$

Для скорости V мы имели формулу (21) стр. 10:

$$V = \sqrt{\frac{Pg}{D_1}}$$

где P натяжение, D_1 вес единицы длины проволоки. Вводя вес $\Pi = LD_1$ всей струны, и подставляя полученное V в (6), имеем

$$N_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Pg}{\Pi L}} \dots \dots \dots (7)$$

а это и есть формула Taylor'a (3) стр. 47, дающая число колебаний основного тона. Далее (6) дает числа колебаний добавочных тонов, равные

$$N_2 = 2N_1, N_3 = 3N_1, \dots \dots \dots, N_k = kN_1, \text{ и т. д. } \dots \dots (8)$$

Таким образом законы колебания струн выведены не только для основного, но и для добавочных тонов.

§ 6. Влияние упругости на число колебаний струны. Выводя формулу (21) на стр. 10, мы предполагали, что изменение формы струны не вызывает упругих сил; но это на деле неверно. Поэтому в действительности число колебаний N_0 больше числа N , данного формулою (7). Savart вывел из своих опытов формулу.

$$N_0^2 = N^2 + n^2 \dots \dots \dots (9)$$

где n число, не зависящее от натяжения струны и равное числу колебаний, которые получились-бы при отсутствии натяжения и были-бы вызваны только влиянием упругих сил. Duhamel старался непосредственно вывести формулу Savart'a; но Seebeck показал, что этот вывод не строг и дал следующую формулу для N_0 :

$$N_0 = N \left[1 + \frac{R^2}{L} \sqrt{\frac{\pi E}{P}} \right] \dots \dots \dots (10)$$

в которой E модуль Юнга, а значение остальных букв прежнее (P натяжение, L длина, R радиус сечения струны).

§ 7. Продольные колебания струн. Струна может совершать и продольные колебания, причем для основного звука на середине струны образуется пучность, а на концах узлы. Обозначая через V' скорость распространения продольных колебаний, через λ' длину волны и через N' число колебаний, так что $V' = N'\lambda'$, имеем для длины L струны

$$L = \frac{1}{2} \lambda' = \frac{1}{2} \frac{V'}{N'} \dots \dots \dots (11)$$

Для скорости V' мы имели формулу (26) стр. 11:

$$V' = \sqrt{\frac{E}{\delta}} \dots \dots \dots (12)$$

(11) и (12) дают

$$N' = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{E}{\delta}}.$$

Вводя массу $M = SL\delta$, где S площадь поперечного сечения струны, получаем

$$N' = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{ES}{ML}} \dots \dots \dots (13)$$

Сравнивая это выражение с формулой (3) стр. 47 для числа N поперечных колебаний

$$N = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{P}{ML}},$$

мы видим, что

$$\frac{N}{N'} = \sqrt{\frac{P}{ES}} \dots \dots \dots (14)$$

Пусть ΔL удлинение струны, вызванное натяжением P ; из определения модуля Юнга следует, что ES представляет натяжение, вызывающее удвоение длины струны (т. I), т. е. удлинение, равное L . Отсюда следует, что $P : ES = \Delta L : L$, и след.

$$\frac{N}{N'} = \sqrt{\frac{\Delta L}{L}} \dots \dots \dots (15)$$

Эта формула показывает, что, даже при сильнейшем натяжении, N' весьма велико сравнительно с N , и что, след., продольные колебания дают звук гораздо более высокий, чем колебания поперечные.

§ 8. Стоячие волны в нитях. Прибор Melde. Melde построил прибор, состоящий из вертикально установленного камертона (рис. 26),

Рис. 26.

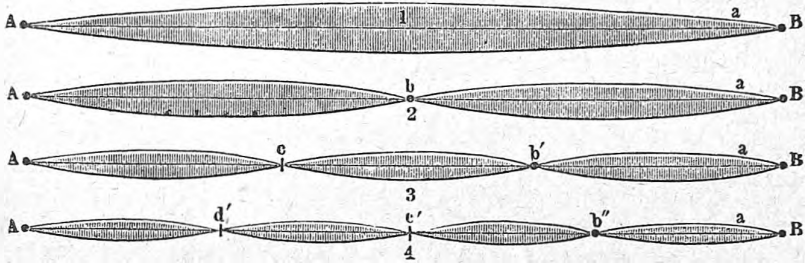


к одной из ветвей которого прикреплена обыкновенная белая нитка, или струна, длина и натяжение которой могут быть изменены. Пусть N число колебаний камертона; число колебаний нити тоже равно N , когда нить расположена вертикально, т. е. по направлению ветви камертона, поперечные колебания которого непосредственно вызывают такие же колебания нити.

Но когда нить горизонтальна, то число ее колебаний $N : 2$, ибо каждое движение ветви камертона направо вызывает выпрямление нити, а движение налево — изгиб нити, происходящий по инерции попе-

ременно вверх и вниз. Стоячая волна AB (рис. 27, 1) может образоваться при определенном натяжении, при котором скорость распространения колебания $V = \frac{N}{2} \lambda = \frac{N}{2} \cdot 2L = NL$. Если натяжение уменьшить в 4 раза, то скорость V , а след. и λ уменьшаются в два раза, и тогда на нити образуется узел посередине, как показано на рис. 27, 2. Если натяжение уменьшить в 9 раз, то нить разделяется на три части (рис. 27, 3)

Рис. 27.



и т. д. Если нить перевести из горизонтального направления в вертикальное (вращая LL около оси Z на 90°), не меняя натяжения, а, след., и скорости V , то $N : 2$ перейдет в N , а потому λ делается вдвое меньше, и число стоячих волн на нити удвоится.

Теоретическим и опытным исследованием таких колебаний занимались Stephenson (1906), Roberts (1912) и Raman (1912).

§ 9. Продольные колебания стержней. Подобно тому, как струна в теории представляется как-бы некоторым предельным понятием, характеризующим полным отсутствием упругости, наоборот, стержень в теории является как-бы противоположную крайностью: это твердое призматическое или цилиндрическое тело, колебательные движения которого вызываются исключительно только упругими силами, развивающимися вследствие изменения его формы. Стержень может быть закреплен на одном конце и свободен на другом, или закреплен на обоих концах, или он закреплен посередине. Продольные колебания распространяются по стержню со скоростью, которая выражается формулою (26) стр. 11:

$$V = \sqrt{\frac{E}{\delta}} \dots \dots \dots (16)$$

в которой E модуль Юнга, δ плотность стержня. Если один конец стержня закреплен, другой свободен, то основной звук получится, когда на первом конце находится узел, на втором пучность и, след., длина L стержня равна $L = \frac{\lambda}{4} = \frac{1}{4} \frac{V}{N}$, где N число колебаний.

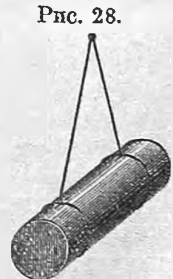


Рис. 28.

отсюда

$$N = \frac{1}{4L} V = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{Eg}{D}} \dots \dots \dots (17)$$

где g ускорение силы тяжести и D вес единицы объема стержня. Определяя число N по слуху или одним из способов, которые будут рассмотрены ниже, можно, таким образом, измерить V , а также найти модуль Юнга E . Добавочные тоны соответствуют случаю образования в стержне одного или нескольких узлов, причем длина L стержня равняется $L = \frac{3}{4}\lambda$, $\frac{5}{4}\lambda$ и т. д., откуда числа колебаний

$$N_1 = 3N, N_2 = 5N \text{ и т. д.} \dots \dots \dots (18)$$

Когда стержень закреплен посредине, то выведенные формулы относятся к каждой его половине, так что

$$N = \frac{1}{2L}V = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{Eg}{D}} \dots \dots \dots (19)$$

Когда стержень закреплен на обоих концах, то $L = \frac{1}{2}\lambda = \frac{1V}{2N}$ и мы имеем опять

$$N = \frac{1}{2L}V = \frac{1}{2L}\sqrt{\frac{Eg}{D}} \dots \dots \dots (20)$$

Для получения очень высоких тонов служат стальные стержни, подвешиваемые, как показано на рис. 28.

§ 10. Поперечные колебания стержней. Точный разбор вопроса о поперечных колебаниях стержней представляет значительную сложность, и потому мы ограничиваемся выводом сравнительно элементарным, не дающим численного значения одного из множителей, встречающихся в окончательной формуле. Рассматривая вопрос о гнущих стержней, мы привели в т. I формулу для стрелы прогиба λ

$$\lambda = \frac{k}{12q} \frac{Pl^3}{E},$$

где $k = 4$ для случая, когда стержень закреплен одним концом, P сила, действующая на конец стержня, l длина стержня, E модуль Юнга и q величина, общий вид и частные формы которой были указаны в т. I. Полагая $l = L$, $k = 4$, $\lambda = -s$ и $P = f$, получаем

$$f = -\frac{3qE}{L^3}s.$$

Эта формула подобна формуле $f = -cms$, связывающей силу f и удаление s массы m от положения равновесия в случае гармонических колебательных движений. Пусть теперь m та масса, которая под влиянием силы $f = P$ совершает такие же колебания, какие в действительности совершает конец стержня. Легко понять, что m пропорционально действительной массе M стержня. Положим $M = mh^2$, где h^2 множитель пропорциональности. Тогда $mh^2 = M = LSD : g$, где S площадь поперечного сечения стержня; D и g имеют прежние значения. Равенство

$$\frac{3qE}{L^3}s = cms = c \frac{LSDs}{gh^2}$$

дает

$$c = \frac{3qEgh^2}{L^2SD}.$$

Для времени T колебания (только туда) имеем $T = \pi \sqrt{c}$; отсюда число N колебаний

$$N = \frac{\sqrt{c}}{\pi} = \frac{h}{\pi L^2} \sqrt{\frac{3qEg}{SD}}.$$

Seebeck ввел вместо h другую величину ε^2 , положив

$$h = \frac{\pi^2 \varepsilon^2}{2\sqrt{3}}.$$

Тогда получается

$$N = \frac{\pi \varepsilon^2}{2L^2} \sqrt{\frac{qEg}{SD}} \dots \dots \dots (21)$$

Значения q даны в т. I.

1. Для цилиндрического стержня, радиуса сечения R , имеем $S = \pi R^2$, $q = \frac{1}{4} \pi R^4$ и след.

$$N = \frac{\varepsilon^2 \pi R}{4L^2} \sqrt{\frac{Eg}{D}} \dots \dots \dots (22,a)$$

2. Для призматического стержня, толщина которого (в плоскости колебания) b , имеем $\frac{q}{S} = \frac{b^2}{12}$, и след.

$$N = \frac{\varepsilon^2 \pi b}{4\sqrt{3} L^2} \sqrt{\frac{Eg}{D}} \dots \dots \dots (22,b)$$

Ширина a стержня в последнем случае никакой роли не играет. Оказывается, что величина ε во всех этих случаях равна

$$\varepsilon = 0,5969 \dots \dots \dots (23)$$

Основной тон получается когда колебания стержня таковы, как показано на рис.29, I. Первый добавочный тон соответствует колебанию, которое изображено на рис. 29, II; второй — на рис. 29, III. Для числа колебаний N_k получается следующая формула. Если (21) и (22) представить в виде $N = \varepsilon^2 A$, то

$$N_k = \varepsilon_k^2 A \dots \dots \dots (24)$$

где $\varepsilon_1 = 1,4942$; $\varepsilon_2 = 2,5003$; $\varepsilon_3 = 3,500$; ...
 $\varepsilon_k = \frac{2k+1}{2}$ при $k > 3$.

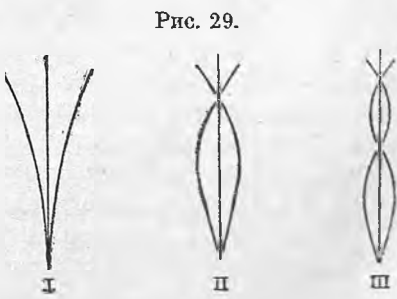


Рис. 29.

Итак числа колебаний тонов стержня относятся в рассматриваемом случае, как $\varepsilon^2 : \varepsilon_1^2 : \varepsilon_2^2$ и т. д., или как

$$(1,194)^2 : (2,989)^2 : 5^2 : 7^2 : 9^2 \text{ и т. д.}$$

т. е. кроме основного и первого добавочного, как квадраты нечет-

ных чисел. Расстояние узла в случае рис. 29, II от свободного конца равно $0,2261 L$; в случае рис. 29, III расстояние первого узла равно $0,1321 L$, второго узла . . . $0,4999 L$. Для третьего добавочного тона три узла находятся на расстояниях $0,09444 L$, $0,3558 L$ и $0,6439 L$ от свободного конца. Для чисел колебаний стержня имеем

$$N \quad 6\frac{1}{4}N \quad 17\frac{1}{2}N \quad 34\frac{1}{4}N \quad 56\frac{1}{2}N \quad 84N \dots (25)$$

что соответствует, напр., тонам

$$ut_{-1} \quad sol_2^+ \quad re_4 \quad re_5^- \quad si_5^- \quad fa_6^+ \dots (26)$$

Знаки плюс и минус обозначают, что действительный тон немного выше или ниже данного.

Стержень с круглым поперечным сечением может колебаться параллельно всем плоскостям, проходящим через его ось; но стержень с прямоугольным сечением может колебаться только в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, параллельных его боковым сторонам. Формула (22, *b*) показывает, что числа N_1 и N_2 этих двух колебаний относятся как стороны b_1 и b_2 прямоугольного сечения стержня. Это напоминает колебания в анизотропной среде, которые, как мы увидим ниже, также возможны только по двум направлениям наибольшей и наименьшей упругости.

§ 11. Камертон. Все сказанное о колебаниях стержней прилагается, хотя и не вполне точно, к камертону. Формула (22, *b*) показывает, что число колебаний основного тона, даваемого камертоном, пропорционально толщине его ветвей (считаемой в плоскости, проходящей через обе ветви), обратно пропорционально квадрату длины ветвей и пропорционально корню квадратному из дроби $\frac{E}{D}$.

Числа колебаний добавочных тонов определяются рядом (25); форма колебаний при основном и двух первых добавочных тонах показана на рис. 30. Проводя смычком у верхнего конца ветви, получаем основной тон весьма чистый и колебания суть гармонические. Проводя смычком ниже середины ветви, можно получить также весьма чистый первый добавочный тон. Камертон укрепляют обыкновенно на середине крышки продолговатого ящика, открытого с одной из коротких сторон, рис. 31. Длина этого ящика должна равняться четверти длины волны основного тона камертона в воздухе.

Mercadier проверял законы колебаний камертонов и нашел, что число колебаний N действительно не зависит от ширины и пропорционально толщине ветвей; что же касается зависимости от длины L , то он нашел, что N обратно пропорционально не L^2 , но $(L + y)^2$, где $y = 3,8$ мм.

Hartmann-Kaempff (1903) нашел, что число колебаний N камертона уменьшается, когда амплитуда растет, и что декремент колебаний пропорционален амплитуде.

Зависимость N от температуры исследовали многие ученые, напр., Mercadier (1876), Kayser (1879), Koenig (1880), Michelson (1883), Pierpaoli (1904), Woodruff (1903) и Robin (1912). Оказалось, что вообще $N = N_0(1 - \alpha t)$, где термический коэффициент колеблется около $\alpha = 0,0001$; он зависит от материала и от N . Woodruff нашел, что необходимо положить $N = N_0(1 - \alpha t - \beta t^2)$, и что логарифмический декремент (т. I) имеет максимум при 80° и 2 минимума при 20° и 140° .

Дальнейшие исследования колебаний камертона производили Lin-

Рис. 30.

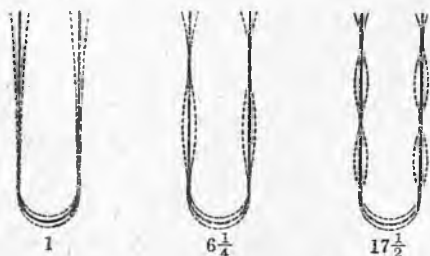
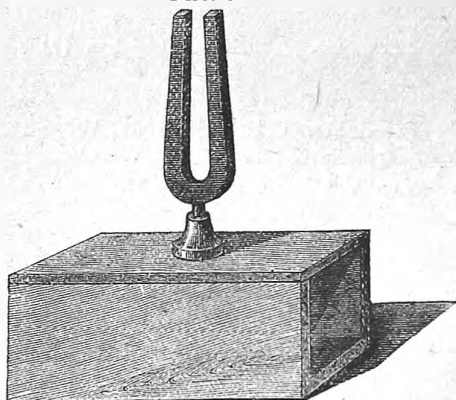


Рис. 31.



dig (1902), Edelmann (1907), Sizes и Massol (1906, 1910), Struyker (1907), Waetzmann (1909) и Robin (1912).

Упомянем в заключение, что и кольцо может быть приведено в колебательное состояние, причем число узлов должно быть четное и не менее четырех; они расположены на равных друг от друга углавых расстояниях.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2.

- Marsenne.* Harmonie universelle. Paris 1636, liv. II, propos. 18.
Taylor. Phil. Trans. 1713; Methodus incrementorum. London 1715.
Laird. Phys. Rev. 7 p. 102, 1898.

К § 4.

- Helmholtz.* Tonempfindungen p. 138, 563, Braunschweig 1870.
Krigar-Menzel и Raps. W. A. 44 p. 623; 1891, 50 p. 444, 1893.
Kaufmann. W. A. 54 p. 674, 1895.
Weak. Amer. J. 1 of Sc. 32 p. 366, 1886.
Cornu. J. de phys. (3) 5 p. 5, 1896.
Morton a. Vinycomb. Phil. Mag. (6) 8 p. 573, 1904.
Marton a. Garret. Phil. Mag. (6) 10 p. 149, 1905.
Barton a. Penzer. Phil. Mag. (6) 12 p. 576, 1906.
Barton a. Ebblewhite. Phil. Mag. (6) 20 p. 456, 1910.
V. v. Lang. W. A. 68 p. 335, 1899.

К § 6.

N. Savart. Ann. chim. phys. (3) 6, 1842; Pogg. Ann. 57 p. 403, 1842; 58 p. 252, 1843.

A. Seebeck. Dove's Repertorium Bd. 8; Ber. kgl. sächs. Ges. der Wiss. 1846—1847.

К § 8.

Melde. Pogg. Ann. 109. p. 193, 1860; 111 p. 513, 1861.

Stephenson. Quart. J. of Math. 37 p. 353, 1906.

Roberts. Phil. Mag. (6) 23 p. 931, 1912.

Raman. Bull. Ind. Assoc. of Sc. Nr. 6 p. 1, 1912; Phil. Mag. (6) 24 p. 513, 1912; Phys. Rev. 35 p. 449, 1912.

К § 10.

Decharme. Ann. chim. et phys. (7) 9 p. 551, 1896.

К § 11.

Mercadier. C. R. 79 p. 1001, 1069; 1874.

Hartmann-Kaempf. Diss. Würzburg 1903; Annalen d. Phys. (4) 13 p. 124, 1904; Journ. d. Phys. (4) 3 p. 376, 1904 (Реферат P. Lugol).

Kayser. W. A. 8 p. 444, 1879.

Koenig. W. A. 9 p. 394, 1880.

Michelson. Amer. J. of Sc. (3) 25 p. 61, 1883.

Woodruff. Phys. Rev. 16 p. 325, 1903.

Pierpaoli. Atti R. dei Lincei (5) Memorie 3 p. 178, 1901.

Struyker. Annal. d. Phys. (4) 23 p. 643, 1907.

Lindig. Diss. Kiel, 1902.

Sizes et Massol. C. R. 145 p. 872, 1907; 151 p. 437, 1910.

Waetzmann. Phys. Z. 1909 p. 409.

Robin. Journ. de phys. (5) 2 p. 298, 1912.

Edelmann. Z. S. für Ohrenheilkunde 53 p. 341, 1907; Phys. Z. 8 p. 451, 1907.

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

Колебания пластинок и перепонок, и газообразных и жидких тел, находящихся в трубах.

§ 1. Пластинки и перепонки. Аналогично разнице между стержнями и струнами, существует разница между пластинками и перепонками. Первые совершают поперечные колебания только под влиянием внутренних сил упругости, развивающихся при изменении их формы. Перепонки, теоретически говоря, совершенно лишены упругости и их движения совершаются только под влиянием натяжений, которым они подвергнуты.

§ 2. Поперечные колебания пластинок; хладниевы фигуры. Пластинки, поперечные колебания которых обыкновенно наблюдаются, бывают из стекла, дерева или металла. Чтобы вызвать в них стоячие волны, поступают обыкновенно следующим образом. В одной точке закрепляют пластинку горизонтально и неподвижно; по краю в какой-нибудь точке проводят сильно натянутым смычком (см. положение руки на рис. 32); в то-же время прикладывают один или два пальца снизу к двум опреде-

ленным точкам края. Тогда вся пластинка разделяется на части, отделенные друг от друга линиями, которые суть узловые линии, т. е. такие, все точки которых остаются в покое; каждые две соседние части, на которые пластинка разделяется этими линиями, находятся в противоположных фазах. Если насыпать на пластинку сухого песка, то он сбрасывается с пучностей, собираясь в узловых линиях. Он образует таким образом фигуры, которые называются хладниевыми, по имени немецкого физика Chladni.

Эти фигуры могут быть бесконечно разнообразны; их форма зависит (при данном материале и толщине пластинки) от формы самой пластинки, от положения точки закрепления и тех точек, у которых проводят смычком и прикладывают пальцы. Кроме того, получение той или другой фигуры зависит, от степени нажатия и скорости движения смычка. Во всяком случае узловые линии проходят через точку закрепления и через точки, до которых мы касаемся пальцами.

На квадратной пластинке, закрепленной в центре, легко получают фигуры, представляющие две диагонали или две прямые, параллельные сторонам квадрата. Нетрудно получить фигуры, изображенные на рис. 33, 34 и 35. У точек *a* следует держать пальцы, у точек *b* проводить смычком. Можно получить и гораздо более сложные фигуры.

Каждой образующейся фигуре соответствует определенный тон,

Рис. 32.

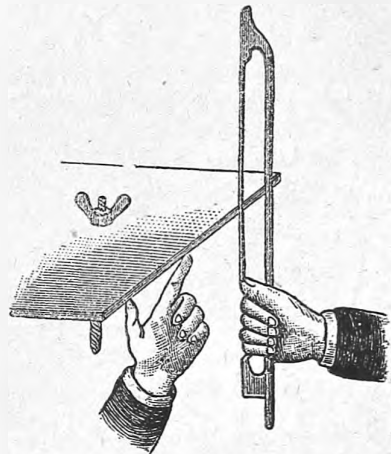


Рис. 33.

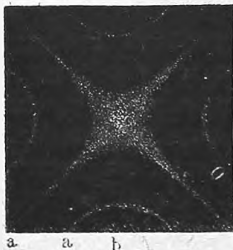


Рис. 34.

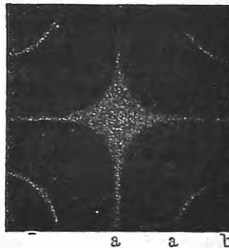
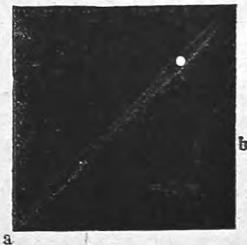


Рис. 35.



издаваемый пластинкой; чем сложнее фигура, тем выше, вообще, тон.

В круглых пластинках легко получают звездообразные фигуры (см. рис. 36); но можно получить и concentрические круги, если подвергать сотрясению центр пластинки, прикрепив к нему стержень и приводя последний в продольные колебания.

В прямоугольной пластинке могут также получиться весьма разнообразные хладниевы фигуры; примеры можно видеть на рис. 37.

Kämpff-Hartmann (1902) исследовал колебания телефонных пластинок. Он прикреплял к ним маленькие вогнутые зеркальца и направлял отраженный ими луч на быстро движущуюся фотографическую бумагу.

Что касается законов колебаний пластинок, над теорией которых в особенности трудился Kirchhoff, то мы ограничиваемся указанием на основную формулу. Число N колебаний, при данном материале и форме пластинки и для данного рода колебаний, которому соответствует определенная хладниева фигура, выражается формулою

$$N = k \frac{c}{S} \sqrt{\frac{E}{\delta}} \dots \dots \dots (1)$$

где c толщина, S поверхность, E модуль Юнга и δ масса единицы объема

Рис. 36.

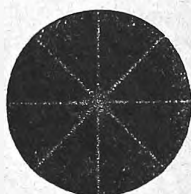
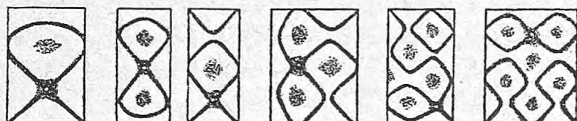


Рис. 37.

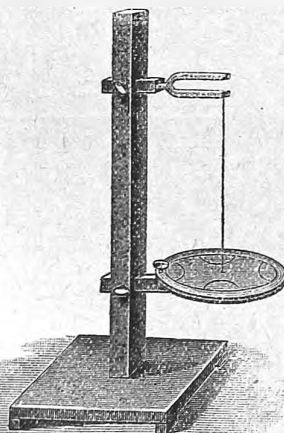


пластинки; k числовой множитель. Для основного тона круглой пластинки $k = \frac{\pi}{4}$.

Теорию колебания прямоугольной пластинки развивали еще Voigt и Zeissig.

Гольдгаммер (1910) дал теорию насильственных колебаний пластинки под влиянием звуковых колебаний.

Рис. 38.



§ 3. Колебания перепонки. Перепонки для опытов готовятся из бумаги, натянутой на круглую или четырехугольную раму. Такая перепонка имеет определенные основной и добавочный тоны и на ней также могут быть наблюдаемы фигуры, аналогичные хладниевым.

Квадратная перепонка разделяется прямыми узловыми линиями, параллельными сторонам квадрата, на равновеликие прямоугольники, число которых, очевидно,

$$(m + 1)(n + 1),$$

когда мы имеем m линий одного направления и n линий, к ним перпендикулярных. Число N колебаний, как показал Poisson,

в этом случае равно

$$N = \sqrt{\frac{(m + 1)^2 + (n + 1)^2}{2}} \sqrt{\frac{Pg}{Q}} \dots \dots \dots (2)$$

где P полное натяжение, равномерно распределенное вдоль края, и Q вес перепонки.

Весьма важно, что перепонку можно заставить произвести „наильственные“ колебания, не соответствующие ни одному из присущих ей колебаний. Для этого стоит только соединить ее натянутой нитью (рис. 38) с одною из ветвей камертона, колебания которого распространяются по перепонке, отражаются от ее краев и образуют стоячие волны, распределение которых, между прочим, зависит от числа колебаний камертона.

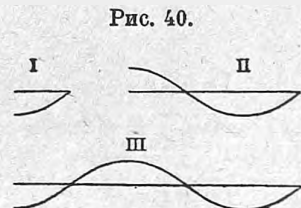
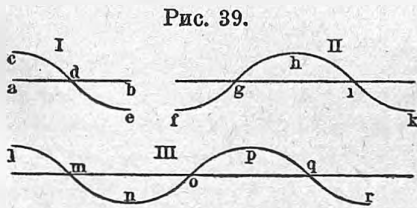
§ 4. Колокола и цилиндры. Звучащий колокол разделяется меридиональными узловыми линиями на 4 части, когда он издает свой основной тон: добавочные тоны соответствуют разделению колокола на 6, 8, 10 и т. д. равных частей плоскостями, проходящими через его ось. Числа колебаний относятся, как $2^2:3^2:4^2:5^2$ и т. д.

Фенкнер изучал (1879) колебания цилиндров и нашел, что число колебаний не зависит от их длины, обратно пропорционально квадрату диаметра сечения и прямо пропорционально толщине стенок. Числа колебаний основного и добавочных тонов относятся, как числа

$$1: \frac{8}{3}: 5: 8: 12: 16.$$

Новые работы о колебаниях колоколов произвели Nunes (1909), Blessing (1911) и Sizes (1912).

§ 5. Элементарное учение о звучащих открытых и закрытых трубах. Трубами мы называем полые цилиндры или призмы, наполненные воздухом



или иным газом, который на одном из концов трубы, называемом ее началом, приводится каким-либо способом в сотрясение; это сотрясение может быть или вызвано на месте или дойти до трубы в виде звуковой волны, распространяющейся от какого-либо источника звука по внешнему воздуху. Сотрясение распространяется внутри трубы, отражается от ее противоположного конца и идет обратно; происходит интерференция, вследствие чего внутри трубы образуются стоячие волны, причем у начала трубы непременно должна находиться пучность. Трубы бывают открытые и закрытые.

I. Открытые трубы. Отражение звукового колебания в конце трубы происходит от менее плотной среды, так как вследствие вдувания, сопровождающего вызывание звука, воздух внутри трубы сжат. Поэтому на конце трубы также должна находиться пучность, а на середине трубы по крайней мере один узел. Данный тон, длина волны которого λ , полу-

чается при звучании открытой трубы, когда ее длина $L_1 = \frac{\lambda}{2}$, т. е. равна расстоянию двух ближайших пучностей. Этот случай символически изображен на рис. 39, I, где ab длина трубы и ординаты кривой cd изображают продольные амплитуды колебаний. Тот-же тон может дать труба, длина которой $L_2 = 2 \frac{\lambda}{2}$, причем в ней образуются два узла, см. рис. 39, II, g и l ; далее труба, длина которой $L_3 = 3 \frac{\lambda}{2}$ при трех узлах m , o и q , рис. 39, III. Вообще тон с числом колебаний $N = \frac{V}{\lambda}$, где V скорость звука, может быть получен трубою, длина которой

$$L_n = n \frac{\lambda}{2} = 2n \frac{\lambda}{4} \dots \dots \dots (3)$$

причем внутри трубы расположится n узлов. Наоборот, одна и та-же труба, длина которой L , дает основной тон, для которого $\lambda_1 = 2L$, и добавочные тоны, для которых $\lambda_2 = \frac{2L}{2}$, $\lambda_3 = \frac{2L}{3}$, ... и вообще

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} = \frac{4L}{2n} \dots \dots \dots (4)$$

Отсюда число колебаний n -того тона

$$N_n = n \frac{V}{2L} = 2n \frac{V}{4L} \dots \dots \dots (5)$$

Для основного тона

$$\left. \begin{array}{l} \lambda_1 = 2L \\ N_1 = \frac{V}{2L} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

II. Закрытые трубы. На конце трубы происходит отражение с потерей полуволны от более плотного дна трубы, у которого должен находиться узел, между тем как у начала трубы должна быть пучность. В простейшем случае длина L_1 трубы и будет равняться расстоянию пучности от узла, т. е. $L_1 = \frac{1}{4} \lambda$; символически этот случай изображен на рис. 40, I. Тот-же тон может дать труба, длина которой $L_2 = 3 \frac{\lambda}{4}$ (один узел внутри трубы), см. рис. 40, II; далее труба, длина которой $L_3 = 5 \frac{\lambda}{4}$ (два узла), рис. 40, III и т. д. Вообще тон с числом колебаний $N = \frac{V}{\lambda}$ может быть получен трубою, длина которой

$$L_n = (2n - 1) \frac{\lambda}{4} \dots \dots \dots (7)$$

причем внутри трубы будет находиться $(n - 1)$ узлов.

С другой стороны труба данной длины L может дать тоны, для которых длины волн суть: $\lambda_1 = 4L$, $\lambda_2 = \frac{4L}{3}$, $\lambda_3 = \frac{4L}{5}$... и вообще

$$\lambda_n = \frac{4L}{2n - 1} \dots \dots \dots (8)$$

Число колебаний n -того тона равно

$$N_n = (2n - 1) \frac{V}{4L} \dots \dots \dots (9)$$

Для основного тона закрытой трубы

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= 4L \\ N_1 &= \frac{V}{4L} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Из всего сказанного следует, что числа колебаний открытой трубы относятся, как простые числа 1:2:3:4..., а закрытой трубы, как нечетные числа 1:3:5:7... Если открытая и закрытая труба одинаковой длины L , и если положить $\frac{V}{4L} = N$, то число колебаний тонов

для открытой трубы: $2N, 4N, 6N, 8N, \dots, 2nN$
 для закрытой трубы: $N, 3N, 5N, 7N, \dots, (2n - 1)N$.

Основной тон закрытой трубы на октаву ниже основного тона открытой трубы при одинаковой длине труб. Который из тонов получится при звучании трубы, зависит от способа, которым вызывается это звучание.

§ 6. Органнeе трубы. Существуют различного рода трубы, звучание которых вызывается вдуванием струи воздуха. Мы совсем не будем рассматривать тех музыкальных инструментов, в которых первоначальное сотрясение воздуха производится дрожанием губ (корнет-а-пистон), резким вдуванием (флейта) и т. д. Мы ограничиваемся рассмотрением органнeе и язычковых труб и лишь вкратце упомянем еще о трубах с двумя перепонками. Внутреннее устройство органнeе трубы изображено на рис. 41. Расстояние RR представляет длину L трубы, которая считается от верхней поверхности призмы cd , не доходящей до противоположной стенки, так что образуется щель. Причины возникновения звука при вдувании воздуха в органнeе трубы повидимому весьма сложные. Прежде полагали, что возникновение звука происходит следующим образом. Воздух, вдуваемый через нижнюю трубку, вступает в камеру K , из которой выходит через упомянутую щель; здесь он ударяется об острое ребро ab клина, вырезанного из боковой стенки трубы, вследствие чего происходит сгущение воздуха, которое и распространяется вдоль столба воздуха, находящегося в трубе. Прошедшее сгущение заставляет дальнейший поток воздуха выходить через боковую щель, а не внутрь трубы, вследствие чего сам сгущенный воздух расширяется и на его месте образуется разрежение, которое также распространяется вдоль трубы. Новая струя воздуха опять вызывает сгущение и т. д. В результате получается неправильное сотрясение воздуха или шум, т. е. (стр. 17)

Рис. 41.



большое число различных тонов, из которых труба как бы выбирает тон, соответствующий ее длине и способный образовать в ней стоячие волны. Этот тон чрезвычайно усиливается и заглушает все остальные, хотя легкий шум все-таки остается заметным.

За последнее время появилось весьма большое число исследований причины возникновения звуков в органных трубах. Новую теорию дал Hensen (1900—1906); в этой теории играет большую роль колебательное движение слоя воздуха, вытекающего из щели. Против этой теории писали Wachsmuth, Friedrich, Weerth, Kreis и др. Мы не можем входить в подробности этих весьма сложных исследований, в тесной связи с которыми находится вопрос о звучании труб, открытых с одной стороны (напр., бутылки), когда мимо отверстия проходит сильный поток воздуха. Мы ограничиваемся указанием литературы этого вопроса.

При слабом вдвухании получается основной тон трубы, при более сильном — один из более высоких тонов. При данной длине трубы распределение тонов следующее:

открытая: $\dot{1}$ ut_2 ut_3 sol_3 ut_4 mi_4 $sol_4 \dots$
 закрытая: ut_1 sol_2 mi_3 si_3 — $re_4 \dots$

§ 7. Способы наблюдения пучностей и узлов в трубах. Укажем на три способа.

I. Внутри вертикально поставленной трубы (рис. 42) опускают ма-

Рис. 42.



Рис. 43.

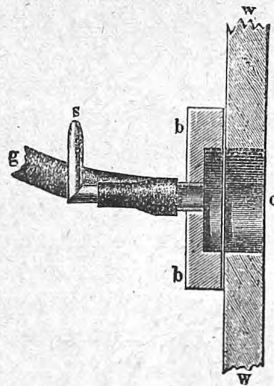
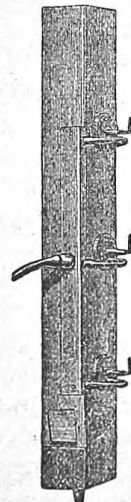


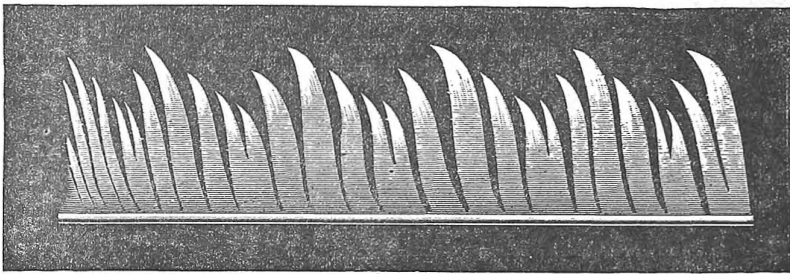
Рис. 44.



ленькую горизонтальную перепонку, натянутую на небольшое кольцо, висящее на нитках. На перепонку насыпают некоторое количество песка, который в узлах остается в покое, а в пучностях сильно подбрасывается. Всю трубку или одну из боковых стенок ее делают в этом случае из стекла.

II. Koenig построил трубы, к одной из боковых стенок которых были прикреплены манометрические коробки. На рис. 44 изображена открытая труба с тремя коробками и тремя огоньками, которые горят спокойно, когда труба не звучит. Внутреннее устройство коробок показано на рис. 43. Если же труба звучит, то в узлах, где имеют место наибольшие изменения плотности, перепонки манометрических коробок начинают колебаться; колебания передаются соответствующим огонькам, вследствие чего последние укорачиваются, свет их делается слабым, и они нередко потухают. Если рассматривать такое пламя во вращающихся зеркалах, то светлая полоса, получаемая от спокойно горящего пламени,

Рис. 45.

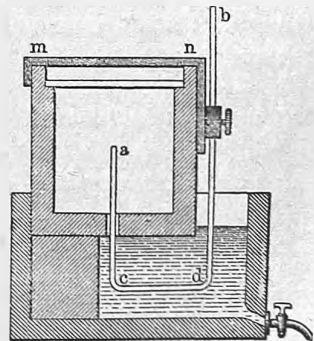


разделяется глубокими зазубринами на отдельные части. Оказывается, что если слабо вдуть воздух в открытую трубу, изображенную на рис. 44 так, что получается основной тон, то среднее пламя меркнет, а крайние горят спокойно, что и указывает на присутствие одного узла в середине трубы. При сильном вдвании, когда слышится октава основного тона, и мы имеем в середине трубы пучность, а на расстояниях $\frac{1}{4}$ и $\frac{3}{4}$ длины от конца трубы два узла, наоборот, среднее пламя горит спокойно, крайние же меркнут.

Если две различные трубы поставить рядом, средние манометрические коробки соединить с одной горелкой и наблюдать пламя во вращающихся зеркалах, то получается полоса, на которой ясно виден сложный закон колебания пламени. На рис. 45 изображена полоса для случая, когда числа колебаний труб относятся, как 1 : 2; рис. 8 на стр. 22 соответствует отношению чисел колебаний 4 : 5.

III. Весьма точный способ определения положений узлов и, в особенности, пучностей предложен также Koenig'ом; на рис. 46 изображен вертикальный поперечный разрез через трубу, которая расположена горизонтально. Вдоль нижней стороны трубы вырезается щель, которая, однако, закрывается водою, в которую труба несколько

Рис. 46.



ко погружена. Вдоль трубы перемещается деревянная рамка mn с прикрепленную к ней трубкой $acdb$, входящей одним концом a внутрь трубы, между тем как от другого конца b проведена каучуковая трубка к уху наблюдателя. Когда конец a находится в узле, то слышится весьма громкий звук, между тем как в пучностях наблюдается весьма резкое и почти внезапное ослабление, а при втором, третьем и т. д. тонах даже исчезновение звука. Положение пучностей наблюдается таким образом весьма точно.

В узлах происходят попеременные адиабатические сгущения и разрежения, которые сопровождаются соответственно повышениями и понижениями температуры. Neuscheler (1911) измерил амплитуду Δt этих температурных колебаний в узле трубы (длина 2,35 м.), издававшей первый дабавочный тон в 100,5 колебаний в секунду. Теория (т. III) показывает, что

$$\Delta t = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{T}{p} \Delta p,$$

где $k = c_p : c_v$, T абсолютная температура и p давление. Neuscheler измерял температуру весьма тонкой проволокой, введенной в цепь по методу болометра (см. ниже). Он нашел $\Delta t = 0^{\circ},130$. Отсюда можно было вычислить амплитуду колебаний в пучности $a = 0,58$ мм., наибольшую скорость частицы в пучности 37 см. в сек., энергия единицы объема 0,44 эрга в куб. см.

§ 8. Связь между размерами труб и высотой издаваемого ими тона. Элементарная теория (§ 5) привела нас к формулам

$$\left. \begin{array}{l} \text{для открытой трубы:} \\ \text{для закрытой трубы:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} N = \frac{V}{2L} \\ N = \frac{V}{4L} \end{array} \dots \dots \dots (11)$$

дающим число N колебаний основного тона в зависимости от скорости звука V и от длины трубы L . Подробные исследования показали, однако, что для органнх труб эти соотношения не оправдываются с точностью, равно как и соотношения между числами колебаний более высоких тонов и длиной трубы,

$$\left. \begin{array}{l} \text{для открытой трубы:} \\ \text{для закрытой трубы:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} N_n = \frac{2nV}{4L} \\ N_n = \frac{(2n-1)V}{4L} \end{array} \dots \dots \dots (12)$$

Заметим, что расстояние двух узлов или двух пучностей всегда действительно равно $\frac{1}{2} \lambda_n = \frac{1}{2} \frac{V}{N_n}$. Что же касается связи между числом колебаний тона и длиной трубы, то оказывается, что длина L трубы меньше, чем следует по формулам (11) и (12), или что тон, издаваемый трубой, соответствует теоретически более длинной трубе, так что для закрытой трубы можно положить

$$N = \frac{V}{4(L+l)} \dots \dots \dots (13)$$

Величина l не зависит от длины L трубы при неизменном ее поперечном сечении. Чтобы определить поправку l , Wertheim определял числа N_1 и N_2 колебаний при двух различных длинах L_1 и L_2 закрытой трубы. Тогда из формул $N_1 = \frac{V}{4(L_1+l)}$ и $N_2 = \frac{V}{4(L_2+l)}$ получается

$$l = \frac{N_2 L_2 - N_1 L_1}{N_1 - N_2} \dots \dots \dots (14)$$

Для круглых труб поправка l пропорциональна радиусу R поперечного сечения.

Причина, по которой элементарная теория не приложима к органным трубам, заключается в том, что по этой теории пучность должна образоваться у нижнего открытого начала трубы. Но у этого начала находится поперечная поверхность призмы cd (рис. 41, стр. 65), от которой также происходит отражение колебаний, вследствие чего первый узел находится не на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от начала трубы, а несколько к ней ближе.

Дальнейшие исследования показали, что в четырехугольных трубах ширина (т. е. размер по направлению боковой щели ab , рис. 41) не влияет на высоту тона, которая, наоборот, в значительной степени зависит от глубины h трубы, т. е. от размера, считаемого перпендикулярно к боковой щели. Savart нашел, что если $h > \frac{L}{6}$, то высота тона одна и та же для всех труб, для которых произведение $S = Lh$ имеет одно и то же значение. Для различных труб N пропорционально \sqrt{S} . Таким образом утолщение трубы производит такое же действие, как ее укорочение. Это же заметил еще Mersenne для труб круглых.

Savaillé-Coll дал эмпирическую формулу для длины L открытой трубы, основной тон которой соответствует N колебаниям, а именно для четырехугольной трубы

$$L = \frac{V}{2N} - 2h \dots \dots \dots (15)$$

для круглой

$$L = \frac{V}{2N} - \frac{5}{3} d \dots \dots \dots (16)$$

где d диаметр поперечного сечения. След., трубы, для которых $L + 2h = \text{Const.}$ или $L + \frac{5}{3}d = \text{Const.}$, дают один и тот же тон.

Для открытых труб является еще новая причина неприменимости теории, а именно пучность образуется не у геометрического конца трубы, но на некотором от него расстоянии в наружном воздухе; и это обстоятельство влечет за собою кажущееся удлинение трубы, так что для открытых труб можно положить

$$N = \frac{V}{2(L+i+i_1)} \dots \dots \dots (17)$$

Сумма $l + l_1$ определяется из наблюдений по формуле, тождественной с (14).

Мы видели, что трубы могут дать целый ряд тонов, которые нередко слышны одновременно, особенно при сильном вдувании воздуха в узкие открытые трубы. Наоборот, закрытые трубы дают при слабом вдувании воздуха чистый основной тон, особенно при значительной ширине трубы.

На высоту звука влияют и стенки трубы, а именно тон понижается, когда твердые стенки заменяются мягкими или когда деревянные стенки делаются влажными. Тон трубы с квадратным сечением ($L = 30$ см., стороны сечения 2 см.) понизился на целую октаву, когда стенки внутри были покрыты влажной бумагой. Даже материал твердой стенки имеет заметное влияние на тембр звука.

Для труб, по своей форме не соответствующих этому названию, был найден Merseenne'ом и подтвержден Savart'ом простой закон: в геометрически подобных трубах числа колебаний обратно пропорциональны линейным размерам. Это подтверждается для труб, представляющих, напр., форму куба, трехгранной коронкой призмы, шара и круглой коробки со щелью на боковой цилиндрической поверхности.

Укажем еще на одно обстоятельство, играющее роль в органнх трубах. В элементарной теории предполагается, что прямая волна отражается от конца трубы, вследствие чего образуется стоячая волна, причем в узлах амплитуда колебаний равна нулю. В действительности звуковая волна многократно отражается от обоих концов трубы, причем каждый раз амплитуда уменьшается; допустим, что амплитуда a в прямой волне после первого отражения переходит в ka , после второго в k^2a и т. д. Теория показывает, что в этом случае энергия движения J_{min} в узлах не равна нулю; ее отношение к энергии J_{max} в пучностях равно $\frac{1}{4}$.

$$\frac{J_{min}}{J_{max}} = \left(\frac{1-k}{1+k}\right)^2 \dots \dots \dots (18)$$

При $k = 1/2$ это отношение равно $1/9$, при $k = 3/4$ оно уже равно $1/49$.

§ 9. **Определение скорости звука при помощи звучащих труб.** Формулы 11 показывают, что число N колебаний для тона трубы пропорционально скорости V звука в газе, наполняющем трубу, а из формулы (6) стр. 26 следует, что число N колебаний обратно пропорционально корню квадратному из плотности газа относительно воздуха.

Если вдувать в трубу светильный газ, то получается значительно более высокий звук, чем при вдувании воздуха.

Wertheim определял скорость V звука в воздухе помощью формулы (13) стр. 69, после того как поправка l была найдена на основании формулы (14).

Dulong убедился в том, что положение узлов и пучностей не зависит от рода газа, наполняющего трубу; поэтому отношение скоростей звука в различных газах равно отношению чисел колебаний тонов, издаваемых данною трубою. Этим способом он, а впоследствии Masson,

определяли отношение скоростей звука в различных газах к скорости звука в воздухе.

Трубы могут звучать и в том случае, когда они вполне погружены в жидкость, причем получается тон гораздо более высокий, чем при звучании на воздухе. Wertheim определял этим способом скорость звука в воде, и нашел слишком малое число $V = 1173$ м. при 11° ; это число случайно оказалось в $\sqrt{\frac{3}{2}}$ раза меньше числа 1437, которое весьма близко к числу 1435 м., найденному Sturm'ом (стр. 32). Отсюда Wertheim заключил, что звук распространяется в жидкости, наполняющей трубы, в $\sqrt{\frac{3}{2}}$ раза медленнее, чем в неограниченной жидкой среде, т. е. во-столько-же раз, во-сколько звук распространяется медленнее в стержне, чем в твердой неограниченной среде, см. (17) стр. 34. Это привело Wertheim'a к мысли, что при прохождении звуковых колебаний через жидкий столб, последний как бы обладает свойствами твердого тела.

Однако, Helmholtz об'яснил уменьшение скорости звука в трубах, наполненных жидкостью, передачей энергии стенкам; величина этой передачи должна зависеть от диаметра трубы и от толщины и упругости стенок. Тот-же вопрос разбирал Lamb. Kundt и Lehmann нашли следующие скорости V звука в воде (c толщина стенок, d диаметр трубы) около 18° :

c мм.	d мм.	V
2,2	28,7	1040 м.
3,0	23,5	1262 „
5,0	14,0	1383 „

Двогак нашел такие числа:

c мм.	d мм.	V
0,82	17,9	998 м.
0,63	11,7	1046 „
0,52	8,46	1164 „
2	15	1213 „
2	11	1281 „

Оба определения сделаны по способу Kundt'a, который мы сейчас рассмотрим. Вспомним, что для воды нашли $V = 1424$ м.

Способ Kundt'a определения относительных скоростей звука в газообразных, жидких и твердых телах. Знаменитый способ Kundt'a заключается в следующем. Берется стеклянная труба AB (рис. 47); на конце A находится пробка, которой помощью ручки легко придавать небольшие перемещения. С другой стороны в трубку входит стержень CD , зажатый в E посредине и оканчивающийся у C небольшим диском. В трубке равномерно распределяют какой-либо сухой порошок. Если путем продольного натирания привести половину ED в продольные колебания, то такие-же колебания совершает и другая половина CE . Эти колебания распространяются от C к A , отражаются здесь и об-

разуют систему стоячих волн; при этом порошок разбрасывается в пучностях и собирается в узлах $ппп \dots$. Перемещая немного пробку A , можно добиться того, что около A и C образуются узлы и тем способствовать собиранию порошка в резко очерченные кучки $NNN \dots$. Боковые трубки, не изображенные на рисунке, дают возможность наполнять трубку испытуемым газом.

Пусть N число колебаний, соответствующих тону, издаваемому стержнем CD . Если длина волны этого тона в воздухе λ , а скорость звука V , то $V = N\lambda$. Пусть расстояние двух соседних кучек $NN = c$, тогда $c = \lambda : 2$ и следовательно

$$V = 2 Nc \dots \dots \dots (19)$$

Для другого газа имеем другие величины V_1 и c_1 , и опять $V_1 = 2 Nc_1$; следовательно

$$\frac{V_1}{V} = \frac{c_1}{c} \dots \dots \dots (20)$$

Если можно определить N , то (19) дает и самые скорости; Wuellner таким способом нашел для воздуха $V = 331,90$ м.

Kundt определяли отношение скоростей звука в различных газах;

Рис. 47.



его опыты подтвердили, что скорость звука не зависит от упругости и растет пропорционально абсолютной температуре газа.

Если V_2 скорость звука в стержне CD , $L = CD$ его длина, и λ_2 длина волны в нем, то $\lambda_2 = 2L$, ибо в C и D находятся пучности, а в E узел. Имеем $V_2 = N\lambda_2 = 2NL$, след.

$$\frac{V_2}{V} = \frac{L}{c} \dots \dots \dots (21)$$

Скорость звука в стержне относится к скорости в воздухе, как длина всего стержня к расстоянию двух кучек порошка в трубе AB .

Опыты Kundt'a и Lehmann'a, о которых выше было упомянуто, сделаны по этому способу; трубки были наполнены водой, а железные опилки заменяли порошок; Dvorak пользовался порохом, из которого селитра была удалена растворением; Dörsing (1908) порошком пемзы.

Простой метод определения V заключается в определении той длины резонаторной трубки (гл. VIII), при которой она наиболее сильно отвечает тону с известным числом колебаний. Этот метод был предложен Quincke (1866), и им пользовались многие ученые, в особенности Kalaehne (1906), который приделал к трубе боковую трубочку, конец которой вставлялся в ухо, что давало возможность весьма точно определить момент наибольшего резонанса.

В т. III мы познакомимся с важнейшим методом измерения V в трубах для определения величины $k = c_p : c_v$ в газах и парах.

§ 10. **Поющее пламя.** Странное явление т. наз. поющего пламени было открыто Higgins'ом (1777); оно заключается в том, что вертикальная труба (рис. 48), внутри которой горит небольшое пламя водорода или светильного газа, звучит, издавая один из тонов, соответствующих длине трубы. От высоты и положения пламени зависит получение того или другого тона. Когда труба звучит, то пламя подвергается быстрым вертикальным колебаниям, попеременно удлиняясь и укорачиваясь, что легко наблюдается во вращающемся зеркале. Труба с поющим пламенем называется иногда газовой гармоникой.

Рис. 48.



Существует целый ряд попыток объяснить звучание пламени в трубе. Faraday и другие полагали, что звук вызывается рядом последовательных взрывов смеси воздуха с водородом или светильным газом, происходящих вследствие того, что пламя приподнимается выше отверстия тягою, которая существует в трубе. Вероятнее другое объяснение: вследствие тяги пламя начинает сперва шуметь; труба выбирает из этого шума тон, соответствующий ее длине; образуется стоячая волна, которая, действуя обратно на пламя, регулирует его колебания. Таким образом возникновение звука происходит здесь по аналогичной причине, как в органной трубе.

Rijke показал, что если внутри широкой трубы поместить поперечную металлическую сетку, нагреть ее пламенем газовой горелки и затем пламя убрать, то труба сильно звучит, пока сетка не охладится. Очевидно здесь образуется восходящий поток воздуха, который расширяется, приходя в соприкосновение с сеткою; вслед за тем он охлаждается и сжимается. Таким образом около сетки возникают неправильные колебания, из которых труба опять выбирает и усиливает одно. Если трубу держать горизонтально, то тяга прекращается и звучание исчезает.

Рис. 49.



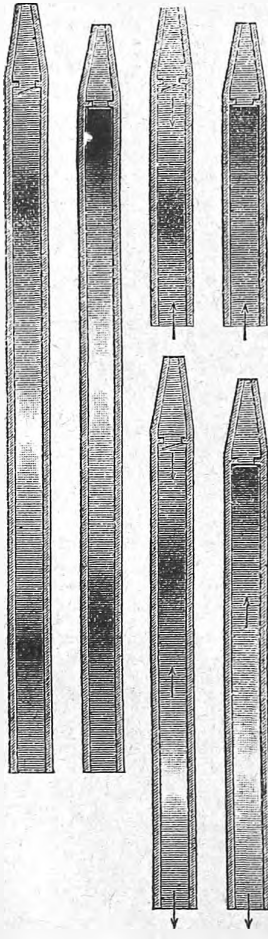
Пфлаум показал, что сетку можно заменить платиновой проволокой, которая проведена зигзагами внутри горизонтального кольца, и которая накаливается электрическим током. Он нашел, что узловая точка в такой трубе перемещена кверху.

Вонту указал на те условия, при которых пламя издает музыкальный звук, не будучи окружено трубою.

§ 11. **Язычковые трубы.** В этих трубах звук вызывается колебаниями упругой металлической пластинки, называемой язычком. На рис. 49 изображен мундштук такой трубы в разрезе. Воздух, вдуваемый в трубу, вступает сперва в камеру, в которой находится часть *rr*, прикрытая язычком *l*. Чтобы выйти из мундштука, воздух должен несколько приподнять пластинку *l*, которая вследствие этого приходит в колебательное движение. Число колебаний можно несколько изменять, перемещая проволоку *d*, более или менее прижимающую язычек к *rr*.

Мундштук без насаженной трубы издает определенный тон, высота которого определяется числом колебаний N язычка, зависящим от его геометрических и физических свойств (упругости, температуры). Пусть L длина открытой трубы, основной тон которой равен тону отдельно взятого мундштука, так что $L = \frac{1}{2} \lambda = \frac{1}{2} \frac{V}{N}$. Оказывается, что труба, длина которой $L, 2L, 3L$ и т. д., насаженная на мундштук, усиливает тон самого мундштука, не меняя высоты тона. При всякой другой

Рис. 50.



длине трубы получается более низкий тон, так как воздух в трубе и в мундштуке, сжимаясь с той стороны, куда движется язычок и разрежаясь с противоположной от него стороны, должен замедлять движения язычка. Такое замедление не имеет места, когда труба звучит в унисон с язычком, и колебания воздуха в пучности, находящейся в начале трубы, вполне согласуются с колебаниями язычка.

Пусть n число колебаний тона язычковой трубы при произвольной ее длине l . При $l=0$ имеем $n=N$; с увеличением l от нуля до L число n уменьшается сперва медленно, потом быстро до $n = \frac{1}{2} N$, которое получается при $l = L - a$, где a очень малая величина. При увеличении l от $L - a$ до L число n вдруг поднимается от $\frac{1}{2} N$ до N . Когда l растет от L до $2L - a$, число n понижается от N до $\frac{3}{4} N$ и при $l = 2L$ опять внезапно поднимается до N . Далее, когда l меняется от $2L$ до $3L - a$, число n понижается от N до $\frac{5}{6} N$ и при $l = 3L$ делается равным N . Вообще при $l = kL - a$, где k целое число, $n = \frac{2k-1}{2k} N$ и при $l = kL$ вновь $n = N$.

Первое понижение равно октаве, второе — кварте, третье — малой терции.

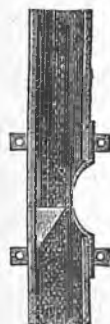
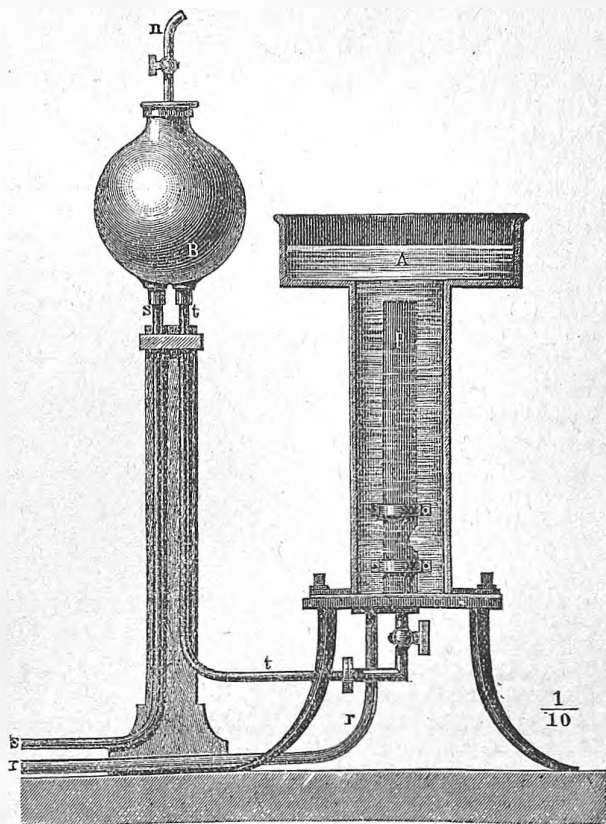
На рис. 50 показано движение воздуха внутри язычковых труб, длина l которых равна $L - a$ и $L + a$ (слева внизу), $2L - a$ и $2L + a$ (слева вверху), $3L - a$ и $3L + a$ (справа). Стрелки показывают положения пучностей; темные и светлые места — положения узлов.

Helmholtz построил мундштук с двумя упругими пластинками (из каучука), наклоненными друг к другу приблизительно под прямым углом, с узкою между ними щелью. Эти упругие язычки звучат при продувании воздуха в любом направлении через эту щель. Высота тона зависит, между прочим, от степени натяжения перепонок.

§ 12. Звучание жидкости в трубе. Мы рассматривали звучание труб при прохождении через них потока воздуха. Однако трубы могут звучать и при прохождении через них жидкостей, как показал *Wertheim*, прибор которого изображен на рис. 51. Органная труба *P* погру-

Рис. 51.

Рис. 52.



жена в воду, которая вгоняется через нее по трубке *tt*. Насос выкачивает воду из сосуда *A* по трубке *rr* и вгоняет ее через *ss* в резервуар *B*, содержащий сжатый воздух. Нижняя часть трубы изображена в разрезе отдельно на рис. 52.

ЛИТЕРАТУРА.

[К § 2.]

Chladni. Entdeckungen zur Theorie des Klanges. Leipzig 1787; *Traité d'acoustique*, p. 120.

Wheatstone. *Phil. Trans.* 1833, pars II, p. 593.

Kämpf-Hartmann. *Annalen d. Phys.* (4) 8 p. 481, 1902.

Kirchhoff. *Crelle's Journal* 40, p. 51, 1850.

W. Voigt. *Gött. Nachr.* 1893 Nr. 6.

Zeissig. W. A. 64 p. 360, 1898.
 Гольдгаммер. *Annal. d. Phys.* (4) 33 p. 192, 1910.

К § 4.

Fenkner. W. A. 8 p. 185, 1879.
Nunes. Ducc. Amsterdam, 1909.
Blessing. *Phys. Z.* 22 p. 597, 1911.
Sizes. C. R. 154 p. 340, 504, 1912.

К § 6.

Brockmann. W. A. 31 p. 78, 1887.
Strouhal. W. A. 5 p. 216, 1878.
Hensen. *Annalen d. Phys.* (4) 2 p. 719, 1900; 4 p. 41, 1901; 16 p. 838, 1905; 21 p. 781, 1906.
Wachsmuth. *Verh. d. d. phys. Ges.* 5 p. 299, 1903; *Phys. Zeitschr.* 4 p. 743, 1903; *Annalen d. Phys.* (4) 14 p. 469, 1904.
Wachsmuth u. Kreis. *Verh. d. d. phys. Ges.* 8 p. 60, 1906.
Kreis. Diss., Rostock, 1905.
W. Friedrich. *Annalen d. Phys.* (4) 7 p. 97, 1902; Diss. Rostock, 1901.
Weerth. *Annalen d. Phys.* (4) 11 p. 1086, 1903.
Wesendonk. *Verh. d. d. phys. Ges.* 8 p. 197, 1906.

К § 7.

Koenig. W. A. 13 p. 569, 1881.
Neuscheler. *Ann. d. Phys.* (4) 34 p. 131, 1911.

К § 8.

Savart. *Ann. chim. et phys.* (2) 29 p. 404 1825.

К § 9.

Wertheim. *Ann. chim. et phys.* (3) 23 p. 434, 1848; 31 p. 385, 1851; *Pogg. Ann.* 77 p. 427 и 544, 1849.
H. Lamb. *Proc. Manch. Soc.* 42 p. 1, 1898.
Dulong. *Ann. chim. et phys.* (2) 41 p. 113, 1829.
Kundt und Lehmann. *Pogg. Ann.* 153 p. 1, 1874.
Doorak. *Pogg. Ann.* 127 p. 497, 1866; 128 p. 337, 1866; 135 p. 337 и 527, 1868.
Quincke. *Pogg. Ann.* 128 p. 190, 1866.
Kalähne. *Annalen d. Phys.* (4) 11 p. 225, 1903; 20 p. 398, 1906.
Пфлаум. *Korr.-Bl. des Rigaer Naturf., Ver.* 46 p. 37, 1903; 47—46 p. 1904; 48 p. 139, 1905.
Dörsing. *Annal. d. Phys.* (4) 25 p. 227, 1908.

К § 10.

Higgins. *Nicholson's Journal*, 1 p. 129, 1802.
Bouty. *J. d. Phys.* (3) 4 p. 406—408, 1895; 5 p. 402, 1896.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

Способы определения числа колебаний в секунду.

§ 1. Сирена *Cagniard Latour'a*. Вопрос о числе колебаний, соответствующем данному тону, можно решить двояко: или непосредственным наблюдением над звучащим телом, пользуясь одним из методов,

которые будут изложены ниже, или при помощи особых приборов, дающих возможность получить тон желаемой высоты и в то-же время определить соответствующее число N колебаний. К таким приборам принадлежит т. наз. сирена Cagniard Latour'a, главная часть которой изображена на рис. 53. Она состоит из круглой коробки AA , в которую снизу через трубку BB вдувается воздух. Сверху коробка покрыта неподвижной крышкой, над которой помещен круг ss , вращающийся около вертикальной оси d . На рис. 53 (верхнем) виден круг ss сверху; рис. 53 представляет коробку, часть которой срезана вертикальной плоскостью, проходящею по линии nn рисунка верхнего. Крышка коробки AA и подвижный круг снабжены рядом каналов, расположенных по окруж-

Рис. 53.

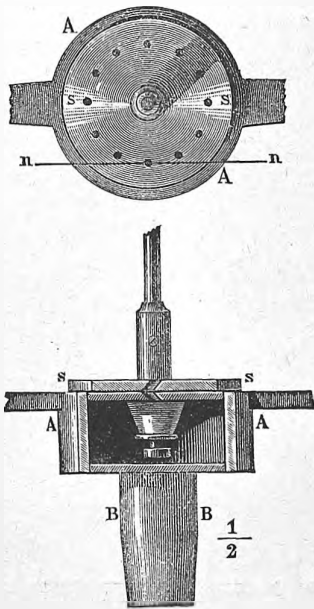
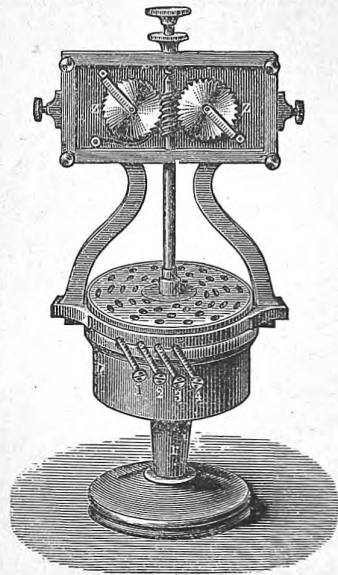


Рис. 54.



ности и наклоненных друг к другу так, как это видно на нижнем рисунке. Вертикальные плоскости, проходящие через оси каналов, перпендикулярны к радиусам кругов, проведенным к отверстиям каналов. Пусть n число каналов в каждой из двух пластинок. Когда верхний круг вращается, то при каждом его обороте n раз откроются все каналы, а именно в те моменты, когда каналы подвижного круга будут находиться как раз над каналами крышки коробки AA . Такому моменту соответствует рис. 53. Струи сжатого воздуха, вырываясь из коробки AA наружу, производят над кругом ss сжатие наружного воздуха, которое в следующий момент, когда все каналы закроются, превратится в разрежение. При следующем совпадении отверстий получается опять сжатие и т. д. Если круг ss совершает в 1 сек. k оборотов, то число N колебаний тона, издаваемого сиреной, равно

$$N = nk \dots \dots \dots (1)$$

Вращение круга *ss* ускоряется и поддерживается струями воздуха, проходящими через каналы; эти струи, направляясь вверх, производят нормальное давление на стенку канала (на левую сторону в рис. 53); горизонтальная слагающая этого давления перпендикулярна к радиусу круга *ss*. Каждый раз, когда каналы открываются, являются *n* таких слагающих, которые и вызывают угловое ускорение кружка. При данном напоре воздуха устанавливается, наконец, определенная скорость вращения и слышится тон, высоту которого можно регулировать, усиливая или ослабляя приток воздуха.

Для определения числа *k* оборотов кружка *ss* служит счетчик, не изображенный на рисунке и приводимый в движение бесконечным винтом, вырезанным на поверхности оси *d*. Счетчик можно несколько отодвигать

Рис. 55.

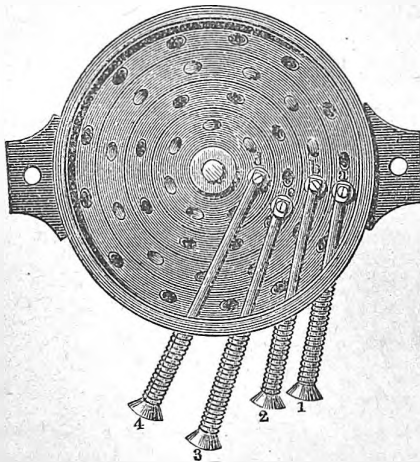
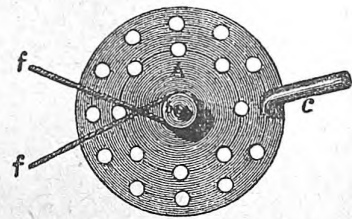


Рис. 56.



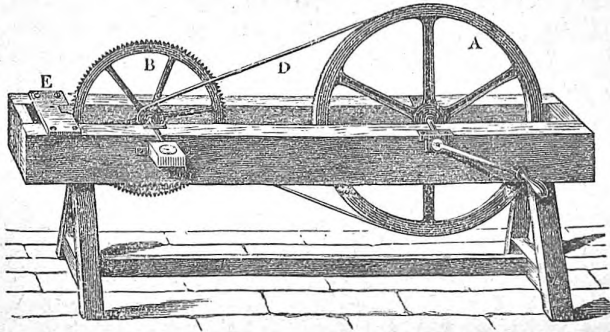
в сторону, вследствие чего прекращается сцепление между винтом *d* и одним из зубчатых колес счетчика. Желая определить число *N* колебаний для звука, издаваемого сиреною, мы должны в отмечаемый момент времени придвинуть счетчик к оси *d*, и через некоторое время *t* его вновь отодвинуть. Разделив число оборотов кружка *ss*, определяемое по счетчику, на число секунд *t*, получаем число *k* оборотов кружка в 1 сек., а затем искомое число колебаний по формуле $N = nk$. Существуют сирены, в которых, по предложению Dove, имеется несколько концентрических колец отверстий, с различным числом *n* их на каждом кольце. Такая сирена изображена на рис. 54; ее внутреннее устройство показано на рис. 55. Особое приспособление дает возможность открывать то или другое из этих колец, производя нажатие на один из стержней, расположенных в ряд, наклонно к боковой поверхности коробки. Таким образом можно получить ряд различных тонов при одной и той-же скорости вращения и притом как отдельно, так и одновременно по несколько тонов.

Ниже будет изображена двойная сирена Helmholtz'a, на нижней половине которой хорошо видны как кольца отверстий, так и упомянутые стержни *ii*.

Pellat устроил сирену, в которой каналы перпендикулярны к двум пластинкам, из которых верхняя приводится во вращение при помощи особого электромагнитного двигателя. Это дает возможность легко регулировать быстроту вращения, а след. отдельно менять силу и высоту тона.

§ 2. Сирена Seebeck'a и Koenig'a, колесо Savart'a, звуковой вариатор Stern'a и др. Гораздо проще устроена сирена Seebeck'a, существенная часть которой изображена на рис. 56. Она состоит из диска *A*, снабженного несколькими кольцами отверстий и приводимого в быстрое вращательное движение около оси *b*. Против одного из колец помещается

Рис. 57.



отверстие изогнутой трубки *c*, через которую выдувается сильная струя воздуха, вызывающая на другой стороне диска сгущения воздуха при прохождении отверстий диска мимо отверстия трубки *c*. Эти сгущения, чередуясь с разрежениями, вызывают определенный звук, высоту которого можно регулировать, меняя скорость вращения. Определив число *k* оборотов диска в секунду помощью счетчика, приспособленного к оси, и зная число *n* отверстий, распределенных по окружности, получаем искомое число $N = nk$ колебаний. Перемещая трубку *c* ближе к центру диска, получаем другой тон.

Koenig построил весьма сложный прибор, основанный на подобном же принципе. Струя воздуха, выходящая из узкой щели, сбоку ударяет в зубцы колеса (точнее низкого цилиндра), которым придана более или менее сложная форма. Этим способом могут быть получены сложные звуки, соответствующие колебаниям заданного вида.

Колесо Savart'a представляет вертикально расположенное зубчатое колесо *B* (рис. 57), приводимое в быстрое вращение около горизонтальной оси, снабженной счетчиком. К зубцам придвигают листок крепкой бумаги (напр., визитную карточку) так, чтобы зубцы колеса задевали бумагу, которая этим способом приводится в колебательное движение и издает звук, выделяющийся из шума, вызванного столкнове-

ниями между зубцами и бумагой. Число n зубцов на колесе и число k оборотов колеса в секунду дают, попережно, искомое число колебаний $N = nk$.

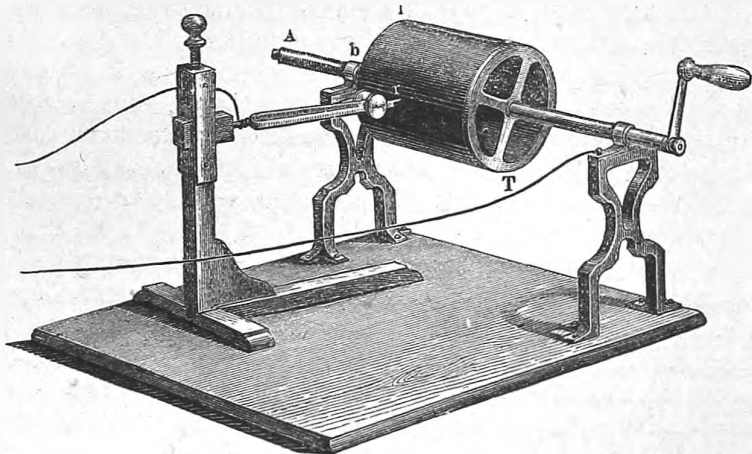
William Stern (1902) построил „звуковой вариатор“, состоящий из ряда вертикально поставленных сосудов, похожих на бутылки; они приводятся в звучание под влиянием сильных токов воздуха, пропускаемых мимо их верхних отверстий. Высота звука может быть изменена перемещением вверх или вниз горизонтальной пластинки, причем положение пластинки определяет число N колебаний, соответствующих производимому звуку.

F. A. Schulze (1907) разработал интересный способ определения числа колебаний высоких звуков. Источник помещается над горизонтальной пластинкой, от которой звук отражается, так что образуются стоячие волны. Тонкая горизонтальная пластиночка из стекла, меди, бумаги или, лучше всего, слюды, на которую насыпан песок перемещается вдоль этих волн в вертикальном направлении. В узлах песок остается в покое, что дает возможность определить длину. Другой способ заключается в том, что пластиночку помещают вблизи источника звука и наблюдают те хладниевы фигуры, которые на ней образуются. Теорию этого метода дал Debye (1908).

Способ пыльных фигур Кундта и способ диффракционной решетки, которым пользовался Альтберг (стр. 20), также могут служить для определения числа колебаний высоких звуков.

§ 3. Графический способ определения числа колебаний камертона. Для определения числа колебаний камертона употребляется так наз.

Рис. 58.

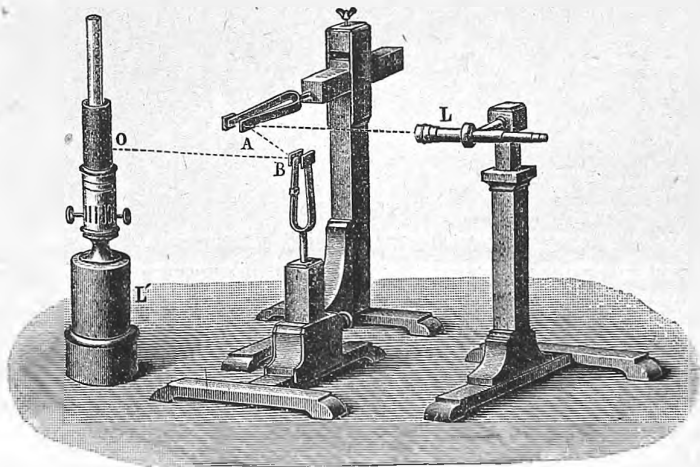


графический способ, сущность которого была изложена в главе об измерении времени, т. I (хронографы). На рис. 58 изображен простой прибор, могущий служить для указанной цели. Он состоит из цилиндра T который помощью рукоятки приводится во вращение около оси, конец A

которой, снабженный винтовой нарезкою, проходит через гайку b , вследствие чего цилиндр при своем вращении имеет и поступательное движение параллельно своей оси. Против законченной поверхности цилиндра помещается исследуемый камертон, одна из ветвей которого снабжена острием, касающимся поверхности цилиндра. Если ударом привести камертон в колебание и тотчас-же начать вращать цилиндр, то острие чертит на поверхности цилиндра волнистую линию. Рядом с камертоном устанавливается маленький приборчик M , состоящий из электромагнита, к якорю которого прикреплено острие S , чертящее по поверхности вращающегося цилиндра винтовую линию. Электромагнит введен в цепь, которая замыкается качающимся секундным маятником каждую секунду один раз на весьма малый промежуток времени, вследствие чего на винтовой линии получаются выступы. Остается сосчитать число волн, начерченных камертоном и расположенных между двумя прямыми, проведенными через эти выступы параллельно оси цилиндра T , чтобы получить искомое число N колебаний камертона в секунду. Это число получится точнее, если число колебаний, совершенных камертоном в несколько секунд, разделить на число этих секунд.

§ 4. Способы сравнения числа колебаний двух камертонов. Часто приходится сравнивать число N колебаний данного камертона с числом

Рис. 59.



N_0 колебаний другого, нормального камертона, в случае когда N должно равняться N_0 или находиться в некотором простом отношении к этому числу, которое мы считаем известным.

В этом случае весьма удобен оптический способ, предложенный Lissajous. На рис. 59 показано распределение приборов. Сравниваемые камертоны A и B снабжаются зеркальцами и устанавливаются, как показано на рисунке; при этом колебания ветвей A происходят в горизонтальной, ветвей B — в вертикальной плоскости. Луч, вышедший из малого отверстия O непрозрачного цилиндра, окружающего пламя

лампы, отражается от двух зеркал, как намечено пунктиром и попадает в трубу L . Когда колеблется только A , наблюдатель видит горизонтальную светлую линию, а при колебании одного B — вертикальную линию.

Когда звучат оба камертона, то светлая точка, которую видит наблюдатель в трубу L , совершает одновременно два колебания, по направлениям взаимно перпендикулярным. Сложные фигуры, которые при этом получаются, мы рассмотрели в т. I.

Допустим, что отношение $\frac{N}{N_0}$ должно равняться заданному числу, но что в действительности N несколько отличается от того числа коле-

Рис. 60.

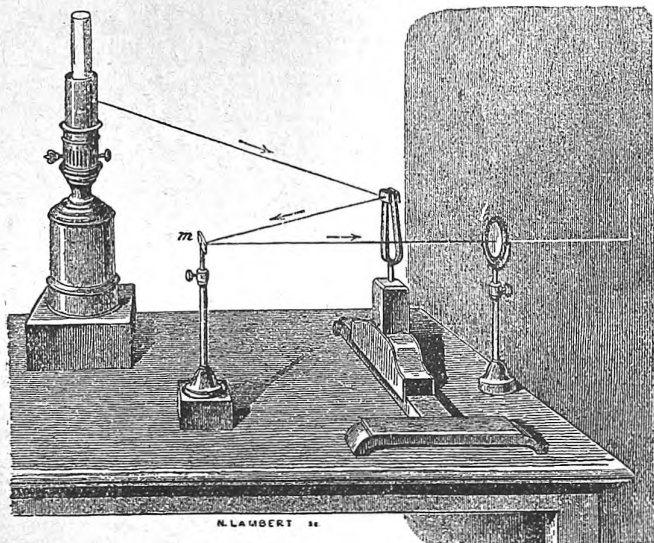
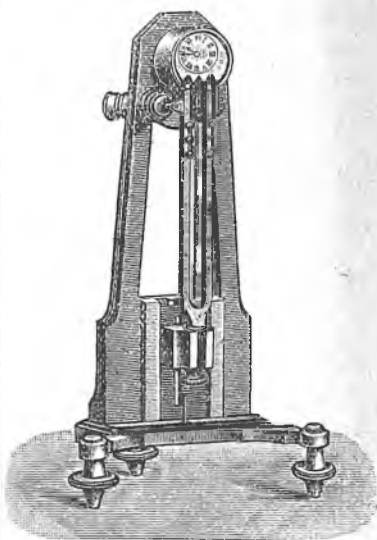


Рис. 61.



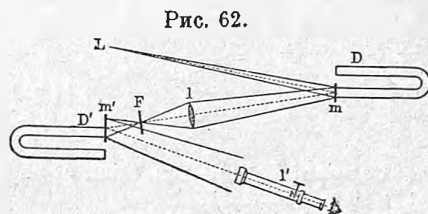
баний, которое должен иметь испытуемый камертон. В этом случае разность фаз двух одновременных колебаний будет непрерывно меняться, вследствие чего фигура, наблюдаемая в трубу, также будет изменять свой вид. Чем менее число N отличается от требуемого числа, находящегося в заданном отношении к N_0 , тем медленнее происходит изменение вида фигуры. Подпиливая осторожно данный камертон или увеличивая, если это возможно, его массу, можно достичь почти полной неизменяемости фигуры. Чтобы проектировать эти фигуры на экран, т. е. представить объективно, пользуются установкою, которая показана на рис. 60. Двояковыпуклая чечевица l дает на экране изображение малого светящегося отверстия; когда камертон звучит, на экране получается вертикальная полоса. Ставя на место зеркальца m камертон A (рис. 59), получаем на экране при одновременном звучании обоих камертонов одну из рассмотренных раньше фигур.

Из других способов сравнения колебаний двух камертонов интересные: способ Scheibler'a, основанный на определении числа т. нав. биений; мы его рассмотрим ниже; далее способ камертонных часов Niodet и

Кoenig'a. Первый из названных ученых построил замечательный часовой механизм, ход которого регулируется и определяется звучащим камертоном; ветви камертона заменяют колеблющийся маятник. Кoenig приспособил этот часовой механизм к прибору, служащему для сравнения числа N колебаний данного камертона с числом N_0 нормального камертона. На рис. 61 изображены камертонные часы Кoenig'a, часть которых составляет нормальный камертон. К одной из его ветвей (левой) прикреплен об'ектив микроскопа; он должен делать $N_0 = 64$ полных колебаний в секунду. Истинное же число его колебаний, меняющееся с температурой, определяется ходом часов, который сравнивается с ходом часов астрономических. Если оказывается, что часы Кoenig'a отстают или идут вперед, то мы заключаем, что N_0 меньше или больше 64-х и, очевидно, легко ввести необходимую поправку. Сравнение чисел N и N_0 производится по способу Lissajous, для чего и служит микроскоп, об'ектив которого колеблется вместе с нормальным камертоном. Дальнейших подробностей не приводим.

Мы изложили в т. I стробоскопический метод Lippmann'a для сравнения времени колебания двух маятников. Этот же способ применим и для сравнения чисел колебаний двух камертонов, которые снабжаются зеркальцами и помещаются на местах маятников. Распределение частей показано на рис. 62 в горизонтальном плане. В L находится светлая вертикальная щель. Наблюдатель видит светлую линию, когда D и D' неподвижны, светлый прямоугольник, когда D' одно колеблется и $2p$ светлых линий, когда D совершает p полных колебаний, пока D' сделает одно такое колебание. Эти линии неподвижны, когда p целое число; они движутся (как-бы вращаясь по поверхности цилиндра), когда p близко к целому. Reed (1901) дал стробоскопический способ определения числа колебаний данного камертона, причем другой камертон (нормальный) заменен маятником. В его статье указана обширная литература. Вопросом об определении числа колебаний в том случае, когда это число весьма большое, занимались в особенности Melde, Krass и Landois, Stumpf и F. Meyer, Zickgraf и др. Способ Melde существенно заключается в следующем: испытуемое тело и другое, число колебаний которого известно, снабжены острями, проводящими, когда оба тела колеблются, ряд зигзагов на быстро движущейся стеклянной пластинке, покрытой слоем жира. Сравнивая число зигзагов, легко определить число колебаний исследуемого тела.

Число колебаний камертона меняется с температурой. С повышением температуры на 1° это число уменьшается на 0,00018 своего значения, что составляет для камертона, совершающего 435 колебаний в сек. (нормальное la , см. стр. 17) одно колебание (точнее 0,97) при изменении температуры на 5° С.



§ 5. Амплитуда колебаний. При колебаниях струн и камертонов амплитуда настолько велика, что может быть замечена на глаз. Особый интерес представляет вопрос об амплитуде при звуковых колебаниях в воздухе. Существует весьма интересная работа Lord'a Rayleigh по вопросу о величине амплитуды при весьма слабых звуках. Lord Rayleigh находит, что когда звук еще слышится без большого напряжения, амплитуда $a = 8 \cdot 10^{-8}$ см. $= 0,8 \cdot 10^{-6}$ мм., т. е. она меньше одной миллионной доли миллиметра. Для величины относительного сгущения он находит поразительно малое число $6 \cdot 10^{-9}$.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Cagniard Latour. Ann. chim. et phys. (2) 12, 18, 35, 1819—27; Pogg. Ann. 8 p. 456, 1826; 10 p. 274, 1827.

Pellat. J. d. phys. (3) 4 p. 366, 1895.

Koenig. W. A. 12 p. 347, 1881; 57 p. 339, 1896.

К § 2.

Savart. Ann. chim. et phys. (2) 44 p. 337, 1830; Pogg. Ann. 20 p. 290, 1830.

William Stern. Zeitschr. f. Psychol. und Physiol. der Sinnesorgane 30 p. 422, 1902. Verh. d. d. phys. Ges. 6 p. 302, 1904; Phys. Zeitschr. 5 p. 693, 1904.

F. A. Schulze. Ann. d. Phys. (4) 24 p. 785, 1907.

Debye. Ann. d. Phys. (4) 25 p. 819, 1908.

К § 4.

Lissajous. Ann. chim. et phys. (3) 51 p. 147, 1857.

Lippmann. J. d. phys. (2) 6 p. 267, 1887.

Melde. W. A. 51 p. 661, 1894; 52 p. 238, 1894; 68 p. 781, 1899.

J. O. Reed. Phys. Rev. 12 p. 279, 1901.

Krass und Landois. Pogg. Ann. 150 p. 565, 1873.

C. Stumpf und F. Meyer. W. A. 61 p. 760, 1897; 67 p. 641, 1898.

A. Zickgraf. Melde's neueste Methode и т. д. Дисс. Марбург, 1899.

К § 5.

Lord Rayleigh. Proc. Royal. Soc. 26 p. 248, 1878; Phil. Mag. (5) 3 p. 456, 1877.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ.

Явления резонанса. Приложение принципа Доплера.

§ 1. Понятие о резонансе вообще. Если на тело, способное совершать N колебаний в сек., так что его время колебания $T = 1 : N$ сек., производятся весьма слабые толчки через равные промежутки времени T или $2T, 3T \dots$, то это тело мало-по-малу приходит в движение, начинает колебаться, хотя один из этих слабых толчков, отдельно взятый, не вызвал-бы сколько-нибудь заметного движения.

Если имеются два тела A и B , времена колебаний которых T и T' , причем $T' = T$ или $2T, 3T \dots$ и если между ними существует нечто,

способное передавать движения от одного тела к другому, то колебательное движение тела A приводит и тело B , находившееся в покое, в колебательное состояние, вследствие суммирования действий толчков, доходящих до B и непрерывно усиливающих то движение, которое уже успело возникнуть. Если же между T и T' не существует указанного простого соотношения, то толчки, доходящие до B , не следуя друг за другом через время одного, двух, трех и т. д. колебаний этого тела, не вызывают в нем никакого правильного движения.

Итак колебание, распространяющееся от тела A , может быть „поглощено“ телом B , которое само начинает колебаться. Такое явление называется резонансом; оно играет важную роль в различных отделах физики. Его можно формулировать в весьма общей форме следующим образом:

Всякое тело поглощает те колебания, которые оно само способно совершать. Если колебания тела вызывают распространение таковых по окружающим телам, служащим передатчиками, то можно говорить о колебаниях, „испускаемых“ телом. В этом случае принцип резонанса можно еще формулировать как:

Всякое тело поглощает те колебания, которые оно испускает. Явление резонанса можно заметить на маятниках, соединенных так, чтобы движения могли передаваться от одного к другому. Если к горизонтально натянутой нити привязать ряд маятников, отчасти равной, отчасти различной длины (нити с шариками на нижних концах), и если один из них привести в качание, то каждый его размах вызывает импульс, передающийся вдоль горизонтальной нити к другим маятникам. Тот из них, который имеет одинаковую длину с качающимся, сам начинает качаться и его размахи делаются все больше и больше. В случае совершенного равенства длин, размахи первого маятника быстро уменьшаются до полной его остановки. Затем начинается обратная передача движения от второго маятника к первому и т. д. Если существует небольшая разница между временами колебаний двух маятников, то они действуют друг на друга, и в результате принимают некоторое общее среднее время колебания.

Английский часовых дел мастер Ellicot заметил еще в 1739 г., что если прикрепить к одной доске двое часов с приблизительно одинаковыми маятниками, то часы идут с одинаковою скоростью.

§ 2. Акустический резонанс. Тело начинает звучать, когда до него доходит звуковая волна с числом колебаний, мало отличающимся от числа возможных колебаний самого тела. Вот почему камертон ставится на крышку ящика, представляющего закрытую трубу, длина L которой равна четверти волны звука камертона. Когда камертон звучит, то и эта труба начинает звучать, усиливая звук. Чтобы сам камертон не слишком быстро переставал звучать, необходимо, впрочем, чтобы L несколько отличалось от $\lambda : 4$.

Желая два инструмента настроить в унисон, не следует их помещать слишком близко один около другого, так как в этом случае, вследствие

действия их друг на друга, они будут звучать в унисон, будучи в действительности настроены несколько различно. Если установить рядом два одинаковых камертона, обратив друг к другу отверстия ящичков, и один из них заставить звучать, то и другой начинает звучать, в чем легко убедиться, остановив рукой колебания первого. Передача колебаний прекращается, если расстроить один из камертонов, прикрепив немного воску к каждой из его ветвей.

Струна также начинает звучать, если до нее доходит сложный звук, в состав которого входит ее собственный тон. Если, нажав педаль рояля, сильно ударить одну из клавиш и затем прикосновением руки через некоторое время задержать колебания соответствующих этой клавише струн, то окажется, что звучат струны, числа колебаний которых в 2, 3, 4 и т. д. раза больше числа колебаний первых струн, так как добавочные тоны, заключающиеся в их звуке (стр. 48), вызывают резонанс в соответствующих им струнах.

Если нажать педаль рояля и около струн произвести какой-либо сложный звук, напр., запеть, крикнуть и т. д., то рояль повторяет тот же звук, так как все тоны, входящие в состав сложного звука, вызывают колебание соответствующих им струн и притом энергия каждого из этих колебаний будет пропорциональна силе соответствующего тона. Отсюда мы заключаем, что тела способны как-бы вылавливать соответствующее им колебание из большого числа одновременно доходящих до них тонов, даже если эти последние для слуха сливаются в один шум.

Существуют тела, способные „отвечать“ на все доходящие до них звуковые колебания, какова бы ни была их высота. Таким свойством обладают пластинки, основной тон которых весьма низок, в особенности тонкие деревянные пластинки. Таковые способны усиливать всякий тон и на этом основано их применение при устройстве многих музыкальных инструментов: рояля, скрипки и т. д. Полнота тона старых скрипок отчасти объясняется тем, что при продолжительной игре фибры деревянной крышки (дека), как-бы приспособляясь все более и более ко всевозможным тонам, приобретают способность на них отвечать.

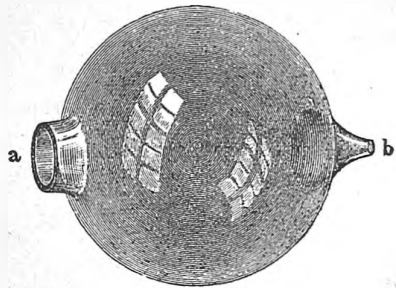
§ 3. Воздушные резонаторы. Все сказанное в предыдущем параграфе о поглощении звуковых колебаний телами, способными производить те-же самые колебания, относится и к столбам воздуха или иного газа, заключенным в трубах и способным звучать, образуя стоячие волны. Такие трубы особенно способны отвечать на соответствующий им тон, как бы извлекая и усиливая его из большого числа тонов и даже из шума. Мы видели, что самое возникновение звука в органных трубах (стр. 65), а также звука поющего пламени (стр. 73) прежде объясняли путем усиления тона, заключающегося в шуме, производимом струею воздуха в первом случае, и пламенем во-втором.

Если постепенно опускать нижний конец вертикальной открытой трубы в глубокий сосуд с водою, укорачивая таким образом столб заключающегося в ней воздуха, и при этом держать над верхним ее концом

звучающий камертон, то замечается усиление звука в момент, когда длина L столба воздуха делается равною четверти длины волны камертона; при $L = \lambda : 8$ труба также звучит, но гораздо слабее. Если достигнуть наиболее сильного резонанса и затем влить в сосуд несколько капель эфира, то резонанс, как указал В. Л. Розенберг, исчезает, так как в парах эфира скорость распространения звука, а след. и длина волны другая, чем в воздухе. Если перед резонатором держать соответствующий ему звучащий камертон, то резонанс исчезает при нагревании резонатора. Этот опыт, который удается с простой пробиркой, также указан В. Л. Розенбергом.

Масса воздуха, заключенная в открытом сосуде, имеющем произвольную форму, также способна звучать, образуя стоячие волны. Helmholtz построил на этом основании резонаторы различной формы. На рис. 63 изображен шаровой резонатор Helmholtz'a, снабженный отверстием a и конусовидной трубочкой b , которую вставляют в ухо. При этом замечается чрезвычайное усиление одного определенного тона, если он заключается в звуке или шуме, доходящем до отверстия a . Высота этого тона зависит от размеров шара и отверстия a .

Рис. 63.



Если приложить к уху отверстие большой раковины или просто стакана (не вплотную), то слышится всем известное гудение, непрерывно меняющее свою интенсивность. Это объясняется тем, что раковина или стакан действуют, как резонаторы, усиливая один или несколько определенных тонов каждый раз, когда они попадают в том шуме, который, особенно днем, нас непрерывно окружает.

Математическою теорией резонаторов и опытною проверкою ее результатов занимались Kolasek, Rayleigh, Helmholtz, П. Лейберг (в Москве), М. Wien, П. Лебедев, Thiesen, и др.

Bungetzianu (1914) показал, что столб жидкости также может резонировать. Он поместил источник звука (свисток) в нижней части вертикального жидкого столба и наблюдал усиление звука, когда в столбе образовывались стоячие волны.

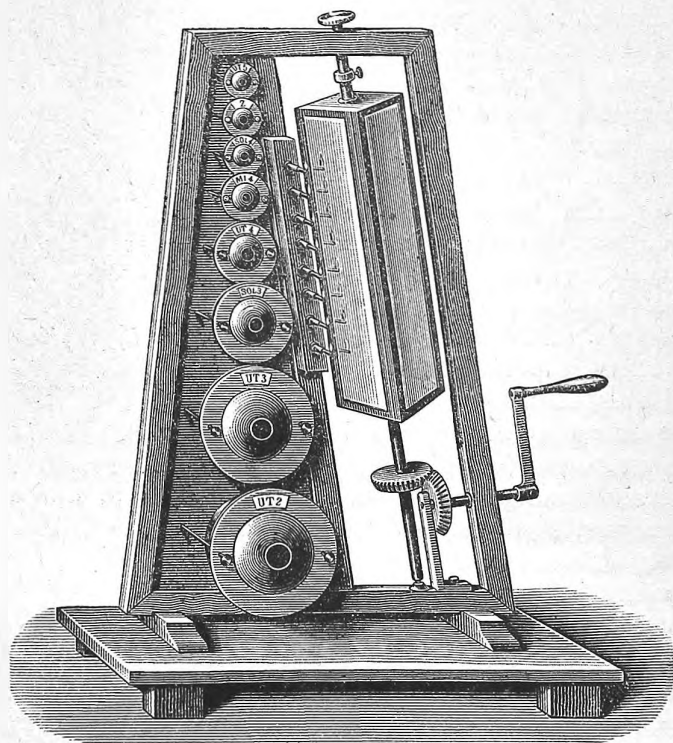
Гольдгаммер (1910) теоретически разобрал вопрос об анализе звуков при помощи колеблющихся пластинок.

§ 4. Анализ и синтез звуков. Можно составить коллекцию резонаторов, отвечающих на различные тоны и таким образом открыть присутствие этих тонов в сложном звуке или шуме. Прикладывая к уху последовательно целый ряд резонаторов, можно открыть все составные части данного звука и таким образом произвести его анализ.

Для объективной демонстрации составных частей звука может служить прибор Коениг'a, изображенный на рис. 64. Он состоит из ряда шаровых резонаторов, расположенных один над другим; на каждом из них

отмечено название основного тона, на который он отвечает. От стороны, противоположащей широкому отверстию, где на отдельном резонаторе (рис. 63) помещено отверстие *b*, закрывающееся при пользовании им барабанною перепонкою уха, проведены каучуковые трубки к манометрическим коробкам, пламена которых наблюдаются в системе вращающихся зеркал, приводящихся в движение помощью зубчатых колес и рукоятки. В зеркалах виден ряд светлых полос. Когда перед этим прибором производится сложный звук, то появляются зазубрины на

Рис. 64.



полосах, соответствующих резонаторам, основные тоны которых содержатся в звуке, подвергаемом анализу.

На рис. 65 изображены две полосы, указывающие на присутствие двух тонов, из которых один на октаву выше другого, так как число зазубрин в нижней полосе вдвое больше, чем в верхней.

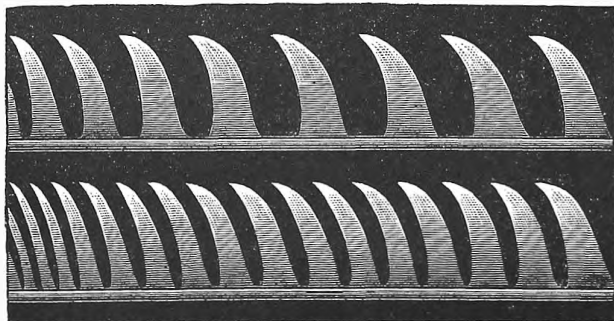
Изучив при помощи резонаторов состав данного звука, т. е. сделав его анализ, можно произвести и его синтез, заставляя одновременно звучать ряд инструментов, дающих вполне чистые тоны; подбирая их соответственно найденным составным частям данного звука и регулируя интенсивность каждого тона соответственно интенсивности этих составных частей, можно получить звук, по оттенку вполне одинаковый со звуком, который сперва был подвергнут анализу. Ниже (гл. X, § 3) мы

познакомимся с замечательным случаем синтеза сложного звука, а именно, с синтезом гласных, произведенным Helmholtz'ем.

§ 5. **Акустическое отталкивание.** Достаточно сильные звуковые волны могут вызвать целый ряд различных движений легких и удобоподвижных предметов. Некоторые из этих движений объясняются чисто механически потоками воздуха, образующимися около звучащих тел, или неравномерным распределением средних давлений в различных местах пространства, при образовании в них стоячих волн. Впрочем, существуют некоторые сюда относящиеся случаи движения, полное объяснение которых еще не найдено.

Явлениями, т. наз. акустических отталкиваний (в некоторых случаях замечается и притяжение к звучащему телу) занимался в особенности Dvorak. Между прочим, он исследовал кажущееся отталкивание закрытой трубы. На рис. 66 изображен прибор Dvorak'a, могущий

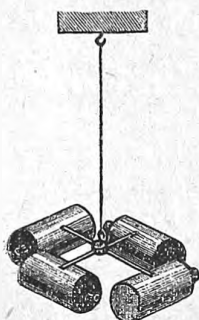
Рис. 65.



обнаружить один из случаев акустического отталкивания. Он состоит из четырех резонаторов, сделанных из алюминия и прикрепленных к концам двух горизонтальных крестообразно соединенных проволок. Если установить прибор, как показано на рис. 66 и держать вблизи отверстий резонаторов отверстие ящика звучащего камертона, надлежащим образом подобранного, то прибор начинает вращаться (по часовой стрелке, если смотреть сверху). Первоначально Dvorak объяснял это отталкивание тем, что в резонаторе у закрытого конца образуется узел. Оказывается, что средняя упругость воздуха в узле больше, чем в свободном воздухе, вследствие чего дно закрытой трубы подвергается большему давлению изнутри, чем снаружи; является, таким образом, сила, стремящаяся передвинуть трубу параллельно ее оси. Однако, позднейшие исследования убедили Dvorak'a, что отталкивание иногда переходит в притяжение, и что причина явления более сложная. В ней играют главную роль вихревые кольца, проходящие через отверстие резонатора, движение которого является, таким образом, результатом реакции, вызванной быстрыми движениями воздуха, проходящего через отверстие резонатора. Явлениями акустического отталкивания занимались теоре-

тически и экспериментально Rayleigh, Koláček, П. Н. Лебедев, Wien (см. § 3), Geigel и др. Интересное явление открыл В. Davis: оказывается, что удобоподвижные цилиндрики, закрытые с одной стороны и помещенные в стоячих звуковых волнах (в органных трубах) стремятся двигаться, закрытым концом вперед, по направлению, перпендикулярному к стоячей волне.

Рис. 66.



Сила, действующая на цилиндрики, пропорциональна квадрату амплитуды колеблющихся газовых слоев в том месте, где помещены цилиндрики. Ось, около которой цилиндрики вращаются, может быть параллельна стоячим волнам или к ним перпендикулярна.

§ 6. Приложение принципа Доплера к явлениям акустическим. В т. I мы подробно разобрали так наз. принцип Доплера, т. е. зависимость числа колебаний, доходящих в единицу времени до наблюдателя, когда источник колебаний или сам наблюдатель или тот и другой перемещаются в среде, передающей колебания, от скоростей этих движений.

Приложим выведенные результаты к случаю звуковых колебаний, пользуясь самую общую формулою

$$n_1 = n \frac{V + u}{V - u'} \dots \dots \dots (1)$$

в которой n число колебаний источника, n_1 число колебаний, доходящих в единицу времени до наблюдателя; V скорость звука, u скорость движения наблюдателя, u' скорость движения источника, причем u и u' считаются положительными, когда соответствующее движение уменьшает расстояние между наблюдателем и источником. Из формулы (1) вытекают следующие результаты:

1. Движение источника или наблюдателя, при котором расстояние между ними уменьшается, влечет за собою кажущееся повышение тона; это повышение больше при движении источника, чем при одинаково быстром движении наблюдателя.

2. Движение источника или наблюдателя, при котором расстояние между ними увеличивается, вызывает кажущееся понижение тона; это понижение больше при движении наблюдателя, чем при одинаково быстром движении источника.

Неоднократно производились опыты для проверки принципа Доплера в его применении к явлениям акустическим. Эти опыты производились таким образом, что на быстро движущемся локомотиве помещались одни наблюдатели, между тем как другие становились близ полотна дороги. Музыкант трубил, удерживая постоянную высоту тона, находясь или на локомотиве, или у полотна дороги. Наблюдалось кажущееся понижение тона при проезде локомотива мимо наблюдателей, т. е. при переходе от приближения к удалению. Такие наблюдения производил Buys Ballot в 1845 г. на железной дороге между Утрехтом и Марсеном а также Russell в Англии в 1850 г. Более точные исследования

производил Н. С. Vogel в 1875 г. на железной дороге Кельн — Минден. Локомотив проходил мимо наблюдателей, в числе которых находился весьма опытный музыкант (капельмейстер барон Каульбарс), со скоростью 19,3 метров в секунду, причем сильный паровой свисток, дававший весьма чистый тон, оставался все время открытым. Тон свистка повторялся на скрипке, когда локомотив приближался и когда он удалялся, а по месту нажатия струны скрипки определялось число колебаний, соответствующих обоим тонам. Согласие полученных результатов с вычисленными по формулам Доплера было превосходное, как видно из следующего примера:

Локомотив идет:	Скорость локомотива.	Число колебаний	
		наблюдаемое.	вычисленное.
К наблюдателю	19,3 м.	2118,2	2111,8
От наблюдателя	19,6 ,,	1878,1	1889,0.

F. Richarz наблюдал такое явление: поезд приближался к наблюдателю, когда на локомотиве был дан свисток. Вслед затем наблюдатель услышал эхо от отвесной горы, которая находилась дальше поезда. Второй звук оказался ниже первого, так как поезд приближался к наблюдателю, а эхо соответствовало звуковым волнам, распространившимся от поезда назад, или как-бы исходившим от изображения поезда, которое от наблюдателя удалялось.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Ellicot. Phil. Trans. 1739.

К § 3 и 4.

H. Helmholtz. Tonempfindungen; Crelle's Journ. 57 p. 48, 1858.

Rayleigh. Theory of Sound.

Kolaček. W. A. 12 p. 353, 1881.

Лейберг. Ж. Р. Ф.-Х. О. 18 p. 93, 1896.

M. Wien. W. A. 61 p. 151, 1897.

П. Лебедев. W. A. 62 p. 158, 1897.

Koenig. Pogg. Ann. 146 p. 161, 1872.

Thiessen. Ann. d. Phys. (4) 24 p. 401, 1907.

Bungetzianu. Résonance de liquides, Bucarest, 1914, p. 91.

Гольдгаммер. Ann. d. Phys. (4) 33 p. 192, 1910.

К § 5 и 6.

Dvořák. Instr. 3 p. 127, 1883; J. de phys. (2) 2 p. 465; Stzber. Wien. Akad. 72 p. 213; 1875; 84 p. 710, 1882; Pogg. Ann. 150 p. 410, 1873; 157 p. 42, 1876; W. A. 3 p. 328, 1878; 31 p. 536, 1887; Ann. d. Phys. (4) 22 p. 606, 1907; Phys. Ztschr. 2 p. 490, 1901.

Geigel. D. A. 6 p. 856, 1901.

Davis. Sill. J. (4) 10 p. 231, 1900; 12 p. 185, 1901; Phys. Rev. 13 p. 31, 1901; Phys. Ztschr. 2 p. 348, 1901; 3 p. 59, 1901.

Doppler. Abhandl. d. k. Böhm. Ges. d. Wiss. (5) 2 p. 465, 1842.

Buys-Ballot. Pogg. Ann. 67 p. 321, 1845.

Vogel. Pogg. Ann. 158 p. 287, 1876.

Russell. Brit. Ass. Reports 1849, part. II. p. 60.

Mach. Pogg. Ann. 112 p. 58, 1860; 116 p. 333, 1862.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ.

Сочетание тонов.

§ 1. Происхождение биений. Предположим, что мы имеем два источника звука, из которых первый (*A*) дает тон с N колебаниями в секунду, а второй (*B*) тон с $N + n$ колебаниями, и положим, что в некоторый момент времени ($t = 0$) оба колебания находятся при одинаковых фазах, так что перемещения частиц в воздухе складываются; в этот момент амплитуда колебаний наибольшая, и наблюдатель слышит наиболее сильный звук. Спустя время $t = \frac{1}{2n}$ сек., тело *A* совершит $\frac{N}{2n}$, тело *B* совершит $\frac{N}{2n} + \frac{1}{2}$ колебаний; фазы теперь противоположные, и в результате получается минимальная амплитуда и, след., ослабление звука. К моменту времени $t = \frac{2}{2n}$ сек. число колебаний, произведенных телами *A* и *B*, будет $\frac{2N}{2n}$ и $\frac{2N}{2n} + 1$; разность составляет одно целое колебание, фазы обоих колебаний опять одинаковы, амплитуда, а след., и сила звука наибольшая. Во время $t = \frac{3}{2n}$ сек. число произведенных колебаний будет $\frac{3N}{2n}$ и $\frac{3N}{2n} + \frac{3}{2}$ — звук опять ослабляется. Вообще

Число колебаний:

во время:	<i>A</i>	<i>B</i>	
$t = \frac{2k}{2n}$ сек.	$2k \frac{N}{2n}$	$2k \frac{N}{2n} + k$... усиление звука;
$t = \frac{2k+1}{2n}$ сек.	$(2k+1) \frac{N}{2n}$	$(2k+1) \frac{N}{2n} + k + \frac{1}{2}$... ослабление звука;

здесь k целое число. В течение одной секунды, если не считать первого усиления при $t = 0$, получают усиления звука в моменты времени $t = \frac{2}{2n}, \frac{4}{2n}, \frac{6}{2n}, \dots, \frac{2n}{2n} = 1$ сек., ослабления в моменты времени $t = \frac{1}{2n}, \frac{3}{2n}, \frac{5}{2n}, \dots, \frac{2n-1}{2n}$ сек., т. е. n усилений и n ослаблений. Попеременные усиления и ослабления звука называются биениями, и мы видим, что если одновременно звучат два источника, числа колебаний которых в 1 сек. суть N и $N + n$, т. е. отличаются на n колебаний в сек., то оба источника вместе дают n биений в сек. Если, напр., $n = \frac{1}{5}$, то получается одно биение в 5 сек.

Рис. 67 и 68 выясняют происхождение биений графическим построением; на первом из них показано сложение колебаний для случая $N = 30$ и $n = 1$; получается одно биение в сек. На втором рисунке принято $N = 30$ и $n = 2$; здесь получаются два биения в сек. В обоих случаях предположено, что в начале рассматриваемой секунды колебания находятся в противоположных фазах.

§ 2. Способы возбуждения биений. Простейший способ получить биения заключается в следующем: берут два камертона, настроенных на один и тот-же тон. Если их заставить звучать одновременно, то получается ровный, сильный звук. Но если один из камертонов несколько расстроить, прикрепив к его ветвям кусочки воска, то число его колебаний уменьшается, и ясно замечаются как-бы медленные пульсации

звуча. Если постепенно увеличивать куски воска или вдавливать в них свинцовые дробинки, то биения делаются все быстрее и быстрее. При очень большом их числе они перестают быть отдельно заметными; в этом случае их присутствие вызывает особого рода шероховатость звука, напоминающую ту характерную особенность звука, которую мы слышим при протяжном произношении букв *ppp . . .*. Вместо того, чтобы прикреплять воск к одному из камертонов, можно последний несколько нагреть; достаточно даже нагреть его руками, чтобы получить медленное затухание и затем опять усиление звука. Вместо двух камертонов можно взять и две открытые трубы, из которых одну легко расстроить, выдвигая надетую на нее картонную трубу и тем увеличивая ее длину.

Посредством двух камертонов можно получить и графическую запись биений. Для этого их располагают так, как показано на рис. 69. Левый камертон установлен неподвижно, а к одной из его ветвей прикреплена закопченная стеклянная пластинка. Другой камертон может быть перемещаем, так как ножка, к которой он прикреплен, скользит вдоль салазок; к одной из его ветвей прикреплен штифт, касающийся поверхности стеклянной пластинки. Если передвигать подвижной камертон слева направо в то время, как оба камертона звучат, то на пластинке получается кривая линия, вид которой зависит от амплитуд и чисел колебаний двух камертонов. Наибольшие размахи кривой

получаются в моменты, когда пишущие ветви двух камертонов (одна с пластинкой, другая со штифтом) находятся в противоположных фазах. Если фазы, амплитуды и числа колебаний одинаковы, то на стекле получается прямая линия. На рис. 70 представлены различные кривые, которые этим способом получаются, причем рядом показано отношение чисел колебаний двух камертонов. Нижние две записи ясно обнаруживают те особенности колебаний, которыми характеризуются биения.

Рис. 67.

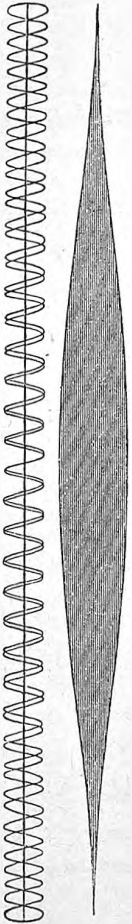
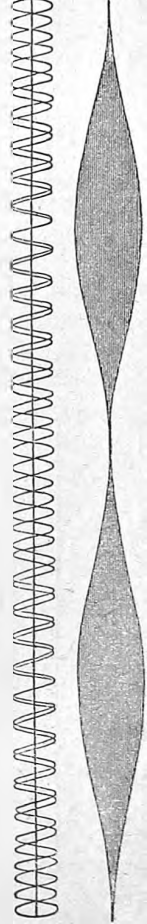


Рис. 68.



§ 3. Двойная сирена Helmholtz'a. В гл. VII, § 1, стр. 77, мы описали простую сирену Cagniard Latour'a и упомянули об устройстве более сложной сирены Dove. На рис. 71 изображена двойная сирена Helmholtz'a, которая может служить для целого ряда различных опытов. Она состоит из двух сложных сирен Dove, подвижные круги которых снабжены каждый четырьмя concentрическими кольцами каналов, которые можно открывать, нажимая на стержни i , расположенные сбоку от коробок a_0 и a_1 . Оба круга насажены на общую ось k , снабженную посредине бесконечным винтом, который может сцепляться с одним из зубчатых колес счетчика. Воздух вдвухается через трубы g_0 и g_1 одновременно в обе коробки. Число отверстий

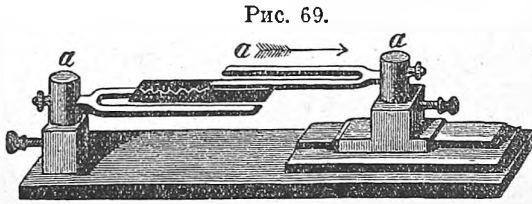
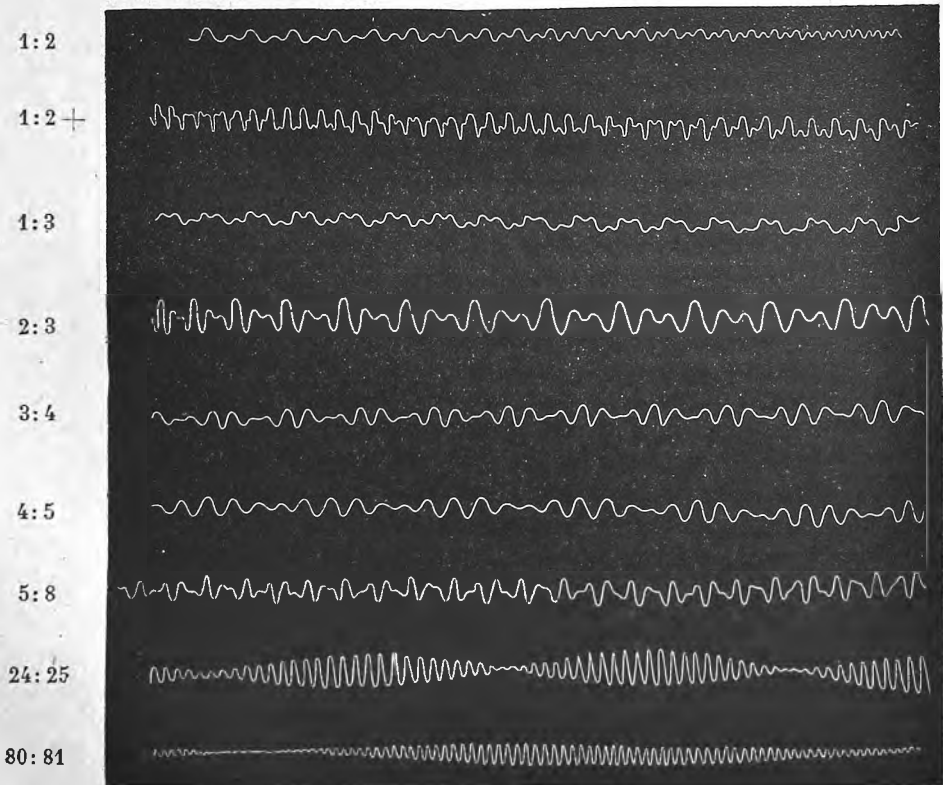


Рис. 69.

на нижнем круге 8 — 10 — 12 — 18
 на верхнем круге 9 — 12 — 15 — 16.

на нижнем круге 8 — 10 — 12 — 18
 на верхнем круге 9 — 12 — 15 — 16.

Рис. 70.



Этими-же числами выражаются и отношения чисел колебаний тонов, которые дает сирена. Если самый низкий тон, который получается, когда на нижнем круге открыто кольцо с 8-ю каналами, равняется какому-либо ut , то сирена вообще способна дать следующие тоны (см. стр. 16):

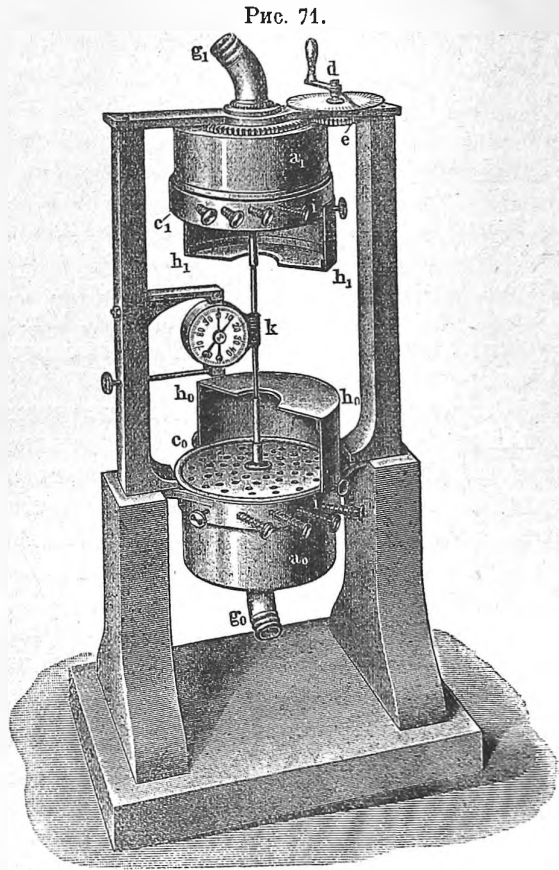
нижняя половина . . ut mi sol re_1
 верхняя половина . . re sol si ut_1

Верхняя коробка может вращаться около вертикальной оси; для этого она снабжена большим зубчатым колесом, сцепляющимся с зубцами другого колеса e , на ось которого насажены ручка и стрелка, вращающаяся по неподвижному кругу, снабженному делениями. Числа зубцов на двух колесах подобраны так, что при повороте ручки на 90° коробка a_1 поворачивается на 30° , т. е. на $\frac{1}{12}$ окружности. К коробкам a_0 и a_1 привинчены цилиндры h_0h_0 и h_1h_1 , состоящие каждый из двух половин; на рисунке изображена внизу и наверху только одна из половин. Значение этих цилиндров следующее: тоны, даваемые сиреною, не простые, но содержат ряды добавочных тонов, числа колебаний которых относятся к числу колебаний основного тона, как 2, 3, 4... к 1. Закрытые цилиндры h_0h_0 и h_1h_1 , имеющие только одно отверстие около оси k , взяты таких размеров, что они усиливают основной тон сирены и заглушают добавочные тоны.

С сиреною Helmholtz'a можно произвести, между прочим, следующие опыты.

1. Получение одновременно двух тонов, имеющих заданный интервал (гл. XI, § 1).

II. Интерференция и биения. Вращая верхнюю коробку помощью рукоятки d , мы вместе с нею вращаем и тот неподвижный круг, отверстия которого открываются в те моменты, когда против них при-



ходятся отверстия верхнего вращающегося круга. Откроем на обоих кругах кольца, имеющие по 12 отверстий, и положим, что верхняя коробка поставлена таким образом, что открывание 12-ти отверстий верхней и нижней коробки происходит одновременно. В этом случае струи сжатого воздуха одновременно вырываются из отверстий верхнего и нижнего кругов, образуя сгущение наружного воздуха; две звуковые волны, получаемые от двух половин сирены, взаимно усиливаются, и получается громкий звук. Если теперь повернуть рукоятку d на 45° , то коробка a_1 повернется на $\frac{1}{24}$ окружности, т. е. на половину углового промежутка двух отверстий. Ясно, что теперь верхние 12 отверстий откроются, когда нижние закрыты, и наоборот. Отсюда следует, что под верхней коробкой образуется сгущение, когда над нижней мы имеем разрежение, что, след., два звуковых колебания, исходящие от сирены, находятся постоянно в противоположных фазах. Интерферируя, эти колебания почти уничтожаются — получается значительное ослабление звука. Если рукоятку d повернуть еще на 45° , а, след., коробку a_1 еще на 15° или $\frac{1}{24}$ окружности, то открывание и закрывание отверстий в обоих кругах опять происходит одновременно, и звук усиливается. Дальнейший поворот рукоятки d на 45° дает вновь ослабление тона, и т. д. Если вращать непрерывно рукоятку d , то при всяком ее полном обороте получают четыре усиления и четыре ослабления звука.

Эти колебания силы звука можно рассматривать как биения, являющиеся при одновременном происхождении двух неодинаково высоких звуков. Действительно, когда верхняя коробка вращается навстречу вращающемуся кругу, то промежутки времени между последовательными открываниями уменьшаются; если же коробка и круг вращаются в одну сторону, то эти промежутки времени увеличиваются. В первом случае тон, получаемый от верхней коробки, выше, во втором он ниже тона нижней коробки. Два различно высоких тона дают биения, и легко понять, что во время одного полного оборота рукоятки d эти два тона должны дать именно 4 биения. В это время верхняя коробка повертывается на $\frac{4}{12} = \frac{1}{3}$ оборота, т. е. на угловое расстояние четырех отверстий, вследствие чего верхняя коробка откроется $N \pm 4$ раза, пока нижняя в это время откроется N раз. Отсюда и следует, что один оборот рукоятки должен вызвать 4 биения. Если снять цилиндры h_0, h_0 и h_1, h_1 , то добавочные звуки усилятся, и потому вращение коробки, влияющее только на основной тон, уже не вызывает столь резких изменений в силе звука, а след. и не столь отчетливые биения.

III. При помощи сирены Helmholtz'a могут быть обнаружены разностные тоны, а также биения добавочных тонов, о чем будет сказано ниже.

§ 4. Способ сравнения числа колебаний двух камертонов. Способ Scheibler'a, упомянутый на стр. 82, основан на наблюдении биений, сопровождающих одновременное звучание двух камертонов. Если число биений в секунду равно n , то и разность чисел колебаний в сек. для сравниваемых камертонов равна n .

Scheibler устроил „тонометр“, состоявший из 56 камертонов, настроенных так, что каждый следующий давал 4 биения в сек. с предыдущим и с последующим. Числа колебаний их отличались, след., также на 4; первый совершал 220, последний $220 + 4 \cdot 55 = 440$ колебаний. Они обнимали, след., одну октаву. Сравнивая испытуемый камертон с камертонами тонометра и определяя два наименьших числа биений, очевидно, можно было вычислить искомое число колебаний с большою точностью.

Koenig построил гораздо более сложный тонометр, обнимающий весь ряд колебаний от 16 до 32000 колебаний в секунду. Более простой тонометр Koenig'a состоит из 65 камертонов, число целых колебаний которых, отличаясь на 4, растет от 256 до $256 + 4 \times 64 = 512$. Удобный прибор, содержащий 56 камертонов, устроил отец Аристарх Израилев.

§ 5. Разностный и суммовой тоны. При одновременном звучании двух тел, числа колебаний которых N и N_1 , слышится третий тон более низкий чем N , если N_1 менее чем $2N$. Число n колебаний этого тона равно

$$n = N_1 - N \dots \dots \dots (1)$$

Существование этого низкого тона, называемого разностным тоном, открыли приблизительно одновременно Sorge в Гамбурге (1744), Romieu в Монпелье (1753) и Tartini в Падуе (1754).

Разностные тоны могут быть наблюдаемы при одновременном звучании двух камертонов, особенно если сперва заставить звучать третий камертон, дающий ожидаемый разностный тон. Весьма удобною для получения разностных тонов оказывается двойная сирена Helmholtz'a (рис. 71, стр. 95). Открывая, напр., кольца с 8-ью и 12-ью отверстиями, получаем тон и его квинту, число колебаний которых $N = 8k$ и $N_1 = 12k$, где k число оборотов кругов в 1 сек. Они дают разностный тон с числом колебаний $n = N_1 - N = 4k$, т. е. нижнюю октаву первого из двух тонов.

Разностный тон, получаемый при звучании тона и его октавы, тождественный с этим тоном, не может быть замечен. Но если несколько расстроить октаву, то разностный тон будет немного выше или ниже данного тона и даст с ним биения.

Hallstroem открыл, что разностный тон, комбинируясь с одним из тонов, его образующих, может вновь дать разностный тон, который Helmholtz называет разностным тоном второго порядка.

Helmholtz открыл существование суммовых тонов, число n колебаний которых равно

$$n = N + N_1 \dots \dots \dots (2)$$

где N и N_1 числа колебаний двух одновременно звучащих источников. Эти суммовые тоны вообще весьма слабы и их слышать нелегко. Наиболее легко они распознаются помощью двойной сирены. ut_3 и ut_4 дают суммовой тон sol_4 ; ut_3 и la_3 дают fa_4 ; ut_3 и sol_3 — mi_4 ; ut_3 и mi_3 — re_4 и т. д. Разностные и суммовые тоны называются еще комбинационными тонами.

Вопрос о происхождении разностных и суммовых тонов представляется до сих пор спорным.

Lagrange (1795) и несколько позже Young (1800) дали простое объяснение происхождения разностных тонов. Они полагают, что эти тоны образуются достаточно учащенными биениями, число которых, как мы видели (стр. 92), равно разности чисел колебаний двух одновременно вызванных тонов. Когда разность $n = N_1 - N$ невелика, то отдельные биения можно ясно отличать друг от друга; но когда n велико и делается равным числу колебаний звука, воспринимаемого ухом, то биения сливаются и производят ощущение именно этого звука.

Против этого объяснения, отрицающего объективное существование разностных тонов и рассматривающего их как явление субъективное, высказался Helmholtz. Он находит, что присутствие биений замечается отдельно, как особая шероховатость звука, даже когда их число доходит до 130 в сек., причем они не переходят в тон, соответствующий 130 колебаниям. Далее объективное существование разностных тонов доказывается тем, что их можно усилить резонаторами; наконец биения заметны даже при самых слабых звуках, между тем как разностные тоны вызываются только весьма сильными звуками.

Отвергая старое объяснение, Helmholtz дал новое, основанное на допущении, что при очень больших амплитудах сила f , действующая на колеблющуюся частицу, уже не может быть принята пропорционально удалению s частицы от ее положения равновесия, но что следует положить

$$f = cs + c_1s^2 \dots \dots \dots (3)$$

Исходя из такого закона сил, Helmholtz доказал, что при одновременном возбуждении тонов, числа колебаний которых N и N_1 , должны реально образоваться еще тоны, числа колебаний которых:

- 1) $2N, 2N_1, 3N, 3N_1$ и т. д.
- 2) $N_1 - N, N_1 + N$
- 3) $2N + N_1, 2N - N_1, 2N_1 + N, 2N_1 - N$.

Тоны первого ряда суть гармонические добавочные тоны двух данных тонов; второй ряд представляет первичные комбинационные тоны: разностный и суммовой; таким образом теория Helmholtz'a объясняет происхождение и суммового тона. Наконец тоны третьего ряда суть комбинационные тоны второго порядка, т. е. разностные и суммовые тоны, происходящие от комбинации тонов второго ряда и данных тонов N и N_1 .

Против теории Helmholtz'a высказался в 1876 г. Koenig; весьма сложные исследования привели его к результату, что тоны N и N_1 дают ряд тонов, которые он назвал „ударными“ (Stosstoene). Если $N_1 > N$, то числа колебаний этих тонов суть $N_1 - kN$ и $(k + 1)N - N_1$, где k целое число. Происходят они от периодических усилений и ослаблений амплитуды, т. е. согласно основному объяснению, которое дали Lagrange и Young. Voigt дал в 1890 г. теоретическое объяснение результатов,

найденных Кoenig'ом; он не отрицает существования суммовых тонов, но допускает их появление только в исключительных случаях, к которым относится теория Helmholtz'a; он становится, таким образом, вполне на точку зрения Lagrange'a и Young'a. Этим-же вопросом занимались M. Meyer, Lummer, Ruecker и Edser, Everett, Forsyth и Sowter, Schaefer, Waetzmann, Кордыш (1908) и др. Мы должны ограничиться указанием литературы по вопросу о комбинационных тонах и некоторых родственных им явлений.

§ 6. Биения добавочных тонов. При одновременном возбуждении двух тонов, которые сопровождаются добавочными тонами, могут проис-

Рис. 72.

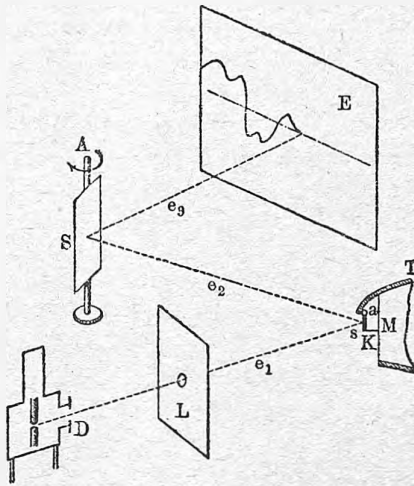
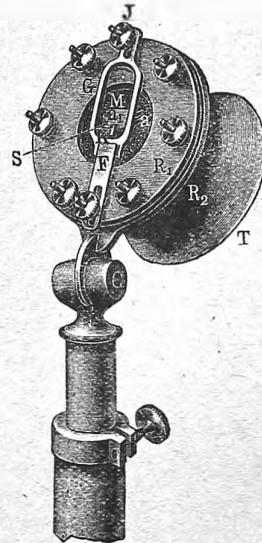


Рис. 73.



ходить биения между добавочными тонами двух звуков, или между одним из добавочных одного звука и основным тоном другого.

Эти явления также наблюдаются на двойной сирене Helmholtz'a (стр. 94). Если наверху открыть кольцо с 12, внизу кольцо с 18 отверстиями и вращать верхнюю коробку, вследствие чего, как мы видели, тон 12 несколько повышается или понижается, то получаются биения между вторым добавочным тоном нижней коробки ($18 \times 2 = 36$) и расстроенным третьим добавочным тоном верхней коробки ($12 \times 3 = 36$).

§ 7. Приборы для проектирования сложных колебаний на экран. Rigollet и Chavanoz построили прибор, состоящий из манометрической камеры T (рис. 72), заткнутой перепонкой из коллодиума, колебания которой передаются при помощи маленькой каучуковой призмы зеркальцу s, вращающемуся около горизонтально натянутой тонкой платиновой проволоочки. Луч света от источника D отражается от s, падает на вращающееся зеркало S и дает на экране E кривую, выражающую закон сложного колебания.

П. Лебедев заменил описанную камеру прибором, изображенным на рис. 73. На дне рупора *T* помещена пробковая тонкая пластинка, колебания которой передаются помощью пробковой пяты зеркальцу *S*, вращающемуся около горизонтальной оси. Когда в *D* находится вольтова дуга, то П. Лебедев рекомендует вынуть из фонаря все стекла и оставить только диафрагму с малым отверстием, дающим изображение кратера положительного угля на середине линзы *L*.

Подобного-же рода приборы построили Hensen, Hermann, Grimsehl, Mikola (1906), Barton и Penzer (1907), Martens (1907) и др. Приложение этих методов для изучения тех сложных форм колебания, которые соответствуют звукам, получаемым при произношении гласных, будут рассмотрены ниже.

§ 8. Фонограф Edison'a. Этот замечательный прибор был построен Edison'ом в 1877 г. Главнейшие его части в первоначальном устройстве были: слюдяная или металлическая пластинка, составляющая дно звуко-

Рис. 74.

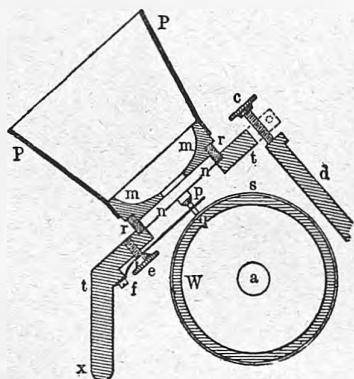
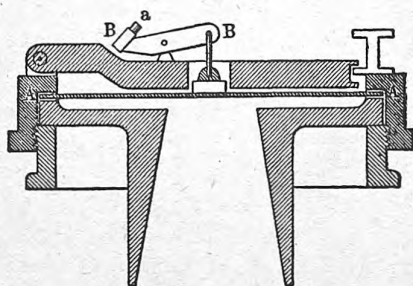


Рис. 75.



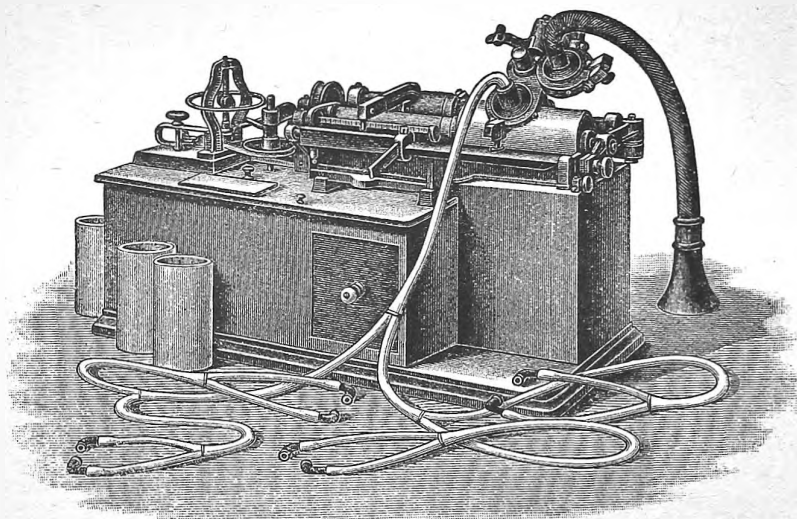
принимающего амбушюра; к центру пластинки первоначально был непосредственно прикреплен металлический штифт, касавшийся поверхности вращающегося цилиндра, покрытой листом фольги; цилиндр имел движение поступательное параллельно оси. Штифт, под влиянием звуковых колебаний, бороздил поверхность фольги. Если по окончании записи, подняв пишущую часть, вращать цилиндр до возвращения его в первоначальное положение, довести штифт до соприкосновения с началом борозды и затем вращать цилиндр, то штифт, скользя по борозде, заставляет пластинку вновь проделать все ранее вызванные в ней колебания, которые передаются окружающему воздуху. Таким образом фонограф повторяет те звуки, которые им были записаны.

Когда штифт проникает в поверхность цилиндра, последний, вращаясь, тянет его в сторону; это влияет на пластинку, которая теряет удобоподвижность и восприимчивость. Поэтому Edison прикрепил пишущий штифт к особой пружине, которой движения пластинки передавались при помощи двух отрезков каучуковых трубок.

Позже Edison перешел к устройству, показанному на рис. 74. Пишущая часть вращается около точки x , если вращать винт c . К пластинке nn прикреплен выступ p , давящий на пружину f , снабженную пишущим штифтом q .

Усовершенствуя далее свой прибор, Edison, по примеру Bell'a и Tainter'a заменил фольгу слоем сплава из воска и парафина. Колеблющуюся пластинку он сделал из стекла; толщина этой пластинки около 0,04 мм. Далее он совершенно изменил пишущую часть, придав ей устройство, показанное на рис. 75. Пластинка AA действует на рычаг

Рис. 76.



BB , к концу которого приделан цилиндрический резец a , поставленный наклонно к поверхности цилиндра, сопротивление которой действует почти параллельно пластинке AA , не изменяя ее удобоподвижности.

Для воспроизведения звуков имеется особая пластинка, которой передаются колебания штифта, оканчивающегося маленьким шариком, скользящим вдоль борозды, проведенной пишущим штифтом.

Общий вид фонографа изображен на рис. 76.

Marage, Hermann, Böcke, Pipping, Bevier, Herrmann-Goldap (1907) и др. воспользовались фонографом, чтобы воспроизвести форму тех колебаний, которые соответствуют гласным буквам.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2.

Hermann. Pflüger's Archiv 47 p. 347, 1890; 53 p. 1, 1893.

К § 4.

Scheibler. Pogg. Ann. 29 p. 390, 1833; 32 p. 333 и 492, 1834.

А. Ивращев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 16 p. 1, 1884.

К § 5.

- Sorge*. Vorgemach musikalischer Composition. 1 p. 13. Lobenstein 1745. Anweisung zur Stimmung der Orgelwerke и т. д. Lobenstein, 1749.
- Romieu*. Mém. de l'Acad. de Montpellier. 1753.
- Tartini*. Trattato di musica seconde la vera scienza dell'Armonia. Padua, 1754.
- Hallstroem*. Pogg. Ann. 24 p. 438, 1831.
- H. v. Helmholtz*. Pogg. Ann. 99 p. 518, 1856.
- Lagrange*. Recherches sur le son, Misc. Taur. 1 p. 103, 1795.
- Th. Young*. Phil. Trans. 1 p. 106, 1800 г.; Miscellaneous Works, 1 p. 83.
- H. v. Helmholtz* (теория). Pogg. Ann. 99 p. 354; Tonempfindungen, 3. Aufl. p. 618.
- Koenig*. Pogg. Ann. 157, p. 157, 1876.
- Voigt*. W. A. 40 p. 652, 1890.
- Hoyer*. Über Combinationstöne. Ber. d. Oberreal-Gymn.- in Reichenberg. 1882, 1883, 1884.
- M. Meyer*. Combinationstöne. Diss. Berlin 1896; Ztschr. für Psychol. und Physiol. der Sinne. 11 p. 177, 1896; Beibl. 1896 p. 853.
- Ruecker and Edser*. Phil. Mag. (5) 39 p. 341, 1895.
- Everett*. Phil. Mag. (5) 41 p. 199, 1896.
- Forsyth and Souther*. Proc. R. Soc. London 63 p. 396, 1898.
- Кордъви*. Ж. П. Ф.-X. O. 40 p. 245, 270, 1908.
- Waetzmann*. Annal. d. Phys. (4) 24 p. 68, 1907; 28 p. 1067, 1909; 33 p. 1299, 1910; 35 p. 378, 1911; Phys. Z. 1911 p. 231.
- Hermann*. Ann. d. Phys. (4) 25 p. 697, 1908; 37 p. 425, 1912.
- Starke*. Verh. d. d. phys. Ges. 1908 p. 285.
- Schaefer*. Ann. d. Phys. (4) 33 p. 1216, 1910.
- F. A. Schulze*. Ann. d. Phys. (4) 34 p. 817, 1911.
- Waetzmann u. Mücke*. Phys. Z. 1913 p. 59.

К § 6.

Stumpf. W. A. 57 p. 660, 1896.

К § 7.

- Rigollot et Chavanon*. J. de phys. (2) 2 p. 553, 1883.
- П. Лебедев*. Ж. П. Ф.-X. O. 26 p. 290, 1894.
- Hensen*. Ztschr. f. Biologie 23 p. 291, 1887.
- Mikola*. Ann. d. Phys. (4) 20 p. 619, 1906.
- Grimsehl*. Phys. Ztschr. 4 p. 748, 1903; Verh. d. d. phys. Ges. 5 p. 303, 1903.
- Barton a. Garrett*. Phil. Mag. (6) 10 p. 149, 1905.
- Barton a. Penzer*. Phil. Mag. (6) 12 p. 576, 1906; 13 p. 446, 1907.
- Hermann-Goldap*. Annal. d. Phys. (4) 23 p. 979, 1907.
- Martens*. Verh. d. d. phys. Ges. 9 p. 116, 1907.
- Laudet*. C. R. 146 p. 1311, 1908.
- Луфшуй*. Ж. П. Ф.-X. O. 1910 p. 210.
- Rosset*. C. R. 150 p. 1511, 1910.

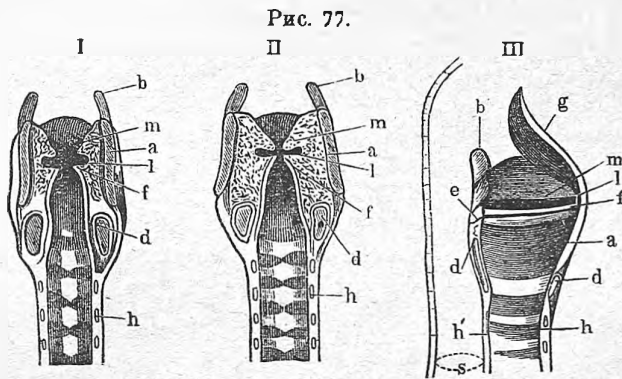
К § 8.

- L. Bevier*. Phys. Rev. 10 p. 193, 1900.
- Hermann*. Arch. f. d. ges. Physiologie. 45 p. 182; 47 p. 44, 347; 53 p. 1; 58 p. 255; 61 p. 169.
- Boecke*. Pfluegers Archiv 50 p. 297, 1891.
- Pipping*. Ztschr. f. Biologie 27, 1890; 31 p. 524, 1895.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

Голос человека и его орган слуха.

§ 1. Голосовой аппарат человека. Орган, при помощи которого человек производит звук, когда говорит или поет, входит в состав дыхательного горла; его главнейшая часть состоит из так называемых голосовых связок, между которыми расположена щель, соединяющая дыхательное горло с полостью рта. Эти упругие связки могут быть более или менее натянуты и приведены в дрожание, передающееся воздуху, проходящему в это время через упомянутую щель. На рис. 77 представлены



вертикальные разрезы через дыхательное горло, а именно: I спереди при открытой, II при закрытой щели; III разрез, если смотреть сбоку. Голосовые связки находятся в *f*; *m* суть ложные связки, расположенные несколько выше; *h* дыхательная трубка, ведущая к легким; *g* крышка, герметически закрывающая дыхательное горло при глотании пищи; *s* пищевой канал.

На рис. 78, I показана голосовая щель при пении низких, на рис. 78, II — при пении очень высоких тонов.

§ 2. Звуки человеческого голоса. Пределы тонов при пении приблизительно следующие.

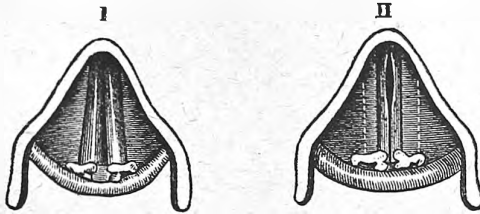
бас	$fa_1 — fa_3$		альт	$fa_2 — fa_4$
тенор	$ut_2 — ut_4$		сопрано	$ut_3 — ut_5$

всего три октавы и одна квинта, примерно от 80-ти до 1000 колебаний в сек. Звуки человеческого голоса содержат кроме основного тона еще весьма большое число добавочных тонов, высота и сила которых зависят от формы и объема, которые принимает полость рта при произношении звука. От них зависит оттенок голоса, определяющий отличительные особенности как голосов различных лиц, так и голоса одного и того же лица при произношении различных гласных букв, которым соот-

ветствует различная форма полости рта. При произношении гласной А эта форма приблизительно воронкообразная, и рот открывается более, чем для других гласных; наоборот, при произношении буквы U (русское У) рот наиболее суживается и его полость вытягивается.

Итак, если петь на одну и ту же ноту, произносятся различные гласные, то к основному тону, который остается неизменным, примешиваются различные добавочные тоны.

Рис. 78.



Для определения этих добавочных тонов Helmholtz поступал следующим образом; он тихо, как бы про себя, произносил определенную гласную, приводя полость рта в форму, ей соответствующую; поднося ко рту различные звучащие камертоны, он отыскивал тот из них, звук которого обнаруживал при этом усиление, вследствие того, что полость рта представляла резонатор, настроенный соответственно этому камертону. Таким путем он открыл, что каждая гласная характеризуется одним или двумя определенными тонами, которые выделяются, как наиболее сильные между добавочными тонами произнесенной гласной, и которые не зависят ни от высоты спетого звука, ни от специального оттенка голоса лица, произносящего гласную, будет ли то голос мужской, женский или детский.

Эти характерные тоны суть:

<i>U</i> (русское У) fa_2	<i>E</i> (е в нем. произ.) fa_3 и si_5 -бемоль <i>J</i> fa_2 и re_6 <i>O</i> (французское eu) fa_3 и ut_5 -диэз <i>U</i> („ „ u) . fa_2 и sol_5
<i>O</i> si_3 -бемоль	
<i>A</i> si_4 -бемоль	
\bar{A} (е в слове „лес“) . . . re_4 и sol_5	

Обширные исследования по вопросу об анализе гласных произвел Негманн (1890, 1893).

§ 3. Синтез гласных. Helmholtz'у удалось воспроизвести звуки, имеющие характерные оттенки гласных, заставляя одновременно звучать ряд камертонов, и этим доказать, что та особенность, которою характеризуются звуки различных гласных, действительно представляется акустическим оттенком, т. е. определяется составом сложного звука.

Тоны, указанные в предыдущем параграфе, дали ему гласные, однако, с тем особым оттенком, который получается при пении, причем их характерные особенности не столь резко выражаются, как при произношении их обыкновенным голосом разговорной речи.

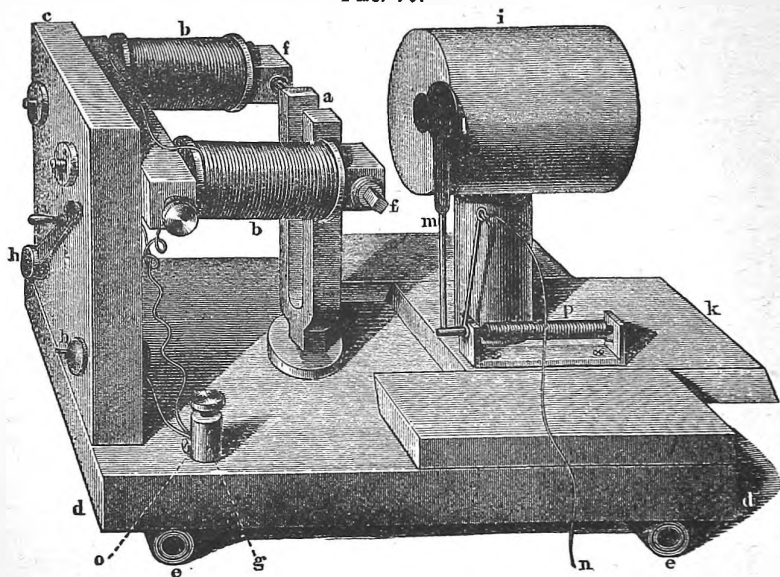
Helmholtz'у удалось, однако, получить и эти, так сказать, разговорные гласные, отыскивая подходящие комбинации звучащих камертонов.

Его прибор состоял из 12-ти камертонов, числа колебаний и тоны которых были следующие:

№ 1	2	3	4	5	6
si_1	si_2 -бемоль	fa_3	si_3 -бемоль	re_4	fa_4
120	120×2	120×3	120×4	120×5	120×6
7	8	9	10	11	12
la_4	si_4 -бемоль	re_5	fa_5	la_5 -бемоль	si_5 -бемоль.
120×7	120×8	120×10	120×12	120×14	120×16

Каждый из этих камертонов помещался между ветвями электромагнита *b* (рис. 79), а перед ним ставился соответствующий его тону резонатор, расстояние которого от камертона можно было менять и отверстие которого можно было открывать более или менее, натягивая шнурок *n*, которому противодействовала пружина *p*. Таким образом можно было

Рис. 79.



менять силу каждого отдельного тона; опуская рукоятку *i* до положения *hh*, можно было выключить электромагнит. Весь прибор устанавливался на каучуковых трубках *ee*, чтобы звук не передавался столу, на котором были помещены приборы. Звучание всех камертонов поддерживалось одним камертоном прерывателем, изображенным на рис. 80; он совершал 120 колебаний в сек. Первый из 12-ти камертонов получал импульс при каждом полном колебании, второй через каждые два колебания, третий через каждые три и т. д. Чтобы поддерживать звучание последних из перечисленных выше 12-ти камертонов, получавших импульсы через каждые 16, 14, 12 и т. д. колебаний приходилось через их электромагниты отвечать более сильные токи.

Звуки, по оттенку соответствовавшие гласным У (русское), О и А, были получены Helmholtz'ем при помощи первых восьми камертонов, причем si_1 бемоль первого камертона брался за тон основной.

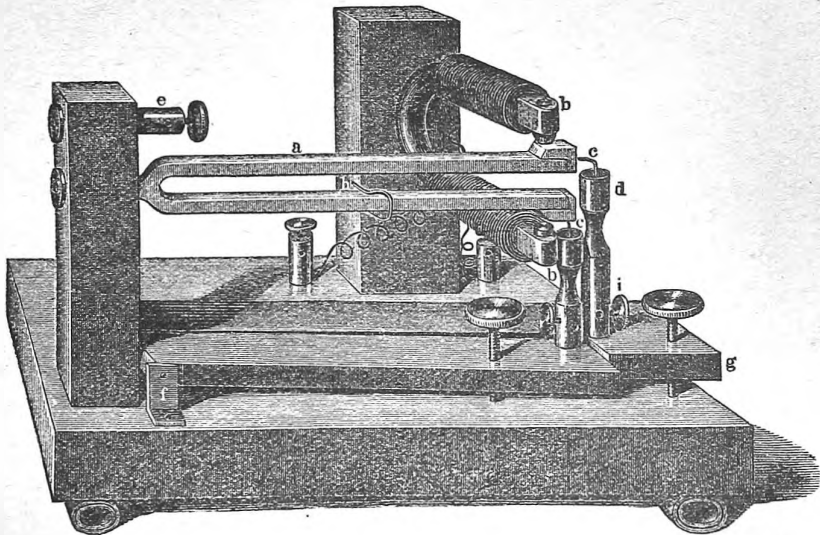
Звук У получался при звучании одного основного тона si_1 бемоль; оттенок сделался еще более верным, когда были прибавлены слабые звуки второго и третьего камертонов.

Весьма хорошее О получалось при сильном звучании четвертого камертона (si_3 -бемоль) и более слабом второго, третьего и пятого. Основной тон si_1 бемоль приходилось несколько заглушать. Заметим, что si_3 бемоль и есть характерный тон для гласной О (стр. 104).

Гласную А дали сильно звучащие камертоны от пятого до восьмого, в то время как более низкие звучали слабо.

Пользуясь всеми 12-ью камертонами, Helmholtz принял за основ-

Рис. 80.



ной тон si_2 -бемоль, исключив камертон № 1. Вот полученные им результаты:

Гласная У — один камертон si_2 -бемоль. Гласная О — si_2 -бемоль умеренно, si_3 -бемоль сильно (характерный тон) и fa_4 слабо. Гласная А — si_2 бемоль, si_3 -бемоль fa_4 умеренно, si_4 -бемоль (характерный тон) и re_5 сильно. Гласная \bar{A} (см. стр. 104) получается из А, если усилить si_3 -бемоль и fa_4 , ослабить si_4 -бемоль и по возможности усилить re_4 (характерный тон), re_5 и fa_5 . Гласная Е (см. стр. 104) — si_2 -бемоль и si_3 -бемоль умеренно, fa_3 (характерный тон), fa_5 , la_6 -бемоль и si_6 -бемоль по возможности сильно. Гласная J не могла быть получена, так как она характеризуется весьма высокими добавочными тонами.

Helmholtz полагал, что звуки гласных характеризуются, главным образом, абсолютною высотой добавочных тонов. Auerbach (1876) вывел из своих наблюдений, что не только абсолютная, но и относительная (к основному звуку) высота добавочных тонов играет здесь существенную роль. Однако, L. Hermann (1889—1894) и Pipping (1890, 1894) под-

твердили весьма точными опытами справедливость результатов Helmholtz'a. Wesendonk (1910) также производил синтез гласных.

Большое число ученых старались определить форму колебаний, соответствующих различным гласным, пользуясь при этом одним из методов, указанных в главе IX, § 7. Сюда относятся Marage, Monoyer, Rousselot, Hermann, Pipping, Bevier, Самойлов, Kendrick, Зернов и др. Marage пользовался манометрическим пламенем, колебания которого он закреплял на подвижной фотографической полоске (прибор Marey'a). Кроме того он пользовался еще двумя методами: 1) Движения упругой перепонки передавались зеркальцу, от которого отражался луч, падавший на подвижную фотографическую ленту. 2) Применялся фонограф Edison'a (воск), или Lioret (целлулоид). При этом движения штифтика, скользящего вдоль борозды, передавались при медленном вращении цилиндра маленькому зеркальцу, которое отражало луч, действующий на фотографическую пластинку. Кривая тогда только считалась правильной, когда она при всех трех методах получалась в одинаковом виде. Зернов пользовался прибором Лебедева (стр. 99—100).

§ 4. Орган слуха у человека. Устройство и распределение важнейших частей органа слуха изображено на рис. 81. Он состоит из ушной раковины (*auricula*) *M* и наружного слухового прохода *G* (*meatus auditorius externus*), составляющих наружное ухо, отделенное от среднего уха барабанною перепонкою (*membrana tympani*) *T*, представляющую круглую перепонку, центр которой несколько втянут во внутрь прикрепленной к ней рукояткой молоточка (*Nh*).

Среднее ухо состоит из барабанной полости (*cavum tympani*) *Th*, от которой идет Евстахиева трубка (*tuba Eustachii*) *ER* к полости зева. В барабанной полости находятся три слуховые косточки (*ossicula auditus*), а именно молоточек (*malleus*) *H*, как сказано, прикрепленный к барабанной перепонке, наковальня (*incus*) *A* и стремя (*stapes*) *St*, в котором отличают подножку (*basis*) и две закругленные части (*crura*). Подножка прочно прилегает к овальному окну, о котором сейчас будет сказано. Между наковальней и стремением находится еще маленькая косточка *L*.

Внутреннее ухо образуется т. наз. лабиринтом, помещенным в полостях весьма твердой кости. Это продолговатое тело причудливой формы, наполненное жидкостью. Лабиринт состоит из преддверия (*vestibulum*) *V*, в котором находится овальное окно (*fenestra ovalis*) *O*, затянутое тонкою пленкою, к которому и прилегает подножка стремени. Другое, т. наз. круглое окно (*fenestra rotunda*), также затянутое тонкою пленкою, находится в широкой части улитки (см. ниже); оно не изображено на рис. 81.

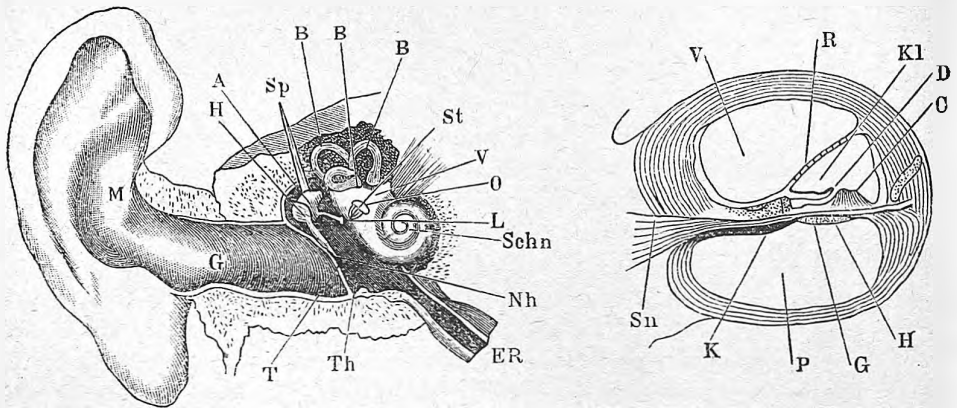
На одной стороне лабиринта находятся три полукружных канала (*canales semicirculares*): верхний (*superior*), задний (*posterior*) и латеральный (*lateralis*) *ВВВ*, которые обими концами сообщаются с преддверием. На другой стороне лабиринта помещена улитка (*cochlea*). Она состоит из $2\frac{1}{2}$ завитков, расположенных вокруг оси (*modiolus*); канал улитки

разделяется продольно на два канала или хода особою перегородкою. Верхний ход называется лестницей преддверия (*scala vestibuli*), нижний ход — барабанной лестницей (*scala tympani*); в начале последнего находится круглое окно.

На рис. 81 (вправо) представлен вертикальный разрез через один из завитков улитки; *P* нижний, *V* верхний ход. Оба хода соединены небольшим отверстием (*helicotrema*) в перегородке, находящейся в самой верхушке улитки.

Перегорodka состоит наполовину из твердой пластинки (*lamina spiralis ossea*) *K*, отходящей от оси; она дополняется перепонкою (*lamina spiralis membranacea*), состоящею из двух расходящихся листов, среди которых находится третий канал, улитковый проток (*ductus cochlearis*) *Kl*. Верхний листок *R* называется *membrana Reissneri*, нижний *G* — *mem-*

Рис. 81.



brana basilaris. Здесь находятся тончайшие разветвления слухового нерва *Sn*.

Лабиринт наполнен, как сказано, особою жидкостью (*endolympha*); снаружи он омывается также жидкостью (*perilympha*).

На *membrana basilaris G* находится Кортиев (Corti) орган *C*, состоящий из множества (до 4500) упругих волокон.

§ 5. Восприятие звуков органом слуха. Звуковые колебания, дойдя до барабанной перепонки и вызвав в ней соответствующие колебания, передаются при помощи слуховых косточек перепонке, закрывающей овальное окно, и отсюда жидкости, наполняющей лабиринт. Круглое окно, затянутое перепонкой, вероятно для того и назначено, чтобы в этой жидкости свободно могли возбуждаться колебания, что было бы невозможно, если бы жидкость была окружена со всех сторон сравнительно твердыми стенками лабиринта.

Колебания, распространяющиеся по жидкости лабиринта, вызывают в слуховом нерве раздражение, различное не только смотря по амплитуде колебаний, т. е. по силе звука, но и смотря по их периоду,

т. е. по высоте звука. Чтобы объяснить качественное различие между раздражениями, Helmholtz предположил сначала, что волокна Кортиева органа настроены на различные тоны, так что каждому тону, т. е. числу колебаний соответствует определенное волокно, которое и приводит в дрожание колебанием жидкости. Каждому волокну соответствует специфическое раздражение слухового нерва. Однако, открытое впоследствии отсутствие Кортиева органа у птиц и пресмыкающихся заставило Helmholtz'a придти к заключению, что качественно различные раздражения вызываются благодаря особому устройству *membranae basilaris*, состоящей из радиальных, довольно крепких волокон, которые сравнительно легко отделяются друг от друга. Ширина перепонки, а след. и длина этих волокон наименьшая около основания улитки (0,04125 мм.) и растет до 0,495 мм. на ее верхушке, т. е. увеличивается более, чем в 12 раз. Каждый тон вызывает дрожание одного или, вероятнее, ряда соседних волокон, так как каждое отдельное волокно, наиболее сильно колеблющееся под влиянием определенного тона, приходит в дрожание и от соседних тонов, хотя энергия колебания и уменьшается быстро по мере удаления данного тона от собственного тона волокна.

Интересные опыты Burton'a показали, что весьма сильные звуки кажутся более низкими, когда источник находится около самого уха, чем когда последний удален от уха на некоторое расстояние. Разница может доходить почти до малой терции: тон *do (ut)* может понизиться до *si-бемоль*. Burton объясняет это тем, что период акустических колебаний, как в случае маятника, возрастает с амплитудой, вследствие чего при больших амплитудах резонирует волокно *membranae basilaris*, которому соответствует больший период или меньшее число колебаний. А так как субъективное впечатление зависит от того, которое волокно приведено в колебание, то и получается впечатление более низкого тона при очень больших амплитудах, т. е. большой силе звука. Harding, Allen, Hemming Sherwood занимались изучением явления, открытого Burton'ом.

Чтобы объяснить, что происходит, когда до уха доходит сложное, но периодическое (т. I), движение воздуха, следует указать на теоремы Fourier и Ohm'a. Fourier доказал, что всякое периодическое колебательное движение с периодом T может быть рассматриваемо, как результат сложения ряда простых гармонических колебательных движений, периоды которых $T, 2T, 3T \dots$; амплитуды и фазы этих колебаний вообще различны и их число может быть бесконечно велико. Такое разложение сложного движения на движения гармонические может быть произведено только одним способом. Ohm высказал такое положение: орган слуха способен воспринимать только простые гармонические колебания. Всякое сложное колебательное движение окружающей среды, достигающее уха, разлагается им на составные гармонические колебательные движения, из которых каждое отдельно воспринимается ухом, как простой звук.

Справедливость теоремы Ohm'a была строго доказана Helmholtz'ем.

Раздражения волокон Кортиева органа или *membranae basilaris* передаются слуховому нерву, который передает их центральному органу нервной системы — мозгу. Здесь происходит психический акт перехода от специфического раздражения к слуховому ощущению, возникновение сознательного представления о силе и высоте звука и наконец, об'ективирование (т. I) воспринятого ощущения в источнике звука.

Теория Helmholtz'a о резонансе внутри органа слуха была в последние годы разработана некоторыми учеными, между тем, как другие подвергли ее критике. Ограничиваемся указанием авторов, относящихся сюда работ: Hensen (1904), Marage (1904), M. Wien (1905), Amaudrut (1906), Zwaardemaker (1906), Guillemain (1906), Waetzmann (1907), Bonnier (1894), Hurst (1894) и др. Ограничиваемся указанием в обзоре литературы этих и других работ.

§ 6. Пределы звуков, воспринимаемых ухом. Следует отметить два рода пределов восприятия звуков: во-первых существует нижний и верхний пределы по отношению к высоте звука, во-вторых мы имеем для каждого из звуков, находящихся внутри этих пределов, нижний предел для силы звука, при котором нормальное ухо перестает воспринимать звук. Обращаемся сперва к вопросу о высоте звука.

Helmholtz полагал, что когда число колебаний меньше 28, то ухо перестает их воспринимать, как звук. По Savart'у нижний предел соответствует 8 колебаниям, но Despretz доказал, что Savart слышал в своих опытах один из высших добавочных тонов.

На практике иногда пользуются тоном в 16 колебаний (ut_{-2}), а именно в больших органах. Самый низкий тон в больших роялях соответствует 27 колебаниям (la_{-2}). В оркестрах низший звук есть mi_{-1} (контрабас) с 41 колебанием.

Высший предел звуков, воспринимаемых ухом, крайне неодинаков для различных лиц. Есть люди, которые не слышат звуков свертка и даже чирикания воробья. Высокие звуки вообще легче воспринимаются, если к ним подходить, постепенно повышая тон. Во всяком случае приблизительно 40000—50000 колебаний (mi_{10}) соответствуют верхнему пределу воспринимаемых звуков. Если за пределы принять 20 и 40000 колебаний, то весь ряд воспринимаемых звуков составит около 11 октав. Большие рояли доходят до la_6 (3500 колебаний); в оркестрах доходят до re_7 (4700 колебаний, флейта-пикколо). Обыкновенно в музыке встречаются тоны от 30 до 4000 колебаний, обнимающие 7 октав. Вопросом о наиболее высоких тонах, воспринимаемых ухом, занимались в особенности Koenig, Schwendt и Edelmann.

Интересно определить длину волны $\lambda = V : N$, где $V = 330$ метрам есть скорость звука для предельных тонов.

	N	λ
Пределы звуков, восприним. ухом:	20 до 40000	16,5 м. до 8,25 мм.
„ „ употребл. в музыке:	30 „ 4000	11 „ „ 82,5 „
„ „ человеческого голоса:	80 „ 1000	4 $\frac{1}{4}$ „ „ 33 сант.

А. М. Мауер исследовал продолжительность „остаточного“ слухового ощущения, замечаемого после момента прекращения звука. Он находит, что эта продолжительность D равна

$$D = \left(\frac{0,3}{N + 30} + 0,0018 \right) \text{ сек.},$$

где N число колебаний для данного звука. Чем выше звук, тем меньше D .

Многие ученые определяли минимальную силу звука, при которой, для различных чисел колебаний N , звук перестает восприниматься. Такие исследования производили: Rayleigh, Henry, Zwaardemaker и Quix (1902), Heinrich, Wead, M. Wien (1902), Ostmann (1903), Zwaardemaker (1905), Shaw (1905), H. Abraham (1907) и др. За меру силы звука принимались различными учеными: 1. Количество энергии, выраженное в эргах, которое в 1 сек. проходит через 1 кв. см. плоскости, перпендикулярной к звуковым лучам. 2. Минимальная амплитуда a звучащего тела. 3. Минимальная амплитуда b частиц воздуха. 4. Минимальное относительное изменение $\Delta p : p$ давления, или $\Delta \delta : \delta$ плотности в местах, где происходят наибольшие сгущения и разрежения. Rayleigh нашел для различных N следующие значения $\Delta p : p$

$N =$	200	384	512.
$\frac{\Delta p}{p} =$	$8,5 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-9}$

Wead нашел максимум чувствительности при $N = 500$. Zwaardemaker и Quix исследовали чувствительность от $N = 128$ до $N = 12228$; они нашли два максимума при $N = 512$ и $N = 3070$. M. Wien дает следующие числа

$N =$	200	400	600	1050
$\frac{\Delta p}{p} =$	$9,0 \cdot 10^{-9}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$7,0 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$

Для амплитуды a колеблющегося тела (пластинка телефона) M. Wien нашел следующие минимальные значения

$N =$	200	400	600	1050
$a =$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$ см.

M. Wien вывел из своих наблюдений, что для средних N (1000—3000) энергия в миллион раз больше, чем для $N = 128$, между тем как Zwaardemaker и Quix нашли это отношение всего равным 50. Zwaardemaker повторил свои наблюдения (1905), но не мог выяснить причины противоречий своих наблюдений с результатами M. Wien'a. Он нашел

при этом только один максимум чувствительности около ut_4 ; минимум заметной энергии здесь равен 10^{-8} эрга (кв. см., сек.). Н. Abraham (1907) нашел $\Delta p = 4 \cdot 10^{-4}$ мм. ртутного столба для $N = 250$ и $N = 500$. Полагая $p = 760$ имеем $\Delta p : p = 5 \cdot 10^{-10}$. Ostmann (1903) определил наименьшую амплитуду a камертонов, звук которых еще воспринимался. Для низких звуков он нашел $a = 0,07$ мм., для высоких $a = 1,6 \cdot 10^{-8}$ мм. Для средних тонов многими учеными было найдено для пластинок телефона $a = 10^{-6}$ мм. = 1μ . Shaw (1905) нашел для весьма кратковременных звуков минимальные величины $a = 0,7 \mu$; амплитуда частиц воздуха при этом $b = 0,14 \mu$. Для негромких звуков оказалось $a = 50 \mu$. $b = 10 \mu$; для громких и уже неприятных звуков $a = 1 \mu$, $b = 200 \mu$, и для звуков, по своей силе весьма неприятных, $a = 5 \mu = 0,005$ мм., $b = 1 \mu = 0,001$ мм. Отсюда Shaw вычисляет для грома, на расстоянии двух ярдов от центра $b = 1/12$ мм., и для пушечного выстрела, на расстоянии двух ярдов в сторону от дула, $b = 0,25$ мм.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 3.

- Helmholtz.* Die Lehre von den Tonempfindungen p. 162, Braunschweig, 1870.
Auerbach. Wied. Ann. Ergbd. 8 p. 177, 1876.
L. Hermann. Pflügers Archiv 45 p. 582; 47 p. 42; 48 p. 181; 53 p. 1; 56 p. 467; 58 p. 255; 59 p. 50; 61 p. 169; 83 p. 1, 33; 86 p. 92.
Ripping. Zeitschr. f. Biologie. 27 p. 1, 433; 31 p. 524; Acta. Soc. Fennicae 20, 29; Mémoires de la Soc. finno-ougrienne 14, 1899; Pflüger's Archiv 85 p. 59; 87 p. 597; 91 p. 310.
Wesendonk. Phys. Z. 1909 p. 312; Verh. d. d. phys. Ges. 1911 p. 278.
Marage. Journal de phys. (3) 7 p. 131, 449, 1898; C. R. 128 p. 425, 1899; 130 p. 746, 1900; 147 p. 921, 1908.
Monoyer. C. R. 126 p. 1637, 1898.
Самойлов. Pflüger's Archiv 78 p. 1, 27; Хронография в физиолог. инст. Московского Университета, p. 18—38.
Kendrick. Smithsonian Report, 1902 p. 241.
Rousselot. C. R. 137 p. 40, 1903.
Bevier. Phys. Rev. 10 p. 193, 1900; 14 p. 171, 214, 1902; 15 p. 44, 271, 1902; 21 p. 80, 1905.
Зернов. Физ. Обзор. 17 p. 205, 1916.

К § 5.

- Burton.* Phil. Mag. 39 p. 447, 1895.
Sherwood. Nature, 64 p. 103, 182, 233, 301.
Hensen. Berl. Ber. 1902 p. 904.
Marage. C. R. 138 p. 482, 1904.
M. Wien. Wüllner-Festschrift p. 28, 1905.
Amandrut. Nouvelle théorie, sur le mécanisme de l'audition, Vesoul; J. de phys. (4) 5 p. 143, 1906.
Zwaardemaker. Arch. Néerl. (2) 10 p. 496, 1906; J. de phys. (4) 6 p. 322, 1907.
Waetzmann. Phys. Zeitschr. 8 p. 307, 1907; Diss. Breslau, 1907.
Bonnier. Bull. scientif. de giard, Mai 1895; L'Oreille, Vol. II, III, Masson, 1896; L'Audition, Doin, 1901; J. de phys. (4) 6 p. 578, 1906.
Hurst. Trans. Liverpool biolog. Soc. 9 p. 321, 1895; реферат J. de phys. (3) 6 p. 30, 1897.

- Rayleigh.* Phil. Mag. (6) 14 p. 596, 1907.
Bernoulli. Phys. Z. 1910 p. 649.
More. Phil. Mag. (6) 18 p. 308, 1909.
Waetzmann. Resonanztheorie des Hörens, Braunschweig, 1912.
Fischer. Annal. d. Phys. (4) 25 p. 118, 1908.

К § 6.

- R. Koenig.* W. A. 69 p. 626, 723, 1899.
Schwendi. Verh. naturf. Ges. zu Basel. 12, Heft 2.
Edelmann. D. A. 2 p. 469, 1900.
A. M. Mayer. Sill. J. (3) 147 p. 1, 283, 1894.
Rayleigh. R. Inst. of Great Britain, 1897.
Zwaardemaker u. Quix. Archiv f. Anatomie und Physiol., physiol. Abteil. 1902, Supplem. p. 367; J. de phys. (4) 2 p. 444, 1903.
M. Wien. Phys. Zeitschr. 4 p. 69, 1902; Verh. d. d. phys. Ges. 4 p. 297, 1902.
Zwaardemaker. Verst. k. Ak. van Wet. 13 p. 542, 1905.
Heinrich. Bull. Cracovie, 1903 p. 536.
Ostmann. Verh. d. d. phys. Ges. 5 p. 340, 1903.
Shaw. Proc. R. Soc. 76 p. 360, 1905.
H. Abraham. C. R. 144 p. 1099, 1907.
Marage. C. R. 140 p. 88, 1905.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

Тоны, употребляемые в музыке.

§ 1. Интервалы. Качественное различие тонов, определяемое их высотой, дает возможность распределить все тоны в один ряд. Лица, обладающие музыкально развитым слухом, способны не только определить, который из двух тонов выше, но и оценить насколько один из них выше другого, т. е. сравнить разность высот одной пары тонов с разностью высот другой пары, или, напр., указать ряд тонов, равноотстоящих друг от друга; ощущения, вызываемые таким рядом тонов, составляют, таким образом, как бы арифметическую прогрессию. Если при помощи одного из способов, изложенных в гл. VII (стр. 69), напр., сиреною, определить числа колебаний этих тонов, то оказывается, что эти числа составляют геометрическую прогрессию.

Так, напр., ряд тонов, равноотстоящих в отношении высоты и составляющих каждый т. наз. октаву предыдущего, имеют числа колебаний, составляющие геометрическую прогрессию 1, 2, 4, 8, 16...

Расстояние двух тонов, определяемое по слуху разностью их высот, называется их интервалом; физически он характеризуется отношением чисел колебаний двух тонов.

Интервалы, встречающиеся в музыке, следующие:

Прима	1 : 1	Кварта	4 : 3
Малый полутон	25 : 24	Квинта	3 : 2
Большой полутон	16 : 15	Малая секста	8 : 5
Малая секунда	10 : 9	Большая секста	5 : 3
Большая секунда	9 : 8	Малая септима	9 : 5
Малая терция	6 : 5	Большая септима	15 : 8
Большая терция	5 : 4	Октава	2 : 1

Большая секунда называется еще большим или мажорным целым тоном (9:8), а малая секунда — малым или минорным целым тоном (10:9).

Малый полутон (25:24) есть наименьший интервал, встречающийся в музыке. Всякий интервал, который меньше малого полутона, называется коммою; обыкновенно под этим названием подразумевают т. наз. синтоническую комму, равную интервалу 81:80.

Два тона, сливаясь, производят приятное впечатление, называемое консонансом, когда их числа колебаний находятся в простом друг к другу отношении. Это соблюдено для приведенных выше интервалов, начиная от малой терции до малой септимы. В современной музыке, как видно из этих чисел, не применяются интервалы, определяемые дробями, содержащими число 7, напр., (7:4) или (7:5).

§ 2. Мажорная и минорная гаммы. Сочетание трех или большего числа тонов называется аккордом. Наиболее совершенный аккорд состоит из основного тона его большой терции и квинты; он называется мажорным трезвучием; интервалы между первым тоном и остальными двумя суть 5:4 и 3:2. Отсюда следует, что интервал между вторым и третьим равен $\frac{3}{2} : \frac{5}{4} = \frac{6}{5}$. Последовательные интервалы мажорного трезвучия суть

$$5:4 \text{ и } 6:5 \dots\dots\dots (1)$$

Числа колебаний трех тонов относятся, как

$$4:5:6 \dots\dots\dots (2)$$

Из мажорного трезвучия получается мажорная гамма, которая, если начать от тона *ut*, состоит из тонов

$$\left. \begin{array}{cccccccc} ut & re & mi & fa & sol & la & si & ut_1 \\ 1 & \frac{9}{8} & \frac{5}{4} & \frac{4}{3} & \frac{3}{2} & \frac{5}{3} & \frac{15}{8} & 2 \end{array} \right\} \dots\dots (3)$$

Действительно, начиная от *ut* имеем мажорное трезвучие *ut — mi — sol*; начиная от *sol*, получаем трезвучие *sol — si — re*, числа колебаний которых $\frac{3}{2}$, $\frac{15}{8}$ и $2 \times \frac{9}{8}$ относятся, как 4:5:6. Трезвучие, оканчивающееся тоном *ut*, содержит тоны *fa — la — ut*, числа колебаний которых $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{3}$ и 2 также относятся, как числа 4:5:6.

Интервалы тонов мажорной гаммы суть:

$$\left. \begin{array}{cccccccc} ut & re & mi & fa & sol & la & si & ut_1 \\ \hline 9:8 & 10:9 & 16:15 & 9:8 & 10:9 & 9:8 & 16:15 & \end{array} \right\} \cdot (4)$$

т. е. это большие полутоны, малые и большие целые тоны.

Несколько менее совершенным, чем мажорное, представляется минорное трезвучие; основной тон, малая терция и квинта. Интервалы с основным тоном суть 6:5 и 3:2, а последовательные интервалы, так как $\frac{3}{2} : \frac{6}{5} = \frac{5}{4}$.

$$6:5 \text{ и } 5:4 \dots \dots \dots (5)$$

т. е. те же, что и в мажорном трезвучии, но в ином порядке, см. (4). Числа колебаний трех тонов относятся, как числа:

$$10:12:15 \dots \dots \dots (6)$$

отличающиеся от чисел (2). Из минорного трезвучия получилась бы минорная гамма

$$\left. \begin{array}{cccccccc} ut & re & mi\text{-бемоль} & fa & sol & la\text{-бемоль} & si\text{-бемоль} & ut \\ 1 & \frac{9}{8} & \frac{5}{6} & \frac{4}{3} & \frac{3}{2} & \frac{8}{5} & \frac{9}{5} & 2 \end{array} \right\} \dots (7)$$

тем же путем, которым мы получили мажорную гамму (3). Действительно, начиная от *ut*, имеем минорное трезвучие *ut — mi-бемоль — sol*; начиная от *sol*, получаем *sol — si-бемоль — re₁*, ибо $\frac{3}{2} : \frac{9}{5} : 2 \times \frac{9}{8} = 10:12:15$, а кончая тоном *ut₁*, имеем трезвучие *fa — la-бемоль — ut₁*, так как $\frac{4}{3} : \frac{8}{5} : 2 = 10:12:15$.

Интервалы такой минорной гаммы были-бы

$$\left. \begin{array}{cccccccc} ut & re & mi\text{-бемоль} & fa & sol & la\text{-бемоль} & si\text{-бемоль} & ut \\ \hline 9:8 & 16:15 & 10:9 & 9:8 & 16:15 & 9:8 & 10:9 & \end{array} \right\} \cdot (8)$$

т. е. те же, как и в мажорной гамме, но в ином порядке. Полученная таким образом минорная гамма подверглась изменениям, и в музыке ею пользуются только при нисходящей минорной гамме, называемой мелодической. Восходящая мелодическая минорная гамма отличается от мажорной только заменю отношения $\frac{5}{4}$ через $\frac{6}{5}$ (*mi-бемоль* вместо *mi*). В т. наз. гармонической минорной гамме, одинаковой как в восходящем, так и в нисходящем порядке, берется, как в мажорной, $\frac{15}{8}$ вместо $\frac{9}{5}$, так что получается ряд

$$ut \quad re \quad mi\text{-бемоль} \quad fa \quad sol \quad la\text{-бемоль} \quad si \quad ut_1,$$

§ 3. Тоника и темперационная гамма. Мы написали мажорную и минорную гаммы, начиная от тона *ut*, который играет роль как бы основы или тоники. Но мы можем начать гамму и с произвольного другого тона, который будет играть роль тоники. Чтобы построить мажорную или

минорную гамму, мы должны взять ряд тонов, которые, начиная от тоники, имели бы последовательно те же интервалы, какие были показаны в (4) и (8). Это заставит нас повышать или понижать тоны ряда (3) на малые полутоны, т. е. вставлять новые тоны между ними. Если, напр., принять *la* за тонику и считать за единицу число колебаний этого тона, то числа колебаний гаммы (3) будут

<i>la</i>	<i>si</i>	<i>do</i> ₁	<i>re</i> ₁	<i>mi</i> ₁	<i>fa</i> ₁	<i>sol</i> ₁	<i>la</i> ₁
1	$\frac{15}{8} : \frac{5}{3}$	$\frac{2}{3} : \frac{5}{3}$	$\frac{9}{4} : \frac{5}{3}$	$\frac{5}{2} : \frac{5}{3}$	$\frac{8}{3} : \frac{5}{3}$	$\frac{3}{5} : \frac{5}{3}$	2
1	9:8	6:5	27:20	3:2	8:5	9:5	2
	9:8	16:15	9:8	10:9	16:15	9:8	10:9

Сравнивая эти интервалы с (3) и (4), мы видим, что они не соответствуют интервалам мажорной гаммы. Вместо *do*₁ (6:5) мы должны иметь тон, дающий с тоникой *la* интервал 5:4; мы должны его заменить тоном, который был-бы выше на интервал $\frac{5}{4} : \frac{6}{5} = \frac{25}{24}$, т. е. на малый полутон, а это будет *do*₁-диэз; *re*₁ следует изменить в отношении $\frac{27}{20} : \frac{4}{3} = \frac{81}{80}$, т. е. на одну комму; *mi*₁ остается неизменным; *fa*₁ следует повысить в отношении $\frac{5}{3} : \frac{8}{5} = \frac{25}{24}$, т. е. до *fa*₁-диэз и точно также *sol*₁ в отношении $\frac{15}{8} : \frac{9}{5} = \frac{25}{24}$, т. е. до *sol*₁-диэз. Таким образом получается правильная *la*-мажорная гамма, если пренебречь коммой:

<i>la</i>	<i>si</i>	<i>do</i> ₁ -диэз	<i>re</i> ₁	<i>mi</i> ₁	<i>fa</i> ₁ -диэз	<i>sol</i> ₁ -диэз	<i>la</i> ₁
5:3	15:8	25:12	9:4	5:2	25:9	25:8	10:3

Мы подписали числа колебаний, положив *ut* = 1. Принимая другие тоны за основные, мы получим большое число новых тонов, которые придется вставлять в ряд необходимых для правильного построения мажорной и минорной гамм. При этом диэз одного тона не совпадает с бемолем соседнего. Так, напр., *fa*-диэз = $\frac{4}{3} \cdot \frac{25}{24} = \frac{25}{18}$, *sol*-бемоль = $\frac{3}{2} \cdot \frac{24}{25} = \frac{36}{25}$; между ними интервал $\frac{36}{25} : \frac{25}{18} = \frac{648}{625} = \frac{81}{80} \cdot \frac{128}{125}$. Оказывается, что все подобные интервалы равны $\frac{128}{125}$ или отличаются от него на одну комму.

Строя последовательно мажорные и минорные гаммы, мы получили бы 52 тона в пределах одной октавы.

Жертвуя абсолютную музыкальную чистоту, пришлось построить более простую гамму, которая называется темперационною. Она содержит в октаве 12 равных между собою интервалов, которые обозначим через *k*. Тогда числа колебаний *N*, *Nk*, *Nk*², *Nk*³ . . . , *Nk*¹². Но последнее число должно равняться 2*N*, след. *k*¹² = 2, т. е.

$$k = \sqrt[12]{2} = 1,05946 \dots \dots \dots (9)$$

Двенадцать тонов этой темперационной гаммы суть *ut*, *ut*-диэз, = *re*-бемоль, *re*, *re*-диэз = *mi*-бемоль *mi*, *fa*, *fa*-диэз = *sol*-бемоль, *sol*, *sol*-диэз = *la*-бемоль, *la*, *la*-диэз = *si*-бемоль, *si*, *ut*₁. Пропуская диэзы, получаем следующие числа колебаний для тонов темпера-

дионной гаммы

	<i>ut</i>	<i>re</i>	<i>mi</i>	<i>fa</i>	<i>sol</i>	<i>la</i>	<i>si</i>	<i>ut₁</i>
	1	1,12246	1,25992	1,33484	1,49831	1,68179	1,88775	2
вместо	1	1,125	1,25	1,3333...	1,5	1,6666...	1,875	2

§ 4. Абсолютное число колебаний. Абсолютную высоту различных тонов принято определять интервалом между ними и тоном *la₃*, для которого число колебаний должно быть определено раз навсегда. Около 1700 г. *la₃* принималось равным 403 колебаниям; затем это число постоянно возрастало. Scheibler в 1883 г. нашел для нормальных камертонов, употреблявшихся в различных оркестрах, числа, колебавшиеся между 426,7 и 444,9 колебаний; в 1857 г. Lissajous нашел даже 448 колебаний. В настоящее время принято *la₃* = 435. Это дает в натуральной гамме *ut₃* = 435: $\frac{5}{3}$ = 261 и след.:

<i>ut₂</i> = 16,3125	<i>ut₂</i> = 130,5	<i>ut₅</i> = 1044
<i>ut₁</i> = 32,625	<i>ut₃</i> = 261	<i>ut₆</i> = 2088
<i>ut₁</i> = 65,25	<i>ut₄</i> = 522	<i>ut₇</i> = 4176

В темперационной гамме имеем *ut₃* = $\frac{435}{1,68179}$ = 258,65 и соответственно меньшие числа для других *ut*; понятно, что все *la* имеют одинаковые числа колебаний в натуральной и в темперационной гаммах.

§ 5. Диссонанс и консонанс. Helmholtz дал теорию, объясняющую, почему некоторые сочетания тонов дают ощущение приятное (консонанс), другие неприятное (диссонанс). По этой теории диссонанс происходит вследствие биений (стр. 92), появляющихся при сочетании двух тонов, числа колебаний *N* и *N₁*, которых отличаются друг от друга на не очень большое число *n*, равное, как мы видели, числу биений в сек. Чем выше тоны, т. е. чем больше *N* и *N₁*, тем больше должно быть и число *n*, необходимое для того, чтобы биения не вызывали неприятного ощущения, аналогичного тому, какое мы замечаем при мерцании источников света. Биения могут происходить и между добавочными тонами; консонанс будет тем полнее, чем большее число добавочных тонов двух звуков совпадают.

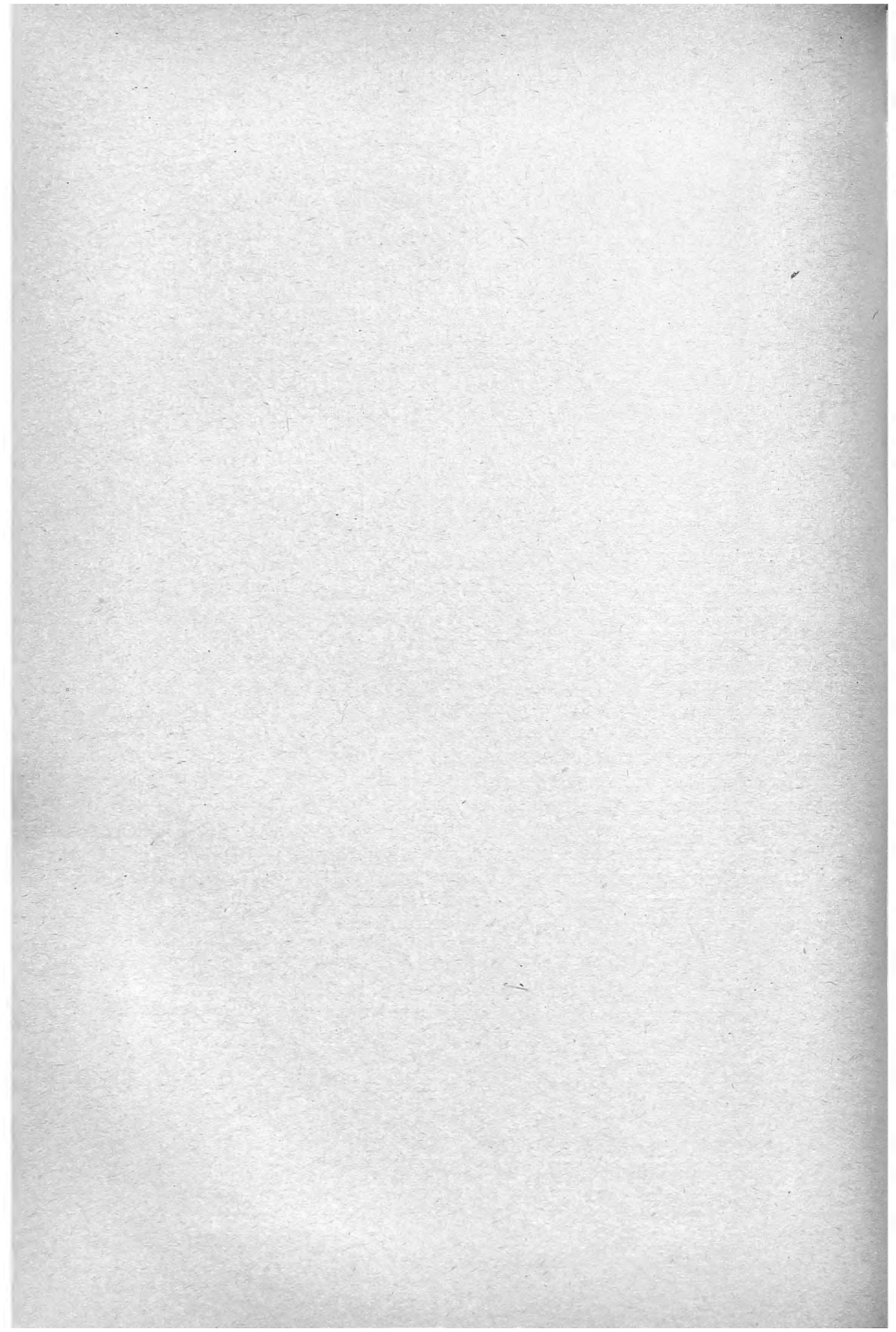
Наконец и разностные тоны (стр. 97) влияют на степень созвучия аккордов. Совершенное созвучие мажорного аккорда

<i>ut</i>	<i>mi</i>	<i>sol</i>	<i>ut₁</i>
1	$\frac{5}{4}$	$\frac{3}{2}$	2

основано отчасти и на том, что числа колебаний разностных тонов, а именно $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$, 1 находятся в простых отношениях к числам колебаний тонов самого аккорда. Для минорного аккорда

<i>ut</i>	<i>mi</i> -бемоль	<i>sol</i>	<i>ut₁</i>
1	$\frac{6}{5}$	$\frac{3}{2}$	2

эти отношения менее просты, так как относительные числа колебаний разностных тонов суть $\frac{1}{5}$, $\frac{3}{10}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{4}{5}$, 1.



ОТДЕЛ ВОСЬМОЙ.

УЧЕНИЕ О ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ.

UNIVERSITY OF TORONTO

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF TORONTO

ГЛАВА ПЕРВАЯ.

Введение.

§ 1. **Эфир.** В отделе первом (т. I) мы подробно говорили об эфире; мы видели что в физике до сравнительно недавнего времени играла большую роль гипотеза о существовании особого мирового вещества, помимо материи, если подразумевать под словом „материя“ известное нам твердое, жидкое или газообразное вещество. Свойства эфира нам никогда не были известны, несмотря на основательное наше знакомство с законами тех явлений, сущность которых, приписывалась различным изменениям, происходящим в эфире. Сюда относятся явления электрические и магнитные, которые мы рассмотрим в т. IV, и, как частные их случаи, те явления лучистой энергии (напр., световые), к изучению которых мы теперь приступаем. Становясь на старую, чисто механическую точку зрения, не соответствующую, однако, современному состоянию науки, мы должны сказать, что изменения в эфире могут быть двух родов: 1) изменения статические, заключающиеся в разного рода внутренних перемещениях вещества в деформациях, более или менее аналогичных тем упругим деформациям, с которыми мы познакомились в учении о твердых телах, каковы: натяжение, сжатие, кручение и т. д.; 2) изменения динамические, т. е. движения, происходящие в эфире; их можно обозначить общим термином возмущений или пертурбаций. Следует твердо помнить, что, говоря о деформациях и пертурбациях в эфире, наука всегда выходила за пределы того, что фактически наблюдается и что достоверно известно. Мы знаем, что в пространстве могут возникнуть электрические и магнитные силы, постоянные и переменные, причем особый интерес представляет случай сил, величина которых колеблется между двумя пределами, представляя нечто аналогичное гармоническому колебательному движению, причем эти колебания распространяются волнообразно через пространство. Наука не была в состоянии указать, какие механические изменения в эфире соответствуют наличности всех этих бесконечно разнообразных явлений, и если, напр., говорили о деформациях в эфире, когда имели дело с постоянными электрическими силами, или о пертурбациях в случае переменных электрических и магнитных сил, то этим самым вводилась гипотеза, которую в настоящее время даже нельзя считать сколько-нибудь необходимою. Разнообразные попытки, напр. Maxwell'a, Helmholtz'a, W. Thomson'a (Lord Kelvin), Bjerkness'a, Witte и др. описать свойства и строение эфира, основываясь на внешнем

облаке световых и электрических явлений, не привели к результату. Ныне мы могли бы вовсе исключить из нашего рассуждения понятие об эфире, т. к. мы фактически о нем ничего не знаем. Существование электрических и магнитных явлений и их свойства представляют единственное достоверно известное. Мы не можем себе представить возникновения упомянутых выше сил в пространстве, абсолютно ничего не содержащем; мы невольно должны допустить существование вещества, которое наполняет пространство, и благодаря свойствам которого возникают эти силы. Такое гипотетическое вещество мы продолжаем называть эфиром. Ясно, что мы могли бы обойтись и без введения в науку понятия об эфире, рав мы об его свойствах ничего сказать не можем. После этих оговорок мы можем, не опасаясь недоразумений, иногда говорить об эфире, подразумевая то неизвестное, в котором происходит возникновение постоянных или переменных электрических сил. Мы даже можем говорить о деформациях и пертурбациях в эфире, как о причинах тех или других наблюдаемых явлений, не придавая этим терминам реального значения.

Всякая пертурбация в эфире распространяется в нем, т. е. передается от одного места к другому, с весьма большою скоростью, приблизительно равной

$$v = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (1)$$

или $v = 300000$ килом. в сек.

Эфир, подвергшийся деформации, содержит запас потенциальной энергии, а эфир, находящийся в движении — запас энергии кинетической.

Периодическое изменение, которое ради более определенной картинности мы назовем колебательным, является представителем определенного запаса энергии, передаваемого эфиру в том месте где это движение вызывается. Оно распространяется лучеобразно через пространство, передаваясь от одних его частей к другим и притом со скоростью v , данною в (1). Таковую энергию мы назовем лучистой энергией, и ей посвящен этот восьмой отдел нашего курса.

Колебания мы считаем поперечными (т. I); впоследствии будет указано, почему мы отвергаем колебания продольные.

Различные виды лучистой энергии могут существенно друг от друга отличаться амплитудами поперечных движений, а также, и это самое главное, периодом движений, или числом N колебаний, совершаемых в единицу времени. Характеристикою может во втором случае служить и длина волны

$$\lambda = vT = \frac{v}{N} \dots \dots \dots (2)$$

т. е. расстояние, на которое распространяется лучистая энергия во время одного периода T . Длина волны λ меняется в тех видах лучистой энергии, которые были подвергнуты точному исследованию в широких пределах от $0,7 \cdot 10^{-8}$ мм. = $0,0007 \mu\mu$ = $0,07 \text{ \AA}$ ($\mu\mu = 10^{-6}$ мм., $\text{ \AA} = \text{ангстрем} = 10^{-7}$ мм.) до произвольно больших величин в многие километры. В этом громадном ряду существуют, однако, еще два пробела, обнимающие

те случаи лучистой энергии, которые еще не могли быть сознательно получены и подвергнуты изучению. Один из этих пробелов тянется примерно от 12 \AA до $600 \text{ \AA} = 0,06 \mu$ ($\mu = 10^{-3}$ мм.), другой — от $300 \mu = 0,3$ мм. до 3 мм. Существенным отличием между разными формами лучистой энергии является только длина волны. Однако, смотря по источнику возникновения лучистой энергии, смотря по тому, в какую другую форму энергии она чаще всего переходит, и, наконец, смотря по тому, как наши органы чувств ее воспринимают, самые явления лучистой энергии нам представляются столь разнообразными с внешней стороны, что сравнительно еще весьма недавно разные случаи лучистой энергии считались за явления различные, не только количественно, но и по самому существу.

§ 2. История учения о лучистой энергии. За основателя учения о лучистой энергии следует признать знаменитого Huyghens'a (1690), предложившего теорию колебательного движения эфира для объяснения явлений света. Согласно этой теории источники света вызывают в эфире лучеобразно распространяющиеся колебательные движения, к которым непосредственно приложимо все то, что было нами изложено и выведено в т. I относительно такого движения, как, напр., принцип Гюйгенса, законы отражения, преломления, интерференции лучей и т. д. Теория света, предложенная Huyghens'ом, восторжествовала во второй четверти XIX-го столетия над теорией истечения Ньютона (1704), предполагавшего, что светящиеся тела испускают из себя особого рода вещество, состоящее из отдельных частиц, летящих со скоростью v , см. (1), которая и есть скорость света. Опыт Foucault, сравнившего между собою скорости света в воде и в воздухе, решил спор между теориями истечения и колебания в пользу последней, которая и дает возможность объяснить самые сложные световые явления.

Из элементарного курса физики известно, что так наз. белый луч разлагается призмой из прозрачного вещества в цветную полосу, называемую спектром. В этой полосе лучи располагаются в непрерывный ряд по убывающей длине волны, или по возрастающему числу колебаний N . Каждому числу N соответствует особого рода впечатление на орган зрения, которое описанию не поддается (подобно высоте тона), и которое характеризуется субъективным ощущением определенного цвета. Наибольшему λ и наименьшему N соответствует красный конец спектра; наименьшему λ и наибольшему N — фиолетовый конец. Давно было замечено, что полоса продолжается за видимые ее концы. За красным концом тянется длинная полоса, присутствие которой не может быть замечено глазом, но обнаруживается, главным образом, тепловыми действиями: температура тела, помещенного в этой „инфракрасной“ части спектра, и поглощающего падающие на него лучи, повышается. Этот факт, в связи со многими другими явлениями дал повод к возникновению особого учения о лучистой теплоте или о тепловых лучах. Также и за фиолетовым концом видимого спектра было открыто продолжение, присутствие которого обнаруживается химическими действиями, производи-

мыми лучами „ультрафиолетовыми“, преломляющимися сильнее лучей фиолетовых и обладающими волною, более короткою, чем последние. Это дало повод предположить существование особого рода химических лучей. Таким образом возникло учение о трех родах лучей: световых, тепловых и химических, и хотя последние и принято было рассматривать вместе с лучами видимыми в особом отделе физики в „Учении о свете“ или „Оптике“, но зато учение о лучистой теплоте выделялось и рассматривалось в особой главе учения о теплоте. Это тем более странно, что еще в 1835 г. Амрèге высказал мысль, что между световыми и тепловыми лучами нет никакой разницы по существу. Такая группировка лучей и тем более рассмотрение их в разных отделах физики не могут считаться рациональными. Никакой существенной разницы между лучами трех родов нет; все они представляют частные случаи одного непрерывного ряда однородных явлений, разнящихся между собою только количественно, т. е. величинами λ или N . Мы должны представить себе спектр в виде длинной полосы, действительные концы которой еще неизвестны. Каждая поперечная линия в этой полосе является представителем лучистой энергии, характеризованной определенным λ или N . Некоторый, сравнительно весьма небольшой отрезок этой полосы содержит лучи, действующие на сетчатую оболочку нашего глаза; это лучи света видимого, физически ничем существенно не отличающиеся от лучей, соответствующих другим отрезкам полосы. Особый интерес, который они представляют, сосредоточивается скорее на почве физиологической, чем на почве физической.

Способность перехода в тепловую энергию присуща как инфракрасным, так и видимым и ультрафиолетовым лучам: вычерненная (напр., сажею) поверхность тела поглощает лучистую энергию, превращая ее в энергию тепловую. Наконец, и химическое действие не есть специфическое свойство фиолетовых и ультрафиолетовых лучей. Весь вопрос в том, какое тело подвергается химическим действиям, и в присущей этому телу способности поглощать те или другие лучи, с затратою их энергии на химическую работу. В настоящее время удалось вызвать химические реакции даже при помощи инфракрасных лучей.

Из всего сказанного следует, что предметом физики может быть только лучистая энергия сама по себе, как причина определенных, наблюдаемых физических явлений. Между прочим, физика должна рассматривать случаи перехода этой энергии в тепловую, химическую или иную форму энергии, а также разного рода действия лучей, между которыми действие на орган зрения, конечно, представляет особый интерес. Но физика не может отделять друг от друга свет и лучистую теплоту, представляющие лишь два случая проявления одного и того же, а именно — лучистой энергии. Учению о свете нет места в физике, так как неудобно расширить физическое понятие о свете сравнительно с понятием физиологическим, отождествляя свет с лучистой энергией всех видов.

Дальнейшее развитие науки привело к необходимости еще несравненно более расширить понятие о лучистой энергии. Махwell'у принадлежит теоретическая разработка мысли (впервые высказанной Faraday'ем), что электрические и магнитные явления сводятся к деформациям и пертурбациям в том же самом эфире, который является носителем света в обширном смысле слова. Если эта мысль верна, то должны быть следствия и два вытекающих из нее следствия.

Во-первых, свет, являясь частным случаем пертурбаций в эфире, не должен по существу отличаться от явлений электрических и магнитных. На этой почве Махwell создал одно из наиболее глубокомысленных творений ума человеческого — электромагнитную теорию света, рассматривающую свет, как частный случай тех самых возмущений в эфире, которые в других случаях представляются нам в форме явлений электрических или магнитных.

Во-вторых, должно оказаться возможным вызвать в эфире пертурбацию, которая представилась бы нам в виде явления чисто электрического характера, и которая распространялась бы лучеобразно со скоростью и по законам распространения света. Эту важную проблему разрешил в 1888 г. великий Н. Hertz († 1 янв. 1894 г.), показавший каким способом можно вызвать в данном месте эфирной среды периодическую пертурбацию чисто электрического характера, и тем возбудить в этой среде луч, имеющий все свойства луча светового и дающий одинаковые с ним явления отражения, преломления, интерференции и т. д. Эти электрические лучи Герца, о способе возникновения которых мы ниже скажем несколько слов, представляют такой-же частный случай лучистой энергии, как и рассматривавшиеся в былое время отдельно свет и лучистая теплота. Подробное их рассмотрение мы откладываем до т. IV.

Дальнейшее расширение понятия о лучистой энергии произошло в 1912 году, когда Laue показал, что лучи Рентгена также представляют форму лучистой энергии, но с весьма малою длиною волны, так что их спектр находится далеко за крайними известными нам ультрафиолетовыми лучами. Эти лучи рассмотрены в последней части „Курса физики“.

§ 3. Возникновение лучистой энергии. Принцип сохранения энергии учит нас, что всякая форма энергии может возникнуть только путем преобразования уже имеющегося запаса энергии какой-либо другой формы. Так и лучистая энергия должна иметь своим источником запас какого-либо вида энергии. Наиболее часто лучистая энергия возникает вследствие перехода в нее тепловой энергии тел твердых, жидких или газообразных. Такой переход мы назовем калорическим лучеиспусканием, в отличие от люминесценции, с которой мы познакомимся в следующей главе. Тепловая энергия, переданная эфиру, распространяется в нем во все стороны, и если бы она не возобновлялась свежим притоком энергии к телу, то тело вероятно в весьма малый промежуток времени потеряло бы весь запас тепловой энергии. Такого истощения энергии в природе не бывает, вследствие непрерывного ее притока в виде лучистой же энергии, исходя-

щей от других, окружающих тел и поглощаемой данным телом, т. е. переходящей в тепловую энергию.

От всякого тела при всех условиях и при всякой, даже самой низкой температуре, непрерывно исходит поток лучистой энергии; в то же время тело непрерывно поглощает потоки энергии, исходящие от других окружающих его тел. Постоянство запаса тепловой энергии, а след. и температуры тела, не соответствует состоянию статическому в смысле неизменности или неподвижности. И в случае постоянной температуры тела мы имеем непрерывный поток лучистой энергии, уходящей от тела; но эта убыль энергии как-раз пополняется прибылью от потоков лучистой энергии, падающих на тело и переходящих в тепловую энергию движения молекул. Мы имеем здесь один из случаев т. наз. динамического или подвижного равновесия, когда кажущееся статическое состояние является результатом одновременного существования двух динамических явлений, как бы друг друга компенсирующих. Когда поток лучистой энергии, испускаемый телом, больше или меньше потока поглощаемого, то запас тепловой энергии, а след. и температура тела уменьшаются или увеличиваются, и тело охлаждается или нагревается. Отсюда следует, что убыль тепловой энергии при охлаждении тела через лучеиспускание может служить мерою не всего потока лучистой энергии, исходящего от тела, но лишь равности двух потоков: испускаемого и поглощаемого.

Характер потока лучистой энергии, испускаемой телом, вероятно зависит от характера тех внутренних движений, которые в данный момент имеют место и которые характеризуют тепловое состояние тела. Когда температура тела низкая, то внутренние движения, сравнительно медленны; они вызывают и в эфире, главным образом, сравнительно медленные колебания, распространяющиеся лучами с большею длиною волны. По мере того, как температура тела повышается, увеличивается быстрота внутренних тепловых движений, и соответственно этому усиливаются потоки лучистой энергии с более короткой волной и большею преломляемостью. Когда температура тела достигает некоторого значения, то часть испускаемой лучистой энергии, обладая длиною волны $\lambda = 0,00075$ мм., начинает действовать на наш глаз, вызывая впечатление красного света; это температура темнокрасного каления. При дальнейшем повышении температуры увеличивается энергия лучей с все более и более короткой длиною волны и большею преломляемостью: делаются видимыми лучи оранжевые, желтые, зеленые, голубые, синие и, наконец, фиолетовые (температура белого каления). Далее тело начинает испускать лучистую энергию, опять не действующую на наш глаз — это лучи ультрафиолетовые, присутствие которых, вообще говоря, указывает на весьма высокую температуру источника.

Весьма важно заметить, что тела твердые и жидкие испускают непрерывный спектр, причем предел заметной энергии лучей с кратчайшей волной зависит от температуры тела. Но эти быстрейшие колебания всегда сопровождаются всевозможными более медленными колебаниями, нижний предел которых неизвестен. Указанную здесь зависимость лучистой

энергии, испускаемой данным телом, от его температуры, можно назвать нормальной. Существует, однако, целый ряд исключений, с которыми мы впоследствии познакомимся, когда тело при обыкновенной температуре испускает лучи видимые, т. е. вызывает такие весьма быстрые колебания, которые обыкновенно получаются только при сравнительно высокой температуре тела.

Возникновение электрических лучей Герца будет нами подробно рассмотрено в томе IV; ограничиваемся здесь немногими словами. Из элементарного курса физики всем известно явление электрической искры, появляющейся при т. наз. электрическом разряде между равномерно наэлектризованными проводниками. Теория показывает и опыты подтверждают, что электрический разряд имеет, при известных условиях, колебательный характер. Это означает, что весь разряд распадается на ряд разрядов, имеющих, последовательно, противоположные направления, причем тела, между которыми происходит разряд, перезаряжаются. Тело, которое сначала было заряжено положительно, оказывается наэлектризованным отрицательно после первого разряда, вновь положительно после второго и т. д. Искра, наблюдаемая нами, как единичное явление, в действительности состоит из целого ряда искр, если можно так выразиться, противоположных направлений, и составляющих то, что называется колебательным разрядом. Число последовательных разрядов, вообще говоря, не велико (напр., 10—20), ибо колебания быстро затухают, т. е. интенсивность последовательных искр быстро уменьшается. Hertz показал, что искра колебательного разряда является местом, где происходит в эфире пертурбация, волнообразно распространяющаяся по всем направлениям со скоростью v , численное значение которой дано в формуле (1) стр. 122. Длина волны лучей, соответствующих этим волнам, значительно больше приведенной выше длины волны λ лучей видимых. Положим, напр., что весь разряд продолжается 10^{-7} сек. и состоит из 20-ти отдельных разрядов переменного направления, что соответствует 10-ти полным колебаниям. В этом случае время T одного колебания равно 10^{-8} сек. Формулы (1) и (2) дают в этом случае $\lambda = 3$ метрам, между тем как для крайних красных лучей $\lambda = 0,0007$ мм. В настоящее время удалось получить электрические лучи, для которых $\lambda = 3$ мм.

§ 4. Способы выслеживания лучистой энергии при большом числе колебаний. Лучистая энергия, испускаемая светящимися телами, дает спектр, который удалось исследовать от $\lambda = 0,06 \mu = 0,00006$ мм. ($\mu = 0,001$ мм.) до $\lambda = 0,3$ мм., что соответствует числу колебаний от 1 биллиона до 5000 биллионов (биллион = 10^{12}) в сек. В этом длинном ряде лучей, обнимающем почти 11 октав, лишь небольшая часть действует на глаз, как видимый свет. Она составляет менее одной октавы и простирается примерно от $\lambda = 0,4 \mu$ до $\lambda = 0,76 \mu$.

А) Для выслеживания лучей, принадлежащих к этой узкой области видимых лучей, наш орган зрения делает вообще излишним применение какого-либо из нижеследующих способов, хотя и ими пользуются в некоторых случаях. Однако, пользуясь органом зрения, как инструмен-

том для изучения видимых лучей, мы должны предварительно тщательно изучить свойства этого инструмента, его особенности и недостатки, а также все составные части, физиологические и психологические, из которых складывается сознательное восприятие световых ощущений. В следующей главе нам придется коснуться одной стороны этого вопроса, а в главе XI мы познакомимся с некоторыми вопросами физиологической оптики. На одно весьма важное обстоятельство мы считаем нужным указать уже теперь; оно относится к вопросу о том, как наш глаз замечает присутствие внешних предметов. Всем известно, что мы „видим“ предмет, когда его изображение образуется на сетчатой оболочке нашего глаза. Известно также, что мы „простым глазом“ не можем видеть весьма малых (микроскопических) предметов; оказывается, что мы перестаем видеть предмет, если его угловая величина меньше $30''$. Приходится, однако, строго отличать между „видеть“ в смысле ясного восприятия очертаний предметов, и другого „видеть“ в смысле узнавания присутствия тела, форма которого остается неизвестной. Нередко случается, что угловая величина предмета гораздо меньше $30''$, напр., составляет лишь малую долю одной угловой секунды, и мы все-таки при помощи глаза узнаем о присутствии этого тела, его как будто видим. Это бывает в том случае, когда тело испускает поток видимых лучей весьма большой интенсивности, потому что это тело само ярко светится или весьма ярко освещено. Тело, невидимое вследствие малости его размеров, можно рассматривать как геометрическую точку. Лучи, испускаемые этой точкой, вступают в наш глаз и образуют на сетчатой оболочке весьма малый кружок (диффракция, см. гл. XIV). Если интенсивность лучей достаточно велика, то лучи производят свое действие, и наблюдатель видит светящуюся точку в том направлении, в котором находится лучеиспускающее тело. Самого тела мы в этом случае не видим, его формы определить не можем, но присутствие тела все-таки нами замечается, и мы неправильно говорим, что мы его „видим“. Прекрасный пример представляют неподвижные звезды. Слова „мы видим звезды“ неверны, ибо звезды, как тела, обладают слишком малою угловою величиною, чтобы их можно было видеть. Но мы все-таки узнаем о наличности звезды в определенном направлении, вследствие того, что ее лучи образуют на сетчатой оболочке глаза достаточно интенсивное диффракционное изображение. В гл. X мы познакомимся с методом изучения ультрамикроскопических тел, основанным на этом свойстве нашего глаза.

В) Ультрафиолетовые лучи удобнее всего изучать, применяя фотографию, т. е. заставляя эти лучи действовать на светочувствительную пластинку. С другим способом, основанным на явлениях флюоресценции, мы познакомимся впоследствии. Hagen и Rubens (1902), Pflueger (1903) и Ladenburg (1904) показали, что ультрафиолетовые лучи можно исследовать, измеряя их тепловое действие и пользуясь термоэлектрическим способом, который будет описан ниже.

С) Инфракрасные лучи можно выслеживать шестью способами, из которых некоторые заключаются в том, что лучи заставляют падать на вычерченную сажей поверхность тела, которая поглощает лучистую

энергию, превращая ее в энергию тепловую. Когда достигнуто термическое равновесие, то повышение температуры взятого тела служит указателем присутствия и, в то же время, мерою лучистой энергии. Для обнаружения и измерения этого повышения температуры существует ряд способов, на которые мы вкратце и укажем.

Обзор и сравнение различных способов дал Coblenz сперва в 1908 г., а затем в 1912 г.

I. Способ термометренный. Лучистую энергию заставляют падать на вычерненную поверхность резервуара весьма чувствительного ртутного или дифференциального термометра. Этот способ не отличается, однако, большою чувствительностью.

II. Способ термоэлектрический. Если две проволоки или два брусочка из разнородных металлов спаять одними концами, а другие концы при помощи проволок соединить с гальванометром, то последний не обнаруживает электрического тока, если все места соединения разнородных металлов находятся при одной и той же температуре. Если же

Рис. 82.



Рис. 83.

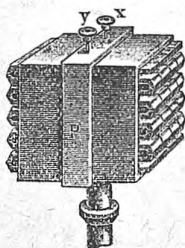
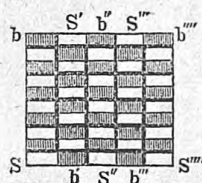


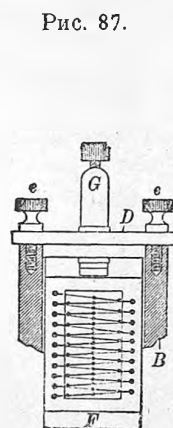
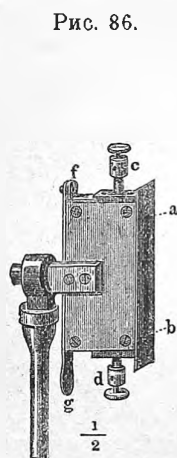
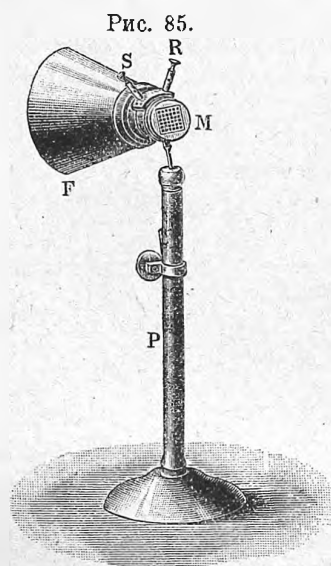
Рис. 84.



нагреть или охладить спай, то в гальванометре получается отклонение магнитной стрелки, могущее служить мерою изменения температуры спая. Совокупность двух проволочек и брусочков, спаянных, как указано выше, составляет термоэлектрическую пару. Более заметные отклонения магнитной стрелки получаются, если взять ряд брусочков и спаять их, как показано на рис. 82, где черные полосы представляют палочки одного металла, а светлые — другого. Таким образом нечетные спаи (1-ый, 3-ий и т. д.) располагаются с одной стороны, а четные с другой. Соединив несколько таких рядов вместе, получаем термоэлектрический столбик, изображенный на рис. 83. Здесь в *a* находится свободный конец одного металла первой пары, а в *b* свободный же конец другого металла последней пары. Одно из оснований столбика содержит четные, другое нечетные спаи. На рис. 84 схематически изображено одно из оснований; концы разнородных брусочков *b* и *S* расположены в шахматном порядке. Оба основания покрываются слоем сажи и весь столбик устанавливается так, чтобы испытываемые лучи падали нормально на одно из оснований. На рис. 85 показан внешний вид столбика, установленного на подставке *P*. Концы столбика (*a* и *b* на рис. 83) соединены с зажимными винтами *S* и *R*, от которых идут проволоки к чувствительному гальванометру.

Одно из оснований столбика, изображенное на рисунке открытым, покрывается крышечкой; на другое основание столбика надевают металлический конус *F*, внутренняя поверхность которого отражает часть падающих на нее лучей к основанию столбика. Количество лучей, отраженных от конуса, может зависеть от рода лучей; это обстоятельство не следует упускать из виду при сравнении лучистой энергии, испускаемой различными источниками.

Отверстие конуса *F* обращают в ту сторону, откуда идет поток лучистой энергии, который и поглощается вычерненной поверхностью спаев. Происходящее при этом нагревание спаев вызывает электрический ток, сила которого, измеренная гальванометром, и служит мерою лучистой энергии. Для исследования распределения лучистой энергии в спектре употребляется продолговатый термоэлектрический столбик, спаи которого



расположены по поверхности узкой полосы, составляющей его основание. На рис. 86 изображен такой столбик старой конструкции. Весьма чувствительный столбик построил Rubens (1898) из 20 пар проволок железа и константана (сплав). Часть прибора изображена на рис. 87, в котором железные проволочки представлены в виде тонких, константановые — в виде более толстых черточек. Система проволочек составляет зигзаг, прикрепленный при помощи двух рядов латунных штифтиков к рамке *F*, сделанной из слоновой кости. Все нечетные спаи распределены посреди рамки вдоль одной вертикальной прямой, длина которой 18 мм.; четные же спаи расположены справа и слева, на расстоянии 5 мм. от этой прямой. Плоский конус, не показанный на рисунке, дает лучам доступ только к среднему ряду спаев.

Лебедев показал (1902), что чувствительность вычерненного термоэлемента (*Pt* — константан) увеличивается в 7 раз, а невычерненного в

25 раз, если его поместить в стеклянный сосуд, из которого воздух выкачен до давления в 0,01 мм.

Чрезвычайно чувствительный радио-микрометр был построен Boys'ом. Этот прибор представляет гальванометр д'Арсонваля (т. IV), нижнюю часть подвижной рамки которого составляет термоэлемент (Bi—Sb), на который и падают лучи. Рамка соединена с зеркальцем, вращение которого измеряется по методу трубы и шкалы (т. I). Такой прибор впервые построил d'Arsonval. Boys нашел, что его прибор указывает на присутствие лучистой энергии, которая в 150000 раз слабее потока, доходящего от луны до поверхности земли во время полнолуния, если самый прибор поместить в фокусе рефлектора (см. ниже, глава X) с отверстием зеркала в 40 см. Лучи звезд при этом не давали заметного действия на радиомикрометр. Затем Paschen (1906), H.Schmidt (1909), Rubens и Hollnagel (1910), Johanssen (1910), Pfund (1912), Лебедев (1911) и Яковлев усовершенствовали этот прибор. Лебедев поместил его в пустоте (вакуумрадиомикрометр). Наиболее широкое исследование произвел в последнее время Soblentz (1906 до 1915) и притом не только радиомикрометра, но и вообще различных термоэлектрических элементов; между прочим он построил (1914, 1915) термоэлемент Bi—Ag, могущий служить для абсолютных измерений. Пользуясь термоэлементами Bi—Pt и Bi — сплав Bi с Sn он произвел измерение радиации звезд. Ему удалось сравнить радиации светлых и темных пятен на поверхности Юпитера,

Рис. 88.

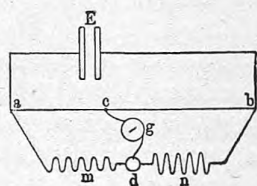


Рис. 89.

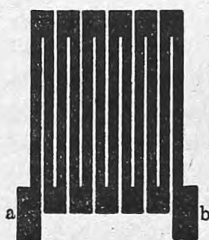
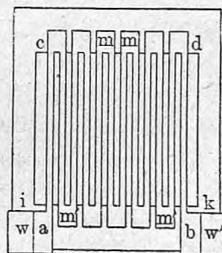


Рис. 90.



двух спутников Юпитера, колец Сатурна и одной из планетарных туманностей. Он нашел, что красные звезды обладают при одинаковой величине, в 2—3 раза более интенсивным полным лучеиспусканием, чем звезды голубые. Пропуская лучи звезд через воду, т. е. поглощая невидимые лучи, он нашел, что голубые звезды содержат в два раза большее относительное количество видимых лучей, чем звезды желтые и в три раза большее, чем звезды красные. Количественные измерения показали, напр., что лучистая энергия полярной звезды, достигающая 1 кв. см. земной поверхности в течение одного миллиона лет, равняется одной малой калории. Радиация всех звезд, вместе взятых, могла бы дать тот же эффект в течение времени от 100 до 200 лет.

III. Болومتر. Этот важный прибор основан на том, что электрическое сопротивление металлических проволок или полосок увеличивается

с повышением температуры. Чтобы понять устройство этого прибора, усовершенствованием которого в особенности занимался S. Langley, необходимо сперва познакомиться с так наз. мостом Витстона (Wheatstone). Укажем на важную теорему, относящуюся к одному частному случаю разветвления электрического тока, известному под названием моста Витстона.

Этот случай изображен схематически на рис. 88. E представляет элемент или батарею, от которой идут проволоки, разветвляющиеся в точках a и b , так что эти точки оказываются соединенными двумя проволоками acb и adb . Две точки c и d этих двух проволок соединены проволокою cd , в которую включен чувствительный гальванометр g ; она то и называется мостом. Обозначим символами (ac) , (cb) , (ad) , (db) сопротивления четырех так наз. „ветвей“ ac , cb , ad и db . Теория показывает, что сила тока в мосте равна нулю, когда четыре сопротивления ветвей удовлетворяют условию:

$$(ac) : (cb) = (ad) : (db) \dots \dots \dots (3)$$

Болометр представляет весьма тонкую вычерненную металлическую проволоку или полоску, введенную в одну из ветвей моста Витстона и помещаемую на пути потока лучистой энергии. Положим, что сначала лучи не падают на болометр, и что сопротивления ветвей выбраны так, чтобы пропорция (3) была удовлетворена; тогда гальванометр g указывает на отсутствие тока в мосте. Если теперь дать лучам доступ к болометру, то его вычерненная поверхность поглотит падающую на нее лучистую энергию, вследствие чего тонкая проволока или полоска нагреется. При нагревании увеличивается сопротивление болометра, т. е. один из четырех членов пропорции (3) возрастает; сопротивления четырех ветвей перестают, след., удовлетворять этой пропорции, а потому сила тока в мосте уже не будет равна нулю, и в гальванометре g обнаружится отклонение магнитной стрелки, величина которого, определенная при помощи зеркала и шкалы (т. I), послужит мерою изменения сопротивления болометра, т. е. мерою его нагревания, а след. и той лучистой энергии, поток которой падал на болометр.

Первое применение болометра принадлежит Svanberg'у. Болометр усовершенствовали Langley, Baur, R. v. Helmholtz, Schneebeli, Angstroem, Leimbach и в особенности Lummer и Kurlbaum, подробно исследовавшие, теоретически и практически, условия наилучшего действия прибора. На рис. 89 изображен плоский болометр, приготовленный по способу Lummer'a и Kurlbaum'a. Тонкая платиновая пластинка кладется на серебряную, в 10 раз более толстую. Они накаляются и затем вальцовкою расплющиваются, причем толщина платинового слоя может быть доведена до $0,3 \mu = 0,0003$ мм. Затем делительною машиною вырезается фигура, показанная на рис. 89, т. е. зигзаговидная полоска (около 30 мм. длины и 1 мм. ширины). Ее накладывают на шиферную рамку $cdki$ (рис. 90); концы a и b припаивают к медным полоскам w и w' ; затем только растворяют Ag в азотной кислоте и покрывают поверхность

платины сажею или платиновую чернью. Из четырех таких полосок составляют ветви моста Витстона.

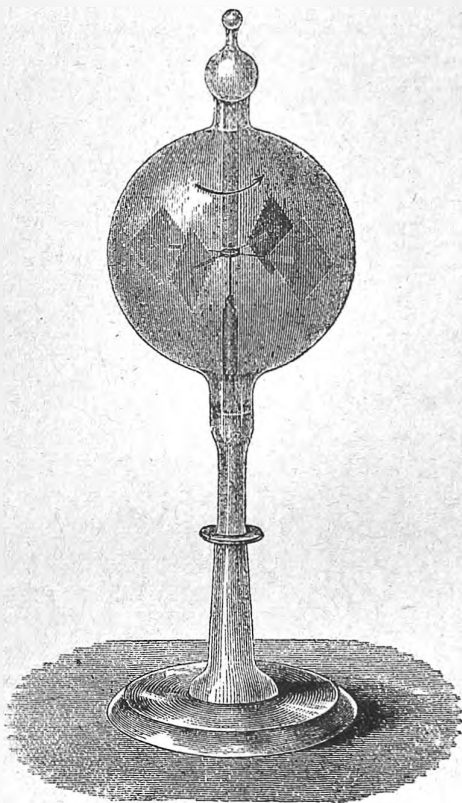
IV. Радиометр может служить для выслеживания и измерения потока инфракрасных лучей. Радиометром называется прибор, построенный Стоокес'ом (1873); простейшая его форма изображена на рис. 91. Это стеклянный сосуд, из которого по возможности выкачен воздух; внутри сосуда на вертикальное острие насажен маленький стеклянный колпачок, к которому при помощи проволочек прикреплены четыре

вертикальные, весьма легкие пластиночки из слюды или алюминия. Эти пластиночки или крылья вычернены с одной стороны. Под влиянием потока лучистой энергии крылья начинают вращаться, причем вычерненные стороны отступают назад, как будто лучи производят на черные поверхности особое давление, или большее давление, чем на поверхности не вычерненные. Стоокес нашел, что вращение наиболее быстрое при некоторой определенной степени разрежения (около 0,00004 атмосферы). Открытие Стоокес'а вызвало обширный ряд исследований и целый ряд разнообразных попыток объяснить движение крыльев радиометра. Не останавливаемся на этих попытках. В настоящее время можно считать установленным, что вращение крыльев радиометра происходит вследствие давления газа, оставшегося внутри прибора и нагревающегося около вычерненных поверхностей крыльев, поглощающих лучистую энергию. Donle измерил величину давления, действующего на крылья радиометра, когда на них падает поток лучистой энергии.

Давление оставшегося в радиометре воздуха равнялось приблизительно 0,003 мм. ртутного столба. Источники помещались на расстоянии 50 см. от подвижного крыла, подвешенного бифилярно. Величина давления на 1 кв. см. оказалась равною $k \cdot 10^{-5}$ динам, где для горелки Нелнер'а $k = 7$ до 8, для стеариновой свечи $k = 10$ до 14, для горелки Ауер'а $k = 40$ до 50 и т. д. Риеске подтвердил эти результаты.

Pringsheim (1883) первый воспользовался радиометром для изучения инфракрасных лучей, подвесив подвижное крыло к нижнему концу нити

Рис. 91.



и измеряя кручение нити, т. е. угол поворота крыла, вызванного лучами, падающими на вычерненную поверхность крыла. Nichols и Rubens (1897) усовершенствовали прибор Pringsheim'a, придав ему форму, изображенную на рис. 92. Внутри металлического сосуда AA , из которого воздух выкачивается до давления 0,05 мм., на кварцевой нити висят две вычерненные слюдяные пластинки aa ; под ними, над e , находится зеркальце s , обращенное отражающей поверхностью к окошечку C , закрытому пластинкою зеркального стекла. На рис. 93 показан разрез боковой части прибора, перпендикулярный к пластинкам aa . В стенку прибора вставлена трубка $г$, закрытая с одной стороны пластинкою P из плавикового шпата и в k пластинкою из $AgCl$ (толщина 2,5 мм.). Обе пластинки в высокой степени прозрачны для инфракрасных лучей. Присутствие второй пластинки k необходимо, так как Stoney и Moss показали, что чувствительность

Рис. 92.

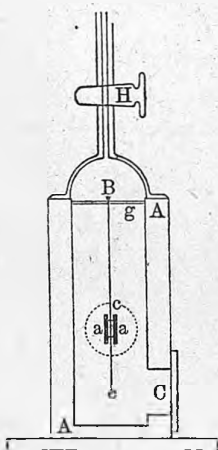
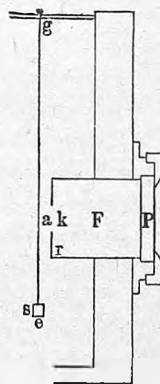


Рис. 93.



радиометра увеличивается, когда на небольшом расстоянии от поверхности крыла находится неподвижная стенка сосуда. Лучи падают через P и k на одно из крыльев; поворот зеркальца s наблюдается через окошечко C по способу трубы и шкалы.

V. Компенсационный способ Angstroem'a и Kurlbaum'a. Две совершенно одинаковые металлические полоски, вычерненные с одной стороны, расположены рядом. На одну падает поток лучистой энергии, другая нагревается электрическим током, сила которого регулируется так, чтобы при достижении теплового равновесия обе пластинки имели одинаковую температуру. Ясно, что при этом обе пластинки отдают и получают одинаковые количества энергии q . Но количество энергии, полученное в единицу времени второй пластинкой, легко вычисляется, если известны силы тока i в амперах и сопротивление w пластинки в омах; тогда

$$q = 0,24ri^2 \text{ мал. кал.}$$

(см. т. I и IV). В статье об измерении лучистой энергии мы возвратимся к этому методу.

VI. Существует еще один способ выслеживания инфракрасных лучей, основанный на их способности тушить фосфоресценцию, но этот способ мы рассмотрим впоследствии.

VII. В настоящее время удалось фотографированием проникнуть довольно далеко в инфракрасную часть спектра. Milloschau (1906) сенсибилизировал светочувствительный слой малахитовой зеленью и дошел до $\lambda = 0,95 \mu$. Еще раньше Abney дошел до $1,4 \mu$, а впоследствии Ritz и Zenneck (1906). Ritz пользовался эмульсией, содержащей $AgNO_3$, $ZnBr_2$ и NH_4Br .

§ 5. **Некоторые основные свойства лучистой энергии.** В последующих главах мы подробно рассмотрим различные свойства лучистой энергии, обнаруживающиеся при ее возникновении, распространении и превращении в другие формы энергии. Здесь мы вкратце укажем на некоторые основные свойства лучистой энергии, на которые нам придется ссылаться уже в следующей главе.

„Лучеиспускающей точкой“ мы называем элемент (весьма малая доля) лучеиспускающего физического тела, от которого во все стороны распространяется лучистая энергия. Она содержит весьма большое число первоначальных источников лучеиспускания. Пользуясь принципом Гюйгенса, мы объясняем кажущееся прямолинейное распространение лучей в неограниченной среде и явления диффракции, обнаруживающиеся, когда часть волновой поверхности как бы отсекается преградой.

Лучистая энергия может распространяться не только в т. наз. пустоте, т. е. в пространстве, не содержащем материи, но и в телах твердых, жидких и газообразных, т. е. в эфире, наполняющем промежутки между их молекулами. Такие тела называются прозрачными для данного рода лучистой энергии, определяемого длиной волны λ или временем колебания T . Что лучистая энергия может проходить через тела без, или почти без поглощения, т. е. без превращения в другую форму энергии, обыкновенно тепловую, подтверждается для световых лучей всем известными свойствами тел прозрачных в обыкновенном смысле слова (стекло, вода, каменная соль, горный хрусталь и т. д.). Prevost поместил с одной стороны от непрерывной струи воды горячее тело, а с другой чувствительный термометр, нагревание которого доказало, что инфракрасные лучи по крайней мере отчасти проходят через слой воды не передавая ей своей энергии.

Количество энергии, проходящей в единицу времени через единицу поверхности, нормальной к лучам, мы назовем напряженностью потока в том месте, где находится эта единица поверхности. Обозначим напряженность потока через J , и пусть J_1 и J_2 частные значения в двух местах, находящихся на расстояниях R_1 и R_2 от источника, размеры которого малы сравнительно с величинами R_1 и R_2 . Построим около источника, как центра, две шаровые поверхности с радиусами R_1 и R_2 . Полагая, что между этими поверхностями не происходит поглощения лучистой

энергии, т. е. перехода ее в другие формы энергии, мы должны, очевидно, иметь $4\pi R_1^2 J_1 = 4\pi R_2^2 J_2$, откуда

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2} \dots \dots \dots (4)$$

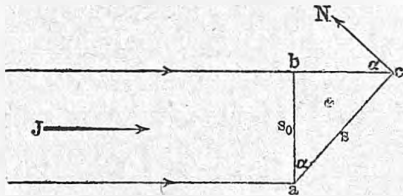
или вообще

$$J = \frac{J_0}{R^2} \dots \dots \dots (5)$$

где J_0 напряженность при $R = 1$.

Напряженность потока лучистой энергии обратно пропорциональна квадрату расстояния от малого, сравнительно с этим расстоянием, источника. Для видимых лучей напряженность есть то, что называется силой света в данном месте.

Рис. 94.



Если поток, напряженность которого J , встречает поверхность s (рис. 94) под углом падения a (угол между лучами и нормалью cN к поверхности), то количество энергии i , падающей в единицу времени на

единицу поверхности s , пропорционально $\cos a$.

Действительно, пусть i_0 соответствует $a = 0$, т. е. поверхности $s_0 = ab$. Тогда, очевидно, $i_0 = J$; с другой стороны $i = Js_0 : s = J \cos a$, т. е.

$$i = i_0 \cos a \dots \dots \dots (6)$$

Отражение лучистой энергии объясняется простым построением, которое мы рассмотрели раньше (т. I). Элементарное учение об отражении от плоских и сферических зеркал мы считаем известным. Подробности рассмотрим в гл. III.

Преломление лучистой энергии происходит по закону, который мы вывели теоретически, пользуясь построением, основанным на принципе Гюйгенса. Если v есть скорость в первой, v_1 скорость во второй среде, φ угол падения, ψ угол преломления, и наконец n относительный показатель преломления, то мы имеем

$$n = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{v_1} = \text{Const.} \dots \dots \dots (7)$$

см. т. I. Здесь будет уместно сказать несколько слов о теории истечения Ньютона, хотя и приложенной им непосредственно только к видимой лучистой энергии. Отражение объяснялось этой теорией допущением, что частицы светового вещества, приближаясь к поверхности тела (зеркала), подвергаются отталкиванию, вследствие чего нормальная к поверхности слагаемая скорости меняет знак, между тем как слагаемая, параллельная этой поверхности, остается без изменения. На рис. 95 AB отражающая поверхность; PQ поверхность ей параллельная и к ней весьма близкая; до PQ распространяется отталкивание, которому под-

вергается частица светового вещества. Вследствие этого прямолинейный путь CD частицы переходит в криволинейный DGE . В G нормальная слагаемая скорости сделалась равною нулю; в E она приобрела прежнюю величину, но перевернула знак.

Преломление лучей объяснялось по теории истечения допущением, что вещество второй среды, ограниченной поверхностью AB (рис. 96), может производить на световую частицу и притягательное действие, которое заметно в пространстве между поверхностями PQ и P_1Q_1 , весьма близкими к AB . В этом пространстве нормальная слагаемая скорости частицы увеличивается, вследствие чего направление CD переходит в другое, обозначенное стрелкою. Слагаемая скорости, параллельная

Рис. 95.

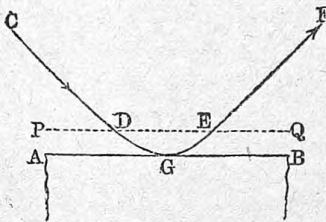
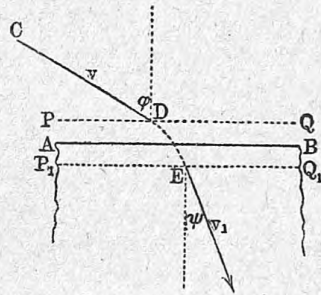


Рис. 96.



поверхности AB не меняется, а это дает нам равенство $v \sin \varphi = v_1 \sin \psi$, откуда показатель преломления

$$n = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v} \dots \dots \dots (8)$$

Если $\psi < \varphi$, то мы называем вторую среду оптически более плотную, чем первая. Сравнение формул (7) и (8) приводит нас к весьма важному результату:

По теории истечения скорость распространения лучей в среде оптически более плотной больше, а по теории колебания она меньше, чем в среде оптически менее плотной.

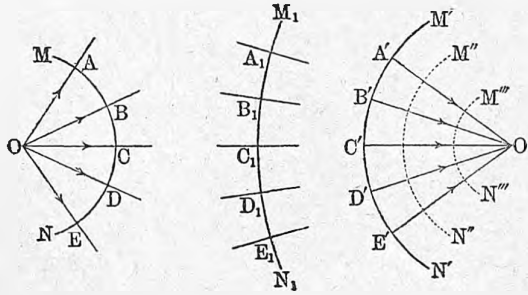
Основные свойства сферических стекол мы считаем известными из элементарного курса; впрочем они будут вновь выведены в гл. IV.

В заключение этого параграфа мы докажем одну весьма важную теорему, одинаково приложимую, как к случаю отражения от сферических зеркал, так и к преломлению в сферических стеклах. Известно, что те и другие могут „расходящийся пучек“ лучей преобразовать в пучек „сходящийся“; точка пересечения сходящегося пучка называется действительным фокусом.

Пусть O (рис. 97) лучеиспускающая точка; около нее к данному времени t образуется волновая поверхность MN , геометрическое место точек, одновременно начинающих свои движения. Когда волновая поверхность встречает на своем пути сферическое зеркало или стекло, то

после отражения или преломления ее кривизна вообще меняется, но волна остается при этом приблизительно сферической (по крайней мере в пределах, в которых можно пренебречь т. наз. сферической аберрацией и астигматизмом, см. гл. IV). Если волновая поверхность делается вогнутой с той стороны, куда распространяется колебательное движение, то соответствующий пучок лучей будет сходящийся. Пусть M_1N_1 волновая поверхность, соответствующая моменту времени t_1 , и образовавшаяся из MN после произвольного числа отражений и преломлений, и пусть $A_1, B_1, C_1 \dots$ точки, через которые проходят лучи $OA, OB, OC \dots$. Из самого определения понятия о волновой поверхности следует, что колебательное движение в одинаковое время $t_1 - t$ распространилось вдоль

Рис. 97.



лучей $AA_1, BB_1, CC_1 \dots$, представляющих различные по виду ломанные линии. В каких бы различных средах ни распространялись эти лучи, в течение каждого промежутка времени T (время одного колебания) каждый луч удлинится на одну волну, длина которой, в данное время, может быть неодинакова для различных лучей, если они в это время распространяются в различных средах. Однако, полное число волн, предполагающихся на лучах $AA_1, BB_1 \dots$ одинаковое для всех этих лучей: оно равно $\frac{t_1 - t}{T}$. Отсюда следует, что точки A и A_1, B и B_1 и т. д. обладают одинаковою разностью фаз (т. I).

В виду произвольности волновых поверхностей MN и M_1N_1 , мы можем во-первых поверхность MN принять бесконечно близкой к лучеиспускающей точке O , и во-вторых вместо M_1N_1 принять, напр., вогнутую поверхность $M'N'$, соответствующую сходящемуся пучку лучей с фокусом O' . Далее мы можем $M'N'$ заменить поверхностями $M''N'', M'''N'''$, и т. д., и наконец поверхностью, бесконечно близкою к O' . Равенство времени распространения лучей и постоянство разности фаз соответствующих точек должно иметь место и здесь.

Все лучи распространяются в одинаковое время от лучеиспускающей точки до фокуса, или от одной волновой поверхности до другой, или, наконец, от произвольной волновой поверхности до фокуса. Изменение фазы, соответствующее такому переходу, также одинаково для всех лучей, а

потому эти переходы не могут вызвать разности фаз между лучами.

В учении о распространении колебательных движений мы видели (т. I), что понятие о луче как бы утрачивается, если в основание всех рассуждений положить принцип Гюйгенса, раз'ясняющий, каким образом происходит распространение волновой поверхности. Это в особенности относится к случаям несвободного распространения колебательных движений, когда происходят явления диффракции (т. I), где даже геометрическое представление о луче перестает иметь определенный смысл. Но когда явления диффракции не происходит или им можно пренебречь, то введение понятия о луче, как о геометрической линии, представляется весьма целесообразным и дает возможность сравнительно легко разобраться в сложных случаях распространения лучистой энергии.

Отдел учения о лучистой энергии, в котором пользуются таким геометрическим способом разбора вопросов и решения задач, можно вообще назвать геометрическим учением о лучистой энергии, а в частности, если речь идет о лучах видимых — геометрическую оптикою.

§ 6. Терминология. Желая строго провести в этом отделе нашего курса правильные взгляды на лучистую энергию, мы не считаем возможным пользоваться старою терминологией, всецело основанной с одной стороны на допущении какого-то различия по существу между светом и т. наз. лучистой теплотой, и с другой стороны на представлении о тождественности между теплотою в обыкновенном смысле слова и тою формою энергии, которая лучеобразно распространяется через эфир; в представлении об этой внутренней тождественности и заключается объяснение терминов „лучистая теплота“, „тепловые лучи“ и т. д. Этими терминами мы пользоваться не можем, ибо они основаны на неверных представлениях и ведут к недоразумениям.

Становясь на единственную правильную точку зрения, мы рассуждаем так; кинетическая энергия встречается в природе в разных формах, каковы, напр., энергия поступательного или вращательного движения тел, энергия движения частиц, которая еще называется теплотою, и наконец лучистая энергия — периодическое движение, характеризующееся различными свойствами, подробно рассмотренными в т. I. Существует бесконечное число различных видов лучистой энергии, отличающихся друг от друга периодом T или длиною волны λ , и составляющих непрерывный ряд, три отрезка которого в настоящее время изучены. Их пределы уже были указаны на стр. 123. Все эти случаи лучистой энергии представляют, однако, именно только случаи лучистой энергии, но ни один из них не есть теплота. Они могут возникать из тепловой или из другой формы энергии и точно также переходить обратно в тепловую или в другую форму энергии — но это еще не причина считать определенные случаи лучистой энергии за теплоту, хотя, бы и „лучистую“. Конечно, мы можем измерять лучистую энергию калориями — но только потому, что все формы энергии друг другу эквива-

лентны и потому могут быть измеряемы эквивалентными единицами имеющими для удобства одинаковые названия. Энергию вращающегося тела мы, если пожелаем, также можем измерять калориями, подобно тому, как за единицу количества теплоты можно принять эрг или мегаэрг или десять мегаэргов т. е. джюль (т. I). Энергия вращающегося тела может возникнуть из энергии тепловой (маховое колесо парового двигателя), и обратно перейти в теплоту (напр., при трении): однако, энергию движения вращающегося тела мы не называем теплотою, и точно так же не имеем права лучистую энергию, как энергию *sui generis*, считать за теплоту.

Выражения „тело испускает теплоту“ мы не допускаем, ибо тело, теряя теплоту, испускает уже не теплоту, но лучистую энергию. Аналогично и пар в цилиндре паровой машины, теряя теплоту, передает поршню, маховику и т. д. не теплоту, но энергию движения, которая, как и лучистая энергия, может отчасти перейти в теплоту.

С нашей точки зрения никакого смысла не имеет тот вопрос, который еще не так давно подробно и серьезно разбирался в учебниках: возможно ли отделить в видимой части спектра лучи световые от лучей тепловых, или они всегда вместе, нераздельно проходят через середины, поглощаются, отражаются, преломляются и т. д.? История этого вопроса, конечно, поучительна, но теперь он, как сказано, и смысла не имеет, ибо впечатление на глаз и переход в теплоту суть лишь различные проявления одного и того же реально существующего, а именно — лучистой энергии.

Читатель спросит — не есть ли все вышеизложенное отчасти игра слов и нельзя ли сохранить прежние термины, хотя бы условно и с необходимыми оговорками? Мы должны ответить, что это невозможно и вот почему. Мы знаем лучи: электрические (Герца), темные инфракрасные, видимые световые, темные ультрафиолетовые и лучи Рентгена. Которые же из них теперь назвать тепловыми? Все темные? Невозможно, ибо, во-первых границы видимых и невидимых лучей весьма неопределенны, так что одни и те же лучи при одних условиях или для одного глаза были бы тепловыми, а при других условиях или для другого глаза оказались бы уже не тепловыми, во-вторых трудно было бы привыкнуть ультрафиолетовые лучи называть тепловыми. Точно также невозможно сохранить название тепловых лучей для одних инфракрасных, во-первых, опять-таки вследствие неопределенности границ этих лучей, во-вторых, так как это название не имело бы смысла в виду того, что и видимые и ультрафиолетовые лучи могут иметь своим источником тепловую энергию и в нее способны переходить, как и лучи инфракрасные. Итак, в современном учении о лучистой энергии нет места для терминов „лучистая теплота“, „тепловые лучи“, „тепловое лучеиспускание“ и т. д.

Мы будем строго держаться терминологии, указанной в нижеследующем обзоре, в котором различные группы лучей характеризованы предельными значениями длины волны λ и числом N колебаний в секунду. Величины λ и N связаны уравнением (3) $v = N\lambda$, где v дано в (1) стр. 122. Лучистая энергия разделяется на:

1. Электрические лучи Герца: в настоящее время (1918) от произвольно больших λ до $\lambda = 3$ мм.; число колебаний N от произвольно малых значений до $N = 10^{11}$.

2. Неисследованный промежуток: от $\lambda = 3$ мм. до (приблиз.), $\lambda = 0,3$ мм. $= 300 \mu$, всего $3\frac{1}{2}$ октавы; от $N = 10^{11}$ до 10^{12} .

3. Темные (невидимые) инфракрасные лучи: от $\lambda = 300 \mu$ до $\lambda = 0,76 \mu$, всего около $8\frac{1}{2}$ октавы; от $N = 10^{12}$ до $N = 4 \cdot 10^{14}$.

4. Видимые или световые лучи: от $\lambda = 0,76 \mu$ до $\lambda = 0,4 \mu$; почти одна октава; от $N = 4 \cdot 10^{14}$ до $N = 7,5 \cdot 10^{14}$.

5. Темные (невидимые) ультрафиолетовые лучи: от $\lambda = 0,4 \mu$ до $\lambda = 0,05 \mu$; 3 октавы; от $N = 7,5 \cdot 10^{14}$ до $N = 6 \cdot 10^{15}$.

6. Неисследованная область: от $\lambda = 0,05 \mu = 500 \text{ \AA}$ до 12 \AA ; около 5 октав; от $N = 6 \cdot 10^{15}$ до $N = 2,5 \cdot 10^{17}$.

7. Лучи Рентгена: от $\lambda = 12 \text{ \AA}$ до $0,07 \text{ \AA}$, более 7 октав; от $N = 2,5 \cdot 10^{17}$ до $N = 4 \cdot 10^{19}$.

§ 7. Получение однородных лучей. Существуют три метода получения более или менее однородных (монокроматических) лучей, для которых длина волны λ заключается в четырех тесных пределах. Эти три метода следующие.

1. Метод спектральный; лучи какого-либо источника разлагают одним из существующих способов (призма, решетка) в спектр, из которого, напр., при помощи щели в непрозрачном экране, служащем для получения объективного спектра, выделяют ту часть, которую желают иметь. Задача в некоторых случаях может быть упрощена, если источником служат светящиеся пары и газы. Так, напр., пламя спиртовой или газовой горелки, само по себе весьма мало светящееся, дает почти однородные светлые, а именно желтые лучи, если в него ввести пары натрия. Пары других металлов дают при высокой температуре спектры, состоящие из отдельных светлых линий. Если из такого спектра выделить одну из линий, то получается свет в высокой степени однородный. Fabry и Perot показали (1900), каким образом следует поступать, чтобы добиться возможно высокой степени однородности лучей.

2. Метод поглощения; некоторые вещества пропускают из видимых лучей лишь одну определенную группу почти однородных лучей, так что спектр лучей, прошедших через пластинку из такого вещества, представляется в виде узенькой полоски. Так, напр., рубиновое стекло пропускает только узкую красную часть спектра.

Ныне играют большую роль так называемые светофильтры, разного рода комбинации твердых и жидких веществ, пропускающих только определенную, не широкую часть спектра. Так Wood поместил слой нитрозодиметиланилина между синими стеклами, причем пропускались только лучи ультрафиолетовые. Песков (1915) также построил фильтр для этих лучей.

3. Метод многократных отражений (остаточных лучей); лучи какого-либо источника заставляют последовательно отражаться от поверхностей ряда тел, приготовленных из одного и того же вещества.

При этом в некоторых случаях получаются неширокие пучки из данной области спектра. Так, напр., Rubens и Nichols сперва (1897) нашли, что инфракрасные лучи, после четырех отражений от плавленого шпата, содержат уже только пучек лучей, длина волны которых близка к $\lambda = 23,7 \mu$. Позднейшие исследования Rubens'a (1899) показали, однако, что интенсивность отраженных лучей имеет два максимума: при $\lambda = 24,0 \mu$ и $\lambda = 31,6 \mu$, причем и промежуточные лучи в значительной мере отражаются, так что степень однородности пучка невелика. Далее Rubens и Aschkinass нашли, что после пяти отражений от каменной соли получаются остаточные лучи (Reststrahlen) $\lambda = 51,2 \mu$, а от сильвина $\lambda = 61,1 \mu$. Другие примеры таких лучей будут указаны ниже.

4. Метод аномальной дисперсии. Мы увидим, что для большинства веществ можно найти такие лучи, которые при переходе в эти вещества претерпевают необычайно сильное преломление. Этим воспользовались Lenard (1900), Rubens и Wood (1910) и др., чтобы изолировать такие лучи. Rubens и Wood пользовались кварцем и этим путем выделили лучи $\lambda = 108 \mu$; позже Rubens (1911) выделил лучи $\lambda = 313 \mu$.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2, 3.

- Huyghens.* Traité de la lumière. Leyden 1670. Ostwald's Klassiker N° 20.
Newton. Optics. London 1704.
Foucault. C. R. 30 p. 551, 1850; 55 p. 501, 792, 1862; Ann. chim. et phys. (3) 41 p. 129, 1854; Pogg. Ann. 81 p. 434, 1850; 118 p. 485, 580, 1863.
Ampère. Ann. d. chim. et phys. 58 p. 432, 1835.
Maxwell. Treatise on Electricity and Magnetism, Oxford 1881, II p. 220, Phil. Trans. 155, 1864; Scientific Papers I p. 526, 1890.
H. Hertz. W. A. 34 p. 551; 34 p. 610, 1888; 36 p. 1,769, 1889; Gesammelte Werke, Band II p. 115—198, Leipzig 1894.
Laue. Sitzber. d. Bayer. Akad. 1912 p. 303,363; Ann. d. Phys. (4) 41 p. 971, 980, 1913; 42 p. 397, 1913.
Witte. Annal. d. Phys. (4) 26 p. 235, 1908; Verh. d. d. phys. Ges. 1906 p. 497, Phys. Ztschr. 1906 p. 779.
C. A. Bjerkness, см. V. Bjerkness. „Vorles. üb. hydrodyn. Fernkräfte“ т. II, 1902.

К § 4.

- Hagen и Rubens.* Annal. d. Phys. (4) 8 p. 890, 1904.
Pflueger. Annal. d. Phys. 13 p. 890, 1904; Phys. Zeitschr. 4 p. 614, 861, 1903; 5 p. 71, 1904.
Ladenburg. Phys. Zeitschr. 5 p. 525, 1904.

Общая литература по термоэлектричеству будет указана в т. IV.

- Rubens.* Instr. 18 p. 67, Fig. 2, 1898.
Boys. Phil. Trans. 180 (A) p. 159, 1888; Proc. R. Soc. 42 p. 189, 1887; 44 p. 96, 1888, 47 p. 480, 1890.
Paschen. W. A. 48 p. 277, 1893.
Лебедев. Ann. d. Phys. (4) 9 p. 209, 1902; Ж. Р. Ф.-Х. О. 1911 p. 125.
Бурсиан. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1911, II p. 312 (Обзор).

Coblentz. Bull. Bur. of Stand. 2 p. 479, 1906; 9 p. 7, 1913; 11 p. 131. 613, 1915; Phys. Ztschr. 1913 p. 683.

Coblentz и Emerson. Bull. Bur. of Stand. 12 p. 503, 1915.

Pfund. Phys. Rev. 34 p. 228, 1912; Phys. Ztschr. 1912 p. 870.

Johansen. Ann. d. Phys. (4) 33 p. 517, 1910; Instr. 1910 p. 341; Phys. Ztschr. 1913 p. 988.

H. Schmidt. Ann. d. Phys. 29 p. 971, 1909.

Яковлев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1912 p. 459.

Rubens и Hollnagel. Ber. Berl. Ak. 1910 p. 25.

Болометр.

Svanberg. Pogg. Ann. 48 p. 216, 1851; 84 p. 411, 1857.

Langley. Sill. J. (3) 21 p. 187; 25 p. 169; 27 p. 169; 28 p. 163; 31 p. 1; 32 p. 83; 36 p. 359; 38 p. 421; 39 p. 97. Ann. chim. et phys. (5) 23 p. 275; (6) 9 p. 455; W. A. 19 p. 226 и 384, 1883; 22 p. 598. 1884.

Baur. W. A. 19 p. 12, 1883.

R. v. Helmholtz. Verh. Berl. phys. Ges. 7 p. 71, 1889.

Senebali. W. A. 22 p. 430, 1884.

Angstroem. W. A. 26 p. 256, 1885.

Срова. Ann. chim. et phys. (6) 29 p. 137, 1892.

Щеглаев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 22 стр. 115, 1890.

Lummer und Kurlbaum. W. A. 46 p. 204, 1892.

Leimbach. Annal. d. Phys. (4) 33 p. 308, 1908.

Seddig. Phys. Ztschr. 1910 p. 1051.

Warburg, Leithaeuser u. Johansen. Ann. d. Phys. (4) 24 p. 25, 1907.

Радиометр.

Grookes. Proc. R. Soc. 22 p. 32; 23 p. 373, 1874; 24 p. 276, 1876; 25 p. 304, 1877. Phil. Trans. 164 p. 501, 1874; 165 (2) p. 519, 1876; 166 (2) p. 326, 1877; 170 (1) p. 87, 1880.

Donle. W. A. 68 p. 306, 1899.

Riecke. W. A. 69 p. 119, 1899.

Pringsheim. W. A. 18 p. 1 и 33, 1883.

Nichols. W. A. 60 p. 401, 1897.

Nichols und Rubens. W. A. 60 p. 427, 1897.

Весьма подробные литературные указания можно найти в следующих сочинениях.

Bertin. Ann. chim. et phys. (5) 8 p. 278, 431, 1876.

Muthreich. Programm des Gymnas. zu Grünberg in Schlesien, 1878.

Winkelmann. Handbuch der Physik II. 2 p. 262, Breslau 1896.

Компенсационный метод.

K. Angstroem. Phys. Rev. 1 p. 365, 1893; W. A. 67 p. 633, 1899; Instr. 20 p. 28; 1900; Radiation Solaire 1900; Meteorol. Ztschr. 18 p. 174, 185, 1901.

F. Kurlbaum. Ber. techn. Reichsanstalt, Nov. 1892; Instr. 13 p. 122, 1893; W. A. 51 p. 591, 1894; 65 p. 746, 1898.

Фотографический метод.

Millockau. C. R. 142 p. 1407, 1906; 143 p. 108, 1906; 144 p. 725, 1907.

Zenneck. Phys. Ztschr. 7 p. 907, 1906; Verh. d. d. phys. Ges. 1906 p. 490.

Abney. Phil. Trans. 171, 1880; 176, 1881.

Ritz. C. R. 143 p. 167, 1906.

К § 7.

Fabry et Perot. C. R. 130 p. 406, 1900; Journ. de phys. (3) 9 p. 383, 1900; Instr. 20 p. 246, 1900.

- Nichols und Rubens.* W. A. 60 p. 438, 1897.
Rubens und Aschkinass. Verh. Berl. phys. Ges. 1898; p. 42; W. A. 65 p. 241, 1898.
Rubens. W. A. 69 p. 576, 1899.
Aschkinass. D. A. I p. 67, 1900.
Martens. Verh. deutsch. phys. Ges. 1901 p. 31.
Rubens. Rapports, prés. au Congrès internat. II p. 159, Paris, 1900.
Песков. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1915 p. 918.
Rubens и Wood. Ber. Berl. Ak. 1910 p. 1112; Verh. d. d. phys. Ges. 1911 p. 88, 102, 179; Phil. Mag. (6) 21 p. 249, 1911.
Rubens. Verh. d. d. phys. ges. 1911 p. 102.

ГЛАВА ВТОРАЯ.

Переход тепловой энергии в лучистую и обратно.

§ 1. Калорическое лучеиспускание и люминесценция. На стр. 126 было сказано, что по мере повышения температуры данного тела постепенно увеличивается интенсивность испускаемой лучистой энергии и прибавляются лучи с меньшей длиной волны. При некоторой температуре появляются первые лучи, действующие на наш орган зрения, тело начинает испускать свет, оно делается светящимся. Существует множество попыток определения той температуры, при которой твердые тела начинают испускать видимый свет. История этого вопроса в высшей степени интересна, так как, в течение почти 50 лет, неправильно истолкованные опыты приводили к неверному заключению. Драрег (1847) первый старался определить эту температуру. Он нагревал кусочки извести, мрамора, плавикового шпата, разных металлов и угля внутри железной трубки, закрытой с одного конца. Оказалось, что все металлы, а также уголь при этих условиях одновременно начинают испускать красноватый свет, а именно при 525° . Известь, мрамор и плавиковый шпат начинают светиться несколько раньше. Не придавая этому обстоятельству большого значения, Драрег заключил из своих опытов, что „все тела начинают испускать видимые красные лучи при одной и той же температуре (525°)“ и это заключение, под названием закона Драрег'а, считалось непоколебимой истиною почти в течение полустолетия. Затем Н. Ф. Вебер (1887) первый обратился к тому же вопросу. Он нашел, что при температуре около 400° тела уже начинают испускать сероватый, странный, мелькающий свет, исчезающий, если его стараться фиксировать. Стенгер, Эмден, Виолле и др. подтвердили наблюдения Н. Ф. Вебер'а; впрочем и сам Драрег уже видел и даже исследовал это серое свечение. С. Я. Терешин наблюдал первое появление света при температуре 358° . Грау (1894) подробно изучил вопрос о начале свечения тел, которое он находит при 370° . Петтинелли находит более высокую температуру — 404° . Вопрос оставался не выясненным, пока новые работы, в особенности Луншмер'а, не разъяснили сущности дела и не показали, что никакого „закона Драрег'а“ быть не может. К этому важному вопросу мы еще возвратимся.

Следует строго отличать два рода испусканий лучистой энергии. Первое из них — это то калорическое лучеиспускание, о котором было сказано на стр. 126. Оно имеет своим источником исключительно только тепловую энергию лучеиспускающего тела. Оказывается, однако, что существует целый ряд случаев, когда тела испускают видимую лучистую энергию, т. е. свет, при таких условиях, при которых невозможно допустить наличия соответствующей высокой температуры. Это суть случаи свечения, при которых лучистая видимая энергия вероятно непосредственно образуется за счет какой-либо формы энергии иной, чем теплота. Е. Wiedemann весьма удачно назвал все подобные случаи люминесценцией. Вот перечень этих случаев:

I. Фото-люминесценция — свечение тел, вызванное предварительным их освещением. Это явление, называемое еще фосфоресценцией, мы ниже рассмотрим подробно. Некоторые ученые относят сюда же и флюоресценцию.

II. Термо-люминесценция — свечение некоторых тел при слабом нагревании; сюда относятся алмаз, мрамор, фосфорит и плакиновый шпат. Последний светится уже в расплавленном парафине. Все термолюминесцирующие тела при продолжительном и более сильном нагревании теряют способность термо-люминесцировать, т. е. после охлаждения они при новом нагревании уже не светятся. Оказывается, однако, что они вновь приобретают утраченную способность под влиянием некоторых „возбудителей“, (напр., световые и катодные лучи). Е. Wiedemann (1895) открыл, что роль такого возбудителя могут играть особого рода лучи, испускаемые электрической искрой (Entladungsstrahlen, как он их называет). W. Hoffmann (1897) подробно изучил восстановление термо-люминесценции этими лучами, а также разнообразные свойства последних. Тела, на которых замечается указанное явление, суть $CaSO_4 + xMnSO_4$, $Na_2SO_4 + xMnSO_4$ и $CaCO_3 + xMnCO_3$, где x маленькая дробь, так что второе вещество составляет лишь малую примесь к первому (твердые растворы, как их называют Е. Wiedemann и G. C. Schmidt). Вопросом об этом явлении занимался затем И. И. Боргман (1897). Весьма сильно светится хлорофан; между 50° и 100° свечение зеленое, при более высокой температуре оно желтое, а затем пурпуровое.

Некоторые вещества светятся при охлаждении до весьма низкой температуры. Сюда относятся суберон, фенхон и еще некоторые вещества, которые светятся, если их погрузить в жидкий воздух. Впрочем трудно сказать, относится ли это явление к термо-люминесценции, или к одной из других форм, напр., к кристалло-люминесценции. Азотноурановая соль также светится в жидком воздухе, пока она охлаждается, а после вынута — пока она нагревается.

III. Трибо-люминесценция — свечение при трении, разломе, раздавливании и т. д.; сахар светится в темноте, если его толочь, а также кристаллы азотноурановой соли при разломе. Весьма сильную триболюминесценцию обладают сахарин (Pore), салофен (Richarz), валерианокислый хинин, кумарин, солянокислый анилин и др. Л. Чугаев исследовал

довал 510 тел и нашел между ними 127 люминесцирующих. В последнее время появилось обширное исследование Imhof'a (1917), который исследовал 87 анорганических веществ, из которых 25 % обнаружили трибл-люминесценцию. В 47 случаях из ста свет голубой, в 25-ти — желтый или оранжевый; другие цвета наблюдаются редко. В работе Imhof'a указана и литература вопроса.

IV. Кристалло-люминесценция — свечение в момент кристаллизации. Так, при кристаллизации мышьяковистой кислоты, фтористого натрия, сернонатровой и сернокалиевой солей наблюдается свечение и даже искры (Rose, Berzelius). Жидкое серебро начинает сильнее светиться в момент затвердевания (Phipson). Если к насыщенному раствору $NaCl$ в воде прилить соляной кислоты или алкоголя, то соль выделяется, причем иногда замечается весьма яркий свет (Bandrowski).

V. Хеми-люминесценция — свечение живых организмов, а также гниющих органических веществ. Сюда же можно отнести свечение фосфора, медленно окисляющегося на воздухе (в чистом кислороде фосфор светится только при низких давлениях), а также свечение K и Na при разрезании их в присутствии кислорода (воздух). Dubois нашел, что многие органические вещества, напр. эскулин, светятся при нагревании в спиртовом растворе едкого кали — явление, которое должно быть объяснено медленным окислением. Многие вещества светятся на воздухе раньше, чем они загораются. Так, фосфор светится между 7° и 60° . Слабое свечение заметно и у S , As , SH_2 , спирта, эфира, парафина и т. д. Подробный обзор с указанием 68 работ дал Grautz (1907).

VI. Электро-люминесценция — свечение разреженных газов при прохождении через них электрических разрядов. В некоторых случаях (трубка, содержащая разреженный воздух и немного SO_2) свечение продолжается некоторое время и после прекращения разрядов.

Приведенный перечень различных случаев люминесценции не может быть назван строго систематическим; весьма даже вероятно, что основная причина в некоторых из указанных случаев одна и та же. В настоящее время E. Wiedemann различает 14 случаев люминесценции.

VII. Особый случай представляет свечение радиоактивных тел (последний том „Курса физики“). В обзоре литературы мы приводим некоторые работы.

§ 2. Зависимость лучистой энергии от направления лучеиспускания. От каждого элемента поверхности лучеиспускающего тела исходят потоки лучистой энергии по всевозможным направлениям. На стр. 135 мы условились называть вообще напряженностью потока лучистой энергии то количество энергии, которое в единицу времени проходит через единицу площади, перпендикулярной к лучам. Обозначим через J полное количество энергии, испускаемой в единицу времени элементом s поверхности тела по направлению нормали к поверхности, а через J_{φ} — по направлению, составляющему угол φ с этой нормалью. Lambert дал закон:

$$J_{\varphi} = J \cos \varphi \quad (1)$$

т. е. количество лучистой энергии, испускаемой в единицу времени элементом поверхности тела в некотором определенном направлении, пропорционально косинусу угла между этим направлением и нормалью к поверхности лучеиспускающего тела. Закон этот неприменим к телам сколько-нибудь прозрачным для данного рода лучей. Он доказывается эмпирически для лучей света на основании того факта, что светящийся шар (напр., раскаленный металлический) кажется нам одинаково светлым в середине и по краям. Действительно, из этого факта следует, что напряженности параллельных потоков A и B (рис. 98) равны между собою. Принимая $ab = cd = s$ и полагая $\angle NsA = \varphi$, мы имеем $\frac{J_\varphi}{\sigma} = \frac{J}{s}$, где σ площадь поперечного сечения потока A . Но $\sigma = s \cos \varphi$, откуда и получается формула (1). Наоборот, из закона Lambert'a следует, что потоки энергии, исходящие из элемента поверхности тела по всевозможным направлениям, обладают одинаковой напряженностью.

Для темных лучей эта одинаковая напряженность, а след. и справедливость закона Lambert'a, была доказана Leslie при помощи при-

Рис 98.

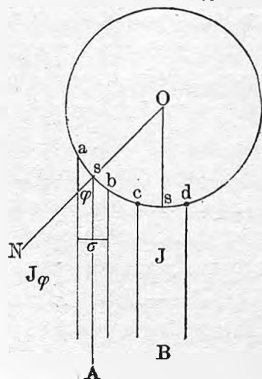
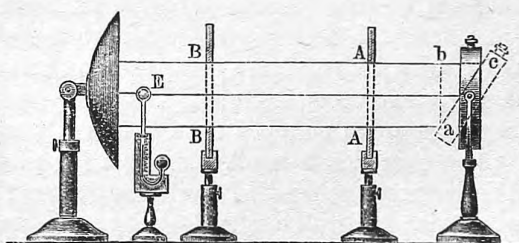


Рис. 99.



бора, изображенного на рис. 99. Металлический сосуд ac , наполненный горячей водой, вращается около горизонтальной оси; AA и BB экраны с круглыми вырезами, E шарик дифференциального термометра, помещенный в фокусе вогнутого зеркала. Оказывается, что шарик E одинаково нагревается, как при вертикальном, так и при наклонном положении сосуда ac , а отсюда следует, что напряженность потока лучистой энергии, проходящего через AA и BB в обоих случаях одна и та же. Далее Melloni, K. Angstroem и Godard проверяли закон Lambert'a для невидимых лучей, Moeller (1885) для лучей, испускаемых накаленною платиною.

Что в лучеиспускании участвуют не только поверхностные частицы, доказывается опытом Melloni, который сравнил напряженности потоков, испускаемых четырьмя сторонами медного куба, наполненного горячей водою, причем стороны были покрыты равномерно наложенными

друг на друга тонкими слоями лака. Гальванометр давал отклонение в $9^{\circ},3$, когда сторона, обращенная к термомультипликатору была покрыта одним слоем лака; далее наблюдалось:

Число слоев	1	2	3	4	5	6	7	. .	16
Отклонение	$9^{\circ},3$	$13^{\circ},9$	$17^{\circ},8$	$21^{\circ},3$	$24^{\circ},5$	$27^{\circ},4$	$29^{\circ},9$. .	$40^{\circ},9$

Дальнейшее увеличение числа слоев уже не влияло на напряженность потока лучистой энергии; толщина всех 16-ти слоев вместе составляла только $0,0435$ мм. Poisson, Zoellner и Lommel старались теоретически вывести закон Lambert'a.

Б. А. Ульянин первый (1897) строго доказал, что этот закон может быть верен только для таких твердых тел, которые обладают абсолютно матовою поверхностью, т. е. вовсе не отражающей свет по известным законам отражения. Если поверхность тела гладкая, то формула (1) Lambert'a должна быть заменена другою, более сложною. Мы возвратимся ниже к этой работе Б. А. Ульянина.

К светящимся парам или к телам, окруженным оболочкою, поглощающею часть лучей, закон Lambert'a совершенно неприменим. К телам такого рода принадлежит солнце, а потому к нему неприменимо сказанное на стр. 147 об одинаковой во всех частях кажущейся яркости. И действительно, Bouguer, Chacornack, Pickering и Strange, Н. С. Vogel, Frost (1892) и др. показали, что напряжение лучистой энергии быстро уменьшается, если идти от центра солнечного диска к его краям. Если напряженность в центре обозначить через 100, то для видимых лучей она на краю равна только 37, а, напр., для лучей, действующих на светочувствительную бумагу, даже только 13,5. Подробное изложение этого вопроса можно найти в книге Scheiner'a „Strahlung und Temperatur der Sonne“, Leipzig 1899 p. 40—49 и в книге Pringsheim'a „Vorlesungen ueber die Physik der Sonne“, Leipzig 1910, p. 391—399. Новые исследования о законе Lambert'a производили Humphreys (1910), King (1912), Jentzsch (1912), Worthing (1912) и др.

§ 3. Полное (интегральное) лучеиспускание. Его зависимость от рода и состояния поверхности тела. Поток энергии, испускаемой телом, содержит, при данной температуре T , лучи весьма различной длины волны λ . Современная наука ставит вопрос о составе потока, т. е. стремится определить лучеиспускание, как функцию от λ и T , т. е. для каждого рода лучей отдельно. Но такая постановка вопроса берет свое начало со времени появления работ В. А. Михельсона (в Москве) и Н. F. Weber'a в 1887 и 1888 гг. До того времени исследованию подвергался почти только полный поток лучистой энергии, испускаемый или поглощаемый телом. Этот поток можно назвать интегральным. Рассматривая вопрос в историческом порядке, мы обратимся сперва к тем работам, которые имели целью исследование этого интегрального потока.

Опыт показывает, что напряженность потока лучистой энергии при данной температуре зависит от рода и от физического состояния поверхности лучеиспускающего тела. Эта напряженность служит мерою так-

наз. лучеиспускающей способности данной поверхности, которую мы обозначим через E .

Всякое уплотнение поверхностного слоя тела уменьшает лучеиспускающую способность; всякое уменьшение плотности, напротив, увеличивает ее. Если поверхность ковального серебра исцарапать, сделать матовой, то E увеличивается; если то же самое сделать с мягким серебром, которое от действия грубого наждака уплотняется, то E уменьшается.

Для губчатой платины E в 7 раз больше, чем для обыкновенного платинового листа. Masson и друг. полагали, что все тела в порошкообразном состоянии обладают одинаковым E . С этим, однако, не согласуются результаты наблюдений Tyndall'я, который нашел, что для различных порошков E меняется в довольно широких пределах, а именно от $E = 84,0$ (в произвольных единицах) для сажи до $E = 35,3$ для порошка каменной соли.

Из новых работ укажем на исследования Wiedeburg'a (1898), сравнивавшего интегральные потоки, испускаемые различными металлами и сплавами, при 100° . Одна сторона тонкой пластинки нагревалась кипящей водой до 100° ; напряженность потока измерялась термо-электрическим столбиком. Все пластинки сравнивались с одной серебряною пластинкою, для которой напряженность принималась за единицу. Результаты приведены в нижеследующей табличке. Реотан есть сплав 53 % Cu , 17 % Zn , 25 % Ni , и 4 % Fe ; сплав $Mn - Cu$ содержал 30 % Mn .

E	E	E
Ag 1,00	Ni 1,16	Латунь 1,09
Cu 1,01	Sn 1,22	Нов. серебро . . 1,25
Au 1,06	Pt 1,23	Сталь 1,31
Al 1,07	Pb 1,36	Манганин 1,32
Zn 1,08	Sb 2,27	Реотан 1,38
Cd 1,16	Bi 2,78	$Mn - Cu$ 1,62

Оказывается, что для всех чистых металлов, кроме Ni , величины E растут в том-же порядке, как и электрические сопротивления веществ, или, иначе говоря, в порядке обратном, чем электропроводность и теплопроводность. Для Ni и для сплавов такой параллельности не замечается.

Нельзя вывести из этих чисел простого закона, который связывал бы полное лучеиспускание с электрической проводимостью тел. К весьма интересным результатам пришли, однако, Rubens и Hagen (1903), сравнивая электропроводность металлов с их испускающей способностью для лучей большой длины волны: оказалось, что эта испускающая способность обратно пропорциональна квадратному корню из электропроводности. К этим исследованиям мы еще возвратимся в гл. IV.

Огромный интерес, между прочим и для метеорологии, представляет вопрос о лучеиспускании газов. Обширное исследование по этому

вопросу произвел Fr. Very (1900). Он измерял лучеиспускание E слоёв воздуха, углекислоты и водяного пара, меняя толщину слоя (от 25 см. до 125 см.), давление и температуру газа (от 10° до 100°). Для воздуха E в указанных пределах пропорционально толщине d слоя, но для CO_2 и водяных паров E растёт гораздо медленнее, чем пропорционально d . Численный результат мы приводим в § 6.

§ 4. Общие замечания о зависимости быстроты перехода тепловой энергии в лучистую от температуры. На стр. 126 было сказано, что наблюдаемый нами переход тепловой энергии в лучистую есть явление сложное, ибо мы замечаем результат двух потоков: от данного тела в окружающую среду, и из этой среды обратно к рассматриваемому телу. Напряженность первого потока для данного тела и при данных свойствах поверхности есть функция его температуры T ; напряженность второго потока обыкновенно рассматривается, как функция „температуры Θ окружающей среды“. Необходимо, однако, заметить, что понятие о температуре окружающей среды не отличается ясностью. В одном только частном случае вполне понятно значение температуры Θ , а именно, когда данное тело со всех сторон окружено оболочкою, удерживаемою при определенной температуре, которая и есть температура Θ окружающей среды, определяющая напряженность потока лучистой энергии, направленного к поверхности данного тела. В этом случае количество Q тепла, теряемое телом в течение данного времени, есть разность двух значений одной и той-же функции от T и от Θ , т. е.

$$Q = F(T) - F(\Theta) \dots \dots \dots (2)$$

Что функция в обоих членах должна быть одна и та-же, явствует из того, что при произвольном $T = \Theta$ всегда $Q = 0$.

Мало вероятно, чтобы когда-либо удалось определить истинную величину отдельных потоков $F(\Theta)$ и $F(T)$; зато разность их, т. е. Q может быть найдена на основании наблюдений над охлаждением тел.

Разбираемое нами явление перехода тепловой энергии в лучистую, очевидно, столько-же может быть отнесено к учению о теплоте, сколько к учению о лучистой энергии, и потому явление охлаждения тел одинаково могло-бы быть рассмотрено, как здесь, так и в следующем, девятом, отделе этого курса. Принимая, однако, во внимание, что переход тепловой энергии тел в лучистую почти всегда сопровождается еще другими явлениями, которые уже вполне относятся к учению о теплоте, каковы явления теплопроводности, мы отнесем подробности, касающиеся охлаждения, к девятому отделу.

§ 5. Законы интегрального лучеиспускания. Рассмотрим некоторые из формул, предложенных для величины E интегрального потока лучистой энергии, испускаемого единицею поверхности тела и образующегося за счет тепловой энергии этого тела. Пусть Q количество тепла, теряемое телом в течение малого промежутка времени τ , и S вся поверхность тела. В таком случае, очевидно,

$$\left. \begin{aligned} Q &= SE\tau \\ E &= f(T, \Theta) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Здесь величина E зависит от T , Θ и от свойств поверхности лучеиспускающего тела.

I. Закон Ньютона: количество лучистой энергии E пропорционально разности температур T тела и Θ окружающей среды:

$$\left. \begin{aligned} E &= h(T - \Theta) \\ Q &= Sh(T - \Theta)\tau \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

где h множитель, зависящий от свойств поверхности тела. Он численно равен тому количеству тепла, которое на единице поверхности ($S = 1$) в единицу времени ($\tau = 1$) превращается в энергию лучистую, когда разность $T - \Theta = 1^\circ$. Величину h называют иногда коэффициентом внешней теплопроводности данной поверхности.

Закон Ньютона оправдывается лишь в самых тесных пределах, т. е. Q и E пропорциональны разности $T - \Theta$ только тогда, когда эта разность не превышает нескольких градусов; когда она, напр., больше 5° , то отступления от закона уже делаются заметными. Кроме того, величина h зависит еще и от абсолютных значений температур T и Θ ; она растет для поверхности, покрытой слоем сажи более, чем на 1% при повышении температур T и Θ на 1° ; при 100° лучеиспускательная способность сажи приблизительно вдвое больше, чем при 0° .

II. Закон Dulong'a и Petit. Названные ученые вывели из своих наблюдений формулы

$$\left. \begin{aligned} E &= m(a^T - a^\Theta) \\ a &= 1,0077 \\ Q &= mS(a^T - a^\Theta)\tau \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

которые должны относиться к лучеиспусканию сажи в пустоте; m множитель пропорциональности. Критический разбор Stefan'a и опыты Graetz'a доказали несостоятельность и этого закона, который дает для лучеиспускательной способности при 100° ($\Theta = 100^\circ$, $T = 101^\circ$) величину в 2,15 раз большую, чем при 0° ($\Theta = 0^\circ$, $T = 1^\circ$). В т. III мы возвратимся к закону Dulong'a и Petit.

III. Закон Stefan'a: лучеиспускательная способность поверхности пропорциональна разности четвертых степеней абсолютных температур тела и окружающей среды.

$$\left. \begin{aligned} E &= \sigma [(T + 273)^4 - (\Theta + 273)^4] \\ Q &= S\sigma [(T + 273)^4 - (\Theta + 273)^4]\tau \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

σ множитель пропорциональности. Boltzmann (1884) теоретически доказал справедливость этого закона для т. нав. абсолютно черного тела. К этому вопросу мы возвратимся ниже.

IV. Другие законы. Ferrel заменил показатель (четыре) в формуле Stefan'a неопределенным показателем n , который он из опытов находит колеблющимся между 3,6 и 3,83 (некоторые опыты дали $n = 4,2$). Violle, Rosetti, С. Я. Терешин и друг. предлагали различные другие формулы для рассматриваемого закона. Мы возвратимся к этим формулам в т. III, в главе об охлаждении тел.

§ 6. Абсолютная величина интегрального лучеиспускания. Все формулы, приведенные в § 5, дают зависимость величины E от двух температур T и Θ ; остается указать на численные значения встречающихся в них коэффициентов пропорциональности. Опыты Stefan'a и Christianesen'a привели к вполне одинаковому результату, который удобно запомнить; для сажи.

$$E_{100} - E_0 = 1 \text{ мал. кал. (кв. см., мин.)} \dots \dots \dots (7)$$

т. е. 1 кв. см. поверхности тела, покрытой сажею, теряет в 1 мин. как раз одну малую калорию, когда температура тела 100° , температура окружающей его оболочки 0° , и воздух внутри оболочки по возможности разрежен.

Формулы (4), (5) и (6) дают при этих единицах (полагая $T = 100$ и $\Theta = 0$).

$$\left. \begin{aligned} h &= 0,01 \\ m &= 0,8670 \\ \sigma &= 7,26 \cdot 10^{-11} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

а затем уже величину E при всяких T и Θ . Позднейшие опыты Kurlbaum'a (1898) показали, что для абсолютно черного тела (см. ниже)

$$\left. \begin{aligned} E_{100} - E_0 &= 1,056 \text{ мал. кал. (кв. см., мин.)} \\ \sigma &= 7,68 \cdot 10^{-11} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

Если выражать E в джоулях (0,24 мал. калории) и за единицу времени принять секунду, то получается

$$E_{100} - E_0 = 0,0731 \frac{\text{джоуль}}{\text{сек. (см.)}^2} \dots \dots \dots (9,a)$$

или

$$E_{100} - E_0 = 0,0731 \frac{\text{ватт}}{(\text{см.})^2} \dots \dots \dots (9,b)$$

Непосредственные определения абсолютного значения лучеиспускательной способности делались еще для стекла. Опыты Graetz'a, Lenebach'a и др. дали числа, колеблющиеся между 0,88 и 0,917, если лучеиспускание сажи принять равным единице. Необходимо заметить, что все опытные определения величин E и Q произведены, хотя и в разреженном воздухе, но все-же не в пустоте. Влияние оставшегося воздуха на скорость охлаждения мы рассмотрим впоследствии, в учении о теплоте. Veru выводит из своих опытов, упомянутых в § 3, что один куб. см. воздуха испускает через одну из своих сторон в одну минуту 0,0000036

мал. калорий, когда разность температур этого воздуха и его окружающего равна 1°. Лучеиспускание углекислоты и водяного пара значительно (от 3—4 раз) интенсивнее.

Tumlirz и К. Angstroem измеряли полные лучеиспускания некоторых пламен и, в особенности, лампочки Hefner-Alteneck'a, которая будет описана в гл. IX. Пусть E , выраженное в эргах, количество лучистой энергии, падающее в 1 сек. на 1 кв. см., находящийся на расстоянии одного метра от пламени, причем его нормаль горизонтальна и проходит через середину пламени. Сперва (1888—1889) Tumlirz нашел для лампочки Hefner-Alteneck'a $E = 618$ эрг. К. Angstroem (1902) получил $E = 896$ эрг. В новой работе (1903) Tumlirz дает число $E = 677$ эрг. Отсюда можно вычислить, что пламя этой лампочки испускает по всем направлениям в 1 сек. 2,04 мал. калорий, что составляет 9,56 % всей энергии, выделяющейся при горении. Для пламени водорода Tumlirz (1904) находит это отношение равным 6,15%.

§ 7. Общие замечания о переходе лучистой энергии в тепловую. Когда поток лучистой энергии достигает поверхности какого-либо тела, то часть его отражается, часть входит внутрь тела. Эта вторая часть внутри тела подвергается поглощению или ослаблению, т. е. она переходит в другие формы энергии. Мы пока будем рассматривать только наиболее обыкновенный случай перехода лучистой энергии в тепловую. Не поглощенный поток лучистой энергии продолжает распространяться внутри тела, и может, достигнув противоположной его поверхности, продолжать распространяться дальше; это лучистая энергия, пропущенная телом или прошедшая через тело. Пусть r , a и b числа, показывающие, какая дробная часть энергии, „падающей“ на поверхность тела, отражается (r), поглощается (a) и проходит (b). Очевидно

$$r + a + b = 1 \quad \dots \dots \dots (10)$$

Все три величины r , a и b зависят между прочим от вещества и от физического состояния тела и от рода лучистой энергии, т. е. от длины волны λ . Последняя зависимость особенно важна. Кроме того a и b зависят от толщины того слоя, через который проходят лучи. Если в частном случае a невелико, величина же b сравнительно велика, то мы будем говорить, что тело прозрачно для данного рода лучей, обобщая этот термин (собственно приложимый только к лучам света, который можно „увзреть“) для всех лучей от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$. Если, наоборот, b весьма мало или нуль, то мы назовем тело непрозрачным для падающих на его поверхность лучей. Когда $b = 0$, имеем

$$r = 1 - a \quad \dots \dots \dots (11)$$

дробь a в этом случае называется поглощательною способностью поверхности данного тела для данных лучей. Строго говоря, здесь поглощение происходит в тонком поверхностном слое, а не только на геометрической поверхности тела.

В случае, когда тело более или менее прозрачно для данных лучей, мы положим

$$a + b = 1 \quad \dots \dots \dots (12)$$

т. е. за единицу мы примем энергию лучей, вступивших в тело, а не падающих на его поверхность.

Если напряжение вступивших лучей J_0 , то после прохождения через слой, толщина которого x , напряжение будет

$$J = J_0 e^{-\beta x} \quad \dots \dots \dots (13)$$

Выведем эту формулу. Пусть $J = f(x)$ напряжение потока после прохождения слоя, толщина которого x ; при прохождении следующего бесконечно тонкого слоя dx произойдет дальнейшее уменьшение напряжения на величину dJ , пропорциональную величине J и толщине слоя dx . Так как dJ величина отрицательная, то мы можем коэффициент пропорциональности обозначить через $-\beta$. Итак

$$dJ = -\beta J dx \quad \dots \dots \dots (14)$$

Отсюда

$$\frac{dJ}{J} = -\beta dx \quad \dots \dots \dots (15)$$

Эта формула дает $d \lg J = d(-\beta x)$, откуда $\lg J = -\beta x + C$. При $x = 0$ напряжение есть J_0 , след. $\lg J_0 = C$; вставив это значение, получаем $\lg J - \lg J_0 = -\beta x$, или $\lg \frac{J}{J_0} = -\beta x$, откуда $J = J_0 e^{-\beta x}$, а это и есть формула (13).

Поглощательная способность a поверхности и величина r в формуле (11), а также коэффициент поглощения β в (13) зависят, как сказано, не только от вещества и физического состояния тела, но и от рода лучей, т. е. от λ . Одно и то же тело может быть весьма прозрачно (малое β) для одних, непрозрачно (большое β) для других лучей; точно также отношение $r : a$, см. (11), зависит от длины волны λ даже в том случае, когда тело непрозрачно для всех рассматриваемых лучей.

Относительно величины r добавим одно важное указание. Отражение бывает двоякое: правильное (или зеркальное) и диффузное. Первое наблюдается на зеркальных, т. е. вполне гладких поверхностях; оно происходит по известным законам отражения. При этом дробь r зависит от угла падения φ ; мы эту зависимость подробно рассмотрим впоследствии. Диффузное отражение наблюдается на матовых поверхностях, которые рассеивают часть r падающего на них света во все стороны. Поверхности тел, встречающихся в природе, почти всегда отражают часть падающих на них лучей правильно, а часть рассеивают. Мы назовем совершенно матовой такую поверхность, которая вовсе не обладает правильным отражением; она рассеивает лучи равномерно во все стороны.

Для совершенно матовой поверхности коэффициент отражения r не зависит от угла падения φ ; для поверхностей,

хотя-бы отчасти правильно отражающих, r есть функция от φ . Во всех, однако, случаях r зависит от длины волны λ .

§ 8. Поглощательная способность поверхности различных веществ.

Строго говоря нет разницы по существу между поглощательной способностью a поверхности, входящей в формулу (11)

$$r + a = 1 \dots \dots \dots (16)$$

и внутренним поглощением, за меру которого мы приняли величину $\beta = -\lg b_1 = -\lg(1 - a_1)$, где $a_1 = 1 - e^{-\beta}$ та часть лучистой энергии, вступающей внутрь тела, которая задерживается слоем, имеющим толщину $\delta = 1$. Рассматривая поглощательную способность a поверхности, мы считаем $b = 0$ или $\beta = \infty$. Повидимому β никогда не равно бесконечности, т. е. весьма тонкие слои прозрачны для всех лучей; но при β весьма большом и когда мы имеем дело с не очень тонким слоем вещества, можно допустить, что поглощение происходит у поверхности тела и тогда приходится рассматривать две дроби r и a , связанные уравнением (16).

Обыкновенно принимают, что для сажи, а также для платиновой черни, особенно если она еще покрыта слоем сажи (копоти), можно принять $a = 1$, независимо от длины волны лучей (электрических лучей мы здесь не рассматриваем). Непосредственные опыты К. Angstroem'a (1885) сперва показали, что сажа поглощает 97,6 % падающих на нее лучей, т. е. что $a = 0,976$, и что различные сорта сажи обладают неодинаковой поглощательной способностью. Лучи, падающие под очень большим углом падения, менее поглощаются, чем лучи, падающие нормально. Позднейшие опыты К. Angstroem'a (1898), Crova и Comran'a (1898), Kurlbaum'a (1899) и др. показали, что величина a в значительной степени зависит от способа приготовления черного слоя, а также от длины волны, в особенности для инфракрасных лучей. Crova и Comran находят, что количество лучей, рассеянных поверхностью слоя, не может быть сделано меньше 2 % лучей падающих. К. Angstroem'у удалось дойти до 0,82 %. Kurlbaum и др. показали, что сажа хорошо пропускает инфракрасные лучи; для значительных $\lambda > 8 \mu$ сажа и платиновая чернь в высокой степени прозрачны.

Величина a зависит от рода лучей, а так как различные источники испускают лучистую энергию различного состава, по крайней мере в зависимости от их температуры, то понятно, что и поглощательная способность должна зависеть от источника лучей, падающих на поверхность тела.

§ 9. Поглощение лучистой энергии при ее прохождении через тела.

Формула (14) $J = J_0 e^{-\beta x}$ выражает закон, по которому изменяется напряженность потока лучистой энергии при прохождении через какое-либо вещество. Коэффициент β зависит от рода и физического состояния этого вещества и от длины волны λ рассматриваемого потока. Чтобы всесторонне изучить прохождение потока через данное вещество, мы должны разложить этот поток на составные части и для каждой части,

т. е. для каждого λ , определить коэффициент β . Немалый исторический интерес представляют, однако, те работы, авторы которых изучали интегральное поглощение потоков лучистой энергии, аналогичное тому интегральному лучеиспусканию, о котором было сказано выше.

Для видимых лучей вопрос о степени прозрачности какого-либо тела приблизительно решается органом зрения, а более точно — фотометрическими измерениями, которые будут рассмотрены ниже. Когда тело обладает неодинаковыми коэффициентами поглощения для различных видимых лучей, то оно в проходящем свете представляется окрашенным, причем в некоторых случаях интенсивной окраски непосредственно видно, какие лучи поглощаются данной средой; примерами могут служить темнокрасное или темнозеленое стекло.

Houlléviqve (1905) определял поглощение видимых лучей тонкими слоями железа. Его результаты показаны в нижеследующей табличке, в которой, соответственно формуле (13), x обозначает толщину слоя, выраженную в μ (10^{-6} mm.), $T: T_0$ — пропущенное количество света, β коэффициент поглощения.

$x = 31$	34	55	72 μ
$T: T_0 = 0,114$	0,095	0,036	0,0093
$1/\beta = 33$	33	38	35

Поверхностная окраска тел происходит вследствие поглощения определенных лучей в поверхностном слое и отражения остальных непоглощенных лучей этим-же слоем.

Над интересным вопросом о поглощении лучей в междузвездном пространстве работали Turner (1908), Тихов (1909, 1912), Kapteyn, Jves, Comstock, Parckhurst (1910) и King (1915). Из них Jves и Parckhurst оспаривают, остальные защищают существование поглощения. Тихов находит, что в каждом куб. миллиметре пространства должны находиться 37 частиц пыли, величина которых мала сравнительно с длиной волны лучей. В работе King'a помещена история и литература вопроса.

Интересный вопрос о прохождении невидимых лучей через различные тела вызвал весьма большое число исследований. Точное решение этого вопроса для какого-либо вещества и здесь может быть найдено только путем разложения потока лучистой энергии, прошедшего через это вещество, на спектр, и тщательного изучения всех частей спектра хотя бы при помощи болометра (стр. 132). О таких работах скажем впоследствии. Прежде измерялось интегральное поглощение, которое претерпевал поток лучистой энергии, исходящий от какого-либо источника A при прохождении через некоторое тело B . Результаты опытов привели к введению целого ряда терминов, которые, однако, в настоящее время удержаны быть не могут. Вещество, более или менее пропускавшее инфракрасные лучи, называлось теплопрозрачным; из всего изложенного на стр. 139 ясно, почему мы этим термином не можем пользоваться. Оказалось далее, что тела в неодинаковой степени пропускают

темные лучи, исходящие от различных источников. Это обстоятельство, объясняющееся тем, что состав лучистой энергии зависит от источника, привело Melloni к понятию о теплоцветности (термохрозе) источников и средин, аналогичной цветам источников света и прозрачных средин.

В действительности здесь нельзя говорить о каких-либо двух аналогичных явлениях. Мы имеем дело с одним определенным явлением, возникающим как следствие двух фактов: во-первых, поток лучистой энергии, достигающий поверхности данного тела, может иметь бесконечно разнообразный состав в зависимости как от источника потока, так и от тех перемен, которым поток мог подвергнуться на пройденном пути; во-вторых, данное вещество в неодинаковой степени прозрачно для различных лучей, из которых состоит поток. В результате, понятно, состав потока, прошедшего через данное тело, зависит как от состава потока, дошедшего до этого тела, так и от свойств последнего. Частный случай, когда в состав потока входят и лучи невидимые, и в то же время тело прозрачно хотя бы для некоторых из них, логически не может быть рассматриваем, как случай особый.

Schultz-Sellack, Friedel и Szygmondy исследовали прохождение инфракрасных лучей через различные органические жидкости и указали на зависимость между поглощательной способностью вещества и его химическим составом.

К. Angstrom изучал прохождение инфракрасных лучей через слои веществ, в которых происходит внутренняя диффузия лучей, а именно через слои сажи (до $\lambda = 8,9 \mu$), окиси магния (до $\lambda = 13,65 \mu$) и окиси цинка (до $\lambda = 8,9 \mu$). Приводим некоторые числа для сажи; эти числа обозначают количества прошедшей энергии в процентах падающей; d толщина слоя:

	$\lambda = 0,90 \mu$	1,70 μ	4,00 μ	6,50 μ	8,90 μ
$d = 0,009$ мм.	19,1	44,3	64,4	68,8	67,9
$d = 0,023$ „	3,1	16,8	34,5	42,5	44,0
$d = 0,038$ „	—	3,9	17,4	26,2	32,0

Многие тела, совершенно прозрачные в обыкновенном смысле слова, т. е. для лучей видимых, весьма мало прозрачны (стекло) или совсем непрозрачны (квасцы, лед), для лучей инфракрасных. Существуют, однако, и наоборот, тела, непрозрачные для лучей света, и, однако, весьма прозрачные для лучей темных. К таким телам принадлежат, напр., эбонит и раствор J в CS_2 . R. Arно (1893) исследовал в этом направлении эбонит. Оказалось, что эбонитовая пластинка пропускает тем большую часть лучистой энергии, чем короче λ , т. е. чем ближе темные лучи находятся к лучам красным; весьма тонкая пластинка пропускает немного и красных лучей. Bianchi (1898) в общих чертах подтвердил правильность этих взглядов. Чистый CS_2 прозрачен для светлых и для темных лучей; раствор J в CS_2 совершенно поглощает лучи светлые, но пропускает лучи темные, и весьма интересно, что происходящая при этом поглощении

относительная убыль энергии весьма мала. Она составляет лишь $\frac{1}{24}$ энергии, испускаемой проволокою, накаленную добела. Приводим несколько чисел, указывающих на отношение энергии светлых и темных лучей, испускаемых различными источниками:

	Энергия светл. лучей.	Энергия темн. лучей.
<i>R_t</i> при красном калении . . .	0 % (незаметна)	100 %
Пламя водорода	0 %	100 %
Пламя масла	3 %	97 %
Пламя газовое	4 %	96 %
<i>R_t</i> при белом калении . . .	4,6 %	95,4 %
Лампочка накаливания (уголь)	6 %	94 %
Вольтова дуга	10,4 %	89,6 %
Ацетиленовое пламя	10,5 %	89,5 %
Гейслерова трубка	32 %	68 %
Ртутная лампа	40,9—47,9 %	59,1—52,1 %

Ртутную лампу, которую мы опишем в гл. VII, исследовал Geer (1903).

Nichols нашел, что кварц непрозрачен для лучей, длина λ волны которых лежит между 8μ и 9μ .

Темные ультрафиолетовые лучи поглощаются многими телами, вполне прозрачными для лучей видимых. Сюда относятся стекло, слюда и даже воздух, который сильно поглощает лучи с наиболее малым λ (начиная от $0,18 \mu$). К телам прозрачным и для определенных ультрафиолетовых лучей принадлежит тонкий слой серебра, не пропускающий, однако, лучей видимых.

Для растворов существует закон Веер'а: поглощение зависит только от количества поглощающего растворенного вещества, но не зависит от концентрации, так что толстый слой слабого раствора и более тонкий крепкого одинаково поглощают, если количество поглощающего вещества в обоих случаях одинаково. Stumpf (1909) вполне подтвердил этот закон.

Поглощение лучистой энергии в газах и парах было предметом многих исследований. Особенный интерес представляют относящиеся сюда работы Magnus'a и Tyndall'я. Источником лучистой энергии в опытах Magnus'a служило стекло, нагретое до 100° ; оказалось, что некоторые газы в значительной степени поглощают эту энергию, а именно, одинаковые слои их при давлении в одну атмосферу пропускали:

Пустота	100	CH_4	72,2
Воздух и <i>O</i>	88,9	C_2N_2	72,2
<i>H</i>	85,8	C_2H_4	46,3
CO_2	80,2	NH_3	38,9
CO	79,0		

Strutt нашел, что пары ртути весьма мало поглощают видимые лучи; жидкая ртуть поглощает их по крайней мере в $2 \cdot 10^7$ раза сильнее, чем пары при одинаковой массе.

Magnus нашел, что сухой и влажный воздух одинаково поглощают темные лучи. С таким результатом оказались несогласными опыты Tyndall'я, но Magnus указал на источник погрешностей в этих опытах, так что результат, им найденный, можно считать в общем правильным. Позднейшие опыты Noorweg'a и Haga показали, однако, что поглощение темной лучистой энергии водяными парами все-таки существует, хотя оно и весьма незначительно. Впоследствии Roentgen вновь исследовал поглощение инфракрасных лучей влажным воздухом, Heine — смесью воздуха с CO_2 и H_2 с CO_2 . Angstroem, J. Koch, Kurlbaum, Arrhenius и др. измеряли при помощи болометра поглощение этих лучей углекислотой и водяными парами. К этим работам мы возвратимся ниже.

§ 10. Закон Кирхгофа о связи между лучеиспускающей и поглощательной способностями тел. Приступая к рассмотрению одного из наиболее важных законов современной физики, мы считаем необходимым разобрать всесторонне как самый закон, так и многочисленные вытекающие из него следствия, пролившие столь яркий свет на целый ряд отчасти давно известных явлений и давшие возможность выяснить истинный смысл некоторых других законов (Lambert'a, Draper'a) и те условия, при которых справедливость этих законов может быть допущена. История закона Кирхгофа показывает, что при выводе из него различных следствий было сделано не мало ошибок, приведших к разнообразным недоразумениям, неправильным формулировкам самого закона и ошибочным его толкованиям.

Прежде всего заметим, что закон Кирхгофа в полном его объеме, относится исключительно только к калорическому лучеиспусканию и поглощению, т. е. к тому случаю, когда источником лучистой энергии является исключительно тепловая энергия, и наоборот, лучистая энергия при поглощении целиком переходит в энергию тепловую. Укажем еще раз на те уже знакомые нам величины, с которыми мы здесь встретимся.

Поглощательная способность (калорическая) a тела при температуре T и для лучей длины волны λ , зависит от вещества тела, иногда от его размеров (см. ниже), и представляет некоторую функцию от λ и T ; мы ее обозначим через

$$a = a(\lambda, T) \dots \dots \dots (17)$$

Источник, испускающий лучи длины волны λ , а также его температура, очевидно, никакой роли здесь не играют, и на величину a не влияют.

Если энергия b потока, проходящего через данное тело, может быть принята равной нулю (тело непрозрачно для лучей λ), то, см. (11)

$$a = 1 - r \dots \dots \dots (18)$$

где r энергия отраженного потока. Но если b величина, которую пренебречь нельзя, то под a следует подразумевать величину, см. (10),

$$a = 1 - r - b \dots \dots \dots (19)$$

Поэтому нельзя относить величину a к определенного рода веществу, а приходится говорить о теле, размеры которого, напр., толщина пластинки, играют заметную роль. Относительно величины r вспомним (стр. 154), что только для абсолютно матовой поверхности r не зависит от угла падения φ ; для всякой-же другой поверхности, хотя-бы отчасти правильно отражающей, величина r есть функция угла φ .

Испускательная способность (калорическая) e данного тела есть также функция от λ и T ; мы обозначим ее через

$$e = e(\lambda, T) \dots \dots \dots (20)$$

Она определяется тем, что $e d\lambda$ есть энергия лучей, длина волны которых лежит между λ и $\lambda + d\lambda$, и которая испускается единицею поверхности в единицу времени, и зависит от вещества тела, а также от его размеров (толщина слоя), если само вещество более или менее прозрачно для испускаемых лучей.

Абсолютно черным мы назовем тело, для которого $a = 1$, каковы бы ни были λ и T . Обозначая для абсолютно черного тела величины a и e через A и E , мы имеем для всех λ и T

$$A = 1 \dots \dots \dots (21)$$

Абсолютно черное тело должно удовлетворять условиям $r = 0$ и $b = 0$, т. е. его поверхность вовсе не должна отражать и само тело должно иметь достаточную толщину, чтобы можно было положить $b = 0$. Мы видели, что для сажи и для платиновой черни величина r близка к нулю, а потому достаточно толстый слой сажи или платиновой черни по своим свойствам близок к абсолютно черному телу. Соответственно (20) мы для абсолютно черного тела имеем

$$E = E(\lambda, T) \dots \dots \dots (22)$$

Наличность потока e (в частном случае E) узнается, а энергия потока измеряется одним из тех способов выслеживания, с которыми мы познакомились в предыдущей главе (глаз, термoeлектрический прибор, болометр, радиометр, фотографическая пластинка и т. д.). Но для того, чтобы поток мог быть обнаружен, необходимо, чтобы энергия e была не меньше некоторой минимальной величины, которую мы обозначим через e_0 . Если $e < e_0$, то присутствие потока обнаружено быть не может, а это для нас тождественно с полным отсутствием потока; и мы будем говорить, что практически $e = 0$. Символически мы это изобразим так:

$$\left. \begin{array}{l} e \text{ (или } E) < e_0 \\ e \text{ (или } E) = 0 \end{array} \right\} \dots \dots \dots (23)$$

Само собою разумеется, что здесь идет речь только о потоках такого λ , которые мы вообще умеем замечать и измерять, а не о потоках, оставшихся до сих пор недоступными исследованию (напр., $300 \mu < \lambda < 3 \text{ мм.}$).

Если e (или E) меньше некоторого e_0 , то практически e (или E) равно нулю.

Для достижения возможной полноты, мы должны сказать несколько слов по вопросу, подробный разбор которого читатель найдет в главе XV. Дело в том, что поток лучистой энергии характеризуется не только длиной волны λ в данной среде (проще числом колебаний в единицу времени) и напряженностью, но также и специальным характером того движения, которое составляет сущность лучистой энергии. Становясь на почву механической теории, мы можем различные, относящиеся сюда случаи характеризовать следующим образом:

1) Лучи прямолинейно поляризованы: все движения (колебания) совершаются по направлениям прямых, перпендикулярных к лучу, и расположенных в одной плоскости.

2) Лучи естественные или неполяризованные; колебания прямолинейны, но в каждой точке луча направление колебаний меняется огромное число раз в течение весьма малого промежутка времени.

3) Лучи эллиптически поляризованы: движения происходят по эллипсам, расположенным в плоскостях, перпендикулярных к лучу. Движение может происходить по часовой стрелке или обратно часовой стрелке — если предположить, что луч направлен к наблюдателю.

4) Лучи поляризованы по кругу — частный случай предыдущего когда оси эллипса равны между собою. И здесь следует отличать два возможных направления движения по кругу.

Покончив с обзором величин и понятий, играющих роль при разборе вопроса, который мы теперь рассматриваем, мы можем приступить к первой, простейшей формулировке закона Кирхгофа.

Представим себе два тела, M и M_1 , находящиеся при одинаковой температуре T ; положим, что калорические испускания и поглощения лучей, длина волны которых λ , суть a и e для тела M , a_1 и e_1 для тела M_1 . Закон Кирхгофа выражается, прежде всего, формулою

$$\frac{e(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \frac{e_1(\lambda, T)}{a_1(\lambda, T)} \dots \dots \dots (24)$$

или сокращенно

$$\frac{e}{a} = \frac{e_1}{a_1} \dots \dots \dots (25)$$

Закон Кирхгофа (неполная формулировка): Отношение калорического испускания к калорическому поглощению есть одинаковая для всех тел величина, зависящая от температуры тела и от длины волны того потока лучистой энергии, к которому относятся рассматриваемые испускания и поглощения.

Итак, этот закон относится к телам, имеющим одинаковую температуру T , и к потокам заданной длины волны λ . Если изменится температура тел, или если мы станем рассматривать другой поток, с другой длиной волны λ , то и отношение $e : a$ изменится, но притом одинаково для всех тел природы.

Приложим формулу (24) к двум абсолютно черным телам. Тогда мы получим

$$\frac{E}{A} = \frac{E_1}{A_1} \dots \dots \dots (26)$$

Но $A = A_1 = 1$; след.

$$E(\lambda, T) = E_1(\lambda, T) \dots \dots \dots (27)$$

Калорическое испускание E есть одинаковая для всех абсолютно черных тел функция от T и λ . Таким образом является понятие о некоторой функции от λ и T , имеющей мировое значение; это функция совершенно определенная, единственная, одинаковая для всех абсолютно черных тел. Мы обозначим ее через $E(\lambda, T)$. Положим, что второе из двух тел M и M_1 есть абсолютно черное. Тогда (24) дает

$$\frac{e}{a} = \frac{E}{A} \dots \dots \dots (28)$$

Но $A = 1$; след.

$$\frac{e}{a} = E \dots \dots \dots (29)$$

или точнее

$$\frac{e(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = E(\lambda, T) \dots \dots \dots (30)$$

Закон Кирхгофа (более полная формулировка): Отношение калорического испускания к калорическому поглощению есть одинаковая для всех тел функция от λ и T , равная калорическому испусканию абсолютно черного тела.

Формула (30) дает:

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T) \dots \dots \dots (31)$$

Эта наиболее важная формула указывает на то значение, которое имеет мировая функция $E(\lambda, T)$ для калорического испускания $e(\lambda, T)$ всех тел в природе. Величина $e(\lambda, T)$ равняется произведению двух множителей, из которых один и есть функция $E(\lambda, T)$; другой равен калорическому поглощению $a(\lambda, T)$ рассматриваемого тела.

Мы познакомясь ниже с различными попытками определения вида функции $E = E(\lambda, T)$. Но уже теперь мы должны сказать, что для данного T величина E , как функция от λ , изображается кривой, общий характер которой показан на рис. 100. Она имеет максимальное значение E_m для некоторого $\lambda = \lambda_m$ и в обе стороны асимптотически уменьшается. Это кривая плавная, т. е. в ней нет резких повышений и понижений (см. кривую e на рис. 101). Ни при каких конечных значениях переменных T и λ она не обращается в нуль. Математически это выра-

жает, что абсолютно черное тело при всякой температуре испускает всевозможные лучи. Но физически дело представляется иначе, ибо всякий раз когда $E < e_0$, мы должны принять, что практически $E = 0$, см. (23).

Поглощение $a(\lambda, T)$ в двух случаях может равняться нулю. Во-первых, когда $r = 1$, см. (18), т. е. весь поток данного λ отражается; во-вторых, когда $r + b = 1$, см. (19), т. е. когда все неотраженные лучи проходят через тело, абсолют-

но прозрачное. Можно с достоверностью сказать, что второго случая в природе не наблюдается, что хотя бы малое внутреннее поглощение всегда существует. И первый случай

вряд ли встречается в природе математически точно, хотя, напр., для некоторых металлов и инфракрасных лучей большой длины волны, r незаметно мало отличается от единицы. Становясь на реальную почву, мы можем в некоторых случаях принять, что практически $r = 1$ или $r + b = 1$, а след. $a = 0$.

Если таким образом E и a математически вероятно никогда не равны нулю, то из (31) следует, что и $e(\lambda, T)$ никогда не нуль, т. е. что всякое тело при всякой температуре испускает лучи всевозможной длины волны λ . Но практически мы должны принять $e = 0$ или $E = 0$, если $e < e_0$ или $E < e_0$; мы примем $a = 0$, когда r или $r + b$ незаметно мало отличаются от единицы.

Относительно истории открытия закона, выражающегося формулою (25) заметим, что предшественниками Kirchhoff'a могут быть названы A. Angstroem, De la Provostaye и Desains, Stewart и др.

Строгого, но весьма сложного доказательства формулы (25), данного Kirchhoff'ом, мы здесь не приводим. Другие доказательства дали Voigt (1899), Pringsheim (1900), Dunooyer (1906) и др.

§ II. Следствия, вытекающие из закона Кирхгофа. Обратимся к более подробному разбору основной формулы, см. (29) и (31),

$$e = aE \dots \dots \dots (32)$$

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T) \dots \dots \dots (33)$$

Следует твердо помнить, что величина $a(\lambda, T)$ по самому существу есть правильная дробь, или, в крайнем случае, единица. Отсюда следует, что $e(\lambda, T)$ никогда не может быть больше $E(\lambda, T)$. Итак

$$\left. \begin{aligned} a(\lambda, T) &\leq 1 \\ e(\lambda, T) &\leq E(\lambda, T) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (34)$$

Испускательная способность абсолютно черного тела есть максимальная. При заданном T кривая $e = f(\lambda)$ должна вся находиться

внутри кривой $E = E(\lambda)$, см. рис. 101. Формула (32) показывает, далее, что

$$\left. \begin{array}{l} \text{если } e > 0 \\ \text{то } a > 0 \end{array} \right\} \dots \dots \dots (35)$$

Неравенство $e > 0$ обозначает, в сущности, что $e > e_0$; так как $a \leq 1$, то ясно, что в этом случае и $E > e_0$. Формула (35) приводит к фундаментальной теореме, которой мы дадим пока неполную формулировку:

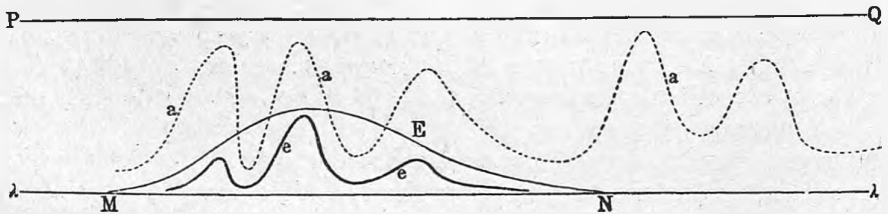
Теорема I (неполная формулировка): Всякое тело поглощает те лучи, которые оно при данной температуре испускает. Обратного заключения сделать нельзя.

Во-первых, может случиться, что $E > 0$ и $a > 0$ и все-таки $e = 0$. Действительно, $E > 0$ означает $E > e_0$. Положим, напр., $E = 2e_0$ и $a = \frac{1}{3}$, или $E = 200e_0$, $a = 0,001$; тогда $e < e_0$, т. е. практически $e = 0$.

Теорема II. Может случиться, что $E > 0$, т. е. величина заметная, а $e = 0$, т. е. величина незаметная, хотя $a > 0$.

Во-вторых, из того, что $a > 0$ и даже близко к единице, не следует, что $e > 0$, так как мы можем иметь $E = 0$. Итак, теорему I нельзя заменить обратной: тело может поглощать и такие лучи, которые оно само не испускает; необходимо только, чтобы и абсолютно черное тело не испускало,

Рис. 101.



при данной температуре, этих лучей. Так, напр., холодное красное стекло поглощает зеленые лучи (a почти единица), но оно не испускает зеленых лучей, как и холодное черное тело их не испускает. На рис. 101 изображена, во-первых, кривая E , имеющая при данном T между M и N заметные значения; далее начерчена кривая e , расположенная целиком ниже кривой E . Наконец, пунктиром обозначена кривая a ; она расположена ниже прямой PQ , находящейся от абсциссы (MN) на расстоянии, равном единице. В пределах MN всякому возрастанию величины e соответствует и возрастание величины a , и наоборот. Но вне этих пределов величина a может иметь какие угодно значения, может произвольно близко подходить к единице, хотя e практически остается равным нулю. Теперь понятна необходимость более точной формулировки теоремы I.

Теорема I (более точная, но не окончательная формулировка): Всякое тело поглощает, между прочим, те лучи, которые оно при данной температуре испускает. Но оно может поглощать и другие лучи, однако, только из тех, которые при этой температуре не испускаются абсолютно черным телом.

Теперь понятно, с какой оговоркой следует формулировать обратную теорему:

Теорема III. Из лучей, испускаемых при данной температуре абсолютно черным телом, произвольное тело поглощает те, которые оно испускает, и испускает те, которые оно поглощает.

Если $E > 0$, то

при $e > 0$. . . $a > 0$

„ $a > 0$. . . $e > 0$

при $a = 0$. . . $e = 0$

„ $e = 0$. . . $a = 0$

Если $E = 0$, то $e = 0$, но может быть $a > 0$.

Хороший пример, подтверждающий, что $e = 0$, если $a = 0$, представляет фосфорнонатровая соль, которая при нагревании до температуры белого каления превращается в совершенно прозрачную, и в то же время не светящуюся каплю. Напомним еще раз, что все сказанное относится исключительно только к калорическому лучеиспусканию.

Мы должны еще раз возвратиться к теореме I и дать ей окончательную формулировку. Предположим, что некоторое тело испускает при данной температуре T лучи длины волны λ , и притом обладающие поляризацией определенного характера (стр. 163). Этот характер может зависеть от направления лучеиспускания, или от особых внешних условий (напр., под влиянием магнитных сил). Мы при этом оставляем открытым вопрос о том, бывают ли случаи, когда внешние обстоятельства влияют на характер поляризации не калорического лучеиспускания (возможно, что наблюдаемые случаи относятся иногда к лучеиспусканию при люминесценции). Вводя добавочное указание на характер колебаний, мы получаем теорему I в окончательной форме:

Теорема I. Всякое тело, испускающее при данной температуре и при данных условиях в определенном направлении (угол с нормалью) лучи длины волны λ и определенного характера колебаний (поляризации), поглощает, при той-же температуре и при тех-же условиях, падающие на него лучи того-же направления, той-же длины волны λ и того же характера колебаний.

Расширив понятие о лучистой энергии введением понятия о характере колебаний (поляризации), мы можем дополнить и формулировку самого закона Кирхгофа.

Во-первых, основная формула (25), относящаяся к двум различным телам, остается верною, если ее приложить не только к данным λ и T , но и к данному характеру колебаний.

Теорема IV. Отношение $e : a$, одинаковое для всех тел при данном T и для данного λ , не зависит от характера колебаний, т. е. от рода поляризации лучей, которые испускаются и поглощаются.

Положим, во-вторых, что одно и то же тело испускает при температуре T по одному направлению два рода лучей, одинаковой длины

волны λ , но различных по характеру колебаний. Оба луча могут, напр., быть прямолинейно поляризованные, но колебания в них происходят в плоскостях взаимно перпендикулярных. Пусть $a(\lambda)$, $c(\lambda)$ относятся к одного рода, $a'(\lambda)$, $c'(\lambda)$ — к другого рода лучам. Для абсолютно черного тела соответствующие величины $E(\lambda)$ и $E'(\lambda)$ равны между собою, ибо такое тело испускает лучи естественные (неполяризованные), а это, как мы увидим, означает, что оно одинаково испускает лучи всевозможного рода поляризации. Мы имеем

$$\frac{e(\lambda)}{a(\lambda)} = E(\lambda), \quad \frac{e'(\lambda)}{a'(\lambda)} = E'(\lambda).$$

Но $E(\lambda) = E'(\lambda)$, след.

$$\frac{e(\lambda)}{e'(\lambda)} = \frac{a(\lambda)}{a'(\lambda)} \dots \dots \dots (36)$$

где все величины относятся к одному телу, одному направлению и одинаковым T и λ . Мы увидим, что пластинка турмалина, стороны которой параллельны кристаллографической оси, неодинаково поглощает лучи, колебания которых происходят параллельно (a) и перпендикулярно (a') к этой оси; оказывается, что $a' > a$. Формула (36) показывает, что должно быть $e' > e$, т. е. что турмалиновая пластинка должна больше испускать лучей, колебания которых перпендикулярны к оси, чем лучей, колебания которых параллельны оси. Уже Kirchhoff, а затем Stewart убедились на опыте, что $e' > e$. А. Pflueger нашел (1902) для турмалиновой пластинки, нагретой в пламени бузеновской горелки, полное согласие опытов с формулою (36). Так для одной пластинки и для $\lambda = 0,610 \mu$ он получил

$$\frac{e(\lambda)}{e'(\lambda)} = 0,438, \quad \frac{a(\lambda)}{a'(\lambda)} = 0,439.$$

Только в одном случае разница доходила до 1,8%.

Теорема V. Если одно и то же тело при данной температуре испускает лучи двух родов, одинаковой длины волн, но различного характера колебаний, то для этих лучей отношение испусканий ($e:e'$) равно отношению поглощений ($a:a'$).

Комбинируя формулу (36) с (18) или (19), мы получим для тела непрозрачного для данного колебания

$$\frac{e}{1-r} = \frac{e'}{1-r'} \dots \dots \dots (37)$$

Для тела прозрачного имеем

$$\frac{e}{1-r-b} = \frac{e'}{1-r'-b'} \dots \dots \dots (38)$$

Мы видели (см. стр. 164), что тело может поглощать и такие лучи, которых оно само не испускает, напр., потому, что его температура слишком низка (холодное красное стекло и зеленые лучи). Некоторый интерес пред-

ставляет вопрос: не станет ли такое тело при нагревании испускать обильно те лучи, которые оно поглощает при более низкой температуре. Очевидно, что так и будет, если только тело при нагревании сохранит способность поглощать те лучи. Сюда можно отнести опыты Magnus'a, что каменная соль, весьма прозрачная для инфракрасных лучей, пропускает, однако, только половину потока энергии, испускаемого нагретою каменною солью; то-же самое он нашел и для сильвина (KCl); Rubens и Nichols, а также Abramszyk подтвердили эти результаты. Нельзя, однако, в этих опытах видеть непосредственного подтверждения закона Кирхгофа, так как испускающее и поглощающее тела находились при неодинаковой температуре.

§ 12. Опытное получение лучеиспускания абсолютно черного тела.

Мы видели, что лучеиспускание $e(\lambda, T)$ произвольного тела связано с лучеиспусканием $E(\lambda, T)$ абсолютно черного тела уравнением, см. (31).

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T) \dots \dots \dots (39)$$

Огромное значение функции $E(\lambda, T)$ заставляло искать способы для ее изучения. Таких способов могло быть два: опытное исследование лучеиспускания тела, обладающего свойствами абсолютно черного тела, и теоретическое определение вида функции E . Обращаемся к первому способу; его можно было бы заменить и таким: опытное исследование, т. е. измерение для всевозможных λ и T , величин e и a для произвольного тела. В этом направлении работали Vo u m a n n (стекло) и Rosenthal (кварц и слюда). Они сравнивали величины $e : a$ для указанных веществ с испускательною способностью тела (окись меди и др.), которое они считают близким к телу абсолютно черному.

Оказалось, однако, возможным путем опыта изучить функцию $E(\lambda, T)$, не прибегая к помощи тел черных в обыкновенном смысле слова. Сам Kirchhoffe в 1860 году указал на возможное решение вопроса; но практическое применение его мысли воспоследовало только в 1895 году. Оно заключается в следующем. Вообразим замкнутое пространство, оболочка которого непроницаема для лучистой энергии ($b = 0$); внутри этого пространства могут находиться какие угодно тела. Оболочка и эти тела находятся при одной и той же температуре. Лучи, испускаемые оболочкой и телами, претерпевают, вообще, большое число последовательных отражений и внутренних поглощений, пока энергия их не дойдет до величины, практически равной нулю. Мы в этом случае должны отличать истинное калорическое лучеиспускание $e(\lambda)$ элемента σ поверхности оболочки или внутренних тел от того потока энергии $e'(\lambda)$, который фактически исходит от элемента σ , и который состоит из двух частей:

$$e'(\lambda) = e(\lambda) + g(\lambda) \dots \dots \dots (40)$$

где $g(\lambda)$ энергия потоков, отраженных от σ , а также потоков, прошедших через все тело и выходящих через σ наружу. Величина $e(\lambda)$ зависит от рода тела и может быть различна в различных местах поверхности обо-

лочки и тел. Kirchhoff, как упомянуто, первый указал, что каковы-бы ни были оболочка и тела, во всех поверхностях имеет место равенство

$$e'(\lambda) = e(\lambda) + g(\lambda) = E(\lambda) \dots \dots \dots (41)$$

т. е. что фактическое лучеиспускание равняется лучеиспусканию черного тела, для которого, очевидно, $g(\lambda) = 0$.

В замкнутом пространстве, все части которого находятся при одной и той-же температуре, исходит от всех тел и от оболочки лучеиспускание, тождественное с лучеиспусканием абсолютно черного тела. Если в оболочке такого тела сделать маленькое отверстие, то выходящий наружу поток лучистой энергии по составу будет тождествен с потоком, испускаемым, при той-же температуре, абсолютно черным телом.

Kirchhoff доказывает это немногими словами: он говорит, что всякий луч, проникающий снаружи во внутреннее пространство, в конце концов вполне поглощается, а след., внутренняя поверхность действует так, как если-бы для нее было $A = 1$. Pringsheim (1900) дал более полное доказательство. Практически построили такое „абсолютно черное“ тело впервые Christiansen (1884) и Boltzmann (1884), но как-бы мимоходом и случайно. Далее St. John (1895) и Reid (1895), повидимому, были близки к практическому применению вышеуказанного свойства замкнутого пространства. Но действительно построили такое „абсолютно черное“ тело и занялись изучением потока лучистой энергии, выходящего из упомянутого малого отверстия, впервые Lummer и Wien в 1895 г. Затем Lummer и Kurlbaum дали в 1898 г. краткое, а в 1901 г. подробное описание „электрически накаляемого абсолютно черного тела“. Кроме того в 1897 г. Lummer и Pringsheim также описали одну из форм, которую они придали этому телу. Названные ученые пользовались иногда сосудами шаровидной или кубической формы, окруженными кипящей водой, расплавленной селитрой и т. д., смотря по температуре T , для которой требовалось изучить функцию $E(\lambda)$. Наиболее удобным оказалось, однако, цилиндрическое, двустенное тело из огнеупорного материала. В промежутке между обеими стенками помещен платиновый цилиндр, нагреваемый электрическим током до желаемой температуры, которая измеряется термоэлектрической парой, помещенной во внутреннем цилиндре. У одного из оснований этого цилиндра находится маленькое отверстие. Ряд поперечных диафрагм был расположен внутри цилиндра так, чтобы до отверстия доходили лучи только от средней наиболее равномерно нагретой части цилиндра.

§ 13. Законы лучеиспускания абсолютно черного тела. Законы Stefan'a и Wien'a. Обращаемся к рассмотрению одного из интереснейших вопросов современной физики, а именно к вопросу о лучеиспускании абсолютно черного тела, т. е. о виде и о свойствах функции $E(\lambda, T)$. В этом параграфе мы рассмотрим некоторые свойства этой функции, которые можно считать твердо установленными и проверенными на опыте. Эти свойства выражаются законами Stefan'a и Wien'a.

I. Закон Stefan'a. Этот закон уже был упомянут на стр. 151. Сам Stefan полагал, что он относится ко всем телам. Bartoli, как было упомянуто, доказал его теоретически для абсолютно черного тела. Он относится к интегральному лучеиспусканию, т. е. к величине

$$E_T = \int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda \dots \dots \dots (42)$$

В формулировке Bartoli этот закон гласит: Интегральное лучеиспускание абсолютно черного тела пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры.

$$E_T = CT^4 \dots \dots \dots (42, a)$$

Если мы имеем два черных тела, температуры которых T_1 и T_2 , то количество Q лучистой энергии, теряемой первым в единицу времени, равно

$$Q = C(T_1^4 - T_2^4) \dots \dots \dots (43)$$

где C постоянный множитель. Отсюда

$$\frac{Q}{T_1^4 - T_2^4} = C = \text{Const.} \dots \dots \dots (44)$$

Впоследствии Planck (1900) также теоретически вывел закон Stefan'a.

Опытная проверка этого закона производилась весьма многими учеными; но они брали разные тела, в большинстве случаев платину, т. е. проверяли закон для тел не абсолютно черных. Неудивительно, что Graetz, Riviere, W. Siemens, Abney и Festing, Bottomley, Edler и Schleiermacher находили, что закон Stefan'a или вовсе не оправдывается или оказывается верным лишь при особых условиях (Graetz для низких температур, Schleiermacher для окиси меди). Исключение представляли опыты Schneebeli, который нашел, что закон Stefan'a подтверждается в широких пределах. Но теперь такой результат понятен: если рассмотреть способ, которым пользовался Schneebeli, то оказывается, что он, сам того не подозревая, измерял лучеиспускание того абсолютно черного тела, с которым мы познакомились в § 12.

Впервые Lummer и Pringsheim (1897, поправка введена 1900) нашли, что для абсолютно черного тела закон Stefan'a вполне оправдывается в широких пределах от $T = 290^\circ$ (17°C) до $T = 1535^\circ$. Тот-же результат получили Lummer и Kurlbaum (1898); закон Stefan'a подтвержден и для низких температур до -180°C (жидкий воздух), как упоминает Lummer, не описывая этих опытов. Наконец, Kurlbaum (1898) отдельно вполне подтвердил этот закон в пределах между 0° и 100°C .

Итак в справедливости закона Stefan'a не может быть ни малейшего сомнения. Но он верен только для абсолютно черного тела и вовсе не оправдывается для других тел. В т. III мы дадим теоретический вывод закона Stefan'a.

В этом отношении особый интерес представляет платина, лучеиспускание которой изучалось многими учеными. Lummer и Kurlbaum (1898) сравнили между собою лучеиспускания абсолютно черного тела и платины. Выражая Q в (44) в произвольных единицах, они нашли для абсолютно черного тела C постоянным и приблизительно равным 109; для платины же C меняется от 4,28 до 19,64 в пределах температур $T_1 = 490^\circ$ до $T_1 = 1760^\circ$ (при $T_2 = 290^\circ$). Эти числа показывают до какой степени лучеиспускание платины меньше лучеиспускания абсолютно черного тела и как далеко первое от закона Stefan'a. Оказывается, что интегральное лучеиспускание платины приблизительно пропорционально пятой степени абсолютной температуры. Raschen (1896—1897) находит даже число 5,425, как показателя этой степени. Однако, Гольдгаммер доказал (1901), что пропорциональность пятой степени не может выражать истинного закона, а может иметь значение лишь чисто эмпирическое.

Абсолютное значение множителя C в (42, a) было определено многими учеными. Его относят к 1 кв. см. поверхности и к одной секунде. Полагаем

$$C = c \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрга}}{\text{см.}^2} = c \cdot 10^{-12} \frac{\text{ватт}}{\text{см.}^2} \dots \dots \dots (44, a)$$

Были найдены следующие числа:

	c	c	
Christiansen (1883)	5,04	Shakespear (1912)	5,67
Kurlbaum (1898)	5,32	Gerlach (1912)	5,90
Scheiner (1908)	4,80	Puccianti (1912)	6,15
Fery (1909)	6,30	Parmentier (1911)	4,80
Todd (1909)	5,48	Westphal (1912)	5,54
Bauer et Moulin (1910)	5,30	Keene (1913)	5,89
Valentiner (1910)	5,58	Millican (1917)	5,72 \pm 0,034.
Fery et Drecq (1914)	6,51		

Наибольшего доверия заслуживает число Millican'a.

II. Законы W. Wien'a. В 1894 г. появилось замечательное исследование W. Wien'a по вопросу о явлениях лучеиспускания. К сожалению мы не можем входить в рассмотрение главного содержания этой работы и должны ограничиться указанием на некоторые, весьма важные результаты, вытекающие из теоретических рассуждений автора. Таких результатов три, тесно связанных между собою.

Пусть λ_m та длина волны, для которой функция $E(\lambda, T)$ принимает наибольшее для данного T значение, которое обозначим через E_m .

W. Wien дал следующий закон:

Длина волны, соответствующая наибольшему лучеиспусканию абсолютно черного тела, обратно пропорциональна абсолютной температуре. Итак

$$\lambda_m T = A \dots \dots \dots (45)$$

где A постоянное число. С повышением температуры не только ординаты кривой $E = f(\lambda)$ увеличиваются, но в тоже время максимум этой функции смещается по направлению к лучам меньшей длины волны. Такое смещение было замечено уже Langley'ем (1886), но закон, по которому оно происходит, найден Wien'ом. Доказательства формулы (45) дали впоследствии еще Thiesen (1901) и Lorentz (1901). Н. F. Weber раньше Wien'a показал, что формула, которую он предлагал для общего вида функции $E(\lambda, T)$, удовлетворяет равенству (45). Но он не доказал необходимости такой связи между λ_m и T .

Далее рассуждения Wien'a приводят к общей формуле

$$E(\lambda, T) = T^5 f(\lambda T) \dots \dots \dots (46)$$

где второй множитель есть функция произведения λT . Ясно, что (46) можно также выразить в виде

$$E(\lambda T) = \lambda^{-5} F(\lambda T) \dots \dots \dots (46,a)$$

где

$$F(\lambda T) = (\lambda T)^5 f(\lambda T).$$

Из этого вида функции E вытекает такой очевидный результат:

Функция $E(\lambda, T)$, определяющая испускание абсолютно черного тела, будет вполне известна, если известны ее значения для всех λ при какой-либо одной температуре T , или если известны ее значения при всех температурах T для какой-либо одной длины волны λ .

Если к выводам Wien'a присоединить закон Stefan'a, то получается формула.

$$E_m T^{-5} = B \dots \dots \dots (47)$$

где B постоянное число; E_m наибольшее значение функции $E(\lambda, T)$ при данном T , т. е. при $\lambda = \lambda_m$.

Наибольшее, в зависимости от λ , значение функции $E(\lambda, T)$ прямо пропорционально пятой степени абсолютной температуры. Исследования Lummer'a и Pringsheim'a (1899), Paschen'a и др. показали, что формулы (45) и (47) несомненно выражают действительные законы.

Lummer и Pringsheim находят, что

$$\lambda_m T = A = 2940 \dots \dots \dots (48)$$

Rubens и Kurlbaum принимают число

$$\lambda_m T = A = 2890. \dots \dots \dots (48,a)$$

Paschen (1901) нашел число $A = 2920$; Warburg (1913) $A = 2894$. Наиболее вероятное ныне число

$$A = 2905 \dots \dots \dots (48,b)$$

Формулы (45) и (47) относятся к абсолютно черному телу. Однако, по видимому, формула (45) приложима и к другим телам. Так Lummer и Pringsheim находят для платины:

$$\lambda_m T = 2626.$$

Но (47) уже не приложима; для платины E_m растет приблизительно пропорционально шестой степени температуры T .

§ 14. Лучеиспускание абсолютно черного тела, как функция температуры и длины волны. Обращаемся к тем работам, которые имели целью определить вид функции $E(\lambda, T)$, которая, как нам уже известно, во всяком случае должна удовлетворять некоторым условиям.

Скажем сперва о работах, произведенных до 1896 г., когда W. Wien предложил свою формулу, о которой будет сказано ниже.

Первый, пытавшийся теоретически определить вид функции $E(\lambda, T)$ был В. А. Михельсон (в Москве), и в этом заключается его бессмертная заслуга. Он дал первый толчок к разработке одного из важнейших вопросов современной физики. Его формула имеет такой вид

$$E(\lambda, T) = C T^{\frac{3}{2}} \lambda^{-6} e^{-\frac{c}{T \lambda^2}} \dots \dots \dots (49)$$

Она дает

$$\lambda_m^2 T = \frac{c}{3} = \text{Const.}; E_m T^{-4,5} = \text{Const.}$$

т. е. не удовлетворяет формулам (45) и (47), которые ныне приходится считать правильными.

Мы вовсе не будем рассматривать дальнейших формул, предложенных разными учеными для функции $E(\lambda, T)$, так как вопрос о виде этой функции был окончательно решен Planck'ом. Предпошлем указанию его формулы одно важное замечание. Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела можно определить не только величиной $E(\lambda, T)$, но также в виде $E(\nu, T)$ где ν число колебаний, так что скорость света c равна

$$c = \nu \lambda \dots \dots \dots (50)$$

Отсюда

$$\frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} \dots \dots \dots (51)$$

$E(\nu, T) d\nu$ есть количество энергии лучей, для которых число колебаний заключено между ν и $\nu + \Delta\nu$. Так как мы, очевидно, должны иметь равенство

$$\int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu = \int_{\infty}^0 E(\lambda, T) d\lambda = -\int_0^{\infty} E(\lambda, T) d\lambda \dots \dots \dots (52)$$

то получается равенство

$$E(\nu, T) d\nu = -E(\lambda, T) d\lambda \dots \dots \dots (53)$$

или, на основании (51),

$$E(\nu, T) = \frac{c}{\nu^2} E(\lambda, T) \dots \dots \dots (54)$$

формула Планк'а такова

$$E(\lambda, T) = 8\pi ch \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1} \dots \dots \dots (55)$$

Если сюда поставить $\lambda = c : \nu$ из (50), то (54) дает

$$E(\nu, T) = \frac{8\pi h}{c^3} \cdot \frac{\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{T}} - 1} \dots \dots \dots (56)$$

и в этом виде ныне обычно и пишут формулу Планк'а. Формулы (55) и (56) относятся к количеству лучистой энергии в единице объема, заполненного черным излучением. В этих формулах h и k суть две мировые постоянные, а именно, в *C. G. S.* системе,

$$h = 6,415 \cdot 10^{-27} \text{ эрг. сек.}; k = 1,34 \cdot 10^{-16} \frac{\text{эрг.}}{10^6 \text{ C.}} \dots \dots \dots (57)$$

Величина $k = R : N$, где $R = 8,31 \cdot 10^7$ газовая постоянная, отнесенная к грамм-молекуле и выраженная в *C. G. S.* единицах; $N = 6,2 \cdot 10^{23}$ число Авогадро, т. е. число молекул в грамм-молекуле газа. Огромное значение получила в современной физике величина h , но мы ограничиваемся этими указаниями, так как в последнем томе „Курса физики“ вопрос о черном излучении будет весьма подробно разобран.

§ 15. Закон Ламберт'а. Люминесценция. Закон Драрег'а. Напряжение видимого свечения. Постараемся выяснить, на почве закона Кирхгофа, истинное значение так называемых законов Ламберт'а и Драрег'а, о которых уже было сказано выше.

Закон Ламберт'а был рассмотрен на стр. 147, и мы уже упомянули, что этот закон неверен, что зависимость лучеиспускания от направления должна выражаться другою, более сложною формулою. В. А. Ульянин первый указал (1897) на связь между законом наклонного лучеиспускания и законом Кирхгофа. Вообразим на поверхности тела единицу поверхности и пусть $J(\varphi, \lambda)$ напряженность пучка лучей длины волны λ , испускаемых по направлению, составляющему угол φ с нормалью к поверхности тела. Площадь поперечного сечения пучка равна $\cos \varphi$. Положим, что пучек ограничен рядом параллельных диафрагм, через который он проходит и через который в обратном направлении может идти другой пучек лучей длины волны λ . К этим двум пучкам приложим закон Кирхгофа

$$e(\lambda) = a(\lambda) \cdot E(\lambda);$$

здесь $e(\lambda)$ есть напряженность потока, а след.

$$J(\varphi, \lambda) = e(\lambda) \cos \varphi \dots \dots \dots (58)$$

Полагая, что тело непрозрачно ($b = 0$) мы можем на основании (18) стр. 159,

написать

$$J(\varphi, \lambda) = E(\lambda) [1 - r(\lambda)] \cos \varphi \dots \dots \dots (59)$$

Для абсолютно матовой поверхности (стр. 155) r не зависит от φ , и след. $J(\varphi, \lambda)$ пропорционально $\cos \varphi$.

Закон Lambert'a верен только для абсолютно матовой поверхности (отражение r не зависит от направления). Для не абсолютно матовой поверхности r есть функция от φ , и мы имеем

$$J(\varphi, \lambda) = E(\lambda) [1 - r(\lambda, \varphi)] \cos \varphi \dots \dots \dots (60)$$

Этот формулой и должна быть заменена, в общем случае, формула Lambert'a. Для абсолютно гладких поверхностей функция $r(\lambda, \varphi)$ может быть вычислена по формулам, с которыми мы познакомимся в учении о поляризации лучей. Для абсолютно черного тела $r = 0$, а потому $E(\lambda)$ от φ не зависит. Если ввести еще зависимость от температуры T , то получится наиболее общая формула

$$J(\varphi, \lambda, T) = E(\lambda, T) [1 - r(\lambda, \varphi, T)] \cos \varphi \dots \dots \dots (61)$$

Прежде чем перейти к т. наз. закону Draper'a обратимся к любопытному вопросу об отношении явления люминесценции к закону Кирхгофа. Этот закон:

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T) \dots \dots \dots (62)$$

приложим только к явлениям чисто калорического лучеиспускания. К явлениям люминесценции он неприменим. Здесь тело испускает лучи короткой длины волны (видимые) при сравнительно низкой температуре, т. е. см. (23), $e > e_0$, хотя $E < e_0$, т. е. практически $e > 0$, хотя $E = 0$, чего по закону Кирхгофа быть не может, так как a не больше единицы. Не смотря на сказанное, все-таки существуют ныне веские поводы думать, что и к явлениям люминесценции приложим не самый закон Кирхгофа, но та теорема I, которую мы, в окончательной формулировке привели на стр. 165. Эта теорема, не имеющая характера количественного закона и не упоминающая вовсе об абсолютно черном теле, устанавливает лишь некоторую качественную связь между испусканием и поглощением. Итак: есть повод думать, что люминесцирующее тело, между прочим, особенно сильно поглощает те лучи, которые оно испускает.

Vurke нашел, что когда урановое стекло флюоресцирует, то оно поглощает лучи той длины волны, которые оно испускает; вместе с флюоресценцией прекращается и это поглощение. Однако, исследования, которые произвели Samichel (1905) и Wood (1908) не подтвердили этого наблюдения.

Спаршивается, относится ли это к газам, светящимся под влиянием электрических разрядов. Liveing и Dewar вывели из своих опытов утвердительный, а Hittorf (1879) и Cantor (1900) отрицательный ответ на этот вопрос. Новые опыты Pflüger'a, Ladenburg'a (1908), Perot

(1909, пары ртути) и др. окончательно привели к утвердительному ответу.

Обращаемся к т. наз. закону Дгарег'а. Этот закон гласил: все тела начинают при одной и той-же температуре испускать видимый, а именно красный свет. Мы описали опыты Дгарег'а и видели, что известь, мрамор и плавиковый шпат начинали светиться раньше, чем другие тела. Далее мы указали на явление серого свечения, которое имеет странный мелькающий характер и исчезает, если постараться его рассмотреть точнее.

Lum mer вполне выяснил те световые явления, которые наблюдаются при постепенном повышении температуры. Тут следует отличать две стороны: объективную, т. е. фактически происходящее лучеиспускание, и субъективную, т. е. те явления, которые наблюдаются нами и которые зависят от свойств нашего глаза. Обратимся сперва к явлению объективному. Рассматривая опыты Дгарег'а (стр. 144), мы видим, что все испытуемые им тела находились при таких условиях, при которых их лучеиспускание было тождественным с лучеиспусканием абсолютно черного тела; а потому неудивительно, что они одновременно начинали испускать видимые лучи. Известь, мрамор и шпат люминесцировали, и этим объясняется, что они начали светиться раньше других тел. Итак — опыты Дгарег'а не доказывают его закона.

Кирхгоф считал возможным видеть в законе Дгарег'а необходимое следствие своего закона:

$$e(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T).$$

Когда черное тело начинает испускать, напр., красные лучи, то $E > 0$, а след. и $e > 0$, т. е. и другое тело должно начать испускать красные лучи. Но такое заключение неверно, и мы это выразили в виде теоремы II на стр. 164. Может случиться, что $E > e_0$, т. е. заметно, а $e < e_0$, т. е. незаметно. Так как $a < 1$, то, строго говоря, равенства $E(\lambda, T) = e_0$ и $e(\lambda, T_1) = e_0$ возможны только при $T_1 > T$, т. е. все тела начинают светиться при более высокой температуре, чем тело абсолютно черное, и эта температура тем выше, чем меньше a . Из сказанного вытекает такой результат.

Никакого закона в том виде, как его формулировал Дгарег, не существует. Опыты Дгарег'а ничего не доказывают, а вывод этого закона из закона Кирхгофа неверен. Различные тела начинают испускать заметные количества лучистой энергии длины волны λ при различных температурах, тем более высоких, чем меньше тела поглощают эти лучи, т. е. чем больше они их отражают и пропускают.

Чтобы понять субъективную сторону явления, следует, как показывал Lum mer, иметь в виду два свойства нашего глаза.

Во-первых, сетчатая оболочка глаза более чувствительна к лучам средней части видимого спектра, чем к крайним красным, так что, при малой энергии, мы раньше увидим желтые и зеленые лучи, чем красные.

Во-вторых, большую роль играет следующее обстоятельство. В сетчатой оболочке глаза находятся двух родов микроскопические органы: палочки (*bacilli*) и колбочки (*coni*). В желтом пятне, т. е. в средней части сетчатой оболочки совершенно отсутствуют палочки. А. Кoenig, а затем, в особенности, I. Kries показали, что эти органы обладают совершенно различными свойствами: палочки более светочувствительны, чем колбочки, но они совершенно не цветоочувствительны. Весьма слабый свет отмечается палочками раньше, чем колбочками, но он представляется бесцветным, серым. Для раздражения колбочек необходим более сильный свет, но зато они цветоочувствительны. Так как в желтом пятне нет палочек, то ясно, что мы заметим весьма слабый свет прежде всего при непрямом зрении, и что этот свет должен исчезнуть, если мы постараемся рассмотреть его. Таким образом вполне объясняется появление того серого свечения, о котором было сказано выше. При более высокой температуре желтое пятно также начинает замечать свет, но первые проблески этого света не имеют красного оттенка по причине, которая также понятна, на основании изложенного выше.

Напряжение видимого свечения, или т. наз. фотометрическая яркость H тела весьма быстро возрастает с повышением температуры. Lummer и Kurlbaum (1900) впервые определили зависимость всего видимого излучения от абсолютной температуры T . Для платины они установили эмпирическую формулу вида

$$H = c T^x \dots \dots \dots (62, a)$$

причем x лишь в небольших температурных интервалах остается постоянным. Для различных T они нашли следующие численные значения показателя x :

$T = 900$	1000	1100	1200	1400	1600	1900
$x = 30$	25	21	19	18	15	14.

Эти числа показывают с какою огромною быстротою яркость растет с температурой, особенно при красном калении; при 820° она вдвое более, чем при 800° . Guillaume (1901) и Lummer полагают, что, при возрастании T , величина x стремится к пределу 12. При этом удвоение абсолютной температуры увеличивает яркость примерно в 4000 раз. Lummer (1914) нашел для угля, что x падает от 33 до 8,5 когда T растёт от 1700° до 2900° . Rasch (1904) вывел теоретически формулу

$$\lg H = C - \frac{k}{T} \dots \dots \dots (63)$$

где C и k постоянны. Эту формулу можно написать в виде

$$H = H_1 e^a \left(1 - \frac{\vartheta}{T}\right) \dots \dots \dots (64)$$

Здесь ϑ означает ту температуру, при которой $H = H_1$. Если принять H_1 равным яркости лампочки Hefner-Alteneck'a, то получается для

1 кв. мм. поверхности черного тела

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 12,943. \\ \vartheta &= 2068,4^{\circ} \text{ abs. } (1795^{\circ} \text{ C.}) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (64,a)$$

Le Chatelier и Boudouard определили яркость H для прокаленной окиси железа и притом для красных лучей; они нашли, приняв за единицу яркость одной свечи (гл. IX),

$$H = 10^{6,7} T e^{-\frac{3210}{T}} \dots \dots \dots (65)$$

Отсюда можно вычислить, что в (66,c) величина $\alpha = 13,02$, что весьма близко к числу, данному в (66,d). Дальнейшие исследования производили Guillaume (1901), Nernst, Eisler и Jablonski (1904). Lucas (1905) указал, что формула (66,b) может быть выведена из формулы (53) Wien'a, если ее приложить к $\lambda = 0,542 \mu$.

§ 16. Влияние окружающей среды на переход тепловой энергии в лучистую. Kirchhoff (1860), а затем Clausius (1864) доказали, что лучеиспускательная способность тел меняется в зависимости от рода окружающей среды, и что для черных тел она обратно пропорциональна квадрату скорости распространения лучистой энергии в этой среде. Пусть E лучеиспускательная способность абсолютно черного тела в пустоте, e — в какой-либо среде; V и v скорости лучей в пустоте и в этой среде. Тогда $e : E = V^2 : v^2$; но $V : v = n$, т. е. показателю преломления среды (см. ниже), а потому

$$e = n^2 E \dots \dots \dots (66)$$

Лучеиспускательная способность абсолютно черных тел пропорциональна квадрату показателя преломления окружающей среды. Этот закон принято называть законом Clausius'a; мы будем его называть законом Kirchhoff-Clausius'a.

Quintus Icilius проверил закон Kirchhoff-Clausius'a, сравнивая лучеиспускания нагретой меди в CO_2 и в H ; результаты его опытов могут служить подтверждением этого закона.

Smoluchowski de Smolan также произвел опытную проверку этого закона. Он поместил одну над другой три горизонтальные пластинки, на равных расстояниях друг от друга. Нижнюю он поддерживал при 0° , верхнюю при 31° , и определял температуру средней пластинки, когда между пластинками находился сперва воздух, а потом CS_2 . Вводя все необходимые поправки, он получил результат, достаточно согласный с законом Kirchhoff-Clausius'a. Новые теоретические выводы закона Kirchhoff-Clausius'a дали Smoluchowski de Smolan, Bartoli, князь Б. Голицын, Planck (1900), В. А. Ульянин, В. А. Михельсон и др. Сравнительно очень простое, но не вполне строгое доказательство дал Mach.

§ 17. Давление лучистой энергии. Электромагнитная теория лучистой энергии, созданная Maxwell'ем, приводит к замечательному резуль-

тату, что поверхность тела, до которого распространяется поток лучистой энергии, подвергается некоторому давлению, величина которого на единицу поверхности численно равняется полному количеству лучистой энергии, заключенному в единице объема, когда поверхность абсолютно черная, т. е. поглощает весь поток энергии (отражение $r = 0$), и поток падает нормально к этой поверхности. Пусть поверхность S претерпевает давление F и пусть E количество лучистой энергии в объеме V ; тогда

$$\frac{F}{S} = \frac{E}{V} \dots \dots \dots (67)$$

Обе стороны равенства (67) одного размера, ибо $[F] = \frac{ML}{T^2}$, $[S] = L^2$; $[E] = \frac{ML^2}{T^2}$ и $[V] = L^3$. Давление в динах на кв. см. равно числу эргов в куб. см. объема.

Когда лучи падают на поверхность тела нормально и вполне отражаются ($r = 1$), то давление F в два раза больше того, которое дано формулою (67); для произвольной поверхности имеем для давления f на единицу поверхности выражение

$$f = \frac{F}{S} = \frac{E}{V} (1 + r) \dots \dots \dots (68)$$

где коэффициент отражения r заключается между нулем и единицею. К той-же формуле (68) пришел, независимо от Maxwell'a, в 1883 году Bartoli. Дальнейшие теоретические исследования по этому вопросу произвели Boltzmann (1884), Fitzgerald (1884), Guillaume, Heavside, князь Б. Голицын (1892), Д. А. Гольдгаммер (1901), Hull (1901), Poynting (1904), Abraham (1904) и др. Некоторые из выводов, основанных на применении начал термодинамики будут нами рассмотрены в т. III. Когда лучи составляют угол φ с нормалью к поверхности тела, то давление на единицу поверхности равно

$$f = e (1 + r) \cos^2 \varphi \dots \dots \dots (69)$$

где $e = E : V$, энергия единицы объема. Poynting (1904) показал, что лучи производят также и тангенциальную силу на тело, когда $\varphi > 0$. Величина этой силы, отнесенной к единице поверхности, равна

$$f_1 = \frac{e}{2} (1 - r) \sin 2\varphi \dots \dots \dots (70)$$

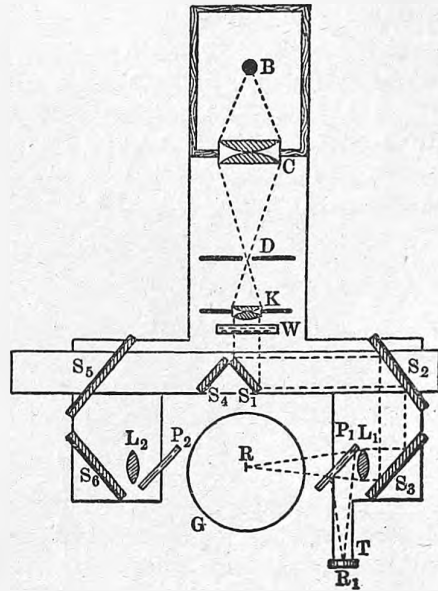
При $r = 1$ и, понятно, при $\varphi = 0$ имеем $f_1 = 0$; итак, поглощение лучей есть необходимое условие возникновения тангенциальной силы, максимум которой находится при $\varphi = 45^\circ$, если r не зависит от φ , напр., при $r = 0$.

Весьма интересно, что уже Кеплер (1619) высказал мысль о давлении света, исходя, впрочем, из теории истечения; этим давлением он пытался объяснить происхождение кометных хвостов, обращенных от солнца. Его мысль поддерживал Longomontanus (1622) и к ней возвратился Эйлер (1746). Первые попытки удостовериться путем опыта

в существовании давления световых лучей произвели De Mairan и Du Fay (1754), но они не могли добиться ясных результатов; то-же самое относится к попыткам Fresnel'я (1825), Zoellner'a, Bartoli и Crookes'a; исследования последнего привели к открытию радиометрических явлений.

П. Н. Лебедев первый обнаружил путем опыта существование Maxwell-Bartoli'евых давлений. Общее распределение его приборов изображено на рис. 102 в горизонтальном разрезе; наиболее важная подвижная часть — на рис. 103. Эта последняя представляла вертикально подвешенный прибор, снабженный круглыми пластинками (диаметр 5 мм.), на поверхность которых и производилось давление потока лучистой энергии. На рис. 103 изображены три таких прибора; числа указывают на материал, из которого сделан кружок, а также на состояние его поверхности, а именно:

Рис. 102.

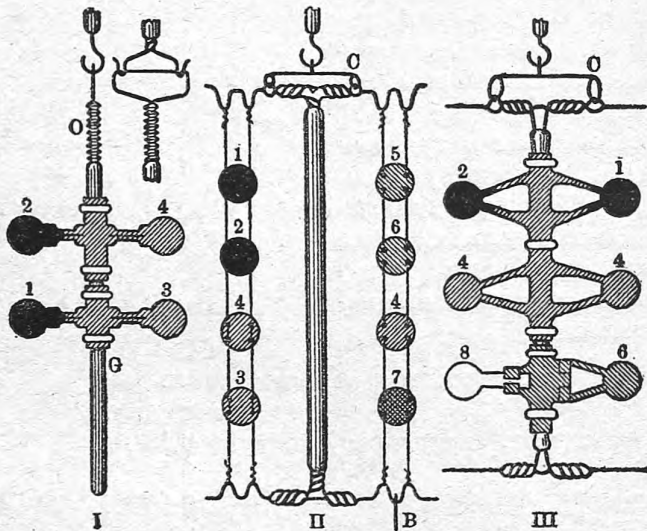


1. Платина, платинированная толстым слоем.
2. " " " в пять раз тоньше.
3. " поверх. зеркальная, толщина 0,10 мм.
4. " " " " 0,02 "
5. Алюминий, " " " 0,10 "
6. " " " " 0,02 "
7. Никкель, " " " 0,02 "
8. Слюда, " " " < 0,01 "

Каждый из этих приборчиков мог быть подвешен в R (рис. 102) внутри стеклянного баллона G, причем пластинки находились в вертикальной плоскости, проходящей через RB. Пучек лучей мог быть направлен на одну из пластинок, нормально к ее поверхности, и притом попеременно сперва на одну, потом на другую (правую и левую на рис. 103) поверхность. Свет от дуговой лампы B собирался конденсатором C в отверстии диафрагмы D и затем, пройдя линзу K, шел дальше параллельным пучком. Стекланный сосуд W с плоскопараллельными стенками, наполненный водой, задерживал инфракрасные лучи ($\lambda > 1,2 \mu$), а ультрафиолетовые поглощались теми стеклами, через которые должны были проходить лучи S_1S_2, \dots, S_6 зеркала; из них S_1 и S_4 могли быть перемещаемы из положения, изображенного на рис. 102, настолько вправо, что лучи падали на зеркало S_4 . Падая на S_1 , лучи отражались от S_1, S_2 и S_3 и линзой

L_1 концентрировались в R на поверхности (правой) одного из кружков. Если передвинуть зеркала S_1, S_4 вправо, то лучи пойдут по направлению $S_4 S_5 S_6$ и линзой L_2 соберутся на другой (левой) стороне кружка. Чтобы следить за относительными изменениями энергии светового потока, пользовались стеклянной пластинкой P_1 , отражавшей определенную часть падающего пучка к термо-батарее T из железа и константана, по своему устройству напоминая прибор Рубенса, описанный на стр. 141, (рис. 87). Воздух в баллоне G разрежался до упругости, меньшей 0,0001 мм. ртутн. Для измерения абсолютной величины энергии потока служил калориметр, которого мы не описываем. Оказалось, что на каждую из пластинок (диаметр 5 мм.) в течение одной минуты падало 1,2 до 1,8 мал.

Рис. 103.



калорий. Коэффициент отражения r пластинок определялся отдельно. Наблюдая колебания приборов, подвешенных в баллоне G , Лебедев определял положения покоя (как это делается при наблюдении качаний коромысла весов) при освещении сперва с одной, потом с другой стороны. Оказалось, что положения покоя смещались; по величине этого смещения можно было определить давление, произведенное потоком лучистой энергии. Оно оказалось, в пределах ошибок наблюдений, достаточно близким к той величине, которая получается вычислением на основании формулы (68).

Это вычисление ведется следующим образом. Пусть q энергия потока, падающего на 1 кв. см. поверхности в течение одной секунды и выраженного в эргах. Эту энергию можно себе представить распределенною внутри цилиндра, площадь поперечного сечения которого равна 1 кв. см., а длина равна скорости света, т. е. $3 \cdot 10^{10}$ см. Отсюда ясно, что величина $E:V$ в (68) равна

$$\frac{E}{V} = \frac{q}{3 \cdot 10^{10}} \text{ эрг.}$$

а след.

$$f = \frac{q}{3 \cdot 10^{10}} (1 + r) \text{ дин} \dots \dots \dots (71)$$

Лебедев убедился, что наблюдаемые им отклонения не могли быть вызваны обыкновенными радиометрическими действиями.

Мы увидим ниже, что на 1 кв. см. поверхности, нормальной к солнечным лучам и находящейся вне пределов атмосферы, поглощающей значительную часть этих лучей, падает в 1 минуту количество лучистой энергии, равное приблизительно 2 мал. калориям или 82 мегаэргам. Отсюда $q = 7 \cdot 10^5$ эргам. Вставляя это число в (68) и принимая $r = 0$, получаем давление в $\frac{4}{9}$ -дина на 1 кв. метр черной поверхности.

Для абсолютно отражающей поверхности ($r = 1$) получилось бы давление вдвое большее. Если часть энергии проходит через тело, то она, как не вызывающая давления, должна быть вычтена из q .

Nichols и Hull (1901) производили измерения давления f и также получили результаты, согласные с теорией.

Poyniting'у (1904) удалось на опыте доказать существование тангенциальной силы и даже измерить ее величину, которая оказалась вполне согласной с формулой (70).

Лучеиспускающее тело должно подвергаться давлению по направлению, прямо противоположному направлению испускания; это давление соответствует т. наз. „отдаче“, напр., пушки. Poyniting (1910) доказал на опыте существование этой отдачи.

На основании этих работ возникла мысль, высказанная Кеплером, о той роли, которую может играть световое давление в космических явлениях, напр, при образовании кометных хвостов. Первый П. Н. Лебедев (1892) сравнил световое отталкивание с Ньютоновским притяжением и указал, что для тел, размеры которых малы, первое может быть больше второго. Действительно: притяжение уменьшается пропорционально кубам, а отталкивание пропорционально квадратам линейных размеров тел. Далее надо принять во внимание, что около поверхности солнца интенсивность лучистой энергии в 46520 раз больше, чем около земли, а Ньютоновское притяжение лишь в 27,5 раза больше, чем тяжесть на поверхности земли.

Arrhenius (1900) и Schwarzschild (1901) дали дальнейшее развитие теории комет, основанной на отталкивательном действии лучей солнца, связав эту теорию с известной теорией Бредихина. Arrhenius находит, что для шаровидной частицы, находящейся около поверхности солнца и имеющей плотность воды и диаметр $1,5 \mu$, отталкивание равно притяжению, а для еще меньших частиц отталкивание должно превышать притяжение. Schwarzschild ввел существенную поправку в дальнейшие рассуждения Arrhenius'a, показав, что отношение давления лучистой энергии к притяжению имеет максимум, когда диаметр шарика

равен приблизительно $\lambda : 3$, где λ длина волны; при дальнейшем уменьшении шарика это отношение быстро уменьшается. Теория вполне объясняет наблюдаемые формы кометных хвостов.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

- Draper*. Phil. Mag. (3) 30 p. 345, 1847; Amer. Sc. J. (2) 4, 1847; Scientif. Memoirs London 1878, p. 44.
H. F. Weber. W. A. 32 p. 256, 1887.
Stenger. W. A. 32 p. 271, 1887.
Emden. W. A. 36 p. 214, 1889.
Violle. C. R. 88 p. 171, 1879; 92 p. 866 и 1204, 1881; J. de phys. (3) 1 p. 298, 1892.
Gray. Phil. Mag. (5) 37 p. 555, 1894; Proc. phys. Soc. 13 p. 122, 1894.
С. Я. Терешин. Ж. Р. Ф.-Х. О. 25 p. 102, 1893.
Pettinelli. Nuovo Cimento (4) 1 p. 183, 1895.
E. Wiedemann. W. A. 34 p. 446, 1888; 54 p. 604, 1895; 56 p. 18, 201, 1895.
R. Dubois. C. R. 132 p. 431, 1901.
Richartz. Stzber. naturw. Ver. Greifswald, 1 февр. 1899.
Чугаев. Chem. Ber. 34 p. 1820, 1901.
И. И. Борман. Ж. Р. Ф.-Х. О. 29 p. 116, 1897; C. R. 124 p. 895, 1897.
Rose. Pogg. Ann. 52 p. 443, 1841.
Bandrowski. Ztschr. phys. Chemie 15 p. 325, 1892.
Imhof. Phys. Ztschr. 1917 p. 78.
Trautz. Jahrb. d. Rad. 4 p. 136, 1907; Phys. Chem. 53 p. 1, 1905.
 Свечение радиоактивных тел:
Sir W. и Lady Higgins. Astrophys. J. 18 p. 151, 1903; J. de phys. 1903 p. 151; 1904 p. 253; 1906 p. 310; 1907 p. 138, 268.
Crookes. Proc. R. Soc. 72 p. 295, 1903; Chem. News 88 p. 202, 1903.
Stern. Jahrb. d. Rad. 2 p. 147, 1905.
Walter. Annal. d. Phys. (4) 20 p. 237, 1906.
Pohl. Verh. d. d. phys. Ges. 1905 p. 458.
Himsted u. Meyer. Verh. d. d. phys. Ges. 1906 p. 433; Phys. Ztschr. 1906 p. 762.

К § 2.

- Lambert*. Photometria, sive de mensura et gradibus luminis colorum et umbrae. Augsburg, 1760.
Leslie. Inquiry into the nature of heat. London, 1804.
Fourier. Ann. de chim. et phys. (2) 6 p. 259; 1817, 27 p. 236, 1824; Pogg. Ann. 20 p. 375, 1824.
Melloni. La thermochrose, I, Naples, 1850; Ann. ch. et phys. (2) 53 p. 5, 1833; 55 p. 337, 1833; 70 p. 435, 1835; 75 p. 39, 337, 1840; Pogg. Ann. 35 p. 112, 277, 385, 530, 1835; 45 p. 101, 1838; 65 p. 101, 1845; 74 p. 147, 1848.
Angstroem. W. A. 26 p. 253, 1885.
Godard. Ann. d. chim. et phys. (6) 10 p. 354, 1887.
Moeller. W. A. 24 p. 266, 1885.
Poisson. Ann. d. chim. et phys. (2) 26 p. 225, 1824.
Lommel. W. A. 10 p. 449, 1880.
В. А. Ульянин. Закон Ламберта. Казань, 1899; W. A. 62 p. 528, 1897.
Kolaček. W. A. 64 p. 398, 1898.
Chacornac. C. R. 49 p. 806, 1859.
Pickering and Strange. Proc. Amer. Acad. (2) 2 p. 428, 1875.

- H. C. Vogel.* Berl. Ber. 1877 p. 104.
Frost. Astr. Nachr. 130.
Humphreys. Astrophys. J. 31 p. 281, 1910.
King. Phil. Mag. (6) 23 p. 237, 1912.
Jentsch. Annal. d. Phys. (4) 39 p. 997, 1912.
Worthing. Astrophys. J. 36 p. 345, 1912.

K § 3—6.

- De la Provostaye et Desains.* Ann. chim. et phys. (3) 12 p. 129, 1841; 16 p. 337, 1846; 22 p. 348, 1848; 34 p. 192, 1852; C. R. 24 p. 60, 1847; 26 p. 212, 1848.
Wiedeburg. W. A. 66 p. 92, 1898.
Fr. Very. Atmospheric radiation. U. S. Departm. of Agriculture, Weather Bureau Bull. G. 1900; Ztschr. f. Meteorol. 1901 p. 223.
Knoblauch. Pogg. Ann. 70 p. 205, 337, 1847; 71 p. 1, 58, 1847; 101 p. 161, 1857; 120 p. 177, 1863; 125 p. 1, 1865; 136 p. 66, 1869; 139 p. 150, 1870.
Newton. Phil. Trans. 1701; No. 270; Principia, III, prop. 8, coroll. 4. Opusculum II p. 423, opusculum 21.
Dulong et Petit. Ann. chim. et phys. (2) 7 p. 225, 337, 1818; (3) 2, 1841.
Stefan. Wien. Ber. 79, II p. 391, 1879.
Boltzmann. W. A. 22 p. 31, 292, 1884.
Ferrel. Amer. J. of Sc. 38, 1889.
Violle. C. R. 88 p. 171, 1879; 92 p. 866, 1204, 1881.
Rosetti. Atti della R. Ac. de Lincei (3) 2 p. 174, 1878.
H. F. Weber. Berl. Ber. 1888 (2) p. 933.
Graetz. W. A. 11 p. 923, 1880; 36 p. 857, 1889.
Christiansen. W. A. 19 p. 279, 1883.
Lenebach. Pogg. Ann. 151 p. 96, 1873; J. de phys. (1) 3 p. 261, 1874.
Kurlbaum. W. A. 65 p. 746, 1898.
Tumirz. Wien. Ber. 97 p. 1521, 1625, 1888; 98 p. 826, 1122, 1889; 112 p. 1382, 1903 113 p. 501, 1904; W. A. 38 p. 640, 1889.
K. Angstroem. W. A. 67 p. 647, 1899; Phys. Ztschr. 3 p. 257, 1902; Astrophys. Journ. 15, p. 223, 1902.

K § 8.

- K. Angstroem.* W. A. 26 p. 276, 1885; Öfversigt af Kon. Vetens. Akad. Förhandl. 55 p. 283, 1898.
Crova et Compan. C. R. 126 p. 707, 1898.
F. Kurlbaum. W. A. 67 p. 846, 1899.
Rubens und Nichols. W. A. 60 p. 418, 1897.

K § 9.

- Houllévigie.* C. R. 140 p. 428, 1905.
Tuzov. C. R. 148 p. 256, 1909; Изв. Пулковск. Обсерв. 1909 Nr. 26 p. 31; Nr. 29 p. 75; 1911 Nr. 40 p. 35; Ж. Р. Ф.-Х. О. 1910 p. 134, 189; Дисс. 1912.
Parkhurst. Astrophys. J. 30 p. 33, 1909.
Kapteyn. Astrophys. J. 29 p. 46, 1909; 30 p. 284, 1909.
Herbert Ives. Astrophys. J. 31 p. 157, 1910.
Comstock. Astrophys. J. 31 p. 270, 1910.
Melloni. См. к § 2.
Schultz-Sellach. Pogg. Ann. 139 p. 187, 1870.
Friedel. W. A. 55 p. 452, 1895.
Szygmondy. W. A. 57 p. 639, 1896.
K. Angstroem (диффузия в саже). W. A. 36 p. 715, 1889.
Arnó. Atti R. Acc. Torino 28 p. 746, 1893.

- Geer.* Phys. Rev. 16 p. 94, 1903.
Bianchi. N. Cim. (4) 8 p. 285, 1898.
Magnus. Pogg. Ann. 112 p. 351, 497, 1861; 118 p. 575, 1863; 121 p. 186, 1864; 124 p. 476, 1865; 127 p. 613, 1866; 130 p. 207, 1867; 134 p. 102, 1868; Ann. chim. et phys. (3) 64 p. 489, 1862; 67 p. 357, 1863; (4) 6 p. 41, 1865; 13 p. 436, 1868; 15 p. 470, 1868.
Tyndal. Phil. Mag. (4) 22, 23, 25, 26, 32; Phil. Trans. 1864 p. 201, 327.
Jamin et Massin. C. R. 31 p. 14, 1850.
Masson. C. R. 25 p. 936, 1847; 27 p. 532, 1848.
Beer. Pogg. Ann. 86 p. 78, 1852.
Hagen. Pogg. Ann. 106 p. 33, 1859.
Bernard. Ann. chim. et phys. (3) 35, 1852.
Vierordt. Anwendung des Spectralapparates zur Messung und Vergleichung farbigen Lichtes. Tübingen 1873. Quantitative Spectralanalyse. Tübingen 1876.
Zoellner. Pogg. Ann. 109 p. 244, 1860; 142 p. 88, 1871.
Glan. Pogg. Ann. 111 p. 48, 1870; W. A. 3 p. 54, 1878.
Strutt. Phil. Mag. (6) 6 p. 76, 1903.
Hoorweg. Pogg. Ann. 155 p. 385, 1875; J. de phys. (1) 5 p. 22, 97, 1874; 6 p. 153, 1875.
Haga. Thèse à l'Université de Leyde. 1876; J. de phys. (1) 6 p. 21, 1875.
Franz. Pogg. Ann. 94 p. 337, 1855; 101 p. 46, 1857.
Roentgen. W. A. 22 p. 1, 1884.
Kurlbaum. W. A. 61 p. 417, 1897.
K. Angstroem. W. A. 39 p. 267, 1890; Ann. d. Phys. (4) 3 p. 720, 1900.
J. Koch. Ofvers. af K. Vet. Ak. Verh. 1901 Nr. 6 p. 475.
S. Arrhenius. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 690, 1901.

К § 10.

Превосходное изложение вопросов, которые рассмотрены в § 10—17 можно найти в статье *В. А. Михельсона*, Ж. Р. Ф.-Х. О. 34 p. 155, 1902. Здесь же указана литература.

- Euler.* Theoria lucis et colorum.
Angstroem. Pogg. Ann. 94 p. 141, 1853; 97 p. 290, 1854.
Kirchoff. Pogg. Ann. 109 p. 292, 1860; Berl. Ber. 1859 p. 216.
De la Provostaye et Desains. C. R. 36 p. 84; 37 p. 168, 1853.
Stewart. Proc. Edinb. Soc. 1857—1858 p. 95; 1858—1858 p. 203; Phil. Mag. (4) 20 p. 169; 21 p. 391.
Voigt. W. A. 67 p. 366, 1899.
Pringsheim. Verh. d. phys. Ges. 3 p. 81, 1901; Rapports Congr. int. de Phys. 2 p. 101, Paris 1900.
Dunoyer. Annales de phys. (8) 9 p. 10, 1906.

К § 11.

- Kirchoff.* Pogg. Ann. 109 p. 299, 1860.
B. Stewart. Phil. Mag. (4) 21 p. 391, 1861.
A. Pflueger. Annal. d. Phys. (4) 7 p. 806, 1902.
Magnus. Pogg. Ann. 139 p. 445, 1870.
Rubens u. Nichols. W. A. 60 p. 429, 1897.
Abramczyk. W. A. 64 p. 625, 1898.
A. Angstroem. Pogg. Ann. 94 p. 141, 1853; 97 p. 290, 1854.
Cotton. Révue gén. des sciences, 15 Fevr. 1899.

К § 12.

- Ritchie.* Pogg. Ann. 38 p. 378, 1866.
Baumann. Verh. K. Ak. d. Wet. Amsterdam 5 p. 438, 1897.
Rosenthal. W. A. 68 p. 783, 1899; Diss. Berlin, 1899.

- Kirchhoff.* „Untersuchungen über das Sonnenspektrum и т. д.“ 2-ое изд., Berlin, 1862; Ostwald's Klassiker Nr. 100 p. 36; Pogg. Ann. 109 p. 292, 1860.
- Pringsheim.* Rapp. prés. au Congrès de phys. Paris, 1900, 2 p. 101; Verh. phys. Ges. 3 p. 81, 1901.
- Christiansen.* W. A. 21 p. 364, 1884.
- Boltzmann.* W. A. 22 p. 31, 1884.
- St. John.* W. A. 56 p. 433, 1895.
- Reid.* Astrophysical Journal, август 1895 г.
- Lummer u. Wien.* W. A. 56 p. 451, 1895.
- Lummer u. Pringsheim.* W. A. 63 p. 399, 1897.
- Lummer u. Kurlbaum.* Verh. phys. Ges. 17 p. 106, 1898; Annal. d. Phys. (4) 5 p. 829, 1901.

R § 13.

- Stefan.* Wien. Ber. 79 p. 391, 1879.
- Boltzmann.* W. A. 22 p. 31, 291, 1884.
- Planck.* Annal. d. Phys. (4) 1 p. 115, 1900.
- Graetz.* W. A. 11 p. 913, 1880; 36 p. 857, 1889.
- Rivière.* C. R. 95 p. 452, 1882.
- W. Siemens.* Proc. R. Soc. 35 p. 166, 1883.
- Abney and Festing.* Phil. Mag. (5) 16 p. 224, 1883.
- Bottomley.* Proc. R. Soc. 37 p. 177, 1884; Phil. Trans. London, 178 p. 429, 1887, 184, A p. 591, 1893.
- Eder.* W. A. 40 p. 531, 1890.
- Schleiermacher.* W. A. 26 p. 287, 1885; 34 p. 623, 1888; 36 p. 346, 1889.
- Sshneebeli.* W. A. 22 p. 430, 1884.
- Lummer und Pringsheim.* W. A. 63 p. 395, 1897; Annal. d. Phys. (4) 3, p. 159, 1900.
- Lummer und Kurlbaum.* Verh. phys. Ges. 17 p. 106, 1898.
- Lummer.* Rapp. prés., au Congr. de phys. 2 p. 81, Paris 1900.
- Kurlbaum.* W. A. 65 p. 754, 1898.
- Paschen.* W. A. 58 p. 455, 1896; 60 p. 662, 1897.
- Д. Гольдгаммер.* Изв. казанского физико-математич. Общества 1901; Annal. d. Phys. (4) 4 p. 828, 1901.
- Kurlbaum.* W. A. 65 p. 746, 1898.
- Scheiner.* Publ. Astrophys. Obs. Potsdam 18 Nr. 55, 1908.
- Fery.* Annal. chim. et phys. (8) 17 p. 267, 1909; C. R. 148 p. 915, 1909, J. de phys. 1911 p. 551.
- Todd.* Proc. R. Soc. 83 p. 19, 1909.
- Bauer et Moulin.* J. de Phys. (4) 9 p. 48, 1910; C. R. 142 p. 988, 1909; 148 p. 915, 1909; 149 p. 988, 1909; 150 p. 167, 1658, 1910.
- Valentiner.* Annal. d. Phys. (4) 31 p. 272, 1910; 39 p. 489, 1912.
- Fery et Drecq.* J. de Phys. (5) 1 p. 551, 1911; C. R. 152 p. 590, 1911; 155 p. 1239, 1912.
- Shakespear.* Proc. R. Soc. 86 p. 180, 1912.
- Gerlach.* Ann. d. Phys. (4) 38 p. 1, 1912.
- Puccianti.* N. Ciment. (6) 4 p. 31, 322, 1912.
- Westphal.* Verh. d. d. Phys. Ges. 1912 p. 387.
- Keene.* Proc. R. Soc. 88 p. 49, 1913; Electrician 70 p. 541, 1912.
- Millican.* Phil. Mag. (6) 34 p. 1, 1917.
- Paschen.* Annal. d. Phys. (4) 38 p. 30, 1912.
- Coblentz.* (Обзор) Jahrb. d. Rad. 10 p. 340, 1913.
- W. Wien.* W. A. 52 p. 132, 1894; Rapp. prés. au Congrès de Physique, 2 p. 25, Paris 1900; Berl. Ber. 1893 p. 55.
- Langley.* Ann. chim. et phys. (6) 9 p. 433, 1886.
- Thiesen.* Verh. d. phys. Ges. 2 p. 65, 1900.
- H. Lorentz.* Vorls. K. Ak. v. Wet. 1900—1901 p. 572.
- H. F. Weber.* Berl. Ber. 1888 p. 933.

Lummer und Pringsheim. Verh. d. phys. Ges. 1 p. 23, 214, 1899.

Paschen. W. A. 58 p. 455, 1896; 60 p. 662, 1897.

Rubens und Kurlbaum. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 652, 1901.

К § 14.

B. Михельсон. Ж. П. Ф.-Х. О. 19 p. 79, 1887; 21 p. 87, 1889; J. de phys. (2) 6 p. 462, 1887; Phil. Mag. (5) 25 p. 425, 1888.

Planck. Annal. d. Phys. (4) 1 p. 116, 719, 1900.

W. Wien. Annal. d. Phys. (4) 3 p. 530, 1900.

Paschen und Wanner. Berl. Ber. 1899 p. 5.

Paschen. W. A. 58 p. 455, 1896; 60 p. 662, 1897; Berl. Ber. 1899 p. 405, 959.

Wanner. Annal. d. Phys. (4) 2 p. 141, 1900.

Lummer und Pringsheim. Verh. d. phys. Ges. 1 p. 23, 215, 1899; 2 p. 163, 1900.

H. Beckmann. Diss. Tübingen, 1898.

Paschen. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 277, 1901.

Jahnke, Lummer und Pringsheim. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 225, 1901.

Planck. Annal. d. Phys. (4) 3 p. 764, 1900.

Lummer und Pringsheim. Annal. d. Phys. (4) 6 p. 192, 1901.

Planck. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 553, 1901.

Rubens und Kurlbaum. Berl. Ber. 1900 p. 929; Ann. d. Phys. (4) 4 p. 649, 1901.

К § 15.

В. А. Ульянин. W. A. 62 p. 528, 1897; Закон Lambert'a и поляризация Arago, Казань, 1899.

Liveing and Dewar. Chem. News 47 p. 122, 1883.

Hittorf. W. A. 7 p. 582, 1879.

Cantor. Annal. d. Phys. (4) 1 p. 462, 1900.

Burke. Phil. Trans. London 191 p. 87, 1898.

Camichel. C. R. 140 p. 139, 1905.

Pringsheim. W. A. 45 p. 437, 1892; 49 p. 347, 1893; Rapp. prés. an Congrès de Phys. 2 p. 100, Paris 1900.

Lummer. Rapports prés. au Congr. de physique 2 p. 56, Paris 1900; Archiv der Mathem. und Physik (3) 1 p. 77, 1901; Verh. phys. Ges. 16 p. 121, 1897; W. A. 62 p. 14, 1897.

Koenig. Berl. Ber. 1894 p. 577.

Kries. Ztschr. für Psych. u. Physiol. der Sinnesorgane 9 p. 81, 1894.

Lummer und Kurlbaum. Verh. d. d. phys. Ges. 2 p. 89, 1900.

Le Chatelier et Boudouard. Mesure des tempér. élevées. Paris 1900 p. 167.

Rasch. Annal. d. Phys. (4) 14 p. 193, 1904.

Guillaume. Révue génér. des Sc. pures et appl. 12 p. 364, 1901.

Nernst. Phys. Ztschr. 4 p. 733, 1903.

Eisler. Elektrotechn. Ztschr. 25 p. 188, 1904.

Jablonski. Elektrotechn. Ztschr. 25 p. 374, 1904.

Lucas. Phys. Ztschr. 6 p. 19, 1905.

К § 16.

Kirchhoff. Untersuch. über das Sonnenspektrum, 2-ое изд., 1862; Pogg. Ann. 109, p. 275, 1860; См. Ostwalds Klassiker Nr. 100, примеч. 16.

Clausius. Pogg. Ann. 121 p. 1, 1864.

Quintus Icilius. Pogg. Ann. 127 p. 30, 1866.

Smoluchowski de Smolan. C. R. 123 p. 230, 1896; J. de phys. (3) 5 p. 488, 1896.

Bartoli. N. Cim. (3) 6 p. 265, 1880.

Князь Голицын. W. A. 48 p. 492, 1892.

Planck. Annal. d. Phys. (4) 1 p. 118, 1900.

В. А. Ульянин. W. A. 62 p. 528, 1897; Закон Lambert'a, Казань, 1899.

В. А. Михельсон. Физическое Обозрение 2, 1901.
Mach. Prinzipien der Wärmelehre. Leipzig, 1896, p. 146.

К § 17.

- Maxwell. Treatise on electr. and magn. Art, 792, 1873.*
Bartoli. Sopra i movimenti prodotti dalla luce и т. д. Firenze, Le Monnier 1876;
N. Cim. (3) 15 p. 193, 1884; Repert. der Physik 21 p. 198, 1885.
Boltzmann. W. A. 22 p. 33, 1884.
Guillaume. Arch. Sc. phys. (3) 31 p. 121, 1891.
Heaveside. Elektromagn. Theorie I p. 334, London 1893.
Б. Голицын. W. A. 47 p. 479, 1892.
Д. Гольдгаммер. Annal. d. Phys. (4) 4 p. 834, 1901.
Kepler. Principia mathematica I, 3, Prop. 41.
Euler. Mém. de l'Acad. de Berlin. 1746. Vol. 2 p. 121, 135.
De Mairan. Traité phys. et histor. de l'Aurore Boréale, Paris 1754 p. 371.
Fresnel. Ann. de chim. et phys. (2) 29 p. 57, 107, 1825.
Zoellner. Pogg. Ann. 160 p. 154, 1877.
 П. Н. Лебедев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 32 p. 211, 1900; 33 p. 53, 1901; Rapports prés. au
 Congrès de phys. 2 p. 133, Paris 1900; Ann. d. Phys. (4) 6 p. 433, 1901.
Nichols a. Null. Phys. Rev. 13 p. 307, 1901; Astrophys. Journ. 17 p. 315, 1903;
 18 p. 352, 1903.
 П. Н. Лебедев. W. A. 45 p. 292; 62 p. 170, 1897; Phys. Ztschr. 4 p. 15, 1902.
Sv. Arrhenius. Öfvers. K. Vet Akad. Verhandl. 1900 p. 545; Phys. Ztschr. 2 p. 81
 97, 1900.
Schwarzschild. Münch. Ber. 31 p. 293, 1901.
Abraham. Boltzmann — Festschrift, 1904 p. 85.
Fitzgerald. Proc. R. Soc. Dublin, 1884.
Hull, Trans. Astronom. Soc. Toronto, 1901 p. 123.
Poynting. Arch. sc. phys. et natur. (4) 17 p. 397, 1904; Phil. Mag. (6) 9 p. 169, 1905;
Proc. R. Soc. 72 p. 265, 1904; Phil. Trans. 202 A p. 539; Phys. Ztschr. 5 p. 605, 1904.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

Скорость распространения лучистой энергии.

§ 1. Общие замечания. Лучистая энергия распространяется с некоторою определенной скоростью, вообще зависящею от среды и от рода луча, т. е. от периода T . Мы должны допустить, что в материи анизотропной и эфир представляет среду анизотропную и в разных направлениях обладает неодинаковыми свойствами, вследствие чего и скорость распространения лучистой энергии должна зависеть от направления, в котором это распространение происходит.

Скорость распространения лучистой энергии в пустоте повидимому не зависит от рода лучей, т. е. от периода T .

Скорость распространения лучистой энергии не зависит от интенсивности потока, как показали опыты Lippich'a (1875), Ebert'a (1887) и Doubt. Ebert показал, что изменение интенсивности в 250 раз не меняет скорости V на одну миллионную ее величины. Еще дальше пошел Doubt (1904), который пользовался интерференциальным методом Michelson'a (гл. XIII). Он мог доказать, что когда интенсив-

ность в воздухе увеличивается в 290000 раз, скорость не меняется на 57 см. в сек. Подобные-же результаты он получил для воды и для CS_2 .

В пространстве, содержащем материю, скорость V зависит не только от свойств среды, но и от периода T . Лучи различной длины волны распространяются в такой среде с неодинаковою скоростью. Длина волны λ уже не пропорциональна периоду T . В анизотропной среде скорость зависит вдобавок от направления, в котором происходят колебания.

Скорость распространения лучистой энергии определялась для лучей видимых (скорость света) и для лучей электрических. Мы прежде всего рассмотрим способы определения скорости света.

§ 2. Способ Роемер'а (1675). Датский астроном Olaf Roemer заметил, что моменты затмений спутников Юпитера наблюдаются одно за другим через неравные промежутки времени. Когда земля удаляется от Юпитера, то затмения запаздывают, когда она приближается к Юпитеру, то они, наоборот, наступают одно за другим слишком рано. Роемер объяснил это явление тем, что в первом случае лучи света, исходящие от системы Юпитера, должны догонять землю, т. е. проходить пути, возрастающие при каждом следующем затмении; во втором случае земля движется навстречу лучам света, вследствие чего промежуток времени между двумя последовательно наблюдаемыми затмениями меньше, чем он был-бы, если-бы расстояние земли от Юпитера не менялось. Если обозначить через $2t$ сумму запаздываний моментов всех затмений, совершающихся за время удаления земли от Юпитера, т. е. от момента их соединения до момента их противостояния, то это $2t$ есть время, в течение которого свет проходит путь, на который земля успела удалиться от Юпитера, т. е. путь $2R$, где R средний радиус земной орбиты. Полагая $R = r : \text{tg } \alpha$, где r радиус земного шара, α параллакс солнца, имеем

$$V = \frac{R}{t} = \frac{r}{t \text{ tg } \alpha} \dots \dots \dots (1)$$

Роемер нашел $t = 8$ м. 18,2 с. Новейшие исследования С. П. Глазенапа дали $t = 8$ м. 20,8 с. = 500,8 с. Если для α принять число $\alpha = 8'',85$, то получается

$$V = 297400 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} = 2,974 \cdot 10^{10} \frac{\text{СМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (2)$$

Bouquet de la Grye дал (1899), как наиболее вероятное, число $\alpha = 8'',80$; оно дает

$$V = 298800 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} = 2,988 \cdot 10^{10} \frac{\text{СМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (3)$$

Hinks (1910) дает число $\alpha = 8'',802$.

§ 3. Способ Bradley'я (1727): аберрация света. Английский астроном Bradley открыл явление аберрации света, заключающееся в изменении видимого положения светил на небесном своде в зависимости от движения самого наблюдателя, которое является следствием вращения

земли около оси и вокруг солнца. Положение светила определяется угловым расстоянием двух прямых: одной неподвижной, связанной с земным шаром, и другой, проходящей через изображение светила на сетчатой оболочке глаза наблюдателя и через определенную точку, расположенную на оптической оси угломерного снаряда, напр., через точку пересечения нитей окулярного микрометра (т. I) зрительной трубы. Эта вторая прямая определяет направление, по которому наблюдатель видит светило. Пусть AN (рис. 104) направление движения наблюдателя и v скорость этого движения. Возьмем плоскость, проходящую через AN и через светило, за плоскость рисунка; от прямой AN будем считать угловые величины, определяющие положение светила. Пусть $S'A$ направление лучей, идущих от звезды к наблюдателю; угол $S'AN = \omega$. Если бы наблюдатель оставался в A неподвижным, то ему пришлось бы направить ось зрительной трубы по направлению AS' , чтобы увидеть изображение звезды в точке пересечения нитей окулярного микрометра. Однако, наблюдатель не остается в покое, но движется по направлению AN со скоростью v . Мы утверждаем, что если он направит ось трубы по направлению AS' , то он, вследствие этого движения, увидит изображение звезды не в точке пересечения нитей, т. е. не на оси трубы, но несколько в стороне, а именно, сдвинутым по направлению, обратному движению AN . Чтобы „навести“ трубу на звезду, т. е. заставить изображение звезды совпасть с пересечением нитей, он должен наклонить трубу в плоскости $S'AN$ на некоторый угол $\alpha = S'AS$, установив ее ось по направлению AS , которое таким образом и будет кажущимся направлением звезды. Этот угол α определяется из равенства

$$\sin \alpha = \frac{v}{V} \sin \omega \dots \dots \dots (4)$$

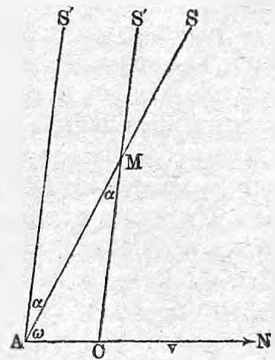
где V скорость света. Докажем вышеизложенное. Звезда, очевидно, будет казаться совпадающей с точкой пересечения нитей, если луч, идущий от звезды к этой точке, идя дальше, встретит центр зрачка глаза наблюдателя, смотрящего в окуляр трубы. Пусть M пересечение нитей и пусть глаз наблюдателя находится в A в тот момент, когда луч $S'M$ достигает точки M . Пусть t то время, в течение которого луч проходит путь от точки пересечения нитей до глаза наблюдателя. В виду чрезвычайной малости угла α можно принять $\angle MCN = \omega$ и $MC = MA$. Из $\triangle AMC$ мы имеем

$$\frac{AC}{CM} = \frac{\sin \alpha}{\sin \omega} \dots \dots \dots (5)$$

Подставляя $CM = Vt$ и $\sin \alpha$ из (6), получаем

$$AC = \frac{v \sin \omega}{V \sin \omega} Vt = vt \dots \dots \dots (6)$$

Рис. 104.



Но vt есть путь, пройденный глазом наблюдателя по направлению AN в то самое время t , в течение которого луч распространяется от M до C . Отсюда следует, что луч $S'M$ как раз попадает в глаз наблюдателя и что след. наблюдатель увидит звезду S' , установив ось трубы по направлению AS . Иначе говоря: наблюдатель увидит звезду S' по направлению AS , т. е. смещенную по направлению движения AN на угол α , определяемый формулою (6). Угол α называется аберрацией светила. Ее наибольшее значение α_m получается при $\omega = 90^\circ$, а именно

$$\sin \alpha_m = \frac{v}{V} \dots \dots \dots (7)$$

Она равна нулю при $\omega = 0$. Когда светило находится в плоскости эклиптики, то оно в течение года движется взад и вперед по прямой, угловое расстояние концов которой равно $2\alpha_m$. Светило, находящееся в полюсе эклиптики, описывает в течение года круг, радиус которого определяется дугою α_m . Промежуточные светила описывают эллипсы, большие полуоси которых параллельны эклиптике и также равны дуге α_m . Угол α_m , общий всем светилам, называется постоянной аберрацией. В Струве нашел из своих наблюдений (1842) значение $\alpha_m = 20'',445$; позже (1853) он получил $\alpha_m = 20'',463$. В 1885 г. Kuestner в Берлине нашел $\alpha_m = 20'',313$, Nyrèñ — $\alpha_m = 20'',517$. Однако, последние исследования Лоеву и Puiseux (1891) дали число, совпадающее с первым числом Струве

$$\alpha_m = 20'',445 \dots \dots \dots (8)$$

которое и следует принять, как наиболее вероятное. Оно мало отличается и от числа, найденного Gill'em (1881) $\alpha_m = 20'',496$.

Формула (7) дает

$$V = \frac{v}{\sin \alpha_m} \dots \dots \dots (9)$$

Пусть T продолжительность сидерического года в секундах и R средний радиус земной орбиты; тогда имеем

$$V = \frac{2\pi R}{T \sin \alpha_m}$$

Отсюда получается для скорости V , если принять $\alpha_m = 20'',5$,

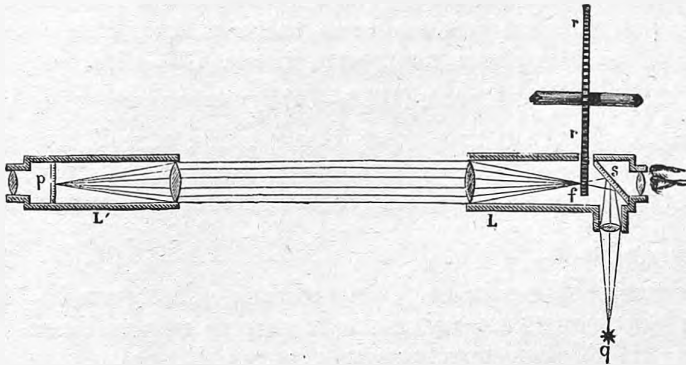
$$V = 298200 \frac{\text{килом.}}{\text{сек.}} = 2,982 \cdot 10^{10} \frac{\text{см.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (10)$$

Числа (5) и (10) весьма хорошо согласуются между собою. Интересный вопрос о влиянии среды, наполняющей пространство между M и A (рис. 104), мы рассмотрим ниже. Заметим пока, что теория предсказала и непосредственные определения аберрации при помощи трубы, наполненной водой, подтвердив, что величина аберрации не зависит от рода среды, заполняющей часть пространства на пути луча.

§ 4. Способ Fizeau (1849). Принцип этого способа можно понять из схематического рис. 105. Лучи, исходящие от небольшого, но сильного

источника света L , собираются в фокусе системою стекол (на рис. 105 изображено только одно стекло); при помощи прозрачного зеркала P они отражаются в то место, через которое проходят зубцы зубчатого колеса R при его вращении около оси. Лучи, расходящиеся от этого фокуса, делаются параллельными посредством двояковыпуклого стекла и, пройдя значительное расстояние, вновь встречаются такое-же стекло, фокус которого находится на поверхности зеркала S . Отразившись от этого зеркала, лучи возвращаются по тому-же пути назад и падают на зеркало P , через которое некоторая их часть проходит и попадает в глаз A наблюдателя. Окуляр, служащий для рассматривания изображения светящейся точки L , образуемого между зубцами колеса R лучами, возвращающимися от зеркала S , не изображен на схематическом рисунке 105. Когда колесо R вращается настолько медленно, что в секунду проходит не более десяти зубцов через ту точку, где находится только что упомянутый фокус, то

Рис. 105.



наблюдатель отличает следующие друг за другом исчезновения (когда зубец становится на пути лучей) и появления светящейся точки. При более быстром вращении колеса наблюдатель видит непрерывно светящуюся точку, так как световые впечатления, получаемые при прохождении промежутков между зубцами, между собою сливаются. Однако, при некоторой определенной скорости вращения колеса светящаяся точка вполне исчезает. Это произойдет в том случае, когда лучи, прошедшие между двумя зубцами по направлению от P к S , при возвращении от S к P встречают зубец, или, иначе, когда в промежуток времени t , в течение которого лучи проходят путь от колеса R к зеркалу S и обратно, колесо повертывается на угол $\frac{2\pi}{2n} = \frac{\pi}{n}$, т. е. на $2n$ -тую часть полного оборота, где n число зубцов на колесе. Обозначим расстояние RS через l , число оборотов колеса в сек. через N . Время t равно, с одной стороны, $2l:V$, где V скорость света; с другой стороны оно равно $\frac{1}{2nN}$, ибо один полный оборот колеса совершается в $\frac{1}{N}$ сек., а след. $2n$ -тая часть оборота — во время, еще в $2n$ раза меньшее.

Из равенства

$$\frac{2l}{V} = \frac{1}{2nN}$$

получаем

$$V = 4nNl \dots \dots \dots (11)$$

При удвоенной скорости вращения наблюдатель вновь увидит свет: лучи, прошедшие между двумя зубцами, встретят на обратном пути соседний промежуток. Если число оборотов колеса в секунду в этом случае обозначить через N_1 , то имеем $l = 1 : N_1 n$ и след. $V = 4n \frac{N_1}{2} l$. Это простое, в действительности, однако, не вполне строгое рассуждение приводит к равенству $N_1 = 2N$. Когда число оборотов делается равным $N_2 = 3N$, наблюдатель опять не увидит света, который вновь появится при числе оборотов $N_3 = 4N$ и т. д. Мы имеем вообще

$$V = 4n \frac{N_k}{k} l \dots \dots \dots (11, a)$$

В опытах Fizeau расстояние RS равнялось $l = 8,633$ км., число зубцов $n = 720$. Первое исчезновение света наблюдалось при сравнительно небольшой скорости вращения, когда $N = 12,6$. Формула (11) дает $V = 313300 \frac{\text{килом.}}{\text{сек.}}$. Cornu (1872—74) произвел определение скорости света по методу Fizeau, пользуясь точнейшими способами наблюдения и записывания скорости вращения колеса и моментов появления и исчезновения света. В первых его опытах (1872) расстояние равнялось 10310 м., в последующих он довел расстояние до $l = 22910$ м. Зубчатое колесо делало до 1600 оборотов в сек., что дало возможность наблюдать 21-ое появление и исчезновение света. Окончательно он получил $V = 300400$ км.

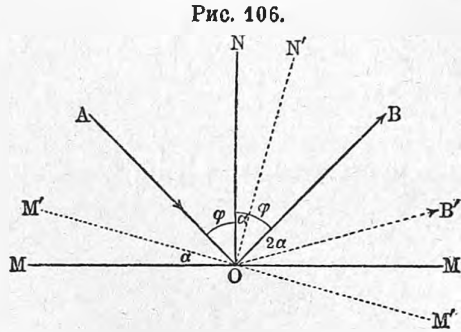
Cornu дал полную математическую теорию метода Fizeau.

Young и Forbes видоизменили метод Fizeau, установив два зеркала на различных расстояниях l_1 и l_2 от зубчатого колеса; оба зеркала находились почти в одном направлении относительно зеркала P , так что наблюдатель видел одновременно два изображения светящейся точки, приблизительно на расстоянии 0,25 мм. друг от друга. Исчезновения и появления двух изображений происходили при различных скоростях вращения колеса. Отыскивались такие скорости вращения, при которых обе точки казались одинаково светлыми; оказалось, что увеличение скорости вызывало дальнейшее уменьшение яркости одной, и возрастание яркости другой точки. Отношение $l_1 : l_2$ равнялось 12 : 13. Не входя в теорию этого способа, ограничиваемся указанием на результат: $V = 301382 \frac{\text{килом.}}{\text{сек.}}$. Cornu подверг (1900) работу Young'a и Forbes'a довольно суровой критике. В последнее время Perrotin предпринял новую работу, причем он мог еще воспользоваться советами Cornu († 1902). В конце 1902 г. появилось первое сообщение, из которого видно, что Perrotin дошел до $l = 46$ км. Для V он дает число

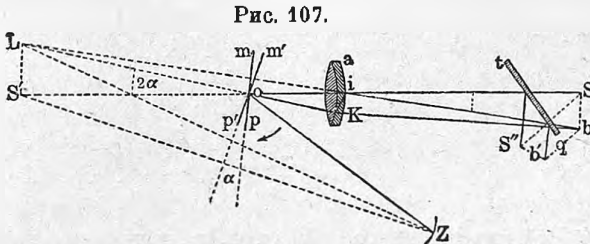
$$V = 299880 \frac{\text{килом.}}{\text{сек.}}$$

К сожалению Perrotin умер в 1904 г. и нам неизвестно, была-ли его работа продолжена.

§ 5. Способ Foucault (1649—1862). Как видно из весьма интересной исторической заметки Cornu, было-бы правильнее этот способ назвать способом Foucault и Fizeau. Прежде, чем описывать этот способ, рассмотрим, какое влияние имеет вращение зеркала на направление отраженного от него луча. Пусть MOM плоское зеркало (рис. 106); AO падающий на него луч, ON нормаль, OB отраженный луч, так что $\angle BON = \angle NOA = \varphi$. Если зеркало повернется около оси, проходящей через O и перпендикулярной к плоскости падения (к плоскости рисунка), на угол α , перейдя в положение $M'M'$, то нормаль перейдет в ON' , где $\angle N'ON = \alpha$. Тогда угол падения $\angle AON' = \varphi + \alpha$, след. отраженный луч OB' пойдет по направлению, составляющему с ON' угол $\angle B'ON' = \varphi + \alpha$. Так как $\angle BON' = \varphi - \alpha$, то ясно, что $\angle B'OB = \angle B'ON' - \angle BON' = \varphi + \alpha - (\varphi - \alpha) = 2\alpha$. Поворот зеркала на $\angle \alpha$ вызывает поворот отраженного луча на $\angle 2\alpha$.



На рис. 107 показано расположение (в горизонтальной плоскости) приборов в опытах Foucault для определения скорости света. На рис. 108 представлено расположение приборов в опытах для сравнения

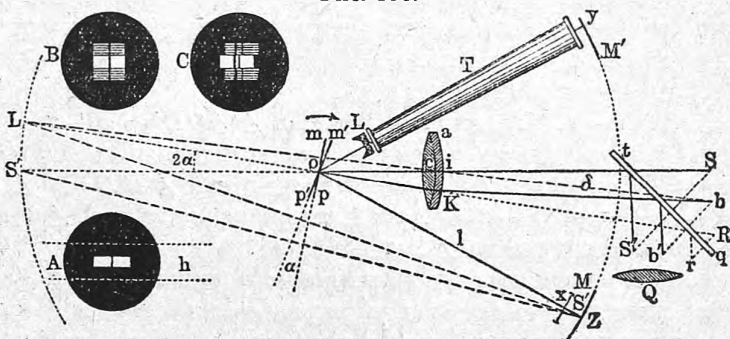


скоростей света в воздухе и в воде, о которых будет сказано ниже. На обоих рисунках одинаковые части обозначены одинаковыми буквами.

Важнейшую часть представляет зеркало mp , весьма быстро вращающееся около вертикальной оси, проходящей через точку o . В S находится светящаяся вертикальная линия (ярко освещенная щель). Чечевица aK дала бы изображение этой линии в S' , если бы тому не мешало присутствие зеркала mp , от которого лучи отражаются, вследствие чего изображение при вращении зеркала весьма быстро скользит по окружности, радиус которой oS' и, между прочим, проходит дугу $S'Z$. В Z установлено вогнутое зеркало, центр которого в o ; от него лучи отражаются и идут обратно по направлению ZoS . Прозрачное зеркало tq

отражает часть лучей, вследствие чего в S'' образуется действительное изображение линии S ; это изображение рассматривается в лупу Q . При вращении зеркало mp поворачивается на некоторый угол α и переходит в положение $m'p'$, пока свет проходит путь от o к Z и обратно, вследствие чего луч отражается от него по направлению ob , составляющему угол 2α с направлением oS . Изображение светлой линии получается в b и, кроме того, в b' . При достаточно быстром вращении зеркала получается заметное перемещение $\delta = S''b' = Sb$. Пусть расстояние $oS = r$, $oZ = l$; тогда угол $2\alpha = \frac{Sb}{So} = \frac{\delta}{r}$, откуда $\alpha = \frac{\delta}{2r}$; пусть далее N число оборотов зеркала в одну секунду. В промежуток времени t , в течение которого свет проходит путь $oZ + Zo = 2l$, и которое очевидно равно $t = \frac{2l}{V}$, зер-

Рис. 108.



кало поворачивается на угол α ; но так как оно поворачивается на $\angle 2\pi$ в промежуток времени $\frac{1}{N}$, то ясно, что $t = \frac{\alpha}{2\pi N}$. Равенство

$$\frac{2l}{V} = \frac{\alpha}{2\pi N} = \frac{\delta}{4\pi N r}$$

дает

$$V = \frac{8\pi N l r}{\delta} \dots \dots \dots (12)$$

В опытах Foucault число оборотов n доходило до 800; $l = 4$ м. Чтобы увеличить расстояние l , Foucault в некоторых опытах ставил зеркало Z наклонно к oZ ; отраженные от Z лучи он заставлял падать на второе зеркало, затем на третье и т. д. и только пятое устанавливал так, чтобы нормаль к его поверхности совпадала с направлением падающих на него лучей, вследствие чего лучи отражались обратно к четвертому зеркалу, от него к третьему и т. д., и наконец по направлению Zo возвращались к зеркалу mp . При этом $l = 20$ м., и Foucault получили перемещение $S''b' = \delta = 0,7$ мм. Формула (12) дала число $V = 298000 \frac{\text{килом.}}{\text{сек.}}$

Скорость света в воде. Foucault удалось сравнить скорости света в воздухе и в воде, и тем решить вековой спор между приверженцами теории истечения и теории колебания эфира. Мы видели на стр. 136,

что первая приводит к тому результату, что скорость света прямо пропорциональна коэффициенту преломления n среды, и след. в воде больше, чем в воздухе, между тем как на основании второй теории скорость света обратно пропорциональна n , и след. в воде меньше, чем в воздухе. Для того, чтобы сравнить скорости света в воде (V') и в воздухе (V), Foucault поместил в Y второе зеркало YM' , а между ним и pm трубу T , наполненную водою и закрытую плоскопараллельными стеклами. Вогнутое стекло L уничтожило влияние воды на сходящийся пучек лучей oY , который вследствие преломления при входе в водяной столб делался более сходящимся и дал бы изображение линии S не в Y , но перед этим зеркалом. При каждом обороте зеркала pm один раз появляется луч, идущий к зеркалу Y и обратно. При медленном вращении зеркала pm наблюдатель видит в S'' два наложенных друг на друга изображения линии S , полученные одно от лучей oZo , другое от лучей oYo . При весьма быстром вращении зеркала pm оба изображения перемещаются в сторону. Обозначив перемещение первого изображения через δ , второго — через δ' , имеем на основании (12)

$$\delta = \frac{8\pi Nlr}{V}, \quad \delta' = \frac{8\pi Nlr}{V'} \quad \dots \dots \dots (13)$$

откуда

$$\frac{\delta}{\delta'} = \frac{V'}{V} = \begin{cases} \frac{1}{n} < 1 \dots \text{теория колеб. эфира.} \\ n > 1 \dots \text{теория истечения.} \end{cases}$$

Чтобы отличить друг от друга изображения, полученные от зеркал Z и Y , Foucault поместил в S четырехугольное отверстие, посреди которого была протянута тонкая вертикальная нить; перед зеркалом Z был установлен непрозрачный экран с горизонтальною щелью, так что только середина изображения отверстия S попадала на зеркало Z . Наблюдатель видит в лупу Q светлую полоску, как изображено в Ah , когда зеркало Y отсутствует. Это зеркало дает полный четырехугольник, так что при установке обоих зеркал наблюдатель видит в поле зрения лупы Q три полосы, изображенные в B ; из них две крайние, зеленоватого оттенка, получены от лучей, прошедших через столб воды T . Нить окуляра Q была приведена в совпадение с изображением нити, находящейся в S . Когда зеркало pm вращалось весьма быстро, то замечалось передвижение полосок и изображения нити в сторону, причем средняя полоса перемещалась менее двух крайних, как изображено в C . Это показывает, что $\delta' > \delta$; отсюда следует, что $V' < V$, т. е. что свет в воде распространяется медленнее, чем в воздухе, как и должно быть по теории колебания эфира. Отношение $\delta':\delta$ оказалось приблизительно равным $4:3$, т. е. показателю преломления n воды.

Опыты Michelson'a и Newcomb'a. Michelson (в Америке) произвел определение скорости света по способу вращающегося зеркала, введя существенные улучшения в метод Foucault. Главное улучшение заключалось в весьма значительном увеличении расстояния l между

вращающимися и неподвижным зеркалами; оно равнялось $l = 605$ м. Чечевицу с весьма длинным фокусным расстоянием (45 м.) он поместил между этими зеркалами так, чтобы лучи, отразившись от вращающегося зеркала и попав на чечевицу, вышли из нее параллельным пучком. Число оборотов зеркала было $n = 257$. Отклонение δ составляло целых 133 мм., т. е. оно в 200 раз превышало отклонение, которое наблюдал Foucault. Результат опытов 1880 г. был: $V = 299940 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}}$. В 1885 г. он нашел

$$V = 299850 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}}$$

Newcomb (1885) ввел еще различные улучшения; между прочим он заменил вращающееся зеркало четырехгранною призмой с зеркальными поверхностями, вращающуюся около ее геометрической оси, и довел расстояние l до 3720 м. Он нашел

$$V = 299860 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}}$$

Cognu (1900) подверг все работы, произведенные по способам Fizeau и Foucault, критическому разбору и указал при этом на дальнейшие усовершенствования способа Foucault. Он приходит к тому результату, что вероятнейшая величина скорости света в пустоте равна

$$V = 300130 \pm 270 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (14)$$

Весьма обширный критический разбор всех работ, произведенных для определения величины V , был предпринят Б. П. Вейнбергом. Сюда относятся и многочисленные работы, основанные на изучении некоторых электрических явлений (см. т. IV). Из предварительной заметки видно, что Б. П. Вейнберг еще в 1898 г. остановился, как на наиболее вероятном, на числе

$$V = 299848 \pm 51 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (14,a)$$

В 1903 г. появилось обширное исследование Б. П. Вейнберга, в котором рассмотрены и критически разобраны более 200 определений величины V ; как наиболее вероятное значение он находит

$$V = 299856,8 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (14,b)$$

Это число очень близко к числу, к которому гораздо позже пришел А. Michelson (1902), а именно

$$V = 299890 \pm 60 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (14,c)$$

С достаточною вообще точностью можно принять знаменитое число

$$V = 300000 \frac{\text{КИЛОМ.}}{\text{сек.}} = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{СМ.}}{\text{сек.}} \dots \dots \dots (15)$$

Michelson также сравнивал скорости света в воде (V') и в воздухе (V); он нашел $V : V' = 1,33$, что вполне согласно с коэффициентом преломления. Для CS_2 согласие оказалось менее полным (1,77 вместо 1,63).

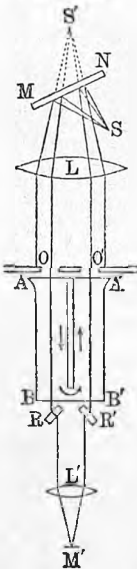
§ 6. Влияние движения среды на распространение в ней лучистой энергии. По вопросу о влиянии движения тел на распространяющийся в них поток лучистой энергии Fresnel (1818) дал следующую формулу:

$$u = \frac{n^2 - 1}{n^2} v \dots \dots \dots (16)$$

в которой v скорость движения среды, u скорость, с которою поток лучистой энергии увлекается по направлению ее движения. Potier и Foussereau дали выводы этой формулы. Hasenoehl (1904) дал вместо этой формулы более сложную

$$n = \frac{n^2 - 1}{n^2} \left(1 + \frac{v^2}{n^2 V^2} \right) v \dots \dots \dots (16,a)$$

Рис. 109.



Fizeau проверил формулу (16), пользуясь прибором, изображенным на рис. 109. Трубка $AA'BB'$, основания которой закрыты стеклянными пластинками, разделена перегородкой, не доходящей до BB' , на две части. Вода под сильным давлением течет по направлениям, указанным стрелками. Лучи от светящейся точки S проходят, как видно на рисунке, через обе половины трубки, сближаются при помощи пластинок RR' и соединяются в M' , где наблюдаются интерференционные полосы (см. ниже) сперва при неподвижной воде в $AA'BB'$. Когда вода начинает течь, то скорость света, а след. и длина волны увеличиваются в левой, уменьшаются в правой части трубки $AA'BB'$. Разность хода интерферирующих лучей в различных точках плоскости M' меняется, вследствие чего полосы перемещаются в сторону. При скорости воды, равной 7 м. в сек., можно было измерить перемещение; оно оказалось согласным с формулою Fresnel'я. Michelson и Morley (1878) повторили опыты Fizeau и также нашли полное согласие результатов опыта с формулою Fresnel'я. Дальнейшие подробности по этому вопросу будут изложены в двух последних томах „Курса физики“ (принцип относительности и электромагнитная теория света).

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Arago. Ann. chim. et phys. (3) 37, p. 180, 1853.
 Lippich. Wien. Ber. 77 p. 352, 1875.
 Ebert. W. A. 32 p. 337, 1887.
 Doubt. Phys. Rev. 18 p. 129, 1904; Phys. Ztschr. 5 p. 457, 1904.
 Rayleigh. Nature (англ.) 24 p. 556, 1881; Theory of Sound § 191.

Lamb. Manchester Mémoires 44 1900.

Roemer. Mém. de l'Acad. des sciences 1, X. p. 575, 1666; Journ. des Sav., 1676.

К § 3.

Bouquet de la Grye. C. R. 129 p. 986, 1899.

Bradley. Phil. Trans. London 35 p. 637 (Nr. 406), 1728.

Struve. Recueil de Mém. de l'Acad. de St.-Petersb. 1844.

Loewy et Puiseux. C. R. 112 p. 549, 1891.

Gill. Nature (англ.) 25 авг. 1881 г. (статья Rayleigh'a).

К § 4.

Fizeau. C. R. 29 p. 90, 1849; 30 p. 562, 771, 1850; Pogg. Ann. 79 p. 167, 1850.

Cornu. C. R. 73 p. 857, 1871; 76 p. 338, 1873; 79 p. 1361 1874; Journ. de l'École Polytechn. 44 p. 133, 1872; Annales de l'Observatoire (Mémoires) 13, 1878; Rapports prés. au Congrès de phys. 2 p. 225, Paris 1900.

Ferratin. C. R. 131 p. 731, 1900; 135 p. 881, 1902.

Young and Frobos. Phil. Trans. 1882 p. 231; Proc. R. Soc. 32 p. 247, 1881.

К § 5.

Foucault. C. R. 30 p. 551, 1850; 55 p. 501, 792, 1862; Pogg. Ann. 81 p. 434, 1850; 118 p. 485, 580, 1862 Oeuvres complètes p. 517.

Michelson. Amer. J. of Sc. (3) 15 p. 394, 1878; 18 p. 390, 1879; Proc. Amer. Soc. of Sc. 1878 p. 71; Astron. papers of the Amer. Ephemeris 1, III.

Newcomb. Naut. Alm. Washington 1885 p. 112; Astr. papers of the Amer. Ephemeris 2, III.

Б. П. Вейнберг. Ж. Р. Ф. X.-O. 30 p. 142, 1898; Weibl. 23, p. 25, 1899; о наиболее вероятном значении скорости распространения возмущений в эфире, часть I (716 стр.), часть II (640 стр.), Одесса 1903; Weibl. 27 p. 541, 1903.

A. Michelson. Phil. Mag. (6) 3 p. 330, 1902; J. de phys. (4) 1 p. 610, 1902.

H. Lorentz. Arch. Néerl. (2) 6 p. 303, 593, 1901.

К § 6.

Fresnel. Ann. chim. et phys. (2) 9 p. 56, 1818; Oeuvres II p. 627.

Potier. J. de phys. (1) 5 p. 105, 1876.

Foussereau. J. de phys. (3) 1 p. 144, 1893; 3 p. 571, 1895; C. R. 120 p. 85, 1895.

Fizeau. C. R. 33 p. 351, 1851; Ann. chim. et phys. (3) 57 p. 385, 1859; Pogg. Ann. Ergb. 3 p. 457, 1853.

Michelson and Morley. Amer. J. of Sc. 31 p. 377, 1886; 34 p. 333, 1887.

Hasenochrl. Wien. Ber. 113 p. 493, 1904.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ.

Отражение лучистой энергии.

§ 1. Введение. Плоское зеркало. В учении об отражении лучей (катоптрике) следует отличать две части: геометрическую и чисто физическую. Первая рассматривает отражение, предполагая данными направление падающих лучей или волн, и форму и положение отражающего зеркала. Исходя из чисто геометрических законов отражения, она определяет положение и свойства отраженных волн, или направление отраженных лучей. Длина волны падающих лучей и материал,

из которого состоит зеркало, при этом никакой роли не играют.

Вторая часть учения об отражении ставит на первый план вопрос о зависимости отражения от вещества зеркала, от свойств поверхности зеркала и от рода отражаемых лучей, т. е. от их длины волны. Мы обратимся сперва к рассмотрению первой, чисто геометрической части учения об отражении. В т. I. мы видели, каким образом на основании принципа Гюйгенса объясняются известные из элементарной физики законы отражения. Оказывается, что плоская волна, после падения на плоскую отражающую поверхность (плоское зеркало) вновь образует плоскую волну. Построение несколько изменяется, если рассматривать сферическую волну, падающую на плоское зеркало PQ (рис. 110) или, иначе говоря, пучек расходящихся лучей, испускаемых

Рис. 110.

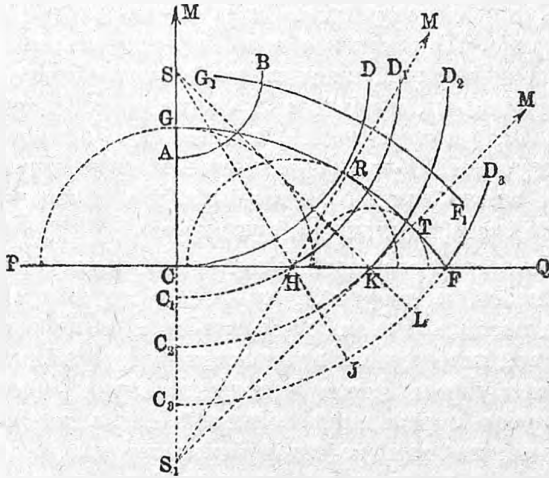
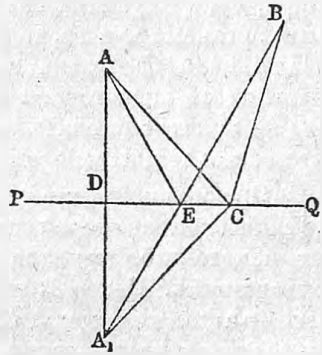


Рис. 111.



светящейся точкою S . Элементарное геометрическое построение показывает, что падающие лучи SC, SH, SK образуют после отражения расходящийся пучек CM, HM и KM , как-бы исходящий из точки S_1 , где $SS_1 \perp PQ$ и $CS_1 = CS$. Рассмотрим волновые поверхности, последовательно образующиеся вокруг точки S , ограничиваясь половиною рисунка, лежащею по одну сторону от нормали CS . Волновая поверхность AB доходит до положения CD и, если-бы не было зеркала PQ , приняла-бы далее положения C_1D_1, C_2D_2, C_3D_3 и т. д. В действительности остаются только части HD_1, KD_2, FD_3 . Точки C, H, K делаются новыми центрами колебаний; около них образуются элементарные волновые поверхности, которые пересекаются плоскостью рисунка по полуокругам. Рассмотрим положение этих полуокругов в тот момент, когда волновая поверхность дошла до FD_3 и след. имела-бы положение C_3FD_3 , если-бы не было зеркала PQ . На основании принципа Гюйгенса мы можем допустить, что колебания дошли бы до C_3, J и L , исходя только от малых частей волновых

поверхностей, лежащих около C , H и K ; отсюда следует, что искомая отраженная волновая поверхность также должна лежать от C , H и K на расстояниях, равных CC_3 , HJ и KL . Опишем около C , H и K полуокружности с радиусами, равными CC_3 , HJ и KL , но в сторону отражения. Точки касания g , R и T огибающей этих полуокружностей соединим с точками C , H и K ; тогда $gC = CC_3$, $HR = HJ$ и $KT = KL$, и притом сама огибающая везде нормальна к Cg , HR и KT , ибо она и полуокружности имеют общие касательные в g , R и T . Но прямые CC_3 , HJ и KL также перпендикулярны к C_3F , а отсюда следует, что $gRTF$ расположена симметрично с C_3JLF относительно PQ . Это, наконец, показывает, что отраженная волна пересекает плоскость рисунка по дуге круга gF , центр которого в точке S_1 , симметричной с S относительно PQ . Далее уже получится волновая поверхность g_1F_1 и т. д. Отраженные лучи суть прямые SM , HM , KM , как-бы исходящие из точки S_1 . Глаз наблюдателя, находящийся на пути волновой поверхности g_1F_1 , будет подвергаться абсолютно такому-же впечатлению, какое получилось-бы в случае, если-бы в S_1 находилась светящаяся точка. Так как все наши представления о мире, существующем вне нас, основаны на впечатлениях, воспринимаемых органами чувств, то наблюдатель и „видит“ в S_1 светящуюся точку. Наша воля бессильна влиять на умозаключение, на котором основан переход от впечатления к представлению о предмете вне нас и потому мы не можем заставить себя не видеть точки S_1 , хотя-бы ясно сознавали, что такой точки, как источника света, реально не существует.

Предположим, что около некоторой светящейся точки S образовалась сферическая волновая поверхность, и допустим, что после отражения от какого-либо зеркала образовалась новая сферическая волновая поверхность. Центр S_1 этой новой поверхности называется фокусом или изображением точки S . В нем пересекаются отраженные лучи, которые имеют направления радиусов отраженной волновой поверхности. Истинное физическое значение такого изображения мы рассмотрим ниже. Фокус, в котором лучи только геометрически пересекаются, если их продолжить, называется мнимым; если-же лучи на своем пути действительно пересекаются, то фокус называется действительным. Так, на рис. 110 точка S_1 есть мнимый фокус или мнимое изображение точки S . Сказанное относится не только к случаю отражения, но и к случаю преломления волновой поверхности (см. главу пятую).

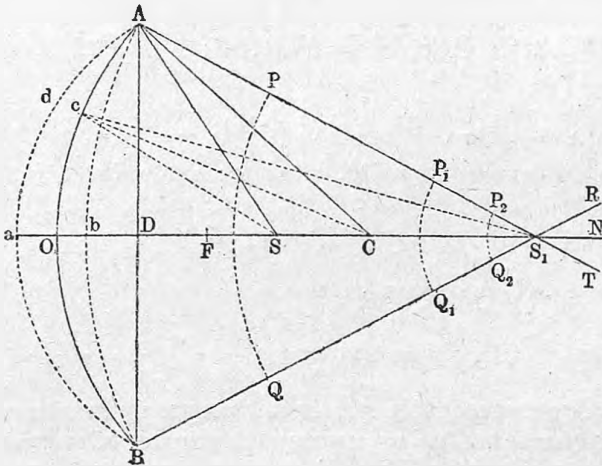
Докажем, что путь AEB (рис. 111), пройденный лучем на пути от светящейся точки A к зеркалу PQ и к наблюдателю B , наименьший, т. е. короче всякого другого пути ACB . Проводя $AD \perp PQ$, $DA_1 = DA$, и соединив E и C с A_1 , имеем $AE + EB = A_1E + EB = A_1B$; $AC + CB = A_1C + CB$. Но $A_1C + CB > A_1B$, ибо A_1B прямая линия. Доказанная здесь теорема представляет частный случай следующего, гораздо более общего положения (обобщенная теорема Fermat'a): Если луч, переходя от точки A к точке B , должен претерпеть ряд отражений и преломлений, то он пройдет по пути, оптическая длина которого (т. е. $\sum \frac{a_i}{\lambda_i}$,

где x_i геометрическая длина отрезка луча в i -той среде, λ_i длина волны в этой среде) есть минимум или максимум, иначе говоря, первая вариация пути равна нулю. Для случая простого отражения падающий и отраженный луч лежат в одной и той-же среде; мы имеем $\frac{x_1}{\lambda} + \frac{x_2}{\lambda}$ минимум или максимум, или, проще, геометрическая длина луча, $x_1 + x_2$, минимум или максимум. Для случая плоского зеркала имеем минимум. Оптическая длина луча равна числу волн, укладывающихся на всем пути луча от A до B ; а так как каждая волна λ_i образуется во время одного периода колебаний T , то ясно, что оптическая длина волны пропорциональна времени t , в течение которого луч распространился от A до B . Поэтому мы можем высказать теорему Ферма'а (обобщенную) и в такой форме: Луч распространяется от A до B по пути наименьшего, или (в некоторых случаях) наибольшего времени.

Вопросов о построении изображения предмета в плоском зеркале, о многократных изображениях светящейся точки, помещенной между двумя параллельными зеркалами, или между двумя зеркалами, составляющими угол, мы рассматривать не будем.

§ 2. Вогнутые сферические зеркала. Учение о сферических вогнутых и выпуклых зеркалах рассматривается в элементарной физике. Теперь

Рис. 112.



мы несколько разовьем это учение и, между прочим, покажем, каким образом, исходя из представления о волновых поверхностях, можно построить отраженные волны. Положим, что светящаяся точка S (рис. 112) находится на главной оптической оси ON вогнутого зеркала AOB , соединяющей вершину O зеркала с центром C его поверхности. Предположим далее, что отверстие AOB зеркала соответствует весьма малой доле полной поверхности шара, т. е. что $\angle ACO$ весьма мал; то-же самое допустим относительно угла ASO . Чтобы построить отраженную волну для момента, когда падающая достигла крайних для нее точек A и B , и след.

находилась-бы в положении AaB , если-бы не было зеркала, мы должны из всех точек поверхности AOB , ранее достигнутых волною, описать полуокружности, радиусы которых равны Oa , cd и т. д. Огибающая AbB при вращении около OM дает отраженную волновую поверхность, которая отнюдь не будет сферическою. Но если AOB весьма малая часть окружности, то и дуга AbB будет мало отличаться от хорды ADB и след. может быть заменена дугою окружности, проходящей через точки AbB , где

$$Ob = Oa \dots \dots \dots (1)$$

и имеющей центр в некоторой точке S_1 . Распространяясь далее, волна AbB последовательно примет положения PQ , P_1Q_1 , P_2Q_2 и т. д., геометрически говоря, превращается в одну точку S_1 , и затем распространяется дальше, составляя как-бы часть сферической волны с центром в S_1 . Переходя к лучам, мы должны сказать, что после отражения от зеркала все лучи сойдутся в точке S_1 , называемой фокусом или изображением точки S . Это — фокус действительный; глаз наблюдателя видит точку S_1 , если он находится внутри телесного угла RS_1T ; а если в S_1 поместить бумагу, матовое стекло или т. под., то вследствие поверхностного рассеивания лучей, точка S_1 сделается видимою со всех сторон.

Пусть $SO = d$, $S_1O = f$, $CA = CO = r$. Имеем $\overline{AD^2} = OD(2OC - OD)$, т. е. приближенно,

$$\overline{AD^2} = 2OD \cdot OC; \overline{AD^2} = 2aD \cdot aS; \overline{AD^2} = 2bD \cdot bS_1,$$

или

$$\overline{AD^2} = 2OD \cdot r; \overline{AD^2} = 2(OD + Oa)(d + Oa); \overline{AD^2} = 2(OD - Ob)(f - Ob).$$

Пренебрегая величинами Oa и Ob , сравнительно с d и f , получаем

$$\frac{1}{r} = \frac{2OD}{\overline{AD^2}}, \quad \frac{1}{d} = \frac{2OD}{\overline{AD^2}} + \frac{2Oa}{\overline{AD^2}}, \quad \frac{1}{f} = \frac{2OD}{\overline{AD^2}} - \frac{2Ob}{\overline{AD^2}}.$$

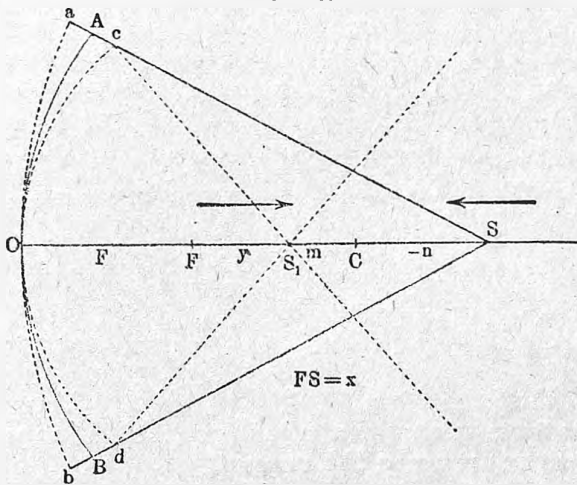
На основании (1) получаем отсюда

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r} \dots \dots \dots (2)$$

Таким образом рассмотрение отраженной волны приводит к той же формуле, которая известна из элементарной физики и которая выводится на основании того, что лучи Ss и sS_1 составляют равные углы с радиусом sC . Формула (2) показывает, что d и f могут обмениваться ролями; отсюда следует, что S есть фокус точки S_1 , вследствие чего точки S и S_1 называются точками сопряженными. Построение отраженной волны будет, однако, в этом случае иное. Пусть S (рис. 113) лежащая за центром светящаяся точка. Теперь точка O зеркала будет крайняя точка для волны, исходящей из S ; она ее достигает, как последнюю, в момент, когда при отсутствии зеркала волна находилась-бы в положении aOb . Рассуждая как прежде, мы построим отраженную волну sOd с центром в S_1 , отложив $Ac = Aa$ и $Bd = Bb$, и проведя дугу окружности через точки s , O и d . Формула (2)

дает $f = \frac{r}{2}$ при $d = \infty$. Точка F , где $OF = \frac{r}{2}$, называется главным фокусом; в ней собираются лучи, шедшие до отражения параллельно главной оптической оси. В этом случае aOb (рис. 113) прямая, а центр дуги cOd в F . Когда $d > r$, то $f < r$; точки S и S_1 идут друг другу навстречу; в C они совпадают. В этом случае aOb и cOd совпадают с AOB . Когда $d < r$, то $f > r$, и при $d = \frac{r}{2}$ имеем $f = \infty$. В этом случае S совпадает с F (рис. 112), $Oa = OD$ и дуга AbB совпадает с ADB . Когда $d < \frac{r}{2}$, то f отрицательное; отраженные волны выпуклы ($Ob > OD$, рис. 112), и центр их, мнимый фокус, находится за зеркалом. Когда d отрицательное, то f положительное и меньше $\frac{r}{2}$; в этом случае на зер-

Рис. 113.



кало падает сходящийся пучок, дуга aOb (рис. 113) вогнута налево, отраженная волна cOd имеет центром точку, лежащую между O и F .

Величины d и f суть расстояния точек S и S_1 от вершины O зеркала. Преобразуем формулу (2), вводя расстояния S и S_1 от центра C , считая их положительными по направлению от C к O . Полагаем в этом случае $CS_1 = m$ и $CS = -n$, где m и n расстояния точек S_1 и S от центра C . Из (2) получаем $fr + dr = 2df$. Вводя сюда $f = S_1O = CO - CS_1 = r - m$ и $d = SO = CO + CS = r + (-n) = r - n$, получаем $(r - m)r + (r - n)r = 2(r - n)(r - m)$, что, после сокращения, дает $nr + rm = 2nm$; разделив это на nmr , получаем

$$\frac{1}{m} + \frac{1}{n} = \frac{2}{r} \dots \dots \dots (3)$$

связь, вполне аналогичная с (2).

Еще более замечательную формулу мы находим, вводя расстояния $FS = x$, $FS_1 = y$ сопряженных точек от главного фокуса F , и обозначив

главное фокусное расстояние OF через F . Тогда $d = OS = OF + FS = F + x$, $f = OS_1 = OF + FS_1 = F + y$. Так как $F = \frac{r}{2}$, то (2) дает $Ff + Fd = fd$ или $F(F + y) + F(F + x) = (F + y)(F + x)$, откуда

$$xy = F^2 \dots \dots \dots (4)$$

Произведение расстояний сопряженных точек от главного фокуса есть величина постоянная, равная квадрату главного фокусного расстояния.

Отраженная волна в действительности не сферическая, она геометрически не сходится в одной точке; иначе говоря, лучи вышедшие из точки на оси и отраженные от вогнутого зеркала, не пересекаются в одной

Рис. 114.

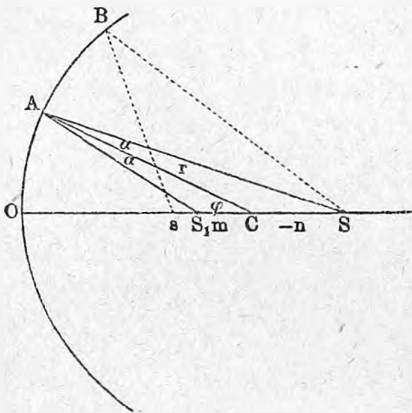
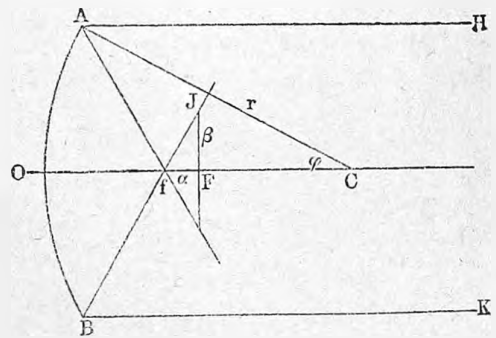


Рис. 115.



точке. Это явление называется сферической аберрацией. Пользуясь обозначениями рисунка 114, имеем

$$\frac{n}{m} = -\frac{SA}{S_1A} = -\frac{\sin AS_1O}{\sin ASS_1} = -\frac{\sin(\varphi + \alpha)}{\sin(\varphi - \alpha)}$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \frac{n + m}{m} &= \frac{\sin(\varphi - \alpha) - \sin(\varphi + \alpha)}{\sin(\varphi - \alpha)} = -2 \cos \varphi \frac{\sin \alpha}{\sin(\varphi - \alpha)} = \\ &= -2 \cos \varphi \frac{\sin \alpha}{\sin AS_1} = -2 \cos \varphi \frac{CS}{AC} = \frac{2n \cos \varphi}{r}. \end{aligned}$$

Это дает $(n + m)r = 2nm \cos \varphi$, или

$$\frac{1}{n} + \frac{1}{m} = \frac{2}{r} \cos \varphi \dots \dots \dots (5)$$

Этот формулой выражается зависимость положения фокуса от угла φ , с увеличением которого m растет. Она показывает, что крайние лучи SB после отражения пересекаются в точках s , лежащих ближе к зеркалу, чем точки пересечения отраженных центральных лучей. Вставляя в (5) $n = r - d$, $m = r - f$, получаем

$$\frac{1}{f} + \frac{1}{d} + \frac{2r}{fd} \cdot \frac{1 - \cos \varphi}{2 \cos \varphi - 1} = \frac{2}{r} \frac{\cos \varphi}{2 \cos \varphi - 1} \dots \dots \dots (5,a)$$

При весьма малом φ , когда можно положить $\cos \varphi = 1$, получаем вместо точных формул (5) и (5, a) прежние приближенные формулы (3) и (2).

Для лучей, падающих параллельно главной оптической оси (рис. 115), имеем $n = \infty$, а след., $m = \frac{r}{2 \cos \varphi}$. Крайние лучи, напр., HA и KB встречаются после отражения ось в точке f , причем $Cf = m = \frac{r}{2 \cos \varphi}$, если $\varphi = \angle ACO$. Центральные лучи встречаются ось в F , где $CF = \frac{r}{2}$. Расстояние $\alpha = fF$ называется главной продольною аберрацией. Пусть $\sigma = AD$ радиус отверстия зеркала. Очевидно

$$\alpha = Cf - CF = \frac{r}{2} \left(\frac{1}{\cos \varphi} - 1 \right) = r \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}{\cos \varphi} = \frac{r \varphi^2}{4} = \frac{r}{4} \left(\frac{\sigma}{r} \right)^2 = \frac{\sigma^2}{4r} \dots (5,b)$$

Мы положили $\cos \varphi = 1$, $\sin \frac{\varphi}{2}$ заменили дугой, а потом дугу φ ее синусом. Полученная формула показывает, что главная продольная аберрация пропорциональна квадрату радиуса отверстия зеркала и пропорциональна его кривизне (1:r). Плоскость, проведенная через F перпендикулярно к оси OC , пересекает отраженные лучи по некоторому кругу рассеяния, радиус $\beta = FJ$ которого составляет главную поперечную аберрацию. Угол $JfF = AfO$ можно принять равным 2φ , а потому

$$\beta = atg 2\varphi = 2\alpha \frac{\sigma}{r} = \frac{\sigma^3}{2r^2} \dots \dots \dots (5,c)$$

Главная поперечная аберрация пропорциональна кубу радиуса отверстия зеркала и квадрату его кривизны (1:r).

Отраженные лучи, не пересекаясь в одной точке, заполняют некоторое пространство, об очертаниях которого будет сказано ниже. Заметим пока, что радиус наиболее узкого поперечного сечения этого пространства равен $\frac{\sigma^3}{8r^2}$, т. е. одной четверти поперечной аберрации, и что это сечение лежит приблизительно на одной четверти продольной аберрации, ближе к фокусу крайних лучей. Это сечение, в котором освещение быстро спадает от центра к краям, и принимается за изображение светящейся точки.

Лучи, вышедшие из одной точки и снова собравшиеся в одной точке, называются гомоцентрическими. Сферическая поверхность не дает гомоцентричности пучков, кроме того случая, когда обе точки сливаются с ее центром.

Для получения изображения точки, лежащей вне главной оптической оси, достаточно определить направления каких-либо двух отраженных лучей. Удобнее всего взять лучи, ход которых заранее известен. Таких лучей мы имеем три (рис. 116): SC — отражается по тому же направлению DCS ; $SA \parallel ON$ — после отражения проходит через F ,

и, наконец, SF — после отражения идет по направлению $BE \parallel ON$. Эти лучи пересекаются в фокусе S_1 . Считая теперь SD за главную ось зеркала, которого только часть существует, мы получаем на основании формулы (2)

$$\frac{1}{SD} + \frac{1}{S_1D} = \frac{2}{CD} = \frac{2}{r}.$$

С малою погрешностью полагаем $SD = SA = d$ и $S_1D = S_1B = f$. Тогда получается

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r}.$$

Отсюда следует, что фокусы всех точек, расположенных в одной плоскости PQ , перпендикулярной к главной оптической оси ON , находятся также в одной плоскости pq , перпендикулярной к ON . Изображение линии Ss есть s_1S_1 .

Увеличением зеркала называется отношение линейных размеров

Рис. 116.

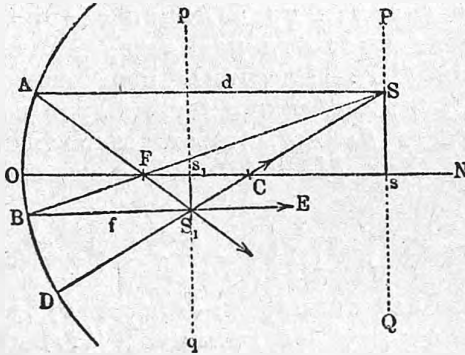
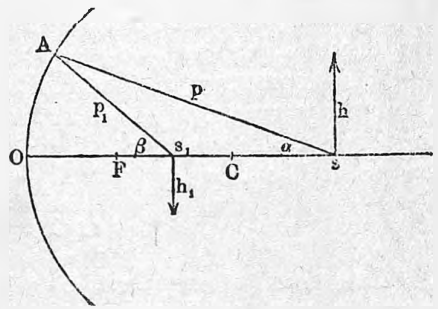


Рис. 117.



изображения к соответствующим линейным размерам предмета. Это отношение g равно, если обращать внимание на знак:

$$g = -\frac{S_1s_1}{Ss} = -\frac{Cs_1}{Cs} = -\frac{Cs_1}{Cs} = \frac{OC - Os_1}{OC - Os} = \frac{r - f}{r - d} = \frac{2F - f}{2F - d}.$$

Вставляя сюда F , или d , или f из равенства $\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F}$, получаем

$$g = -\frac{f}{d} = \frac{F}{F - d} = \frac{F - f}{F} \dots \dots \dots (6)$$

Если $d > F$, то g отрицательное, изображение обратное. При $d > 2F$ имеем $-g < 1$, т. е. изображение уменьшенное; при $d < 2F$ оно увеличенное.

Если, как это было сделано выше, обозначить через x расстояние предмета от главного фокуса, то $x = d - F$ и след. (6) дает, если отбросить знак,

$$g = \frac{F}{x} \dots \dots \dots (6,a)$$

Изображение во столько раз больше предмета, во сколько раз главное фокусное расстояние больше расстояния предмета от главного фокуса.

Пусть h (рис. 117) предмет, h_1 его изображение; тогда $d = Os$, $f = Os_1$ и (6) дает

$$g = -\frac{Os_1}{Os} = -\frac{As_1}{As} = -\frac{p_1}{p},$$

где p и p_1 проведены к произвольной точке A зеркала. Если $\angle AsO = \alpha$, $\angle As_1O = \beta$, то можно принять, что дуга $OA = p\alpha = p_1\beta$. Отсюда получается интересная формула

$$g = -\frac{\alpha}{\beta} \dots \dots \dots (6,b)$$

Её можно также заменить формулой

$$g = -\frac{tg\alpha}{tg\beta} \dots \dots \dots (6,c)$$

§ 3. Выпуклое сферическое зеркало. В момент, когда волновая поверхность DE (рис. 118), исходящая из светящейся точки S , занимала

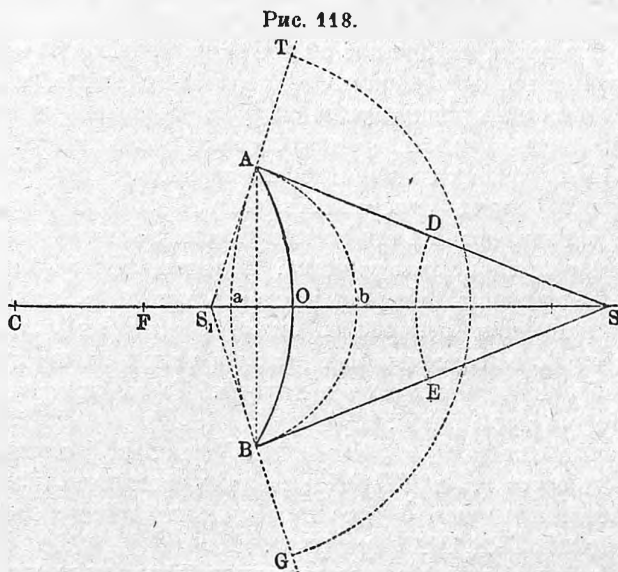


Рис. 118.

бы положение AaB , образовалась отраженная волна AbB , которую строим геометрически, отложив $Ob = Oa$, и проводя дугу круга через A , b и B . Центром S_1 отраженных волн AbB , TG и т. д. (расходящегося пучка лучей) будет мнимый фокус точки S . Полагая $SO = d$, $OS_1 = f$ и $OC = r$, мы получим связь между этими величинами, если в (2) подставим $-f$ и $-r$ вместо f и r :

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{d} = \frac{2}{r} \dots \dots \dots (7)$$

При $d = \infty$ имеем $f = F = \frac{r}{2}$; в этом случае дуга AaB заменяется хордой AB , а центр дуги AbB находится в F , где $OF = FC$. Если на выпуклое зеркало падает сходящийся пучек, и мы геометрический его центр, находящийся налево от AOB (d отрицательное), т. е. за зеркалом, обозначим через S (мнимая светящаяся точка), то фокус ее S_1 может быть и мнимый и действительный, смотря по положению точки S . Различные возможные положения мнимых S и S_1 вполне соответствуют положениям действительных S и S_1 в вогнутом зеркале AOB . Когда S находится между F и O , то S_1 будет действительным фокусом на прямой OS .

Увеличение получаем из (6), полагая $-F$ вместо F :

$$g = \frac{F}{F+d} \dots \dots \dots (8)$$

g больше нуля и меньше единицы, когда d положительное: изображение прямое и уменьшенное.

§ 4. Несферические зеркала. Мы имеем случай совершенного отсутствия аберрации при действительном фокусе в зеркале, поверхность которого представляет часть эллипсоида вращения, когда светящаяся точка находится в одном из его геометрических фокусов. В этом случае все лучи, исходящие из этой точки, после отражения пересекаются в другом геометрическом фокусе, ибо падающий и отраженный лучи должны составлять равные углы с нормалью к поверхности зеркала, а это и есть известное свойство радиусов векторов эллипса. Вполне без аберрации во всех случаях только плоское зеркало.

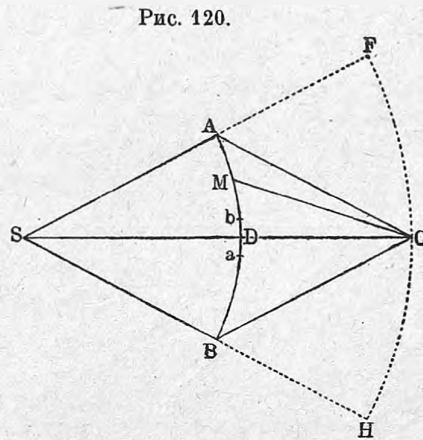
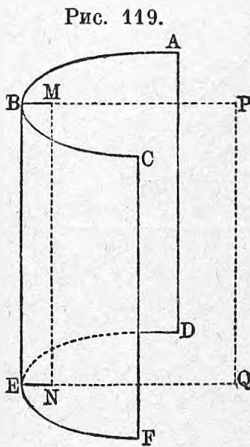
Если зеркало имеет поверхность параболоида вращения, и светящаяся точка находится в его геометрическом фокусе, то отраженный пучек пойдет параллельно оси зеркала. Мнимый фокус без аберрации дает зеркало, поверхность которого представляет часть гиперболоида, полученного вращением гиперболы около оси, проходящей через ее фокусы: если светящаяся точка находится в одном из этих фокусов, то ее мнимое изображение находится в другом. Такие поверхности можно назвать анаберрационными.

Если вдоль фокальной линии MN (рис. 119) цилиндрического параболического зеркала $ABCDE$ поместить светящуюся линию, то некоторые отраженные лучи будут параллельны между собою и иметь направления осей BM , EN парабол.

§ 5. Изображение точки в смысле волновой теории лучистой энергии. Астигматические пучки. В последних параграфах мы только для удобства построений сперва рассматривали падающую и отраженную волновые поверхности; затем мы строили падающие и отраженные лучи и называли изображением светящейся точки S такую точку S_1 , в которой сходятся все отраженные от зеркала лучи.

В т. I мы познакомились с теорией Гюйгенса, указывающей, каким образом в действительности происходит лучистое распространение движения в упругой среде. Там-же было дано понятие о явлениях дифракции,

с которыми мы вновь встретились в учении о звуке. Пусть S (рис. 120) светящаяся точка, т. е. источник импульсов, распространяющихся от S одновременно во все стороны, или по крайней мере по всем направлениям, лежащим внутри некоторого конуса ASB . В некоторый момент времени движение распространилось до части AB сферической волновой поверхности. Все точки M этой поверхности находятся при одинаковых фазах, и все эти точки должны быть рассматриваемы, как новые центры, от которых исходят импульсы и распространяются колебания во все стороны. Ясно, что все эти колебания способны интерферировать, так как они имеют общим источником те первоначальные импульсы, которые исходят из точки S . Когда поверхность AB не очень мала, то почти все колебания, исходящие от всех точек M , этой поверхности, интерферируя, взаимно уничтожаются в точке C . Не уничтоженными

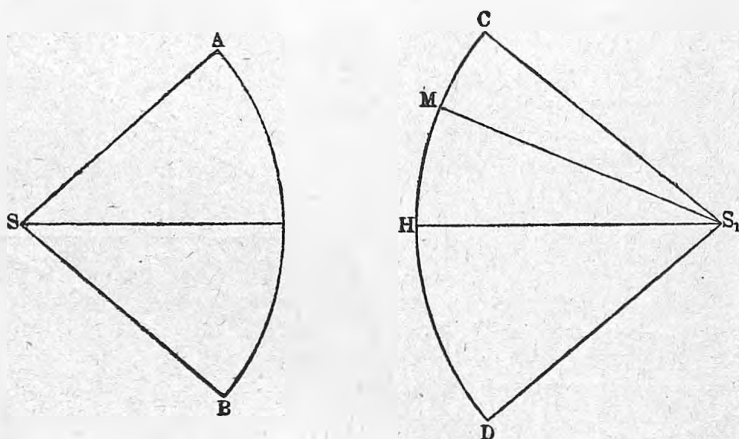


остаются колебания, исходящие от весьма малой центральной части ab поверхности AB , так что колебание в C можно рассматривать, как вызванное колебанием в ab . Таким образом получается представление о распространении колебаний вдоль прямой SDC , напоминающее представление о луче в смысле геометрической оптики. При весьма малой поверхности AB получается в C , как мы видели, светлое или темное пятно, окруженное рядом светлых и темных колец. В этом случае понятие о луче и о прямолинейном распространении совершенно исчезает. Итак, волновая теория допускает, и то с некоторою натяжкой, понятие о луче только внутри достаточно широкого лучевого конуса и не близко от его краев. Если конус имеет очень малое отверстие, то всякая аналогия с геометрическим лучем исчезает.

Предположим, далее, что сферическая волновая поверхность AB (рис. 121), претерпев какие-либо изменения, превратилась в сферическую же волновую поверхность CD , центр которой в S_1 . Геометрическая оптика, не обращая никакого внимания на величину отверстия конуса CS_1D , говорит, что все лучи, перпендикулярные к поверхности

CD сходятся в точке S_1 , которая и есть изображение точки S . В действительности же дело обстоит так: от всех точек M части CD сферической волновой поверхности распространяются колебательные движения, способные интерферировать. Если часть CD ограничена кругом, то в результате около S_1 замечается светлый кружок, в котором сила света тем быстрее спадает от центра к краям, чем больше телесный угол CS_1D . Когда этот угол очень мал, то в S_1 получается сложная диффракционная фигура, состоящая из ряда светлых и темных колец. Когда он велик, то кружок весьма мал и вот этот-то кружок и есть изображение самосветящейся точки S в смысле волновой теории. Отсюда следует, что строго гомоцентричного хода лучей в действительности быть не может, и что даже в тех случаях, когда геометрическое построение

Рис. 121.



приводит к отсутствию аберрации, т. е. когда новая волновая поверхность строго сферическая и геометрические лучи пересекаются в одной точке, все-таки изображение светящейся точки не есть точка, а некоторый кружок. Но, как сказано, при не очень малом телесном угле CS_1D , этот кружок очень мал, и результаты построений геометрической оптики незаметно отличаются от наблюдаемых в действительности явлений.

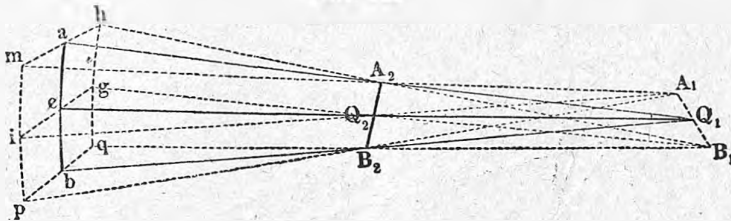
Из вышеизложенного вытекает, однако, еще один весьма важный результат. Для того, чтобы в точке S_1 мог образоваться упомянутый весьма малый светлый кружок, необходимо, чтобы от всех точек M поверхности CD исходили колебания, способные интерферировать. Для этого необходимо, чтобы они имели своим первоисточником одни и те же импульсы, исходящие от точки S ; иначе говоря, точка S должна быть самосветящеюся. Если S принадлежит поверхности освещенного предмета, рассеивающей свет, то из вышеизложенного не видно, каким образом, вообще, может получиться изображение точки S . Тем не менее такие изображения фактически получаются. Великая заслуга Abbe заключается в том, что он объяснил происхождение этих изображений и указал

те условия, при которых они возникают. К этому вопросу мы возвратимся при рассмотрении микроскопа.

Обращаемся к более подробному рассмотрению случая несферической волновой поверхности. Разбор такого случая представляет для волновой теории почти непреодолимые математические затруднения; сюда относятся работы Airy, Lord'a Rayleigh и К. Strehl'я. Ограничиваемся рассмотрением выводов чисто геометрической оптики.

Пусть cQ_2Q_1 (рис. 122) нормаль в точке c к небольшой части волновой поверхности, и пусть acb и icg сечения наименьшей и наибольшей кривизны. Нормали во всех точках acb лежат в одной плоскости, содержащей нашу главную нормаль cQ_2Q_1 , и встречаются в центре кривизны Q_1 .

Рис. 122



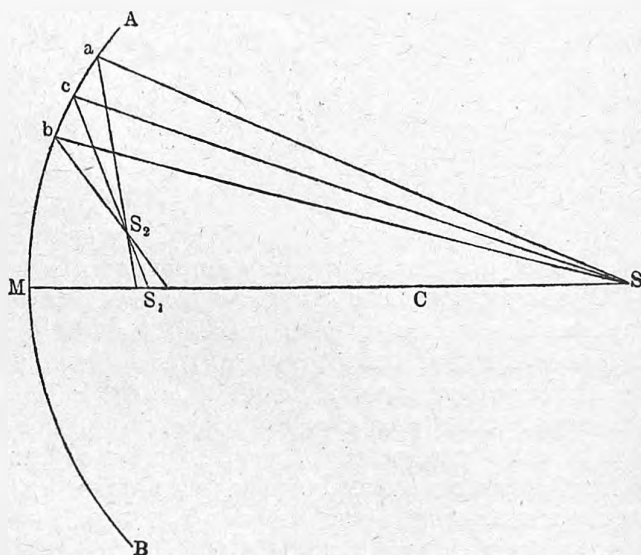
Точно так же все нормали в точках icg встречаются в другом центре кривизны Q_2 . Проведем через a и b кривые наибольшей кривизны mah и rbq , которые можно считать параллельными icg . Нормали в точках кривой mah лежат в одной плоскости $mahA_1B_1$ с нормалью aA_2Q_1 и пересекаются в центре кривизны A_2 кривой mah . То же относится к нормальям к точкам кривой rbq , которые пересекаются в точке B_2 . Так как нормали в a , c и b пересекаются в Q_1 , то ясно, что плоскости нормалей к tab , icg , rbq все должны проходить через точку Q_1 . А так как эти плоскости перпендикулярны к плоскости aQ_1b , то оказывается, что они все проходят через одну и ту же прямую $A_1Q_1B_1$, параллельную сечению наибольшей кривизны icg . В точках этой прямой $A_1Q_1B_1$ пересекаются, таким образом, все нормали, т. е. все лучи; прямая $A_1Q_1B_1$ есть фокальная линия. Проведем, далее, через точки i и g кривые mip и hgq наименьшей кривизны. Плоскости нормалей к mip , acb , и hgq проходят через Q_2 , и перпендикулярны к плоскости iQ_2g . Все они пересекаются вдоль общей прямой $A_2Q_2B_2$, параллельной сечению acb . Ясно, что все нормали, т. е. все лучи пересекаются в точках прямой $A_2Q_2B_2$, которая также является фокальной линией.

Пучек лучей, нормальных к бесконечно малой части несферической поверхности, дает две взаимно перпендикулярные, бесконечно малые прямые фокальные линии, параллельные главным сечениям этой поверхности. Такой пучек называется астигматическим.

Обратимся вновь к отражению от вогнутого зеркала. Пусть AMB (рис. 123) зеркало, C центр, S светящаяся точка. Рассмотрим весьма

тонкий пучок aSb . Так как волновая поверхность после отражения не сферическая, то ясно, что отраженный пучок астигматичен. Одно из двух главных сечений — меридиональное — совпадает с плоскостью aSb ; другое — экваториальное — к нему перпендикулярно. Так как все лучи, составляющие одинаковый угол с осью SCM по причинам симметрии должны пересекаться в точке, лежащей на этой оси, то ясно, что экваториальные сечения (перпендикулярные к a , c и b) дают фокальную линию, расположенную около S_1 вдоль оси MC . Меридиональные же сечения (параллельные abc) дают фокальную линию, проходящую через некоторую точку S_2 , и перпендикулярную к плоскости cSM . Только пучек, содержащий ось SCM не астигматичен; для него прямые фокальные линии

Рис. 123.



сливаются в одну точку. Мы видели, что волновая теория даже для этого случая приводит не к точке, но к светлomu пятну, плоскость которого перпендикулярна к прямой SCM .

§ 6. Каустика. Из предыдущего явствует, что всякому элементу несферической волновой поверхности соответствуют два фокуса, точнее две бесконечно короткие фокальные линии. Геометрическое место всех точек пересечения бесконечно близких друг другу лучей, соответствующих данной несферической волновой поверхности, называется каустикой или каустической поверхностью. Если волновая поверхность образовалась при отражении от зеркала, то это геометрическое место называется катакаустикой. В общем случае каустика состоит из двух частей, соответствующих двум фокусам, получаемым от каждого элемента волновой поверхности. Для сферического зеркала катакаустика есть геометрическое место точек S_1 и S_2 (рис. 123). Так как все точки S_1 лежат на прямой MCS , то ясно, что одна из двух частей ка-

такаустики превращается в прямую линию, проходящую через светящуюся точку S и центр зеркала C . Другую половину представляет геометрическое место точек S_2 .

Ограничиваемся указанием вида этой поверхности для некоторых частных случаев. Рис. 124 соответствует случаю, когда на сферическое зеркало (полусфер) KSK_1 падает пучек лучей, параллельных оси SM . Катакаустика получается при вращении кривой $KFQF_1K_1$ около оси SM . Эта кривая есть эпициклоида, описываемая точкою F окружности $BFRB$, радиус которой $\frac{r}{4}$ (r радиус зеркала), когда окружность $BFRB$ катится по окружности $GRQH$, радиус которой равен $\frac{r}{2}$. Когда центр C находится на середине прямой GK , то точка F совпадает с точкою K .

На рис. 125 изображена катакаустика для случая, когда светя-

Рис. 124.

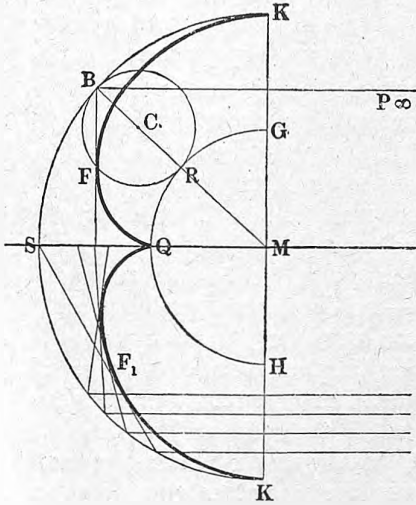
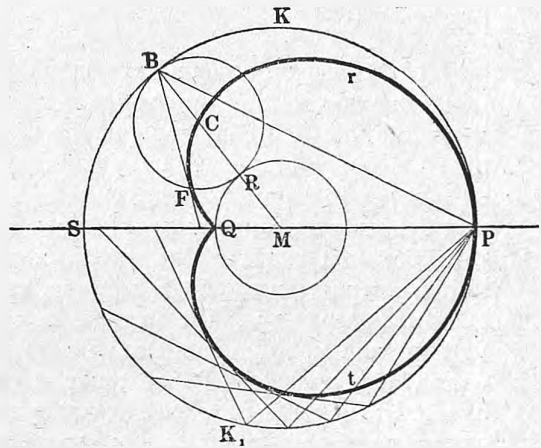


Рис. 125.



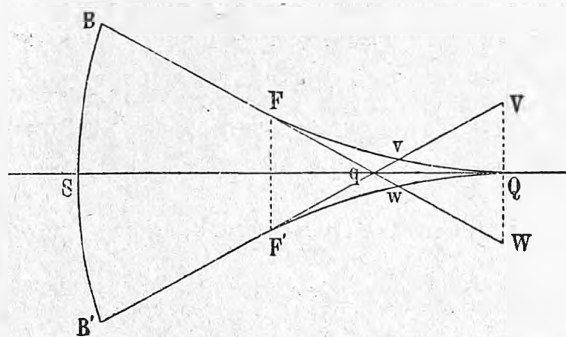
щаяся точка P находится на самой поверхности сферического зеркала. Кривая $PrCFQtP$ описывается точкою F окружности $BFRB$, когда последняя катится по окружности RQM ; при этом радиус $MR = CR = \frac{1}{3} MP$.

Когда отражающая поверхность составляет небольшую часть всей сферической поверхности, то катакаустика сводится к той части, которая расположена около точки Q . Отраженные лучи пересекаются в некотором фокальном пространстве. Форма этого пространства показана на рис. 126. Здесь BFW и $B'F'V$ крайние лучи, пересекающиеся в q ; Q фокус лучей, весьма близких к оси QS ; FvQ и $F'wQ$ каустическая кривая. Точки пересечения vw крайних лучей с каустикой определяют то наиболее узкое место фокального пространства, о котором уже

было сказано на стр. 210, и которое при наблюдении и принимается за изображение данной светящейся точки.

В заключение геометрической части катоптрики (см. § 1) упомянем, что ее можно рассматривать, как частный случай диоптрики, т. е. учения

Рис. 126.



о преломлении лучей (см. главу пятую). Если для коэффициента преломления n принять частное значение $n = -1$, то вместо преломления получается отражение, и формулы диоптрики переходят в формулы катоптрики, напр., формулы для преломления лучей у сферической поверхности переходят в формулы для отражения от сферических зеркал.

§ 7. Поверхностное и внутреннее рассеивание (диффузия) лучей. Мы полагали до сих пор, что зеркала имеют вполне „гладкую“ поверхность и вполне чисты, иначе говоря, что поверхность зеркала нигде не отступает от соответствующей роду зеркала геометрической поверхности и что на ней нет пылинок или других малых посторонних тел. В этом случае при падении на зеркало лучей света самое зеркало невидимо; на сетчатой оболочке глаза наблюдателя получаются лишь изображения предметов, „отражающихся“ в зеркале, точнее — изображения изображений, даваемых зеркалом. Но если на поверхности зеркала имеются шероховатости или посторонние малые тела, то элементарные волновые поверхности, образующиеся около каждой точки зеркала при падении на него лучей, исходящих из одной точки, уже не дают, по принципу Гюйгенса, одной волновой поверхности, конечную часть которой можно считать сферической. В этом случае происходит явление так наз. поверхностного рассеивания или поверхностной диффузии лучистой энергии. При падении на зеркало лучей света, оно само делается видимым. Чтобы не было заметного рассеивания необходимо, чтобы глубина h шероховатостей была весьма мала сравнительно с длиной волны λ , т. е., напр., для лучей света весьма мала сравнительно с $\frac{1}{2000}$ мм. Лучи, составляющие угол φ с нормалью, могут правильно отражаться, когда $h \cos \varphi$ величина малая сравнительно с λ . Этим объясняется, почему, напр., гладкая бумага может дать почти зеркальные изображения, когда лучи падают весьма наклонно к ее поверхности. Эти изображения имеют красноватый оттенок, так как наиболее правильно отражаются лучи с большим λ , т. е. лучи красные.

Противоположность вполне зеркальной поверхности представляет поверхность вполне матовая. Пусть φ угол падения лучей на матовую

поверхность; Lambert (1760) дал следующую формулу для количества J лучистой энергии, рассеиваемой частью s матовой поверхности по направлению, составляющему угол α с нормалью:

$$J = As \cos \varphi \cos \alpha \dots \dots \dots (9)$$

где A множитель пропорциональности. Множитель $\cos \varphi$ выражает закон зависимости освещения от направления φ падающих лучей; второй множитель $\cos \alpha$, очевидно, выражает, что поверхность рассеивает лучи вполне равномерно во все стороны, независимо от направления лучей падающих, т. е. что интенсивность рассеиваемых потоков во всех направлениях одинаковая. Проверкою формулы Lambert'a занимались Bouguer, Кононович, Seeliger, Messerschmidt, Wiener, Lommel, Möller, K. Angstroem, Godard, Thaler, Wright, Hutchins, Coblenz, Jentsch и др. Почти все работы обнаружили отступления от формулы Lambert'a. Lommel заменил эту формулу более сложною. Wright исследовал пластинки, полученные сжатием различных окрашенных или бесцветных порошков, и наблюдал рассеивание лучей определенной длины волны. Он находит, что, при данном φ , величина J строго пропорциональна $\cos \alpha$; но, при данном α , J меняется не пропорционально $\cos \varphi$. Он полагает, что истинная формула должна быть несимметрична относительно углов φ и α . С таким результатом несогласен Lord Rayleigh. Hutchins исследовал случай $\varphi = 0$ для бумаги и гипса. Оказалось, что рассеивание неполное, что к нему примешано правильное отражение. Wiener первый показал, что J должно зависеть от угла θ между плоскостью падения (угол φ) и плоскостью угла α . Thaler (1903) исследовал влияние азимута для матового стекла и для гипса. Он нашел, что, при данных φ и α , величина J всегда имеет максимум при $\theta = 180^\circ$, откуда следует, что часть лучей всегда правильно отражается.

Другого рода явление представляет так наз. внутренняя диффузия лучей, происходящая в среде, содержащей весьма большое число весьма малых телец, более или менее неправильно разбрасывающих во все стороны падающие на них лучи. Такою средою представляется, напр., наша атмосфера, в которой диффузия вызывается мельчайшими пылинками и водяными каплями или пузырьками. Внутренняя диффузия обнаруживается весьма ясно тем, что можно видеть путь лучей света, проходящих через мутную среду, если посмотреть на этот путь сбоку (явления Тиндаля). Путь лучей можно видеть и в воде. Перегонка и фильтрация не освобождают воду от мути, попадающей в нее из воздуха. Spring'у (1899) удалось получить оптически пустую воду, добавляя к ней известковой воды и встряхивая ее. Осадок брал с собою всю муть. Электрический ток уносит муть по направлению к катоду. Соли щелочных и щелочно-земельных металлов в растворе не дают внутренней диффузии, а соли Al, Cr, Fe, Cu, Hg, Pb, а также коллоиды ее дают. Batelli и Pandolfi также получили оптически пустую воду, а также алкоголь, очищая и перегоняя эти жидкости без доступа воздуха.

Clausius полагал, что величина диффузии зависит от длины волны λ , а именно, что она обратно пропорциональна λ^2 . Позже Strutt (впоследствии Lord Rayleigh) нашел, однако, что величина диффузии должна еще гораздо быстрее увеличиваться с уменьшением λ , а именно, что она обратно пропорциональна λ^4 . Исследования Abney и Festing'a, Lampra, Hurion, Compan'a, Kamerligh-Onnes'a и Smoluchowski над диффузией света в эмульсии, полученной при смешении алкогольного раствора мастики с водою, подтвердили результат, найденный Rayleigh'em. Отсюда следует, что диффузия фиолетовых и синих лучей при рассматриваемых условиях примерно в 12 раз больше диффузии лучей красных. Потеря лучистой энергии при ее прохождении через атмосферу земли происходит для лучей света, главным образом, вследствие их диффузии, а для лучей инфракрасных и ультрафиолетовых вследствие их поглощения. Обширное исследование о диффузии света в газах и в особенности в атмосфере произвел L. Vessot King (1912). Типичный пример внутренней диффузии представляет молочное стекло, к свойствам которого мы еще раз вернемся.

§ 8. Опытные исследования количества отраженной лучистой энергии.

На стр. 128 мы познакомились со способом выслеживания инфракрасных лучей при помощи термоэлектрического столбика. Опыты вполне подтвердили основной закон отражения от полированной поверхности и для инфракрасных лучей. Вогнутые сферические, параболические и т. д. зеркала собирают темные инфракрасные лучи по тем-же законам, как и лучи света. Когда инфракрасные лучи падают на неполированную поверхность тела, то они подвергаются рассеиванию или диффузии, как и видимые лучи света.

Прежде, чем перейти к относящимся сюда работам, вспомним (стр. 144), что многократное отражение сложного пучка лучей от одного и того-же вещества может дать один или несколько пучков довольно однородных лучей, как показали Rubens и Nichols. Лучи, отразившиеся несколько раз от кварца, содержат уже только длины волн, близкие к $\lambda = 8,50 \mu$, $\lambda = 9,02 \mu$ и $\lambda = 20,75 \mu$. Слюда дает после четырех отражений только лучи $\lambda = 9,20 \mu$, $\lambda = 18,40 \mu$ и $\lambda = 21,25 \mu$. Плавиновый шпат дает после четырех отражений только лучи, для которых $\lambda = 23,7 \mu$. Эти лучи пропускаются только каменной солью, сильвином (KCl) и $AgCl$, когда слой вещества толще 1 мм. Далее, Rubens (1889) нашел, что плавиновый шпат дает остаточные лучи $\lambda = 24,0 \mu$ и $\lambda = 31,6 \mu$; для каменной соли Rubens и Aschkinass нашли $\lambda = 51,2 \mu$, для сильвина $61,1 \mu$. Приводим лишь некоторые примеры многочисленных дальнейших определенных. Aschkinass (1900) показал, что мрамор дает лучи $\lambda = 6,69 \mu$, $\lambda = 11,41 \mu$ и $\lambda = 29,4 \mu$; квасцы дают $\lambda = 9,05 \mu$ и $\lambda = 30 \mu$ до 40μ ; KBr дает лучи, для которых $\lambda = 60 \mu$ до 70μ ; KCl (сильвин) дает $\lambda = 61,1 \mu$. Porter (1905) нашел для двуххромокалиевой соли $10,3 \mu$, для медного купороса $5,72 \mu$, для нашатыря $3,44 \mu$, для K_2SO_4 $8,42 \mu$. Koch нашел для гипса $8,68 \mu$; Nichols и Day (1908) для $NaCl$ $52,3 \mu$, для NH_4Cl $51,4 \mu$, для витерита ($BaCO_3$) $46,0 \mu$, для стронцианита ($SrCO_3$) $43,2 \mu$.

Еще дальше пошли Rubens и Hollnagel (1910), которые нашли для KBr $82,3 \mu$ и для KJ $96,7 \mu$. Для последних лучей оказались весьма прозрачными парафин (толщина слоя $d = 2,9$ мм.), эбонит ($d = 0,4$ мм.) и пары воды (при 150° , насыщены при 100° , $d = 400$ мм.). Наконец, Rubens (1911) нашел для $CaCO_3$ (известковый шпат) $93,3 \mu$ и $116,6 \mu$. Дальнейшие исследования производили Pfund, Coblentz, Morse, Randall и Clark. В 1913 г. Rubens и Wartenberg нашли для $AgCl$ $81,5 \mu$, для $AgBr$ $91,0 \mu$, для каломеля $98,8$, для $PbCl$ $112,7 \mu$, NH_4Cl $51,5 \mu$, $TlCl$ $91,6 \mu$, $TlBr$ $117,0 \mu$, TlJ $151,8 \mu$. В большинстве случаев получались две спектральные полосы отражения; указанные здесь числа представляют средние значения.

Отражение лучей от металлов, а также от некоторых других тел исследовал главным образом Rubens, один и вместе с другими учеными, далее Nichols, Paschen, Trowbridge, Coblentz, Pfund, Morse, Reinkober и др.

Первые работы Rubens'а относятся к 1889 г. (отражение лучей $\lambda = 3,2 \mu$ от Ag , Au , Cu , Fe и Ni). Далее Nichols (1897) нашел, что Ag отражает почти 100% лучей от $\lambda = 4 \mu$ до $\lambda = 9 \mu$. Кварц весьма слабо отражает лучи между $\lambda = 4,2 \mu$ и $\lambda = 7,8 \mu$ (почти нуль для $\lambda = 7,4 \mu$); при дальнейшем возрастании λ отражение увеличивается доходя до 75% при $\lambda = 8,42 \mu$; при $\lambda = 9 \mu$ оно примерно равно 50% .

Лучи $\lambda = 23,7 \mu$ вполне отражаются (100%) от Ag , Au , Pt , Cu , Fe , Ni , желтой меди и зеркального металла.

Обозначим процент отраженных лучей через R . Trowbridge (1898) определил R для Au , Cu , Fe , Ni , латуни и зеркального металла в пределах $\lambda = 1 \mu$ до $\lambda = 15 \mu$ при угле падения в 10° . Оказалось, что R меняется в зависимости от λ не вполне плавно. Большинство чисел $R > 90$; для $\lambda > 4 \mu$ все $R > 90$; для Au все $R > 94,3$.

Paschen (1901) дает следующие числа для чистого серебра (R) и нейзильбера (R_1):

$\lambda = 0,7786 \mu$	1,096	1,718	3,842	4,810	6,264	7,737
$R = 94,43$	96,45	97,70	98,18	98,23	98,40	98,69
$R_1 = 70,89$	76,16	85,05	91,80	92,53	93,17	94,03

Rubens и Aschkinass (1898) исследовали отражение остаточных лучей каменной соли ($NaCl$) и селитры (KCl); они дали для R следующие числа:

	$NaCl$	KCl		$NaCl$	KCl	
	$\lambda = 51,2 \mu$	$\lambda = 61,1 \mu$		$\lambda = 51,2 \mu$	$\lambda = 61,1 \mu$	
$NaCl$. . .	81,5	52,6	Зеркальн. стекло	15,7	11,3	
KCl . . .	30,7	80,0		Сера	9,5	—
Кварц . . .	17,8	13,0				

Rubens и Wartenberg (1908) исследовали отражение от воды. Оказалось, что лучи $\lambda = 3,2$ — $6,3$ — $19,5 \mu$ довольно сильно, но лучи $\lambda = 23,7 \mu$ и $51,2 \mu$ весьма слабо отражаются; от лучей $\lambda = 82,3 \mu$ отражались $9,6\%$, так что о металлическом отражении не может быть и речи. A. Angstroem

(1914) также исследовал отражение от воды и от различных растворов. Pfund (1906) исследовал отражение от стекла, селена и различных солей, Морзе (1907) — от углекислых солей, Reinkober (1911) — от кварца, турмалина и алмаза. Оказалось, что алмаз одинаково отражает 16,5% всех лучей между $\lambda = 1 \mu$ и $\lambda = 19 \mu$. Bode (1909) нашел для льда максимум отражения при $3,2 \mu$; около $2,8 \mu$ находится минимум. Growbridge и Spence (1910) нашли, что лед не обладает селективным отражением между $\lambda = 45 \mu$ и $\lambda = 82,4 \mu$. Soblentz исследовал отражение инфракрасных лучей для большого числа минералов и солей.

Отражение от Na, K, и Rb исследовал Nathanson (1916); оно уменьшается с возрастанием атомного веса. Wood (1909) нашел, что пары ртути селективно отражают различные лучи, напр., $\lambda = 0,2536 \mu$.

Наибольший интерес представляют исследования Rubens'a и Hagen'a (1898—1902) об отражении лучей между $\lambda = 0,25 \mu$ и $\lambda = 1,5 \mu$. Способ, которым пользовались эти ученые, заключался в следующем. Из испытуемого материала были приготовлены вогнутые сферические зеркала. Немного выше центра зеркала помещалась платиновая полоска (боковые стороны вертикальны и параллельны зеркалу), которая накаливалась током. Как раз под ней получалось ее изображение. Лучи, испускаемые полоской и ее изображением, сравнивались при помощи спектрофотометра, снабженного двойною щелью Vierordt'a (см. ниже). Таким способом исследовалось отражение лучей видимых (от $\lambda = 0,450 \mu$ до $\lambda = 0,700 \mu$). Для лучей инфракрасных и ультрафиолетовых Hagen и Rubens пользовались линейным термоэлементом (стр. 130), на который, при помощи маленькой поворотной призмы с полным внутренним отражением, могли быть попеременно направляемы лучи платиновой пластинки и ее изображения. Из описания ясно, что угол падения исследуемых лучей был близок к нулю. Hagen и Rubens исследовали ряд металлов, а также различные сплавы. В нижеследующей таблице приведены некоторые из чисел R для лучей от $\lambda = 0,251 \mu$ до $1,5 \mu$

λ	Ag	Pt	Ni	Au	Cu
0,251 μ	31,4	33,8	37,8	38,8	25,9
0,288 μ	21,2	38,8	42,7	34,0	24,8
0,305 μ	9,1	39,8	44,2	31,8	25,3
0,316 μ	4,2	—	—	—	—
0,326 μ	14,6	14,4	45,2	28,6	24,9
0,338 μ	55,5	—	46,5	—	—
0,357 μ	74,5	43,4	48,8	27,9	27,3
0,385 μ	81,4	45,4	49,6	27,1	28,6
0,420 μ	86,6	51,8	56,6	29,3	32,7
0,450 μ	90,5	54,7	59,4	33,1	37,0
0,500 μ	91,3	58,4	60,8	47,0	43,7
0,600 μ	92,6	64,2	64,9	84,4	71,8
0,700 μ	94,6	69,0	68,8	92,3	83,4
0,800 μ	96,3	70,3	69,6	94,9	88,6
1,000 μ	96,6	75,5	73,5	97,1	93,6
1,200 μ	—	77,7	76,5	97,6	95,1
1,500 μ	98,4	79,0	81,4	97,3	91,5

Интересны числа для Ag и Au ; минимумы чисел R напечатаны жирным шрифтом.

Coblentz (1911) исследовал отражение лучей между $\lambda = 0,4 \mu$ и $\lambda = 10 \mu$ от W_o , Mo , Ta , Sb , Rh , Ir , Fe , Mg , Cr , Vd , Te , Si и графита. Все вещества обнаружили слабое отражение видимых лучей, быстро возрастающее с увеличением длины волны инфракрасных лучей.

L. Mach приготовил (1899) ряд замечательных новых сплавов из Al и Mg ; всего 17 сплавов от $2 Al + 1 Mg$ до $1 Al + 13 Mg$. Сплавление происходило без доступа воздуха, а охлаждение сплавов под давлением от 100 до 200 атм. Сплавы отличаются малым весом, постоянством на воздухе и способностью отражать ультрафиолетовые лучи в большем количестве, чем какие-либо другие тела. Отражение ультрафиолетовых лучей от металлов и некоторых других тел (стекло, селен, цианин) исследовали Nutting (1901), Hulburt (1915) и Gardner (1917).

ЛИТЕРАТУРА.

К § 5.

Airy. Cambridge, Phil. Trans. 6 p. 379, 1838.

K. Strehl. Theorie des Fernrohrs и т. д. Часть I, Лейпциг, 1894.

К § 7.

Lambert. Photometria. Augsburg, 1760.

Bouguer. Essai d'optique sur la gradation de la lumière. Paris, 1729.

Кононович. Записки мат. отдел. Новоросс. Общ. Естеств. Т. II.; Записки Новоросс. Универс. 22 стр. 107.

Seeliger. Münch. Ber. 1888, Heft 2 p. 201.

Messerschmidt. W. A. 44 p. 867, 1888.

Chr. Wiener. W. A. 47 p. 638, 1892.

Lommel. W. A. 10 p. 449, 631, 1880; 36 p. 473, 1889; Münch. Ber. 1887 p. 95.

Wright. Annal. d. Phys. (4) 1 p. 17, 1900; Phil. Mag. (5) 49 p. 199, 1900.

Rayleigh. Phil. Mag. (5) 47 p. 375, 1899; 49 p. 324, 1900.

Abney and Festing. Proc. R. Soc. 40 p. 378, 1866.

Hurion. C. R. 112 p. 1431, 1891.

Compan. C. R. 128 p. 1226, 1899.

Clausius. Pogg. Ann. 72 p. 294, 1847; 76 p. 161, 188, 1849; 88 p. 543, 1853.

Lampa. Wien. Ber. 100 p. 730, 1892.

Hutchins. Sill. J. (4) 6 p. 373, 1898.

Moeller. W. A. 24 p. 266, 1884.

Godard. Ann. de chim. et phys. (6) 10 p. 354, 1887; J. de phys. (2) 7 p. 435, 1888.

Thaler. Ann. d. Phys. (4) 11 p. 996, 1903; Diss. Kiel, 1902.

Coblentz. Bull. Bur. of Stand. 9 p. 283, 1913.

Jentsch. Annal. d. Phys. (4) 39 p. 997, 1912.

Spring. Recueil des trav. chim. des Pays-Bas. 18 (2 Ser. T. 3) p. 153, 1899; Bull. Acad. Belg. 37 p. 174, 300, 1899.

Batelli e Pandolfi. Nuov. Cim. (4) 9 p. 321, 1899.

Strutt (Lord Rayleigh). Phil. Mag. (4) 41 p. 107, 247, 447, 1871; (5) 9 p. 410, 1879.

Tyndall. Phil. Mag. 37 p. 384, 1869.

L. Vessot King. Phil. Trans. 212, A. p. 375, 1912; Proc. R. Soc. 88 p. 83, 1913.

К § 8.

- Melloni.* Ann. chim. et phys. (2) 75, 1840; Pogg. Ann. 37 p. 212, 1836; 52 p. 421, 573, 1841; 65 p. 101, 1845.
- De la Provostaye et Desains.* Ann. chim. et phys. (3) 27, 1849; 30 p. 276, 1850; 34 p. 192, 1852; 26 p. 212, 1848; 28 p. 501, 1849.
- Knoblauch.* Pogg. Ann. 65 p. 581, 1845; 71 p. 1, 1847; 74 p. 161, 1848; 101 p. 187, 1857; 109 p. 595, 1868.
- Rubens und Nichols.* W. A. 60 p. 418, 1897.
- Aschkinass.* Annal. d. Phys. (4) 1 p. 42, 1900; 17 p. 968, 1905; 18 p. 373, 1905; Verh. d. d. phys. Ges. 1905 p. 251.
- Rubens.* W. A. 37 p. 249, 1889.
- Nichols.* W. A. 60 p. 407, 1897.
- Trowbridge.* W. A. 65 p. 595, 1898.
- Paschen.* Annal. d. Phys. (4) 4 p. 304, 1901.
- Rubens und Aschkinass.* W. A. 65 p. 241, 1898.
- Koenigsberger.* Verh. d. d. phys. Ges. 1899 p. 247.
- Hagen und Rubens.* Verh. d. d. phys. Ges. 17 p. 143, 1898; Verh. d. d. phys. Ges. 3 p. 165, 1901; Instr. 19 p. 293, 1899; 22 p. 42, 1902; Annal. d. Phys. (4) 1 p. 353 1900; 8 p. 1, 1902.
- Koch.* Annal. d. Phys. (4) 26 p. 974, 1908.
- Porter.* Astrophys. J. 22 p. 229, 1905.
- Rubens u. Trowbridge.* W. A. 60 p. 724, 1897.
- Nichols a. Day.* Phys. Rev. 27 p. 225, 1908.
- Pfund.* Astrophys. J. 24 p. 19, 1906.
- Morse.* Astrophys. J. 26 p. 225, 1907; Phys. Rev. 31 p. 319, 1910.
- Rubens (CaCO₃).* Verh. d. d. phys. Ges. 1911 p. 102.
- Rubens u. Hollnagel.* Ber. Berl. Ak. 1910 p. 26; Verh. d. d. phys. Ges. 1910 p. 83; Phil. Mag. (6) 19 p. 761, 1910.
- Reinkober.* Annal. d. Phys. (4) 34 p. 343, 1911.
- Bode.* Annal. d. Phys. (4) 30 p. 326, 1909.
- Trowbridge a. Spence.* Phys. Rev. 31 p. 61, 1910.
- Coblentz.* Bull. Bur. of Stand. 2 p. 470, 1907; 7 p. 197, 1911; Jahrb. d. Rad. 4 p. 132, 1907; 5 p. 1, 1908.
- Rubens u. Ladenburg.* Ber. Berl. Ak. 1908 p. 274, 1140; Verh. d. d. phys. Ges. 1908 p. 226; 1909 p. 16.
- Rubens u. Wartenberg.* Ber. Berl. Ak. 1913 p. 550; 1914 p. 169.
- Rubens.* Ber. Berl. Ak. 1913 p. 513.
- Hulburt.* Astrophys. J. 42 p. 205, 1915.
- Nathanson.* Astrophys. J. 44 p. 137, 1916.
- Gardner.* Astrophys. J. 45 p. 30, 1917.
- Wood.* Phil. Mag. (6) 23 p. 689, 1912; Phys. Ztschr. 1912 p. 353.
- A. Angstroem.* Phys. Rev. (2) 3 p. 47, 1914; Phys. Chem. 86 p. 525, 1914.
- L. Mach und Schumann.* Wien. Ber. 108 p. 135, 1899; Naturw. Rundschau 14 p. 607, 1899.
- Nutting.* Phys. Rev. 13 p. 192, 1901; 16 p. 129, 1903; Phys. Ztschr. 4 p. 203, 1903.

ГЛАВА ПЯТАЯ.

Преломление лучистой энергии.

§ 1. Законы преломления лучей. В учении о гармоническом колебательном движении мы познакомились с явлением преломления лучей и вывели (т. I), основываясь на принципе Гюйгенса, закон, по которому

отношение n синуса угла падения φ к синусу угла преломления ψ есть величина постоянная, равная отношению скоростей распространения волн в первой (v_1) и во второй (v_2) средах, и называемая коэффициентом преломления:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = n \dots \dots \dots (1)$$

Этот закон непосредственно прилагается к лучистой энергии. Когда первая среда пуста (свободный эфир), то n называется абсолютным коэффициентом преломления данной (второй) среды. Если же обе среды содержат материю, то n называется коэффициентом преломления второй среды относительно первой среды: последний равен отношению абсолютного коэффициента преломления N_2 второй среды к абсолютному коэффициенту преломления N_1 первой среды. Действительно, если скорость лучей в эфире есть V , то $N_1 = V : v_1$ и $N_2 = V : v_2$ откуда

$$n = \frac{v_1}{v_2} = \frac{N_2}{N_1} \dots \dots \dots (2)$$

Так как для воздуха N_1 весьма мало отличается от единицы, то за коэффициент преломления обыкновенно принимается тот, который соответствует переходу волн из воздуха в данную среду. Абсолютный коэффициент преломления N получится, если определенный таким образом коэффициент n помножить на абсолютный коэффициент преломления N_0 воздуха:

$$N = nN_0 \dots \dots \dots (3)$$

При 0° и давлении в 760 мм. мы имеем для видимых лучей приблизительно $N_0 = 1,000293$.

Легко показать, что время t , в течение которого луч переходит из данной точки A (рис. 127) первой среды в данную точку B второй, есть минимум. Действительно, пусть $AC = s_1$, $CB = s_2$; тогда

$$t = \frac{s_1}{v_1} + \frac{s_2}{v_2} = \frac{p_1}{v_1 \cos \varphi} + \frac{p_2}{v_2 \cos \psi} \dots \dots \dots (4)$$

где $p_1 = AQ$, $p_2 = BP$. Условие для минимума t будет $dt = 0$, т. е.

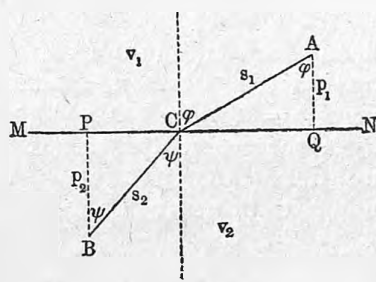
$$0 = \frac{p_1 \sin \varphi d\varphi}{v_1 \cos^2 \varphi} + \frac{p_2 \sin \psi d\psi}{v_2 \cos^2 \psi} \dots \dots \dots (5)$$

С другой стороны $QP = QC + CP = p_1 \operatorname{tg} \varphi + p_2 \operatorname{tg} \psi$. Так как QP величина данная, то мы имеем $p_1 \operatorname{tg} \varphi + p_2 \operatorname{tg} \psi = \text{Const.}$, откуда

$$0 = \frac{p_1 d\varphi}{\cos^2 \varphi} + \frac{p_2 d\psi}{\cos^2 \psi} \dots \dots \dots (6)$$

Перенеся в (5) и (6) первые члены на другую сторону и разделив полу-

Рис. 127.



ченные равенства друг на друга, имеем

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2},$$

т. е. закон преломления. Итак, действительно, колебательное движение распространяется от A к B по пути, требующему наименьшего времени. Вообще же, согласно обобщенной теореме Фермат'а (стр. 201), это время может быть наименьшее или наибольшее, смотря по виду поверхности, разграничивающей две среды. Для плоскости оно наименьшее.

При переходе луча из среды с большим в среду с меньшим абсолютным показателем преломления, луч удаляется от нормали, и если опять угол падения обозначить через φ , угол преломления через ψ , то

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (7)$$

где попрежнему $n > 1$. Можно впрочем и в этом случае положить $\sin \varphi = \sin \psi = n'$, где $n' < 1$ есть относительный показатель преломления, соответствующий переходу из среды „оптически более плотной“ в среду менее плотную. Сохраняя обозначение (7), имеем $\sin \psi = n \sin \varphi$.

Частное значение Φ угла φ , для которого

$$\sin \Phi = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (8)$$

называется предельным углом падения (или преломления, если луч идет из менее преломляющей среды в более преломляющую); для него $\psi = 90^\circ$. При $\varphi > \Phi$ угол ψ перестает существовать, преломленного луча вовсе нет, происходит известное из элементарной физики явление полного внутреннего отражения. Заметим, что для стекла и воздуха (n между 1,5 и 1,9)

$$\Phi < 45^\circ \dots \dots \dots (9)$$

Уклонение δ луча от первоначального направления равно $\delta = \varphi - \psi$, откуда $\cos \delta = \cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi$; наибольшее уклонение D соответствует случаю, когда $\angle \varphi = 90^\circ$ и $\angle \psi$ равен предельному углу; тогда $\cos \varphi = 0$, $\sin \varphi = 1$ и $\sin \psi = \frac{1}{n}$, так что

$$\cos D = \frac{1}{n} \dots \dots \dots (10)$$

Строя преломленную волновую поверхность и преломленный луч, мы полагали (т. I), что поверхность, разделяющая среды — плоскость, и что падающая волновая поверхность также плоская, или, что падающие лучи между собою параллельны.

Обратимся к более общему случаю. Положим, что колебания исходят из точки S (рис. 128), лежащей на конечном расстоянии от поверхности MAN , разграничивающей две среды. Построим преломленную волну для момента, когда падающая сферическая волна, имеющая свой центр в S , находилась бы в положении DHE (пунктир), если бы не было второй

среды. Для этого мы, на основании принципа Гюйгенса, должны около каждой точки A поверхности MAN построить во второй среде элементарную волну с радиусом ρ , который должен относиться к отрезку AH радиуса сферы DHE , проходящего через A , как скорость v_2 во второй среде к скорости v_1 в первой, т. е.

$$\frac{\rho}{AH} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{n}; \quad \rho = \frac{AH}{n}.$$

Огибающая DCE всех подобных элементарных волн и составит преломленную волновую поверхность, а прямая AK , соединяющая точку A с точкою касания C , дает преломленный луч, соответствующий падающему лучу SA . Преломленная волновая поверхность, вообще говоря, не есть сферическая поверхность, а потому преломленные лучи, продолженные (назад или вперед), не гомоцентричны (стр. 205); точка S не имеет определенного фокуса. Преломляющая поверхность, дающая гомоцентричный пучок лучей после преломления, есть поверхность анаберрационная (стр. 208).

Таковою оказывается поверхность, получающаяся при вращении овала Descartes'a; поверхность второй степени может быть анаберрационной для некоторых частных положений

Рис. 128.

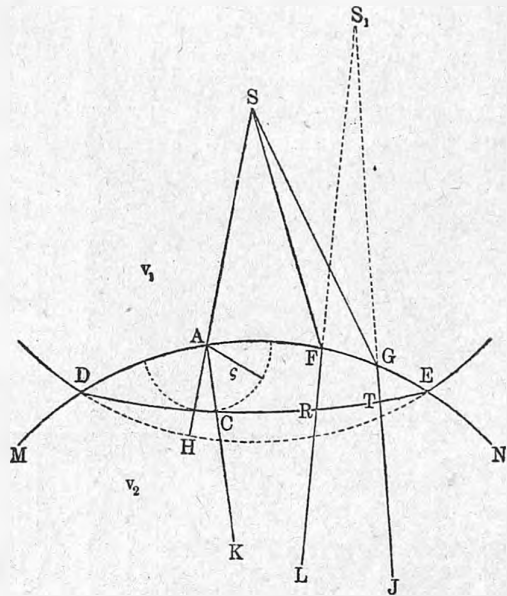
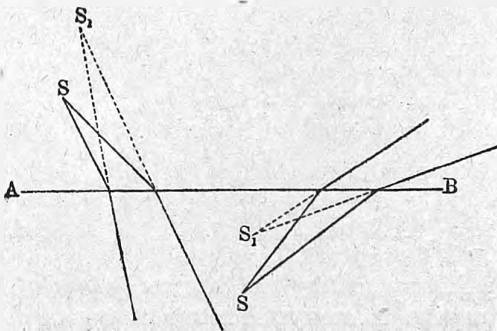


Рис. 129.



светящейся точки. Считая весьма малую часть RT преломленной волновой поверхности за часть сферы, мы можем построить фокус S_1 точки S , соответствующий пучку лучей GSF , имеющему в S вершину весьма малого телесного угла. Другой такой же пучек дает другой фокус. Отсюда следует, что глаз наблюдателя, находящийся во второй среде, увидит изображение S_1 точки S в различных местах, смотря по положению,

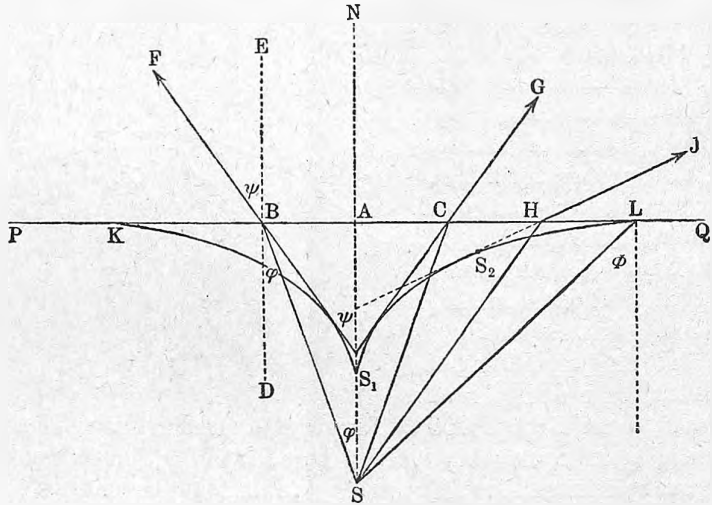
которое занимает его глаз. Все, что было сказано в § 5 и 6 предыдущей главы о несферических волновых поверхностях, приложимо к волновым поверхностям, получаемым при преломлении. Ясно, что гео-

метрическое место точек S_1 есть та каустика, с которою мы познакомились в § 6.

§ 2. Преломление в случае, когда среды разграничены плоскостью. Все сказанное в предыдущем параграфе относится и к случаю, когда две среды разграничены плоскостью. На рис. 129 представлены два случая: когда точка S находится в менее, и когда она находится в более преломляющей среде. Если вторая расположена под первую (вода и воздух), то наблюдатель увидит точку S приподнятой кверху.

Определим величину этого кажущегося поднятия для случая, когда глаз находится на той нормали AN (рис. 130) к плоскости PQ , которая проходит через точку S . Угол падения $\varphi = \angle DBS = \angle BSA$; угол пре-

Рис. 130.



ломления $\psi = \angle FBE = \angle BS_1A$, причем $\sin \psi = n \sin \varphi$. Из рисунка имеем

$$AB = AS_1 \operatorname{tg} \psi; \quad AB = AS \operatorname{tg} \varphi.$$

Отсюда

$$AS_1 = AS \cdot \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\operatorname{tg} \psi} = AS \cdot \frac{\sin \varphi \cos \psi}{\sin \psi \cos \varphi} = \frac{AS}{n} \cdot \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}.$$

При весьма малых φ и ψ мы получаем в пределе

$$AS_1 = \frac{1}{n} AS \dots \dots \dots (11)$$

Другой пучек лучей, близкий к SH , дает фокус в некоторой точке S_1 . Каустика в данном случае есть поверхность, получающаяся при вращении около нормали SAN кривой KS_1L , которая есть не что иное, как эволюта эллипса. Концы K и L соответствуют предельному углу Φ полного внутреннего отражения, так что падающему лучу SL соответствует преломленный луч LQ .

Лучи, выходящие во вторую среду, кажутся исходящими из всевозможных точек каустики, в которых мы и увидим изображение точки S, смотря по положению глаза. Вследствие малости зрачка нашего глаза, в него попадает весьма узкий пучок лучей, и этим объясняется, почему мы все-таки видим предметы, находящиеся, напр., под водою, вполне резко и отчетливо.

Легко доказать, что если мы имеем ряд средин, разграниченных параллельными между собою плоскостями, и если первая и последняя среды одинаковы, то луч при входе в последнюю среду параллелен тому направлению, которое он имел в первой. Пусть φ_1 угол падения в первой среде, φ_2 угол преломления и в то же время затем угол падения во второй, φ_3 угол преломления и затем падения в третьей и т. д. Наконец φ_n угол преломления в последней среде. Обозначим через v_i скорость распространения лучей в i -той среде; требуется доказать, что $\varphi_n = \varphi_1$, если $v_n = v_1$. Имеем

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{v_1}{v_2}, \quad \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_3} = \frac{v_2}{v_3}, \quad \dots, \quad \frac{\sin \varphi_{n-1}}{\sin \varphi_n} = \frac{v_{n-1}}{v_n}.$$

Перемножив эти равенства, получаем

$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_n} = \frac{v_1}{v_n}.$$

Отсюда следует, что $\varphi_n = \varphi_1$, если $v_n = v_1$. Кроме того мы видим, что отклонение луча $\varphi_1 = \varphi_n$ зависит только от свойств первой и последней средин, и вовсе не зависит от средин промежуточных.

Плоскопараллельная пластинка не меняет направления луча, но производит боковое его перемещение Δ , величина которого равна

$$\Delta = \delta \sin \varphi \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \sin^2 \varphi}{n^2 - \sin^2 \varphi}} \right),$$

где δ толщина пластинки. Такая пластинка производит, далее, кажущееся приближение Δ' светящейся точки, которое, если смотреть по направлению, нормальному к сторонам пластинки, равно

$$\Delta' = \frac{n-1}{n} \delta. \quad (11, a)$$

Последние две формулы предоставляем вывести читателю. Боковому смещению соответствует и некоторое

угловое смещение, которое тем меньше, чем дальше точка, рассматриваемая через пластинку, находится от наблюдателя. Для весьма удаленных точек угловое смещение равно нулю. Этим плоскопараллельная

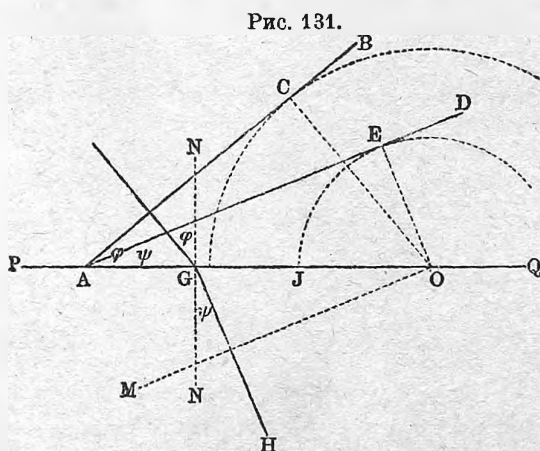


Рис. 131.

пластинка отличается от призмы, которая, как мы тотчас увидим, всегда дает угловое смещение.

Укажем на простой способ геометрического построения преломленного луча для случая его перехода из одной среды в другую, отделенную от первой плоскостью PQ (рис. 131). Пусть AB падающая плоская волна, FG падающий луч. Из произвольной точки O на PQ проведем полукруг, касающийся в C прямой AB , и затем из той же точки O другой полукруг радиусом $OJ = \frac{1}{n} OC$. Касательная AD к этому кругу и дает нам направление преломленной волны, а линия $GH \perp AD$ представит преломленный луч; проводя $OM \parallel AD$ находим и преломленную волну во второй среде. Соединим O с точкой касания E . Имеем $\angle BAQ = \angle FGN = \varphi$ и $\angle DAQ = \angle HGN = \psi$. Далее $AO \sin \varphi = OC$, $AO \sin \psi = OE$, след.

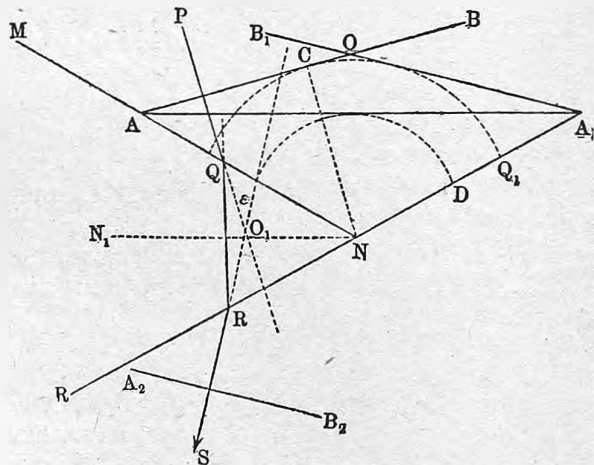
$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{OC}{OE} = \frac{OC}{OJ} = n.$$

Точки A и O могут лежать и по одну сторону от точки G .

§ 3. Призма. В учении о лучистой энергии призмой называют такое тело, которое ограничено, между прочим, двумя плоскостями, составляющими двугранный угол, называемый преломляющим углом призмы. Предполагается, что луч входит в призму через одну из этих плоскостей и выходит через другую. Остальные части поверхности призмы вообще роли не играют.

Ограничиваемся случаем, когда падающий луч расположен в плоскости, перпендикулярной к ребру призмы, т. е. к ребру ее преломляю-

Рис. 132.



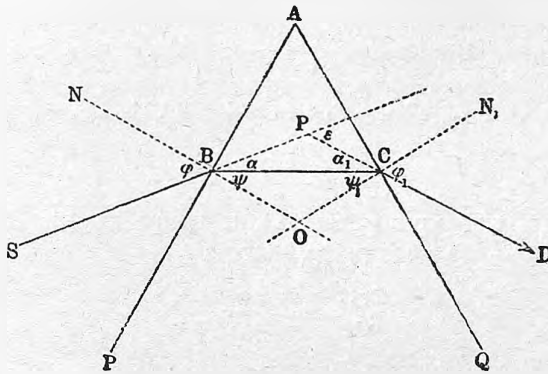
щего угла, и примем эту плоскость за плоскость рис. 132. Пусть $\angle MNR$ преломляющий угол призмы, коэффициент преломления которой относительно окружающей среды обозначим через n , полагая $n > 1$. Пусть AB пересечение падающей плоской волны с плоскостью рисунка; опустим

из N прямую $NC \perp AB$ и опишем две дуги кругов с радиусами NC и $ND = \frac{1}{n} NC$. Из A проведем касательную AA_1 ко второму кругу; тогда $NN_1 \parallel AA_1$ дает нам направление плоской волны после первого преломления внутри призмы; если $PQ \perp AB$ есть падающий луч, то $QR \perp AA_1$ или $\perp NN_1$ есть преломленный луч внутри призмы. Пусть теперь точка A_1 , лежащая на продолженной стороне RN , играет роль точки A на рис. 131. Проведем из A_1 касательную A_1B_1 к кругу QCQ_1 ; она дает нам направление плоской волны A_2B_2 после выхода из призмы: прямая $RS \perp A_1B_1$ представляет преломленный луч. Продолжив PQ и SR , найдем угол ε отклонения луча призмою; очевидно

$$\varepsilon = \angle A_1OB.$$

Для того, чтобы данный луч мог выйти из призмы, необходимо, чтобы

Рис. 133.



было выполнено геометрическое условие $NA_1 > NQ_1$; в противном случае луч претерпевает полное внутреннее отражение на стороне NR .

Обратимся к выводу основных формул, относящихся к призме, рассматривая вместо волновых поверхностей только лучи. Пусть (рис. 133) $SBCD$ луч, проходящий через призму; NO и N_1O нормали к сторонам призмы; $\varphi, \psi, \psi_1, \varphi_1, \alpha, \alpha_1$ и ε углы, обозначенные этими буквами на рисунке; ε есть угол отклонения в призме, преломляющий угол которой обозначим через A . Так как $\angle ABO = \angle ACO = 90^\circ$, то $\angle A + \angle O = 180^\circ$; с другой стороны $\psi + \psi_1 + \angle O = 180^\circ$, откуда

$$\psi + \psi_1 = A \dots \dots \dots (12)$$

Далее $\varepsilon = \alpha + \alpha_1 = (\varphi - \psi) + (\varphi_1 - \psi_1) = \varphi + \varphi_1 - (\psi + \psi_1)$ или

$$\varepsilon = \varphi + \varphi_1 - A \dots \dots \dots (13)$$

Мы имеем, таким образом, последовательные связи между четырьмя углами φ_1, ψ_1, ψ и φ :

$$\left. \begin{aligned} \sin \varphi_1 &= n \sin \psi_1 \\ \psi_1 &= A - \psi \\ \sin \psi &= \frac{1}{n} \sin \varphi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Отсюда $\sin \varphi_1 = n \sin \psi_1 = n \sin (A - \psi) = n \sin A \cos \psi - n \cos A \sin \psi$; последнее из трех уравнений (14) дает теперь

$$\sin \varphi_1 = \sin A \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \cos A \sin \varphi \dots \dots \dots (14, a)$$

Эта формула дает угол φ_1 выхода луча, когда известны материал призмы (n), ее преломляющий угол A , и угол падения φ ; затем (13) дает величину отклонения ε луча, как функцию переменной величины φ .

Наименьшее отклонение получается при условии $\frac{d\varepsilon}{d\varphi} = 0$. Равенство (13) дает $\frac{d\varepsilon}{d\varphi} = 1 + \frac{d\varphi_1}{d\varphi}$, след. наше условие может быть написано в виде

$$\frac{d\varphi_1}{d\varphi} = -1 \dots \dots \dots (15)$$

$$\begin{aligned} \text{Уравнения (14) дают } \cos \varphi_1 d\varphi_1 &= n \cos \psi_1; d\psi_1 = -d\psi; \cos \psi d\psi = \\ &= \frac{1}{n} \cos \varphi d\varphi. \end{aligned}$$

Перемножив эти три равенства и сократив на $d\psi d\psi_1$, получаем $\cos \varphi_1 \cos \psi d\varphi_1 = -\cos \varphi \cos \psi_1 d\varphi$, откуда

$$\frac{d\varphi_1}{d\varphi} = -\frac{\cos \varphi \cos \psi_1}{\cos \varphi_1 \cos \psi}$$

Условие (15) дает теперь

$$\frac{\cos \varphi \cos \psi_1}{\cos \varphi_1 \cos \psi} = 1 \text{ или } \frac{\cos \varphi}{\cos \varphi_1} = \frac{\cos \psi}{\cos \psi_1}$$

Возвысив в квадрат, заменив все косинусы синусами, и $\sin \psi$ и $\sin \psi_1$ через $\frac{1}{n} \sin \varphi$ и $\frac{1}{n} \sin \varphi_1$, см. (14), получаем

$$\frac{1 - \sin^2 \varphi}{1 - \sin^2 \varphi_1} = \frac{n^2 - \sin^2 \varphi}{n^2 - \sin^2 \varphi_1}$$

откуда уже, очевидно, следует

$$\varphi = \varphi_1 \dots \dots \dots (16)$$

и далее $\psi = \psi_1$. В этом и заключается условие наименьшего отклонения; формулы (12) и (13) дают, если наименьшее отклонение обозначить через ε_0 :

$$\left. \begin{aligned} A &= 2\psi \\ \varepsilon_0 &= 2\varphi - A \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

Гезехус, Пильчиков и др. дали более элементарные выводы условия (16). Формула (17) дает $\psi = \frac{1}{2} A$, $\varphi = \frac{1}{2} (\varepsilon_0 + A)$; отсюда полу-

чается выражение для показателя преломления n вещества призмы, который равен $\sin \varphi : \sin \psi$

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2} (\epsilon_0 + A)}{\sin \frac{1}{2} A} \dots \dots \dots (18)$$

Рассмотрим условия, при которых луч может пройти через призму, т. е. при которых он не претерпевает полного внутреннего отражения; последнее будет иметь место, когда

$$\psi_1 = \Phi$$

где Φ предельный угол, для которого $\sin \Phi = 1 : n$, см. (8). Так как ψ_1 увеличивается, когда φ уменьшается, то ясно, что если при $\varphi = 90^\circ$ получится $\psi_1 = \Phi$, то призма вообще перестанет быть проходимой для лучей. Но если $\varphi = 90^\circ$, то $\psi = \Phi$; условие же $\psi = \psi_1 = \Phi$ дает, см. (12),

$$A = 2 \Phi \dots \dots \dots (19)$$

Итак, при $A > 2 \Phi$ ни один луч не может пройти через призму.

Найдем условие проходимости для всех лучей, имеющих положительное φ , т. е. лежащих по одну сторону от нормали BN (рис. 134) к стороне PA призмы. Если при $\varphi = 0$ получается $\psi_1 = \Phi$, то из (12) получается

$$A = \Phi \dots \dots \dots (20)$$

ибо при $\varphi = 0$, очевидно, и $\psi = 0$. Мы можем формулировать найденный результат следующим образом:

Когда преломляющий угол A призмы больше 2Φ , где Φ предельный угол преломления ($\sin \Phi = \frac{1}{n}$), то ни один луч не может пройти через призму. Когда $A < 2 \Phi$, но $> \Phi$, то существуют лучи, проходящие через призму. При $A = \Phi$ проходят все лучи, лежащие с одной стороны от нормали, т. е. от $\varphi = 90^\circ$ до $\varphi = 0^\circ$. Если $A < \Phi$, то через призму проходят также лучи, лежащие с другой стороны от нормали, т. е. имеющие отрицательные углы падения φ .

Для каждого A существует, однако, предельный угол падения φ' , соответствующий $\psi_1 = \Phi$ или, что то-же самое, $\varphi_1 = 90^\circ$. Лучи, для которых $\varphi > \varphi'$, через призму уже не проходят. Полагая в (14,а) $\varphi_1 = 90^\circ$ и $\varphi = \varphi'$, находим легко $\sin \varphi' = \sin A \sqrt{n^2 - 1} - \cos A$ (другой корень уравнения следует отбросить, ибо он дает $\sin \varphi' < -1$). При помощи этой формулы легко проверить, что $A = 2 \Phi$ при $\varphi_1 = 90^\circ$, и $A = \Phi$ при $\varphi_1 = 0$.

Для кронгласа $\Phi = 40^\circ 50'$, для флинтгласа $\Phi = 35^\circ$ (лучи желтые), а потому всякая призма из кронгласа перестает быть „прозрачною“, если $A > 81^\circ 40'$, а призма из флинтгласа, если $A > 70^\circ$.

Рассмотрим случай весьма малого A , когда призма напоминает тонкий клин, и притом угол φ также весьма мал, т. е. луч почти нормально падает на сторону призмы. В этом случае ψ , ψ_1 и φ_1 , очевидно, также малы, и (14) дает $\varphi = n\psi$, $\varphi_1 = n\psi_1$; отсюда $\varphi + \varphi_1 = n(\psi + \psi_1) = nA$.

Вставляя это в (13), находим

$$\varepsilon = (n - 1) A \dots \dots \dots (21)$$

Нам остается рассмотреть вкратце важный вопрос об изображениях, даваемых призмой. Сферическая волновая поверхность, пройдя через призму, перестает быть сферической, а это значит, что лучи, исходящие из данной точки S (рис. 134), после выхода из призмы, не гомоцентричны, если их продолжить назад. Если взять весьма тонкий пучок

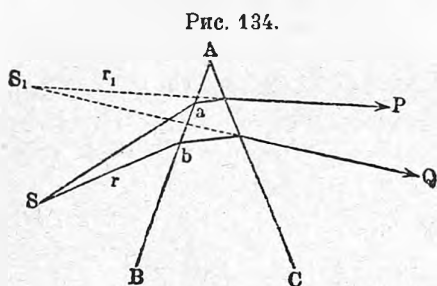


Рис. 134.

aSb , ось которого лежит в главном сечении, т. е. в плоскости, проходящей через S и перпендикулярной к ребру A , то и этот пучок, вообще говоря, после преломления не дает определенного мнимого изображения точки S и вот по какой причине. Лучи aSb , лежащие в главном сечении, дают, как показано на рисунке, изображение S_1 , лежащее на некотором расстоянии r_1 от AB , причем $r_1 > r$, где r расстоя-

ние точки S от AB . Но лучи, принадлежащие к тому-же пучку и расположенные в плоскости, параллельной ребру A , иначе преломляются, степень их расхождения при выходе из призмы будет иная, чем лучей P и Q , и потому они дают другой фокус S_2 на другом расстоянии r_2 от AB . Чем больше угол, составляемый лучем с главным сечением, тем сильнее луч преломляется; в этом заключается причина, почему прямая, параллельная ребру A , кажется согнутой, причем вогнутость обращена к ребру, если на прямую смотреть через призму.

Подробный разбор показывает, что точка S имеет наиболее определенный фокус S_1 , когда тонкий пучок aSb лучей падает на призму под углом φ , соответствующим наименьшему отклонению ε , т. е. когда угол выхода $\varphi_1 = \varphi$. Если пучок проходит весьма близко от преломляющего ребра, или если призма очень тонкая (преломляющий угол мал), то при $\varphi_1 = \varphi$ изображение точки особенно мало отличается от точки. Если $\varphi_1 \neq \varphi$, то всегда

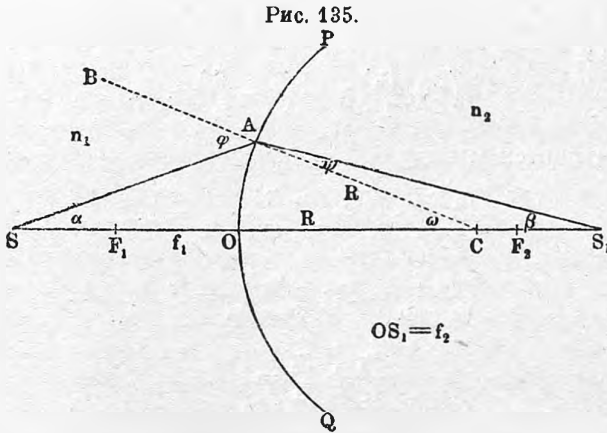
$$r_1 = r \dots \dots \dots (22)$$

т. е. изображение S_1 точки S лежит на одинаковом с нею расстоянии от призмы, или, иначе, призма не меняет степени расхождения тонкого пучка лучей. Весьма важно, что равенство (22) не зависит от показателя преломления лучей, — обстоятельство, играющее существенную роль в теории устройства спектроскопов. При $r = \infty$ имеем всегда $r_1 = \infty$, т. е. параллельный пучок лучей при всех углах падения остается параллельным и после выхода из призмы, что непосредственно понятно. Падающий и выходящий пучки имеют при этом одинаковую ширину, если $\varphi_1 = \varphi$; во всех других случаях оба пучка неодинаково широки. Дальнейшие подробности о ходе лучей в призмах можно

найти в статьях Helmholtz'a, Block'a, Straubel'я, Wilsing'a, Rayleigh и др. и в особенности в книге Н. Kaiser, Handbuch der Spectroscopie I, 1900 стр. 253—292 и в статье Czapski „Theorie der optischen Instrumente“ в Winkelmann „Handbuch der Physik“ т. II. 1.

§ 4. Преломление лучей при прохождении через одну сферическую поверхность. Предположим, что две среды, показатели преломления которых n_1 и n_2 , разграничены сферической поверхностью PQ (рис. 135), радиус R которой считаем положительным, если центр C находится во второй среде. Некоторую точку O поверхности PQ принимаем за ее вершину; прямую, проходящую через O и C назовем оптической осью рассматриваемой системы двух средин.

В первой среде (левой) дан пучек лучей, пересекающихся в одной точке S , которую принято называть светящейся точкой, когда она сама расположена в первой среде. Но когда сходящийся пучек лучей



встречает поверхность PQ , то S геометрически расположена во второй среде; в этом случае S могла бы быть названа мнимой светящейся точкой. Ради обобщения мы во всех случаях будем называть S источником лучей, которые, конечно, могут быть и лучи мнимые. Ограничиваемся случаем, когда рассматриваемый пучек лучей расположен около оси SOC и заполняет весьма малый телесный угол, вершина которого в источнике S . Лучи такого пучка принято называть центральными.

Положим сперва, что точка S находится на оптической оси, или, что эта ось проведена через S , когда вершина O может быть выбрана произвольно. Один из лучей, SA , составляет с нормалью к PQ , т. е. с радиусом CA угол φ ; после преломления он составит с ним угол ψ и пересечет ось в некоторой точке S_1 . Углы φ , ψ , α , β и ω (см. рисунок) будем считать весьма малыми, согласно высказанному нами условию. Пусть $OS = f_1$, $OS_1 = f_2$; первую величину считаем положительною от O влево (т. е. в первую среду), вторую — вправо. Если источник S мнимый, то

f_1 отрицательное. По закону преломления $\sin \varphi : \sin \psi = n_2 : n_1$. Далее из треугольников ASC и AS_1C имеем

$$\sin \varphi : \sin \alpha = (f_1 + R) : R; \sin \psi : \sin \beta = (f_2 - R) : R.$$

Подставим $\varphi = \omega + \alpha$, $\psi = \omega - \beta$, и заменим все синусы малых углов самими углами; тогда получим

$$\begin{aligned} (\omega + \alpha) n_1 &= (\omega - \beta) n_2 \\ (\omega + \alpha) : \alpha &= (f_1 + R) : R \\ (\omega - \beta) : \beta &= (f_2 - R) : R. \end{aligned}$$

Последние два уравнения дают

$$\left. \begin{aligned} \alpha f_1 &= R \omega \\ \beta f_2 &= R \omega \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (23)$$

Взяв отсюда α и β , подставив их в первое из трех уравнений, и сократив на ω , получаем

$$\left(1 + \frac{R_1}{f_1}\right) n_1 = \left(1 - \frac{R}{f_2}\right) n_2 \dots \dots \dots (23, a)$$

что легко приводится к виду

$$\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} \cdot \frac{1}{f_1} + \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} \cdot \frac{1}{f_2} = 1.$$

Полагая

$$\frac{n_1 R}{n_2 - n_1} = F_1; \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} = F_2 \dots \dots \dots (24)$$

получаем

$$\frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} = 1 \dots \dots \dots (25)$$

Формула (25) показывает, что для центральных лучей f_2 не зависит от угла α , а отсюда следует, что все лучи, имеющие источником точку S , собираются в одной точке S_1 , которая называется фокусом или изображением точки S .

При $f_1 = \infty$ имеем $f_2 = F_2$; след., лучи, которые в первой среде параллельны оптической оси, собираются в точке F_2 , для которой $OF_2 = F_2$; точка F_2 называется главным фокусом во второй среде, а расстояние $OF_2 = F_2$, данное в (24) — главным фокусным расстоянием. Если источник находится во второй среде, в S_1 , то лучи, падающие на PQ , дают изображение в S ; S и S_1 суть точки сопряженные. Когда $f_1 = F_1$, то $f_2 = \infty$; лучи, исходящие из точки F_1 , где $OF_1 = F_1$, данному в (24), идут во второй среде параллельно оптической оси, и наоборот в F_1 собираются лучи, идущие во второй среде параллельно оптической оси. Точка F_1 также называется главным фокусом, а расстояние $OF_1 = F_1$ главным фокусным расстоянием. (24) дает

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{n_1}{n_2} \dots \dots \dots (26)$$

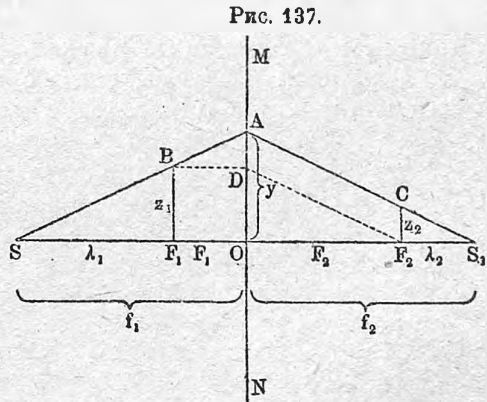
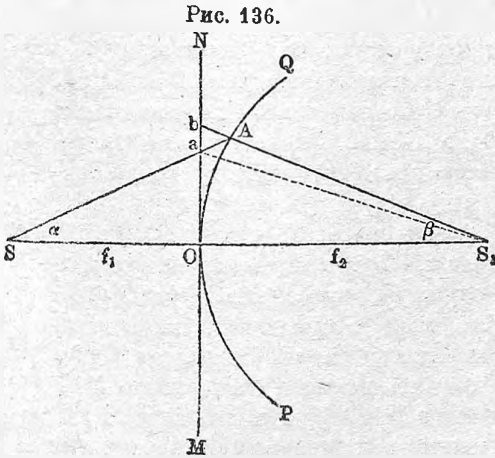
главные фокусные расстояния относятся, как показатели преломления двух средин.

При $f_1 = F_1 + F_2$ имеем $f_2 = F_1 + F_2 = f_1$. При $f_1 < F_1$ получаем f_2 отрицательное; пучок после преломления остается расходящимся. При f_1 отрицательном (пучок в первой среде сходящийся) имеем $f_2 < F_2$. Вообще точки S и S_1 определяются следующими сопряженными значениями величин f_1 и f_2 :

$$\begin{aligned} f_1 &= \infty \dots F_1 + F_2 \dots F_1 \dots < F_1 \dots 0 \dots -p \dots -R \dots -p \dots -\infty \\ f_2 &= F_2 \dots F_1 + F_2 \dots \pm \infty \dots < 0 \dots 0 \dots q (> p) \dots + R \dots q (< p) \dots F_2. \end{aligned}$$

Здесь p и q положительные; их величины каждый раз определяются теми соседними величинами, между которыми они находятся.

Обратимся к рис. 136, в котором SA падающий, AS_1 преломленный луч. Проведем через O плоскость NM , перпендикулярную к оптической оси, и пусть a и b точки, в которых эту плоскость встречают луч SA и продолженный луч AS_1 . Придавая $f_1, f_2, \angle \alpha$ и $\angle \beta$ прежние значения, имеем $Oa = f_1 \operatorname{tg} \alpha, Ob = f_2 \operatorname{tg} \beta$, или, заменяя тангенсы малых углов углами: $Oa = f_1 \alpha; Ob = f_2 \beta$. Сравнивая это с (23), получаем $Oa = Ob$. Это значит, что отрезком ab можно пренебречь, оставаясь в пределах той степени приближения, которую мы ввели, рассматривая тонкий центральный пучок лучей.



Отсюда следует, что за преломленный луч можно принять aS_1 и при геометрических построениях предполагать, что преломление происходит на плоскости MN , а не на поверхности PQ . Этим чрезвычайно упрощаются дальнейшие построения и вычисления.

Пусть SA (рис. 137) падающий, AS_1 преломленный луч; F_1 и F_2 главные фокусы, из которых восстановлены ординаты z_1 и z_2 . Положим $OA = y$. Вычтем равенство

$$\frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} = 1$$

(где $f_1 = OS$, $f_2 = OS_1$) из тождества $1 + 1 = 2$; получаем

$$\frac{f_1 - F_1}{f_1} + \frac{f_2 - F_2}{f_2} = 1, \text{ т. е. } \frac{SF_1}{SO} + \frac{S_1F_2}{S_1O} = 1.$$

Но $\frac{SF_1}{SO} = \frac{BF_1}{AO} = \frac{z_1}{y}$; $\frac{S_1F_2}{S_1O} = \frac{CF_2}{AO} = \frac{z_2}{y}$; след. $\frac{z_1}{y} + \frac{z_2}{y} = 1$, или

$$z_1 + z_2 = y \dots \dots \dots (27)$$

Сумма ординат точек падающего и преломленного луча, абсциссы которых главные фокусные расстояния, равна ординате точки преломления. Это дает нам возможность построить преломленный луч, когда дан падающий SA и фокусы F_1 и F_2 . В F_1 восставим перпендикуляр F_1B , проведем $BD \parallel$ оси, соединим D с F_2 и проведем $AS_1 \parallel DF_2$.

Из рис. 137 имеем далее, если положить $SF_1 = \lambda_1$, $S_1F_2 = \lambda_2$, $\frac{f_1}{\lambda_1} = \frac{y}{z_1}$; $\frac{f_2}{\lambda_2} = \frac{y}{z_2}$; отсюда $\frac{f_1 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{y - z_1}{z_1}$; $\frac{f_2 - \lambda_2}{\lambda_2} = \frac{y - z_2}{z_2}$. Но $f_1 - \lambda_1 = F_1$, $f_2 - \lambda_2 = F_2$, $y - z_1 = z_2$, $y - z_2 = z_1$, след. $\frac{F_1}{\lambda_1} = \frac{z_2}{z_1}$; $\frac{F_2}{\lambda_2} = \frac{z_1}{z_2}$. Перемножив эти два равенства, получаем

$$\lambda_1 \lambda_2 = F_1 F_2 \dots \dots \dots (27a)$$

Произведение расстояний произвольной пары сопряженных точек от главных фокусов есть величина постоянная, равная произведению двух главных фокусных расстояний.

Обратимся к случаю, когда S находится вне оптической оси XY . Соединяя мысленно S (рис. 138) с центром C сферической поверхности мы

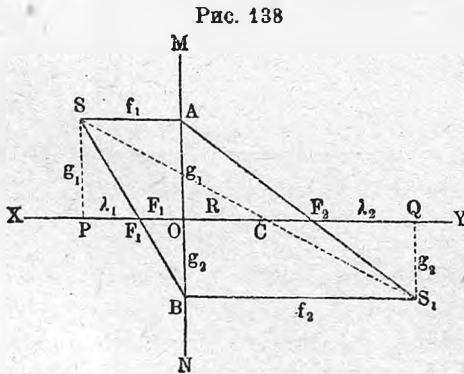


Рис. 138

могли-бы SC принять за оптическую ось; отсюда следует, что предыдущие рассуждения прилагаются и к точке S , и мы заключаем, что все лучи, источником которых служит S , имеют некоторый фокус во второй среде. За плоскость преломления мы можем, однако, принять прежнюю плоскость MN , ибо всякий луч, выходящий из S , мы можем продолжить в ту или другую сторону до пересечения с осью XY и рассматривать его, как имеющий свой источник на

этой оси; для этого случая, как было доказано, MN может быть взята за плоскость преломления.

Точку S_1 легко построить: проведем $SA \parallel XY$ и затем прямую через A и F_2 ; далее проведем SF_1 до MN и из B прямую, параллельную XY . Точка пересечения двух прямых во второй среде дает нам искомый фокус S_1 точки S . Попреежнему обозначим через f_1 и f_2 абсциссы точек S и S_1 .

Из рисунка имеем

$$\frac{F_1}{f_1} = \frac{F_1 O}{S A} = \frac{O B}{A B}, \quad \frac{F_2}{f_2} = \frac{O F_2}{B S_1} = \frac{A O}{A B}.$$

Сложив эти два равенства, имеем

$$\frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} = 1 \dots \dots \dots (28)$$

Все точки S , имеющие одинаковое f_1 , дают изображения S_1 , имеющие общее f_2 , т.е. изображения системы точек (S), лежащих в одной плоскости, перпендикулярной к оптической оси, составляют другую систему точек (S_1), также расположенных в одной плоскости, перпендикулярной к оптической оси.

Само собою разумеется, что как этот, так и все подобные выводы, которые получаются путем некоторых упрощений, и пренебрегая сравнительно малыми величинами, лишь приблизительно верны. Так, напр., в рассматриваемом случае точки S_1 лежат в действительности на сложной поверхности вращения, среднюю часть которой можно принять за плоскость.

Системы (S) и (S_1) подобны, ибо все прямая SS_1 проходят через центр C сферической поверхности; это лучи, не претерпевающие преломления. Системы (S) и (S_1) проективны относительно центра C .

Отношение линейных размеров изображения к линейным размерам „предмета“ называют „линейным увеличением“, вызванным преломлением; обозначим его через G . Очевидно, $G = -\frac{g_2}{g_1}$. Знак (—) обозначает, что g_1 и g_2 , на рис. 138 направлены в разные стороны. Мы имели уже равенства

$$\frac{F_1}{f_1} = \frac{O B}{A B} = \frac{g_2}{g_1 + g_2}, \quad \frac{F_2}{f_2} = \frac{O A}{A B} = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \dots \dots \dots (28, a)$$

Разделив одно равенство на другое, получаем

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{f_2}{f_1},$$

или на основании (26)

$$G = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{f_2}{f_1} \dots \dots \dots (28, b)$$

Для двух данных средин G пропорционально дроби $\frac{f_2}{f_1}$, значения которой отчасти явствуют из обзора величин f_1 и f_2 на стр. 233. Если f_1 и f_2 одного знака, то изображение обратное. Из подобия треугольников SPF_1 и F_1OB , а также AOF_2 и F_2QS_1 , имеем

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = \frac{F_1}{F_2} = \frac{\lambda_2}{F_2} \dots \dots \dots (28, c)$$

Рис. 138 дает нам возможность вывести еще одну формулу.

(28, a) дает

$$\frac{f_1}{F_1} = \frac{g_1 + g_2}{g_2}, \quad \frac{f_2}{F_2} = \frac{g_1 + g_2}{g_1}$$

Отсюда

$$\frac{f_1 - F_1}{F_1} = \frac{g_1}{g_2}, \quad \frac{f_2 - F_2}{F_2} = \frac{g_2}{g_1}.$$

Положив $f_1 - F_1 = \lambda_1$, $f_2 - F_2 = \lambda_2$, имеем отсюда

$$\lambda_1 \lambda_2 = F_1 F_2 \dots \dots \dots (29)$$

Из формулы (28, b) можно вывести другое выражение для линейного увеличения G . Положим, что на рис. 139 S, S_1, C, MN имеют те же значения, что и на рис. 138. Проведем луч PAQ и пусть $\angle APO = \alpha_1$, $\angle AQQ = \alpha_2$. Эти углы назовем осевыми. Очевидно, $\text{tg } \alpha_1 : \text{tg } \alpha_2 = OQ : OP = f_2 : f_1$. След. (29) дает

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \alpha_2} \dots \dots \dots (29, a)$$

$$g_1 n_1 \text{tg } \alpha_1 = g_2 n_2 \text{tg } \alpha_2 \dots \dots \dots (29, b)$$

При малых α_1 и α_2 имеем

$$g_1 n_1 \alpha_1 = g_2 n_2 \alpha_2 \dots \dots \dots (29, c)$$

Последняя формула показывает, что произведение величины предмета или изображения на коэффициент преломления соответствующей среды

Рис. 139.

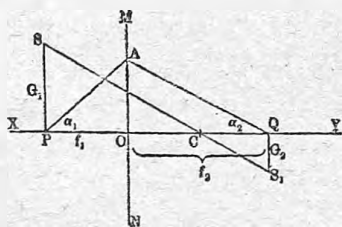
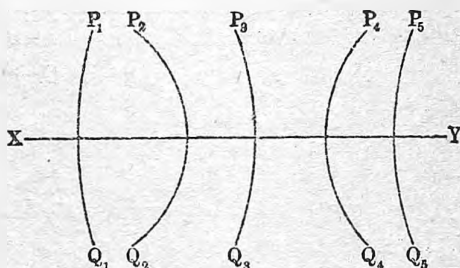


Рис. 140.



и на осевой угол есть величина одинаковая в обеих средах. Уравнение (29, a) было указано Lagrange'ем. Величина

$$G_1 = \frac{\text{tg } \alpha_2}{\text{tg } \alpha_1} \dots \dots \dots (29, d)$$

называется угловым увеличением. Очевидно

$$GG_1 = -\frac{n_1}{n_2} \dots \dots \dots (29, e)$$

Положим, что на оси находятся две близкие друг другу точки, расстояния которых от фокуса F_1 равны λ_1 и $\lambda_1 + \delta_1$, и что их изображения находятся на расстояниях λ_2 и $\lambda_2 + \delta_2$ от фокуса F_2 . Прямую δ_2 можно рассматривать, как изображение прямой δ_1 . Отношение

$$G_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} \dots \dots \dots (29, f)$$

называется осевым увеличением. Формула (29) дает $\lambda_1 \lambda_2 = F_1 F_2$ и $(\lambda_1 + \delta_1) (\lambda_2 + \delta_2) = F_1 F_2$. Вычитая первое равенство из второго и пренебрегая произведением $\delta_1 \delta_2$, получаем

$$G_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} = -\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = -\frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_1^2} = -\frac{F_1 F_2}{\lambda_1^2} \dots \dots \dots (29, g)$$

Для линейного увеличения G имеем еще

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{F_1}{f_1 - F_1} = -\frac{F_1}{\lambda_1} = -\frac{\lambda_2}{F_2} \dots \dots \dots (29, h)$$

(29, g) и (29, h) дают, если обратить внимание на (26),

$$G_2 = -\frac{F_1^2}{\lambda_1^2} \cdot \frac{F_2}{F_1} = \frac{n_2}{n_1} G^2 \dots \dots \dots (29, i)$$

Осевое увеличение пропорционально квадрату линейного увеличения. Наконец, (29, e) и (29, i) дают:

$$G = G_1 G_2 \dots \dots \dots (29, k)$$

Полезно еще раз выписать пять основных формул, а именно (28), 26), (29), (28, c) и (29, c)

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} &= 1 \\ \frac{F_1}{F_2} &= \frac{n_1}{n_2} \\ \lambda_1 \lambda_2 &= F_1 F_2 \\ G &= \frac{F_1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_2}{F_2} \\ g_1 n_1 \alpha_1 &= g_2 n_2 \alpha_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (30)$$

Мы рассмотрели явление преломления у сферической поверхности, непосредственно изучая ход лучей. Вместо этого можно было-бы рассматривать те изменения, которым подвергается сферическая волновая поверхность при ее прохождении через сферическую-же поверхность, отделяющую друг от друга две среды с различными скоростями распространения волн, как это было нами сделано на стр. 223, рис. 128.

Если в формулах, относящихся к преломлению у сферической поверхности, положить $n_1 = -n_2$ или $n = n_2 : n_1 = -1$, то получаются формулы, относящиеся к отражению от сферических зеркал.

§ 5. Преломление центральных лучей при прохождении через произвольное число средин, разграниченных центрированными сферическими поверхностями. Обращаемся к важному случаю прохождения весьма тонкого пучка лучей через ряд последовательных средин, отделенных друг от друга какими-либо сферическими поверхностями $P_1 Q_1, P_2 Q_2$ и т. д. (рис. 140), все центры которых лежат на одной прямой $X Y$, главной оптической оси системы. Показатель преломления i -той среды обозна-

чим через n_i ; общее число средин через p , так что n_1 и n_p соответствуют первой и последней срединам.]

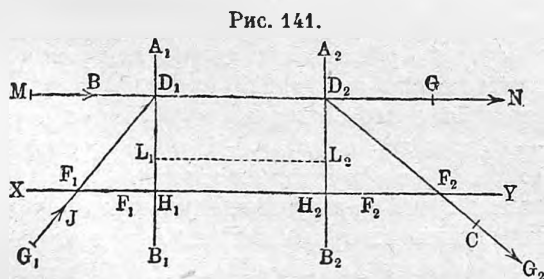
Если в i -той среде имеется пучек лучей, которые при достаточном удлинении в ту или другую сторону все пересекаются в одной точке S_i , то мы будем эту точку называть фокусом или источником в i -той среде, хотя-бы геометрическая точка S_i лежала в совершенно другой, k -той среде, причем может быть $k < i$ или $k > i$; в первом случае пучек в i -той среде расходящийся, во втором — сходящийся. Такие фокусы или источники назовем фиктивными.

В первой среде дан источник S_1 , который в случае пучка сходящегося, также может быть фиктивным, геометрически находясь в одной из последующих средин. Точка S_1 дает во второй среде изображение S_2 ; S_2 дает в третьей среде изображение S_3 и т. д. Наконец, в последней, p -той среде получается изображение S_p , которое можно назвать просто фокусом или изображением точки S_1 , вызванным всею данною системою средин. Может случиться, что все точки от S_1 до S_p фиктивны. Положим, что в первой среде находится система действительных или фиктивных точек (S_1), расположенных в одной плоскости, перпендикулярной к оси $X Y$: эту систему принято называть предметом. Она дает во второй среде систему точек (S_2), подобную ей, проективную относительно центра поверхности $P_1 Q_1$; (S_2) дает в третьей среде систему (S_3), подобную (S_2) и проективную ей относительно центра поверхности $P_2 Q_2$. Отсюда ясно, что (S_1) и (S_3) подобны и проективны относительно некоторой точки $M_{1,3}$, лежащей на оси $X Y$. Это значит, что все прямая, соединяющие сопряженные точки S_1 и S_3 , пересекаются в $M_{1,3}$. Рассуждая таким образом дальше, мы легко убеждаемся, что, в случае центральных лучей, в последней среде получается система точек (S_p), подобная (S_1), причем все прямая, соединяющие сопряженные точки предмета (S_1) и его изображения (S_p), пересекаются в некоторой точке M , лежащей на оси $X Y$.

Пусть F_2 фокус в последней среде, когда в первой среде лучи идут параллельно оси $X Y$, и пусть F_1 положение источника в первой среде,

дающее в последней среде пучек лучей, параллельных оси $X Y$. Точки F_1 и F_2 называются главными фокусами; они могут быть оба фиктивными.

Пусть $X Y$ (рис. 141) главная оптическая ось, F_1 и F_2 главные фокусы. Проведем произвольную прямую $M N \parallel X Y$. Левый отрезок $M B$ этой



прямой можно рассматривать, как луч, расположенный в первой среде; пройдя через всю систему, он в последней среде будет непременно иметь некоторое направление $C G_2$, проходящее через F_2 . С другой стороны мы

можем правый отрезок GN той-же прямой MN рассматривать, как луч, вышедший в последнюю среду, и имевший в первой среде некоторое направление G_1J , очевидно проходящее через F_1 . Итак, лучам MB и G_1F_1 в первой среде соответствуют лучи CG_2 и GN в последней. Первые два луча пересекаются в D_1 , последние два — в D_2 . Ясно, что если точку D_1 рассматривать, как источник в первой среде, то D_2 будет его изображение в последней среде.

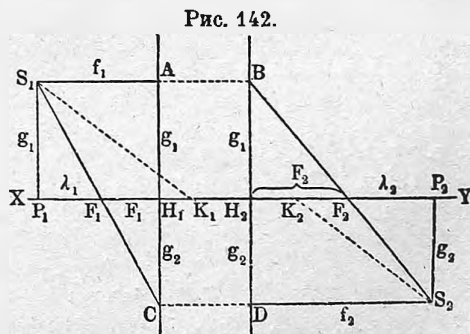
D_1 и D_2 суть точки сопряженные, D_2 есть изображение точки D_1 . Точки D_1 и D_2 могут быть действительные или фиктивные; во всяком случае, если в первой среде луч или его продолжение (вперед) проходит через D_1 , то в последней среде этот же луч или его продолжение (назад) проходит через D_2 .

Проведем через D_1 и D_2 плоскости A_1B_1 и A_2B_2 перпендикулярно к XY . Система точек (S_1) в первой среде, расположенных в плоскости A_1B_1 (система фиктивна, если A_1B_1 находится не в первой среде) имеет изображением систему точек (S_p) в последней среде, расположенных в плоскости A_2B_2 (и эта система фиктивна, если плоскость A_2B_2 не находится в последней среде). Система (S_1) и (S_p), как мы видели, подобны; но так как D_1 и D_2 принадлежат к этим системам и $D_1H_1 = D_2H_2$, то ясно, что системы (S_1) и (S_p) не только подобны, но и равны, т. е. что всякой точке L_1 системы (S_1) соответствует одинаково с нею расположенная точка L_2 системы (S_p); т. е. $L_1L_2 \parallel XY$.

Точки H_1 и H_2 называются главными точками; плоскости A_1B_1 и A_2B_2 — главными плоскостями. Расстояния $H_1F_1 = F_1$ и $H_2F_2 = F_2$ называются главными фокусными расстояниями всей системы. Из предыдущего ясно, что главные точки суть в то-же время сопряженные точки, т. е. что светящейся точке H_1 в первой среде соответствует фокус H_2 в последней.

Если даны главные фокусы F_1 и F_2 , главные точки H_1 и H_2 , а след-

и главные плоскости, то легко построить изображение данной точки, лежащей в первой среде. Это изображение обозначим теперь через S_2 (вместо S_p). Через S_1 (рис. 142) проведем луч $S_1A \parallel XY$ и продолжим прямую S_1A до точки B . Лучу S_1A в первой среде должен в последней соответствовать луч BF_2 , проходящий через F_2 (ибо $S_1A \parallel XY$) и через B (ибо S_1A проходит через A); далее проведем луч S_1F_1C и прямую $CD \parallel XY$. Лучу S_1F_1 в первой среде должен в последней соответствовать луч DS_2 , проходящий через D (ибо S_1F_1C проходит через C) и параллельный оси XY (ибо S_1F_1C проходит через F_1). Ясно, что S_2 есть изображение точки S_1 . За абсциссы f_1 и f_2 точек S_1 и S_2 примем их расстояния от



луч DS_2 , проходящий через D (ибо S_1F_1C проходит через C) и параллельный оси XY (ибо S_1F_1C проходит через F_1). Ясно, что S_2 есть изображение точки S_1 . За абсциссы f_1 и f_2 точек S_1 и S_2 примем их расстояния от

главных плоскостей, так что $S_1A = f_1$, $S_2D = f_2$, Ординаты точек S_1 и S_2 обозначим через $g_1 = S_1P_1$ и $g_2 = S_2P_2$; считаем их одинаково положительными в разные стороны. Из рисунка имеем:

$$\frac{F_1 H_1}{S_1 A} = \frac{H_1 C}{AC}, \quad \frac{F_2 H_2}{S_2 D} = \frac{H_2 B}{BD},$$

или

$$\frac{F_1}{f_1} = \frac{g_2}{g_1 + g_2}; \quad \frac{F_2}{f_2} = \frac{g_1}{g_1 + g_2} \quad (31)$$

Сложив эти равенства, получаем

$$\frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} = 1 \quad (31,a)$$

т. е. прежнюю формулу (28) стр. 235; разница в том, что F_1 , F_2 , f_1 и f_2 считаются не от одной плоскости, но от двух различных, а именно, от двух главных плоскостей. Пусть $P_1F_1 = \lambda_1$, $P_2F_2 = \lambda_2$; это абсциссы точек S_1 и S_2 относительно фокальных плоскостей (перпендикулярных к оси $X Y$ и проходящих через F_1 и F_2). Если перевернуть все четыре дроби (31) и вычесть из каждой единицу, то получим

$$\frac{f_1 - F_1}{F_1} = \frac{g_1}{g_2}; \quad \frac{f_2 - F_2}{F_2} = \frac{g_2}{g_1} \quad (31,b)$$

Подставив $f_1 - F_1 = \lambda_1$ и $f_2 - F_2 = \lambda_2$, и перемножив оба равенства, получаем

$$\lambda_1 \lambda_2 = F_1 F_2 \quad (32)$$

аналогично (29) стр. 236.

На стр. 236 мы вывели формулу (29,а) $g_1 n_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = g_2 n_2 \operatorname{tg} \alpha_2$, которую приложим к первым двум срединам; вторая и третья средины дают, соответственно, $g_2 n_2 \operatorname{tg} \alpha_2 = g_3 n_3 \operatorname{tg} \alpha_3$. Идя таким образом дальше, мы получим $g_1 n_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = g_p n_p \operatorname{tg} \alpha_p$, или если g_2 , n_2 , α_2 , отнести к последней среде

$$n_1 g_1 \operatorname{tg} \alpha_1 = g_2 n_2 \operatorname{tg} \alpha_2 \quad (33)$$

или, для малых α_1 и α_2 ,

$$n_1 g_1 \alpha_1 = n_2 g_2 \alpha_2 \quad (34)$$

т. е. уравнение Lagrange'a (стр. 236) для ряда средин. Если сравнить рис. 139 и 142, то ясно, что α_1 и α_2 суть углы AP_1H_1 и BP_2H_2 (на рис. 142 прямые P_1A и P_2B не указаны). Имеем

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{g_1}{\lambda_1 + F_1}; \quad \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{g_1}{\lambda_2 + F_2} \quad (35)$$

Теперь (33), (35) и (32) дают

$$\begin{aligned} \frac{g_2}{g_1} &= \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\lambda_2 + F_2}{\lambda_1 + F_1} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_1 F_2}{\lambda_1 (\lambda_1 + F_1)} = \\ &= \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{F_1 F_2 + \lambda_1 F_2}{\lambda_1 (\lambda_1 + F_1)} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{F_2}{\lambda_1}. \end{aligned}$$

Но подобные треугольники $S_1P_1F_1$ и F_1H_1C , а также $S_2P_2F_2$ и F_2H_2B дают

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{F_1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_2}{F_2} \dots \dots \dots (36)$$

Равенства

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{F_2}{\lambda_1} \quad \text{и} \quad \frac{g_2}{g_1} = \frac{F_1}{\lambda_1}$$

дают

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{n_1}{n_2} \dots \dots \dots (37)$$

Для линейного увеличения $G = -\frac{g_2}{g_1}$ получаем, разделив равенства (31) друг на друга, и на основании (37) и (36):

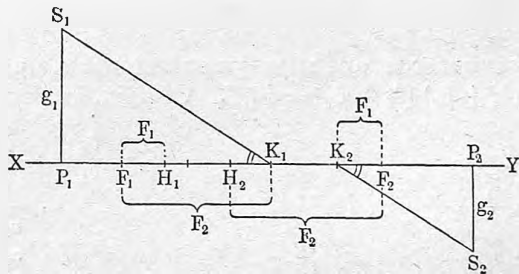
$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{f_2}{f_1} = -\frac{n_1 f_2}{n_2 f_1} \dots \dots \dots (38)$$

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = \frac{F_1}{\lambda_1} = \frac{\lambda_2}{F_2} \dots \dots \dots (39)$$

Мы видим, что разбираемый сложный случай приводит к таким-же простым результатам, как и случай одной преломляющей поверхности, если ввести главные точки H_1 и H_2 и главные плоскости, и от них считать расстояния S_1, S_2, f_1 и f_2 .

Кроме главных фокусов F_1 и F_2 и главных точек H_1 и H_2 существуют в нашей системе еще две замечательные точки, называемые узловыми. Отыщем такой луч, который, исходя из произвольной точки S_1 (рис. 143) и пройдя всю систему средин,

Рис. 143.



оставался-бы параллельным своему первоначальному направлению. Пусть S_2 фокус точки S_1 ; K_1 и K_2 точки пересечения двух параллельных лучей (в первой и в последней средах) с оптической осью, на которой отмечены точки F_1, F_2, H_1, H_2 и главные фокусные расстояния $H_1F_1 = F_1$ и $H_2F_2 = F_2$. Точки K_1 и K_2 суть точки сопряженные, так как в K_1 пересекаются лучи S_1K_1 и XK_1 , а в K_2 —лучи K_2S_2 и K_2Y , сопряженные с первыми. Расстояния точек K_1 и K_2 от фокусов F_1 и F_2 обозначим опять через λ_1 и λ_2 , так что $K_1F_1 = \lambda_1$ и $K_2F_2 = \lambda_2$. Формула (33) дает, так как по условию $\angle S_1K_1X = \angle S_2K_2Y$, т. е. $\alpha_1 = \alpha_2, n_1g_1 = n_2g_2$, или, см. (37) и (36)

$$\frac{g_1}{g_2} = \frac{F_1}{F_2} = \frac{\lambda_2}{F_2} = \frac{F_1}{\lambda_1};$$

отсюда

$$\lambda_1 = F_2 \quad \lambda_2 = F_1 \dots \dots \dots (40)$$

Расстояния точки K_1 и точки K_2 от соответствующего главного фокуса, равны другому фокусному расстоянию. Мы видим, что положение точек K_1 и K_2 вовсе не зависит от положения точки S_1 , т. е. от направления луча S_1K_1 . Отсюда следует, что все лучи, направленные в первой среде к K_1 , оказываются в последней среде не изменившими своего направления и выходящими из точки K_2 . Точки K_1 и K_2 называются узловыми точками. На рис. 143 указано, что $K_1F_1 = F_2$ и $K_2F_2 = F_1$. На рис. 142 было показано, как построить точку S_2 , когда даны S_1, F_1, F_2, H_1 и H_2 . Можно поступить иначе: определим положения точек K_1 и K_2 , сделав $F_1K_1 = F_2 = H_2F_2$ и $F_2K_2 = F_1 = F_1H_1$; соединим S_1 и K_1 , а через K_2 проведем прямую, параллельную S_1K_1 ; эта прямая пройдет через S_2 .

Для линейного увеличения получаем из (33)

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} \dots \dots \dots (40,a)$$

Величину

$$G_1 = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} \dots \dots \dots (40,b)$$

мы назовем угловым увеличением. Очевидно,

$$GG_1 = -\frac{n_1}{n_2} \dots \dots \dots (40,c)$$

Пусть δ_1 расстояние двух близких друг к другу точек на оси; δ_2 расстояние их изображений; тогда величина

$$G_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} \dots \dots \dots (40,d)$$

называется осевым увеличением. Формула (32) дает $\lambda_1\lambda_2 = F_1F_2$ и $(\lambda_1 + \delta_1)(\lambda_2 + \delta_2) = F_1F_2$. Отсюда, см. вывод формулы (29,g),

$$G_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} = -\frac{F_1F_2}{\lambda_1^2} \dots \dots \dots (40,e)$$

(40,e) и (39) дают

$$G_2 = -\frac{n_2}{n_1} g^2 \dots \dots \dots (40,f)$$

Перемножив (40,c) и (40,f), получаем

$$G = G_1G_2 \dots \dots \dots (40,g)$$

Эти равенства вполне соответствуют выведенным на стр. 237 для двух средин. Обобщение для многих средин было найдено Helmholtz'ем; новое доказательство формулы (40,a) дал С. Н. Степанов.

Обратимся к случаю, особенно важному для практики, когда первая и последняя среды одинаковы, напр., воздух. Тогда $n_1 = n_2$ и (37) дает

$$F_1 = F_2 \dots \dots \dots (41)$$

Из самого определения положения узловых точек K_1 и K_2 на рис. 143 понятно, что при $F_1 = F_2$ эти точки совпадают с главными точками H_1 и H_2 , которые след. в этом случае обладают и свойством точек K_1 и K_2 . Когда первая среда и последняя одинаковы (или обладают одинаковым показателем преломления), то главные фокусные расстояния равны между собою; узловые точки совпадают с главными, и увеличение G равно

$$G = -\frac{g_2}{g_1} = -\frac{f_2}{f_1} \dots \dots \dots (42)$$

где f_1 и f_2 , равно как и главные фокусные расстояния F считаются от главных точек. Формула (40, a) дает

$$G = -\frac{\text{tg } \alpha_1}{\text{tg } \alpha_2} \dots \dots \dots (42, a)$$

В этом случае

$$\left. \begin{aligned} GG_1 &= -1 \\ G_2 &= -g_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (42, b)$$

Построение изображения S_2 данного источника S_1 в этом случае возможно при помощи произвольных двух из трех лучей; $S_1A \parallel XY$ (рис. 144) дает BF_2 ; S_1F_1C дает $DS_2 \parallel XY$; S_1H_1 дает $H_2S_2 \parallel S_1H_1$.

Когда первая среда одинакова с последней и $F_1 = F_2$, мы можем главное фокусное расстояние обозначить одной буквой F . В этом случае (31, a) и (32) дают

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F} \dots (43)$$

$$\lambda_1 \lambda_2 = F^2 \dots (44)$$

Для величин f_1 и f_2 , определяющих положения источника и его изображения, получаем такие сопряженные значения при F положительном

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \infty \dots 2F \dots F \dots < F \dots 0 \text{ (на 1-й гл. плоск.)} \dots f_1 < 0 \dots -\infty \\ f_2 &= F \dots 2F \dots \pm \infty \dots f_2 < 0 \dots 0 \text{ (на 2-й гл. плоск.)} \dots 0 < f_2 < F \dots F \end{aligned} \right\} (45)$$

При F отрицательном, равном $-F'$ имеем

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \infty \dots 0 \dots -F' \dots -2F' \dots -\infty \\ f_2 &= -F' \dots 0 \dots > 0 \dots \pm \infty \dots -2F' \dots -F' \end{aligned} \right\} \dots \dots (46)$$

Для величины изображения относительно „предмета“ и для его положения получаем на основании (43) точные данные, если принять во внимание, что при $G > 0$ имеем прямое, при $G < 0$ обратное изображение. При $E > 0$:

$f_1 =$	$\infty \dots$	$2F$	$\dots F$	$\dots < F$	0	$< 0 \dots -\infty$
Изображение:	Уменьш. обратное.	$G = 1$ Обратное.	Увелич. обратное.	Увелич. прямое.	$G = 1$ Прямое.	Уменьш. прямое.

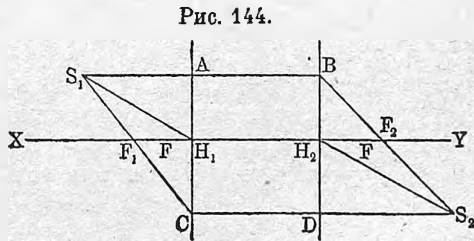


Рис. 144.

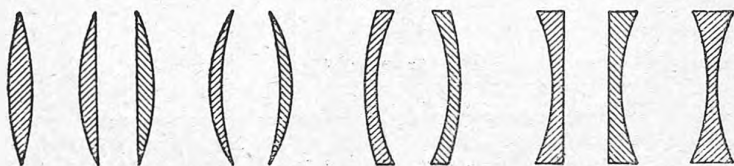
При $F < 0$ и $F = -F'$

$f_1 =$	$\infty \dots$	0	$\dots - F'$	$-F' > f > -2F'$	$-2F'$	$\dots -$
Изображение:	Уменьш. прямое.	$G = 1$ Прямое.	Увеличенное прямое.	Увеличенное обратное.	$G = 1$ Обратн.	Уменьш. обратное.

§ 6. Оптические стекла; элементарная теория. Оптическими стеклами принято называть тела, прозрачные для данного рода лучистой энергии и ограниченные двумя сферическими поверхностями. Название это сохраняется и в том случае, когда они состоят не из стекла (напр., „стекла“ в некоторых трубах делаются из кварца, плавикового шпата или каменной соли); иногда их называют чечевицами или линзами, хотя это название подходит только к стеклам двояковыпуклым.

На рис. 145 представлены в разрезе различные формы стекол, а имен-

Рис. 145.

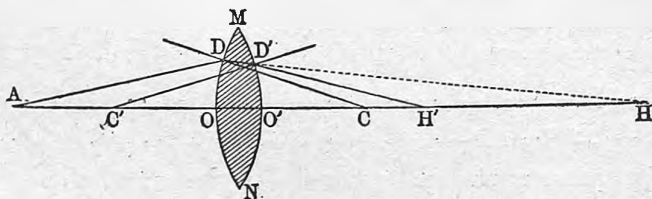


но: двояковыпуклое, плосковыпуклое (в двух положениях), вогнутовыпуклое (2 положения), выпукловогнутое (2 положения), плосковогнутое (2 положения) и двояковогнутое. Первые три стекла, в которых выпуклость преобладает, называются еще собирательными стеклами, а последние три, в которых вогнутость преобладает — рассеивающими.

Rfaundler предложил другое разделение стекол, а именно, на положительные и отрицательные; об этом будет сказано ниже.

Радиусы двух сферических поверхностей „стекла“ мы будем считать

Рис. 146.



положительными, если они направлены от поверхности во внутрь стекла, т. е. если поверхность стекла выпуклая. В двояковыпуклом стекле оба радиуса положительны, в двояковогнутом оба отрицательны, в плосковыпуклом и плосковогнутом стеклах один радиус бесконечно велик, другой положительный в первом и отрицательный во втором стекле; в вогнутовыпуклом и в выпукловогнутом стеклах радиусы различных знаков, причем по абсолютной величине в первом меньше радиус выпуклой, во втором — радиус вогнутой стороны.

Найдем фокусное расстояние F стекла, пользуясь рисунком 146, хотя рассуждения наши будут одинаково применимы ко всем формам стекол.

Пусть A источник лучей: $AO = f_1$; луч AD пойдет после первого преломления по направлению DH ; радиус OC поверхности MON обозначим через R_1 , а расстояние OH через f'_2 . Предположим далее, что стекло находится в воздухе, и что его показатель преломления есть n . Для случая перехода через одну сферическую поверхность мы имели (стр. 232) формулы (24) и (25). Вставляя F_1 и F_2 из (24) в (25), имеем вообще

$$\frac{n_1}{f_1} + \frac{n_2}{f_2} = \frac{n_2 - n_1}{R} \dots \dots \dots (47)$$

В нашем случае мы должны положить $n_1 = 1$, $n_2 = n$, $R = R_1$ и $f_2 = f'_2$. Таким образом получаем

$$\frac{1}{f_1} + \frac{n}{f'_2} = \frac{n - 1}{R_1} \dots \dots \dots (48)$$

Дойдя до второй поверхности (в D') луч вновь преломляется, и наконец пересекает ось в некоторой точке H' , расстояние которой от O' обозначим через f_2 . Для этого нового преломления мы опять можем воспользоваться формулою (47); но теперь в ней следует уже положить $n_1 = n$, $n_2 = 1$, $R = -R_2$, где R_2 радиус второй поверхности, считаемый положительным, когда он направлен влево. Роль источника играет теперь точка H , а потому $f_1 = -O'H$. Считая толщину OO' стекла весьма малую, мы можем принять $f_1 = -OH = -f'_2$. Тогда (47) дает

$$-\frac{n}{f'_2} + \frac{1}{f_2} = -\frac{1 - n}{R_2} = \frac{n - 1}{R_2}.$$

Сложив это равенство с (48), получаем

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (49)$$

Сравнивая (49) с общею формулою (43), относящейся к случаю, когда первая и последняя среды одинаковы, т. е. с формулою

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F} \dots \dots \dots (50)$$

мы получаем для главного фокусного расстояния F стекла выражение

$$\frac{1}{F_1} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \dots \dots \dots (51)$$

Расстояние F , равно как f_1 и f_2 считаются „от стекла“, расстоянием поверхностей или толщиной которого мы пренебрегаем. Уравнения (50) и (51) дают

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2} \\ f_2 &= \frac{F f_1}{f_1 - F} \\ F &= \frac{R_1 R_2}{(n - 1)(R_1 + R_2)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (52)$$

Все собирательные стекла дают $F > 0$, все рассеивающие $F < 0$. Двойковыпуклое стекло дает при $R_1 = R_2 = R$

$$F = \frac{R}{2(n-1)}.$$

Плосковыпуклое при $R_1 = R$ и $R_2 = \infty$ (или наоборот) дает

$$F = \frac{R}{n-1},$$

т. е. фокусное расстояние для второго вдвое больше, чем для первого. Для стекла (вещество) приблизительно $n = 1,5$ и тогда при $R_1 = R_2 = R$ получаем приблизительно $F = R$.

Для двойковогнутого стекла при $R_1 = R_2 = -R$ получаем, вообще, $F = -\frac{R}{2(n-1)}$; при $n = 1,5$ имеем $F = -R$.

Обзор величин f_1 и f_2 в (45) и (46) стр. 243 и указания на величину и положение изображения (в конце § 5) непосредственно прилагаются к стеклам. Связь между f_1 и f_2 можно на основании (52) представить еще так. Для собирательных стекол: если

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= pF \\ f_2 &= \frac{p}{p-1} F \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (53)$$

Напр.,

$$\begin{aligned} f_1 &= \infty \quad 4F \quad 3F \quad 2F \quad \frac{3}{2}F \quad F \quad \frac{1}{2}F \quad 0 \quad -\frac{1}{2}F \quad -F \quad -2F \quad -\infty \\ f_2 &= F \quad \frac{4}{3}F \quad \frac{3}{2}F \quad 2F \quad 3F \quad \infty \quad -F \quad 0 \quad \frac{1}{3}F \quad \frac{1}{2}F \quad \frac{2}{3}F \quad F \end{aligned}$$

Для рассеивающих стекол $F < 0$; положим $F = -F'$, где F' положительное. Тогда при

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= -pF = pF' \\ f_2 &= \frac{p}{p+1} F = -\frac{p}{p+1} F' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (54)$$

Напр.,

$$\begin{aligned} f_1 &= \infty \quad 4F' \quad 3F' \quad 2F' \quad F' \quad \frac{1}{2}F' \quad 0 \quad -\frac{1}{2}F' \quad -F' (=F) \quad -2F' (=2F) \quad -4F' \quad -\infty \\ f_2 &= -F' \quad -\frac{4}{3}F' \quad -\frac{3}{2}F' \quad -2F' \quad -3F' \quad -\infty \quad 0 \quad +F' \quad \infty \quad -2F' (=2F) \quad -\frac{4}{3}F' \quad -F' (=F) \end{aligned}$$

Когда источник находится вне оптической оси на расстоянии f_1 от стекла, то его изображение получается на расстоянии f_2 от стекла, причем между f_1 и f_2 будет существовать та-же связь (50), как это было доказано для самого общего случая произвольного числа средин. Для построения изображения проведем из источника луч параллельно главной оптической оси до стекла; после преломления он пройдет через второй главный фокус, соответствующий лучам, прошедшим через стекло. Второй луч мы можем провести от источника через первый главный фокус до стекла; он выйдет из стекла параллельно главной оси. Более удобным представляется, однако, проведение луча через так наз. оптический центр стекла. С истинным значением этой точки мы познакомимся в

следующем параграфе, который мы посвятим более точной теории оптических стекол. Здесь, в элементарной теории, мы пренебрегаем толщиной стекла, которое считаем как бы бесконечно тонким. В этом случае оптический центр совпадает с той точкою, в которой оптическая ось пересекает бесконечно тонкое стекло. Легко убедиться, что луч, направленный к оптическому центру, проходит через бесконечно тонкое стекло, не меняя своего направления. Действительно: пусть (рис. 147) SAF_2S_1 и SF_1BS_1 два луча, проведенные по только что указанному способу для построения изображения S_1 точки S . Формула (42) дает $g_1 : f_1 = g_2 : f_2$, т. е.

$$SP : PO = S_1Q : QO.$$

Отсюда и следует, что линия SOS_1 есть прямая, т. е. что луч SO проходит через бесконечно тонкое стекло, не преломляясь. Этим можно воспользоваться при построении изображения точки, как это показано на рис. 148.

Для линейного увеличения G , даваемого оптическим стеклом, имеем общую формулу

(42), которая, если вставить f_2 из (52), принимает вид

$$G = -\frac{f_2}{f_1} = -\frac{F}{f_1 - F} = -\frac{1}{\frac{f_1}{F} - 1} \dots \dots \dots (55)$$

Если расстояние предмета от главного фокуса (в первой среде) обозначить через x , то имеем $f_1 - F = x$, и след. линейное увеличение

$$G = -\frac{F}{x} \dots \dots \dots (55, a)$$

Для углового увеличения G_1 имеем, см. (40, b) и (42, b):

$$G_1 = -\frac{1}{G} = \frac{tg \alpha_2}{tg \alpha_1} \dots \dots \dots (55, b)$$

Наконец, осевое увеличение G_2 , см. (40, d) и (42, b), равно

$$G_2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} = -G^2 \dots \dots \dots (55, c)$$

Рис. 147.

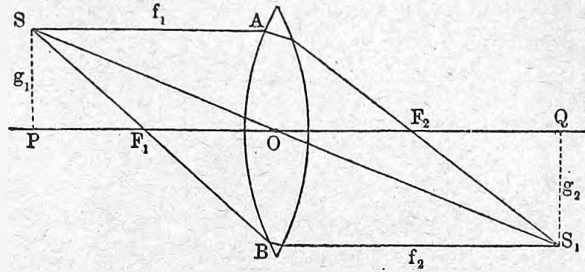
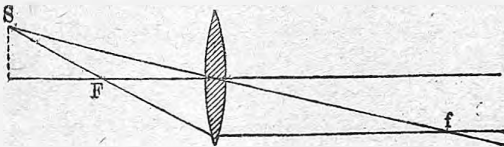
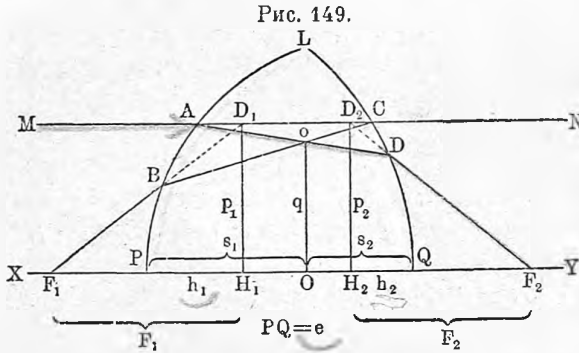


Рис. 148.



§ 7. **Оптические стекла; более точная теория.** Выводя формулу (49), мы пренебрегали толщиной стекла; с тою-же степенью точности мы могли луч, проходящий через оптический центр, считать за прямой, могли пренебрегать его боковым сдвигом. Выведем теперь более точные формулы, вводя толщину e стекла, т. е. расстояние точек пересечения главной оси с его двумя поверхностями. При этом мы, во-первых, найдем положение главных плоскостей и главных точек H_1 и H_2 , которые сливаются с узловыми точками в рассматриваемом случае, когда оптическое



стекло находится в воздухе (стр. 242), и, во-вторых, выясним истинное значение оптического центра. Положим, что радиусы R_1 и R_2 имеют прежние значения, и считаются положительными для выпуклых поверхностей.

Пусть XY , (рис. 149), главная оптическая ось; PLQ часть оптического

стекла; F_1 и F_2 главные фокусы. Проведем произвольную линию $MN \parallel XY$; вступающему лучу MA соответствует преломленный луч ADF_2 ; выходящему лучу CN соответствует вступающий луч F_1BC . Продолжив F_1B и F_2D до пересечения с MN , получаем две точки D_1 и D_2 . Эти точки, очевидно, вполне соответствуют точкам D_1 и D_2 на рис. 141 (стр. 238), т. е. D_2 есть изображение (мнимое) источника D_1 (также мнимого или фиктивного); лучи F_1B и MA , идущие в первой среде к D_1 , в последней среде выходят из D_2 . Проведем через D_1 и D_2 плоскости, перпендикулярные к XY ; это и суть главные плоскости; они пересекают ось XY в главных точках H_1 и H_2 , которые в то-же время суть и точки узловые, т. е. обладают свойством (40) стр. 241.

Лучи BC и AD пересекаются в точке o , которая есть не что иное, как изображение в стекле точки D_1 , ибо лучи F_1B и MA , идущие к D_1 , пересекаются после первого преломления в o ; эту же точку можно рассматривать, как источник в стекле, дающий вне стекла (с правой стороны) изображение D_2 , ибо лучи oC и oD , идущие от точки o , после преломления выходят из D_2 . Проведем через o плоскость oO , перпендикулярно к XY ; в таком случае система точек, лежащих на первой главной плоскости D_1W_1 , дает после первого преломления изображения на плоскости oO , а эти точки, после второго преломления, дают изображения на второй главной плоскости D_2H_2 . Отсюда следует, что O есть изображение в стекле главной точки H_1 , а главная точка H_2 есть внешнее изображение точки O . Все лучи, которые в первой среде (воздух) направлены к H_1 , а в последней идут от H_2 , причем их направление не меняется, см. рис. 143 стр. 241, должны внутри стекла пройти через O . Итак, всякий луч,

который внутри оптического стекла проходит через точку O , имеет до вступления в стекло и после выхода из него одно и то-же направление. Точка O называется оптическим центром стекла. Для бесконечно тонкого стекла оптический центр совпадает с точкою, в которой оптическая ось встречает стекло (стр. 249). Из предыдущего ясно, что оптический центр O есть изображение внутри стекла двух главных точек H_1 или H_2 для случая, когда лучи идут или слева (к H_1) или справа (к H_2).

Пусть $PQ = e$ и далее

$$PH_1 = h_1, QH_2 = h_2, PO = s_1, QO = s_2;$$

считаем все эти величины положительными от P и Q во внутрь стекла. Чтобы найти эти величины по данным R_1, R_2, e и n (показатель преломления стекла), вспомним еще раз формулы, относящиеся к преломлению луча у одной сферической поверхности, разграничивающей две среды, см. рис. 135 стр. 231. Пусть n_1 и n_2 показатели преломления первой и второй средин; R радиус, считааемый положительным, если центр лежит во второй средине; f_1 расстояние источника, f_2 расстояние изображения от вершины сферической поверхности, причем f_1 считается положительным от вершины в первую среду, а f_2 — во вторую среду. Далее пусть g_1 и g_2 ординаты источника и его изображения, и наконец F_1 и F_2 главные фокусные расстояния. Мы имели формулы, см. (24), (25) и (28, b):

$$\frac{F_1}{f_1} + \frac{F_2}{f_2} = 1 \quad \dots \dots \dots (56, a)$$

$$F_1 = \frac{n_1 R}{n_2 - n_1}; \quad F_2 = \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} \quad \dots \dots \dots (56, b)$$

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{f_2}{f_1} \quad \dots \dots \dots (56, c)$$

Формулы (56, a) и (56, b) дают

$$\frac{n_1}{f_1} + \frac{n_2}{f_2} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad \dots \dots \dots (56, d)$$

Обращаемся к случаю оптического стекла и обозначим через F_1' и F_2' главные фокусные расстояния, соответствующие первому переходу из воздуха в стекло; далее пусть F_1'' и F_2'' главные фокусные расстояния, относящиеся ко второму переходу луча из стекла в воздух. Понятно, что F_1' и F_2' считаются влево и вправо от точки P , а F_1'' и F_2'' — от точки Q . Мы получим F_1' и F_2' , если в (56, b) подставим $n_1 = 1, n_2 = n$ и $R = R_1$:

$$F_1' = \frac{R_1}{n-1}; \quad F_2' = \frac{nR_1}{n-1} \quad \dots \dots \dots (57, a)$$

Полагая в (56, b) $n_1 = n, n_2 = 1$ и $R = -R_2$, получим

$$F_1'' = \frac{nR_2}{n-1}; \quad F_2'' = \frac{R_2}{n-1} \quad \dots \dots \dots (57, b)$$

Чтобы решить нашу задачу, — определить положение главных точек H_1 и H_2 и оптического центра O , т. е. величины h_1, h_2, s_1 и s_2 , выведем простую между ними зависимость. Прежде всего очевидно, что

$$s_1 + s_2 = e \dots \dots \dots (58)$$

Пусть $D_1H_1 = p_1, D_2H_2 = p_2$ и $oO = q$; нам известно, что $p_1 = p_2$. Мы видели, что o есть изображение точки D_1 . Прилагая формулу (56, c), мы должны положить $g_2 = q, g_1 = p_1, n_1 = 1, n_2 = n, f_1 = -h_1, f_2 = s_1$. Итак

$$\frac{q}{p_1} = -\frac{1}{n} \cdot \frac{s_1}{h_1}$$

С другой стороны D_2 есть изображение точки o , образующееся при переходе лучей из стекла в воздух. Теперь следует положить $g_2 = p_2, g_1 = q, n_1 = n, n_2 = 1, f_1 = s_2, f_2 = -h_2$. Это дает

$$\frac{p_2}{q} = -n \frac{h_2}{s_2}$$

Перемножив последние два уравнения и приняв во внимание, что $p_1 = p_2$, получаем замечательное соотношение

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{h_1}{h_2} \dots \dots \dots (59)$$

(58) и (59) дают

$$s_1 = \frac{h_1 e}{h_1 + h_2}; \quad s_2 = \frac{h_2 e}{h_1 + h_2} \dots \dots \dots (60)$$

Обратимся к уравнению (56, a) и приложим его к точкам D_1 (источник) и o (изображение). Мы должны подставить $F_1 = F_1', F_2 = F_2', f_1 = -h_1, f_2 = s_1$; тогда получается

$$-\frac{F_1'}{h_1} + \frac{F_2'}{s_1} = 1 \dots \dots \dots (61, a)$$

Приложим уравнение (56, a) к точкам o (источник) и D_2 (изображение). Теперь следует положить $F_1 = F_1'', F_2 = F_2'', f_1 = s_2, f_2 = -h_2$; получается

$$\frac{F_1''}{s_2} - \frac{F_2''}{h_2} = 1 \dots \dots \dots (61, b)$$

Подставим в последние два уравнения величины (57, a) (57, b) и (60). Тогда имеем

$$-\frac{R_1}{(n-1)h_1} + \frac{nR_1(h_1+h_2)}{(n-1)e h_1} = 1$$

$$-\frac{R_2}{(n-1)h_2} + \frac{nR_2(h_1+h_2)}{(n-1)e h_2} = 1,$$

или

$$\begin{aligned} [nR_1 - (n-1)e]h_1 + nR_1h_2 &= eR_1 \\ [nR_2 - (n-1)e]h_2 + nR_2h_1 &= eR_2 \end{aligned}$$

откуда

$$h_1 = \frac{R_1 e}{n(R_1 + R_2) - (n-1)e}; \quad h_2 = \frac{R_2 e}{n(R_1 + R_2) - (n-1)e} \dots \dots (62)$$

Таким образом расстояния главных точек H_1 и H_2 от точек P и Q найдены. Из (62) следует, что $h_1 : h_2 = R_1 : R_2$. Соединяя эту пропорцию с (59), находим

$$\frac{s_1}{s_2} = \frac{h_1}{h_2} = \frac{R_1}{R_2} \dots \dots \dots (63)$$

и след.

$$s_1 = \frac{R_1}{R_1 + R_2} e; \quad s_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} e \dots \dots \dots (64)$$

Таким образом нам удалось найти положение оптического центра.

Если мы можем пренебречь вторым членом в знаменателе выражений (62), то получается проще

$$h_1 = \frac{R_1 e}{n(R_1 + R_2)}; \quad h_2 = \frac{R_2 e}{n(R_1 + R_2)} \dots \dots \dots (65)$$

Расстояние $H_1 H_2 = \delta = e - (h_1 + h_2) = e - \frac{e}{n}$, т. е.

$$\delta = \frac{n-1}{n} e \dots \dots \dots (66)$$

При $n = 1,5$ (для обыкновенных сортов стекла n близко к этому числу) имеем

$$\delta = \frac{1}{3} e \dots \dots \dots (66,a)$$

Найдем главные фокусные расстояния $F_1 = \overline{F_1 H_1}$ и $F_2 = \overline{F_2 H_2}$. Лучи, идущие слева, параллельно оптической оси, дают после первого преломления изображение в фокусе, находящемся на расстоянии F_2' вправо от P , и след. на расстоянии $e - F_2'$ влево от Q . Эта точка, как источник, дает после второго преломления изображение в искомом втором главном фокусе F_2 всего стекла, находящемся на расстоянии F_2 вправо от H_2 и след. на расстоянии $F_2 - h_2$ вправо от Q . Прилагая (56, d) к этому второму переходу, мы должны положить $n_1 = n$, $n_2 = 1$, $f_1 = e - F_2'$, $f_2 = F_2 - h_2$ и $R = -R_2$; получается

$$\frac{n}{e - F_2'} + \frac{1}{F_2 - h_2} = \frac{n-1}{R_2} \dots \dots \dots (67,a)$$

Лучи, исходящие из главного фокуса F_1 всего стекла, который находится на расстоянии $F_1 - h_1$ влево от P , дают после первого преломления изображение в главном фокусе F_1'' (ибо они выходят из стекла параллельно главной оптической оси), находящемся на расстоянии F_1'' влево от Q и след. на расстоянии $e - F_1''$ вправо от P . Прилагая (56, d) к первому преломлению, мы должны подставить $n_1 = 1$, $n_2 = n$, $f_1 = F_1 - h_1$, $f_2 = e - F_1''$ и $R = R_1$; получается

$$\frac{1}{F_1 - h_1} + \frac{n}{e - F_1''} = \frac{n-1}{R_1} \dots \dots \dots (67,b)$$

Уравнения (67, a) и (67, b) дают

$$F_2 = h_2 + \frac{(F_2' - e) R_2}{(n-1)(F_2' - e) + n R_2}$$

$$F_1 = h_1 + \frac{(F_1'' - e) R_1}{(n-1)(F_1'' - e) + n R_1}$$

Вставив сюда h_1 и h_2 из (62), F_2' и F_1'' из (57, a) и (57, b), получаем, что $F_1 = F_2$. Обозначив их общее значение через F , имеем

$$F_1 = F_2 = F = \frac{R_1 R_2}{(n-1) \left(R_1 + R_2 - \frac{n-1}{n} e \right)} \dots \dots \dots (68)$$

Отсюда

$$\frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{n-1}{n} \cdot \frac{e}{R_1 R_2} \right) \dots \dots \dots (69)$$

При $e = \frac{n}{n-1} (R_1 + R_2)$ имеем $F = \infty$, т. е. параллельный пучек лучей дает после первого преломления фокус внутри стекла; лучи, выходящие из этого фокуса, дают после преломления у второй поверхности опять параллельный пучек. Если $e > \frac{n}{n-1} (R_1 + R_2)$, то $F < 0$, падающий параллельный пучек дает после прохождения через обе поверхности пучек расходящийся; главный фокус находится внутри самого тела. Если $n = 1,5$ (обыкновенные сорта стекла), то $F < 0$, когда $e > 3 (R_1 + R_2)$.

Таким образом мы получили более точные формулы, чем выведенные прежде (51) и (52, третья). Расстояния f_1 и f_2 источника и его изображения от главных точек H_1 и H_2 , положение которых мы точно определили формулами (62), связаны уравнением (43)

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F} \dots \dots \dots (70)$$

где $\frac{1}{F}$ дано в (69).

Формулы (62) и (69) дают возможность определить положения главных точек и фокусов для всевозможных стекол, если подставлять соответствующие значения для e , R_1 и R_2 с их надлежащими знаками. Когда e мало сравнительно с $R_1 + R_2$, можно пользоваться более простыми формулами (65).

Для шара имеем $R_1 = R_2 = R$ и $e = 2R$; получается $h_1 = h_2 = R$; в этом случае $F = \frac{nR}{2(n-1)}$. Расстояние $\varphi = F - R$ фокуса от стекла равно $\varphi = R \left[\frac{n}{2(n-1)} - \frac{1}{n} \right]$ и $\delta = H_1 H_2 = \frac{2(n-1)}{n} R$.

Для воды ($n = 4/3$) имеем $\varphi = 5/4 R$; для стекла ($n = 3/2$) получаем $\varphi = 5/6 R$. Само собою разумеется, что все это относится только к центральным лучам, проходящим весьма близко от оси.

Когда одна из сторон стекла плоская, напр., первая, то $R_1 = \infty$ и (62) и (68) дают

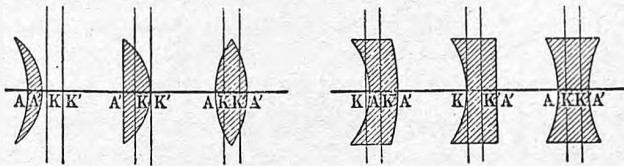
$$\left. \begin{aligned} h_1 &= \frac{e}{n}, \quad h_2 = 0. \\ F &= \frac{R_2}{n-1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (71)$$

На рис. 150 буквами K и K' показано положение главных точек для различных стекол. Формулы (62) или (65) дают возможность ориентироваться во всех случаях.

Построение изображения точки, лежащей вне главной оси, производится для всех стекол, когда даны главные фокусы F_1 и F_2 и главные точки H_1 и H_2 , по схеме рисунка 144 стр. 241. Этим мы ограничиваемся в разборе случаев прохождения лучей через одно оптическое стекло. Заметим еще, что величина $\frac{1}{F}$ называется оптической силой стекла

§ 8. Совокупность двух центрированных оптических стекол. Общая теория, изложенная в § 5, показывает, что совокупность произвольного числа оптических стекол, имеющих общую оптическую ось, представляет систему, обладающую двумя главными фокусами и двумя главными плоскостями. Ограничиваемся случаем двух стекол, помещенных в воздухе. Предположим сперва, что оба стекла весьма тонки, так что к каждому из них приложима элементарная теория, изложенная в § 6. Пусть

Рис. 150.



P и Q (рис. 151) данные два стекла; F' и F'' их главные фокусные расстояния; $D = AB$ расстояние стекол друг от друга. Требуется найти расстояния F_1 и F_2 главных фокусов всей системы от стекол P и Q .

Лучи, идущие слева параллельно оптической оси, дают после прохождения через первое стекло P изображение, находящееся на расстоянии F' от P , и след. на расстоянии $D - F'$ от Q . Второе стекло дает новое изображение в главном фокусе F_2 всей системы. Прилагая общую формулу (50) стр. 245 ко второму стеклу, мы должны положить $f_1 = D - F'$, $f_2 = F_2$ и $F = F''$; получаем

$$\frac{1}{D - F'} + \frac{1}{F_2} = \frac{1}{F''} \text{ или } \frac{1}{F_2} = \frac{1}{F'' - D} + \frac{1}{F''} \dots (72,a)$$

Лучи, выходящие из точки F_1 , должны, после прохождения через P , дать изображение в главном фокусе стекла Q , находящемся на расстоянии F'' от Q , и след. на расстоянии $D - F''$ от P , ибо они должны выйти из Q параллельно главной оптической оси. Прилагая ту-же формулу (50) к первому стеклу, мы должны принять $f_1 = F_1$, $f_2 = D - F''$ и $F = F'$; получаем

$$\frac{1}{F_1} + \frac{1}{D - F''} = \frac{1}{F'} \text{ или } \frac{1}{F_1} = \frac{1}{F'} + \frac{1}{F'' - D} \dots (72,b)$$

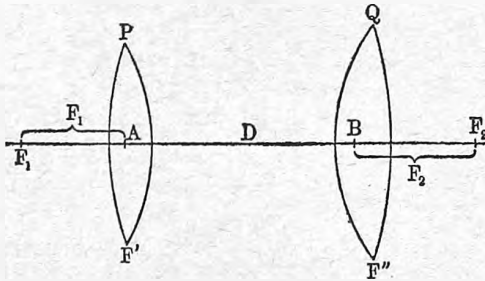
(72, a) и (72, b) дают

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \frac{F' F'' - F' D}{F' + F'' - D} \\ F_2 &= \frac{F' F'' - F'' D}{F' + F'' - D} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (73)$$

Понятно, что фокусные расстояния оказались неравными, ибо мы их произвольно считали от стекол P и Q , а не от главных плоскостей положения которых, впрочем, легко построить по схеме рис. 141 или 149.

Если $D = F' + F''$, то $F_1 = F_2 = \infty$; в этом случае система называется афокальной или телескопической.

Рис. 151.



Параллельный пучок, пройдя через нее, остается параллельным; но при этом меняется обыкновенно площадь поперечного сечения пучка. На рис. 152 представлены два случая афокальных систем; MN экран с круглым отверстием, определяющим первоначальную площадь поперечного сечения пучка. Точка F в обоих случаях представляет

общий главный фокус двух стекол; на втором рисунке $F'' < 0$.

Если стекла сложены вплотную, то $D = 0$ и (73) дает

$$F = F_1 = F_2 = \frac{F' F''}{F' + F''} \text{ или } \frac{1}{F} = \frac{1}{F'} + \frac{1}{F''} \dots \dots \dots (74)$$

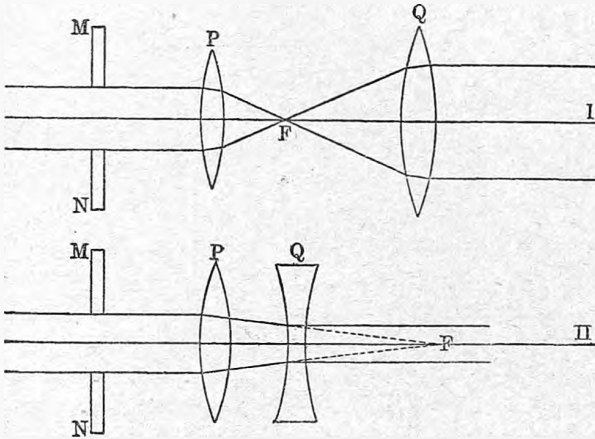
Оптическая сила двух, сложенных вместе, весьма тонких стекол равна сумме оптических сил этих стекол.

Обращаясь к соединению не весьма тонких стекол, ограничимся опять-таки случаем двух стекол, помещенных в воздухе. Полагаем, что свойства каждого из двух стекол P и Q (рис. 153) вполне известны, т. е. что даны главные точки H_1' и H_2' первого стекла и главные точки H_1'' и H_2'' второго, см. рис. 153. Далее даны фокусные расстояния F' и F'' стекол и, наконец, расстояние $D = H_2' H_1''$ второй главной точки первого стекла от первой главной точки второго стекла. Это расстояние называется оптическим интервалом. Требуется определить положения главных точек H_1 и H_2 и фокусное расстояние F всей системы.

Пусть F' главный фокус первого, F'' главный фокус второго стекла, так что $H_2' F' = F'$ и $H_1'' F'' = F''$, и пусть F_1 и F_2 искомые главные фокусы всей системы. Проводим MN параллельно главной оптической оси XS . Входящий луч MA , пройдя через P , должен идти от B к F' ; но он направлен к C , а потому, пройдя через Q , пойдет по направлению RF_2E . Выходящий из Q луч LN должен был идти от главного фокуса F'' стекла Q к точке K ; он, след., как-бы выходит из J , а потому налево от P должен

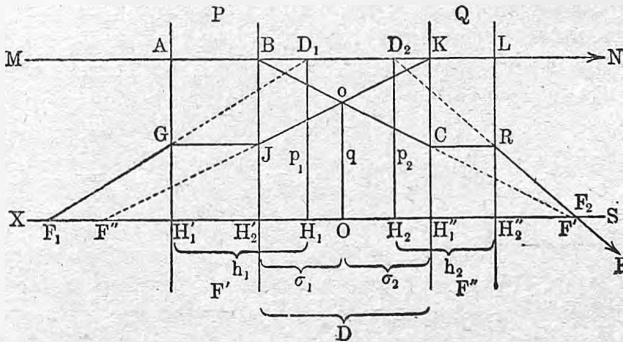
были идти от F_1 к g . Итак два луча MA и F_1g , пройдя P , имеют направления BC и JK , а пройдя Q — направления RE и LN . Продолжив F_1g и RE до точек D_1 и D_2 , мы видим, что o есть изображение точки D_1 , даваемое первым стеклом P , а D_2 есть изображение точки o , получаемое от стекла Q . Очевидно D_2 есть также изображение точки D_1 , даваемое всею системою.

Рис. 152.



Отсюда следует, что H_1 и H_2 суть главные точки всей системы, O ее оптический центр и искомое фокусное расстояние $F = H_1F_1 = H_2F_2$. Пусть $H_1'H_1 = h_1$, и $H_2''H_2 = h_2$. Задача заключается в определении величин h_1 , h_2 и F . Пусть $D_1H_1 = p_1$, $D_2H_2 = p_2$, $Oo = q$, $H_2'O = \sigma_1$, $H_1''O = \sigma_2$.

Рис. 153.



На основании формулы (42), дающей увеличение в случае, когда первая среда одинакова с последней, имеем

$$\frac{q}{p_1} = \frac{\sigma_1}{h_1}, \quad \frac{p_2}{q} = \frac{h_2}{\sigma_2}.$$

Но $p_1 = p_2$, поэтому

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}.$$

Прибавив сюда $\sigma_1 + \sigma_2 = D_1$, получаем

$$\sigma_1 = \frac{D h_1}{h_1 + h_2}; \quad \sigma_2 = \frac{D h_2}{h_1 + h_2}.$$

Вышеуказанные отношения между точками D_1 и o , с одной стороны, и между o и D_2 , с другой — дают

$$-\frac{1}{h_1} + \frac{1}{\sigma_1} = \frac{1}{F_1}; \quad \frac{1}{\sigma_2} - \frac{1}{h_2} = \frac{1}{F''}.$$

Вставив сюда σ_1 и σ_2 , находим

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= \frac{D F'}{F' + F'' - D} \\ h_2 &= \frac{D F''}{F' + F'' - D} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (75)$$

Отсюда

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{h_1}{h_2} = \frac{F'}{F''} \dots \dots \dots (76)$$

F'' есть изображение точки F_1 , даваемое стеклом Q , ибо лучи, выходящие из F_1 , должны выйти из Q параллельно оси, а след. падать на Q , как-бы исходя из главного фокуса F'' этого стекла. Отсюда следует, что

$$\frac{1}{H_1' F_1} + \frac{1}{-F'' H_2'} = \frac{1}{F'} \text{ или } \frac{1}{H_1 F_1 - H_1 H_1'} + \frac{1}{H_1'' H_2' - H_1'' F''} = \frac{1}{F'},$$

т. е.

$$\frac{1}{F - h_1} + \frac{1}{D - F''} = \frac{1}{F'} \dots \dots \dots (76,a)$$

F_2 есть изображение точки F' , даваемое стеклом Q , ибо лучи, собирающиеся в F_2 , должны падать на P параллельно главной оси XS , а потому, выйдя из стекла P , они должны быть направлены к главному фокусу F' этого стекла. Отсюда следует, что

$$\frac{1}{-H_1'' F'} + \frac{1}{H_2'' F_2} = \frac{1}{F''} \text{ или } \frac{1}{H_2' H_1'' - H_2' F'} + \frac{1}{H_2 F_2 - H_2 H_2''} = \frac{1}{F''}.$$

т. е.

$$\frac{1}{D - F'} + \frac{1}{F - h_2} = \frac{1}{F''} \dots \dots \dots (76,b)$$

Вставляя (75) в (76, a) и (76, b), получаем, как и следует, одинаковые значения для F , а именно

$$F = \frac{F' F''}{F' + F'' - D} \dots \dots \dots (77,a)$$

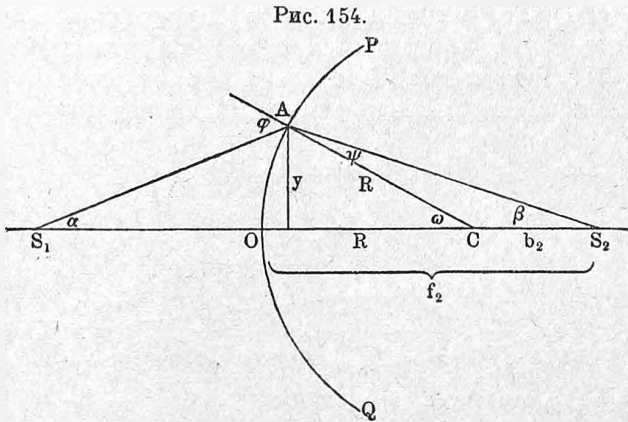
откуда

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F'} + \frac{1}{F''} - \frac{D}{F' F''} \dots \dots \dots (77,b)$$

Точная формула (77, a) заменяет приближенные (73) стр. 254.

§ 9. Сферическая аберрация. Мы рассматривали до сих пор только лучи центральные, составляющие до и после преломлений весьма малые углы с главною оптической осью. При этом мы нашли, что все лучи, исходящие из данной точки S_1 , после преломления собираются в одной точке S_2 . Такой результат уже нельзя считать верным, когда углы между лучами и оптической осью не весьма малы; тогда оказывается, что положение точки, в которой после преломления собираются лучи, зависит от угла, составляемого этими лучами с оптической осью до и после преломления. Весь пучек лучей, исходящих из данной точки S_1 , лежащей, напр., на самой оси, разделяется на бесконечное число частей, имеющих каждая свой фокус. Это явление называется сферической аберрацией.

Рассмотрим сперва случай преломления в одной сферической поверхности PQ , рис. 154, центр которой в C и радиус которой $CA = R$.



Пусть $S_1O = f_1$, $OS_2 = f_2$; S_1A падающий, AS_2 преломленный луч. В ΔS_1AC и ΔCAS_2 имеем

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \omega} = \frac{S_1C}{S_1A} \quad \text{и} \quad \frac{\sin \psi}{\sin \omega} = \frac{CS_2}{S_2A}.$$

Разделив первое равенство на второе и полагая $\sin \varphi : \sin \psi = n$, получаем

$$\frac{S_1C}{CS_2} = n \frac{S_1A}{S_2A} \dots \dots \dots (78)$$

Вставляя значения этих величин из рис. 154, имеем

$$\frac{f_1 + R}{f_2 - R} = n \frac{S_1A}{S_2A} \dots \dots \dots (78,a)$$

Если здесь положить $S_1A = S_1O = f_1$ и $S_2A = S_2O = f_2$, то непосредственно получается прежде выведенная зависимость между f_1 , f_2 , R и n , см. (23, a) стр. 232, где $n_1 = 1$, $n_2 = n$:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{n}{f_2} = \frac{n-1}{R} \dots \dots \dots (78,b)$$

Введем, однако, временно такие обозначения: $S_1C = b_1$, $CS_2 = b_2$; тогда (78) дает

$$\frac{b_1}{b_2} = n \sqrt{\frac{b_1^2 + R^2 - 2b_1R \cos \omega}{b_2^2 + R^2 + 2b_2R \cos \omega}} \quad \text{или} \quad \frac{b_2^2}{b_1^2} = \frac{1}{n^2} \frac{(b_2 + R)^2 - 4b_2R \sin^2 \frac{\omega}{2}}{(b_1 + R)^2 - 4b_1R \cos^2 \frac{\omega}{2}}$$

Нетрудно убедиться, что с возрастающим ω , величина b_2 уменьшается, когда R положительное, и что след. „крайние“ лучи после преломления пересекаются ближе к вершине O поверхности PQ , чем лучи центральные.

Подробного вычисления величины абберации мы приводить не будем, ограничиваясь указанием на результаты этих вычислений. Пусть A (рис. 155) есть фокус точки S_1 , образуемый лучами центральными, так что $AO = f_2$ удовлетворяет уравнению (78, b), в котором $f_1 = OS_1$. Пусть далее B фокус, в котором собираются крайние лучи, для которых $PD = y$. Величина $\lambda = AB$ называется продольною абберацией.

Продолжим крайние лучи далее точки B и проведем через A плоскость

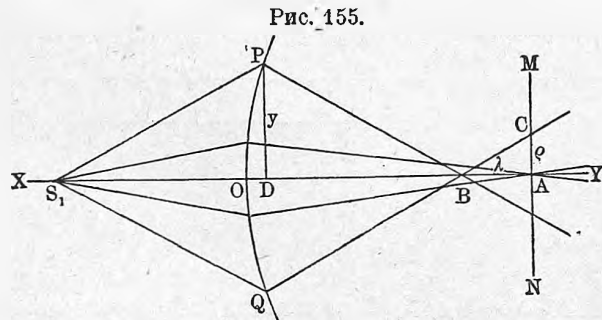


Рис. 155.

MN , перпендикулярно к оптической оси XY . Крайние лучи пересекут эту плоскость по окружности, радиус $\rho = AC$ которой называется поперечною абберацией. Если S_1 светящаяся точка, то ρ есть радиус светлого пятна, которое получается на поверхности экрана MN , проходящего через фокус A центральных лучей. Из рисунка имеем $AC : AB = PD : DB$. Но OD и BA весьма малы, а потому можно положить $OA = f_2$ вместо DB . Тогда получаем $\rho : \lambda = y : f_2$,

откуда

$$\rho = \frac{y}{f_2} \lambda \dots \dots \dots (79)$$

Этот формулою выражается связь между продольною (λ) и поперечною (ρ) абберациями. Подставляя в (78, a), см. рис. 154,

$$S_1A = \sqrt{y^2 + (f_1 + R - \sqrt{R^2 - y^2})^2}, \quad S_2A = \sqrt{y^2 + (f_2 - R + \sqrt{R^2 - y^2})^2}$$

можно найти частные значения f_2 , соответствующие данному y . Обозначим их через $f_2' = OB$ (рис. 155), а через $f_2 = OA$ попрежнему ту величину, которую дают лучи центральные ($y = 0$). Пренебрегая высшими степенями величины y^2 , находим

$$f_2' = f_2(1 - Ky^2) \dots \dots \dots (80)$$

где

$$K = \frac{(n-1) \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{f_1} \right)^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{n+1}{f_1} \right)}{2n^2 \left(\frac{n-1}{R} - \frac{1}{f_1} \right)} \dots \dots \dots (80,a)$$

f_2 определяется уравнением (78, b). Из (80) для продольной аберрации λ , которая равна $f_2 - f_2'$, получается

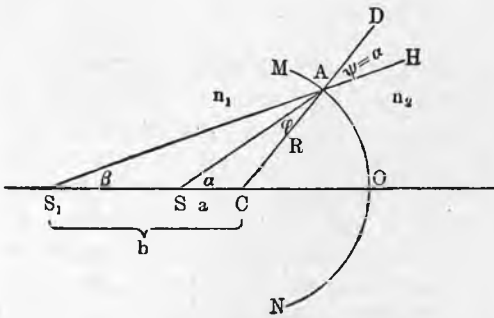
$$\lambda = f_2 Ky^2 \dots \dots \dots (81)$$

В вогнутом стекле λ отрицательное, так что можно сделать $\lambda = 0$, если комбинировать выбранные надлежащим образом выпуклое и вогнутое стекла. Для поперечной аберрации ρ имеем из (79)

$$\rho = Ky^3 \dots \dots \dots (82)$$

При $f_1 = \infty$, когда лучи падают на PQ параллельно главной оптической оси, имеем $f_2 = F_2 = \frac{nR}{n-1}$, см. (24) стр. 232 или (78, b). Далее получаем для аберраций в главном фокусе, называемых главными аберрациями,

Рис. 156.



$$\left. \begin{aligned} K &= \frac{1}{2n^2R^2} \\ \lambda &= \frac{y^2}{2n(n-1)R} \\ \rho &= \frac{y^3}{2n^2R^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (83)$$

Мы выразили величины аберраций λ и ρ в зависимости от ординаты y крайнего луча. Другие формулы получаются, если вычислить λ и ρ как функции угла α

(рис. 154). Их можно найти в „Lehrbuch der Physik“ von Mueller-Pouillet, 9-ое изд., ч. II, 1 стр. 1897 г.

Рассмотрим один замечательный случай полного отсутствия аберрации для всех лучей (не только для центральных). Пусть MON (рис. 156) сферическая поверхность радиуса R , отделяющая друг от друга две среды с коэффициентами преломления n_1 и n_2 , и пусть расстояние светящейся точки S от центра C равно $a = SC = R \frac{n_2}{n_1}$. Луч SA , составляющий с осью SCO произвольно большой угол $ASO = \alpha$, составит после преломления с нормалью CD угол $DAB = \psi$. Если его

продолжить назад, то он встретит ось в S_1 ; пусть $S_1C = b$, $\angle AS_1S = \beta$. Полагая, что $\angle SAC = \varphi$, имеем $\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2}$. Но из треугольника SAC имеем $\frac{R}{a} = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi}$; по заданию $\frac{R}{a} = \frac{n_1}{n_2}$, след. $\frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \psi}{\sin \varphi}$. Отсюда $\psi = \alpha$. Далее имеем $\angle ASC = \angle AS_1S + \angle S_1AS$, т. е. $\alpha = \beta + \psi - \varphi = \beta + \alpha - \varphi$; отсюда $\beta = \varphi$. Наконец треугольник S_1AC дает

$$\frac{b}{R} = \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi} = \frac{R}{a}.$$

отсюда

$$\left. \begin{aligned} ab &= R^2 \\ b &= \frac{R^2}{a} = R \frac{n_1}{n_2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (83,a)$$

$b = S_1C$ не зависит от угла α ; все лучи после преломления геометрически точно пересекаются в одной точке; абберация равна нулю.

Когда вторая среда воздух, положим $n_1 = 1$ и $n_2 = n$, тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} ab &= R^2 \\ a &= R:n \\ b &= Rn \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (83,b)$$

Укажем еще на одно, весьма важное свойство точки S . Мы видели, что $\alpha = \psi$, $\beta = \varphi$; но $\sin \psi = \sin \varphi = n_1 : n_2$; след.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_1}{n_2} = \text{Const.} \dots \dots \dots (84)$$

Отношение синусов углов, составляемых лучем в первой и во второй срединах с оптической осью, есть величина одинаковая для всех лучей. Мы увидим ниже, что, благодаря выполнению условия (84), точка S не только анаберрационная, но и апланатическая. Таких точек на диаметре шара имеется три: две точки S с двух сторон от центра C , и, очевидно, сам центр C , для которого $\alpha = \beta$ и S_1 совпадает с S .

Обращаемся к абберации в оптическом стекле, радиусы поверхностей которого R_1 и R_2 , считая оба положительными, когда поверхность выпукла. Сложное вычисление показывает, что формулы (80), (81) и (82) остаются верными и для этого случая, но K имеет весьма сложный вид, которого не приводим. Рассмотрим только абберацию в главном фокусе, когда $f_2 = F$, данному в (51) стр. 245. В этом случае имеем

$$\left. \begin{aligned} Fy &= F(1 - Ky^2) \\ \lambda &= FKy^2 \\ \rho &= Ky^3 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (84,a)$$

$$K = \frac{n^2}{2} \left\{ \frac{1}{R_1^2} \left(1 - \frac{2(n^2 - 1)}{n^2} \right) - \frac{1}{R_1 R_2} \left(\frac{1}{n^2} + \frac{2}{n} - 2 \right) + \frac{1}{R_2^2} \right\} \dots (84,b)$$

Когда n растет, то λ уменьшается при данной форме чечевицы. Поэтому можно готовить чечевицы весьма большой кривизны из сильно преломляющего вещества, напр., из алмаза, причем, несмотря на малость фокусного расстояния, aberrация получается сравнительно незначительной.

Формула (84, b) показывает, что λ и ρ меняются, если R_1 и R_2 заменить друг другом; отсюда следует, что aberrация для данного стекла зависит от того, какую стороною оно обращено к источнику лучей. Так как коэффициент при $\frac{1}{R_1^2}$ меньше, чем коэффициент при $\frac{1}{R_2^2}$, то ясно, что при двух данных неодинаковых радиусах, мы получаем меньшую aberrацию, если примем $R_1^2 < R_2^2$, а не наоборот; отсюда следует, что aberrация будет меньше, если стекло обращено к источнику стороною, имеющею большую кривизну, независимо от того, будет ли она выпуклая или вогнутая.

Особенно резко это обнаруживается, если одна из сторон стекла плоская. Полагая $R_1 = \infty$ и $R_2 = R$, получаем

$$K_1 = \frac{n^2}{2R^2}.$$

При $R_1 = R$ и $R_2 = \infty$ имеем

$$K_2 = \frac{n^2}{2R^2} \left[1 - \frac{2(n^2 - 1)}{n^3} \right].$$

Отсюда

$$\frac{K_2}{K_1} = 1 - \frac{2(n^2 - 1)}{n^3}.$$

Для стекла (вещество) $n = 1,5$, и тогда

$$\frac{K_2}{K_1} = \frac{7}{27}.$$

Для стеклянной плосковыпуклой или плосковогнутой чечевицы aberrация почти в четыре раза меньше, когда стекло обращено к источнику неплоской стороною, чем когда оно обращено к нему стороною плоскою.

$K = 0$ при некотором n , которое меньше $1/4$; таких веществ не существует. Aberrация наименьшая, когда

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{4 + n - 2n^2}{2n^2 + n} \dots \dots \dots (84, c)$$

что для стеклянной чечевицы дает ($n = 1,5$)

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{1}{6}.$$

Для двояковыпуклой и двояковогнутой стеклянных чечевиц aberrация наименьшая, когда кривизна стороны, обращенной к источнику, в 6 раз больше кривизны другой стороны. В этом случае главное фокусное расстояние $F = \frac{12}{7} R_1 - \frac{2}{7} R_2$. Полагая, что F дано, имеем $R_1 = \frac{7}{12} F$,

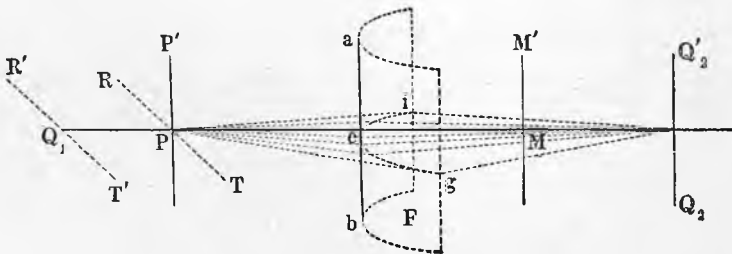
$$R_2 = \frac{7}{2} F \text{ и } K = \frac{15}{14} \cdot \frac{1}{F^2}; \text{ наконец}$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{15}{14} \frac{y^2}{F} \\ \varrho &= \frac{15}{14} \frac{y^3}{F^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (84,d)$$

Мы видели, что для одного стекла K не может быть сделано равным нулю. Зато для комбинации нескольких стекол, для которой (84, a) остается верным, можно сделать $K = 0$. Так для двух стекол K выражается сложною функциею от четырех радиусов и показателей преломления n_1 и n_2 двух стекол. Формулы, данной Herschel'ем для K , мы не приводим. Если n_1 и n_2 и три радиуса даны, то можно вычислить четвертый так, чтобы было $K = 0$.

§ 10. Преломление у цилиндрической поверхности; цилиндрическое стекло. Искривленные лучи. На стр. 212 мы познакомились с астигма-

Рис. 157.



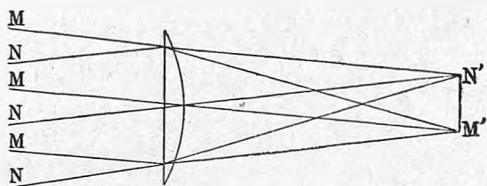
тизмом несферической волновой поверхности. Лучший пример астигматизма представляет преломление у цилиндрической поверхности (рис. 157). Пусть P светящаяся точка; M центр дуги icg поперечного разреза. Пучек лучей, лежащий в плоскости $Picg$, нормальной к оси MM' цилиндра, пересекается в Q_2 ; пучек лучей, расположенный в плоскости Pab дает фокус Q_1 . Прямая PP' , параллельная оси, дает изображение Q_2Q_2' , образованное лучами, лежащими в плоскостях, перпендикулярных к оси цилиндра. Прямая RT , перпендикулярная к оси, дает изображение $R'T'$, вызванное лучами, исходящими от соответствующих точек RT и лежащих в плоскостях, проходящих через ось MM' .

В некоторых оптических приборах пользуются цилиндрическими стеклами, и в особенности плоско-цилиндрическими. На рис. 158 представлено сечение такого стекла плоскостью, перпендикулярной к образующим цилиндрической поверхности, которые будем считать вертикальными. Весьма отдаленный предмет, от одного края которого идут лучи M , а от другого — лучи N , дает в горизонтальной плоскости рисунка изображение $M'N'$. Такое же изображение получится во всех горизонтальных плоскостях, и в результате образуется полоска, параллельная образующим цилиндра; ширина полоски равна $M'N'$. Если лучи M и N идут от солнца, то ширина полоски, вообще, будет невелика; она, напр., равна 0,85 мм.,

когда фокусное расстояние стекла равно 100 мм. Когда на цилиндрическое стекло падают лучи от звезды, то оно дает в фокусе весьма тонкую светлую линию.

Большой практический интерес представляет прохождение лучей через неоднородные тела, в которых показатель преломления n меняется непрерывно от точки к точке, вследствие того, что плотность, или химический состав вещества непрерывно меняются. Первый случай мы имеем, напр., в атмосфере; пример второго случая представляет жидкость, в которой происходит диффузия соли (т. I). В такой среде получается искривленный луч. Мы не рассматриваем уравнения кривой для случая, когда известен закон изменения величины n . Сюда относятся астрономическая и геодезическая рефракции, а также многочисленные случаи неправильной рефракции, которые при особых обстоятельствах наблюдаются на поверхности земли (см. гл. XII). Общую теорию прохождения лучей через неоднородные среды развивали многие ученые, а в последнее время особенно Mathiesen (целый ряд статей, последняя 1901), Dircks, Wierz, Wiener, Boltzmann, Thovert, Heimbrodt и др. Путем опыта воспроизводили кривые лучи Macé de Lépinay и Perot (1892), Halben (1903) и Wood (1910).

Рис. 158.



§ 11. Об изображениях, получаемых в оптических системах. Оптическими системами пользуются на практике для получения изображений одного или нескольких предметов. Для этой цели служит большинство так называемых оптических приборов, устройство которых мы рассмотрим ниже. Зрительная труба, микроскоп и фотографический объектив могут служить представителями таких оптических приборов; в то же время они существенно отличаются по характеру тех заданий, которые должны быть выполнены при их построении.

Стремление построить все более и более совершенные приборы привело, особенно в Германии, к замечательному развитию науки, занимающейся теорией и практикой построения оптических приборов. Эту науку можно было бы назвать оптикотехникою; она и по характеру, и по историческому ходу развития аналогична электротехнике. Чисто техническая сторона оптикотехники, конечно, не может быть затронута в этом общем учебнике физики. Но и теоретической стороне мы можем уделить лишь немного места: один вопрос мы вкратце рассмотрим здесь, некоторые другие вопросы — в статье об оптических приборах. Дальнейшие подробности можно найти в превосходном изложении в книге Mueller-Pouillet's Lehrbuch der Physik II, 1, десятое издание, Braunschweig 1909 г., а также в других сочинениях, указанных в обзоре литературы.

Этот параграф мы посвятим весьма краткому обзору некоторых результатов обширного ныне учения об условиях получения воз-

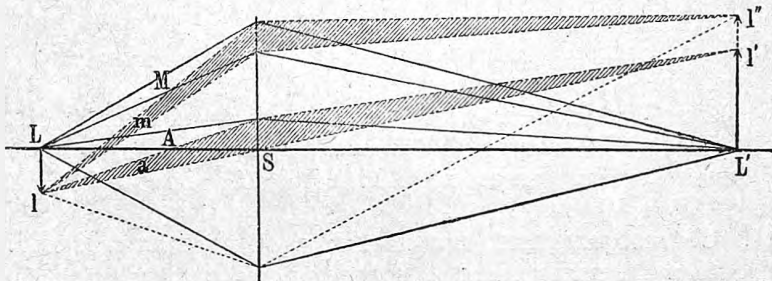
можно совершенного изображения предмета при помощи оптической системы.

В предыдущем мы рассмотрели (§§ 4—8) прохождение через оптическую систему весьма тонкого пучка лучей, составляющих весьма малые углы с оптической осью, т. е. лучей центральных; только в § 9 мы допустили существование лучей, составляющих большие углы с оптической осью; пучки таких лучей мы будем называть широкими. В § 9 мы познакомились с аберрацией и назвали анаберрационными такие точки, которые и при широких пучках дают после преломления пучки гомоцентрические, т. е. пересекающиеся в одной точке. Мы видели, что в шаре, кроме центра, существуют еще две анаберрационные точки.

Рассматривая вопрос об изображениях, даваемых оптическими системами, следует отличать разного рода случаи, или вернее, задания.

I. Точка на оптической оси; лучи центральные. Одна светящаяся точка S на оси дает, если ограничиться лучами центральными,

Рис. 159.



фокус в виде некоторой точки S_1 . Изображение в этом случае совершенное — если, конечно, пренебречь явлениями диффракции, которые, как мы видели в § 5 предыдущей главы, приводят даже и в этом случае изображение точки к маленькому кружку, а при очень узком пучке даже к более сложной диффракционной фигуре.

II. Точка на оптической оси; пучек лучей широкий. Лучи, вообще говоря, в некотором фокальном пространстве. В частном случае изображение точки S и при широком пучке может быть точкою S_1 . В этом случае S и S_1 суть точки анаберрационные. Условие анаберрационности не может быть выражено в простой форме.

III. Весьма малый элемент плоскости, перпендикулярный к оптической оси; широкие пучки лучей. Положим, что оптическая система, которую мы символически обозначим плоскостью S (рис. 159), имеем анаберрационную точку L ; широкий, исходящий от L пучек лучей сходится в одной точке L' . В этом случае мы не можем утверждать, что эта система дает совершенное, т. е. вполне отчетливое изображение элемента плоскости, перпендикулярной в L к оптической оси. Действительно: пусть Ll весьма малая прямая линия. Широкий пучек лучей, исходящий от l , после преломления, вообще, не будет пересекаться

в одной точке. Лучи центральные дадут изображение $L'l'$, лучи крайние — изображение $L'l''$. Весь широкий пучок дает бесконечное множество различно увеличенных и наложенных друг на друга изображений.

Helmholtz, Clausius и Abbe показали, какое условие должно быть выполнено, чтобы l' и l'' совпадали. Это условие заключается в следующем: пусть α_1 и α_2 углы, составляемые лучем с оптической осью в первой среде (α_1) и в последней среде (α_2). Можно доказать следующее положение:

Оптическая система дает при широких пучках лучей совершенное изображение элемента плоскости, перпендикулярного к оптической оси и окружающего анаберрационную точку, когда для всех лучей широкого пучка, исходящего от этой точки, удовлетворено условие.

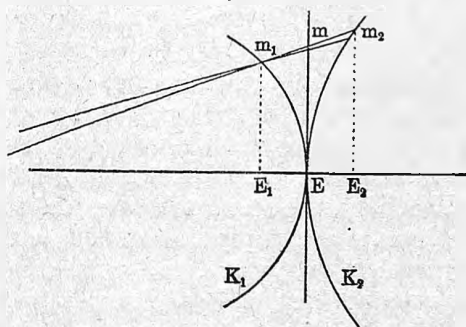
$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} G = \text{Const.} \dots \dots \dots (85)$$

где n_1 и n_2 показатели преломления первой и последней среды, G линейное увеличение (стр. 235). Новые доказательства этой формулы дали Hoskin и Bruns.

Анаберрационные точки, удовлетворяющие условию (85), называются апланатическими. Формула (84) показывает, что три анаберрационные точки шара суть в то же время почти апланатические.

IV. Весьма малый элемент оптической оси; широкие пучки лучей. Две соседние точки на оси не могут быть анаберрационными, если одна из них апланатическая, ибо, как показал Czapski, совершенное изображение элемента оси возможно только, если для всех лучей широкого пучка удовлетворено условие

Рис. 160.



$$\frac{\sin \frac{\alpha_1}{2}}{\sin \frac{\alpha_2}{2}} = \text{Const.} \dots (86)$$

противоречащее условию (85). Отсюда ясно, что ни в каком случае нельзя достичь совершенного изображения даже бесконечно малого элемента пространства, расположенного около оси.

V. Конечная часть плоскости, перпендикулярной к оптической оси; весьма тонкие пучки лучей. Когда мы имеем дело с конечной частью плоскости, перпендикулярной к оптической оси, то в изображении ее оптической системой наблюдаются, вообще говоря, три новые неправильности:

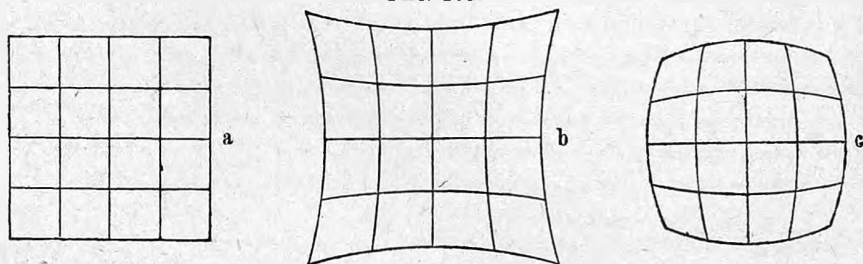
A) Пучки лучей, составляющие конечный угол с осью, обладают астигматизмом (стр. 241): лучи, расположенные в меридиональной плоскости, проходящей через оптическую ось, дают весьма короткую

фокальную линию в m_1 (рис. 150), перпендикулярную к этой плоскости; лучи экваториального сечения дают другую фокальную линию m_2 , расположенную в меридиональной плоскости. Геометрическое место обоего рода изображений представляется в виде поверхностей K_1 и K_2 , касающиеся в E , т. е. изображении осевой точки данной плоскости. Условие уничтожения астигматизма не выражается простою формулою. Путем вычисления следует подобрать оптическую систему так, чтобы поверхности K_1 и K_2 по возможности совпали.

В) Когда астигматизм уничтожен и каждая точка плоскости имеет своим изображением точку, то оказывается, что эти фокальные точки не расположены в одной плоскости Em , перпендикулярной к оси, но на некоторой поверхности. Это т. наз. изгиб фокальной поверхности (*Bildwölbung*). Относительно его уничтожения следует сказать то-же самое, что было сказано об уничтожении астигматизма. Чтобы изображение системы точек было расположено в одной плоскости, вообще говоря, необходимо, чтобы сама система была расположена на некоторой поверхности. Это обстоятельство играет роль при получении, напр., фотографии группы лиц.

С) Когда получено изображение конечной части плоскости, перпен-

Рис. 161.



дикулярной к оси, на другой, ей параллельной плоскости, т. е. когда уничтожены астигматизм и изгиб фокальной поверхности, обнаруживается, вообще, еще одно несовершенство изображения. Оно заключается в том, что изображение не оказывается геометрически подобным изображаемому предмету. Изображение прямой, не пересекающей ось, оказывается кривою линией. Это т. наз. искривление изображения. Пусть m одна из точек предмета; α_1 и α_2 углы, составляемые с оптической осью лучем, исходящим из точки m , в первой (α_1) и в последней (α_2) среде. Искривление изображения будет уничтожено, если для всех точек предмета отношение

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \text{Const.} \dots \dots \dots (87)$$

т. е. имеет одно и то-же численное значение. Если условие (87) удовлетворено, то сеть прямых линий, рис. 161, *a*, изобразится такою-же сетью. Если отношение тангенсов увеличивается по мере удаления точки

m от оптической оси, то изображение сети a принимает вид b ; если отношение убывает — то вид, показанный в c .

Если искривление изображения уничтожено, то это изображение называется ортоскопическим.

Мы рассмотрели те различные недостатки, которыми, вообще, может обладать изображение, даваемое оптической системой, и указали на способы их устранения. При этом мы еще не упомянули о тех недостатках, которые являются, как следствие сложности белых лучей, с которыми на практике почти исключительно приходится иметь дело. Об относящихся сюда явлениях хроматизма будет сказано ниже.

Нет возможности одновременно уничтожить все недостатки оптической системы. При расчете оптической системы следует исходить из рассмотрения той цели, для которой система назначена и тех условий, при которых ею придется пользоваться. Так, напр., при расчете оптической системы зрительных труб можно допустить, что здесь играют роль лишь весьма тонкие пучки лучей, близкие к оптической оси. В микроскопах мы имеем, наоборот, весьма широкие пучки лучей, но зато изображается лишь весьма малый элемент плоскости. В фотографических объективах пучки лучей не очень широкие, но зато желательнее получить изображение целого ряда параллельных друг другу плоскостей; это изображение может обладать меньшею резкостью, чем изображения, даваемые зрительной трубой и микроскопом. Вычисление оптической системы дело в высшей степени сложное; оно и составляет один из главных предметов теоретической оптики. Мы на этом вопросе не останавливаемся. Дальнейшие подробности можно найти в сочинениях авторов, упомянутых в обзоре литературы Сюда относятся особенно Seidel, Finsterwalder, Moser, Thiesen, Czapski, Heath и Lummer (Mueller-Pouillet II, 1, 1909 г.).

§ 12. Фокометрия. Существует целый ряд способов для определения главного фокусного расстояния F стекла или системы стекол. Эти способы мы теперь и рассмотрим.

I. Стекла собирательные. Пренебрегая толщиной стекла, мы считаем расстояние F от главного фокуса „до стекла“, равно как и величины f_1 и f_2 расстояний предмета и его изображения также до стекла. Точнее мы должны F , f_1 и f_2 считать от соответствующих главных точек H_1 и H_2 . Обозначив попрежнему расстояние H_1H_2 через σ , мы должны принять расстояние двух главных фокусов друг от друга равным $2F + \sigma$; точно также расстояние S_1S_2 источника S_1 от его изображения S_2 равно $S_1S_2 = f_1 + f_2 + \sigma$. С достаточным приближением мы можем принять $\sigma = \frac{n-1}{n} e$, где e толщина стекла, см. (66) стр. 251. Для стеклянной чечевицы полагаем $n = 1,5$ и след. $\sigma = \frac{1}{3} e$, см. (66, a) стр. 251.

1. Получение изображения солнца на экране. Расстояние экрана от стекла, при котором получается наиболее резко очерченное изображение солнца и есть F . Отдаленные светящиеся или ярко освещенные предметы могут заменять солнце.

2. Стекло помещают перед объективом зрительной трубы, окуляр которой предварительно установлен на бесконечность, т. е. так, чтобы отдаленные предметы отчетливо в нее были видны. Расстояние, на котором должен быть помещен предмет (напр., печатная страница) от испытуемого стекла, чтобы он ясно был виден через трубу и это стекло, и есть искомое F , ибо лучи должны выйти из стекла и попадать на объектив трубы пучком, параллельным оптической оси трубы и стекла. Ф. Брауэр (в Петербурге) построил прибор для определения F по способу, подобному только что описанному.

3. Измеряют расстояния от стекла f_1 ярко освещенного или светящегося предмета и f_2 его изображения на экране. Тогда $\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}$, откуда

$$F = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2}.$$

4. Способ Bessel'я. Предмет и экран устанавливают на расстоянии l друг от друга и определяют те два положения испытуемого стекла, при котором на экране получаются резкие изображения предмета; из них одно увеличенное, другое уменьшенное. Измеряют расстояние σ этих двух положений стекла друг от друга. Переходя от одного положения к другому, мы заменяем расстояния f_1 и f_2 друг другом; отсюда следует, что $f_1 - f_2 = \sigma$; кроме того $f_1 + f_2 = l$. Это дает $f_1 = \frac{1}{2}(l + \sigma)$, $f_2 = \frac{1}{2}(l - \sigma)$. Вставляя это в вышеприведенную формулу для F , находим

$$F = \frac{l^2 - \sigma^2}{4l}.$$

Величины l и σ могут быть измерены точнее, чем f_1 и f_2 .

5. Ищут такое расстояние предмета и экрана от стекла, при котором предмет и изображение были бы одинаковой величины. Тогда расстояние предмета от экрана равно $4F$ или точнее $4F + \sigma = 4F + \frac{4}{3}e$, где значение букв σ и e указано выше.

Метод автоколлимации. С одной стороны от линзы ставится освещенный плоский предмет, а с другой стороны плоское зеркало, перпендикулярно к оси линзы. Передвигают линзу так, чтобы изображение предмета лежало бы в плоскости самого предмета. Тогда расстояние предмета от линзы, очевидно, равно искомому F . Если придвинуть зеркало вплотную к линзе и если a расстояние предмета, b расстояние изображения от линзы, то очень легко вывести, что $F = 2ab : (a + b)$. При $a = b$ имеем опять $F = a$. Erfle (1909) показав, как формула меняется, когда зеркало не вполне плоское.

7. Расстояние F главного фокуса от ближайшей главной точки можно вычислить, если получить на экране сильно увеличенное изображение предмета (напр., делений шкалы), измерить величину g_1 предмета, g_2 изображения и расстояние L экрана от стекла, которое при большом g_2 , а след. и f_2 , можно принять равным этому f_2 , т. е. расстоянию экрана от

главной точки H_2 . Из уравнений

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{L} = \frac{1}{F},$$

$$\frac{g_2}{g_1} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{L}{f_1},$$

см. (55) стр. 247, получается, если исключить f_1 ,

$$F = \frac{g_1 L}{g_1 + g_2}.$$

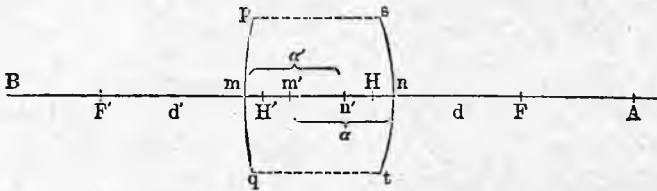
Переходим к рассмотрению более точных способов, дающих истинное главное фокусное расстояние оптической системы, т. е. расстояние F главного фокуса от соответствующей ему главной точки. Это способы Cornu и Abbe.

8. Способ Cornu. Этот способ основан на формуле (44) стр. 243.

$$\lambda_1 \lambda_2 = F^2 \dots \dots \dots (88)$$

в которой λ_1 и λ_2 расстояния двух сопряженных точек от главных фоку-

Рис. 162.



сов. Пусть pq и st (рис. 162) крайние поверхности данной оптической системы, F и F' главные фокусы, H и H' главные точки, $F = FH = F'H'$ искомое фокусное расстояние системы; m и n две черточки, проведенные тушью на поверхностях pq и st ; m' изображение точки m , если, конечно, смотреть со стороны A ; n' изображение точки n , если смотреть со стороны B ; $m'n = \alpha$, $mn' = \alpha'$; $nF = d$, $mF' = d'$. Для точки m имеем: $\lambda = mF' = d'$, $\lambda' = m'F = d + \alpha$. Формула (88) дает

$$d' (d + \alpha) = F^2 \dots \dots \dots (88, a)$$

Для точки n очевидно: $\lambda = nF = d$, $\lambda' = n'F' = d' + \alpha'$; отсюда

$$d (d' + \alpha') = F^2 \dots \dots \dots (88, b)$$

Если α , α' , d и d' определены, то последние две формулы дают два значения для F , которые должны быть близки друг к другу и из которых можно принять среднее значение. Они не совпадают вследствие неизбежных ошибок наблюдений.

В A устанавливается зрительная труба, которая может быть перемещена по направлению Ap ; величина перемещения может быть точно измерена. Сперва устанавливают трубу так, чтобы через систему $stpq$

была ясно видна весьма отдаленная точка. В этом случае мы, очевидно, рассматриваем через трубку A точку F . Затем передвигаем трубу до ясного видения черточки n ; перемещение равно d . Далее передвигаем трубу до ясного видения черточки m , т. е. изображения m' ; это перемещение трубы равно α . Перевернув оптическую систему около вертикальной оси на 180° , что, очевидно, равнозначно перенесению трубы на другую сторону в B , повторяют те-же три установки, которые дают расстояния d' и α' . Вместо того, чтобы устанавливать трубу на изображение F (или F') весьма отдаленного предмета, можно в B поместить коллиматор, с устройством которого мы познакомимся ниже, и устанавливать трубу на освещенные щель, диафрагму или нити этого коллиматора. Зная F , мы определим положение главных точек H и H' , так как $nH = F - d$, $mH' = F' - d'$.

9. Способ Аббе. Преимущество этого остроумного способа заключается, между прочим, в том, что он вовсе не требует установки изобра-

Рис. 163.

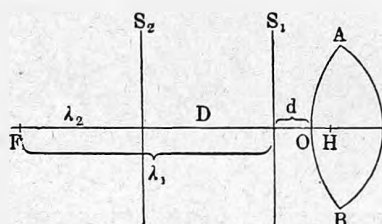
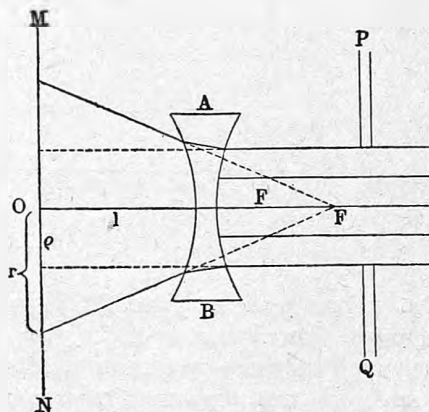


Рис. 164.



жения на заданной плоскости, что никогда не может быть сделано с большою точностью. Пусть H (рис. 163) главная точка стекла AB , фокусное расстояние $F = FH$ которого требуется определить. Помещают одну после другой две шкалы S_1 и S_2 на различных расстояниях от стекла, и определяют увеличения G_1 и G_2 , которые дает стекло AB при рассмотрении делений этих шкал. Если λ_1 и λ_2 расстояния шкал от фокуса F , то на основании формулы (55, a) стр. 247 имеем $G_1 = F : \lambda_1$ и $G_2 = F : \lambda_2$. Пусть D расстояние двух шкал друг от друга; тогда имеем

$$D = \lambda_1 - \lambda_2 = F \left(\frac{1}{G_1} - \frac{1}{G_2} \right),$$

откуда

$$F = \frac{D}{\frac{1}{G_1} - \frac{1}{G_2}}.$$

Расстояние D может быть измерено весьма точно. Для определения увеличений G_1 и G_2 , Аббе дал весьма остроумный способ, которого мы, однако, не рассматриваем. Когда F найдено, легко определить расстояние OH главной плоскости от вершины O стекла. Пусть d расстояние шкалы S_1 от вершины O ; тогда $d + OH = F - \lambda_1 = F - F : G_1$ и след.

$$OH = F \left(1 - \frac{1}{G_1} \right) - d.$$

Аббе построил особый фокометр, при помощи которого можно весьма точно определить F по вышеизложенному способу.

10. Способ Hartmann'a. Мы не можем останавливаться на этом весьма сложном способе. Подробное его изложение можно найти в книге Кислова „Теория оптических инструментов“, Москва, 1915, стр. 479 до 511.

II. Стекла рассеивающие.

1. На стекло AB (рис. 164) падает пучек параллельных лучей, радиус поперечного сечения (отверстия в экране PQ) которого равен ρ ; на экране MN , расстояние которого от AB равно l , получается круглое пятно, диаметр которого $2r$. Тогда, очевидно, $r : \rho = (l + F) : F$, откуда

$$F = \frac{\rho l}{r - \rho}.$$

Когда $r = 2\rho$, то $F = l$.

2. Определяют главное фокусное расстояние F_1 собирательного стекла, которое, будучи сложено вплотную с испытуемым стеклом, дает комбинацию собирающую с фокусным расстоянием F_2 . На основании (74) стр. 254 имеем

$$\frac{1}{F_1} - \frac{1}{F} = \frac{1}{F_2},$$

откуда

$$F = \frac{F_1 F_2}{F_2 - F_1}.$$

ЛИТЕРАТУРА.

- Fermat*. Lettre de 1639. *Varia opera mathematica*, p. 156, Tolosae, 1679.
Descartes. *Dioptrica*, 1637.
Euler. *Dioptrice*, Petersb. 1769—71.
Gauss. *Dioptrische Untersuchungen*. *Abhandl. Götting. Ges. d. Wiss.* 1, 1838—43; Werke 5 p. 243, 1867.
Rayleigh. *Phil. Mag.* (5) 8 p. 261, 403, 477, 1879; 9 p. 40, 1880.
Czapski. *Theorie der opt. Instrumente*, Breslau 1893; *Winkelmann, Handbuch d. Physik* 6, 1906 p. 1—247.
H. Kaiser. *Handbuch der Spektroskopie*, 1, 1900, стр. 253—292.
Helmholtz. *Vorlesungen*. Bd. V p. 280.
Sissingh. *Propriétés générales des images* и т. д. *Verhandl. d. Konink. Akad. v. Wet. te Amsterdam* (1) 7 No. 5, 1900.
Lummer в книге: *Müller-Pouillet, Lehrbuch der Physik*, II, 1, десятое издание, Braunschweig, 1909.

Listing. Uber einige merkwürdige Punkte и т. д. Pogg. Ann. 129 p. 466, 1866; Göttinger Studien 1, p. 52, 1845.

C. Neumann. Sitzber. Sachs. Akad. 1880 p. 42. Die Haupt- und Brenn-Punkte eines Linsen-Systemes. Leipzig, 1866.

Maxwell. General Laws of optical Instruments. Quarterly Journal of pure and applied mathematics, 2, 1858.

Gavarret. Des images par reflexion et par refraction. Paris, 1866.

Ferraris. (Перев. с итальянского Lippich'a). Fundamental-Eigenschaften der dioptrischen Instrumente, Leipzig, 1879.

Heath. A Treatise on Geometrical Optics. Cambridge 1887. Немецкий перевод Kanthack'a Berlin 1894.

Scheibner. Dioptrische Untersuchungen. Abhandl. kgl. sächs. Ges. der Wiss. 11 No. 6, Leipzig 1876.

Грузинцев. Преломление лучей в срединках, ограниченных какими-нибудь поверхностями. Сообщ. Харьк. Матем. Общ. 1889.

Bohn. Linsenzusammenstellungen. Leipzig, 1888.

Abbe. Gesamm. Werke I, II, Jena 1904, 1907.

Гершуи. Оплотехника. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1916, II p. 178.

Кислов. Теория оптических инструментов, Москва, 1915.

Southall. The principles and Methods of geometrical Optics. New York, 1910.

Cornu. J. de phys. (1) 6 p. 276, 308, 1877.

Г. Брауэр. Ж. Р. Ф.-Х. О. 7 стр. 55, 1875.

Способ *Abbe.* См. Czapski, Instr. 12 p. 185, 1892.

M. v. Rohr. Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten, Berlin, 1904.

Wood. Phil. Mag. (6) 20 p. 712, 1910.

Erfle. Verh. d. d. phys. Ges. 1909 p. 161.

Hartmann. Instr. 1900 p. 51; 1904 p. 1,33; Кислов (см. выше) стр. 479—511.

ГЛАВА ШЕСТАЯ.

Коэффициент преломления.

§ 1. Общие замечания об измерении коэффициента преломления. В этой главе мы рассмотрим способы определения коэффициента преломления n и некоторые из результатов, вытекающих из этих определений.

Коэффициент n однородного вещества зависит от рода вещества, от его физического состояния (напр., давления и температуры) и от рода луча, т. е. от длины волны λ . Когда луч может быть выбран произвольно, то останавливаются обыкновенно на определении n для одной или нескольких из фраунгоферовых линий солнечного спектра, или для одной или нескольких из линий спектра, даваемого светящимися парами Na , Li , Tl или H .

§ 2. Определение показателя преломления при помощи призмы. Если вещество, показатель преломления которого желают определить, твердое, то готовят из него призму. Иногда шлифуют две стороны призмы, напр., *ВАМ* и *ВСЕ*, рис. 165, *P*; иногда же шлифуют только части сторон, напр., два кружка, как показано на рис. 165, *R*. В последнем случае неотшлифованные части сторон иногда делаются выпуклыми.

Если испытуемое вещество жидкое, то готовят полую призму, причем стенки, составляющие преломляющий угол, могут состоять из плоскопараллельных стеклянных пластинок, притертых к бокам призмы и прижатых к ней металлическою оправою. Steinheil готовит призмы для жидкостей, устроенные следующим образом, см. рис. 166. Через сплошную стеклянную призму просверлен широкий цилиндрический канал, концы которого прикрыты двумя круглыми плоскопараллельными пластинками, столь тщательно пришлифованными к наружной поверхности призмы, что они держатся сами собою, одним сцеплением. Для наполнения внутренней полости испытуемого жидкостью служит второй вертикальный канал, который закрывается пробкою. Существует несколько способов определения коэффициента n при помощи призмы.

I. Способ наименьшего отклонения (способ Fraunhofer'a). Определяют величину A преломляющего угла призмы и угол ε_0 наименьшего отклонения. На основании формул (17) стр. 228 имеем $\varphi = \frac{1}{2}(A + \varepsilon_0)$, $\psi = \frac{1}{2}A$, где φ угол падения и выхода луча, ψ угол, со-

Рис. 165.

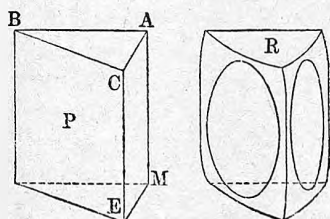
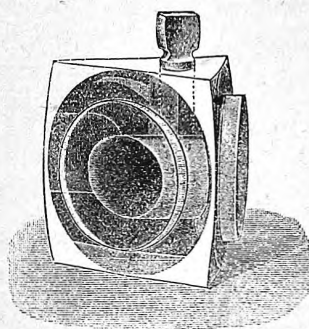


Рис. 166.



ставляемый лучем внутри призмы с нормальными к ее сторонам. Так как $n = \sin \varphi : \sin \psi$, то получается

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(A + \varepsilon_0)}{\sin \frac{1}{2}A} \dots \dots \dots (1)$$

Для измерения A и ε_0 служат гониометры (т. I) и спектрометры (см. ниже).

II. Случай очень малого преломляющего угла A призмы. Для таких призм отклонение ε , как мы видели на стр. 229, не зависит от угла падения лучей и равно $\varepsilon = (n - 1)A$, см. (21).

Отсюда

$$n = \frac{\varepsilon + A}{A}$$

III. Способ нормального выхода. Кроме угла A определяют то отклонение ε луча призмю, которое соответствует выходу луча из

призмы по направлению нормали ко второй ее поверхности. Труба должна быть снабжена окуляром Gauss'a (рис. 167), в котором нити освещаются при помощи бокового отверстия b и наклонно поставленной стеклянной пластинки. Призма и труба должны быть установлены так, чтобы, во-первых, изображение щели A коллиматора приходилось в середине поля зрения и в то же время зеркальное изображение нитей, получаемое от стороны AE (рис. 168) призмы, совпадало с нитями, видимыми непосредственно. В этом случае $\psi = A$ и $\varphi = \psi + \varepsilon = A + \varepsilon$, след.

$$n = \frac{\sin(A + \varepsilon)}{\sin A}$$

IV. Способ совпадения падающего и отраженного лучей (способ Littrow'a и Abbe или способ автоколлимации). Определив угол A , устанавливают ось трубы, снабженной окуляром Gauss'a (рис. 167), сперва нормально к стороне AD (рис. 169), а затем по такому направлению BH , чтобы лучи NB , идущие от точки пересечения нитей, отразившись в C от стороны AF , пошли назад по тому-же направлению CBH . Иначе говоря, трубу устанавливают на изображение нитей сперва от стороны AD , потом от стороны AF ; определяют угол $\varepsilon = gBH$ между двумя положениями трубы. Из рисунка видно, что $\varphi = \varepsilon$, $\psi = A$, и след.

$$n = \frac{\sin \varepsilon}{\sin A}.$$

V. Способ скользящего вхождения луча (способ F. Kohlgausch'a). На продолжении одной из сторон, напр., AB (рис. 170), призмы устанавливают широкий источник однородного света, напр., пламя натро-



Рис. 167.

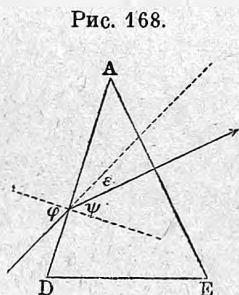


Рис. 168.

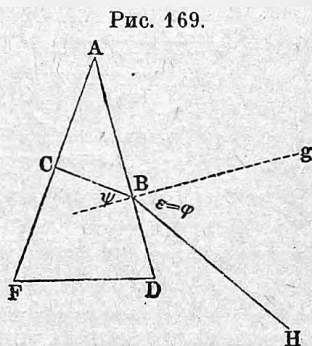


Рис. 169.

вой (спиртовой с $NaCl$) горелки. Тогда в трубе, ось которой расположена по направлению DE , и которая установлена на бесконечность, видно ярко освещенное поле, ограниченное резкою чертою, которую устанавливают на пересечении нитей, как изображено на рис. 171. Эта линия соответствует крайнему скользящему лучу BC . Обозначая угол выхода через $\alpha = NDE$, имеем $\sin \alpha = n \sin \beta$; далее $\beta + \beta_1 = A$, см. (12)

стр. 227; след., $\sin \alpha = n \sin (A - \beta_1) = n \sin A \cos \beta_1 - n \cos A \sin \beta_1$. Но β_1 есть предельный угол, для которого $\sin \beta_1 = \frac{1}{n}$, $\cos \beta_1 = \frac{1}{n} \sqrt{n^2 - 1}$. Вставляя, получаем $\sin \alpha = \sqrt{n^2 - 1} \sin A - \cos A$, откуда

$$\sqrt{n^2 - 1} = \frac{\cos A + \sin \alpha}{\sin A}.$$

Угол α может, при малом A или малом n , быть и отрицательным, а именно, когда луч DE находится в угле NDA .

Для определения угла α можно установить ось трубы сперва нормально к поверхности AF , пользуясь окуляром Gauss'а. Можно также

Рис. 170.

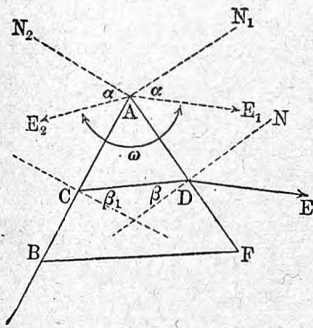
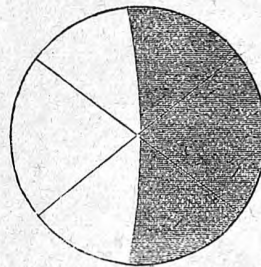


Рис. 171.



измерить угол ω между двумя положениями трубы, соответствующими скользющему вхождению лучей сперва в сторону BA , а затем в сторону AF . Угол ω , очевидно, равен углу E_1AE_2 , где AE_1 и AE_2 составляют равные углы α с нормальми AN_1 и AN_2 к сторонам призмы. Из рисунка видно, что $\omega = 360^\circ - 2\alpha - \angle N_1AN_2 = 360^\circ - 2\alpha - (180^\circ - A) = 180^\circ - 2\alpha + A$. Отсюда $\alpha = 90^\circ - \frac{1}{2}(\omega - A)$.

§ 3. Различные способы определения показателя преломления. Для определения показателя преломления пластинок можно пользоваться одним из следующих методов. I. Duc de Chaulnes (1767) дал следующий способ определения коэффициента преломления n пластинки, толщина которой δ . Ее кладут горизонтально под микроскоп и устанавливают последний так, чтобы ясно была видна верхняя ее сторона, а затем опускают трубку микроскопа на такую величину Δ , чтобы была ясно видна сторона пластинки. Из формулы (11) стр. 224 и рисунка 130 ясно, что $\delta = AS$, $\Delta = AS_1$, и след. $n = \frac{\delta}{\Delta}$.

II. Микроскоп устанавливают на отчетливое видение какого-либо объекта a (рис. 172). Затем помещают испытуемую пластинку $mnpq$ между объектом и объективом микроскопа, после чего необходимо поднять трубку микроскопа на некоторую величину Δ' , чтобы вновь отчетливо видеть объект, который теперь кажется находящимся в a' . На основании формулы (11, a) стр. 224 имеем

$$n = \frac{\delta}{\delta - \Delta'}.$$

III. На верхней стороне пластинки делают небольшое пятно, на которое и устанавливают микроскоп, трубку которого затем опускают на такую величину Δ_1 , чтобы отчетливо видеть зеркальное изображение пятна от нижней стороны пластинки. Ясно, что этот способ отличается от способа I только заменю δ удвоенным его значением, а потому

$$n = \frac{2\delta}{\Delta_1}.$$

Bertin и Bernard указали различные видоизменения этих способов. Рассмотрим еще некоторые специальные методы. Для очень маленьких тел, напр., минеральных зерен, можно подобрать жидкость одинаковой преломляемости, внутри которой данное тело как-бы делается невидимым. Vescke (1893) разработал этот метод.

Кн. Голицын дал два способа определения n для жидкости, находящейся в цилиндрической трубке. Во-первых, он проводит на внешней стороне трубки две черточки, параллельные оси трубки, и измеряет с другой стороны этой трубки их кажущееся расстояние y_1 . Пусть y истинное расстояние черточек, R_1 внешний, R_2 внутренний радиус трубки, n_1 , n_2 и n абсолютные показатели преломления воздуха, стекла и жидкости. Тогда

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_2} \left(1 - \frac{R_2}{R_1}\right) + \frac{1}{2n_1} \cdot \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{2n_1} \cdot \frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{y}{y_1} \dots \dots \dots (1,a)$$

Во-вторых, кн. Голицын помещает внутри трубки призмочку с малым преломляющим углом, причем одна ее сторона параллельна оси трубки.

Рис. 172.

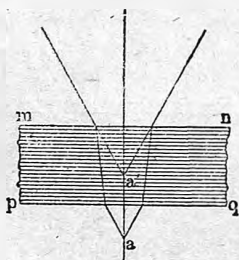
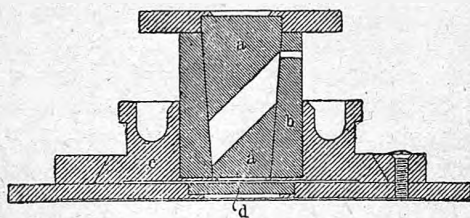


Рис. 173.



По величине отклонения луча, проходящего через призму перпендикулярно к оси трубки, можно вычислить искомый показатель преломления жидкости. Starke построил прибор для измерения при помощи микроскопа коэффициента n для жидкостей, имеющихся в небольшом количестве. В стеклянном сосуде b (рис. 173) находятся два стеклянных клина a , между которыми помещается тонкий слой испытуемой жидкости. Прибор помещается между объективом микроскопа, снабженного окулярными нитями, и микроскопическою шкалою. Если повернуть сосуд b на 180° , то шкала смещается на удвоенную величину того смещения, которое вызывается слоем жидкости. По величине этого смещения можно вычислить величину n .

Величина n может быть определена путем измерения коэффициента отражения r при нормальном падении лучей. В этом случае

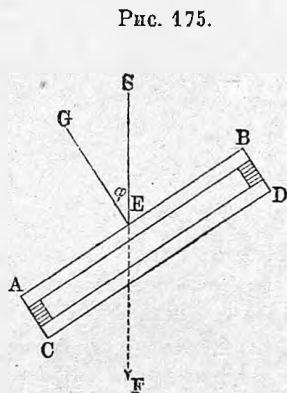
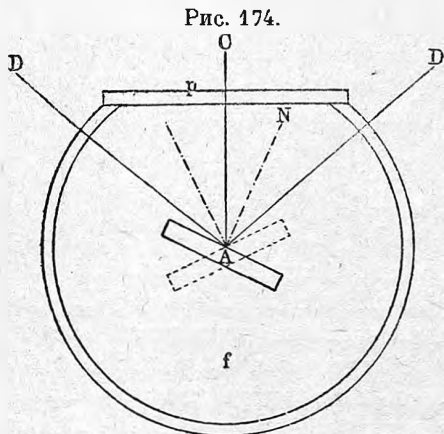
$$r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \dots \dots \dots (1,b)$$

Для определения величины n и, в особенности, ее изменения при различных обстоятельствах, существует ряд методов, основанных на явлениях интерференции. Приборы, которыми при этом пользуются, будут рассмотрены в гл. XIII.

§ 4. Способы определения показателя преломления, основанные на наблюдении полного внутреннего отражения. Все эти способы основаны на формуле

$$\sin \Phi = \frac{n_2}{n_1},$$

где Φ угол полного внутреннего отражения, или предельный угол (стр. 222), n_1 показатель преломления оптически более плотной среды, в которой



распространяется луч, а n_2 показатель преломления внешней, оптически менее плотной ($n_2 < n_1$) среды, для которой угол выхода луча равен 90° , когда угол падения в первой среде равен Φ .

I. Способ Kohlrausch'a. Принцип, на котором основан этот способ, будет понятен из схематического рис. 174. Цилиндрический стеклянный сосуд f (горизонтальный разрез) снаружи окружен просвечивающей бумагой и наполнен сильно преломляющею жидкостью (сернистый углерод, монобромнафталин), показатель преломления N которой известен. Внутри жидкости на оси цилиндра помещается вертикальная пластинка A из испытуемого вещества, а сбоку, против плоского окошечка p , зрительная труба, ось которой перпендикулярна к p . Пластинку поворачивают около вертикальной оси до двух положений, при которых в трубу попадают лучи DA , претерпевшие полное внутреннее отражение на поверхности пластинки, т. е. при которых граница светлой и темной частей поля

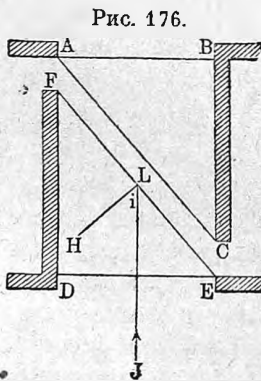
зрения проходит через середину последнего. Угол между двумя положениями пластинки равен 2Φ . Указанный способ, очевидно, может также служить для определения коэффициента преломления жидкостей, когда известен коэффициент для вещества пластинки.

II. Способ Е. Wiedemann'a или Terquem'a и Trappin'a для определения показателя преломления жидкостей. Этот способ отличается от предыдущего только тем, что в жидкость вставляется пластинка, состоящая из двух отделенных друг от друга тонких стеклянных пластинок AB и CD (рис. 175), между которыми находится слой воздуха. Пусть ω угол между двумя положениями вертикальной пластинки, находящейся в испытуемой жидкости, при которых исчезает свет, идущий от источника S по направлению SEF к наблюдателю. Очевидно, $\omega = 2\varphi$, где $\varphi = \angle GES$ угол падения на внешнюю поверхность AB того луча, который претерпевает полное внутреннее отражение от воздуха на внутренней поверхности пластинки AB . Пусть n и N показатели преломления жидкости и стекла. Луч SE , войдя в стекло, составляет с нормалью GE некоторый угол ψ , причем $\sin \varphi; \sin \psi = N:n$. Под этим же углом ψ преломленный луч встречает нормаль к внутренней стороне пластинки AB , где он претерпевает полное внутреннее отражение; отсюда следует, что ψ есть предельный угол при переходе луча из стекла в воздух, и потому $\sin \psi = 1:N$. Но предыдущее равенство дает $n = 1:\sin \varphi$, или

$$n = \frac{1}{\sin \frac{\omega}{2}}.$$

Показатель N может, таким образом, оставаться неизвестным.

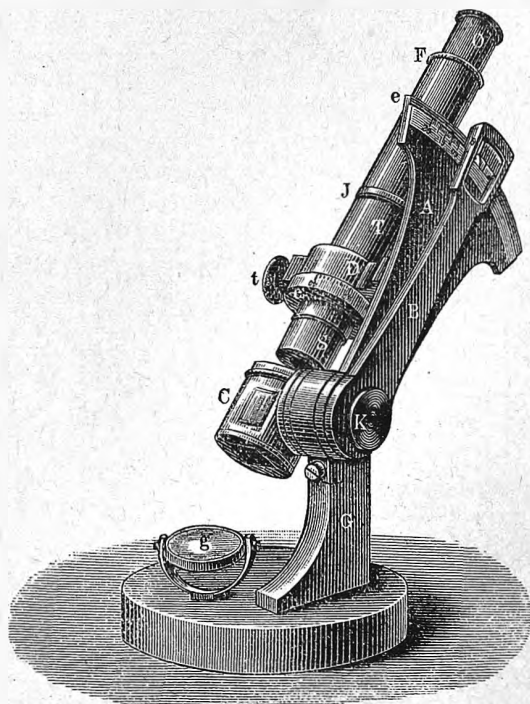
III. Рефрактометр Abbe (Totalrefractometer). На рис. 176



схематически изображена главная часть прибора. Она состоит из двух стеклянных призм ABC и DEF , расположенных внутри металлической оправы так, что между сторонами AC и FE остается узкое, плоскопараллельное пространство, которое и заполняется испытуемой жидкостью в количестве немногих капель. На продолжении нормального положения оси оправы помещается зрительная труба; сама оправа может вращаться около оси, перпендикулярной к плоскости рисунка. Пусть $\angle DEF = \alpha$. Луч JL однородного источника составляет с нормалью LH угол $i = \alpha$ при нормальном или нулевом положении оправы, когда луч JL , перпендикулярный к DE , проходит вдоль оси зрительной трубы. Поворачивая оправу около оси, мы заметим в трубе исчезновение света, вследствие полного внутреннего отражения луча на плоскости FE . Положим, что для этого приходится повернуть оправу по направлению часовой стрелки на некоторый угол φ ; это и будет угол падения луча J на сторону DE . Ему соответствует некоторый угол ψ преломления с дру-

гой стороны от плоскости DE ; если N показатель преломления призмы, то $\sin \psi = \frac{1}{N} \sin \varphi$. Угол падения i в этом случае, очевидно, равен $i = \psi + \alpha$; а так как i оказывается предельным углом, то $\sin i = \sin(\psi + \alpha) = \frac{n}{N}$, где n искомый показатель для испытуемой жидкости. Из равенств $n = N \sin(\psi + \alpha)$, $\sin \psi = \frac{1}{N} \sin \varphi$ получается искомое n , выраженное через известные α и N и наблюдаемое φ . Прибор может служить для измерения величины дисперсии, т. е. разности показателей преломления испытуемого

Рис. 177.



вещества для двух определенных лучей, напр. для двух фраунгоферовых линий.

Если тонкую пластинку твердого вещества поместить между AC и FE и промежуток между FE и поверхностью этой пластинки заполнить какою-либо сильно преломляющею жидкостью, то прибор может служить для определения коэффициента преломления взятого твердого вещества, причем коэффициента преломления промежуточной жидкости знать не надо.

Pulfrich описал (1898) различные видоизмененные и усовершенствованные формы прибора Abbe. Одна из наиболее простых изображена на рис. 177. Две призмы находятся в оправе C , которая вращается вместе с алидадою B ; g зеркальце, отражающее свет, падающий из окна, по

направлению к C . Зрительная труба, вращающаяся вместе с сектором A , снабжена окулярными нитями (в F) и компенсатором, назначение которого следующее. Угол полного внутреннего отражения зависит от длины волны, а потому при употреблении белого света получается окрашенная кайма на границе светлой и темной части поля зрения. Ширина этой каймы зависит от величины дисперсии испытуемого вещества. Компенсатор состоит из двух систем призм à vision directe (см. ниже), которые можно вращать в противоположные стороны при помощи винтовой головки t . При некотором положении компенсатора достигается уничтожение окрашенной каймы. Сделав отсчет на шкале s , можно при помощи особой таблички, приложенной к прибору, определить разность коэффициентов преломлений для двух фраунгоферовых линий, напр., C и F .

Рис. 178.

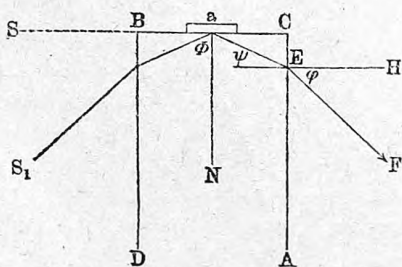
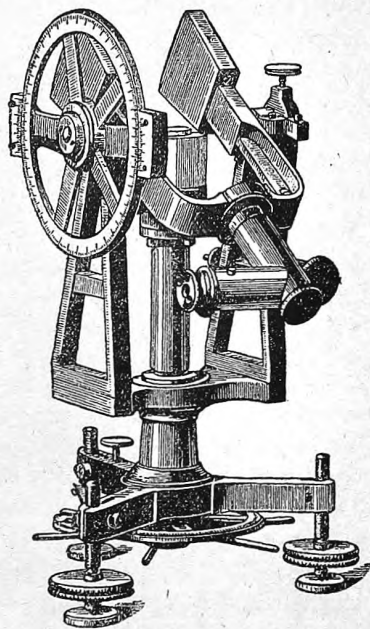


Рис. 179.



Когда граница светлой части установлена на пересечении нитей, то на шкале сектора A непосредственно отсчитывают величину n для желтого луча.

IV. Рефрактометры Pulfrich'a. Pulfrich построил несколько рефрактометров. Один из них он назвал „Totalrefractometer“. Главнейшая часть этого прибора состоит из вертикального стеклянного цилиндра $ACBD$ (рис. 178), обладающего по возможности большим коэффициентом преломления N (около 1,74). На плоскую поверхность BC помещается испытуемое вещество a , напр., несколько капель жидкости. Источник однородного света помещается либо на высоте плоскости BC в S или (особенно когда исследуется жидкость) ниже в S_1 , и измеряется

угол φ между горизонтальной плоскостью EH и лучем EF , который с нормалью N составлял предельный угол Φ . Очевидно, $\sin \Phi = n: N$, откуда

$$n = N \sin \Phi = N \cos \varphi = N \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = N \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varphi}{N^2}}, \text{ т. е. } n = \sqrt{N^2 - \sin^2 \varphi}.$$

На рис. 179 изображен внешний вид прибора, понятный из предыдущего схематического описания. Здесь видны стеклянный цилиндр и на нем испытываемая пластинка. Предельный угол наблюдается при помощи трубы, изогнутой для удобства под прямым углом и снабженной противовесом. Вертикальный круг с делениями служит для измерения угла φ . Для определения показателя n жидкостей помещают над сплошным цилиндром полый стеклянный цилиндр, в который и наливается испытываемая жидкость, хотя бы в количестве немногих капель. Горизонтальные лучи света вступают в прибор через боковую стенку цилиндрика. Дальнейшее усовершенствование этого прибора привело к тому типу прибора, который ныне получил широкое распространение.

V. Другие рефрактометры. Из других приборов упомянем: рефрактометр Пильчикова, рефрактометр системы Еукман'а, описанный Leiss'ом (1899), и рефрактометр Hallwachs'а, служащий, главным образом, для измерения разности двух весьма близких друг другу коэффициентов преломления, напр., растворителя и весьма слабого раствора.

§ 5. Коэффициент преломления газовъ. Первые определения величины n для газов произвели Biot и Arago (1806) и Dulong (1826), которые пользовались призмой, наполненной испытываемым газом. Призмой пользовались также Kayser и Runge (1893); почти все остальные исследователи применяли интерференционные способы наблюдения, упомянутые в конце § 3. Сюда относятся многочисленные исследования, которые производили до 1900 г. Le Roux, Jamin, Mascart, Ketteler, Chappuis и Revière, von Lang, L. Lorenz, Prytz, Ramsay и Travers, Perreau, Benoit, Scheel и др. Rayleigh (1896) построил удобный интерференционный прибор, которым и пользовались Ramsay и Travers (1898—1900), определившие n для благородных газов; они нашли следующие значения для n :

воздух	H_2	O_2	N_2	Ne	Ar	He	Kr	Xe
1	0,473	0,924	1,016	0,2345	0,9655	0,1238	1,449	2,364.

Позже Rayleigh (1909) видоизменил свой метод так, чтобы можно было определить n для газа, имеющегося всего в объеме 4-х куб. см. Поразительно мал n для гелия. Если величину $n - 1$ принять за меру рефракции ρ и для воздуха принять $\rho = 1$, то для водорода ρ около 0,5; для гелия $\rho = 0,125$. Этот результат подтвердили затем Herrmann (1908), Scheel и Schmidt (1908), Cuthbertson и Metcalfe (1908—1910), Burton (1909) и др. Для желтого луча (D) Rayleigh нашел для гелия $n = 1,0000427$, Ramsay и Travers $n = 1,0000362$; Herrmann (для луча $\lambda = 0,579 \mu$) $n = 1,00003438$; Burton (линия D) $n = 1,00003500$, а для

аргона $n = 1,0002837$. Cuthbertson и Metcalfe нашли для неона (зеленая ртутная линия, $\lambda = 0,5461 \mu$) $n = 1,00006716$. Поразительно мало $n - 1$ не только для гелия, но и для неона.

Преломление инфракрасных лучей в газах исследовал Koch (1905) для H_2 , CO_2 и O_2 ; для луча $\lambda = 8,68 \mu$ он нашел для водорода $n = 1,0001373$, для углекислого газа $n = 1,0004578$ и для кислорода $n = 1,0002661$.

Если сравнить величины $n - 1$ для таких газов, как NH_3 , HCl , HBr , HJ , H_2S , SO_2 , N_2O , NO , H_2O , с величинами $n - 1$ для составных частей молекул (H , N , Cl , Br , J , S) взятых в газообразном состоянии, то оказывается что $n - 1$ для соединения отнюдь не равняется сумме тех же величин для составных частей. Это особенно подтвердили опыты С. и М. Cuthbertson (1913) над NO_2 и N_2O_4 ; вычисление дает для NO_2 число 0,000420, которое на 21% меньше наблюдаемого 0,000509.

Cuthbertson и Metcalfe определяли также n для паров S , P , As , Se , Te и металлов K , Zn , Cd и Hg .

Jones и Partington (1915) вычисляли величину $n - 1$, которая должна была бы получиться для различных газов (элементов и соединений, вроде CO_2 , SO_2 , H_2S , N_2O , NH_3 , $C_2N_2CH_4$, C_2H_6 , C_2H_4 , C_2H_2 , HCl), если бы они обладали свойствами газов идеальных. Они исходили из уравнения Van der Waals'a (т. I и III), видоизмененного D. Berthelot. Аддитивность величины $n - 1$ и для „идеальных“ показателей преломления далеко не подтверждается.

Смеси газов исследовали Ramsay и Travers (1898), которые нашли, что n для смесей не равно тому значению, которое вычисляется по процентному содержанию составных частей на основании правила смешения; отклонения, вообще, не велики, но, напр., для смеси H_2 и He они оказались весьма значительными. Далее смеси исследовали Cunaeus (1900), Gerrits (1904) и Valentiner и Zimmer (1913). Последние нашли для смеси гелий — неон — водород полное согласие между наблюдаемыми величинами, вычисленными по правилу смешения; для смесей $CO_2 + H_2$ наблюдаемое число оказалось немногим меньше вычисленного. Зависимость величины n от давления и температуры мы рассмотрим в следующем параграфе.

§ 6. Зависимость показателя преломления от состояния данного вещества. Рассмотрев способы определения величины n , обращаемся к результатам этих измерений. Показатель преломления (абсолютный) зависит от рода изотропного вещества, от его физического состояния (давления и температуры), и кроме того от рода луча, т. е. от длины волны λ луча в свободном эфире. Последняя зависимость вызывает обширную область явлений дисперсии или светорассеяния, к которым мы обратимся в следующей главе. Здесь мы рассмотрим только зависимость величины n для данного луча от свойств преломляющего вещества.

Тела с большею плотностью d обладают, вообще говоря, и большим показателем преломления n . Но нетрудно подобрать и резкие исключе-

ния, как видно из следующих чисел:

	d	n		d	n
Хинолин	1,0947	1,6094	Иодистый бензол	1,8300	1,6124
Иодистый пропиол	1,7427	1,5008	Иодистый метил	2,2582	1,5243

Существуют три главные формулы, которые были предложены в различное время, как связывающие показатель n с переменной плотностью d данного вещества. Эти три формулы следующие:

$$p_1 = \frac{n-1}{d} = \text{Const.} \quad \dots \quad (2)$$

$$p_2 = \frac{n^2-1}{d} = \text{Const.} \quad \dots \quad (3)$$

$$p_3 = \frac{n^2-1}{n^2+2} \cdot \frac{1}{d} = \text{Const.} \quad \dots \quad (4)$$

Кроме указанных, были предложены еще различные другие формулы, напр., $(\sqrt{n}-1):d = \text{Const.}$, $(n-1)nd = \text{Const.}$, $(n^2-1):(n^2+a)d = \text{Const.}$, где a число, отличное от 2-х, и др.

Формула вторая ($p_2 = \text{Const.}$) была предложена еще Ньютоном; более строгий вывод ее из теории истечения был дан Laplace'ом. Соотношение первое ($p_1 = \text{Const.}$) вывели из своих опытов впервые Gladstone и Dale; наконец, третья формула ($p_3 = \text{Const.}$) была выведена почти одновременно Л. Lorenz'ом (в Копенгагене) и Н. А. Lorentz'ом (в Лейдене), хотя и совершенно различными путями, а именно: вторым из электромагнитной теории света, первым — на основании довольно своеобразного представления о распространении лучистой энергии внутри материи.

Заметим, что для газов все три закона как-бы сливаются. Ввиду малости величины $n-1$ можно положить $n^2-1 = (n-1)(n+1) = 2(n-1)$, так что $p_2 = 2p_1$; легко показать, что $p_2 = \frac{2}{3}p_3$. При весьма точных измерениях это перестает быть верным. Влияние давления на величину n для различных газов исследовали Mascart, Chappuis и Rivière, Perreau, Benoit, Carnazzi, Gale (1902), Magri (1904) и W. Kaiser (1904). Весьма точные измерения Magri, который доходил до 193 атм., показали, что для воздуха только $p_3 = \text{Const.}$, между тем как p_1 , и в еще большей степени p_2 меняются при изменении давления. Kaiser исследовал воздух, CO_2 и H_2 при различных давлениях H . Оказалось, что величина $(n-1):H$ только для водорода постоянная, а для других меняется вместе с давлением.

Mascart, Chappuis и Rivière, Carnazzi и. в последнее время, Gale (1902) исследовали влияние упругости воздуха на величину n . Gale находит, что до 20 атм. величины p действительно остаются постоянными.

Von Lang определил зависимость величины n от температуры для воздуха; он нашел

$$n_1 = n_0 - 0,06905 t + 0,00235 t^2.$$

Walker (1903) определил температурные коэффициенты β величины n ; он нашел:

воздух	H_2	CO_2	NH_3	SO_2
$\beta = 0,00360$	0,00350	0,00380	0,00390	0,00416

Scheel (1907) измерял n для N_2 и для воздуха при -190° ; в тех же пределах измерял Ayres (1913) H_2 , O_2 , N_2 и CO_2 . Scheel нашел, что в этих пределах $p_1 = \text{Const.}$ До сих пор нельзя, однако, считать решенным вопрос, меняется ли n для газов с температурой только вследствие изменения плотности, или существует еще независимое от этого влияние температуры. U. Smith (1912) пришел теоретически к выводу, что при критической температуре для всех газов должно получиться $n = 1,126$. Von Aubel (1913) нашел, однако, для анилина 1,164, для сероуглерода 1,189 и для воды 1,102; только для этилового эфира получилось число 1,1214.

Если сравнивать величины n для одного и того же вещества в жидком и в парообразном состояниях, то оказывается, что формула $p_2 = \text{Const.}$ несравненно лучше удовлетворяет наблюдениям, чем остальные две, как показали Lorentz и Prytz для 17-ти веществ. Вот несколько примеров:

	$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{d}$		$\frac{n - 1}{d}$	
	Жидкость.	Пар.	Жидкость.	Пар.
Вода	0,2061	0,2068	0,3246	0,3102
CS_2	0,2805	0,2898	0,4645	0,4347
Этиловый спирт	0,2804	0,2825	0,4438	0,4238
Этиловый эфир	0,3026	0,3068	0,4800	0,4602

Havelock (1910) находит, что разность величин $d : (n - 1)$ для двух состояний вещества не зависит от длины волны.

Весьма замечательный факт открыли Liveing и Dewar. Для жидкого кислорода $n = 1,222$ (для зеленого луча); это дает $p_3 = 0,1242$, между тем как газообразный кислород дает $p_3 = 0,1263$.

Однако, если изменяется плотность d данной жидкости, вследствие изменения температуры или давления, то оказывается, что формула Gladstone'a и Dale'я ($p_1 = \text{Const.}$) наиболее согласуется с результатами наблюдений. Плотность d воды имеет максимум при 4° ; здесь ни одна из трех формул не оказывается справедливою, ибо n при 4° максимума не имеет, но с понижением температуры продолжает увеличиваться, как показали Jamin (1856), Ruehlmann, Walter, Gladstone и Dale и, наконец, Conroy (1896); зато производная $\frac{dn}{dt}$ для воды при 4° , повидимому, внезапно меняется. Pulfrich нашел, что n для переохлажденной воды имеет максимум при $-1,5^\circ$. Flatow (1903) измерил величину n для воды, для большого ряда видимых и ультрафиолетовых лучей (до $\lambda = 0,214 \mu$), при температурах между 0° и 80° , а также для сероуглерода между -10° и $+40^\circ$. Оказалось, что ни одна из формул $p_1 = \text{Const.}$ и

$p_3 = \text{Const.}$ не оказывается подтвержденною его измерениями. То же самое нашел Falk (1909) для ряда органических жидкостей.

F. Pockels (1902) исследовал различные стекла (Schott'a в Иене) и нашел, что при изменении d вследствие всестороннего сжатия, ни одна из трех формул не соответствует действительной зависимости n от d .

Вопрос о том, можно ли величину p_1 , которую иногда называют светопреломляющею способностью, считать постоянною, следует признать до сих пор не решенным окончательно. Так как n во всяком случае зависит от рода луча, т. е. от длины волны λ , то возник вопрос о том, не будет ли p_1 постоянным только для $\lambda = \infty$. Мы увидим в следующей главе, что к некоторым веществам приложима формула Cauchy, выражающая зависимость величины n от длины волны λ .

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}.$$

Определяя n каждый раз для нескольких лучей, длины волн λ которых известны, можно найти величину A , т. е. предельное значение показателя преломления при бесконечно возрастающей длине волны. Вставляя это A вместо n в одну из трех формул (2), (3) или (4) надеялись получить лучшее их подтверждение опытами. Однако, опыты Wuellner'a показали, что и величина $\frac{A-1}{d}$ меняется с изменением температуры. Ruehlmann также нашел, что отношение $(A-1):d$ для воды уменьшается с возрастающей температурой. Попытки выразить зависимость показателя n от состояния вещества иными формулами также не привели к удовлетворительному результату. Сюда относится формула Johst'a, заменившего n в формуле (2) $p_1 = \text{Const.}$ величиною \sqrt{n} , и первая формула Ketteler'a, который в формуле (4) $p_3 = \text{Const.}$ заменил число 2 в знаменателе числом x , определяемым эмпирически для каждого вещества. Впоследствии Ketteler теоретически вывел гораздо более сложную формулу

$$(n^2 - 1)(v - \beta) = C(1 - \alpha e^{-kt}),$$

в которой $v = 1:d$ удельный об'ем вещества, t температура, β , C , α и k постоянны, причем β та часть об'ема v , которая фактически заполнена веществом. Ketteler показал, что его формула вполне удовлетворительно выражает результаты наблюдений для H_2O , алкоголя и CS_2 .

Зависимость n от температуры t для различных веществ была многими наблюдателями выражена различными эмпирическими формулами. Так Jamin нашел для воды

$$nt = n_0 - 0,0412573 t - 0,051929 t^2.$$

Для тел твердых оказывается, что влияние изменения температуры на их коэффициент преломления, вообще, меньше влияния той же величины на их плотность. Поэтому о постоянстве величины $p_1 = (n-1):d$ не может быть и речи. Опыты Fizeau показали, что для многих твердых

тел n увеличивается с повышением температуры t ; сюда относятся многие сорта стекол, алмаз, топаз, известковый шпат и т. д. Для кронгласа n весьма мало зависит от t , а для некоторых тел, напр., для плавикового шпата и многих других кристаллических веществ, n уменьшается при возрастании t . Osborn (1913) также исследовал n для воды между 0° и 40° .

Pulfrich исследовал разные стекла и первый объяснил кажущиеся аномалии, показав, что с увеличением t коэффициент n меняется по двум причинам: во-первых, d уменьшается и вместе с этим уменьшается n ; во-вторых, увеличивается поглощение лучей в фиолетовой и ультрафиолетовой частях спектра, а это влечет за собою, как мы увидим, увеличение n в остальной видимой части спектра. Смотря по тому, которая из двух причин преобладает, наблюдается то или другое изменение величины n . Vogel, Dufet, Reed, Micheli и др. также изучали зависимость n от t для твердых тел.

Liebreich (1911) исследовал влияние температуры на n в области инфракрасных лучей (до 9μ) для плавикового шпата, каменной соли и сильвина. При определенных λ наблюдается минимум температурного коэффициента.

Damien сравнивал n для тел в состояниях твердом и жидком (переохлажденном) при одной и той же температуре, причем нашел, между прочим, любопытный результат, что величина $\frac{A-1}{d}$ имеет одинаковое численное значение для твердого и для жидкого фосфора.

Rudorf (1910) составил обзор работ по вопросам, рассмотренным в этом параграфе.

§ 7. Светопреломляющая способность смесей и растворов. Зависимость коэффициента преломления N смесей от коэффициентов n_i составных частей и от их составных количеств, выражали одною из формул

$$P \frac{N-1}{D} = \sum P_i \frac{n_i-1}{d_i} \dots \dots \dots (5)$$

$$P \frac{N^2-1}{D} = \sum P_i \frac{n_i^2-1}{d_i} \dots \dots \dots (6)$$

$$P \frac{N^2-1}{N^2+2} \cdot \frac{1}{D} = \sum P_i \frac{n_i^2-1}{n_i^2+2} \cdot \frac{1}{d_i} \dots \dots \dots (7)$$

предполагая, что светопреломляющая способность смесей есть свойство аддитивное (т. I), причем за меру этой способности принималась одна из трех величин (2), (3) или (4) стр. 283. P_i есть весовое количество той части смеси, к которой относятся величины n_i и d_i ; P вес смеси ($P = \sum P_i$) и D ее плотность. Первый занимался этим вопросом Ноек, который, как и Schrauf, пользовался формулою (6). Повже Landolt показал приложимость формулы (5) к различным смесям спиртов, а также кислот. Wuellner исследовал смеси воды и глицерина, а также спирта и сернистого углерода; он нашел, что формула (5) дает для N числа, отличающиеся от непосредственно наблюдаемых на величины, значительно превышающие

неизбежные ошибки наблюдений. Тот же результат дали исследования Schuett'a над смесями бромистого этилена и пропилового спирта, причем оказалось, что формула (7) гораздо лучше согласуется с наблюдениями, чем формула (5).

Andrews (1908) нашел для смесей воды и алкоголя при 25° максимум $n = 1,363315$, когда смесь содержит 20,7% воды, что соответствует формуле $3 C_2H_6O + 2 H_2O$.

Весьма любопытная поправка к формуле (5) была введена Pulfrich'ом, обратившим внимание на роль сжатия, сопровождающего смешение жидкостей. Пусть v_1 и v_2 объемы смешиваемых жидкостей, V объем смеси, тогда

$$c = \frac{v_1 + v_2 - V}{v_1 + v_2}$$

можно назвать коэффициентом сжатия. Вычисляя величину Rv по формуле

$$Rv = \frac{(n_1 - 1)v_1 + (n_2 - 1)v_2}{v_1 + v_2},$$

Pulfrich находит, что она отличается от наблюдаемой величины $R = N - 1$. Получается некоторая величина

$$k = \frac{R - Rv}{R},$$

как бы аналогичная коэффициенту c . Pulfrich нашел, что k пропорционально c ; полагая $k = ac$, получаем формулу

$$(N - 1) V \frac{1 - ac}{1 - c} = (n_1 - 1)v_1 + (n_2 - 1)v_2,$$

или, если ввести веса,

$$P \frac{N - 1}{D} \cdot \frac{1 - ac}{1 - c} = P_1 \frac{n_1 - 1}{d_1} + P_2 \frac{n_2 - 1}{d_2} \dots \dots \dots (8)$$

Эта формула более согласуется с наблюдениями, чем (5). Для случая с отрицательного (спирта и CS_2) получается и k отрицательное. Формулу Pulfrich'a проверяли Buchkremer (1890), Schütt (1892), Цитович (1904) и, в особенности, Hess (1908), который пользуется формулою, придав ей следующий вид. Пусть R обозначает одну из трех величин, $n - 1$, $(n^2 - 1) : (n^2 + 2)$ или $n^2 - 1$, полученных из опыта, а R_0 то их значение, которое вычисляется по правилу смешения. Далее, D наблюдаемая, D_0 вычисленная по тому же правилу плотность смеси. Schütt пишет

$$\frac{R - R_0}{R} = q \frac{D - D_0}{D} \dots \dots \dots (8,a)$$

Здесь q коэффициент пропорциональности, частные значения которого, соответствующие трем различным R , Schütt обозначает через α , β и γ . Он исследовал смеси: алкоголь — CS_2 , бензол — уксусная кислота, вода — уксусная кислота, вода — алкоголь, терпентиновое масло — бензол, вода — насыщенный водный раствор нашатыря, вода — раствор $CaCl_2$.

Оказалось, что все три величины α , β и γ обладают одинаковыми свойствами, хотя они численно, понятно, совершенно различны, а именно: величина q (т. е. α , β или γ) величина постоянная для данного рода смеси, т. е. не зависит от ее процентного состава; она весьма мало зависит от температуры и мало зависит от длины волны λ лучей; формула дает возможность вычислить n для смесей одной жидкости, взятой при различных температурах. Дальнейшие исследования были произведены весьма многими учеными; литературу вопроса можно найти в обзорах Rudorff'a (1910) и Chéneveau (1907). Ограничиваемся немногими указаниями.

Дорошевский и Дворжанчик (1908) исследовали смеси воды и различных спиртов; оказалось, что формула (8, а) вполне точна, если положить $R = n - 1$ ($q = \alpha$); позже (1909) они нашли, что β и γ также постоянны. К другому результату приходит Hubbard (1910), который находит, во многих случаях, несогласие с формулой (8, а). К такому же отрицательному результату пришел и Schwerts (1910). Обширнейшие исследования растворов произвел Chéneveau (1904—1914). Он вводит величину $k = \Delta : c$, где Δ одна из двух величин $n - 1$ или $(n^2 - 1) : (n^2 + 2)$, а c концентрация в граммах на литр; величину k он называет оптической постоянной растворенного вещества и исследует ее зависимость от температуры, от состава раствора и от растворителя. Chéneveau развил и теорию вопроса о преломлении лучей в растворах. Он исследовал также n для воды (1913), рассматривая ее как раствор льда в чистой H_2O (т. I, учение о жидкостях, гл. I, § 2) и нашел согласие результатов опытов с теорией. В 1913 г. вышла его книга „Les propriétés optiques des solutions“.

Для смесей газов величина n также не может быть получена по правилу смешения, как показали наблюдения Rentschler'a (1908) для воздуха и Ramsay и Travers'a (1887) для воздуха и для смесей $He + H_2$ и $O_2 + CO_2$. Новые измерения Cuthbertson'a (1909) дали, однако, для воздуха вычисленное $n = 1,00029378$, а наблюденное $n = 1,0002936$.

Неводные растворы исследовали Walden (1907) и др.

Для растворов солей в воде n можно выразить эмпирическую формулою вида

$$n = n_0 + ap + bp^2 + cp^3,$$

где n_0 коэффициент преломления чистой воды, p весовое количество соли в 100 частях воды.

Walter (1889) предложил более простую формулу $n = n_0 + aP$, где P вес соли в 100 частях раствора. Wallot (1903) и Chéneveau (1904) нашли, что формула Walter'a не справедлива. Chéneveau и v. Aubel в целом ряде работ исследовали теоретически лучепреломления в растворах. Chéneveau нашел, что величина $n - n_e$ пропорциональна концентрации, причем n_e показатель преломления растворителя в растворе, вычисленный по формуле (5) и (7).

§ 8. Молекулярная и атомная преломляемости. Произведение одной из трех величин p (стр. 283) на молекулярный вес соединения называется молекулярною преломляемостью. Исследования Landolt'a, Jahn'a,

Schrauf'a, Bruehl'я, Канонникова, Gladstone'a, Роре и др. показали, что, приписывая каждому из простых тел некоторую определенную атомную преломляемость, можно высказать более или менее общее правило: молекулярная преломляемость химического соединения равна сумме атомных преломляемостей его составных частей, причем, однако, во-первых, атомная преломляемость зависит для некоторых веществ от числа связей атома в частице, и, во-вторых, самое правило далеко не во всех случаях оказывается справедливым.

Из этого правила вытекает, что для изомеров величина p должна иметь одно и то же численное значение. Это приблизительно и оправдывается для многих изомеров. Так, напр., Landolt нашел, относя преломление к члену A формулы Cauchy (стр. 285), такие числа

	$\frac{A-1}{d}$	
$C_3H_6O_2$	{	Пропионовая кислота 0,3785
		Уксусный метил 0,3889
		Муравьиный этил 0,3866

Подобные же результаты нашли Bruehl, Канонников и другие.

Принимая величину

$$r = M \frac{n-1}{d}$$

за меру преломляющей способности, мы должны для атомных преломляемостей по Hagen'у принять числа

$H - 1,3$	$Br - 15,3$	$O - 3$	$C - 5$
$Cl - 9,8$	$J - 26$	$S - 16$	$N - 4,1.$

Вычисляя отсюда молекулярную преломляемость, получаем, напр., следующие числа для r

	r			r	
	наблюд.	вычисл.		наблюд.	вычисл.
Спирты:			Алдегид	18,58	18,20
Метиловый	13,17	13,20	Эфир	36,26	36,00
Этиловый	20,70	20,80	Глицерин	34,32	34,40
Пропиловый	28,30	28,40	Молочн. кисл.	31,81	31,80
Бутиловый	36,11	36,00	Вода	5,96	5,60

Многие ученые нашли, что правило лучше подтверждается, если за меру преломляемости принять выражение p_3 (стр. 285), и след. молекулярную преломляемость измерять величиною

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{d},$$

где M молекулярный вес. Тогда для атомных преломляемостей получается по Conrady для желтого луча (Na) и для красного луча (H_2):

желт.		красн.		желт.		красн.		
<i>H</i>	— 1,051	1,103	<i>O'</i>	— 1,521	1,506	<i>C°</i>	— 2,592	—
<i>Cl</i>	— 5,998	6,014	<i>O²</i>	— 1,683	1,655	<i>C'</i>	— 2,501	2,365
<i>Br</i>	— 8,927	8,863	<i>O''</i>	— 2,287	2,328		+ 1,707	+ 1,836
<i>J</i>	— 14,12	13,808						

Здесь *O'* относится к кислороду гидроксила, *O²* к эфирному кислороду, связанному с двумя атомами углерода, *O''* к карбонильному кислороду; *C'* — к атому, стоящему в цепи, *C°* к отдельно стоящему углероду. Числа 1,707 или 1,836 должны быть прибавлены для каждой двойной связи атомов углерода в частице. Приведем два примера. Для бензола (C_6H_6) и красного луча имеем

$$\begin{array}{r}
 6 C' \dots\dots\dots 2,365 \times 6 = 14,190 \\
 6 H \dots\dots\dots 1,103 \times 6 = 6,618 \\
 3 \text{ двойных связи} \dots 1,836 \times 3 = 5,508 \\
 \hline
 \qquad\qquad\qquad 26,32
 \end{array}$$

Опыт дает $n = 1,4967$, $d = 0,8799$, $M = 78$ и, след., $R = 25,93$.

Для ацетона $CO(CH_3)_2$ и желтого луча имеем $3 C' + 6 H + O'' = 16,10$; наблюдение дает $R = 16,09$. Важно заметить, что для свободных *H* и *Cl* получаются непосредственно атомные преломляемости равными 1,05 и 5,78, что хорошо согласуется с вышеприведенными числами.

Liveing и Dewar нашли для жидкого азота при -190° плотность $d = 0,89$ и $n = 1,2053$. Это дает $R = 2,063$. Bruehl находит для свободного газообразного азота $R = 2,21$, а для атомной преломляемости азота, входящего в различные соединения, числа от 2,27 до 2,50.

Для жидкого кислорода Liveing и Dewar нашли $n = 1,2236$; Olszewski и Witkowski $n = 1,2227$ (желтый луч).

Eisenlohr (1910) вновь тщательно определил атомные преломляемости для *C*, *H*, *O'*, *O''*, *O'''*, *Cl*, *Br*, *J*, для группы CH_2 и для этиленовой и ацетиленовых связей, и притом для трех водородных лучей H_α , H_β , H_γ , и для желтого луча *D*. Для последнего оказались, напр., такие числа

<i>C</i>	<i>H</i>	<i>O'</i>	<i>O''</i>	<i>O²</i>	<i>Cl</i>	<i>Br</i>	<i>J</i>
2,418	1,100	1,525	2,211	1,643	5,967	8,865	13,900

На обширных исследованиях по вопросу о применимости изложенного в органической химии мы не останавливаемся (Eisenlohr, Добросердов и др.). Обзоры составили Rudolf, Eisenlohr и Cuthbertson. Теоретическое исследование вопроса дал Pólya (1913).

Для жидкого водорода Meissner (1913) находит $n = 1,1117$ (луч *D*).

§ 9. Преломление света в металлах. Kundt впервые в 1888 г. определил коэффициент преломления n световых лучей в металлах. Ему удалось приготовить весьма тонкие, клинообразные пластинки из *Ag*, *Au*, *Cu*, *Fe*, *Ni*, *Pt*, *Bi*, преломляющий угол A которых колебался между $11''$

и 51". При нормальном падении луча можно вычислить n по формуле, см. (21) стр. 230, $n = \frac{\varepsilon + A}{A}$, где ε отклонение луча при его прохождении через призму. Когда луч падает на призму под углом φ , то n выражается для металлов довольно сложною формулою, которая, однако, в большинстве случаев может быть заменена более простою

$$n = \frac{\varepsilon + A}{A} \cos \varphi \dots \dots \dots (9)$$

Kundt определял n для трех лучей, а именно для красного, желтого и синего. Первые его измерения дали следующие числа:

	Красный.	Желтый.	Синий.
	n	n	n
Серебро	—	0,27	—
Золото	0,38	0,58	1,00
Медь	0,45	0,65	0,95
Платина	1,76	1,64	1,44
Железо	1,81	1,73	1,52
Никкель	2,17	2,01	1,85
Висмут	2,61	2,26	2,13

В этих числах поражает, прежде всего, что для Ag , Au и Cu коэффициент $n < 1$; это могло бы заставить думать, что в Ag , Au и Cu световой луч распространяется быстрее, чем в пустоте, что, однако, неверно, как показывает теория.

Далее мы видим, что в Pt , Fe , Ni , и Bi коэффициент n для синего луча меньше, чем для красного, который, след., преломляется сильнее синего. Здесь мы имеем случай аномальной дисперсии, о которой будет сказано в следующей главе. Если скорость света в Ag обозначить числом 100, то для других металлов получают такие числа:

Ag	Au	Cu	Pt	Fe	Ni	Bi
100	71	60	15,3	14,9	12,4	10,3

Эти числа приблизительно соответствуют относительным значениям электропроводности r тех же металлов; исключение составляют Bi , для которого r меньше десяти, и Cu , для которой она близка к 100. Следует, однако, заметить, что малейшая примесь сильно понижает r для меди; что же касается Bi , то призма Kundt'a состояла из некристаллического вещества, между тем как r обыкновенно определяют для металла кристаллического.

Du Bois и Rubens определяли n для Fe , Ni и Co при различных углах падения φ , причем оказалось, что формула (9) вполне согласна с наблюдениями. Позже D. Schea исследовал Ag , Au , Cu , Pt и Ni . Для Co Du-Bois и Rubens нашли

$n =$	Красный луч 3,10	Желтый луч 2,76	Синий луч 2,39
-------	---------------------	--------------------	-------------------

след. также аномальную дисперсию.

Во второй работе Kundt изучил влияние температуры на коэффициент преломления n металлов. Он нашел, что n быстро растет с повышением температуры. Однако, позднейшие исследования Pflueger'a (*Ni*, *Au* и *Fe* между 20° и 100°), Sissingh'a (*Fe*), Drude (*Au*, *Ag*, *Pt* до 200°), Zeeman'a (*Pt* до 800°) и Koenigsberger'a (*Au*, *Ag*, *Pt*, *Fe*, *Ni* до 360° и *Pt* до 800°) показали, что n для металлов не зависит от температуры.

Существует возможность вычислить n из наблюдений над отражением света от металлов. Теория этого метода будет изложена в последнем томе. Voigt, Beer, Rubens, Schea, Minor, W. Meier, Betz, Soblentz, v. Wartenberg, Ерохин и др., а также, в особенности, Drude вычисляли n из наблюдений. Приводим некоторые из результатов таких вычислений, в особенности случай, когда оказалось $n < 1$.

Зеркальный металл: Beer находит

Луч $n =$	красн. 1,20	<i>D</i> 1,12	<i>E</i> 1,18	фиолетов. 0,91
Алюминий (Voigt)			Луч $n =$	<i>C</i> 1,48 <i>E</i> 1,11 <i>G</i> 0,76
Серебро (Kundt) для луча <i>D</i> оказалось.			$n =$	0,18.
Олово (Voigt)			Луч $n =$	<i>C</i> 1,52 <i>E</i> 1,01 <i>G</i> 0,83
Магний (Drude)			Луч $n =$	$\lambda = 0,63 \mu$ <i>D</i> 0,40 <i>D</i> 0,37
Сплав <i>Na</i> + <i>K</i> (Drude)			Луч $n =$	<i>D</i> 0,123 синий 0,148

Натрий. Измерения Drude дали для n поразительное число (для луча *D*) $n = 0,0045$. Однако, измерение здесь не может быть сделано точно; но Drude говорит, что во всяком случае n не больше, чем 0,054. Dunkan (1913) вновь определил n для *Na* и *K*. Он находит для *Na* числа, колеблющиеся около $n = 0,05$, а для *K* около $n = 0,07$. Из многочисленных других измерений упомянем немногие. Minor (1903) исследовал сталь, *Co*, *Cu* и *Ag*. Для последнего он находит числа:

$\lambda =$	0,589	0,395	0,329	0,318	0,280	0,226 μ
$n =$	0,177	0,155	0,518	1,015	1,570	1,406 μ

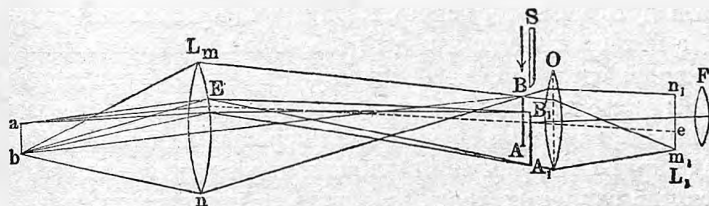
Сурьмяный блеск исследовал E. S. Müller (1903) и Soblentz (1906); оказалось, что он обладает громадным преломлением, доходящим до $n = 5,48$. Von Wartenberg (1910) определил n (желтый луч) для *Mn*, *Cr*, *V*, *Ta*, *Nb*, *W*, *Pd*, *Rh*, *Ir*, *Pt*, *Si*, *C* и сплава *P* + 10% *Rh*. Для *C*

оказалось $n = 2,98$, для Si $n = 3,87$ и т. д. W. Meier (1910) определил n для многих металлов, а также для Se и J , особенно для ультрафиолетовых лучей; последнее относится и к измерениям Ingersoll'a (1910). Для стали, Ni , Co , Ag , Cu и Si величины n можно было, после этих работ, считать точно известными от $\lambda = 0,23 \mu$ до $2,3 \mu$. Упомянем еще о работе Ерохина, который исследовал Hg и Sn в области ультрафиолетовых лучей. Он находит, напр., для ртути $n = 0,608$ при $\lambda = 0,257 \mu$, для олова минимум $n = 0,676$ при $\lambda = 0,398 \mu$.

§ 10. Метод полос (Schlierenmethode). Рассмотрим вкратце, не вдаваясь в подробности, весьма интересный метод наблюдения малейших неоднородностей в данной среде, вызванных, напр., движениями или изменением температуры, или уже существующих в ней, когда среда твердая, и ускользающих от непосредственного наблюдения. Метод полос был придуман Тоерлер'ом (1866); однако, Bertin указал, что Foucault раньше Тоерлер'a пользовался аналогичным способом, а Raveau (1902) открыл, что уже Huyghens в сочинении „Commentari de formandis vitris ad telescopia“ указал почти на тот же самый метод.

Распределение приборов изображено схематически на рис. 180. Четырехугольное, ярко освещенное отверстие ab в непрозрачном экране

Рис. 180.



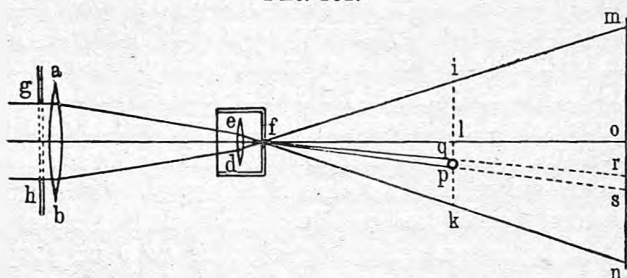
находится близ главного фокуса большой чечевицы L , дающей в AB изображение отверстия ab . За AB находится объектив O зрительной трубы, наведенной сперва на поверхность чечевицы L , изображение которой получается в L_1 перед окуляром F трубы. S непрозрачный экран, который можно опускать вниз, причем он постепенно закрывает изображение BA .

Наблюдатель видит в F ярко освещенную поверхность линзы L , которая постепенно и равномерно темнеет по мере того, как опускающийся экран S закрывает изображение AB . Это понятно, так как каждая точка этого изображения получает лучи от всех точек поверхности линзы L , так что S прекращает доступ в трубу OF части лучей, выходящих со всей поверхности линзы L . Когда нижний край экрана S дойдет до нижнего края изображения BA , то получается т. наз. чувствительная установка. В этот момент поле зрения должно сделаться совершенно темным при условии, что поверхность линзы L вполне правильная и дает действительно только одно определенное изображение BA . Допустим, однако, что в E находится незаметная для глаза неправильность поверхности или вну-

трения неоднородность линзы. Тогда лучи, прошедшие через E , дают особое, весьма слабое и на глаз незаметное изображение B_1A_1 , которое, если оно расположено ниже, остается незакрытым экраном S при чувствительной установке. В трубу OF попадают лучи, вышедшие из E , вследствие чего только это место поверхности линзы представляется светлым на темном фоне. Таким образом всякая неровность поверхности линзы L или внутренняя ее неоднородность делаются заметными.

Чтобы наблюдать неоднородности в каком-либо другом теле, помещают его перед линзой L и на него устанавливают трубу OF . Если, напр.,

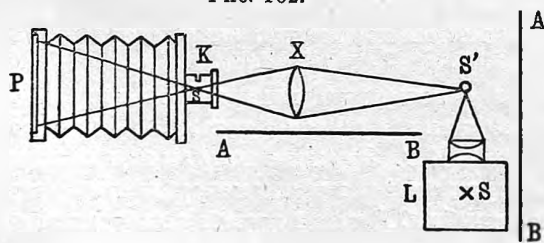
Рис. 181.



перед L поставить сосуд с водой, то малейшие потоки в ней делаются видимыми. Если дуть на поверхность воды и тем произвести охлаждение, то нисходящие потоки холодной воды делаются ясно заметными. Таким же способом можно сделать заметными струи воздуха, выходящие из отверстия трубки; далее потоки воздуха, поднимающиеся от нагретых тел, даже от пальцев руки, звуковые сгущения и разрежения, волны, образующиеся в воздухе вокруг электрической искры и отражение этих волн от экрана, интерференцию звуковых волн, диффузию в жидкостях около растущего кристалла, движение воздуха вокруг летящего снаряда и т. д.

Двоřак видоизменил способ Тоерлер'а, дав возможность объективно, т. е. на экране, получить изображение полос, напр., сделать одновременно

Рис. 182.



лучи попадают на белый экран mn . Испытуемые тела помещаются на пути этих лучей в плоскости lk . Тогда на экране делаются видимыми все неоднородности испытуемого тела. Двоřак описывает многочисленные явления, которые этим методом можно обнаружить. Weinhold (1908) заменил линзу, которой пользовались Тоерлер и Двоřак вогнутым зер-

видимым для многих лиц изображение струи поднимающегося холодного воздуха. Его прибор несравненно проще прибора Тоерлер'а. Параллельные лучи проходят через диафрагму gg (рис. 181) и через линзы ab и cd , фокус которых находится у маленького отверстия f . Расходящиеся от f

калом. Sagnac (1913) дал новый метод, основанный на применении интерференционных полос; в его приборе (стриоскопе) испытуемое тело помещается на пути одного из интерферирующих пучков лучей. А. Л. Гершун фотографировал неправильности. Одна из его установок изображена на рис. 182. Лучи вольтовой дуги S концентрируются на стальном шарике S' , дающем весьма маленькую яркую точку, от которой лучи падают на испытуемую линзу X ; фокус линзы находится внутри объектива K фотографической камеры. Пластинку P устанавливают так, чтобы на ней получилось резкое изображение линзы X ; AB черные экраны. В другой установке испытуемая линза ставится на место объектива K .

ЛИТЕРАТУРА.

К § 3 и 4.

- Duc de Chaulnes.* Мém. de l'Acad. des Sc. 1767 p. 431.
Bertin. Ann. chim. et phys. (3) 26 p. 288, 1849.
Bernard. C. R. 34 и 41; Pogg. Ann. 79 p. 145, 1854; 97 p. 141, 1856.
Becke. Wien. Ber. 102. 1 p. 358, 1893.
B. Golitzin. Bull. de l'Ac. des Sc. de St. Petersb. (5), 3 p. 131, 1895.
B. Golitzin u. J. Willip. Bull. de l'Ac. des Sc. de St. Petersb. (5), 11 p. 117, 1899.
Starke. Verh. d. d. phys. Ges. 1 p. 117, 1899.
W. Kohlrausch. W. A. 4 p. 1, 1878; 16 p. 603, 1882.
E. Wiedemann. Pogg. Ann. 158 p. 375, 1876; Arch. Sc. phys. 51 p. 340, 1876.
Terquem et Trannin. J. de phys. (1) 4 p. 232, 1875; C. R. 78 p. 1843, 1874; Pogg. Ann. 157 p. 302, 1876.
Abbe. Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungsvermögens и т. д., Jena, 1874; Carl's Repertor. 15 p. 643, 1379; Pogg. Ann. 143 p. 258, 1871.
Pulfrich. (Прибор *Abbe*). Instr. 18 p. 107, 1898; J. de phys. (3) 10 p. 696, 1901 (статья *Culmann'a*).
Czapski. Instr. 1890 p. 361.
Pulfrich. W. A. 30 p. 193, 317, 487, 1887; 45 p. 609, 1892; Instr. 8 p. 47, 1888; 13 p. 267, 1893; 15 p. 389, 1895; Ztschr. f. phys. Chem. 18 p. 294; J. de phys. (2) 6 p. 343, 1887; (3) 5 p. 73, 1896. О. Ф. Н. О. II. Е. 8, вып. I, 1896.
Czapski. Instr. 10 p. 254, 272, 1890.
Pulfrich. Instr. 19 p. 4, 335, 1899; Ztschr. phys. Chem. 18 p. 294, 1894.
Hallwachs. W. A. 47 p. 380, 1892; 50 p. 577, 1893; 53 p. 1, 1894; 55 p. 282, 1895; 68 p. 1, 1899; Gött. Nachr. 1892 p. 302.
Пильчиков. Ж. Р. Ф.-Х. О. 13 p. 393, 1881.

К § 5.

- Biot et Arago.* Мém. de l'Acad. des Sc. 7 p. 301, 1806; Gilb. Annal. 25, 26.
Dulong. Ann. chim. et phys. (2) 31 p. 154, 1826.
Kayser u. Runge. Abh. Berl. Akad. 1893 p. 32; W. A. 50p. 293, 1893.
Le Roux. Ann. chim. et phys. (3) 61 p. 385, 1861; C. R. 55 p. 126, 1862; Pogg. Ann. 117 p. 659, 1862.
Jamin. Ann. chim. et phys. (3) 59 p. 282, 1860.
Mascart. Ann. de l'École normale (2) 6 p. 9, 1877; Ann. du Bur. de longitude 1891 p. 590.
Ketteler. Pogg. Ann. 124 p. 390, 1865.
Chappuis et Rivière. Ann. chim. et phys. (6) 14 p. 5, 1888.
Von Lang. Pogg. Ann. 153 p. 448, 1874.
L. Lorenz. W. A. 11 p. 70, 1880.

- Hurion*. J. de phys. (1) 7 p. 181, 1878.
Prytz. W. A. 11 p. 104, 1880.
Ramsay u. Travers. Proc. R. Soc. 62 p. 228, 1898; 64 p. 190, 1899; 67 p. 331, 1900; Ztschr. phys. Chem. 25 p. 101, 1898.
Perreau. J. de phys. (3) 4 p. 411, 1895; Ann. chim. et phys. (7) 7 p. 289, 1896.
Scheel. Verh. d. d. phys. Ges. 1907 p. 24, 27.
Rayleigh. Proc. R. Soc. 59 p. 198, 1896; Chem. News. 1895 N° 1876; Ztschr. f. phys. Chem. 12 p. 364, 1896; Nature 81 p. 518, 1909; Sc. papers 4 p. 76, 218, 364.
Herrmann. Verh. d. d. phys. Ges. 1908 p. 211, 476.
Scheel u. Schmidt. Verh. d. d. phys. Ges. 1908 p. 207, 211; Phys. Ztschr. 1908 p. 921.
Guthbertson u. Metcalfe. Proc. R. Soc. 79 p. 202, 1907; 80 p. 411, 1908; 84 p. 13, 1910; Phil. Trans. 207 p. 135, 1907.
Burton. Proc. R. Soc. 80 p. 390, 1908.
Koch. Annal. d. Phys. (4) 17 p. 658, 1905.
Jones u. Partington. Phil. Mag. (6) 29 p. 28, 1915; Ж. П. Ф.-Х. О. 1914 p. 277.
Cunaeus. Ztschr. f. phys. Chem. 36 p. 233, 1901.
Valentiner u. Zimmer. Verh. d. d. phys. Ges. 1914 p. 363.
Guthbertson. Proc. R. Soc. 81 p. 440, 1980; 83 p. 151, 171, 1909; 89 p. 361, 1913; Phil. Mag. (6) 21 p. 69, 1911; 25 p. 592, 1913.
Lohr. Wien. Ber. 116 p. 1281, 1907.
Rentschler. Astrophys. J. 28 p. 345, 1908.
Gruschke. Annal. d. Phys. (4) 34 p. 801, 1911.
Sirk. Wien. Ber. 119 p. 665, 1911.
Siertsema u. de Haas. Proc. Amsterd. Akad. 14, II p. 593, 1912; Versl. Akad. van Wet. 20 p. 624, 1911; Phys. Ztschr. 1913 p. 568, 574.
Dickey. Astrophys. J. 45 p. 189, 1917.

К § 6.

- Laplace*. Méc. céleste. 4, livre 10 p. 237, 1805.
Gladstone and Dale. Phil. Trans. 148 p. 887, 1858; 153 p. 321, 1863.
L. Lorenz. W. A. 11 p. 70, 1880.
H. A. Lorentz. W. A. 9 p. 641, 1880.
Mascart. C. R. 78 p. 617, 679, 1874; 84 p. 321, 1182, 1878.
Carnazzi. Nuov. Cim. 6 p. 385, 1897.
Gale. Phys. Rev. 14 p. I, 1902.
Benoit. Trav. et Mém. du Bureau internat. des poids et mesures 6, 1888; Journ. de phys. (2) 8 p. 451, 1889.
Magri. Atti d. R. Acc. dei Lincei 13, 1 Sem. p. 473, 1904; N. Cim. (5) 7 p. 81, 1904; Phys. Ztschr. 6 p. 629, 1905.
Kaiser. Annal. d. Phys. (4) 13 p. 210, 1904.
Walker. Phil. Mag. (6) 6 p. 464, 1903; Proc. R. Soc. 72 p. 24, 1903.
Living and Dewar. Phil. Mag. (5) 40 p. 268, 1895.
Jamin. C. R. 43 p. 1191, 1856.
Walter. W. A. 46 p. 422, 1892.
Conroy. Proc. R. Soc. 58 p. 228, 1895.
Ruehlmann. Pogg. Ann. 132 p. 1 и 176, 1867.
Flatow. Annal. d. Phys. (4) 12 p. 85, 1903; Diss. Berlin, 1903.
Pockels. Phys. Ztschr. 2 p. 693, 1901; D. A. 7 p. 745, 1902.
Pulfrich. W. A. 34 p. 326, 1888; 45 p. 609, 1892.
Cauchy. Mémoire sur la disperison de la lumière. Ппара, 1836.
Wuellner. Pogg. Ann. 133 p. 1, 1868.
Ruehlmann. Pogg. Ann. 132 p. 202, 1867.
Johst. W. A. 20 p. 47, 1883.
Ketteler. W. A. 30 p. 288, 1887.
Bender. W. A. 39 p. 89, 1890; 68 p. 343, 1899; 69 p. 676, 1899; D. A. 2 p. 186, 1900; 8 p. 109, 1902.

- F. Vogel.* W. A. 25 p. 87, 1886.
Dufet. Bull. Soc. Miner. 8 p. 261, 1885; 11 p. 135, 1888.
Stefan. Wien. Ber. 63 p. 239, 1871.
Reed. W. A. 65 p. 707, 1898.
Micheli. D. A. 7 p. 772, 1902.
Fizeau. Ann. chim. et phys. (3) 66 p. 429, 1862.
Damien. Thèse de doctorat. Paris, 1881.
Kucera u. Forch. Phys. Ztschr. 3 p. 132, 1902.
Scheel. Verh. d. d. phys. Ges. 1907 p. 24.
Ayres. Phys. Rev. (2) 2 p. 161, 1913.
Van Aubel. Phys. Ztschr. 1913 p. 302.
Havelock. Proc. R. Soc. 84 p. 492, 1914, Phys. Ztschr. 1910 p. 1152.
Falk. Ztschr. f. phys. Chem. 82 p. 504, 1913.
Osborn. Phys. Rev. (2) 1 p. 198, 1913.
Liebreich. Verh. d. d. phys. Ges. 1911 p. 1, 700.
Rudorf. Jahrb. d. Radioakt. 1910 p. 76.

К § 7.

- Schrauf.* Pogg. Ann. 119 p. 461, 553, 1863; 126 p. 177, 1865; 127 p. 175, 344, 1866.
Landolt. Pogg. Ann. 122 p. 545, 1864; 123 p. 595, 1864.
Schuet. Ztschr. f. phys. Chem. 9 p. 349, 1892.
Kowalski et Modzelewski. C. R. 133 p. 33, 1901.
Цитович. Сборник физических работ в память проф. Ф. Ф. Петрушевского, СПб, 1904, p. 51.
Pulfrich. Ztschr. f. phys. Chem. 4 p. 561, 1889.
Walter. W. A. 38 p. 107, 1889.
Wallot. Annal. d. Phys. (4) 11 p. 593, 605, 1903.
Chêneveau. C. R. 138 p. 1483, 1578, 1904; 139 p. 361, 1904.
И. Щегляев. (J. Stscheglayew). W. A. 64 p. 325, 1898; 65 p. 745, 1898.
Andrews. J. Chem. Soc. 30 p. 353, 1908.
Buchkremer. Ztschr. f. phys. Chem. 6 p. 161, 1890.
Hess. Wien. Ber. 114 p. 1231, 1905; 115 p. 459, 1906; 117 p. 947, 1909; Annal. d. Phys. (4) 27 p. 589, 1908.
Дорошевский и Деоржанчик. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1908 p. 101, 908, 1909 p. 849, 951.
Hubbard. Ztschr. phys. Chem. 74 p. 207, 1910.
Schwars. Ztschr. phys. Chem. 75 p. 357, 1910; Bull. Acad. Belg. 1911 p. 641, 1912 p. 252, 283, 610.
Chêneveau. Ann. de chim. et phys. (8) 12 p. 145, 1907; 21 p. 36, 1910; J. de phys. 1908 p. 362; C. R. 156 p. 1972, 1913. Обзор всех его работ в книге „Les propriétés optiques des solutions“. Paris, 1913 (240 страниц).
Schütt. Ztschr. f. phys. Chem. 5 p. 349, 1890; 9 p. 351, 1892.
Дорошевский. Физ.-хим. свойства водно-спиртовых растворов, Москва, 1912.

К § 8.

E. Rimbach. Beziehungen zwischen Lichtbrechung und chemischer Zusammensetzung der Körper; *Graham-Otto's* Lehrbuch der Chemie I, 3, глава VI, стр. 567—665, Braunschweig, Vieweg, 1898. Здесь можно найти подробную литературу вопросов, которые были рассмотрены в § 6, 7, 8 и 10.

Landolt. Pogg. Ann. 117 p. 353, 1862; 122 p. 535, 1864; 123 p. 595, 1864; Berl. Ber. 1882 p. 64.

Bruehl. Ztschr. f. phys. Chem. 7 p. 1, 1891; 16 p. 193, 226, 497, 512, 1895; 22 p. 373, 1897; 25 p. 577, 1898; 26 p. 18, 47, 1898; Lieb. Annalen 200 p. 139, 1880; 203 p. 1, 255, 1880; 211, 1882; 235, 1886.

Канонников. J. f. pr. Chemie (2) 31 p. 339, 1885. Светопреломляющая способность химических соединений. Казань, 1884.

- Gladstone*. Proc. R. Soc. 60 p. 140, 1896.
Le Blanc und Rohland. Ztschr. f. phys. Chem. 19 p. 261, 1896.
Schrauff. Pogg. Ann. 119 p. 461, 1863.
Conrady. Ztschr. f. phys. Chem. 3 p. 210, 1889.
Liveing and Dewar. Phil. Mag. (5) 36p. 328, 1893; 40 p. 268, 1895; Chem. News, 72 p. 154, 1895; Ztschr. f. phys. Chem. 18 p. 687.
Olszewski et Witkowski. Bull. de l'Acad. de Cracovie 1891 p. 340.
Rudorf. (Обзор). Jahrb. d. Radioakt. 1910 p. 100.
Jahn. W. A. 43 p. 301, 1891.
Pope. J. chem. soc. 69 p. 1530, 1896.
Eisenlohr. Ztschr. f. Chem. 75 p. 585, 1910; Jahrb. d. Radioakt. 9 p. 315, 1912 (Обзор).
Polya. Phys. Ztschr. 1913 p. 352.
Meissner. Verh. d. d. phys. Ges. 1913 p. 540.
Добросердов. Молек. рефр. орг. соединений. Казань, 1909. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1912 p. 1.

K § 9.

- Kundt*. Berl. Ber. 1888; W. A. 34 p. 469, 1888; 36 p. 824, 1889.
Du Bois und Rubens. W. A. 41 p. 507, 1890.
Shea. W. A. 47 p. 177, 1892.
Pflueger. W. A. 58 p. 493, 1896.
Sissingh. Arch. Néerland. 20.
Zeeman. Arch. Néerland. (2) 4 p. 314, 1900.
Koenigsberger. Verh. d. deutsch. phys. Ges. 1 p. 247, 1899.
Beer. Pogg. Ann. 92 p. 417, 1854.
Drude. W. A. 34 p. 523, 1888; 36 p. 548, 1889; 39 p. 537, 1890; 42 p. 189, 1891; 64 p. 159, 1898.
Voigt. W. A. 23 p. 104, 1884.
Wartenberg. Verh. d. d. phys. Ges. 12 p. 105, 1910.
W. Meier. Annal. d. Phys. (4) 31 p. 1017, 1910.
Ingersoll. Astrophys. J. 32 p. 265, 1910.
Bernoulli. Ann. d. Phys. (4) 29 p. 585, 1909.
Coblentz. Phys. Rev. 23 p. 248, 1906.
Ерохин. Annal. d. Phys. (4) 39 p. 213, 1912.
Duncan. Phys. Rev. (2) 1 p. 294, 1913.
Minor. Annal. d. Phys. (4) 10 p. 581, 1903.
E. C. Müller. Diss. Stuttgart.
Ingersoll. Astrophys. J. 32 p. 265, 1910.

K § 10.

- Bernoulli*. Annal. d. Phys. (4) 29 p. 585, 1909; 33 p. 209, 1910.
V. Toepler. Pogg. Ann. 127 p. 556, 1866; 128 p. 126, 1866; 131 p. 33, 180, 1867; 134 p. 195, 1868; Annal. d. Phys. (4) 27 p. 1043, 1908; Ostwalds Klassiker N° 157, 158.
Dořak. W. A. 9 p. 502, 1880; Ztschr. f. phys. u. chem. Unterr. 21 p. 17, 1908.
Otomar Volkmer. Die Photographie des Unsichtbaren, Halle.
Raveau. J. de physique (4) 1 p. 115, 1902.
Weinhold. Ztschr. f. phys. u. chem. Unterr. 21 p. 281, 1908.
Wood. Phil. Mag. (5) 48 p. 218, 1899; 500 p. 148, 1900; (6) 1 p. 589, 1901.
Bertin. Ann. chim. et phys. (4) 13 p. 471.
Gerschun. Archiv f. wiss. Photogr. 1899 p. 232.
Foucault. Recueil des trav. scientif. Paris, 1878 p. 234.
Mach. Wien. Ber. 77, 78; 98 p. 1333; 92 p. 225.
M. Toepler (сын). Ann. d. Phys. (4) 27 p. 1043, 1908.
Sagnac. C. R. 153 p. 90, 1911; J. de phys. 1913 p. 81 292.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ.

Рассеяние (дисперсия) лучистой энергии.

§ 1. Спектроскопия. Дисперсия нормальная и аномальная. Эту главу мы посвящаем, главным образом, спектроскопии, т. е. учению о способах и о результатах изучения составных частей сложных пучков лучистой энергии, содержащих лучи различной длины волны λ . Существуют специальные, отчасти весьма обширные сочинения, посвященные исключительно спектроскопии. Здесь мы считаем нужным особо указать на сочинение: Н. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, которое состоит из шести томов. В этом сочинении можно найти самые подробные литературные указания по всем вопросам, относящимся к спектроскопии. Один из важнейших вопросов, которыми занимается спектроскопия — это определение длины волны λ данного наблюдаемого луча. Отдел спектроскопии, посвященный этому вопросу, может быть назван спектрометрией.

Мы уже упомянули на стр. 273, что коэффициент преломления n зависит не только от веществ, на границе которых происходит преломление и от их физического состояния, но и от рода лучистой энергии, характеризуемого числом колебаний в секунду или длиной волны λ в пустоте. Итак, вообще, можно положить

$$n = f(\lambda) (1)$$

Вследствие этого всякое преломление сложного пучка, состоящего из совокупности большого числа лучей с различными λ , сопровождается, вообще, разложением или дисперсией пучка на составные лучи, распространяющиеся с различной скоростью. Если для данного вещества в пределах между двумя значениями $\lambda = \lambda_1$ и $\lambda = \lambda_2$ показатель n есть функция от λ непрерывная, и притом убывающая ($\frac{dn}{d\lambda} < 0$), то говорят, что для рассматриваемых лучей дисперсия нормальная. Если $n = f(\lambda)$ есть функция, имеющая при одном или нескольких λ разрыв ($\frac{dn}{d\lambda} = \pm \infty$), или она растет вместе с λ (т. е. $\frac{dn}{d\lambda} > 0$), то мы имеем дело с аномальной дисперсией.

Дисперсия дает возможность расположить рядом составные части сложного пучка лучей, т. е. получить так наз. объективный или субъективный спектр, в виде полосы, последовательные части которой (в направлении продольном) соответствуют лучам возрастающей или убывающей длины волны. Раскаленные до бела твердые и жидкие тела испускают лучистую энергию, в состав которой входят всевозможные лучи с длиной волны λ , меняющейся в широких пределах. Их спектр имеет невидимую инфракрасную, видимую световую и невидимую ультрафиолетовую части.

В лучистой энергии, получаемой землей от солнца, отсутствуют многие лучи, чем и объясняется появление в солнечном спектре так называемых

фраунгоферовых линий, из которых наиболее выдающиеся обозначены буквами алфавита.

Различной длине волны λ лучей видимых соответствует различное физиологическое ощущение, а именно различный цвет, аналогичный высоте тона и, подобно последней, не поддающийся определению. В случае нормальной дисперсии имеем в видимом спектре последовательные цвета: красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий, фиолетовый, причем n наименьшее, а λ наибольшее для лучей красных.

В этой главе мы будем длины волн выражать в ангстремах, которые мы будем обозначать буквою A , хотя правильнее было бы писать \AA . Напомним, что $A = 10^{-8}$ см. $= 10^{-7}$ мм. $= 10^{-4} \mu = 0,1 \mu\mu$. Впрочем, мы обычно будем пропускать букву A , так что отсутствие указания на единицу длины будет обозначать, что λ выражено в ангстремах. Пределы видимого спектра находятся примерно у 7600 A и 4000 A . В инфракрасной части спектра мы будем выражать длину волны λ в единицах $\mu = 0,001$ мм.

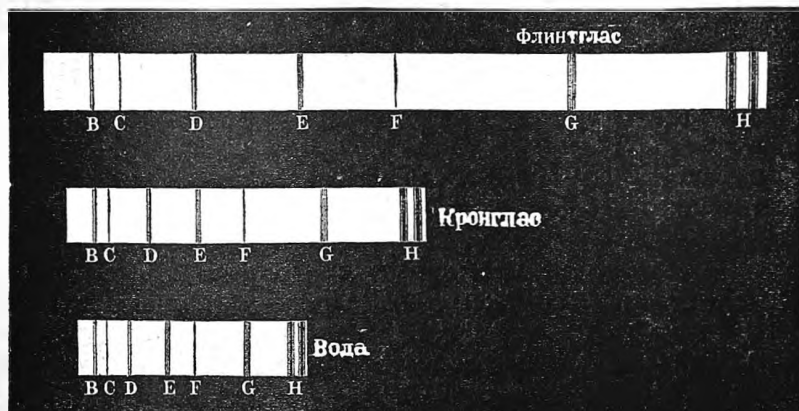
В видимой части солнечного спектра находятся следующие главнейшие фраунгоферовы линии, большинство которых в виду их тонкости могут служить удобными указателями вполне определенных лучей:

Обозначение линий.	Характер.	Часть спектра.	Длины волн λ .
A . . .	{ Широкая линия; трудно заметить	На краю видимой красной части	7594,1
a . . .	Группа многих линий	Красная	
B . . .	—	Красная	6867,5
C . . .	—	Оранжевая	6563,1
D . . .	Двойная линия	Желтая	{ $D_1 = 5896,15$ $D_2 = 5890,18$
E . . .	—	Зеленая	5270,5
b . . .	Три линии	Зеленая	—
F . . .	—	Голубая	4861,5
G . . .	—	Синяя	4308,1
H . . .	Две широкие линии	{ На краю видимого фиолетового конца	{ $H_1 = 3968,6$ $H_2 = 3933,8$

§ 2. Частная, полная и относительная дисперсия. Изучая только видимую часть спектра, получаемого при помощи призм из различных веществ (не обладающих аномальной дисперсией), мы замечаем, что различные вещества обладают весьма неодинаковою частною дисперсиею, мерою которой может служить разность $n_x - n_y$ показателей преломления двух определенных лучей x и y . Если расположить вещества в порядке возрастающих значений разности $n_x - n_y$, то оказывается, что этот порядок зависит от выбора лучей x и y . Положим, что для одного вещества определены разности $n_D - n_B$ и $n_G - n_E$, где B, D, E, G знаки фраунгоферовых линий; для другого получены соответственно $n'_D - n'_B$ и $n'_G - n'_E$. Может случиться, что $n_D - n_B < n'_D - n'_B$ и в то же время $n_G - n_E < n'_G - n'_E$, т. е., что для красной части спектра дисперсия в

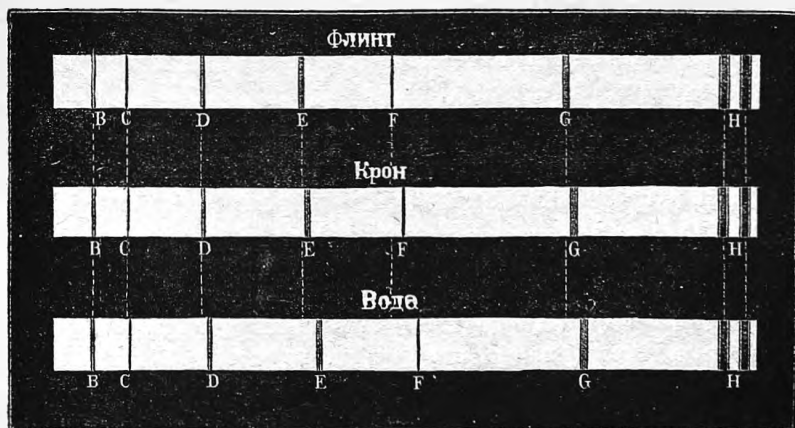
первом веществе больше, чем во втором, а для синей части спектра — наоборот. Относительно полной дисперсии, которая измеряется разностью $n_D - n_A$, а иногда и $n_G - n_B$, порядок веществ будет опять другой. К этому необходимо прибавить, что большей преломляемости (n)

Рис. 183.



далеко не всегда соответствует и большая дисперсия. Никаких общих законов или даже правил тут мы не знаем. Все сказанное видно на следующих примерах. На рис. 183 изображены спектры, получаемые призмами из флинтгласа, кронгласа и воды при одинаковых преломляющих

Рис. 184.



углах этих призм. Здесь более длинный спектр указывает на большую абсолютную полную дисперсию. Если увеличить размеры второго и третьего спектра так, чтобы все три спектра имели одинаковую длину (рис. 184), т. е. чтобы линии B и H во всех трех спектрах совпадали, то

для других линий такого совпадения не замечается. Рис. 184 показывает, что вода сравнительно сильно рассеивает менее преломляемую часть спектра, а флинтглас — более преломляемую. В первом спектре (флинтглас) особенно велика часть GH , а в третьем — часть BF .

Величина $\frac{n_F - n_C}{n - 1}$, где n показатель преломления для среднего луча (напр., $n = n_D$), называется относительною дисперсией. Введем обратную величину

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \dots \dots \dots (2)$$

Чем ν больше, тем меньше относительная дисперсия. Abbe и Schott систематически исследовали весьма большое число сортов стекла, изготавливаемых в специальной, устроенной ими технической лаборатории в Иене, и им удалось найти такие стекла, которые, обладая весьма различною преломляемостью, имеют, однако, почти одинаковый ход дисперсии, т. е. отношения $(n_x - n_y) : (n_F - n_C)$ „частной“ дисперсии к „полной“ дисперсии у них почти одинаковы. Если след. подобрать из таких стекол призмы, дающие одинаковую полную дисперсию (преломляющий угол у них будет различный), то и частные дисперсии будут почти равны; на рисунке, подобном 184, получилось бы близкое совпадение всех линий.

До работ Schott'a всегда оказывалось, что большей преломляемости стекла соответствовало и большее рассеяние, т. е. что, напр., величины n_D и $n_F - n_C$ вместе возрастали или убывали, если переходить от одного стекла к другому. Schott'у удалось получить стекла, для которых большей преломляемости соответствовало меньшее рассеяние, как, напр., видно из сравнения следующих двух сортов стекла:

	n_D	$n_F - n_C$
Баритовое стекло (Baryumsilikat)	1,6112	0,01747
Свинцово-натриевое стекло (Natronbleiglas)	1,5205	0,01956

Приготовление таких стекол имеет огромное значение для практической оптики, и только благодаря им сделались возможными новейшие усовершенствования в постройке микроскопов, астрономических труб и фотографических объективов.

В каталогах Schott'a различные сорта стекол распределены в порядке убывающих чисел ν . Величина n для лучей D колеблется от 1,5047 до 1,9626, величины ν от 70,0 до 19,7. Плотность стекла, к которому относятся вторые числа, равна необычайному числу 6,33. В каталогах английской фирмы Chance стекла расположены в том же порядке, но величина ν обозначена через V . Указания относительной и полной дисперсий определены лучами C , D , F и G_1 ($\lambda = 4341$); последний расположен вблизи линии G . Вместо разности показателей преломления в каталоге помещены обозначения линий, и притом в обратном порядке, так что, напр., $D - F$ обозначает $n_F - n_D$. Приводим выписку из этого каталога, сохраняя английские названия стекол.

	n_D	V	$C-F$	$C-D$	$\frac{C-D}{C-F}$	$D-F$	$\frac{D-F}{C-F}$	$F-G_1$	$\frac{F-G_1}{C-F}$
Boro-silicate Crown Densest Barium Crown	1,5087	64,2	0,00793	0,00231	0,291	0,00562	0,709	0,00443	0,559
Barium Light Flint	1,5452	53,5	0,01020	0,00298	0,292	0,00722	0,708	0,00582	0,570
Dense Flint	1,6041	37,8	0,01599	0,00455	0,285	0,01144	0,715	0,00961	0,601
Double Extra Dense Flint	1,7129	29,9	0,02384	0,00670	0,281	0,01714	0,719	0,01661	0,678

Вопроса о виде функции $n = f(\lambda)$ мы в этом томе вовсе не касаемся; он будет подробно рассмотрен в последнем томе „Курса физики“.

§ 3. Дисперсия в газах. На стр. 281 были указаны результаты измерений различными учеными преломления лучей в газах. Весьма многие из этих работ относились и к дисперсии в газах, так как n измерялось для различных λ . Сюда относятся работы, которые производили Mascart, Lorenz, Scheel, Burton, Rentschler, Loria, Koch, Cuthbertson, Perreau, Herrmann, Rayleigh, Ramsay и Travers, Walker, Ahrberg, Kessler, Stuckert, Siertsema и de Haas и Gruschke. Обзор результатов находится в книге Loria, Die Lichtbrechung in Gasen, Braunschweig 1914, из которой мы и берем нижеследующие числовые данные для величин $\rho = (n - 1) 10^6$. Все числа относятся к 0° и давлению в 760 мм.

Водород. Приводим числа Koch'a (K) и некоторые числа Scheel'я (S.) и Perreau (P.).

$\lambda =$	2302	2760	3544	4109	4677	4917	5378	5896	6438	6676	6708,
$\rho =$	153,4	151,4	144,9	142,9	139,8	140,3	139,3	139,2	138,5	137,6	139,5
	K.	K.	K.	K.	S.	K.	P.	K.	P.	S.	K.

Кроме того Koch находит $\rho = 137,3$ для инфракрасного луча 8,69 μ .

Кислород. Rentschler (R), Koch (K).

$\lambda =$	3342	4359	5461	589,3	6709	6,7094 μ	8,6784 μ
$\rho =$	238,2	275,2	272,5	269,7	268,3	264,3	265,0
	R.	R.	R.	K.	K.	K.	K.

Азот. Scheel (S.), Koch (K.).

$\lambda =$	2379	2577	2926	3545	3908	4358	4917	5461	6576	7056
$\rho =$	326,08	320,84	314,34	307,63	304,72	302,0	301,06	299,77	296,1	2945
	K.	K.	K.	K.	K.	S.	K.	K.	S.	S.

Гелий. Koch (K.), Cuthbertson (C.).

$\lambda =$	2379	2577	2858	3705	4109	5300	5790	6438
$\rho =$	36,25	35,96	35,76	35,31	35,14	34,98	34,92	34,86
	K.	K.	K.	K.	K.	C.	C.	C.

Преломление примерно в 9 раз меньше, чем для азота; дисперсия также весьма мала.

Аргон. Ahrberg (A.), Cuthbertson (C.), Burton (B.).

$\lambda =$	4359	4799	5086	5461	5790	6438	656,3
$\rho =$	285,1	283,8	283,0	282,3	281,7	280,8	282,9
	A.	C.	C.	C.	C.	C.	B.

Неон, криптон и ксенон. Cuthbertson.

λ	<i>Ne</i>	<i>Kr</i>	<i>Xe</i>
4799	134,62	863,61	142,57
5086	134,46	860,68	141,85
5460	134,32	857,48	141,09
3790	134,21	855,22	140,55
643,8	134,08	851,60	139,78
670,8	—	850,66	139,46

Хлор, бром и иод. Cuthbertson.

λ	<i>Cl</i>	<i>Br</i>	<i>I</i>
4800	791,66	—	—
5000	—	—	2120
5461	784,00	1184,9	—
5600	—	—	2170
6215	—	—	2130
6708	775,63	1152,5	1970

В иоде дисперсия аномальная.

S, P, F, Hg, As, Zn, Cd, Se, Te. Cuthbertson.

$\lambda =$	5183	5460	5893	6563
S =	—	—	1101	—
P =	—	—	1197	—
F =	—	—	195	—
Hg =	1885	1882	1866	1799
As =	—	1580	1550	—
Zn =	2070	2150	2060	1960
Cd =	2780	2725	2675	2675
Se =	—	1570	1565	1530
Te =	—	2620	2495	2370

Водяные пары. Cuthbertson.

$\lambda =$	4779	5209	5769	6438	6708
$\rho =$	254,95	253,45	251,95	250,69	250,28

Закись (N_2O) и окись (NO) азота. Cuthbertson.

$\lambda =$	4779	4800	5209	5769	6438	6708
$\rho(N_2O) =$	514,15	—	511,45	508,48	506,16	505,44
$\rho(NO) =$	—	297,76	296,22	294,74	293,44	293,06

В новой работе Cuthbertson (1913) находит для NO_2 дисперсию, которая больше, чем для N_2O_4 . Для $\lambda = 6438$ оказалось для NO_2 $n = 1,000509$, для N_2O_4 $n = 1,001123$.

Аммиак. Loria и Patkowski.

$\lambda = 4358$	5461	5875	6563
$\rho = 396,1$	387,0	384,8	382,5

Озон. Cuthbertson, вычислено из наблюдений над смесями O_2 и O_3 .

$\lambda = 4800$	5209	5700	6438,	6708
$\rho = 532,90$	523,73	516,24	509,68	507,64

HCl , HBr и HJ . Cuthbertson.

λ	NCl	HBr	HJ
4799	451,87	621,60	939,00
5209	449,30	617,04	930,15
5790	446,56	612,45	920,87
6438	444,44	608,78	913,34
6708	443,75	607,52	910,87

Сероводород. Cuthbertson.

$\lambda = 4861$	5461	5790	656,3
$\rho = 650,9$	644,0	641,2	636,2

Сернистый газ (SO_2). Cuthbertson.

$\lambda = 5000$	5800	6500	6700
$\rho = 658,6$	661,3	657,1	656,4

Метан (CH_4) Koch.

$\lambda = 4359$	5461	5895	6709	6,7094 μ	8,6784 μ
$\rho = 447,5$	440,7	439,1	436,7	419,2	450,0

В инфракрасной части дисперсия аномальна.

Ацетилен (C_2H_2), этилен (C_2H_4), этан (C_2H_6). Исследования различных ученых дали несогласные результаты.

Углекислый газ (CO_2). Perreau (P.) и Gruschke (G.).

$\lambda = 4472$	4677	4800	5016	5380	5876	6438	6678
$\rho = 456,8$	455,0	454,4	453,8	451,8	449,9	448,7	447,5
G.	P.	P.	G.	P.	G.	P.	G.

Окись углерода. Koch (K.), Perreau (P.) и Gruschke (G.).

$\lambda = 4359$	4679	4922	5380	5876	6440	671,0	6,7094 μ	8,6784 μ
$\rho = 341,6$	338,7	338,3	335,7	334,9	332,8	333,1	332,5	332,5
K.	P.	G.	P.	G.	P.	K.	K.	K.

Циан (C_2N_2). Stuckert.

$\lambda = 4359$	5461	6708
$\rho = 870,8$	859,5	843,1

Сопоставляя все эти числа, Cuthbertson искал в них определенных закономерностей. Он разделил все элементы на группы, соответственно столбцам Менделеевской системы. В каждой группе величина ρ растет с атомным весом, а от одной группы к другой — с увеличением валентности. Кроме того, числа ρ в каждой группе оказываются целыми кратными некоторого основного числа. Приводим числа для нулевой группы периодической системы (ρ для луча D).

<i>He</i>	<i>Ne</i>	<i>Ar</i>	<i>Kr</i>	<i>Xe</i>
$\rho = 34,9$	68,7	283,7	427,3	702,0
1	2	8	12	20
—	—1,9%	+1,3%	+1,6%	+0,3%

Число ρ для *He* принято за единицу; в последней строке показаны отступления в процентах. Подобные же результаты получаются для групп $F - Cl - Br - J$, $O - S - Se - Te$ и $N - P - As$.

Дисперсию в воздухе исследовали многие ученые; приводим числа Kayser'a и Runge для сухого воздуха (для фраунгоферовых линий).

<i>A</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
$\rho = 290,5$	291,4	292,2	294,2	296,2	298,0

Siertsema и de Naas (1913) исследовали дисперсию в H_2 , воздухе и CO_2 при больших давлениях, доходивших до 71 атм. (H_2), 101,8 атм. (воздух) и 46,8 атм. (CO_2), и для лучей: 6440 (*Cd*), 5460 (*Hg*), 5090 (*Cd*), 4720 (*Zn*), 4360 (*Hg*) и 4050 (*Hg*). Оказалось, что относительные дисперсии не зависят от давления.

§ 4. Получение спектра при помощи призмы. При прохождении сложного пучка лучей через призму происходит двукратное преломление, из которых каждое сопровождается дисперсией, как показано на рис. 185, на котором S источник сложного пучка лучей, напр., источник белого света. После преломления пучек фиолетовых лучей представляется исходящим из точки S' , а пучек красных — из S'' .

Для субъективного наблюдения спектров служат спектроскопы, которые мы рассмотрим в следующем параграфе.

Свойства спектра, на которые приходится обращать внимание, суть: чистота спектра, его яркость и та степень разрешения деталей, которая в нем наблюдается.

Линейная длина спектра зависит от зрительной трубы, при помощи которой спектр наблюдается, т. е. от фокусного расстояния объектива и от увеличения, даваемого окуляром.

Дисперсия в данном месте спектра измеряется величиною $\frac{d\varepsilon}{d\lambda}$, где ε отклонение луча длины волны λ . Она зависит от показателя преломления

n , от преломляющего угла A призмы и от угла φ падения луча на призму. Полная дисперсия конечной части спектра определяется величиною $\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$, где ε_1 и ε_2 отклонения призмою лучей λ_1 и λ_2 .

Весьма важную роль при наблюдениях играет чистота, яркость и степень разрешения спектра. Rayleigh, Wadsworth, Helmholtz и др. исследовали те условия, от которых зависят эти свойства спектра. Подробное изложение вопроса можно найти в книге Н. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie I*, стр. 294 — 335 и 550—576. Мы видели, что спектр состоит из разноцветных изображений щели, число которых можно считать беспрельдно большим, и которые отчасти налагаются друг на друга. Вследствие этого в каждом месте спектра находятся все лучи от некоторого $\lambda = \lambda_1$ до $\lambda = \lambda_2$, и если разность $\lambda_2 - \lambda_1$ велика, то цвета перемешиваются; тонкие черные линии, обозначающие отсутствие какого-либо луча, перестают быть заметными — спектр удаляется от той предельной чистоты, при которой каждой поперечной его прямой соответствует только одно определенное λ . Чем уже изображение щели и чем дальше отстоят друг от друга центры двух изображений, соответствующих длинам волн λ и $\lambda + \Delta\lambda$, тем чище спектр. Мы можем сказать, что чистота спектра пропорциональна его длине и обратно пропорциональна ширине изображения щели. Отсюда следует, что чем уже щель, тем чище спектр.

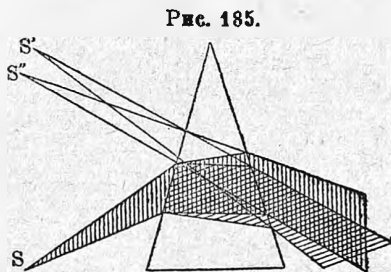


Рис. 185.

Яркость спектра уменьшается, когда щель суживается и когда спектр удлиняется. Поэтому можно сказать, что яркость спектра обратно пропорциональна его чистоте. Суживая щель, следует стремиться к возможно яркому ее освещению.

Rayleigh, рассматривая не геометрические лучи, но волновые поверхности, нашел условия, от которых зависит разрешающая способность призмы, т. е. возможность заметить в спектре наибольшее число деталей.

Пусть λ и $\lambda + \Delta\lambda$ длины волн двух лучей, весьма близких друг другу в спектре, и положим, что $\Delta\lambda$ наименьшая разность, при которой эти лучи получаются раздельно. Тогда величина

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \dots \dots \dots (3)$$

называется разрешающею способностью призмы. Rayleigh показал, что

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = (t_2 - t_1) \frac{dn}{d\lambda} \dots \dots \dots (3,a)$$

где t_2 и t_1 пути, пройденные внутри призмы двумя крайними лучами, т. е.

наиболее близкого к ребру двугранного угла призмы и наиболее близкого к ее основанию, ширину которого обозначим через t . Величина Δn равна разности показателей преломления двух лучей. Мы увидим (конец этого параграфа), что путь лучей должен соответствовать минимуму отклонения, т. е. лучи должны внутри призмы идти параллельно ее основанию (призма предполагается равнобедренной). Если пучек покрывает всю боковую сторону призмы, то $t_2 = 0$ и $t_1 = t$, так что

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = -t \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \dots \dots \dots (4)$$

Если лучи последовательно проходят систему призм, то вместо t следует подставить $T = \Sigma t$, так что

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = -T \frac{\Delta n}{\Delta\lambda} \dots \dots \dots (4, a)$$

Знак минус обозначает, что r величина существенно положительная, так как, при нормальной дисперсии, Δn и $\Delta\lambda$ разного знака. Чтобы призма могла отделить друг от друга составные части D_1 и D_2 двойной желтой линии D , для которых $\lambda = 5890$ и $\Delta\lambda = 6$, необходимо, чтобы ширина основания призмы t равнялась 1,02 см., если стекло избрано определенного сорта ($n = 1,65$).

Формула (3, a) относится к случаю бесконечно тонкой щели.

Schuster дал более полную формулу, в которую входит ширина щели.

Диффракционные решетки мы рассмотрим впоследствии, но для сравнения их с призмами, мы уже здесь упомянем, что для них

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = Nm \dots \dots \dots (5)$$

где N число черточек на решетке и m порядок наблюдаемого диффракционного спектра. Для больших решеток (Rowland) $N = 110\,000$; если наблюдать в первом спектре ($m = 1$), то около линии D ($\lambda = 6000$) могут быть разделены две линии, расстояние которых равно всего 0,05 \AA . Тот же результат потребовал бы систему призм, сумма оснований которых равнялась бы 126 см. Однако, этот результат сильно меняется, когда перейти к коротким λ . Дело в том, что для решеток r вовсе не зависит от λ , между тем как в (3, a) величина $\Delta n : \Delta\lambda$ меняется приблизительно обратно пропорционально λ^3 . Для $\lambda = 2000$ мы получили бы уже 4 см. вместо 126 см., а для $\lambda = 1000$ (лучи Schumann'a, см. ниже) было бы, теоретически, достаточно одной призмы с основанием $t = 0,8$ см.

Тот же вопрос разбирали Morris-Airey, Wadsworth, Schuster, Czapski, Lummer и Gehecke и др.

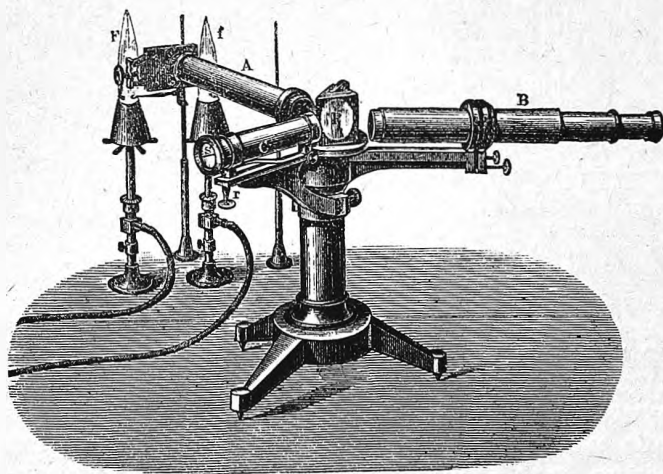
Лучи должны проходить через призму так, чтобы отклонение ε было наименьшее, по крайней мере для средних лучей рассматриваемой части спектра. Это следует из свойств призмы, которые были указаны на стр. 230. Только когда ε минимум, выходящий пучек гомоцентричен, т. е. имеет определенный фокус, изображение которого затем

получается при помощи чечевицы на экране или внутри трубы перед окуляром. Вдобавок в этом случае $r = r_1$ (рис. 134, стр. 230), т. е. все фокусы, соответствующие разноцветным лучам, получаются на одинаковом расстоянии от призмы, что опять-таки весьма важно, ибо только при этом условии все изображения щели, даваемые чечевицей, располагаются в одной плоскости и след. могут быть рассматриваемы при одном положении окуляра трубы.

§ 5. **Спектроскопы с призмами.** Приборы, служащие для изучения спектра данного источника света, называются спектроскопами; если они снабжены необходимыми приспособлениями для точного измерения углов отклонения лучей, — спектрометрами; наконец, спектрографами называются приборы, фотографирующие спектр. Устройство всех этих приборов бывает весьма различное, смотря по цели, для которой они назначены. Здесь мы скажем только о приборах, в которых дисперсия света получается при помощи призм.

На рис. 186 представлен простой спектроскоп, особенно часто употреб-

Рис. 186.



лявшийся при химических исследованиях; на рис. 187 схематически показано горизонтальное распределение частей, а именно *BA* коллиматор, имеющий в *B* вертикальную щель, в *A* чечевицу. На продолжении оси коллиматора, ставится источник, спектр которого желают извучить. *N* призма, *CD* зрительная труба, *GF* второй коллиматор, имеющий в *G* горизонтальную щель, в которую вставлена стеклянная шкала с весьма мелкими делениями. За щелью *G* ставится свеча или лампа, свет которой, отразившись от поверхности призмы *N*, дает изображение шкалы в том же месте трубы *CD*, где образуется спектр, так что наблюдатель одновременно видит в окуляре *D* параллельные друг другу спектр и изображение шкалы. Таким образом получается возможность определения относительного местоположения той или другой части спектра. Источник, спектр которого рас-

сматривается, может быть помещен около самой щели *B* коллиматора *AB*; вместо этого можно его поместить на произвольном расстоянии и спроектировать его изображение, при помощи чечевицы, на самую щель. На рис. 188 изображена раздвижная щель *mn*, одна половина которой закрыта добавочною призмою *ab*, которою пользуются, когда желают сравнивать спектры двух источников. Тогда один из источников ставится прямо перед щелью, а другой сбоку так, чтобы его лучи, претерпев в призме *ab* полное внутреннее отражение, также попадали в щель и притом по направлению оси коллиматора. На рис. 186 изображен внешний вид прибора. В *L* щель, в *B* шкала; призма находится под колпаком *T*, имеющим три боковых отверстия. Источниками лучей изображены бунзеновские горелки, в пламя которых введены вещества, помещенные на платиновых колечках. Лучи от *M* попадают непосредственно в щель *L*, а лучи от *M'* — пройдя вспомогательную призму.

Весьма важную роль играет устройство щели, так как самый спектр

Рис. 187.

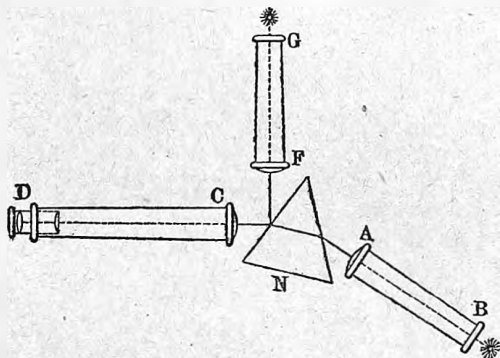
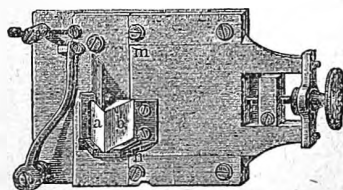


Рис. 188.



представляет непрерывный ряд изображений этой щели. На рис. 188 изображена щель, в которой перемещается только одна из двух пластинок. Ныне пользуются более сложно устроенными „симметричными“ щелями, в которых обе пластинки движутся, вследствие чего середина щели, а след. и середина какой-либо спектральной линии не смещается, когда изменяют ширину щели. Стоокес пользовался кварцевыми пластинками при устройстве щели спектроскопа.

Вронгинг первый стал устраивать призмы, состоящие из двух разнородных веществ, обладающих различною дисперсией. Такие призмы могут, напр., быть сделаны из кронгласа и флинтгласа. Флинт преломляет сильнее, чем крон, но в этом отношении разница не очень велика; зато дисперсия в флинтгласе несравненно больше, чем в кронгласе. Вронгинг устроил сложную призму (рис. 189), состоящую из флинтгласовой призмы *F* с преломляющим углом около 100° и двух кронгласовых *C* с углом около 25° . Последние две призмы значительно уменьшают отклонение лучей, но мало влияют на дисперсию, так что сложная призма дает такую-же дисперсию, как две флинтгласовые с углом около 60° , в которых вдобавок

потеря света при двукратном входе и выходе лучей больше, чем в призме сложной. Rutherford комбинирует две флинтгласовые и три кронгласовые призмы в одну, а Thollon призмы из CS_2 (угол 113°) с двумя призмами из кронгласа (угол 31°).

Для увеличения дисперсии заставляли лучи пройти два раза через

Рис. 189.

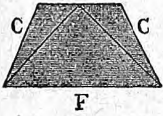
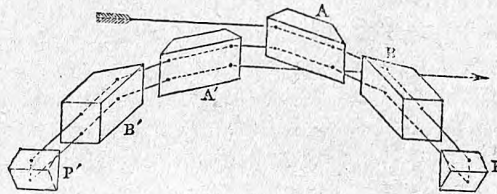
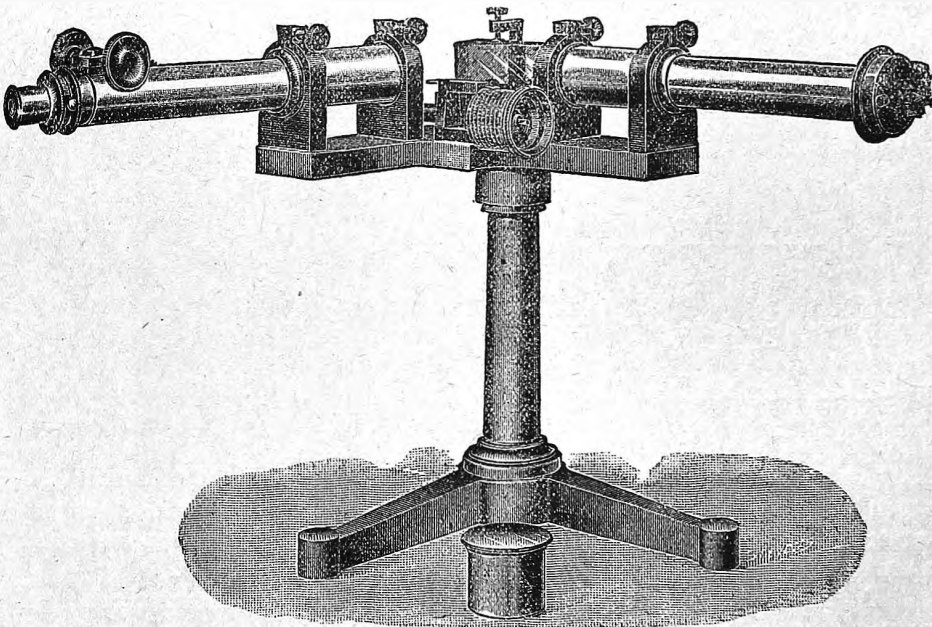


Рис. 190.



один и тот же ряд призм, причем они на концах этого ряда претерпевали полное внутреннее отражение. На рис. 190 показан ход лучей при таком устройстве. B' , A' , A , B преломляющие сложные призмы, P и P' призмы

Рис. 191.



в которых происходит отражение. Лучи последовательно проходят через призмы $ABPBA'A'B'P'B'A'$, вступая в A из коллиматора и из A' в зрительную трубу. Hilger в Лондоне устроил спектроскоп с тремя призмами, через которые можно заставить лучи пройти шесть раз, так что получается действие как-бы от 18-ти призм.

На рис. 191 изображен современный спектрометр Hilger'a с непосредственным отсчетом длин волн. Спектр получается от диффракционной решетки, соединенной с прямоугольной призмой, от гипотенузы которой лучи вполне отражаются. Коллиматор (справа) и зрительная труба установлены неподвижно. Призма и решетка вращаются, так что возможно последовательно провести весь спектр через поле зрения трубы, вращая барабан, отдельно изображенный на рис. 192. На боковой поверхности барабана расположена винтообразная шкала, проходящая мимо

Рис. 192.

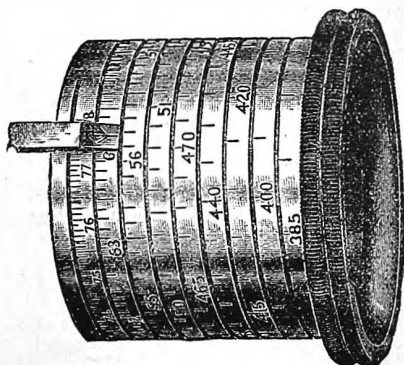


Рис. 193.

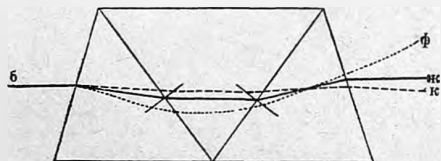
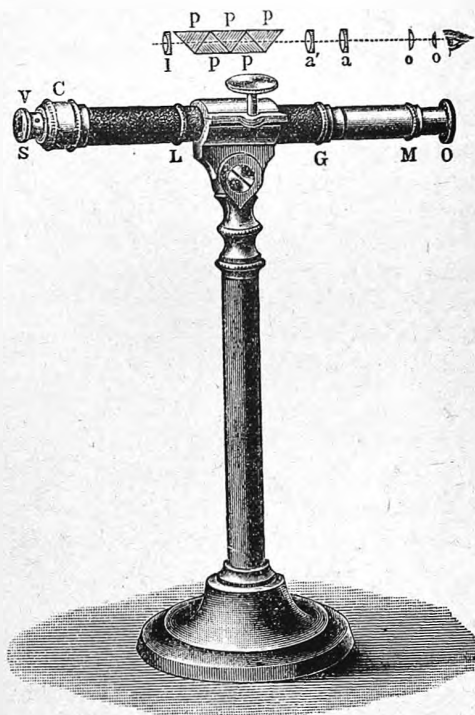


Рис. 194.



неподвижного указателя. Числа на шкале соответствуют сотням ангстрема, так что отсчеты могут быть делаемы с точностью до одного ангстрема. Установка окулярной части зрительной трубы производится вращением кольца, находящегося на средней части трубы.

В спектрографах, назначенных для фотографирования, вся оптическая система, а также призма, делаются из кварца или из исландского шпата. В первом случае пользуются призмой Согпи, состоящей из двух сложенных призм с преломляющими углами в 30° . Одна из призм вращает плоскость поляризации вправо (гл. XVIII), другая — влево; оптическая ось параллельна общему основанию всей призмы. Hartley, Schumann, Eder и Valenta, Crookes и др. построили такие кварцевые спектрографы. Schumann построил вакуум-спектрограф, из которого

может быть выкачен воздух. Линзы и призма сделаны из флюорита ($CaFl_2$), пропускающего лучи до $\lambda = 1000$. Еще дальше пошел Luman, поместивший в пустоте дифракционную решетку. К его работам мы еще возвратимся.

Весьма удобными представляются прямые спектроскопы (*à vision directe*), в которых происходит дисперсия без отклонения средних лучей спектра от их первоначального направления. В них призмы сложные, состо-

Рис. 195.



щие из такого сочетания призм кронгласовых и флинтгласовых, расположенных преломляющими ребрами в противоположные стороны, что те и другие вызывают сами по себе одинаковое отклонение средних лучей. При этом, однако, дисперсии, вызываемые призмами, неодинаковы; значительно преобладает дисперсия флинтгласовых призм; этот избыток и обнаруживается в окончательном результате прохождения лучей через все призмы. На рис. 193 показан ход лучей в призме Amici; она состоит из

Рис. 196.

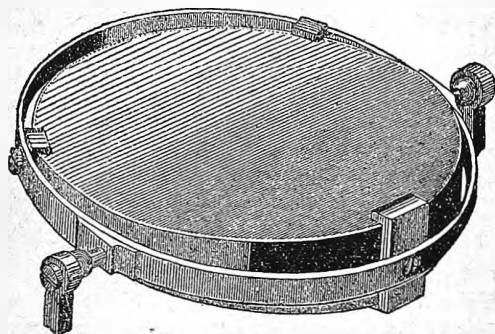
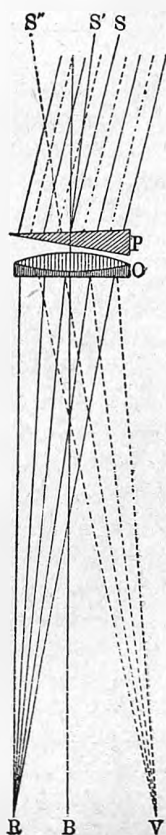


Рис. 197.



трех призм; средней из флинтгласа и двух крайних из кронгласа. Показан ход лучей красного (к), желтого (ж) и фиолетового (ф). Падает белый луч (б): выходящий желтый луч ему параллелен. Wernicke соединяет стеклянные призмы с жидкими, содержащими этиловый эфир коричной кислоты или метилсалициловую кислоту. На рис. 194 изображен прямой спектроскоп и над ним расположение внутренних его частей. В SV находится щель, в L чечевица l коллиматора; далее сложная призма (2 флинтгласовые и 3 кронгласовые), сложный объектив $a'a$ и окуляр $o'o$ зрительной трубы.

Обращаемся к спектроскопам, употребляемым при астрофизических наблюдениях. Во всех приборах, служащих для наблюдения неподвижных звезд, параллельно цилиндрическим стеклом, образующим которого должны быть параллельны преломляющим ребрам призмы, т. е. перпендикулярны к спектру звезды, непосредственно получаемому в виде тонкой линии, которая цилиндрическим стеклом и расширяется в полюсу.

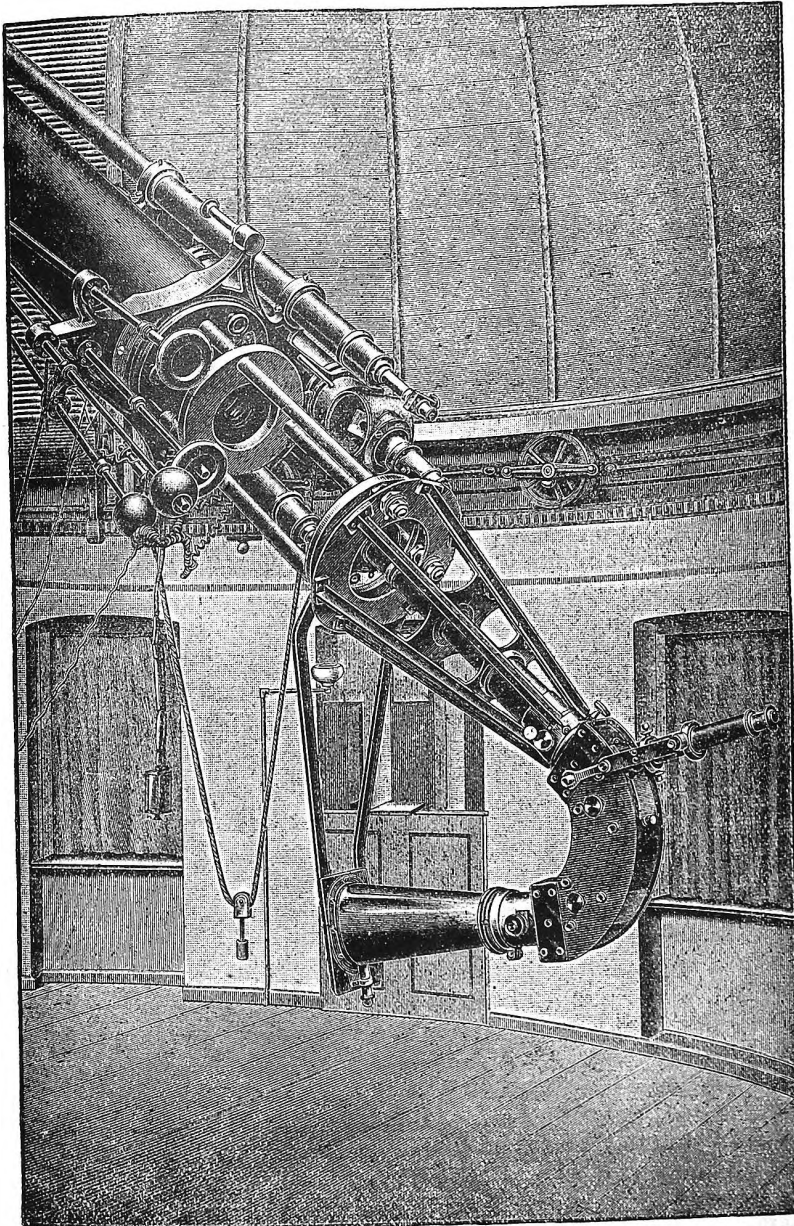
Для наблюдения падающих звезд и вообще источников, представляющихся в виде линии, может служить маленький прямой спектроскоп Browning'a (рис. 195), состоящий из системы Amici, помещенной перед объективом маленькой зрительной трубы *ab*.

Fraunhofer первый поместил призму перед объективом зрительной трубы для наблюдения спектров звезд. К этому способу возвратились впоследствии Respighi в Риме и Merz в Мюнхене. На рис. 196 изображена призма Merz'a с оправой для непосредственного насаживания в объектив трубы. Такую призму пользовался Secchi (диаметр 16 см., угол 12°). Pickering в Кембридже (Соед. Штаты) пользуется несколькими призмами (до 4-х, с углами 15°), которые присоединяются к объективу 11-ти дюймового рефрактора. Неудобство этого способа заключается в том, что вес призм (100 фунтов) может вызвать прогиб трубы. На рис. 197 показан ход лучей через призму *P* и объектив *O* трубы. Звезда находится в направлении *S*. После преломления красные лучи собираются в *R*, фиолетовые в *V*, как будто в направлениях *S'* и *S''* находятся красная и фиолетовая звезды. Лучи некоторой средней преломляемости собираются в точке *B*, лежащей на оси трубы.

Цилиндрическим стеклом можно пользоваться двояко. Его можно поместить перед щелью так, чтобы оно дало изображение звезды в виде тонкой линии, которая должна совпасть со щелью; им можно также воспользоваться для расширения спектра, полученного в виде тонкой линии.

На рис. 198 изображен большой спектрограф Потсдамской обсерватории, который прикрепляется на месте окуляра 11-ти дюймового рефрактора. Коллиматорная трубка находится внутри крепкой конусовидной стойки, составленной из тавровых прутьев, т. е. имеющих *T*-образный поперечный разрез. Далее следует изогнутая часть, содержащая две сильно рассеивающие призмы Rutherford'a. Наконец, на рисунке видна конусообразная фотографическая камера, поддерживаемая вертикальными (на рисунке) прутьями. Светящаяся гейслерова трубка установлена в конусе лучей, идущих от объектива рефрактора, вследствие чего водородные линии появляются на фотографии. Так как фотографирование звездных спектров требует продолжительной экспозиции, то необходимо, чтобы в течение долгого времени изображение звезды не сходило со щели. Для этого служит боковая зрительная трубка (см. рисунок), в которую попадают лучи, отразившиеся от передней стороны призмы, и в которую видна щель, освещенная светом гейслеровой трубки, и звезда в виде яркой точки. Производя микрометричные перестановки, можно исправлять неточности часового механизма, вращающего весь рефрактор, и не давать изображению звезды сходить со щели.

Рис. 198. 7



Для наблюдения солнечных выступов существуют особые спектро-скопы специального устройства. Сюда относится призматическая камера, состоящая из фотографической камеры, в которой помещены призмы перед объективом. Щели в ней вовсе нет.

§ 6. Виды спектров. Следует отличать спектры испускания и спектры поглощения.

A. К спектрам испускания относятся:

I. Спектр сплошной, представляющийся в виде непрерывной полосы, содержащей все части видимого спектра, от красной до фиолетовой. Такого рода спектры получаются при разложении белого света, испускаемого раскаленными твердыми и жидкими телами. Evershed находит, что пары *J*, *Br*, *Cl*, *S*, *As* и *Na* при высокой температуре также испускают белый свет, дающий сплошной спектр.

II. Спектр линейчатый, состоящий из некоторого числа отдельных светлых линий, расположенных поперек направления спектра и окрашенных соответственно месту, занимаемому ими в спектре. Число этих линий иногда весьма велико и большая часть их может быть расположена в инфракрасной и ультрафиолетовой частях. Такой спектр получается при разложении света, испускаемого светящимися газами или парами.

III. Спектр полосатый, состоящий из широких полос. Такие спектры также получаются от светящихся паров или газов. Полосы почти всегда особенно ярки на одной стороне (чаще на обращенной к фиолетовому концу) и постепенно ослабевают к другой, вследствие чего они производят впечатление колонн, освещенных с одной стороны. При сильной дисперсии колонны иногда распадаются на весьма большое число тончайших линий. Твердые тела также могут давать спектры линейчатые или полосатые. Мы ниже возвратимся к этому вопросу.

B. Спектры поглощения получаются, если пропускать белый свет через какую-либо среду, поглощающую те или другие лучи. Они представляются как бы сплошным спектром, от которого отняты определенные лучи, или группы лучей. Отсутствие лучей обнаруживается темными линиями или полосами на светлом фоне.

Urbain отличает еще спектры фотохимические, определяемые теми лучами, которые поглощаются веществом при химических реакциях.

Бывают спектры сложные, представляющие как бы сочетание спектров испускания и поглощения. В них встречаются, как темные линии или полосы на фоне сплошного спектра, так и отдельные яркие линии. Сюда относятся спектры некоторых звезд.

§ 7. Некоторые способы получения спектров испускания и поглощения. Изображение спектров. Говоря об исследовании спектров испускания, мы, главным образом, имеем в виду исследование спектров, получаемых при разложении лучей, которые испускаются светящимися газами и парами.

Существуют четыре способа наблюдения таких спектров, а именно:

1) Заставляют пары образоваться внутри пламени газовой или спир-

товой горелки. 2) Вводят разреженный газ в гейсслерову трубку, через которую пропускают электрические токи, постоянные или, чаще, индукционные. 3) Пары возникают в электрической искре. 4) Пары образуются в вольтовой дуге. Подробное изложение всего, что относится к этим четырем способам наблюдения спектров газов и паров можно найти в книгах: Urbain „Introduction a l'étude de la spectroscopie“, Paris, 1911 стр. 64—100 и Kayser I стр. 131—252, II стр. 287—338. Ограничиваемся немногими указаниями.

1) Пламя. Различные части пламени обладают, как известно, различной температурой и неодинаковым составом; соответственно, и спектры получаются неодинаковые. De Wetteville (1904) подробно исследовал эти спектры для целого ряда металлов. Спектры внутреннего конуса и собственно пламени содержат различные серии линий. Спектр конуса подобен спектру искры при наличности самоиндукции в цепи (см. ниже). Hartley исследовал спектры паров в пламени гремучего газа, температура которого весьма высока. Здесь многие металлы давали спектры полосатые.

Morton, Gouy, Bekmann, Eder и Valenta и др. построили приборы, в которых испытуемое вещество непрерывною струею вводится в пламя.

2) Гейсслерова трубка (т. IV). В них свечение вызывается электрическими разрядами. Весьма важно, что незначительные примеси постороннего газа могут сильно влиять на получаемый спектр, причем большую роль играет давление смеси. Ramsay и Collie (1896) исследовали смесь H_2 и He (33%). При давлении в 2 мм, виден только спектр водорода; при давлении 0,43 мм. спектр He резко выступал, при 0,072 мм. красные линии обоих спектров были одинаково ярки, при 0,012 мм. спектр гелия преобладал над спектром водорода. В смеси, содержащей 10% He спектр гелия заметен при слабых давлениях; но 1 часть H_2 в 100000 частях He дает ясно спектр водорода. Подобные же исследования производил Lewis (1899).

Температуру светящегося газа измерял Wood, вводя в трубку болометр. Она оказалась, вообще, невысокою и ее повышение, при свечении, в пределах от 13° до 73° , в зависимости от давления, силы тока и места в трубке, т. е. величины падения потенциала (т. IV).

3) Яркая искра индукционной катушки, появляющаяся между металлическими электродами, дает спектр паров тех металлов, которые входят в состав электродов и, в то же время, спектр тех газов, которые окружают электроды. На рис. 199 показано расположение приборов, дающее сильные искры. Острия E и E' соединены с обкладками лейденской банки. Зажим p' (—) соединен с внешней обкладкой, а зажим p (+) с острием T , находящимся вблизи пластинки P . Искры появляются одновременно между T и P и между E и E' ; S есть коллиматор спектроскопа. Весьма удобным представляется так наз. фюльгуратор Delachanal'я и Megnet, изображенный на рис. 200. Через дно пробирного стаканчика A проходит платиновая проволока внутри трубки fD ; против ее конца

находится нижний конец другой проволоки cd , также окруженной трубкой B , проходящей через пробку C . В стаканчик наливается раствор соли до такого уровня ab , что поверхность D вследствие поднятия смачивающей жидкости покрывается ею. Соединяя f с отрицательным, c с положительным полюсом индукционной катушки, получаем между D и d искры, свет которых дает спектр паров того металла, который заключается в растворенной соли.

Подобные же приборы построили Crookes, Demarçay, Gramont.

Кроме индукционной катушки, можно также пользоваться электрической машиной (Whimshurst, Töpler, т. IV), постоянным током от много-элементной батареи, а также электрическими колебаниями,

Рис. 199.

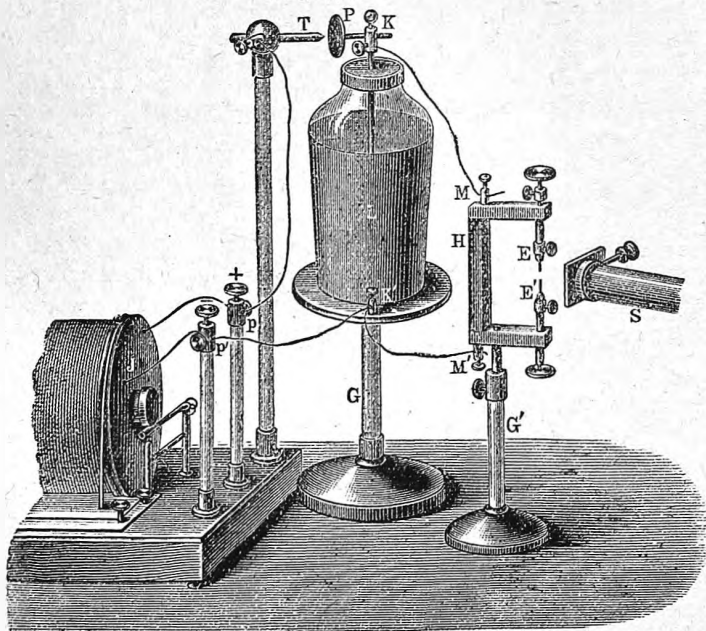


Рис. 200.



соответствующими волнам Герца или токам Тесла (т. IV). E. Wiedemann сравнил между собою первые три способа получения искры.

Весьма интересное исследование спектров искры произвели Schuster и Helmsalech. Они фотографировали спектр на пластинке, двигавшейся перпендикулярно к щели и к искре со скоростью 100 м. в сек. При этом спектральные линии оказались искривленными, что показывает, что пары металлических электродов движутся с определеною скоростью вдоль пути искры, имеющей колебательный характер (т. IV). Первый ряд разряд происходит в воздухе, остальные в парах металла. По искривлению линий можно судить о скорости движения паров, которая оказалась в пределах от 400 до 1850 м. в секунду и уменьшающегося с увеличением атомного веса металла. Вводя самоиндукцию (т. IV) в цепь искры, они

заметили ослабление и даже исчезновение атмосферных линий, что затем подтвердил в ряде работ Helmsalech. Далее Schenk исследовал спектр Cd и также нашел влияние самоиндукции на яркость различных спектральных линий. Berndt показал, что введение сопротивления влияет иначе, чем самоиндукция.

4) Вольтова дуга. Металлы или их соединения вводятся в дугу непосредственно или помещаются в продольном канале внутри углей, которые должны быть по возможности раздвинуты, чтобы получить спектр самой дуги, а не раскаленных углей. Fleming и Petavel, de Watteville, Fabry и Buisson и др. исследовали спектры, полученные в вольтовой дуге между угольными или металлическими электродами. Fabry и Buisson нашли, что спектр искры богаче линиями, чем спектр дуги.

Исследования Pringsheim'a, Paschen'a, Nasini и Anderlini (1904), и в особенности A. S. King'a показали, что пары металлов, нагретые простым нагреванием, т. е. без прохождения через них электрического тока, также дают спектр линейчатый или полосатый.

Crew и Tatnall построили удобный прибор для получения вольтовой дуги между двумя металлами, а именно, между стержнем и краем вращающейся пластинки. Arons первый построил „ртутную лампу“, в которой вольтова дуга образуется в пустоте между двумя поверхностями ртути. Эту лампу усовершенствовали Fabry и Perot, Hewitt, Pfund (1908), Knipp (1910), Urbain (1911), Weigert (1912), Tian (1913) и др. В лампе Fabry и Perot ртутный анод окружает в виде кольца катод, состоящий из вертикальной трубки, наполненной ртутью. Подобное же устройство имеет лампа Siedentopf'a (C. Zeiss в Иене). Hewitt показал, что каждой электро-возбудительной силе соответствует определенная упругость паров ртути, при которой лампа дает наилучшее действие. В построенной им лампе условия наилучшего действия устанавливаются автоматически. Эта лампа имеет форму вертикальной трубки, в которой помещаются внизу ртутный катод, а наверху железный анод. Наму и Michelson построили „кадмиевые лампы“ для получения спектра кадмия, играющего ныне, как мы увидим, важную роль при спектральных исследованиях.

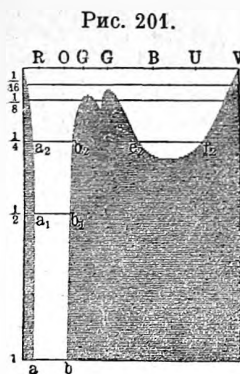
Спектры поглощения изучают, помещая поглощающее вещество между целью спектроскопа и источником белого света, при разложении которого получается спектр сплошной. Если испытуемое вещество жидкое, то его наливают в сосуд, имеющий две параллельные стеклянные стенки. Поглощение лучей парами веществ, легко испаряющихся, можно изучать, помещая в горизонтальную трубку, закрытую на концах стеклянными пластинками и нагреваемую (если нужно) горелкою.

Существует несколько различных способов изображения или черчения спектров. Наиболее совершенный способ заключался бы в воспроизведении всех частей и деталей спектра с их естественными цветами при точном соблюдении относительной их яркости. Полнейшая невозможность такого изображения спектров понятна сама собою. Обыкновенно

венно изображают спектры в виде полос, на которых поперечными чертами отмечают светлые или темные линии, стараясь шириною и степенью черноты (или белизны, когда спектр чертят на темном фоне), хотя бы приблизительно, отметить относительную ширину и относительную яркость или темноту отдельных линий.

По возможности стараются в настоящее время чертить так наз. нормальные спектры, в которых положение линии определяется длиной волны данного луча, так что каждое деление шкалы соответствует определенному приращению длины волны λ , напр., 10 Å.

Чтобы изобразить на одном рисунке последовательные изменения спектра поглощения растворов в зависимости от концентрации последних, пользуются способом, который будет понятен из рисунка 201, относящегося к раствору кармина. Буквы в верхнем ряду обозначают красную, оранжевую и т. д. части спектра. Каждая горизонтальная линия дает спектр поглощения раствора определенной концентрации, возрастающей, если идти сверху вниз.



При некоторой концентрации, принятой за единицу, получается одна широкая красная полоса, как видно на нижнем горизонтальном крае рисунка. Концентрация нуль дает сплошной спектр, из которого при концентрации $1/16$ исчезают крайние красная и фиолетовая части; между $1/16$ и $1/8$ появляются две темные полосы в желтой и зеленой, которые затем сливаются; полосы в зеленой и фиолетовой частях расширяются и при концентрации, несколько большей чем $1/4$, также сливаются, так что остается одна полоса в красной части спектра, медленно продолжающаяся суживаться при возрастающей концентрации раствора. Этим способом впервые пользовался Hartley (1883) и им изображены спектры поглощения 170-ти красок и 76-ти светофильтров в каталоге фирмы Wratten and Wainwright, составленном ее директором

Kenneth Mees.

§ 8. Несплошные спектры твердых тел. Спектры светящихся газов и паров. Мы видели, что твердые и жидкие тела, доведенные накаливанием до свечения, дают непрерывный спектр. Однако, при люминесценции такие тела дают во многих случаях полосатые или линейчатые спектры, напр., при флюоресценции и при фосфоресценции, которые мы рассмотрим впоследствии. Интересный случай несплошного спектра твердых тел открыл и исследовал Goldstein. Дело в том, что многие твердые тела светятся под влиянием падающих на них катодных лучей (т. IV); когда действие этих лучей прекращается, то во многих случаях наблюдается продолжающееся некоторое время свечение. Crookes первый при этом наблюдал несплошные спектры, испускаемые некоторыми соединениями редких металлов. Goldstein (1904) нашел для всех тел жирного ряда только сплошные спектры, а для большого числа тел ароматического ряда несплошные спектры, состоящие из ряда,

иногда весьма узких полос. Это относится в особенности к тем соединениям, которые содержат два или три бензоловых кольца. Некоторые окислы редких металлов дают при накаливании сплошной спектр, на фоне которого выступают отдельные яркие линии; это как бы наложение друг на друга сплошного и линейчатого спектров.

Светящиеся пары и газы дают, вообще, спектры, состоящие из ряда отдельных светлых линий. Вопрос о распределении этих линий, или, иначе говоря, о величинах λ для всех разнородных лучей, испускаемых различными парами и газами, представляет весьма большой интерес. В специальных сочинениях (см. ниже), посвященных вопросу о спектрах, можно найти подробные списки величин λ для иногда весьма многочисленных линий, входящих в состав спектра того или другого вещества, приведенного в паро-или газообразное состояние. Для многих веществ изучены также и ультрафиолетовая и инфракрасная части спектра, и в них найдены для некоторых веществ весьма многие линии.

Мы приведем ниже перечень некоторых линий, характеризующих спектры испускания немногих веществ, но должны предпослать ему несколько общих замечаний. Дело в том, что число и расположение линий в спектре зависит не только от рода светящегося вещества, но и от его физического состояния, напр., плотности, а также от температуры, при которой оно светится, и от способа получения спектра. Так, напр., пары металлов, введенные в пламя бунзеновской горелки, дают спектры, состоящие из сравнительно небольшого числа линий; но число линий в спектре, вообще, весьма значительно увеличивается, когда те же металлы испаряются в вольтовой дуге. Пары натрия дают в пламени бунзеновской горелки одну двойную желтую линию (D); в искре индукционной катушки (стр. 306) обнаруживается, если ввести в нее сернонатриевую соль, кроме линии D , еще семь других линий. Каузер и Рунге определили до 30-ти линий между $\lambda = 6162$ и $\lambda = 2512$; из них 7 линий находятся в ультрафиолетовой части. Wood (1909) нашел 50 линий, длины волн которых он мог измерить.

Е. Wiedemann, Hasselberg, P. Lewis и др. изучали вопрос о влиянии примесей на спектр данного газа, и пришли к интересным результатам, отчасти уже упомянутым на стр. 317. Оказалось, что присутствие одного газа иногда существенно влияет на спектр другого, к которому он примешан. Lewis нашел, что, напр., ртутные пары обнаруживаются в водороде даже при -20° , когда их давление 0,00002 мм.; в кислороде линии паров ртути не появляются, когда не примешан еще водород. Аргон в воздухе не заметен, а в гелии его малейшие следы обнаруживаются.

Humphreys и Mohler, а также Jewell, Haschek, Huff и др. находят, что длина волны лучей, испускаемых светящимися парами (в вольтовой дуге) меняется, хотя и весьма мало, а именно увеличивается примерно на 0,01 \AA при изменении внешнего давления от 1 до 12-ти атмосфер. Весьма подробный обзор всех сюда относящихся работ с полным указанием литературы, составил Humphreys (Jahrb. der Radioaktiv. 5

р. 324—374, 1908). После этого напечатали еще работы (1912) King, Sanford, Humphreys и Havelock. Исследовалось влияние давления не только на положение линий, но и на их ширину и яркость. Различные теоретические объяснения дали Humphreys, Larmor и Richardson. Из многочисленных результатов упомянем только, что смещение линий пропорционально давлению: оно не зависит от температуры; для линий одной серии (см. ниже) оно пропорционально длине волны; для главной и двух побочных серий смещения при почти одинаковых длинах волн относятся как 1:2:4. Линии полос не смещаются. В последних работах Humphreys доходил до давления в 101 атм.

Большой интерес представляет вопрос о существовании нескольких, существенно друг от друга отличающихся спектров одного и того-же газа или пара. Pluecker и Hittorf (1862—1865) впервые указали, что N , пары S и некоторых углеводов могут дать, смотря по физическим условиям, два и даже три различных спектра, напр., один линейчатый и один полосатый. Этим вопросом особенно занимались Wuellner, Salet, Schuster, Dibbits, Liveing и Dewar и др. Оказывается, что при некоторых условиях пары и газы могут давать даже непрерывный спектр.

Длины волн, соответствующие спектральным линиям различных элементов, были определяемы весьма многими учеными. Работы некоторых из них появились в длинном ряде статей; иногда все результаты соединялись в одной книге. Приводим авторов особенно обширных таблиц, ограничиваясь названием соответствующего журнала без перечня отдельных статей. Опускаем более старые работы.

Liveing and Dewar (1878—1890). Proc. R. Soc.; Phil. Trans. London.
Hartley and Adenay. Phil. Trans. 1884.

Kayser und Runge. Abhandl. Berl. Akad. 1888—1894.

Hasselberg. Kongl. Svensk. Vet. Ak. Handl. С 1890 года.

Rowland. Astron. and Astrophys. 1893; Phil. Mag. 1893. Preliminary table of Solar spectrum wave-lengths. Astrophys. J. 1895—1898 и книгой, Chicago 1896.

Eder und Valenta. Denkschr. Wien. Akad. с 1893 года и книга „Beitraege zur Photochemie und Spektralanalyse“, Wien, 1904.

Hartley. Phil. Trans. 1894; Trans. R. Dubl. Soc. 1901.

Demarçay. Spectres électriques, Paris, 1895.

Exner und Haschek. Wien. Ber. 1895—1901. Две книги: Wellenlängen-Tabellen и т. д. „Leipzig u. Wien. 1902, 1904. Только ультрафиолетовые линии, для которых λ меньше 4700.

Marshall Watts. Manchester 1889 с многими добавлениями до 1910 г.

Hagenbach und Konen. Atlas der Emissionsspektren der meisten Elemente, Jena, 1905 (λ между 7000 и 2400). Несравненно обширнейшим каталогом линий всех элементов является книга:

Kayser, Handbuch der Spektroskopie T. V. (1910) и VI (1912), всего более 1800 страниц. Элементы распределены по алфавиту их химических

обозначений (*A, Ag, Al, As, Au, B*, и т. д.). Для каждого элемента дана сперва вся литература; затем история его исследования и таблицы длин волн для различных спектров данного элемента. В конце VI тома помещены: сравнение систем Rowland'a и J. A. (интернациональные ангстремы, см. ниже), таблица линий железа в этих двух системах (стр. 896—926, около 4500 линий), таблица главных линий всех элементов по убывающим длинам волн (стр. 929—1033) от $\lambda = 9085$ до $\lambda = 1854$ и, наконец, таблица полосатых спектров. По мнению Kayser'a (т. V р. 887) до 1911. года были измерены около 120000 линий между $\lambda = 2000$ и $\lambda = 7000$, что дает в среднем 24 линии на каждый ангстрем; в области между $\lambda = 4200$ и $\lambda = 3500$ это число еще гораздо больше. Чтобы характеризовать каждую линию нужна точность до 0,01 ангстрема.

Относительно основного вопроса о единицах длины, в которых выражаются длины волн, заметим следующее. Измерения длин волн производятся ныне путем сравнения их между собою интерференционным способом. Поэтому необходимо в основу положить длину волны какой-либо исходной линии, выраженную в ангстремах.

До конца восьмидесятых годов пользовались системою Angstroma, в основе которой лежало число $\lambda = 5895,13$ для линии D_1 . Затем вошла в употребление система Rowland'a, в которой исходным числом является:

$$\lambda(D_1) = 5896,156.$$

Ныне, после работ Benoit, Fabry и Perot и Michelson'a общепринята международная система, при которой все λ выражаются в J. A. (интернациональные ангстремы). Основую служит λ для красной кадмиевой линии, а именно $\lambda = 6438,4696$ J. A. Это число постановлено уже никогда не менять. Ясно, что таким образом вводится новая единица длины J. A., которая не тождественна с $A = 10^{-8}$ см.

Водород. (Kayser, V, р. 473—507, приводит 187 исследований). Вопрос о существовании нескольких различных спектров водорода вызывал много споров. Обыкновенный линейчатый спектр водорода, получаемый в гейсслеровых трубках, состоит из пяти главных линий:

Обозначение.	Цвет.	λ	Фраунгоферова линия.
H_α	красный	6563,04	<i>C</i>
H_β	зеленый	4861,49	<i>F</i>
H_γ	синий	4340,66	<i>G'</i>
H_δ	фиолетовый	4101,85	<i>h</i>
H_ϵ	фиолетовый	3970,25	<i>H</i>

Кроме того, имеется еще ряд резких линий в ультрафиолетовой части, и огромное число других более слабых линий.

По мнению некоторых ученых водород может дать еще другие спектры, совершенно не похожие на только что описанный. Wuehler отличает пять различных спектров испускания водорода. Новые исследования

доказали, что водород несомненно имеет два различных спектра, и выяснили условия их возникновения.

Schumann и Lyman открыли множество линий в крайней ультрафиолетовой части.

Азот (Kayser, V, p. 792—838, приводит 201 исследование). Следует отличать два спектра: сильные электрические разряды дают спектр, состоящий из ряда светлых линий; более слабые разряды, которыми обыкновенно пользуются, заставляя светиться гейсслеровы трубки, дают спектр, состоящий из двух рядов полос, одного в красной и желтой, другого в синей и фиолетовой частях спектра.

Кислород дает при весьма высокой температуре, напр., в сильной электрической искре, спектр, состоящий из большого числа линий и названный Schuster'ом элементарным спектром. В обыкновенной гейсслеровой трубке получается спектр, который Schuster назвал сложным, желая этим выразить гипотезу, что частицы кислорода имеют более сложное строение, когда появляется этот спектр, чем когда наблюдается спектр „элементарный“. Сложный спектр состоит из четырех линий, длины волн которых 6157, 5436, 5329 и 4368. Около отрицательного полюса трубки наблюдается третий спектр, состоящий из четырех широких полос, положение которых определяется следующими числами: 6010 до 5960, 5900 до 5840, 5630 до 5553 и, наконец, 5292 до 5205. Schuster показал, что эти полосы состоят из отдельных линий.

Гелий характеризуется двойною желтою линией, обозначаемой D_3 ; длина волны этой линии равна

$$\lambda(D_3) = 5875,870 \text{ и } 5876,209.$$

Кроме того спектр гелия содержит еще множество других линий.

Углерод. (Kayser, V, p. 190—234, приводит 187 работ). Вопрос о спектре углерода и его соединений представляется до сих пор в высокой степени спорным. Все наблюдатели согласны, что углероду принадлежит линейчатый спектр, который получается при перескакивании сильных индукционных искр между угольными электродами или через CO_2 , CO , или пары углеводородов. Этот линейчатый спектр был исследован Watts'ом, Angstroem'ом и Thalèn'ом и Liveing'ом и Dewar'ом; из них первый нашел до 50-ти линий в видимой части спектра, и последние около 20-ти линий в ультрафиолетовой части; впрочем некоторые из линий, данных Watts'ом, вероятно принадлежат кислороду и азоту.

Кроме этого линейчатого спектра наблюдается, однако, еще спектр полосатый, известный под названием спектра Swan'a. Он легко наблюдается, если рассматривать свет нижней части пламени бунзеновской горелки или ее видоизменения — горелки Terquem'a. Этот спектр состоит из пяти полос, из которых первые четыре сравнительно легко наблюдаются. Эти полосы находятся в частях спектра красной (6190—5960), желтой (5640—5430), зеленой (5170—5080) и синей (4740—4680); пятая полоса в фиолетовой части находится около $\lambda = 4270$. Все полосы резко ограничены со стороны, обращенной к красному концу спектра, и

постепенно ослабевают к стороне противоположной. До сих пор нельзя считать решенным вопрос о том, имеем-ли мы здесь дело со спектром углерода или одного из углеводородов; важность этого вопроса явствует из того факта, что этот спектр наблюдается при разложении света, испускаемого кометами (см. ниже). Angstroem и Thalèn, Liveing и Dewar, Swan и другие приписывали этот спектр углеводородам, между тем как Lockyer, Atfield, Pluecker, Wuellner и другие полагают, что он принадлежит самому углероду. Новая работа Eder'a и Valenta над спектром углерода показала, как трудно, вообще, избежать примесей, меняющих вид этого спектра. Они открыли 22 линии углерода в ультрафиолетовой части. Angstroem и Thalèn разложили упомянутые полосы на большое число отдельных линий (до 50-ти в зеленой полосе).

Натрий (Kaysar, VI, p. 1—114, приводит 678 работ!) дает при не очень высокой температуре в видимой части спектра двойную желтую линию D_1 и D_2 ; при очень большой дисперсии каждая линия распадается на множество отдельных линий. По Rowland'у длины волн линий D_1 и D_2 суть

$$D_1 = 5896,155; D_2 = 5890,186.$$

При более высокой температуре получается ряд новых линий. E. Wiedemann и G. C. Schmidt находят, что флюоресцирующие пары натрия дают спектр, состоящий из яркой линии D , из полосы в красной части и из полосы в зеленой.

Калий. Яркая двойная красная линия 7699 и 7665, слабая двойная фиолетовая 4047 и 4044; кроме того слабый непрерывный спектр.

Цезий. Две синие линии 4596 и 4556 и кроме того линии 6590, 5843, 5664 и др.

Рубидий. Две красные линии 7806 и 7950 и две фиолетовые 4202 и 4216.

Литий. Характерная красная линия 6708, слабая желтая 6104 и очень слабая синяя 4603, которая при высокой температуре преобладает.

Талий. Зеленая линия 5350,68.

Индий. Синяя линия 4511 и слабая фиолетовая 4102.

Цинк. Три яркие синие линии (4810, 4722, 4680) и одна оранжевая 6363.

Кадмий. Четыре яркие линии: красная 6438,7, зеленая 5086 и синие 4800 и 4678. Спектр кадмия замечателен обилием ультрафиолетовых линий, которые принято обозначать номерами от № 8 до № 26; длина волны 26-ой равна 2144,4. Ими часто пользуются, как удобными указателями местоположения других линий. Повидимому, линии кадмия отличаются высокою степенью однородности.

Медь. Большое число линий, между которыми выдаются три зеленые линии (5218, 5153 и 5106), две желтые (5782 и 5700) и две оранжевые (6381 и 6219).

Ртуть, смотря по условиям, дает спектр линейный или полосатый. Оба спектра подробно описали Eder и Valenta; линейный от $\lambda = 6360$

до $\lambda = 2150$; полосатый от $\lambda = 4517$ до $\lambda = 3270$. Знаменитая зеленая линия имеет $\lambda = 5461$.

Железо дает спектр, особенно богатый линиями; число их доходит до 5000. Сogni определил 273 линии в ультрафиолетовой части между $\lambda = 3956$ и 2947; Kayser и Runge 45 линий между 3200 и 2289; Liveing и Dewar 48 линий между 2941 и 2465. Подробный атлас, содержащий почти 5000 линий, опубликовали Kayser и Runge.

Само собою разумеется, что в этом списке указаны лишь немногие линии, легко наблюдаемые в видимом спектре.

Спектры соединений. Первые исследования Bunsen'a и Kirchhoff'a заставляли их думать, что спектр солей, введенных в пламя газовой горелки, зависит только от металла, ибо, напр., самые различные соли натрия дают один и тот-же спектр — двойную желтую линию; впрочем, и они уже допускали, что такое явление могло быть следствием разложения солей. Mitscherlich первый высказал, что всякое соединение имеет свой особый спектр, который и появляется, если удастся заставить светиться пары этого соединения без его разложения. Это достигается, между прочим, искусственным охлаждением пламени. Хороший пример представляют спектры $SrCl_2$, $SrBr_2$ и SrJ_2 , которые, отличаясь между собою, имеют и совершенно другой характер, чем спектр самого стронция. Dibbits, Lockyer, Gouy, Moser, Schuster и др. получили и исследовали спектры различных соединений. Оказывается, что соединения всегда дают полосатые спектры, так что линейчатые спектры, повидимому, составляют особенность светящихся простых тел. Вопросом о спектрах соединений занимались в особенности E. Wiedemann и G. C. Schmidt, а также Johnes (HgJ) и Fabry (1905). E. Wiedemann дал (1904) обзор спектров окислов и галоидных соединений Ca , Ba и Sr ; Fabry подробно исследовал фтористые соединения тех-же металлов. Notting (1905) изучал спектры сплавов, а именно различных комбинаций металлов Zn , Sn , Sb , Pb , Mg , Hg , Cd , Bi , Al . Он нашел, что в спектрах искры и вольтовой дуги, составные части сплава не влияют друг на друга; при определенных условиях преобладает спектр металла, имеющего наибольший атомный вес.

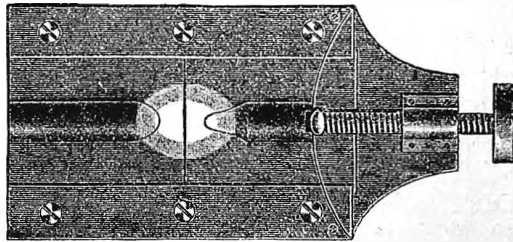
Соединения металлоидов между собою, напр., CO , CO_2 , NH_3 , NO_2 , H_2O имеют также особые характерные спектры.

Мы упоминали о том, что с изменением температуры меняется характер спектра: изменение заключается, главным образом, в том, что с повышением температуры появляются новые линии или значительно усиливается яркость линий сравнительно слабых. Кроме того, некоторые линии расширяются, причем их границы делаются менее резкими. Вопрос о том, насколько эти изменения зависят от изменения в строении молекул газа и пара, остается пока спорным. Изменение плотности пара также имеет сильное влияние на вид спектра: вообще можно сказать, что увеличение плотности пара вызывает утолщение линий, причем их края, сначала вполне резкие, делаются неясными — линии как-бы расплываются. Расширение линий происходит иногда в обе стороны, но

весьма часто расширение одностороннее, и притом обыкновенно в сторону красного конца спектра.

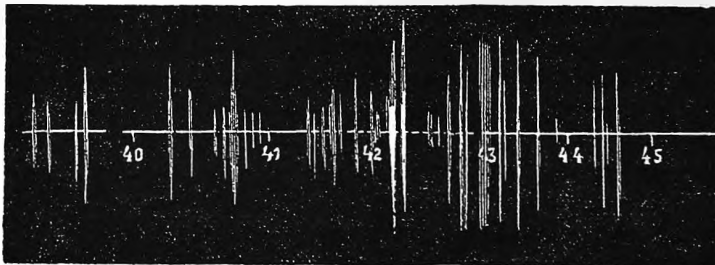
На изменении числа и ширины линий с повышением температуры и плотности спектра основан интересный способ наблюдения спектров паров, предложенный Lockyer'ом и приводящий к понятию о так наз. коротких и длинных линиях. Lockyer ставит уголи, между которыми образуется вольтова дуга, горизонтально, и при помощи чечевицы получает изображение дуги на вертикально поставленной щели, как показано на рис. 202. При этом в щель попадают только те лучи, которые исходят из узенькой по перечной полоски вольтовой дуги, и притом в среднюю часть щели (считая по ее длине) лучи от центральной точки дуги, в которой температура и плотность пара наибольшие, между тем как крайних точек щели достигают лучи от более холодных и менее плотных частей дуги.

Рис. 202.



Вследствие этого в спектре получаются линии различной длины: те линии, которые появляются уже при низкой температуре имеют длину, соответствующую всей ширине изображения дуги на щели; их средние части оказываются утолщенными. Те же линии, которые появляются только при наиболее высоких температурах или большой плотности пара, оказываются короткими, соответственно малой ширине изображения центральной части вольтовой дуги. На рис. 203 показана часть спектра смеси кальция и стронция, полученная этим способом.

Рис. 203.



Длинные линии наиболее важны; они, главным образом, характеризуют спектр данного вещества. Впрочем не следует думать, чтобы длиннейшие линии всегда были и самые яркие; весьма часто наблюдается, что длинная линия слаба, между тем как самые яркие линии в то-же время наиболее короткие.

Лоскуер еще другим способом старался определить те линии, которые соответствуют наиболее высоким температурам. Он заметил, что при переходе от дуги к искре, некоторые линии исчезают, другие усиливаются или вновь появляются. Пользуясь сильнейшими разрядами и отыскивая те линии, которые при этих разрядах появляются, мы, по мнению Лоскуер'а получаем именно те линии, которые при наивысших температурах одни только-бы и остались. Эти линии он называет „enhanced lines“. Он определил enhanced lines для различных металлов и соединил их в одном спектре (test-spectrum). Оказалось, что этот спектр замечательно совпадает со спектрами некоторых звезд, напр. α Cygni. Steinhausen (1905) изучал enhanced lines от $\lambda = 2100$ до 5800.

Характер спектра испускания претерпевает коренное изменение когда светящийся пар находится в магнитном поле. Относящиеся сюда явления, впервые открытые Zeeman'ом, будут рассмотрены в IV томе.

§ 9. Структура и ширина линий. Система нормальных линий. Michelson (1892) первый показал, что некоторые спектральные линии имеют сложную структуру, т. е. состоят из группы весьма близких друг другу линий. Весьма часто одна из линий, основная, обладает большою интенсивностью, между тем как остальные чрезвычайно слабы; последние, в этом случае, называются спутниками или трабантами. Метод, которым он пользовался, не может дать точных результатов, которые были получены благодаря работам Fabry и Perot (1897—1902) и Lummer'а и Gehrke (1902); они ввели интерференционный способ, основанный на наблюдении кривых одинакового наклона (гл. XIII). Кроме того, ступенчатая решетка (гл. XIV) Michelson'а дала возможность непосредственно видеть спутники. Последними двумя способами было произведено весьма большое число исследований целым рядом ученых, как напр., Baeyer, Janicki, кн. Голицын, Наму, Lunelund, Wali Mohamad (1914) и др. В 1909 г. появился обзор Baeyer'а (Jahrb. der Radioakt. 6 p. 50—68, 1909) всех произведенных до того времени работ, относящихся к линиям *Hg, Cd, Bi, Zn, Tl, Cu, Na, He* и *Ne*. Расстояния спутников от главной линии мы обозначим через δ , выражая его в ангстремах. После упомянутого обзора производили исследования Janicki (1909) линий *Al, Mg, Ag, Zn, Sn, Co, Cu, Mn, Ca, Cr, Fl* и *Hg*, Lunelund (1911) линий *Hg, Cd, Zn, Bi* и *Pb* и Wali Mohamad (1914) линий *Al, Sb, Bi, Cd, Cr, Co, Cu, Pb, Mg, Mn, Ag, Na, Te, Sn* и *Zn*. Кроме того, появилось много работ о линиях ртути, в особенности зеленой линии 5461. Приводим некоторые из результатов.

Не были найдены спутники в линиях *Zn, Al, Mg, Ag, Sn* и *Ne*. Небольшое число линий исследовано в спектрах *Bi* (4122 имеет 2 спутника, 4477—5 спутников), *Cu* (5782 и 5700 по одному сп.), *H₂* (красная 6563 двойная), *He* (5876 один сп., 4713 двойная, 4472 один сп.) и *Te* (зеленая 5350,6 один сп.). Большинство линий просты, но некоторые со спутниками у *Co* (4 линии со спутниками находит Janicki и только одну, 4629,5, Wali Mohamad), *Cu* (4 линии со сп.), *Pb* (5 или 6 линий со сп.), *Ca* (4

линии со сп.) и *Cr* (3 линии со сп.). Для этих металлов большое число других линий исследованы (напр., 51 линия для *Ca*), но оказались без спутников. У *Cd* исследованы 6 линий, из которых три (5086, 4800 и 4678) оказались со спутниками. Красная линия 6438,47 не имеет спутников (см. стр. 325). Много линий со спутниками найдено только у *Mn* и *Hg*. У марганца 39 линий без спутников и 14 линий имеют спутники.

Совершенно особое положение занимает ртуть, линии которой исследовались многими учеными. Всего были изучены 12 линий, из которых только две, а именно 4916 и 4339 оказались без спутников. Затем 9 линий оказались со спутниками, число n которых следующее:

$\lambda =$	3663	3650,3	3654,9	4047	4078	4348	4359	5769	5790
$n =$	1	3	4	3	5	3	8—11	5	7—10

Здесь пропущена зеленая линия. Числа 8—11 и 7—10 обозначают, что равные наблюдатели находили неодинаковые числа. Исключительный интерес представляет зеленая линия 5461. Ваеуер нашел, что она состоит из 9 линий, Lunelund (1911) из 11-ти, Janicki (1912) из 12-ти, Mc. Lennan и Mc. Leod (1914) из 10-ти. Особенность ее заключается в том, что ее нельзя рассматривать, как состоящую из главной линии и из спутников, так как многие ее составные части почти одинаково ярки. Приводим числа, которые дает Janicki. Здесь δ обозначает расстояния (в ангстремах) отдельных линий от той из них, для которой λ наименьшее. Яркость обозначена числами, причем 1 обозначает наибольшую яркость.

$\delta =$	0,000	0,134	0,168	0,188	0,214	0,227	0,236
Яркость =	2	5	3	6	1	3	1

$\delta =$	0,245	0,254	0,320	0,364	0,450
Яркость =	1	3	1	4	7

Четыре наиболее яркие линии обладают приблизительно одинаковой яркостью.

В нашем обзоре мы не приняли во внимание работ некоторых ученых, которые нашли во многих случаях, несомненно ошибочно, слишком большое число спутников. Они имели дело с самообращением линий (см. ниже), которое легко счесть за их удвоение, как показал, напр., Глаголев (1910). Теоретическое объяснение происхождения спутников дал впервые Sommerfeld (1917). Приведем один пример сложной линии, чтобы показать на каких малых расстояниях δ (в ангстремах) находятся иногда спутники от главной линии. Берем линию 4359 ртути. Для δ Ваеуер находит: $\delta = -0,159 - 0,107 - 0,093 - 0,045 - 0,017 + 0,019 + 0,028 + 0,044 + 0,114 + 0,185$.

По вопросу о ширине спектральных линий мы здесь ограничимся немногими словами. Если-бы каждая линия вызывалась колебаниями вполне определенной частоты, т. е. соответствовала-бы вполне монохроматическому свету, то все линии должны были-бы представляться

бесконечно тонкими. На деле линии обладают определенной шириной благодаря целому ряду возможных факторов. Для анализа этих факторов необходимо исходить из определенных теоретических представлений относительно возникновения лучистой энергии вообще. Разбор этого вопроса мы должны отнести к главе об электромагнитной теории света (т. IV).

Переходим к вопросу о нормальных линиях спектра. Международная Комиссия по исследованию солнца (International Union for Co-operation in Solar Research), во главе которой стоят Ames, Buisson, Paschen и Kayser, постановила пригласить ученых всех стран способствовать построению системы нормальных спектральных линий, длины волн которых были-бы определены с величайшею достижимою точностью (по возможности до 0,001 Å), и которые затем служили-бы для сравнения с ними длин волн других спектральных линий. В основу положена нормаль первого порядка, а именно красная кадмиевая линия. Длину волны которой определяли Michelson и затем Benoît, Fabry и Perot. Она установлена равною

$$\lambda = 6438,4696 \text{ J. A.}$$

где *J. A.* обозначает интернациональные ангстремы, о чем уже было сказано на стр. 323.

Первая задача Комитета заключалась в установлении нормалей второго порядка. Эту работу произвели Buisson и Fabry (1908), Eversheim (1909) и, отчасти, Pfund (1908). По постановлению Комитета, линии второго порядка должны быть распределены по возможности равномерно по всему спектру и отстоять друг от друга не более, чем на 50 Å. Интерференционный способ, которым пользовались, будет изложен в гл. XIII. На основании упомянутых работ Комитет, прежде всего, установил первую серию 58-ми нормальных линий второго порядка, расположенных между 4282,408 *J. A.* и 6494,993 *J. A.* Между ними 3 линии марганца, одна никкеля и одна висмута; все остальные линии принадлежат железу. Заметим еще, что Buisson и Fabry пользовались, как промежуточной, зеленой ртутной линией 5461, которая, благодаря ее сложному строению (см. выше), не может служить основною линией. Ее длина волны оказалась равной 5460,741. Eversheim пользовался еще зеленой кадмиевой линией 5085, 822, которая у него играла роль второй основной линии.

В 1913 г. Комитет установил вторую серию нормалей второго порядка. Из них 4 линии большой длины волны, между 6750,163 и 6546,250, одна линия 5709,396 и 27 линий между 4233,615 и 3370,789; все эти линии принадлежат железу. Кроме того, еще две никкелевые линии 5892,882 и 5857,759.

Нормальные линии третьего порядка должны отстоять друг от друга на расстояниях от 5-ти до 10-ти *J. A.* Их определением занялись многие ученые, но узаконенного ряда пока еще не существует. Такие

определения производили Janicki, Goos, Kayser, St. John и Ware, Burns (131 линия между $\lambda = 2851$ и 3701) и Viefhaus.

Кроме того многие ученые измеряли длины волн отдельных линий Ar, Ag, Al Ba, Ca, Co, Cr, Hg, Mg, Mn, Mo, Ni, Pb, Pd, Pt, Sb, Sn, Sr, Ti, V и Zr в J. A. Список этих работ можно найти в обзоре Kayser'a (Zeitschr. f. wiss. Photographie 12 p. 306, 1913).

§ 10. Закономерности в распределении спектральных линий и полос.

Вскоре после того, как появились первые исследования спектров различных элементов, ученые начали искать определенных закономерностей в распределении спектральных линий. Такие попытки делали Mascart (1868), Lecoq de Boisbaudran, Stoney, Schuster, Hartley и др. Ясных закономерностей они не нашли; однако, Hartley открыл, что для рядов дублетов (парные линии), которые находятся во многих спектрах, напр., у всех щелочных металлов (K, Na, Cs, Rb), разности чисел колебаний для всех дублетов одного ряда или одной серии есть величина постоянная. Первое открытие действительной закономерности сделал Balmer в 1885 г. С тех пор учение об этих закономерностях разрослось в весьма обширную науку. Подробное изложение вопроса можно найти в книге Kopен, Das Leuchten der Gase, Braunschweig, 1913 стр. 59 до 338.

За характеристику определенной линии мы примем не ее длину волны, но некоторую величину n , равную числу волн, укладывающихся на протяжении одного сантиметра, т. е. $n = N : c = N : 3 \cdot 10^{10}$, где N число колебаний в одну секунду. Так как $c = N \lambda$, то ясно, что $n = 1 : \lambda$. Если λ выражать в ангстремах ($1 \text{ см.} = 10^8 \text{ \AA}$), то

$$n = \frac{10^8}{\lambda} \dots \dots \dots (6)$$

В видимой части спектра число n меняется примерно от 13000 до 25000; для луча $\lambda = 0,1 \mu = 1000 \text{ \AA}$ имеем $n = 100000$; для инфракрасного луча $\lambda = 10 \mu = 10^5 \text{ \AA}$ получается $n = 1000$.

Kопен дает следующий интересный обзор тех задач, которые следует иметь в виду при изучении спектральных линий. Надо искать:

1. Правила, выражающие связь между серией линий, в виде одной формулы; иначе говоря, надо искать т. наз. сериальные формулы.
2. Правила, относящиеся к постоянным, входящим в формулах различных серий одного и того-же спектра.
3. Правила, определяющие наличие отдельных линий, когда известны формулы для нескольких серий; это т. наз. комбинационные правила.
4. Правила, связывающие постоянные сериальных формул с химическими постоянными, напр., с атомными весами элементов, составляющих группу в системе Менделеева (гомологи).
5. Правила, связывающие постоянные сериальных формул элемента с различными физическими величинами, относящимися к тому-же элементу.
6. Правила, связывающие сериальные закономерности, относящиеся с числом n колебаний, с другими явлениями, наблюдаемыми в спектре.

Весьма важен пункт 6-ой; следует ожидать, что линии одной серии, или гомологические линии двух элементов, обладают одинаковыми свойствами, как, напр., резкостью, расплывчатостью, яркостью и, вообще, обнаруживают более или менее одинаковые явления при данных условиях, напр., температуры, давления, напряжения магнитного поля (явление Земана, т. IV) и т. д.

Благодаря почину Balmer'a, а затем работам Kayser'a и Runge, Rydberg'a, Paschen'a, Ritz'a, и др. удалось найти в спектрах элементов серии линий, очевидно, чем-то между собою связанных, причем величины n для них выражаются одною определенной формулою. Серии могут состоять из отдельных линий, или из одних дублетов, или из одних триплетов. Обычно (но не всегда) в спектре находятся несколько серий, (напр., три), связанных между собою и составляющих систему серий, причем все эти серии однохарактерны, напр., все состоят из дублетов или все из триплетов. В одном и том-же спектре может быть и несколько таких групп серий, причем в одной группе все серии состоят, напр., из дублетов, а в другой группе — из триплетов.

Всякая серия имеет определенное начало, т. е. первую или головную линию. По мере увеличения n (уменьшения λ), расстояние соседних линий данной серии уменьшается; линии располагаются все теснее и теснее и, наконец, сливаются в один хвост, имеющий вполне определенный предел, соответствующий линии, порядковый номер которой бесконечно велик. Во всех сериях яркость линий уменьшается, по мере приближения к пределу.

Серии, как дублетов, так и триплетов, бывают двух родов. В сериях первого рода, как открыл Hartley, разности чисел колебаний n одинаковы для всех дублетов или триплетов, так что каждая серия имеет два или три предела. В сериях второго рода разности чисел n двух или трех линий уменьшаются с увеличением порядкового номера, и вся серия имеет один предел.

Во многих спектрах встречается, как уже было сказано, группа связанных между собою серий (иногда и несколько групп), причем такая группа состоит из трех серий, получивших названия: главная серия, первая побочная и вторая побочная серии. Первая побочная иногда еще называется диффузной, а вторая — резкой, соответственно особому виду линий, расплывчатых или резких.

Когда главная серия состоит из дублетов или триплетов, то она всегда принадлежит к сериям второго рода, т. е. она имеет один предел, и разности чисел n весьма быстро уменьшаются с повышением порядкового номера. Две побочные серии всегда одного рода. Если они обе первого рода, то разность Δn чисел n одна и та же в обеих сериях (разность длин волн при этом уменьшается). Так, напр., для обеих побочных серий таллия, состоящих из дублетов, разность Δn для всех дублетов одна и та же, а именно около 7790; для двух триплетных побочных серий ртути разность $\Delta n_1 = n_1 - n_2 = 4630$, а разность $\Delta n_2 = n_2 - n_3 = 1767$. Две побочные серии всегда имеют одни и те же пределы.

Линии главной серии не всегда состоят из наиболее ярких линий, которые часто принадлежат первой побочной серии. Если серия состоит из дублетов или триплетов, то распределение яркостей во всех дублетах или триплетях одинаковое; напр., во всех дублетах главных серий более ярка та линия, для которой n больше, а во всех дублетах побочных серий более ярка та линия, для которой n меньше.

Дальнейшие общие правила мы рассмотрим ниже. Обратимся теперь к фундаментальным работам, которые уже были упомянуты выше. Мы здесь встретимся с различными сериальными формулами, дающими величину n для всех линий одной серии. Все эти формулы могут быть представлены в общем виде

$$n = A - F(m) \dots \dots \dots (7)$$

Здесь A постоянное число, $F(m)$ такое выражение, в состав которого входит величина m , принимающая для последовательных линий одной серии значения, равные последовательным целым числам, начиная, напр., от 1, от 2-х, от 3-х, редко от 4-х. При $m = \infty$ член $F(m) = 0$, так что $n = A$ определяет собой предел серии. Величина A может иметь сложную форму, как мы увидим ниже. Некоторые авторы допускают для m и нецелые числа вида 1,5—2,5—3,5 и т. д., но в этом нет необходимости.

Balmer (1885) нашел, что линии водорода весьма точно определяются формулой

$$\lambda = h \frac{m^2}{m^2 - 4} \dots \dots \dots (8)$$

где h постоянное и $m = 3, 4, 5$ и т. д. Она дает

$$n = \frac{10^8}{\lambda} = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (9)$$

сравнивая это с (7), имеем для водорода

$$A = \frac{N}{4} \dots \dots \dots (9,a)$$

Число N получило название постоянной Rydberg'a; она встречается почти во всех сериальных формулах и имеет в них почти вполне одинаковое значение. Для ионизированного гелия

$$N = 109722,14. \dots \dots \dots (10)$$

Для водорода N немного меньше, а именно

$$N(He) = 1,00040 N(H) \dots \dots \dots (10,a)$$

В спектре водорода были найдены 29 линий (от $m = 3$ до $m = 31$), которые с величайшей точностью определяются формулой (9). Эту формулу можно обобщить в виде

$$n = N \left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{m^2} \right) \dots \dots \dots (11)$$

где p также целое число. При $p = 2$ имеем Бальмеровскую серию, которая оказывается первой побочной серией водорода; для нее n меняется от $n = 15232,71$ для $m = 3$ до $n = 27304,72$ для $m = 31$. Предел этой серии находится у $n = A = 27418,75$, т. е. $\lambda = 3646,13$. Чтобы покончить с водородом, заметим еще, что найдены три линии серии, для которой $p = 1, m = 2, 3$ и 4 . Она находится в крайней ультрафиолетовой части, недавно раскрытой Луман'ом; длины волн равны $1216, 1026$ и 972 \AA . Кроме того, Paschen открыл две инфракрасные линии серии $p = 3, m = 4$ и 5 ; для них $\lambda = 18751,3$ и $12817,6 \text{ \AA}$, а $n = 5331,53$ и $7799,67$.

Еще одна серия линий, которую Pickering открыл в спектре звезды ζ Puppis и которую приписывали водороду, принадлежит гелию; Fowler наблюдал ее в гейсслеровой трубке, содержащей смесь He и H_2 .

Переходим к работам, произведенным прежде всего Kayser'ом и Runge (1888—1894). Формулу Balmer'a можно написать в виде

$$n = A + Nm^{-2} \dots \dots \dots (11, a)$$

где $N = 4A$, см. (9, a), и второй член соответствует $F(m)$ в (7). Kayser и Runge пользовались сериальными формулами вида

$$n = A + Bm^{-2} + Cm^{-4} \dots \dots \dots (12)$$

$$n = A + Bm^{-1} + Cm^{-2} \dots \dots \dots (12, a)$$

в которых B и C , понятно, различные; два последних члена соответствуют — $F(m)$ в (7). Ограничиваемся одним примером. Kayser и Runge дают для линий Li в применении к (12):

	A	B	C
Главная серия	43584,73	— 133669	— 1100084
1. Побочн. серия	28586,74	— 109825,5	— 1847
2. Побочн. серия	28666,69	— 122391	— 231700

Формула правильно дает n для 7 линий главной серии, для 7 линий первой и для 4 линий второй побочных серий. Для составных частей серий дублетов и триплетов первого рода (стр. 332) B и C должны быть одинаковые и только A различные; для серий второго рода, наоборот, A одинаковые (ибо предел общий), B и C различные. Обе побочные серии имеют всегда одинаковые A . Для Li , по более точным исследованиям это $A = 28581,36$. Величина B колеблется в различных сериях примерно между 109600 и 155600. Обращаемся к работам Rydberg'a (1890), который предложил формулу вида

$$n = A - \frac{N}{(m + \mu)^2}; m = 2, 3, 4 \dots \dots \dots (13)$$

Здесь N одинаковая для всех элементов постоянная (см. 10), μ некоторая постоянная, которая вместе с A характеризует данную серию; она меньше единицы, если подобрать для первого значения m наибольшее возможное целое число. Исследовав большое число спектров, Rydberg,

а несколько позже Schuster нашли следующее замечательное правило, относящееся к пункту второму обзора Копен'а (стр. 332): число n первой (головной) линии главной серии равно разности числа $n = A$ предела главной серии и числа $n = A_1$ предела двух побочных серий. Если (13) относится к главной серии, то

$$A - A_1 = A - \frac{N}{(2 + \mu)^2}$$

или

$$A_1 = \frac{N}{(2 + \mu)^2} \dots \dots \dots (13, a)$$

Если для второй побочной серии написать

$$n = A_1 - \frac{N}{(m + \sigma)^2}; m = 1, 2, 3 \dots \dots \dots (13, b)$$

то оказывается, что также

$$A = \frac{N}{(1 + \sigma)^2} \dots \dots \dots (13, c)$$

Отсюда следует, что можно написать для главной серии

$$n = N \left\{ \frac{1}{(1 + \sigma)^2} - \frac{1}{(m + \mu)^2} \right\}$$

для второй побочной

$$n = N \left\{ \frac{1}{(2 + \mu)^2} - \frac{1}{(m + \sigma)^2} \right\} \dots \dots \dots (14)$$

Формулы (14) показывают, что первая линия второй побочной серии ($m = 1$) совпадает с первой линией главной серии ($m = 2$; знак роли не играет, n всегда положительное).

Если серии дублетные или триплетные, то постоянная равность Δn в двух побочных сериях (стр. 332) равна равности, соответствующей первому дублету или триплету главной серии.

До 1911 г. были найдены серии в спектрах $H_2, Li, Na, K, Rb, Cs, He, O_2, S, Se, Al, Jn, Tl, Mg, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Hg, Cu, Ag$. Полный обзор всех серий можно найти в книге: В. Dunz, *Seriengesetze der Linienspektra*, Leipzig 1911. В книге Копен'а еще упомянуты $Mn, Ga, Y, Jn, Sn, Sb, La, Au, Eu$ и $Ny (= Ad)$.

Переходим к работам Rytz'a (1903—1908). Исходя из определенного представления о строении лучеиспускающих центров, Rytz приходит к формуле вида

$$n = A - \frac{N}{[m + p_i + \pi_i(A - n)]^2} = A - (mp_i) \dots \dots \dots (14, a)$$

в которой опять m ряд целых чисел; p_i число, которое меньше единицы, $\pi_i(A - n)$ маленький добавочный член, зависящий от $A - n$, т. е. от самой дроби, стоящей в (14, a). Paschen выражает эту дробь символом (mp_i) , так что можно написать

$$n = A - \frac{N}{[m + p_i + \pi_i(m p_i)]^2} \dots \dots \dots (15)$$

Значки i относятся к линиям дублета ($i = 1, 2$) или триплета ($i = 1, 2, 3$). Принимая во внимание все вышеуказанные правила, легко составить следующую схему; предполагаем, что все серии состоят из дублетов.

Главная серия.

$$\pm \frac{n_1}{N} = \frac{1}{[1 + s + \sigma(1s)]^2} - \frac{1}{[m + p_1 + \pi_1(m p_1)]^2} \quad n_1 > n_2, m = 2, 3 \dots$$

$$\pm \frac{n_2}{N} = \frac{1}{[1 + s + \sigma(1s)]^2} - \frac{1}{[m + p_2 + \pi_2(m p_2)]^2}$$

Вместо $1 + s$ часто пишут $1,5 + s$, полагая $s < 0,5$.

Первая побочная серия.

$$\pm \frac{n_1}{N} = \frac{1}{[2 + p_1 + \pi_1(2 p_1)]^2} - \frac{1}{[m + d + \delta(m d)]^2} \quad n_2 > n_1$$

$$\pm \frac{n_2}{N} = \frac{1}{[2 + p_2 + \pi_2(2 p_2)]^2} - \frac{1}{[m + d + \delta(m d)]^2} \quad m = 3, 4, 5 \dots$$

Вторая побочная серия.

$$\pm \frac{n_1}{N} = \frac{1}{[2 + p_1 + \pi_1(2 p_1)]^2} - \frac{1}{[m + s + \sigma(m s)]^2} \quad n_2 > n_1$$

$$\pm \frac{n_2}{N} = \frac{1}{[2 + p_2 + \pi_2(2 p_2)]^2} - \frac{1}{[m + s + \sigma(m s)]^2} \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

Вводя символы Paschen'a и полагая в главной серии $1,5$ вместо 1 , получаем следующие формулы:

Главная серия: $\pm n = 1,5s - m p_i \begin{cases} m = 2, 3, 4, \dots \\ i = 1, 2 \text{ (дубл.)}; 1, 2, 3 \text{ (трипл.)} \end{cases}$

1. Побочная серия: $\pm n = 2 p_i - m d \begin{cases} m = 3, 4, \dots \\ p_i = p_1, p_2, p_3 \end{cases}$

2. Побочная серия: $\pm n = 2 p_i - m s \begin{cases} m = 1, 2, 3, \dots \\ i = 1, 2 \text{ (дубл.)}; 1, 2, 3 \text{ (трипл.)} \end{cases}$

Надо помнить, что главная серия состоит из дублетов второго рода. Если-бы то-же относилось к побочным сериям, то мы имели-бы $p_1 = p_2$ и $\pi_1 = \pi_2$. Ritz, Hicks и Lohuizen ввели другие символы, которые мы не приводим.

Кроме рассмотренных трех серий, находят еще серию Bergmann'a в инфракрасной части спектра. Paschen и Randall (1910) особенно много изучали инфракрасный спектр, доходя до $\lambda = 52000$ ($5,2 \mu$), а для щелочных металлов и *Tl* даже до 90000 (9μ). Здесь нашлись Бергмановские серии (*B. S.*) во всех исследованных элементах, кроме O_2 и *Ar*, а кроме того также новые главные серии из простых линий (*Zn, Cd, Hg*), дублетов (*Al, Tl*) и триплетов (*Cd, Mg* и, может быть, *Hg* и *Ca*). Символ

для $V. S.$ по мнению Paschen'a:

$$n = 3 d_i - m \Delta p,$$

где Δp весьма малая величина. Заметим еще, что кроме сериальных формул (11), (12), (13) или (14) и (15), предложили другие формулы Rummel (1896), Ramage (1900), Fowler и Shaw (1903), Halm (1904), Mogendorff (1906), Hicks (1910), van Lohuizen (1912) и Paulson (1914). Формула Paulson'a имеет следующий вид:

$$n = A - \frac{N}{(m+a)^2} e^{bm^{-2}}$$

Мы уже указывали, что в спектре элемента могут находиться и более, чем одна группа из трех серий (напр., у He). Но кроме всех сериальных линий встречаются еще отдельные несериальные линии, а также группы линий, повторяющиеся много раз с одинаковыми разностями чисел колебаний n . Здесь пролил яркий свет новый принцип, который установил Ritz и который можно назвать принципом комбинации. Он заключается в том, что для этих линий число n может быть вычислено по формулам того-же вида, который выше был приведен для главной и двух побочных серий, причем, однако, входящие в них постоянные выражаются через комбинацию постоянных, входящих в формулы тех трех основных серий. Paschen (1911) приводит такой ряд комбинаций, дающий n для несериальных линий калия

n	n	n
$2,5 s - 3 p_1$	$3,5 s - 4 p_1$	$4 d - 4 p_1$
$2,5 s - 3 p_2$	$3,5 s - 4 p_2$	$4 d - 5 d$
$3 p_1 - 3,5 s$	$3 d - 3 p_1$	$4,5 s - 3 d$
$3 p_2 - 3,5 s$	$3 p_1 - 4 d$	

Принцип Ritz'a можно еще так формулировать: Каждый из двух членов, входящих в сериальную формулу, имеет как-бы самостоятельное существование; из различных комбинаций этих членов, относящихся к различным сериям, получаются числа n для других линий спектра. В книге Dupz'a можно найти списки комбинационных линий почти для всех элементов. Только в спектре гелия все известные линии распределены по сериям; в других спектрах до сих пор осталось много линий, которые не удалось поместить в какие-бы то ни было серии.

Paulson (1914—1915) опубликовал большой ряд статей, в которых он дает списки линий, имеющих попарно одинаковые разности чисел n . Такие пары он нашел в спектрах $Na, Cl, Sc, Ti, Vd, Mn, Co, Ni, Ge, Yt, Nb, Mo, Pd, La, Pr, Nd, Sa, Eu, Ga, Tb, Ds$, неогольмия, эрбия, $Th, Neo-Yt, Lu, Ta, Wo, Os, Au, Ra, Ce, Kr, J, Xe, C, N_2, P, Br, Fe, Rt, Ar$. Kayser и Runge уже давно (1894) нашли подобное-же в спектрах Sn, Pb, As, Sb и Bi . Между спектрами различных элементов встречаются

связи (гомологичности). Уже Hartley (1883) указал на сходство спектров *Mg, Zn* и *Cd*. Kayser и Runge, пользуясь таблицей элементов L. Meyer'a нашли, что спектры всех элементов первого столбца (*Li, Na, K, Cu, Rb, Ag, Cs, Au*) и третьего (*B, Al, Ga, In, Tl*) состоят из дублетов, спектры второго (*Be, Mg, Ca, Zn, Sr, Cd, Ba, Hg*) — из триплетов. С увеличением атомного веса в таких группах как *Li, Na, K, Rb, Cs — Cu, Ag, Au — Mg, Ca, Sr — Zn, Cd, Hg — Al, In, Tl — O, S, Se*, концы серий передвигаются к меньшим λ , а разности чисел n для дублетов и триплетов увеличиваются и притом приблизительно пропорционально квадрату атомного веса.

На стр. 331 мы упомянули правила, относящиеся к свойствам линий, составляющих одну серию. Сюда относятся: общий вид, яркость и структура (стр. 328) линий. Далее их способность самообращаться, влияние магнитного поля (явление Земана) и т. д. Во всех упомянутых здесь отношениях все линии одной серии ясно обнаруживают одинаковые или близкие друг другу свойства.

Lenard (1903, 1907) исследовал центральные и периферические части вольтовой дуги и пламени бунзеновской горелки и нашел, что внутренняя, наиболее горячая часть, испускает лучи главной серии, а наружные слои — лучи побочных серий.

Wood (1907) придумал интересный способ отыскания сериальных линий. Рождественский и Афанасьев (1913) воспользовались им при исследовании спектра иода.

Говоря о закономерностях в спектрах, следует упомянуть о работе Рождественского, который нашел, что отношение сил поглощения (см. ниже об обращении спектров) двух линий дублетов *Na, K, Cs, и Rb* не зависит ни от температуры, ни от плотности паров. Для первых дублетов названных металлов это отношение равно 2.

Все вышеизложенное относилось к линейным спектрам. Обратимся теперь к спектрам, состоящим из полос. В книге Kopel'a, *Das Leuchten der Gase* (1913), им посвящены стр. 199—278, а в сочинении Kayser'a, т. I стр. 470—494. Мы уже видели, что каждая полоса имеет с одной ее стороны резкий, с другой неопределенный, расплывчатый край. Первый мы и будем называть краем полосы. Открытие закономерностей в спектральных полосах принадлежит Deslandres'у.

Линии, из которых состоит полоса, распадаются на несколько серий, которые все начинаются около ее края. Весьма часто наблюдаются группы полос, из которых каждая следующая менее интенсивна, чем предыдущая. Они вместе составляют как бы одну групповую полосу, в которой находится ряд краев. По мере удаления от главного края, эти частные края все более и более сближаются, между тем как сериальные линии по мере удаления от края расходятся. В одном и том-же спектре могут быть и несколько групп полос.

Deslandres открыл следующие закономерности или правила:

1. Во всякой серии линий одной полосы разности чисел n соседних линий составляют арифметическую прогрессию. Понятно, что эти разности увеличиваются по мере удаления от края

полосы. Этот закон показывает, что линии одной серии могут быть представлены формулой вида

$$n = a + bt^2 \dots \dots \dots (16)$$

где b постоянная, t ряд последовательных целых чисел и a значение n для края.

2. Серии линий, принадлежащие одной полосе, равны между собою, т. е. обладают одинаковою или почти одинаковою разностью чисел колебаний соседних линий. Это значит, что у них b одинаковое.

3. Края полос, встречающихся в данном спектре, также распадаются на серии, из которых каждая удовлетворяет правилу первому. Это значит, что серия краев определяется формулой вида

$$n = c + hp^2 \dots \dots \dots (17)$$

где p также ряд целых чисел. В такую серию краев входят по одному краю из каждой группы полос. Вставляя (17) в (16) на место a получаем

$$n = bt^2 + hp^2 + c \dots \dots \dots (18)$$

Здесь h одна величина для всего спектра; c меняется от одной серии краев к другой; каждому p и c может соответствовать особое значение b , если около одного и того-же края возникает несколько серий линий. Повидимому, концы серий краев ($m = 0, p = 0$), т. е. величина c также выражается, как функция квадратов целых чисел, которые обозначим через q , так что можно положить $c = \varphi(q^2)$. Так как b зависит от p и c , а c от q , то окончательно можно написать формулу для полосатого спектра в виде

$$n = f(p^2, q^2) \cdot m^2 + hp^2 + \varphi(q^2) \dots \dots \dots (19)$$

где m, p и q целые числа. Deslandres полагает, что $\varphi(q^2)$ вида

$$\varphi(q^2) = -\sqrt{Cq^2 + \alpha} \dots \dots \dots (19,a)$$

Все указанные закономерности лишь отчасти оправдываются на деле. Другие, более сложные формулы дал Thiele (1897).

В дальнейшие подробности относительно полосатых спектров мы не входим. Напомним только, что в спектрах соединений встречаются исключительно только полосы, а не отдельные линии.

§ 11. Спектры поглощения и анализ, основанный на их наблюдении. В сочинении Kayser'a „Handbuch der Spektroskopie“ весь третий том и часть четвертого посвящены спектрам поглощения. Спектры поглощения получаются, когда на пути белых лучей, дающих спектр сплошной, помещается слой вещества, поглощающего те или другие лучи. Принято различать четыре типа спектров поглощения.

I тип: поглощение одностороннее; в спектре отсутствует некоторая сплошная часть, начиная от одного из его концов, чаще всего от фиолетового. Примеры: растворы хлорного железа, двухромкалийевой соли,

пикриновой кислоты (пропускает лучи красные, желтые и часть зеленых); растворы медного купороса и медного купороса с аммиаком пропускают синие лучи.

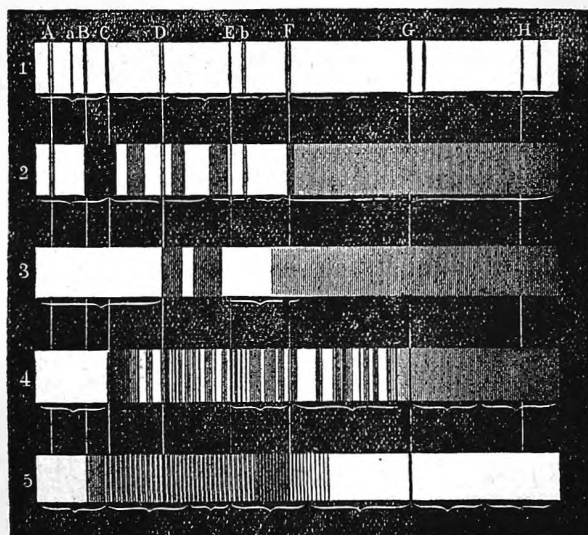
II тип: двустороннее поглощение; в спектре остается только средняя его часть. Примеры: крепкий раствор хлорной меди, хлористого никкеля, уксусномедной соли.

III тип: спектр полосатый; ряд более или менее широких полос с неясными краями. Примеры: слабый раствор марганцово-калиевой соли (5 полос в зеленой части спектра), разбавленное красное вино, синие (кобальтовые) стекла, огромное число красящих и, вообще, окрашенных веществ.

IV тип: спектр линейчатый; ряды резких черных линий замечаются, строго говоря, только в спектрах поглощения газов и паров. Жидкие и твердые вещества дают более широкие линии или комбинации линий и полос. Пары иода и двуокись азота (NO_2) дают линейчатые спектры поглощения.

На рис. 204 представлен ряд спектров поглощения. № 1 ффраун-

Рис. 204.



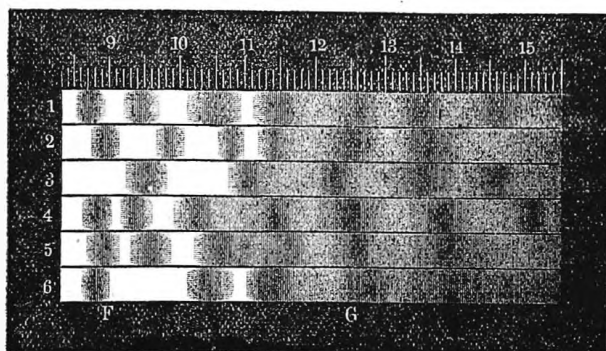
гоферовы линии солнечного спектра, который (см. § 15) также есть спектр поглощения. Далее изображены спектры поглощения хлорофилла (№ 2), крови (№ 3), двуокиси азота (№ 4) и паров иода (№ 5). На рис. 205 даны спектры растворов сернокислых солей: аммония (№ 1), двойной соли аммония и урана (№ 2), магния (№ 3), рубидия (№ 4), натрия (№ 5) и таллия (№ 6).

Весьма замечательный спектр дают соли дидима, как в твердом состоянии, так и в растворах. На рис. 206 изображен этот спектр наверху для

крепкого, внизу для слабого раствора. Эти спектры исследовал в особенности Dimmer (1897). Весьма замечательно, что накаленная окись дидима дает не непрерывный спектр, но спектр, представляющий как бы обращение здесь изображенного. Пары *S* и *Se* не дают полос или линий, каковые видны, напр., в спектрах поглощения хлора, брома и т. д.

Koenigsberger нашел, что с повышением температуры полосы

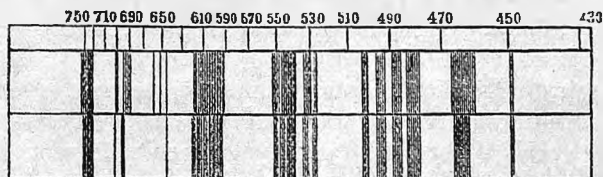
Рис. 205.



поглощения твердых тел перемещаются к фиолетовому концу; поглощение же металлов (*Au*, *Ag*, *Pt*, *Fe*, *Ni*, *Cu*) не меняется от 10° до 360° , для *Pt* до 800° .

Жидкий кислород дает, и притом весьма резко, спектр поглощения газообразного кислорода. Вассеи изучил спектры поглощения толстых слоев (до 70 метров) N_2 , CO_2 , O_2 , CO , C_2H_2 и SH_2 при давлениях до 22 атмосфер. В видимой части спектра N_2 , CO_2 и CO не дали заметного поглощения; остальные три газа дали целый ряд полос поглощения. Толстые слои воды окрашены; Vogel исследовал синий цвет воды в известной пещере на берегу острова Капри; оказалось, что красная часть вполне

Рис. 206.



отсутствовала, желтая была ослаблена; линии *F* и *b* слились в одну широкую полосу поглощения.

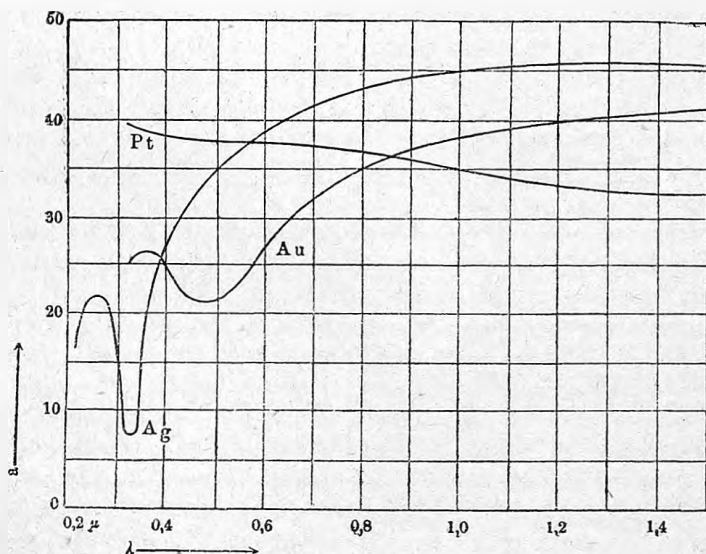
В 1902 г. появилась чрезвычайно интересная работа Хаген и Рубенса о спектрах поглощения тонких слоев металлов. Названные ученые исследовали *Ag*, *Au* и *Pt*, полагая $i = J \cdot 10^{-ad}$, где *J* сила света падающего на слой, *i* — прошедшего через слой толщины *d*, выраженной в единицах $\mu = 0,001$ мм. Очевидно, что $1 : a$ есть толщина слоя, для которого $i = 0,1 J$.

Нaгeн и Рубeнс исследовали величину a для ультрафиолетовых, видимых и инфракрасных лучей, от $\lambda = 0,2 \mu$ до $\lambda = 1,5 \mu$ (*Ag*) и $\lambda = 2,5 \mu$ (*Au* и *Pt*). На рис. 207 показана зависимость a от λ для названных трех металлов. Замечательна прозрачность серебра для ультрафиолетовых лучей близких к $\lambda = 0,32$; интересно также, что для $\lambda > 0,85 \mu$ платина прозрачнее серебра и золота, между тем как для малых λ , наоборот, серебро и золото прозрачнее платины.

Подобные-же исследования производил Жава (1905) над шестью слоями меди (толщина 40—58—73—83—87—108 $\mu\mu$) и притом для лучей от $\lambda = 4860$ до 20300. Он нашел минимум поглощения около перехода желтых лучей в зеленые.

Воздух и стекло поглощают все лучи, для которых $\lambda < 0,3 \mu$; кварц —

Рис. 207.



для которых $\lambda < 0,2 \mu$. Прозрачный плавиковый шпат пропускает лучи еще меньшей длины волн.

Толщина поглощающего слоя и крепость раствора имеют одинаковое влияние на спектр поглощения, зависящий, вообще, от количества деятельного вещества, встречаемого на пути лучей; мы полагаем при этом, что изменение крепости раствора не сопровождается химическими реакциями. Влияние растворителя на спектр поглощения красящих веществ исследовал Кундт. Он нашел, что различные растворители можно разделить на группы, причем в каждой группе главная полоса поглощения для всех красящих веществ передвигается к красному концу спектра, когда переходят от одного растворителя к другому, сильнее преломляющему. Замена одного растворителя другим имеет более резкое влияние на спектр поглощения, когда растворение сопровождается химическими реакциями.

Исключение из этого правила нашел Denssen для некоторых растворов ураниловых солей.

Дальнейшие исследования Katz'a, Formánek'a показали, что правило Kundt'a во многих случаях не оправдывается. Formánek исследовал 524 вещества, из которых только 284 обнаружили смещение, требуемое правилом Kundt'a.

Спектры поглощения могут служить для качественного и даже для количественного анализа, ибо по расположению темных полос или линий можно судить о составе вещества, помещенного на пути белых лучей. В книге Н. W. Vogel'я „Praktische Spektralanalyse“ собрано весьма большое количество сведений о спектрах поглощения всевозможных веществ красящих, пищевых, медицинских, животных и растительных, и указаны способы их исследования путем наблюдения их спектров поглощения.

Существует много попыток найти связь между химическим составом вещества и положением темных полос в спектре поглощения. G. Kruess, Н. W. Vogel, F. W. Schmidt и др. исследовали влияние замещения водорода в органических соединениях различными группами. Оказалось, что при замене водорода метиловой (CH_3), оксиметиловой ($O-CH_3$), карбоксиловой (CO_2H) группой, а также бромом, полосы поглощения перемещаются к красному концу спектра; при замене же водорода нитро- (NO_2) или амидо- (NH_2) группой, а также при увеличении числа атомов водорода, полосы перемещаются к фиолетовому концу. Это подтверждается, напр., на флюоресцеине $C_{20}H_{12}O_5$, в котором 4 атома H могут быть замещены, напр., бромом или группой NO_2 . Флюоресцеин в водном щелочном растворе дает темную полосу при $\lambda = 4940$. Каждый атом Br , заменяющий H , перемещает полосу к красному концу на 54,5 Å ; каждая группа NO_2 при тех же условиях уменьшает длину волны полосы на 13 Å . Другого рода связи между химическим строением вещества и полосами поглощения указал Spring (1897).

Теория электролитической диссоциации, о которой было сказано в т. I, приводит к результату, что поглощение в слабом растворе должно представлять аддитивное (т. I) свойство, т. е. слагаться из поглощений, вызываемых положительным и отрицательным ионами. Это и подтверждается целым рядом исследований Ostwald'a и других. Ионы Cl , Br , J , NO_2 , SO_4 и т. д., K , Na , $CaNH_4$ и т. д. бесцветны и все их комбинации дают бесцветные водные растворы. Присутствие иона Cu характеризуется синим цветом и, действительно, все слабые растворы солей меди имеют синюю окраску; так, напр., зеленый раствор хлорной меди делается синим, если его разбавить водой. Другой пример представляет марганцовая кислота; слабый раствор самой кислоты, а также ее солей Li , Cd , NH_4 , Zn , K , Ni , Mg , Cu и Al дают спектры поглощения, в которых повторяются без малейшего изменения одни и те же две темные полосы в желтой и зеленой частях.

Экспериментальное и теоретическое исследование абсорбции света в растворах окрашенных веществ произвел Кравец (1912).

Об ультрафиолетовых и инфракрасных спектрах поглощения будет еще сказано ниже в § 19.

§ 12. Обращение спектров. Мы познакомились с законом Kirchhoff'a, по которому всякое тело обладает способностью поглощать те лучи, которые оно, при данных физических условиях, испускает. На этом основано так наз. обращение спектров. Положим, что данный газ или пар дает спектр испускания, состоящий из определенных светлых линий, соответствующих тем лучам, которые газ или пар испускает. Если лучи яркого белого источника, напр., сильно накаленного твердого тела, дающего яркий сплошной спектр, пропустить через тот же газ или пар, то последний поглотит те самые лучи, которые он испускает, вследствие чего на ярком фоне сплошного спектра появляются темные линии на тех самых местах, на которых в спектре испускания газа или пара находились-бы линии светлые. Поглощенные яркие лучи заменяются при этом лучами, испускаемыми газом или паром; но так как яркость этих лучей невелика, то они не могут заменить собою лучей поглощенных, и соответствующее место спектра по контрасту с соседними яркими частями представляется в виде темной линии. Для успеха опыта необходимо, чтобы температура поглощающей среды была значительно ниже температуры тела, дающего упомянутый сплошной спектр.

Существует много способов показать обращение спектров. Один из них понятен из рис. 208 и 209. Нижний из двух угольков, между которыми

Рис. 208.

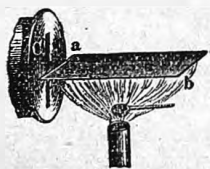
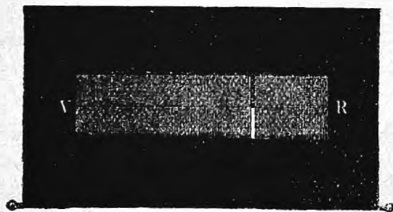


Рис. 209.



образуется вольтова дуга, смачивают раствором поваренной соли и высушивают. Если по возможности раздвинуть уголи, так чтобы через щель не попадали на призму лучи от самих углей, то на экране получается спектр КФ небольшой силы света с весьма яркою желтою линией, принадлежащей парам натрия. Если поместить против середины щели горизонтальную металлическую пластинку и под нею пламя газовой горелки, в которое на маленькой платиновой ложечке введен кусочек натрия, то на экране верхняя половина желтой линии заменяется линией черной (при проектировании получается на экране обратное изображение) см. рис. 209. Если непосредственно в углубление нижнего уголя вольтовой дуги положить кусочек натрия, то при испарении его сначала получается широкая яркая желтая линия, посреди этой линии образуется через некоторое время черная линия, вследствие поглощения лучей густыми и сравнительно

более холодными парами натрия, окружающими центральную часть вольтовой дуги.

Подобно желтой линии натрия, могут быть обращены многие линии и других металлов. Однако, далеко не все линии удалось обратить; оказывается, что существуют определенные линии „легко обращающиеся“, особенно в вольтовой дуге. Согпи показал, что длинные линии, получаемые по способу Lockyer'a (стр. 328) суть именно линии легко обратимые. На странице 332 было сказано о „главной серии“ линии в спектрах некоторых металлов, открытой Kayser'ом и Runge. Оказывается, что линии, входящие в состав этой главной серии, суть линии легко обратимые.

§ 13. Влияние движения источника лучей на его спектр. В т. I мы познакомились с принципом Doppler'a, на основании которого число волн, проходящих мимо наблюдателя в единицу времени, зависит от относительных скоростей источника и наблюдателя, вернее от проекций этих скоростей на направление прямой, их соединяющей. На стр. 90 мы видели, как этот принцип прилагается к явлениям звуковым. Легко понять,

Рис. 210.

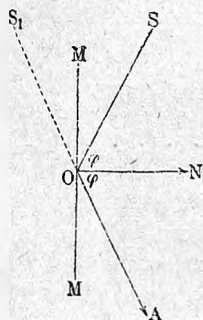


Рис. 211.

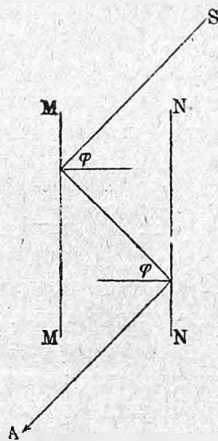
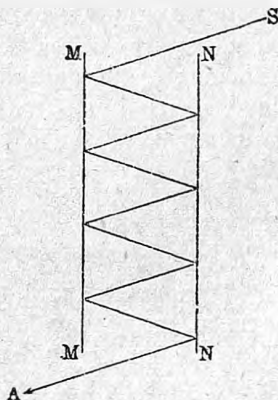


Рис. 212.



как он должен прилагаться к явлениям световым. Когда источник и наблюдатель приближаются друг к другу, то длина волны λ уменьшается, а если они удаляются друг от друга, то λ увеличивается. В первом случае преломляемость луча увеличивается, во втором она уменьшается. Такому изменению преломляемости должно соответствовать смещение светлых или темных спектральных линий (если они имеются в спектре света источника) к тому или другому концу спектра. Если источник и наблюдатель приближаются друг к другу, то спектральные линии смещаются к фиолетовому концу спектра; если же они удаляются друг от друга, то смещение происходит в сторону красного конца спектра. Эти смещения вообще весьма незначительны, так как скорости тел (включая сюда и небесные светила)

малы сравнительно со скоростью света. Следует заметить, что Fizeau (1848) раньше Doppler'a указал на возможность спектральных изменений скорости светил путем наблюдения смещений спектральных линий.

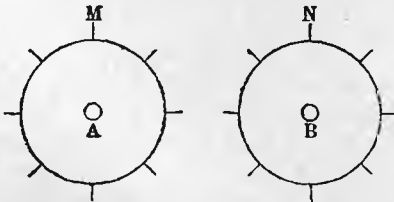
Теорию принципа Doppler'a развивали Petzval, Mach, Eötvoes, Ketteler, Voigt, Н. А. Lorentz и др.

В 1900 г. появилась замечательная работа А. Белопольского (в Пулкове): ему впервые удалось чисто экспериментальным путем проверить приложимость принципа Допплера к световым явлениям. Чтобы понять его метод обратимся к рис. 210. Пусть MM зеркало, S светящаяся точка, S_1 ее изображение, SOA луч, идущий к глазу наблюдателя или к какому-либо воспринимающему прибору, напр., к фотографической камере. Если зеркало MM движется по направлению нормали ON со скоростью v , то изображение S_1 будет двигаться по тому-же направлению со скоростью $2v$, а след. его „радиальная скорость,“ т. е. слагаемая скорости по направлению к воспринимающему глазу или прибору будет равна $2v \cos \varphi$, где φ угол падения луча. Пусть далее MM и NN (рис. 211) два параллельных зеркала, движущихся со скоростями v в противоположные стороны. Легко сообразить, что изображение S_2 в зеркале NN будет двигаться со скоростью $4v$, а его радиальная скорость будет равна $4v \cos \varphi$. В случае n отражений (рис. 212) получается радиальная скорость $2nv \cos \varphi$. Пусть λ длина волны луча, падающего на первое зеркало; λ_n длина волны того-же луча, отраженного n раз, т. е. как бы исходящего от n -ого изображения S_n , получаемого во втором зеркале. Так как радиальная скорость этого изображения равна $2nv \cos \varphi$, то на основании принципа Doppler'a имеем:

$$\lambda_n = \lambda_0 \left(1 \pm \frac{2nv \cos \varphi}{V} \right) \dots \dots \dots (20)$$

где V скорость света, и два знака соответствуют двум случаям, когда зеркала взаимно приближаются или удаляются. Зная изменение длины волны, можно вычислить смещение спектральных линий, соответствующее случаю неподвижных и движущихся зеркал. Чтобы измерить это смещение, А. Белопольский построил прибор, главная часть которого состоит из двух рядом расположенных колес A и B (рис. 213), на окружности которых расположено по 8-ми

Рис. 213.



зеркал (M и N). Колеса вращаются в противоположных направлениях; узкий пучек лучей идет, напр., слева, мимо зеркала M , попадает на N и после шести отражений от N и M проходит мимо N к щели спектрографа, содержащего систему призм и фотографическую пластинку, на которой и получается изображение спектра во все те моменты, когда два зеркала M и N были параллельны друг другу. Колеса делали 44 оборота в секунду. Белопольский пользовался солнечными лучами: фотографировалась область между $\lambda = 4380$

и $\lambda = 4390$ Å. Смещение линий было измерено с помощью микрометра. Результаты измерений были опубликованы в 1901 г. в журнале „Annalen der Physik“.

и $\lambda = 4500$. Расположение приборов было такое, что на пластинке получались рядом два спектра, на которых видны положения фразунгоферовых линий при неподвижных и при движущихся в ту или другую сторону зеркалах. Опыты показали, что смещение линий действительно происходит, и притом в ту сторону и приблизительно на такую величину, как этого требует формула (20). Легко понять, какое огромное значение имеют эти остроумные опыты.

Кн. Голицын и Вилип повторили (1907) эти опыты, пользуясь более совершенными приборами. Они наблюдали свет ртутных линий $\lambda = 5461$ и 4358 и измеряли изменение длины волны при помощи ступенчатой решетки, фотографируя положение линий. Колесики вращались со скоростью 41,1 до 41,6 оборотов в сек.; линейная скорость середины зеркал равнялась 28,9 до 32,5 *m.* в сек. Число отражений было от 4 до 6. Результаты оказались вполне согласными с вычисленными на основании принципа Doppler'a.

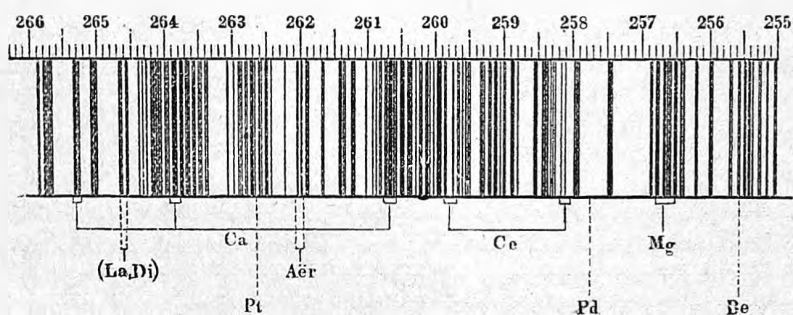
Julius указал в 1901 г., что смещения спектральных линий могут быть вызваны не только относительным движением источника и наблюдателя, но и промежуточной средою, если последняя обладает аномальною дисперсией. К этой работе мы возвратимся ниже.

Кинетическая теория газов (г. I) учит, что молекулы газов движутся по всевозможным направлениям с весьма различными скоростями, распределение которых следует закону Максвелла. Если мы исследуем светящийся газ при помощи спектроскопа, то скорость молекул относительно щели спектроскопа будет иметь всевозможные положительные и отрицательные значения между двумя пределами, которые зависят от рода и температуры газа и от максимальной скорости, которою обладает не слишком малое число молекул. Если допустить, что свет испускается молекулами, то наблюдаемое λ , соответствующее одного рода испусканию, должно обладать всевозможными значениями между двумя пределами. Этим отчасти объясняется ширина спектральных линий. Повышение температуры и увеличение плотности вызывают утолщение линий. В первом из этих случаев увеличиваются положительные и отрицательные скорости частиц, испускающих и измеримые количества света, вследствие чего к лучам λ присоединяются лучи соседние.

§ 14. Спектр солнца. Неоднократно мы упоминали, что спектр солнца есть спектр поглощения; темные фразунгоферовы линии указывают на те лучи, которые были поглощены на пути между массою солнца, испускающей лучи белые, дающие сплошной спектр, и глазом наблюдателя. Fraunhofer дал в 1814 г. первый рисунок солнечного спектра, в котором насчитывалось до 700 темных линий. Много позже, а именно в 1860 г. появился рисунок Brewster'a и Gladstone'a, в котором находилось уже до 1000 линий. Первый подробный „атлас“ солнечного спектра был составлен Kirchhoff'ом в 1863 г.; часть его была начерчена его учеником Hofmann'ом. Сравнивая положение темных линий солнечного спектра с положением светлых линий спектров испускания водорода и паров различных металлов, Kirchhoff мог в своем атласе указать на совпадение

многих из этих двух родов линий. Он объяснил это совпадение, рассматривая появление фраунгоферовых линий, как частный случай обращения спектра, которое происходит в фотосфере солнца, содержащей пары различных веществ. Таким образом Kirchhoff мог определить происхождение большого числа фраунгоферовых линий, указать какому веществу каждая из них „принадлежит.“ Многие линии происходят вследствие поглощения лучей в самой атмосфере земли — они называются теллурическими; некоторые из них указаны Kirchhoff'ом. На рис. 214 изображена часть солнечного спектра по рисункам Kirchhoff'a; химические знаки указывают на принадлежность линии тому или другому веществу, „A ϵ r“ обозначает теллурическую (атмосферную) линию. Огромное большинство линий осталось без обозначения — они не оказались

Рис. 214.



совпадающими ни с одной из светлых линий различных спектров испускания, которые были известны Kirchhoff'у.

С тех пор число линий, происхождение которых известно, чрезвычайно увеличилось. Достаточно указать, что Kirchhoff нашел в спектре солнца 73 линии железа, между тем как теперь известно таких линий около 2000.

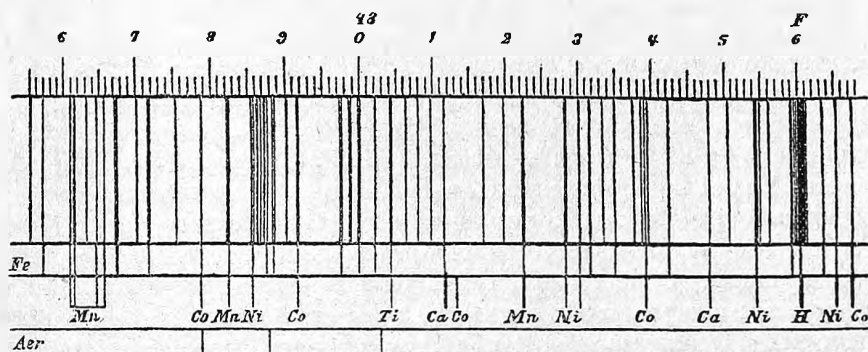
Kirchhoff пользовался при черчении спектра произвольною шкалою.

Первый „нормальный“ спектр солнца, в котором шкала дает длину волны лучей, соответствующих отдельным линиям, был начерчен Angstrom'ом при содействии Thalén'a; деление шкалы равнялось $1A = 10^{-7}$ мм. Способ, которым пользовался Angstrom, будет изложен в одной из следующих глав, где будет изображен и самый прибор, служивший ему для наблюдения спектра и определения длины волны различных его линий. Вся длина спектра в атласе Angstrom'a равна 3,387 метра; он разделен на 11 частей. На рис. 215 представлена часть солнечного спектра по рисунку Angstrom'a, который долгое время считался наиболее точным. Новейшие исследования указали, однако, на существование постоянной погрешности в определениях длин волн Angstrom'ом, происшедшей вследствие неточности основной единицы длины (метра), которой он пользовался. После Angstrom'a составили подробные чертежи солнечного спектра Н. С. Vogel, Fievez и Thollon.

Vogel определил положение 2614 линий между $\lambda = 3895$ и $\lambda = 5406$; затем Mueller определил еще 1406 линий между $\lambda = 5406$ и $\lambda = 6924$. Он производил свои наблюдения на горе Сентис (Saentis), вследствие чего эта часть по возможности свободна от теллурических линий. Всего потдамские измерения обнимают 4020 линий.

Все предыдущие работы, однако, далеко оставил за собою атлас Rowland'a, изданный в 1888 г. в Балтиморе и полученный фотографированием при помощи вогнутой диффракционной решетки. Длина всего спектра, разделенного на 20 частей, равна 13,247 метра; его пределы находятся при $\lambda = 2967$ и $\lambda = 6953$. Спектр снабжен шкалою, каждое деление которой, соответствуя 1 Å, имеет длину в 3,34 мм., так что весьма легко отсчитывать 0,1 Å.

Рис. 215.



Rowland определил абсолютные значения λ для большого числа фраунгоферовых линий и линий дуговых спектров металлов, положив в основание значение λ для натриевой линии D_1 и определяя весьма тщательно отношение величин различных λ . Таким образом возникла „система“ Rowland'a, которою в течение некоторого времени пользовались как основою при всех спектрометрических работах. Первое сомнение относительно точности этой системы возникло, когда Michelson и Benoît (гл. XIII) определили λ для трех Cd — линий, причем обнаружили заметные отклонения от чисел Rowland'a и притом не только в абсолютных, но и в относительных значениях трех чисел. Fabry и Perot (1902) окончательно доказали, что в измерениях Rowland'a содержатся заметные методические ошибки. Эти ученые измерили длины волн для 33 фраунгоферовых линий и для 32 дуговых. Оказалось, что отношение длин волн по измерениям Rowland'a и по измерениям Fabry и Perot колеблется между числами 1,0000286 и 1,0000381. Измерения Kayser'a (1900) некоторых линий железа также обнаруживают отступление от чисел Rowland'a. В связи с этим возник важный вопрос о новой нормальной системе длин волн (стр. 330).

Сравнение фраунгоферовых линий со светлыми линиями различных спектров испускания дало возможность определить, какие хими-

ческие элементы находятся в фотосфере солнца. Kirchhoff открыл таким образом на солнце *Na*, *Fe*, *Ca*, *Mg*, *Ni*, *Ba*, *Cu*, *Zn*, *Co* (?). Angstroem и Thalen дали следующий перечень, в котором числа в скобках обозначают число линий в спектре солнца, совпадающих с линиями данного вещества: *Na* (9), *Fe* (450), *Ca* (75), *Co* (19), *Mn* (57), *Ba* (11), *Mg* (4), *Cr* (18), *Ni* (33), *H* (4), *Ti* (118), *Al* (2, ?). *Zn* (3, ?). Lockyer прибавил к этому списку еще целый ряд металлов, вероятно, находящихся на солнце, и, кроме того, углерод. Наконец Rowland в 1891 г. опубликовал результаты своих работ по этому вопросу. Он находит в фотосфере солнца 35 элементов. Kayser и Runge утверждают, что *K*, *Li*, *Cs* и *Rb* отсутствуют на солнце, но что на нем находятся углерод и азот. В 1895 г. оказалось, наоборот, что одно из веществ, находящихся на солнце и названное гелием (см. ниже), встречается и на земле.

Исследованием теллурических линий занимались, прежде всего, Brewster и Gladstone; первый из них заметил в солнечном спектре присутствие темных полос, являющихся, когда солнце находится близ горизонта, и исчезающих или делающихся менее заметными по мере того, как солнце удаляется от горизонта. Он приписал появление этих линий поглощению лучей в атмосфере земли. Н. Г. Егоров, Janssen, Angstroem, Vogel и др. занимались подробным изучением этих линий, т. е. решением вопроса о том, которые из линий солнечного спектра теллурические и которая из составных частей атмосферы вызывает каждую из этих линий. Один из признаков теллурических линий заключается в усилении их черноты и ширины, по мере приближения солнца к горизонту, когда увеличивается длина столба воздуха, проходимого солнечными лучами. Обратно, эти линии ослабевают и даже исчезают, когда наблюдатель поднимается на горы. Согпи дал весьма остроумный способ распознавания теллурических линий. На стр. 346 мы видели, что преломляемость лучей несколько увеличивается, когда источник лучей к нам приближается и уменьшается, когда источник от нас удаляется. Вследствие этого положение не теллурических линий спектра получается не вполне одинаковое, смотря по тому, на который из краев солнца обращен спектроскоп, так как при вращении солнца около своей оси один край к нам приближается другой от нас удаляется. Согпи устроил спектроскоп с быстро колеблющейся чечевицей; в этом приборе попеременно проходили через щель и попадали на призмы лучи от противоположных краев солнца. При этом фраунгоферовы линии солнечного происхождения совершали малые колебания, вследствие чего они на вид делались менее резкими и несколько утолщенными, между тем как теллурические линии оставались неизменными. Рисунок солнечного спектра, составленный в 1861 г. Brewster'ом и Gladstone'ом, содержит до 2000 линий и полос. На рис. 216 показан этот рисунок в уменьшенном виде; все линии и полосы, обозначенные греческими буквами, принадлежат атмосфере и появляются, главным образом, когда солнце находится около горизонта.

В 1864 г. Jamín наблюдал солнечный спектр на вершине горы Фаульгорн, 3000 м. над уровнем моря; многие линии оказались значительно

менее ревкими, чем у подошвы горы, что и указывало на их теллурическое происхождение. Затем он около Женевы наблюдал спектр пламени большого костра на расстоянии 21 км. и открыл в нем ряд линий, принадлежащих к тем, которые еще Brewster причислил к теллурическим.

Большинство теллурических линий несомненно принадлежит водяному пару. В этом Jamín убедился непосредственным опытом, наблюдая спектр пламени, лучи которого прошли через трубу длиною в 37 м., наполненную парами воды. Перед дождем появляются новые линии и полосы. К ним принадлежит, прежде всего, полоса, которую Brewster обозначил буквою δ (см. рис. 216) около $\lambda = 5780$. Angstrom и Vogel

Рис. 216.



составили подробные списки теллурических линий. Исследования Н. Г. Егорова показали, что группы *A* и *B* (фраунгоферовы линии) принадлежат кислороду. Cognu показал, что *A*, *B* и α содержат трех родов линии, принадлежащие самому солнцу (особенно α), водяному пару и одной из остальных составных частей воздуха. В 1893 г. Janssen наблюдал группу *B* на вершине Монблана; оказалось, что вместо 14-ти двойных линий, она состояла уже только из 8-ми пар; он пришел к результату, что группы *A*, *B* и α принадлежат кислороду. Vaume-Pluvinel подтвердил (1899) эти наблюдения.

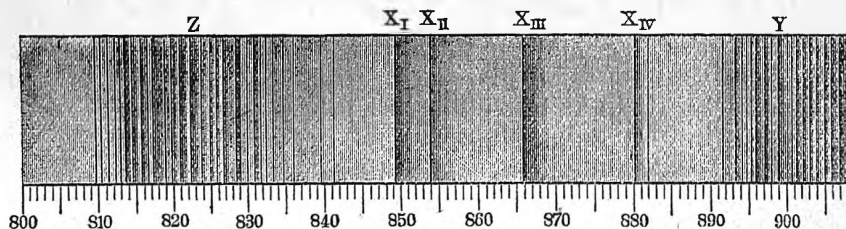
Ультрафиолетовая часть солнечного спектра, наблюдаемая на земной поверхности, довольно резко оканчивается около $\lambda = 3000$, что, как показал Cognu, происходит вследствие поглощения воздухом лучей более короткой длины волны; Hartley полагает, что это поглощение вызывается озоном. Cognu нашел, что длина ультрафиолетовой части спектра тем больше, чем выше солнце над горизонтом. Так в 12^h спектр доходил до $\lambda = 2950$, в $5^h 14^m$ до $\lambda = 3150$. Далее он нашел, что спектр удлиняется на 10 \AA при под'еме на 900 м. Первые хорошие фотографии ультрафиолетовой части солнечного спектра получил Н. Дгарег при помощи дифракционной решетки; его снимок простирается от *G* ($\lambda = 4307$) до линии *O* ($\lambda = 3440$), т. е. включает часть с отмеченными линиями *G*, *h*, *H*, *K*, *L*, *M*, *N* и *O*. Mascart получил фотографию дальнейшей части спектра, в которой он отметил линии *P*, *Q*, *R*, *S* и *T*. Еще позже Cognu дошел до линии *U*, для которой $\lambda = 2947,7$; он ввел обозначения *r* (после *R*), *S*₁, *S*₂, *s*, *T*, *t*, *U*. Исследования Rowland'a, Kayser'a и Runge дали точные значения для длины волн всех этих линий.

Инфракрасная часть солнечного спектра была исследована несколькими способами: фотографированием, способом, основанным на свойстве инфракрасных лучей тушить фосфоресценцию, термоэлектрическим столбиком и болометром. Дгарег еще в 1843 г. открыл три темные линии в инфракрасной части, которые он обозначил через α , β и γ , полу-

чив дагерротипию спектра. В 1880—81 г. Абнеу впервые получил фотографию спектра от линии А до $\lambda = 9800$ и нашел в этом промежутке до 180 линий; приготовляя фотографическую пластинку особым способом, ему удалось сделать ее чувствительною для инфракрасных лучей. В 1886 г. ему удалось пойти еще дальше и составить каталог 590 линий в красной и инфракрасной частях. Он ввел новые обозначения некоторых линий, но мы этих обозначений здесь не приводим. Крайняя из линий находится около $\lambda = 2,7 \mu$. Н. Хамапов также занимался вопросом о фотографировании инфракрасной части солнечного спектра. Если инфракрасную часть спектра получить на светящейся фосфоресцирующей пластинке, то свет не тушится в тех местах, где в спектре находятся линии или полосы, т. е. где отсутствуют лучи. Фотографируя затем пластинку, Ломмел получил ряд нерезких полос. Фогмер'у впервые удалось этим способом получить хорошие результаты, т. е. большое число резких линий до $\lambda = 9500$. На рис. 217 показана часть его рисунка спектра; линии обозначены по Абнеу'ю. Ламанский исследовал инфракрасную часть солнечного спектра при помощи термоэлектрического столбика; он открыл три полосы. Rubens и Aschkinass показали, что лучи $\lambda = 23,7 \mu$ (остаточные лучи от плавикового шпата, см. стр. 216) не содержатся в солнечном спектре.

Обширное исследование инфракрасной части солнечного спектра принадлежит Langley'ю, который пользовался болометром (стр. 131). Уже в 1883 г. он исследовал распределение лучистой энергии до $\lambda = 2,8 \mu$ в спектре, полученном при помощи призмы из каменной соли, и в спектре диффракционном. На рис. 218 изображен рисунок Langley'я для призматического спектра. Совершенно иначе распределена лучистая энергия в диффракционном спектре; это распределение показано на рис. 219 на основании измерений 1888 года, когда Langley'ю удалось проследить

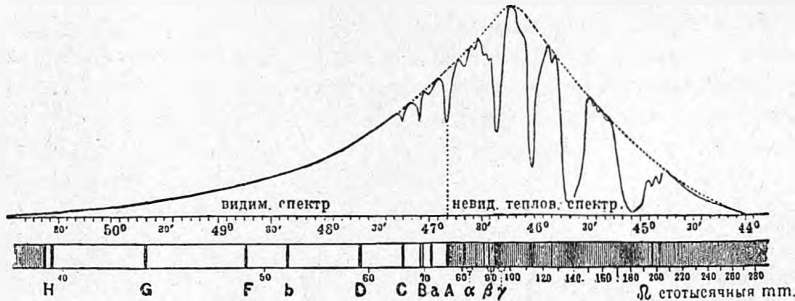
Рис. 217.



присутствие лучистой энергии до $\lambda = 28 \mu$; на рисунке показано распределение энергии до $\lambda = 5 \mu$. Места сильных поглощений Langley обозначил через Z (около $\lambda = 1,85 \mu$), X, X₁ и X₂ между $\lambda = 2,7 \mu$ и $\lambda = 3 \mu$ и Y около $\lambda = 4,5 \mu$. К. Angstroem (сын) показал, что полосы X и Y происходят вследствие поглощения лучей углекислотою атмосферы. Julius полагает, что первая из этих полос вызывается водяными парами, а лишь вторая углекислотою.

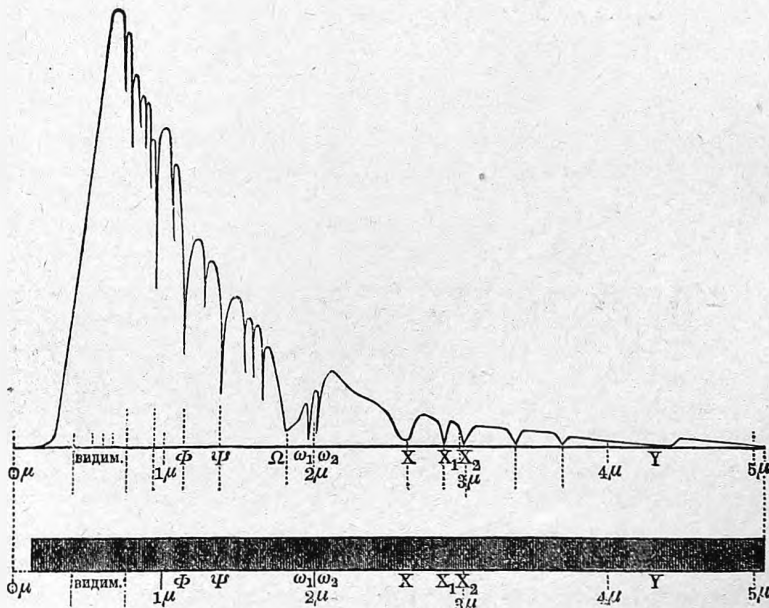
В 1894 г. Langley усовершенствовал болометрический способ исследования спектров; полоска в его приборе имела ширину 0,05 мм. и толщину 0,002 мм. Часовой механизм вращает призму (из каменной соли),

Рис. 218.



вследствие чего по болометру последовательно проходят все части спектра. Движения магнита гальванометра автоматически записываются на ленте светочувствительной бумаги, перемещаемой тем же часовым механизмом. Таким способом Langley'ю удалось открыть огромное число линий в

Рис. 219.



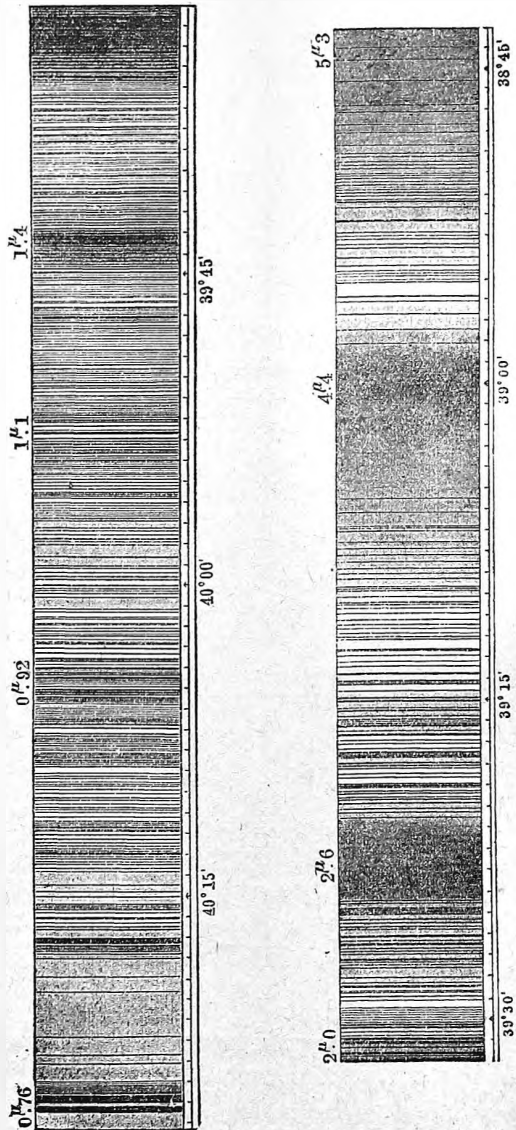
инфракрасной части спектра. До какой степени точен и чувствителен этот способ, видно из рис. 220, на котором изображена часть кривой, выражающей движение зеркала магнита, когда мимо болометра проходит часть спектра около двойной линии *D*. На этой кривой ясно обозначено

присутствие тончайшей никкелевой линии, лежащей между линиями D_1 и D_2 . Весь прибор действует совершенно автоматически и непосредственно дает распределение лучистой энергии в спектре до $\lambda = 6 \mu$. Усовершен-

Рис. 220.



Рис. 221.

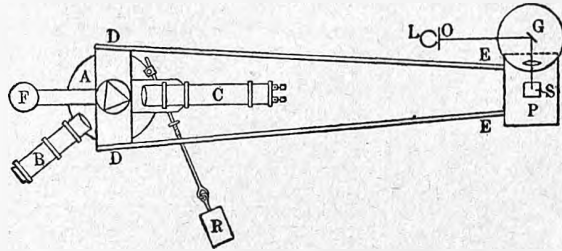


ствуя все более и более свои приборы, Langley опубликовал в 1900 г. окончательные результаты своих исследований инфракрасной части солнечного спектра между $\lambda = 0,76 \mu$ и $\lambda = 5,3 \mu$. В этой области он открыл

после 1894 г. 400 новых фразунгоферовых линий, так что число линий в области между $\lambda = 1,8 \mu$ и $\lambda = 5,3 \mu$ возросло до 600. На рис. 221 изображена эта новая часть солнечного спектра.

К. Angstrom значительно упростил прибор Langley'я (в 1895 г.). Расположение частей его прибора показано на рис. 222. К столику *A* прикреплена коллиматорная труба *B* и часть *DEP*, вращающаяся около оси столика вместе с болометром *C* при помощи простого механизма *R*, приводимого в движение весом опускающегося груза. Лучи источника *L* отражаются от зеркальца *G* гальванометра и затем зеркальцем *S* вертикально вниз на фотографическую бумагу *P*, вращающуюся вместе с призмой и болометром *C* около оси столика *A*. Вращение зеркальца *G* вызывает перемещение светлой точки на поверхности *P* по направлению *AP* (налево и направо).

Рис. 222.



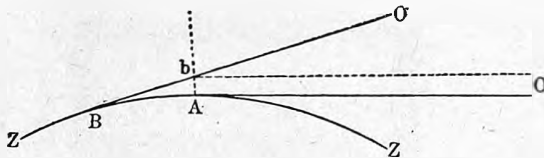
Покончив с вопросом о солнечном спектре, приводим список главнейших фразунгоферовых линий в видимой части.

<i>A</i> 7594,059	Rowland	<i>O</i>	<i>b</i> ₃ { 5169,218	Rowland	<i>Fe</i>
<i>B</i> 6867,461	"	<i>O</i>	{ 5169,066	"	<i>Fe</i>
<i>C</i> 6563,054	"	<i>H</i>	{ 5167,686	"	<i>Fe</i>
<i>D</i> ₁ 5896,154	"	<i>Na</i>	<i>b</i> ₄ { 5167,501	"	<i>Mg</i>
<i>D</i> ₂ 5890,182	"	<i>Na</i>	<i>F</i> 4861,496	"	<i>H</i>
<i>E</i> ₁ { 5270,533	"	<i>Fe</i>	<i>G</i> { 4308,071	"	<i>Fe</i>
<i>E</i> ₂ 5269,722	"	<i>Fe</i>	<i>h</i> 4101,850	Ames	<i>H</i>
<i>b</i> ₁ 5183,792	"	<i>Mg</i>	<i>H</i> 3968,620	Rowland	<i>Ca</i>
<i>b</i> ₂ 5172,871	"	<i>Mg</i>			

§ 15. Спектры солнечных пятен, фотосферы, хромосферы, солнечных выступов и короны. На стр. 347 мы уже упомянули о работе Julius'a, указавшего, что разного рода изменения в положении спектральных линий могут обуславливаться не только движениями источника, но и аномальной дисперсией в среде, через которую проходят лучи. Хотя подробности об аномальной дисперсии будут изложены ниже, мы все же можем уже здесь рассмотреть основы теории Julius'a, так как понятие об аномальной дисперсии было дано нами на стр. 299. Мы увидим ниже, что всякое вещество, поглощающее лучи какой-либо длины волны λ , обладает сильною аномальною дисперсией для лучей, длина волны которых равна $\lambda \pm \alpha$, где α малая величина, т. е. для лучей, близких к поглощаемому лучу λ . Для лучей $\lambda + \alpha$, преломление аномально увеличено; а для лучей $\lambda - \alpha$ преломляемость уменьшена. Чем меньше α , тем большая

получается аномальность в преломлении. Это должно относиться ко всем поглощающим веществам, а след., напр., и к водороду и к парам натрия. Вообразим себе некоторую массу, напр., натровых паров и положим, что в нее вступают белые лучи от какого-либо постороннего источника света. Проходя через эту массу, все лучи подвергнутся некоторым отклонениям, которые, вообще, окажутся невеликими. Но лучи $\lambda_1 \pm \alpha$ и $\lambda_2 \pm \alpha$, обладающие аномальными коэффициентами преломления, пойдут по совершенно другим путям, чем все остальные лучи. Такое уклонение произойдет, когда масса паров случайно имеет форму, напоминающую призму, а также если она состоит из слоев неодинаковой плотности. В последнем случае уклонение произойдет вследствие непрерывных аномальных

Рис. 223.

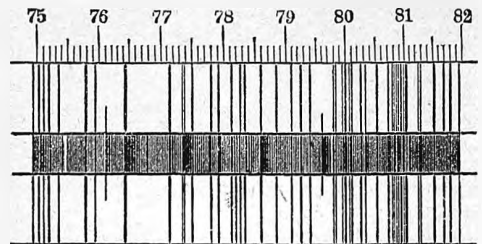


преломлений луча при его переходе от одного слоя к другому. Julius и полагает, что пары натрия, водород и т. д., находящиеся в обрабатываемом слое, а также в хромосфере, аномально уклоняют лучи, попадающие в них из фотосферы и обладающие длиной волны, близкою к длине волны лучей, поглощаемых этим слоем и хромосферой, т. е. близкою к длине волны фраунгоферовых линий, принадлежащих самому солнцу. Пусть ZZ (рис. 223) край солнца, и положим, что над A находятся светящиеся и поглощающие пары, хотя бы натрия, спектр которых наблюдается в тангенциальном направлении AO. От точки B фотосферы, непосредственно невидимой из O, идут белые лучи, которые, после небольших изменений направления, пойдут по направлению bO', не попадая в глаз наблюдателя.

Но лучи $\lambda + \alpha$ или $\lambda - \alpha$, где α лучи, поглощаемые паром, и α малая величина, обладая аномальным показателем преломления, могут идти по направлению, обозначенному пунктиром, и попасть в глаз наблюдателя. Чем меньше α , тем больше может быть отклонение луча, который наблюдатель сочтет за луч,

принадлежащий самим парам, находящимся над A. Но может произойти и иное явление. Положим, что через пар проходят белые лучи почти прямолинейно к наблюдателю. Тогда может случиться, что лучи $\lambda + \alpha$ или $\lambda - \alpha$ настолько отклонятся, что вовсе не попадут в глаз наблюдателя, или в щель спектроскопа. Два полученных таким образом вывода Julius и приложил к явлениям, наблюдаемым при спектральном исследовании солнца. Переходим к рассмотрению этих явлений.

Рис. 224.



На солнечном диске замечаются пятна, в которых иногда отличают наиболее темную часть (*umbra*) и окружающую ее полутемную кайму (*penumbra*).

Спектр солнечного пятна характеризуется, во-первых, общим ослаблением силы света, во-вторых, утолщением многих темных линий, и в третьих, появлением иногда светлых линий. На рис. 224 показан в виде примера спектр солнечного пятна, изображение которого покрывало лишь часть щели спектроскопа. По мнению одних ученых это утолщение

Рис. 225.

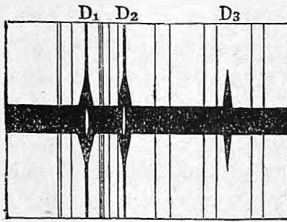
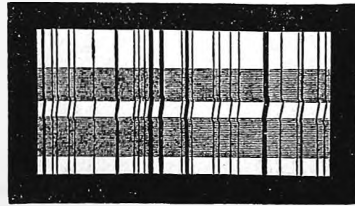
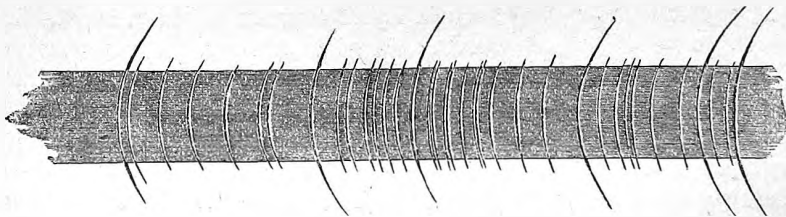


Рис. 226.



линий объясняется большею плотностью паров в пятне; по мнению других, утолщенные линии принадлежат соединениям железа, может быть, с металлоидами. Особенно значительно бывает утолщение линий *D*; посреди утолщений появляются иногда линии светлые, как показано на рис. 225, на котором заметен и след линии *D*₃ (гелия). Приходится допустить присутствие густого слоя сравнительно холодных паров натрия и над ним (может быть и под ним) слоя паров натрия весьма высокой температуры, дающих светлые линии. В спектрах солнечных пятен наблюдаются нередко смещения линий. Интересный пример представлен на рис. 226: спектр двойного пятна, который наблюдал Vogel; очевидно,

Рис. 227.



на краю одного пятна материя двигалась к наблюдателю, на краю другого — от наблюдателя.

Спектр слоя, окружающего фотосферу и производящего фраунгоферовы линии, наблюдался в последний момент перед наступлением полного солнечного затмения; казалось, что в этот момент все линии обращались, внезапно делаясь светлыми на темном фоне. В. К. Лебединскому впервые удалось во время полного солнечного затмения 28 июля 1896 г. (недалеко от Олекминска на Лене) получить фотографии этих обращенных

линий. Он пользовался призматической камерой (см. стр. 317 и здесь ниже), желая фотографировать хромосферу. Но один из снимков был сделан несколько позже третьего контакта, т. е. когда уже показался весьма узкий серп солнца, состоявший из трех частей, как-бы обхватывавших друг друга; внутренняя часть представляла серп фотосферы; вокруг нее серп обрабатывающего слоя и, наконец, снаружи хромосфера. Общий характер полученной фотографии виден на рис. 227. Средняя полоса изображает обыкновенный спектр солнца с темными линиями. С двух сторон большое число коротких светлых линий обрабатывающего слоя и, наконец, ряд длинных светлых линий хромосферы.

Спектр хромосферы обыкновенно состоит из линий водорода и гелия. В 1868 г. почти одновременно Janssen и Lockyer открыли способ наблюдать хромосферу во всякое время, между тем как раньше она наблюдалась только во время полных солнечных затмений. Их способ заключался просто в том, что они значительно расширили щель спектроскопа и наблюдали то место спектра, где находится водородная красная линия *C*. При достаточно сильной дисперсии получается не слишком яркий фон от рассеянных лучей солнца и на нем непосредственно видимые очертания поверхности хромосферы.

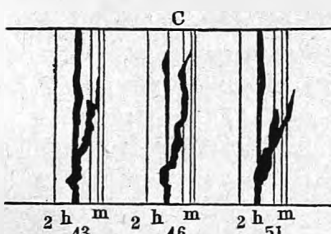
Чрезвычайно странные явления наблюдаются, когда на краю солнца находится большой выступ. Иногда светлые линии представляют неправильные расширения, разветвления и искривления, указывающие на сильнейшие движения вещества на выступе. Весьма странным представляется рис. 228, на котором изображены три последовательные формы линии *C*, наблюдаемые Lockyer'ом 22 сент. 1870 г.; они указывают на быстроту водородных потоков, доходящую до 400 км. в сек.

Весьма сложные формы линий получают и при радиальном положении щели, если она располагается вдоль выступа. На рис. 229 показан вид линии *F*, наблюдавшийся, когда щель приходилась на правый край, на середину и на левый край выступа. Основываясь только на принципе Доплера, приходится объяснить такие формы вихревыми движениями в массе выступа.

Спектр короны характеризуется знаменитой зеленою корональною линией, иногда называемой линией 1474, так как этим числом определяется ее место по шкале Kirchhoff'a. По исследованиям Young'a и Campbell'a ее длина волны 5303,26; неизвестное вещество, дающее эту линию, получило название короний. Корона дает еще слабый непрерывный спектр без принадлежащих фотосфере фраунгоферовых линий. Это доказывает, что корона содержит накаленные твердые частицы, вероятно принадлежащие метеорным потокам.

§ 16. Спектры луны, планет, комет, неподвижных звезд и туманных пятен. Спектр луны тождествен со спектром солнца; в нем найдено до

Рис. 228.

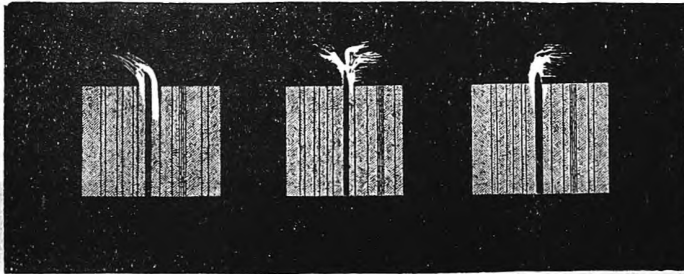


300 фраунгоферовых линий. Красный цвет лунного диска при полных лунных затмениях происходит от освещения лучами, подвергшимися сильному поглощению в нашей атмосфере.

Спектры планет были изучены Н. С. Vogel'ем; результаты своих работ он изложил в 1874 г.

Спектр Меркурия не отличается от солнечного; некоторые наблюдения как будто указывают на усиление теллурических линий. Точно также в спектре Венеры найдено более 500 фраунгоферовых линий в

Рис. 229.



одном только промежутке между 4060 и 4600, и, кроме того, некоторые линии и полосы, указывающие на поглощение лучей в атмосфере этой планеты. Наконец, то же самое можно сказать и про спектр Марса. Спектр Юпитера характеризуется полосой в красной части при $\lambda = 6180$; Miltoschau (1904) открыл фотографически дальнейшие полосы при $\lambda = 6070 - 6000 - 5780 - 5150$. Спектр Сатурна также содержит полосу при 6180, между тем как его кольца дают спектр, в котором полоса при $\lambda = 6180$ отсутствует.

Спектр Урана существенно отличается от спектров предыдущих планет. Фраунгоферовы линии только недавно открыты (1889 Huggins'ом и 1892 Frost'ом) в этом спектре, который характеризуется рядом темных полос, между которыми находятся пять полос спектра Юпитера. Спектр Нептуна, повидимому, тождествен со спектром Урана.

Спектр комет приходится наблюдать при значительно расширенной щели, вследствие чего детали получаются не достаточно резко, и, напр., не удается определить, распадаются ли видимые в спектре полосы на отдельные линии или нет. Первое наблюдение спектра кометы было произведено Donati в 1864 г.; он обнаружил в спектре три широкие светлые полосы, доказывающие, что кометы испускают собственный свет. Множество наблюдений, произведенных с тех пор, показали, что спектр комет весьма похож на спектр светящихся паров углеводородов. Наиболее занимались спектрами комет Vogel и Hasselberg. Среднее положение краев трех полос (обращенных к красному концу спектра) получается из многих наблюдений таковым: $\lambda = 5630$, $\lambda = 5166$ и $\lambda = 4719$. Наилучшие измерения полос в спектре паров углеводородов дают $\lambda = 6188$, $\lambda = 5635$, $\lambda = 5165$ и $\lambda = 4738$; совпадение, как видно,

почти полное. Первая полоса в спектре комет отсутствует. На рис. 230 представлен кометный спектр, на рис. 231 углеводородный спектр, а на рис. 232 тот же спектр при узкой щели.

До 1882 г. наблюдался во всех кометах только слабый непрерывный спектр и упомянутые три полосы. 17 марта 1882 г. Wells'ом была открыта комета (1882 I), которая отличалась яркостью непрерывного спектра и слабостью трех характерных полос. 31 мая Vogel неожиданно открыл в ее спектре яркую двойную натровую линию, причем одна линия оказалась в 5 раз ярче другой, что указывает на большую густоту паров натрия. В то же время Vogel заметил еще светлую полосу около $\lambda = 6130$, где находится первая полоса углеводородов, отсутствующая в спектре комет (см. выше). Lohse нашел в спектре кометы 1882 II, кроме натровой, еще 5 светлых линий, повидимому принадлежавших парам Fe. Не-

Рис. 230.

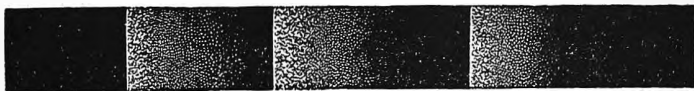


Рис. 231.

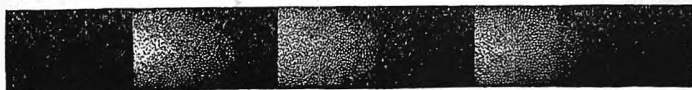
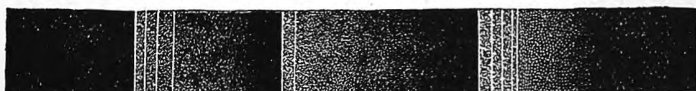


Рис. 232.



прерывный спектр происходит, по крайней мере отчасти, от отраженных солнечных лучей, как доказал Huggins, фотографировавший спектры обеих комет 1882 года, в которых оказались фраунгоферовы линии. В спектре кометы 1899a (Swift), находилось, как показал W. Wright, 16 светлых линий, из которых часть принадлежит углероду и циану.

Спектры неподвижных звезд наблюдал впервые Fraunhofer еще в 1817 г. Первое разделение звезд по типам или классам, основанное на виде их спектра, предложил Secchi. Сперва (1863) он принял два класса; в 1866 г. он прибавил третий, а в 1868 еще четвертый класс звезд. Ныне принято разделение звезд на три класса с подразделениями, предложенное Vogel'ем в 1874 г. Порядок классов при этом должен соответствовать порядку последовательных состояний светила, образовавшегося путем сгущения из тумана и постепенно подвергающегося охлаждению. Позже Pickering разделил звезды по их спектрам на 16 классов (A до Q).

Туманности, наблюдаемые на небесном своде, как известно разделяются на две группы: на звездные кучи и на туманные пятна в точном смысле слова. До применения к ним спектрального анализа нельзя было с уверенностью судить о правильности такого деления; когда туманность в телескопе не представлялась в виде кучи отдельных звезд, можно было думать, что это происходит от недостаточной разрешающей силы телескопа. Спектральный анализ показал, что туманности дают спектры двух родов: одни дают слабый сплошной спектр, другие — спектр, состоящий из светлых линий. При этом все несомненные звездные кучи дают сплошной спектр, в котором, однако, никаких деталей распознать нельзя. С другой стороны ни одна из туманностей, дающих спектр со светлыми линиями, не была разложена на кучи звезд. Это действительные космические туманы, состоящие из газообразной раскаленной массы. Первый, Huggins в 1864 г. наблюдал спектр туманности (Herschel 4374) и нашел в нем три светлые линии, которые затем были найдены почти во всех туманных пятнах. Нередко к ним присоединяется еще четвертая. Длины волн этих четырех линий суть: 5004,3 — 4957,2 — 4860,9 — 4340,7.

Появление светлых линий дает средство открыть истинные туманные пятна; Pickering открыл таким образом 11 туманных пятен.

§ 17. Применение спектрального анализа к изучению движения светил. В § 13 мы указали на смещение спектральных линий, вызываемое движением источника или наблюдателя, вообще изменением расстояния между ними. Измерение этих смещений сделалось драгоценным орудием для астрономии, дав возможность определить слагаемую скорость различных движений по направлению прямой, соединяющей землю с наблюдаемым объектом.

В 1861 г. Н. С. Vogel'ю удалось заметить смещение фраунгоферовых линий, происходящее вследствие вращения солнца около его оси. Полное смещение линий не превышает при этом $\frac{1}{77}$ расстояния двух линий D_1 и D_2 друг от друга. Теллурические линии, понятно, не смещаются.

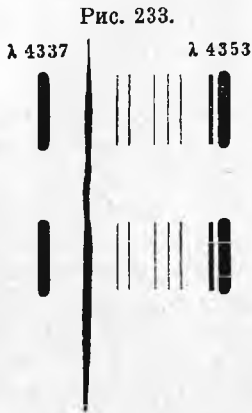
В 1895 г. Белопольскому, Deslandres'у и Keeler'у удалось исследовать движение кольца Сатурна, причем оказалось, что внутренний и внешний края обладают различными скоростями и притом скорость внутреннего края больше скорости внешнего (21 килом. и 16 килом.). Этим установлено, что кольцо не представляет сплошного целого.

Огромное значение имеет применение принципа Доплера к спектрам неподвижных звезд. Н. С. Vogel впервые воспользовался в 1887 г. методом фотографирования звездных спектров (спектрографическим методом), давшим блестящие результаты. Для сравнения может служить водородная линия $H\gamma$, а также линии железа или некоторых других металлов. Keeler и Campbell в обсерватории Лика, Deslandres в Париже и в особенности Белопольский в Пулковке произвели замечательные исследования скоростей движения „неподвижных“ звезд.

Keeler измерял 1890—1891 г. движение 14-ти туманных пятен, причем наибольшая скорость оказалась равною 65 км. в сек. Огромный интерес представляет работа Н. С. Vogel'я (1902) о спектре туман-

ности в Орионе. Водородная линия $H\gamma$, различные точки которой соответствуют различным местам полосы, расположенной поперек туманного пятна, оказалась искривленной и неравномерной толщины; она изображена на рис. 233. Ясно, что различные части туманности находятся при неодинаковых физических условиях и обладают различными движениями.

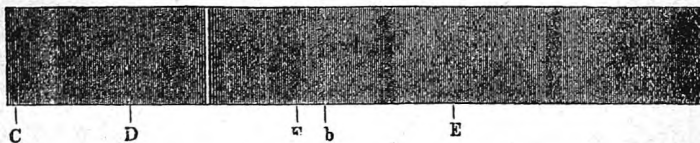
Белопольский открыл и исследовал (до 1900 г.) семь двойных звезд: δ Cephei, η Aquilae, α' Geminorum, β Lyrae, λ Tauri, ζ Geminorum и Θ Ursae majoris.



Наиболее замечательные результаты дало применение принципа Доплера к двойным звездам, части которых движутся по замкнутым орбитам, пробегаемым в сравнительно небольшие промежутки времени. Скорость Альголя (β Persei) колеблется приблизительно между $+45$ и -45 килом. в сек., причем период совпадает с периодом колебаний в силе света (2 дня 20 ч. 40 м. 52 сек.). Эти данные вместе с законом колебания силы света (2 дня 11,5 ч. неизменно 2-ой величины, затем в течение 4,5 ч. падает до 4-ой величины и в 4,5 ч. опять возрастает до 2-ой величины) дали возможность определить размеры светящейся звезды и темного спутника, и их расстояние друг от друга. Оказалось, что диаметр звезды 1700000 килом., диаметр темного спутника 1330000 килом., расстояние их центров 5180000 килом. (только!); скорость звезды -42 килом., скорость спутника -89 килом., скорость всей системы -4 килом., в сек., массы двух тел $\frac{4}{9}$ и $\frac{2}{9}$ массы солнца. В спектрах некоторых звезд наблюдаются линии, которые попеременно раздваиваются и затем вновь сливаются. В этих случаях мы имеем дело с двойною звездой, обе части которой светлы: два солнца, вращающиеся около общего центра инерции.

§ 18. Спектр северного сияния, зодиакального света и молнии. Спектр северного сияния характеризуется яркою зеленою линиею $\lambda = 5570$;

Рис. 234.



он изображен на рис. 234. Красная полоса при $\lambda = 6298$ появляется только в красных частях сияния; в остальных она отсутствует. Paulsen'у удалось зимою 1899—1900 года в Исландии получить фотографии спектра северного сияния между $\lambda = 4700$ и 3370 , причем время экспозиции доходило до нескольких недель. В этой области оказались четыре резкие линии и 18 более слабых. Первые получают при слабом сиянии и по видимому принадлежат тому слабому свету, который в северных странах

ночью покрывает все небо; слабые же линии получаются только от ярких частей северного сияния. Runge (1904) указал на большое сходство между спектрами северного сияния и криптона.

Спектр зодиакального света весьма слабый и по исследованиям Wright'a несомненно сплошной, происходящий от отраженных лучей солнца. Фраунгоферовы линии в нем не видны, так как щель спектроскопа при наблюдении столь слабо светящегося объекта должна быть значительно расширена. Прежде полагали, что зеленая линия северного сияния находится и в спектре зодиакального света. Но это неверно; зато оказалось, что эта зеленая линия нередко наблюдается во всех частях небесного свода, хотя северного сияния незаметно, и только в этом случае зеленая линия находится и в зодиакальном свете, которому она, очевидно, не принадлежит.

Спектр молнии исследовал впервые Kundt, а впоследствии Vogel и др. Молния в виде искры (стрелы) дает спектр, состоящий из отдельных линий; молния-вспышка дает спектр полосатый. Оба спектра несомненно принадлежат воздуху; второй из них наблюдается около отрицательного полюса при электрическом разряде в кислороде.

§ 19. Ультрафиолетовая и инфракрасная части спектров. Обратимся теперь специально к вопросу об ультрафиолетовой и инфракрасной частях различных спектров.

I. Мы уже видели, что ультрафиолетовая часть изучается удобнее всего при помощи фотографии. Другой способ, основанный на применении флюоресценции, будет рассмотрен ниже. Им пользовался Stokes, дошедший до $\lambda = 1850$. Путем фотографии, до недавнего времени, не удавалось идти далее 2024 и только в 1899 г. Schumann'у удалось усовершенствовать фотографический способ настолько, что он дошел примерно до $1000 = 0,1 \mu$. Причина, по которой до Schumann'a не могли получить фотографического изображения спектров для $\lambda < 2000$, троякая: лучи весьма малой длины волны поглощаются, во-первых, оптическими частями прибора (линзами, призмой), во-вторых, желатиною светочувствительного слоя и в третьих — воздухом. Cognu уже показал, что столб воздуха диною в 10 м. вполне поглощает крайние лучи до $\lambda = 2118$; 1 м. воздуха не пропускает лучей до $\lambda = 1842$ и даже 0,1 м. воздуха поглощает все лучи до 1566. Schumann построил прибор, в котором оптические части были сделаны из бесцветного плавикового шпата; светочувствительный слой состоял из чистого бромистого серебра и, что главное, воздух был вполне выкачан из самого прибора. Schumann'у удалось получить совершенно новую часть спектра водорода между 1850 и 1000, содержащую до 600 линий, максимальная интенсивность которых лежит около $\lambda = 1620$. В 1901 г. Schumann показал, что водород вполне прозрачен для ультрафиолетовых лучей. В 1903 году Schumann дал подробное описание своего прибора, методов исследования и всех полученных им результатов. Он дает ультрафиолетовое поглощение и испускание для N_2, O_2, H_2O, CO, CO_2 и H_2 . Упомянем только, что N_2 прозрачен до 1620, O_2 до 1850, H_2 до 1000 А.

Крайние ультрафиолетовые лучи исследовали затем Lenard и Ramsauer (1911), которые пользовались, как источником, сильной искрой между электродами из *Al*. Они полагают, что в их опытах играли роль лучи до $\lambda = 900 \text{ \AA}$. Значительно дальше продвинулся Luman (1914—1916), он дошел до $\lambda = 510 \text{ \AA} = 0,051 \mu$, пользуясь кварцевой разрядной трубкой с электродами из *Mg*, *Al*, *Fe* и *Ca*. В этой новой области он нашел большое число спектральных линий различных газов (*H₂*, *He*, *Ar*). След одной линии был обнаружен даже при $\lambda = 450 \text{ \AA}$.

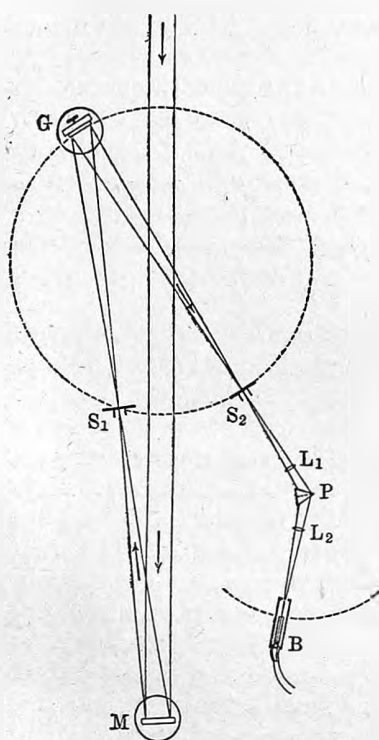
В 1917 г. появилась работа Richardson'a и Bazzoni, которые косвенным путем определяли длину волны, основываясь на законах фотоэлектрических явлений (т. IV). Повидимому они дошли до $\lambda = 420 \text{ \AA}$.

Поглощение ультрафиолетовых лучей в различных бесцветных и окрашенных стеклах исследовали Eder и Valenta (1894), Kruess и Pflueger (1903) и др. Оказалось, что при толщине в 1 см. ни один сорт стекла не пропускает лучи дальше 3050. Zschimmer'у (1903), однако, удалось приготовить такие новые сорта стекол, которые, при толщине в 1 см. пропускают 50 % лучей 3050, а при толщине в 1 мм. 50 % лучей 2800. Между ними находится фиолетовое стекло, которое пропускает только синие, фиолетовые и ультрафиолетовые лучи; оно может служить фильтром для фотографически действующих лучей. Allet Miller и Soret изучали поглощение ультрафиолетовых лучей растворами солей; оба ученые нашли сравнительно слабое поглощение в растворах серно-кислых солей и сильное поглощение в растворах солей азотно-кислых. Raueг определил (1897) поглощение ультрафиолетовых лучей от $\lambda = 2830$ до $\lambda = 2310$ в различных жидкостях

и парах. Оказалось, что полосы поглощения перемещаются к более преломленному концу спектра, когда вещество переходит из жидкого состояния в газообразное.

Поглощение ультрафиолетовых лучей кристаллами исследовал для 200 веществ В. Агафонов. В шести кристаллах (турмалин, аксинит, андалузит, коричневая, нитроанисовая и гемимеллитовая кислоты) он нашел полихроизм, т. е. зависимость поглощения лучей от направления их прохождения через кристалл. Гольдгаммер поместил в кварцевом сосуде раствор, содержащий *CoSO₄*, *NiSO₄* и Hoffmanns-Violett; этот раствор пропускает все лучи между 3800 и 3000.

Рис. 235.



II. Инфракрасная часть спектров испускания и поглощения может быть исследована при помощи фосфоресценции (глава VII), посредством термоэлектрического столбика, болометра или радиометра, а также фотографированием. Н. W. Vogel впервые (1873) показал, что лучи большой длины волны действуют на броможелатинную светочувствительную эмульсию, если к ней примешать вещества, поглощающие эти лучи; он назвал такие вещества сенсibiliзаторами. Затем занимался этим вопросом Abney, которому удалось фотографированием дойти до лучей, длина волны которых $\lambda = 2 \mu$.

Преломление инфракрасных лучей в различных веществах было исследовано Langley'ем, Rubens'ом и др. Прибор, которым пользовался Langley, схематически изображен на рис. 235. Лучи от источника падают на щель S_1 , отразившись предварительно от вогнутого зеркала M . Затем они падают на вогнутую диффракционную решетку G (глава 14), которая дает ряд спектров, расположенных, как мы увидим впоследствии, на боковой поверхности цилиндра, след которого отмечен пунктиром. На одно и то-же место падают лучи λ_1 первого, λ_2 второго, λ_3 третьего и т. д. спектров, причем $\lambda_1 = 2\lambda_2 = 3\lambda_3$ и т. д. Если поэтому через щель S_2 проходит, напр., видимый луч D_2 шестого спектра, то одновременно через ту же щель проходят следующие лучи:

6-ого спектра $\lambda_6 = 5890$ (D_2)	3-его спектра $\lambda_3 = 1178,0 = \frac{6}{3}\lambda_6$
5-ого „ $\lambda_5 = 7068 = \frac{6}{5}\lambda_6$	2-ого „ $\lambda_2 = 1767,0 = \frac{6}{2}\lambda_6$
4-ого „ $\lambda_4 = 8835 = \frac{6}{4}\lambda_6$	1-ого „ $\lambda_1 = 3534,1 = 6\lambda_6$

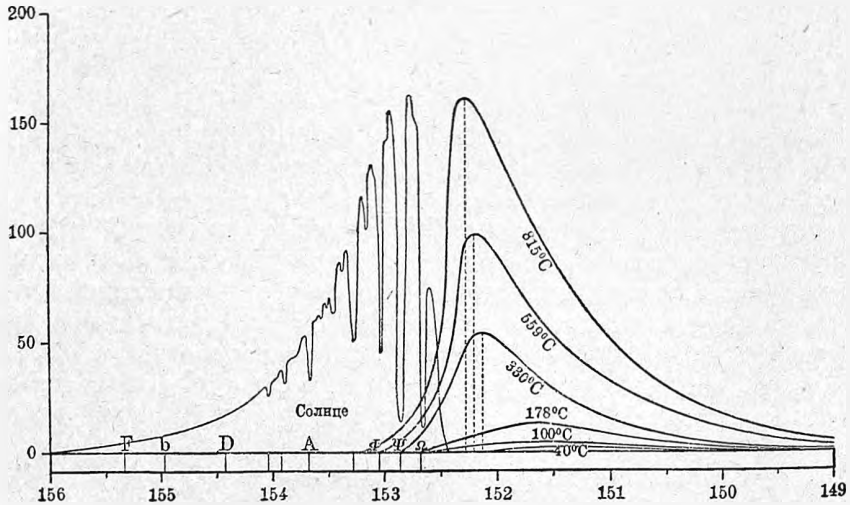
Все эти лучи падают на призму P и располагаются в спектре. Первые два луча видны глазом; положение остальных отыскивается болометром B и таким образом определяется их показатель преломления для вещества, из которого сделана призма. Для призмы из каменной соли Langley дошел до $\lambda = 5,3 \mu$, для флинтгласовой призмы до $\lambda = 2 \mu$.

Инфракрасные спектры испускания были исследованы при помощи болометра. Так напр., Snow нашел, что спектр вольтовой дуги имеет главный максимум энергии в ультрафиолетовой части при $\lambda = 3880$ и второстепенные, но более широкие полосы при $\lambda = 0,8 \mu$, $\lambda = 0,92 \mu$ и $\lambda = 1,1 \mu$. Langley'ю удалось исследовать спектры испускания до $\lambda = 15 \mu$ для целого ряда тел, находившихся при различной температуре, до льда включительно. На рис. 236 и 237 показаны результаты его измерений. На рис. 236 абсциссы суть показатели преломления, ординаты — отклонения гальванометра, соединенного с болометром. Кривые с правой стороны соответствуют спектрам испускания меди при температурах 815° , 559° , 330° , 178° , 100° (зачерненная Cu) и 40° ; чем выше температура, тем более максимум радиации перемещается налево. С левой стороны изображена для сравнения кривая солнечной энергии. На рис. 237 показаны кривые для 178° , 100° и 0° до $\lambda = 15 \mu$, причем хорошо видно, как велика инфракрасная исследованная часть сравнительно с частью видимой. Для Cu при 100° максимум находится при $\lambda = 8 \mu$. Спектр луны имеет

главный максимум при $\lambda = 14 \mu$, что соответствует температуре между 0° и -20° .

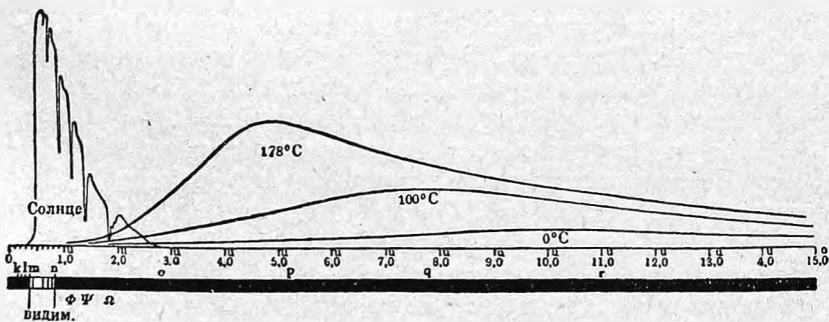
Инфракрасные части спектров испускания паров металлов изучали Abney, H. Vesquelet и, с особенною тщательностью при помощи

Рис. 236.



болометра, Snow. Последний определил инфракрасные линии в спектрах *Li*, *K*, *Na*, *Rb* и *Cs*. Так, в спектре *K* он нашел 8 инфракрасных линий; из них резкая при $\lambda = 1,155 \mu$. В спектре *Na* также 8 линий, из них резкие при $\lambda = 0,818$ и $\lambda = 1,132 \mu$. В спектрах *Rb* и *Cs* Snow нашел по 15-ти инфракрасных линий. Lewis пользовался радиомикрометром и

Рис. 237.



дошел до $1,5 \mu$; Lehmann возвратился к способу фотографирования инфракрасного спектра; он исследовал спектры *Li*, *Na*, *K*, *Rb* и *Cs* и открыл 5 новых линии рубидия и 9 линий цезия.

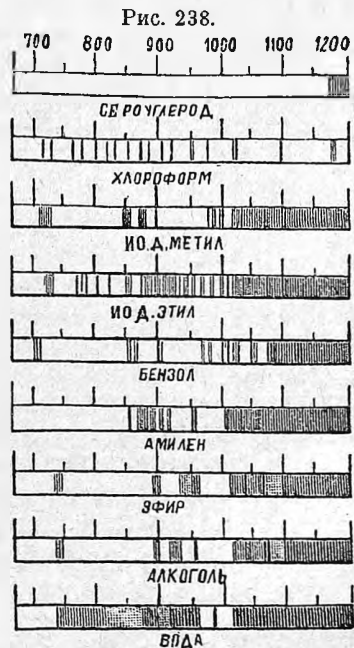
Paschen, Rubens и Aschkinass и Angstroem исследовали спектры CO_2 , водяного пара и воды. Paschen нашел для первого максимум

испускания между $\lambda = 4 \mu$ и $\lambda = 4,8 \mu$; для водяного пара два максимума, которые при 100° находятся при $\lambda = 6527$ и $\lambda = 5900$; для воды (17°) максимум испускания при $\lambda = 6061$. Другие вышеназванные ученые нашли, что CO_2 испускает лучи $2,7 \mu$, $4,4 \mu$ и $14,8 \mu$. Rubens и Aschkinass нашли и в спектре испускания водяного пара максимумы в местах, соответствующих полосам поглощения. Frank Very (1900) тщательно изучил испускание горячего воздуха до $\lambda = 24 \mu$. Angstrom, Koch и Sv. Arrhenius посвятили большой ряд статей вопросу и роли, которую играет поглощение лучей углекислотой воздуха в метеорологических явлениях. Arrhenius находит, что если бы в атмосфере осталось 0,3 ныне в ней находящейся CO_2 , то повторился бы ледниковый период; увеличение же в 5 раз вызвало бы на земле тот жаркий климат, который существовал до ледникового периода.

Инфракрасные спектры поглощения. Спектр поглощения

различных веществ был исследован Н. Везежел'ем при помощи фосфоресцирующих пластинок (глава VII); он нашел в инфракрасной части спектра поглощения воды несколько темных полос. Paschen (1894) и Aschkinass (1895) подробно исследовали спектр поглощения воды; Aschkinass менял толщину слоя воды от 0,001 см. до 100 см. Наиболее тонкий слой он изучил для лучей от $\lambda = 1,6$ до $8,5 \mu$, причем оказались максимумы поглощения при $\lambda = 3,06 \mu$, $\lambda = 4,70 \mu$, $\lambda = 6,10 \mu$. Он находит, что жидкое содержимое глазного яблока довольно прозрачно для лучей до $\lambda = 1,4 \mu$. Густой раствор воды в CS_2 вовсе не поглощает инфракрасных лучей, которые, наоборот, совсем не проходят через раствор $CuSO_4$. Abney и Festing фотографировали инфракрасные спектры поглощения большого ряда жидкостей до $\lambda = 1,2$. Оказалось, что резкие линии дают только соединения, содержащие водород. На рис. 238 изображены спектры поглощения между $\lambda = 0,650 \mu$ и $\lambda = 1,2 \mu$ для девяти различных жидкостей. Весьма обстоятельное исследование инфракрасных спектров поглощения некоторых органических жидкостей (алкоголей и гликолей) произвел Ranshoff; он пользовался болометром и дошел до $\lambda = 8 \mu$. Двойная полоса поглощения около 3μ и $3,4 \mu$ по видимому вызывается присутствием гидроксильной группы в рассматриваемом соединении.

Плавленый шпат в высокой степени прозрачен для инфракрасных лучей примерно до $\lambda = 7 \mu$. Лучи, для которых $\lambda = 23,7 \mu$, вполне поглощаются плавленым шпатом; это те лучи, которые только одни и остаются после четырехкратного отражения сложного пучка инфракрас-



ных лучей от названного вещества, как показали Rubens и Nichols, исследовавшие поглощение этих лучей различными веществами. Оказалось, что при толщине d поглощающего слоя в 1 мм. только каменная соль, сильвин и хлористое серебро пропускают лучи $\lambda = 23,7 \mu$ в значительном количестве; каменная соль пропускает 11% лучей при $d = 1,92$ мм., сильвин 34% при $d = 3,6$ мм. и хлористое серебро 77,4% при $d = 0,25$ мм. и 43,7% при $d = 1,7$ мм. Далее Rubens и Trowbridge (1897) определили, какое количество лучей различного λ пропускают слои каменной соли (к), сильвина (с) и флуорита (ф), если толщина слоя 1 см. Числа следующей таблички дают пропущенное количество в процентах падающего:

$\lambda =$	8 μ	10 μ	12 μ	14 μ	16 μ	18 μ	19 μ	20,7 μ	23,7 μ
к.	—	99,5	99,3	93,1	66,1	27,5	9,6	0,6	—
с.	—	98,8	99,5	97,5	93,6	86,2	75,8	58,5	15,5
ф.	84,4	16,4	0,0	—	—	—	—	—	—

Спектры поглощения паров и газов исследовали Angstroem, Paschen и др. Первый находит следующие полосы в инфракрасной части спектра. Этилен (C_2H_4): 2,78—4,32—9,21—13,45 до 16 μ и дальше; CO_2 : 4,32 μ , CO : 4,52 μ . Эфир, бензол и сероуглерод дают почти одинаковые спектры поглощения в жидком и в парообразном виде. Paschen находит для паров воды главные полосы поглощения при 4,860 до 6,520 μ (макс. при 5,9 μ) и при 6,25 до 8,54 μ (макс. при 6,527 μ). Rubens и Aschkinass исследовали поглощение водяными парами и CO_2 лучей до $\lambda = 20 \mu$. Для водяного пара оказалось шесть полос поглощения между $\lambda = 11 \mu$ и $\lambda = 18 \mu$; CO_2 имеет одну широкую полосу поглощения около 14,7 μ .

§ 20. Аномальная дисперсия. В 1862 г. Le Roux нашел, что пары иода сильнее преломляют красные лучи, чем синие (остальные поглощаются); впоследствии Нигион измерил показатели преломления n паров иода при 700° и нашел для красных лучей $n = 1,00205$, а для фиолетовых $n = 1,00192$. Открытие Le Roux не обратило на себя должного внимания, пока Christiansen в 1870—71 г. не открыл аномальной дисперсии в растворе фуксина в алкоголе. Приводим табличку коэффициентов преломления для некоторых фраунгоферовых линий в растворе 18,8% фуксина в чистом алкоголе:

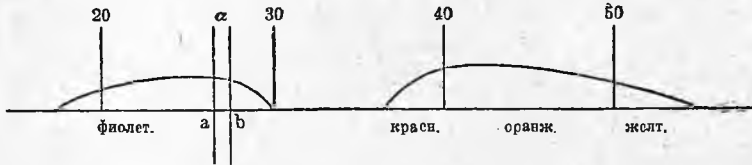
18,8% раствор			18,8% раствор		
Луч.	фуксина.	Алкоголь.	Луч.	фуксина.	Алкоголь.
B	1,450	1,363	F	1,312	1,370
C	1,502	—	G	1,285	1,373
D	1,561	1,365	H	1,312	1,376

На рис. 239 графически изображен спектр, получаемый призмой, наполненной раствором фуксина, при преломляющем угле в $1^\circ 14' 10''$. Абсциссы суть отклонения лучей, ординаты — интенсивность лучей. Наименее отклонены лучи фиолетовые, наиболее — желтые; зеленые лучи отсутствуют. Особенно замечательна большая величина дисперсии: ве-

личина n колеблется между 1,285 и 1,561; разница 0,276, между тем как для алкоголя она всего равна 1,376 — 1,363 = 0,013. Две линии α на рис. 239 указывают на длину ab всего видимого спектра, который получился бы от чистого алкоголя.

Kundt распространил опыты Christiansen'a на большое число веществ, указав в целом ряде классических работ на удобные методы исследования аномальной дисперсии. Руководясь теоретическими сообра-

Рис. 239.



жениями, он предугадал существование аномальной дисперсии в веществах, обладающих яркою поверхностною окраскою с металлическим блеском. Эти вещества сильно отражают определенные лучи, а именно те, которые они при прохождении поглощают. Kundt первый, таким образом, указал на связь между аномальною дисперсией и поглощением лучей. Изучая спектры разных веществ по методу, который будет изложен ниже, Kundt нашел, что действительно поглощение влечет за собою аномальную дисперсию, причем имеет место следующее правило: Если идти от лучей большей длины волны, т. е. от инфракрасного конца нормального спектра, то коэффициент преломления n аномально возрастает при приближении к лучам поглощаемым; наоборот, лучи, соседние (по длине волны) с поглощаемыми, но лежащие ближе к фиолетовому концу нормального спектра, имеют аномально малый коэффициент преломления.

Способ Kundt'a (способ перекрестных призм) заключается в следующем. Уменьшив длину ярко освещенной щели (у фонаря), установленной положим горизонтально, получают при помощи призмы с горизонтальным ребром (или при помощи диффракционной решетки) весьма узенький вертикально расположенный спектр. Пусть $HGDVB$ (рис. 240) и есть этот спектр. Если поместить между первую призму (или решеткой) и экраном или между экраном и глазом вторую призму с вертикальным ребром, то спектр HV переместится в сторону, и притом отдельные части спектра HV тем более переместятся, чем больше коэффициент преломления вещества второй призмы для соответствующего луча. Если это вещество обладает нормальной дисперсией, то конец H отклонится больше всего, а конец V меньше всего, и мы увидим новый спектр сбоку в наклонном положении. Так как частная дисперсия в различных веществах различная (стр. 300), то ординаты y , вообще, будут не пропорциональны абсциссам X , в особенности, когда первый спектр был получен при по-

мощи решетки. Таким образом получается спектр, изогнутый в ту или другую сторону: hb или $h'b'$.

Но если вещество второй призмы обладает аномальной дисперсией, то боковое отклонение первого спектра будет неправильное, и получается новый спектр, расположение цветов которого прямо указывает на преломляемость каждого луча в веществе второй призмы. На рис. 241 показано что получается, если вторая призма состоит из крепкого раствора цианина. Около D происходит поглощение; преломление быстро растет от красного конца B , так что получается ветвь ab ; за поглощенную часть следует слабое преломление (в c) и вторая ветвь спектра cd .

В действительности получаются спектры не линейчатые, но в виде узких полос. На рис. 242 изображен отклоненный спектр, который получается, когда вторая призма содержит слабый раствор марганцово-калиевой соли, дающий в проходящем свете спектр, содержащий пять темных

Рис. 240.

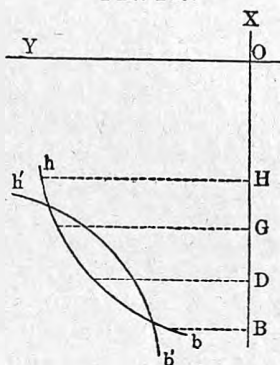
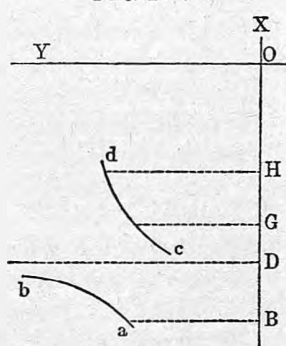


Рис. 241.



полос в зеленом. Каждой отдельной полосе, т. е. каждому поглощению соответствует аномальная дисперсия, как видно из рисунка. Если идти от красного конца B , то преломление сильно увеличивается перед полосой поглощения и уменьшается вслед за такою полосой. Подобным образом Kundt исследовал целый ряд различных растворов и твердых тел.

Особенно интересно, что Kundt'у удалось (1880) открыть аномальную дисперсию в пламени газовой горелки, содержащей пары натрия и действующей подобно призме с горизонтальным ребром наверху. Лучи, близкие к D , отклонялись пламенем, и притом лучи $\lambda + \alpha$ (где λ длина волны луча D , α малая величина) вниз, а $\lambda - \alpha$ вверх. Winkelmann (1887) повторил эти опыты, придав пламени форму, более близкую к трехгранной призме. Затем Н. Vesquelet (1898) наблюдал аномальную дисперсию в натровом пламени для каждой из двух линий D_1 и D_2 отдельно. При этом получились коэффициенты преломления n , для очень малых α , меньшие единицы. Julius (1900) наиболее тщательно изучил этот случай аномальной дисперсии. На рис. 242 показан вид части спектра белого света, прошедшего через натровое пламя, действующее как призма, отклоняющая лучи вниз. Линии D_1 (λ_1) и D_2 (λ_2) поглощены; лучи $\lambda_1 + \alpha$ и

$\lambda_2 + \alpha$ отклонены вниз, лучи $\lambda_1 - \alpha$ и $\lambda_2 - \alpha$ — вверх. Wood'у (1902) удалось пойти еще гораздо дальше. Он наблюдал аномальную дисперсию в парах чистого натрия, нагревая куски этого металла в горизонтальной трубке, наполненной водородом. Здесь уже для обширной области лучей $\lambda - \alpha$ получилось $n < 1$. Вообще, с двух сторон от линии D удавалось получить числа $n = 1,0024$ и $n = 0,9969$ относительно водорода.

В позднейшей работе (1904) Wood определил показатели преломления n паров Na для видимых и ультрафиолетовых лучей от $\lambda = 7500$ до $\lambda = 2260$; особенно тщательно он исследовал лучи вблизи D_1, D_2 . Для $\lambda = 7500$ оказалось $n = 1,000117$; при переходе к $\lambda = 5916$ показатель n растет до $1,00297$. Затем начинается колоссальная дисперсия, как видно из следующей таблички.

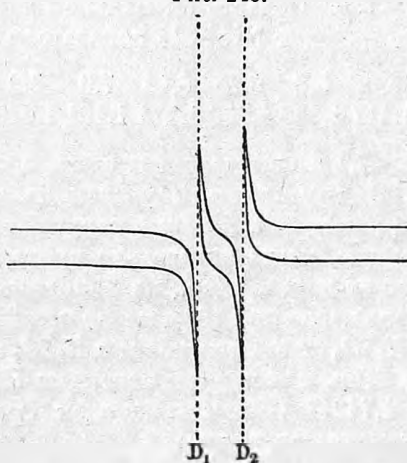
$\lambda = 5897,6$	5897	5896,4	5889,6	5888,4	5880,6
$n = 1,0557$	1,094	1,386	0,697	0,945	0,975

При $\lambda = 2260$ получается $n = 0,0999987$. Приведенные числа отчасти наблюдаены, отчасти вычислены; при $\lambda = 5889,6$ наблюдалось даже $n = -0,614$. Wood мог доказать существование аномальной дисперсии

Рис. 242.



Рис. 243.



также около 3303 и около 2852. Ruccianti (1904) также исследовал аномальную дисперсию в парах Li, Tl, Na (горелка Бунзена), Ca, Ba, Sr (вольтова дуга). Дальше всех пошел при исследовании паров Na Рождественский, работы которого будут изложены в т. IV.

Многие ученые пытались найти точные величины показателей преломления n лучей различной длины волны λ для веществ, обнаруживающих аномальную дисперсию. Повидимому, это удалось впервые только Рффнеру в 1895 г. Он исследовал преломление ряда определенных лучей в призмах, приготовленных из твердых веществ, а именно из фуксина, цианина, малахитовой зелени и еще двух красящих веществ (Mag-

dalarot и Hoffman's Violet); преломляющий угол колебался между 40'' и 130''. Величина n определялась для следующих лучей:

Крайний красн. 7030	Tl (зелен.) . . . 5350	H_2 (G) 4340
Li 6710	H_2 (F) 4860	H_2 (h) 4100
Na (D) 5890	Sr 4610	

В скобках помещены обозначения френгоферовых линий. Для фуксина найдены след. числа:

Крайн. красн.	Li	D	Tl	F	Sr	G	h	4050
$n =$ 2,30	2,34	2,64	1,95	1,05	0,83	1,04	1,17	1,38

На рис. 244 абсциссы суть длины волны λ , ординаты величины n ; черная черта указывает область лучей, поглощаемых фуксином. Замечательно, что для $\lambda = 4610$ (Sr) получилось $n < 1$, т. е. что этот луч распространяется в фуксине быстрее, чем в свободном эфире.

Аномальную дисперсию в растворах фуксина исследовал весьма подробно И. Щегляев; он находит минимум показателя преломления около $\lambda = 4700$, что вполне согласуется с результатами Pflueger'a.

Пример аномальной дисперсии инфракрасных лучей в кварце исследовал Nichols. Он сперва показал, что кварц поглощает лучи, для которых $\lambda > 8 \mu$. Область аномальной дисперсии находится при $\lambda > 8 \mu$, и вот какие находит Nichols показатели преломления n :

$\lambda =$ 4,5	5,0	5,8	6,25	6,45	7,0	7,2	7,4	7,6	7,8	8,0	8,05	μ
$n =$ 1,450	1,417	1,368	1,309	1,274	1,161	1,080	1,000	0,930	0,702	0,478	0,366	

Для $\lambda > 7,4 \mu$ получается и здесь $n < 1$.

Ф. Ф. Петрушевский указал на интересные случаи кажущейся аномальной дисперсии, которые получаются при переходе света из одной среды в другую, когда показатели преломления двух средин мало отличаются друг от друга, напр., из флинтгласа при 20° в флинтглас при 0° , из кассиевого масла при 10° в масло при $22^\circ,5$, из раствора $NaCl$ в воде — в воду, из H_2SO_4 одной плотности в H_2SO_4 другой плотности, из эфира — в воду и т. д. Так, при переходе света из H_2SO_4 плотности 1,78683 в H_2SO_4 плотности 1,74247 обычный порядок френгоферовых линий ($A B C D E F G H$) заменяется таким:

$H \quad G \quad E \quad F \quad D \quad B \quad C \quad A.$

Дальнейшие подробности, а также теория аномальной дисперсии, будут изложены в т. IV.

§ 21. Цвета тел и лучей. Различные вещества, твердые, жидкие и газообразные обладают, вообще говоря, определенной окраской; они имеют некоторый цвет, зависящий от цвета лучей, направляющихся при данных условиях от поверхности вещества к глазу наблюдателя. Цветовое ощущение зависит от влияния этих лучей на орган зрения, являясь в то-же время представителем некоторых свойств рассматриваемого вещества. В учении о цветах следует, таким образом, отличать две стороны:

вопрос о цвете, как свойстве вещества, и вопрос о цветовом ощущении, вызываемом данными лучами.

Впечатление, получаемое от черного тела, следует причислить к цветовым, ибо впечатление, которое мы получаем от тела черного или, при закрытых глазах, от находящегося как-бы перед нами, и с боков явственно ограниченного пространства, резко отличается от отсутствия всякого впечатления, получаемого от предметов, расположенных хотя-бы за нашу спиную. Для данного вещества или тела следует отличать т. наз. поверхностную окраску от окраски внутренней, обнаруживающейся при прохождении лучей через вещество. В обоих случаях цвет зависит от влияния вещества на лучи видимые.

Происхождение поверхностной окраски, вообще, следующее: когда лучи света падают на поверхность тела, то некоторая часть

Рис. 244.

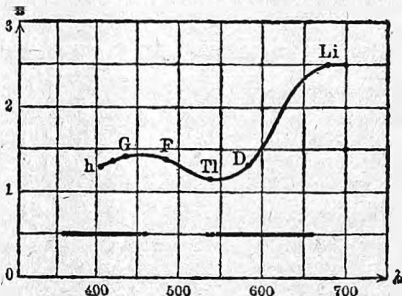
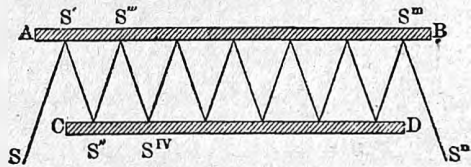


Рис. 245.



их отражается; остальные лучи проникают до некоторой глубины внутрь вещества; часть их поглощается, причем лучистая энергия переходит в другие формы энергии, обыкновенно в тепловую; другая часть отражается в более глубоких слоях и выходит наружу, причем внутри поверхностного слоя, пройденного два раза, определенные лучи поглощаются, и только остальные выходят наружу, и притом во все стороны, примешиваясь к лучам, правильно отраженным. От них и зависит поверхностная окраска тел. Что последняя не зависит от лучей отраженных, явствует из того, что хорошо полированная поверхность, зеркально отражающая лучи, сама по себе невидна и никакою окраскою не обладает. При обыкновенном освещении поверхности белым светом, часть лучей, как сказано, отражается, вследствие чего мы видим не истинный цвет поверхности тела, но цвет, который получается как-бы от разбавления первого цветом белым.

На рис. 245 схематически показан способ Prévost для определения истинного цвета металлов. AB и CD две пластинки из данного металла, обращенные друг к другу полированными сторонами, между которыми происходит многократное отражение луча SS' , принимающего после всех отражений направление $S^m S^m$. При каждом отражении поглощаются те лучи, которые не входят в состав собственного цвета металла. Их количество, после многих отражений, можно принять равным нулю; остаются

только те лучи, которые определяют истинный цвет металла, наблюдаемого в S^n . Таким образом Prévost нашел, что цвет золота красно-оранжевый, серебра — оранжевый, а меди — ярко-пурпуровый. В. Л. Розенберг указал на зависимость поверхностной окраски от угла падения освещающих лучей и построил прибор для удобного наблюдения этих изменений. Margot открыл, что некоторые сплавы из белых металлов обладают странною окраскою. Так, напр., сплавы из 72% *Al* и 28% *Pt* имеют окраску золотисто-желтую; из 20—25% *Al* и 75—80% *Co* — желтоватую; 18% *Al* и 82% *Ni* — красновато-желтую; сплав из *Pd* и *Al* — розовую. Порошки бесцветных веществ, каковы стекло и различные кристаллы, а также пена бесцветных жидкостей, напр., воды, представляются белыми. В порошках или в пене происходит многократное преломление и внутреннее отражение, вследствие чего они мало прозрачны; значительная часть лучей, вошедших в порошок или пену, вновь выходят из них по всевозможным направлениям, вследствие чего они и кажутся белыми.

Весьма интересное рассуждение о происхождении поверхностной окраски металлов и других тел, обладающих „металлическою окраскою“, нередко встречающейся, напр., даже в животном царстве, можно найти в книге: Walter, Oberflaechen- oder Schiller-Farben, Braunschweig, 1895. К этой книге мы еще возвратимся.

Внутренняя окраска вещества зависит от поглощения определенных лучей внутри этого вещества; она наблюдается и для т. наз. непрозрачных тел, если взять вещество в достаточно тонком слое. Так, тонкий слой золота пропускает зеленые лучи, а серебро — голубые.

Замечательный пример непрозрачности представляет углерод. Dufour нашел, что слой угля, толщина которого $\frac{1}{2000}$ мм. непрозрачен, хотя диск солнца через него виден; слой толщиной в $\frac{1}{700}$ мм. совершенно непрозрачен. Если бы 0,75 куб. километра углерода в виде дыма равномерно распространились в атмосфере, то на земной поверхности царил бы полная темнота.

Чистая вода имеет, по исследованиям Spring'a, сама по себе голубой цвет. Было произведено множество исследований для объяснения естественной окраски рек и, в особенности, озер. Весьма подробно разобрал этот вопрос Freiherr von und zu Aufsess (1903), который приходит к выводу, что окраска озер вызывается исключительно только растворенными веществами. Он разделяет все озера на четыре группы: на синие, зеленые, желтовато-зеленые и желтые или бурые.

Schuetze указал, что с увеличением молекулярного веса окраска родственных элементов делается более насыщенною; примером могут служить фтор (бесцветный), хлор, бром и иод. Красящие вещества, строение частиц которых наиболее простое, желты или зеленовато-желты. По мере усложнения строения частицы введением одной из так наз. батохромных групп (гидроксил, метил, оксиметил, карбоксил, фенил) или элементов (*F*, *Cl*, *Br*, *J*), цвет постепенно переходит в оранжевый, красный, фиолетовый, синий и зеленый: это так наз. правило Nietzke (1879).

Такое изменение соответствует постепенному перемещению полос поглощения по направлению к лучам большей длины волны. Schuetze (1892) показал, что существуют гипсохромные группы, которые вызывают перемещение полос поглощения, а след. и изменение окраски в обратном направлении. O. Witt открыл, что во многих веществах окраска, т. е. поглощение тех или других частей спектра, вызывается определенными группами атомов, напр., NO_2 , $-N=N-$ и др., которые он назвал хромофорами. Прибавка определенных других групп, которые он назвал аукохромами, делает окраску более насыщенной; сюда относятся аминная (NH_2) и гидроксильная (HO) группы. Schuetze показал, что увеличение числа бензольных колец влияет в том же направлении. Ley издал обширное сочинение о связи между окраской и химическим строением окрашенных средин (Leipzig 1911, 246 стр.).

O. Wiener указал на возможность случаев, когда поверхность тела приобретает цвет лучей, достаточно продолжительное время на нее падавших. Сюда может с одной стороны относиться светочувствительная поверхность, покрытая хлористым серебром; с другой стороны — поверхность тела некоторых животных (гусениц). Об этой замечательной работе O. Wiener'a будет подробнее сказано ниже в главе о химических действиях лучистой энергии.

Обращаемся к важному вопросу о смешении цветов; здесь мы должны различать два случая или, вернее, два понятия о смешении.

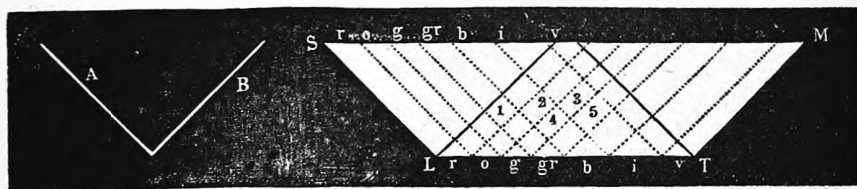
Первый случай мы имеем при смешении двух порошкообразных пигментов (красок в обыденном смысле слова) или двух окрашенных жидкостей, не действующих друг на друга химически. Цветовое впечатление, получающееся в этом случае, отнюдь не равно тому, которое вызывается одновременным действием на наш глаз двух пучков лучей, цвета которых равнялись бы цветам смешиваемых пигментов или жидкостей. В этом втором случае мы имеем некоторого рода суммирование впечатлений; световой пучок, действующий на глаз, содержит лучи всех цветов (длин волны), входящих в тот или другой из двух смешиваемых пучков. Если отдельные лучи двух пучков уподобить множителям, то можно сказать, что пучок лучей, получающийся при смешении, как бы напоминает общее наименьшее кратное, содержащее все вообще встречающиеся множители.

При смешении пигментов или жидкостей мы, наоборот, имеем дело не с суммированием впечатлений, а как бы с некоторого рода вычитанием. Пучок, действующий на глаз, содержит только те лучи, которые входят в состав обоих смешиваемых цветов; мы имеем нечто, напоминающее общий наибольший делитель нескольких величин. Этот случай, таким образом, тождествен со случаем последовательного прохождения белых лучей через две окрашенные средины, напр., через два сложенных вместе цветных стекла. При этом получается пучок, состоящий из лучей, проходящих как через одну, так и через другую средину, т. е. входящих в состав цвета каждой средины, взятой отдельно. Такой же выбор лучей происходит и при смешении разноцветных пигментов, так как падающие лучи, проникая в смесь до некоторой глубины, отчасти вновь

выходят наружу; они поэтому на пути последовательно проходят через частицы разнородных пигментов, вследствие чего только те лучи достигают поверхности, которые входят в состав цветов обоих пигментов.

При смешении желтого и голубого пигментов получается, как всем

Рис. 246.



известно, цвет зеленый, ибо зеленые лучи, как соседние, почти всегда входят в состав лучей, проходящих через середины желтые и синие.

Переходим ко второму случаю, т. е. к смешению разноцветных пучков лучей. Необходимо заметить, что результат такого смешения, т. е. впечатление, производимое на глаз смесью лучей, отчасти зависит от чисто-суб'ективного элемента, и может быть неодинаковым для различных людей. Все относящееся сюда находится в более или менее тесной связи с учением о глазе и зрении.

Helmholtz указал на 4 способа смешивания лучей для определения их совместного действия на глаз.

1. Накладывают друг на друга два спектра или различные части одного спектра. Это может быть сделано объективно (на экране) или субъективно следующим способом, которым и пользовался сам Helmholtz. Щель коллиматора спектроскопа устраивается двойною, вида *AB* рис. 246.

Рис. 247.

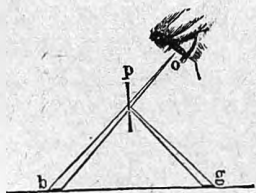
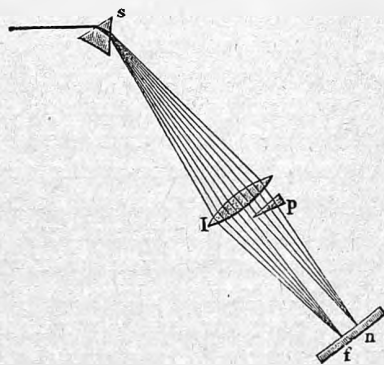


Рис. 248.



Каждая часть дает по спектру, боковые края которого наклонены к нижнему продольному краю *LT*. В средней части спектры налегают друг на друга, причем в различных точках получают всевозможные парные сочетания двух цветов. Так, напр., из рисунка ясно, что в 1 смешиваются

красные лучи и зеленые, в 2 оранжевые и голубые, в 4 желтые и голубые и т. д.

2. На плоскости (рис. 247) помещают в b и g два окрашенных листочка (напр., бумажных) и в p стеклянную пластинку. Глаз помещают в таком положении o , чтобы в него одновременно попадали лучи от b , прошедшие через p , и лучи от g , отраженные от p .

3. На поверхность круглой пластинки или цилиндра наносят равноцветные секторы или полосы; при быстром вращении кружка или цилиндра цвета сливаются и получается цветное впечатление суммовое.

4. Рассматривают общий край двух сталикувающихся разноцветных поверхностей при помощи двупреломляющей (см. ниже) призмы из известкового шпата. Между двумя изображениями края появляется полоса, в которой обе окраски сливаются

Чтобы смешать более двух цветов, можно воспользоваться третьим из этих способов. Простой прибор для демонстрирования результатов смешения лучей, а также красок, построил В. Л. Розенберг.

Смесь всех спектральных цветов дает, как показал Ньютон, цвет белый. Если все лучи спектра разделить на какие-либо две группы и отдельно смешать лучи каждой группы, то получаются два цвета, которые при смешении между собою, очевидно, должны дать цвет белый. Такие два цвета называются друг другу дополнительными. Они могут быть получены, если сперва установить стекло L (рис. 248) так, чтобы оно собрало в один белый кружок f лучи, вышедшие из призмы P , и затем призмочкой p отклонить в сторону некоторую долю этих лучей. Опыт удастся лучше, если за призмой P поместить особую диафрагму и ее отверстие проектировать при помощи стекла L на экран; призмочку же p следует поместить в том месте, где щель фонаря, призма P и стекло L дают спектр. Исследования Helmholtz'a показали, что белый цвет может быть получен не только при смешении всех лучей спектра, но что он может явиться результатом смешения небольшого числа и даже только двух разноцветных лучей. И в этом случае называют дополнительными такие два простых или сложных цвета, которые вместе дают цвет белый.

При смешении двух спектральных цветов получаются следующие новые цвета: пурпуровый, белый и цвета, переходные от спектральных к белому. Последние представляют смеси спектральных цветов с белым; эти цвета тем более насыщены, чем меньше примесь белого. Чистые спектральные цвета обладают высшею степенью насыщенности. Пурпуровый цвет получается при смешении красного и фиолетового. Ненасыщенный пурпуровый цвет представляется розовым; он же получается при смешении оранжевого с синим. Два чистых спектральных цвета могут давать цвет белый, т. е. быть друг другу дополнительными. По Helmholtz'у нижеследующие спектральные цвета дают цвет белый; рядом поставлены длины волн.

Красный	6562 и зеленовато-голубой .	4921
Оранжевый	6077 и голубой	4897

Желтый	5853 и голубой	4854
Желтый	5739 и голубой	4821
Желтый	5671 и синий	4645
Желтый	5644 и синий	4618
Зеленовато-желтый	5736 и фиолетовый	4330 и меньше.

Весьма интересно, что желтые и голубые (или синие) лучи дают вместе цвет белый; почему при смешении желтых и синих пигментов получаются цвета зеленые, было уже объяснено на стр. 376.

Упомянутые выше последователи Helmholtz'a также составляли таблички дополнительных пар цветов. Зеленый цвет имеет дополнительным пурпуровый, т. е. цвет сложный.

Ф. Ф. Петрушевский построил два прибора для подыскания цвета, дополнительного к данному. На рис. 249 изображен первый из его приборов сбоку, а на рис. 250 в плане. Доска *DD*, служащая основанием прибора, поддерживает металлическую вычерненную пластинку с двумя вырезами, в которые вставляются пластинки или куски цветных поверхностей, цветные стекла или плоские сосуды с цветными жидкостями. В последних двух случаях на *DD* кладется лист белого картона.

Рис. 249.

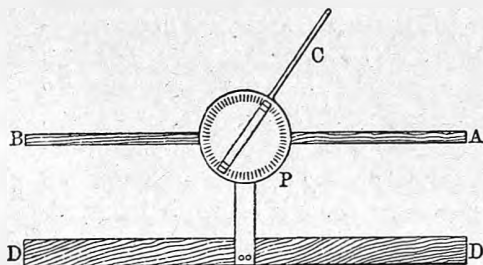
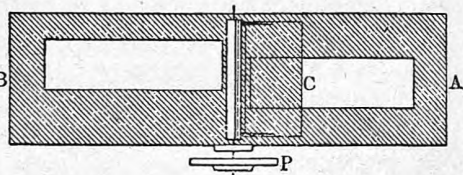


Рис. 250.



Бесцветное стекло *C*, вращающееся около оси, дает возможность в общем направлении видеть одну поверхность или пластинку вследствие отражения от *C*, другую — насквозь через *C* (см. стр. 376, рис. 247). В то же время видны части обеих поверхностей (со стороны *A*) непосредственно. Меняя наклон стекла *C* и меняя таким образом относительные количества отраженного света, можно достигнуть того, что смешанный цвет окажется белым. Формулы Fresnel'я (см. главу о поляризации) дают возможность вычислить, какие доли двух цветных пучков, отразившись от стекла *C* и прошедши через него, дали при смешении цвет белый.

Helmholtz, Koenig и Dieterici исследовали смешение не дополнительных спектральных цветов. Оказывается, что если смешать два цвета, которые в нормальном спектре ближе друг к другу, чем цвета дополнительные, то получается один из цветов, лежащих между ними, тем менее насыщенный, чем дальше смешиваемые цвета находятся друг от друга, т. е. чем ближе они к цветам дополнительным. Если же смешать два цвета, расположенные в спектре дальше друг от друга, чем цвета дополнительные, то получается или цвет пурпуровый, или один из цветов,

лежащих между одним из смешиваемых цветов и ближайшим к нему концом спектра. В этом случае насыщенность получающегося цвета будет тем больше, чем дальше данные два цвета находятся друг от друга. Это видно из следующей таблицы:

	Фиолетов.	Синий.	Голубой.	Голубов.зеленый.	Зеленый.	Зеленов.желтый.	Желтый.
Красный.	Пурпур.	Темн. роз.	Св. розов.	Белый.	Св. желт.	Яркожелт.	Оранжев.
Оранжев.	Темн. роз.	Св. розов.	Белый.	Св. желт.	Желтый.	Желтый.	
Желтый.	Св. розов.	Белый.	Св. зелен.	Св. зелен.	Зел.-желт.		
Жел.-зел.	Белый.	Св. зелен.	Св. зелен.	Зеленый.			
Зеленый.	Св. голуб.	Голубой*)	Гол.-зелен.				
Зел. гол.	Голубой*)	Голубой*)					
Голубой.	Синий.						

„Св.“ обозначает светлый; голубой*) обозначен у Helmholtz'a термином „wasserblau“. Ярко-желтый в предпоследнем столбце у Helmholtz'a назван „goldgelb“ (золотисто-желтый).

С. Maxwell наиболее подробно изучил вопрос о составлении различных цветов, в особенности спектральных, при помощи смешения трех определенных спектральных цветов. Обозначим через P , Q и R количества света этих трех основных цветов при ширине щели спектроскопа, равной единице; длины волн соответствующих лучей суть:

$$\lambda = \begin{matrix} P \text{ (красный)} & Q \text{ (зеленый)} & R \text{ (светло-синий)} \\ 0,630 \mu & 0,528 \mu & 0,457 \mu \end{matrix}$$

Maxwell показал, что каждый цвет X может быть получен путем смешения долей p , q , r (ширина щелей) трех цветов P , Q , и R ; это выражается равенством

$$X = pP + qQ + rR \dots \dots \dots (20 a),$$

Maxwell составил таблицу (а Rayleigh ее дополнил) величин p , q и r для различных спектральных цветов. Выписываем из нее несколько чисел:

λ	p	q	r
6330	0,420	0,009	0,036
5620	0,484	1,246	— 0,032
4880	— 0,050	0,340	0,495
4410	0,025	0,016	0,693

Отрицательное значение коэффициента обозначает, что если к цвету N , напр., 5620, прибавить некоторое количество цвета R (0,032), то получится такой же оттенок, как при смешении $0,484 P + 1,246 Q$.

Doubt (1898) усовершенствовал метод определения коэффициентов p , q и r . Практическое приложение теории Maxwell'a нашла в т. наз. трехцветной фотографии и для трехцветного печатания. Подробности можно найти в книге Vogel'я „Photographie“, Braunschweig, 1902; из новых сюда относящихся работ можно упомянуть об исследовании Clauy'a (1901).

Не входим в рассмотрение интересного графического способа Maxwell'a изображения цветов при помощи т. наз. треугольника цветов.

Обращаемся к общему вопросу о цветах, получающихся при смешении различных количеств произвольного большого числа простых т. е. спектральных цветов. Разнообразие возможных сочетаний и получающихся оттенков представляется бесконечно большим. В действительности оказывается однако, что все цвета суть спектральные или пурпуровый, более или менее насыщенные, т. е. с большею или меньшею примесью белого. Цветовое впечатление от всякой смеси, т. е. всякого цвета есть функция трех переменных: 1) количества x насыщенного цвета (спектрального или пурпурового); 2) длины волны λ этого цвета (если он непурпуровый); 3) количества y белого цвета, примешанного к первому.

Еще Ньютон дал правила для определения оттенка смеси из семи спектральных цветов. Он разделил окружность

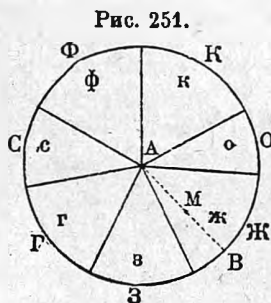


Рис. 251.

круга на семь частей, пропорциональных числам $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{16}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{9}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{16}$, $\frac{1}{9}$, или числам 80, 45, 72, 80, 72, 45, 80 (сумма их 474); первая дуга соответствует красному цвету (K рис. 251), вторая оранжевому (O) и т. д. Пусть k , o , $ж$, $з$ и т. д. центры тяжести этих дуг. Чтобы определить результат смешения количеств a красного, b оранжевого, c желтого и т. д. цветов, следует к точкам k , o , $ж$, $з$... приложить параллельные силы a , b , c , d ... и определить точку приложения M равнодействующей F этих сил.

Точка M определяет положением своим искомый цвет, который равен цвету, получающемуся при смешении единицы количества спектрального цвета, соответствующего точке B , с количеством $\frac{MB}{AB} = \frac{s-\delta}{s}$ белого цвета ($s = AB$, $\delta = AM$). Яркость искомого цвета определяется величиною равнодействующей F . Это правило далеко не вполне оправдывается.

Попытки составления номенклатуры цветов были сделаны Chevreuil'ем, Forbes'ом, Doppler'ом и друг. К вопросу о цветах мы еще возвратимся ниже при разборе теории Young'a-Helmholtz'a.

Весьма интересную статью Ф. Ф. Петрушевского по вопросу о гармонии красок можно найти в Энциклопедическом словаре Брокгауз-Ефрона, т. VIII, стр. 135 (1892). К ней приложены две хромолитографированные таблицы, выясняющие значение дополнительных красок, влияние непосредственного соседства двух красок друг на друга, а также попытки составления таких сочетаний красок, которые представляли бы аналогию с мажорными или минорными трезвучиями различных гамм. В этой статье имеются и подробные указания литературы о цветах и их сочетаниях.

Цветовое ощущение, производимое окрашенною поверхностью, находится в большой зависимости от характера ее освещения, т. е. от состава

лучей, на нее падающих. Если на белом экране получить яркий спектр и держать в различных его частях окрашенные бумажки, то оказывается, что кажущаяся окраска последних зависит от части спектра, в которой они находятся. Белая бумажка принимает окраску этой части спектра. Но, напр., красная бумажка кажется почти черной в зеленой и синей частях спектра и т. д. При освещении натриевым пламенем (спирт или газ, в пламя которого введена соль натрия) разноцветные поверхности кажутся желтыми, серыми или черными. Ф. Ф. Петрушевский показал, что при вечернем освещении пламенем керосиновой лампы белая поверхность производит на глаз такое же цветовое ощущение, как днем темно-оранжевая; голубая поверхность — как днем светло-коричневая и т. д. Несмотря на это, мы белую поверхность и при ламповом освещении называем белой.

Окраска раствора зависит от количества растворенного вещества и поэтому может служить для определения этого количества. Приготавливают раствор известной концентрации c_1 и берут слой раствора, толщина которого положим d_1 . Затем определяют такую толщину d_2 слоя, концентрацию

Рис. 252.

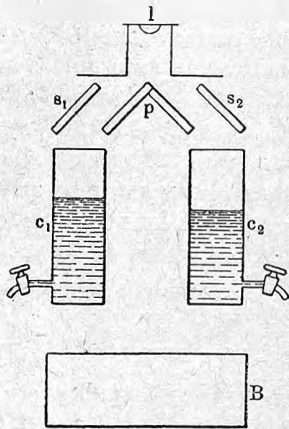
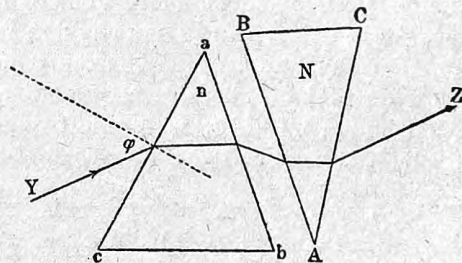


Рис. 253.



c_2 которого ищут, чтобы оба слоя казались вполне одинаково окрашенными. Тогда, очевидно, $c_1 d_1 = c_2 d_2$, откуда искомая концентрация

$$c_2 = \frac{c_1 d_1}{d_2}.$$

Приборы, служащие для удобного измерения величин d_1 и d_2 , называются колориметрами. Один из них изображен на рис. 252. B наклонное зеркало, направляющее лучи снизу вверх через цилиндрические сосуды, снабженные стеклянными доньшками и шкалами на боковых стенках; p , s_1 и s_2 отражающие зеркальные поверхности. Наблюдатель видит в l рядом два окрашенных поля; остальное понятно из рисунка. С. Н. Wolf, Kruess, Martens, Nutting и др. усовершенствовали устройство

обыкновенных колориметров и спектро-колориметров, дающих возможность измерять поглощение раствором лучей определенной преломляемости.

§ 22. Ахроматические призмы и стекла; призма прямого зрения. Комбинация прозрачных средин, меняющая направление лучей, в нее вступающих, причем направление выходящих из нее лучей по возможности мало зависит от длины волны λ , называется комбинацией ахроматической. Мы имеем в такой комбинации отклонение лучей (рефракцию) при почти полном отсутствии разложения (дисперсии), вследствие чего выходящие лучи дают изображения почти без окраски (ахроматические), когда входящие лучи белые.

Для призм существует и обратная комбинация, дающая дисперсию без отклонения одного из средних лучей спектра от первоначального направления. Это призмы прямого зрения (*a vision directe*), о которых уже было сказано на стр. 313.

1. Ахроматические призмы. Задача заключается в следующем: дана призма abc (рис. 253), т. е. преломляющий угол a и коэффициенты преломления n для различных спектральных лучей; далее, дано вещество второй призмы ABC , т. е. коэффициенты преломления N ; стороны BA и ab параллельны (напр., касаются); требуется определить преломляющий угол A второй призмы при условии, чтобы два определенных луча, напр., красный (k) и синий (c), по выходе из второй призмы имели параллельные между собою направления Z , т. е. на одинаковый угол ε отклонились от первоначального общего направления J .

Рассмотрим вопрос для случая, когда углы a и A малые. Пусть n_k, n_c, N_k, N_c значения коэффициентов n и N для двух избранных лучей. По формуле (21) стр. 230 имеем для красного луча в первой призме отклонение $\varepsilon_1 = (n_k - 1)a$, во второй призме $\varepsilon_2 = (N_k - 1)A$. Полное отклонение ε_k красного луча равно

$$\varepsilon_k = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = (n_k - 1)a - (N_k - 1)A;$$

для синего луча получим отклонение $\varepsilon_c = (n_c - 1)a - (N_c - 1)A$.

По условию $\varepsilon_k = \varepsilon_c = \varepsilon$, откуда $(n_c - n_k)a = (N_c - N_k)A$, т. е.

$$A = a \frac{n_c - n_k}{N_c - N_k} \dots \dots \dots (21)$$

Если, вообще, обозначить через Δn и ΔN разности показателей преломления двух избранных лучей, то имеем

$$a \Delta n = A \Delta N \dots \dots \dots (22)$$

как условие параллельности выхода этих лучей из второй призмы. Величину отклонения ε получаем, вставив (21) в ε_k или ε_c . Получается

$$\varepsilon = a \frac{(N_c - N_k)(n_k - 1) - (n_c - n_k)(N_k - 1)}{N_c - N_k} \dots \dots \dots (23)$$

или

$$\varepsilon = a \frac{(n_k - 1) \Delta N - (N_k - 1) \Delta n}{\Delta N} \dots \dots \dots (24)$$

Отклонение ϵ не равно нулю, когда

$$\frac{\Delta N}{\Delta n} = \frac{N_c - N_k}{n_c - n_k} \geq \frac{N_k - 1}{n_k - 1} \dots \dots \dots (25)$$

Если первая призма из крона, вторая из флинта, то $N_k > n_k$; однако, рассеивающая способность флинта более превышает ту же способность крона, чем его преломление превышает преломление крона. Поэтому левая дробь (25) больше правой и $\epsilon > 0$. Таким образом, избранные лучи отклоняются, но идут в одном направлении, в котором наблюдается их смешение, если рассматривать пучек параллельных падающих лучей J .

Формула (22) показывает, что все пары лучей, для которых

$$\frac{\Delta N}{\Delta n} = \frac{a}{A} = \text{Const.} \dots \dots \dots (26)$$

также смешиваются, но направления ϵ , по которым пойдет каждая пара, не одинаковы. Двойная призма дает вследствие этого короткий спектр, как бы вдвое сложенный простой спектр. Он называется вторичным. Середина его почти белая, один конец имеет кайму пурпуровую (если совпадают лучи красные и фиолетовые), другой — кайму зеленоватую.

В последнее время удалось приготовить стекла с почти одинаковым ходом дисперсии; это дало возможность значительно уменьшить вторичный спектр.

Вопрос об ахроматической комбинации двух призм можно поставить несколько иначе. Из равенства $\epsilon_c = \epsilon_k$ имеем

$$(n_c - 1)a - (n_k - 1)a = (N_c - 1)A - (N_k - 1)A \dots \dots \dots (27)$$

Левая и правая стороны суть угловые величины φ спектров, даваемых первой и второй призмой. Обе призмы должны давать одинаковые рассеяния, но различные отклонения. Из (27) получается

$$\varphi = a(n_c - n_k) = A(N_c - N_k) \dots \dots \dots (28)$$

По формуле (28) мы можем для каждой из двух призм, отдельно взятых, вычислить угловую величину спектра.

Комбинируя три призмы из данных веществ, можно три луча заставить идти по общему направлению, и тогда весь спектр распадается на бесчисленное множество групп по три луча, причем направления выхода различных групп не совпадают. Получается третичный спектр еще менее окрашенный, чем спектр вторичный. Подбирая вещества призм, можно двумя призмами заставить три луча выйти по одному направлению.

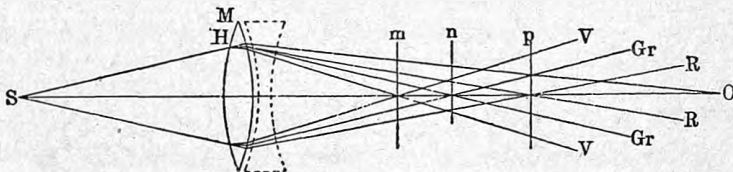
Изложенная здесь теория приближенная. Более точная должна исходить из формул (13) и (14, a), стр. 227, 228.

II. Призма прямого зрения (*à vision directe*) или призма Амичи. Об устройстве такой призмы уже было сказано на стр. 313, где на рис. 193 изображен ход лучей в тройной призме, состоящей из средней флинтгласовой и двух боковых кронгласовых. Средняя призма преломляет желтый луч столь же сильно, как обе боковые; но рассеивание, вызванное

флинтгласом, не компенсируется боковыми призмами, так что получается спектр, красный конец которого расположен со стороны преломляющего угла флинтгласовой призмы. Вместо трех призм употребляют иногда пять: средняя и боковые кронгласовые, остальные две из флинтгласа. Вычисление углов призм довольно сложно, но особых трудностей не представляет.

III. Ахроматические стекла. Белые лучи, исходящие из данной точки S (рис. 254), собираются (независимо от сферической aberrации, см. стр. 257) после прохождения через чечевицу M не в одной точке, вследствие того, что разноцветные лучи различно сильно преломляются при прохождении через стекло. Преувеличенно изображено на рисунке, что фокус красных лучей находится в плоскости p , фокус фиолетовых — в

Рис. 254.



плоскости m ; в плоскости n находится фокус лучей зеленых. Рассмотренное явление называется хроматической aberrацией. Для ее уничтожения следует присоединить к стеклу M второе стекло, которое уничтожило бы дисперсию лучей, вызванную первым, не уничтожая, однако (хотя и уменьшая) сходимости лучей, которые, пройдя через стекла, соединятся в одной точке O . Второе стекло должно быть рассеивающее, т. е., напр., двояковогнутое, как пунктиром показано на рисунке, оно может состоять из флинта, когда M сделано из крона.

Здесь уместно сказать об истории ахроматизма. Ньютон считал дисперсию пропорциональной преломляющей способности, и отсюда вывел, что задача о построении ахроматических призм и стекол неразрешима. Против такого вывода Euler ошибочно указал на глаз, как на ахроматическую оптическую систему. В 1754 г. Klingenstjerna доказал неправоту исходных положений Ньютона, и в 1755 г. Dollond приготовил первое ахроматическое стекло. Но главный шаг был сделан Fraunhofer'ом, который первый измерял дисперсию стекол и первый дал возможность вычислить ахроматическую систему. В последнее время эта теория получила новое развитие, благодаря работам Abbe, Schott'a, Czapski, Pauly и др.

Не входя ни в какие подробности, рассмотрим, прежде всего, простейший случай двух бесконечно тонких стекол, прилегающих друг к другу. Мы пренебрегаем, след., толщиной стекол, т. е. величиною e в формуле (69) стр. 252. Пусть n_1 и n_2 показатели преломления двух стекол, F_1 и F_2 их фокусные расстояния, R_1 и R_2 радиусы поверхности первого, R_3 и R_4 — второго стекла. По формуле (51) на стр. 245 имеем

$$\frac{1}{F_1} = (n_1 - 1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right).$$

Введем для краткости обозначения $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = k_1$, $\frac{1}{F_1} = \varphi_1$. Тогда имеем

$$\varphi_1 = (n_1 - 1) k_1 \dots \dots \dots (29)$$

Положим, что n_1 и n_2 относятся к одному из двух спектральных лучей, фокусы которых в двойном стекле должны слиться. Для другого луча имеем $n_1 + \Delta n_1$ и $\varphi_1 + \Delta \varphi_1$ вместо n_1 и φ_1 . Формула (29) дает

$$\Delta \varphi_1 = k_1 \Delta n_1 \dots \dots \dots (30)$$

Для второго стекла получим таким же образом

$$\Delta \varphi_2 = k_2 \Delta n_2 \dots \dots \dots (31)$$

За меру относительной дисперсии (стр. 300) вещества двух стекол примем величины

$$m_1 = \frac{\Delta n_1}{n_1 - 1} \quad m_2 = \frac{\Delta n_2}{n_2 - 1} \dots \dots \dots (32)$$

Обратные величины ν_1 и ν_2 были нами введены на стр. 302.

Формула (74) стр. 254 принимает теперь вид

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} \dots \dots \dots (33)$$

Полагая $\frac{1}{F} = \varphi$, имеем

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \dots \dots \dots (34)$$

Откуда $\Delta \varphi = \Delta \varphi_1 + \Delta \varphi_2$, или см. (30) и (31), $\Delta \varphi = k_1 \Delta n_1 + k_2 \Delta n_2$.

Так как F , а след. и φ , должно иметь одинаковое значение для обоих лучей, то искомое условие ахроматизма будет $\Delta \varphi = 0$, т. е.

$$k_1 \Delta n_1 + k_2 \Delta n_2 = 0 \dots \dots \dots (35)$$

Но (29) дает $k_1 = \frac{\varphi_1}{n_1 - 1}$; подобно этому, имеем $k_2 = \frac{\varphi_2}{n_2 - 1}$.

Вставляя это в (35) и вводя (32), получаем

$$\varphi_1 m_1 + \varphi_2 m_2 = 0 \dots \dots \dots (36)$$

Отсюда

$$\frac{m_1}{F_1} + \frac{m_2}{F_2} = 0,$$

т. е.

$$\frac{F_1}{F_2} = - \frac{m_1}{m_2} = - \frac{\nu_1}{\nu_2} \dots \dots \dots (37)$$

(33) и (29) дают

$$\frac{1}{F} = \varphi = (n_1 - 1) k_1 + (n_2 - 1) k_2 \dots \dots \dots (38)$$

Два уравнения (35) и (38) дают

$$\left. \begin{aligned} k_1 &= \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{F} \cdot \frac{1}{\Delta n_1} \cdot \frac{1}{\nu_1 - \nu_2} \\ k_2 &= \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} = - \frac{1}{F} \cdot \frac{1}{\Delta n_2} \cdot \frac{1}{\nu_1 - \nu_2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (39)$$

и далее

$$\frac{1}{F} = k_1 \Delta n_1 (v_1 - v_2) = -k_2 \Delta n_2 (v_1 - v_2) \dots \dots \dots (40)$$

Из (40) видно что $v_1 \geq v_2$ и что k_1 и k_2 разных знаков.

Формулы (36), (39) и (40) дают следующий ряд теорем:

1. Комбинация двух соприкасающихся стекол может быть ахроматичною только при неравных v или, иначе, при неравных относительных дисперсиях. Стекла должны быть приготовлены из неодинаковых материалов.

II. Одно стекло должно быть собирательное, другое рассеивающее.

Расстояние предмета от стекла вовсе не входит в формулы (35) и (37); отсюда следует:

III. Ахроматическая чечевица остается таковой при всех расстояниях предмета от чечевицы.

Формула (37) дает:

IV. Фокусные расстояния двух стекол (независимо от знака) должны быть пропорциональны относительным дисперсиям их веществ или обратно пропорциональны величинам v .

Формула (40) показывает, что если $v_1 > v_2$, то F и k_1 одного знака; если же $v_2 > v_1$, то F и k_2 одного знака; но k_1 и F_1 , k_2 и F_2 одного знака, и далее $v_1 = 1 : m_1$, и $v_2 = 1 : m_2$. След.

$$\begin{array}{ll} \text{при } m_1 < m_2 & F \text{ и } F_1 \text{ одного знака,} \\ \text{при } m_2 < m_1 & F \text{ и } F_2 \text{ одного знака.} \end{array}$$

Отсюда получается:

V. Из двух стекол меньшею относительною дисперсиею должно обладать то стекло, действие которого, по характеру, одинаково с требуемым действием комбинации. Это значит, что если комбинация должна собирать луч ($F > 0$), то собирающее стекло должно быть сделано из материала, обладающего меньшею дисперсиею, напр., из кронгласа, а рассеивающее из флинтгласа, и наоборот, если комбинация должна рассеивать лучи.

Если вещества двух стекол даны и дано F , то формулы (40) выражают два условия, которым должны удовлетворять четыре радиуса R_1 , R_2 , R_3 и R_4 . Весьма часто присоединяют сюда условие, чтобы поверхности двух стекол плотно прилегали друг к другу, т. е.

$$R_3 = -R_2 \dots \dots \dots (40, a)$$

Мы видим, что или один из четырех радиусов может быть выбран произвольно, или может быть введено произвольное условие, связывающее хотя-бы два радиуса, относящиеся к одному из стекол. Чаще всего четвертое условие определяется тем, что стараются по возможности уменьшить сферическую аберрацию (стр. 257).

Задача совершенно меняется, когда существует возможность выбирать величины n . Тогда можно стремиться к возможному уменьшению второго спектра (стр. 383), который появляется здесь по тем-же причинам, как и в комбинации двух призм. Комбинируя три или большее число стекол, можно удовлетворить условиям уничтожения сферической и хроматической аберраций. На рис. 255 показаны разрезы некоторых ахроматических объективов. Слева, первый снизу, принадлежит J. Dollond'у, второй P. Dollond'у (1765), третий и четвертый Fraunhofer'у; справа, первый снизу, J. Herschel'ю (1821), второй Barlow'у (1827) и третий Gauss'у (приготовлен Steinheil'ем в 1860 г.). Изобретение новых сортов стекол Schott'ом в Иене, о которых уже неоднократно было упомянуто нами, дало возможность Pauly (фирма Zeiss'a) построить объектив из двух стекол, по степени достигнутого ахроматизма далеко превосходящий все ранее построенные объективы. W. Wolf в Гейдельберге исследовал этот новый объектив, свободный диаметр которого 212 мм., а фокусное расстояние 445 см. В нижеследующей табличке помещен результат сравнения нового объектива Pauly с особенно известными объективами: Fraunhofer'a (в Берлинской обсерватории), Grubb'a (рефрактор в Potsdam'e) и Clark'a (обсерватория Lick'a). Числа обозначают расстояния фокуса лучей длины волны λ от фокуса лучей F (4860), причем эти расстояния выражены в стотысячных долях самого фокусного расстояния объектива; они считаются положительными по направлению хода лучей.

Рис. 255.



Луч	λ	Fraunhofer	Grubb	Clark	Pauly
B	6900	-19	+10	0	+2
C	6600	-30	-19	-35	-2
D	5900	-65	-51	-65	-3
$E - b$	5200	-28	-57	-42	0
F	4860	0	0	0	0
G	4340	+92	+203	+209	+53

Полное расстояние фокусов для ясно видимых лучей (между B и F) равно $\frac{2+3}{100000} \cdot 445 \text{ см.} = 0,2 \text{ мм.}$ Ясно, что этот объектив несравненно лучше остальных. Можно сказать, что в нем достигнут практически полный ахроматизм.

Совершенно иной характер, чем только что разобранная, имеет задача об устройстве ахроматического сложного окуляра, состоящего из двух стекол, находящихся на некотором расстоянии D друг от друга. Чтобы получить в глазу бесцветное изображение рассматриваемого предмета (напр., изображения, данного объективом), необходимо, чтобы красные и синие лучи давали мнимые изображения, имеющие одинаковую угловую величину. Это условие будет удовлетворено, когда фокусное расстояние F одинаковое для обоого рода лучей. Вспомним (стр. 256), что F считается

от главной плоскости, положение которой зависит от рода лучей. Формула (77, b) стр. 256 дает теперь $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_1 \varphi_2 D$. Условие $\Delta \varphi = 0$ дает

$$\Delta \varphi_1 + \Delta \varphi_2 - (\varphi_1 \Delta \varphi_2 + \varphi_2 \Delta \varphi_1) D = 0 \dots \dots \dots (41)$$

откуда легко получается

$$D = \frac{v_2 F_2 + v_1 F_1}{v_1 + v_2} \dots \dots \dots (42)$$

Если $v_1 = v_2$, т. е. оба стекла сделаны из одного материала, то

$$D = \frac{1}{2} (F_1 + F_2).$$

Расстояние стекол друг от друга должно равняться полусумме их фокусных расстояний.

Этому условию удовлетворяют окуляры Huyghens'a и Ramsden'a, которые будут рассмотрены ниже.

ЛИТЕРАТУРА.

к § 1.

Scheiner. Spektralanalyse der Gestirne, Leipzig 1890 (подробная литература р. 434—468).

H. Kayser. Handbuch der Spektroskopie, Leipzig T. I 1900 (история, приборы, способы измерения); T. II. 1902 (закон Кирхгофа, спектры испускания); T. III, 1905 (абсорбция) T. IV, 1908 (абсорбция, фосфоресценция, флюоресценция); T. V, 1910 и VI (1912) (спектры элементов).

Gramont. Analyse spectrale, Paris 1895.

Lefèvre. La spectroscopie, Paris 1896; La spectrometrie, Paris, 1896.

Baly. Spectroscopy, London, 1905.

к § 3.

См. литературу к § 5 главы шестой, стр. 295—296. Кроме того:

Ahrberg. Diss. Halle, 1919.

Kessler. Diss. Halle, 1909.

Stuckert. Diss. Karlsruhe, 1910.

к § 4.

Rayleigh. Phil. Mag. (5) 8 p. 261, 403, 477, 1879; 9 p. 40, 271, 1880; Encycl. Brit. „Wave theory“.

Wadsworth. Astrophys. J. 1 p. 52; 2 p. 264, 1895; 3 p. 176, 321, 1896; 6 p. 27, 1891; Phil. Mag. (5) 43 p. 317, 1897.

Czapski. Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. Breslau, 1893, p. 148.

Lummer und Gehrcke. Wiss. Abhandl. d. phys.-techn. Reichsanst. 4 p. 63, 1904.

Morris. Airey Phil. Mag. (6) 11 p. 414, 1906.

Schuster. Encyclop. Brit. 22 p. 374.

к § 7.

Beckmann. Ztschr. f. Elektrochemie 5 p. 327, 1899; Ztschr. phys. Chem. 34 p. 593; 35 p. 443, 1900; 40 p. 461, 1902; Instr. 25 p. 186, 1903.

Delaschanal et Mermet. J. de phys. (1) 5 p. 10, 1876; C. R. 81, 1875.

Fabry et Perot. Journ. de phys. (3) 9 p. 369, 1900.

Лампа *Hewitt'a*. Electrician 49 p. 393, 1902; Trans. Amer. Inst. Elektr. Eng. 20 p. 929 1903; Elektrotechn. Ztschr. 23 p. 492 (Recknagel) и др.

Michelson. Trav. et Mém. Bur. intern. des Poids et Mesures, 11. p 35, 1895.

К § 8.

Goldstein. Verh. d. d. phys. Ges. 6 p. 156, 185, 1904.

Humphreys and Mohler. Astrophysical Journ. 3 p. 114; 4 p. 175; 249, 1896; Journ. de phys. (3) 6 p. 82, 1897.

Mohler. Astrophys. Journ. 4 p. 175, 1896.

Humphreys. Astrophys. Journ. 4 p. 249, 1896; 6 p. 196, 1897; Phil. Mag. (5) 44 p. 119, 1897.

Jewell. Astrophys. Journ. 3 p. 90, 1896; Journ. de phys. (3) 6 p. 84, 1897.

Nutting. Astrophys. J. 20 p. 131, 1904; Bull. of the Bureau of Standards, Washington 1 p. 83, 1904.

Haschek. Wien. Ber. 110 p. 181, 1901; Astrophys. J. 14 p. 182, 1901.

Kayser und Runge. Berl. Ber. 1890—1894; W. A. 41 p. 302, 1890.

Hasselberg. Mém. de l'Acad. des Sc. de St.-Petersb. 30, 1882; 32, 1885.

Watts. Phil. Mag. (4) 38 p. 249, 1869; 41 p. 12, 1871; 48 p. 369 и 465, 1874; 49 p. 104, 1875; Nature (англ.) 23 p. 197 и 266, 1880.

Angstroem и Thalèn. Nov. Acta Reg. Soc. Upsala (3) 9, 1875.

Liveing and Dewar. Proc. R. Soc. 30 p. 152, 494, 1880; 33 p. 3, 403, 1882.

Baly und Syers. Phil. Mag. (6) 2 p. 386, 1901.

Lockyer. Proc. R. Soc. 27 p. 308, 1878; 30 p. 335, 1880.

Deslandres et d'Azambuja. C. R. 140 p. 917, 1905.

Eder und Valenta. Wien. Ber. 110, 1893; 119 p. 3, 9, 103, 519, 1910; W. A. 55 p. 479, 1895 (спектр Hg).

Exner und Haschek. Wien. Ber. 104 p. 909; 105 p. 389, 503, 709 и 989, 1896; 106 p. 36, 55, 337, 494, 1127, 1897; 107 p. 182, 792, 1335; 1898; 108 p. 825, 1071, 1123, 1899; 110 p. 557, 964, 1901.

Fabry. Journ. d. phys. (4) 4 p. 245, 1905.

Nutting. Astrophys. J. 22, 130, 1905; 23 p. 65, 220, 1906; 24 p. 110, 1906.

Steinhausen. Ztschr. f. wiss. Phot. 3 p. 45, 1905.

К § 10.

Balmer. W. A. 25 p. 80, 1885; 60 p. 380, 1897.

Cornu. C. R. 100, 1885; J. de phys. (2) 5 p. 341, 1886.

Deslandres. C. R. 103, 1886; 115 p. 222, 1892; 104, 1887; 137 p. 457, 1013, 1903; 138 p. 317, 1904; J. de phys. (2) 10 p. 276, 1890.

Rydberg. Rapports prés. au Congrès intern. de phys. Paris 1900, II p. 200; Ztschr. f. phys. Chem. 5 p. 227, 1890; Phil. Mag. (5) 29 p. 331, 1890; Astrophys. J. 6 p. 239, 338, 1897; W. A. 58 p. 674, 1890.

Ames. Phil. Mag. (5) 30 p. 48, 1890.

Kayser und Runge. Berl. Ber. 1888—1895; W. A. 41 p. 302, 1890; 43 p. 384, 1891; 46 p. 225, 1892; 48 p. 126, 1893; 50 p. 293, 1893; 52 p. 93, 1894.

Larmor. Phil. Mag. (5) 44 p. 503, 1897.

Sutherland. Phil. Mag. (6) 2 p. 245, 1901.

Kolaček. W. A. 58 p. 271, 1896.

Hartley. J. Chem. Soc. 41 p. 84, 1882; 42 p. 316, 390, 1883.

Ritz. Annal. d. Phys. (4) p. 406, 1903; Phys. Ztschr. 4 p. 406, 1903; 9 p. 244, 521, 1908.

К § 13.

Petzval. Wien. Ber. 8 p. 134, 567; 9 p. 699, 1852; 41 p. 581, 1860.

Mach. Wien. Ber. 77 p. 299, 1878; Z. f. Math. u. Phys. 6 p. 121, 1861.

Fizeau. Речь, читанная 12 дек. 1848 г. в Societé Philomatique; Ann. chim. et phys. (4) 19 p. 211, 1870.

Белопольский. Astr. Nachr. 137 p. 33, 1895; Mem. Spett. Ital. 23 p. 122, 1894; Astrophys. J. 13 p. 15, 1901; Известия Имп. Акад. Наук (5) 13 p. 461, 1900.

Julius. Arch. Néerland. (2) 4 p. 155, 1901; 6 p. 285; 7 p. 88, 473, 1903; 8 p. 218, 374, 390; 9 p. 211, 1904; Phys. Ztschr. 2 p. 348, 357, 1901; 3 p. 154, 1902; 6 p. 239, 1905; Astrophys. J. 12 p. 185, 1900; 15 p. 28, 1902; 18 p. 50, 1903; 21 p. 278, 286, 1905; Versl. Con. Ak. v. Wet. Amsterdam, 1899—1900 p. 510; 1902—1903 p. 650, 767; 1904 p. 26; Astr. Nachr. 153 p. 433, 1900.

К § 14.

Fraunhofer. Denkschr. d. k. Akad. München. 5, 1814—1815.

Kirchhoff. Untersuchungen über das Sonnenspektrum. Abh. d. Berl. Akad. 1861—1862 Второе издание. Berlin. 1866—1872.

Angstroem. Recherches sur le spectre solaire. Upsala 1868.

H. C. Vogel. Publikationen d. Astrophys. Observ. zu Potsdam. 1 p. 179, 1882.

Fievez. Ann. de l'Observ. de Bruxelles (3) 4, 1882; 5, 1833.

Thollon. Ann. de l'Observ. de Nice. 3, 1890.

Mueller und Kaempff. Publik. d. Astrophys. Obs. zu Potsdam. 5, 1886.

Rowland. Sill. J. (3) 38 p. 182, 1887; 33 p. 182, 1888; Phil. Mag. (5) 23 p. 257, 1887; 27 p. 479, 1889; 36 p. 49, 1893; Astronomy and Astrophysics 1890—1895. Особенно 12 p. 321, 1893; Astrophys. Journ. 1, 1895, до 5, 1897.

Fabry et Perot. C. R. 130 p. 653, 1900; Ann. d. chim. et phys. (7) 25 p. 98, 1902; (8), 1 p. 5, 1904; J. de phys. (4) 3 p. 842, 1904; Astrophys. J. 15 p. 73, 261, 1902; 16 p. 36, 1902; 19 p. 119, 1904; 20, 318, 1904.

Cornu. Spectre normal du soleil, Paris, 1881; C. R. 88 p. 1101, 1285, 1879; 89 p. 808 1879; 90 p. 940, 1880.

Jewell. Astrophys. Journ. 3 p. 89, 1896; 11 p. 234, 1900; 21 p. 93, 1905.

Bell. Astrophys. Journ. 15 p. 157, 1902; 18 p. 191, 1903.

Hartmann. Astrophys. Journ. 18 p. 167, 1903; 20 p. 41, 1904; Ztschr. f. wiss. Phot. 1 p. 215, 1903; 2 p. 164, 1904.

Kayser. Astrophys. Journ. 19 p. 157, 1904; D. A. 3 p. 195, 1900; Ztschr. f. wiss. Phot. 2 p. 49, 1904; Phil. Mag. (6) 8 p. 568, 1904; Phys. Ztschr. 5 p. 606, 1904.

Mascart. C. R. 57 p. 789, 1863; 58 p. 1111, 1864; Sill. J. (2) 38 p. 415, 1864; Phil. Mag. (4) 27 p. 159, 1864; Recherches sur le spectre solaire ultraviolet. Paris, 1884.

Langley. Sill. J. (3) 31 p. 1, 1886; 32 p. 83; Phil. Mag. (5) 21 p. 394, 1886; 22 p. 149, 1886; Ann. Chim. et phys. (6) 9 p. 433, 1886; J. de phys. (2) 5 p. 377, 1886.

Angstroem. Pogg. Ann. 117 p. 290, 1862; Proc. R. Soc. 19 p. 120, 1871.

Angstroem och Thalén. K. Svensk. Vet. Akad. Handling. 5 N° 9, 1866.

Lockyer. Prcc. R. Soc. 27, 1878; Studien zur Spektralanalyse. Leipzig 1879 p. 223.

Janssen. C. R. 54 p. 1280, 1862; 56 p. 538, 1863; 60 p. 213, 1864; 63 p. 289, 1866; 78 p. 995, 1874; 101 p. 111 и 649, 1885; 108 p. 1035, 1889; 117 p. 419, 1893; Ann. chim. et phys. (4) 23 p. 274, 1871; Pogg. Ann. 126 p. 480, 1865; Phil. Mag. (4) 30 p. 78, 1865.

Н. Г. Егоров. Дисс. Варшава 1882; C. R. 93 p. 385 и 788, 1881; 95 p. 447, 1882; 97 p. 555, 1883; Chem. News 44 p. 256, 1881; Journ. Chem. Soc. 44 p. 137, 1883; Sill. J. (3) 26 p. 477, 1883.

Cornu. Phil. Mag. (3) 22 p. 458, 1887; Ann. chim. et phys. (6) 7 p. 1, 1886 J. de phys. (2) 2 p. 58, 1883.

К § 15.

Донич. Bull. de l'Acad. des Sc. de St. Pétersb. 5. (19) p. 171, 195, 1903.

Лебединский. Извест. Русск. Астрон. Общ. 1896—1897, p. 422; 1900.

Campbell. Astrophys. J. 10 p. 186, 1899.

Young. Astrophys. J. 10 p. 306, 1899.

К § 17.

H. C. Vogel. Astr. Nachr. 78 p. 250; 90 p. 71; 82 p. 291; 119 p. 97; 121 p. 241; 123, p. 289; Berl. Ber. 1888, 15 марта; 1891, XXVIII; 1900 p. 373; 1902, p. 259, 1113; 1904 p. 497.

Zoellner. Pogg. Ann. 144 p. 449, 1871.

Langley. Sill. J. (3) 14 p. 140, 1877.

Белопольский. Изв. Имп. Акад. Наук (5) 3 N° 4 p. 379, 1895; (5) 6 N° 1 p. 49, 1897; 18 p. XVIII (Протокол от 19-го марта 1903); Astr. Nachr. 139 p. 1; Bull. de l'Ac. de St. Pétersb. 15 p. 1, 1901; Astrophys. Journ. 19 p. 85, 1904; 21 p. 55, 1905.

Keeler. Astrophysical Journ. 15 p. 41, 1896.

Deslandres. C. R. 120 p. 417, 1155, 1895; J. de phys. (3) 6 p. 165, 1897.

K § 19.

Schumann. Wien. Ber. 102 p. 415, 625, 1893; Annal. d. Phys. (4) 4 p. 642, 1901. Smithson. contrib. to knowledge 29 N° 1413, Washington 1903; Beiblätter z. d. Annalen der Physik 28 p. 1172, 1904.

Cornu. J. d. phys. (1) 10 p. 425, 1881; Spectre normal du soleil, Paris 1881.

Eder und Valenta. Denkschr. math.-naturw. Klasse. Wien. 1894 p. 285.

Pflueger. Ann. d. Phys. (4) 11 p. 561, 1903.

Zschimmer. Phys. Ztschr. 4 p. 751, 1903.

Гольдгаммер. Известия Физ.-Мат. Общ. в Казани 13 p. 120, 1903; Phys. Ztschr. 4 p. 413, 1903.

Азафонов. Ж. Р. Ф.-Х. О. 28 p. 200, 1896; C. R. 123, p. 490, 1896; Arch. d. sc. phys. (4) 1 p. 34, 1896.

H. W. Vogel. Pogg. Ann. 150 p. 453, 1873; Ber. Chem. Ges. 6 p. 1302, 1873.

Abney. Phil. Trans. 171, II, p. 653, 1880; 177, II, p. 457, 1886; Phil. Mag. (5) 1 p. 414, 1876; 6 p. 154, 1878; C. R. 90 p. 182 (1880).

Langley. W. A. 22 p. 598, 1884; Ann. chim. et phys. (6) 9 p. 473, 1886; Sill. J. (3) 38 p. 421, 1890.

Rubens. W. A. 45 p. 238, 1892; 51 p. 381, 1894; 53 p. 267, 1894.

Rubens und Snow. W. A. 46 p. 529, 1892.

Paschen. W. A. 53 p. 301, 820, 1894; 56 p. 762, 1895; 58 p. 455, 1896; 60 p. 662, 1897; Annal. d. Phys. (4) 4 p. 299, 1901.

Lehmann. Annal. d. Phys. (4) 5 p. 633, 1901; 9 p. 1330, 1902; Ztschr. f. wiss. Phot. 1 p. 135, 1903; Phys. Ztschr. 5 p. 823, 1904.

Trowbridge. W. A. 65 p. 595, 1898 (сильвин).

Coblentz. Phys. Rev. 16 p. 35, 72, 119, 279, 1903; 17, 51, 1903; Astrophys. J. 20 p. 207, 1904; Bur. of Stand. 5 p. 159, 1908; 6 p. 301, 1910; Radioakt. 7 p. 123, 1910.

Frank Very. Atmospheric radiation. U. S. Depart. of Agriculture, Weather Bureau, Bulletin G. 1900; Meteorol. Ztschr. 1901 p. 223 (статья *Maurer'a*).

Paschen. W. A. 51 p. 21; 52 p. 216, 1894; Annal. d. Phys. (4) 27 p. 537, 1908; 29 p. 625, 1909; 33 p. 717, 1910.

Abney and Festing. Phil. Trans. 172 p. 887, 1882,

Angstroem. (Поглощение в газах). Öfvers. K. Vet. Ak. Foerhandl. 46 p. 549, 1889; 47 p. 331, 1890; 58 p. 371, 381, 1901; W. A. 39 p. 267, 1890; D. A. 3 p. 720, 1900; 6 p. 163, 1901; Meteor. Ztschr. 18 p. 189, 1901.

Richardson и Bazzoni. Phil. Mag. (6) 34 p. 285, 1917.

K § 20.

Le Roux. C. R. 55 p. 126, 1862.

Christiansen. Pogg. Ann. 141 p. 479, 1870; 143 p. 250, 1871; 146 p. 154, 1872.

Kundt. Pogg. Ann. 142 p. 163, 1871; 143 p. 149, 259, 1871; 144 p. 128, 1871; 145 p. 67, 164, 1872; W. A. 10 p. 321, 1880.

H. Becquerel. C. R. 127 p. 899, 1898; 128 p. 145, 1899.

Lummer u. Pringsheim. Phys. Ztschr. 4 p. 430, 1903; Verh. d. d. phys. Ges. 6 p. 151, 1904.

Puccianti. Mem. della soc. degli spectroscop. ital. 33 p. 133, 1904.

Pflueger (цианин). Phil. Mag. (6) 2 p. 317, 1901; D. A. 8 p. 230, 1902.

Magnusson. Bull. Univ. Wisconsin. 2 p. 247, 1900; Beibl. 1901 p. 36.

Wood. Phil. Mag. (6) 3 p. 607, 1902; 5 p. 257, 1903; 6 p. 96, 1903; Phys. Ztschr. 3 p. 230, 1902; 4 p. 85, 337, 1903.

Pflueger. W. A. 56 p. 412, 1895.

Nichols. W. A. 60 p. 414, 1897.

И. Щеглаев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 28 стр. 43, 1896; J. de phys. (3) 4 p. 546, 1895.

К § 21.

Walter. Oberflächen- oder Schiller-Farben. Braunschweig 1895.

Spring. Arch. d. Sc. phys. (4) 7 p. 326, 1899.

Freiherr von und zu Aufsess. Annal. d. Phys. (4) 13 p. 678, 1904; Arch. des sc. phys. et natur. (4) 17 p. 186, 1904; Diss. München 1903; Kollektion „Wissenschaft“ N^o 4, Braunschweig, 1905.

Wood. Phil. Mag. (6) 3 p. 396, 1902.

Wiener. W. A. 55 p. 225, 1895.

H. Helmholtz. Physiolog. Optik. 2-ое изд. p. 312, 318, 321, 353, 356; W. A. 16 p. 349, 1882.

В. Л. Розенберг. Ztschr. f. phys. u. chem. Unterr. 1889, N^o 6.

Ф. Ф. Петрушевский. Ж. Р. Ф.-Х. О. 29 стр. 1, 1897.

Brewster. Edinb. Trans. 9, II p. 433, 1831; 12, I p. 123; Pogg. Ann. 23 p. 435.

Maxwell. Phil. Trans. 150 p. 57, 1860; Edinb. Trans. 21 p. 275; Phil. Mag. (4) 14 p. 40, 1857; 21 p. 141, 1861.

Chr. Doppler. Abh. d. böhm. Ges. (Prag), 5 p. 401, 1848.

Ф. Ф. Петрушевский. Ж. Р. Ф.-Х. О. 17 p. 35, 1885; Краски и живопись. Спб. 1891, стр. 17 (смешение красок), стр. 25 (влияние освещения). Определение среднего цвета или тона многоцветной поверхности, Ж. Р. Ф.-Х. О. 15 p. 118, 1883. Краски при огне, 17 p. 35, 1885.

В. Л. Розенберг. Ж. Р. Ф.-Х. О. 19 p. 477, 1887.

К § 22.

История ахроматизма изложена в следующих сочинениях.

Priestley. The history and present state of optics. Немецкий перевод. Лейпциг, 1776, p. 242 и 520.

Wilde. Geschichte der Optik. II p. 71.

Littrow. Dioptrik. p. 457.

Steinheil und Voit. Handbuch der angewandten Optik I.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ.

Преобразования лучистой энергии.

§ 1. Введение. Одно из основных свойств всякого рода энергии заключается в ее способности целиком или отчасти преобразовываться в одну из энергий другого рода. Лучистая энергия, как мы уже видели (стр. 128), „поглощенная“ каким-либо веществом, чаще всего переходит в энергию тепловую. Теперь мы рассмотрим два случая перехода лучистой энергии в лучистую же, но иного периода и, далее, переход ее в энергию химическую, т. е. явления флюоресценции и фосфоресценции и так называемые „химические действия“ лучистой энергии.

§ 2. Флюоресценция. Существуют вещества, обладающие способностью поглощать лучистую энергию определенного периода T и, преобразовав ее в лучистую энергию другого периода T_1 , испускать последнюю

во все стороны. Такие тела называются флюоресцирующими, а самое явление такого преобразования лучистой энергии — флюоресценцией. В случаях, когда это явление обнаруживается в не слишком слабой степени, оно представляется с внешней стороны следующим образом: если на поверхность флюоресцирующего вещества падают лучи солнца или вольтовой дуги, то внутри тела около этой поверхности замечается характерная окраска в виде слабого свечения, видного, главным образом, сбоку. Это свечение распространяется только до некоторой, вообще небольшой глубины внутрь тела. J. Herschel, впервые исследовавший это явление (уже раньше наблюдавшееся минералогом Haüy), назвал его эпиполитическою (поверхностною) дисперсией. Brewster показал, что это явление обнаруживается не только у самой поверхности тела. Stokes, который первый выяснил важнейшую сторону явления, а именно, превращение лучистой энергии одного периода или одной преломляемости в лучистую энергию другого периода, назвал это явление флюоресценцией, так как оно впервые наблюдалось на плавиковом шпате (флюорите).

Растворы серноокислого хинина и эскулина флюоресцируют голубыми лучами; раствор хлорофилла — красными; плавиковый шпат — синеваато-фиолетовыми; урановое стекло (желтоватое в проходящем свете) и раствор флюоресцеина — ярко зелеными лучами; розовая краска магда — оранжево-желтыми; настой лакмуса — коричневыми и т. д. Число флюоресцирующих веществ чрезвычайно велико.

Вызывается флюоресценция, главным образом, лучами сильно преломляемыми, т. е. голубыми, синими, фиолетовыми и ультрафиолетовыми. Вследствие этого при изучении флюоресценции следует пользоваться источниками света, богатого наиболее преломляющимися лучами. Сюда относится свет вольтовой дуги, искры, получаемой при действии катушки Румкорфа (особенно между электродами из *Cd* или *Al*); далее свет пламени магния и сероуглерода и свет гейсслеровой трубки, содержащей азот.

Существуют различные методы для решения вопроса о том, флюоресцирует ли данное вещество и для детального изучения самого явления. Один из простейших способов заключается в следующем: на белом экране получают по возможности яркий и длинный объективный спектр, и затем проводят испытуемое вещество вдоль этого спектра на небольшом расстоянии от экрана. Если этот опыт проделать, напр., с пластинкою (или кубиком) из уранового стекла, то замечается следующее: пока стекло находится против красной, оранжевой и желтой части спектра, оно тени не дает: названные лучи свободно проходят через стекло, кажущееся бесцветным. Но если поместить стекло против синей или фиолетовой части спектра, то оно дает на экране черную тень, и в то же время испускает во все стороны ярко зеленые лучи. Отсюда ясно, что урановое стекло поглощает синие и как бы перерабатывает их в лучи зеленые.

Флюоресценция всегда сопровождается поглощением; необходимость этого основного закона очевидна, ибо она вытекает из принципа сохранения энергии, на основании которого энергия может появиться только на счет другой энергии, которая при этом исчезает.

Понятно, почему флюоресценция не обнаруживается на большом расстоянии от поверхности тела. Положим, что в стеклянном ящике находится раствор флюоресцеина, и что сбоку на его стенку падают белые лучи от вольтовой дуги. Первые слои раствора поглощают возбуждающие синие и фиолетовые лучи и испускают яркий зеленый свет; до следующих слоев доходят лучи, уже лишенные возбуждающей части, а потому и флюоресценции в этих слоях не замечается. Если смотреть сбоку, то на одной стороне жидкость представляется ярко-зеленой, и эта окраска не меняется, если между источником света и жидкостью поместить синее стекло; к середине сосуда эта окраска быстро слабеет и переходит в слабо желтоватую. Лучи, прошедшие через жидкость, дают на белом экране ярко-желтое пятно, тогда как обыкновенные окрашенные жидкости (напр., раствор $CuSO_4$) в проходящем свете и сбоку представляются одинаково окрашенными.

Косвенное доказательство того, что флюоресцирующие вещества перерабатывают лучистую энергию и что, следовательно, испускаемые лучи не содержатся в лучах, падающих на тело, заключается в интересном факте отсутствия фраунгоферовых линий в свете, испускаемом, когда флюоресценция вызывается солнечными лучами. Если образовать объективный спектр на поверхности флюоресцирующего вещества, то ультрафиолетовая часть спектра делается непосредственно наблюдаемой, ибо ультрафиолетовые лучи заменяются лучами меньшей преломляемости, т. е. лучами видимыми.

Тщательное изучение многих случаев флюоресценции привело Stokes'a к открытию закона, который и называется законом Stokes'a: лучи, испускаемые флюоресцирующим веществом, обладают меньшею преломляемостью, чем лучи, возбудившие флюоресценцию, т. е. поглощенные этим веществом. Иначе говоря: в явлениях флюоресценции происходит преобразование более быстрых колебаний в более медленные. Прежде полагали, что закон Stokes'a оправдывается во всех случаях. Первый Lommel еще в 1871 г. стал утверждать, что существуют вещества, которые этому закону не следуют. Его наблюдения вызвали весьма продолжительную полемику, результатом которой в настоящее время, повидимому, следует признать, что указания Lommel'я были правильны. Это подтвердилось сперва наблюдениями Stenger'a, который нашел, что аномальная дисперсия нередко сопровождается и аномальной флюоресценцией, т. е. такою, которая не следует закону Stokes'a. Позднейшие исследования Nichols'a и Merritt'a (1904) о спектрах флюоресценции окончательно показали, что явление во многих случаях не соответствует закону Стокса. O. Knoblauch (1895) доказал точными измерениями, что в растворах флюоресценция пропорциональна интенсивности возбуждающего света.

Nichols и Merritt исследовали флюоресценцию многих тел при температуре жидкого воздуха (-186°). Они нашли 62 вещества, которые обладают при этой низкой температуре фосфоресценцией, не обнаруживая никакой флюоресценции; и наоборот — только 10 таких веществ,

которые, обнаруживая флюоресценцию, не обладают никакой фосфоресценцией. К этим последним относятся: спиртовые растворы фуксина и цианина, азотнокислый уран, желтая окись урана, эйконоген и др. Наконец они нашли 21 вещество, обладающее при этой температуре (-186°) одновременно и флюоресценцией и заметной фосфоресценцией. Сюда относятся: ацетоуксусная кислота, анисовая кислота, диантрацен, бензойная кислота, бензойно-кислый кальций, водные растворы сернокислого хинина, щавелевая кислота, стеариновая кислота и др.

Влияние состояния вещества на флюоресценцию неодинаково для различных веществ. Некоторые вещества (напр., двойная синеродистая соль платины и бария) обнаруживают флюоресценцию только в твердом состоянии и вовсе не обнаруживают ее в растворах. Наоборот, напр., эскулин и сернокислый хинин сильно флюоресцируют в растворенном состоянии и весьма слабо в твердом. Эозин, флюоресцеин, красная краска мадала, красный и синий резорцин флюоресцируют только в состоянии раствора.

Флюоресценцию парообразных тел, а именно паров иода, наблюдал впервые Lommel; Ramsay и Young а также E. Wiedemann нашли, что некоторые вещества флюоресцируют, когда они нагреты выше критической температуры. Позже E. Wiedemann и G. C. Schmidt открыли (1895) целый ряд флюоресцирующих паров; сюда относятся пары антрацена, антрахинона, индиго, нафталина, нафтазарина и др. Далее они нашли (1897), что пары *K* и *Na* также флюоресцируют. В частности спектр флюоресценции паров *Na* состоит из сплошной красной части, и яркой желтой линии, повидимому, тождественной с *D* — линией натрия. Впоследствии Wood и Moore (1903), Ruscianti (1904) и в особенности Wood (1904) подробно изучали этот спектр.

Wood и Moore нашли, что при возбуждении белым светом — спектр флюоресценции лежит, главным образом в зеленой части между 5340 и 4600. Замечается и красная часть спектра, но желтая отсутствует. При этом было обнаружено замечательное обстоятельство, что спектр флюоресценции вполне отвечает спектру поглощения натриевых паров. Каждой светлой линии спектра флюоресценции отвечает темная линия в спектре поглощения.

Возбуждая флюоресценцию монохроматическим светом, Wood и Moore убедились, что лучи света с длиной волны меньше $\lambda = 4600$ вообще не вызывают никакой флюоресценции. Не вызывают ее и лучи, отвечающие линии *D*. Лучи с большей длиной волны вызывают флюоресценцию в красной части спектра. Вопреки правилу Стокса, спектр флюоресценции часто содержит лучи меньшей длины волны, чем свет, вызывающий флюоресценцию. В позднейшей, чрезвычайно интересной работе, появившейся в 1905 г., Wood подверг флюоресценцию паров *Na* дальнейшему исследованию. Пары натрия наполняли стальную горизонтальную трубку, освещаемую с одного конца. Наблюдения флюоресценции производились с того же конца, под небольшим углом к падающим лучам. Свет флюоресценции изучался спектроскопом или фотогра-

фировался в спектрографе. При освещении белым светом получался спектр флюоресценции, состоявший из ряда полос и линий между 4680 и 5710 — слабого двойника, совпадающего с D_1 и D_2 и слабого ряда полос и линии в красной части.

При освещении паров ярко светящимся пламенем натрия, линии D_1 и D_2 проявляются с замечательной силой. Wood считает это явлением чистого резонанса и полагает, что это явление резонанса следует строго отличать от явления флюоресценции.

Чем плотнее натриевы пары, тем на меньшей глубине еще замечаются желтые линии т. е. явление резонанса. Особенно интересные результаты обнаружили, когда пары натрия освещались монохроматическим светом, полученным путем выделения при помощи щели узкой части из яркого спектра.

Когда эта щель была достаточно узка, то спектр состоял из небольшого числа полос, положение которых менялось при самом незначительном изменении длины волны освещающего пучка света. При плавном изменении этой последней — полосы мерцали, как „лунный свет на поверхности воды“. Фиолетовые лучи вызывают флюоресценцию в крайней желтой части (около 5710). При увеличении длины волны света, вызывающего флюоресценцию, спектр этой последней расширяется в сторону зеленой части. Закон Стокса не соблюдается.

В дальнейших работах Wood (1907—1910) исследовал флюоресценцию паров иода и паров ртути; Steubing (1909) флюоресценцию паров ртути, Taylor и Carter (1910) — паров рубидия. Обширное исследование спектров поглощения флюоресцирующих веществ произвел Donath, пользуясь болометрическим способом. Он нашел, что сильно флюоресцирующие вещества: уранин, эозин, флюоресцеин, эскулин и хлорофилл не поглощают инфракрасных лучей до $\lambda = 2,7 \mu$.

Многие вещества сильно флюоресцируют под влиянием электрических разрядов. Спектр флюоресценции, о котором уже неоднократно упоминалось, был предметом многочисленных исследований; в последнее время особенно много над ними работали Nichols и Merritt, которые изучали эскулин, нафталиновую красную краску, эозин, флюоресцеин, хлорофилл в спирту, серноокислый хинин в воде и др. Для возбуждения флюоресценции они пользовались тремя узкими областями спектра, лежащими между 5180 до 5360, 4870 до 5070 и 4600 до 4710. Различными при этом оказались только интенсивности спектров флюоресценции. Большинство изученных веществ обнаружили подобное же свойство. Закон Стокса во многих случаях оказался неприменимым. Часто даже область наибольшей яркости в спектре флюоресценции отвечала длинам волн меньшим, чем длины волн возбуждающего света. Самый спектр состоит из одной только полосы, положение которой не зависит от длины возбуждающего источника. Эта полоса лежит близко к менее преломляемому концу полосы поглощения изучаемого вещества. Твердые тела обладают спектром флюоресценции, который в большинстве случаев состоит из нескольких полос.

Особенно интересные результаты получил Morse (1905) при исследовании флюоресценции плавикового шпата. В качестве возбудителя он пользовался солнечным светом, светом вольтовой дуги и светом электрической искры между электродами из *Fe*, *Mg*, *Cd*, *Al*, *Zn*, *Hg*, *Sn* и *Pb*. Во многих случаях он наблюдал спектры, состоявшие из резких линий и узких полос. Особенно яркие линии наблюдались между $\lambda = 5700$ и 6400 .

§ 3. Фосфоресценция. На стр. 144 и 145 мы упомянули о различных случаях люминесценции, т. е. свечения тел, не вызываемого соответствующим повышением температуры. Одним из этих случаев представляется фото-люминесценция, т. е. свечение, вызванное предварительным освещением тела; это явление называется фосфоресценцией, а вещества, обнаруживающие его — фосфоресцирующими. Если такие вещества подвергнуть достаточно сильному освещению солнечными лучами или светом вольтовой дуги, электрической искры или пламени магния, то они затем в темноте испускают более или менее интенсивный свет в продолжение иногда весьма большого периода времени, могущего доходить до многих часов. К фосфоресцирующим веществам принадлежат сернистые соединения щелочно-земельных металлов, кальция, бария и стронция, получаемые прокаливанием смеси серного цвета с известью, баритом или окисью стронция. В меньшей степени фосфоресцируют алмаз (особенно желтый), известковый шпат и некоторые сорта плавикового шпата, в особенности т. наз. хлорофан, встречаемый около Нерчинска. Еще менее светятся лейкофан и сибирский топаз (свечение может продолжаться несколько минут), арагонит, мел, фосфорнокислая известь и многие соли кальция, бария и стронция (до 15 секунд).

Сильное свечение получается, если фосфоресцирующий порошок поместить в гейслерову трубку и в течение некоторого времени пропускать электрические разряды вдоль поверхности порошка. Свечение вызывается лучами, поглощаемыми фосфоресцирующим веществом; преломляемость лучей, испускаемых при фосфоресценции, меньше преломляемости лучей, которые вызвали свечение. В этом отношении фосфоресценция вполне аналогична флюоресценции. Если на поверхности пластинки, покрытой фосфоресцирующим веществом, образовать спектр, особенно если пользоваться кварцевыми чечевицами и призмами, то после прекращения действия лучей легко определить, какими лучами и в какой степени вызывается свечение. Теперь мы обратимся к вопросу о влиянии на силу и характер свечения состава вещества и способа его изготовления. Соответственные исследования почти исключительно касаются сернистых соединений *Ca*, *Ba*, и *Sr*. Уже E. Becquerel заметил (1867), что яркость свечения *CaS* (из устричных раковин) значительно усиливается от прибавления незначительных количеств *MnO₂*. Подобное же усиление наблюдал Lecoq de Boisbaudran (1886—1890) при небольших подмесах *Mn*, *Bi*, *Cu* или *Fe*. Verneuil (1886) открыл в так назыв. светящейся краске Balmain'a следы *Bi*, присутствию которого он и приписал красивую фиолетово-синюю фосфоресцен-

цию этой краски. Он подметил, что равным образом подмеси $NaCl$ и Na_2CO_3 усиливают яркость фосфоресценции. Klatt и Lenard (1889) в своей первой работе показали, что чистые сернистые металлы совершенно не фосфоресцируют. Фосфоресценция вызывается присутствием небольших долей „активных“ металлов, каковыми являются Cu , Mn и Bi . Примесь плавня (Zusatz) чрезвычайно усиливало фосфоресценцию. Цвет фосфоресценции зависит от рода сернистого соединения и от подмешанного металла. Род плавня имеет только количественное, но не качественное влияние. Cu вызывает в спектре CaS зелено-голубую полосу, в спектре SrS — желто-зеленую, и в спектре BaS — красную. Вторая, очень обстоятельная работа Lenard'a и Klatt'a появилась в 1904 г. Деятельными металлами, кроме Cu , Mn и Bi оказались: Pb , Ag , Zn , Ni и Sb . Влияние примесей было изучено на многочисленных примерах, напр., на: Na_2SO_4 , $Na_2S_2O_3$, Na_2HPO_4 , $Na_2B_4O_7$, NaF , Li_2SO_4 , $Li_2B_4O_7$, $K_2B_6O_{10}$, CaF_2 , $NaCl$, KCl . Сверх того были изучены и смеси этих солей. При этом оказалось, что каждый металл в соответственном сернистом соединении вызывает не одну, а целый ряд полос. Благодаря примесям полосы эти не смещаются, но только некоторые из них чрезвычайно усиливаются. Особенно у Pb и Cu усиливаются, смотря по роду плавня, разные полосы. Погасание фосфоресценции после освещения происходит весьма разнообразно. Различные полосы гаснут с разной скоростью. Полосы, яркость которых при освещении быстро возрастает — также быстро и гаснут. Наоборот, полосы, которые появляются только при длительном освещении, гаснут медленно. Далее Lenard и Klatt изучали, какое влияние имеет состав возбуждающего света. Для каждой полосы фосфоресценции имеется своя возбуждающая ее область спектра (до $0,2 \mu$) с рядом максимумов и минимумов возбуждения. Закон Стокса имеет силу во всех случаях. Область, возбуждающая данную полосу, не перемещается от изменения примеси и остается неизменной при всех температурах (между -180° и $+200^\circ$). Наблюдения, произведенные при -180° , -45° , $+17^\circ$ и $+200^\circ$ показали, что существуют 2 сорта полос: одни дольше всего сохраняются при высоких температурах, другие, наоборот, при низких, причем свойство это не зависит от рода примеси и от состава возбуждающего света. Положение отдельных полос не меняется с изменением температуры, но их относительная яркость, а следовательно и общий цвет фосфоресценции изменяется, равно как и быстрота погасания. Каждая полоса имеет свою высшую предельную температуру, при которой она еще возбуждается. Для большинства полос эта температура лежит около красного каления, но для некоторых она опускается до 100° (напр., для BaS с Pb или Bi). Нагревание во время самого свечения по большей части усиливает это свечение. В изложение дальнейших интересных результатов этих исследований мы входить не можем. E. Wiedemann и G. C. Schmidt (1895) также наблюдали, что свечение сернистых соединений возникает и усиливается при наличии подмесей, и что, следовательно, фосфоресцирующие тела следует считать „твердыми растворами“, выражение, впервые предложенное Lecoq de Boisbaudran'ом. Waentig'y (1905)

удалось получить SrS такой чистоты, что флюоресценции совсем не наблюдалось. Он нашел, что сила свечения все возрастала по мере увеличения подмеси тяжелого металла, пока прибавляемый металл равномерно растворялся во всей массе. С повышением температуры эта растворимость тяжелого металла возрастала. При обыкновенных температурах эта растворимость ничтожно мала, так что обыкновенно мы имеем дело с пересыщенными растворами (ср. т. III) находящимися, следовательно, в состоянии неустойчивого равновесия.

Дальнейшими, как теоретическими так и экспериментальными исследованиями занимались: Buchner (1902), Visser (1903), Lenard и Klatt (1903), Dahms (1904), Le Roux (1905), Goldstein (1905), Nichols и Merritt (1905) и др. Bucher изучал постепенное угасание флюоресценции. Lenard и Klatt в одной не упомянутой раньше работе изучали влияние давления на флюоресценцию тел. Они нашли, что при увеличенном давлении земельно-щелочные соединения флюоресцируют слабее, и это ослабление флюоресценции замечается и при последующих освещенных. Самый процесс увеличения давления сопровождается усиленной флюоресценцией.

Весьма замечательно влияние красных и инфракрасных лучей на пластинку, уже флюоресцирующую. Оказывается, что под влиянием этих лучей свечение в течение весьма короткого времени усиливается, а затем прекращается. Если на поверхности флюоресцирующей пластинки, предварительно доведенной до сильного свечения, образовать спектр, то через некоторое время получается темная полоса на светлом фоне в тех местах, где действовали красные и инфракрасные лучи. Если пользоваться солнечным светом для образования спектра, то френгоферовы линии в невидимой инфракрасной части обнаруживаются отсутствием тушения флюоресценции, т. е. на соответствующих местах остаются светлые линии на темной полосе. Dahms (1904) исследовал это интересное явление. Уже раньше Form показал, что при некоторых обстоятельствах и фиолетовые лучи могут погашать флюоресценцию. Dahms изучал светящуюся краску Balmain'a ($CaS + Bi$), $SrS + Cu$, ZnS и плавиковый шпат. Он нашел, что нет никакой принципиальной разницы между лучами возбуждающими и погашающими. Когда на какое нибудь флюоресцирующее тело падают известные лучи, то устанавливается некоторое состояние равновесия. Скорость наступления равновесия зависит от яркости падающих лучей. Если тело было доведено первоначально до яркого свечения, а потом подвергается действию лучей, яркость которых меньше, чем отвечает равновесию, то происходит погасание. Полное количество изучаемого света меняется в зависимости от того, происходит ли погасание самопроизвольно, или при воздействии лучей.

Многие вещества флюоресцируют в течение весьма малого промежутка времени после прекращения освещения. Для наблюдения флюоресценции в таких случаях и для измерения ее продолжительности может служить флюороскоп — прибор, построенный Besquerel'ем.

Он представлен на рис. 251, а главнейшая его часть на рис. 257. Эта последняя состоит из двух непрозрачных кругов, насаженных на общую ось и снабженных, каждый, четырьмя вырезами в виде секторов, соответствующих четверти прямого центрального угла. Круги насажены на ось так, что отверстия одного приходятся против середин сплошных частей другого. Они находятся внутри круглой коробки *M*, вертикальный разрез которой изображен отдельно на рис. 256 (II). Коробка имеет с каждой стороны двойное дно: *AB* и *A'B'* с одной, *CD* и *C'D'* с другой стороны. В каждой из этих четырех пластинок вырезано в верхней части по отверстию так, что все четыре отверстия находятся одно за другим,

Рис. 256.

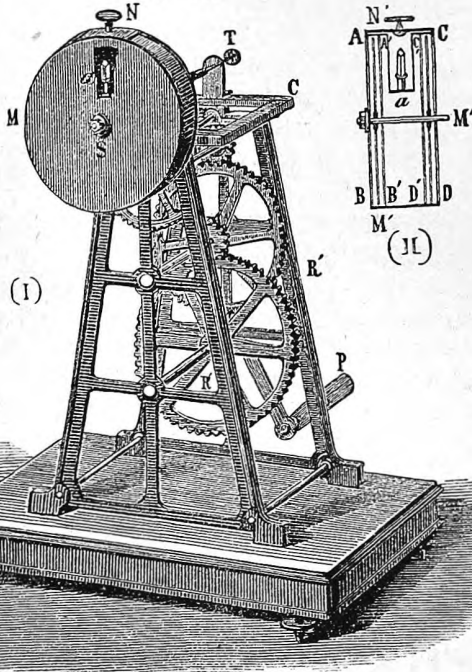
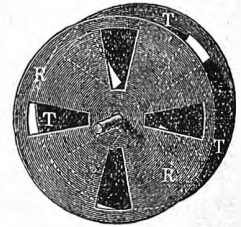


Рис. 257.



см. *a* рис. 256 (I). Ось двух кругов, т. е. *ST* на рис. 256 (I) и *M'* на рис. 256 (II), снабжена зубчатым колесом и приводится в быстрое вращательное движение при помощи рукоятки *P* и системы зубчатых колес. Испытуемое тело вводится внутрь коробки; для этого его помещают в небольшую рамку *a* рис. 256 (II), соединенную с крышкой *N* рис. 256 (I) или *N'* рис. 256 (II). С одной стороны от коробки *M* против верхнего отверстия помещается источник света, а с другой стороны — наблюдатель. Когда круги вращаются, то при каждом обороте тело освещается четыре раза в течение $\frac{1}{16}$ времени оборота, т. е. пока вырез заднего круга *N* (рис. 257) проходит мимо выреза в двойном дне коробки *M* (рис. 256). Затем через $\frac{1}{16}$ времени оборота тело делается видимым наблюдателю опять в течение $\frac{1}{16}$ оборота, а затем спустя еще $\frac{1}{16}$ оборота начинается новое освещение

тела и т. д. При быстром вращении кругов наблюдатель видит тело непрерывно светящимся, если только продолжительность его фосфоресценции, после того как прекратилось его освещение, не менее $\frac{1}{16}$ времени одного оборота кругов. Число оборотов кругов может быть доведено до 500 в секунду, а потому можно при помощи фосфороскопа открыть фосфоресценцию, продолжающуюся не более 0,00075 сек.

Продолжительность фосфоресценции определяется тою скоростью вращения, при которой наблюдатель замечает непрерывное свечение исследуемого тела. Так, напр., урановое стекло и кристаллы азотно-урановой соли светятся в течение $\frac{1}{25}$ сек.; но наибольший блеск получается, когда $\frac{1}{16}$ времени оборота кругов равна $\frac{1}{250}$ сек., т. е. когда освещение продолжается 0,004 сек и наблюдение происходит через такой-же промежуток времени после того, как освещение прекратилось. Пользуясь фосфороскопом, следует, как показал E. Wiedemann, иметь в виду, что с увеличением скорости вращения кругов уменьшается и продолжительность отдельных освещений.

Температура имеет большое влияние на явления фосфоресценции. Прежде всего цвет испускаемых лучей зависит от температуры, при которой находится фосфоресцирующее вещество. Vesquelet приводит результаты наблюдений над сернистым стронцием:

Темп.	Цвет.	Темп.	Цвет.
— 20°	Яркий темно-фиолетовый.	+ 90°	Зеленовато-желтый.
+ 20°	Синевато-фиолетовый.	+ 100°	Желтый.
+ 40°	Светло-синий.	+ 200°	Слабый оранжевый.
+ 70°	Зеленовато-голубой.		

Преломляемость испускаемых лучей с повышением температуры здесь уменьшается. У других веществ наблюдается, однако, и обратный порядок цветов.

Влияние температуры исследовали далее Bardetscher (1888), Dewar (1894), E. Wiedemann и G. C. Schmidt (1894), Pictet (1894), Henry (1896), A и L. Lumière (1899), Trowbridge (1899), Micheli (1901), Le Roux (1905) и др. Bardetscher изучал явление, заключающееся в том, что тело, переставшее фосфоресцировать, при нагревании вновь начинает светиться. Он нашел, что около 390° это свечение (для разных сортов CaS и SrS) прекращается. Dewar нашел целый ряд интересных фактов. CaS , SrS , BaS перестают фосфоресцировать при — 80°; желатина, целлюлоид, парафин, слоновая кость, рог и каучук, слабо фосфоресцирующие при обыкновенной температуре, весьма сильно светятся при — 180°. Углеводороды, спирты, кислоты, эфиры и большинство бесцветных солей фосфоресцируют при — 180°. Кристалл двойной цинистой соли аммония и платины светится слабо при — 180°; но если слить жидкий воздух, служащий для охлаждения так, что кристалл начинает быстро нагреваться, то он начинает светиться „как лампа“. A. и L. Lumière также наблюдали, что многие тела, будучи охлаждены во время фосфоресценции, теряют свою яркость. Некоторые же тела, охлажденные до — 200° и

подвергнутые действию света, не флюоресцируют. При последующем нагревании наступает свечение вследствие термлюминесценции. Trow-bridge находит, что гумми-арабик, бумага (волокна), бумага (писчая), крахмал, целлюлоид, клей и кожа также флюоресцируют при -180° .

Е. Wiedemann (1888) нашел, что CaS (краска Balmain'a) испускает во время флюоресценции примерно 0,05 того количества лучистой энергии, которая вызвала эту флюоресценцию

В последнее время пользуются широким распространением очень сильно люминесцирующие экраны, покрытые так называемой обманкой Sidot. Основное вещество представляет ZnS . Baumhauer (1894) показал, что подобные экраны люминесцируют от механических воздействий (гнутие, давление, трение и т. д.) под влиянием воды (спрыскивание) и теплого влажного воздуха (дыхание), под действием света, лучей радиоактивных тел и др. Nichols и Merritt (1905) очень детально изучали люминесценцию и флюоресценцию обманки Sidot. Спектр флюоресценции состоит из 2-х полос: одной фиолетовой и одной зеленой. Первая гаснет через 0,1—0,2 сек — вторая держится много часов.

Жидкости только флюоресцируют, но не флюоресцируют; Е. Wiedemann'у удалось произвести как-бы переход от флюоресценции к флюоресценции, примешивая желатину к сильно флюоресцирующим растворам озона, аскулина и серноокислого хирина. При затвердевании этих смесей получались тела флюоресцирующие. Е. Wiedemann приписывает это явление уменьшению удобоподвижности частиц. Способностью флюоресцирующих веществ светиться в темноте, когда они предварительно были освещены, пользуются, покрывая спичечницы, подсвечники и т. д. флюоресцирующими веществами.

§ 4. Химические действия лучистой энергии. Когда лучистая энергия распространяется внутри какого-либо вещества, то в последнем могут обнаружиться разного рода химические действия: разложения соединения или изменения молекулярного строя. В тех случаях, когда вызванная лучами химическая реакция сопряжена с затратой энергии, мы, очевидно, имеем дело с переходом кинетической энергии движения эфира в потенциальную химическую энергию раз'единившихся веществ. Но когда реакция сопряжена с уменьшением запаса химической энергии, т. е. с выделением тепла, как, напр., при соединении хлора с водородом, то уже нельзя предположить, чтобы сама реакция произошла за счет запаса лучистой энергии. В этих случаях приходится допустить, что часть лучистой энергии была затрачена на преодоление препятствия, мешавшего соединению веществ. Определенная химическая реакция вызывается при данных условиях не всеми лучами спектра в одинаковой степени: одни лучи производят сильное и быстрое, другие слабое и медленное действие, а третьи, вообще, данной реакции не вызывают.

Первые ряды наблюдений над различными химическими действиями лучей показали, что наиболее сильные действия проявляются лучами синими, фиолетовыми и ультрафиолетовыми. Этот факт привел к представлению об особом рода химических, или, как их также назы-

вали, актинических лучах. Способность вызывать химические реакции не есть специфическое свойство лучей определенной преломляемости; эту способность обладают все лучи видимого спектра и даже лучи инфракрасные. Произойдет ли в данном веществе химическая реакция при действии лучей, зависит прежде всего, от способности вещества поглощать эти лучи, причем, как открыл Н. W. Vogel, примесь к данному веществу другого, способного поглощать лучи, может вызвать в первом ту химическую реакцию, которая при отсутствии этой примеси не происходит вследствие неспособности рассматриваемого вещества поглощать данные лучи. Химические действия лучистой энергии играют в природе весьма важную роль, ибо к ним сводятся те сложные химические реакции, которыми обуславливается развитие и произрастание растений; подробному их разбору место в учебниках физиологии растений.

На химических действиях лучистой энергии основана фотография, ежедневно возрастающее значение которой для всевозможных отраслей знания всем известно.

Непременным условием возникновения химической реакции является во всех случаях поглощение лучистой энергии. На это указал впервые Драрег; лучи, прошедшие через вещество, в котором они вызвали определенную химическую реакцию, уже не производят этого действия, когда они проходят через другое количество того-же самого вещества. Естественнее всего допустить, что величина химического действия, измеряемая количеством вещества, образовавшегося или разложенного в данное время, пропорциональна потоку лучистой энергии, встречающего в течение этого времени то вещество или ту смесь, в которых вызывается химическое действие. Иначе говоря, химическое действие пропорционально произведению времени, в течение которого поток действовал на напряженность самого потока. Эта напряженность тождественна с величиною, которую для лучей видимых принято называть „силою света.“ Однако, мы увидим ниже, что особого рода явление (фотохимическая индукция), сопровождающее химические действия лучистой энергии, несколько меняет эту простую зависимость.

В общем можно сказать, что направление, в котором протекают фотохимические процессы не отличается от того, которое имеет место в темноте — т. е. в смысле повышения устойчивости системы или возрастания энтропии (т. III). В большинстве случаев свет влияет лишь на скорость протекания реакции. Но состояние равновесия, получаемое при освещении, может существенно различаться от соответственного состояния в темноте. Фотохимическое равновесие есть равновесие динамическое и поддерживается непрерывным притоком световой энергии.

Рассмотрим отдельно примеры молекулярных изменений, соединений и разложений, вызываемых лучистой энергией.

I. Изменения молекулярные. Белый фосфор переходит под влиянием солнечных лучей в фосфор красный, а мелко раздробленный аморфный селен — в селен кристаллический, замечательное свойство которого заключается в том, что его электропроводность, вообще

весьма малая, увеличивается при освещении и вновь уменьшается в темноте.

Киноварь, красная кристаллическая, чернеет под влиянием света и делается аморфною. Многие минералы подвергаются изменениям; так, напр., светлокрасные кристаллы гиацинта буреют на солнце, зеленый полевоы шпат из Аннаберга в Швеции темнеет. Почти все сорта бесцветного стекла мало-помалу окрашиваются, получая желтый, зеленый или фиолетовый оттенок.

II. Соединения. Смесь хлора и водорода, которая в темноте сохраняется неопределенно долго, переходит в HCl под влиянием света (открыто Gay-Lussac'ом в 1811 г.); яркий солнечный свет производит внезапное соединение со взрывом. Bunsen и Roscoe, и позже Pringsheim подробно изучили влияние света на смесь Cl и H ; к их работам мы вернемся ниже. Хлор, растворенный в воде, разлагает ее при освещении, причем образуется HCl и выделяется кислород. Далее Cl под влиянием света вступает в реакции с различными углеводородами. Смесь Cl с CH_4 дает при свете мало-помалу ряд соединений CH_3Cl , CH_2Cl_2 , $CHCl_3$ (хлороформ) и CCl_4 . Окись углерода и Cl дают при освещении хлорокись углерода. Некоторые из упомянутых здесь реакций можно, впрочем, причислить и к разложениям.

Освещение во многих случаях способствует окислению напр., некоторых металлов. Тонкие слои сернистого свинца переходят при освещении в серносвинцовую соль; растворы сероводорода и сернистой кислоты окисляются. Жирные масла, окисляясь при действии света, делаются менее жидкими; терпентинное масло образует в присутствии воды перекись водорода. Смолы также окисляются, меняют окраску; асфальт перестает быть растворимым в эфире, бензоле и т. д. Каучук делается нерастворимым в бензоле и в терпентинном масле. Сюда-же относится окисление многих органических красящих веществ и вызванное этим выцветывание окрашенных тканей, бумаги и т. под. Беление полотна на солнце также относится к химическим действиям световых лучей. Пурпуровая краска, которая была известна древним, образуется только под влиянием света из желтоватого выделения моллюска *Purpura lapillus*.

III. Разложения. Раствор перекиси водорода в воде разлагается под влиянием света на воду и кислород. Крепкая азотная кислота на свету буреет (Scheele 1777), вследствие образования в ней окислов азота. Газообразный JH разлагается на J и H . Двуххромовокалиевая соль, смешанная с органическими веществами (альбумин, глицерин и др.), разлагается при действии света, причем образуются хромовокислый хром и даже окись хрома. Раствор, содержащий Fe_2Cl_6 и щавелевую кислоту, разлагается под влиянием света по формуле $Fe_2Cl_6 + C_2O_4H_2 = 2 FeCl_2 + 2 CO_2 + 2 HCl$. Этим вопросом много занимался G. Lemoine, который нашел, что быстрота этой экзотермической реакции растет с силою света и прекращается, когда свет перестает действовать. Раствор, содержащий двуххлористую ртуть и щавелевокислый аммоний, сохраняется в темноте неопределенно долго. Под влиянием света он разлагается по формуле $2 HgCl_2 + C_2O_4(NH_4)_2 = Hg_2Cl_2 + 2 CO_2 + 2 NH_4Cl$.

Азотносеребряная соль чернеет под влиянием света.

Раствор иодоформа в хлороформе, бензоле, сернистом углеводе и др. краснеет под действием света, как это наблюдал впервые Humbert (1856); явление это было подробно изучено Hardy и Miss Willock (1904) и van Aubel (1904); последний наблюдал аналогичное явление для смеси вазелина с иодоформом. При 45° никакого разложения иодоформа не наблюдалось.

Наибольший практический интерес представляет влияние света на галлоидные соединения серебра, т. е. на хлористое, бромистое и иодистое серебро; эти вещества подвергаются разложению, химический характер которого, впрочем, еще не выяснен детально. Еще в 1727 г. врач Schultze заметил, что мел, облитый раствором серебра в крепкой водке, чернеет и притом только в местах, подвергавшихся освещению. Затем Scheele (1777) и Senebier (1782) точнее исследовали влияние света на хлористое серебро. Совершенно сухое $AgCl$ менее подвержено действию света, чем сырое; при температуре белого каления это действие совершенно исчезает. Под влиянием света $AgCl$ превращается в различные низшие хлористые соединения, в Ag_3Cl_2 и далее в полухлористое серебро Ag_2Cl . Carey Lea изучил особое вещество, которое он назвал фотохлоридом серебра и которое по Hodgkinson'у имеет состав $Ag_3Cl_2Ag_2O$; Carey Lea полагает, что именно это вещество образуется при освещении хлористого серебра.

На пластинках серебра, подвергавшихся влиянию хлора или паров брома или иода, осаждаются пары ртути только в тех местах, которые предварительно были подвергнуты освещению.

Хлористое, бромистое и иодистое серебро, распределенные в бумаге, альбумине, коллоидоне, желатине и др., обладают замечательным свойством: под влиянием освещения они приобретают способность притягивать металлическое серебро *in statu nascendi*, выделяющееся из раствора азотносеребряной соли под влиянием растворов железного купороса, пирогалловой кислоты и др. Осаждение серебра тем гуще, чем интенсивнее данное место предварительно освещалось (физическое проявление). Хлористое и в особенности бромистое серебро переходит под влиянием непродолжительного освещения в особое, еще мало разгаданное неустойчивое химическое состояние, в котором оно подвергается разложению под влиянием целого ряда веществ, напр., растворов пирогаллולה, далее щелочного пирогаллולה, двойной щавелевокислой соли калия и железа, гидрохинона, метола и др. И в этом случае степень разложения зависит от интенсивности предварительного освещения (химическое проявление). Особенною светочувствительностью отличается т. наз. броможелатиновая эмульсия.

При продолжительном освещении уменьшается способность серебряных солей чернеть (т. наз. соляризация); затем она снова возрастает и вообще, как показал Lumière, с увеличением продолжительности освещения периодически убывает и возрастает.

Dewar нашел, что при -180° светочувствительность уменьшена на 80%; но даже при -200° , когда, вообще, все химические реакции прекра-

щаются, действие света еще существует. К тем-же результатам пришли А. и L. Lumière; охлаждение само по себе не действует на броможелатинную пластинку.

Светочувствительность увеличивается от прибавления веществ, поглощающих *Cl*, *Br* и *J*, каковы азотносеребряная, сернистонатровая, мышьяковонатровая ($Na_3AsO_4 + 10 H_2O$) соли, таннин и др.; эти вещества называются химическими сенсibiliзаторами. Совершенно другую роль играют открытые Vogel'em оптические сенсibiliзаторы, о которых было упомянуто выше. Обладая способностью поглощать световые лучи малой преломляемости, эти вещества, примешанные к серебряным солям, делают их чувствительными к этим лучам. Наилучшие оптические сенсibiliзаторы суть: хлористый цианин ($C_{30}H_{39}N_2Cl$) для лучей красных и оранжевых; эритрозин — для лучей желтых, эозин — для зеленых и желто-зеленых и т. д. Примесь определенных сенсibiliзаторов может броможелатинную эмульсию сделать чувствительной даже к инфракрасным лучам.

Из других примеров разложения веществ при освещении упомянем об азотистокислом амиле (амилнитрит) $C_5H_{11}NO_2$. Tyndall показал, что если через трубку, наполненную вполне прозрачными парами этого вещества, пропустить пучек лучей солнца или вольтовой дуги, то в ней образуется тяжелое беловатое облако, состоящее из продуктов разложения амилнитрита (амилнитрат и азотноватистая кислота).

Наиболее грандиозные фотохимические процессы происходят в растениях. Сущность их заключается в преобразовании CO_2 и H_2O в органические вещества, менее богатые кислородом, и потому способные гореть, причем в форме теплоты выделяется та химическая энергия, которая образовалась насчет первоначально поглощенной лучистой энергии.

Некоторые фотохимические действия проявляются не тотчас, когда начинается освещение, но лишь спустя некоторое время, потребное как бы для преодоления особого сопротивления, существующего в данном веществе. Это явление названо фотохимическою индукциею.

Здесь уместно сказать об интересной работе О. Wiener'a (1895), касающейся тел, способных воспринимать окраску других окружающих их тел, т. е. окраску падающего на их поверхность света. К ним относятся фотохлорид, открытый Carey Lea (стр. 405); сюда-же должны быть отнесены красящие вещества, содержащиеся в коже некоторых животных, в особенности гусениц и их куколок. Фотохлорид может быть получен окрашенным в любой из спектральных цветов; но если его осветить однородными лучами, то он принимает окраску, соответствующую этим лучам. О. Wiener объясняет это тем, что каждая разновидность фотохлорида, напр., красная, разлагается под влиянием всех не-красных лучей, ею поглощаемых. Лучи-же, имеющие цвет данного фотохлорида, отражаются поверхностью последнего, а потому химически на него не действуют. Таким образом, напр., при красном освещении может существовать только красная разновидность фотохлорида, которая и образуется из других разновидностей, как обладающая наибольшею устойчивостью

при данных внешних условиях. Аналогичными свойствами обладают, вероятно, и пигменты кожи некоторых гусениц: при данном освещении образуется тот из пигментов, который падающими лучами не разлагается, (так как он эти лучи не поглощает, но отражает), т. е. образуется пигмент, окрашенный одинаково с падающими на него лучами. Основываясь на этих идеях О. Wiener'a, многие ученые старались открыть красящие вещества, которые удовлетворяли бы только что изложенным условиям. Сюда относятся работы Vallot'a, Worel'я, Garbasso и др. Garbasso находит, что некоторые красящие вещества (из производных хинолина) обнаруживают тенденцию принять цвет тех лучей, которыми они освещаются. Гораздо дальше удалось пойти Neuhauss'у; ему удалось составить такие смеси красящих веществ, которые при освещении через окрашенные стекла действительно принимали окраску этих стекол. Для получения зеленой окраски Neuhauss прибавляет к смеси хлорофилл. Чтобы ускорить обесцвечивание веществ, имеющих окраску, не соответствующую окраске стекла, и след. поглощающих лучи, проходящие через эти стекла, он прибавляет к смеси желатину с перекисью водорода. После пятиминутного освещения через разноцветные стекла он получает на пластинке, содержащей смесь, все цвета. Для фиксирования (см. ниже), может служить раствор медной соли. Огромное значение этих работ несомненно.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2.

- J. Herschel.* Phil. Trans. 1845 p. 143, 147; Ann. chim. et phys. (3) 38 p. 378, 1853.
D. Brewster. Edinb. Trans. 1846, part. II p. 3; Pogg. Ann. 73 p. 531, 1848; Ann. chim. et phys. (3) 38 p. 376, 1853.
Zswett. Ztschr. f. phys. Chem. 36 p. 450, 1901.
Stokes. Phil. Trans. 1852, part. II. p. 403; Pogg. Ann. 87 p. 480, 1852; 91 p. 158, 1854; Ergbd. 4 p. 177, 1854; 96 p. 522, 1855; 123 p. 30, p. 472, 1864.
Lommel. Pogg. Ann. 143 p. 26, 1871; 159 p. 514, 1876; 160 p. 75, 1877; W. A. 3 p. 113, p. 251, 1878; 8 p. 244, p. 634, 1879; 10 p. 640, 1880; 19 p. 356, 1883; 21 p. 422, 1884.
Stenger. W. A. 28 p. 215, 1886; 33 p. 577, 1888.
Nichols a. Merrii. Phys. Rev. 18 p. 355, 403, 1904; 19 p. 18, 396, 1904; 30 p. 328, 1910; 31 p. 381, 500, 1910; 32 p. 38, 1911.
Ramsay and Young. Chem. News 53 p. 205, 1886.
E. Wiedemann. W. A. 41 p. 209, 1890.
E. Wiedemann и G. C. Schmidt. W. A. 56 p. 18, 1895; 57 p. 447, 1896.
G. C. Schmidt. W. A. 58 p. 103, 1895.
Wood a. Moore. Phil. Mag. (6) 6 p. 362, 1903.
Wood. Phil. Mag. (6) 10 p. 513, 1905; 12 p. 392, 499, 1906; 15 p. 581, 1908; 18 p. 244, 1909.
Puccianti. Atti Akad. dei Lincei 13 p. 430, 1904.
Donath. W. A. 58 p. 608, 1896.
Liebermann. Chem. Ber. 13 p. 913.
Buckingham. Ztschr. f. phys. Chem. 14 p. 129.
Richard Meyer. Ztschr. f. phys. Chem. 24 p. 468, 1897; Chem. Ber. 31 p. 510, 1898.
Hewitt. Ztschr. f. phys. Chem. 34 p. 1, 1900.

К § 3.

Becquerel. Ann. chim. et phys. (3) 55 p. 5; La lumière, ses causes et ses effets. Paris 1867.

Lecoq de Boisbaudran. C. R. 103 p. 468, 629, 1886; 104, 105, 1887; 106, 1888; 110 p. 24, 67, 1890.

Verneuil. C. R. 103 p. 600, 1886; 104 p. 501, 1887.

Klatt u. Lenard. W. A. 38 p. 90, 1889; Annal. d. Phys. (4) 12 p. 439, 1903; 15 p. 225, 425, 633, 1904.

Waentig. Phys. Chem. 51 p. 435, 1905.

Dahms. Ann. d. Phys. (4) 13 p. 425, 1904.

Nichols u. Merrit. Phys. Rev. 21 p. 247, 1905; 22 p. 279, 1906; 23 p. 37, 1906; 25 p. 362, 1907; 27 p. 367, 1908.

Le Rouz. C. R. 140 p. 84, 239, 1905.

H. Becquerel. C. R. 146 p. 440, 1908; 151 p. 981, 1910.

Becquerel et Kamerlingh-Onnes. Ann. chim. et phys (8) 20 p. 145, 1910.

Lenard. W. A. 46 p. 637, 1892.

Dewar. Chem. News 70 p. 252, 1894; Chem. Centralbl. 1 p. 1, 1895; Proceed. Chem. Soc. 10 p. 171.

Klatt u. Lenard. W. A. 38 p. 90, 1889.

E. Wiedemann. W. A. 34 p. 446, 1888; 37 p. 222; 1889; Verh. d. phys. Ges. 16 p. 37, 1897.

Pictet. C. R. 119 p. 527, 1894.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ.

Измерение лучистой энергии.

§ 1. Задачи, представляющиеся при измерении лучистой энергии.

Терминология. Задача об измерении лучистой энергии естественно распадается на три задачи, находящиеся, однако, в тесной между собою связи, так что одни и те же методы служат для их разрешения. Эти три задачи суть: 1) измерить источник, т. е. его способность испускать лучистую энергию; 2) измерить поток лучистой энергии, т. е. количество энергии E , которое в единицу времени проходит через единицу поверхности, перпендикулярной к направлению лучей; 3) измерить влияние источника на поверхность другого тела при данном положении обоих; сюда относятся вопросы о количестве лучистой энергии, падающей на данную поверхность и о том количестве, которое вновь испускается поверхностью. В частном случае это суть вопросы об освещении и об яркости освещенной поверхности.

В весьма многих случаях представляется, однако, необходимым измерить не полную энергию данного потока, но лишь ту величину, которую принято называть силою света или световую напряженность потока в данном месте, и которую еще можно было бы назвать физиологическою или оптическою энергиею потока в данном месте. Эту величину, которую обозначим через i , определяют иногда словами: количество света, проходящее в единицу времени через единицу поверхности, перпендикулярной к лучам. Величина i измеряется путем

наблюдения того физиологического эффекта, который производится потоком, а потому ясно, что i есть функция двух величин: энергии потока и чувствительности глаза.

Укажем на важное обстоятельство: мы не способны сравнивать физиологические эффекты потоков, имеющих неодинаковый состав; мы не можем даже судить о равенстве этих эффектов, иначе говоря, мы не можем определить равны или неравны напряженности двух равноцветных источников, напр., красного и зеленого. Отсюда следует, что сравнивать силу света или оптическую энергию можно только для потоков определенного данного состава. Оптические энергии потоков различного состава, напр., различного цвета суть величины несоизмеримые, не имеющие общей меры.

Для однородного потока, определяемого длиной волны λ , несомненно, что оптическая энергия i пропорциональна механической энергии E . Обозначая через k коэффициент пропорциональности, мы можем написать, что

$$i = kE. \dots \dots \dots (1)$$

где k зависит от выбора единицы силы света данной длины волны λ .

Для сложного потока формула (1) остается верною только при не переменном условии, чтобы всякое изменение его энергии E являлось результатом одинакового относительного изменения энергии всех его составных видимых частей. Формула (1) может быть проверена путем опытов, ибо существует целый ряд случаев, когда изменение величины E можно определить теоретически, а соответствующее изменение величины i — измерить непосредственно. Для примера укажем хотя-бы на то, что энергия E потока, испускаемого небольшим источником, должна быть обратно пропорциональна квадрату расстояния от этого источника; непосредственными же опытами можно доказать, что сила света или оптическая энергия потока также обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника.

Совершенная несоизмеримость оптических энергий разноцветных потоков доказывается следующим важным наблюдением Purkinje: если два разноцветных потока, напр., красный и синий, постараться сделать равными по световому напряжению, то при ослаблении обоих в одинаковое число раз, синий поток покажется более ярким, чем красный. Отсюда явствует вся призрачность попыток сравнения силы света разноцветных источников.

Когда потоки лучистой энергии мало отличаются по составу видимых частей (по оттенку или цвету), то оптическое их сравнение еще возможно, хотя точность этого сравнения значительно меньше, чем в случае равенства их состава. На практике мы в огромном большинстве случаев имеем дело с потоками, цвет которых более или менее приближается к цвету белому. Принимая во внимание, что для потоков данного состава, белых или окрашенных, физиологический эффект несомненно пропорционален энергии E , где E отнесено к единице поверхности, мы можем

и величину i , т. е. силу света, физиологическую энергию или количество света в данном месте, отнести к единице поверхности, полагая, что эта не поддающаяся чисто физическому определению величина обладает тем свойством, что количество ее, проходящее в данном месте через поперечное сечение однородного потока, пропорционально времени и площади этого сечения. Измерение величины i мы будем основывать во первых на выборе единицы количества света, относящейся к некоторому определенному потоку того-же, конечно, состава, и во-вторых на формуле (1), дающей нам возможность менять i в определенном отношении, так как законы изменения E для весьма многих случаев нам точно известны.

Под силою света или напряженностью J источника мы будем понимать величину, измеряемую тем количеством света, которое в единицу времени падает на (или проходит через) единицу поверхности сферы, находящуюся на единице расстояния от источника; иначе: сила света J источника измеряется силою света на единице расстояния от него. Если i есть сила света на расстоянии r от источника, то $J = air^2$, где a коэффициент пропорциональности. Мы можем положить $a = 1$, связывая единицы величин J и i тем, что источник, сила света или яркость которого $J = 1$, дает на расстоянии $r = 1$ силу света или физиологическую энергию потока $i = 1$. В этом случае имеем

$$\left. \begin{aligned} J &= ir^2 \\ i &= \frac{J}{r^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Данное здесь определение величины J , строго говоря, годится только для источников весьма малых, для так наз. „светящихся точек“, но мы можем его удержать для всякого источника, размеры которого малы, сравнительно с расстоянием r , на котором мы наблюдаем световой поток. Величина i может быть неодинаковою в различных точках сферы, описанной радиусом r около источника, а именно, когда источник обладает в различных направлениях неодинаковою напряженностью J , которую в этом случае можно рассматривать, как функцию полярных координат φ и ψ , если центр координатной системы принять в центре источника. Полным напряжением I источника мы назовем полное количество света, испускаемое им во всех направлениях в единицу времени. Для источника, напряженность J которого не зависит от направления, имеем

$$I = 4\pi J = 4\pi ir^2 \dots \dots \dots (3)$$

В общем-же случае мы должны положить

$$I = \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi} J \sin \varphi d\varphi d\psi \dots \dots \dots (4)$$

Для многих источников J не зависит от азимута; взяв ось координат вертикальною, имеем для этого случая

$$I = 2\pi \int_0^{\pi} J \sin \varphi d\varphi \dots \dots \dots (5)$$

Средним напряжением или среднюю силу света источника мы назовем величину

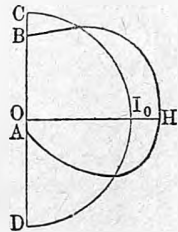
$$J' = \frac{1}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\pi} J \sin \varphi d\varphi d\psi \dots \dots \dots (6)$$

Когда J не зависит от ψ , то мы имеем, см. (5),

$$J' = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} J \sin \varphi d\varphi \dots \dots \dots (7)$$

Проводя из центра источника по всем направлениям радиусы-векторы и откладывая на них длины, пропорциональные величинам J , соответствующим этим направлениям, получаем, как геометрическое место концов радиусов векторов, некоторую поверхность. Кривая BHA (рис. 258) показывает меридиональную кривую этой поверхности для пламени лампы Карселя, о которой будет сказано ниже, и для которой J не зависит от азимута ψ . На рис. 259 изображена такая-же меридиональная кривая для дуговой лампы (вольтовой дуги); на рис. 260 экваториальная, а на рис. 261 меридиональная кривая для лампочки накаливания с простою дугообразною угольною нитью.

Рис. 258.



Имея дело с источниками, размерами которых нельзя пренебречь, мы должны их поверхность разделить на элементы, и каждый из последних рассматривать, как источник света, испускающий свет во все стороны. Для твердых и жидких светящихся тел мы при этом должны принять во внимание закон испускания, т. наз. закон косинусов, который был рассмотрен на стр. 147.

Рассматривая поверхность источника, мы встречаемся еще с одною величиной, а именно с яркостью источника, или, точнее, с его поверхностною яркостью. Эта величина определяется количеством света, которое испускается единицею поверхности в единицу времени. Два источника могут обладать одинаковою напряженностью, но различною яркостью, когда их поверхности различны. Понятно, что различные части поверхности данного источника могут обладать неодинаковою яркостью.

Чтобы не вводить еще новой буквы, обозначим теперь через $J d\sigma$ количество света, испускаемое в единицу времени элементом $d\sigma$ светящейся поверхности по направлению нормали к этому элементу. Вычислим то количество света Q , которое испускается элементом $d\sigma$ внутри телесного угла, лежащего у вершины $d\sigma$ конуса, ось которого есть нормаль к $d\sigma$, и

образующия которого составляют угол φ с осью. Вводя полярные координаты φ и ψ , имеем:

$$Q = \int_{\psi=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\varphi} J d\sigma \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\psi$$

Этот интеграл равен

$$Q = \pi J d \sigma \sin^2 \varphi \dots \dots \dots (7, a)$$

Обращаемся к поверхности, на которую падает поток световых лучей. Освещение q поверхности в данном месте определяется количеством света, падающего в единицу времени на единицу этой поверхности. Пусть i

Рис. 259.

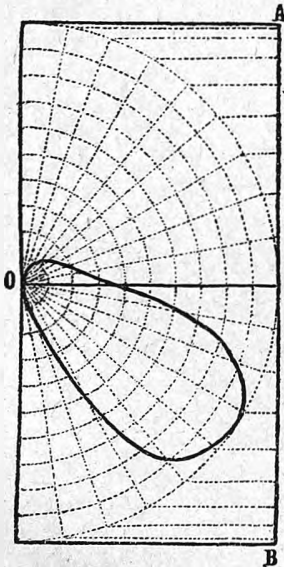


Рис. 260.

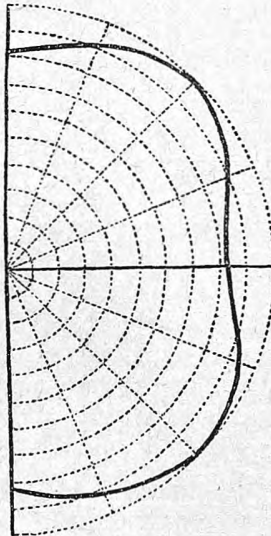
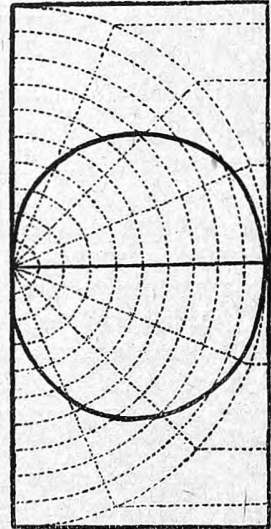


Рис. 261.



сила света в том месте, где находится освещаемая часть поверхности, и пусть α угол между нормалью к поверхности и направлением падающих лучей. Тогда освещение

$$q = i \cos \alpha \dots \dots \dots (8)$$

Количество света dq , падающее в единицу времени на элемент ds поверхности, равно

$$dq = i \cos \alpha ds \dots \dots \dots (9)$$

Если источник (небольших размеров) силы света J находится на расстоянии r от ds , то

$$dq = \frac{J \cos \alpha ds}{r^2} \dots \dots \dots (10)$$

Когда на поверхность AB (рис. 262) падают лучи от светящейся поверхности CD , то для определения освещения элемента ds первой раз-

делим вторую (CD) на элементы $d\sigma$, и пусть опять $Jd\sigma$ количество света, испускаемое одним из них в единицу времени по направлению нормальному. Тогда количество света, падающее на элемент ds от элемента $d\sigma$, равно

$$dq = \frac{J \cos \alpha \cos \beta d\sigma ds}{r^2} \dots \dots \dots (11)$$

где β угол между r и нормалью к $d\sigma$. Полное количество света dq , падающее на элемент ds , равно

$$dq = ds \int \frac{J \cos \alpha \cos \beta d\sigma}{r^2} \dots \dots \dots (11, a)$$

Освещение q поверхности AB около элемента ds равно

$$q = \int \frac{J \cos \alpha \cos \beta d\sigma}{r^2} \dots \dots \dots (12)$$

Наконец среднее освещение q' поверхности AB поверхностью CD равно

$$q' = \frac{1}{s} \int ds \int \frac{J \cos \alpha \cos \beta d\sigma}{r^2} \dots \dots \dots (13)$$

где s величина поверхности AB .

Мы не будем приводить примеров вычисления величин q или q' для

Рис. 262.

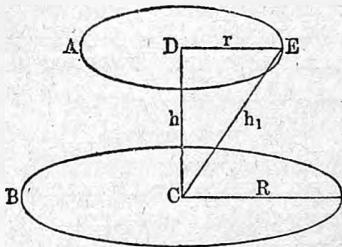
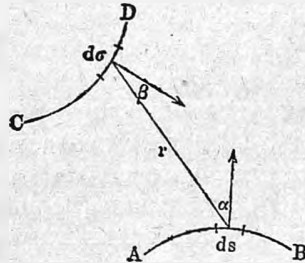


Рис. 263.



различных частных случаев: их можно найти в сочинениях Lambert'a, Beer'a, Guenther'a, Noehl'я и др., упомянутых в конце этой главы. Ограничиваемся приведением результата вычисления для одного частного случая, предоставляя читателю проверить формулу. Среднее освещение q' круга B (рис. 263) кругом A , ему параллельным, для случая, когда прямая $CD = h$, соединяющая центры кругов, перпендикулярна к ним, равно

$$q' = \frac{J}{4R^2} (h_1 - h)^2,$$

где R радиус круга B , r радиус круга A , и $h_1 = CE = \sqrt{h^2 + r^2}$.

Освещение q поверхности зависит от светового потока, на нее падающего, и от ее положения. Нам остается познакомиться еще с одной величиной, которую назовем яркостью освещенной поверхности и обозначим через p . Пусть dq количество света, падающее на элемент ds

поверхности, равномерно рассеивающей часть μdq этого света во все стороны, где μ правильная дробь. Окружим ds мысленно поверхностью полушара, радиус которого единица, и будем освещенный элемент ds рассматривать как источник света, яркость которого $p ds$. Примем, как при выводе формулы (7, а), нормаль к ds за ось полярных координат φ, ψ ; тогда полное количество света, проходящее через поверхность полушара, равно

$$\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\varphi=0}^{\frac{\pi}{2}} p ds \cos \varphi \sin \varphi d\varphi d\psi = \pi p ds$$

Это количество должно равняться μdq , откуда яркость освещенной поверхности

$$p = \frac{\mu dq}{\pi ds} = \frac{\mu q}{\pi} \dots \dots \dots (14)$$

где dq и q определяются формулами (9) и (8).

Дробь μ называется альбедо (Albedo) рассматриваемой поверхности. Кононович находит для белого картона $\mu = 0,852$.

Интересный случай освещения представляют тела, в которых происходит внутреннее рассеивание света, напр., молочное стекло. Оказывается, что пластинка молочного стекла, освещенная с одной стороны, представляет с другой стороны источник света, напряжение которого пропорционально освещению, которому она подвержена. Однако, закон косинусов для испускания неприложим к такой пластинке; элемент ds ее поверхности, испускающий по направлению нормали количество света $J ds$, испускает по направлению, составляющему угол $\beta = 60^\circ$, не количество $0,5 J ds$, как бы следовало ($\cos 60^\circ = 0,5$), но количество $0,435 J ds$. Внутри молочного стекла освещение передается от слоя к слою почти только по направлению, перпендикулярному к поверхности пластинки, независимо от угла падения лучей на пластинку. Если сложить несколько пластинок молочного стекла так, что образуется одна пластинка $ABCD$, рис. 264, толщиной в 10 мм., и на поверхность AB , покрытую черной бумагой, имеющей круглый вырез ab , направить пучек лучей, составляющих угол $\beta = 78^\circ$ с нормалью, то в mn получается круглое пятно, радиус которого не отличается заметно от радиуса выреза ab . Только края пятна mn представляются не резкими. На рис. 264 L источник света, H чечевица, FG трубка, SS экран.

Внутреннее рассеивание, наблюдаемое в жидкостях, вызывается находящимися в них пылинками. На стр. 215 мы познакомились с работами Spring'a, Battelli и др., которым удалось получить „оптически пустые“ воду и другие жидкости.

Приборы, служащие для сравнения двух источников света или двух освещений, называются фотометрами.

Мы подробно рассмотрели величины, с которыми приходится иметь дело, когда вопрос идет о световых эффектах потока лучистой энергии.

Существуют, однако, случаи, когда нам необходимо знать величину химического эффекта потока лучистой энергии. Здесь не может быть и речи об измерении какой-либо определенной физической величины, вполне характеризующей данный поток. Величина химического эффекта зависит не только от состава потока и от энергии различных его частей, но и от характера той химической реакции, которая должна быть вызвана. Отношение химических энергий двух потоков, отличающихся составом, получается поэтому совершенно различным, если измерять эти энергии различными химическими реакциями. Остановившись, однако, на определенной химической реакции, напр., на соединении хлора с водородом или на разложении галоидных солей серебра, мы можем сравнивать химические эффекты двух потоков. Приборы, служащие для этих сравнений, назывались прежде актинометрами; но это название в настоящее время вошло во всеобщее употребление для совершенно других приборов (см. ниже). Поэтому мы будем называть первые химическими или динамическими фотометрами.

Мы сказали о сравнении оптических и химических эффектов двух потоков; эти эффекты зависят от некоторых частей энергии E сложного

Рис. 264.

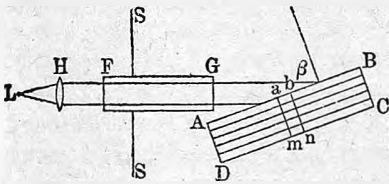
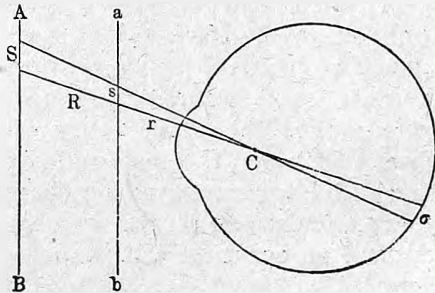


Рис. 265.



потока. Нам остается сказать об измерении полной энергии E потока лучистой энергии. Такое измерение возможно только путем поглощения лучистой энергии вычерненной (покрытой сажей) поверхностью какого-либо тела, причем энергия почти целиком (вероятная потеря составляет 2%) переходит в энергию тепловую, которая и измеряется одним из способов, служащих для этой цели: сюда относятся способ термоэлектрический, способ болометра, далее способ термоэлектрический, основанный на измерении повышения температуры, способ таяния льда и т. д.

Особый интерес представляет измерение потока лучистой энергии, испускаемого солнцем и доходящего при различных условиях до той точки около поверхности земли, где производится измерение. Наука, занимающаяся измерением энергии солнечных лучей, называется актинометрией, а приборы, служащие для этих измерений — актинометрами (дают меру относительную) и пиргелиометрами (дают меру абсолютную).

Величины, о которых до сих пор говорилось в этом параграфе, имеют, так сказать, объективный характер; они как-бы существуют в определенном месте пространства, независимо от наблюдателя. Нам остается рассмотреть некоторые величины, имеющие субъективный характер, измеряющие величину впечатления, воспринимаемого наблюдателем. Хотя устройство нашего органа зрения, т. е. глаза, будет рассмотрено только в гл. XI, мы все-же считаем более уместным сказать об этих величинах уже здесь. Величина светового впечатления, т. е. видимая яркость, зависит от количества света, падающего в единицу времени на единицу поверхности, или на данную точку сетчатой оболочки глаза. Следует отличать два случая.

I. Источник света представляется в виде точки; сюда относятся, напр., неподвижные звезды. Изображение на сетчатой оболочке образуется тем количеством света, которое проникает в глаз через зрачок. Ясно, что видимая яркость светящейся точки обратно пропорциональна квадрату ее расстояния от наблюдателя и прямо пропорциональна площади зрачка. При этом предполагается, что кружок, представляющий изображение этой точки на сетчатой оболочке, настолько мал, что наблюдатель видит точку, без заметной для него протяженности.

II. Источником света служит равномерная светящаяся поверхность. Легко убедиться в справедливости следующей весьма важной теоремы: видимая яркость светящейся поверхности не зависит от ее расстояния от глаза наблюдателя. Действительно: пусть σ (рис. 265) весьма малая часть сетчатой оболочки глаза, AB светящаяся плоскость, R ее расстояние от глаза, C оптический центр глаза (см. ниже). На σ получается изображение части S плоскости AB ; яркость этого изображения зависит от количества света q , исходящего от S , попадающего на зрачок и собираемого на поверхности σ . Но это количество равно

$$q = C \frac{S \cos \varphi}{R^2},$$

где C коэффициент пропорциональности, φ угол между нормалью N к S и лучами. Если переместить AB в ab на расстояние r от глаза, то количество q' света, собираемого на σ , будет равно

$$q' = C \frac{s \cos \varphi}{r^2}.$$

Но так как $S : s = R^2 : r^2$, то ясно, что $q = q'$, т. е. что видимая яркость поверхности не зависит от ее расстояния от глаза.

Можно рассуждать иначе: если часть S светящейся поверхности приблизить в k раз, то количество лучей, образующих изображение в глазу, увеличится в k^2 раз; но площадь изображения также увеличится в k^2 раз, а потому видимая яркость не изменится.

§ 2. Единицы силы света. Механический эквивалент света. За единицу силы света следует принять силу света на единице расстояния от

некоторого определенного источника света. Такой источник должен обладать постоянством, т. е. его световое напряжение не должно меняться в течение промежутка времени, необходимого для производства измерений. Кроме того необходимо, чтобы источники, устроенные в различное время и в различных местах, давали действительно одинаковую силу света. Наиболее употребительные единицы силы света суть следующие:

I. Английская свеча, спермацетовая, сжигает 7,77 гр. в час; толщина свечи 2 см., средняя высота пламени 45 мм.

II. Немецкая свеча V.-К. (Vereinskerze), параффиновая, точка плавления 55°, размеры точно определены, высота пламени 50 мм. Реже употребляется ныне Мюнхенская свеча, стеариновая.

III. Старая французская свеча (de l'Étoile), равная $\frac{1}{7}$ Карселя (см. ниже); новая свеча (6 на 500 гр.) около $\frac{1}{8}$ Карселя.

IV. Лампа Карселя, размеры всех частей которой строго установлены работами Dumas и Regnault; она в час должна сжигать 42 гр. сурепного масла (huile de Colza).

V. Лампочка Гефнер-Альтенека (Hefner-Alteneck) весьма простой конструкции со сплошным фитилем; в ней горит уксусный амил (амилацетат). Пламя свободное (без стекла), высота его 40 мм., ширина 8 мм. Эта единица ныне вошла во всеобщее употребление, и мы к ней возвратимся ниже.

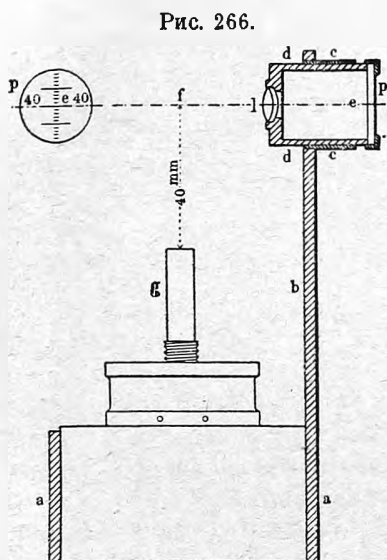
VI. Единица Виолля. Международный съезд электротехников в Париже установил в 1884 г., по предложению Violle'я, считать за единицу силы света всякой длины волны, а также света белого, ту силу света соответствующего рода (простого или белого), которая испускается одним кв. сантиметром поверхности затвердевающей платины по направлению нормали к этой поверхности. Десятичную свечью названа $\frac{1}{20}$ единицы Виолля. Перечисленные выше „свечи“ не отличаются ни постоянством, ни определенностью силы света, в которой бывают колебания, доходящие до 10%; колебания единицы света Карселя также равны нескольким процентам. Осуществление единицы Виолля представляет весьма большие затруднения, которых еще не удалось преодолеть. Попытка Siemens'a заменить затвердевающую платину плавящеюся также не увенчалась успехом. Наибольшим постоянством отличается единица Гефнер-Альтенека — амилацетатовая лампочка, колебания силы света которой не превышают $\pm 1\%$, вследствие чего она пользуется большим распространением.

Из предыдущего ясно, что отношение различных единиц силы света не может быть установлено с некоторою точностью. Приблизительно можно считать равными между собою свечу de l'Étoile и V.-К., а также английскую свечу и единицу Гефнера. Далее имеем

	Карсель.	de l'Étoile = V.-К.	Гефн.-Альт.	Десятичн. свеча.	Единица Виолля.
Единица Виолля. =	2,08	16,6	22,8	20	1
Карсель =	1	8,0	10,9	9,6	0,48
Гефн.-Альтенек . =	0,092	0,84	1	0,885	0,044

Для лампочки Гефнер-Альтенека мы привели числа, соответствующие результатам тщательных измерений Lummer и Brodhun'a (1890) и Laporte'a (1898).

Техническим целям наиболее удовлетворяет лампочка Гефнер-Альтенека. Она изображена в разрезе на рис. 266. В сосуде *aa* находится амилацетат; фитиль, проходящий через трубку *g*, может быть поднимаем и опускаем обычным способом. На столбике *b* помещено кольцо *cc*, в котором находится трубка *ddp*; *l* линза, дающая изображение верхнего острия пламени, на матовом стекле *p*, на котором имеется шкала, отдельно изображенная слева. Перемещая трубку *ddp*, получают резкое изображение пламени, а меняя высоту фитиля, доводят пламя до надлежащей высоты в 40 мм.



Эта лампочка была весьма тщательно исследована, между прочим, в Physikalisch-Technische Reichsanstalt (1890, 1893, 1895). Влияние влажности и давления воздуха, а также содержания углекислоты на силу света этой лампочки исследовал Liebenthal. Оказалось, что атмосферное давление мало влияет на силу света, а именно, изменение давления на 40 мм. вызывает изменение силы света на 0,4%. Влажность измерялась об'емом *v* в литрах, который занимал бы пар, приходящийся на 1 куб. метр сухого воздуха, если бы он при температуре и давлении воздуха находился в состоянии насыщения. Оказалось, что сила света уменьшается на 0,55%, когда этот об'ем пара увеличивается на один литр. Величина *v* вычисляется по формуле

$$v = 1000 \frac{e}{b - e - e_1}$$

где *e* упругость пара, определенная психрометром (т. III), *e*₁ упругость углекислоты, которую можно пренебречь, и *b* постоянная в психрометрической формуле Sprung'a

$$e = e' - \frac{1}{2} (t - t') \frac{b}{755};$$

здесь *e'* упругость насыщенного пара при температуре *t'* влажного термометра. За единицу принята сила света лампочки в том случае, когда *v* = 8,6 литр. Наконец, оказалось, что сила света уменьшается на 0,72%, когда об'ем CO₂ в 1 куб. м. сухого воздуха увеличивается на один литр.

Fégu предложил (1898) пользоваться пламенем ацетилена, вытекающего из трубки 0,5 мм. диаметра. При высоте пламени между 10 и 25 мм.

сила света пропорциональна этой высоте. Дальнейшие исследования привели его в 1904 г. к следующей конструкции ацетиленовой лампы: Пламя колеблется между 32 мм. и 28 мм. При помощи линзы от этого пламени отбрасывается изображение на вертикальный экран. В этом последнем имеется 4-хугольное отверстие, пропускающее наиболее яркую часть пламени. Лампа должна потреблять в 1 час 7 литров ацетилена. Сила света ее = 0,25 карсел. Наконец, имеется еще десятисвечная пентановая лампа Harcourt'a, которая применяется в Англии. Ее изучали Liebenthal (1895), Paterson (1904) и Brodhun (1909). Оказывается, что колебания барометрического давления производят на эту лампу слишком заметное влияние. Nutting (1908) предложил принять за единицу силу света гейсслеровой трубки с гелием при точно установленных условиях.

Clayton, Sharp и Turnbull произвели тщательное сравнение некоторых единиц силы света, при чем они пользовались болометром. Они находят:

$$\frac{\text{Немецк. свеча}}{\text{Англ. свеча}} = 1,2275; \quad \frac{\text{Единица Гейфнера}}{\text{Англ. свеча}} = 0,9415.$$

Обращаемся к вопросу об измерении видимой лучистой энергии в обыкновенных единицах энергии, т. е. в калориях или в эргах. Число таких единиц энергии, эквивалентных видимой лучистой энергии, испускаемой в телесном угле, равном единице, и в единицу времени источником, сила света которого принята равною единице, называют механическим эквивалентом света. Для определения этой величины, которую мы обозначим через e , необходимо знать полное количество E энергии, испускаемой источником, и отношение

$$c = \frac{e}{E} \dots \dots \dots (15)$$

видимой энергии e ко всей энергии E . Первая попытка в этом направлении была сделана J. Thomsen'ом (1865). Первые точные измерения произвел Tumlriz. Он измерял E при помощи особого рода воздушного термометра, а отношение c при помощи термоэлектрического столбика, на который лучи падали сперва непосредственно, а затем пройдя столб воды. Для амилацетатовой лампочки Tumlriz находит $E = 0,1483$ малой калории, и $c = \frac{1}{41,1}$; видимая энергия равна, таким образом, $\frac{1}{41,1}$ части всей испускаемой энергии. Зная E и e получаем

$$e = 0,00361 \text{ мал. калор.} = 151500 \text{ эргов} \dots \dots \dots (16)$$

Из этого числа Tumlriz выводит, что солнце обладает

$$102 \cdot 10^{25} \text{ Н.-А.}$$

где Н.-А. (Hefner-Alteneck) обозначает амилацетатовую единицу силы света. Одновременно с Tumlriz'ом работал E. Wiedemann, также определявший энергию, испускаемую светящимися телами. Так, он на-

ходит, что 1 гр. натрия, распределенный в пламени бунзеновской горелки, испускает в секунду количество желтого света, эквивалентное 3210 мал. калориям.

К. Angstroem (1902) вновь исследовал единицу Н.-А.; его числа значительно отличаются от чисел Tumlitz'a. Величину E он измерил своим компенсационным пиргелиометром, который будет описан ниже. Он находит $E = 0,215$ мал. кал. в сек. через единицу телесного угла, или, что то же самое, напр., через 1 кв. см. на расстоянии 1 см. Для определения отношения c , Angstroem берет две лампочки, разлагает свет одной в спектр, уничтожает невидимые лучи ширмами и соединяет видимые при помощи линзы на поверхности фотометра. Другая лампочка располагается так, что она освещает фотометр одинаково с первой. Заменяв фотометр болометром, он определил отношение энергий двух потоков. Это отношение, очевидно равное искомому c , оказалось равным

$$c = 0,009.$$

Итак, видимая энергия лампочки Н.-А. менее 1% всей испускаемой ею энергии. Для механического эквивалента e видимой лучистой энергии амилацетатовой лампочки получается

$$e = 0,215 \cdot 0,009 = 0,00194 \text{ мал. кал.} = 81000 \text{ эргов} \dots (17)$$

На расстоянии одного метра от лампочки на 1 кв. см. в 1 секунду падает 8,1 эрга. Для пламени ацетиленового Angstroem находит

$$c = 0,05.$$

§ 3. Фотометры Bunsen'a и Lummer-Brodhun'a. Фотометры служат для определения отношения сил света J_1 и J_2 двух источников, из которых один может представлять избранную единицу силы света. Во многих фотометрах (Rumford, Ritchie) два источника ставятся на таких расстояниях d_1 и d_2 от двух частей некоторой плоскости, чтобы эти части представлялись одинаково освещенными. В этом случае

$$\frac{J_1}{d_1^2} = \frac{J_2}{d_2^2} \dots (18)$$

откуда

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{d_1^2}{d_2^2} \dots (19)$$

Силы света двух источников прямо пропорциональны квадрату расстояния их от одинаково освещаемой ими поверхности. В виде примера укажем на некоторые сюда относящиеся фотометры.

Фотометр Joly изображен на рис. 267. На дощечке H помещены два куска парафина, плотно прижатые друг к другу. В пластинке B сделан вырез, через который наблюдатель видит линию раздела двух кусков парафина. Рамка M служит для вставления цветных стекол. Сравнимые источники устанавливаются с двух сторон от прибора на таких

расстояниях, чтобы линия раздела исчезла; формула (19) остается справедливою. Существуют фотометры, в которых парафин заменен двумя кусками молочного стекла, между которыми проложен тонкий слой фольги.

В течение долгого времени широко пользовались фотометром Bunsen'a. Существенная часть этого прибора состоит из вертикально установленного листа белой бумаги, на котором сделано жирное пятно парафином, спермацетом или маслом. Если такую бумагу осветить с двух сторон, то пятно кажется неодинаково светлым, смотря по тому, с которой стороны мы на него смотрим. Когда освещение с обеих сторон одинаковое, то, понятно, и пятно представляется одинаковым, с которой бы стороны мы ни смотрели. Перемещая один из источников, можно всегда достигнуть того, что пятно исчезает для наблюдателя, смотрящего на бумагу с какой-либо одной определенной стороны; оно сливается с фоном. Но при этом пятно с другой стороны бумаги непременно будет видно, т. е. оно не может одновременно исчезнуть с обеих сторон. Для удобства наблюдения пятна, одновременно с двух сторон, ставят бумагу между

Рис. 267.

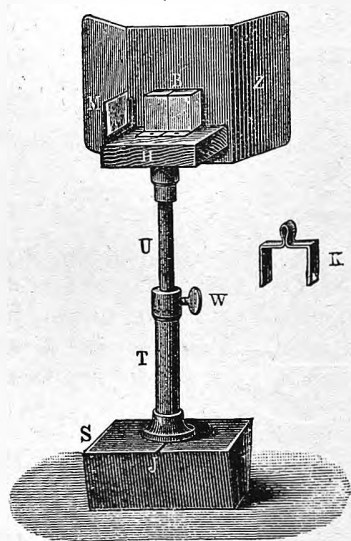
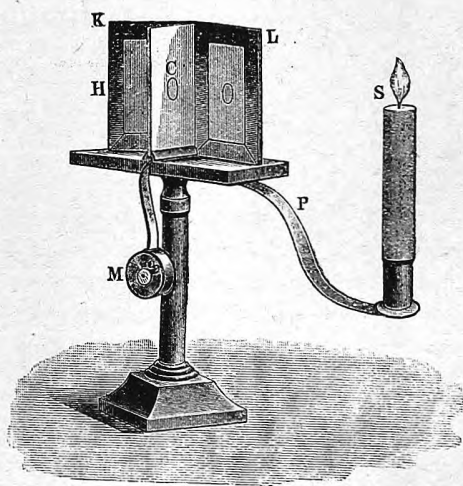


Рис. 268.



двумя зеркалами, составляющими между собою тупой угол, как это видно на рис. 268, где K и L зеркала, C жирное пятно.

Существуют два главных способа сравнения сил света J_1 и J_2 двух источников при помощи фотометра Bunsen'a.

1 способ. С одной стороны от пятна ставится постоянный источник света, напр., свеча S ; с другой стороны устанавливают источники J_1 и J_2 последовательно на таких расстояниях d_1 и d_2 , чтобы пятно каждый раз исчезало с одной и той же стороны, напр., со стороны H . Ясно, что оба источника вызвали одинаковое освещение бумаги и пятна с этой стороны,

и потому приложима формула (19), т. е. $J_1 : J_2 = d_1^2 : d_2^2$. Лента M служит для измерения расстояний d_1 и d_2 .

II способ. Сравнимые источники ставят с двух сторон от бумаги

Рис. 269.

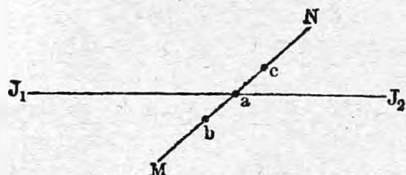
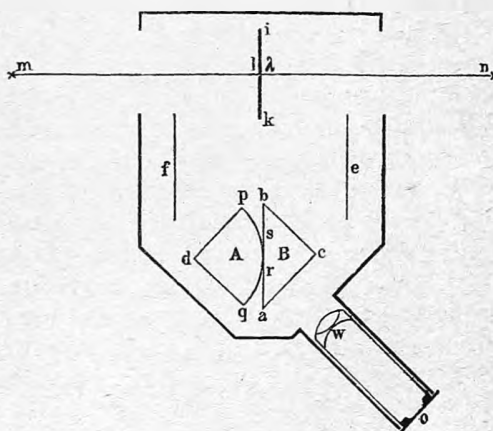
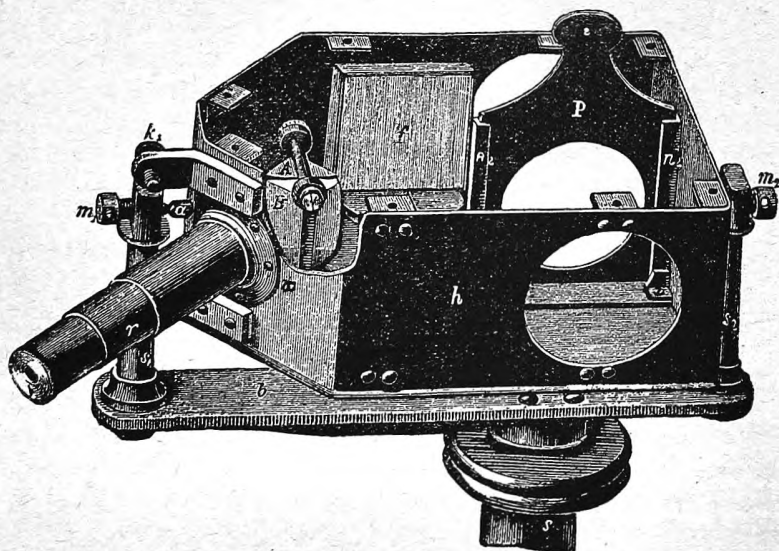


Рис. 270.



на таких двух расстояниях d_1 и d_2 , чтобы пятно с обеих сторон представлялось одинаково светлым. Ясно, что (19) прилагается и здесь, т. е. что $J_1 : J_2 = d_1^2 : d_2^2$. Если один из источников дает единицу силы света, то

Рис. 271.



по приведенной формуле получается число единиц силы света, даваемых другим источником.

Н. А. Гезехус ввел в устройство фотометра Bunsen'a весьма существенное усовершенствование, дающее возможность сравнивать силы

света и не вполне одинаково окрашенных источников. Для этого он устанавливает бумажный экран вертикально, но наклонно к прямой, соединяющей два источника, и делает на экране три пятна, расположенные рядом на одной горизонтальной прямой. На рис. 269 прямая MN представляет экран, если смотреть сверху; a , b и c три пятна, из которых b ближе к J_1 , c — ближе к J_2 , чем a . Установка источников определяется тем, что одно из пятен b и c делается светлее, другое — темнее общего фона бумаги, между тем как пятно a исчезает при вполне одинаково окрашенных источниках и принимает некоторый средний оттенок, когда окраски источников неодинаковы. Такая установка может быть сделана несравненно точнее, чем при одном пятне.

Lummer и Brodhun построили целый ряд фотометров, заменив в фотометре Bunsen'a жирное пятно поверхностью соприкосновения двух прижатых друг к другу кусков стекла. Из различных способов применения их основной мысли, рассмотрим вкратце один, пользуясь схематическим рисунком 270. Две прямоугольные стеклянные призмы A и B , из которых A имеет сферическую гипотенузу с плоско отшлифованною частью vs , прижаты друг к другу так, что между ними в vs не остается слоя воздуха. Непрозрачная пластинка ik , белая с обеих сторон l и λ (пластинка из гипса или два листа бумаги с листом фольги между ними), освещается источниками света m и n ; зеркала f и e отражают рассеянный свет от сторон l и λ по направлению, перпендикулярному к катетам dp и bc . Глаз наблюдателя видит в o через лупу w , установленную на поверхность ba , по всей этой поверхности, исключая части vs , свет, идущий от зеркала e и претерпевший на ba полное внутреннее отражение. На этом фоне, яркость которого зависит от степени освещения стороны λ источником n , он видит на части vs свет, отраженный от f и свободно прошедший через sv , т. е. пятно, яркость которого зависит от освещения стороны l источником m . Источники света устанавливаются так, чтобы пятно исчезало; в этом случае стороны l и λ одинаково освещаются источниками m и n .

Внутреннее устройство схематически описанного фотометра Lummer-Brodhun'a показано на рис. 271. В боковых стенках продолговатого ящика сделаны два круглых отверстия: из них одно (в стенке h) вполне видно, от другого же видна лишь малая часть за рамкою p . В эту рамку вставлена белая пластинка (ik на рис. 270), обе стороны которой освещаются сравниваемыми источниками через упомянутые круглые отверстия. Из двух зеркал f и e (рис. 270) здесь видно зеркало f ; далее видны призмы A и B и труба r , служащая для наблюдения. Впоследствии Lummer и Brodhun (1892) значительно усовершенствовали свой фотометр, воспользовавшись т. наз. принципом контраста. При этом установка делается не на исчезновение разности между одной частью поля зрения и остальной, ее окружающей, но на одинаковую степень выделения двух частей на фоне двух других частей, которые окружают первые.

§ 4. Фотометры Ф. Ф. Петрушевского, Rood'a и других. Фотометр — Ф. Ф. Петрушевского служит для измерения степени освещения раз-

лично расположенных плоскостей, напр., поверхности горизонтальных или наклонных (классных) столов в данном помещении. Устройство этого „школьно-гигиенического“ фотометра будет понятно из рис. 272. Он состоит из фонаря AB (рис. 272,1), содержащего керосиновую лампочку CD ; на стороне, обращенной к N , перед пламенем находится железный щиток с прорезом в виде луночки, так что в N попадают лучи лишь от некоторой части пламени; интенсивность этих лучей мало меняется с изменением общей силы света лампочки. Свет от лампочки проходит через два матовых стекла и падает на кусок белого картона, вставленный в пазы наклонной пластинки G , находящейся внутри куба M , который вместе с трубкой R вращается около оси трубы N . Между лампой и трубой N находится часть пластинки L , вращающейся около оси; в этой пластинке, отдельно изображенной на рис. 272,2, имеется вырез, постепенно суживающийся. Вращением круга L можно изменить степень освещения картона G . Чтобы определить степень освещения данной плоскости, устанавливают фотометр, как показано на рис. 272,4, положив на эту плоскость лист голубовато-серой бумаги KK , на которую и направляют трубу R прибора. Наблюдатель видит кружок (рис. 272,3), состоящий из двух половин: одна половина принадлежит картону G , освещенному лампочкой, другая бумаге KK . Вращая круг L , делают обе половины кружка по возможности одинаково светлыми. Число, находящееся на кружке против неподвижной стрелки (рис. 272,4), дает меру освещения, при чем за единицу принято освещение вертикальной поверхности нормально падающими лучами четвериковой стеариновой свечи на расстоянии 1 метра (1,28 лампочки Гефнер-Альтенека на расстоянии 1 метра).

Rood (1893) построил „мелькающий“ фотометр (Flimmer-Photometer) для сравнения силы света разноцветных источников. Если перед глазом наблюдателя, весьма быстро чередуясь, будут появляться две белые поверхности, освещенные разноцветными источниками, то мелькание может прекратиться, и наблюдатель увидит спокойную и ровную окраску, соответствующую смешению окрасок двух источников. По мнению Rood'a, это произойдет в том случае, когда оба источника обладают одинаковою силою света. На этом основано устройство его фотометра. L и L' (рис. 273) источники света, из которых один можно передвигать; G и G' разноцветные стекла; P призма из гипса. C цилиндрическая чечевица, делающая 16 колебаний в сек. (направо и налево); она приводится в движение электромотором E и системой зубчатых колес W . Наблюдатель видит через трубу T попеременно ту и другую сторону призмы P и устанавливает источник L так, чтобы мелькание исчезло.

Bechstein (1906) видоизменил фотометр Rood'a. Мелькающий фотометр исследовали Dow и в длинном ряде статей (1912—1917) Jves; он приходит к результату, что этот фотометр может дать вполне точные результаты, если принять все необходимые предосторожности.

Из других многочисленных фотометров укажем на фотометр Lehmann'a и на способ Talbot'a ослаблять свет одного из двух сравниваемых источников, быстро вращая перед ним круг с вырезанными сек-

торами такой ширины, чтобы оба источника казались одинаково светлыми. Исследования Ervin Ferry показали, что этот способ может дать ошибку, достигающую до 15%. Withmann (1896), Simmance и Abbady (1904), Krüss (1904) и Bechstein (1905) также построили мигающие фотометры. Krüss в ряде работ разобрал теорию мигающего фотометра и исследо-

Рис. 272.

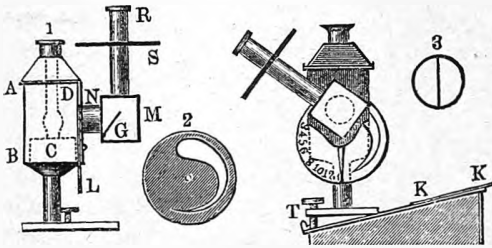
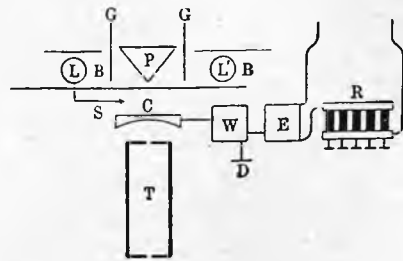


Рис. 273.

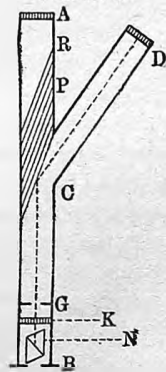


вал разные типы подобных фотометров. Lauriol (1904) исследовал фотометр Simmance и Abbady. Во многих фотометрах (Pickering, Sabine и др.) свет одного источника ослабляется поглощающей клинообразной пластинкой или уменьшением диафрагмы перед собирающим стеклом (Mascart).

§ 5. Поляризаационные и интерференционные фотометры. Существует целый ряд фотометров, устройство которых основано на поляризации света отражением, преломлением или двойным лучепреломлением. Хотя учение об этих явлениях будет изложено только впоследствии, мы предпочитаем, однако, поместить здесь описание этих фотометров, чтобы соединить в одной главе по возможности все, касающееся измерения чистой энергии. Читателям рекомендуем отложить чтение этого параграфа до ознакомления с явлениями поляризации и двойного лучепреломления.

Фотометр Babinet-Dubosq'a схематически изображен на рис. 274. Он состоит из трубок AB и CD , вычерненных внутри; в трубке AB находится стеклянный поляризатор (pile de glaces) P , расположенный таким образом, что лучи, идущие по направлению трубки DC , падают на его поверхность под углом полной поляризации и отражаются по направлению оси трубки CB . Концы A и D закрыты матовыми стеклами, на которые падают лучи от двух источников света; из них источник, освещающий D , должен оставаться постоянным. Против A ставится сперва один из двух сравниваемых источников света J_1 и J_2 . Тогда вдоль оси трубки CB распространяются лучи от A и от D , вполне поляризованные, но в плоскостях взаимно перпендикулярных. Они проходят через диафрагму G , пластинку кварца K , отшлифованную перпендикулярно к оси и, след., обнаруживающую явление вращения плоскости поляризации, и, наконец, через

Рис. 274.



призму N из исландского шпата. Наблюдатель видит в B два кружка, которые только тогда неокрашены, когда лучи ACB и DCB обладают одинаковой яркостью, так что их совокупность имеет свойства света неполяризованного. Помещают сперва J_1 , а потом J_2 на таких расстояниях d_1 и d_2 от A , чтобы кружки были неокрашены. В таком случае, очевидно, источники одинаково освещают стекло A , и потому $J_1 : J_2 = d_1^2 : d_2^2$.

Фотометр Zoellner'a. Этот прибор служит для измерения яркости звезд, которые сравниваются с искусственной звездой, яркость которой может быть изменена по произволу. Для этого служит часть, изображенная на рис. 275 и помещаемая сбоку от зрительной трубы, средняя часть

Рис. 275.

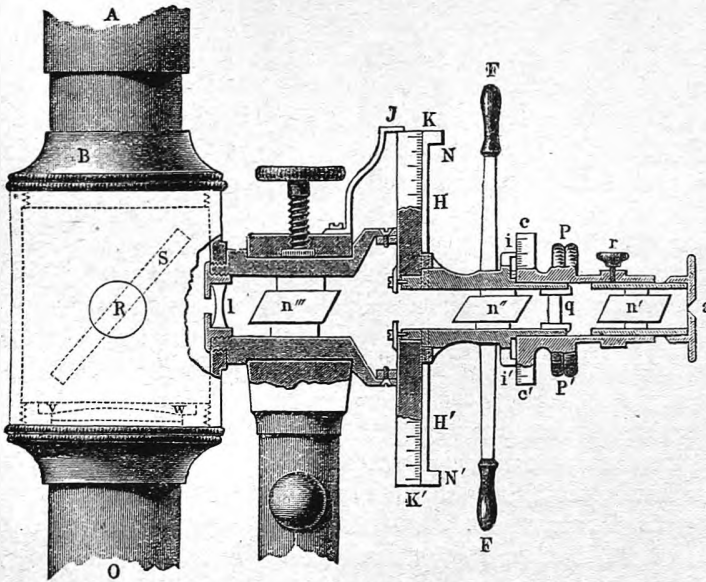
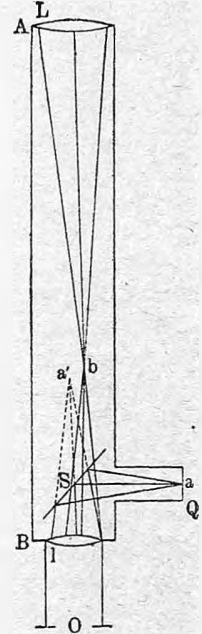


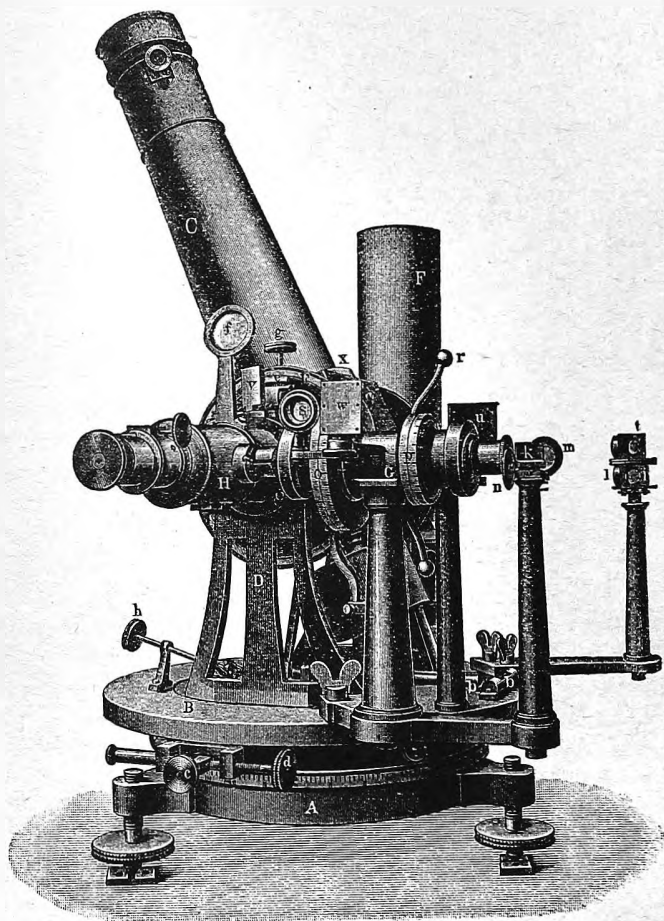
Рис. 276.



AO которой изображена на рисунке. Внутреннее устройство трубки la следующее: n' , n'' и n''' три николевые призмы, между которыми находится кварцевая пластинка q . Система $n'qn''$, дающая вполне поляризованный свет, может быть повернута около своей оси посредством ручек FF' ; угол поворота измеряется на поверхности цилиндра KK' при помощи указателя J . Точно так же призма n' отдельно может быть повернута при помощи головки PP' . Лучи пламени лампы, находящейся против отверстия a , проходят систему $n'qn''n'''$ и рассеивающее стекло l , и падают на стеклянную пластинку S , от обеих поверхностей которой они отражаются к окуляру трубы AO . Наблюдатель видит две светлые точки, из которых более яркая, полученная от лучей, отраженных переднюю стороной стекла S , и служит искусственной звездой, цвет и яркость которой делаются равными цвету и яркости наблюдаемой звезды, которая

видна в поле зрения трубы рядом со звездой искусственной. Цвет последней вполне определяется углом, на который повернута отдельно призма n' ; он считается от положения, при котором главные сечения призм n' и n'' друг другу параллельны. Что же касается силы света искусственной звезды, то она меняется вращением всей части $n''qn'a$. Если угол

Рис. 277.



вращения считать от положения, при котором сила света звезды нуль, т. е. главные сечения призм n'' и n''' взаимно перпендикулярны, то при значении этого угла, равном α , сила света J искусственной, а след., и измеряемой звезды выразится формулою

$$J = J_0 \sin^2 \alpha.$$

Отношения сил света $J_1, J_2 \dots$ различных звезд получают, след., из пропорции вида

$$J_1 : J_2 : J_3 : \dots = \sin^2 \alpha_1 : \sin^2 \alpha_2 : \sin^2 \alpha_3 : \dots$$

На рис. 276 показан схематически ход лучей: светящаяся точка a дает два изображения за зеркалом s , из которых только одно показано в a' ; в b получается изображение наблюдаемой звезды. Стараются яркости точек a' и b сделать равными между собой.

Впоследствии прибор Zoellner'a подвергся существенным улучшениям. На рис. 277 изображен этот фотометр в форме, приданной ему Wanschaff'ом в Берлине для Потсдамской обсерватории. Неподвижный круг A , установленный на трех ножках, снабжен делениями. На нем вращается круг B при помощи колесиков a ; винты c и d служат для более точной установки прибора в требуемом азимуте; bb уровни. Окулярная часть зрительной трубы C расположена горизонтально. Круг высот E , нониус e , лупа f и винты g и h служат для установки трубы соответственно высоте наблюдаемого светила. Свет лампы, окруженной цилиндром F , снабженным отверстием, проходит через стекла m и l и две отражающие призмы i (направо от l) и k , так что в n получается яркая светящаяся точка. Круги p и o соответствуют PP' и KK' на рис. 275. Отражающая призма t , на которую также падает пучек лучей из лампы, и зеркала u, v и w освещают нониусы, служащие для отсчета кругов E, p и o .

Фотометры Wild'a. Wild построил два фотометра, в которых он воспользовался свойством т. наз. пластинки Savart'a, состоящей из двух пластинок кварца, вырезанных под углом в 45° к оси кристалла, и склеенных вместе так, что их главные сечения взаимно перпендикулярны. Такая пластинка и николева призма между нею и глазом составляют полярископ Savart'a, т. е. прибор, обнаруживающий следы поляризации в свете, проходящем через пластинку и николеву призму. Если свет поляризован или состоит из двух пучков лучей, поляризованных в плоскостях, взаимно перпендикулярных и обладающих неодинаковой интенсивностью, то в поле зрения появляется ряд темных полос, изображенный на рис. 278. Полосы исчезают, когда эти два пучка обладают одинаковою силою света.

Расположение главных частей одного из фотометров Wild'a изображено на рис. 279. Два сравниваемых источника света J_1 и J_2 освещают рядом расположенные поверхности BF и BF' . Лучи, испускаемые этими поверхностями, проходят через николеву призму PP и попадают на большой кристалл исландского шпата RR' . В нем каждый из двух пучков лучей раздваивается на обыкновенный и необыкновенный. Из ab выходят вместе обыкновенный луч E_0 , напр., от BF , и необыкновенный E'_0 от BF' , поляризованные в плоскостях взаимно перпендикулярных. Их интенсивности можно менять, вращая RR' или PP на угол α , считаемый от положения, при котором главные сечения кристалла RR' и призмы PP параллельны. Далее KK двойная пластинка Savart'a, NN николева призма; KK и NN составляют полярископ Savart'a. Если относительный угол поворота кристалла RR' и призмы PP равен α , то силы света пучков, выходящих из ab , равны $J_1 \sin^2 \alpha$ и $J_2 \cos^2 \alpha$, и если при этом полосы в поле зрения исчезают, то $J_1 \sin^2 \alpha = J_2 \cos^2 \alpha$, откуда

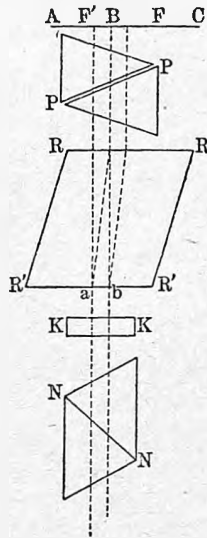
$J_2: J_1 = \text{tg}^2\alpha$. Однако, Wild нашел, что эту формулу следует заменить формулой $J_2: J_1 = C \text{tg}^2\alpha$.

Здесь C множитель, близкий к единице и постоянный для данного

Рис. 278.



Рис. 279.



ис. 281.

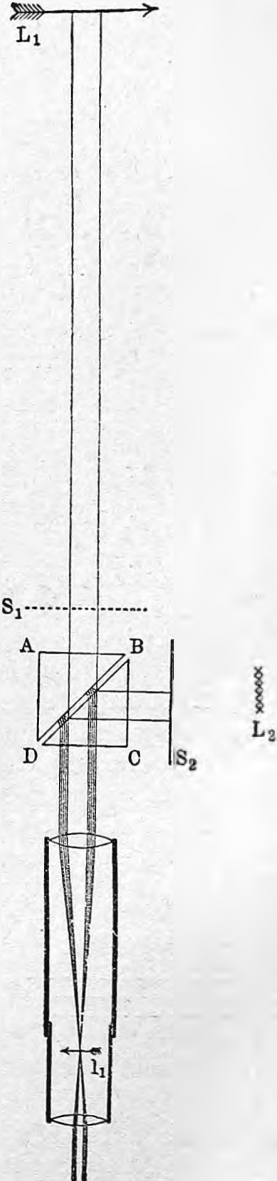
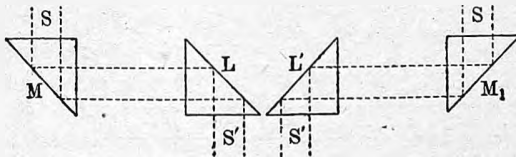


Рис. 280.



прибора. Он появляется вследствие неодинаковости поглощений, претерпеваемых внутри фотометра двумя пучками света, обыкновенным и необыкновенным. На рис. 280 показано, каким образом получают два рядом расположенных пучка света $S'S'$, первоначально имевших направление SS и шедших от двух сравниваемых источников света или от двух пластинок из молочного стекла, освещенных этими источниками. Второго фотометра Wild'a мы рассматривать не будем; его описание можно найти в указанных ниже источниках.

Из многочисленных других поляризационных фотометров упомянем приборы L. Weber'a, Chacornac'a (для сравнения силы света двух звезд), Pickering'a (целый ряд различных

приборов для целей астрофизики), Martens'a и т. д. Ограничиваемся указаниями в обзоре литературы.

Lummer построил (1901) интересный интерференционный фотометр. В учении об интерференции света мы познакомимся с т. наз. полосами равного наклона (полосы Haidinger-Mascart-Lummer'a), на наблюдении которых и основано устройство фотометра. Он состоит (рис. 281) из двух стеклянных прямоугольных призм ABD и DBC , между которыми находится вполне плоскопараллельный слой воздуха. S_1 и S_2 две пластинки из матового стекла, освещенные источниками L_2 и L_1 , из которых один L_1 подвижен. Наблюдение происходит через зрительную трубу, установленную на бесконечность. Каждый из двух пучков лучей, исходящих от L_1 и L_2 (или S_1 и S_2), дает в фокальной плоскости объектива трубы систему темных колец, результат интерференции лучей, отраженных от гипотенуз двух призм. Две системы полос, как мы увидим, „дополнительны“ друг к другу, т. е. там, где проходящие лучи от L_1 дают темную полосу, отраженные лучи, идущие от L_2 , дают светлую полосу, и наоборот. Когда S_1 и S_2 освещены одинаково, то полосы исчезают; отсюда ясно, каким образом прибор может служить для сравнения силы света двух источников.

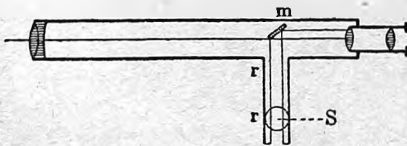
Этот прибор весьма удобен для сравнения яркости освещения различных поверхностей. Пусть L_1 и L_2 две освещенные поверхности, S_1 и S_2 удалены. При одинаковой яркости освещения полосы исчезают. Имея большую освещенную поверхность, можно сравнивать яркость освещения различных ее частей.

К поляризационным фотометрам можно причислить и микрофотометр Koenigsberger'a (1901), служивший ему, напр., для измерения поглощения света в весьма маленьких (напр., $\frac{1}{2}$ кв. мм.) пластинках.

§ 6. Спектрофотометры. Это общее название можно дать как приборам, служащим для сравнения яркости отдельных частей данного спектра (поскольку самая мысль о возможности такого сравнения на основании изложенного на стр. 409 допустима), так и приборам, в которых сравнение силы света двух источников приводится к последовательному сравнению отдельных частей двух спектров, полученных от разложения света того и другого источника. Первый Fraunhofer старался

определить относительную яркость различных частей солнечного спектра. Его прибор схематически изображен на рис. 282. На объектив зрительной трубы падают лучи, соответствующие какой-либо определенной части спектра. Не-прозрачная отражающая пластинка m

Рис. 282.

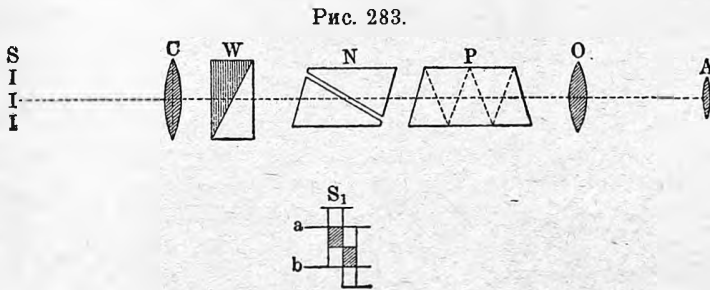


покрывает часть поля зрения, направляя к окуляру лучи лампы S . Для каждого рода лучей отыскивалось такое расстояние лампы S от m , при котором линия раздела одной половины поля от другой делалась по возможности мало заметною, и принималось, что яркость рассматриваемых лучей обратно пропорциональна квадрату расстояния от S до m . Vierordt, Draper,

Crova и Lagarde, Mace-de-Lépinay, Nicati и др. развивали этот метод. Abney изменил способ Fraunhofer'a, сравнивая между собою тени, получаемые, во-первых, от белого луча, ослабленного в определенном отношении, и, во-вторых, от некоторой данной части его спектра. Результаты различных наблюдателей весьма мало согласуются между собою. Govi, повидимому, первый предложил сравнивать разноцветные источники, разлагая свет каждого из них при помощи призмы и сравнивая яркости соответствующих частей двух спектров. Когда спектры не сплошные и недостающие части в них различны, то и этот способ становится неприменимым.

В спектрофотометре Crova одна щель дает два параллельных спектра от двух источников; свет одного из них проходит через две николевы призмы и может быть ослаблен в определенное число раз поворачиванием одной из призм на угол, который может быть измерен. Более сложен прибор Violle'я, дающий возможность производить весьма точные измерения.

Далее рассмотрим спектрофотометр Glan'a, распределение частей которого схематически изображено на рис. 283 и притом в вертикаль-



ном разрезе. Щель S разделена поперечною непрозрачною полоскою в $\frac{1}{4}$ мм. шириною на две равные части, длина которых также равна $\frac{1}{4}$ мм. Из стекла C , в фокусе которого находится S , выходят два параллельных пучка, идущие от двух сравниваемых источников; они вступают в призму Wollaston'a, которая, как изложено в статье о поляризаторах, разделяет каждый луч на два луча, поляризованные в плоскостях, взаимно перпендикулярных, и сдвинутые один вверх, другой вниз. Наблюдатель видит в трубке OA два изображения двух половин щели, раздвинутые настолько, что верхняя половина одного изображения располагается как раз над нижнею половиною другого. В S_1 начерчены отдельно рядом те два изображения, которые в действительности между a и b покрывают друг друга. Только эта часть и видна в трубке AO . Система призм P (*à vision directe*) разлагает лучи двух сравниваемых источников на два параллельных и соприкасающихся спектра, определенные части которых отдельно наблюдаются при помощи передвижной щели, расположенной в фокальной плоскости трубы OA . Эти две части были поляризованы в плоскостях, взаимно перпендикулярных до вступления в нико-

леву призму N , через которую проходит часть света, зависящая от угла α между главными сечениями призмы N и одной из двух призм, входящих в состав поляризатора W . Вращая N , можно одинаково окрашенные части двух спектров сделать равной яркости. Пусть J_1 и J_2 яркости этих двух частей в свете, падающем от сравниваемых источников на обе половины щели S ; c_1 и c_2 коэффициенты прозрачности частей фотометра для лучей, одинаково окрашенных, но различно поляризованных. Тогда яркость полос, наблюдаемых в трубу OA , равна $J_1 c_1 \cos^2 \alpha$ и $J_2 c_2 \sin^2 \alpha$. Устанавливаем N так, чтобы $J_1 c_1 \cos^2 \alpha = J_2 c_2 \sin^2 \alpha$, откуда

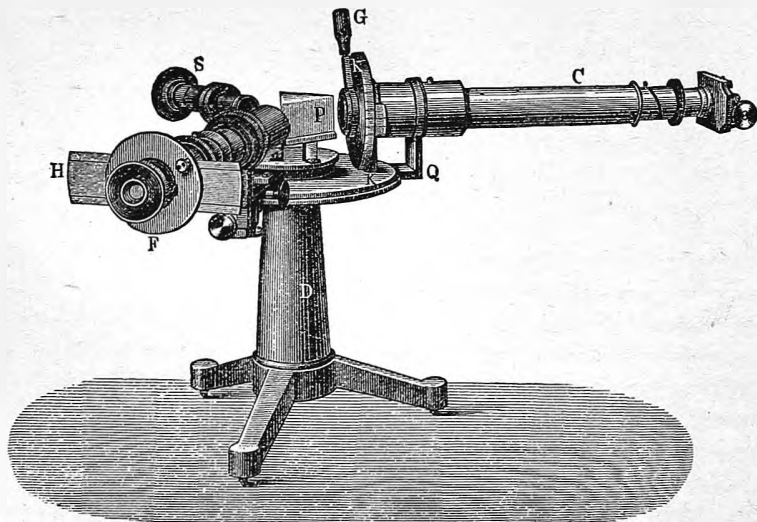
$$\frac{J_2}{J_1} = \frac{c_1}{c_2} \cotg^2 \alpha.$$

Отношение $c_1 : c_2$ получается, если направить всю щель на равномерно освещенную поверхность; тогда $J_1 = J_2$. Если при значении $\alpha = \alpha_0$ изображения оказываются одинаково светлыми, то очевидно

$$\frac{c_2}{c_1} = \cotg^2 \alpha_0.$$

На рис. 284 представлен внешний вид спектрофотометра Glan'a; его устройство отличается от схемы, данной на рис. 283, тем, что система

Рис. 284.



призм заменена одной призмой P . Щель находится с правой стороны на конце трубки C , содержащей призму Wollaston'a и николеву призму, вращение которой производится при помощи рукоятки G . Труба S дает в поле зрения горизонтальную шкалу, как труба A на рис. 186 стр. 309.

Lummer и Gehrske (1906) построили спектрофотометр, основанный на принципе мелькающего фотометра Rood'a (стр. 424, Spectral-Flimmerphotometer), служащий для сравнения яркостей различ-

ных частей данного спектра. Двойная щель дает возможность наложить друг на друга две узкие части спектра. Вращающийся цилиндр вызывает мелькание, которое исчезает при определенном отношении ширин двух частей щели. Этот прибор весьма обстоятельно исследовал Thürmel (1910), который определил при его помощи чувствительность глаза для лучей различной длины волны, воспользовавшись спектром черного тела, распределение энергии в котором точно известно (формула Planck'a, стр. 173).

Lummer и Brodhun (1892) построили спектрофотометр, идея которого, в главных чертах сходна с тою, которая лежит в основе устройства их обыкновенного фотометра, описанного выше. Добавлена призма между двойной призмой *AB* (рис. 270, стр. 422) и зрительной трубой.

Широкое распространение получил прибор König'a и Martens'a, построенный первым (1894) и измененный вторым (1899). В этом приборе глаз, по мысли Maxwell'a, помещается в том месте, где образуется спектр; в этом случае наблюдатель видит объектив равномерно освещенным, при чем цвет определяется теми лучами, которые попадают в глаз через зрачок или узкую, помещенную перед глазом щель. В приборе Koenig-Martens'a лучи двух источников вступают в прибор через две параллельные друг другу щели. Не входя в дальнейшее описание сложного устройства, укажем, что глаз видит две половины поля зрения окрашенными одинаковыми лучами, но принадлежащими спектрам двух сравниваемых источников. Эти лучи поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях и приводятся к равенству вращением николя, помещенного около окуляра зрительной трубы.

§ 7. Химические и фотографические фотометры. Химические фотометры можно разделить на две группы.

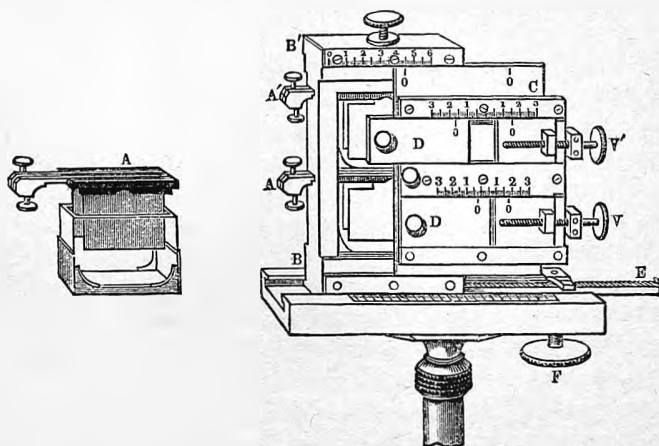
Электрохимические фотометры основаны на возникновении электродвижущей силы при освещении одной из двух одинаковых светочувствительных пластинок, погруженных в слабый водный раствор кислоты, щелочи или соли. Такого рода фотоэлектрический элемент был построен E. Becquerel'ем впервые в 1839 г.

На рис. 285 изображен электрохимический дифференциальный фотометр Н. Г. Егорова, состоящий из двух фотоэлектрических элементов. Один из них отдельно изображен в *A*. Он состоит из двух иодированных серебряных пластинок, помещенных в слабом растворе серной кислоты. Стенки сосудов сделаны из кварца для уменьшения потери ультрафиолетовых лучей. Опыты показали, что электродвижущая сила элемента приблизительно пропорциональна силе света, падающего на одну из его пластинок. Дифференциальный фотометр, состоящий из двух элементов, соединенных друг против друга, служил для сравнения поглощения лучей, химически действующих на иодированное серебро, в различных срединах. При этом ширина щелей, пропускающих к элементам свет, прошедший через две средины, менялась до тех пор, пока сила тока не делалась равной нулю, а, след., химические действия лучей в обоих элементах одинаковыми. Подробное исследование электрохимических фотометров произвел Rigolot (1897).

Существует весьма большое число фотометров, основанных на других химических действиях лучистой энергии. Сюда относятся фотометры Witwer'a (хлорная вода), Marchand'a (из раствора щавелево-кислой окиси железа выделяется CO_2), Eger'a (смесь растворов селены и щавелевокислого аммония выделяет Hg_2Cl_2) и целый ряд фотометров, в которых наблюдается влияние света на чувствительную фотографическую бумагу, каковы приборы Roscoe, Stelling'a, Abney'я и др.

Если молекулярные изменения, сопровождающие по всей вероятности влияние света на селен, причислить к явлениям химическим, то сюда же можно отнести селеновый фотометр Siemens'a, основанный на наблюдении уменьшения электрического сопротивления селена при его освещении. Pfund (1912) исследовал селеновый фотометр и ука-

Рис. 285.



зал на условия его применимости. Stebbins и Brown пользовались им для астрофотометрических целей. Обзор сюда относящихся работ дал Мурашкинский (Ж. Р. Ф. Х. О. 1911, II, p. 226).

Особую группу составляют фотометры фотографические, значительно усовершенствованные в последнее время. Применение фотографии к фотометрии небесных светил началось очень давно. Fizeau и Foucault (1844) и Roscoe применяли фотографию для исследования силы света солнца; Bond и Warren de la Rue впервые воспользовались ею для фотометрирования луны и звезд. Над дальнейшим развитием этого способа трудились Janssen, Scheiner, Charlier, Pickering, Schwarzschild и др. Hartmann (1899) построил прибор (микрофотометр) для сравнения двух фотографических пластинок, а, след., и источников, действовавших на эти пластинки. Simon (1896) ввел новый способ фотографического фотометрирования, дающий, между прочим, возможность сравнивать интенсивность ультрафиолетовых частей двух потоков лучистой энергии. Его прибор имеет вид простого спектроскопа; окуляр зрительной трубы заменен фотографической пластинкой, двигающейся

в горизонтальном направлении мимо щели, в которую попадают лучи желаемой длины волны. Через верхнюю половину щели коллиматора вступают лучи от одного, через нижнюю — от другого источника. Мимо нижней половины движется верхний край колеса, в котором вырезаны секторы, ширина которых постепенно изменяется во время движения фотографической пластинки. На этой последней получаются рядом две полосы, из которых одна обладает везде одинаковою степенью черноты, между тем как другая обладает переменною чернотою. При помощи особого прибора можно определить то место, где обе полосы одинаково черны. Прибор дает возможность определить ширину секторов для момента, которому соответствует равенство впечатлений на пластинке. Отсюда уже легко получается отношение напряжений двух потоков лучей выбранной длины волны. Этим прибором Simon впервые произвел количественное измерение поглощения ультрафиолетовых лучей (раствором $KN O_3$).

Новейшие работы произвели Koch (1909—1913), Brotherus (1912), Lehmann (1911), Stark (1911) и др. Подробный обзор составил Глаголев (Ж. Р. Ф. Х. О. 1913, р. 241), который и сам усовершенствовал этот метод.

Уже в 1893 г. Elster и Geitel построили фотометр ультрафиолетового света, основанный на способности этих лучей снимать отрицательный заряд с металлических тел. Лучи падают на изолированный шар из амальгмированного цинка, находящийся в соединении с конденсатором и электроскопом Exner'a. Наблюдаемое за определенный срок спадание листочков электроскопа служит мерою интенсивности ультрафиолетовых лучей. В 1904 г. Elster и Geitel придали этому фотометру усовершенствованную форму.

§ 8. Актинометрия. Пиргелиометры и актинометры. Для измерения полного количества лучистой энергии служат способы, которые были указаны на стр. 129—135 и вновь перечислены на стр. 415. Все эти способы основаны на превращении лучистой энергии в энергию тепловую путем поглощения ее вычерненною поверхностью какого-либо тела, и на измерении образовавшегося количества теплоты вызванным им повышением температуры, термо-электродвижущей силой (стр. 129) или изменением сопротивления (болومتر, стр. 131).

Особый интерес представляет измерение энергии солнечных лучей, т. е. определение того числа q малых калорий, в которые превращается поток лучистой энергии солнца, падающий в течение одной минуты на кв. сантиметр поверхности, перпендикулярной к этому потоку. Часть метеорологии, занимающаяся этими измерениями, называется актинометрией. Подробный критический разбор актинометрических способов можно найти в моей книге, озаглавленной „О современном состоянии актинометрии“. В другой книге „Актинометрические исследования. Построение актинометра и пиргелиометра“ указаны устройство и теория двух новых приборов. Обзор работ помещен в статье „Актинометрические исследования, произведенные в Константиновской Обсерватории в Павловске в 1891 и 1892 гг.“

Солнечную постоянную A называется то частное значение величины q , которое получилось бы при измерении q вне пределов нашей атмосферы. Все попытки определения величины A основаны на экстраполяции: определяется q для различных высот солнца или, по возможности одновременно, в местах, находящихся на различной высоте над поверхностью земли, т. е. вообще для различных значений длины s пути, пройденного лучами. Величины q и s связываются более или менее эмпирической формулой, и определяется то значение величины q , которое соответствует $s=0$ и которое и представляет солнечную постоянную. Такое экстраполирование не может дать надежных результатов, а потому и числовые значения величины A , найденные различными учеными,

Рис. 286.

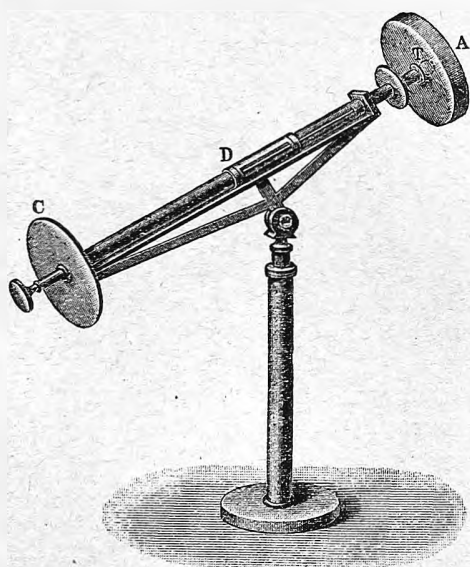
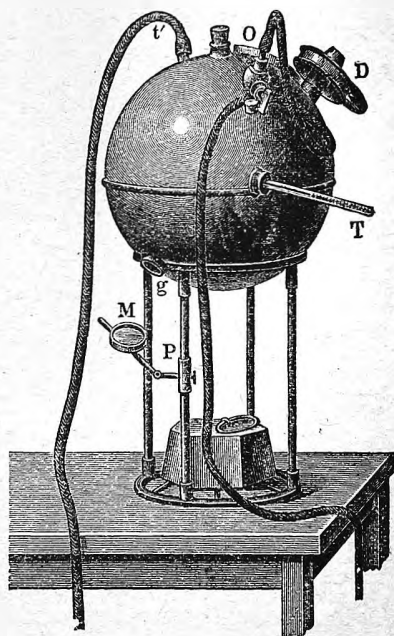


Рис. 287.



долгое время колебались в широких пределах от 2-х до 4-х малых калорий в минуту на кв. сантиметр. Rizzo (1898 и 1903) получил небольшие числа, в среднем $A = 2,6$. Ганскому удалось произвести ряд наблюдений на вершине Монблана. Он считает за вероятнейшее значение для $A = 3,3$ грамм-калории и во всяком случае полагает, что A лежит между 3,0 и 3,5. Langley (1904) указал на то, что солнечная „постоянная“ A , быть может вовсе не постоянная, а подвергается заметным колебаниям. Новейшие исследователи показали, что A близко к 2; Abbot находит $A = 1,922$ мал. кал. в минуту на кв. см.

Пиргелиометр Pouillet изображен на рис. 286. Он состоит из круглой металлической коробки A , одно дно которой вычернено; на него нормально падают лучи солнца. Коробка наполнена водою, повышение

температуры которой дает меру величины q , если известны площадь вычерненного дна, теплоемкость прибора и если ввести поправку на потерю теплоты лучеиспусканием во время нагревания прибора. Изменение температуры воды измеряется термометром. Не входим в дальнейшие подробности, так как исследования многих ученых доказали, что этот прибор не может дать надежных результатов. Стова заменил воду ртутью, помещенной в железной коробке.

Пиргелиометр Violle'я изображен на рис. 287 и в разрезе на

Рис. 288.

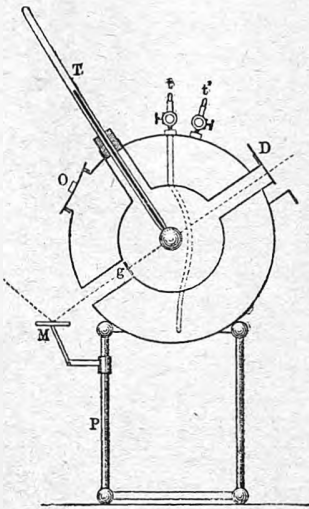


Рис. 289.

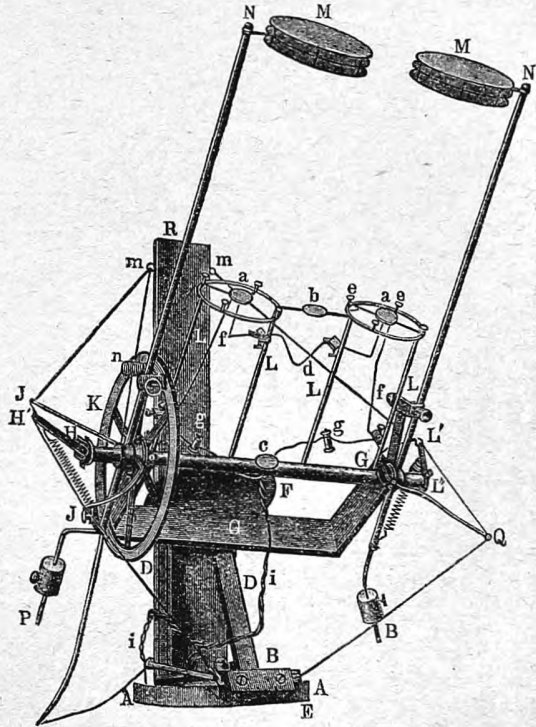


рис. 288. Тело, нагреваемое лучами солнца весьма мало: это вычерненный шарик обыкновенного термометра T , находящийся в центре шаровидной двойной оболочки, внутри которой проходит непрерывный поток воды по возможности постоянной температуры. Лучи солнца достигают шарика термометра T через трубку, на конце которой находится диафрагма D с отверстиями различной величины. Наблюдается в течение 20-ти минут постепенное нагревание шарика термометра и затем столько же времени его охлаждение после закрытия отверстия трубки. На основании этих наблюдений можно вычислить q , зная поперечное сечение отверстия диафрагмы и теплоемкость шарика термометра. Langley изменил способ производства наблюдений с прибором Violle'я, однако, полученные

им результаты показывают, что и этот прибор не может дать надежных результатов.

Пиргелиометр К. Angstroem'a основан на следующем. Допустим, что два одинаковых тела обнаруживают в данный момент некоторую разность температур θ . Более теплое тело помещается в тень, более холодное подвергается влиянию солнечных лучей; измеряется время t , потребное для того, чтобы разность температур θ перешла в $-\theta$, т. е. переменяла знак. В этом случае приближенно

$$q = \frac{2c\theta}{st},$$

где s поперечное сечение пучка солнечных лучей, падающих на нагреваемое тело, и c теплоемкость одного из тел. На рис. 289 представлен пиргелиометр, построенный мною в Павловске на основании этого принципа. Роль двух одинаковых тел играют две круглые медные вычерненные пластинки aa , соединенные между собою нейзильберовой проволокой d и с гальванометром при помощи проволочек $fgii$. Для попеременного нагревания одной и охлаждения другой пластинки служат тройные экраны MM , перестановка которых производится при помощи системы шнурков из того павильона, в котором наблюдаются показания гальванометра, измеряющие разности температур θ .

Проф. Михельсон (в Москве) построил пиргелиометр, основанный на принципе ледяного калориметра Bunsen'a (см. т. III); этот прибор, несомненно, может дать весьма точные результаты.

Весьма замечательный прибор представляет компенсационный пиргелиометр К. Angstroem'a. Его главная часть состоит из двух тонких и узеньких, по возможности одинаковых металлических полосок, вычерненных с одной стороны. На одну из пластинок падают нормально лучи солнца, или иного источника лучистой энергии; через другую пластинку пропускается электрический ток, сила которого регулируется так, чтобы при стационарном состоянии обе пластинки имели одну и ту же температуру, что легко узнать при помощи термоэлектрического элемента, два спая которого придавлены к тонким слюдяным пластинкам, приклеенным к задним, невычерненным сторонам полосок. Вторая пластинка защищена от действия лучей. При стационарном состоянии и равенстве температур обе полоски теряют лучеиспусканием одинаковое количество теплоты, а, след., они и получают в единицу времени одинаковое количество теплоты, которое мы обозначим через Q . Пусть b ширина, l длина полоски в сантиметрах, тогда для первой полоски очевидно $Q = lbq$ мал. кал. Пусть далее r сопротивление полоски в омах, i сила тока в амперах; тогда $Q = \frac{r i^2}{4,2}$ мал. кал. (см. т. III, глава пятая § 1 и т. IV). Из сравнения двух значений для Q получаем

$$q = \frac{r i^2}{4,2 bl} \text{ мал. кал.}$$

Angstroem указывает на два видоизменения способа пользоваться этим прибором.

Актинометр Arago-Davy, рис. 290, состоит из двух термометров, помещенных шариками вверх в стеклянных оболочках, из которых выкачан воздух. Один шарик вычернен, другой имеет чистую стеклянную поверхность. Разность температур, показываемых обоими термометрами, должна служить мерою интенсивности солнечной радиации. Теория и

Рис. 290.

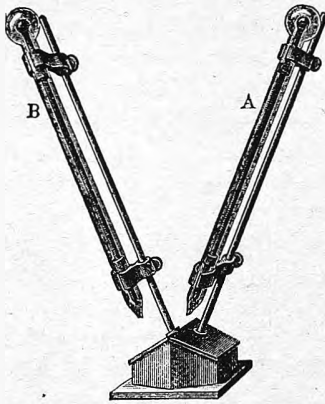
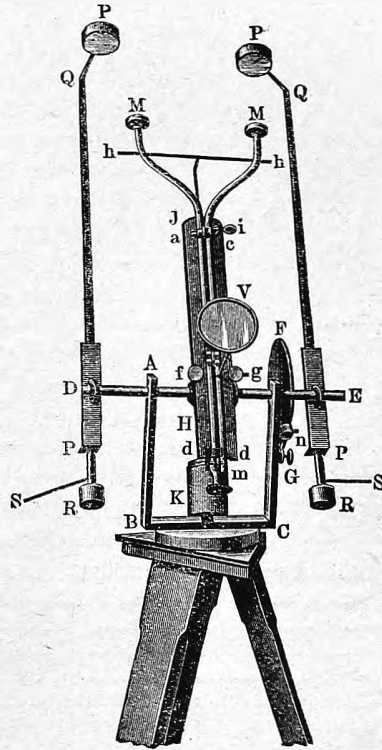


Рис. 291.



опыты показывают, однако, полнейшую непригодность этого, к сожалению, весьма распространенного прибора. Большою известностью пользуется актинометр Стова.

На рис. 291 изображен построенный мною актинометр, который служит для текущих наблюдений в русских обсерваториях. *ММ* медные коробочки, внутри которых помещены спиралевидные резервуары двух термометров, шкалы которых расположены близко друг к другу. Экраны *РР* служат для попеременного нагревания того и другого термометра. Особое приспособление, которого не описываем, дает возможность определять разности температур θ_1 , θ_2 и θ_3 в равноотстоящие моменты времени 0, t и $2t$; предполагается, что за время $2t$ разность температур переменяла знак.

Величина

$$\Omega = \frac{1}{t} \cdot \frac{\theta_1 \theta_3 + \theta_2^2}{\theta_1 + \theta_3}$$

служит мерою солнечной радиации. Моим способом пользовался G. Rizzo в Италии и проф. Станкевич на Памире.

Многие ученые старались измерить лучистую энергию, достигающую земной поверхности и испускаемую луною, планетами и неподвижными звездами. Ограничиваемся указанием, что подобными исследованиями занимались Huggins, Stone, Lord Rosse, Boys, построивший в высшей степени чувствительный прибор, названный им радиомикрометром, (см. стр. 131), Minchin, Abney и др.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

- Purkinje.* Zur Physiologie der Sinne, II p. 109, Prag, 1823.
Lambert. Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae. Augsburg 1760.
Beer. Grundriss des photometrischen Calcueles. Braunschweig, 1854.
Zoellner. Photometrische Untersuchungen. Leipzig, 1865.
G. Mueller. Photometrie der Gestirne. Leipzig, 1897.
Hoehl. Studien über Probleme der theoretischen Photometrie. Progr. d. kgl. Realgymn. in München, 1891.
Кононович. Независимое от исчисления Ламберта определение albedo белого картона. (Оттиск, год не обозначен).
Chvolson. Photometrische Untersuchungen über die innere Diffusion des Lichtes. (Молочное стекло). Mém. Phys. et chim. T. XII p. 475, C. II, 1886.

К § 2.

- Dumas et Regnault.* Ann. chim. et phys. (3) 65 p. 486, 1862.
Hefner-Alteneck. Elektrotechn. Ztschr. 5 p. 20, 1884.
Violle. Ann. chim. et phys. (5) 3 p. 373, 1884; J. de phys. (2) 3 p. 241, 1884.
Siemens. Elektrotechn. Ztschr. Июнь 1884.
Lummer и Brodhun. Instr. 10 p. 119, 1890.
 Официальное описание лампочки *Hefner-Alteneck'a* (от Reichsanstalt) Instr. 13 p. 257, 1893.
Liebethal. Instr. 15 p. 157, 1895.
Harcour. Rep. of Brit. Ass. f. the Adv. of Sc. 1885, p. 426.
Brodhun. Elektrotechn. Z. 30 p. 579, 1909.
Tumlirz и Krug. Wien. Ber. 97 p. 1521, 1888.
Tumlirz. Wien. Ber. 97 p. 1625, 1888; 98 p. 826, 1122, 1889; W. A. 38 p. 640, 1899.
K. Angstroem. W. A. 67 p. 633, 1899; Phys. Ztschr. 3 p. 257, 1902; 5 p. 456, 1904.
Astrophys. J. 15 p. 223, 1902.

К § 3.

- Lummer и Brodhun.* W. A. 31 p. 676; 1887; Instr. 9 p. 23, 41, 461, 1889; 12 p. 41, 1892.

К § 4.

- Петрушевский.* Школьно-гигиенический фотометр. Ж. Р. Ф. X. O. 16 p. 295, 1884.
Rood. Amer. J. of Science (3) 46 p. 173, 1893, (4) 8 p. 194, 258, 1899; Phys. Rev. 3 p. 241, 1893.
Bechstein. Instr. 25 p. 45, 1905; 26 p. 219, 1906; 27 p. 178, 1907.

- Dow.* Phil. Mag. (6) 12 p. 120; 14 p. 644, 1907; 19 p. 58, 1910; Instr. 1907 p. 288; 1908 p. 160.
Ives. Phil. Mag. (6) 24 p. 144, 352, 744, 845, 853, 1912; 33 p. 18, 360, 1917; 34 p. 99, 1917; Astrophys. J. 36 p. 322, 1912; Phys. Rev. (2) 4 p. 422, 1914.
Ives и Kingsbury. Phil. Mag. (6) 28 p. 708, 1914; 31 p. 290, 1916; Phys. Rev. (2) 5 p. 230, 1915; 6 p. 319, 1915; 7 p. 149, 1916.

К § 5.

- Babinet.* C. R. 37 p. 774, 1853.
Zoellner. Grundzüge einer allgemeinen Photometrie des Himmels. Berlin 1861.
Wild. Pogg. Ann. 99 p. 235, 1856; Mélanges phys. et chim. 12 p. 755, 1887; W. A. 20 p. 452, 1883; J. de phys. (2) 3 p. 142, 1884.
Martens. Verh. deutsch. phys. Ges. 1 p. 204, 1899; Phys. Ztschr. 1 p. 299, 1900.
Lummer. Verh. deutsch. phys. Ges. 3 p. 131, 1901; Phys. Ztschr. 3 p. 219, 1902.
Koenigsberger. Instr. 21 p. 59, 129, 1901.

К § 6.

- Fraunhofer.* Schuhmacher's Astr. Abhandl. 2 p. 36, 1823.
Vierordt. Pogg. Ann. 137 p. 200, 1869; 138 p. 172, 1870; Die Anwendung des Spektralapparates zur Messung и т. д. Tübingen. 1871.
Govi. C. R. 50 p. 156, 1860.
Crova. J. de phys. (1) 8 p. 85, 1879; Ann. chim. et phys. (5) 19 p. 533, 1880; 29 p. 556, 1883.
Glan. W. A. 1 p. 351, 1877.
Lummer и Gehrcke. Jahresber. d. schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1906.
Thürmel. Annal. d. Phys. (4) 33 p. 1139, 1910. Annal. d. Phys. (4) 12 p. 984, 1903.
König. W. A. 53 p. 785, 1894.
Martens. Verh. d. d. phys. Ges. 1899 p. 280; Annal. d. Phys. (4) 12 p. 984, 1903.

К § 7.

- Becquerel.* La lumière, ses causes et ses effets.
Н. Егоров. Электрический фотометр. С. II. 1877.
Pickering. Mem. of the American Acad. 11 p. 179; Annals of the Astr. Obs. of Harvard College. 18 p. 119; 26, 1; 32, 1.
Hartmann. Berl. Ber. 1899 p. 677; Instr. 19 p. 97, 1899; Phys. Ztschr. 1 p. 205, 1899 (статья *Ambrohn'a*).
Simon. W. A. 59 p. 91, 1896; Instr. 28 p. 26, 1898; Diss. Leipzig 1896.
Pfund. Phil. Mag. (6) 7 p. 100, 1904; Phys. Rev. 34 p. 370, 1912; Phys. Ztschr. 1912 p. 507.
Stebbins и Brown. Astrophys. J. 26 p. 330, 1908; 28 p. 179, 1910.
Brotherus. Ann. d. Phys. (4) 38 p. 397, 1913.
Koch. Annal. d. Phys. (4) 30 p. 840, 1909; 34 p. 377, 1911; 39 p. 705, 1912; 40 p. 797, 1913.
Stark. Annal. d. Phys. (4) 35 p. 461, 1911.
Elster u. Geitel. Wien. Ber. 101 p. 703, 1892; W. A. 48 p. 333, 1893; Phys. Ztschr. 5 p. 238, 1904; Instr. 24 p. 280, 1904.

ГЛАВА ДЕСЯТАЯ.

Оптические приборы.

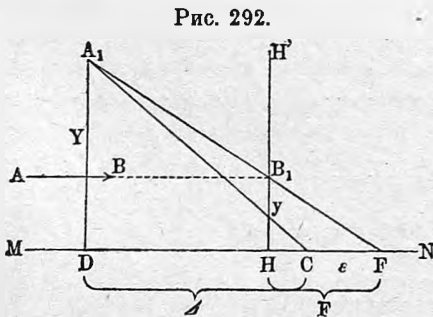
§ 1. Общие замечания. Увеличения. Оптическими приборами, в самом общем смысле слова, можно назвать всякого рода инструменты, устройство которых существенно основано на явлениях отражения, пре-

ломления, разложения, поляризации, интерференции и т. д. света. Сюда можно отнести множество приборов, с которыми нам отчасти раньше уже пришлось познакомиться, каковы: гониометры, спектроскопы, фотометры и др., отчасти еще придется встречаться впоследствии. В тесном смысле слова оптическими приборами называют такие инструменты, которые, содействуя зрению, служат для более точного рассматривания предметов и явлений, чем это возможно „невооруженным“ глазом; сюда относятся простой и сложный микроскопы, разного рода зрительные трубы и телескопы. Сюда же можно отнести проекционный фонарь и стереоскоп.

Обращаясь к оптическим приборам в тесном смысле слова, служащим для „вооружения глаза“. Можно сделать ряд замечаний, относящихся одинаково ко всем этим инструментам. Они прежде всего представляют (за немногими исключениями) систему средин, разграниченных сферическими поверхностями, центры которых расположены на одной прямой, а потому к ним приложимы результаты, которые мы получили, разбирая свойства такой „центрированной“ системы (стр. 237). Почти во всех рассматриваемых инструментах мы имеем дело с некоторым числом оптических стекол различной преломляющей силы, между которыми находится воздух. Первая и последняя среды весьма часто одинаковы (воздух); в этом случае узловые точки совпадают с главными точками, и главные фокусные расстояния, считаемые от главных точек, равны между собою.

На стр. 236 и 237 мы познакомились с тремя увеличениями G , G_1 и G_2 , даваемыми центрированной системой средин. Эти увеличения относятся к изображениям; положение наблюдателя при их определении никакой роли не играет. В учении об оптических приборах большой интерес представляют некоторые другие величины, которые мы теперь и рассмотрим.

Пусть MN (рис. 292) главная оптическая ось системы, H вторая



главная точка, HN' соответствующая главная плоскость, F второй главный фокус, так что $HF = F$ главное фокусное расстояние. Пусть далее AB луч, идущий от какой-либо точки A предмета параллельно оси MN . Мы знаем, что этому лучу соответствует в последней среде луч, проходящий через точку B_1 , в которой продолженный луч AB пересекает главную плоскость HN' , и через главный фокус F . Отсюда следует, что изобра-

жение точки A лежит где нибудь на продолженной в ту или другую сторону прямой B_1F ; допустим, что оно находится в A_1 . В таком случае $A_1D = Y$ можно рассматривать, как изображение предмета, величина y которого равна расстоянию точки A от оси, т. е. $y = B_1H$.

Пусть центр глаза наблюдателя находится в C , и пусть расстояние центра глаза от изображения, т. е. $CD = \Delta$, и расстояние центра глаза от главного фокуса $CF = \varepsilon$, где ε будем считать положительным, когда глаз находится перед главным фокусом (как на рисунке).

Обозначим еще через Δ_0 расстояние от центра глаза до предмета при тех условиях, при которых приходится рассматривать предмет. Значение последней, весьма важной оговорки следующее: обозначим через φ то наименьшее расстояние ясного зрения или, иначе, наилучшего видения, на котором мы помещаем глаз от предмета, нам доступного, когда мы его рассматриваем, напр., книгу, когда мы ее читаем. Мы увидим ниже, что для нормального глаза приблизительно $\varphi = 25$ см. Если предмет находится далеко от нас, то Δ_0 и есть истинное его расстояние D от глаза; но если дело касается небольшого предмета, который можно рассматривать вблизи, то под Δ_0 следует понимать не истинное расстояние D глаза от предмета, которое может быть слишком малым для непосредственного его рассматривания (лупа), но расстояние φ . Итак, в одних случаях $\Delta_0 = D$, в других $\Delta_0 = \varphi$.

Три величины представляют главный интерес; мы рассмотрим их последовательно.

I. Геометрическое увеличение G . Оно равно отношению линейных размеров изображения к линейным размерам предмета. Заметим, что на нашем рисунке Y величина отрицательная, ибо y и Y считаются положительными в противоположные стороны; точно также расстояние изображения A_1D от главного фокуса F отрицательно. Из рисунка видно, что

$$G = \frac{Y}{y} = \frac{FD}{FH} = \frac{\Delta + \varepsilon}{F}.$$

Итак

$$G = \frac{Y}{y} = \frac{\Delta + \varepsilon}{F} \dots \dots \dots (1)$$

II. Оптическая сила или абсолютное увеличение P . По определению Verdet эта величина равна углу, под которым наблюдатель видит изображение единицы длины, взятой на поверхности предмета. Обозначая угол A_1CD через θ , мы можем сказать, что P равно θ при условии $y = 1$. Полагая, что угол θ весьма мал, мы можем взять $\text{tg } \theta$ вместо θ и тогда

$$P = (\text{tg } \theta)_{y=1} = \left(\frac{A_1D}{DC}\right)_{y=1} = \left(\frac{Y}{\Delta}\right)_{y=1}$$

Вставляя сюда вместо Y его значение из (1), имеем

$$P = \left[\frac{(\Delta + \varepsilon)y}{F\Delta}\right]_{y=1} = \frac{\Delta + \varepsilon}{\Delta F},$$

или

$$P = \frac{1}{F} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta}\right) \dots \dots \dots (2)$$

Когда глаз находится перед фокусом ($\varepsilon > 0$), то оптическая сила возрастает с увеличением ε ; в этом случае следует поместить глаз по

возможности дальше от главного фокуса, т. е. около последнего стекла системы. Если центр глаза находится в главном фокусе ($\varepsilon = 0$), то

$$P = \frac{1}{F} \dots \dots \dots (3)$$

в этом случае оптическая сила не зависит от Δ .

Если центр глаза за главным фокусом ($\varepsilon < 0$), то P возрастает с уменьшением ε и потому следует придвинуть глаз по возможности ближе к фокусу.

III. Относительное (истинное) увеличение W . Оно равно отношению угла θ , под которым наблюдатель видит изображение, к углу θ_0 , под которым ему представляется предмет при условии возможности его рассматривать, т. е. когда он находится на расстоянии Δ_0 , о котором было сказано выше. Итак $W = \theta : \theta_0$. Заменяя углы тангенсами, имеем $W = \operatorname{tg} \theta : \operatorname{tg} \theta_0$. Но $\operatorname{tg} \theta = A_1 D : DC = Y : \Delta$; $\operatorname{tg} \theta_0 = y : \Delta_0$; след.,

$$W = \frac{Y}{y} \cdot \frac{\Delta_0}{\Delta}.$$

Вставляя сюда $Y : y$ из (1), получаем

$$W = \frac{\Delta_0(\Delta + \varepsilon)}{F\Delta},$$

или

$$W = \frac{\Delta_0}{F} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\Delta}\right) \dots \dots \dots (4)$$

Это самое общее выражение истинного увеличения, даваемого оптическим прибором. Сравнивая (2) и (4), мы видим, что

$$W = P\Delta_0 \dots \dots \dots (4,a)$$

Если $\Delta_0 = \varphi$, как, напр., в микроскопах, то

$$W = P\varphi \dots \dots \dots (4,b)$$

§ 2. Диафрагмы (зрачки). Количество света, исходящего от различных точек рассматриваемого объекта и могущего пройти через оптическую систему и дать изображение, определяется устройством самой системы, т. е. теми ее частями, которые чисто физически ограничивают ширину проходящих через нее пучков лучей. Эти части называются диафрагмами. Диафрагмы могут быть особые непрозрачные пластинки с круглыми отверстиями, вставленные на пути лучей, или сами стекла, вернее оправы, в которые стекла вставлены, играют роль диафрагм.

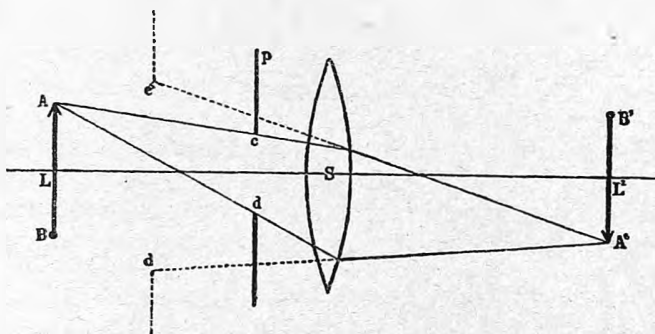
Величиною и расположением диафрагм определяются две важнейшие величины: 1) количество света, проходящее через систему, а, след., и яркость изображения; 2) величина поля зрения, от которой зависит величина той части предмета, которая сразу может быть рассматриваема.

Вообще говоря, не все лучи, выходящие из точки A предмета, достигают сопряженной точки A' изображения. Совокупность лучей, идущих

от A к A' , составляет у точки A входящий пучек, а около точки A' выходящий пучек.

Пусть S (рис. 293) схематически изображает оптическую систему, AB предмет, p диафрагма, расположенная перед системой. Изображение p' этой диафрагмы мы назовем зрачком выхода, или вторым

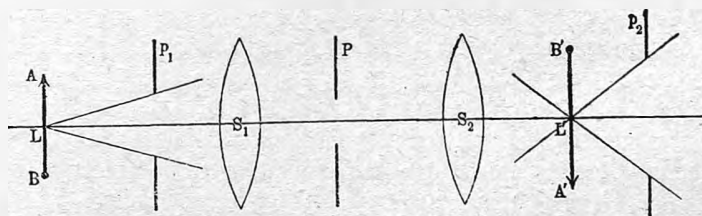
Рис. 293.



зрачком системы; это изображение может быть мнимым (как на рис. 293), или действительным. A и A' , а также c и c' сопряженные точки; след., Ac и $A'c'$ сопряженные лучи. Отсюда ясно, что второй зрачок служит основанием выходящих пучков лучей.

Положим, что система состоит из частей S_1 и S_2 (рис. 294), между которыми помещена диафрагма p , и пусть p_1 и p_2 ее изображения в S_1 и S_2 . Тогда p_1 называется зрачком входа или первым зрачком. Ясно, что каждый из зрачков p_1 и p_2 есть изображение другого, даваемое всею системою $S_1 + S_2$. Легко сообразить, что все лучи, проходящие через диафрагму p , должны в первой среде пройти через p_1 ; отсюда следует, что через p , а, след., и через всю систему пройдут лучи, направленные от

Рис. 294.



предмета к первому зрачку p_1 , который служит основанием входящего пучка. Итак, величина входящего пучка лучей определяется первым зрачком, а величина выходящего — вторым.

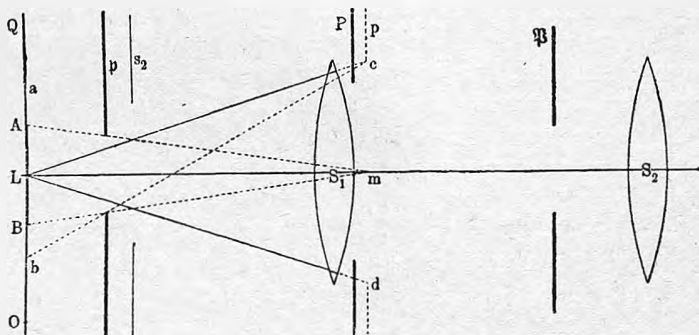
Если в системе находится несколько диафрагм (считая оправы стекол), то первый зрачок определяется тем изображением, которое видно из точек предмета под наименьшим углом.

Из сказанного явствует значение зрачков, а, след., и диафрагм для количества света, проходящего через оптическую систему.

Перейдем к вопросу о величине поля зрения, полагая предмет настолько большим, что лишь часть его изображается системой. Величина поля зрения также определяется некоторою диафрагмою, которая называется действующею диафрагмою поля зрения или главною диафрагмою. Пусть $S_1 + S_2$ (рис. 295) оптическая система, P и Φ две диафрагмы; p , p и s_2 изображения P , Φ и стекла S_2 , даваемые стеклом (или системою) S_1 . Под наименьшим углом видно из L изображение p , которое и есть зрачек входа. Через Φ и S_2 пройдут лишь те лучи, которые прошли через p и s_2 . Пусть предметом служит плоскость Q ; ясно, что из точки O ни один луч не пройдет через систему, хотя от O можно провести лучи к первому зрачку p . Пусть m центр первого зрачка. Изображение диафрагмы, которое из точки m видно под наименьшим углом, определяет собою главную диафрагму; в данном случае p есть главная диафрагма. Угол AmB называется углом поля зрения.

Когда p не совпадает с Q , то различные точки дают различные количества лучей, проходящие через систему $S_1 + S_2$. Точки A и B дают по-

Рис. 295.



ловину того количества лучей, которое дает точка L , ибо, напр., от A пройдут только лучи, направленные к половине (md) первого зрачка. От точек между B и b пройдет еще меньше лучей. Вследствие этого поле зрения представится неясным и неодинаково освещенным.

Но если изображение p главной диафрагмы совпадает с плоскостью Q , то поле зрения AB будет резко очерчено и везде одинаково светлое, ибо от всех точек на AB пройдут через систему $S_1 + S_2$ одинаковые количества света, определяемые отверстием cd первого зрачка.

Вот почему главную диафрагму помещают в том месте, где система S_1 дает изображение рассматриваемого объекта, напр., в фокальной плоскости объектива телескопа.

§ 3. Апертура. Яркость изображения. Обозначим через α_1 угол, образуемый осью входящего конуса лучей с образующими поверхности этого конуса, и через α_2 аналогичный угол для выходящего пучка. Пусть

далее n_1 и n_2 коэффициенты преломления первой и последней средин, в которых находятся предмет и изображение. Величина

$$a = n_1 \sin \alpha_1 \dots \dots \dots (5)$$

называется числовою апертурой, или просто апертурой. Эта величина играет весьма важную роль при оценке достоинств оптического прибора. Полагая, что наша система апланатическая, мы имеем формулу (85) стр. 265:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} G \dots \dots \dots (6)$$

где G линейное увеличение, даваемое системой. Положим, что изображение получается в воздухе ($n_2 = 1$) и что угол α_2 весьма мал, как это действительно и бывает, напр., в микроскопах. Тогда можно положить $\sin \alpha_2 = \alpha_2$, и кроме того допустить, что полное количество q света, собирающегося в одной точке изображения, пропорционально углу α_2 , так что

$$q = c \alpha_2 \dots \dots \dots (6,a)$$

Формула (6) дает

$$\alpha_2 = \frac{1}{G} n_1 \sin \alpha_1 \dots \dots \dots (6,b)$$

Из последних двух формул и из (5) получается

$$q = C n_1 \sin \alpha_1 = Ca \dots \dots \dots (6,c)$$

Количество света, собираемое оптической системой в одну точку, пропорционально апертуре этой системы.

Аббе показал, каким образом можно практически определить апертуру системы; он построил особый для этого прибор, который он назвал апертометром.

Для некоторых оптических систем, напр., для микроскопа, оказывается, что второй главный фокус F_2 (рис. 296) расположен близ плоскости второго зрачка. Пусть B одна из точек изображения и $F_2 B = \lambda_2$. При весьма малом α_2 можно положить

$$\alpha_2 = \frac{p}{\lambda_2} \dots \dots \dots (7)$$

Мы имели формулу (6,b)

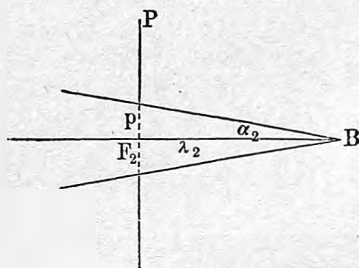
$$\alpha_2 = \frac{1}{G} n_1 \sin \alpha_1$$

и далее на стр. 237 формулу (29,h)

$$G = \frac{\lambda_2}{F_2}$$

(знак отбрасываем); отсюда

Рис. 296.



$$\alpha_2 = \frac{F_2}{\lambda_2} n_1 \sin \alpha_1 = \frac{F_2}{\lambda_2} a$$

Сравнивая это выражение с (7), получаем

$$a = \frac{p}{F_2} \dots \dots \dots (8)$$

Если второй главный фокус F_2 лежит в плоскости второго зрачка или близок к нему (микроскоп), то апертура равна отношению радиуса второго зрачка к второму главному фокусному расстоянию.

Обращаемся к вопросу о яркости изображения, даваемого оптической системой. Пусть J_1 яркость некоторой малой части s_1 предмета; J_2 яркость изображения s_2 этой части. Прилагая формулу (7,а) предыдущей главы (стр. 412) к s_1 и s_2 , мы очевидно получаем для соответствующих им количеств света Q_1 и Q_2 формулы

$$Q_1 = \pi J_1 s_1 \sin^2 \alpha_1$$

$$Q_2 = \pi J_2 s_2 \sin^2 \alpha_2$$

Пренебрегая отражениями и поглощениями лучей в оптической системе, мы имеем $Q_1 = Q_2$, откуда

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{s_2 \sin^2 \alpha_2}{s_1 \sin^2 \alpha_1} = G^2 \frac{\sin^2 \alpha_2}{\sin^2 \alpha_1} \dots \dots \dots (8,а)$$

так как $\frac{s_2}{s_1} = G^2$. Формулы (6) и (8,а) дают

$$J_2 = J_1 \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \dots \dots \dots (9)$$

На практике обыкновенно $n_1 = n_2 = 1$; в этом случае яркость изображения равна яркости предмета. Можно сказать, что всегда $n_2 = 1$ и

$$J_2 = \frac{J_1}{n_1^2} \dots \dots \dots (9,а)$$

В микроскопах с иммерсионной системой (см. ниже) $n_1 > 1$ и след. $J_2 < J_1$. Сказанное приводит к такому выводу:

Оптическая система не может дать изображения, яркость (стр. 411) которого была бы больше яркости предмета.

Зрачек нашего глаза представляет из себя диафрагму. Изображение этой диафрагмы теми частями глаза, которые лежат перед нею, представляет зрачек входа для глаза; мы его видим, рассматривая глаз снаружи. Пусть r радиус этого глазного зрачка. Когда мы смотрим, напр., в микроскоп, можно допустить, что плоскость глазного зрачка совпадает с плоскостью зрачка выхода оптической системы. Радиус зрачка выхода обозначим опять через p и допустим, что $n_2 = n_1$ и $J_2 = J_1$. Если r равно или меньше p , то видимая яркость изображения $J = J_2 = J_1$. Но если $r > p$, то очевидно

$$J = J_1 \frac{p^2}{r^2} \dots \dots \dots (10)$$

т. е. видимая яркость изображения меньше видимой яркости предмета, рассматриваемого невооруженным глазом, когда радиус p зрачка выхода оптической системы меньше радиуса r глазного зрачка. Заметим, что примерно $r = 2$ мм.

Обратимся вновь к приборам, к которым, как, напр., к микроскопам, приложима формула (8). Вводя p в (10), получаем

$$J = J_1 \frac{a^2 F_2^2}{r^2}.$$

На основании формул (3) и (4,b) мы имеем

$$\left. \begin{aligned} J &= J_1 \frac{a^2}{r^2} \cdot \frac{1}{P^2} \\ J &= J_1 \frac{a^2}{r^2} \cdot \frac{\varphi^2}{W^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

где P абсолютное, W истинное увеличение, φ расстояние наилучшего зрения. Эти формулы указывают на связь между яркостью изображения, апертурой и увеличением. Назовем нормальным такое увеличение P_0 или W_0 , при котором $J = J_1$. Формулы (11) дают для нормального увеличения

$$\left. \begin{aligned} P_0 &= \frac{a}{r} \\ W_0 &= \frac{a}{r} \varphi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Вводя P_0 и W_0 в (11), мы получаем

$$\left. \begin{aligned} J &= J_1 \frac{P_0^2}{P^2} \\ J &= J_1 \frac{W_0^2}{W^2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (13)$$

P^2 и W^2 можно принять за меру поверхностного увеличения. Формулы (11) и (12) выражают такие теоремы:

При постоянной апертуре (P_0 и W_0 постоянны) яркость изображения обратно пропорциональна поверхностному увеличению в тех приборах, к которым, как, напр., к микроскопам, приложима формула (8).

При данном увеличении (P и W) яркость изображения в тех же приборах пропорциональна квадрату апертуры.

Значение апертуры не исчерпывается вышеизложенным. От нее зависит еще и разрешающая сила оптического прибора, т. е. его способность дать отчетливо разделенные изображения двух близких друг к другу частей рассматриваемого предмета. Пусть d расстояние этих частей, λ длина волны лучей, освещающих предмет, a апертура. Можно показать, что

$$d = \frac{\lambda}{2a} \dots \dots \dots (14)$$

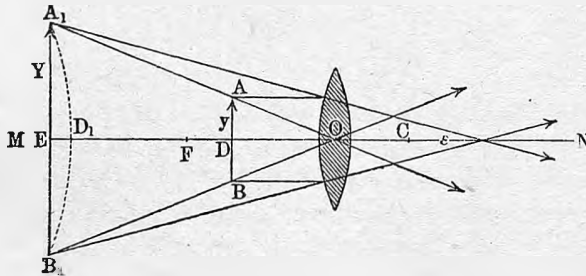
Апертура $a = n \sin \varphi$ в воздухе ($n = 1$), очевидно, не может быть больше 1. Но если предмет поместить в жидкость, для которой n велико, то может быть $a > 1$ и в настоящее время можно дойти до $a = 1,6$ (см. ниже об иммерсионной системе). Принимая для зеленых лучей $\lambda = 0,00052$, получаем предельную видимую в микроскоп величину

$$d = \frac{1}{6000} \text{ мм.} \dots \dots \dots (15)$$

Так как вряд ли возможно еще больше повысить апертуру a , то Коехлер (Phys. Ztschr. 5, 666, 1905; Verh. d. d. phys. Ges. 6, 270, 1904) пришел к мысли повысить разрешающую силу микроскопа, т. е. уменьшить d путем уменьшения λ . Это достигается при помощи освещения объекта ультрафиолетовым светом. Для этого Коехлер пользовался чрезвычайно яркой магниево-красной линией $\lambda = 2800$ или кадмиевой $\lambda = 2750$. В первом случае наблюдение производилось при помощи флюоресцирующего окуляра и фотографическим способом. Во втором случае только этим последним. Вместе с Rohr'ом Коехлер построил и описал особый микрофотографический аппарат (Instr. 42, 341, 1904). При $\lambda = 2750$ и апертуре $a = 1,25$ результат получается такой же, какой получился бы при солнечном свете ($\lambda = 5500$) и апертуре $a = 2,5$. Из всего изложенного в этом параграфе явствует, какое огромное значение имеет апертура.

§ 4. Лупа или простой микроскоп. Двояковыпуклое стекло, служащее для рассматривания предметов, называется лупой или простым микроскопом. Рассматриваемый предмет AB (рис. 297) помещается

Рис. 297.



между лупой и первым главным фокусом F . При этом получается прямое, мнимое, увеличенное изображение A_1B_1 , которое и рассматривается глазом, центр которого в C на расстоянии ϵ от второго главного фокуса.

В формуле (4) следует положить расстояние Δ_0 от глаза до предмета не равным CD , ибо на расстоянии CD нельзя рассматривать предмета (без лупы), но следует положить $\Delta_0 = \varphi$. Формулы (1) и (2) для геометрического увеличения G и оптической силы P остаются без изменения; в (4) следует подставить $\Delta_0 = \varphi$, так что истинное увеличение равно

$$W = \frac{\varphi}{F} + \frac{\varepsilon\varphi}{F\Delta},$$

где $\Delta = CE$, расстояние центра глаза от изображения. На практике устанавливают лупу так, чтобы Δ равнялось расстоянию наилучшего видения φ . В этом случае

$$G = \frac{\varphi}{F} + \frac{\varepsilon}{F}$$

$$P = \frac{1}{F} + \frac{\varepsilon}{F\varphi}$$

$$W = \frac{\varphi}{F} + \frac{\varepsilon}{F} = G,$$

т.е. истинное увеличение равно геометрическому увеличению. Наибольшее увеличение получится при $\varepsilon = F$, т.е. когда центр глаза совпадает с оптическим центром стекла (при изменении положения глаза должно сохраниться условие $\Delta = \varphi$), что практически невыполнимо. При не очень малом F можно, однако, положить $\varepsilon = F$, если глаз вплотную придвинуть к лупе. В этом случае имеем для обоих увеличений G и W :

$$G = W = \frac{\varphi}{F} + 1 \quad \dots \dots \dots (16)$$

а для оптической силы

$$P = \frac{1}{F} + \frac{1}{\varphi} \quad \dots \dots \dots (17)$$

Когда F мало сравнительно с φ и лупа находится около самого глаза, то и ε мало сравнительно с φ (ибо $\varepsilon < F$) и тогда можно положить

$$\left. \begin{aligned} G = W = \frac{\varphi}{F} \\ P = \frac{1}{F} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots (18)$$

Увеличения равны отношению расстояния φ (25 см.) к фокусному расстоянию F ; оптическая сила P обратно пропорциональна фокусному расстоянию F . Формулу (16) можно вывести непосредственно. Из рисунка видно, что $G = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{EO}{DO}$. Но по формуле $\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}$, см. (70) стр. 252, имеем $f_1 = OD$, $f_2 = -OE$, следовательно, $G = -\frac{f_2}{f_1}$. Та же формула дает

$$f_1 = \frac{Ff_2}{f_2 - F} = \frac{F\varphi}{\varphi + F}$$

ибо $f_2 = OE = -\varphi$. След.,

$$G = \frac{f_2}{f_1} = \frac{\varphi}{f_1} = \frac{\varphi + F}{F} = \frac{\varphi}{F} + 1.$$

Вместо одного стекла пользуются иногда сочетанием двух или трех стекол, составляющих сложную лупу. Мы видели, см. (77, b) стр. 256,

что два стекла, фокусные расстояния которых F' и F'' и которые находятся на расстоянии δ друг от друга, эквивалентны одному стеклу с фокусным расстоянием F , при чем

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F'} + \frac{1}{F''} - \frac{\delta}{F'F''}.$$

На рис. 298 представлена лупа Fraunhofer'a; Wilson, Ploessl, Wollaston и др. также устраивали двойные лупы. Главная цель сочетания нескольких стекол заключается в достижении большой увеличи-

Рис. 298.



Рис. 299.

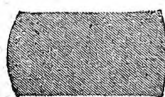
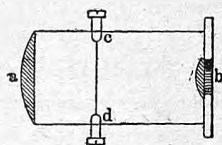


Рис. 300.



вающей силы при незначительной сферической и хроматической аберрации.

Весьма распространена цилиндрическая лупа, изображенная в разрезе на рис. 299; эта лупа состоит из маленького стеклянного цилиндрика, основания которого выпуклы и обладают различной кривизною. На менее выпуклую, а иногда и плоскую сторону кладется предмет (напр., микрофотография ландшафта), а другую сторону приближают к глазу. Легко сообразить, что эта лупа дает увеличенное прямое изображение.

§ 5. Сложные окуляры. В микроскопах и телескопах получают действительные изображения предметов при помощи объектива. Эти изображения рассматриваются через окуляр, играющий роль лупы. Окуляр может быть простой или сложный, т. е. состоять из одного или нескольких стекол. Наиболее употребительные окуляры Huyghens'a (или Campani) и Ramsden'a.

Окуляр Huyghens'a (Campani) изображен на рис. 300; он состоит из двух плосковыпуклых стекол a и b , обращенных выпуклыми сторонами к объективу, за составную часть которого, строго говоря, следует считать и стекло a , ибо изображение предмета получается в cd между стеклами, где находятся и нити окулярного микрометра. Изображение рассматривается одним стеклом b . Фокусное расстояние F' стекла a , расстояние D стекол друг от друга и фокусное расстояние F'' стекла b находятся в отношении

$$F' : D : F'' = 3 : 2 : 1.$$

откуда $F' = \frac{3}{2} D$, $F'' = \frac{1}{2} D$. Формулы (75) и (77,а) на стр. 256 дают для фокусного расстояния F всей системы и для расстояний h_1 и h_2 главных плоскостей от стекол (оба стекла считаем весьма тонкими):

$$F = \frac{3}{4} D = \frac{1}{2} F' = \frac{3}{2} F''$$

$$h_1 = 3h_2 = \frac{3}{2} D = F' = 3F''.$$

Расстояние δ главных плоскостей друг от друга равно

$$\delta = \pm (D - h_1 - h_2).$$

В нашем случае имеем:

$$\delta = D = \frac{2}{3} F' = 2 F''.$$

Окуляр Huyghens'a называется еще отрицательным.

Окуляр Ramsden'a, изображенный на рис. 301, состоит из двух плосковыпуклых стекол, обращенных выпуклыми сторонами друг к другу и составляющих вместе сложную линзу, через которую рассматривается изображение, даваемое объективом. Для этого окуляра

$$F' : D : F'' = 3 : 2 : 3,$$

откуда $F' = F'' = \frac{3}{2} D$. Как и выше, находим

$$F = \frac{9}{8} D = \frac{3}{4} F' = \frac{3}{4} F''$$

$$h_1 = h_2 = \frac{3}{4} D = \frac{1}{2} F' = \frac{1}{2} F''$$

$$\delta = \frac{1}{2} D = \frac{1}{3} F' = \frac{1}{3} F''.$$

Окуляр Ramsden'a иногда называется положительным. Оба рассмотренные окуляра обладают малою хроматическою и сферическою

Рис. 301.

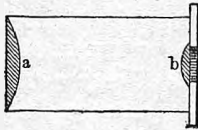
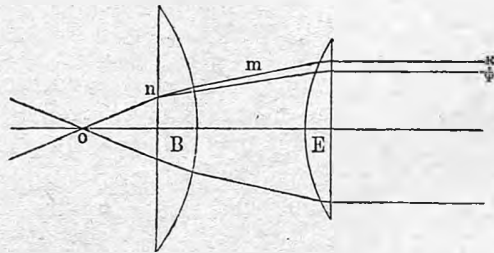


Рис. 302.



абберациями. Ограничиваемся указанием на ахроматичность окуляра Ramsden'a. Пусть точка o (рис. 302) принадлежит ахроматическому изображению предмета, полученному объективом и лежащему в плоскости нитей окулярного микрометра. Луч on разлагается при прохождении через первое стекло B на составные части, при чем красный луч m будет находиться дальше от оптической оси системы, чем луч фиолетовый. При прохождении через второе стекло E красный луч k преломится сильнее, чем он преломился бы, идя по направлению фиолетового луча ϕ , вследствие того, что он ближе к краю стекла E . В результате лучи k и ϕ выйдут почти параллельными, чем и обуславливается ахроматичность окуляра Ramsden'a.

На рис. 303 изображен окуляр Gauss'a, в который вставлена стеклянная пластинка S , на которую падают, через боковое отверстие в трубке, лучи от источника L ; она служит для освещения нитей. l and t

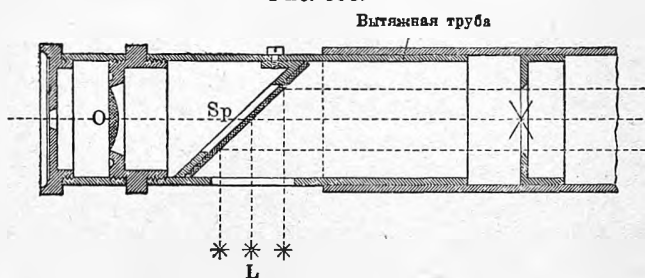
и Аbbe заменили стеклянную пластинку призмой с полным внутренним отражением. На рис. 304 изображен окуляр, построенный Martens'ом; здесь p призма, отражающая лучи, вступающие слева, по направлению к нитям.

§ 6. Микроскопы (сложные). Теория и практика устройства микроскопов достигли в последнее время обширного развития и им посвящены многие специальные сочинения. В общем курсе физики нам приходится ограничиться весьма немногими общими указаниями.

Сложный микроскоп состоит из короткофокусного объектива, вблизи главного фокуса которого, но несколько за ним, помещается предмет, и из окуляра, служащего для рассматривания увеличенного обратного изображения, полученного от объектива. Окуляр сложный и почти всегда отрицательный, т. е. Huyghens'a.

Ход лучей изображен на рис. 305. Предмет ab находится вблизи

Рис. 303.



объектива CD , в действительности сложного, как мы увидим далее, но здесь изображенного в виде одного стекла. Простой объектив, ныне не употребляемый, дал бы изображение $a'b'$, выпуклое в сторону окуляра, так как точка s находится ближе к центру объектива, чем точки a и b . Общая формула, связывающая расстояние f_1 точки и f_2 ее изображения от стекла, а именно

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{F}$$

дает

$$f_2 = \frac{F}{1 - \frac{F}{f_1}} \dots \dots \dots (19)$$

откуда и следует, что при положительном $f_1 > F$, что соответствует нашему случаю, f_2 увеличивается, когда f_1 уменьшается. Первое стекло EF сложного окуляра как бы переводит изображение $a'b'$ в $a''b''$, которое оказывается уже вогнутым к глазу и вот почему: $a'b'$ можно рассматривать, как мнимый предмет, расстояние f_1 которого от стекла EF отрицательное. Формула (19) показывает, что при отрицательном f_1 расстояние f_2 увеличивается с увеличением абсолютного значения величины f_1 . Поэтому $a''b''$ было бы сильно вогнуто в сторону AB , если бы $a'b'$ было плоское. Выпуклость $a'b'$ не так велика, чтобы $a''b''$ не оставалось не-

сколько вогнутым в сторону AB . Последнее стекло AB дает увеличенное мнимое изображение $a'''b'''$ от $a''b''$. Если бы $a''b''$ было плоско, то $a'''b'''$ получилось бы выпуклым в сторону окуляра, см. рис. 297 стр. 450. Но точка z'' несколько удалена от AB и это приближает ее изображение к стеклу AB , так как (19) показывает, что при $f_1 < F$ абсолютные зна-

Рис. 304.

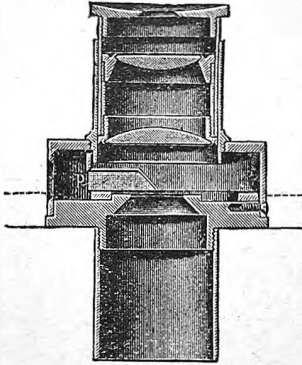


Рис. 305.

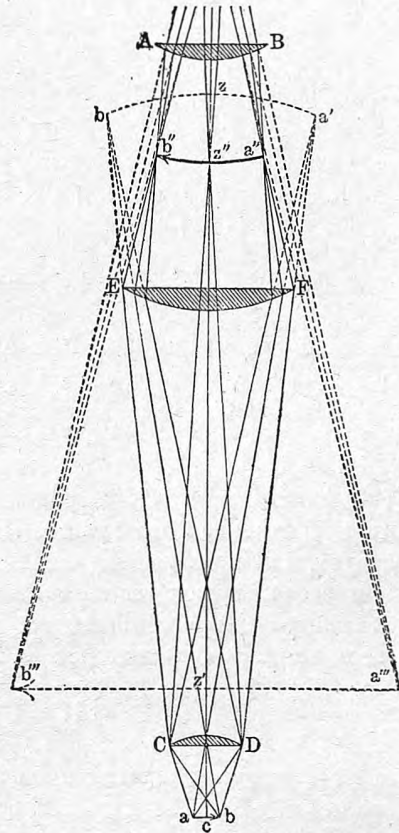
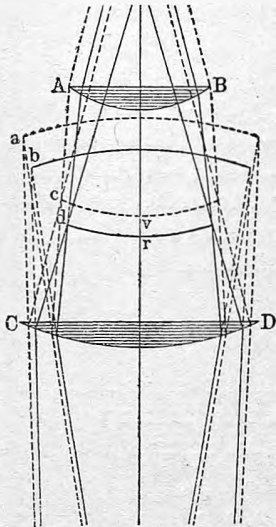


Рис. 306.



чения f_1 и f_2 меняются в одном направлении. Таким образом получается $a'''b'''$ уже не выпуклое в сторону окуляра, но плоское. В этом заключается одно из достоинств рассматриваемого окуляра.

Далее окуляр должен вместе с объективом составлять ахроматическую систему. Иногда объектив и окуляр в отдельности не ахроматичны, но второй исправляет хроматизм первого. На рис. 306 показано, каким образом это достигается; красные лучи здесь изображены непрерывными линиями, а фиолетовые — пунктиром. Не ахроматический объектив дает

бесконечное множество изображений, из которых крайние суть фиолетовое a и красное b ; стекло CD переводит их в c и d . В стекле AB фиолетовые лучи преломляются сильнее, чем красные, но так как фиолетовый предмет c расположен ближе к AB , чем красный d , и падающие на AB фиолетовые лучи составляют, поэтому, более расходящийся пучок, чем красные, то в результате и те и другие лучи выходят из стекла AB в направлениях друг другу параллельных, чем и достигается ахроматизм окончательного изображения. В настоящее время, однако, устраивают объектив и окуляр, каждый в отдельности, по возможности ахроматичными.

Увеличивающая сила P микроскопа равна $1:F$, где F главное фокусное расстояние всей системы, ибо в формуле (2) стр. 443 ε всегда мало сравнительно с Δ (второй главный фокус всей системы почти совпадает со вторым главным фокусом окуляра). Если F' и F'' главные фокусные расстояния объектива и окуляра и D расстояние между последними, то в общей формуле (77, b) стр. 256

$$P = \frac{1}{F} = \frac{1}{F'} + \frac{1}{F''} - \frac{D}{F'F''} = \frac{F' + F'' - D}{F'F''} \dots \dots \dots (20)$$

можно пренебречь величинами F' и F'' сравнительно с D , так что увеличивающая сила микроскопа равна

$$P = -\frac{D}{F'F''} \dots \dots \dots (21)$$

Знак (—) показывает, что изображение получается обратное. Увеличения геометрическое G и истинное W (стр. 444) равны, ибо в формулах (1) и (4) следует, как и в случае лупы, подставить $\Delta = \Delta_0 = \varphi$; предмет, если бы мы стали его непосредственно рассматривать, и изображение в микроскопе находятся на расстоянии наилучшего видения от глаза. Пренебрегая опять величиною ε сравнительно с $\Delta = \varphi$, получаем

$$W = G = \frac{\varphi}{F'}$$

Эта же формула получается из (4, a), если подставить (20) и $\Delta_0 = \varphi$. Подставляя сюда F из (20) и пренебрегая опять величинами F' и F'' сравнительно с D , получаем для истинного увеличения микроскопа

$$W = \frac{D\varphi}{F'F''} \dots \dots \dots (22)$$

Эту формулу можно вывести непосредственно. Увеличение W равно W_1W_2 , где W_1 увеличение объектива, W_2 увеличение окуляра. Далее $W_1 = \frac{f_2}{f_1}$, где f_1 расстояние предмета, f_2 расстояние изображения (действительного) от объектива; но f_1 и f_2 мало отличаются от F' и D , а потому $W_1 = \frac{D}{F'}$. На основании формулы (18) имеем далее $W_2 = \frac{\varphi}{F''}$. Таким образом получается (22).

Объективы в современных микроскопах должны удовлетворять целому ряду условий: aberrации сферическая и хроматическая должны быть по возможности малы; фокусное расстояние F' должно быть мало при сравнительно большом расстоянии предмета от поверхности первого стекла; поле зрения должно быть велико. Удовлетворить всем этим условиям можно только, составляя объектив из нескольких стекол. Каждое из стекол объектива прежде делалось двойным, но вообще не ахроматичным.

Пример сложного объектива изображен на рис. 307; он состоит из четырех стекол. Из них нижние два (e) отдельно могут быть несколько приподняты или опущены вращением около кольца b . Это служит для уменьшения aberrации, вызванной стеклышком, обыкновенно покрывающим предмет, и зависящей от толщины этого стеклышка. Происхождение этой aberrации аналогично сферической aberrации в стеклах.

Весьма большие выгоды представляет помещение помещению жидкости, напр.,

Рис. 307.

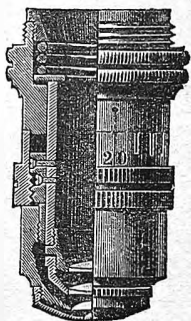
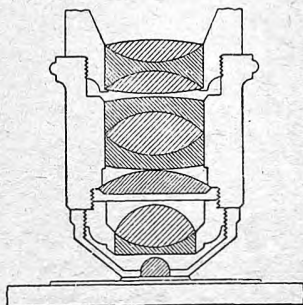


Рис. 308.

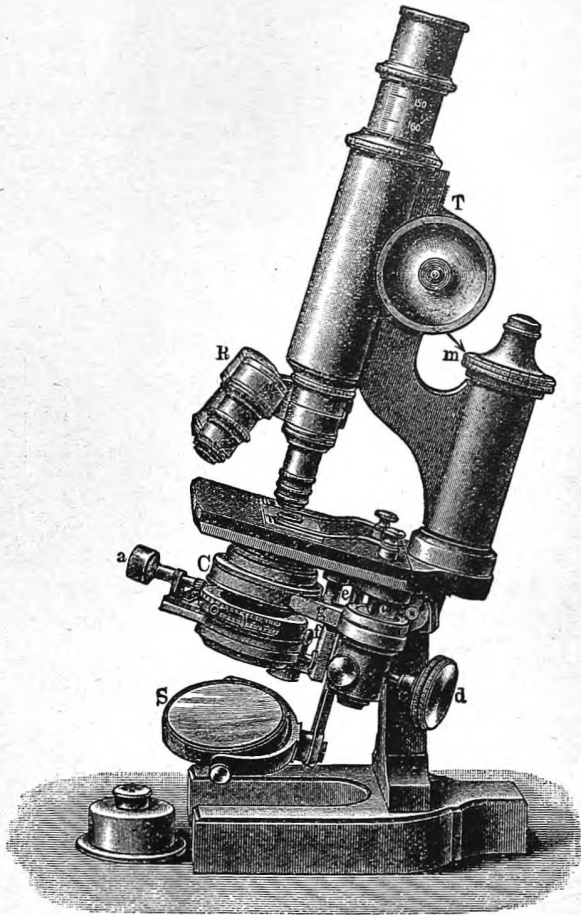


капли воды, между стеклышком и объективом; это дает так называемую иммерсионную систему. Впервые иммерсионную систему предложил Amici в 1840 г. Затем в 1855 г. E. Hartnack усовершенствовал эту систему, и наконец в 1878 г. Abbe предложил так называемую однородную иммерсионную систему, в которой стеклышко, покрывающее предмет, жидкость и первое стекло объектива обладают почти одинаковыми показателями преломления, так что лучи, исходящие от какой-либо точки предмета, распространяются почти прямолинейно до выхода из первого стекла объектива. Жидкостью служит обыкновенно кедровое масло (Cedernholzoel), для которого $n = 1,515$. Значение иммерсионной системы, дающей увеличение апертуры, достаточно выяснено в § 3.

На стр. 259 было указано на замечательный случай полного отсутствия сферической aberrации для лучей, исходящих из некоторой точки S , лежащей внутри шара радиуса R на расстоянии $a = R : n$ от центра шара, где n показатель преломления вещества шара. Этим воспользовался впервые Amici, строя сложные объективы, в которых первое стекло имеет полушарообразную форму, при чем рассматриваемая точка объекта совпадает с точкою S , лежащей, однако, вне стекла, напр., в воздухе. При-

меня к такому объективу иммерсионную систему, в особенности однородную систему Abbe, достигают того, что в объектив вступает весьма широкий пучок лучей и проходит первое стекло без сферической аберрации. На этом основаны усовершенствования в устройстве объективов, достигнутые, по указаниям Abbe, Zeiss'ом, который построил так называемые апохроматы, сложные объективы, обладающие высокою сте-

Рис. 309.



пенью апланатизма и ахроматизма. На рис. 308 показано устройство апохромата: он состоит из пяти стекол, в том числе одно двойное и два тройных; последнее стекло полушарообразное. Монтровка микроскопов весьма различная, смотря по мастерской, из которой они выходят.

На рис. 309 представлен один из новых микроскопов. В нем вся часть, покоящаяся на ножке, может вращаться около горизонтальной оси, так что трубку можно установить во всяком положении между горизонтальным и вертикальным. Длину трубки можно менять, устанавливая ее

по шкале *A*. Три объектива *R* (револьвер) могут быть быстро заменяемы один другим. Винт *T* служит для грубых, винтовая головка *m* для точных установок. Под столиком помещена осветительная система Abbe, состоящая из зеркала *S*, диафрагмы *J* и системы стекол (конденсатора). На рис. 310 изображены отдельно в *a* и *b* конденсаторы из двух и из трех стекол; *c* представляет цилиндрическую диафрагму, помещаемую под самим объектом. На рис. 311 представлена диафрагма ирис (iris) с круглым отверстием, радиус которого может быть изменен по желанию вращением винтовой головки, которая на рис. 310 видна в *d*.

В настоящее время стали пользоваться, системой освещения, при которой на поверхность, поддерживающую рассматриваемый предмет, падают лучи под наклоном. Эти лучи освещают предмет, но непосредственно не попадают в объектив микроскопа. Вследствие этого поле

Рис. 310.

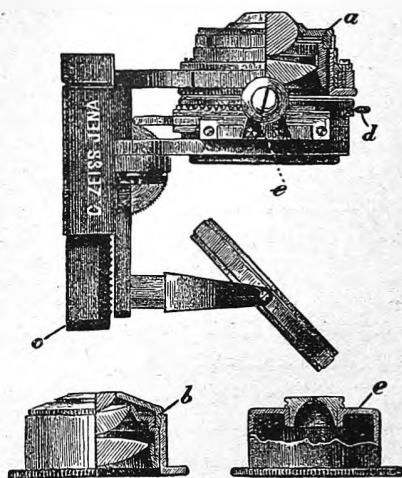
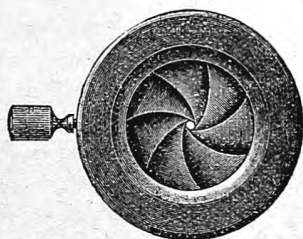


Рис. 311.



зрения остается темным, а предмет ярко выступает на темном фоне. Такие „конденсоры“ построили, напр., Игнатовский (Zeitschr. f. Mikroskopie 25 p. 64, 434, 1908) и Jentsch (Phys. Ztschr. 11 p. 993, 1910).

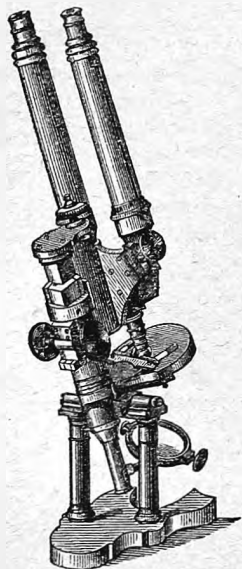
Для опытного определения увеличения микроскопа рассматривают через него стеклянную пластинку с нанесенными на ней весьма мелкими делениями, напр., в 0,01 мм., и при помощи одного из т. наз. рисовальных приборов (Nachet, Nоберт и др.), дающих возможность видеть одновременно изображение предмета в микроскопе и шкалу, положенную на стол рядом с ним, сравнивают величину делений, видимых в микроскопе, с величиною делений масштаба, положенного рядом.

Характеристикою качеств микроскопа может служить его способность сделать видимыми черточки на пробных стеклянных пластинках. Такие пластинки приготовлял впервые Nоберт; расстояние черточек колеблется на них от $\frac{1}{1000}$ до $\frac{1}{20000}$ парижской линии. Естественными пробными объектами могут служить, напр., чешуйки на крыльях бабочки

Hipparchia Janira и, для лучших микроскопов, диатомей *Navicula* и *Pleurosigma*, на которых находятся тончайшие полосы или линии.

Существуют микроскопы с 2-мя, 3-мя и 4-мя трубами, дающими возможность нескольким лицам одновременно рассматривать один и тот же предмет. Не входя в подробности, скажем только, что в состав этих приборов входят, кроме стекол, еще и зеркала или призмочки с полным внутренним отражением. Кроме того, существуют микроскопы с двумя трубами для двух глаз одного наблюдателя. Хотя оба глаза видят при этом одинаковые изображения, все же получается стереоскопический (см. следующую главу) эффект, вследствие неодинаковой яркости обоих изображений. Nachet, Riddel и Wenham строили такие бинокулярные микроскопы. На рис. 312 изображен бинокулярный микроскоп Nachet; его внутреннее устройство понятно из рис. 313; оно основано на применении нескольких призм с полным внутренним отражением.

Рис. 312.



Явление диффракции ставит предел для видимости мельчайших предметов. На стр. 449 мы видели, как определяется разрешающая сила микроскопа, и что предел видимости находится около $\frac{1}{6000}$ мм.

На русском языке имеется прекрасная книга: „А. Циммерман, Микроскоп,“ перевод с немецкого д-ра Ильиша, Спб. 1896. На стр. 320—327 помещен подробный указатель литературы по вопросу о микроскопии.

Обращаемся к весьма интересной новой отрасли микроскопии, т. наз. ультрамикроскопии. Siedentopf и Zsigmondy (*Annal. d. Phys.* (4) 10 p. 1, 1903) построили прибор, ультрамикроскоп, делающий для глаза заметными чрезвычайно малые частицы, находящиеся в какой-либо прозрачной (твердой, жидкой или газообразной) среде, и, во всяком случае, невидимые через наилучшие, обыкновенные микроскопы.

Обращаемся к весьма интересной новой отрасли микроскопии, т. наз. ультрамикроскопии. Siedentopf и Zsigmondy (*Annal. d. Phys.* (4) 10 p. 1, 1903) построили прибор, ультрамикроскоп, делающий для глаза заметными чрезвычайно малые частицы, находящиеся в какой-либо прозрачной (твердой, жидкой или газообразной) среде, и, во всяком случае, невидимые через наилучшие, обыкновенные микроскопы.

На стр. 450 уже было указано, что предмет, величина которого меньше $\frac{1}{6000}$ мм., не может дать изображения в микроскопе; но отсюда еще не следует, чтобы предмет меньших размеров не мог сделаться заметным для глаза, если только интенсивность его лучейспускания настолько велика, что диффракционный кружок на сетчатой оболочке вызывает заметное для нас раздражение. Ведь замечаем же мы щель, шириною в $0,1 \mu$ (напр., на слое серебра, покрывающего стекло), если она ярко освещена. На этом основано устройство ультрамикроскопа: весьма интенсивно освещенные мельчайшие частицы делаются заметными, если их рассматривать в обыкновенный микроскоп. Сюда относятся, напр., частицы дыма, или паров металлов в воздухе, частицы, взвешенные в коллоидальных растворах, или мутных средах, частицы металла, находящегося в стекле, напр., золота в т. наз. рубиновом стекле.

Для интенсивного освещения служит конденсатор, посылающий лучи, напр., в горизонтальном направлении; в направлении перпендикулярном, напр., в вертикальном, расположена ось микроскопа. Такое расположение схематически изображено на рис. 314.

Чтобы получить весьма интенсивное освещение, употребляется прибор, распределение частей которого изображено на рис. 315. Лучи солнца, отраженные гелиостатом, или иного яркого источника, поступают через диафрагму ирис (рис. 311) в затемненное пространство, в котором находится под'емная оптическая скамейка *G*, снабженная металлическою призмою *P*. Лучи попадают сперва на об'ективное стекло F_1 (фокусное расстояние около 100 мм.), которое дает в плоскости горизонтальной щели *S* изо-

Рис. 313.

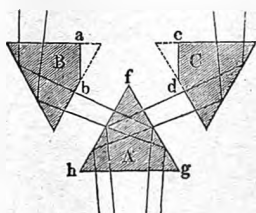


Рис. 315.

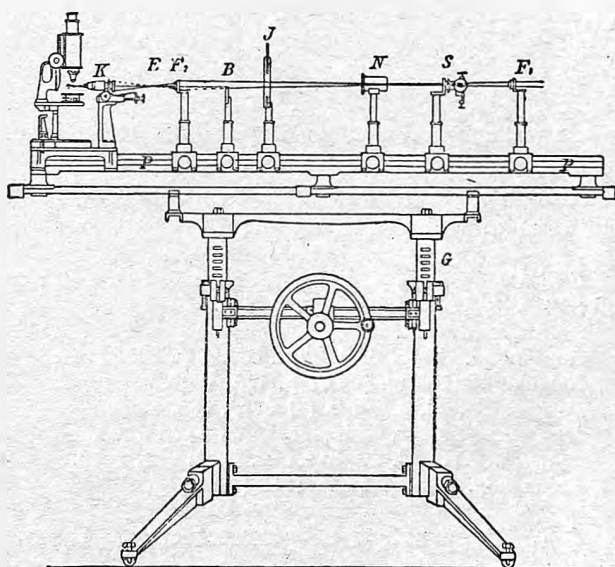
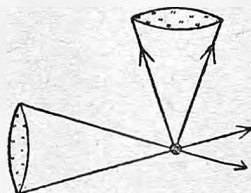


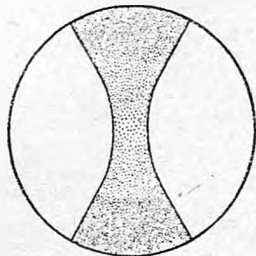
Рис. 314.



бражение, напр., солнца, диаметром около 1 мм. Ширина щели от 0,05 до 0,5 мм., ее горизонтальная длина от 0,1 до 2 мм. В *N* находится поляризатор (глава XV), которым иногда приходится пользоваться. Далее *J* диафрагма ирис, *B* диафрагма односторонняя, похожая на маленькую стамеску, и дающая возможность прикрыть нижнюю половину пучка лучей. Второй об'ектив F_2 (фокусное расстояние 80 мм.) дает в фокальной плоскости *E* конденсатора *K* в четыре раза уменьшенное изображение щели *S*. Об'ектив микроскопа, служащий конденсатором *K*, дает внутри испытуемого тела еще в девять раз уменьшенное изображение того изображения, которое находится в плоскости *E*. Испытуемое тело помещается под об'ективом микроскопа, служащего для наблюдения. В нем видна картина, изображенная на рис. 316: посреди круглого поля зрения виден сперва суживающийся, а затем опять расширяющийся световой конус. Наиболее узкое место соответствует изображению щели *S*, кото-

рое вызывается конденсатором; ширина полосы в этом месте пропорциональна длине щели. Вертикальная толщина световой полосы, которая может быть измерена перемещением микроскопа, соответствует ширине щели. Внутри световой полосы выступают те яркие диффракционные кружки (почти точки), которые вызываются ультра-микроскопическими частицами. Siedentopf полагал (1903), что этим способом могут быть замечены тельца, линейные размеры которых не превышают 6 μ . Он и Zsigmondy пытались определить величину частичек золота, распределенных в рубиновом стекле.

Рис. 316.



Метода Siedentopf'a и Zsigmondy была сильно упрощена Cotton'ом и Mouton'ом (С. R. 136 p. 1657, 1903 и 138 p. 1584, 1692, 1904). Капля испытуемой жидкости прикрывается покровным стеклом, а конус освещающих лучей направляется в испытуемую жидкость под таким углом, что лучи эти претерпевают на поверхности покровного

стекла полное внутреннее отражение и не попадают в об'ектив микроскопа.

Не входя в дальнейшие подробности, укажем на некоторые сочинения по ультрамикроскопии:

Siedentopf. Verh. d. d. phys. Ges. 5 p. 209, 1903; 7 p. 268, 1905; 11 p. 415, 574, 1909; 12 p. 6, 1910; Phys. Ztschr. 6 p. 855, 1905.

Cotton et Mouton. Les Ultramicroscopes, Paris, 1906.

Raehlmann. Verh. d. d. phys. Ges. 5 p. 330, 1903.

Raman. Phil. Mag. (6) 17 p. 495, 1909.

Potzger. Annal. d. Phys. (4) 30 p. 185, 1909.

Reichert. Photogr. Korrespondenz, April 1908.

Jentsch. Verh. d. d. phys. Ges. 12 p. 992, 1910.

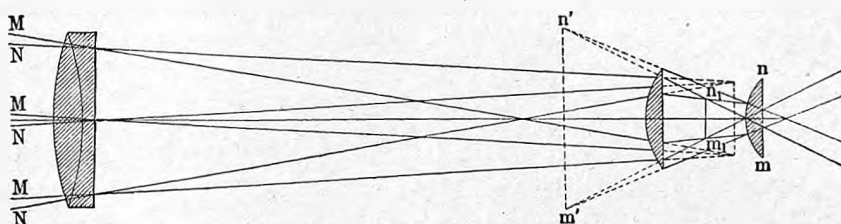
Zsigmondy. Phys. Ztschr. 1913 p. 975.

§ 7. Рефракторы астрономические. Приборы, служащие для „вооружения глаза“ при рассматривании более или менее отдаленных предметов, называются, вообще, зрительными трубами. Те из них, которые служат для целей астрономических, еще называются телескопами. Отличают рефракторы и рефлекторы: в рефракторах изображение рассматриваемое окуляром, образуется при помощи чечевицы, составляющей об'ектив трубы; в рефлекторах изображение получается при помощи вогнутого зеркала. В рефракторах об'ектив и окуляр должны обладать возможно малою хроматическою и сферическою абберациями. Общий ход лучей виден на рис. 317; лучи *M* идут от верхнего, лучи *N* — от нижнего края отдаленного предмета. Первое стекло окуляра Huyghens'a, помещенное между об'ективом и его фокусом, дает изображение $n_1 m_1$ предмета, которое затем увеличивается до $n' m'$ вторым стеклом nt окуляра. Изображение получается, таким образом, обратное.

Ахроматический об'ектив изображен на рис. 318; он состоит из двояковыпуклого кронгласового стекла и из почти плосковогну-

того флинтгласового, обращенного в сторону окуляра. Обращенные друг к другу поверхности стекол обладают почти одинаковой кривизной. Стекла, диаметр которых не превышает примерно четырех дюймов, склеиваются канадским бальзамом, чем достигается, между прочим, и уменьшение потери света при отражениях. Стекла боль-

Рис. 317.



ших размеров разделяются в трех местах по краям тонкими кусочками листового олова одинаковой толщины.

Истинное увеличение W равно отношению угла θ , под которым глаз наблюдателя видит изображение, к углу θ_0 , под которым он видит самый предмет. В виду малости углов θ и θ_0 , мы можем положить:

$$W = \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{\text{tg } \theta}{\text{tg } \theta_0}.$$

Пусть a величина действительного изображения, получаемого об'ективом; полагая, что предмет находится весьма далеко от трубы, мы можем θ_0 принять равным его угловой величине, считаемой от центра об'ектива; последняя равна угловой величине изображения, также считаемой от центра об'ектива, т. е. $\text{tg } \theta_0 = a : F_1$, где F_1 фокусное расстояние об'ектива. Полагая далее, что глаз находится весьма близко у окуляра, мы можем за вершину угла θ принять центр окуляра; отсюда следует, что θ равно углу, под которым действительное изображение видно из центра окуляра, который считаем простым. Так как действительное изображение находится весьма близко от фокуса окуляра, мы можем положить $\text{tg } \theta = a : F_2$, где F_2 главное фокусное расстояние окуляра. Итак



Рис. 318.
Флинт

$$W = \frac{a}{F_2} : \frac{a}{F_1} = \frac{F_1}{F_2} \dots \dots \dots (23)$$

Увеличение в астрономическом рефракторе пропорционально фокусному расстоянию об'ектива и обратно пропорционально фокусному расстоянию окуляра.

Существует целый ряд способов для опытного определения увеличения W . Укажем на один из них. Установив трубу „на бесконечность,“ обращают ее об'ективом на светлую часть неба, и измеряют радиус r светлого кружка, который получается в наиболее узком

поперечнике пучка лучей, выходящего из окуляра; пусть d расстояние от окуляра до этого кружка, который есть изображение освещенного объектива, даваемое окуляром. Если R радиус объектива и D его расстояние от окуляра, то

$$\frac{R}{r} = \frac{D}{d}.$$

Но между D , d и F_2 существует основное отношение

$$\frac{1}{D} + \frac{1}{d} = \frac{1}{F_2},$$

откуда

$$\frac{R}{r} = \frac{D}{d} = \frac{D - F_2}{F_2} = \frac{F_1}{F_2},$$

ибо $D = F_1 + F_2$. Сравнивая это с (23), видим, что

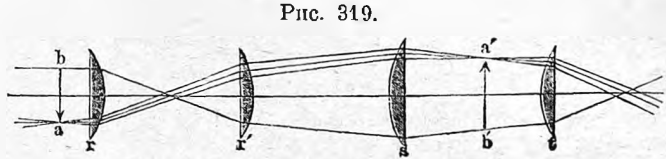
$$W = \frac{R}{r},$$

т. е. искомое увеличение равно отношению радиуса объектива к радиусу наименьшего светлого кружка, получаемого за окуляром при указанных выше условиях. Величина поля зрения, зависящая, главным образом, от окуляра, может быть определена измерением времени, в течение которого какая-нибудь звезда проходит вдоль диаметра видимого поля.

Установка рефракторов бывает весьма различная, смотря по их назначению. Мы не входим в эти вопросы, относящиеся к практической астрономии, в курсах которой можно найти рисунки, указывающие на характерные особенности разного рода установок. Заимствуем некоторые сведения о пулковском рефракторе из интересной статьи А. Л. Гершуна об оптических приборах (энциклопедический словарь Брокгауз-Эфрона т. 22, стр. 72). Объектив, диаметр которого равен 30 дюймам (76 см.), состоит из двух стекол: первое стекло, кронгласовая чечевица, имеет диаметр равный 31,5 дюйм.; радиус кривизны наружной поверхности 5,105 м., нижней — 5,283 м.; толщина ее 42,42 мм., вес 34,5 кгр.; коэффициент преломления для линии Na ($\lambda = 5890$) равен 1,519900, для линии Zn ($\lambda = 4720$) — 1,527369. Второе стекло — флинтгласовое двояковогнутое; диаметр 30,75 дюйм., радиус кривизны верхней поверхности 4,839 м., нижней — 140,130 м.; толщина стекла 26,06 мм., вес 61,5 кгр.; коэффициенты преломления для тех же двух лучей 1,622932 и 1,637411. Вершины стекол удалены друг от друга на 136,91 мм.; стекла образуют объектив с фокусным расстоянием в 14,1205 м. при $16^\circ C$. Фокусное расстояние увеличивается на 0,0000315 своей величины при повышении температуры на 1° . Рефрактор таких же размеров находится в Ницце; Ликская обсерватория в Калифорнии имеет 36-ти дюймовый рефрактор.

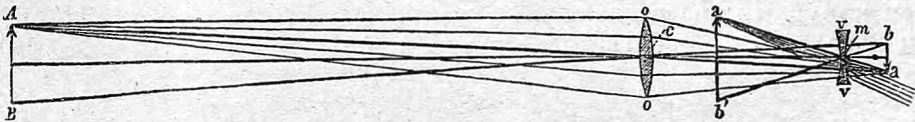
§ 8. Земная зрительная или подзорная труба. Для рассматривания земных предметов мы должны иметь трубу, которая давала

бы прямые изображения, а не обратные, как астрономический рефрактор. В земных зрительных трубах находится сложный окуляр, состоящий из четырех стекол, дающих окончательно прямое изображение. Ход лучей в одном из таких окуляров, а именно в так наз. ортоскопическом окуляре Kellner'a изображен на рис. 319. Здесь ba представляет действительное, обратное изображение, полученное объективом, не изображенным на рисунке. Дальнейший ход лучей понятен: стекла r, r' и s дают изображение $a'b'$, обратное относительно ab , но в действительности прямое, которое и рассматривается четвертым стеклом как простою лупою.



К земным зрительным трубам принадлежит и Галилеева трубка состоящая из ахроматического объектива oo (рис. 320) и из двояковогнутого окуляра vv . Ход лучей виден на рисунке; стекло oo дало бы изображение ab отдаленного предмета AB ; но лучи, сходящиеся, напр., в точке a , делаются расходящимися и дают мнимое изображение точки A в a' и след. прямое изображение $a'b'$ предмета AB . Обозначив через α величину изображения ab , мы видим, что угловая величина θ изображения $a'b'$ для глаза, находящегося около

Рис. 320.



самого окуляра vv , равна $\alpha : d$, где d расстояние между ab и vv , мало отличающееся от фокусного расстояния F_2 окуляра, ибо лучи выходят из vv с малым расхождением. Итак, $\theta = \alpha : F_2$. Далее угловая величина θ_0 предмета AB , очевидно, равна $\alpha : D$, где D , расстояние между ab и oo весьма мало отличается от фокусного расстояния F_1 объектива. Отсюда получается для увеличения

$$W = \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{\alpha}{F_2} \cdot \frac{D}{\alpha} = \frac{F_1}{F_2},$$

т. е. то же выражение, как и для астрономического рефрактора (стр. 462).

Правильная теория вопроса о поле зрения галилеевой трубки была впервые дана Н. А. Любимовым (Pogg. Ann. 148 p. 405, 1873).

Так называемый бинокль представляет соединение двух галилеевых трубок.

§ 9. Телескопы-рефлекторы или катоптрические. В этих трубах роль объектива играет вогнутое зеркало. Существуют три главные системы

катоптрических телескопов: системы Ньютона, Herschel'я и Gregoгу; видоизменение последней представляет система Cassegrain'a.

Устройство рефлектора Ньютона схематически изображено на рис. 321. Вогнутое зеркало C дает в f изображение отдаленной точки, которое зеркальцем n переносится в сторону и рассматривается через окуляр p . Herschel устранил двукратное отражение лучей, поместив зеркало C (рис. 322) несколько наклонно, так что

Рис. 321.

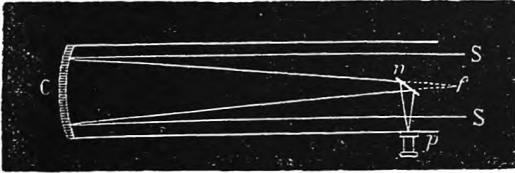
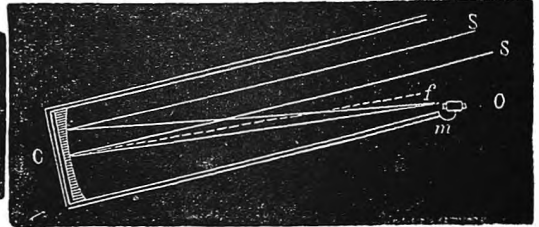
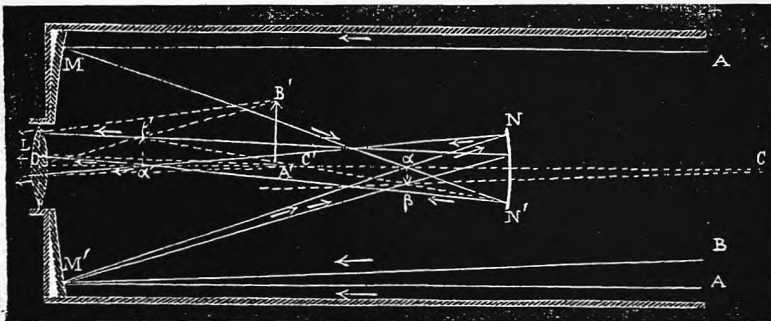


Рис. 322.



изображение f может быть рассматриваемо через окуляр m . Устройство рефлектора Gregoгу и ход лучей в нем виден из рис. 323. Зеркало MM' дает изображение $\alpha\beta$ предмета AB , которое падает между вторым зеркалом NN' и его главным фокусом, вследствие чего получается новое изображение $\alpha'\beta'$, которое и рассматривается перед отверстием через окуляр L , расположенный в центре зеркала и дающий изображение $A'B'$. Рефлектор Cassegrain'a отличается от предыдущего тем, что вогнутое зеркало NN' заменено в нем выпуклым; расстояние между зеркалом NN' и $\alpha\beta$ (рис. 324) несколько меньше фокусного расстояния второго зеркала, вследствие

Рис. 323.

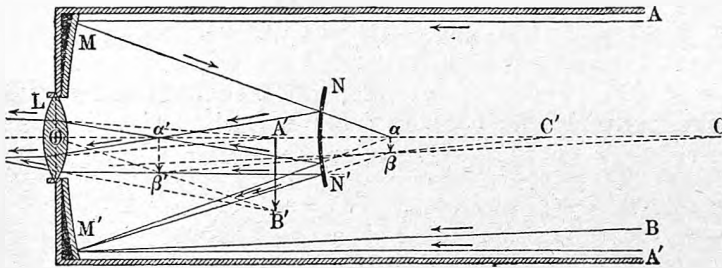


чего сходящиеся лучи остаются сходящимися, образуя новое изображение $\alpha'\beta'$, которое рассматривается через окуляр L .

Телескопы-рефлекторы играли важную роль, пока не были изобретены ахроматические об'ективы; изображение, даваемое зеркалом, понятно, свободно от всякого хроматизма. Зеркала делались прежде исключительно металлические, но в последнее время были

построены рефлекторы со стеклянными зеркалами, отражающая поверхность которых посеребрена. Такое зеркало находится в большом парижском рефлекторе (1876 г.) (диаметр зеркала 120 см.) и в рефлекторе обсерватории в Ealing'e в Англии (диаметр зеркала 153 см.); оба телескопа системы Гершеля. Легко проверить, что увеличение в рефлек-

Рис. 324.

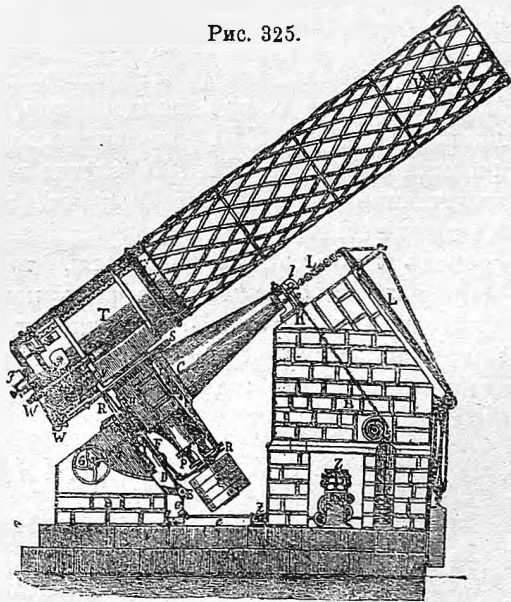


торах Ньютона равно $F_1 : F_2$, где F_1 фокусное расстояние зеркала, F_2 фокусное расстояние окуляра; в рефлекторах Gregory и Cassegrain'a увеличение равно $F_1 g : F_2$, где g увеличение, даваемое зеркалом NN' .

Рис. 325 представляет знаменитый рефлектор, построенный в 1870 г. Grubb'ом по системе Cassegrain'a для обсерватории в Мельбурне.

Диаметр зеркала, составленного из сплава 4 эквивалентов меди и 1 эквивалента олова, равен 122 см. (4 фута); его фокусное расстояние 9,3 метра. Отверстие малого зеркала 20 см.; его фокусное расстояние 1,9 м. Вся длина телескопа 8,2 м. Он снабжен целым рядом окуляров, дающих увеличение от 220 до 1000 раз и приводится в движение часовым механизмом, несмотря на то, что вес подвижных частей доходит до 8000 килогр. На рисунке видны выпуклое зеркало Y и окуляр y . CN — часовая ось, U — противовес на конце оси склонений. Часовой механизм Z двигает трубу при посредстве передаточного прута $zeeE$ и других частей, которых не описываем.

Рис. 325.

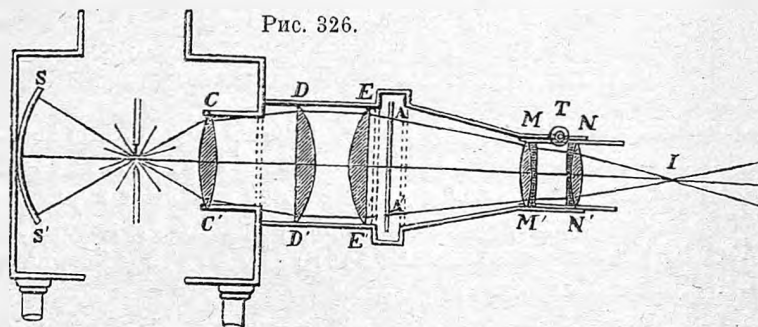


Наибольший рефлектор был построен в 1845 г. лордом Rosse для своей обсерватории в Ирландии. Диаметр зеркала 183 см. (6 футов); его фокусное расстояние 17 м. (55 футов); этот рефлектор построен по системе Ньютона. Весьма

интересную статью о катоптрических телескопах напечатал Vogel (Sitzungsber. Berl. Akad. 1906 p. 332; Astrophys. J. 23 p. 370, 1906).

О новых зеркальных сплавах, приготовленных Mach'ом, было сказано в главе IV, § 8.

§ 10. Проекционные приборы. Сюда можно отнести все приборы, дающие на некоторой плоскости, обыкновенно на поверхности вертикального экрана, изображение предмета: проекционные фонари, фотографическую камеру и т. под. Проекционный фонарь служит для получения на экране увеличенных изображений картин, напр., рисунков или фотографий на стекле, или небольших предметов. На рис. 326 схематически изображен фонарь Dubosq'a. В L находится сильный источник света, друммондов свет или вольтова дуга; SS'



вогнутое зеркало, центр которого находится в L . Стекла CC' , DD' и EE' составляют т. наз. конденсатор, служащий для собирания расходящихся лучей CLC' на поверхности AA' ; наконец два ахроматических стекла MM' и NN' составляют объектив, дающий на экране увеличенное обратное изображение картины AA' , находящейся от объектива несколько дальше его главного фокуса. Если желают проецировать небольшие предметы, то снимают объектив, помещают предмет перед фонарем, стараясь концентрировать на нем по возможности больше лучей, выходящих из конденсатора; затем получают изображение предмета при помощи отдельно установленной чечевицы или того же объектива.

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ.

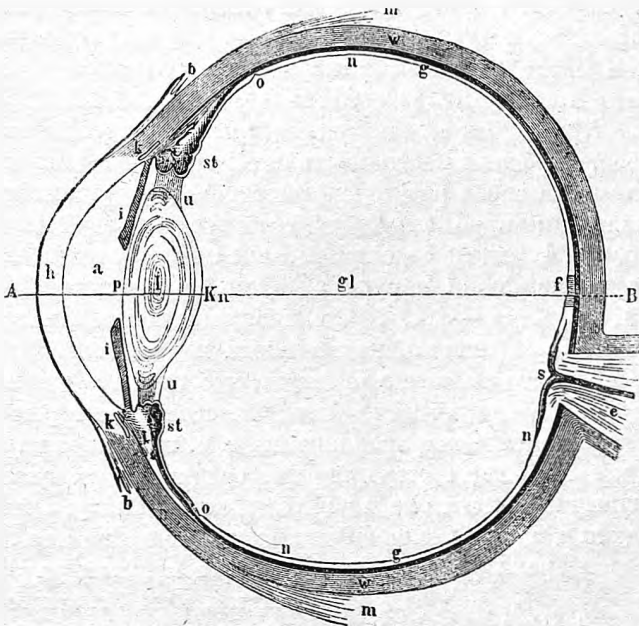
Сведения из физиологической оптики.

§ 1. Устройство глаза у человека. Физиологическая оптика, по определению Helmholtz'a, есть наука о восприятии ощущений при помощи органа зрения. В ней следует отличать три части или стороны: часть физико-физиологическую, рассматривающую устройство глаза и распространение в нем световых лучей; часть чисто физиологическую, трактующую о тех раздражениях, которые вызываются действием света на воспринимающие элементы глаза, и наконец,

часть психологическую, посвященную вопросу о возникновении, на основании этих раздражений, определенных представлений о предметах внешнего мира.

Рассмотрим прежде всего устройство правого глаза у человека; если смотреть сверху, горизонтальный разрез глаза представлен на рис. 327, увеличенный в 2,5 раза против его натуральной величины. Глазное яблоко состоит из наружной тройной оболочки, окружающей внутреннюю часть, состоящую из водянистой влаги (*humor aquaeus*) в переднем отделении *a*, хрусталика *l* и стекловидной влаги

Рис. 327.



(*humor vitreus*), наполняющей остальную часть полости глаза. Наружный слой оболочки состоит из рогового вещества и имеет белый цвет; он называется склеротикой (*tunica albuginea, sclerotica*). Передняя, более выпуклая и прозрачная часть составляет роговую оболочку (*cornea*). Через склеротику проходит глазной нерв *c* (*nervus opticus*) и кровеносные сосуды (*arteria* и *vena centralis retinae*). Внутри склеротики находится сосудистая оболочка (*chorioidea*), обозначенная более черною линиею и состоящая из разветвлений кровеносных сосудов; спереди она переходит в утолщенную часть *st*, содержащую особую кольцевидную мышцу (*tensor chorioideae, musculus Brueckianus*), и далее в радужную оболочку *ii* (*iris*), не одинаково окрашенную у различных людей и имеющую посредине круглое отверстие — зрачок (*pupilla*). Сосудистая и радужная оболочка составляют средний слой (*uvea*) глазной оболочки. Внутри ее находится, наконец, сетчатая оболочка (*retina*), состоящая, главным образом, из разветвлений

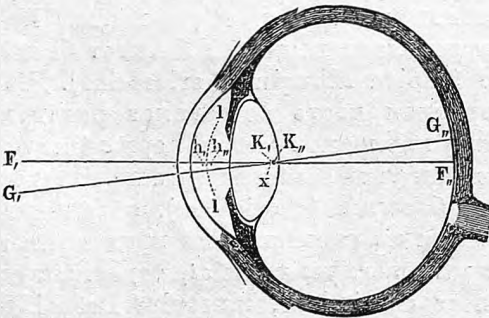
глазного нерва. Роговая оболочка имеет приблизительно форму эллипсоида вращения; радиус кривизны в передней части ее около 8 мм.; коэффициенты преломления роговой оболочки и водянистой влаги мало отличаются друг от друга.

Сетчатая оболочка имеет наибольшую толщину (0,22 мм.) в задней части, противоположной зрачку. Здесь находится т. наз. желтое пятно f (*macula lutea retinae*), в котором сосредоточено наибольшее число тончайших нервных кончиков. В сетчатой оболочке находятся микроскопические цилиндрики, или палочки (*bacilli*) и колбочки (*coni*) и прилегающий к сосудистой оболочке слой клеточек, содержащих черный пигмент. На сетчатой оболочке находится еще т. наз. глазной пурпур, вещество мало изученное, разлагающееся под влиянием света и восстанавливающееся в темноте. Средняя часть желтого пятна несколько углублена (*fovea centralis*); в ней вовсе нет палочек. Хрусталик представляет прозрачное, двояковыпуклое, бесцветное тело, передняя поверхность которого менее выпукла, чем задняя. Он состоит из слоев различной плотности: наружный слой мягкий, почти студенистый; ядро же состоит из вещества более твердого и вполне упругого. Каждый отдельный слой имеет волокнистое строение. Коэффициент преломления наружного слоя хрусталика 1,405, средних слоев около 1,429, ядра — 1,454. Стекловидная влага имеет почти такой же коэффициент преломления, как и влага водянистая.

Из этого краткого описания явствует, что глаз представляет пример системы средин, разграниченных поверхностями, которые мы можем считать сферическими и центрированными, т. е. центры которых расположены на одной прямой; притом первая середина, которую необходимо принять во внимание, хотя она и не принадлежит глазу, а именно — воздух, и последняя середина, стекловидная влага, не одинаковы. На стр. 236 до 244 мы рассмотрели распространение света в таком ряде средин; мы

видели, что главные и узловые точки в нем не совпадают. По данным кривизнам разграничивающих поверхностей и коэффициентам преломления отдельных средин можно вычислить положение шести основных точек в глазе человека. Оптические элементы глаза, однако, неодинаковы у различных людей, так что вычисления могут относиться лишь к некоторому как бы среднему глазу. Кроме того, эти элементы меняются

Рис. 328.



и в данном глазе, смотря по расстоянию от него рассматриваемого предмета, о чем будет сказано ниже.

На рис. 328 показано распределение шести основных точек по Listing'у. Первый главный фокус F , расположен перед глазом на рас-

стоянии около 12,8 мм. от роговой оболочки; второй главный фокус $F_{,,}$ находится на сетчатой оболочке, когда глаз приспособлен к далеким расстояниям. Главные точки h и $h_{,,}$ расположены в передней камере глаза на расстоянии менее 0,4 мм. друг от друга; узловые точки K и $K_{,,}$ находятся внутри хрусталика, также на расстоянии около 0,4 мм. друг от друга. Близость точек h и $h_{,,}$, а также K и $K_{,,}$ привела Listing'a к построению „приведенного“ глаза, состоящего из однородного вещества, а именно — водянистой влаги или даже просто воды, и ограниченного спереди сферической поверхностью ll , проходящей между h и $h_{,,}$, и имеющей центр в x между K и $K_{,,}$. Радиус ее около 5,125 мм., фокусы в F и $F_{,,}$.

Оптическая ось $F, F_{,,}$ не совпадает с направлением луча, встречающего центр желтого пятна. На рисунке этот луч в первой среде направлен от G к $K_{,,}$, в последней от $K_{,,}$ к $G_{,,}$; согласно свойству узловых точек $G, K, K_{,,}, G_{,,}$; здесь предполагается, что рисунок представляет горизонтальное сечение правого глаза, так что левый пришлось бы начертить ниже.

§ 2. Условия, при которых предмет виден отчетливо. Для того, чтобы рассматриваемый предмет был виден отчетливо, необходимо, чтобы его изображение располагалось на поверхности средней части желтого пятна. Две точки видны раздельно, когда их угловое расстояние не менее $1'$, след. расстояние их изображений на сетчатой оболочке не менее 0,005 мм. Неярко освещенный предмет виден, когда его угловая величина равна $30''$; светящиеся точки даже при произвольно малой их величине, в зависимости от силы испускаемого ими света, или от степени освещения и от их способности рассеивать падающий на них свет.

Боковые части сетчатой оболочки дают неясное представление о контурах, окраске и т. д. предметов. То место внутренней поверхности оболочки глаза, где вступает глазной нерв c (рис. 327), представляет слепое пятно, нечувствительное к световым восприятиям. Еще Mariotte показал способ субъективно обнаруживать присутствие этого пятна. На рис. 329 изображены крестик и круг. Если смотреть правым глазом

Рис. 329.



на крестик по направлению, перпендикулярному к рисунку, то круг, присутствие которого весьма хорошо заметно, исчезает при расстоянии глаза от крестика около 30 см. Изображение круга в этом случае падает на слепое пятно. Угловая величина исчезающего предмета может дохо-

дить до 7° (одиннадцать рядом расположенных полных месяцев или лицо человека, находящегося на расстоянии 2 метров).

Чтобы изображения как близких, так и отдаленных предметов падали на сетчатую оболочку, необходимо, чтобы изменялась оптическая система глаза при всяком изменении расстояния рассматриваемого предмета от глаза. Это внутреннее изменение называется аккомодацией; глаз приспособляется к различным расстояниям. Kepler, Descartes, Buffon, Langenbeck и Cramer различным образом объясняли механизм аккомодации. Замечательное исследование, оставшееся мало известным, произвел знаменитый Thomas Young в 1801. По исследованиям Helmholtz'a сущность аккомодации сводится к следующим физиологическим изменениям, происходящим в глазу при переходе к рассмотрению близких предметов, изображение которых геометрически получалось бы за сетчатую оболочку, если бы перед тем глаз был приспособлен к расстояниям далеким:

1. Радиус зрачка уменьшается.
2. Внутренний край радужной оболочки и передняя поверхность хрусталика передвигаются вперед.
3. Передняя поверхность хрусталика делается более выпуклою.
4. Задняя поверхность хрусталика, не меняя своего места, также делается немного более выпуклою.

Helmholtz дает следующие числа для двух состояний глаза:

	Аккомодация на расстояние:	
	дальнее.	близкое.
Радиус кривизны передней поверхн. хрусталика	10,0 мм.	6,0 мм.
Радиус кривизны задней поверхн. хрусталика	6,0 „	5,5 „
Расстояние передней поверхн. хрусталика от роговой оболочки	3,6 „	3,2 „
Главное фокусное расстояние хрусталика	50,617 „	39,073 „
Расстояние второго фокуса глаза от роговой оболочки	22,819 „	20,955 „

Более выпуклый хрусталик обладает большею преломляемостью, вследствие чего изображение близкого предмета приходится на сетчатую оболочку. Изменение выпуклости хрусталика можно наблюдать, рассматривая, как показал Helmholtz, сбоку изображения пламени в глазу другого лица.

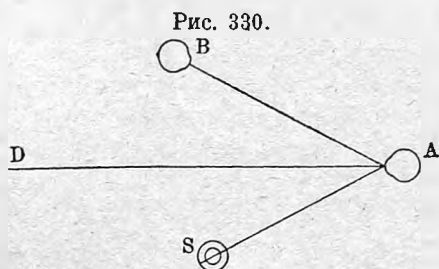


Рис. 330.

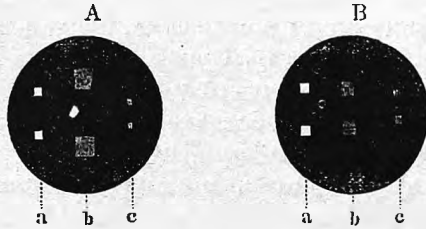
Пусть S (рис. 330) лампа, окруженная непрозрачною ширмой, открытой со стороны, обращенной к исследуемому глазу A , который смотрит по направлению AD ; D глаз наблюдателя, рассматривающего изображения пламени лампы S в глазу A . Таких изображений видно три (см. рис. 331): прямое яркое a от поверхности роговой оболочки,

прямое слабое b от передней и обратное, весьма слабое c от задней поверхности хрусталика. Когда глаз, приспособившийся к рассматриванию отдаленного предмета, переходит к предмету близкому, то второе изображение значительно, а третье немного укорачивается, чем и подтверждается существование указанных выше изменений формы хрусталика. Изменение трех изображений особенно хорошо наблюдается, если лампу S вполне окружить цилиндром, в котором находятся два четырехугольных выреза. Когда глаз A (рис. 330) смотрит вдаль, то изображения четырехугольников в глазу имеют вид, показанный на рис. 332, A . Но когда

Рис. 331.

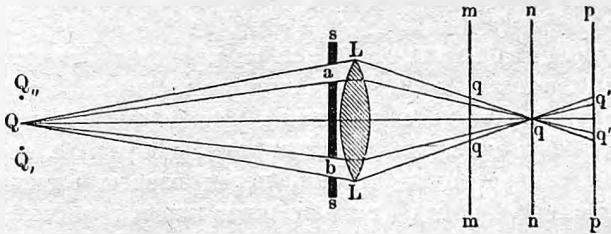


Рис. 332.



глаз приспособляется к рассматриванию близких предметов, то эти изображения меняются, как показано на рис. 332, B . Относительно вопроса, каким образом вызывается в глазу изменение выпуклости хрусталика, мнения расходятся. Helmholtz полагал, что мышца, окружающая хрусталик и прикрепленная к нему, в нормальном состоянии, т. е. при видении вдаль, натянута; при аккомодации на близкое расстояние натяжение мышцы ослабляется, вследствие чего хрусталик утолщается. Однако, исследования Tscherning'a и др. показали, что хрусталик при радиальном

Рис. 333.



растяжении утолщается, что и может быть объяснено особенностями его структуры. По мнению Tscherning'a упомянутая мышца производит, при аккомодации на близкое расстояние, радиальное растяжение хрусталика.

Расстоянием наилучшего зрения φ называется то расстояние предмета от глаза, при котором удобнее всего, т. е. с наименьшим напряжением рассматриваются его детали; это то расстояние, на котором держат, напр., книгу при чтении; для нормального глаза φ около 25 см. Весьма почетный опыт Scheiner'a дает возможность определить φ . Если

в листке бумаги ss (рис. 333) проколоть две дырочки a и b , расстояние которых меньше диаметра зрачка и, приложив листок к глазу, смотреть на острие булавки Q , находящейся от глаза ближе расстояния φ , то острие представляется двойным. Лучи, идущие от Q к отверстиям a и b , преломляясь в глазу, сходятся геометрически в точке q , находящейся за сетчатой оболочкою mt , которая в двух точках q и q встречается со световыми лучами. На сетчатой оболочке получаются два изображения (от малых отверстий), а потому и самое острие видно двойным в Q , и $Q_{..}$. Если прикрыть верхнее отверстие a , то исчезает нижнее изображение Q . Когда острие Q находится далеко от глаза, приспособившегося к близкому расстоянию, то сетчатая оболочка находится в pp , т. е. за фокусом q , и мы опять видим два изображения, причем верхнее $Q_{..}$ исчезает, если прикрыть отверстие a . Оба изображения сливаются в одно, когда Q находится на расстоянии наилучшего ψ от глаза.

На сетчатой оболочке получаются изображения обратные. Но мы все-таки видим предметы прямыми, и это объясняется тем психологическим актом, в котором заключается сущность распознавания внешнего мира органом зрения. В т. I было разъяснено, что мы судим о внешнем мире, научаясь обосновывать и правильно об'ективировать наши ощущения. Ребенок в первый период жизни воспринимает световые ощущения, но, если можно так выразиться, не знает, что с ними делать, не понимает их значения. Мало-по-малу он научается об'ективировать ощущения, т. е. на основании воспринятого ощущения заключать о присутствии вне его определенных предметов; при этом он, конечно, сразу научается делать эти заключения правильно, т. е. видеть предметы в том положении, в котором они действительно находятся вне нас.

§ 3. Неправильности нормального глаза. Глаз не представляет из себя математически-идеального оптического прибора; в нем, как и в искусственных приборах, замечаются неправильности, которые мы и рассмотрим.

Сферическая аберрация. Глаз не представляет из себя вполне апланатической системы; лучи, исходящие из какой-либо точки и падающие на центральную часть хрусталика, имеют иной фокус, чем лучи, проходящие ближе к его краям. В этом легко убедиться, если поместить предмет, напр., напечатанные строки, перед глазом ближе расстояния наилучшего зрения φ , когда уже нет возможности рассмотреть буквы. Если теперь поместить перед самым глазом листочек бумаги с маленькой дырочкой, то буквы делаются отчетливо видимыми; это, по крайней мере отчасти, объясняется тем, что центральным лучам соответствует более короткий фокус, чем лучам крайним.

Астигматизм. Поверхности, разграничивающие последовательные средины, из которых состоит глаз, не представляют точных поверхностей вращения; вертикальная и горизонтальная плоскости, проходящие через ось глаза, пересекают их по неодинаковым кривым. Эта несимметричность глаза называется астигматизмом, и Helmholtz указал на целый ряд явлений, которые им объясняются. Чтобы сперва вполне отчетливо

видеть горизонтальную прямую линию, а затем вертикальную, необходимо изменить аккомодацию глаза. Расстояние наилучшего зрения для второй меньше, чем для первой.

Хроматическая аберрация. Глаз не представляет системы ахроматической; фокус фиолетовых лучей ближе к хрусталику, чем фокус лучей красных, приблизительно на 0,43 мм., когда глаз приспособлен к бесконечности. Следующий опыт подтверждает сказанное: если издали смотреть через темное кобальтовое стекло, пропускающее только красные и синие

Рис. 334.

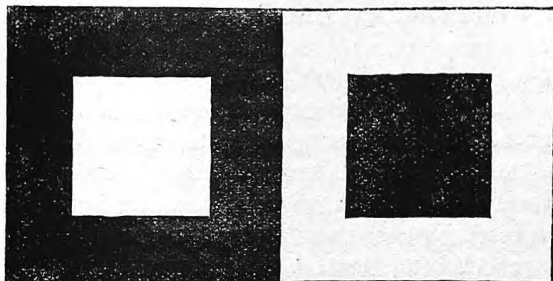
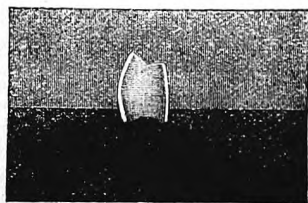


Рис. 335.



лучи, на небольшую светящуюся точку, то фокус красных лучей приходится на сетчатой оболочке, а фокус синих перед нею, и мы видим красную точку, окруженную синей каймой. Если же смотреть на пламя вблизи, то фокус синих лучей укладывается на сетчатой оболочке, и мы видим синюю точку, окруженную красной каймой. В первом случае кайма образуется синими лучами, расходящимися из фокуса, а во втором красными лучами, еще не дошедшими до фокуса.

Иррадиация. Светящаяся точка дает на сетчатой оболочке маленький кружок, как результат аберраций. Прилагая это к точкам, расположенным вдоль края светлой поверхности, мы видим, что вся величина изображения этой поверхности на сетчатой оболочке будет больше, чем бы следовало согласно ее геометрическим размерам, и потому сама поверхность должна нам представляться увеличенной или как бы перехватывающей через края окужающего ее темного фона. Этим объясняется целый ряд явлений, известных под общим названием иррадиации; все они сводятся к кажущемуся расширению светлых поверхностей. В виде примера укажем на рис. 334; белый квадрат на черном фоне и черный на белом одинаково велики; но первый кажется больше второго, так как вследствие иррадиации его размеры представляются увеличенными, между тем как на другом рисунке, наоборот, белый фон как бы расширяясь, уменьшает кажущиеся размеры черного квадрата.

Когда луна имеет вид тонкого серпа, а остальная часть ее поверхности, слабо освещенная, представляется в виде всем известного кружка пепельного цвета, то кажется, что наружный край серпа принадлежит окружности круга с большим радиусом, чем остальная часть поверхности луны. Если горизонтальной прямой дощечкой прикрыть нижнюю часть

яркого пламени, то кажется, что пламя как будто несколько перехватывает через край дощечки, которая перестает казаться прямой, имея как бы впадину в том месте, где виднеется пламя (рис. 335).

Прежнее объяснение иррадиации, данное Plateau, полагавшим, что раздражение определенной точки сетчатой оболочки передается соседним точкам, ныне оставлено.

Энтоптические явления. Различные весьма малые тела, плавающие внутри глаза, некоторые сосуды, находящиеся в глазу и т. д., могут дать тени на сетчатой оболочке, или влиять на форму образующихся на ней изображений и таким образом сделаться заметными. Все обнаруживающиеся при этом чисто субъективные явления носят общее название явлений эントптических. Многие из них легко наблюдаются, если обратить глаз на равномерно и достаточно светлую часть неба.

§ 4. Продолжительность светового впечатления. Суждение о величине и расстоянии предметов. Всякое раздражение сетчатой оболочки, как бы оно ни было кратковременно, не исчезает мгновенно вместе с раздражающею причиною, но продолжается далее в течение приблизительно 0,1 сек. Вследствие этого ряд раздражающих причин, перерывы между которыми не превышают 0,1 сек., дают сливающиеся между собою впечатления. На этом основано устройство целого ряда весьма распространенных приборов, большею частью служащих скорее для забавы, чем для научных целей (тауматроп, фенакистикон, кинематограф и др.). Исследования многих ученых, в особенности Allen'a (1901), показали, что продолжительность впечатления неодинакова для лучей различной длины волны. Она наименьшая для желтых лучей (около линии D) и растет как в сторону красных, так и в сторону фиолетовых лучей.

Когда предмет рассматривается обоими глазами, то на сетчатой оболочке каждого из них получается изображение этого предмета. Тем не менее мы не видим предметов двойными, когда изображения падают на соответствующие места сетчатых оболочек; в этом случае два впечатления сливаются в одно и об'ективируются в одном месте пространства. Но фиксируя какой-нибудь предмет (напр., палец), мы видим двойными все другие предметы, лежащие по тому же направлению ближе к нам или дальше от нас и дающие изображения на несоответствующих местах сетчатых оболочек. Helmholtz показал, однако, что данному положению глаз соответствует бесконечное множество точек, которые не представляются двойными; их геометрическое место он назвал гороптером.

Об относительной величине предметов, находящихся на приблизительно одинаковом расстоянии от нас, мы судим по их кажущейся угловой величине, которая, с своей стороны, зависит от величины изображения на сетчатой оболочке. Таким же образом мы судим об абсолютной величине предметов, если имеются данные для суждения о расстоянии, на котором они находятся.

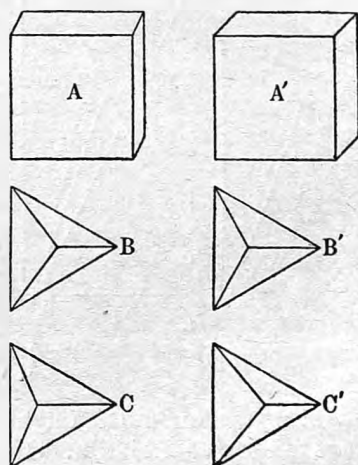
О расстоянии более удаленных от нас предметов мы, наоборот, иногда судим по их кажущейся, т. е. угловой величине, если эти предметы нам хорошо знакомы (человек, лошадь и т. д.); далее число, характер

и расположение предметов, находящихся между нами и рассматриваемым предметом, могут служить данными для суждения о расстоянии последнего; наконец, той же цели может отчасти служить так называемая воздушная перспектива, т. е. степень ясности, с которою мы видим детали отдаленных предметов через толщу промежуточного слоя воздуха.

При определении расстояния близких предметов мы, вероятно, отчасти руководимся величиною приспособления, которую мы чувствуем; но нет сомнения, что главную и притом двоякую роль играет рассмотрение предметов двумя глазами. Во-первых, оси глаз, продолжения которых пересекаются в рассматриваемой точке, тем более сходятся, т. е. отступают от параллельности, чем ближе находится эта точка. Это схождение чувствуется и сознается нами, и по его величине мы судим о расстоянии точки. Во-вторых, глаза, находясь в различных местах пространства, дают неодинаковые изображения окружающих нас предметов: различие относится к взаимному их расположению и к виду отдельных предметов, не вполне одинаковые части поверхности которых обозреваются тем и другим глазом. Степень этой неодинаковости двух изображений, сливающихся в одно ощущение, и вызывает ясное представление о перспективном расположении ближайших предметов и частей одного предмета. Если перед собою поставить различные предметы, закрыть оба глаза, передвинуть голову (чтобы изменить только-что виденное) и затем открыть один глаз, держа голову неподвижно, то всякая перспективность исчезает, все предметы кажутся плоскими и расположенными в одной плоскости, и весьма трудно быстрым движением схватить какой-либо предмет. Поразительно то внезапное появление перспективности, замечаемое, если открыть другой глаз. На рис. 336 представлены изображения A, B, C в левом глазу и A', B', C' в правом параллелепипеда, тетраэдра, обращенного вершиною к наблюдателю, и полого тетраэдра, вершина которого обращена от наблюдателя. Глядя на пару рисунков, нетрудно слить их вместе, и тогда изображенная фигура представляется вполне рельефною.

На этом основано устройство стереоскопа, схематически изображенного на рис. 337. Приготавливают две фотографии AB и $A'B'$ одного и того же предмета, лица, ландшафта и т. д., снятого с двух рядом расположенных точек, как бы соответствующих левому и правому глазу. Они кладутся рядом на дно ящика, крышка которого снабжена трубками E и E' ; в каждой трубке находится чечевица и призма L, L' (или половина чечевицы), так что два изображения, перемещаясь к середине прибора, приходят на одно и то же место ab . Если обоими глазами одновременно

Рис. 336.



смотреть в трубки L и L' , то правый глаз видит в ab рисунок AB , а левый на том же месте — рисунок $A'B'$. Эти два рисунка, сливаясь, дают впечатление предмета рельефного.

Helmholtz построил любопытный прибор, телестереоскоп, схематически изображенный на рис. 338. В вычерненной трубке находятся два зеркала (или призмы с полным внутренним отражением) R и R' . Лучи, отразившись сперва от R и R' и затем от двух других зеркал (или призм) r и r' , попадают в глаза. Отдаленные предметы, рассматриваемые через такой прибор, напр., деревья или люди, кажутся более отдаленными друг от друга; пейзаж представляется более рельефным. Действие прибора такое же, как если бы расстояние глаз сделалось равным расстоянию точек R и R' .

Основываясь на этом принципе, Zeiss в Иене построил бинокли и двойные зрительные трубы, в которых расстояние D двух объективов

Рис. 337.

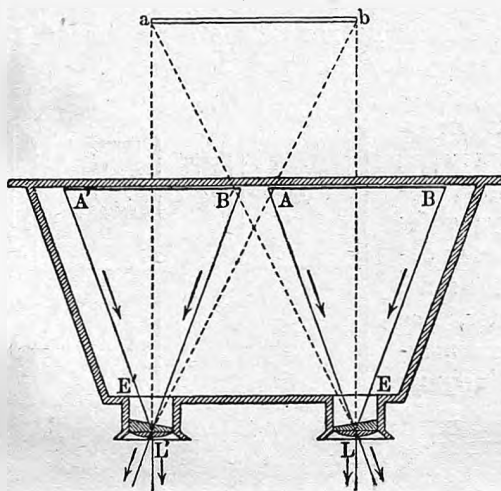
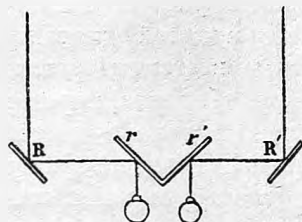


Рис. 338.



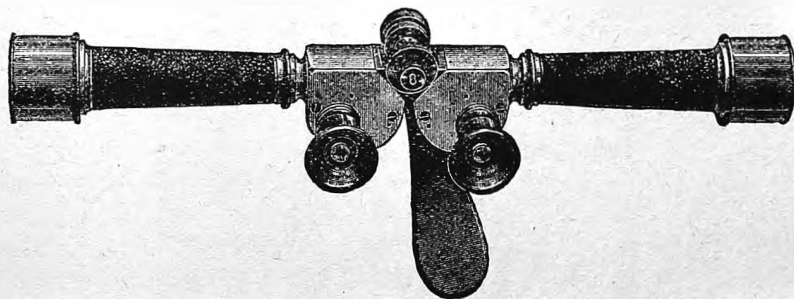
больше расстояния d окуляров. На рис. 339 изображена двойная зрительная труба Zeiss'a. Отверстия для объективов находятся около концов труб со стороны противоположной той, которая изображена. Здесь $D = 7d$; так как трубы приближают в 10 раз, то ясно, что „пластичность“ предметов, рассматриваемых через этот инструмент, в 70 раз больше, чем при рассматривании простым глазом.

Далее Zeiss построил, по мысли de Groussilliers'a, стереоскопический дальномер. Он представляет снаружи ту же двойную трубу; в фокальных плоскостях объективов помещены стеклышки, на которых проведен ряд маленьких клинообразных значков, снабженных числами. Эти значки представляют два стереоскопических изображения ряда значков, расположенных в пространстве на различных расстояниях от наблюдателя. Когда мы смотрим в трубы, оба изображения сливаются и дают впечатление ряда значков, действительно висящих в пространстве на расстояниях,

определяемых соответствующими цифрами. Значки расположены в три ряда. В первом ряду расстояния значков 100, 200, ... 900 и 1000 метров; во втором 1100, 1200, ... 1900 и 2000 м., в третьем 2000, 2200, 2400, ... 3000, 3500, 4000, 5000 и 10000 м. Сравнивая положение наблюдаемого предмета с положением ближайшего, как бы висящего над ним значка, мы можем определить расстояние первого от нас. На рис. 340 изображено поле зрения дальномера, направленного на ландшафт. Если положить этот рисунок в стереоскоп, то виден ландшафт и над ним, как бы в воздухе, три ряда значков, постепенно уходящих в даль.

Новая эра в истории стереоскопии началась с 1901 г., когда Pulfrich построил свой „стерео-компаратор“. Он основан на следующем. Положим, что две зрительные трубы установлены вполне параллельно; тогда бесконечно удаленные предметы дадут изображения в одинаково расположенных местах полей зрения, между тем как изображения предметов, не столь удаленных, будут находиться в неодинаковых местах этих полей. Расстояние s этих мест будет тем больше, чем ближе находится рассматриваемая точка, чем больше расстояние об'ективов труб и чем больше фокаль-

Рис. 339.

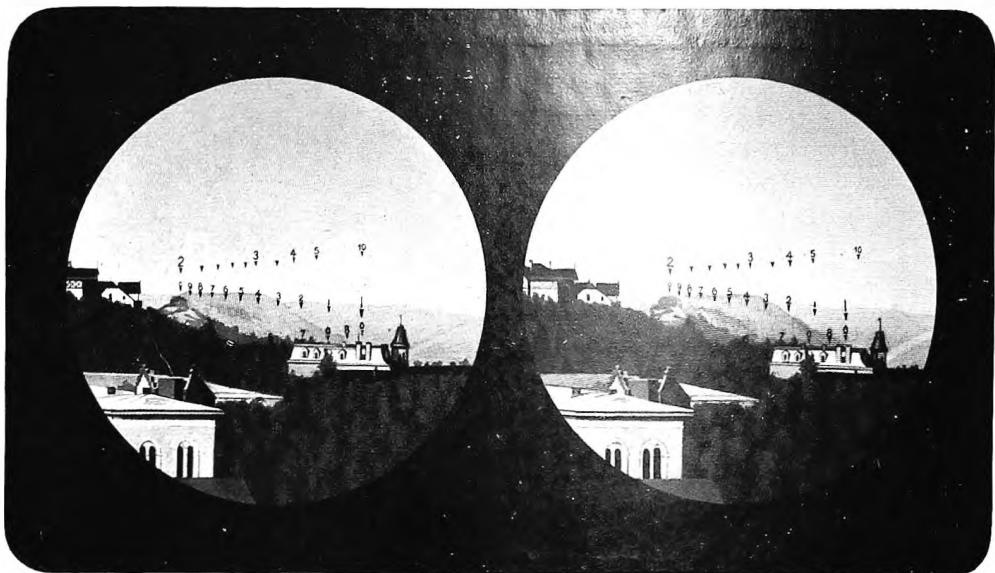


ное расстояние об'ективов. Расстояние об'ективов может быть велико (1 до 2 м.), между тем как окуляры находятся рядом, как напр., в двойной трубе фиг. 339.

Вообразим, что, наоборот, в фокальных плоскостях двух труб помещены подвижные укататели, в виде вертикальных остриев (стрелки). Если они находятся в соответствующих местах полей, то наблюдатель увидит одно, как бы бесконечно удаленное острие. Но если одну из стрелок сдвинуть в сторону на измеряемое расстояние s , то она, при бинокулярном рассматривании, представится находящейся на расстоянии $S = RF : s$, где R расстояние центров и F фокальное расстояние об'ективов. На этом основано устройство стереокомпаратора. Он состоит из наклонной к горизонту рамки, на которую кладутся два стереоскопических изображения, которые могут быть освещены снизу, если они прозрачны (диапозитивы). Они рассматриваются бинокулярным микроскопом, устройство которого вполне аналогично устройству прибора рис. 339; их об'ективы обращены к двум картинкам, которые устанавливаются так, что одновременно могут быть рассматриваемы строго соответствующие друг другу части.

В фокальных плоскостях находятся знаки, в виде вертикальных черточек на стеклянных пластинках, из которых одна может быть перемещаемая в сторону на измеряемую длину s . Мы видим рельефную картину того, что изображено на картинах, и черту, кажущееся расстояние которой от нас определяется длиной s . Перемещая обе картины вместе и меняя s , мы можем приводить в кажущееся совпадение черту и различные точки картины. Таким образом, можно непосредственно измерять, на сколько одна точка картины в действительности ближе или дальше от нас, чем другая ($S_2 - S_1$). Таким образом, прибор может служить для чисто топографических целей, когда мы имеем две стереоскопические картины, напр.,

Рис. 340.



ландшафта. Две картины луны, либрации которой соответствуют перемещению наблюдателя на 14° , считая от центра луны, дают возможность измерить высоту гор и глубину кратеров.

Другое применение стерео-компаратора заключается в том, что он дает возможность открыть изменения, происшедшие в фотографическом объекте. Положим, что ландшафт, напр., морской берег был сфотографирован два раза с одного и того же места, но через более или менее продолжительный промежуток времени. Две картины, вместе взятые, не дадут впечатления рельефа в тех частях, которые не подверглись изменениям. Но всякий сдвиг, изменения высоты почвы, наклона зданий и т. д., немедленно делаются заметными, так как соответствующие части картины представляются лежащими вне (спереди или сзади) плоскости картины.

Особенно замечательны применения прибора в астрономии. Если имеются две фотографии одной и той же части небесного свода, получен-

ные через некоторый промежуток времени, то планеты, изменившие свое положение, бросаются в глаза: они кажутся расположенными вне плоскости рисунка. Переменные звезды также бросаются в глаза, ибо они кажутся не отчетливыми и как бы мерцающими. Таким путем действительно удалось открыть новые малые планеты и множество переменных звезд.

В 1904 г. Pulfrich предложил новый метод, при помощи которого легко находятя малейшие различия 2-х об'ектов, напр., 2-х фотографий звездного неба. Изображения обеих фотографий сводятся в один окуляр микроскопа, и освещаются попеременно, быстро сменяя друг друга. Несовпадающие или не тождественные об'екты производят при этом беспокойное, мигающее впечатление, останавливающее внимание наблюдателя. Этот метод применим и для тех, кто не может видеть стереоскопические картины обычным образом — т. е. двумя глазами.

Kruess построил (1902) стереоскоп для больших картин, получаемых, напр., по способу Roentgen'a.

Весьма интересный опыт придумал d'Almeida. На бумаге печатают, одно на другое, два стереоскопических изображения предмета и притом одно красное, другое зеленое. Если рассматривать полученный рисунок через очки, в которых одно стекло красное, другое зеленое, то предмет представляется рельефным и бесцветным.

Berthier (1896) и Ives (1904) придумали метод, при котором рассматривание одного изображения дает стереоскопическое впечатление; Chauveau (1908) также занимался этим вопросом.

§ 5. Теория Young'a и Helmholtz'a о цветовых ощущениях. Глаз способен распознавать качественные отличия в свете, а именно его цвет. Цветовое ощущение зависит от длины волны λ света или его составных частей, но не определяется однозначно величиной λ . С одной стороны однородный или сложный свет производит различное цветовое ощущение, смотря по его интенсивности. Так, напр., фиолетовые лучи при малой интенсивности принимают красноватый, при большой — сероватый оттенок. При весьма малой интенсивности все тела кажутся бесцветными. Наоборот, при весьма большой интенсивности все цвета, кроме красного, переходят в белый; красный же, даже при наибольшей интенсивности, кажется желтым.

Глаз более чувствителен к слабому зеленому и синему цвету, чем к слабому желтому и красному. Если названные четыре цвета сделать сперва одинаково яркими и затем ослаблять их в одинаковой степени, то зеленый и синий покажутся более яркими, чем красный и желтый; это т. наз. явление Purkinje. Точные исследования зависимости чувствительности глаза от длины волны λ луча производили Aubert (1876), Ebert (1888), Pflueger (1902) и др. Ebert находит, что наибольшая чувствительность соответствует зеленому лучу, для которого λ приблизительно 5300. Pflueger находит наибольшую чувствительность глаза для области от $\lambda = 4950$ до $\lambda = 5250$; для $\lambda = 7170$ она в 33000 раз, а для $\lambda = 4130$ в 60 раз меньше, чем для лучей зеленых. Конечно, эти числа неодинаковы для различных лиц. Об исследовании Thürmel'я уже было сказано на стр. 433.

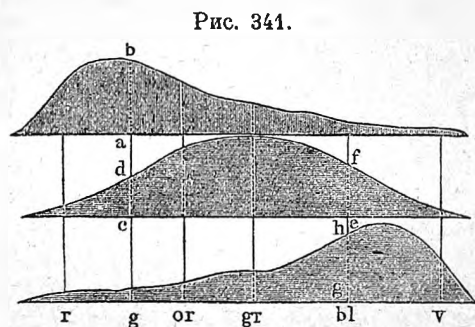
С другой стороны, сложный свет может при весьма различном составе давать одно и то-же цветовое ощущение. Helmholtz, как мы видели (стр. 376—378), подробно изучил вопрос о смешении цветов, т. е. о том цветовом ощущении, которое получается, если на сетчатую оболочку одновременно действуют два или более разноцветных луча. Мы видели, что результаты такого смешения совершенно другие, чем те, которые наблюдаются при смешении разноцветных пигментов, что белый цвет получается не только при смешении всех цветов спектра, но также при смешении двух цветов, и притом всякому лучу спектра, кроме лучей чисто зеленых, соответствует некоторый другой луч, „дополнительный“, дающий вместе с ним белый цвет.

Изучение вопроса о смешении цветов, а также исследование лиц, страдающих цветовой слепотой (дальтонизмом), привели Helmholtz'a к

убеждению в справедливости теории Young'a, ныне называемой теорией Young'a и Helmholtz'a. Она заключается в следующем:

1. В глазу существуют три рода светочувствительных нервных окончаний. Раздражение первых вызывает ощущение красного, вторых — зеленого, третьих — фиолетового (по Young'у — синего) цвета.

2. Однородный (физически) свет всегда раздражает нервы всех трех



родов, но в различной мере. Степень раздражения определяется тремя кривыми линиями на рис. 341, у которых абсциссы представляют ряд цветов спектра, а ординаты степень раздражения нервов первого (верхняя кривая), второго и третьего рода.

3. Одинаково сильное одновременное раздражение всех трех нервов вызывает впечатление белого. Смешаем, напр., оранжевые лучи с синими. Так как приблизительно $ba = dc + fe = hg$, то ясно, что все три нерва одинаково раздражаются, и получается впечатление белого.

Koenig и Dieterici старались точнее определить форму трех кривых. Результаты исследований того и другого ученого изображены на рис. 342. На оси абсцисс отложены длины волн, выраженные в 10^{-6} мм. = μ , буквы — фраунгоферовы линии. Кривые R и V, выражающие степень раздражения нервных окончаний первого (красное) и третьего рода (фиолетовое), совпадают у обоих ученых. Кривые KK и DD дают степень раздражения для нервов второго рода (зеленое) у Koenig'a и у Dieterici, а кривая пунктиром для ненормальных глаз, однако, довольно часто встречающихся.

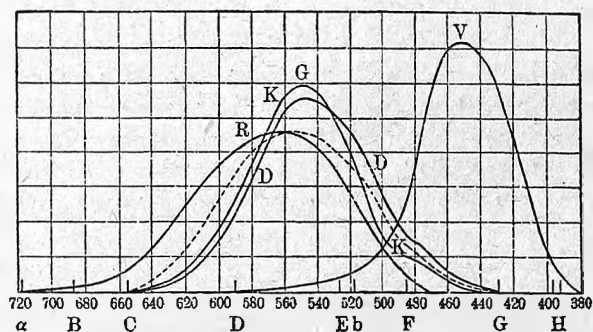
Из других теорий цветовых ощущений особенно известностью пользуется теория Hering'a.

Hering допускает существование шести основных элементов (Komponenten) цветовых ощущений: белый, черный, основной желтый (Urgelb),

осн. голубой (Urblau), осн. красный (Urrot) и осн. зеленый (Ugrün). Всякое цветовое ощущение, кроме четырех последних (основные желтый, голубой, красный и зеленый), содержит рядом с цветным еще и бесцветный, т. е. белый или серый элемент. Далее, все цветовые ощущения суть переходные (с примесью бесцветного) от осн. красного к осн. желтому, от осн. желтого к осн. зеленому, от осн. зеленого к осн. голубому и от осн. голубого к осн. красному. Не существует цветовых ощущений переходных от осн. красного к осн. зеленому и от осн. желтого к осн. голубому.

Световым ощущениям соответствуют определенные химические процессы в веществе нервов и мозга. Эти процессы бывают двух родов: три различных *D*-процесса разложения (*D* — диссимилизация), вызывающие ощущения черного, основного красного и осн. желтого, и три *A*-процесса

Рис. 342.



„питания“ или соединения (*A* — ассимилизация), дающие ощущения белого, осн. зеленого и осн. голубого. *D*-процесс, соответствующий черному, постоянно происходит сам собою; остальные 5 процессов вызываются световыми лучами. Мы не можем входить в дальнейшие подробности о том, как Нering объясняет различные цветовые явления.

Из многочисленных ученых, создавших более или менее самостоятельные теории цветовых ощущений, известны Chauveau, Preyer, Ebbinghaus, Преображенский, Oppolzer, Charpentier и Parinaud. Прекрасный обзор различных теорий составил Estel.

Гольдгаммер (1905) пытался теоретически вывести зависимость цветочувствительности от длины волны в виде некоторой математической функции.

Рассматривая закон Draper'a и взгляды на него Lummer'a, нам уже пришлось (стр. 173) указать на учение Kries'a, полагающего, что колбочки служат для восприятия цветовых, а палочки для восприятия световых впечатлений.

§ 6. Оптические обманы. Во всех тех случаях, когда об'ективированный нами предмет по своим качествам не соответствует действительно существующему, мы говорим об оптических обманах или ошибках зрения. Мы видели, что весь акт зрения распадается на три части: 1) лучи от предмета должны дойти до глаза, 2) на сетчатой оболочке должно быть вызвано

раздражение образующимся на нем изображением, зависящее от размеров этого изображения, от интенсивности и окраски его частей, и 3) на основании воспринятого ощущения происходит его об'ективирование. Соответственно этим трем частям можно и все оптические обманы разделить на три группы, смотря по тому, находится ли причина обмана вне нас, в глазу, или в психическом акте об'ективирования. Ограничиваемся весьма немногими примерами из этой обширной и интересной области явлений. Желаящим ближе ознакомиться с этими явлениями, укажем на статьи Burmester'a, Beucke и Wundt'a; в обзоре литературы указаны еще некоторые, сюда относящиеся сочинения.

I. Причина обмана вне нас. Сюда можно отнести все случаи, когда мы вследствие отражения или преломления лучей видим предметы не в том направлении, в котором они действительно находятся. Зеркала, линзы, призмы представляют простые примеры; астрономическая рефракция и различные явления в атмосфере (напр., *fata morgana*) суть явления более сложные из той-же области. Впрочем, во всех этих случаях играет роль и психический элемент (см. ниже). Вне нас находится также причина кажущегося изменения окраски тела в зависимости от освещения.

II. Причина обмана физиологическая. Недостатки глаза, как оптического прибора, отчасти рассмотренные в § 3, могут сделаться источ-

Рис 343.

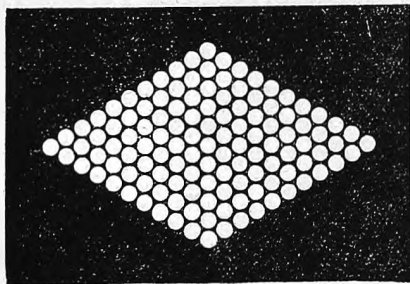
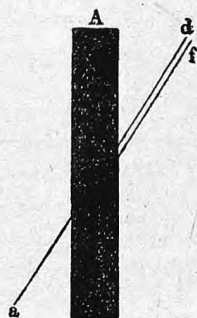


Рис. 344.



никами различного рода оптических обманов. Многие из последних происходят вследствие иррадиации, о которой было сказано на стр. 475. Мы уже упоминали об обманах, относящихся к величине белой поверхности на черном фоне, см. рис. 334 стр. 475, и к сравнительной величине радиусов внешнего края лунного серпа и слабо светящейся остальной части поверхности. Если на черном фоне наклеить несколько рядов близких друг к другу белых кружков (напр., бумажных), то издали они кажутся правильными шестиугольниками, см. рис. 343.

На иррадиации, вероятно, хотя отчасти основан ряд оптических обманов, заключающихся в том, что светлые углы между черными линиями, из которых одна широкая, кажутся нам увеличенными. На рис. 344 прямая f кажется продолжением прямой a , между тем как в действительности da одна прямая линия. Острые углы (d, A) и (a, A) кажутся увели-

ченными и потому концы тонких линий d и a передвинутыми, первый вверх, второй вниз.

На продолжительности впечатления основаны оптические обманы, которые наблюдаются в стробоскопе, таумотропе, фенакистоскопе и т. д.

Продолжительное раздражение глаза лучами определенного цвета вызывает в них усталость, притупляет их восприимчивость к лучам этого цвета. Если долго фиксировать цветное пятно и затем перевести глаза на белую поверхность, то на ней видно пятно цвета дополнительного. Если пятно было красное, то на глаз слабо действуют те красные лучи, которые заключаются в свете белом, и потому на белой поверхности появляется зеленоватое пятно. Если на ярко красную поверхность положить кусок серой бумаги, то эта бумага кажется зеленоватой; наоборот, на ярко зеленой поверхности серая бумага кажется красноватой. Еще резче наблюдается это явление, если на ярко окрашенную поверхность наклеить посередине кусок черной бумаги и все покрыть листом весьма тонкой белой бумаги; темное пятно посередине кажется сильно окрашенным в цвет дополнительный к цвету окружающего фона. Сюда же относится явление окрашенных теней, которые наблюдаются, когда тень образуется окрашенным источником света в присутствии другого, слабого, но белого источника. Так, напр., в сумерки тени от керосиновой лампы (источник желтый) кажутся синеватыми.

Притупление восприимчивости может относиться и к белому свету; освещение средней интенсивности кажется темным после более интенсивного или рядом с ним. Если совершенно прикрыть окна и двери комнаты и устроить в ней газовое освещение, которое ночью производит „блестящее“ впечатление („светло, как днем“), и днем, особенно с улицы, войти в эту комнату, то она кажется совершенно темною и в ней сначала „ни-эги“ не видно. Пятна на солнце кажутся черными, хотя в действительности они испускают весьма интенсивный свет.

III. Причина обмана психологическая. Сюда относятся наиболее многочисленные и интересные случаи обманов зрения.

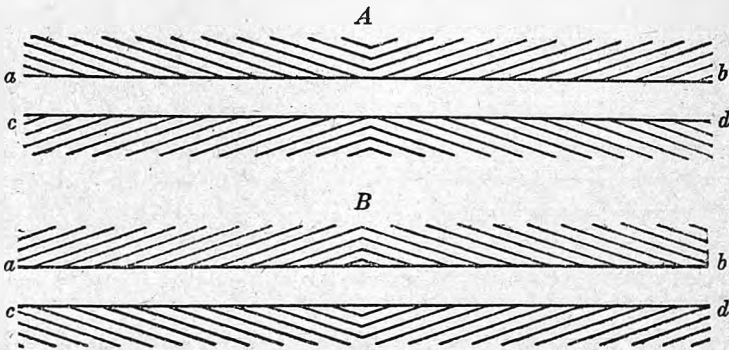
Объективирование основано только на восприятии раздражении, а потому при полной одинаковости двух раздражений оказывается одинаковым также и объективированное, т. е. то, что мы видим, хотя бы причины раздражения в обоих случаях были вполне различны. „Мы видим“ мнимые и действительные изображения предметов, как будто они находятся в местах, занимаемых этими изображениями. Мы видим, напр., предметы в плоском зеркале, и несмотря на то, что их несуществование за зеркалом нам подлинно известно, мы никакими усилиями воли не можем избавиться от этого оптического обмана, и заставить себя не произвести объективирования воспринятого раздражения.

На стр. 477 было сказано, что мы судим о расстоянии предмета отчасти по „воздушной перспективе“, т. е. по степени ясности, с которою видны детали предметов; кажущаяся величина предметов при данной их угловой величине, с своей стороны, зависит от кажущегося их расстояния. Горная цепь кажется нам очень далекою и потому очень высокою, когда воздух

мало прозрачен; та же горная цепь представляется нам близкою и сравнительно невысокою, когда воздух особенно прозрачен, напр., после дождя. Всем известно, что луна и солнце кажутся гораздо большими при восходе или закате, чем когда их высота значительная. Весьма многие ученые, в том числе Птоломей, Descartes, Alhazen, Malebranche, Gassendi и Gauss занимались этим явлением и старались его объяснить. Обыкновенно оно объясняется тем, что когда светило находится близ горизонта, то столб воздуха, проходимого лучами, сравнительно велик, поверхность светила менее яркая, и потому мы представляем его себе дальше от нас, чем когда оно находится высоко над горизонтом. Большое число предметов, находящихся в первом случае между нами и светилом, способствует такому кажущемуся удалению, которое в виду постоянства угловой величины, влечет за собою представление об увеличении размеров. Eginitis (1898) полагает, что истинная причина рассматриваемого оптического обмана еще не найдена.

Птоломей, а затем Gauss высказали мысль, что главная причина явления заключается в том, что положение глаз различное, если смотреть,

Рис. 345.



напр., на луну, когда она находится около горизонта или около зенита. В первом случае мы смотрим прямо, во втором с приподнятыми (ко лбу) глазами. Когда расстояние предмета нам неизвестно, то он кажется дальше и меньше, если мы его видим с приподнятыми глазами; он кажется ближе и больше при нормальном положении глаз (относительно головы). Filehne и в особенности Zoth показали, что это объяснение верно. Наиболее важным представляется одно наблюдение Zoth'a: он нашел, что разбираемый оптический обман не исчезает, если рассматривать луну через слабо законченное или через темное стекло, не дающее возможности видеть какие-либо иные предметы, кроме диска луны; ясно, что причины, которыми обычно объяснялось это явление, здесь совершенно отпадают. Zoth произвел большое число наблюдений, вполне подтвердивших справедливость нового объяснения. Из них простейшие следующие: если луна находится около горизонта, то она нам представляется не увеличенной, если смотреть на нее наклонив-

ши голову вперед и подняв глаза; наоборот, луна близ зенита нам кажется увеличенной, если смотреть на нее, лежа на спине.

Вопрос о кажущейся форме небесного свода, находящийся в связи с только что рассмотренным, будет нами затронут в следующей главе.

На неправильном суждении о расстоянии основано и такое явление: всматриваясь в анемометр, вращающийся на крыше здания, нам иногда вдруг кажется, что крылья вращаются в обратную сторону и притом в плоскости, столь сильно наклоненной к горизонту, что она пересекает поверхность земли между нами и зданием.

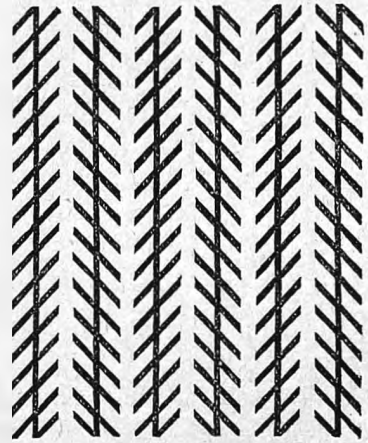
Мы вполне отчетливо видим, при данном положении глаз, тела, имеющие лишь весьма небольшую угловую величину. Фиксируя небольшое слово на печатной странице, мы с

трудом прочтем слово соседнее. Поэтому зрение есть обзревание; взгляд постоянно скользит по предмету, который мы рассматриваем. Отсюда многие оптические обманы. Чем больше мест, обращающих на себя наше внимание, встречает взгляд, скользя по некоторому направлению, тем длиннее кажется предмет в этом направлении. Если начертить ряд параллельных прямых одинаковой длины, заполняющих квадрат (без боковых сторон), то получается фигура, которая кажется прямоугольником, продолговатым по направлению, перпендикулярному к прямым. Если прямую разделить на две равные половины и одну из них поперечными черточками разделить на

мелкие части, то она покажется длиннее другой половины. (Из другой области аналогичное: целые часы проходят быстро; десять минут, которые надо просидеть с часами в руках, непрерывно следя за движением секундной стрелки, кажутся вечностью. Путь, проходимый нами впервые, кажется длинным и тем короче, чем чаще мы его проходим).

На рис. 345 и 346 представлены знаменитые рисунки Hering'a и Zoellner'a. На первом *ab* и *cd* суть вполне прямые линии, хотя в *A* они кажутся сходящимися к концам, в *B* — к середине. Скользя по рисунку *A* от середины к краям, глаз видит непрерывное расхождение линий, сравнительно с которым параллельность представляется схождением. На рис. 346 широкие черные линии вполне параллельны друг другу; их кажущаяся непараллельность еще увеличивается, если повернуть рисунок на 45° . Если в темноте осветить рис. 346 электрической искрой, то широкие линии кажутся вполне параллельными. Кратковременность освещения не дает возможности взору скользить по рисунку, а правильное изображение рисунка на сетчатой оболочке вызывает и правильное представление об его виде. П. В. Преображенский придумал интересные видоизменения рас-

Рис. 346.



смаатриваемого случая оптических обманов. На рис. 347 изображен точный круг, который, однако, кажется сплюснутым слева и вытянутым направо. Четырехугольник на рис. 348 представляет точный квадрат; его левый нижний угол кажется острым.

Сюда же можно отнести известный оптический обман, который замечается, если долгое время смотреть на что-либо непрерывно движущееся в одном направлении, напр., из вагона поезда на соседний ландшафт, с корабля на воду, или если смотреть на фигуру, непрерывно расходящуюся от центра к окружности, которая получается известным образом

Рис. 347.

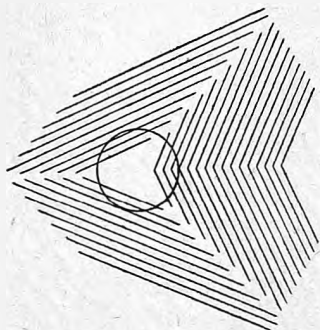
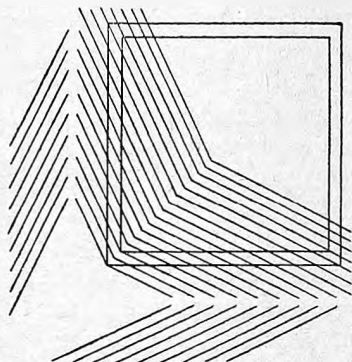


Рис. 348.



на экране при помощи волшебного фонаря. Если затем вдруг взглянуть на какой либо неподвижный предмет (напр., остановив движение на экране), то нам покажется, что он движется в направлении, обратном тому движению, которое мы только что наблюдали.

ЛИТЕРАТУРА.

Основным по физиологической оптике следует признать капитальное сочинение: *H. Helmholtz*, *Handbuch der physiologischen Optik*. 2-ое издание. Hamburg und Leipzig, 1896 (печатались 1886—1896). Часть книги редактирована *A. Koenig*'ом. В конце ее помещено обозрение литературы по физиологической оптике от начала возникновения этой науки до 1894 г. включительно. Это обозрение разделено на 33 отдела, занимает около 300 страниц и содержит 7833 указания работ приблизительно 2800 авторов, в том числе весьма большого числа русских ученых. Первое издание печаталось 1856—1867 г. Второе издание содержит свыше 1000 страниц, не считая литературного обозрения.

К § 3.

Mariotte, *Oeuvres* p. 496, 1668; *Mém. de l'Acad. de Paris* 1669 и 1682; *Phil. Trans.* II p. 668, 1668; *Acta Eruditorum* 1683 p. 68.

Thomas Young. On the mechanism of the eye. *Phil. Trans.* 1 p. 23, 1801.

Tscherning. *Rapp. prés. au Congrès international de Physique*, Paris 1900; III p. 547.

Kepler. *Dioptrice*. *Propos.* 26, 1611.

Cartesius. *Dioptrice*. *Lugd. Batav.* 1637.

К § 4.

F. Allen. Phys. Rev. 11 p. 257, 1901.

Pulfrich. Instr. 21 p. 221, 249, 1901; 22 p. 65, 192, 229, 1902; 23 p. 43, 133, 317, 1903; 24 p. 53, 161, 1904; 25 p. 93, 233, 1905; 30 p. 1, 1910; Verh. d. d. phys. Ges. 6 p. 255, 1904; Phys. Zeitschr. 1 p. 98, 1899.

В. Л. Розенберг. О некоторых явлениях монокулярного и бинокулярного зрения. Педаг. Сборн. военно-учебн. завед. 1897 № 2 p. 593. Условия для определения глазом величины предметов. Ж. Р. Ф.-Х. О. p. 125, 1897.

К § 6.

Burmester. Beiträge zur exper. Bestimmung geometrisch-optischer Täuschungen. Diss. München. 1896 (L. Voss, Hamburg).

Beucke. Optische Täuschungen. Progr. Königstädt. Gymn. zu Berlin. 1900.

Wundt. Geometrisch-optische Täuschungen. Abhandl. kgl. sächs. Ges. d. Wiss. 24, № 2, Leipzig, 1898.

Thiéry. Philosoph. Studien (Wundt) 11 p. 307, 603, 1895; 12 p. 67. 1896.

Delboeuf. Rev. Sc. 51 p. 237, 1893.

Helmholtz. Physiolog. Optik 1896 p. 704.

Eginitis. C. R. 126 p. 1326, 1898.

Gauss. Briefwechsel zwischen Gauss und Bessel, p. 498, 1880.

Zoellner. Pogg. Ann. 110 p. 500, 1860; 114 p. 587, 1861.

П. Преображенский. О. М. Н. О. Л. Е. 7, вып. 1 p. 47. 1895.

Sterneck. Wien. Ber. 114 p. 1685, 1906; 115 p. 547, 1907.

ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ.

Оптические явления в атмосфере.

§ 1. Кажущийся вид небесного свода. Рефракция астрономическая и земная. Изучение оптических явлений, происходящих в нашей атмосфере, составляет предмет метеорологической оптики. *Pernter*, наиболее глубокий знаток этого отдела метеорологии, автор книги „*Meteorologische Optik*“, разделяет оптические явления в атмосфере на три группы:

1. Явления, зависящие только от газообразных составных частей атмосферы и вызванные неодинаковою плотностью последней в различных ее точках.

2. Явления, вызванные присутствием в воздухе больших количеств сравнительно не очень малых телец, каковы капли воды или кристаллики льда; сюда же относится случай необыкновенного скопления твердых частиц (пыли).

3. Явления, вызванные мельчайшими не газообразными частицами, всегда находящимися в воздухе.

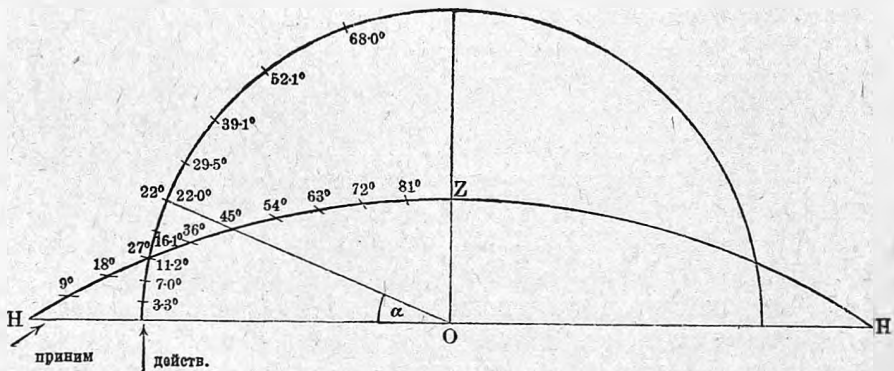
Отдельно *Pernter* ставит вопрос о кажущемся виде небесного свода.

В курсе физики мы должны ограничиться самым поверхностным рассмотрением немногих сюда относящихся явлений. Скажем, прежде всего, несколько слов о кажущемся виде небесного свода.

Небесный свод представляется нам сильно сплюснутым; части свода, расположенные около горизонта, кажутся находящимися гораздо дальше от нас, чем части, расположенные над нами, около зенита. Разделим по глазомеру дугу, соединяющую зенит с горизонтом, на две равные части. Пусть α угол между прямой, проведенной от наблюдателя к точке деления, и горизонтальной плоскостью. Если-бы небесный свод казался нам полушарием, то получилось бы примерно $\varphi = 45^\circ$. В действительности же измерения, главным образом, Рейманн'а, показывают, что примерно $\alpha = 22^\circ$, т. е. что мы ошибаемся более, чем вдвое. Дуга в $3^\circ,3$, непосредственно над горизонтом кажется нам десятою долею всей дуги, т. е. равную 9° — здесь ошибка почти втрое.

На рис. 349 HZH представляет кажущуюся форму небесного свода по Рернтер'у; она оказывается поверхностью шарового отрезка. Дуга HZ разделена на десять неравных частей, которые нам кажутся равно-великими и соответствующими одинаковым углам по высоте. На полу-

Рис. 349.



круте отмечены истинные углы: так, высота $3^\circ,3$ кажется нам равною 9° , высота $11^\circ,2$ равною 27° , высота 22° равною 45° , высота 68° равною 81° и так далее.

Очевидно, что мы здесь имеем дело с оптическим обманом, главная причина которого заключается в неодинаковом суждении о вполне неизвестном нам расстоянии предметов, в зависимости от направления, в котором мы смотрим, т. е. от положения глаз, как эта было изложено на стр. 486. Если висеть головою вниз, то, как указал Filehne, небесный свод представляется нам в виде поверхности палушария.

К первой из трех указанных выше групп явлений относятся, прежде всего, явления рефракции, астрономической и земной. Они основаны на том, что плотность воздуха оказывается функцией точки (т. I), т. е. различная в различных точках. Поверхности уровня (см. там же) этой функции можно, как первое приближение, считать сферическими и концентрическими с поверхностью земли; они разделяют атмосферу на слои одинаковой плотности. Луч света, пересекающий эти слои по направлению не

радиальному, претерпевает непрерывные преломления, и потому его „траектория“ внутри атмосферы будет уже не прямая, но некоторая кривая. Когда источник света находится вне атмосферы, то луч, прямолинейный до вступления в нее, затем делается криволинейным, причем вогнутость его обращена к поверхности земли. Наблюдатель на поверхности земли видит светило по направлению касательной к концу кривой; угол между этою касательной и первоначальным направлением луча вне атмосферы, составляет астрономическую рефракцию, теория которой, данная *Vauguer* (развита далее *Simpson*'ом и *Brandley*'ем), *Bessel*'ем, *Laplace*'ом и *Ivory*, подробно изучается в астрономии.

Рефракция земная является вследствие уклонения от прямолинейности луча, распространяющегося между двумя точками, расположенными на различных высотах. Это явление имеет большое значение для геодезии; особенно важную роль оно играет при измерении высот. Теорию этого явления развил, между прочим, *Jordan*.

Если допустить, что плоскости, касательные к поверхностям уровня, упомянутым выше (плотность $d = \text{Const.}$), везде горизонтальны, то рефракционный угол расположен в вертикальной плоскости, т. е. рефракция меняет только высоту наблюдаемой точки. Однако, в действительности упомянутые касательные плоскости не всегда горизонтальны, так что плоскость, проходящая через нормаль к поверхности уровня $d = \text{Const.}$ и через касательную к лучу, может и не быть вертикальною. В этом случае меняется не только высота, но и азимут наблюдаемой точки, и происходит явление боковой рефракции. Подробности можно найти в учебниках астрономии и геодезии.

§ 2. Явления неправильной рефракции. Мираж. На земной поверхности наблюдаются иногда, и притом только при условиях более или менее исключительных, некоторые весьма странные явления. Существенно они заключаются в появлении простых, а иногда и кратных изображений предметов в местах, находящихся на большом угловом расстоянии от действительного положения этих предметов, между тем как, напр., при астрономической рефракции, возрастающей вместе с зенитным расстоянием z , кажущееся перемещение светила при $z = 45^\circ$ приблизительно равно всего $1'$, при $z = 80^\circ$ оно около $5',25$ и при $z = 90^\circ$ около $35'$, смотря по состоянию атмосферы.

Наиболее характерные явления неправильной рефракции, известные также под общим названием миражей, суть следующие: предметы, находящиеся за горизонтом или скрытые горами, делаются видимыми; наоборот, предметы или некоторые их части, которые, геометрически говоря, должны быть видны и при нормальных условиях действительно видны, как бы исчезают; предметы видны значительно выше или ниже их истинного положения, увеличенными или уменьшенными, а в редких случаях передвинутыми в сторону; вместо одного изображения предмета видны два, три и, весьма редко, еще большее число, причем некоторые из этих изображений прямые, другие — обратные. С острова Мальты увидели однажды новый остров и отправились завладеть им; оказалось, что мни-

мый остров представлял ненормальное изображение горы Этны. Весьма известны явления т. наз. фата моргана, наблюдаемые в пустынях. Французская армия, при которой находился Monge, увидела в Египте при вступлении в пустыню перед собою море, как бы огромный разлив, который отступал по мере того, как к нему приближались.

Первое объяснение этих явлений дал Wollaston; математическую его теорию развил впервые Biot. Далее ею занимались особенно Gergonne и Tait. Все объяснения основаны на рассмотрении траектории луча, проходящего через слои воздуха, плотность d которого непрерывно меняется по тому или другому закону, в зависимости только от его высоты z над поверхностью земли; иными словами, предполагается, что поверхности постоянной плотности горизонтальны. При нормальном распределении плотностей, когда d уменьшается с увеличением z , легко найти форму траектории луча, исходящего из какой-либо точки S (рис. 350). Луч, направленный вниз, непрерывно переходит из слоев с меньшей плотностью в слои с большей плотностью; он должен приближаться к вертикальной нормали n , и потому его траектория SC вогнута к поверхности земли.

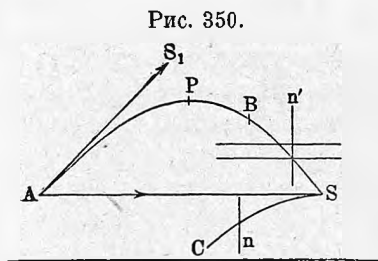


Рис. 350.

Луч, направленный наклонно вверх, должен в каждой точке удаляться от нормали n' , и потому его траектория SP также вогнута к поверхности земли. Нетрудно вывести дифференциальное уравнение траектории луча для самого общего случая зависимости коэффициента преломления μ от высоты z . Пусть ось x -ов взята горизонтально и пусть φ угол между касательной к лучу и вертикальной линией; далее пусть значения μ и φ в двух соседних слоях μ_1, φ_1 и μ_2, φ_2 . По закону преломления $\sin \varphi_1 : \sin \varphi_2 = \mu_2 : \mu_1$, откуда $\mu_1 \sin \varphi_1 = \mu_2 \sin \varphi_2$. Переходя от слоя к слою, мы легко убеждаемся, что вдоль всей траектории луча

$$\mu \sin \varphi = c \dots \dots \dots (1)$$

где c постоянная величина. С другой стороны $\text{tg } \varphi = \frac{dx}{dz}$, или

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \varphi}}$$

Вставив сюда $\sin \varphi$ из уравнения (1), получаем дифференциальное уравнение траектории в виде

$$\mu^2 = c^2 \left[1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (2)$$

Можно положить $c^2 = \mu_0^2 \sin^2 \varphi_0$, где μ_0 и φ_0 соответствуют начальной точке S луча. Уравнение (2) дает

$$\mu^2 - c^2 = c^2 \left(\frac{dz}{dx} \right)^2, \text{ или } c \frac{dz}{dx} = \sqrt{\mu^2 - c^2}.$$

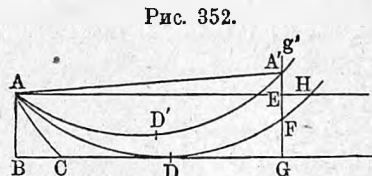
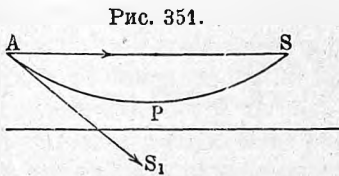
Если точка S имеет координаты $x = 0$ и $z = \zeta$, то отсюда получается

$$x = c \int_{\zeta}^z \frac{dz}{\sqrt{\mu^2 - c^2}} \dots \dots \dots (3)$$

Идти дальше можно только, сделав определенное предположение о виде функции

$$\mu = f(z) \dots \dots \dots (4)$$

Изгиб кривых SC и SP при нормальных условиях невелик. При ненормальных условиях он может сделаться весьма большим и луч, переходящий из более плотных слоев в менее плотные, может сделаться горизонтальным и затем вновь возвратиться в слои более плотные, образуя кривую, имеющую вершину и состоящую из двух одинаковых ветвей. Вопрос о возможности такого возвращения кривой вызвал некоторые затруднения, которые сначала старались устранить, допуская в одном из



слоев полное внутреннее отражение. Но затем Bravais показал, что, рассматривая не геометрические лучи, но волновые поверхности, мы также приходим к результату, что луч, сделавшись горизонтальным, образует вторую ветвь, симметричную с его первою ветвью.

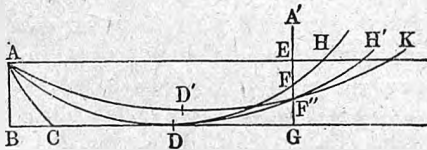
Чем меньше угол между горизонтом и направлением луча в начальной точке S , тем скорее может получиться траектория луча вида SPA (рис. 350), дающая для глаза в A изображение точки S по направлению AS_1 . Этим объясняется мираж, заключающийся в том, что предметы, находящиеся за горизонтом, делаются видимыми. В полярных странах иногда получается, при очень сильном охлаждении нижних слоев воздуха, весьма быстрое падение его плотности по направлению вверх. Тогда траектория вида SPA образуется и при больших начальных наклонах луча, и наблюдатель в A может видеть два изображения: одно непосредственно по направлению AS , другое по направлению касательной AS_1 . Второе изображение может быть прямое или обратное; от чего это зависит, будет ясно из последующего.

Важнейшие случаи миража получаются, однако, когда вследствие весьма сильного нагревания почвы и нижних слоев воздуха, плотность последних делается меньше плотности слоев, лежащих выше, и таким образом устанавливается неустойчивое равновесие. В этом случае траектория луча, направленного от источника S вниз (SC на рис. 350), делается выпуклою к поверхности земли и, обладая вершиной, может иметь

форму SPA рис. 351. И в этом случае наблюдатель в A увидит два изображения по направлениям AS и AS_1 .

Не входя в подробности, покажем, каким образом рассуждал Tait, развивая теорию различных случаев миража. Чтобы глаз A мог видеть точку S , необходимо, чтобы луч распространился от A до S , а потому мы можем решить вопрос о том, что и в каком направлении видно, рассмотрев, какие лучи, при заданном распределении плотностей слоев над поверхностью земли, или, что то же самое, при данном виде функции $\mu = f(z)$, могут попасть в глаз. Этот же вопрос мы решим, рассмотрев, обратно, пути всех лучей, исходящих из глаза, ибо они тождественны с лучами, достигающими глаза. Если μ зависит только от z , то все явления происходят одинаково во всех вертикальных плоскостях, и потому достаточно рассмотреть лучи, расположенные в одной из этих плоскостей, которую мы и примем за плоскость рисунка. Число и положение изображений зависит от взаимного расположения этих лучей, а будут ли между изображениями обратные, зависит от того, пересекаются ли соседние лучи, или нет. Это будет понятно из рассмотрения рисунков. Положим сперва, что соседние лучи не пересекаются. Пусть A (рис. 352) положение глаза AC , $ADFH$ $AD'A'$, AA' лучи, исходящие из глаза, а след. и, наоборот, достигающие глаза; далее, пусть Gg' предмет, который, при нормальных условиях, был бы виден целиком. Наконец, положим, что луч $ADFH$ имеет вершину D у поверхности земли BG . Проведем AEN горизонтально. Прежде всего ясно, что часть FG тела будет совсем не видна; часть EF будет видна и притом один раз, значительно пониженной и в положении прямом; часть EA' будет видна два раза (ибо EA , $A'A$ также лучи), и оба изображения будут прямые, ибо луч, выходящий из данной точки, доходит до A , оставаясь выше луча, выходящего из точки, лежащей ниже. Это прямое следствие предположения,

Рис. 353.



что соседние лучи не пересекаются. По мере приближения предмета к глазу уменьшаются невидимые и двойковидимые части; при его удалении до H уменьшается и исчезает часть, видимая один раз.

Допустим теперь, что соседние лучи пересекаются, и пусть ADH (рис. 353) луч, вершина D которого находится на поверхности земли. Соседний с ним, выше лежащий луч имеет вершину правее точки D и потому пересекает ADH в точке, также лежащей правее и немного выше точки D . Пусть $DF''K$ геометрическое место точек пересечения соседних лучей, т. е. огибающая этих лучей; GA' предмет. Проведем горизонтальный луч AEN и луч $AD'F''H$ через точку пересечения предмета GA' с огибающей кривой $DF''K$. Оказывается, что в этом случае часть GF'' предмета вовсе не видна. Далее, часть FF'' видна два раза и притом одно изображение будет прямое, а другое обратное, ибо вследствие пересечения лучей вышележащая точка дает ниже расположенное изображение. Наконец, часть FA' видна один раз и притом прямою. Когда предмет

приближается к A , то уменьшается часть, видимая два раза; когда он удаляется до H , то эта часть увеличивается.

Не входя в дальнейшие объяснения, заметим, что Tait разобрал и более сложные случаи, когда число изображений доходит до трех и более. Между прочим, он изучил явления, которые должны происходить, когда функция $\mu = f(z)$ у поверхности земли имеет вид $\mu^2 = \mu_0^2 + az^2$ или $\mu^2 = a^2 + g^2 \cos \frac{\pi z}{b}$; эти значения он вставил в общую формулу (3) стр. 493.

Wood воспроизвел искусственно (1899) некоторые из описанных выше явлений, нагревая горизонтальную металлическую пластинку (снизу), и глядя вдоль поверхности этой пластинки на небольшие, надлежащим образом расставленные предметы.

Общую теорию рефракции для планеты, окруженной атмосферой, дал Kummer. Оказывается, что чрезвычайно странные оптические явления должны наблюдаться с поверхности планеты, радиус R которой больше $2\lambda \left(1 + \frac{1}{k}\right)$, где λ высота, которую имела бы атмосфера, если-бы ее плотность была везде такова, какова она у поверхности, и где $k = \frac{n^2 - 1}{d}$ преломляющая способность (стр. 283) поверхностного слоя. Для такой планеты радиус кривизны r луча, сделавшегося горизонтальным, равен, или меньше радиуса R . Вследствие этого лучи, вышедшие из точки, лежащей на поверхности планеты, смотря по их первоначальному направлению, вновь возвратятся к поверхности, или будут без конца кружиться вокруг планеты, или, наконец, выйдут из атмосферы в наружное пространство. Для земли R меньше указанного значения; у ее поверхности $r = 7R$.

Замечательное приложение теории Kummer'a дал A. Schmidt в своей теории строения солнца, которое он считает за шар, масса которого газообразна и плотность которого постепенно и непрерывно переходит к нулю. О внутреннем ядре, которое мы видим в форме резко очерченного шара, и об определенных поверхностных слоях не может быть и речи. Внутри шара n величина большая, r меньше R и лучи не выходят наружу. Радиус солнечного диска определяется тем значением R , для которого $R = r$, т. е. тою внутреннею поверхностью, от точек которой лучи могут выйти из шара и дойти до земли. На стр. 355 была рассмотрена работа Julius'a, который отчасти опирается на теорию A. Schmidt'a.

§ 3. Мерцание звезд. Всем известно явление мерцания звезд, заключающееся в быстро следующих друг за другом изменениях силы света неподвижных звезд. Для звезд, находящихся близ горизонта, присоединяются еще непрерывные переливы окраски. Причина этого явления вполне извучена; она аналогична тому кажущемуся дрожанию предметов, которое наблюдается в жаркие летние дни, когда почва сильно нагрета солнечными лучами. Это дрожание происходит вследствие того, что лучи, идущие от данного предмета, проходят через слои, температура, а след. и преломляемость которых различны, вследствие чего эти лучи претерпевают

частые и притом по величине и направлению непрерывно меняющиеся отклонения.

Многие ученые, в том числе Аристотель, Kepler, Newton, Biot, Montigny, Arago и Babinet занимались изучением мерцания звезд и старались найти причины этого явления. Наиболее важные работы последнего времени принадлежат К. Экнеру, который (1901) и дал исторический очерк вопроса. В нижеследующем мы придерживаемся одной из статей этого ученого.

Луч света, проходя через толщу атмосферы, встречает на своем пути струйки воздуха, плотность которых отличается от плотности воздуха окружающего, вследствие чего лучи подвергаются частым преломлениям. Рассматривая плоскую волновую поверхность, мы скажем, что на ней образуются как бы шероховатости, т. е. места выпуклые и вогнутые. Средний размер такой неправильности приблизительно равен одному кв. дециметру; радиус кривизны не менее 1800 метров; высота или глубина не достигает 0,001 мм., т. е. она одного порядка с длиной волны. Колебания направления луча не превышают нескольких секунд, так что они на глаз незаметны. Зато колебания кажущейся силы света могут быть весьма значительны, ибо выпуклой части волновой поверхности соответствуют лучи расходящиеся, а вогнутой — лучи сходящиеся. Положим, что на плоской волновой поверхности образовались рядом выпуклость и вогнутость с радиусами кривизны $+6000$ м. и -6000 м. Силы света пучков лучей, исходящих из этих мест, на расстоянии 1000 м. от них, относятся уже, как 1 : 2.

Представим себе пучек лучей, площадь поперечного сечения которого не очень мала; тогда „густота лучей“, т. е. сила света в различных местах такого сечения, будет весьма различна, и притом распределение силы света в сечении будет подвержено непрерывным и неправильным изменениям в зависимости, от непрерывно меняющегося положения выше упомянутых струек воздуха на пути пучка лучей. В момент восхода солнца или перед полным солнечным затмением, когда от солнечного диска видна одна яркая точка, на поверхности белых стен замечаются т. наз. летучие тени; это места разрежения лучей, быстро меняющие свое положение.

Если вдвинуть окуляр телескопа так, чтобы вместо изображения неподвижной звезды рассматривать поперечное сечение сходящегося пучка, то мы увидим кружок, различные части которого неодинаково светлы, причем распределение в нем света непрерывно меняется. Зрачок глаза человека так мал, что в каждый данный момент в него вступает либо сгущенный, либо разреженный пучек лучей, а потому кажущаяся яркость звезды подвергается непрерывным и притом весьма значительным изменениям, а в этом и заключается явление мерцания.

Изменения цвета звезды, близкой к горизонту, объясняются дисперсией лучей в атмосфере. Если проследить пути лучей красного и фиолетового, попадающих в глаз, имея одно и то же направление, то оказывается что они на большом расстоянии от глаза шли в некотором удалении друг от друга. Расстояние красного и фиолетового луча у пределов атмосферы

равно нулю для звезды, находящейся у зенита, и доходит до 10 метров, когда звезда близка к горизонту. Вследствие этого названные лучи приходят к нам от разных точек волновой поверхности, в которых степень выпуклости или вогнутости может быть различная. С усилением красного цвета может в данный момент совпадать ослабление фиолетового или, наоборот, чем и объясняются перемены в окраске звезды, близкой к горизонту. Если вдвинув, как сказано выше, окуляр, рассматривать звезду, находящуюся вблизи горизонта, то на различных местах кружка заметны не только изменения силы света, но также и непрерывно меняющиеся цветовые переливы.

Планеты не мерцают, так как они представляют не точки, но маленькие кружки, различные точки которых мерцают как бы независимо друг от друга. Понятно, что средняя сила света при этом должна оставаться почти неизменною. Чем больше объектив телескопа, тем слабее мерцание изображения, ибо большой объектив соединяет в одну точку одновременно падающие на него сгущенные и разреженные пучки лучей. Существует целый ряд приборов, служащих для наблюдения или измерения степени мерцания звезд; они называются сцинтилоскопами и сцинтиллометрами. Marius, Nicolson, Montigny, Arago и Тихов (1912) построили такие приборы, но мы их не будем рассматривать.

§ 4. Радуга. Всем известно явление радуги; когда дождевое облако удаляется в сторону, противоположную от солнца, и беспрепятственно освещается солнечными лучами, то на нем появляется дуга круга, окрашенная „радужными“, т. е. спектральными цветами. Центр дуги находится на прямой, проходящей через солнце и глаз наблюдателя, а потому, вообще, находится под горизонтом; видимая часть дуги составляет по этой же причине меньше полуокружности, когда наблюдатель находится на поверхности земли и солнце находится над горизонтом. Только в момент восхода или заката солнца дуга доходит до полуокружности. Если же наблюдатель находится на вершине горы или на воздушном шаре, то радуга может обнимать больше полуокружности и даже представить целую окружность. Наружный край радуги обыкновенно красный, внутренний — фиолетовый. Угловая величина радиуса дуги приблизительно равна 41° .

Кроме этой первой дуги весьма часто наблюдается вторая, с ней концентрическая, гораздо более слабая, расположенная выше; угловая величина радиуса этой второй дуги приблизительно равна 52° . Порядок цветов на ней обратный: красная полоса находится на внутреннем, фиолетовая на наружном крае. Часть облаков, находящихся внутри первого круга, освещена сравнительно весьма ярко; слабее освещенными представляются облака, расположенные вне второго круга; наконец, облака, находящиеся в промежутке между двумя дугами, кажутся весьма темными.

Если внимательно рассматривать радуги, то оказывается, что это явление далеко не представляет из себя чего-либо вполне определенного и во всех деталях всегда одинакового. Наоборот, оказывается, что радуги

могут весьма существенно отличаться друг от друга. Заимствуем у Regnier'a нижеследующее описание. Прежде всего оказывается, что порядок, относительная ширина и яркость отдельных разноцветных полос могут быть весьма различны. Весьма часто отсутствует синий цвет, в других случаях почти не заметно красного. Иногда желтая полоса очень узка, зеленая и фиолетовая широки, а иногда желтая и зеленая широки, красная и фиолетовая еле заметны. Наиболее ярким, наиболее выступающим оказывается то один цвет, то другой. Нередко средняя полоса радуги бесцветная, почти белая; ширина этой полосы бывает различная. В некоторых случаях ширина белой полосы почти равняется ширине радуги, которая, таким образом, представляется в виде ярко-белой полосы с еле заметными каймами; такая белая радуга наблюдается на туманах, освещенных солнцем. Вся ширина радуги также подвержена значительным колебаниям.

Наиболее интересным представляется, однако, появление добавочных дуг, которые располагаются под первую или, изредка, над вторую радугую. Таких добавочных дуг наблюдали сразу до шести. Они иногда непосредственно прилегают к главной дуге, а иногда отделены от нее и друг от друга темным, вернее говоря, бесцветным промежутком. В добавочных дугах наблюдаются весьма различные и различно расположенные цвета. Чаще всего видны только цвета зеленый и розовый; иногда видны желтый, зеленый и пурпуровый, или даже желтый, зеленый, синий и розовый. Порядок цветов нередко обратный порядку цветов в главной дуге.

Descartes дал (1637) теорию возникновения радуги, и эта теория до сегодняшнего дня пользуется наибольшею известностью; она излагается и в элементарных и в подробных курсах физики. Но эта теория совершенно неверна; исходя из неверных предположений, она приводит к результату, не соответствующему действительно наблюдаемым явлениям. Если бы причина возникновения радуги действительно заключалась в том, в чем ее видит теория Descartes'a, та радуга всегда представляла бы один и тот же вид, как по расположению цветов, так и по относительной яркости и ширине отдельных цветных полос, совокупность которых должна была бы соответствовать обыкновенному сплошному, хотя и не чистому спектру, получаемому, если расширить щель спектроскопа.

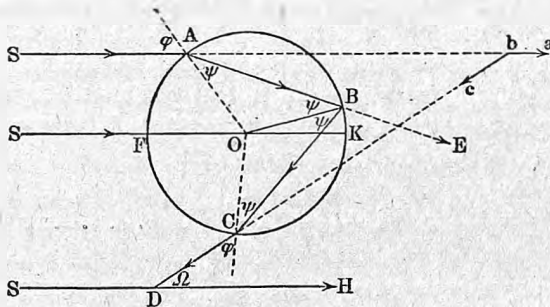
Regnier справедливо удивляется, что учение Descartes'a могло так упорно держаться, хотя никто никогда не видел радугу такую, какую она должна быть согласно этому учению. Самое поверхностное наблюдение этого столь обыденного явления указывает на разнообразие его форм, непонятное с точки зрения теории, которая к тому же совершенно бессильна объяснить происхождение добавочных дуг, сопровождающих большинство радуг. Удивительнее всего, что еще Young (1801) указал на неверность теории Descartes'a, и что в 1837 г. Airy дал правильное и полное объяснение происхождения радуги, которое дополнил Stokes (1850). В течение всего прошлого столетия теорией Airy зани-

мались мало. Во Франции Rillard (1857 и 1865), Delsaux (1882), а особенно Mascart, который разрабатывает эту теорию в своем *Traité d'optique* (т. I стр. 382—405 и т. III стр. 430—461). В Германии Pulfrich (1888) подтвердил теорию Airy на опытах со стеклянными цилиндрами. Огромная заслуга Pernter'a (1897—1900) заключается в том, что он не только дал теории Airy дальнейшее развитие, но и в целом ряде статей настойчиво указывал на неверность теории Descartes'a, на ее несостоятельность, на неправильность ее выводов и на необходимость раз навсегда от нее отказаться и заменить ее теорией Airy, которую он и старался популяризировать.

Мы считаем, однако, необходимым изложить здесь и теорию Descartes'a, как в виду ее исторического значения, так и для того, чтобы иметь возможность указать, почему она оказывается несостоятельной.

Теория (неверная) Descartes'a. Descartes правильно видит первоначальную причину происхождения радуги в тех преломлениях и внутренних отражениях, которые претерпеваются солнечными лучами в водяных каплях. Положим, что параллельные между собою лучи солнца встречают шаровидную водяную каплю, центр которой в O (рис. 354); лучи солнца параллельны прямой SO . Произвольный луч SA , угол падения которого φ , преломляется при входе в каплю, затем претерпевает

Рис. 354.



внутри ее одно, два или большее число отражений (на рис. 354 представлено одно, на рис. 355 — два внутренних отражения) и, наконец, вновь преломляясь, выходит в некотором направлении CD . Так как луч все время остается в плоскости, проходящей через его первоначальное направление и центр O , то ясно, что выходящий луч CD тогда только может попасть в глаз наблюдателя, если самый луч расположен в плоскости, проходящей через солнце, глаз наблюдателя и центр капли. Эта плоскость пересекает каплю по большому кругу; взяв ее за плоскость рисунка, мы должны ограничиться рассмотрением лучей, лежащих в этой плоскости. Чтобы луч CD мог попасть в глаз наблюдателя, необходимо еще, чтобы он был направлен вниз и, при обычном положении наблюдателя, составлял острый угол с направлением OS , обратным направлению SO лучей.

Обозначим через ω полное отклонение луча, т. е. угол $\omega = \angle abc$, где $SAba$ и $bcCD$ прямые линии. Величину этого угла легко найти: откло-

нение ω складывается из двух отклонений при входе и при выходе луча, и из k отклонений при внутренних отражениях, если k число этих отражений. Обозначив угол преломления через ψ , мы получим

$$\omega = 2(\varphi - \psi) + k(\pi - 2\psi) \dots \dots \dots (5)$$

ибо при каждом из двух преломлений луч поворачивается, как легко видеть из рисунка, на угол $\varphi - \psi$, а при каждом из k внутренних отражений на угол $EBC = \pi - 2\psi$. Угол ψ связан с φ уравнением

$$\sin \varphi = n \sin \psi \dots \dots \dots (6)$$

где n коэффициент преломления воды, а потому полное отклонение ω зависит от угла φ , т. е. от углового расстояния точки A от точки F . Отсюда следует, что параллельный пучек лучей, встречающий каплю, представляет после выхода из капли пучек лучей, расходящийся и притом расположенных симметрично относительно направления SO .

Ближайшее рассмотрение показывает, что при возрастании угла φ от 0° до 90° , угол отклонения ω сперва уменьшается, при некотором $\varphi = \varphi_0$ достигает минимума ω_0 , а для $\varphi > \varphi_0$ опять увеличивается. По причине, которая выяснится ниже, принято было называть лучи, падающие под углом φ_0 и претерпевающие наименьшее отклонение ω_0 , лучами „дейательными“. Однако, мы увидим, что теория Descartes'a придает этим лучам значение, которого они не имеют; мы увидим, что эти лучи не единственные действительные, и что они далеко не наиболее действительные. Pernter предлагает, поэтому, называть эти лучи наименее отклоненными; короче их можно было бы называть декартовыми лучами.

Мы найдем угол падения φ_0 декартовых лучей, приравняв нулю производную ω по φ . Формула (5) дает

$$1 - (k+1) \frac{d\psi}{d\varphi} = 0 \dots \dots \dots (7)$$

Но из (6) получается $\cos \varphi = n \cos \psi \frac{d\psi}{d\varphi}$; взяв отсюда $\frac{d\psi}{d\varphi}$, имеем

$$1 - (k+1) \frac{\cos \varphi}{n \cos \psi} = 0,$$

или

$$n^2 \cos^2 \psi = (k+1)^2 \cos^2 \varphi.$$

(6) дает $n^2 \sin^2 \psi = 1 - \cos^2 \varphi$. Сложив последние два равенства, получаем $n^2 = (k^2 + 2k) \cos^2 \varphi + 1$. Корень этого уравнения и дает искомое φ_0 :

$$\cos \varphi_0 = + \sqrt{\frac{n^2 - 1}{k^2 + 2k}} \dots \dots \dots (8)$$

Так как φ угол острый, то корень должен быть взят положительный. При $n^2 - 1 < k^2 + 2k$, т. е. $n < k+1$, угол φ_0 действительно существует. Если $n < 2$, то φ_0 существует при всех k , начиная от $k = 1$; этот случай как раз относится к водяным каплям. Если $3 > n > 2$, то при $k = 1$ угол ω не

имеет максимума или минимума и угла φ_0 нет; такой случай представляют, напр., капли раствора фосфора в сероуглероде.

Чтобы решить вопрос о том, принимает-ли ω при $\varphi = \varphi_0$ максимальное или минимальное значение, мы должны определить знак величины $\frac{d^2\omega}{d\varphi^2}$. Уравнение (5) дает

$$\frac{d^2\omega}{d\varphi^2} = -2(k+1) \frac{d^2\psi}{d\varphi^2}.$$

Из (6) легко получить, что при $n > 1$ величина $\frac{d^2\psi}{d\varphi^2} > 0$; отсюда следует, что при всех k угол ω имеет минимальное значение, если только $n < k+1$, т. е. для водяных капель при всех k , начиная от $k=1$.

Обратимся к важному вопросу о зависимости угла ω_0 от цвета падающих лучей, т. е. от показателя преломления n . Из (5) получаем

$$\frac{d\omega_0}{dn} = 2 \frac{d\varphi_0}{dn} - 2(k+1) \frac{d\psi_0}{dn}.$$

Формула (8) и вытекающие из нее

$$\left. \begin{aligned} \sin \psi_0 &= \frac{\sin \varphi_0}{n} = \frac{n}{1} \sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{k^2 + 2k}} \\ \cos \psi_0 &= \frac{k+1}{n} \sqrt{\frac{n^2 - 1}{k^2 + 2k}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

дают величины $\frac{d\varphi_0}{dn}$ и $\frac{d\psi_0}{dn}$; если их вставить в выражение для $\frac{d\omega_0}{dn}$, то получается окончательно

$$\frac{d\omega_0}{dn} = \frac{2}{n} \sqrt{\frac{(k+1)^2 - n^2}{n^2 - 1}} \dots \dots \dots (10)$$

Это выражение, как и корни в (8) и (9), может быть только положительным. Отсюда следует, что минимальное отклонение, т. е. отклонение декартовых лучей возрастает с увеличением n , т. е. при переходе от красных лучей к фиолетовым при всех значениях k .

Теория Descartes'a приписывает этим наименее отклоненным лучам главную роль, она рассуждает следующим образом. Из капли выходит расходящийся пучок лучей, который очевидно, не может действовать на наш глаз. Однако, лучи, весьма близкие к наименее отклоненному, наименее между собою расходятся, наиболее близки к параллелизму. Эти то почти параллельные между собою лучи, попадая в глаз наблюдателя, собираются на сетчатой оболочке и производят световое ощущение. Таким образом наблюдатель видит, напр., красный свет в том направлении, в котором к нему идут эти наименее отклоненные лучи. Отложим пока разбор этого рассуждения и посмотрим, к каким дальнейшим результатам приводит допущение, что наименее отклоненные лучи суть именно те „дейательные“ лучи, благодаря которым мы видим радугу.

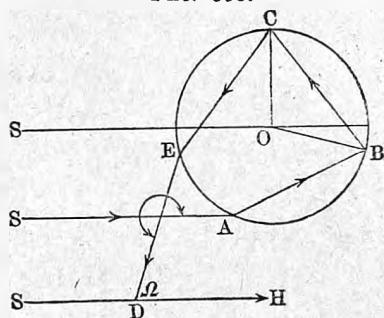
Рассмотрим отдельно случаи $k=1, 2, 3$ и т. д.

I. Радуга первого порядка; $k = 1$. Луч претерпевает внутри капли только одно отражение, как показано на рис. 354. Формула (8) и затем (6) и (5) дают при $k = 1$ для красного луча (фраунгоферова линия B) и для фиолетового (линия H), если положить для первого (при 15°) $n = 1,3317$, для второго-же $n = 1,3448$, следующие числовые величины:

B	H
$\varphi = 59^\circ 29'$	$\varphi = 58^\circ 43'$
$\psi = 40^\circ 19'$	$\psi = 39^\circ 27'$
$\omega = 137^\circ 42'$	$\omega = 139^\circ 37'$

Мы здесь отбросили значки и написали φ , ψ , ω вместо φ_0 , ψ_0 и ω_0 .

Рис. 355.



Величина угла ω показывает, что точка A должна находиться в верхней половине капли, чтобы луч CD (рис. 354) мог встретить глаз D наблюдателя, находящегося на поверхности земли.

Проведем прямую SDH , проходящую через солнце и глаз наблюдателя; из рисунка видно, что наименее отклоненный луч встретит глаз наблюдателя, если угловое расстояние Ω капли от прямой DH равно $\angle HDC = \pi - \angle abc$; отсюда следует

$$\Omega = \pi - \omega. \dots \dots \dots (11)$$

И наоборот, все капли, для которых $\Omega = \pi - \omega$, шлют в глаз наблюдателя „деятельные“ лучи, т. е. кажутся блестящими. Эти капли расположены на пересечении облака с поверхностью конуса, вершина которого в глазу D наблюдателя, ось которого прямая SDH , проходящая через солнце и глаз наблюдателя, и половина отверстия которого равна $\Omega = \pi - \omega$. Наблюдатель увидит светлую дугу круга, угловая величина радиуса которого зависит, однако, от цвета луча. Числа предыдущей таблицы дают для красного (B) и фиолетового (H) луча:

B	H
$\Omega = 42^\circ 18'$	$\Omega = 40^\circ 23'$

Эти числа показывают, что красная дуга имеет больший радиус, чем фиолетовая, и что поэтому радуга должна иметь красную полосу вдоль внешнего края. Теоретическая ширина радуги $42^\circ 18' - 40^\circ 23' = 1^\circ 55'$. В действительности она больше и притом каждому n соответствует не окрашенная линия, но целая полоса, так как солнце не есть светящаяся точка, но целый круг, диаметр которого около $33'$. Белый свет солнца дает бесчисленное множество полос, отчасти наложенных одна на другую, вследствие чего отдельные краски не выступают отчетливо.

II. Радуга второго порядка; $k = 2$. Луч претерпевает внутри капли два отражения, как показано на рис. 355. Луч проходит по на-

правлению $SABCD$. Формула (8) и далее (6) и (5) дают для красного (B) и фиолетового (H) лучей:

B	H
$\varphi = 71^{\circ}53'$	$\varphi = 71^{\circ}28'$
$\psi = 45^{\circ}32'$	$\psi = 44^{\circ}50'$
$\omega = 230^{\circ}34'$	$\omega = 233^{\circ}56'$

Угол полного отклонения ω для H больше, чем для B , как и следует из предыдущего; ω больше 180° , и потому луч должен встретить нижнюю половину капли, чтобы попасть в глаз D наблюдателя; вращение луча имеет здесь направление обратное, чем в предыдущем случае. Угол ω обозначен на рисунке стрелкою около пересечения лучей SA и ED . Угол Ω между лучем ED и прямою SDH , проходящею через солнце и глаз наблюдателя, равен

$$\Omega = \omega - \pi. \dots \dots \dots (12)$$

Как для предыдущего случая было разъяснено, наблюдатель видит дугу круга, угловая величина радиуса которого равна Ω . Числа последней таблички дают:

B	H
$\Omega = 50^{\circ}34'$	$\Omega = 53^{\circ}56'$

Ω больше для фиолетового луча, а потому вторая радуга имеет снаружи фиолетовую, а внутри красную кайму. Вторая радуга гораздо менее ярка, чем первая, так как двукратное отражение влечет за собою значительное ослабление света, выходящего наружу.

III. Радуги высших порядков; $k = 3, 4 \dots$. Когда $k = 3$, то $\varphi = 76^{\circ}50'$ и $\omega = 318^{\circ}$, т. е. выходящий луч составляет с направлением солнечных лучей угол в $360^{\circ} - 318^{\circ} = 42^{\circ}$; наблюдатель должен быть расположен так, чтобы облако (или дождь) находилось между его глазом и солнцем. То же самое имеем при $k = 4$, когда $\varphi = 79^{\circ}$ и $\omega = 404^{\circ}$, и след. выходящий луч составляет с лучами солнца угол в $404^{\circ} - 360^{\circ} = 44^{\circ}$.

При $k = 5$ получаем $\varphi = 81^{\circ}30'$ и $\omega = 486^{\circ} = 360^{\circ} + 126^{\circ}$; $\Omega = 180^{\circ} - 126^{\circ} = 54^{\circ}$; радуга пятого порядка расположена немного выше радуги второго порядка и, повидимому, в исключительных случаях иногда и наблюдалась. Радуги еще более высокого порядка во всяком случае никогда не могут быть видимы на облаках.

Причина того, что часть облаков, находящаяся между первою и второю радугою, весьма темна, заключается в следующем. Так как отклонение ω в (11) минимум, то Ω максимум, а потому ни один из лучей, претерпевших одно отражение внутри капли, не попадет в глаз наблюдателя, когда капля расположена выше первой радуги. В формуле (12) ω также минимум, а потому и Ω минимум; вследствие этого ни один из лучей, два раза отразившихся внутри капли, не встретит глаза наблюдателя, когда капля находится ниже второй дуги.

Мы изложили теорию Descartes'a. Но эта теория основана на неверном, как мы увидим, допущении, что наименее отклоненные лучи суть единственные деятельные; она приводит к неверному результату о постоянстве вида радуги и она не может объяснить происхождение добавочных дуг.

Теория Airy (Mascart, Pernter). Полная теория Airy представляет большие математические трудности и в этом несомненно заключается причина, почему она не могла повсюду вытеснить неверную теорию Descartes'a. Излагая основные результаты теории Airy, мы придерживаемся Pernter'a и заимствуем рисунки из его статей. Положим, что в каплю (рис. 356) вступает плоская волна AB ; перпендикулярные к ней

Рис. 356.

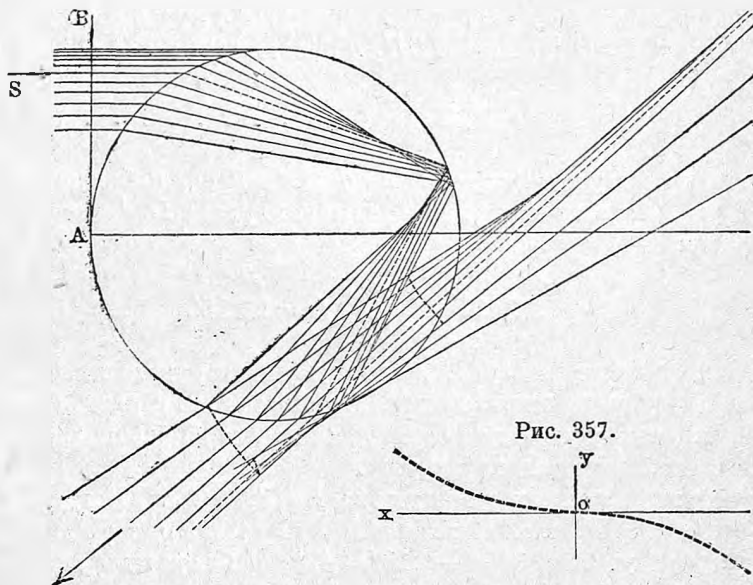
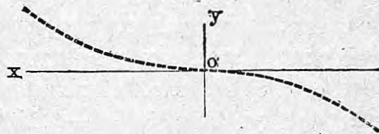


Рис. 357.



лучи претерпевают два преломления и k (на рис. 356 принято $k = 1$) отражений. Наименее отклоненный луч обозначен пунктиром.

Выходящая из капли волновая поверхность имеет изогнутый вид. На рис. 357 схематически изображена часть этой волновой поверхности, соседняя той точке o , которая соответствует наименее отклоненному лучу; степень изогнутости этого отрезка на рис. 357 чрезвычайно преувеличена. Вот эта та малая часть волновой поверхности и оказывается „действенной“, т. е. как бы испускающей лучи в различных направлениях. Уравнение волновой поверхности, рис. 357, может быть написано в виде

$$y = \frac{h}{3a^2} x^2 \dots \dots \dots (12,a)$$

где a радиус капли;

$$h = \frac{(p^2 - 1)^2}{p^2(n^2 - 1)} \sqrt{\frac{p^2 - n^2}{n^2 - 1}} \dots \dots \dots (12,b)$$

где $p = k + 1$, так что для первой радуги имеем $p = 2$.

Уравнение (12, a) показывает, что вид действительной волновой поверхности зависит не только от n (род луча) и k , но и в весьма высокой степени от a , т. е. от радиуса капель. От вида или формы действительной поверхности зависит распределение, по качеству и по интенсивности, исходящих от нее лучей. От этого распределения зависит качественное и количественное распределение цветов в радуге. Таким образом делается понятным, что радуги могут быть бесконечно разнообразны в зависимости от радиуса капель.

Исследование действия волновой поверхности, уравнение которой (12, a), представляет задачу весьма сложную. Ограничиваемся выпискою формулы для случая, когда на каплю падают однородные, длины волны λ , и параллельные лучи. Пусть θ угол, считаемый от направления наименее отклоненных лучей, и притом положительным в сторону вогнутой части волновой поверхности. Сила света J лучей, направление которых определяется углом θ , оказывается равною

$$J = C J_0 \sqrt[3]{\frac{a^7}{h^2 \lambda}} \cdot f^2(z) \dots \dots \dots (12, c)$$

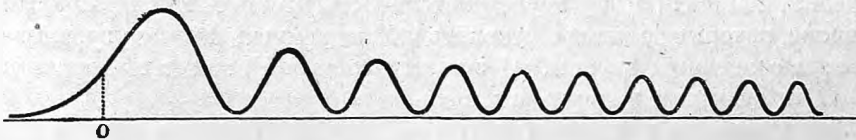
Здесь J_0 сила света лучей λ , падающих на каплю, C коэффициент пропорциональности;

$$f(z) = \int_0^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} (u^3 - zu) du \dots \dots \dots (12, d)$$

$$z = 2 \theta \sqrt[3]{\frac{6 a^2}{h \lambda^2}} \dots \dots \dots (12, e)$$

Таким образом z является аргументом, определяющим направление лучей, $f(z)$ есть функция, имеющая для $z > 0$ ряд значений, равных нулю (для $z = 2,4955 - 4,3631 - 5,8922$ и т. д.), между которыми помещается ряд максимальных значений, которые, однако, последовательно убывают. Эти *maxima* приходятся при $z = 1,0845 - 3,4669 - 5,1446$ и т. д. Первый максимум величины $f^2(z)$ равен 1,005, между тем как $f^2(0) = 0,443$. Для $z < 0$ функция $f(z)$ быстро убывает к нулю. Зависимость силы света J от направления, определяемого аргументом z , проще говоря, величина

Рис. 358.



$f^2(z)$ изображена на рис. 358. Точка O соответствует $z = 0$, а след. и $\theta = 0$, т. е. она определяет силу света по направлению декартовых „действительных“ лучей. Согласно вышесказанному о $f^2(0)$, мы и на рисунке видим, что интенсивность этих лучей равна 0,44 первой максимальной интенсивности.

Вид функции $f^2(z)$ показывает, что от капли исходит целый ряд пучков лучей, яркость которых последовательно убывает, и которые все расположены с одной стороны от лучей наименее отклоненных.

От данной капли может попадать в глаз наблюдателя только один из этих пучков. Если бы солнце представляло точку, испускающую однородные лучи, то мы увидели бы на дождевом облаке ряд одноцветных концентрических дуг, разделенных темными промежутками. Декартовские „деятельные“ лучи находились бы в первой полосе, но не в ее наиболее яркой середине, а несколько сбоку, и только этими лучами должно было бы ограничиться явление, если бы теория Descartes'a была верна. Распределение дуг зависит от радиуса a каплей. Наблюдаемое в природе явление осложнено двумя обстоятельствами: во-первых, солнечные лучи суть сложные, белые, и во-вторых, солнце не есть точка, но диск, угловая величина диаметра которого около полуградуса.

Каждая из составных частей солнечного света дает свой ряд полос; относительная яркость их зависит от яркости J_0 этой составной части солнечного спектра. Распределение полос также находится в очень сложной зависимости от рода лучей, т. е. от λ , как это видно из (12, e), где h также зависит от λ , так как оно зависит от n .

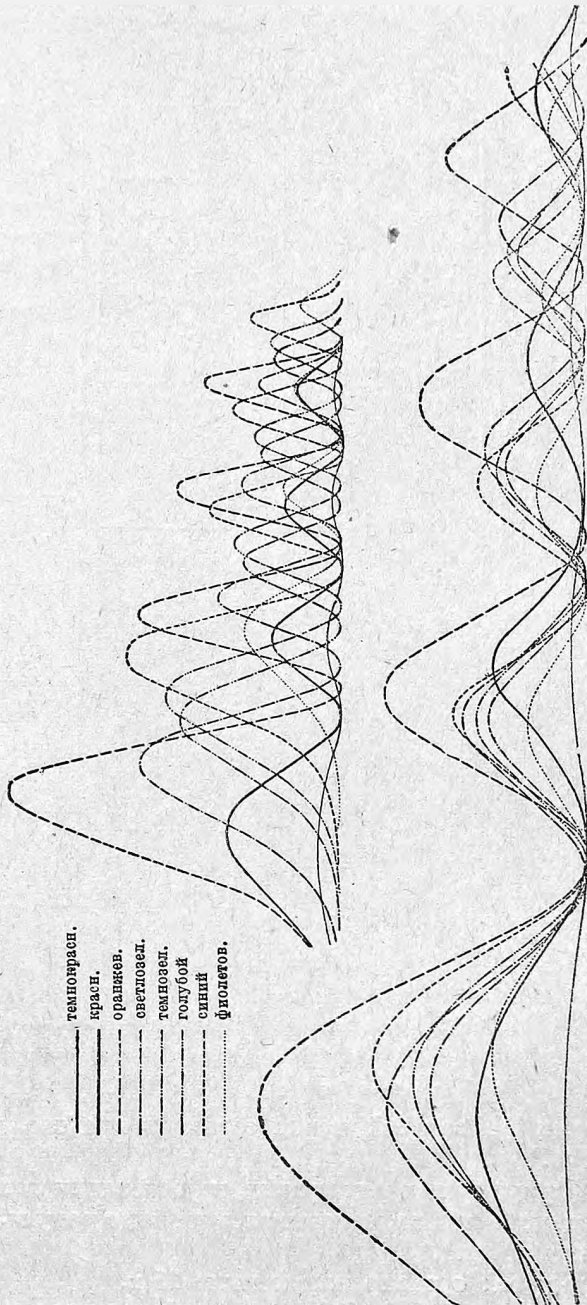
Относительное распределение максимумов и минимумов для различных лучей опять-таки в высокой степени зависит от радиуса a каплей. На рис. 359, I показано распределение цветов для $a = 250 \mu$, а на рис. 359, II для $a = 25 \mu$. На каждом рисунке изображено 8 кривых для восьми спектральных цветов. На рис. 359, I смешанные цвета следуют друг за другом без перерыва; между тем как на рис. 359, II почти все первые минимумы совпадают. В первом случае добавочные дуги непосредственно примыкают к главной радуге; во втором случае первая добавочная дуга отделена от главной дуги бесцветным промежутком.

Каждой точке, т. е. каждому аргументу z , соответствуют все цвета, интенсивности которых, однако, весьма различны. Pernter дал себе труд определить последовательность, ширину и яркость цветных полос, которые мы наблюдали бы в радуге, если бы от солнца падали только параллельные между собою лучи. Pernter произвел эти вычисления для $a = 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 100, 150, 500$ и 1000μ (1 мм.). Эти вычисления были основаны на формулах Maxwell'я, относящихся к смешению цветов (стр. 379).

Зная, какие цвета дает каждая точка солнечного диска, Pernter определил, наконец, и ту последовательность, яркость и ширину цветных полос, которые должны составлять наблюдаемую нами радугу, вызванную всем солнечным диском. И эти вычисления Pernter произвел для различных значений радиуса a каплей.

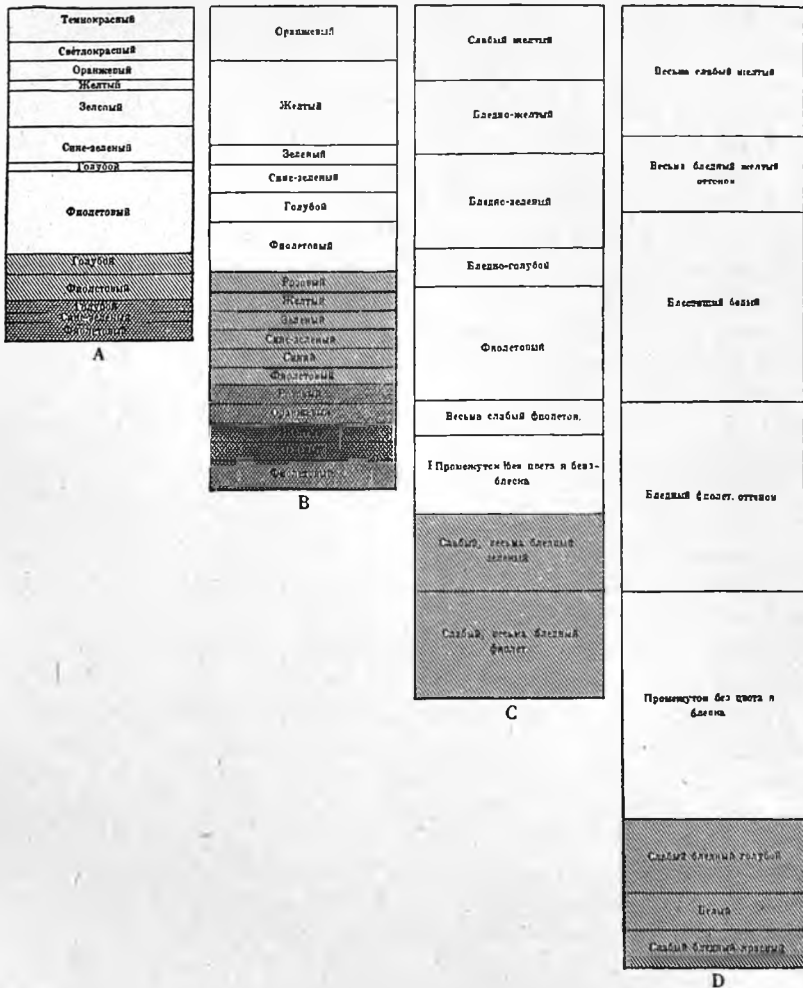
Окончательные результаты для $a = 500, 150, 50$ и 25μ схематически изображены на рис. 360 A, B, C и D. Здесь ясно видны последовательность и ширина цветных полос; относительная яркость указана словами. Для $a = 500 \mu$ и $a = 150 \mu$ получают по две добавочные дуги, непосредственно прилегающие к главной дуге. Когда $a = 50 \mu$ или $a = 25 \mu$ появляется одна добавочная дуга, отделенная от главной дуги бесцветным промежутком. При $a = 25 \mu$ в главной дуге получается белая полоса, а в добавочной дуге порядок цветов обратный, т. е. синяя полоса находится выше красной.

Рис. 859.



Теория Airy вполне объясняет наблюдаемые явления. Она приводит к тому результату, что вид радуги может быть весьма разнообразный, и что этот вид исключительно зависит от величины

Рис. 360.



капель. Теория Descartes'a верна только в пределе, для бесконечно больших капель.

Reynter формулировал ряд правил, на основании которых возможно определить радиус a капель, основываясь на виде радуги. Приводим некоторые из этих правил.

Белая радуга: a равно или меньше 25μ .

Широкая яркая красная полоса, яркая фиолетовая и зеленая (синей не видно) указывают на большие капли: $a = 500$ до 1000μ (1 мм.).

Добавочные дуги содержат только зеленый и розовато-фиолетовый цвета; они непосредственно примыкают к главной дуге, в которой красная полоса уже весьма слаба: примерно $a = 250 \mu$.

Появление желтого цвета в добавочных дугах, примыкающих к главной дуге: примерно $a = 150 \mu$.

Желтый цвет в первой добавочной дуге хорошо виден, но отсутствует во второй и в третьей; добавочные дуги отделены друг от друга: примерно $a = 100 \mu$. В двух последних случаях красный цвет отсутствует в главной дуге

Если добавочные дуги примыкают к главной дуге, то $a > 100 \mu$, если только добавочные отделены друг от друга, то примерно $a = 100 \mu$; если первая добавочная отделена и от главной дуги, то $a < 100 \mu$.

Если число добавочных дуг, при отсутствии промежутков, доходит до пяти и более, и в них нет белого цвета, то $a = 1 \text{ мм}$.

Если первая добавочная дуга ясно отделена от главной дуги и содержит белый цвет, то a от 40μ до 50μ .

В главной дуге видна белая полоса: примерно $a = 30 \mu$.

При помощи стеклянных шариков или цилиндров, а также при помощи водяной струи можно искусственно воспроизвести явление радуги. Babinet наблюдал таким способом семь радуг, Miller двенадцать, а Billet дошел даже до девятнадцатой радуги Pernter показал, каким образом на опыте могут быть проверены некоторые результаты теории Airy.

Мы уже упоминали об опытах Pulfrich'a. В 1904 г. Aichi и Tanakadate дали дальнейшее развитие этой теории, но работа эта встретила возражения со стороны Pernter'a (1905).

§ 5. Круги около солнца и луны. Гало (Halos). Когда солнце или луна (иногда и яркая звезда) покрыты густым облаком, то нередко наблюдают вокруг светила слабо окрашенный круг, внутренний фиолетовый край которого касается края самого светила; внешний край красный. Это есть явление диффракции, происходящее при прохождении лучей через бесчисленные малые промежутки, случайно остающиеся свободными между каплями или пузырьками, из которых состоит облако, — явление аналогичное прохождению лучей через не слишком густую листву деревьев. Как это часто бывает в явлениях диффракции, наиболее отклоняются лучи красные. Подробную теорию этого явления развил Verdet.

В северных странах появляются иногда вокруг и около солнца светлые круги, дуги и т. д., отчасти окрашенные, отчасти бесцветные. Они известны под общим названием гало. Фигура, образуемая совокупностью светлых полос, может быть весьма различна; ее форма зависит от высоты солнца над горизонтом. Кроме того, степень развития частей фигуры не всегда одинаковая: иногда только некоторые ее части заметны, иногда она вся появляется в полном блеске. На рис. 361 показаны наиболее важные части, окружающие находящееся в центре солнце. Эти части суть:

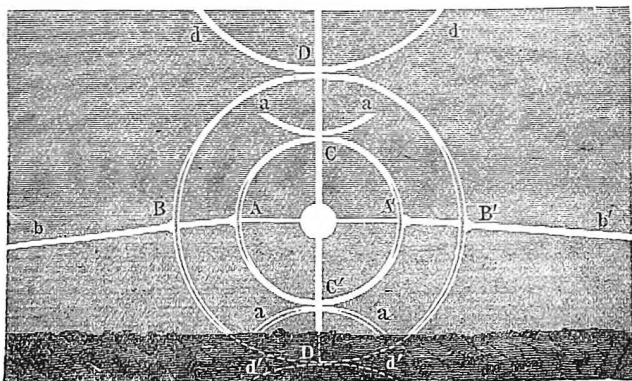
1. Малое гало, круг $ACA'C'$, окружающий солнце. Его радиус равен 22° ; он окрашен, и притом фиолетовая кайма находится снаружи, красная внутри.

2. Большое гало, круг $BDB'D'$, концентрический с первым. Его радиус равен 46° ; он также окрашен, и цвета расположены в нем в том же порядке, как и в малом гало.

3. Паргелический круг $bBA A' B' b'$, значительная часть которого иногда ясно видна. В точках его пересечения с двумя предыдущими кругами: т. е. в B, B', A и A' появляются весьма яркие места, блеск которых иногда приближается к блеску самого солнца; это т. наз. паргелии. На расстоянии от 90° до 140° от солнца встречаются иногда также яркие места на паргелическом круге — от парантелии. На том же круге появляется яркое пятно на расстоянии 180° от солнца — это антелии.

4. Касательные дуги $aa, aa, dd, d'd'$; кроме изображенных на рисунке наблюдаются иногда подобные же дуги с боку от двух кругов.

• Рис. 361.



5. Вертикальный столб $DCC'D'$, поднимающийся довольно высоко над горизонтом.

Кроме указанных здесь дуг и полос наблюдаются иногда еще другие, напр., две полосы, одинаково наклоненные к горизонту и пересекающиеся в антелии; далее круги, центр которых не находится на солнце; круги, радиусы которых отличаются от радиусов малого и большого гало.

Ограничиваемся объяснением главнейших явлений, которые мы перечислили. Эти объяснения принадлежат Mariotte'у, Cavendish'у, Fraunhofer'у, Galle, Vabinet и, в особенности, Bravais.

Причина всех этих явлений заключается в отражениях и преломлениях, претерпеваемых лучами солнца, встречающими ледяные кристаллы, которыми иногда бывает переполнен воздух. Эти кристаллы принадлежат к гексагональной системе и имеют форму правильных шестигранных призм, с основаниями, перпендикулярными к боковой

поверхности. Когда длина призмы значительно больше ее толщины, то она преимущественно принимает положение, при котором сопротивление воздуха при ее падении наименьшее, а именно ось призмы устанавливается вертикально. Когда, наоборот, длина призмы весьма малая, так что она представляет шестигранную пластинку, то она преимущественно устанавливается так, что ее ось располагается горизонтально, а основания или стороны пластинки вертикально. Кроме вертикально расположенных призм и пластинок в воздухе находится, однако, также огромное число призм, оси которых имеют всевозможные направления.

В последнее время появился целый ряд работ (Körpen, W. Schmidt, Dobrowolski), авторы которых утверждают, что вышесказанное об ориентировке ледяных призм в воздухе совершенно неверно (см. *Meteorologische Zeitschrift* 1908 p. 280, 372, 557; 1909 p. 433). Вопрос остается открытым.

Лучи солнца могут отражаться от боковой поверхности или от оснований кристаллов; далее они могут пройти через кристалл, претерпев только два преломления, или, кроме того, еще одно или несколько внутренних отражений. При простом преломлении луч света не может пройти через две соседние стороны призмы, составляющие угол в 120° (стр. 229); зато две не соседние и не противоположные друг другу (параллельные) стороны составляют угол в 60° и могут служить сторонами преломляющей призмы. Далее одно из оснований и любая из сторон также составляют стороны призмы с преломляющим углом в 90° .

Если ребро (геометрическое в первом случае) одной из призм того или другого рода перпендикулярно к плоскости, проходящей через солнце, глаз наблюдателя и кристалл, то может случиться, что преломленный луч встретит глаз наблюдателя. Для этого необходимо, чтобы отклонение δ луча в призме равнялось угловому расстоянию Ω кристалла от солнца, как видно из рис. 362, в котором A глаз наблюдателя, B место кристалла, SA и SB лучи солнца. Когда отклонение δ не минимальное δ_0 (стр. 219), то малому изменению угла падения соответствует изменение угла отклонения δ на малую величину того же порядка. Поэтому при $\delta = \Omega \geq \delta_0$, число кристаллов, случайно расположенных так, что преломленный луч попадает в глаз наблюдателя, должно быть весьма мало. Но когда $\delta = \Omega = \delta_0$, то малому изменению угла падения, т. е. положения кристалла, соответствует изменение угла отклонения δ на величину малую второго порядка. Поэтому число призм, посылающих преломленные лучи в одном направлении, составляющем угол δ_0 с лучами солнца, будет сравнительно весьма велико, а так как угловое расстояние этих призм от солнца также равно $\Omega = \delta_0$, то ясно, что вокруг солнца должен быть виден круг, угловая величина радиуса которого равна δ_0 . Так как отклонение для красных лучей меньше, чем для фиолетовых, то ясно, что круг должен иметь внутри красную, а снаружи фиолетовую кайму. Принимая еще во внимание угловую величину солнца, мы поймем, что цвета в этих

Рис. 362.



кругах должны выступать весьма слабо. Имея в виду только что сказанное о преломлении лучей в кристаллах и кроме того различные возможные случаи отражения лучей от поверхности кристаллов, можно объяснить происхождение наиболее типичных полос, которые были перечислены выше.

1. Малое гало. Если луч проходит через ледяную призму, пересекая две не соседние, но и не параллельные стороны боковой поверхности, то мы имеем дело с ледяною призмою, преломляющий угол которой равен 60° . Минимум отклонения такой призмы равен приблизительно $\delta_0 = 22^\circ$; мы должны видеть круг, радиус которого равен $\Omega = 22^\circ$, а это и есть малое гало, окрашенное, как того требует теория (объяснение *Magniotte'a*).

2. Большое гало. Одна из боковых сторон призмы и ее основание дают ледяную призму, преломляющий угол которой равен 90° . Для такой призмы $\delta_0 = 46^\circ$, а это и есть радиус Ω большого гало (объяснение *Savendish'a*).

3. Паргелический круг, паргелии, парантелии и антелии. Мы видели, что длинные призмы и пластинки преимущественно устанавливаются так, что в призмах боковая поверхность, а в пластинках основания располагаются вертикально. Отражением лучей от этих вертикальных плоскостей объясняется паргелический круг.

В пересечении малого гало и паргелического круга образуются особенно яркие места по двум причинам; во-первых, самое гало в этом месте должно быть очень яркое, ибо число призм, оси которых вертикальны, особенно велико, а именно эти-то призмы, и дают при малой высоте солнца те преломленные лучи, благодаря которым образуется малое гало; во-вторых, в этом месте является еще паргелический круг, т. е. свет, отраженный от вертикальных плоскостей.

Когда высота солнца значительная, паргелии оказываются несколько выше точек *A* и *A'* (рис. 361). Паргелии в точках *B* и *B'* наблюдаются весьма редко. Парантелии и антелии объясняются, во-первых, двукратным отражением от сторон двух призм, имеющих одну общую сторону, вследствие чего две соседние стороны составляют угол в 120° ; во-вторых, преломлением лучей, соединенных с некоторым числом внутренних отражений. В подробности не входим.

4. Касательные дуги объясняются минимальным отклонением лучей, проходящих через призмы, но притом лежащих в плоскостях, не нормальных к преломляющим ребрам.

5. Вертикальный столб происходит вследствие отражения лучей от горизонтальных оснований призм.

Не входя в дальнейшие объяснения, заметим, что *Bragais* воспроизвел искусственно некоторые из рассмотренных здесь явлений.

§ 6. Цвет и освещение неба. Объяснение синего цвета небесного свода представляло весьма большие затруднения. Попытки целого ряда ученых не привели к удовлетворительному результату, и лишь сравнительно недавно *Rayleigh* дал объяснение происхождения синего цвета неба,

которое можно считать вполне строгим. Укажем вкратце историю этого интересного вопроса. Leonardo da Vinci полагал, что синий цвет есть смесь рассеянного белого цвета солнечных лучей и черного цвета межзвездного пространства. Mariotte предположил, что частицы воздуха обладают свойством преимущественно отражать лучи синие. Fabri и Newton первые приписали происхождение синего цвета посторонним частицам, висящим в воздухе, а именно водяным каплям, которые, отражая лучи солнца, вызывают цвета тонких пластинок, а именно синий цвет первого порядка (см. ниже). Forbes полагал, что водяные пары обладают свойством пропускать лучи красные и желтые и рассеивать лучи синие.

Подробную математическую теорию дал Clausius. Но в настоящее время теория Clausius'a, вызывающая различные возражения, уже не принимается.

Теория Lord'a Rayleigh'a. В 1871 г. появилась теория Rayleigh'a (в то время еще Strutt'a), сущность которой мы и изложим. Исходя из теории диффракции, Rayleigh доказал, что если в некоторой среде находится весьма большое число малых непрозрачных частиц, то лучи тем свободнее проходят через среду, чем больше длина λ волны. Наоборот, чем меньше длина волны λ , тем сильнее лучи рассеиваются во все стороны. Такая среда должна в проходящем свете казаться желтоватой или красноватой. Точное вычисление показывает, что если диаметры непрозрачных частиц малы в сравнении с длиной волны λ , то количество рассеянного света должно быть обратно пропорционально четвертой степени длины волны λ . Количество света J , доходящего до нашего глаза от какого-либо элемента объема воздуха, зависит, во-первых, от того рассеяния, которому лучи света подверглись в этом элементе, и во-вторых, от той потери, которую они претерпели на пройденном ими пути z . Эта потеря имеет вполне характер поглощения средою; но коэффициент поглощения пропорционален попутному рассеянию, т. е. тоже обратно пропорционален λ^4 . Все это, вместе взятое, приводит к следующей формуле для количества света J :

$$J = \frac{A}{\lambda^4} e^{-\frac{kz}{\lambda^4}} \dots \dots \dots (13)$$

в которой A и k величины постоянные Легко убедиться, что максимальное значение J получается при специальном значении $\lambda = \lambda_0$, где

$$\lambda_0^4 = kz \dots \dots \dots (14)$$

ак что

$$J_0 = \frac{A}{kz} e^{-1} \dots \dots \dots (15)$$

Разделив (13) на (15), получаем, вводя еще $kz = \lambda_0^4$,

$$J = \frac{J_0 \lambda_0^4}{\lambda^4} e^{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4} \dots \dots \dots (16)$$

Положим сперва, что λ_0 величина весьма малая сравнительно с величинами λ , относящимися к лучам видимым. Тогда можно пренебречь дробью $\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4$ сравнительно с единицей, и вместо (16) можно написать

$$J = \frac{B}{\lambda^4} \dots \dots \dots (17)$$

где B величина постоянная. Полагая $J = 1$ для красного луча A , мы для других фраунгоферовых линий получаем следующие числа:

	J		J		J
A	1,000	D	2,801	F	6,036
B	1,514	E	4,371	G	9,778
C	1,821	b	4,728	H	13,589

В этих числах заключается полное объяснение синего цвета небесного свода, когда число k , определяющее поглощение, не велико. Роль малых тел могут играть те твердые и жидкие частицы, которые находятся в воздухе.

Когда число частиц в воздухе увеличивается, то коэффициент поглощения k также увеличивается, а вместе с ним и величина λ_0 . Положим, что λ_0 сделалось равным длине волны фиолетового луча H . Обращаясь к формуле (16), и полагая опять $J = 1$ для красного луча A , мы теперь получаем следующие числа:

	J		J		J
A	1,000	D	2,431	F	3,727
B	1,457	E	3,410	G	5,114
C	1,713	b	3,592	H	5,379

Мы видим, что относительное количество фиолетовых лучей уменьшилось вдвое и что поэтому цвет неба должен отличаться от прежде полученного значительною примесью белого.

В позднейшей работе (1899) Lord Rayleigh показал, что синий цвет неба может быть объяснен даже действием молекул тех газов, из которых составлен воздух.

Существует большое число работ, произведенных для проверки теории Lord'a Rayleigh'a. Мы укажем эти работы в обзоре литературы. Здесь-же ограничиваемся указанием, что наиболее убедительная в пользу этой теории работа произведена Pernter'ом (1901), который показал, что не только относительно цвета, но и относительно поляризации (см. ниже), лучи, как-бы испускаемые небесным сводом, обладают свойствами, тождественными со свойствами лучей, испускаемых „мутными средами“ при боковом их освещении. В настоящее время не остается никакого сомнения в том, что цвет неба есть действительно цвет „мутной среды.“

Большой интерес представляет вопрос о распределении света по небесному своду в безоблачный день. Им занимались Wild, Schramm,

L. Weber и, в особенности, Chr. Wiener (1904), который произвел не только опытное, но и весьма обширное теоретическое исследование вопроса. Приведем результаты его наблюдений для зенитного расстояния солнца около 46° . Пусть H яркость небесного свода в какой-либо точке, и примем $H = 1$ для точки около горизонта с противоположной стороны от солнца, т. е. для зенитного расстояния $z = 90^\circ$ и азимута (от солнца) $A = 180^\circ$. Если идти вдоль горизонта, то H почти не меняется до $A = 120^\circ$; затем H растет, и для $A = 0$ и $z = 90^\circ$ имеем $H = 4,7$. Если затем подниматься к солнцу ($A = 0$), то H сперва немного уменьшается, и при $z = 82^\circ$ имеем $H = 4,4$; затем H быстро растет до $H = 24$ около солнца. Над солнцем H опять быстро уменьшается, дойдя в зените до $H = 0,8$; далее ($A = 180^\circ$) H продолжает уменьшаться и при $z = 25^\circ$ достигает минимума $H = 0,1$; отсюда H опять увеличивается до принятого у горизонта значения $H = 1$.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Наиболее полное изложение метеорологической оптики находится в книге: *Pernter*. „Meteorologische Optik“. Wien und Leipzig 1902.

Довольно обширные статьи, посвященные оптическим явлениям в атмосфере, можно найти в двух книгах: *Verdet* (Conférences de physique, deuxième partie, Paris 1872, стр. 716—810; на стр. 810—828 помещен подробный обзор литературы до 1868 года) и *Mascart* (Traité d'optique т. III, стр. 272—531; Paris 1893).

К § 2.

Monge. Mémoires de l'Institut du Caire. Description de l'Égypte 1, 1799.

Wollaston. Phil. Trans. 90 p. 239, 1800; Gilb. Ann. 11 p. 1, 1802.

Biot. Sur les refractions extraordinaires. Paris 1810; Mem. de l'Institut 10, 1, 1809.

Bravais. Ann. chim. et phys. (3) 46 p. 492, 1856.

Wood. Phil. Mag. (5) 47 p. 349, 1899.

A. Schmidt. Die Strahlenbrechung auf der Sonne. Stuttgart 1891.

К § 3.

K. Exner. Über die Scintillation. Wien 1901; Wien. Ber. 109 p. 170, 1900; 110 p. 73, 1901.

Exner u. Villinger. Wien. Ber. 111 p. 1265, 1902; 113 p. 1019, 1904.

Arago. Oeuvres complètes. T. VII p. 3; C. R. 10 p. 83, 1840.

Montigny. Ac. R. de Belgique, Mém. des savants étrangers 28 p. 14, 1856.

Nicholson. Nichols. Journ. 34 p. 116, 1813.

Tuxoa. C. R. 154 p. 329, 1912.

К § 4.

Descartes. Discours de la méthode pour bien conduire sa raison и т. д. Leyde, 1837; Les météors, Discours, 8. Leyde, 1637.

Babinet. C. R. 4 p. 645, 1837.

Airy. Trans. of the Cambr. Phil. Soc. 6, III, p. 379, 1838; 8, V p. 593, 1848; Pogg. Ann. Ergbd. 1 p. 232, 1842.

Stokes. Trans. Cambr. Phil. Soc. 9, 1 p. 166, 1850; Mathem. and phys. papers. Cambridge. II p. 332, 1883.

Mascart. C. R. 115 p. 453, 1892; *Traité d'optique* 1 p. 382; III, p. 430, Paris 1893.

Möbius. *Annal. d. Phys.* (4) 33 p. 1493, 1910; 40 p. 736, 1913. *Zur Theorie des Regenbogens*, Teubner 1907.

Pernter. *Wien. Ber.* 106, II a p. 135, 1897; поправка к этой статье: *Meteorol. Ztschr.* 15 p. 73, 1898; *Wein. Ber.* 114 p. 785, 1905; „*Neues über den Regenbogen*“. *Vortr. d. Ver. z. Verbreit. naturwiss. Kenntnisse in Wien*, 38 p. 34, 1898; *Separ. Wien.* 1898; *Ein Versuch der richtigen Theorie des Regenbogens. Eingang in die Mittelschulen zu verschaffen*, *Ztschr. f. die österr. Gymnas., Kaiser-Jubil. Heft*, 1898; *Separ. Wien* 1900; „*Die richtige Theorie des Regenbogens*“, *Ztschr. f. d. phys. u. chem. Untrr.* 12 p. 338, 1899; *Meteorologische Optik* p. 482—558.

К § 6.

Rayleigh (Strutt). *Phil. Mag.* (4) 41 p. 107, 274, 447, 1871; (5) 12 p. 81, 1881; 47 p. 375, 1899; *Физическ. обозрение* 1910 p. 193.

Clausius. *Pogg. Ann.* 76 p. 161, 188, 1849; 84 p. 449, 1851; 88 p. 543, 1853; *Crelles Journ.* 34 p. 322, 1847; 36 p. 135, 1848.

Crova. C. R. 109 p. 493, 1889; 112 p. 1176, 1246, 1891; *Ann. chim. et phys.* (620) p. 480, 1890; 25 p. 534, 1892.

Spring. *Arch. sc. phys.* (4) 7 p. 225, 1899; *Bull. Ac. R. Belg.* (3) 36 p. 504, 1898; См. еще ряд полемических статей *Spring'a* и *Pernter'a* в „*Ciel et Terre*“, 20 p. 177, 301, 305, 1899.

Bock. *Der blaue Dampfstrahl* W. A. 68 p. 674, 1899.

Zettwuch. *Ricerche sul „bleu del cielo“.* Дисс. Рим, 1901; *Phil. Mag.* (6) 4 p. 199, 1902. Содержит подробное изложение истории вопроса и разбор всевозможных теорий.

Pernter. *Wien. Denkschr.* 73 p. 301, 1901; *Meteorologische Optik* p. 560—598, 655—799.

ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ.

Интерференция света.

§ 1. Общие замечания. Рассматривая в т. I распространение колебательных движений в однородной изотропной среде, мы вывели уравнение луча

$$y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (1)$$

в котором y удаление одной из колеблющихся точек на луче от ее положения равновесия в момент времени t , считаемого от момента начала колебания некоторой другой точки, находящейся на расстоянии x от первой; a амплитуда колебаний, T время одного полного колебания, λ длина волны. Когда из данной точки A выходят два луча и они затем встречаются в другой точке M , обладая амплитудами a и b и разностью хода $x - x_1 = \delta$, и если колебания в обоих лучах совершаются в направлениях параллельных, то эти колебания складываются в одно, амплитуда A которого определяется формулою

$$A^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \dots \dots \dots (2)$$

При $b = a$ имеем $A^2 = 2a^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}\right)$, или

$$A = 2a \cos \pi \frac{\delta}{\lambda} \dots \dots \dots (2,a)$$

Когда разность хода $\delta = (2n + 1) \lambda/2$, т. е. нечетному числу полуволн, то

$$A = a - b \dots \dots \dots (3)$$

и $A = 0$, если $a = b$. Если $\delta = 2n\lambda/2$, т. е. четному числу полуволн, то

$$A = a + b \dots \dots \dots (4)$$

При всех других δ амплитуда A находится между пределами $a + b$ и $a - b$.

Если $a = b$, то в первом случае, т. е. когда $\delta = (2n + 1) \lambda/2$, энергия колебания в точке M получается равною $J = 0$; во втором, т. е. при $\delta = 2n\lambda/2$, имеем $J = 4i$, где i энергия колебания каждого из двух интерферирующих лучей.

Принцип интерференции, который заключается в приведенных формулах, вполне приложим и к лучистой энергии колебательных движений, распространяющихся в эфире. Так как проистекающие отсюда явления удобнее всего наблюдаются на видимых лучах света, то мы и будем пслагать, что имеем дело с этого рода лучами.

Явления интерференции не могут наблюдаться, когда лучи, встречающиеся в некоторой точке M , выходят из двух различных светящихся точек P и Q , хотя бы последние и принадлежали одному источнику света, и вот по какой причине: различные точки светящихся тел (пламени, вольтовой дуги, и т. д.) не совершают правильно следующих друг за другом колебаний в течение сколько-нибудь значительных промежутков времени. На эти точки следует смотреть, как на места, в которых происходят весьма бурные и неправильные движения, вызывающие потоки лучистой энергии; но последовательные потоки не представляют один продолжение другого, отличаясь друг от друга фазами. Вместо (1) следовало бы, поэтому, написать уравнение луча в виде

$$y = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} + \theta\right),$$

где θ величина, меняющаяся неправильно и притом, вероятно, скачками через промежутки времени весьма малые, хотя может быть и весьма большие сравнительно с периодом T . Вместо (2) мы получаем в точке M

$$A^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos 2\pi \left(\frac{\delta}{\lambda} + \theta - \theta'\right),$$

где θ' относится ко второму лучу. Величина $\theta - \theta'$ принимает в течение малого промежутка времени всевозможные значения, вследствие чего и весь третий член меняется в пределах от $-2ab$ до $+2ab$. Среднее зна-

чение величины A^2 равно $a^2 + b^2$, а потому средняя сила света J , которую только и возможно наблюдать, оказывается равною сумме сил света, которые получились бы от отдельных светящихся точек P и Q .

Из сказанного следует, что явления интерференции света тогда только могут сделаться заметными, когда мы заставим интерферировать два луча, вышедшие из одной и той же светящейся точки. В этом случае $\theta = \theta'$ и разность фаз $2\pi \delta/\lambda$ двух интерферирующих лучей остается постоянною, как бы часто ни менялась величина θ .

Интерференция может быть вызвана не только в данной точке встречи двух лучей, но и вдоль прямой линии, если два луча, имея некоторую разность хода, встретившись, должны идти дальше по одному общему направлению. Та разность хода, которая существует в точке встречи лучей, сохраняется и во всех дальнейших точках их совместного пути, а потому вдоль всего этого пути мы будем иметь один и тот же случай интерференции.

Обратимся к случаю, когда в одной точке M сходится произвольное число лучей, способных интерферировать; полагаем, что эти лучи отличаются амплитудами и фазами. Уравнение одного из лучей мы напишем в виде

$$y_k = a_k \sin(\theta + \varphi_k) \dots \dots \dots (5)$$

Здесь θ есть часть фазы; общая всем лучам в каждый данный момент. В состав ее непременно входит величина $2\pi \frac{t}{T}$, но могут входить и другие члены. Полагая, что уравнение колебания в точке M имеет вид

$$y = \sum y_k = \sum a_k \sin(\theta + \varphi_k) = A \sin(\theta + \varphi_0).$$

мы имеем тождества

$$\left. \begin{aligned} A \cos \varphi_0 &= \sum a_k \cos \varphi_k \\ A \sin \varphi_0 &= \sum a_k \sin \varphi_k \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Отсюда

$$A^2 = \{ \sum a_k \cos \varphi_k \}^2 + \{ \sum a_k \sin \varphi_k \}^2 \dots \dots \dots (7)$$

где A^2 служит мерою силы света в точке M . Формула (7) с особенною ясностью показывает, что результат интерференции зависит только от разностей фаз интерферирующих лучей.

При вычислении величин, выражающихся формулою (7), могут оказаться полезными следующие две формулы:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^m a^k \sin kx &= \frac{a^{n+1} \sin mx - a^n \sin(m+1)x + \sin x}{1 - 2a \cos x + a^2} a \\ \sum_{k=1}^m a^k \cos kx &= \frac{a^{n+1} \cos mx - a^n \cos(m+1)x + \cos x - a}{1 - 2a \cos x + a^2} a \end{aligned} \right\} \dots \dots (8)$$

Эти формулы легко вывести, если $\sin kx$ и $\cos kx$ заменить показательными функциями, просуммировать получающиеся при этом геометри-

ческие ряды и затем опять перейти к функциям тригонометрическим. Взяв сумму квадратов этих выражений, получаем

$$\left\{ \sum_{k=1}^m a^k \sin kx \right\}^2 + \left\{ \sum_{k=1}^m a^k \cos kx \right\}^2 = \frac{1 - 2a^m \cos mx + a^{2m}}{1 - 2a \cos x + a^2} a_2 \dots \quad (9)$$

При $a = 1$ имеем отсюда

$$\left\{ \sum_{k=1}^m \sin kx \right\}^2 + \left\{ \sum_{k=1}^m \cos kx \right\}^2 = \frac{1 - \cos mx}{1 - \cos x} = \frac{\sin^2 \frac{mx}{2}}{\sin^2 \frac{x}{2}} \dots \quad (10)$$

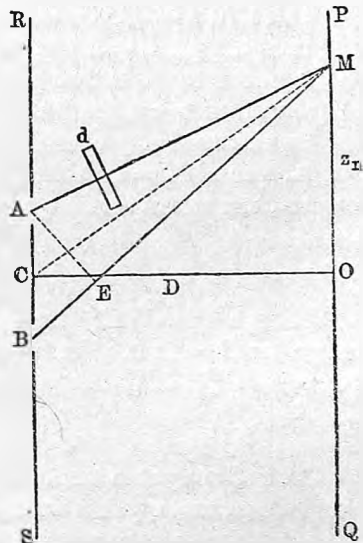
При произвольном $a < 1$, но $m = \infty$, получаем

$$\left\{ \sum_{k=1}^{\infty} a^k \sin kx \right\}^2 + \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} a^k \cos kx \right\}^2 = \frac{a^2}{1 - 2a \cos x + a^2} \dots \quad (11)$$

§ 2. Опыт Young'a. Существует большое число случаев, когда явления интерференции происходят между лучами, которые можно себе представить исходящими из двух, вообще весьма близких друг к другу точек A и B . Из предыдущего ясно, что эти точки не могут быть две самостоятельные, т. е. независимые друг от друга светящиеся точки. Первоначальным источником должна всегда служить какая-либо одна светящаяся точка S , лучи которой тем или иным путем доходят до A и B . Можно вывести ряд формул, одинаково относящихся ко всем этим случаям. Мы выведем эти формулы для того частного случая, который представляется в знаменитом опыте Young'a, но следует помнить, что точки A и B на рис. 363 могут быть заменены двумя точками, играющими соответствующую роль в других опытах, которые будут рассмотрены ниже.

Знаменитый защитник теории колебательного движения эфира, Young, опубликовал в 1807 г. описание следующего опыта. Лучи солнца пройдя через малое отверстие, освещают слева экран RS (рис. 363), в котором находятся два малых отверстия A и B , которые, благодаря происходящему в них явлению диффракции (глава 14), можно рассматривать, как самостоятельные источники света, причем, однако, разность фаз, если таковая существует между A и B , не меняется с течением времени. На экране PQ получается ряд темных и светлых полос, средние части которых параллельны плоскости, перпендикулярной к прямой AB .

Рис. 363.



Точка M лежит на n -той темной полосе, когда

$$BM - AM = (2n - 1) \frac{\lambda}{2} \dots \dots \dots (12)$$

Пусть C средняя точка между A и B ; положим $AB = a$, $CO = D$ и проведем $AE \perp BM$. На деле оказывается, что OC должно быть весьма велико сравнительно с AB и что z_n весьма мало сравнительно с OC , напр. OC в несколько тысяч раз больше AB . Поэтому можно принять $MA = ME$ и след. $BE = BM - AM = (2n - 1)\lambda/2$. Проведя еще CM , мы можем треугольники CMO и AEB считать подобными, так что $MO : CM = BE : AB$. Но $MO = z_n$, $BE = (2n - 1)\lambda/2$, $AB = a$ и CM весьма мало отличается от D , так что мы имеем $z_n : D = (2n - 1)\lambda/2 : a$. Отсюда получается

$$z_n = (2n - 1) \frac{D\lambda}{2a} \dots \dots \dots (13)$$

Расстояния z полос от точки O получаются отсюда, если положить $n = 1, 2, 3 \dots$, имеем $z_1 = \frac{D\lambda}{2a}$, $z_2 = 3 \frac{D\lambda}{2a}$, $z_3 = 5 \frac{D\lambda}{2a}$ и т. д. Расстояние b полос друг от друга равно

$$b = \frac{D\lambda}{a} \dots \dots \dots (14)$$

Так как $\lambda = 0,0005$ мм. для средней части видимого спектра, то ясно, что, напр., при $a = 2$ мм., мы должны принять $D = 4000$ мм. для того, чтобы расстояние полос равнялось всего $b = 1$ мм. Этим подтверждается вышесказанное о взаимных отношениях расстояний OC , AB и OM .

Вычислим силу света J в произвольной точке M прямой PQ , полагая теперь, что $OM = z$. Считая амплитуды интерферирующих лучей одинаковыми, мы полагаем в формуле (2) $b = a = A_0$. Тогда мы получаем

$$A^2 = 4 A_0^2 \cos^2 \pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

Теперь $\delta = BE$; прежняя пропорция $MO : CM = BE : AB$ дает теперь $z : D = \delta : a$. Взяв отсюда δ , приняв A^2 за меру силы света J и положив $A_0^2 = J_0$, получаем

$$J = 4 J_0 \cos^2 \pi \frac{az}{D\lambda} \dots \dots \dots (15)$$

Этот формулою определяется периодическое изменение силы света J в зависимости от расстояния z . Центральная часть ($z = 0$) наблюдаемого интерференционного явления соответствует здесь максимальной силе света. Во всех подобных случаях мы говорим о явлении с светлым центром. Бывают, однако, случаи, когда лучи проходят такие различные пути, что получаемое интерференционное явление расположено симметрично около такого места, для которого разность хода равна $\pm \frac{\lambda}{2}$. В этом случае говорят о явлении с темным центром.

Измеряя b или z_n , можно определить длину волны λ . Формула (14) показывает, что расстояние между полосами увеличивается вместе с λ .

Если, поэтому, пользоваться красным светом, то полосы оказываются дальше друг от друга, чем когда опыт производится с лучами зелеными или синими. Если пользоваться белым светом, то разноцветные полосы на небольшом расстоянии от O налагаются друг на друга и, смешавшись, дают почти белый цвет. Поэтому следует пользоваться однородным светом. Отверстиям A и B можно придать форму двух узких, параллельных щелей, длина которых перпендикулярна к плоскости рисунка. В других опытах (см. ниже) A и B суть два изображения некоторой ярко освещенной щели S , которая и служит первоначальным источником. При выводе наших формул мы предполагали, что A и B суть две точки. В действительности A и B суть отверстия конечных размеров; точно также и щель S , а след. и ее изображения имеют конечную ширину. Это обстоятельство влияет на резкость интерференционных полос. Walker (1898) исследовал зависимость степени резкости полос, т. е. отношения максимальной силы света к минимальной, от ширины δ щели. Оказалось, что с увеличением ширины δ резкость периодически убывает и возрастает.

§ 3. Влияние плоскопараллельной пластинки, вставленной на пути одного из интерферирующих лучей. Если вставить пластинку на пути луча AM , то на экране PQ все полосы переместятся параллельно самим себе. Вычислим перемещение Δ полос, полагая, что толщина пластинки d , коэффициенты преломления: пластинки — n' , а окружающей среды — n . Для определения Δ вычислим величину, на которую переместится та средняя светлая полоса, для которой разность хода прежде равнялась нулю и которая, очевидно, проходила через точку O . Воспользуемся рис. 363, полагая, что средняя полоса переместилась из O в M , так что теперь $OM = \Delta$. По условию теперь число волн в BM и AM одинаковое; если длина волны внутри пластинки равна λ' , а в окружающей среде λ , то полное число волн AM равно

$$\frac{AM - d}{\lambda} + \frac{d}{\lambda'} = \frac{AM}{\lambda} + d \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{AM}{\lambda} + \frac{d}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda'} - 1 \right) = \frac{AM}{\lambda} + \frac{d}{\lambda} \left(\frac{n'}{n} - 1 \right),$$

так как $\lambda : \lambda' = n' : n$. Число волн в BM равно $BM : \lambda$. По условию мы имеем

$$\frac{BM}{\lambda} = \frac{AM}{\lambda} + \frac{d}{\lambda} \left(\frac{n'}{n} - 1 \right),$$

откуда

$$BM - AM = BE = d \left(\frac{n'}{n} - 1 \right)$$

Мы имеем прежнюю пропорцию $OM : CM = BE : BA$. Положив опять $CM = D$, $BA = a$ и вставив $OM = \Delta$ и вместо BE найденное выше выражение, получаем

$$\Delta : D = d \left(\frac{n'}{n} - 1 \right) : a.$$

Отсюда искомое

$$\Delta = \frac{D}{a} \left(\frac{n'}{n} - 1 \right) d \dots \dots \dots (16)$$

Разделив это выражение на (14), получаем отношение перемещения полос к их расстоянию друг от друга

$$\frac{\Delta}{b} = \frac{d}{\lambda} \left(\frac{n'}{n} - 1 \right) \dots \dots \dots (17)$$

Эта формула показывает, что перемещение полос составляет весьма удобный способ открыть и измерить малейшие изменения коэффициента преломления. Действительно, положим, наприм., $d = 1$ мм.; так как примерно $\lambda = 0,0005$ мм., то получается $\Delta = b$, когда $n' - n = 0,0005 n$. Это означает, что полосы передвинутся „на одну полосу“, когда коэффициент преломления пластинки отличается от коэффициента преломления окружающей среды всего на 0,0005 и при том толщина пластинки всего 1 мм. Указанным здесь способом можно измерить, напр., разность коэффициентов преломления сухого и влажного воздуха (Arago), изменение этих величин при нагревании или сжатии и т. д.

Формула (16) показывает, что перемещение зависит от рода луча, так как n и n' зависят от λ . Отсюда вытекает важный результат: когда пластинки нет, то через O проходит светлая полоса, каков-бы ни был цвет лучей, и эта полоса белая, когда свет белый. Но когда вставлена пластинка, то системы разноцветных полос перемещаются на различные величины Δ , вследствие чего при белом свете средней белой полосы, вообще, не будет, но зато могут явиться другие бесцветные полосы; эти последние изучал Согпу.

Все, что здесь было изложено относительно влияния тонкой пластинки, вставленной на пути одного из двух интерферирующих лучей, также относится ко всем случаям интерференции, которые изложены ниже и в которых эти два луча можно, хотя-бы геометрически, считать исходящими из двух источников A и B . Дробь $D : a$ можно назвать угловым расстоянием α этих источников (если смотреть от экрана) и написать формулу (16) в виде

$$\Delta = \alpha \frac{n' - n}{n} d \dots \dots \dots (18)$$

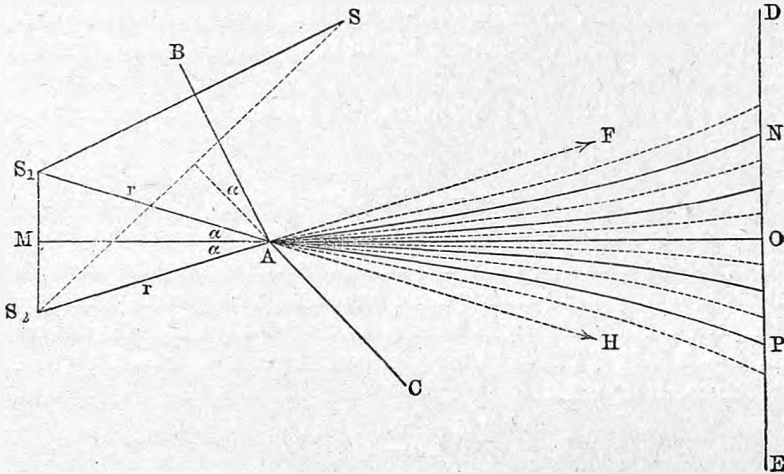
§ 4. Зеркала Fresnel'я. В 1816 г. Fresnel впервые осуществил один из наиболее важных в историческом отношении опытов: он вызвал интерференцию лучей, отраженных от двух зеркал, составляющих угол, весьма близкий к 180° . Пусть AC и AB (рис. 364) эти зеркала; малый острый угол между поверхностью одного и продолжением поверхности другого обозначим через α . Пусть S источник света, напр., узкая сильно освещенная щель, параллельная прямой A пересечения поверхностей двух зеркал, или, еще лучше, фокальная линия цилиндрического стекла, на которое падают лучи солнца или иного сильного источника света. Лучи, отраженные от зеркал, можно считать исходящими от изображений S_1 и S_2 источника S , расстояние AS которого от вершины A обозначим через r . Очевидно, что $AS_1 = AS_2 = AS = r$, так что точки S , S_1 и S_2 лежат на одной окружности, центр которой в A . Отсюда следует, что пря-

мая MO , перпендикулярная к S_1S_2 и проходящая через точку M , делящую расстояние S_1S_2 пополам, проходит через точку A ; иначе говоря: все точки прямой MA находятся на одинаковом расстоянии от точек S_1 и S_2 . Эти точки мы можем рассматривать, как два данных источника. Расстояние $a = S_1S_2$ двух источников равно

$$a = 2r \sin \alpha \dots \dots \dots (19)$$

Проведем плоскость DE перпендикулярно к MO через какую-нибудь точку O . На этой плоскости появится светлая полоса, параллельная

Рис. 364.



ребру A в таком месте (напр., P), для которого разность расстояний от S_1 и S_2 равна четному числу полуволн, и полоса темная, когда эта разность равна нечетному числу полуволн. Через точку O пройдет светлая полоса, каков-бы ни был цвет лучей, падающих на зеркала. С двух сторон от нее мы увидим ряд светлых и темных полос, средние части которых можно принять за прямые, перпендикулярные к плоскости рисунка.

Расстояние b полос определяется по формуле (14), ибо точки S_1 и S_2 вполне аналогичны отверстиям A и B (рис. 363) в опыте Young'a. Пусть $OM = D$; тогда (14) и (19) дают расстояние b светлых или темных полос друг от друга:

$$b = \frac{D\lambda}{2r \sin \alpha} \dots \dots \dots (20)$$

Расстояние n -той темной полосы от середины O равно, см. (13),

$$z_n = (2n - 1) \frac{D\lambda}{4r \sin \alpha} \dots \dots \dots (21)$$

В (20) и (21) можно подставить $D = d + r \cos \alpha$, где $d = OA$ расстояние плоскости от ребра A зеркал. Формула (20) показывает, что b пропорционально λ ; полосы тем ближе друг к другу, чем меньше длина волны λ .

Далее (21) показывает, что z_n пропорционально D ; но этот результат верен лишь тогда, когда z_n весьма мало сравнительно с D , что мы и предположили при выводе формул (13) и (14). Если менять расстояние D плоскости от $S_1 S_2$, то геометрическое место полосы будет не плоскость, но, в средней части, гиперболический цилиндр, ибо n -тая полоса пройдет при всяком положении плоскости через точки, разность расстояний которых от S_1 и S_2 есть величина постоянная, равная $2n \lambda/2$ или $(2n - 1)\lambda/2$. Геометрическое место таких точек есть гипербола, фокусы которой находятся в S_1 и S_2 . На рис. 364 показаны гиперболы, по которым плоскость, перпендикулярная к ребру A , пересекает упомянутые гиперболические цилиндры, причем размеры представлены преувеличенными. Сплошными линиями начерчены светлые, пунктиром — темные гиперболы (на рис. 364 все гиперболы неправильно проведены через точку A , так как S_1 и S_2 должны быть их фокусами).

Зеркала Fresnel'я могут служить для измерения длины волны λ . Формула (21) дает

$$\lambda = \frac{4 r z_n \sin \alpha}{(2n - 1) D} = \frac{2 a z_n}{(2n - 1) D}.$$

Величина $2 r \sin \alpha = a = S_1 S_2$ (рис. 364) есть расстояние мнимых светящихся точек S_1 и S_2 друг от друга. Для определения этой величины мы измерим при помощи угломерного прибора, центр которого устанавливаем в O , угловую величину β между точками S_1 и S_2 . В таком случае, очевидно, $a = 2 D \operatorname{tg} \beta/2$ или (в виду малости угла β) $a = D \operatorname{tg} \beta$. Вставив это выражение, получаем

$$\lambda = \frac{2 z_n}{2n - 1} \operatorname{tg} \beta \quad \dots \dots \dots (22)$$

Здесь z_n есть расстояние n -той темной полосы от средней светлой полосы. Легко сообразить, что если y_n расстояние n -той светлой полосы (считая среднюю за нулевую), то

$$\lambda = \frac{y_n}{n} \operatorname{tg} \beta \quad \dots \dots \dots (23)$$

Указанный здесь способ измерения λ не может дать точных результатов, так как, между прочим, здесь к интерференции примешивается явление диффракции; ныне пользуются другими способами, которые будут рассмотрены ниже.

Fresnel произвел еще замечательный опыт с тремя зеркалами; интерферировали два луча, из которых один отразился один раз от одного из зеркал, а другой два раза от двух остальных. В заключение заметим, что в опыте с зеркалами Fresnel'я мы не имеем дела с явлением чистой интерференции; существование общего ребра, которым граничат оба зеркала вызывает, как сказано, явления диффракции (глава XIV), которых мы, однако, разбирать не будем. Более полную теорию явления дал Н. Weber (1878), а затем, особенно, Н. Struve (1881).

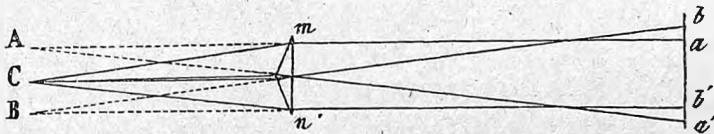
§ 5. Другие способы получения и наблюдения интерференционных полос. Общую чертою всех способов, которые мы рассмотрим, является

следующее: получаются два изображения S_1 и S_2 светящейся точки S ; эти изображения можно рассматривать, как источники, лучи которых интерферируют, образуя, смотря по разности хода лучей, светлые и темные полосы. Формулы, которые были выведены в предыдущих параграфах для расстояния полос, приложимы и здесь; то-же самое относится к формуле, выражающей перемещение полос, вызванное пластинкою, вставленной на пути одного из лучей.

I. Опыт Lloyd'a с одним зеркалом. Луч, отражающийся от поверхности плоского зеркала при угле падения, весьма близком к 90° , интерферирует с лучем, идущим непосредственно от источника, параллельно или почти параллельно поверхности зеркала на весьма малом от него расстоянии. Так как луч при отражении теряет полуволну, то ясно, что средняя светлая полоса как-бы сдвинута на полуволну, ибо она соответствует кажущейся разности хода в $\frac{1}{2}\lambda$. Особенность явления заключается еще в том, что полосы расположены только с одной стороны от этой „средней“ полосы, которая в данном случае оказывается уже не средней, а крайней.

II. Бипризма Fresnel'я. Лучи источника C (рис. 365) падают на призму mn , имеющую угол, близкий к 180° и обращенный к C . Такая призма действует, как две прямоугольные одинаковые призмы, сложенные катетами. Каждая половина дает отклоненное изображение точки C ,

Рис. 365.

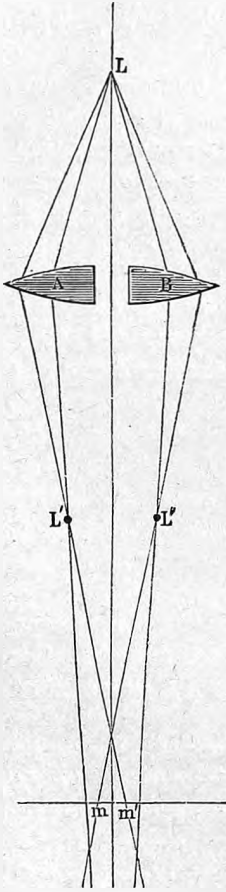


так что получаются два изображения A и B . В пространстве, в которое попадают лучи от A и B , наблюдаются интерференционные полосы. Особенность этого способа заключается в том, что расстояние $AB = a$ зависит от λ .

III. Билинга Billet. Двойковыпуклое стекло разрезано на две части A и B (рис. 366). Светящаяся точка L дает два изображения L' и L'' , которые испускают лучи, интерферирующие на экране между точками m и m' . Meslin опубликовал интересное видоизменение опыта Billet, при котором получаются полосы в виде концентрических полу-кругов. Две половины стекла L и L' (рис. 367) раздвинуты так, что светящаяся точка O и основания $C'C$ лежат на одной прямой. В этом случае фокусы суть точки A и B . Поместим экран PQ между A и B и рассмотрим, чему равна разность хода двух лучей, встречающихся в некоторой точке X . Назовем для удобства оптической длиной луча величину, измеряемую числом волн, которые укладываются вдоль луча, причем длина этих волн, вообще говоря, в различных частях луча может быть и различная. Понятно, что лучи, обладающие одинаковою оптической длиной, могут иметь весьма неодинаковую геометрическую длину.

Теорема, выведенная на стр. 149, показывает, что все лучи, вышедшие из одной точки M и собирающиеся в одной точке N , имеют от M до N одинаковую оптическую длину. Все лучи, вышедшие из O и прошедшие через L , имеют в каждый данный момент в A одну общую фазу, соответствующую оптической длине луча OA : поэтому луч в X имеет оптическую длину $OA + AX$. Другой луч имеет в точке X оптическую длину $OB - BX$; разность хода $\delta = OA + AX - (OB - BX) = OA - OB + AX + BX$, или $\delta = -AB + AX + BX$.

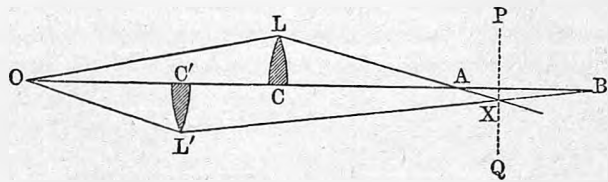
Рис. 366.



Точки, для которых разность хода δ одна и та же, должны удовлетворять условию $AX + BX = \text{Const.}$, так как AB величина сама по себе постоянная. Отсюда следует, что поверхности, для которых δ равно четному или нечетному числу полуволн, суть эллипсоиды вращения, имеющие общие фокусы в точках A и B . Они пересекают экран PQ по полуокружностям, расположенным ниже прямой OAB .

IV. Наклонные пластинки Jamin'a. Способ

Рис. 367.



Jamin'a, иногда неправильно приписываемый Fizeau или Arago, заключается в следующем. Две стеклянные пластинки N и M (рис. 368) расположены под углом. Лучи, исходящие от источника O , отклоняются пластинкой N (стр. 225) так, что они кажутся выходящими из некоторой точки A ; точно также лучи, прошедшие через M , имеют как бы мнимый фокус в B . Стекло L собирает два пучка лучей, прошедших через N и M , в точках A' и B' , представляющих как бы два новых источника, лучи которых интерферируют в пространстве PRQ .

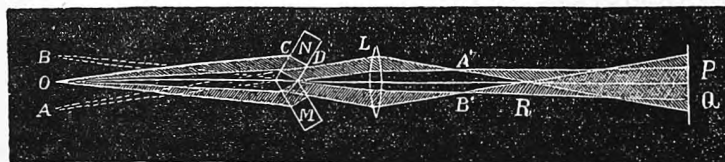
V. Зеркала Michelson'a. Если два плоских зеркала составляют угол в 90° , то два изображения S_1 и S_2 светящейся точки S , полученные после двукратного отражения лучей, как бы сливаются в одно. Но если изменить этот угол на малую величину α , то изображения S_1 и S_2 расходятся и легко убедиться, что их угловое расстояние, считая от ребра пересечения зеркала, равно 4α . Из двугранного угла ($90^\circ - \alpha$), составляемого зеркалами, выходят два пучка лучей, которые можно считать исходящими из точек S_1 и S_2 . Michelson пользовался вольтовой дугой, поставленной на расстоянии 100 м. от зеркал, как источником S , и наблюдал интерференционные полосы на расстоянии 1 м. от зеркал. Lipp-

та и п также применил систему 2-х зеркал, наклоненных друг к другу под углом, близким к 90°. В качестве источника света ему служила щель, параллельная ребрам зеркал.

Методом Michelson'a пользуются при исследовании прямоугольных призм для определения уклонения угла между катетами от 90°. А. Л. Гершун пользовался этим методом.

VI. Линии Talbot'a. Строго говоря, это явление не относится сюда, но должно быть рассмотрено в следующей главе. Оно заключается в следующем: если ввести тонкую прозрачную пластинку между глазом и окулярным отверстием спектроскопа со стороны фиолетового конца

Рис. 368.



спектра так, чтобы она покрывала половину этого отверстия, то в спектре обнаруживается целый ряд темных поперечных полос. Элементарное объяснение этого явления заключается в следующем: лучи, прошедшие мимо края пластинки, и лучи, прошедшие через самую пластинку, собираются на сетчатой оболочке глаза в одной точке, в которой они и интерферируют, взаимно усиливаясь или уничтожаясь, смотря по разности оптических длин двух лучей. Число N волн, содержащихся в этой разности, очевидно, равно $N = d/\lambda' - d/\lambda = d/\lambda(\lambda/\lambda' - 1)$, где d толщина пластинки, λ длина волны в воздухе, λ' — в пластинке. Отношение $\lambda : \lambda'$ равно показателю преломления ν пластинки, так что

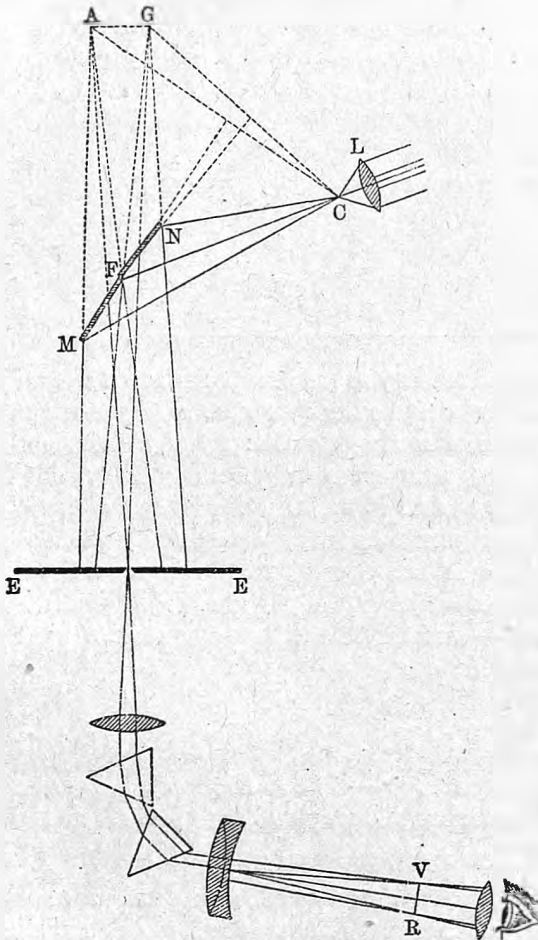
$$N = (\nu - 1) \frac{d}{\lambda} \dots \dots \dots (24)$$

Если N равно целому числу n , и след. $(\nu - 1) d = n\lambda$, то лучи взаимно усиливаются; но если N равно нечетному числу половин, т. е. если N вида $\frac{2n+1}{2}$ или $(\nu - 1) d = \frac{2n+1}{2} \lambda$, то лучи взаимно уничтожаются. Для различных лучей спектра число N различное, так как λ , и, кроме того, хотя в слабой мере, ν зависят от рода луча. Темные полосы образуются во всех местах спектра, для которых N есть число вида $\frac{2n+1}{2}$. Приведенное здесь элементарное объяснение оставляет непонятным, почему полосы не появляются, если ввести пластинку со стороны красного конца спектра. Airy первый дал полную теорию линий Talbot'a показав, что их следует рассматривать, как результат диффракции (глава XIV), происходящей вдоль края пластинки. H. Struve и Kirchhoff развили теорию Airy, которая вполне объясняет только что упомянутую странную зависимость явления от той стороны, с которой находится тонкая пластинка. В последнее время появились относящиеся сюда же работы Walker'a (1906),

Wood'a (1909) и Schuster'a (1909). Д. Дубровский описал методы удобного демонстрирования полос Talbot'a.

VII. Смешанные пластинки Young'a. Если между двумя стеклянными пластинками поместить тонкий слой смеси двух веществ, напр., воду, наполненную весьма малыми пузырьками воздуха, взбитый

Рис. 369.



белок или смесь масла с водою, то в проходящем белом свете видны разноцветные полосы. Объясняется это явление интерференцией лучей, прошедших, один через одну, другой через другую составную часть смеси и этим приобретшие некоторую оптическую разность пройденных путей. Окраска, зависящая от лучей, не уничтоживших друг друга, неодинаковая в различных местах, так как толщина слоев, вообще, не везде одна и та же.

VIII. Способ Fizeau и Foucault наблюдения интерференции при помощи зеркал Fresnel'я. Все способы вызывания интерференции световых лучей, которые были рассмотрены нами в § 4 и § 5, I—V, дают весьма небольшое число полос, если пользоваться белым светом, по причине, которая была указана на стр. 522. Число заметных полос чрезвычайно увеличивается, если пользоваться однородным светом. Так, натриево пламя дает большее число полос; это число еще увеличивается, если за источник

света взять светящуюся гейслерову трубку, содержащую пары Hg или Tl .

Ниже мы познакомимся с целым рядом новых работ, в которых наблюдалась интерференция лучей при громадной разности хода, достигавшей почти миллиона воли. Теперь мы рассмотрим только способ Fizeau и Foucault наблюдения интерференции при большой разности хода лучей. Этот способ заключался в спектральном разложении лучей, отраженных от зеркал Fresnel'я. На щель спектроскопа устанавливалась сперва средняя светлая полоса, соответствующая разности хода $\delta = 0$, причем наблюдался непрерывный спектр. Чтобы изменить δ , Fizeau и

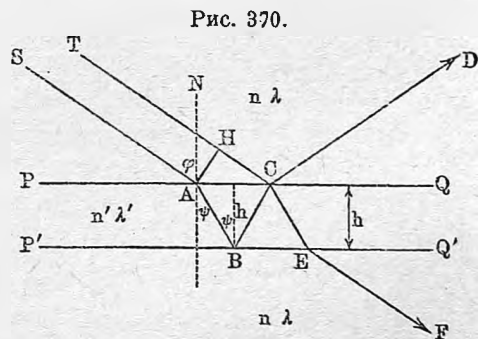
Foucault перемещали одно из зеркал параллельно самому себе по направлению его нормали (вперед). Когда δ делалось равным половине длины волны λ фиолетового луча, то в фиолетовой части спектра появлялась темная полоса, которая при дальнейшем движении зеркала перемещалась к красному концу спектра. Когда λ равнялось $\frac{3}{2}\lambda$, то появлялась вторая полоса, которая также постепенно проходила через весь спектр и т. д. Таким образом оказалось возможным наблюдать до 4000 полос, проходивших через красную часть спектра, что соответствовало интерференции при разности хода в 4000 волн. Распределение приборов Fizeau и Foucault показано на рис. 369. С яркая линия, получающаяся в фокусе цилиндрического стекла L ; NF и FM зеркала Fresnel'я, из которых второе изображено несколько выдвинутым вперед; EE' экран со щелью. В VR получается спектр, который и рассматривается через окуляр.

§ 6. Явления интерференции в тонких пластинках. Основные формулы. Если на весьма тонкую пластинку какого-либо твердого, жидкого или газообразного вещества падают белые лучи, то она представляется окрашенной, как в отраженном, так и в проходящем свете, причем окраски в этих двух случаях друг другу дополнительные. Различные места пластинки обыкновенно окрашены различно, и притом окраска каждой точки меняется при изменении угла падения лучей на пластинку. Такого рода окрашивания наблюдаются на мыльных пузырях, на тонких слоях масла, распространившихся по поверхности воды, на старых стеклянных пластинках, поверхностный слой которых подвергся порче, т. е. разложению и т. д.

Цвета тонких пластинок в отраженном свете объясняются интерференцией между лучами, отраженными от первой поверхности, и лучами, отраженными от второй поверхности пластинки, или претерпевшими нечетное число отражений внутри самой пластинки. Точно также цвета в проходящем свете происходят вследствие интерференции лучей только прошедших через пластинку, и лучей, которые четное число раз отразились внутри пластинки, прежде чем выйти наружу.

Выведем, прежде всего, выражение для разности хода двух первых из ряда интерферирующих между собою лучей.

Пусть $PQ P'Q'$ (рис. 370) пластинка, весьма малую толщину которой мы обозначим через h . На поверхность PQ падают параллельные лучи под углом падения $\varphi = \angle SAN$. Коэффициент преломления и длину волны наружной среды, одинаковой с двух сторон от пластинки, обозначим через n и λ ; для самой пластинки те же величины n' и λ' . Луч SA отчасти отражается, отчасти преломляется по направлению AB . Угол преломления



обозначим через ψ ; тогда

$$\frac{\sin \psi}{\sin \varphi} = \frac{n}{n'} = \frac{\lambda'}{\lambda} \dots \dots \dots (25)$$

Отразившись отчасти в B , луч в C отчасти преломится и пойдет по направлению CD . Но по этому-же направлению пойдет часть луча TC , который в C отразился. Два луча, распространяющиеся вдоль CD , имеют некоторую оптическую разность хода, которую обозначим через Δ ; в зависимости от Δ эти два луча будут интерферировать. Геометрическая разность хода обоих лучей в точке C равна $AB + BC - HC$ или $2AB - HC$, где $AN \perp TC$. Мы получим Δ , т. е. число волн, на которое разнятся пути лучей в C , если каждую часть геометрического пути разделим на соответствующую ей длину волны. Итак $\Delta = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{HC}{\lambda}$. Полученное нами выражение для оптической разности хода лучей, однако, еще неверно: мы упустили из виду, что при отражении луча от среды более плотной происходит потеря полуволны (т. I).

Положим сперва, что $n' < n$; в этом случае потеря полуволны произойдет в B , так что истинная оптическая разность хода

$$\Delta = \frac{2AB + \frac{1}{2}\lambda'}{\lambda'} - \frac{HC}{\lambda} = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{HC}{\lambda} + \frac{1}{2}.$$

Допустим теперь, что $n' > n$, каковому случаю соответствует наш рисунок, на котором $\psi < \varphi$; в этом случае потеря полуволны происходит в точке C , так что искомая оптическая разность хода равна

$$\Delta = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{HC + \frac{1}{2}\lambda}{\lambda} = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda} - \frac{1}{2}.$$

Так как результат интерференции зависит только от того, на сколько величина Δ отличается от целого числа, так что целые числа мы можем прибавлять к Δ , то ясно, что в обоих рассмотренных случаях для Δ можно принять одно и то-же значение, а именно

$$\Delta = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{HC}{\lambda} + \frac{1}{2} \dots \dots \dots (26)$$

Но $HC = AC \sin \varphi$; $AC = 2h \operatorname{tg} \psi$, след. $HC = 2h \operatorname{tg} \psi \sin \varphi$; $AB = \frac{h}{\cos \psi}$, след.

$$\Delta = \frac{2h}{\lambda' \cos \psi} - \frac{2h \operatorname{tg} \psi \sin \varphi}{\lambda} + \frac{1}{2}.$$

Вставив во второй член, см. (25), $\lambda = \lambda' \frac{\sin \varphi}{\sin \psi}$, получаем

$$\Delta = \frac{2h \cos \psi}{\lambda'} + \frac{1}{2} \dots \dots \dots (27)$$

Мы видим, что оптическая разность хода лучей зависит от толщины и от материала пластинки, от угла падения лучей и от длины волны этих лучей.

Перейдем к лучам, проходящим через тонкую пластинку.

Из точки E выходят два луча по общему направлению EF : один луч $TCEF$, другой $SABCEF$. Геометрическая разность хода равна $AB + BC - CH = 2AB - CH$, а след. оптическая $\frac{2AB}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda}$. Луч $TCEF$ два раза преломляется, причем потери полуволны не происходит. Луч $SABCEF$ два раза отражается; если $n' > n$, то потери полуволны не будет вовсе; если же $n' < n$, то теряются две полуволны, т. е. целая волна. Но так как изменение пути луча на целое число волн не играет роли в явлениях интерференции, то мы и можем вовсе не обращать внимания на эту двукратную потерю полуволны и принять оптическую разность пути обоих лучей равную $\Delta' = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda}$, или, см. (26) и (27).

$$\Delta' = \frac{2h \cos \psi}{\lambda'} \dots \dots \dots (28)$$

Мы видим, что и в этом случае разность Δ' зависит от толщины и материала пластинки, от угла падения и от рода падающих лучей.

Обращаясь к более подробному рассмотрению этих явлений, заметим, что следует отличать два существенно различных случая, при которых могут быть наблюдаемы явления интерференции в тонких пластинках; эти два случая суть:

I. Цвета тонких пластинок и кривая одинаковой толщины при не вполне равномерном h .

II. Кривая одинакового наклона (Haidinger, Mascart, Lummer) в совершенно плоскопараллельных пластинках.

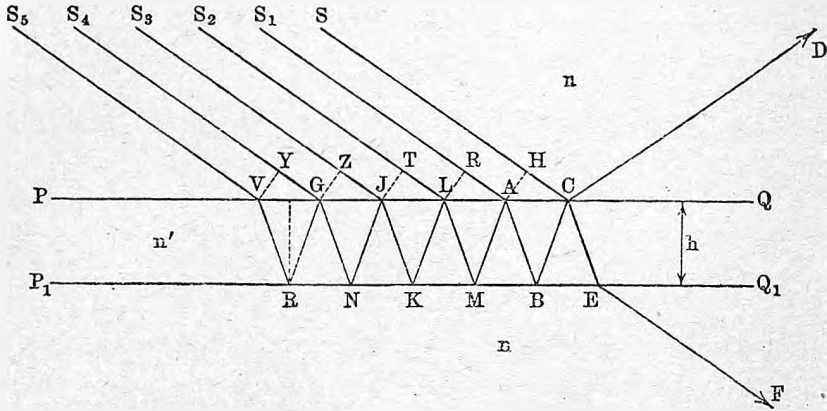
Весьма важно заметить, что теория для первого случая вполне исчерпывается формулами (27) и (28). Нижеследующий вывод относится только к кривым одинакового наклона, возникновение которых будет рассмотрено в § 8.

При выводе формул (27) и (28) мы допустили, что в точках C и E (рис. 370) сходятся два луча и вовсе не приняли во внимание относительной величины амплитуд колебаний в этих точках. В действительности, однако, в каждой точке той и другой поверхности вполне плоскопараллельной пластинки могут сходитьсь три, четыре и т. д., и даже весьма большое число лучей. При некоторых условиях можно принять число этих лучей бесконечно большим. Обращаемся к рис. 371. По направлению CD распространяются не только луч SCD и отразившийся один раз внутри пластинки луч S_1ABCD , но также лучи $S_2LMABCD$, $S_3JKLMA BCD$ и т. д., отразившиеся внутри пластинки 3, 5 и т. д., вообще нечетное число раз. Точно также в E сходятся, кроме уже рассмотренных лучей $SCEF$ и S_1ABCEF (отразившегося два раза), еще лучи $S_2LMABCEF$, $S_3JKLMA BCEF$ и т. д., претерпевшие 4, 6 и т. д., вообще четное число отражений внутри пластинки.

Обозначим через a амплитуду одного из падающих лучей; он разделится на два луча, на отраженный и на преломленный. Амплитуду

первого обозначим через ar , второго через ad . Теория, результаты которой будут изложены в главе XV, показывает, что правильные дроби r и d зависят от угла падения φ и от угла преломления ψ , или от одного из этих углов и от относительного коэффициента преломления $n':n$; но величины r и d не зависят от направления (туда или обратно),

Рис. 371.



в котором идет луч. Это значит, что если внутри пластинки луч падает на одну из ее поверхностей под углом падения ψ и его амплитуда равна a , то амплитуды отраженного (под углом ψ) и преломленного (под углом φ) лучей будут также равны ar и ad .

Так как сила света в падающем луче должна равняться сумме сил света лучей отраженного и преломленного, и так как сила света измеряется квадратом амплитуды, то мы должны иметь равенство $a^2 = (ar)^2 + (ad)^2$, откуда

$$r^2 + d^2 = 1 \dots \dots \dots (29)$$

I. Свет, прошедший через пластинку. Найдем сперва амплитуды лучей, распространяющихся вдоль EF .

Луч S ; два преломления, амплитуда ad^2 .

Луч S_1 ; два преломления, два отражения; амплитуда ad^2r^2 .

Луч S_2 ; два преломления, четыре отражения; амплитуда ad^2r^4 .

Луч S_3 ; амплитуда ad^2r^6 . Закон очевиден. Обозначим для удобства через δ величину

$$\delta = \frac{AB + BC}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda} = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda} = \frac{2h \cos \psi}{\lambda'} \dots \dots \dots (30)$$

где h толщина пластинки, см. (26) и (27). Найдем оптические разности хода лучей $S_1, S_2 \dots$ сравнительно с лучем S .

Луч S_1 ; искомая разность хода лучей S_1 и S равна, как мы видели $\Delta' = \delta$, см. (28) и (30).

Луч S_2 ; проводя $LR \perp S_1A$, мы видим, что разность хода лучей S_2 и S_1 совершенно такая же, как и разность хода лучей S_1 и S . Отсюда следует, что разность хода лучей S_2 и S равна 2δ .

Луч S_3 ; разность хода лучей S_3 и S , очевидно, равна 3δ и т. д. В следующей табличке показаны амплитуды и равенности хода:

Луч	S	S_1	S_2	S_3	и т. д.
Амплитуда	ad^2	ad^2r^2	ad^2r^4	ad^2r^6	и т. д.
Равность хода $Sk - S$.	0	δ	2δ	3δ	и т. д.

Напишем уравнение луча S в области EF в виде

$$y_1 = ad^2 \sin(\theta + 2\pi\delta),$$

что, очевидно, всегда возможно; θ обозначает переменную фазу, содержащую время t и уменьшенную на постоянную величину $2\pi\delta$. Уравнения остальных лучей будут в этом случае

$$\begin{aligned} S_1 & \dots y_2 = ad^2r^2 \sin(\theta + 4\pi\delta) \\ S_2 & \dots y_3 = ad^2r^4 \sin(\theta + 6\pi\delta) \\ S_3 & \dots y_4 = ad^2r^6 \sin(\theta + 8\pi\delta) \end{aligned}$$

Сравнивая эти уравнения с выражением (5), мы должны принять $a_k = ad^2r^{2k-2}$ и $\varphi_k = 2k\pi\delta$. На основании формулы (7) мы получаем амплитуду A_1 луча EF в следующем виде

$$A_1^2 = \left\{ \sum_{k=1}^m ad^2r^{2k-2} \cos 2k\pi\delta \right\}^2 + \left\{ \sum_{k=1}^m ad^2r^{2k-2} \sin 2k\pi\delta \right\}^2,$$

где m число всех интерферирующих между собою лучей, идущих по общему направлению EF . Напишем A_1^2 в виде

$$A_1^2 = \frac{a^2d^4}{r^4} \left[\left\{ \sum_{k=1}^m r^{2k} \cos 2k\pi\delta \right\}^2 + \left\{ \sum_{k=1}^m r^{2k} \sin 2k\pi\delta \right\}^2 \right]$$

Сумма квадратов, стоящая в общих скобках, как раз соответствует выражению (9) стр. 519, если в этом последнем положить r^2 вместо a и $2\pi\delta$ вместо x . Вставив $d^2 = 1 - r^2$, получаем

$$A_1^2 = a^2(1 - r^2)^2 \frac{1 - 2r^{2m} \cos 2m\pi\delta + r^{4m}}{1 - 2r^2 \cos 2\pi\delta + r^4} \dots \dots \dots (31)$$

или

$$A_1^2 = a^2(1 - r^2)^2 \frac{(1 - r^{2m})^2 + 4r^{2m} \sin^2 m\pi\delta}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \pi\delta} \dots \dots \dots (32)$$

Если можно принять, что число m лучей бесконечно велико, то получается выражение

$$A_1^2 = \frac{a^2(1 - r^2)^2}{(1 - r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \pi\delta} \dots \dots \dots (33)$$

Для пластинки из данного материала величина r дана, и тогда A_1 есть функция от δ , т. е. от h и ψ . Наибольшее значение A_1 получается при $\delta = N$, где N целое число, а именно

$$\text{Max } A_1 = a \dots \dots \dots (33, a)$$

Наименьшее значение соответствует случаю $\delta = N + \frac{1}{2}$, а именно

$$\text{Min } A_1 = a \frac{1-r^2}{1+r^2} \dots \dots \dots (33,b)$$

Последняя формула показывает, что $\text{Min } A_1 > 0$, т. е. что некоторое количество света всегда проходит через пластинку.

II. Свет, отраженный от пластинки Найдем сперва амплитуды лучей, распространяющихся вдоль CD .

- Луч S ; одно отражение; амплитуда ar .
- Луч S_1 ; два преломления; одно отражение; амплитуда ard^2 .
- Луч S_2 ; два преломления; три отражения; амплитуда ar^3d^2 .
- Луч S_3 ; два преломления; пять отражений; амплитуда ar^5d^2 .

Закон составления амплитуд ясен: начиная от второй, они образуют убывающую геометрическую прогрессию.

Найдем оптические разности хода лучей $S_1, S_2 \dots$ относительно луча S .

Луч S_1 ; искомая разность хода и есть найденное $\Delta = \delta + \frac{1}{2}$, см. (27)

и (30).

Луч S_2 ; проводя опять $LR \perp S_1A$, мы видим, что геометрическая разность хода лучей S_2 и S_1 равна $LM + MA - AR = 2LM - AR = 2 = AB - CH$, т. е., что она равна той же разности для лучей S_1 и S . Отсюда следует, что помимо той разности, которая может произойти от потери полуволны при отражениях, эта разность равна δ . Луч S_2 потерпел, сравнительно с S_1 , два лишних отражения, что на оптическую разность хода ни в каком случае влиять не может, ибо два отражения дают при $n' > n$ потерю нуля, а при $n' < n$ потерю целой волны, не влияющую на фазу колебания в данный момент и в данной точке луча. Отсюда следует, что оптическая разность хода лучей S_2 и S_1 равна δ , а след. искомая разность хода Δ_2 лучей S_2 и S равна $\Delta_2 = 2\delta + \frac{1}{2}$.

Луч S_3 ; легко видеть, что разность хода лучей S_3 и S_2 та же, что и лучей S_2 и S_1 , т. е. δ , и что след. разность хода Δ_3 лучей S_3 и S равна $\Delta_3 = 3\delta + \frac{1}{2}$. Закон ясен. Составим табличку амплитуд и разностей хода лучей:

Луч	S	S_1	S_2	S_3	S_4	и т. д.
Амплитуда	ar	ard^2	ar^3d^2	ar^5d^2	ar^7d^2	и т. д.
Разность хода $S_k - S$	0	$\delta + \frac{1}{2}$	$2\delta + \frac{1}{2}$	$3\delta + \frac{1}{2}$	$4\delta + \frac{1}{2}$	и т. д.

Напишем теперь уравнение луча S в области CD в виде

$$y = ar \sin \theta;$$

тогда уравнения остальных лучей будут

- S_1 $y_1 = ard^2 \sin (\theta + 2\pi\delta + \pi) = -ard^2 \sin (\theta + 2\pi\delta)$
 - S_2 $y_2 = ar^3d^2 \sin (\theta + 4\pi\delta + \pi) = -ar^3d^2 \sin (\theta + 4\pi\delta)$
 - S_3 $y_3 = ar^5d^2 \sin (\theta + 6\pi\delta + \pi) = -ar^5d^2 \sin (\theta + 6\pi\delta)$
- и т. д.

Вычисление амплитуды A луча CD по способу, которым мы пользовались при вычислении амплитуды A_1 , несколько усложняется вследствие того, что уравнение луча S не подходит под общий вид уравнений остальных лучей. Предлагаем читателям проделать это вычисление для случая, когда число m лучей бесконечно велико. Мы можем найти A более простым способом, а именно на основании очевидного равенства

$$A^2 + A_1^2 = a^2 \dots \dots \dots (34)$$

которое дает

$$A^2 = a^2 - A_1^2 \dots \dots \dots (34, a)$$

Подставляя сюда A_1 из (31), мы найдем A^2 для случая m интерферирующих лучей.

Если можно принять, что число m лучей бесконечно велико, то (33) и (34, a) дают

$$A^2 = \frac{4a^2 r^2 \sin^2 \pi \delta}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \sin^2 \pi \delta} \dots \dots \dots (35)$$

И в этом случае амплитуда A для данного материала пластинки зависит от h и φ . Наибольшее значение A получается при $\delta = N + 1/2$, где N целое число; в этом легко удостовериться обычным путем (получается условие $\cos \pi \delta = 0$), но это явствует и из того, что A_1 при этом условии есть минимум. Имеем

$$\text{Max } A = \frac{2ar}{1+r^2} \dots \dots \dots (36)$$

Наименьшее значение A получается при $\sin \pi \delta = 0$ и $\delta = N$; оно равно

$$\text{Min } A = 0 \dots \dots \dots (36, a)$$

Итак возможны случаи, когда свет совсем не отражается от пластинки.

Особый интерес представляет случай, когда вдоль CD складываются лучи $S_1, S_2, S_3 \dots$, т. е. все лучи кроме первого S . Мы увидим ниже, какое практическое значение имеет этот случай. Пусть A' амплитуда луча CD для этого случая. Сравнивая выражения для $y_1, y_2, y_3 \dots$, которые нами написаны для случая отражения, с соответствующими выражениями для $y_1, y_2, y_3 \dots$ для проходящего света, мы видим, что эти две группы величин отличаются одна от другой только знаком и множителем r . Знак имеет значение только, если принять во внимание и первый луч S ($y = ar \sin \theta$); складывая только лучи S_1, S_2, S_3 и т. д., мы можем знак отбросить. Отсюда ясно, что

$$A' = rA_1 \dots \dots \dots (37)$$

Если исключить первый, непосредственно отраженный луч, то силы света в отраженном и в проходящем свете отличаются на постоянный множитель. Величина A_1 в (37) определяется формулами (31), (32) и (33). Полученный нами результат весьма интересен; смысл его таков: если при отражении не исключить первого луча, то две

стороны пластинки дают явления дополнительные друг другу (напр., Max. и Min. или наоборот), а если исключить этот луч, то характер явления с обеих сторон одинаковый.

§ 7. Цвета тонких пластинок и кривые одинаковой толщины. Кольца Ньютона. В предыдущем параграфе мы вывели формулы (27) и (28), относящиеся к первому из тех двух случаев, которые были указаны на стр. 531, а именно к случаю, когда на пластинку падают два параллельных луча S и T (рис. 370), которые затем идут по общему пути CD . Наблюдатель видит в C , т. е. на поверхности пластинки освещение, окраска и яркость которого и определяются лучами CD .

Формулы (27) и (28) показывают, что результат интерференции лучей в тонких пластинках зависит, главным образом, от величины

$$\delta = \frac{2h \cos \psi}{\lambda'} = \frac{2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\lambda} \dots \dots \dots (38)$$

где h толщина пластинки, φ угол падения, ψ угол преломления, λ и λ' длины волны луча вне и внутри пластинки. Рассмотрим сперва идеальный случай совершенно плоскопараллельной пластинки, т. е. случай $h = \text{const}$. В этом случае явление должно быть одинаковое во всех точках пластинки. Полагая, что угол падения φ дан, мы видим, что δ зависит от λ , т. е., что результат интерференции, как это всегда бывает, зависит от рода лучей.

Если падающие лучи однородны, то яркость отраженного и яркость проходящего света зависит от угла падения φ и от толщины h . При нормальном падении ($\varphi = 0$) достаточно изменения толщины на $\lambda/4$ (т. е. около $1/8000$ мм.), чтобы максимум яркости превратился в минимум. Если падающие лучи белые, то δ будет неодинаковое для различных λ . Для одних лучей мы будем иметь максимум, для других минимум интенсивности. Ясно, что пластинка должна казаться окрашенной. Окраски в отраженном и в проходящем свете, очевидно, друг другу дополнительные. Окраска в отраженном свете более яркая, чем в проходящем; к последнему всегда примешано большое количество белого света. С изменением угла φ , т. е. направления, в котором мы смотрим на пластинку или через нее, δ меняется для всех λ , а потому должна меняться и окраска.

Обратимся к случаю, когда толщина h пластинки меняется от одной точки к другой. В этом случае δ также меняется, а потому результат интерференции должен представляться неодинаковым в различных точках пластинки. Положим, что падающий свет однородный. Во всех точках, для которых значение h такое, что $\delta = N$, где N целое число, в отраженных лучах получается наименьшая, а в проходящих наибольшая сила света; в тех точках, в которых $\delta = N + 1/2$ получается обратное. Мы видим на поверхности пластинки светлые и темные линии, которые и суть кривые одинаковой толщины, ибо вдоль каждой такой кривой имеем $h = \text{Const}$. Когда пластинка имеет форму клина, эти кривые переходят в прямые, параллельные ребру клина.

Если меняется наклон падающих лучей, то кривые перемещаются по поверхности пластинки. Если менять длину волны λ падающих лучей, то кривые не только смещаются, но и располагаются на иных друг от друга расстояниях. Чем больше λ , тем, вообще говоря, дальше друг от друга находятся эти кривые.

Частный случай рассмотренных здесь кривых одинаковой толщины представляют кольца Ньютона. Если положить стекло, слабо выпуклое с одной стороны, этою стороною на плоское стекло, и осветить стекла однородным светом, то в отраженном свете наблюдается ряд светлых и темных концентрических колец, окружающих центральную точку соприкосновения стекол, которая представляется темною. В проходящем свете видны такие же кольца, но центр оказывается светлым и самые кольца менее темными. Чем меньше длина волны падающего света, тем теснее расположены кольца. Чем однороднее свет, тем большее число колец может быть наблюдаемо. При освещении белым светом обнаруживается небольшое число окрашенных колец, в которых цвета расположены в некотором совершенно определенном порядке.

Ньютон, который первый исследовал эти кольца, нашел, что радиусы r последовательных темных колец в отраженном свете относятся как числа

$$\sqrt{0} \quad \sqrt{2} \quad \sqrt{4} \quad \sqrt{6} \quad \sqrt{8} \dots$$

т. е. как квадратные корни из четных чисел, между тем как отношение радиусов r светлых колец равно отношению квадратных корней из нечетных чисел, т. е. отношению чисел

$$\sqrt{1} \quad \sqrt{3} \quad \sqrt{5} \quad \sqrt{7} \quad \sqrt{9} \dots$$

В проходящем свете положение темных и светлых колец обратное.

Кольца Ньютона, очевидно, представляют собою явление кривых одинаковой толщины, причем роль пластинки играет слой воздуха, заключенный между стеклами. Толщина h этого слоя растет по мере удаления от точки соприкосновения стекол, т. е. h растет вместе с r и притом пропорционально r^2 . Действительно, пусть S (рис. 372) точка соприкосновения стекол, R радиус выпуклой поверхности; толщина слоя $h = Kn$, радиус $r = KS$. Мы имеем $\overline{nm^2} = S m(2R - Sm)$; вставляя $mn = KS = r$, $Sm = Kn = h$ и пренебрегая в последнем множителе величиной $Sm = h$ сравнительно с $2R$, получаем $r^2 = 2Rh$, т. е.

$$h = \frac{r^2}{2R} \dots \dots \dots (39)$$

Так как радиусы светлых и темных колец относятся, как корни квадратные из последовательных целых чисел, то ясно, что толщины h слоя, соответствующие местам светлых и темных колец в отраженном свете, относятся как последовательные целые числа.

Обозначим, как прежде, через δ величину

$$\delta = \frac{2h \cos \psi}{\lambda} = \frac{r^2 \cos \psi}{R\lambda'} \dots \dots \dots (40)$$

где ψ угол преломления и падения в слое воздуха, и λ' длина волны также в воздухе. Сила отраженного света наименьшая, а именно равна нулю, когда $\delta = N$, т. е. равна целому числу. Отсюда получаем для радиусов темных колец

$$r = \sqrt{N \frac{R\lambda'}{\cos \psi}} = \sqrt{\frac{R\lambda'}{2 \cos \psi}} \cdot \sqrt{2N} \dots \dots \dots (41)$$

Максимальная сила света наблюдается в таких местах, для которых $\delta = (2N - 1) : 2$. Это дает для радиусов светлых колец

$$r = \sqrt{\frac{R\lambda'}{2 \cos \psi}} \sqrt{2N - 1} \dots \dots \dots (42)$$

Формулы (41) и (42) вполне объясняют найденный Ньютоном закон пропорциональности радиусов темных и светлых колец корням ква-

Рис. 372.

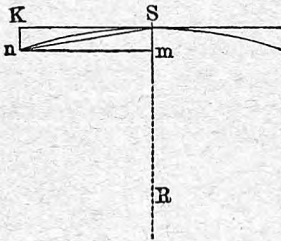
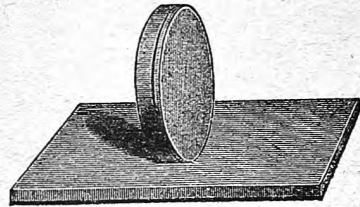


Рис. 373.



дратным из четных и нечетных чисел. Для радиуса r_1 первого светлого кольца находим

$$r_1 = \sqrt{\frac{1}{2} R\lambda' \sec \psi} \dots \dots \dots (43)$$

Радиус n -того кольца, считая и светлые и темные кольца, равен

$$r_n = r_1 \sqrt{n} = \sqrt{\frac{1}{2} n R\lambda' \sec \psi} \dots \dots \dots (44)$$

В проходящем свете расположение темных и светлых колец обратное, чем в отраженном, но так как минимум силы света не равен нулю, то кольца представляются гораздо менее резкими.

Простым опытом можно убедиться, что кольца в отраженном и в проходящем свете обладают дополнительными цветами. Поставим стекла (плоское и слабо выпуклое) ребром на большой лист ярко освещенной белой бумаги (рис. 373). Если смотреть на эти стекла сбоку, то никаких колец не видно, ибо в глаз наблюдателя попадают одновременно лучи отраженные и лучи прошедшие через стекла. Если же бумагу с одной стороны от стекол покрыть черным сукном, то наблюдаются кольца, с которой стороны ни смотреть на стекла.

Чем наклоннее падают лучи, тем больше ψ и r_1 и тем дальше кольца отстоят друг от друга. Чем короче длина волны λ' , т. е. чем ближе лучи к фиолетовому концу спектра, тем меньше r_1 и тем теснее расположены кольца. При освещении белыми лучами происходит наложение систем разноцветных колец друг на друга, и в результате получается небольшое число колец, в которых цвета идут в вполне определенном порядке. Эти цвета были разделены на группы; вот главнейшие цвета первых групп, начиная от центра:

Группа I: черный, слабо голубой, белый, желтый, оранжевый, красный.

Группа II: фиолетовый, голубой, желтовато-зеленый, желтовато-красный.

Группа III: пурпуровый, синий, ярко зеленый, ярко желтый, розовый, красный.

Группа IV: синевато-зеленый, желтовато-красный, слабый красный.

Группа V: слабо зеленый, белый, слабо красный.

Rollett определил толщины d_1 слоев воздуха и d_2 слоев AgJ (на серебряной пластинке), соответствующих цветам этих пяти групп. Приводим числа, соответствующие началу и концу каждой группы; толщины d_1 и d_2 выражены в $\mu\mu$, т. е. в миллионных долях миллиметра.

Группы:	I		II		III		IV		V	
	d_1	d_2	d_1	d_2	d_1	d_2	d_1	d_2	d_1	d_2
Начало:	100	10,9	257	27,9	520	56,5	780	84,7	1168	126,8
Конец:	245	26,6	490	53,2	750	81,4	996	108,2	1264	137,3

Чрезвычайно интересное и полное исследование этих цветов дал Pilgrim (1901); он основывался на теории смешения цветов, данной Maxwell'ем (стр. 379).

Если между плоским и выпуклым стеклом поместить воду вместо воздуха, то кольца сближаются, т. е. их радиусы уменьшаются, что вполне согласно с формулою (35), ибо в воде скорость света, а след. и длина волны меньше, чем в воздухе.

Если вещество, находящееся между двумя стеклами, обладает преломляемостью меньшею или большею, чем стекла, то в отраженном свете середина будет темная, ибо в первом случае отражение от поверхности нижнего, во втором — от поверхности верхнего стекла будет сопряжено с потерей полуволны, так что при $h = 0$ оптическая разность хода лучей $\Delta = \frac{1}{2}$. Но если между плоской и выпуклой пластинками будет находиться вещество, коэффициент преломления n которого средний между коэффициентами n_1 первой и n_2 второй пластинки, то в отраженном свете середина оказывается светлою. Действительно, если $n_1 > n > n_2$, то оба луча отражаются без потери полуволны, и потому при $h = 0$ имеем $\Delta = 0$; если же $n_1 < n < n_2$, то оба луча теряют по полуволне, вследствие чего для оптической разности хода опять получается $\Delta = 0$. Первый случай получается, если на флинтгласовую плоскую пластинку положить кронгласовую выпуклую пластинку и между ними поместить канадский бальзам, гвоздичное масло и т. под. Если нижняя пластинка

состоит из двух половин, одна из флинта, другая из крона и точка соприкосновения обеих пластинок находится на границе этих двух половин, то в отраженном свете половина среднего пятна будет светлая, другая темная; далее получатся две системы полуколец, причем концы колец одной системы будут находиться между концами колец другой системы. Весьма полную теорию цветов тонких пластинок дал Feussner.

§ 8. **Интерференционные кривые одинакового наклона.** Эти кривые наблюдал впервые Haidinger в 1849 г. в тонких пластинках слюды. Mascart (1871) и Lummer (1884) дали подробную их теорию. Они могут быть наблюдаемы исключительно только в пластинках строго плоскопараллельных. При этом они локализованы, как принято говорить, в бесконечности или в фокальной плоскости некоторой чечевицы, поставленной на пути лучей, отраженных от пластинки или прошедших через нее, причем первоначальный источник лучей должен иметь не слишком малые размеры.

Пусть $abcd$ (рис. 374) вполне плоскопараллельная пластинка, AB источник лучей, напр., широкое пламя натровой горелки или белая поверхность, ярко освещенная такою горелкою. Покажем сперва, что вне фокальной плоскости FF чечевицы CD , напр., в точке M , не может получиться интерференционного явления. В M соединяются лучи, которые налево от CD не были параллельны друг другу; если один из них отразился от ab , другой от cd , то это должны быть два различных луча, исходящих из какой-либо точки S поверхности AB . Совокупность всех таких пар лучей, соединяющихся в M , представляет налево от S непараллельный пучек. Наклон лучей к ab для различных пар, исходящих от различных точек поверхности AB , неодинаковый, а потому и разность хода для этих пар неодинаковая. Каждая пара интерферирует в M , но результат этой интерференции для различных пар лучей различный, а потому окончательно в M никакого интерференционного явления получиться не может.

Если же M лежит в фокальной плоскости FF , то лучи налево от CD были параллельны друг другу, а потому лучи, отраженные от ab и от cd могли произойти только от одного луча, вышедшего из какой-либо точки S светящейся поверхности A , как это видно на рис. 375. Луч Sh распадается на ряд лучей, претерпевших одно отражение снаружи (p), или нечетное число отражений внутри пластинки (q, r, s, t , и т. д.). Все эти лучи между собою параллельны и собираются в одной точке M фокальной плоскости FF . В этой же точке соединяется еще бесконечное множество совершенно таких же групп лучей, происшедших каждая от какого-либо луча, параллельного Sh (см. стрелки на рис. 375). Все группы между собою тождественны, результат интерференции для них один и тот же, и этот результат обнаружится в точке M . Для данной пластинки $abcd$ и данной длины волны λ падающих лучей этот результат зависит уже только от наклона, т. е. от угла падения лучей на пластинку.

Допустим, что лучи могут падать на ab со всех сторон; мы увидим, как это достигается на практике. Тогда ясно, что все лучи, падающие на

ab под одним и тем-же наклоном, дают одинаковый результат интерференции, и притом в точках, расположенных на окружности, которая находится в плоскости *FF* и центр которой в точке *P*. Чем больше наклон лучей, падающих на *ab*, тем дальше *M* от *P*. Из рассмотренного явствует, что в плоскости *FF* должен образоваться ряд concentрических светлых и темных колец. Каждое кольцо соответствует определенному наклону лучей, падающих на пластинку, а потому мы и назвали эти интерференционные кривые линиями равного наклона. Совершенно подобные

Рис. 374.

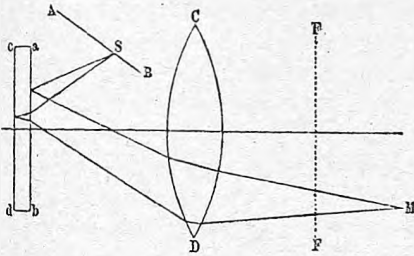
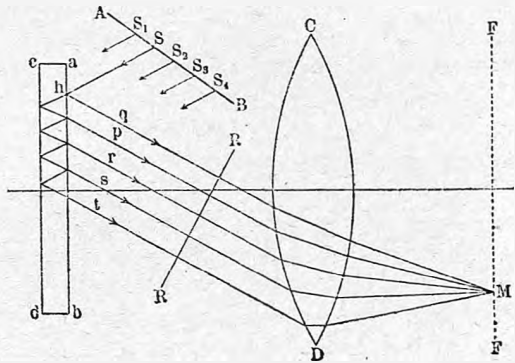


Рис. 375.



же кривые, но дополнительные к только что рассмотренным получаются в проходящих лучах, когда пластинка *abcd* расположена между источником *AB* и чечевицею *CD*.

Что касается теории этого интерференционного явления, то легко видеть, что она тождественна с теорией, изложенной в § 6 и 7. Чтобы это понять, стоит только сравнить рисунки 371 стр. 532 и наш последний рис. 375. На рис. 371 мы имели лучи *S, S₁, S₂, S₃* и т. д., которые не обладают разностью хода в точках произвольной к ним перпендикулярной плоскости. Они интерферируют в *C* с теми разностями хода, которые зависят от наклона лучей (т. е. от *HC, RA* и т. д.) и от различной длины пути, пройденного лучами внутри пластинки, и которые, главным образом, определяются величиною, см. (30),

$$\delta = \frac{2AB}{\lambda'} - \frac{CH}{\lambda} = \frac{2h \cos \varphi}{\lambda'} = \frac{2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\lambda}$$

На рис. 375 мы видим то же самое, но только направление лучей обратное. В *h* лучи еще не разделились, их фаза общая. В *M* они интерферируют с теми разностями хода, которые соответствуют точкам, расположенным в произвольной, к ним перпендикулярной плоскости *R*. Ясно, что эти разности определяются тою же величиною δ , как и в случае рисунка 371. Сила света в *M* определяется формулами (32), (33), (34a) и (35).

Обращаемся к весьма важному вопросу о степени отчетливости или резкости кривых. Эта резкость в высокой степени зави-

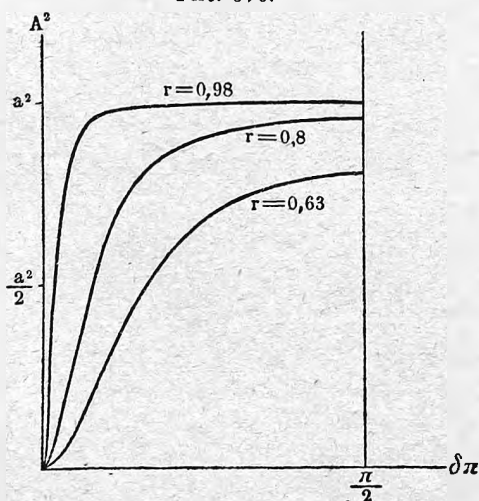
сит от коэффициента отражения r и, кроме того, от числа m лучей, интерферирующих между собою.

Рассмотрим сперва влияние коэффициента r .

Чем больше коэффициент отражения r , т. е. чем ближе r к единице, тем резче выступают рассматриваемые нами интерференционные кривые. Во-первых, формулы (33, b) и (36) дают в пределе, т. е. при $r=1$, $\text{Min } A_1 = 0$ и $\text{Max } A = a$. Отсюда ясно, что с увеличением r увеличивается разность крайних значений силы света и, что особенно важно, исчезает разница в характере кривых в отраженном и в проходящем свете. С одной стороны, увеличивается яркость светлых линий на совершенно темном фоне при отраженном свете; с другой стороны, темнеет тот светлый фон ($\text{Min } A_1$), на котором выступают светлые линии при проходящем свете. Но не в этом заключается главное влияние увеличения коэффициента r , а в том, что при большом r в отраженном свете получаются весьма узкие резкие черные линии на светлом фоне, а в проходящем свете такие же узкие, резкие светлые линии на темном фоне. В этом легко убедиться при рассмотрении формул (33) и (35). Первая из них дает при r , близком к единице, очень малое A_1 , если только $\sin \pi \delta$ не очень мал. Только при $\sin \pi \delta$ близком к нулю A_1 быстро растет и достигает значения $A_1 = a$ при $\sin \pi \delta = 0$. Наоборот, (35) дает при r близком к единице, когда $(1 - r^2)^2$ мало сравнительно с $4r^2 \sin^2 \pi \delta$, почти постоянное значение $A = a$, и только при $\sin \pi \delta$ близком к нулю A начинает быстро падать к нулю.

Совсем другое получается, когда r величина малая. В этом случае

Рис. 376.



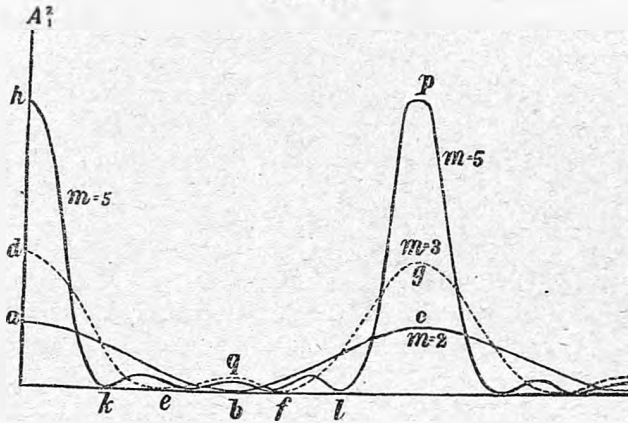
разница между $\text{Max } A$ и $\text{Min } A$, а также между $\text{Max } A_1$ и $\text{Min } A_1$ будет небольшая. Закон изменения силы света будет иметь характер синусоидальный, как это видно, напр., из формулы (35), знаменатель которой, при очень малом r^2 , можно принять равным единице. Lummer вычислил значения силы света (A^2) отраженных лучей для различных $\delta\pi$ и при $r = 0,95 - 0,8 - 0,63$. Полученные им кривые показаны на рис. 376. Чем больше r , тем уже темная часть. Если повернуть рисунок на 180° и считать абсциссы справа налево, то те же кривые дают распределение света в проходящем свете; здесь мы имеем при большом r узкий и резко

ограниченный максимум силы света. Важно отметить, что для стекла величина r мала, а именно около 0,05.

Резкость линий зависит, однако, не только от величины r , но также от числа m лучей, интерферирующих между собою.

На рис. 377, который также принадлежит Lummer'у, показано распределение силы света для проходящих лучей, вычисленное по формуле (32), причем принято $r^2 = 0,88$. Кривая abc соответствует случаю $m = 2$; она имеет вполне синусоидальный характер, максимум и минимум одинаково расплывчаты. При $m = 3$ получается кривая $degfg$. Здесь максимумы более сужены; второстепенный максимум в q значения не имеет, так как он очень слаб и незаметен. Кривая $hkqlp$ получается при $m = 5$;

Рис. 377.

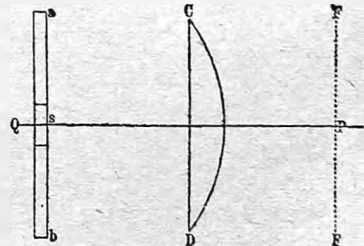


главные максимумы уже весьма резки, три второстепенных максимума значения не имеют.

Мы увидим ниже, каким образом практически достигается резкость интерференционных полос, т. е. каким образом делают r по возможности близким к единице.

Кривые одинакового наклона могут быть наблюдаемы только при помощи плоскопараллельной пластинки. Чтобы показать, при каком ничтожном отступлении от плоскопараллельности эти кривые уже исчезают, предположим, что мы имеем дело с лучами, падающими почти нормально на пластинку и дающими интерференционные кольца вокруг точки P . Пусть s (рис. 378) поверхность той части пластинки, на которую падают лучи, собираемые стеклом CD . Если толщина пластинки в этой части колеблется между некоторым h_0 и $h_0 \pm \frac{\lambda'}{4}$, то наши кривые уже вполне исчезают. Здесь λ' длина волны внутри пластинки. Действительно, если толщина h колеблется в пределах $\lambda' : 4$, то δ колеблется между некоторым δ_0 и $\delta_0 + \frac{1}{2}$, а отсюда следует, что различные места части s пластинки дают в фокусе все случаи интерференции, а потому окончательно никакого интерференционного явления получиться не может. Полагая $\lambda' =$

Рис. 378.



$= 0,0004$ мм., мы видим, что линии равного наклона исчезают, когда в действующей части s пластинки толщина меняется, от одного места к другому, на $0,0001$ мм.

Рассмотрим влияние перемещения пластинки перпендикулярно к оси чечевицы. Если дело идет о кривых равной толщины, то ясно, что эти кривые перемещаются вместе с нею. Совсем другую картину дают кривые равного наклона. Если пластинка ab (рис. 378) абсолютно плоскопараллельна, то все части s , поочередно служащие для образования колец, одинаковы, потому движение пластинки не имеет никакого влияния на положение интерференционных колец в плоскости FF ; они остаются неподвижными. Допустим, что пластинка не вполне плоскопараллельна, но что для каждой действующей части s отступление столь мало (гораздо меньше $\lambda' : 4$), что она может считаться плоскопараллельной. Если перемещать пластинку так, что действующая часть s , лежащая около оси QP , будет увеличиваться в толщине, то кольца в плоскости FF будут стягиваться к центру P и в нем исчезать. Если же к месту Q будут подступать более тонкие места, то кольца будут расширяться, а в центре P будут появляться новые кольца. Каждое появление или исчезновение кольца (считая только светлые, или только темные кольца) соответствует изменению толщины пластинки на величину $\lambda' : 2$.

Роль пластинки может играть и слой воздуха между двумя параллельными пластинками. Если весьма медленно менять расстояние этих пластинок друг от друга, то кольца в FF также станут стягиваться или расширяться, причем каждое появление или исчезновение кольца соответствует смещению одной из пластинок на величину $\lambda : 2$, где λ длина волны в воздухе.

На этом основано остроумное устройство прибора, построенного Lummer'ом и служащего для исследования степени плоскопараллельности стекол. Первоначальную форму этого прибора описал Czapski (1885). Мы вкратце опишем более удобную форму, данную Pulfrich'ом. На рис. 379 изображен самый прибор, на рис. 380 схематически показано его внутреннее устройство. Главные части: неподвижная вертикальная трубка с чечевицей в O и с четырехугольной частью K наверху, которая снабжена двумя окошечками, и внутри которой находятся две призмы с полным внутренним отражением a и b . Лучи источника D (натровое пламя) проходят через отверстие большого экрана S и отражаются призмою a вниз. Трубка BC имеет в C чечевицу, в L диафрагму V с четырьмя отверстиями различной величины. Испытуемая пластинка P кладется на столик T , положение которого весьма легко регулируется так, чтобы поверхность P была нормальна к оси трубки KO . Трубка LC поддерживается дугою A , которая вращается около шарнира G ; таким образом она может быть удалена, т. е. приподнята наверх. В главной фокальной плоскости FF чечевицы O находится круглая диафрагма — ирис, отверстие которой можно менять при помощи штифтика J . Наблюдатель видит в L через лупу C как раз фокальную плоскость FF .

Стекла O и C , вместе взятые, дают изображение пластинки P как раз в плоскости диафрагмы B . Поэтому в глаз наблюдателя попадают лучи, идущие от той малой части s пластинки P , изображение которой как-бы вырезается отверстием диафрагмы B . Прибор может служить для двух целей.

I. Исследование не очень плоскопараллельных, тонких стекол. Лупу LC удаляют и смотрят прямо через левое окошечко на стекло P , причем O служит слабо увеличивающею лупою. Наблюдатель видит полукруглое поле зрения и в нем пластинку с кривыми одинаковой толщины, см. рис. 381.

II. Исследование пластинок произвольной толщины, но в высокой степени плоскопараллельных. Наблюдатель рассматривает через

Рис. 379.

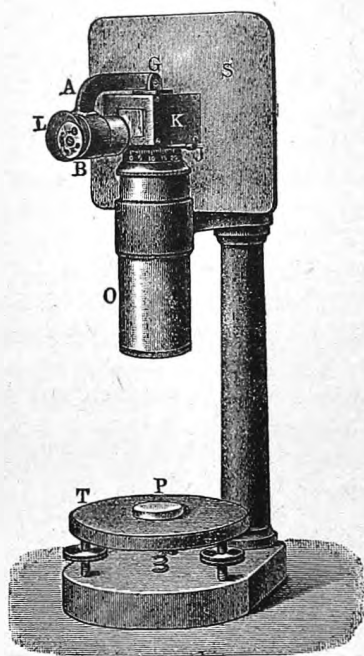
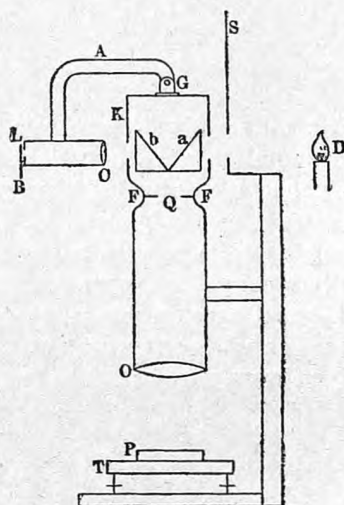


Рис. 380.



лупу LC кривыя равного наклона, находящиеся в левой половине фокальной плоскости FF ; это полукруги с общим центром в Q (рис. 380 и 382), образованные тою малою частью s пластинки P , изображение которой совпадает с отверстием диафрагмы B . Если перемещать P в разные стороны по поверхности столика T , то полукруги или остаются неподвижными, или расходятся, или суживаются, исчезая в точке Q . Из вышеизложенного понятно, как отсюда определяется степень плоскопараллельности испытуемой пластинки. Дальнейшие исследования интерференционных кривых равного наклона производили Rayleigh (1906), Lummer (1907, для поляризованных лучей, гл. XI), Н. Schulz (1908) и Lummer и Waetzmann (1911).

§ 9. Явления интерференции, наблюдаемые при помощи толстых пластинок. Brewster первый наблюдал в 1815 г. явления интерференции при прохождении света через две одинаково толстые плоскопараллельные стеклянные пластинки, установленные так, чтобы их поверхности составляли весьма малый угол. При этом происходил целый ряд различных явлений интерференции. Возможные пути лучей схематически изображены на рис. 383. Лучи *A* и *D* не вызывают интерференции; но лучи

Рис. 381.

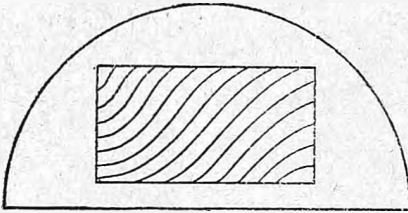
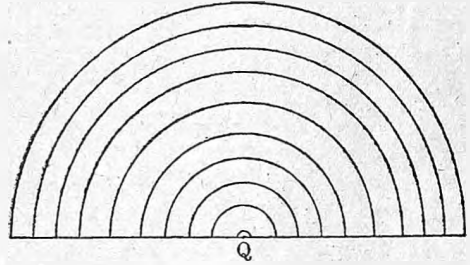


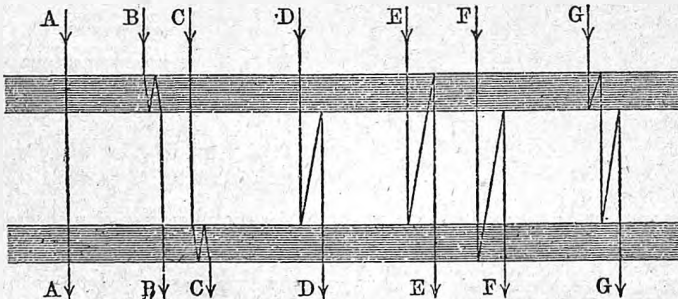
Рис. 382.



B и *C*, а также *E* и *F*, которые попарно проходят равные пути, когда пластинки параллельны, при малом их наклоне приобретают некоторую разность хода, или как бы исходят из двух не совпадающих изображений источника света. Лучи *B*, *C*, *D*, *E*, и *F* два раза отражаются; но далее имеются лучи, вроде *G*, четыре раза отразившиеся, которые также интерферируют с лучами, отразившимися два раза между пластинками и два раза внутри второй пластинки и т. д. Во всех случаях мы здесь имеем дело с интерференцией только двух лучей, а не ряда лучей (стр. 537).

Существует множество видоизменений опыта Brewster'a, приду-

Рис. 383.



манных Jamin'ом, Mascart'ом, Lummer'ом, Zehnder'ом и др. Из них особенно важно следующее. Имеются две толстые стеклянные пластинки *M* и *M'* (рис. 384), задние стороны (*A'* и *C*) которых посеребрены. Установим пластинки, имеющие вполне одинаковую толщину *h* (они получены из одного куска), параллельно друг другу. Луч *SA*, падающий на *M*, разделяется на два луча, идущие по направлениям *SABCC'O* и *SAA'B'C'O*. По направлению *C'O* распространяются таким образом два луча, рав-

ность хода которых нуль. Но если одну из пластинок несколько повернуть около горизонтальной или вертикальной линии (допустим, что пластинки вертикальны), то пути двух лучей, выходящих из второй пластинки по одному и тому-же направлению, делаются неравными. На рис. 385 показаны те два луча, которые, исходя из одной и той-же све-

Рис. 384.

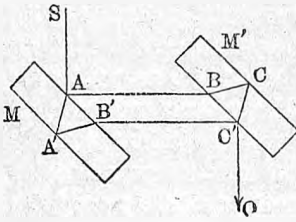
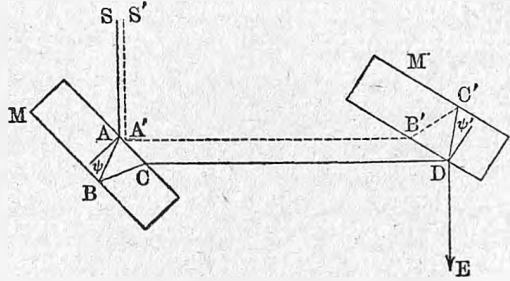


Рис. 385.



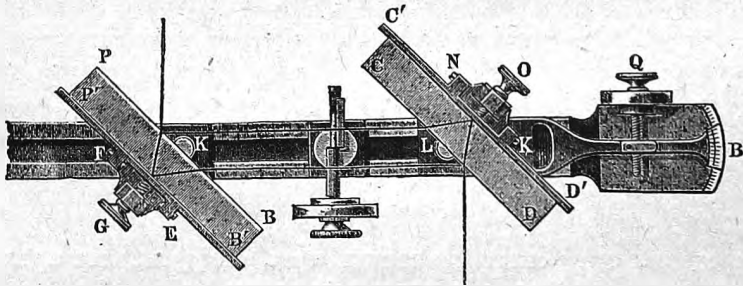
тящейся точки, приобретают общее направление DE. Один луч $SAB CDE$, другой $S'A'B'C'DE$. Их равенство хода зависит от толщины и коэффициента преломления пластинок, от малого угла α между пластинками и от угла падения лучей на пластинку M. Вместо последних двух углов могут быть введены углы преломления ψ и ψ' лучей в обеих пластинках. Вычисление, которого мы приводить не будем, дает для оптической разности хода Δ лучей выражение

$$\Delta = \frac{2h}{\lambda} n (\cos \psi - \cos \psi'),$$

где λ длина волны в воздухе и n показатель преломления пластинок.

Если на пластинку M падают расходящиеся лучи, то глаз наблюдателя в E увидит интерференционные полосы, форма которых, вообще,

Рис. 386.



весьма сложная, что и понятно, если принять во внимание, что плоскость падения лучей, вообще, не перпендикулярна к прямой геометрического пересечения поверхностей двух пластинок. То-же самое относится к случаю, когда на M падают параллельные лучи от обширного источника света, напр., от небесного свода. Вообразим пучек лучей, сходящихся в

глазу наблюдателя E , и проследим каждый из них от E обратно. Понятно, что разность хода двух лучей, слившихся в один из этих лучей, будет различная, смотря по его направлению. Если непосредственно или при помощи маленькой трубы смотреть по направлению ED , то мы увидим часть интерференционных полос, которые приблизительно представляются в виде прямых линий, параллельных прямой пересечения поверхностей двух пластинок.

Рассмотренные здесь две пластинки составляют главную часть замечательного прибора, построенного Jamín'ом, т. наз. интерференционного рефрактометра, т. е. измерителя преломления. Этот прибор изображен на рис. 386; над горизонтальной линейкой помещены две вертикальные пластинки PB и CD , стороны $P'B'$ и $C'D'$ которых посеребрены. Пластина PB наклонена под углом в 45° к направлению линейки, вдоль которой она может перемещаться, оставаясь параллельной самой себе. Другая пластинка CD поступательного движения не имеет; но ее можно вращать около горизонтальной оси при помощи винта O и около вертикальной при помощи винта Q , причем угол вращения может быть измерен на дуге R . Ход лучей показан на рисунке. В § 3 (стр. 521) мы рассмотрели, какое влияние имеет плоскопараллельная пластинка, вставленная на пути одного из интерферирующих лучей, и вывели формулу (17) для величины перемещения полос. Прибор Jamín'a, в котором интерферирующие лучи проходят между пластинками на значительном друг от друга расстоянии, весьма удобен, если требуется эти лучи пропустить через две середины, разность показателей преломления которых желают измерить. Так, напр., Jamín ставил на пути двух лучей трубки с жидкостями или газами и измерял перемещение полос, вызванное тем или другим изменением состояния вещества в одной из трубок, напр., нагреванием или сжатием. Пусть L длина каждой из двух трубок, λ_1 и λ_2 длины волн в веществе, которое в двух состояниях наполняет трубки; λ длина волны в воздухе. Оптическая разность хода, вызванная неодинаковостью веществ в трубках, равна $L\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)$; она равна числу N полос, которые прошли через поле зрения трубы, когда была вызвана неодинаковость физического состояния вещества в двух трубках. Это дает $L\left(\frac{\lambda}{\lambda_1} - \frac{\lambda}{\lambda_2}\right) = N\lambda$. Но дроби в скобках суть показатели преломления n_1 и n_2 вещества в трубках, так что

$$n_1 = n_2 + \frac{N\lambda}{L}.$$

Jamín определил этим способом зависимость коэффициента преломления воды от температуры, причем получил формулу

$$n_t = n_0 - 0,000012573 t - 0,000001929 t^2.$$

Ketteler, Mascart и Lorentz измеряли этим способом коэффициенты преломления газов. Для точнейшего измерения перемещения полос Jamín пользовался особым прибором, компенсатором, даю-

щим возможность, вызывая обратное перемещение полос, удерживать их на месте. Компенсатор Jamin'a изображен на рис. 387; его главную часть составляют две стеклянные, плоскопараллельные пластинки AB и CD , одинаковой толщины, насаженные рядом на общую ось D и состав-

Рис. 387.

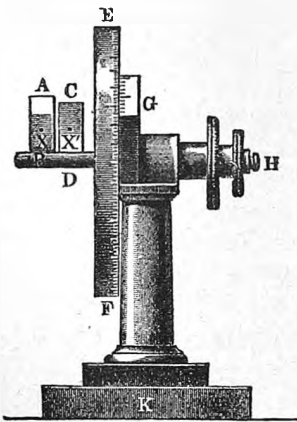
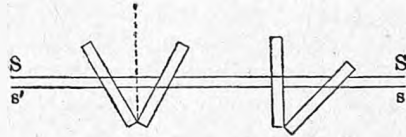


Рис. 388.



вляющие между собой небольшой угол. При помощи большого круга EF и нониуса G можно весьма точно измерить угол, на который была повернута ось D . Компенсатор помещается между пластинками рефрактометра так, чтобы интерферирующие лучи проходили каждый через одну

Рис. 389.

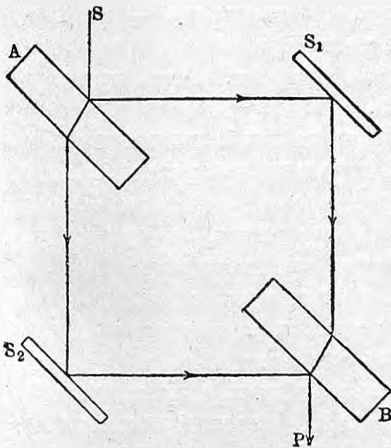


Рис. 390.



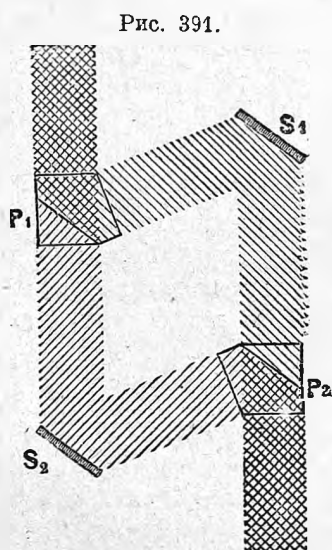
из пластинок, встречая их, напр., в точках X и X' . На рис. 386 также изображен компенсатор (сверху).

Когда плоскость, делящая пополам угол между пластинками компенсатора, перпендикулярна к лучам, то пути обоих лучей в этих пластинках одинаковы, см. рис. 388 слева. Но если несколько повернуть ось

D , то эти пути делаются неодинаковыми (см. тот-же рис. справа), является новая разность хода, вызывающая перемещение интерференционных полос. Компенсатор должен быть калиброван раз навсегда, т. е. должна быть определена разность хода лучей, вызванная вращением оси D на определенный угол.

Теорию рефрактометра Jamin'a развил Д. К. Бобылев; монографию об этом приборе и его применении составил Е. Кириллов (1913). Интерференционный рефрактометр был изменен и усовершенствован Zehnder'ом и Mach'ом.

Особенный интерес представляют приборы, построенные Mach'ом, так как в них чрезвычайно увеличено расстояние интерферирующих пучков лучей, в чем, очевидно, заключается большое преимущество. Эти приборы содержат четыре пластинки. На рис. 389 схематически показано первоначальное устройство рефрактометра Mach'a.



наблюдаются интерференционные полосы. Вводя в путь одного из пучков какие-либо тела, можно наблюдать их влияние на интерференционные полосы. Так на рис. 390 показано влияние пламени свечи, введенного в один из пучков лучей, на горизонтальные, параллельные между собою полосы. Впоследствии Mach заменил толстые пластинки тончайшими слоями воздуха, как это показано на рис. 391. S_1 и S_2 два зеркала, P_1 и P_2 двойные призмы; одна часть имеет пятиугольное, другая часть — треугольное сечение. Обе части так сложены, что между ними остается слой воздуха. Ход лучей понятен из рисунка.

§ 10. Интерференция при больших разностях хода. Измерение метра в длинах волны λ . Интерференциальная спектроскопия. В последнее время появился большой ряд весьма важных и интересных работ, относящихся, по существу, к трем различным задачам, упомянутым в заголовке этого параграфа. Но работы, относящиеся к той или другой из этих трех задач, до такой степени переплетены между собою, что нет возможности отделить друг от друга эти три группы работ и рассмотреть их отдельно.

Предпошлем разбору этих работ несколько общих замечаний.

1. Явление интерференции лучей при весьма большой разности хода представляет большой теоретический интерес, так как при помощи этого явления можно надеяться решить вопрос о том, как велико число волн, которые в световом луче правильно следуют друг за другом. Мы увидим, что в настоящее время (начало 1918 г.) удалось наблюдать интерференцию при разности хода лучей примерно в 0,5 миллиона волн, общая длина которых равна 0,3 метра. Отсюда было выведено заключение, что число

правильно следующих друг за другом колебаний должно быть не меньше 0,5 миллионов.

2. Мы видели, что интерференционные полосы равного наклона получаются в виде узких и резких светлых линий (колец) на темном фоне или черных линий на светлом фоне, когда коэффициент отражения r по возможности велик. Существуют два способа получения таких узких и резких линий:

а) Способ Fabry и Perot: эти ученые заставляют лучи отражаться от тонких слоев серебра, для которых $r > 0,9$. Роль плоскопараллельной пластинки играет у них слой воздуха, ограниченный двумя стеклянными пластинками, высеребренные стороны которых обращены друг к другу.

б) Способ Lummer'a, который пользуется плоскопараллельной стеклянной пластинкой, но дает лучам такое направление, чтобы внутри пластинки угол падения (ψ) был близок к углу полного внутреннего отражения. Ясно, что и в этом случае r близко к единице.

3. Мы познакомимся со многими сторонами разбираемых нами явлений, если обратимся к опытам Fizeau, наблюдавшего явления интерференции при разности хода двух лучей, достигавшей 50000 волн. Для этого он наблюдал Ньютоновы кольца, вызванные лучами пламени весьма чистого спирта, в котором был растворен *NaCl*. Верхнюю, слабо выпуклую пластинку можно было медленно приподнимать. При этом кольца двигались к центру, где они исчезали. Наблюдая определенную точку, Fizeau считал полосы, проходившие через центр поля зрения; заметим, что обе пластинки могут быть взяты плоскими, причем получаются прямые интерференционные полосы, вследствие не совершенной параллельности обращенных друг к другу сторон пластинки. При этом Fizeau обнаружил такое явление: по мере увеличения числа N прошедших полос или, что то же самое, расстояния пластинок, полосы делались все менее и менее заметными, и около $N = 490$ они вполне исчезали. Но при дальнейшем увеличении разности хода, полосы вновь появлялись и достигали около $N = 980$ прежней степени отчетливости. Затем они около $N = 1470$ опять исчезали, около $N = 1960$ выступали резко и т. д. Таким образом полосы составляли группы, содержавшие каждая около 980 полос. Fizeau удалось наблюдать до 52-х таких групп, содержавших свыше 50000 полос, что и соответствует разности хода в 50000 волн, общая длина которых равна 2,5 см. Попеременное исчезновение и появление полос объясняется тем, что натровое пламя испускает два рода лучей, D_1 и D_2 ; если длины волн этих лучей обозначить через λ_1 и λ_2 , то приблизительно $980 \lambda_1 = 981 \lambda_2$. Каждый из двух пучков лучей дает свою систему интерференционных полос, причем в каждой из двух систем сила света следует синусоидальному закону, так как коэффициент отражения r для стекла невелик. Так как $490 \lambda_1 = 490,5 \lambda_2$ то ясно, что при $N = 490$ полосы одной системы располагаются как раз между полосами другой системы, вследствие чего и получается равномерно освещенное поле. Когда $N = 980$, то полосы опять совпадают; при $N = 1470$ происходит то же самое, как и при $N = 490$ и т. д. Более точное число $N = 491$.

Когда полосы одной системы располагаются как раз посередине между полосами другой, мы будем говорить, что две системы полос находятся в дисгармонии.

4. Могло бы казаться, что исчезновение и появление вновь полос должно продолжаться без конца, как-бы мы ни увеличивали расстояние пластинок друг от друга, а вместе с ним и разность хода интерферирующих лучей. Между тем оказывается, что наблюдая, как это делал Fizeau, кривая равной толщины, нельзя идти дальше $N = 50000$ до 60000. Ехнер первый объяснил этот факт следующим образом: пусть $abcd$ (рис. 392) пластинка, SS' светящаяся поверхность, A глаз наблюдателя рассматривающего поверхность пластинки, напр., точку e , причем все лучи, исходящие от e , собираются в одной точке p сетчатой оболочки глаза. Но вследствие конечности размеров зрачка, в p соединяется не только одна пара лучей $qegr$ и $qh'er$, но и бесчисленное множество таких пар лучей, которые исходят из различных точек поверхности SS' , напр., пара $q'ewr$ и $q'uv'ep$. Разности хода Δ этих пар мало отличаются друг от друга, когда пластинка тонкая и самые разности Δ невелики. Но когда разности хода Δ очень велики, то для различных пар лучей они могут отличаться на целую волну. В этом случае одни пары лучей дают в p максимум, другие — минимум силы света; ясно, что окончательно получается средняя сила света, т. е. никакой интерференции не наблюдается.

Ничего подобного не происходит при наблюдении кривых одинакового наклона. Здесь разность хода может быть увеличена безгранично, пока это позволяет степень однородности лучей и способность лучей интерферировать при большой разности хода (см. выше пункт 1).

5. Если наблюдать кривые равного наклона при условии большого коэффициента отражения r (см. пункт 2), то картина получается совершенно другая. Две системы полос состоят из тонких резких линий. При небольшом N эти линии совпадают. Когда N растет, линии постепенно раздваиваются; при $N = 491$, линии одной системы располагаются как раз между линиями другой системы, причем все линии резко видны. Далее линии опять начинают попарно сближаться и при $N = 982$ (для одной системы, и 983 для другой) они вновь совпадают и т. д.

Если наблюдать полосы, пользуясь светом, содержащим лучи, длины волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и т. д. которых существенно отличаются друг от друга, то получается несколько систем разноцветных линий (в проходящих лучах), которые в зависимости от отношений длин волн, то между собою совпадают, то расходятся.

6. При наблюдении кривых равного наклона можно доходить до разности хода в сотни тысяч волн. Сосчитать их, очевидно, невозможно. Mascé de Lepinay, Benoît а также Fabry и Perot показали, каким образом можно определить число N , не прибегая к счету линий. Все эти способы основаны на одновременном наблюдении нескольких систем полос, происходящих от лучей $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и т. д. Зная, хотя и не очень точно, отношение длин волн и приблизительно число N для одной из систем

полос, можно по относительному расположению полос определить точное значение числа N .

7. В последнее время возникла новая наука, интерференциальная спектрометрия, давшая замечательные результаты. Она преследует две задачи, а именно: исследование внутреннего строения спектральных линий и определение отношения $\lambda_1 : \lambda_2$ длин волн лучей, соответствующих двух спектральных линий.

а) Строение спектральных линий определяется изучением интерференционных полос равного наклона при большой разности хода. Если спектральная линия сложная, т. е. состоит из нескольких линий, то каждая линия дает свою систему полос, которые, при достаточно большом N , должны разойтись. Полосы должны разделиться на две, три и большее число полос, которые, при еще большем N , с своей стороны могут распадаться на несколько полос и т. д. Таким путем можно опре-

Рис. 392.

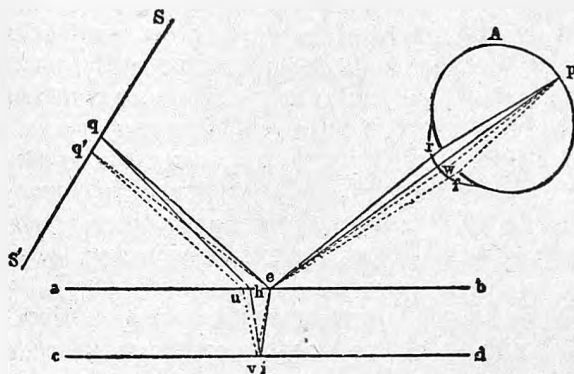
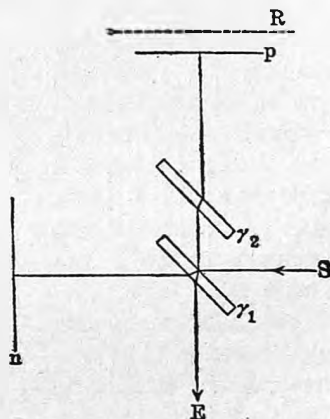


Рис. 393.



делить, из каких частей состоит спектральная линия, а также относительную яркость этих частей.

б) В пункте 6 было сказано, что, зная приблизительно отношение $\lambda_1 : \lambda_2$ и число N , можно определить последнее число волн точно. Но раз это сделано, можно, наоборот, с громадной точностью определить отношение $\lambda_1 : \lambda_2$ из равенства $N_1 \lambda_1 = (N_2 + \alpha) \lambda_2$, относящегося к какой-либо точке поля зрения. Здесь N_1 и N_2 два целых числа, которые известны, и α правильная дробь, которая может быть непосредственно измерена.

Легко понять, что наблюдая при каком N происходит раздвоение полос и какое место занимает вновь образовавшаяся полоса между двумя прежними, можно определить отношение длин волн составных частей спектральной линии.

8. Явлениями интерференции при весьма больших разностях хода лучей можно воспользоваться, чтобы выразить длину метра в длинах волны определенного рода лучей. Такое определение имеет весьма большое значение, так как оно приводит к установлению действительно „аб-

солютной“ единицы длины, т. е. такой, которую мы находим готовую в природе, вполне определенной и навсегда неизменной. Такою единицею может служить длина волны определенного спектрального луча, напр., одного из лучей кадмия. Эталоны метра могут в течение веков измениться, а длина волны не меняется если только допустить, что эфир обладает во всех местах пути солнечной системы одинаковыми свойствами. Понятно отсюда, какое большое значение должно иметь установление, раз навсегда, числа, показывающего, сколько раз метр должен быть больше длины волны того или другого определенного спектрального луча.

§ 11. Работы Michelson'a и Morley, Michelson'a и Benoit, Fabry и Perot, Lummer'a и др. В предыдущем § 10 мы в восьми пунктах познакомились с важнейшими характерными чертами тех явлений, которые играли главную роль в работах, относившихся к задачам, указанным в заголовке того же § 10. Обращаемся к краткому рассмотрению этих работ.

I. Работы Michelson'a и Morley и Michelson'a и Benoit.

A. Интерференционный способ Michelson'a и Morley. Этот способ будет понятен, если рассмотреть схематический рис. 393. (Этот

Рис. 394.

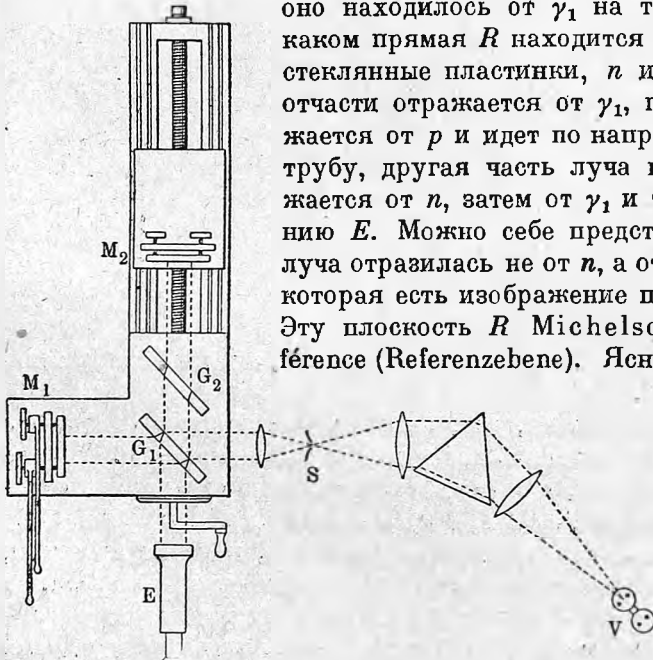


рисунок сделан не точно; зеркало n должно быть расположено несколько дальше налево так, чтобы оно находилось от γ_1 на таком же расстоянии, на каком прямая R находится от γ_1). Здесь γ_1 и γ_2 две стеклянные пластинки, n и p два зеркала. Луч S отчасти отражается от γ_1 , проходит через γ_2 , отражается от p и идет по направлению E в зрительную трубу, другая часть луча проходит через γ_1 , отражается от n , затем от γ_1 и также идет по направлению E . Можно себе представить, что вторая часть луча отразилась не от n , а от некоторой плоскости R , которая есть изображение плоскости n в зеркале γ_1 . Эту плоскость R Michelson называет plan de référence (Referenzebene). Ясно, что наблюдатель видит

то интерференционное явление, которое вызывается слоем воздуха, ограниченным плоскостями R и p . Перемещая зеркало n , можно менять расстояние между R и p и, между прочим, заставить плоскости R и p пересекаться.

Когда R и p совершенно параллельны, то в E наблюдаются кольца равного наклона, причем R и p могут быть удалены друг от друга на весьма большое расстояние. Но когда R и p не вполне параллельны, то наблюдаются прямые полосы равной толщины. Когда R и p пересекаются, то центральная полоса черная, так как один луч отражается от γ_1 снаружи,

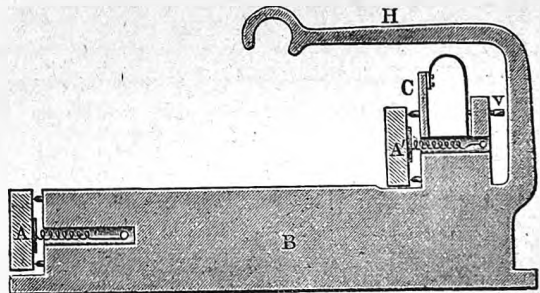
а другой внутри, что и дает разность хода $\lambda : 2$. При окончательной установке ставилось в l зеркало, параллельное γ_1 , а l помещалось параллельно p , так что перемещения зеркала l происходили параллельно прямой E_r . Пластина γ_2 могла вращаться около оси, перпендикулярной к плоскости рисунка. Она служила компенсатором, когда надо было вызвать и измерить небольшие смещения интерференционных полос. Понятно, что и здесь мы имеем дело с интерференцией только двух лучей.

На рис. 394 изображен интерференционный рефрактометр Michelson'a; V лампа со светящимися парами кадмия, ртути, водорода, таллия или натрия. S щель, пропускающая лучи определенной спектральной линии; зеркало l заменено неподвижным M_1 , а зеркало p подвижным M_2 . Для красной линии Cd Michelson дошел до разности хода в $N = 300000 \lambda$, а для зеленой линии ртути до $N = 540000 \lambda$, наблюдая при помощи этого прибора кривые равного наклона. Схема (рис. 393) показывает, что от каждого из зеркал p и R происходит только одно отражение; многократные отражения невозможны, а потому (см. стр. 543) полосы получаются широкие и не резкие. Полосы, соответствующие составным частям сложной спектральной линии, не отделяются друг от друга, но зато обнаруживается более или менее сложное распределение силы света при большом N . Изучая закон этого распределения, Michelson мог указать на строение целого ряда спектральных линий H , Na , Cd , Tl и Hg ; но мы не останавливаемся на этой работе, так как несравненно более точные результаты получаются при изучении тех резких интерференционных полос, о которых было сказано раньше (см § 10 пункт 7).

В. Сравнение метра с длиной волны трех кадмиевых лучей. Эта замечательная работа была произведена А. Michelson'ом, отчасти вместе с Benoît в Международном Бюро мер и весов около Парижа. Мы должны ограничиться весьма кратким изложением некоторых частей этой работы.

Было устроено 9 эталонов длины, из которых первый равнялся приблизительно 10 см., второй 5 см., третий 2,5 см. и т. д. каждый следующий приблизительно половине предыдущего. Длина девятого равнялась 0,39 мм. Внешний вид эталона изображен на рис. 395. Это металлическая призма B , поддерживающая два зеркала A и A' , которые могут быть сделаны вполне параллельными друг другу. Расстояние отражающих поверхностей этих зеркал и определяет длину эталона. Общее распределение частей соответствовало схеме, которая была изображена на рис. 393, причём на место зеркала p ставились рядом два эталона с четырьмя зеркалами. Зеркало l ставилось параллельно p , как было упомянуто выше;

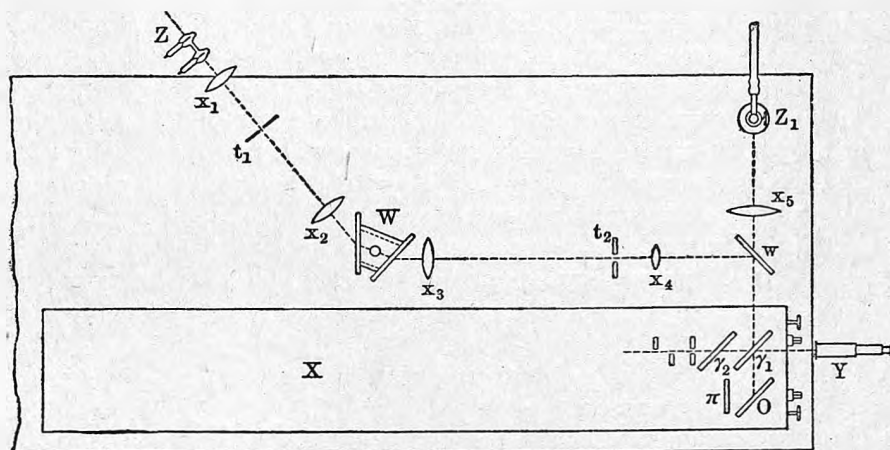
Рис. 395.



на его поверхности была проведена сеть взаимно перпендикулярных линий, а его величина была такова, что „plan de référence“ R как-бы покрывал все четыре зеркала двух эталонов.

Общее распределение приборов изображено на рис. 396. Зеркала γ_1 и γ_2 соответствуют схеме рисунка 393. Зеркало p заменено четырьмя зеркалами двух рядом расположенных эталонов; зеркало π (соответствует n на рис. 393) поставлено так, как было сказано выше, причем добавлено зеркало O . Наблюдения производятся при помощи трубы Y . В Z находятся светящиеся пары кадмия; чечевица x_1 сосредоточивает лучи на щели t_1 ; x_2 делает их параллельными; призма W (CS_2) разлагает лучи кадмия; x_3 дает изображение требуемой спектральной линии на щели t_2 ; x_4 делает лучи параллельными, а стекло w направляет их к стеклу γ_1 .

Рис. 396.



При наблюдении полос равной толщины около пересечения плоскости R с одним из зеркал эталонов употреблялось белое или натровое пламя Z_1 , лучи которого делались параллельными при помощи чечевицы x_5 и проходили через стекло w .

Пары кадмия дают четыре луча, длины волн которых приблизительно равны:

λ_1 (красный)	= 643,88 μ
λ_2 (зеленый)	= 508,63 μ
λ_3 (голубой)	= 480,00 μ
λ_4 (фиолетовый)	= 467,89 μ

Окончательные измерения относились только к первым трем лучам. Вся работа распадалась на три части.

Часть первая. Определение числа волн λ , содержащихся в длине эталона I (около 0,39 мм.). Для этого ставились рядом эталон I и какойнибудь из других, напр., II. Пусть A и B (рис. 397) зеркала эталона I, C нижнее зеркало эталона II. Зеркало n и эталоны устанавливались так, чтобы плоскость R была строго параллельна C и пересекалась плос-

костью *A* вдоль одной из вертикальных линий, проведенных на зеркале *n*. Когда *C* освещалось одним из лучей кадмия, а *A* белым или натровым светом, то получались с одной стороны круги равного наклона, с другой — прямые полосы равной толщины, т. е. картина, изображенная на рис. 398, *b*. Затем зеркало *n* перемещалось до тех пор, пока *plan de référence R* не принимал положения *R'* (рис. 397), а в трубе была видна картина, показанная на рис. 398, *a*. При этом движении кольца непрерывно стягивались к центру и в нем исчезали. Michelson и Benoit считали сколько колец

Рис. 397.

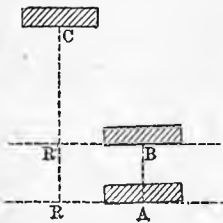
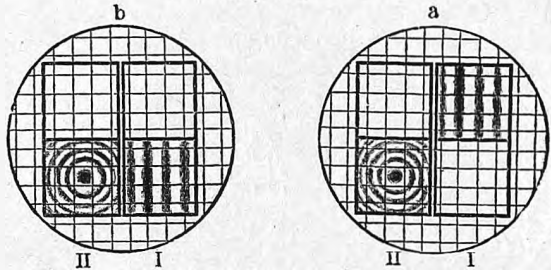


Рис. 398.

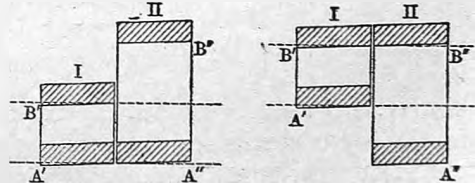


исчезало при переходе от *b* к *a*. Каждому исчезающему кольцу соответствовало перемещение плоскости *R* на $\lambda : 2$, так как разность хода (туда и обратно) менялась на λ . Дробные части определялись компенсатором. Длина l_1 эталона I оказалась равной:

$$l_1 = 1212,35 \frac{\lambda_1}{2} = 1534,79 \frac{\lambda_2}{2} = 1626,17 \frac{\lambda_3}{2} = 1668,53 \frac{\lambda_4}{2}.$$

Часть вторая. Последовательное сравнение эталонов I и II, II и III и т. д. Эталоны I и II ставились рядом так, чтобы плоскость *R* пересекала оба нижние зеркала *A'* и *A''* (рис. 399, левый). При этом получалась картина, показанная на рис. 400, *a*. Затем плоскость *R* передвигалась до пересечения с верхним зеркалом *B'* эталона I, т. е. на длину l_1 этого эталона: картина рис. 400, *b*. Далее эталон I передвигался до тех пор, пока зеркало *A'* опять не пересекало плоскости *R*, как показано на рис. 399, справа; при этом получалась картина, изображенная на рис. 400, *c*.

Рис. 399.



Наконец, плоскость *R* опять передвигалась до верхнего зеркала эталона *B'*, так что получалась левая половина картины, показанной на рис. 400, *d*. Если бы длина l_2 эталона II равнялась ровно $2l_1$, то плоскость *R* при этом пересекла бы верхнее зеркало *B''* эталона II, так что получилась бы картина рис. 400, *d*. В действительности $l_2 = 2l_1 + \alpha$, где α некоторая весьма малая величина. Вращая компенсатор, можно было получить

картину рис. 400,d; величиною вращения определялась величина α . Таким образом определялось, сколько λ_1 , λ_2 и т. д. содержались в длине l_2 . Повторяя такие-же измерения с эталонами II и III, III и IV и т. д. можно было найти, сколько λ_1 , λ_2 и т. д. содержатся в эталоне IX, длина которого близка к 10 см.

Часть третья: сравнение эталона IX с метром. Не останавливаемся на этом сравнении, которое не представляло существенно нового. Вместо одного раза, приходилось десять раз перемещать эталон IX на его собственную длину.

Таким способом было найдено (при 760 мм. давления и при 15° водородной шкалы) для трех кадмиевых линий:

- 1 м. = 1553163,5 λ_1 (красная)
 1 м. = 1966249,7 λ_2 (зеленая)
 1 м. = 2083372,1 λ_3 (голубая).

Отсюда

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 0,64384722 \mu \\ \lambda_2 &= 0,50858240 \text{ ,,} \\ \lambda_3 &= 0,47999107 \text{ ,,}\end{aligned}$$

Новое сравнение длины метра с длиной λ красной линии кадмия произвели Benoît, Fabry и Perot (1907). Они нашли

$$\lambda = 6438,4696 \text{ \AA} \quad \dots (45)$$

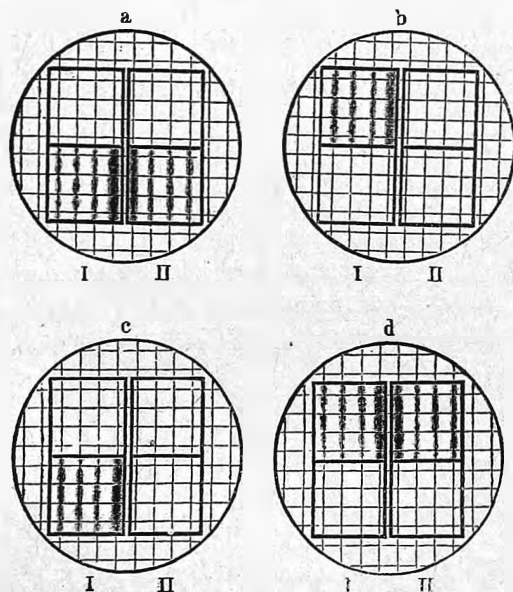
и 1 метр = 1553164,13 λ . Число (45) принято ныне, как основное при определении длин волн т.

наз. нормальных линий (стр. 330). Постановлено его уже более не менять, дабы новое, еще более точное измерение этого λ не заставило пересчитать и изменять числовые величины всех остальных длин волн. Строго говоря, этим самым вводится новая единица длины специально для измерения длин волн.

Измерения длин при помощи метода интерференции производили еще Benoît (1897) и Masé de Lépinay; последний измерял размеры кварцевого куба (ребро = 4 см.), служившего для определения веса литра воды (т. I). В позднейшей работе Masé de Lépinay и Buisson (1904) еще более усовершенствовали метод наблюдения. Mesnager (1904) также указал прием, при помощи которого точность интерференционного метода может быть еще повышена.

II. Работы Fabry и Perot. Fabry и Perot первые наблюдали интерференционные полосы равного наклона при условиях, дающих эти полосы в виде тонких, резких линий. В § 10, пункте 2, уже был указан

Рис. 400.



способ, которым они воспользовались, а именно они увеличили коэффициент отражения r , заставляя лучи отражаться от высеребренной поверхности стеклянных пластинок. Роль плоскопараллельной пластинки играл у них слой воздуха, ограниченный двумя высеребренными стеклянными пластинками. Они построили замечательный прибор интерференциальный рефрактометр. Главную часть этого прибора представляют две вертикальные стеклянные пластинки, обращенные друг к другу высеребренными сторонами. Чрезвычайно сложные приспособления дают возможность установить эти стороны вполне параллельно друг другу и перемещать их параллельно самим себе. При помощи этого прибора Fabry и Perot могли наблюдать явление интерференции при разности хода лучей, доходившей до 750000 волн. Далее они изучали строение спектральных линий по способу, который был указан в § 10, пункте 7,а. Приведем некоторые примеры:

Зеленая линия таллия ($\lambda = 0,5439 \mu$) дала при толщине слоя воздуха $h = 1,5$ мм. кольца, из которых каждое содержало внутри себя второе, более слабое кольцо. При $h = 6,25$ мм. раздвоение полное, и более слабые линии располагаются как раз посередине между более яркими. Разность хода при этом равна 13,5 мм. или примерно 24000 λ . Если длины волн двух составных частей обозначить через λ_1 и λ_2 , то, очевидно, $24000\lambda_1 = 24000,5\lambda_2$, откуда $\lambda_1 - \lambda_2 = 21 \cdot 10^{-6}\lambda_2$, т. е. разность длин волн в 48000 раз меньше самих длин волн. При $h = 18$ мм. произошло новое полное раздвоение ярких колец; здесь уже $\lambda_3 - \lambda_1 = 3 \cdot 10^{-6}\lambda_1$. Итак найдено, что зеленая таллиевая линия тройная и определено расстояние составных частей друг от друга. О результатах других работ было сказано на стр. 329. Далее Fabry (1904) еще более усовершенствовал этот метод. Свет от источника, напр. железной дуги, вступает неравложенным в интерферометр. Все явление проектируется на щель спектроскопа.

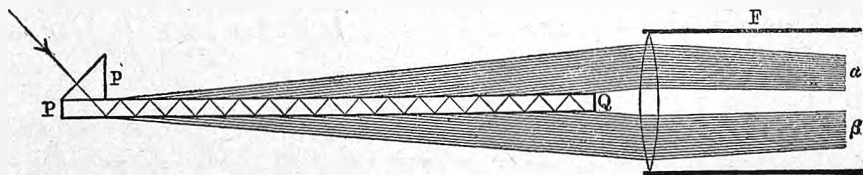
Затем Fabry и Perot построили прибор с двумя параллельными друг другу посеребренными слоями воздуха, дававшими интерференционные полосы, подобные полосам Brewster'a, о которых было сказано на стр. 546. При помощи этого прибора они также измеряли линейные размеры тел в длинах волны λ луча определенного рода. Испытуемое тело (тот же кварцевый куб, который исследовал Mascé de Lérimay) помещалось между двумя посеребренными стеклянными пластинками и затем отдельно измерялись расстояние этих пластинок и расстояния сторон куба от ближайшей к ним стороны пластинки.

В § 10, пункт 7,б было указано, что интерференциальная спектрометрия дает возможность с громадною точностью определить отношение $\lambda_1 : \lambda_2$ длин волн двух лучей. Результаты этих сравнений рассмотрены на стр. 330, где говорится о системе нормальных линий.

III. Работы Lummer'a и Gehrcke имели те же цели, как и только что рассмотренные работы Michelson'a, Fabry и Perot. Но они воспользовались другими методами и могли, отчасти, пойти значительно дальше названных ученых.

Lummer также пользовался интерференционными кривыми равного наклона; но, чтобы получить узкие и резкие полосы, он заставлял лучи отражаться внутри стеклянной пластинки под углом, близким к углу полного внутреннего отражения, как уже было указано в § 10, пункт 2, в. Главную часть одного из приборов Lummer'a представляет большая совершенно плоскопараллельная стеклянная пластинка (толщина 5,3 мм. диаметр 15 см., другая пластинка 10 мм. и 20 см.), которая сперва ставилась наклонно к лучам, так что угол падения был весьма велик, а след. внутри пластинки углы падения близки к углам полного внутреннего отражения. В проходящем свете получаются при этом яркие светлые полосы на темном фоне. То же самое получается и в отраженном свете, если уничтожить первый отраженный луч, см. (31) стр. 533. Lummer достиг этого результата, помещая на одном конце плоскопараллельной пластинки PQ (рис. 401) призмочку p . Каждый падающий луч дает 16 отраженных лучей (α) и 17 проходящих лучей (β).

Рис. 401.



Все группы лучей α , происходящие от параллельных между собою лучей, вступающих в p , собираются в одной точке фокальной плоскости трубы F , и то же самое относится ко всем таким же группам β . Так как в p попадают от источника лучи различных направлений, то в фокальной плоскости образуются две группы интерференционных полос равного наклона, причем обе группы имеют одинаковый характер, а именно, представляются в виде узких ярких линий на темном фоне. При помощи этого прибора Lummer исследовал (1902) спектральные линии паров ртути и нашел то сложное строение (напр., 11 частей светлозеленой линии), о котором уже было сказано (стр. 329).

В главе об измерении силы света мы познакомились с интерференциальным фотометром Lummer'a, также основанным на получении кривых равного наклона (см. рис. 281 стр. 429).

Lummer построил еще другой интерференциальный рефрактометр, главную часть которого составляет плоскопараллельная стеклянная пластинка, состоящая из двух клиньев. Один клин подвижной, вследствие чего может быть изменена толщина пластинки.

§ 12. Стоячие световые волны. Цветная фотография. При интерференции луча, падающего нормально на отражающую поверхность, и луча отраженного, появляются стоячие волны, как мы видели в т. I. При этом расстояния пучностей или узлов друг от друга равны $\frac{1}{2}\lambda$. В явлениях акустических такие стоячие волны образуются весьма легко. Zepker первый указал (1867) на возможность образования стоячих световых

волн и на ту роль, которую они играют при восприятии цветовых ощущений. Далее Rayleigh (1887) старался объяснить цветные фотографии, полученные Besquerel'ем, образованием стоячих волн. Воспроизвести же явления стоячих световых волн удалось впервые О. Wiener'у в 1889 г. Его способ заключается в следующем. Стекла́нная пластинка *M* высеребрена с одной стороны. Нормально к ее поверхности падают лучи однородного (*Na*) источника *S*. Они отражаются, образуя стоячие волны, причем геометрические места углов суть плоскости, параллельные поверхности стекла и находящиеся друг от друга на расстоянии $\frac{1}{2} \lambda$; они обозначены на рис. 402 пунктиром. Далее берется стеклянная пластинка, одна сторона которой покрывается весьма тонким слоем коллодия, содержащего хлористое серебро. Эта пластинка приставляется к *M* под весьма малым углом так, чтобы узловые поверхности пересекали светочувствительный слой вдоль прямых *a*, *b*, *c* и т. д., параллельных ребру двугранного угла, образуемого стеклянными пластинками. Если произвести освещение источником *S*, то лучи вызывают известное действие в светочувствительном слое; но в узловых плоскостях, т. е. вдоль прямых *a*, *b*, *c*, светового действия не происходит, и потому после проявления и

Рис. 402.

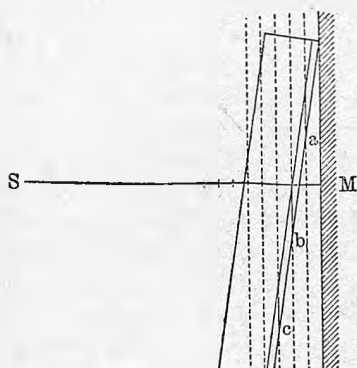
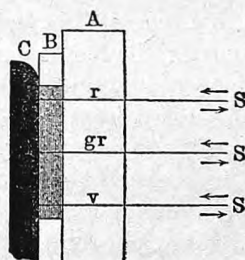


Рис. 403.



фиксирования получается ряд светлых полос на темном фоне. В виду малости величины $\frac{1}{2} \lambda$ (около $\frac{1}{4000}$ мм.) пришлось воспользоваться чрезвычайно тонким светочувствительным слоем и, кроме того, угол между двумя пластинками сделать весьма малым.

В тесной связи с только что описанным явлением находится цветная фотография, изобретенная Lippmann'ом. Представим себе весьма большое число наложенных друг на друга прозрачных пластинок, толщина которых, вполне одинаковая у всех пластинок, равнялась бы $\frac{1}{2} \lambda$, где λ длина волны какого-либо определенного луча в веществе самих пластинок. Положим далее, что пластинки разделены друг от друга слоями другого вещества, отражающими лучи, но в то же время обладающими толщиной, весьма малою сравнительно с $\frac{1}{2} \lambda$, и потому достаточно прозрачными. Таковыми могут, напр., быть тончайшие слои серебра. Представим себе, что нормально к поверхности такой стопы пластинок

падают белые лучи. Мы утверждаем, что отраженный свет будет содержать почти только лучи длины волны λ . Действительно: от каждого из промежуточных слоев отражаются лучи, причем разность хода лучей длины волны λ будет целое число волн λ , ибо каждая пара соседних отражающих слоев находится на расстоянии $\frac{1}{2}\lambda$ друг от друга, и след. любые два слоя — на расстоянии $\frac{1}{2}N\lambda$, где N целое число; разность хода лучей, отраженных от этих слоев, будет вдвое больше, т. е. равняться $N\lambda$. Отсюда следует, что все эти лучи, интерферируя, взаимно усилятся. Возьмем лучи другой длины волны λ' и допустим, что, хотя бы приблизительно, $m\frac{\lambda}{2} = (2m' + 1)\frac{\lambda'}{4}$, где m и m' целые числа. В этом случае в толще m слоев заключается нечетное число четвертей волны λ' , а потому лучи, отраженные от 1-го и m -того, от 2-ого и $(m + 1)$ -ого, от 3-его и $(m + 2)$ -ого и т. д. слоев, имеют разность хода, равную нечетному числу полуволн. Интерферируя, они попарно взаимно уничтожаются, или, по крайней мере, дают весьма слабую напряженность света.

Теперь можем перейти к методу цветной фотографии, изобретенному Липпман'ом. Стекла́нная пластинка A (рис. 403) покрывается, с одной стороны слоем B мелкозернистой сухой эмульсии бромистого серебра, обладающей высокою степенью светочувствительности. Стекло A составляет стенку сосуда, причем эмульсия находится с внутренней стороны, а в самый сосуд наливается ртуть C . Если пластинку осветить нормально на нее падающими лучами определенной длины волны λ , то вследствие отражения лучей от зеркальной поверхности ртути получаются стоячие волны и внутри B образуются после проявления и фиксирования тончайшие слои серебра на расстоянии $\frac{1}{2}\lambda$ друг от друга. Если затем осветить пластинку нормально падающими белыми лучами, то, по причине только что изложенной, отразятся почти исключительно лучи длины волны λ . Если освещавшие лучи были красные, то пластинка в отраженном свете представится красною. Если на пластинку был проложен спектр, то расстояние отражающих слоев серебра будет уменьшаться к фиолетовому концу, и в отраженном свете мы увидим спектр. Липпман'у удалось получить таким путем окрашенные фотографические снимки различных предметов. Теорией и практикой способа Липпман'а занимались Neuhauss, Cotton, Izarn, Schuett, Meslin, Valenta, Zenker, Kirchner, Pfaundler, Lehmann и, в особенности, Wiener.

Ограничиваемся немногими указаниями. В 1898 г. Neuhauss'у удалось при помощи микроскопа с увеличением в 4000 раз непосредственно доказать существование тонких параллельных слоев в пленках, на которых были получены окрашенные фотографические снимки по способу Липпман'а; расстояние полос оказалось равным теоретическому ($\lambda : 2$).

О. Wiener указал в 1899 г., что луч, непосредственно отраженный от наружной поверхности готовой пленки, т. е. от поверхности, которая была в соприкосновении со ртутью, влияет на результат интерференции лучей, отраженных от внутренних слоев серебра, вследствие чего окраска

смещается к красному концу спектра. Он значительно усовершенствовал метод Lippmann'a.

Замечательные снимки спектров получил Усагин (в Москве). Если при помощи спектроскопа исследовать отраженные лучи, то, как показал Starke, получается одна резкая линия на темном фоне, а в проходящем белом свете одна резкая черная линия на фоне сплошного спектра. Отсюда видно, до какой степени однородны лучи, даваемые снимками Усагина.

В 1899 г. появились работы О. Wiener'a и Н. Scholl'я, которые показали, что явления стоячих световых лучей играют роль и при дагерротипии.

§ 13. Световые биения. Световой резонанс. В акустике мы познакомились с явлением биения звука, заключающемся в том, что два звука, числа колебания которых N_1 и $N_2 = N_1 + n$, дают в единицу времени $n = N_2 - N_1$ усилений и ослаблений силы звука, т. е. n биений. Большой интерес представляет вопрос о существовании аналогичного явления для лучей световых. Такое явление могло бы наблюдаться при интерференции двух лучей с различными длинами волн λ_1 и λ_2 или, что то же самое, с различными числами колебаний N_1 и N_2 . Однако, если взять, напр., два луча из спектра белого света, то нельзя надеяться заметить биение, так как, во-первых, разность $n = N_1 - N_2$ представит огромное число, как бы ни были близки друг к другу взятые лучи; во-вторых, сомнительно, чтобы два луча различной длины волны, хотя бы исходящие от одного источника, были способны интерферировать, так как они, вероятно, вызываются различными первоначальными импульсами, и потому как бы происходят от различных источников.

Можно было надеяться получить световые биения, разделяя один луч на два луча, изменяя каким-либо способом длину волны λ одного из этих двух лучей и заставляя затем эти лучи интерферировать между собою. Положим, что два луча дают в некоторой плоскости систему интерференционных полос, когда у них λ одинаковое. Если немного изменить длину волны одного из лучей, то сила света в каждой точке этой плоскости должна будет начать колебаться между максимумом и минимумом. В результате должно наблюдаться непрерывное движение интерференционных полос по направлению, перпендикулярному к их длине. Такое явление впервые удалось получить Righi (1883). Мы не можем входить в подробное описание его опыта и должны ограничиться указанием основного принципа, на котором этот опыт построен. В т. I нами уже было показано, что прямолинейное гармоническое колебание можно разложить на два движения круговых, одно направо вращающееся, другое — налево. Это значит, что прямолинейно поляризованный луч, даваемый напр., николевой призмой (см. ниже гл. XV, XVI и XVIII), можно заменить двумя по кругу поляризованными лучами, из которых один правый, другой левый. Число N вращений равно числу колебаний прямолинейно поляризованного луча. Но если эту призму вращать около ее оси, то, как показали Airy и Verdet, выходящий луч будет

состоять из двух поляризованных по кругу, причем числа вращений будут $N + n$ и $N - n$, где n число оборотов николя в единицу времени. Пользуясь этими двумя лучами, превращая их опять в прямолинейно поляризованные лучи и заставляя их интерферировать, Righi действительно мог наблюдать световые биения, т. е. интерференционные полосы, непрерывно двигавшиеся в одну сторону. Righi придумал шесть способов наблюдать эти биения.

Corbino, а также Righi исследовали вопрос о том, можно-ли получить биения при помощи тех лучей неодинакового λ , на которые разлагается спектральная линия, когда источник находится в магнитном поле (т. IV, явление Zeemann'a). Они приходят к результату отрицательному.

Вопрос о световых биениях, как это видно из предыдущего, тесно связан с вопросом о строении белого света, т. е. о его возникновении и о характере колебаний, соответствующих этому свету. Этому важному вопросу были посвящены работы Gouy, Carvallo, Corbino (1901) и Planck'a (1902). Последний приходит к тому результату, что два луча, входящие в состав белого света, ни в каком случае между собою интерферировать не могут.

В акустике мы познакомились с явлением резонанса и с устройством резонаторов, размеры которых должны находиться в определенной зависимости от длины волны тех звуковых лучей, на которые они „настроены“. В т. IV мы познакомимся с аналогичным явлением резонанса, относящимся к электрическим колебаниям в проводниках.

По современной теории луч света есть явление электромагнитное, и мы в поляризованном луче (стр. 161) допускаем существование перпендикулярного к нему весьма быстрого электрического колебания, направление которого, вероятно, совпадает с тем направлением, в котором по теории Fresnel'я (см. главу XV) происходят колебания в обыкновенном смысле слова. Поэтому мы должны допустить, что и луч света, падая на тело соответствующих размеров, проводящее электричество, должен вызвать в нем электрические колебания; это тело является резонатором, как-бы усиленно отражающим падающие на него лучи. В виду малости длины волны λ ясно, что размеры таких световых резонаторов должны быть весьма малы.

Явление светового резонанса впервые наблюдали Rubens и Nichols (1897). Они покрыли стеклянную пластинку тонким слоем серебра, который при помощи острого алмаза был разделен на продолговатые прямоугольники, ширина которых на различных пластинках колебалась около 5μ , между тем как длина равнялась

1	2	3	4	5
∞	$6,5 \mu$	$12,4 \mu$	$18,0 \mu$	$24,4 \mu$

В первой пластинке серебряный слой был только разделен на продольные полоски. Rubens и Nichols пользовались лучами $\lambda = 23,7 \mu$ (остаточные лучи плавикового шпата) и определяли количество отраженных

лучей, когда электрический вектор (направление колебаний) был перпендикулярен, и когда он был параллелен длине четырехугольников, игравших здесь роль световых резонаторов. В первом случае резонанса не могло быть, так как ширина полос (5μ) меньше полуволны. Во втором случае можно было ожидать резонанса, а след. и увеличенного отражения, когда длина полосок была близка к кратному полуволны, т. е. в пластинках 1, 3 и 5. И действительно, процент лучей, отраженных самими полосками (а не поверхностью стекла между ними) оказался в первом случае приблизительно одинаковым для всех пластинок, а именно около 20%. Во втором же случае процент отраженных лучей для пяти пластинок равнялся:

1	2	3	4	5
78,4%	22,7%	54,5%	32,9%	50,2%

Эти числа ясно подтверждают существование светового резонанса для лучей $\lambda = 23,7 \mu$.

Косоногов (в Киеве) и Wood почти одновременно (1902) открыли и исследовали световой резонанс в области лучей видимых. Они получали различными способами тончайшие слои различных металлов (налеты) на стекле. Оказалось, что в отраженном свете эти слои окрашены в яркие цвета, которые для одного и того-же металла могли быть весьма различны, смотря по способу приготовления налета. Микроскопическое исследование показало, что слои состоят из отдельных зерен, размеры которых соответствуют длине волн тех лучей, которые отражаются слоем и определяют его окраску. Если слой покрыть жидкостью, в которой длина волны меньше, чем в воздухе, то цвет слоя меняется в сторону красного конца спектра. Изменение цвета происходит также при нагревании слоя. Все это ясно доказывает, что мы имеем здесь дело с световым резонансом. Косоногов исследовал далее (1903) чешуйки окрашенных крыльев бабочек. На каждой чешуйке размещено большое число весьма малых шаровидных зерен. Оказалось, что диаметр этих зерен как раз равен длине волны луча, соответствующего окраске того места, с которого взяты чешуйки.

Струи водяного пара могут давать в отраженном свете разнообразную окраску, если, напр., вдуть в них пары серной кислоты. Воск показал (1903), что и в этом случае диаметр капель равен длине волны отраженных лучей. Новейшие теоретические исследования Roskels'a (1904), Ehrenhaft'a (1904) и Scotti (1904) вновь заставляют сомневаться, что во всех этих случаях имеет место действительный резонанс. Поэтому вопрос должен покамест считаться открытым.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2.

- Young.* Lectures on Natural philosophy. London, 1807.
Walker. Phil. Mag. (5) 46 p. 472, 1898.

К § 3.

Cornu. C. R. 93 p. 809, 1881.

К § 4.

Fresnel. Oeuvres 1 p. 150.

H. Weber. W. A. 8 p. 407, 1878.

H. Struve. Fresnels Interferenzerscheinungen. Дерпт 1881; Mém. de l'Acad. de St.-Petersb. 31 No. 1, 1883.

К § 5.

Lloyd. Trans. Royal Irish Acad. 17 p. 174, 1837; Pogg. Ann. 45 p. 95, 1838.

Fresnel. Oeuvres I p. 330; M m. de l'Acad. des Sc. 5 p. 419, 1826.

Billet. Ann. chim. et phys. (3) 64 p. 385, 1862; Traite d'optique physique I p. 67, 1858.

Meslin. J. de phys. (3) 2 p. 205, 1893.

Jamin. Cours de physique 3 p. 524, 1866.

Michelson. Sill. J. (3) 39 p. 216, 1890.

Lippmann. C. R. 140 p. 21, 1905.

Talbot. Phil. Mag. (2) 10 p. 364, 1837.

Walker. Phil. Mag. (6) 11 p. 531, 1906.

Schuster. Phil. Mag. (6) 7 p. 1, 1904; 18 p. 767, 1909.

Wood. Phil. Mag. (6) 18 p. 758, 1909.

Дубровский. Ж. Р. Ф.-Х. О. 1911, II p. 113.

Airy. Phil. Trans. 1840, 2 p. 1; 1841, 1 p. 1; Pogg. Ann. 53 p. 459, 1841; 58 p. 535, 1843.

Kirchhoff. Vorlesungen über mathematische Optik p. 111, Leipzig 1891.

Young. Phil. Trans. 1804 p. 8.

Fizeau et Foucault. Ann. chim. et phys. (3) 26 p. 138, 1849, C. R. 1845 (24 ноября).

К § 7.

Lummer. Verhandl. der d. phys. Ges. 1901 p. 140, 342.

Newton. Optice, lib. II pars. 1, obs. 12; lib. II pars. 2.

Rollett. Wien. Ber. 77, III p. 177, 1878.

Pilgrim. Einige Aufgaben der Wellen- und Farbenlehre des Lichtes (Progr.), Cannstatt 1901.

Feussner. W. A. 14 p. 566, 1881; см. Winkelmann, Handbuch der Physik, 2-ое изд. 6 p. 956—968, 1906.

К § 8.

Haidinger. Pogg. Ann. 57 p. 219, 1849.

Mascart. Ann. chim. et phys. (4) 23 p. 116, 1871; Traité d'Optique III p. 445, Paris 1889.

Lummer. W. A. 23 p. 49, 1884; Annal. d. Phys. (4) 22 p. 49, 1907.

Czapski. Instr. 5 p. 149, 1885.

Rayleigh. Phil. Mag. (6) 12 p. 489, 1906.

H. Schulz. Annal. d. Phys. (4) 26 p. 139, 1908.

Lummer u. Waetzmann. Annal. d. Phys. (4) 36 p. 383, 1911.

К § 9.

Brewster. Edinb. Trans. 7 p. 435, 1817.

Jamin. C. R. 42 p. 482, 1856; Ann. chim. et phys. (3) 52 p. 163, 1858; Pogg. Ann. 98 p. 345, 1856.

Mascart. Ann. chim. et phys. (4) 23 p. 146, 1871.

Lummer. W. A. 23 p. 513, 1884; 24 p. 417, 1885.

Zehnder. Instr. 11 p. 275, 1891.

Д. К. Бобылев. Ж. Р. Ф.-Х. О. 6 p. 75, 1874.

Е. Кириллов. Интерференционный рефрактометр Жамена и его применение и т. д. Одесса, 1913.

Mack. Wien. Ber. 101, II a p. 5, 1892; 102, II a p. 1035, 106 p. 34, 1897; 107 p. 851, 1898; Instr. 12 p. 89, 1892.

К § 10.

Fizeau. Ann. chim. et phys. (3) 66 p. 429, 1862; Pogg. Ann. 119 p. 87; 1863.

К. Exner. Vorlesungen über die Wellentheorie des Lichtes von *E. Verdet* (значительно дополнено переводчиком) I p. 72, 1881.

Macé de Lépinay. Ann. chim. et phys. (6) 10, 1887; (7) 9, 1897.

Benoit. J. de phys. (3) 7 p. 57, 1898.

Fabry et Perot. Ann. chim. et phys. (7) 16 p. 115, 289, 1899.

К § 11.

A. Michelson and Morley. Amer. J. of Science 34 p. 333, 427, 1887; 38 p. 1881, 1889.

A. Michelson. J. de phys. (3) 3 p. 5, 1894; Phil. Mag. (5) 13 p. 236, 1882; 31 p. 338, 1891; 34 p. 280, 1892.

A. Michelson. Trav. et Mém. du Bureau intern. des Poids et Mesures 11, 1895, Instr. 22 p. 293, 1902 (статья *Culmann'a*). Измерение длины метра.

Guillaume. Bull. de la Soc. d'Encouragem. pour l'Industrie Nationale 101 p. 146, 1902.

Macé de Lépinay. J. de phys. (2) 7 p. 53, 1888; (4) 1 p. 491, 1902; Franges d'interférence. Paris 1902 (Scientia N° 14); Rapports prés. au Congrès internat. de phys. Paris 1900, 1 p. 108; Annal. d. chim. et phys. (6) 10 p. 68, 1887; (7) 5 p. 210, 1895; 11 p. 102, 1897.

Macé de Lépinay et Buisson. Annal. d. chim. et phys. (8) 2 p. 78, 1904.

Mesnager. C. R. 138 p. 76, 1904.

Fabry et Perot. Ann. chim. et phys. (7) 12 p. 459, 1897; 16 p. 115, 289, 1899; 22 p. 564, 1901; 24 p. 119, 1901; 25 p. 98, 1902; ряд мелких статей в C. R. 126—132 (1898—1902); 138 p. 676, 1904; J. de phys. (4) 3 p. 28, 1904.

Fabry. C. R. 138 p. 854, 1904; 140 p. 848, 1905.

Benoit. *Fabry et Perot.* C. R. 144 p. 1082, 1907.

Ebert. W. A. 63 p. 790, 1891.

Hamy. C. R. 125 p. 1092, 1897.

Lummer. Verhandl. der d. phys. Ges. 3 p. 85, 131, 1901; Phys. Zeitschr. 3 p. 172, 1902; Arch. Néerl. 1902 p. 773; Berl. Ber. 1900 p. 504.

Lummer und Gehrcke. Verhandl. der d. phys. Ges. 4 p. 337, 1902; Berl. Ber. 1902 p. 11; Annal. d. Phys. (4) 10 p. 457, 1903.

Gehrcke. Verh. d. d. phys. Ges. 7 p. 237, 1905; 11 p. 141, 1909; Annal. d. Phys. (4) 33 p. 850, 1910.

Barnes. Phil. Mag. (6) 7 p. 455, 1904.

Gehrcke u. Baeyer. Annal. d. Phys. (4) 20 p. 269, 1906; 33 p. 850, 1910; Verh. d. d. phys. Ges. 8 p. 399, 1906; 11 p. 141, 1909.

Baeyer. Verh. d. d. phys. Ges. 9 p. 84, 1907; Phys. Ztschr. 9 p. 831, 1908.

К § 12.

Rayleigh. Phil. Mag. 24 p. 145, 1887.

Wiener. W. A. 40 p. 203, 1890; J. de phys. (2) 10 p. 40, 1891; Ann. chim. et phys. (6) 23 p. 387, 1891.

Lippmann. C. R. 112 p. 274, 1891; 114 p. 961, 1892; 115 p. 575, 1892; 140 p. 1508, 1905; 143 p. 270, 273, 1906; J. de phys. (3) 3 p. 83, 1894.

Wiener. W. A. 55 p. 225, 1895; 69 p. 488, 1899.

Meslin. Ann. chim. et phys. (6) 27 p. 369, 1892.

Valenta. Die Photographie in natürlichen Farben. Halle, 1984.

Schuetz. W. A. 57 p. 533, 1896.

Zenker. Arch. f. mikroskop. Anatomie 3 p. 249, 1867; Jahrb. für Photogr. 7 p. 114, 1893; Lehrbuch der Photochromie, Braunschweig, 1901.

- Neuhauss.* Photogr. Rundschau 1894 Heft 12; 1897 Heft 11, 12; 1898 Heft 1—5; Jahrb. f. Photogr. 1893 p. 114; 1895 p. 188; W. A. 65 p. 164, 1898; Die Farbenphotographie nach Lippmanns Verfahren, Halle a. S. 1898; Verhandl. Berl. phys. Ges. 14 p. 17, 1895.
- Krone.* Darstell. d. natürl. Farben durch Photographie, Weimar 1894.
- Cotton.* J. de phys. (4) 1 p. 689, 1902.
- Izarn.* C. R. 121 p. 884, 966, 1894.
- Starke.* Verh. d. d. phys. Ges. 4 p. 377, 1902.
- O. Wiener u. H. Scholl.* W. A. 68 p. 145, 149, 1899.
- Kirchner.* Annal. d. Phys. (4) 13 p. 239, 1904.
- Pfaundler.* Annal. d. Phys. (4) 15 p. 371, 1904; Wien. Ber. 113 p. 390, 1904.
- Lehmann.* Phys. Ztschr. 6 p. 553, 1905.
- Byck* (Обзор) Phys. Ztschr. 10 p. 921, 1909.

К § 13.

- Righi.* Ann. de l'Acad. di Bologna (4) 4, 1883; (4) 5, 1883; Nouvo Cimento (3) 3 p. 212, 1878; 14 p. 173, 1883; 15 p. 23, 1884; Journ. de phys. (2) 2 p. 437; Вейблätter 8 p. 587, 1884; Rendic. R. Acc. dei Lincei (5) 7 p. 295, 1898; Phys. Ztschr. 11 p. 1020, 1910.
- Airy.* Undulatory theory of Optics, 1877 p. 156.
- Verdet.* Oeuvres 6 p. 88.
- Corbino.* Nuovo Cim. (4) 7 p. 272, 1898; 9 p. 391, 1899; (5) 2 p. 161, 1901. Rendic. R. Acc. dei Lincei (5) 7 p. 241, 1898; 8 p. 171, 1899; C. R. 133 p. 412, 1901.
- Gouy.* J. de phys. (2) 5 p. 354, 1886; C. R. 130 p. 241, 560, 1900.
- Carvallo.* C. R. 130 p. 79, 401, 1900.
- Wood.* Phil. Mag. (6) 3 p. 396, 1902; 4 p. 425, 1902; 6 p. 259, 1903; Phys. Ztschr. 4 p. 338, 1903.
- Rubens und Nichols.* W. A. 60 p. 456, 1897.
- Косоногов.* Phys. Ztschr. 4 p. 208, 258, 516, 1903; Ж. Р. Ф.-Х. О. 35 p. 307, 1903.
- Bock.* Phys. Ztschr. 4 p. 339, 404, 1903.
- Pockels.* Phys. Ztschr. 5 p. 152, 460, 1904.
- Ehrenhaft.* Phys. Ztschr. 5 p. 387, 1904.
- Braun.* Phys. Ztschr. 6 p. 154, 1904.

ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ.

Диффракция света.

§ 1. Происхождение диффракции. Разбирая вопрос о распространении колебательных движений в однородной изотропной среде, мы познакомились с принципом Гюйгенса (т. I), который дает возможность разобраться в сложных случаях распространения волн. Затем нами было дано понятие о явлениях диффракции (т. I), заставляющих нас совершенно отказаться от представления о прямолинейных лучах, которыми можно пользоваться для чисто геометрических построений лишь в случаях свободного распространения лучей и то с надлежащею осторожностью. В т. I мы показали, что понятие о луче в этом частном случае может быть сохранено на основании некоторых рассуждений, которые мы, для удобства, здесь повторим. Колебание в любой точке A (рис. 404) следует рассматривать, как результат интерференции колебаний, дошедших до A от всех точек волновой поверхности QR , а не как следствие простого распространения колебаний из P до A , где P промежуточная точка на прямой

OA , соединяющей A с начальным центром колебаний O . Проведем из точки A ряд прямых $Am, Am', Am'' \dots$, длины которых, вместе с длиной AP , составляли бы арифметическую прогрессию с разностью $\frac{1}{2} \lambda$, так что $Am - AP = Am' - Am = Am'' - Am' = \dots = \frac{1}{2} \lambda$. Вращая всю фигуру около прямой OA , получаем ряд поверхностей конусов, которые вырезают из волновой поверхности QR кольцевые зоны и один центральный сегмент mM . Нетрудно вывести, что поверхности этих зон составляют весьма медленно возрастающую арифметическую прогрессию, а приближенно могут быть приняты равными между собою. Во всяком случае каждая из них равна арифметическому среднему поверхностей двух зон, с нею соседних. На основании этого, мы рассуждаем так: ко всякой точке M , лежащей на одной из зон, можно подобрать такие две точки M_1 и M_2 , лежащие на двух соседних зонах, что $AM_2 - AM = AM - AM_1 = \frac{1}{2} \lambda$. Колебание, идущее от M к A , уничтожается, следовательно, одним из колебаний, идущих от M_1 или M_2 . Все колебания, идущие от n -той зоны, мы можем себе представить уничтоженными колебаниями, идущими от половины $(n - 1)$ -ой и половины $(n + 1)$ -ой

Рис. 404.

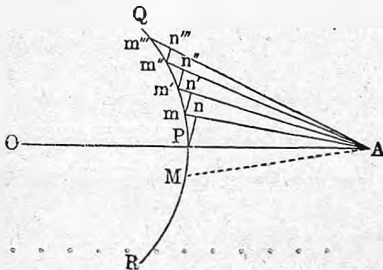
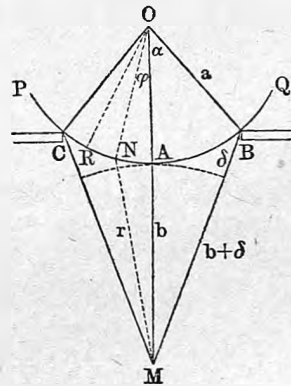


Рис. 405.



зон. Так, колебания 3-ей зоны уничтожаются колебаниями половины 4-ой и половины 2-ой зоны; колебания 2-ой — половиною 1-ой и половиною 3-ей; наконец, колебания 1-ой зоны — половиною 2-ой и половиною сегмента. Не уничтоженными остаются колебания, идущие от половины центрального сегмента. Рассматривая, таким образом, колебание в A как результат сложения колебаний, вышедших из половины поверхности центрального сегмента, мы тем самым как-бы возвращаемся к представлению о прямолинейном распространении колебаний, к представлению о лучах. Предыдущие рассуждения о взаимном уничтожении действий различных зон, очевидно, приложимы только к случаю, когда вся волновая поверхность QR действительно существует, т. е. только к случаю т. наз. свободного распространения колебаний. Но в случае несвободного распространения колебаний, когда волновая поверхность встречает на своем пути преграды, пресе-

кающие дальнейшее распространение некоторых ее частей, совершенно теряется представление о прямолинейном луче. Тогда колебания распространяются и непрямолинейно, и происходят разного рода явления, называемые диффракцией.

Зоны, о которых мы здесь говорили, называются зонами Френеля, которому принадлежит введение их в науку.

Выведем две простые формулы, которые нам понадобятся ниже. Пусть O (рис. 405) центр сферической волновой поверхности PQ , и M точка, в которой требуется определить колебательное движение, являющееся, на основании принципа Гюйгенса, результатом сложения всех колебаний, доходящих до M от различных точек волновой поверхности PQ . Соединим O с M и пусть $OA = OB = a$, $AM = b$. Опишем около M , как центра, поверхность шара радиусом $b + \delta$, которая вырежет из PQ некоторый сегмент. Пусть S поверхность этого сегмента и s длина дуги $AB = AC$; найдем S и s , полагая, что δ , а также угол $BOA = \alpha$ весьма малые величины. Из $\triangle MOB$ имеем $(b + \delta)^2 = (a + b)^2 + a^2 - 2a(a + b) \cos \alpha$. При малом α полагаем $\cos \alpha = 1 - \frac{\alpha^2}{2} = 1 - \frac{s^2}{2a^2}$. Пренебрегая малою величиною δ^2 , мы получаем, так как $(a + b)^2 + a^2 - 2a(a + b) = b^2$, выражение $2b\delta = \frac{(a + b)s^2}{a}$, откуда

$$s = \sqrt{\frac{2ab}{a+b}} \delta \dots \dots \dots (1)$$

Поверхность S сегмента равна $S = 2\pi ah$, где h , его высота, равна $a(1 - \cos \alpha) = a \frac{\alpha^2}{2} = \frac{s^2}{2a}$; отсюда $S = \pi s^2$, т. е., в пределах допущенных нами погрешностей при вычислении, S есть площадь круга с радиусом s ; (1) дает

$$S = \frac{2\pi ab}{a+b} \delta \dots \dots \dots (2)$$

Принимая $\delta = \frac{\lambda}{2}, 2\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2} \dots, n\frac{\lambda}{2}, \dots$, мы разделим S на Френелевские кольцевидные зоны. При $\delta = \frac{n\lambda}{2}$ имеем

$$\left. \begin{aligned} s &= \sqrt{\frac{2ab}{a+b} n \frac{\lambda}{2}} \\ S &= \frac{2\pi ab}{a+b} n \frac{\lambda}{2} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Площадь σ одной из зон равна

$$\sigma = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda \dots \dots \dots (4)$$

При $a = \infty$ (плоская волна) имеем $s = \sqrt{2b\delta}$; $S = 2\pi b\delta$; $\sigma = \pi b\lambda$. При допущенном нами приближении все зоны имеют одинаковую поверхность, но амплитуды колебаний, которые они вызывают в M , неравны, а уменьшаются с возрастанием n вследствие возрастания наклона прямой BD

к поверхности PQ . Ширина n -той зоны, считая центральную, для которой $\delta = \lambda/2$, за первую, равна

$$s_n = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \lambda (\sqrt{n} - \sqrt{n-1}) \dots \dots \dots (5)$$

При большом n разность в скобках равна

$$\sqrt{n} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{n} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = \sqrt{n} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{2n} \right) \right] = \frac{1}{2\sqrt{n}},$$

т. е. она быстро уменьшается при возрастании числа n .

Когда волна распространяется свободно, то, как мы видели, можно предположить, что колебание, доходящее до M , возбуждается половиною центральной зоны, ограниченной конусом, образующия которого равны $b + \delta = b + \lambda/2$, ибо действие второй зоны уничтожается половиною первой и половиною третьей зоны; действие четвертой — другою половиною третьей и половиною пятой и т. д.

Покажем, каким образом путем вычисления получается амплитуда A_1 колебания в M , если предположить, что на расстоянии единицы от O она равна A , и след. на поверхности PQ она равна $A : a$. Разделим сегмент CB на бесконечно тонкие поясы RN , ограниченные конусами, образующия которых составляют с OA углы φ и $\varphi + d\varphi$. Расстояние NM обозначим через r ; амплитуда колебания, вызванного этим поясом в M , пропорциональна амплитуде $A : a$, обратно пропорциональна расстоянию r , и пропорциональна площади dS этого пояса, т. е. она равна $kAdS : ar$, где k множитель пропорциональности. Уравнение колебания, вызванного рассматриваемую полосую, будет

$$dy = k \frac{AdS}{ar} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+r}{\lambda} \right).$$

Площадь зоны равна $dS = 2\pi a^2 \sin \varphi d\varphi$. Но из $r^2 = (a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b) \cos \varphi$ следует, что $rdr = a(a+b) \sin \varphi d\varphi$, а потому $dS = 2\pi ar dr : (a+b)$, след.

$$dy = \frac{2\pi kA}{a+b} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+r}{\lambda} \right) dr.$$

Уравнение колебания в M выражается формулою

$$\begin{aligned} y &= \frac{2\pi kA}{a+b} \int_{r=b}^{b+\delta} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+r}{\lambda} \right) dr = \frac{kA\lambda}{a+b} \left\{ \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+r}{\lambda} \right) \right\}_{r=b}^{r=b+\delta} = \\ &= \frac{kA\lambda}{a+b} \left[\cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b+\delta}{\lambda} \right) - \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} \right) \right]; \\ y &= \frac{kA\lambda}{a+b} \left[\cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b+\delta}{\lambda} \right) + \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b-\lambda}{\lambda} \right) \right]. \end{aligned}$$

Мы видим, что колебание в M складывается из двух гармонических колебаний, имеющих одинаковые амплитуды и равенство фаз

$2\pi \frac{\delta + \frac{1}{2}\lambda}{\lambda} = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + \pi$. Искомая амплитуда A в M получается на основании формулы (2, а) стр. 517:

$$A_1 = \frac{2kA\lambda}{a+b} \cos \pi \left(\frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{2} \right),$$

или, если не обращать внимания на знак, относящийся к фазе, а не к амплитуде, величине существенно положительной,

$$A_1 = \frac{2k\lambda A}{a+b} \sin \pi \frac{\delta}{\lambda} \dots \dots \dots (6)$$

Средняя зона (сегмент) соответствует $\delta = \lambda/2$, а потому ее половина дает в M амплитуду

$$A_1 = \frac{k\lambda A}{a+b} \dots \dots \dots (7)$$

Мы видим, что амплитуда A_1 обратно пропорциональна расстоянию $a+b$, как и должно быть. Последняя формула показывает, что множитель k равен

$$k = \frac{1}{\lambda} \dots \dots \dots (7, a)$$

ибо, очевидно, должно получиться

$$A_1 = \frac{A}{a+b} \dots \dots \dots (8)$$

Полагая $k\lambda = 1$, получаем из равенств (1) и (6):

$$A_1 = \frac{2A}{a+b} \sin \frac{\pi(a+b)s^2}{2ab\lambda} \dots \dots \dots (8, a)$$

Мы не затрагиваем вопроса о фазе колебаний, получающихся в M на основании только что приведенного вычисления.

При несвободном распространении лучистой энергии наблюдаются разнообразнейшие явления диффракции, которые впервые заметил и описал F. M. Grimaldi в 1665 г. Впоследствии этими явлениями занимался Ньютон, старавшийся согласовать их со своей теорией истечения. Fresnel и Young основали современное учение о диффракции, которое развивали далее Scherzer, Knochenhauer, Fraunhofer, Kirchhoff, Lommel, Sommerfeld и многие другие ученые.

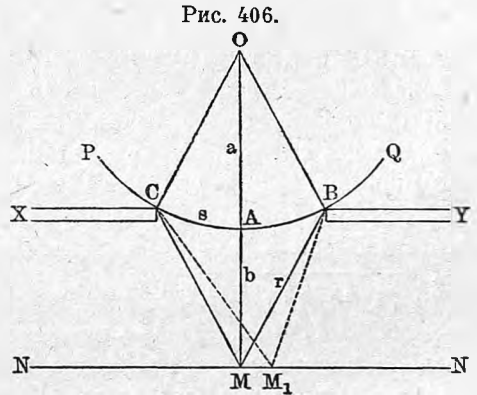
Смотря по способу наблюдения, можно все явления световой диффракции разделить на явления Френелевы или микроскопические, и на явления Фраунгоферовы или телескопические. Первые наблюдаются при помощи лупы, в фокальной плоскости которой (напр., на экране) появляются темные или светлые места, как результат сложения колебаний, исходящих из непокрытых точек волновой поверхности. Явления же второго рода наблюдаются при помощи зрительной трубы,

в фокальной плоскости которой собираются те лучи, которые исходят из непокрытых точек волновой поверхности, направляясь к объективу трубы в параллельных между собою направлениях.

Впервые Gouy (1886) обратил внимание на то, что при прохождении волны через фокус, происходит изменение в знаке амплитуды, т. е. как бы потеря половины длины волны. Sagnac, Joubin, Fabry, Zeemann исследовали этот вопрос теоретически и экспериментально. Strehl (1905) показал, что явление может быть объяснено простым способом, без введения новых гипотез. Дальнейшие исследования этого вопроса произвели Reiche (1909), Debye (1909), Möbius (1910) и др.

§ 2. Элементарный разбор некоторых простейших случаев диффракции. Простейшие случаи диффракции суть: малое круглое отверстие в экране, малый круглый экран, весьма узкий экран, узкая щель и бесконечный с одной стороны экран.

1. Малое круглое отверстие. В непрозрачном экране $X Y$ (рис. 406) находится малое круглое отверстие CB . В O помещается центр волновой поверхности PQ , в NN экран. Вопрос об определении силы света в различных точках этого экрана представляет весьма большие трудности, даже в случае, когда O находится на прямой MO , перпендикулярной к $X Y$. Простою представляется только задача определения силы света в средней точке M . Пусть $AO = a$, $AM = b$ и $MB = MC = r$. Разделим CAB на зоны Френеля, и пусть их число равно n , так что $r = b + n\lambda/2$. Если число n зон четное, то они, выражаясь сокращенно, „попарно уничтожаются“, и в точке M будет темнота; если же n нечетное, то средняя зона остается неуничтоженной, и сила света в M получается максимальная. Будет ли n четное или нечетное, зависит, между прочим, от расстояния b , так что точка M будет попеременно светлая и темная, если приближать экран NN к отверстию CAB . Обозначим через $s = AB = AC$ радиус отверстия. Формула (3) стр. 570 непосредственно приложима к нашему случаю. Она дает $s^2 = nab\lambda : (a + b)$, откуда



$$b = \frac{as^2}{na\lambda - s^2} \dots \dots \dots (9)$$

Этот формулою определяются те расстояния b экрана от отверстия, при которых сила света в средней точке M наибольшая (n нечетное) и наименьшая (n четное). Эти расстояния b зависят от λ , поэтому они различны для лучей различной длины волны. Вследствие этого точка M оказывается окрашенной, если падающие лучи белые; с изменением расстояния b окраска меняется.

В предыдущем параграфе мы вывели формулу (6), в которой $k\lambda = 1$, см. (7, а); эта формула выражает именно амплитуду колебания в точке M при всяком $\delta = r - b$. Из нее также вытекает, что при δ равном четному числу $\lambda/2$, амплитуда $A_1 = 0$, и что она принимает наибольшее значение, когда δ содержит нечетное число полуволн.

Вычисление силы света в боковых точках M_1 , как сказано, представляет большие трудности. Оно показывает, что точка M окружена темными и светлыми кругами, радиусы которых, главным образом, зависят от s , b и λ .

II. Малый круглый экран. Непрозрачный большой экран с малым круглым отверстием и малый круглый экран представляют пример экранов друг другу дополнительных, т. е. таких, в которых прозрачные и непрозрачные места, как бы обмениваются местами. Совокупность прозрачных частей двух дополнительных экранов составляет как бы отсутствие всякого экрана, т. е. соответствует случаю свободного распространения волновой поверхности, дающей на произвольном экране везде одинаковую силу света. Было бы, однако, неправильно заключить отсюда, что такие два экрана должны давать дополнительные друг другу распределения света и вот почему. Пусть y перемещение эфира в данном месте и в данный момент при отсутствии всяких экранов; далее, пусть y_1 и y_2 перемещения, соответствующие каждому из двух дополнительных экранов, взятых отдельно. В этом случае несомненно $y = y_1 + y_2$. Но из этого равенства вовсе не следует $J = J_1 + J_2$, где J , J_1 и J_2 силы света без экрана и с каждым из них в отдельности, ибо истинная связь между силами света имеет вид (т. I) $J = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} \cos \varphi$, где φ разность фаз двух колебаний; только при $\varphi = \frac{\pi}{2}$ имеем $J = J_1 + J_2$. Теперь понятно, что малый круглый экран дает распределение света которое вовсе не есть дополнительное к получаемому при малом круглом отверстии. Пусть O (рис. 407) центр волновой поверхности, на пути которой расположен малый круглый экран BC , геометрическая тень которого ED . Poisson первый разобрал этот случай теоретически и пришел к неожиданному результату, что при достаточно малом угле AMB сила света вдоль прямой MA , т. е. в центре геометрической тени, почти такая же, какая получилась бы при отсутствии всякого экрана. Arago подтвердил путем опыта этот вывод теории.

Чтобы понять возможность такого вывода, вообразим себе свободную часть $PCBQ$ волновой поверхности разделенною на зоны Френеля; первой зоной назовем ту, внутренний край которой совпадает с внешним краем экрана CB . Рассуждая как прежде, т. е. допуская, что вторая зона уничтожается половиною первой и половиною третьей (выражаясь кратко) и т. д., мы приходим к результату, что на точку M действует половина первой зоны, вызывающая в M почти такое-же движение, как половина центральной зоны при свободной волновой поверхности, так как поверхности всех зон можно принять одинаковыми. Вокруг центральной точки M , всегда светлой и потому при белом свете не окрашенной, полу-

чается ряд светлых и темных колец, радиусы которых зависят от длины волны λ , и которые поэтому оказываются окрашенными при освещении белым светом. Эти кольца переходят за пределы геометрической тени ED .

III. Узкая щель. Когда свободная часть волновой поверхности имеет значительные размеры в каком-нибудь направлении (в обе стороны), то достаточно рассматривать одну, т. наз. центральную полосу этой свободной части. Выясним это на примере узкой щели $ABCD$, рис. 408. Положим, что неизображенная на рисунке точка M , для которой мы ищем силу света, расположена на экране, параллельном плоскости щели и притом на прямой, перпендикулярной в O к плоскости щели. Разделим отверстие щели или, точнее, ту часть волновой поверхности, которая вырезывается щелью, на полосы, проводя через центр волновой поверхности плоскости параллельно краю AC , т. е. плоскости, почти параллельные между собою; пусть ab одна из этих полос. Разделим ее на части, соответствующие зонам Френеля; эти части ограничены линиями, расстояния которых от рассматриваемой точки M составляют арифметическую прогрессию с разностью $\lambda/2$. Рассуждение, которым мы уже неодно-

Рис. 407.

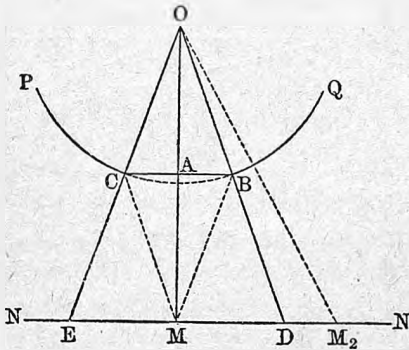
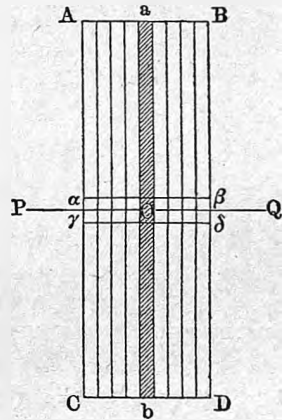


Рис. 408.



кратно пользовались, приводит к заключению, что на точку M действуют только смежные половины двух средних частей. Прилагая сказанное ко всем полосам ab , мы видим, что действие щели $ABCD$ сводится к действию узкой экваториальной полосы $\alpha\beta\gamma\delta$, расположенной около прямой PQ пересечения щели с плоскостью, перпендикулярной к сторонам AC и BD , и проходящей через точку M . Возьмем эту плоскость за плоскость рисунка 409, в котором CB ширина щели; на M, M_1, M_2 и т. д. влияет лишь узкая полоса CAV волновой поверхности. Проводя из точки M_1 плоскости, перпендикулярные к CM_1V и пересекающие полосу CAV в точках, расстояния которых от M_1 составляют арифметическую прогрессию с разностью $\lambda/2$, мы разделим полосу на части, заменяющие в нашем случае зоны Френеля. Рассмотрим точку M_2 , лежащую вне геометрически освещенной части ED ; если $CM_2 - BM_2 = n\lambda/2$ и n четное, то в M_2 будет

темнота, если n нечетное — свет. Ясно, что на экране NN получается ряд светлых и темных полос, параллельных длине щели. Для точек M_1 , лежащих внутри ED , мы проводим линию OM_1 , разделяющую полосу $СМВ$ на две, вообще неравные части, действия которых должны быть отдельно вычислены. Когда $CD — BD$ равно или меньше $\lambda/2$, то вся часть ED светлая, и полосы находятся только внутри геометрической тени, т. е. вне ED . Но если $CD — BD$ содержит несколько $\lambda/2$, то и внутри ED получаются полосы, причем середине M соответствует темная или светлая полоса, смотря по тому, укладывается ли четное или нечетное число зон на половине AB экваториальной полосы.

IV. Весьма узкий экран (напр., проволока). Мы можем восполь-

Рис. 409.

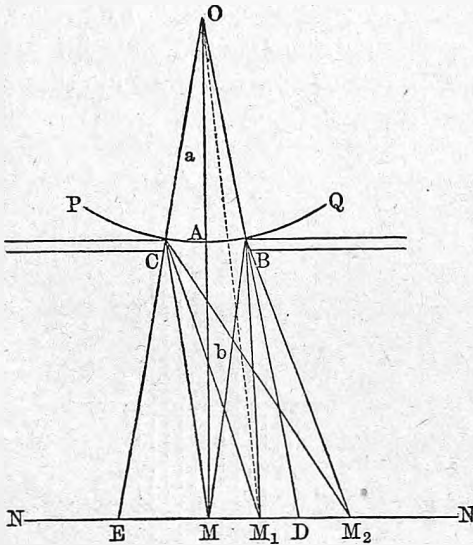
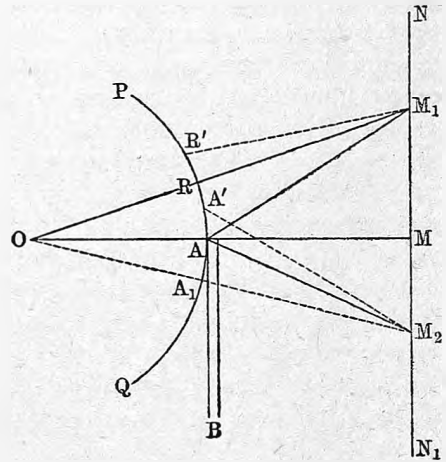


Рис. 410.



зоваться рисунком 407 (стр. 575), полагая, что $СВ$ обозначает ширину экрана. И здесь приходится рассматривать только экваториальные полосы $РС$ и $ВQ$. Пусть M_1 лежит внутри геометрической тени; разделим BQ и $СР$ на отрезки, проводя из M_1 дуги с радиусами $M_1B, M_1B + \lambda/2, M_1B + 2\lambda/2$ и т. д., $M_1C, M_1C + \lambda/2, M_1C + 2\lambda/2$ и т. д. Действие полос $РС$ и $ВQ$ сводится к действию полуотрезков, ближайших к $СВ$. Отсюда ясно, что через M проходит полоса светлая при всяком λ и всяком не слишком малом AM ; параллельно ей идут светлые и темные полосы, расстояние которых друг от друга, между прочим, зависит от длины волны λ . Вне ED , в M_2 , уже почти не действует полоса $СР$, полоса же $ВQ$ вызывает справа от ED также светлые и темные полосы и точно также полоса $СР$ слева от ED . Происхождение их будет понятно из разбора следующего случая.

V. Край большого экрана. Положим, что край большого экрана проходит через A перпендикулярно к плоскости рис. 410. PQ волновая поверхность, O ее центр, NN_1 , экран. Действие волновой поверхности

сводится к действию полосы AP . Пусть M_1 находится вне геометрической тени MN_1 ; соединим M_1 с O . Действие полосы RP сводится к действию половины отрезка RR' , где $M_1R' = M_1R + \frac{1}{2}\lambda$. Действие же RA будет нуль, когда $M_1A - M_1R = n\lambda/2$, где n четное, и будет наибольшее, когда n нечетное. Отсюда следует, что вне геометрической тени MN_1 появляется ряд светлых и сравнительно темных полос, параллельных краю A ; расположение их должно зависеть от λ . Внутри геометрической тени MN_1 , напр., для точки M_2 , действие полосы AP сводится к действию половины отрезка AA' , где $M_2A' - M_2A = \lambda/2$; отсюда следует, что свет проникает в область MN_1 , но сила его быстро ослабевает по мере удаления от M .

VI. Кольцевой экран, устраняющий четные или нечетные зоны. Начертим на листе бумаги ряд концентрических окружностей, радиусы которых относились бы, как $\sqrt{1} : \sqrt{2} : \sqrt{3}$ и т. д. Получается средний круг и ряд колец. Зачерним нечетные кольца, или средний круг и четные кольца; снимем с полученного рисунка весьма маленькую фотографию на стекле, и поместим светящуюся точку на оси того кольцевого экрана, которым представляется эта фотография. Тогда наш экран будет действовать как собирающее стекло, ибо с другой его стороны, на продолжении оси, будет находиться нечто вроде фокуса, т. е. такая точка M , для которой светлые и темные кольца экрана как раз будут соответствовать зонам Френеля. Так как из этих зон открыты только четные или только нечетные, то разность хода лучей, доходящих до M из любой пары открытых колец, всегда составит целое число волн, вследствие чего все эти лучи усилятся. Чем меньше λ , тем дальше находится M от экрана, т. е. фокус красных лучей находится ближе к экрану, чем фокус фиолетовых; в собирающих стеклах имеет место обратное явление. Wood (1898) теоретически и практически исследовал такого рода кольцевые экраны; Cotton (1902) получил такие экраны, содержащие до 2000 колец, фотографируя Ньютоновы кольца.

Следует заметить, что во многих, разобранных нами в XIII главе случаях интерференции, диффракция играет заметную роль. Так например, в случае Френелевских зеркал мы, наряду с интерференционными полосами, наблюдаем полосы диффракционные, которые не следует смешивать с первыми.

А именно, для каждого из двух изображений — S_1 и S_2 , см. рис. 364 стр. 523, одно из 2-х зеркал является широким отверстием, край которого проходит через точку A . Другое зеркало при этом не играет роли. В этом примере не трудно отличить широкие полосы диффракции от тонких линий интерференции. Другой пример мы имеем в интерферометре Lummer'a (см. рис. 401 стр. 560). При полной теории этого интерферометра, как показал Лауе (1904) должна быть учтена и диффракция от щели, сквозь которую вступает свет. В противном случае получаются результаты противоречащие принципу сохранения энергии.

Беркман и Яковлев получили, под руководством Аркадиева, весьма интересные фотографические снимки диффракционных явлений.

§ 3. **Графический способ Сопни.** Мы видели, что два гармонических колебательных движения одного направления, амплитуды которых a и b , а фазы φ_1 и φ_2 , складываются в одно колебание, амплитуда A и фаза φ которого определяется формулами, см. т. I,

$$A^2 = a^2 + b^2 + 2ab \cos(\varphi_1 - \varphi_2),$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a \sin \varphi_1 + b \sin \varphi_2}{a \cos \varphi_1 + b \cos \varphi_2}.$$

Проведем произвольную прямую OC (рис. 411) и пусть $\angle MOC = \varphi_1$, $\angle NOC = \varphi_2$, $MO = a$, $NO = b$. Построим параллелограмм $OMPN$. Легко видеть, что $A = OP$ и $\varphi = \angle POC$. Этот метод построения амплитуды A и фазы φ можно распространить на случай сложения произволь-

Рис. 411.

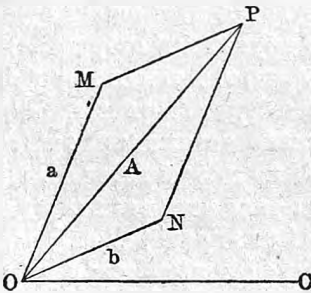
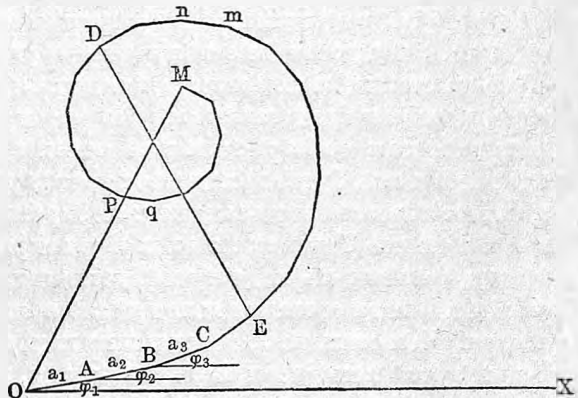


Рис. 412.



ного числа колебаний, а именно, мы можем найти искомую амплитуду A и фазу φ при помощи построения многоугольника амплитуд, вполне аналогичного многоугольнику векторов, напр., сил или скоростей, рассмотренному в т. I. Проведем произвольную прямую OX (рис. 412) и из точки O прямую $OA = a_1$, из A прямую $AB = a_2$, из B прямую $BC = a_3$ и т. д., где a_i амплитуды тех колебаний, которые требуется сложить. Прямые OA , AB , BC и т. д. проводим в таких направлениях, чтобы $\angle AOX = \varphi_1$, $(BA, OX) = \varphi_2$, $(CB, OX) = \varphi_3$ и т. д., где φ_i фаза колебания, амплитуда которого a_i . Получается многоугольник, элемент mn которого соответствует, напр., фазе π , элемент pq фазе 2π или 0 . Замыкающая MO многоугольника представляет искомую амплитуду A , а угол MOX фазу φ . Все фазы относятся к какому-либо моменту времени, от которого зависит только относительное положение многоугольника и прямой OX , но не зависит ни форма многоугольника, ни длина OM , ни угол между OM и одним из элементов, напр., первым OA , т. е. относительная величина фазы φ . Когда число складываемых колебаний весьма велико, то многоугольник можно заменить кривою линией. Прямая DC , соединяющая две произвольные точки ломанной или кривой, определяет амплитуду и фазу колебания, получающегося при сложении всех тех колебаний, которые представлены

элементами части ломанной или кривой, заключенной между точками C и D .

Неограниченная в обе стороны полоса PQ (рис. 413) вызывает в точке M колебание, которое получается при помощи этого графического метода, причем кривая линия имеет вид, показанный на рис. 414. AQ соответствует одной половине кривой, AP — другой половине. Действительно, амплитуды колебаний, вызываемых в M элементами полосы PQ , постепенно уменьшаются, между тем как фазы равномерно возрастают. Это и дает две симметрично расположенные спирали с бесконечным числом оборотов, которые беспредельно приближаются к двум точкам K и L , никогда их не достигая. Вся полоса вызывает в M колебание, амплитуда которого равна KL .

Приложим этот графический способ к случаю рис. 410 стр. 576, т. е.

Рис. 413.

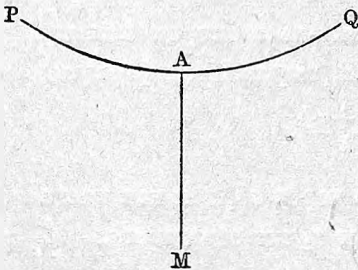
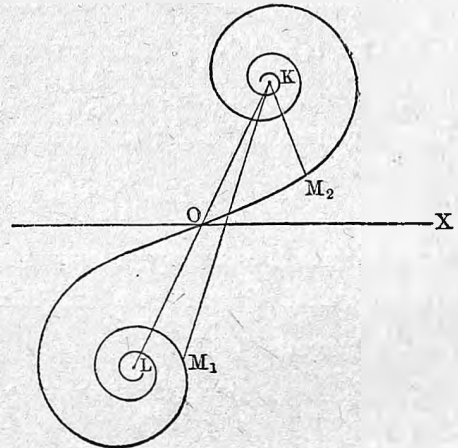


Рис. 414.



к диффракции, вызываемой краем большого экрана AB . На точку M_1 , лежащую вне геометрической тени MN_1 , действует свободная половина RP полосы и часть RA другой половины. Графически мы получаем одну целую спираль OK и часть OM_1 другой; искомая амплитуда в M_1 выражается прямой KM_1 . Когда M_1 перемещается от M_1N (рис. 410), то на рис. 414 точка M_1 движется от O по спирали к L . Отсюда ясно, что амплитуда в M равна KO , и что в части MN амплитуда меняется, периодически переходя через максимальные и минимальные значения, приближаясь к KL , соответствующей полному освещению. Когда рассматриваемая точка M_2 находится в геометрической тени MN_1 , то для нее середина полосы находится в A_1 и след. действует только часть половины полосы, которая графически представлена частью половины спирали, напр., от K до M_2 . Когда на рис. 410 M_2 удаляется от M_1 то на рис. 414 M_2 по спирали движется к K . Амплитуда KM_2 постепенно уменьшается до нуля без возрастаний и убываний, что вполне соответствует прежним выводам. Предоставляем читателям таким-же способом разобрать случай узкой щели и узкого экрана.

§ 4. Понятие об интегралах Fresnel'я. Fresnel развил теорию дифракционных явлений, рассматривая вполне произвольный экран; он показал важную роль, которую играют в этой теории интегралы

$$U = \int \sin\left(\frac{\pi}{2} x^2\right) dx \text{ и } V = \int \cos\left(\frac{\pi}{2} x^2\right) dx,$$

которые и получили название Френелевых интегралов.

Пусть O (рис. 415) светящаяся точка, PQ экран, в котором находятся отверстия какой-либо формы. Требуется определить амплитуду A_1 в точке M , полагая, что на расстоянии единицы от O амплитуда равна A . Мы допустим, что OCM перпендикулярно к PQ ; пусть $OC = a$, $CM = b$. Принимаем C за начало координат x, y на плоскости PQ ; пусть в B находится элемент $dx dy$ отверстия, координаты которого x и y . Введем обозначения $BC = r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $BO = r_1$, и $BM = r_2$; полагаем, что r весьма мало сравнительно с a и b . Имеем $r_1 = \sqrt{a^2 + r^2} = a \left(1 + \frac{r^2}{a^2}\right)^{\frac{1}{2}} = a + \frac{r^2}{2a}$ и так же $r_2 = b + \frac{r^2}{2b}$. Амплитуда A/r_1 в элементе B вызывает в M колебание, амплитуда которого $\frac{kA}{r_1 r_2} dx dy$, где k множитель пропорциональности. Перемещение dY в M , вызванное элементом B , выражается формулой

$$dY = \frac{kA}{r_1 r_2} dx dy \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{r_1 + r_2}{\lambda}\right).$$

В знаменателе амплитуды можно $r_1 r_2$ заменить через ab , так как разность весьма мала. Вставляя в скобках вместо r_1 и r_2 их значения $a + \frac{r^2}{2a}$ и $b + \frac{r^2}{2b}$, имеем

$$dY = \frac{kA}{ab} dx dy \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} - \frac{a+b}{2ab\lambda} r^2\right).$$

Взяв сумму этих выражений, получаем Y , которое должно выражать гармоническое колебательное движение с неизвестною искоюю амплитудой A_1 . Мы можем написать

$$Y = \sum \frac{kA}{ab} dx dy \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} - \frac{a+b}{2ab\lambda} r^2\right) = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} + \Delta\right).$$

По способу, изложенному в т. I, получаем

$$A_1^2 = \left(\sum \frac{kA}{ab} dx dy \sin 2\pi \frac{a+b}{2ab\lambda} r^2\right)^2 + \left(\sum \frac{kA}{ab} dx dy \cos 2\pi \frac{a+b}{2ab\lambda} r^2\right)^2.$$

Вставляя $r^2 = x^2 + y^2$ и заменяя знак \sum знаком двойного интеграла, получаем

$$A_1^2 = \frac{k^2 A^2}{a^2 b^2} \left[\iint \sin 2\pi \frac{(a+b)(x^2+y^2)}{2ab\lambda} dx dy \right]^2 + \left[\iint \cos 2\pi \frac{(a+b)(x^2+y^2)}{2ab\lambda} dx dy \right]^2 \dots \dots (9,a)$$

Введем новые переменные

$$\sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}} x = u, \quad \sqrt{\frac{2(a+b)}{ab\lambda}} y = v,$$

и введем обозначения

$$\left. \begin{aligned} \int \sin \frac{\pi}{2} u^2 du &= U_x; & \int \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv &= U_y; \\ \int \cos \frac{\pi}{2} u^2 du &= V_x; & \int \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv &= V_y \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

Тогда получается весьма легко, что

$$\left. \begin{aligned} A_1^2 &= \frac{k^2 A^2 \lambda^2}{4(a+b)^2} (M^2 + N^2), \\ M &= U_x V_y + V_x U_y, \\ N &= V_x V_y - U_x U_y \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

Пределы интегралов (10) определяются контурами отверстий находящихся в экране. Gilbert дал таблицы интегралов

$$\int_0^v \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv \text{ и } \int_0^v \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv$$

от $v = 0$ до $v = 5,0$ через каждые $0,1$. Теорией этих интегралов занимались Fresnel, Cauchy, Knochenhauer, Struve, Умов и друг. Известно, что

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv &= \int_0^\infty \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv = \frac{1}{2} \\ \int_{-\infty}^\infty \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv &= \int_{-\infty}^\infty \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv = 1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11,a)$$

В частном случае, когда экран отсутствует, т. е. волновая поверхность вполне свободна, пределы всех интегралов (10) суть $-\infty$ и $+\infty$. Тогда (11) и (11, a) дают $M = 2$, $N = 0$, и след.

$$A_1^2 = \frac{k^2 \lambda^2 A^2}{(a+b)^2},$$

что вполне согласно с формулою (7) стр. 572.

Для случая большого экрана (рис. 410) получаем амплитуду на краю геометрической тени, принимая пределы интегралов U_x и V_x равными 0 и ∞ , а интегралов U_y и V_y равными $-\infty$ и $+\infty$. Тогда (11, a) дает $M = 1$, $N = 0$ и след.

$$A_1^2 = \frac{1}{4} \frac{k^2 \lambda^2 A^2}{(a+b)^2}.$$

В более общем случае, когда пределы одной из переменных, напр., y суть $-\infty$ и $+\infty$, имеем $U_y = V_y = 1$, и след.

$$A_1^2 = \frac{1}{2} \frac{k^2 \lambda^2 A^2}{(a+b)^2} [U_x^2 + V_x^2].$$

При помощи этой формулы можно подробно разобрать случаи края большого экрана, узкого экрана, узкой щели и др.

Формула (9,а) дает для круглого отверстия, центр которого находится в C (рис. 415) и радиус которого ρ :

$$A_1 = A \sin \frac{\pi (a+b) \rho^2}{2ab\lambda},$$

если ввести полярные координаты, положив $x^2 + y^2 = r^2$ и $dx dy = r dr d\phi$.

§ 5. Диффракционные явления Fraunhofer'a. Представим себе, что экран NN (рис. 406, 407, 409 и др.) удаляется от диффракционной пластинки на бесконечно большое расстояние, так что все лучи, выходящие из непокрытых точек волновой поверхности и сходящиеся в одной из точек M экрана NN , делаются между собой параллельными. В этом случае вычисление силы света в M значительно упрощается. Удаление экрана NN в бесконечность практически невыполнимо, но Fraunhofer показал,

Рис. 415.

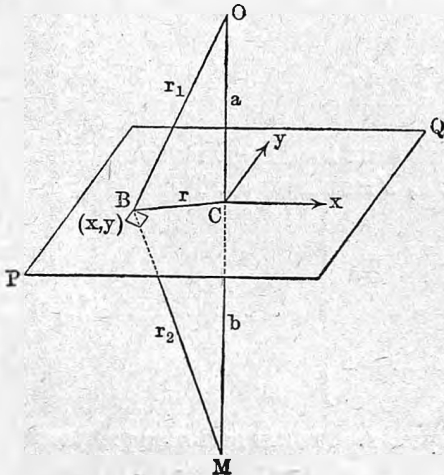
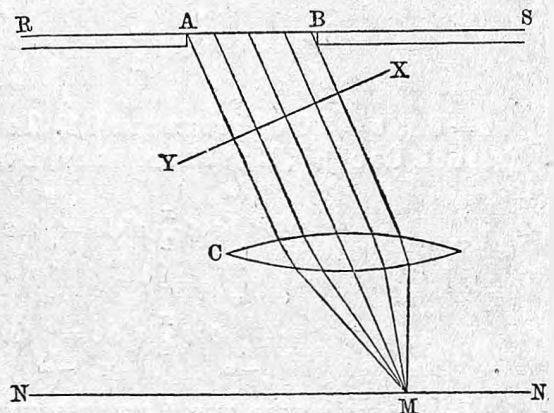


Рис. 416.



что можно получить диффракционные явления, соответствующие этому случаю, помещая собирающее стекло на произвольном расстоянии от диффракционной пластинки и наблюдая диффракционное явление в главной фокальной плоскости этого стекла.

Для объяснения рассмотрим рис. 416, на котором RS диффракционная пластинка, AB одно из отверстий, все точки которого мы рассматриваем как новые центры колебаний. Если на пути лучей поставить стекло CD , то в точке M , принадлежащей главной фокальной плоскости стекла CD , соберутся лучи, которые между AB и CD параллельны друг другу. Эти лучи сойдутся в M с теми разностями хода, а след. и фаз, которые они приобрели вследствие наклона к плоскости отверстия AB , и которыми они обладают в любой плоскости XY , перпендикулярной к их направлению, ибо мы видели (стр. 138), что оптическая длина всех лучей между XY и M одна и та же, так что на этом пути никакой новой разности фаз между распространяющимися колебаниями не появляется.

Fraunhofer пользовался указанным здесь способом, наблюдая диффракционные явления при помощи зрительной трубы, установленной на бесконечность. Об'ектив этой трубы играет роль стекла CD , диффракционная пластинка прикладывается непосредственно к стеклу; она помещается внутри деревянного кольца C , рис. 417, которое со своей стороны вставляется в кольцо B , надетое на тот конец зрительной трубы A , на котором находится об'ектив. На рисунке виден листочек станиоля d , закрывающий небольшой вырез в медной пластинке; в этом листочке прорезаны малые отверстия. Обыкновенно имеется целая коллекция колец C , в которых эти отверстия различны по величине, форме и расположению. Источник света должен иметь малые размеры.

Отверстия AB (рис. 416) всегда малы сравнительно с размерами стекла CD , и потому в его главной фокальной плоскости получается целая диффракционная фигура, каждая точка M которой соответствует некоторому определенному направлению параллельных пучков лучей, исходящих из точек отверстий AB .

Рассматривая далее частные случаи Фраунгоферовых диффракционных явлений, мы не будем вовсе чертить стекла CD . За координаты

Рис. 417.

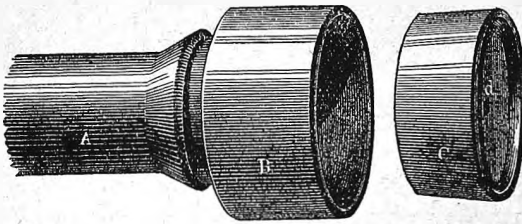
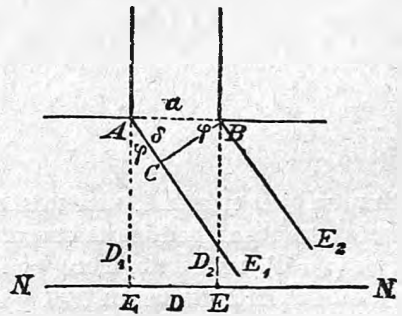


Рис. 418.



точек диффракционных фигур, получаемых в главной фокальной плоскости стекла, мы будем принимать углы, определяющие направление параллельных пучков лучей, ибо каждому такому направлению соответствует определенная точка фокальной плоскости.

§ 6. Одна щель. Пусть $AB = a$ (рис. 418) ширина щели, на которую падают параллельные лучи от достаточно отдаленного источника. Положим сперва, что они падают перпендикулярно к плоскости щели, так что фаза колебаний во всех точках плоской волны AB одна и та же. Пучек лучей AD_1BD_2 перпендикулярный к плоскости щели, дает в средней точке D фокальной плоскости NN стекла максимум силы света, ибо все колебания достигают точки D , находясь при одной общей фазе. Пучек лучей AE_1BE_2 , составляющий угол φ с нормалью AD_1 , дает в соответствующей точке E экрана амплитуду, величина которой зависит от разности хода $\delta = AC$ крайних лучей AE_1 и BE_2 . Очевидно

$$\delta = a \sin \varphi \dots \dots \dots (12)$$

Положим, что $\delta = n\lambda$, где n целое число. Разделим ширину a щели на $2n$ равных частей, которым будут соответствовать $2n$ одинаковых пучков лучей, причем разность хода лучей соседних пучков будет равна $\lambda/2$. Эти пучки, интерферируя в точке E , попарно уничтожаются, и так как их число четное, то в E будет находиться темная полоса, параллельная щели. Равенство $a \sin \varphi = n\lambda$ дает места темных полос, т. е. минимумов силы света; они определяются углами φ , для которых

$$\sin \varphi = \frac{n\lambda}{a} \dots \dots \dots (13)$$

где n целое число, но не нуль, которому соответствует максимум силы света в D .

Между темными полосами, симметрично расположенными с обеих сторон от D , находятся светлые полосы; точное положение мест наибольшей силы света мы определим ниже. Углы φ , соответствующие темным

Рис. 419.

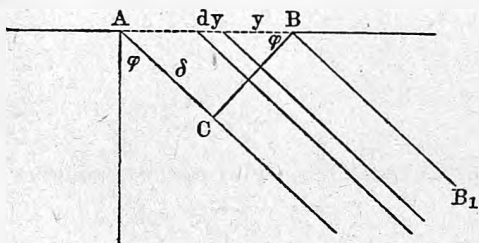
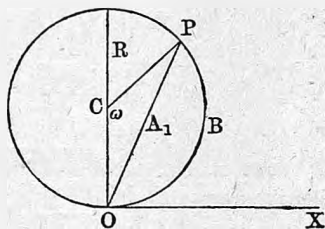


Рис. 420.



линиям, тем меньше, чем меньше λ ; то же самое должно относиться и к местам наибольшей силы света, кроме среднего максимума около точки D (при $\varphi = 0$), не зависящего от λ . Когда падающий свет белый, то полосы наибольшей силы света для различных λ располагаются рядом, образуя диффракционные спектры. Эти спектры расположены симметрично с обеих сторон от середины D ; они все обращены фиолетовыми концами к D , т. е. фиолетовые лучи наименее отклонены от первоначального направления лучей. Последовательные спектры иногда называются спектрами первого, второго и т. д. порядка. Спектр первого порядка соответствует значениям $\delta = a \sin \varphi$, средним между λ и 2λ ; спектр второго порядка — средним между 2λ и 3λ и т. д.

Точная формула для силы света J при произвольном φ может быть найдена при помощи построения Согни. Но мы предпочитаем сперва вывести формулу обычным для задач по диффракции способом.

Экваториальную полосу (рис. 419) AB разделим на элементы dy , где расстояние y считаем от точки B . Так как амплитуда A_1 , получающаяся при интерференции колебаний, зависит только от разностей фаз этих колебаний, то мы для удобства примем фазу колебания луча BB_1 в точке, где происходит интерференция, равную $\frac{2\pi}{T}$. Колебание, исходящее от элемента dy , дает амплитуду, пропорциональ-

ную амплитуде A падающих лучей и ширине dy ; фаза колебания будет отличаться от $\frac{2\pi t}{T}$ на величину $2\pi y \sin \varphi : \lambda$, потому уравнение колебания примет вид

$$dY = kA dy \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y \sin \varphi}{\lambda} \right),$$

где k множитель пропорциональности. Вся щель вызывает колебание

$$Y = kA \int_{y=0}^a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{y \sin \varphi}{\lambda} \right) dy \dots \dots \dots (13,a)$$

Отсюда

$$Y = kA \int_{y=0}^a \cos \frac{2\pi y \sin \varphi}{\lambda} dy \cdot \sin 2\pi \frac{t}{T} - kA \int_{y=0}^a \sin \frac{2\pi y \sin \varphi}{\lambda} dy \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

Полагая $Y = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \Phi \right),$

мы, как выше, получаем

$$A_1^2 = \left[kA \int_0^a \cos \frac{2\pi y \sin \varphi}{\lambda} dy \right]^2 + \left[kA \int_0^a \sin \frac{2\pi y \sin \varphi}{\lambda} dy \right]^2 \dots \dots (14)$$

Два интеграла, которые здесь встречаются, вычисляются весьма легко. Если положить $A_1^2 = J$ и ввести обозначение

$$\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} = u \dots \dots \dots (15)$$

то получается

$$J = A_1^2 = k^2 A^2 a^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \dots \dots \dots (15,a)$$

При $\varphi = 0$ имеем $u = 0$, и для силы света J_0 в средней точке получается

$$J_0 = k^2 A^2 a^2 \dots \dots \dots (16)$$

и след.

$$J = J_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \dots \dots \dots (17)$$

Формула (16) показывает, что сила света J_0 пропорциональна квадрату ширины a щели. Schwarzschild (1901) показал, что формула (15,a) не вполне верна, и что точное вычисление приводит к гораздо более сложному выражению. Покажем, как получить формулу (17), пользуясь графическим построением Согни. Амплитуды колебаний, доходящих из различных элементов полосы AB (рис. 419) до соответствующей точки фокальной плоскости стекла, равны между собою; их фазы увеличиваются равномерно, составляя арифметическую прогрессию. Отсюда следует, что построение Согни дает правильный многоугольник, а в пределе круг (рис. 420). Каждому увеличению разности хода на λ , а след. фазы на 2π

соответствует один полный оборот круга. Если $\delta = a \sin \varphi = (n + \alpha)\lambda$, где n целое число и α правильная дробь, то наша кривая s состоит из n полных оборотов круга плюс дуга OBP , центральный угол $\omega = \angle OCP$ которой получается из пропорции $\omega : 2\pi = \alpha\lambda : \lambda$, откуда $\omega = 2\pi\alpha$.

Искомая амплитуда $A_1 = OP$, откуда

$$A_1^2 = 4R^2 \sin^2 \frac{\omega}{2} \dots \dots \dots (18)$$

Необходимо определить R и ω . Вся дуга s пропорциональна ширине щели a и амплитуде A , так что можно положить

$$s = kAa,$$

где k множитель пропорциональности. С другой стороны $s = 2\pi R(n + \alpha)$. Приравняв два значения для s , получаем

$$R = \frac{kAa}{2\pi(n + \alpha)} \dots \dots \dots (19)$$

Равенство $\omega = 2\pi\alpha$ дает

$$\sin^2 \frac{\omega}{2} = \sin^2 \alpha\pi = \sin^2 (n + \alpha)\pi \dots \dots \dots (19,a)$$

Вставляя (19) и (19,a) в (18), получаем

$$A_1^2 = \frac{k^2 A^2 a^2}{\pi^2 (n + \alpha)^2} \sin^2 (n + \alpha)\pi \dots \dots \dots (20)$$

Наконец равенство $\delta = a \sin \varphi = (n + \alpha)\lambda$ дает

$$(n + \alpha) = \frac{a \sin \varphi}{\lambda}.$$

Если это вставить в (20), то и получается формула (15,a).

Рассмотрим ближе формулу (17), которая, как мы видели, дает $J = J_0$ при $\varphi = 0$. Мы имеем $J = 0$ при $u = n\pi$, где n целое число. Но тогда (15) дает $J = 0$ при $\sin \varphi = n\lambda : a$. Эта формула, определяющая положение середин темных полос, уже была найдена, см. (13). Формула (17) дает возможность определить положение линий наибольшей силы света. Приравняв производную $dJ : d\varphi$ нулю, получаем

$$\operatorname{tg} u = u \dots \dots \dots (21)$$

Корни этого трансцендентного уравнения определяют те u , а след. и те φ , которые соответствуют наибольшей силе света. Чтобы найти приблизительные значения корней u_1, u_2 и т. д., обратимся к рис. 421, на котором при координатной системе XOY начерчены прямая OC , уравнение которой $y = x$, и кривая $y = \operatorname{tg} x$. Абсциссы точек пересечения и дают искомые u_1, u_2 и т. д. Мы видим, что это корни $u_1 = 3\pi/2 - \alpha_1, u_2 = 5\pi/2 - \alpha_2$ и т. д., где величины α быстро убывают, так что при большом p можно принять $u_p = (p + 1/2)\pi$. Так как $\sin^2 u_p$ близко к единице, то последо-

вательные наибольшие значения силы света приблизительно относятся между собою, как значения J_0 , т. е. $1, \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2, \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2$ и т. д. или проще, как $1 : 1/20 : 1/56 : 1/110$. Отсюда ясно, что эти значения быстро убывают. На рис. 422 показано распределение света в фокальной плоскости стекла по направлению $O X$, принятому перпендикулярно к длине щели. Вставляя точные значения корней u в (15), получаем максимальные силы света при $a \sin \varphi = 0; 1,430 \lambda; 2,459 \lambda; 3,471 \lambda; 4,477 \lambda; 5,482 \lambda; 6,484 \lambda;$

Рис. 421.

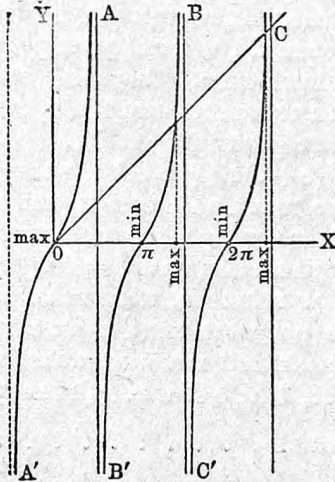
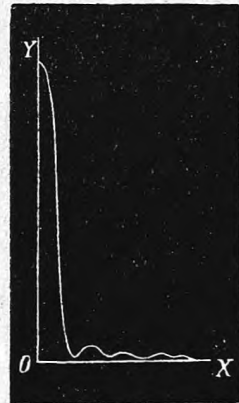


Рис. 422.



$7,487 \lambda$ и т. д. между тем как $J = 0$ получается при $a \sin \varphi = \lambda, 2 \lambda, 3 \lambda$ и т. д. Уравнения (17) и (21) дают

$$J_{max} = \frac{J_0}{1 + u_k^2} \dots \dots \dots (21, a)$$

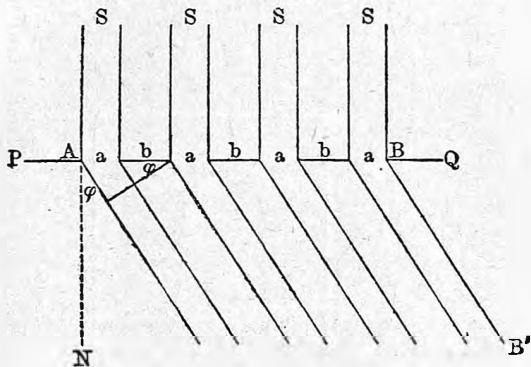
§ 7. Диффракционные решетки. Представим себе весьма большое число (напр., несколько тысяч) щелей одинаковой ширины a , параллельных между собою и находящихся на одинаковых расстояниях друг от друга. Совокупность таких щелей называется диффракционной решеткою. Допустим, что на такую решетку, нормально к ее плоскости PQ (рис. 423) падают лучи S . Требуется определить силу света S в фокальной плоскости собирающего стекла в зависимости от угла φ , составляемого направлением параллельных лучей, исходящих из щелей, с нормалью AN к поверхности решетки. Число щелей обозначим через N .

Элементарно можно придти к приближительному решению задачи следующим образом. Прежде всего легко видеть, что сила света $J = 0$ каждый раз, когда $N(a + b) \sin \varphi = n \lambda$, где n целое число, или, иначе, когда

$$\sin \varphi = \frac{n \lambda}{N(a + b)} \dots \dots \dots (22)$$

Действительно, $N(a + b)$ есть ширина всей решетки; $N(a + b)\sin \varphi$ есть разность хода между пучками лучей, исходящими из двух крайних щелей. Если эта разность равна λ , то все щели можно разделить на две равные группы, по $1/2 N$ щелей в каждой, причем разность хода пучков, исходящих из соответствующих щелей той и другой группы, равна $1/2 \lambda$. Колебания, исходящие из двух групп щелей, попарно уничтожаются.

Рис. 423.



Если разность хода крайних пучков равна 2λ , то все щели разделим на четыре группы; разность хода соответствующих щелей соседних групп опять равна $\lambda/2$ и потому, выражаясь сокращенно, первая группа уничтожается второй, третья — четвертой и т. д. Когда $N(a + b)\sin \varphi = 3 \lambda$, мы разделим все щели на шесть групп и т. д. Более подробное исследование показывает, что $J = 0$ при всяком целом n , исключая $n = 0$,

$N, 2 N, 3 N$ и т. д. При $n = 0$ имеем $\varphi = 0$, разность хода пучков равна нулю и мы, очевидно, имеем в середине фокальной плоскости максимум силы света, не зависящий от λ . Когда $n = N, 2 N, 3 N$ и т. д., имеем

$$(a + b)\sin \varphi = m \lambda \dots \dots \dots (23)$$

где m целое число. Но $(a + b)\sin \varphi$, очевидно, равно разности хода соответствующих лучей соседних щелей. Если эта разность хода равна целому числу волн, то все N пучков лучей, интерферируя, должны давать весьма большую амплитуду, т. е. максимум силы света. Итак мы имеем максимум силы света при

$$\sin \varphi = 0, \frac{\lambda}{a + b}, \frac{2\lambda}{a + b}, \frac{3\lambda}{a + b}, \text{ и т. д. } \dots \dots \dots (24)$$

Между каждыми двумя максимумами помещается огромное число (а именно $N - 1$) полных минимумов, в которых $J = 0$. Они с обеих сторон весьма близко подступают к местам наибольшей силы света, ибо мы имеем, напр., !

при
$$\sin \varphi = \frac{mN - 1}{N} \cdot \frac{\lambda}{a + b} \quad \frac{m\lambda}{a + b} \quad \frac{mN + 1}{N} \cdot \frac{\lambda}{a + b} \dots \dots \dots (24, a)$$

$$J = \quad \quad \quad 0 \quad \quad \quad \text{Макс.} \quad \quad \quad 0$$

В результате для данного λ при углах φ , определенных в (24), получаются весьма резкие максимумы в виде очень тонких ярких линий, параллельных длине щелей решетки.

Между местами, где $J = 0$, см. (22), находятся второстепенные максимумы, в которых сила света, однако, настолько слаба, что при значи-

тельном N можно считать $J = 0$ при всех углах φ , кроме тех, которые определяются формулой (24).

Может случиться, что светлые линии появятся не во всех местах, для которых $(a + b)\sin \varphi = m\lambda$. Дело в том, что каждая отдельная щель дает силу света, равную нулю, когда $a \sin \varphi = n\lambda$, где n целое число (стр. 584). Очевидно, что если одновременно $(a + b)\sin \varphi = m\lambda$ и $a \sin \varphi = n\lambda$, где m и n целые числа, то m -тый максимум (не считая первого при $\varphi = 0$) не появляется. В этом случае $(a + b) : a = m : n$. Первый максимум при $\sin \varphi = \frac{J}{a+b}$, очевидно, исчезнуть не может, ибо m не может быть меньше двух.

Положение светлых линий зависит от длины волны λ , причем меньшему λ , т. е. большей нормальной преломляемости соответствуют меньшие углы φ . Если свет, падающий на решетку, белый, то из рядом расположенных линий составляются диффракционные спектры (стр. 584) различных порядков, расположенные с двух сторон от середины ($\varphi = 0$) и обращенные к ней фиолетовыми концами, которые оказываются наименее отклоненными.

Начала и концы последовательных спектров находятся при следующих значениях угла φ :

	Начало	Конец
I. Спектр	$\sin \varphi_1 = \frac{\lambda_\phi}{a+b}$	$\sin \varphi_1' = \frac{\lambda_k}{a+b}$
II. Спектр	$\sin \varphi_2 = \frac{2\lambda_\phi}{a+b}$	$\sin \varphi_2' = \frac{2\lambda_k}{a+b}$
III. Спектр	$\sin \varphi_3 = \frac{3\lambda_\phi}{a+b}$	$\sin \varphi_3' = \frac{3\lambda_k}{a+b}$

где λ_ϕ и λ_k длины волн крайних лучей фиолетового и красного. Полагая приближенно $\lambda_\phi = 0,4 \mu$ и $\lambda_k = 0,7 \mu$, т. е. $\lambda_k = 1,75 \lambda_\phi$, мы видим, что $\varphi_2 > \varphi_1'$, т. е. что второй спектр начинается за пределами первого. Зато $2\lambda_k > 3\lambda_\phi$, т. е. $\varphi_3 < \varphi_2'$; это значит, что фиолетовое начало третьего спектра совпадает с красным концом второго. Дальнейшие спектры все более и более наложены друг на друга.

На стр. 301 и след. было показано, что призмы из различных веществ дают спектры, которые при одинаковой длине отличаются распределением в них лучей одинаковой длины волны, напр., фраунгоферовых линий (см. рис. 184 стр. 301). Еще несравненно более отличаются друг от друга спектр диффракционный и спектр, полученный при помощи призмы. На рис. 424 изображены наверху весь видимый диффракционный спектр (примерно от фраунгоферовой линии A до места, лежащего несколько за линией H), а внизу спектр, полученный при помощи флинтгласовой призмы. Оба спектра имеют одинаковую длину, но распределение в них промежуточных фраунгоферовых линий совершенно различное, а именно: в диффракционном спектре сравнительно чрезвычайно удлинены красная, оранжевая и желтая части.

Обратимся к выводу точной формулы для амплитуды A_2 и силы света $J = A_2^2$ в точке, в которой собираются все лучи, выходящие из всех N щелей и составляющие угол φ с нормалью к решетке.

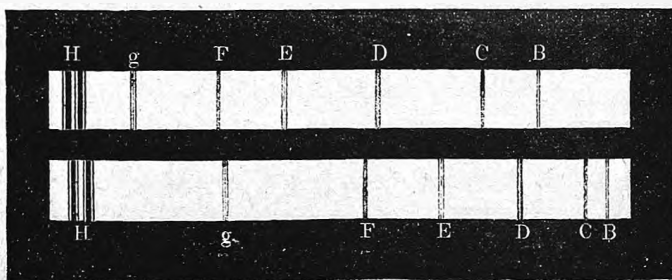
Все лучи, выходящие из одной щели, можно заменить одним лучем, амплитуда A_1 которого определяется формулами (15) и (15,a)

$$A_1^2 = k^2 A^2 a^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \dots \dots \dots (25)$$

$$u = \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda} \dots \dots \dots (25,a)$$

Каждая из N щелей дает, таким образом, один луч; все N лучей имеют одинаковые амплитуды A_1 , а разность хода двух соседних лучей

Рис. 424.



равна $(a + b)\sin \varphi : \lambda$. Отсюда следует, что если уравнение луча, выходящего из первой щели слева (рис. 423) написать в виде

$$y_1 = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{(a+b)\sin \varphi}{\lambda} \right),$$

то уравнения остальных лучей будут

$$y_2 = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{2(a+b)\sin \varphi}{\lambda} \right)$$

$$y_N = A_1 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{N(a+b)\sin \varphi}{\lambda} \right).$$

Полагая $2\pi \frac{t}{T} = \theta$, и вводя новую величину

$$\frac{\pi(a+b)\sin \varphi}{\lambda} = v \dots \dots \dots (25,b)$$

мы можем уравнение k -того луча написать в виде

$$y_k = A_1 \sin(\theta + 2kv).$$

Эта формула такого же вида, как формула (5) стр. 518, причем $a_k = A_1$ и $\varphi_k = 2kv$. На основании формулы (7) там же, получаем искомую амплитуду

$$A_2^2 = A_1^2 \left\{ \left[\sum_{k=1}^N \cos 2kv \right]^2 + \left[\sum_{k=1}^N \sin 2kv \right]^2 \right\}$$

Теперь формула (10) стр. 519 дает

$$A_2^2 = A_1^2 \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}.$$

Вставляя сюда (25), получаем окончательно

$$J = A_2^2 = k^2 A^2 a^2 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2 \dots \dots \dots (26)$$

где u и v даны в (25,а) и (25,б). Выражение (26) может быть выведено также и при помощи графического построения Cornu. Это было доказано разными способами Sagnac'ом, Lippmann'ом, Bichat, Bouty и Kimball'ем. Если в (26) $\varphi = 0$, то $u = v = 0$ и для интенсивности J_0 получается формула

$$J_0 = N^2 k^2 A^2 a^2 \dots \dots \dots (27)$$

Она пропорциональна квадрату числа щелей.

Когда $\sin Nv = 0$ и в то же время $\sin v$ не равно нулю, то $J = 0$; это имеет место при $Nv = n\pi$, где n всякое целое число, кроме 0, N , $2N$ и т. д. Вставляя v в (26), мы получаем формулу (22), определяющую направления большого числа тесно расположенных минимумов, рассмотренных выше. Приравнивая нулю производную последнего множителя выражения (26), получаем трансцендентное уравнение

$$\operatorname{tg} Nv = N \operatorname{tg} v \dots \dots \dots (28)$$

определяющее положения максимумов. Ему удовлетворяют, во-первых, значения $v = 0, \pi, 2\pi, \dots$, т. е. те значения для $\sin \varphi$, которые приведены в (24). В местах, соответствующих этим φ , находятся главные максимумы, в которых сила света весьма велика, ибо последний множитель выражения (26) принимает при $v = 0, \pi, 2\pi, \dots$ и т. д. большое значение, равное N^2 . Уравнение (28) имеет еще трансцендентные корни, лежащие по одному между величинами $v = \frac{n\pi}{N}$, соответствующими $J = 0$. Эти корни определяют положения второстепенных максимумов, в которых сила света весьма мала сравнительно с силою света в главных максимумах, в чем легко убедиться, если принять во внимание, что при условии (28) мы можем последний множитель в (26) написать в виде

$$\left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2 = \frac{N^2}{1 + (N^2 - 1) \sin^2 v}.$$

Главный максимум выпадает, если при $v = k\pi$, т. е. $\sin v = \sin Nv = 0$, имеем одновременно $\sin u = 0$. Об этом было сказано на стр. 591. Если $a : b = \alpha : \beta$, где α и β целые числа, то исчезают максимумы $(\alpha + \beta)$ -тый, $2(\alpha + \beta)$ -тый и т. д.,

В предыдущем мы предполагали, что лучи S (рис. 423) падают на решетку по направлению, нормальному к ее поверхности. Легко обобщить наши выводы для случая, когда лучи S (рис. 425) падают на решетку AB под углом ψ . Разность хода крайних пучков $S'S'$, направление которых, как прежде, определяется углом φ , равна $CA + AD = AB(\sin \varphi + \sin \psi) = N(a + b)(\sin \varphi + \sin \psi)$. Вместо (23) имеем теперь для направлений φ максимальной силы света

$$(a + b)(\sin \varphi + \sin \psi) = m\lambda \quad \dots \dots \dots (29)$$

где m целое число. Отклонение D лучей равно $D = \varphi + \psi$.

Это отклонение имеет минимум при $d\varphi + d\psi = 0$; но (29) дает $\cos \varphi d\varphi + \cos \psi d\psi = 0$, что при $d\varphi = -d\psi$ и $\varphi < \pi/2$, $\psi < \pi/2$ дает $\varphi = \psi$. Для каждого максимума силы света существует минимум отклонения.

Очень интересные явления получаются при комбинировании решетки с тонкою пластинкою (гл. XIII, § 7). Прозрачную решетку можно прямо наложить на тонкую пластинку или скомбинировать решетку со слабо-выпуклой линией. В последнем случае наблюдаются кольца, однако, отличающиеся от ньютоновых и своею шириною и своим видом. Явление это впервые описал Jzarn (1893). Теорию его дал Meslin (1906).

На стр. 308, говоря о разрешающей силе призмы, мы, для сравнения, привели формулу (5) для разрешающей силы r решетки, а именно

$$r = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = Nm \quad \dots \dots \dots (30)$$

где $\Delta \lambda$ наименьшая разность длин волн двух спектральных линий, которых решетка дает возможность видеть отдельно друг от друга; N и m имеют прежнее значение см. (22) и (23), стр. 588. Теперь легко вывести формулу (30). Положение середины спектральной линии, длина волны которой λ , в m -том спектре определяется углом φ , где, см. (24),

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{a+b} \quad \dots \dots \dots (31)$$

Для ближайшего к ней минимума имеем, см. (24,а),

$$\sin(\varphi + \Delta \varphi) = \frac{mN+1}{N} \cdot \frac{\lambda}{a+b} = \frac{m\lambda}{a+b} + \frac{\lambda}{N(a+b)} \quad \dots \dots (31,а)$$

Но $\sin(\varphi + \Delta \varphi) = \sin \varphi + \cos \varphi \cdot \Delta \varphi$, а потому (31) и (31,а) дают

$$\Delta \varphi = \frac{\lambda}{N(a+b) \cos \varphi} \quad \dots \dots \dots (32)$$

Этой величиной определяется половина ширины спектральной линии длины волны λ . Положим, что соседняя спектральная линия имеет длину волны $\lambda + \Delta \lambda$ и что ее положение определяется углом $\varphi + \Delta' \varphi$. Тогда (31) дает

$$\sin(\varphi + \Delta' \varphi) = \sin \varphi + \cos \varphi \cdot \Delta' \varphi = \frac{m(\lambda + \Delta \lambda)}{a+b} \quad \dots \dots (32,а)$$

Из (31) и (32,а) получается

$$\Delta' \varphi = \frac{m\Delta \lambda}{(a+b) \cos \varphi} \quad \dots \dots \dots (33)$$

Две линии представляются раздельно, когда $\Delta' \varphi > \Delta \varphi$; (32) и (33) дают

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} < Nm \dots \dots \dots (34)$$

Наибольшее возможное значение величины $\lambda : \Delta \lambda$ и представляет величину g разрешающей силы решетки, а это и дает формулу (31). Мы видим, что g не зависит от величины $(a + b)$, но только от числа N и от порядка m дифракционного спектра. Если, напр., наблюдать во втором спектре ($m = 2$), то мы должны иметь по крайней мере $N = 500$, чтобы разделить двойную линию D , для которой $\Delta \lambda : \lambda = 0,001$.

§ 8. Отражательные и ступенчатые решетки. В настоящее время пользуются почти только отражательными решетками из т. наз. зеркального металла, на полированной поверхности которого проведено большое число параллельных черточек при помощи делительной машины,

Рис. 425.

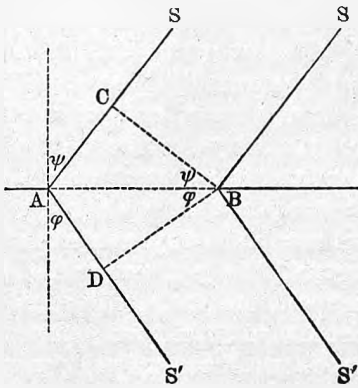
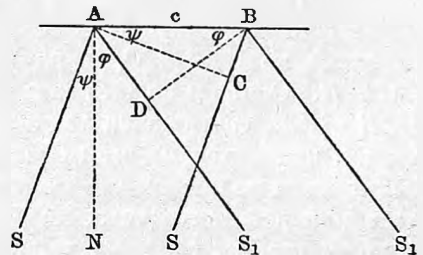


Рис. 426.



резец которой представляет алмазное острие. Лучи, падающие на черточки, рассеиваются неправильно, между тем как гладкие промежутки между черточками играют роль щелей. Пусть AB (рис. 426) представляет решетку, в которой черточки расположены перпендикулярно к плоскости рисунка. Пусть $AB = N(a + b)$; SS лучи падающие, S, S_1 лучи дифракционные. Углы падения $SAN = \psi$ и дифракции $S_1AN = \varphi$ будем считать положительными в противоположные стороны от нормали AN . Разность хода крайних пучков, соответствующих точкам A и B , очевидно, равна $AD - BC = N(a + b)(\sin \varphi - \sin \psi)$. Максимумы силы света и здесь получаются, когда эта разность равна N волнам, взятым целое число (m) раз, т. е. в направлениях, для которых

$$(a + b)(\sin \varphi - \sin \psi) = m \lambda \dots \dots \dots (34, a)$$

Здесь $a + b$ есть расстояние середин двух соседних черточек; углы φ и ψ считаются положительными в разные стороны от нормали к решетке. В фокальной плоскости и здесь получается ряд спектров, симметрично расположенных, когда $\psi = 0$.

Rutherford один из первых приготавливал отражательные диффракционные решетки, в которых находилось до 700 линий на ширине одного миллиметра. Гораздо совершеннее, и в отношении правильности расположения черточек, знаменитые решетки Rowland'a, содержащие до 1700 черточек на 1 мм.; на некоторых решетках полное число черточек доходит до 280 000.

Для получения спектров при помощи отражательных плоских решеток, необходимо иметь стекло, в фокальной плоскости которого получаются яркие тонкие линии для каждого значения λ , совокупность которых образует диффракционные спектры.

В настоящее время весьма распространены вогнутые решетки Rowland'a, дающие спектры без помощи стекол. Поверхность, на которой проведены черточки, сферическая с малою кривизною. Черточки представляют пересечения поверхности сферы с параллельными плоскостями, из которых одна проходит через центр сферы. Общей теорией вогнутых, а также плоских решеток занимались Mascart, Baily, Glazebrook, Соколов, Ames, Rayleigh, Cornu, Мерчинг, Rizzo, и позже Plummer (1902), кн. Голицын (1903), Wadsworth (1903).

Пусть R радиус сферической поверхности решетки PQ (рис. 427) середина которой в O , между тем как центр поверхности в C , так что $CO = R$. Опишем на OC , как на диаметре, сферу, радиус которой, след., $\frac{1}{2}R$. Если светящаяся точка или щель S , параллельная черточкам решетки, находится на этой сфере, то места максимальной силы света располагаются по поверхности той же сферы; иначе говоря, вогнутая решетка дает ряд действительных изображений источника, или ряд фокусов без помощи стекла, обладая, таким образом, одновременно свойствами диффракционной решетки и вогнутого зеркала. Чтобы доказать, что решетка PQ обладает указанным свойством, мы разделим ее мысленно на ряд узких полос, параллельных черточкам. Каждая полоска содержит некоторое число (напр. 500) черточек и представляет диффракционную решетку, ширина которой мала (напр., 0,5 мм.). Пусть одна из этих полосок находится около A ; на нее падают лучи по направлению SA , образуя угол падения $SAC = \psi$ (C есть центр поверхности PQ). Диффракционные лучи имеют по направлению AS_1 максимальную силу света, если $(a + b)(\sin \varphi - \sin \psi) = m\lambda$, где $\varphi = \angle CAS_1$, m целое число и $a + b$, как выше, расстояние середин соседних черточек. Допустим, что это условие удовлетворено и что действительно направление AS_1 соответствует максимальной силе света. Мы утверждаем, что в этом случае BS_1 есть также направление максимальной силы света, где B произвольная другая из полосок, на которые мы разделили решетку. Действительно, обозначим углы падения и диффракции через $\psi_1 = \angle SBC$ и $\varphi_1 = \angle CBS_1$. При малости размеров решетки сравнительно с OC мы можем принять, что A и B лежат на поверхности сферы $CSOS_1C$. Но $\psi_1 = \psi$ и $\varphi_1 = \varphi$, как углы при окружности, опирающиеся на одну дугу (SC и CS_1), а потому $(a + b)(\sin \varphi_1 - \sin \psi_1) = m\lambda$, откуда уже непосредственно следует, что BS_1 есть также направление максимальной силы света. Полоски A и B были взяты произвольно,

а потому из вышеизложенного следует, что в S_1 пересекается N пучков лучей, где N число гладких промежутков между черточками, играющих роль щелей, причем разности хода всех пучков составляют целое число волн. Вследствие этого имеем в S_1 максимальную силу света, т. е. при однородном свете яркое изображение источника S , при белом же свете — спектр, фиолетовый конец которого обращен к точке M , симметричной с S , так что $CM = CS$. В M разность хода равна нулю и здесь получается яркое изображение источника S , белое, если S испускает белые лучи.

Применение вогнутых решеток имеет громадные преимущества перед всеми другими способами получения спектров. Отсутствие стекла на пути лучей устраняет поглощение инфракрасных и ультрафиолетовых лучей и дает возможность произвести наиболее тщательное и полное изучение спектра, фотографируя все его части или определяя при помощи болометра распределение в нем энергии, или, наконец, рассматривая через лупу детали спектра и производя угловые измерения.

Установка, которую пользуется Rowland, указана схематически на рис. 427. Две горизонтальные доски XC и CY , составляющие прямой угол, снабжены рельсами, по которым катятся две повозочки, поддерживающие доску AB . В A находится вогнутая дифракционная решетка, нормаль к которой имеет направление AB . В B помещается плоскость, воспринимающая спектр, содержащая, смотря по способу изучения спектра,

Рис. 427.

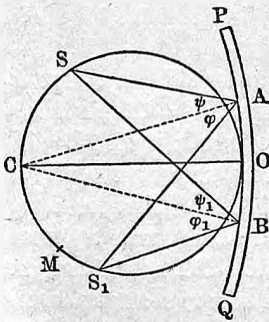


Рис. 428.

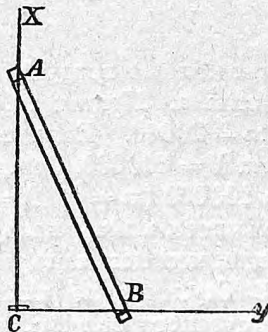
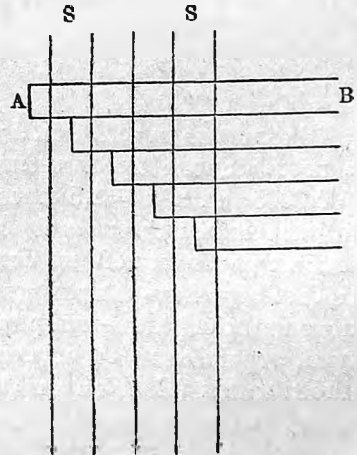


Рис. 429.



фотографическую пластинку или болометр или (несколько позади) лупу. Расстояние AB равно радиусу R кривизны решетки. В C находится вертикальная щель, служащая источником света. При движении повозочки по рельсам, A и B перемещаются вдоль XC и CY , так что точки C , A и B постоянно остаются на окружности, диаметр которой равен $\frac{1}{2}R$. Таким образом различные части спектра могут быть последовательно приведены в B . Именную установку предложил В. В. Лермантов.

В 1898 г. Michelson изобрел новый способ построения решетки, обладающей огромной разрешающей способностью, т. е. дающей возможность разделить чрезвычайно близкие друг к другу части спектра. Мы видели, что всякая решетка дает ряд спектров, которые можно назвать спектрами первого, второго, третьего и т. д. порядка. Чем выше порядок m спектра, тем он длиннее и след. тем больше разрешающая способность. Но наблюдать спектры высокого порядка неудобно, так как их сила света мала; кроме того спектры высокого порядка все более и более наложены друг на друга. Мы видели, что разрешающая способность пропорциональна произведению mN , где N число щелей или черточек решетки. Обыкновенно берут малое m (напр., $m = 1, 2, 3$) и стараются сделать N возможно большим.

Michelson придумал устройство такой решетки, в которой, наоборот, N небольшое (20 до 35), но зато m чрезвычайно велико. Формула (23) стр. 588 показывает, что $m\lambda$ есть разность хода лучей двух соседних щелей. Эту-то разность хода Michelson и сделал равной нескольким десяткам тысяч волн, так что наблюдались спектры порядка в несколько десятков тысяч. Достиг он такого результата следующим образом. Он сложил ряд стеклянных плоскопараллельных пластинок одинаковой толщины, так что каждая следующая была несколько сдвинута относительно предыдущей, как показано на рис. 428. Если на такую ступенчатую решетку падает пучек лучей S , то проходящие лучи составляют ряд пучков, причем для соседних пучков

$$m = d \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right) = \frac{d}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda'} - 1 \right) = \frac{d}{\lambda} (n - 1),$$

где d толщина пластинки, λ длина волны в воздухе, λ' длина волны в стекле; n коэффициент преломления стекла. Принимая, напр., $d = 20$ мм., $\lambda = 0,0005$ мм. и $n = 1,5$ имеем $m = 20000$. Если число пластинок $N = 30$, то разрешающая способность $mN = 600000$, между тем как для обыкновенных решеток mN не более 100000 ($m = 1, N = 100000$). Вместо того, чтобы наблюдать в проходящем свете, можно пользоваться также лучами, имеющими обратное направление, чем показано на рис. 428, и наблюдать лучи, отраженные от ступеней. Ступенчатые решетки иногда называются эшелонами (Echelon от французского échelon, т. е. ступень). Их ныне строит исключительно только Hilger в Англии, который вводит между пластинками „оптический контакт“, т. е. складывает их без слоя воздуха между ними.

Огромный недостаток такого прибора заключается в том, что спектры порядка $m, m \pm 1, m \pm 2$ и т. д. наложены друг на друга и сдвинуты один относительно другого на весьма малую величину ϵ . Теория показывает, что $\epsilon = N\alpha$, где α наименьшее расстояние двух линий, которые еще отделяются друг от друга на заметную величину. Величина α , очевидно, также может служить мерою разрешающей способности. Отсюда ясно, что ступенчатая решетка может быть употреблена только

для исследования весьма однородных лучей, напр., для изучения строения отдельных спектральных линий.

Michelson устроил три прибора, для которых было $d = 7$ мм., 18 мм. и 30 мм. Число N колебалось между 20 и 35. Полагая $N = 30$, получим

I	II	III
$\alpha = \frac{1}{200}$	$\frac{1}{500}$	$\frac{1}{900} D_1 D_2$
$\varepsilon = 0,15$	0,06	0,033 $D_1 D_2$

где $D_1 D_2$ расстояние двух линий D_1 и D_2 спектра натрия. Эти числа показывают, как велика разрешающая сила такой решетки и в какой степени однородны должны быть исследуемые лучи, чтобы соседние спектры не мешали наблюдению. Michelson показал, что было-бы выгодно поместить весь прибор в воду.

Wood (1901) построил ступенчатую решетку из слюдяных пластинок, толщина которых равнялась $d = 0,05$ мм., что дает $m = 50$; при $N = 10$ можно было заметить раздвоение двух спектральных линий ртути.

В последнее время теорию ступенчатой решетки разрабатывали Houstain (1904), Lummer и Gehrcke (1904), Laue (1905), кн. Голицын (1905), Stansfield (1909), Trowbridge и Grandall (1911), Biske (1904) и, в особенности, Wood (1910), Laue раз'яснил причины искривления линии, наблюдавшееся на одном экземпляре решетки. Кн. Голицын проверял результаты своей теории на зеленой и желтой ртутных линиях, причем нашел хорошее совпадение. Он же указал на большое значение постоянства температуры при двух последовательных сравнимых измерениях. Изменение в $0^{\circ},01$ уже делает невозможным наблюдение Doppler'овского смещения полос в способе Белопольского (гл. VII, § 14).

Нам остается познакомиться с весьма интересною новою работою Wood'a, появившеюся в конце 1910 г. На стр. 588 уже было указано, что при условии $(a + b) : a = m : n$, где m и n целые числа, m -тый спектр исчезает. Так, напр., при $a = b$ исчезает второй спектр.

Вопрос о распределении лучистой энергии между различными спектрами представляет огромный практический интерес. Однако его теоретическое решение оказывается почти невозможным, так как, напр., при отражательных решетках большую роль играет не только ширина, но и форма поперечного сечения тех каналов (борозды), которые отделяют друг от друга отражающие, нетронутые полоски поверхности, на которой устроена решетка.

Wood устроил отражательные решетки, борозды которых имеют совершенно определенную, с точностью известную геометрическую форму; зная ее, можно предвычислить распределение энергии по отдельным спектрам и сравнить это распределение с опытными данными. Для этого должны быть выполнены следующие условия. Во-первых, борозды должны быть значительно шире, чем, напр., в решетках Rowland'a, так, чтобы форма сечения этих борозд могла быть тщательно исследована при по-

мощи микроскопа. Во-вторых, для проверки теории необходимо пользоваться лучами возможно большой длины волны; Wood и его сотрудник Trowbridge воспользовались остаточными лучами Rubens'a. В третьих борозды должны быть проведены таким снарядом, который придавал бы им вполне определенную геометрическую форму. Wood проводит борозды по металлической поверхности (напр., поволоченная медь) при помощи ребра кристалла карборунда, плоские стороны которого составляют угол в 120° . Таким образом борозда ограничена двумя совершенно гладкими плоскостями, составляющими между собою угол в 120° . При этом углы α и β между этими плоскостями и первоначальной плоской поверхностью металлической пластинки зависят от положения режущего кристалла и могут быть выбраны совершенно произвольно, при условии $\alpha + \beta = 60^\circ$, или вообще $\alpha + \beta = 180^\circ - A$, где A двугранный угол режущего прибора. Расстояние b борозд может быть также выбрано совершенно произвольно, и, напр., сделано равною нулю. Отражение происходит от всех одинаково расположенных сторон борозды, напр., от всех левых, или от всех правых, так что эти стороны играют роль „щелей“. Легко понять, что такая решетка, по своему характеру, приближается более к ступенчатой, т. е. к эшелону, чем к обыкновенной отражательной. Поэтому Wood назвал ее „эшелетой“ (Echelette). Первое, предварительное исследование нескольких эшелет обнаружило полное согласие с теорией. Меняя α , β и расстояние b , можно будет построить решетки с желательным, в каждом случае, распределением энергии по различным диффракционным спектрам. В одной из эшелет оказалось, напр., следующее процентное распределение энергии: центральная полоса 32, первый спектр справа 40, второй 9, третий 10, первый спектр слева 9. Все остальные спектры обладали ничтожною энергиею, которая оказалась концентрированной на первом спектре справа.

Одно из наиболее важных применений решеток, вообще, заключается в измерении при их помощи длины волн λ данных лучей; для вычисления λ служат формулы (23) или (30).

Подробное изложение всего, касающегося диффракционных решеток можно найти в книге Н. Kayser „Handbuch der Spectroscopie“ т. I, Leipzig, 1900, стр. 397—489 и 691—729.

В заключение упомянем о пространственных решетках, теория которых возникла в связи с анализом рентгеновых лучей при помощи кристаллов; об них сказано в т. IV.

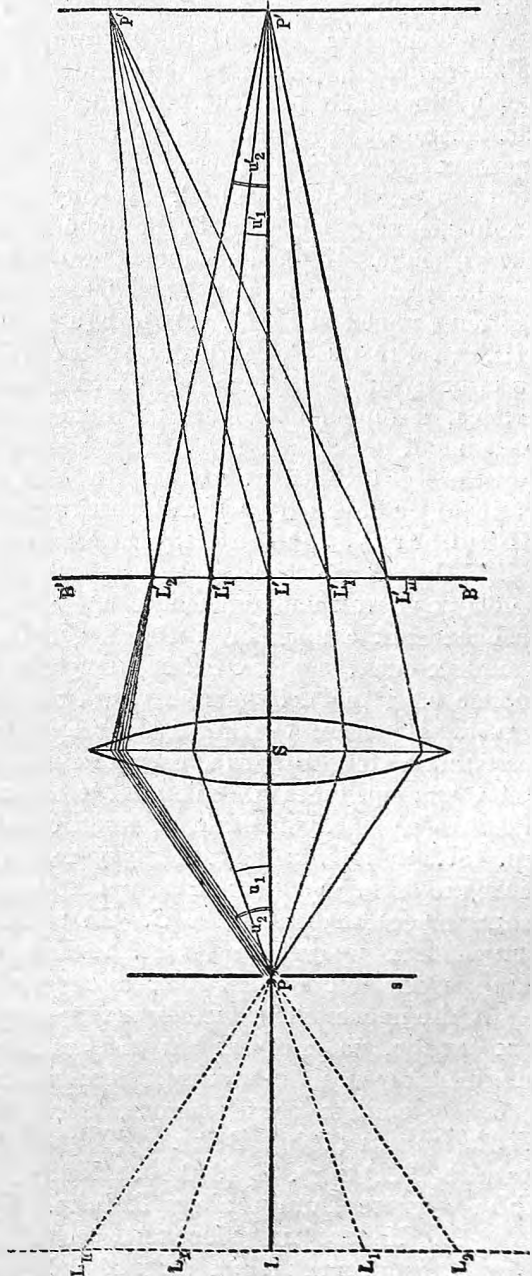
§ 9. Приложение теории диффракции к микроскопу. Простая геометрическая оптика, рассматривающая ход лучей в ряде последовательных средин, перестает давать верные результаты, когда мы имеем дело с прохождением потока лучистой энергии через ряд тел, размеры которых очень малы. Так мы видели, что старая теория радуги, данная Descartes'ом, должна быть заменена новою теорией Airy, основанной на изучении диффракционных явлений, происходящих в мельчайших каплях воды.

На стр. 460 было указано, что диффракция играет важную роль в оптических явлениях, происходящих в микроскопах. Теорию этих

явлений дал впервые Аббе, объяснивший, каким образом в микроскопах образуется изображение предметов несамосветящихся, но освещенных посторонним источником света. Если предмет самосветящийся, то лучи, выходящие одновременно из некоторой точки, собираются в одной точке, не приобретая на пути разности хода и след. не интерферируя между собою. В этом случае обыкновенное геометрическое построение дает изображение предмета, вызванное объективом. Если же поток лучей, направленный к объективу, встречает на своем пути микроскопически малые предметы, то происходят сложные дифракционные явления и изображение этих предметов получается как результат интерференции лучей, уже подвергшихся диффракции, и самое возникновение этого изображения связано с некоторыми условиями, как мы увидим ниже. Поэтому Аббе называет такое изображение вторичным.

Пусть S (рис. 430) объектив микроскопа; P предмет, состоящий из многих мелких частей. Для простоты допустим, что P прозрачная решетка, щели которой перпендикулярны к плоскости рисунка. Она освещается пучком лучей, параллельных LP . Тогда из P выходят отдельные пучки параллельных лучей, составляющие осью PL' углы, зависящие от длины волны λ . Каждый пучок собирается объективом в одной из точек L', L'_1, L'_2 и т. д., лежащих в главной фокальной плоскости BB' объектива. Если падающие на P лучи белые, то в L' получается белая полоса, а в $L'_1,$

Рис. 430.



L_2' и т. д. диффракционные спектры, которые можно рассматривать, как изображения фиктивных спектров L_1 , L_2 и т. д., лежащих в бесконечно удаленной плоскости. Вычисление показывает, что точки L' , L_1' , L_2' ... лежат на равных друг от друга расстояниях, зависящих, однако, от λ . Эти точки, или вернее спектральные полосы, следует рассматривать, как источники света для пространства, лежащего за главной фокальной плоскостью BB' . Легко понять, что эти полосы должны вызывать те-же явления, как и ряд параллельных щелей, т. е. как прозрачная диффракционная решетка. Вычисление, которого мы не приводим, показывает, что в плоскости, фокальной относительно P , получается ряд светлых полос P' , p' , расстояние которых друг от друга не зависит от λ (так что эти полосы белые), и совокупность которых тождественна с тем изображением решетки P , которое дает обыкновенное геометрическое рассуждение. Понятно, однако, что это изображение может получиться только в том случае, когда диффракционные полосы действительно образуются в плоскости BB' , т. е. когда диффракционные пучки лучей, выходящие из P , попадают на об'ектив S . Если-бы ни один из этих пучков не попал на об'ектив, то в L' получилась бы одна белая полоса, которая, очевидно, не может вызвать никакого изображения в фокальной плоскости $P'p'$. Для того, чтобы получилось изображение необходимо, чтобы на об'ектив S попала по крайней мере одна пара диффракционных пучков, и след. в плоскости BB' образовалась по крайней мере одна пара спектров L_1' и L_2' . При этом получается на плоскости $P'p'$ изображение грубое, лишь в общих чертах напоминающее предмет P . Abbe показал, что сходство изображения с предметом P тем большее, чем больше число диффракционных спектральных полос, могущих образоваться в плоскости BB' ; полное сходство получается, когда все названные полосы могут образоваться. Из всего сказанного явствует, какое огромное значение имеет величина телесного угла, составляемого лучами, попадающими из данной точки предмета на об'ектив, и какие поэтому выгоды должна представлять однородная иммерсионная система, о которой было сказано на стр. 457. Чем ближе друг к другу полосы (щели) решетки P , тем больше расходятся диффракционные пучки, которые исходят из P и которые должны встретить об'ектив S . На этом основано вычисление величины наименьших предметов (напр. весьма близких параллельных полос), которые еще могут быть отличены друг от друга в микроскопах.

Abbe проверил изложенную выше теорию рядом чрезвычайно остроумных опытов, на которых мы не останавливаемся, ограничиваясь указанием некоторых книг и статей, посвященных теории микроскопа. Из них особенно важны исследования, которые производили Porter (1906), Winkelmann (1906), Behn и Heuse (1906), Wolfke (1910), Mandelstamm (1911) и др. В 1910 впервые появилось полное изложение теории Abbe в книге Lummer'a и Reiche.

§ 10. Некоторые добавочные сведения. В предыдущем мы несколько подробнее рассматривали случаи диффракции через одну щель и через

ряд одинаковых щелей, расположенных на равных друг от друга расстояниях.

На стр. 573 мы вкратце рассмотрели случай диффракции через круглое отверстие. Полную теорию этого случая дали Airy (1834), Schwerd (1835) и Lommel (1886). Подробное изложение можно найти в книге F. Neumann, Vorlesungen über theoretische Optik, Leipzig 1885, стр. 83—90. Приводим результаты теории без всяких выводов и притом для случая, когда отверстие заполнено собирательным стеклом, перпендикулярно к оси которой помещен экран, проходящий через его фокус. Пусть R радиус стекла, f его фокальное расстояние и λ длина волн, проходящих через него лучей. Вокруг фокуса получается светлый центральный кружок, окруженный темными и светлыми кольцами. Пусть r расстояние какой-либо точки фокальной плоскости от центра светлого кружка, т. е. от геометрического фокуса стекла. Этой точке соответствует диффракционный угол φ , причем

$$\sin \varphi = \frac{r}{f} \dots \dots \dots (34,b)$$

Введем число m , определяемое формулой

$$r = m \frac{f\lambda}{R} \dots \dots \dots (35)$$

так что

$$\sin \varphi = m \frac{\lambda}{R} \dots \dots \dots (36)$$

Оказывается, что первый минимум силы света получается при $m = 0,610$, т. е. при

$$\sin \varphi_1 = 0,610 \frac{\lambda}{R} \dots \dots \dots (37)$$

Величину

$$r_0 = 0,610 \frac{f\lambda}{R} \dots \dots \dots (38)$$

можно принять за радиус центрального светлого кружка. В нем сосредоточено 0,839 всей силы света, собирающегося в фокальной плоскости. Для светлых колец мы имеем следующие значения числа m и их относительной силы света:

Номер кольца:	1	2	3	4	5
$m =$	0,819	1,346	1,858	2,362	2,862
$i =$	0,071	0,028	0,015	0,009	0,006.

Для центрального кружка, как сказано, $i = 0,839$. Для темных колец:

Номер кольца:	1	2	3	4	5	6
$m =$	0,610	1,116	1,619	2,120	2,621	3,122.

Эти выводы дают нам возможность определить величину разрешающей способности в рительной трубы, т. е. того углового расстояния φ , на котором должны находиться, напр., две звезды, чтобы их

можно было видеть раздельно. Допускаем, что для этого необходимо, чтобы центр кружка одной звезды находился бы на первом темном кольце второй. Формула дает условие (полагаем $\sin \varphi = \varphi$)

$$\varphi > 0,61 \frac{\lambda}{R} \dots \dots \dots (39)$$

Полагая $\lambda = 0,00056$ мм. и выражая φ в минутах, R в миллиметрах, получаем

$$\varphi > \frac{1,17'}{R} \dots \dots \dots (40)$$

Труба, диаметр $2R$ объектива которой равен 20 см., дает раздельно две звезды, угловое расстояние которых равно $0'',7$. Для глаза $R = 2$ мм., λ должно быть увеличено в 1,4 раза. Это дает теоретически $\varphi = 0,42'$; в действительности предел находится около $\varphi = 1'$.

Не рассматриваем других случаев, теория которых, вообще, представляется довольно сложною. Группа малых отверстий в непрозрач-

Рис. 431.

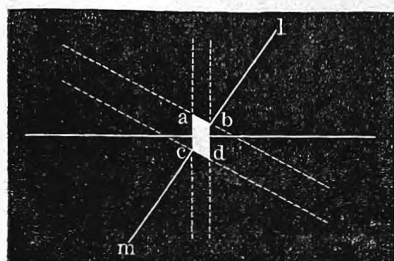
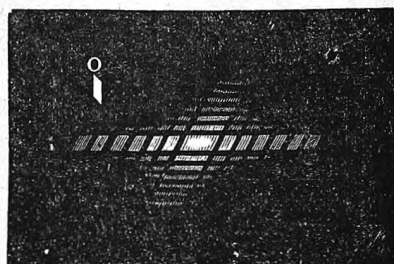


Рис. 432.



ном экране дает, смотря по их форме и расположению, иногда весьма красивые цветовые фигуры при наблюдении по способу Fraunhofer'a. Положим, напр., что в экране находится отверстие в виде параллелограмма $abcd$ (рис. 431). Стороны ac и bd можно рассматривать, как края щели, дающей ряд спектров по направлению перпендикулярному к этим сторонам; то же самое относится к сторонам ab и cd . Точная теория показывает, что, кроме двух рядов спектров, должны получиться еще спектры внутри углов, образуемых этими рядами. Таким образом получается фигура, изображенная на рис. 432.

Исследования Gouy, Wien'a, Mayu и др. показали, что вещество экрана имеет весьма заметное влияние на диффракционные явления.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

- Grimaldi*. Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride . . . Bononiae 1665 p. 1—23.
Young. Phil. Trans. 1802 p. 12. 387; 1804 p. 1; Miscell. works, edit. by Peacock.
 1 p. 140, 170, 179; Phil. Mag. (2) 1 p. 112, 1827; Ann. chim. et phys. (2) 40 p. 178, 1827.
Fresnel. Oeuvres 1 p. 9, 41, 89, 129; 171, 247, Ann. chim. et phys. 1 p. 239, 1816;
 11 p. 246, 337, 1819; Mém. de l'Acad. 5 p. 339, 1826.

- Schwerd.* Die Beugungserscheinungen и т. д. Mannheim, 1835.
Knochenhauer. Die Undulationstheorie des Lichtes. Berlin, 1839; Pogg. Ann. 41 p. 103, 1837; 43 p. 286, 1838.
Fraunhofer. Denkschr. d. Münch. Acad. 8, 1822; Shuhmachers Astron. Abhandl. II, 1822; Gilb. Ann. 74 p. 337, 1823.
Kirchhoff. Berl. Ber. 1882 p. 641, W. A. 18 p. 663, 1883; Vorles. über math. Optik p. 22, 1891.
Lommel. Abhandl. der Math.-phys. Klasse der Münch. Akad. 15 p. 229, 526, 1885—1886
Sommerfeld. Math. Annalen 47 p. 317, 1896.
Wood. Phil. Mag. (5) 45 p. 511, 1898.
Cotton. J. de Phys. (4) 1 p. 689, 1902.
Gouy. J. de Phys. (2) 5 p. 354, 1886; (3) 2 p. 22, 1892; Ann. d. chim. et phys. (6) 16 p. 262, 1889; 24 p. 145, 1891; C. R. 110 p. 1250, 1910.
Sagnac. C. R. 138 p. 479, 619, 1904; 139 p. 186, 1904; J. de Phys. (4) 2 p. 721 1903;
Boltzmann, Festschrift p. 528, 1904.
Joubin. C. R. 95 p. 932, 1892.
Zeemann. Arch. Néerland. (2) 5 p. 318, 1901.
Fabry. J. de Phys. (3) 2 p. 22, 1892.
Strehl. Phys. Ztschr. 6 p. 513, 1905.
Reiche. Annal. d. Phys. (4) 29 p. 65, 401, 1909; 30 p. 182, 1909.
Debye. Annal. d. Phys. (4) 30 p. 755, 1909.
Möbius. Annal. d. Phys. (4) 33 p. 79, 1910.

К § 2 и 3.

- Laue.* Zeitschr. f. Math. u. Phys. 50 p. 280, 1904; Дисс. Берлик 1904.
Cornu. J. de Phys. (1) 3 p. 144, 1874.
Macé de Lépinay. J. de Phys. (2) 3 p. 11, 1884.
Аркадиев. Phys. Ztschr. 1913 p. 832.
Беркман и Яковлев. Ж. Ф. О. 1912, II p. 145.

К § 4.

- Fresnel.* См. § 1.
Gilbert Mém. cour. et mém. des sav. étr. 31 p. 1, Brux., 1868.
Cauchy. C. R. 15 p. 578, 1842.
Knochenhauer. Undulationstheorie и т. д. p. 36, см. § 1.
Умов (Oumoff). J. de Phys. (3) 6 p. 281, 1897.
Struve. Fresnels Interferenzerscheinungen. Dorpat, 1881.

К § 5.

- Fraunhofer.* См. § 1.

К § 6.

- Schwarzschild.* Math. Annalen 55 p. 177, 1901.
Lippmann. Leçons d'acoustique et d'optique, p. 212, 215.
Sagnac. J. de Phys. (3) 7 p. 28, 1898; (4) 3 p. 211, 1904.
Bichat. Arch. sc. phys. 26 p. 1, 1891.
Bouty. Supplément au cours de Phys. de Jamin et Bouty p. 148, 1896.
Kimball. Phil. Mag. (6) 6 p. 30, 1903.
Lummer u. Gehrcke. Wiss. Abh. phys.-techn. Reichsanst. 4 p. 61, 1904.
Porter. Phil. Mag. (6) 8 p. 174, 1904.
Izarn. C. R. 116 p. 572, 1893.
Meslin. J. de Phys. (4) 5 p. 725, 1906.

К § 8.

- Rowland.* Phil. Mag. (3) 13 p. 469, 1882; Astronomie and Astrophysics 12 p. 129, 1893; Sill. J. (3) 26, 1883; Instr. 12 p. 365, 1892.

- Mascart.* J. de Phys. (2) 2 p. 5, 1883.
Baily. Phil. Mag. (5) 16, 1883.
Glazebrook. Phil. Mag. (5) 16, 1883.
А. Соколов. Ж. Р. Ф.-Х. О. 15 p. 293, 1883.
Wadsworth. Phil. Mag. (5) 43 p. 321, 1897; (6) 6 p. 119, 1903.
Michelsohn. J. de Phys. (3) 8 p. 305, 1899.
Ames. Phil. Mag. (5) 27 p. 369, 1889; Astr. and Astrophys. 11 p. 28, 1892.
Rayleigh. Phil. Mag. (4) 47 p. 81, 193, 1874; (5) 11 p. 196, 1901.
Cornu. C. R. 80 p. 645; 1875; 116 p. 1215; 1893; 117 p. 1032, 1893.
Мерчинг. Ж. Р. Ф.-Х. О. 15 p. 92, 1883; C. R. 97 p. 570, 1883.
Rizzo. Atti d. R. Ac. d. Sc. di Torino, 34, 1898.
Plummer. Astrophys. J. 16 p. 97, 1902.
Кн. Голицын. Bull. Ac. des Sc. d. St.-Petersb. (5) 18 p. 33, 1903.
 Ступенчатая решетка:
Michelsohn. Astrophys. J. 8 p. 37, 1898; J. de Phys. (3) 8 p. 305, 1899; Amer. J. of Sc. 5 p. 215, 1898; Proc. Amer. Acad. of Arts and Science 35 p. 111, 1899.
Blythwood and Marchant. Phil. Mag. (5) 49 p. 384, 1900.
Builer. Nature 59 p. 607, 1899.
Houston. Phil. Mag. (6) 7 p. 456, 1904.
Lummer u. Gehrcke. Wiss. Abh. phys.-techn. Reichsanst. 4 p. 61, 1904.
Laue. Phys. Ztschr. 6 p. 283, 1905.
Кн. Голицын. Bull. Ac. des Sc. d. St.-Petersb. (5) 23 p. 67, 1905; Журн. Р. Физ.
 Хим. Общ. p. 168, 1908.
Stansfield. Phil. Mag. (6) 18 p. 371, 1909.
Wood. Phil. Mag. (6) 1 p. 627, 1901; 20 p. 770, 1910; 23 p. 310, 1912; Phys. Ztschr. 11 p. 1109, 1910; 13 p. 261, 1912.
Trowbridge and Crandall. Phil. Mag. (6) 22 p. 534, 1911.
Biske. Phys. Ztschr. 1914 p. 327.
Trowbridge and Wood. Phil. Mag. (6) 20 p. 768, 886, 898, 1910; Phys. Ztschr. 11 p. 1114, 1161, 1910.

К § 9.

- Zimmermann.* Das Mikroskop. Wien 1895.
Abbe. Archiv f. mikroskop. Anatomie, 9 p. 413, 1873; Gesamm. Abhandl. 1 p. 45, 1904.
Rayleigh. Phil. Mag. (5) 42 p. 167, 1896.
L. Wright. Phil. Mag. (5) 45 p. 480, 1898.
Strehl. Instr. 18 p. 301, 1898.
Dippel. Das Mikroskop. I, Braunschweig, 1883.
Carpenter-Dallinger. The Microscope, p. 62, 1901.
Porter. Phil. Mag. (6) 11 p. 154, 1906.
Winkelmann. Ann. d. Phys. (4) 19 p. 416, 1906.
Behn u. Heuse. Verh. d. d. phys. Ges. 8 p. 283, 1906; Phys. Ztschr. 7 p. 750, 1906.
Wolfke. Diss. Breslau, 1910; Annal. d. Phys. (4) 34 p. 277, 1911; 39 p. 569, 1912.
Lummer u. Reichle. Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe, Braunschweig 1910.
Mandelstamm. Annal. d. Phys. (4) 35 p. 881, 1911.

К § 10.

- Gouy.* C. R. 96 p. 697, 1883; 98 p. 1573, 1884; Ann. chim. et phys. (6) 8 p. 145, 1886.
Wien. Berl. Ber. 1885 p. 817, W. A. 28 p. 117, 1886.
Mary. W. A. 49 p. 69, 1873.
Airy. Trans. Cambr. Phil. Soc. 5 p. 283, 1834.
Lommel. Abh. bayer. Ak. d. Wiss. 15 p. 233, 1886.
Schwerd, Die Beugungerscheinungen p. 70, 1835.

ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ.

Поляризация света.

§ 1. Лучи поляризованные. Мы познакомились до сих пор с двумя качествами, коими лучи могут отличаться друг от друга, а именно: 1) энергией колебаний, пропорциональной квадрату амплитуды и определяющей для лучей видимых то, что называется силою света, и 2) периодом колебаний, т. е. их быстротою, от которой зависит длина волны и преломляемость лучей, а для лучей видимых — их окраска. Неоднородные лучи отличаются еще составом, т. е. видом спектра, получаемого при их разложении призмой, диффракционной решеткою или иным способом.

Оказывается, однако, что этим еще не исчерпываются все качества лучей, которыми последние могут отличаться друг от друга; они еще могут отличаться формой и расположением тех траекторий, по которым, держась для наглядности старых гипотез, мы скажем, что движутся частицы эфира. В этом отношении отличают лучи естественные и поляризованные.

В естественном или неполяризованном луче ни одно из направлений, перпендикулярных к лучу, не обладает каким-либо преимуществом. Если допустить, что совершаются простые, т. е. прямолинейные гармонические колебательные движения, то в естественном луче эти колебания имеют всевозможные направления, перпендикулярные к направлению луча, или же направление колебаний быстро меняется в течение весьма малого промежутка времени. Если же вдоль всего луча совершаются прямолинейные колебания, параллельные между собою и след. расположенные в одной плоскости, проходящей через направление самого луча, то такой луч называется поляризованным или, точнее, прямолинейно поляризованным. Условия, при которых такой луч может быть получен, мы подробно рассмотрим ниже. Поляризованный луч обладает свойством сторонности, т. е. различные его стороны или направления, к нему перпендикулярные, играют неодинаковую роль. Это понятно, ибо в двух друг другу противоположных направлениях совершаются колебания и эти направления должны отличаться от направлений, к ним перпендикулярных.

Все вопросы, которые относятся к возникновению лучистой энергии или к объяснению различных ее свойств, тесно связаны с электронной теорией и будут рассмотрены в последнем томе. Однако, мы уже здесь скажем несколько слов об истинном значении сферической волновой поверхности, образующейся, как неоднократно указывалось, вокруг т. наз. „светящейся точки“. Первоисточником лучистой энергии служит, как мы увидим, „вибратор“, т. е. такая система, в которой происходит определенное, в данный момент, по направлению, амплитуде и периоду колебательное движение, напр., электрона. Оно то и вызывает распро-

страняющуюся в окружающем пространстве лучистую энергию, причем колебания распространяющиеся в произвольном направлении, т. е. вдоль произвольного луча, суть проекции на плоскость, перпендикулярную к лучу, колебаний, параллельных колебаниям вибратора. Возьмем за ось сферической поверхности направление этих колебаний; ясно, что на этой поверхности мы получим колебания с наибольшей амплитудой в экваториальной плоскости, а около полюсов никаких колебаний не окажется. Таким образом нельзя говорить о сферической, однородной волновой поверхности при единичном вибраторе. Но то, что мы называли светящейся точкой, в действительности представляет малую частицу светящегося тела и содержит огромное число вибраторов, колебания которых происходят во всевозможных направлениях. Прилагая вышесказанное к каждому из этих вибраторов, мы в результате получаем, как нечто статистически среднее, однородную сферическую поверхность, во всех точках которой существуют колебания, одинаковые (в среднем) по амплитуде, и имеющие всевозможные направления, перпендикулярные к радиусу сферы, т. е. к лучу. Такая сфера и соответствует тому, что мы назвали волновой поверхностью, и притом для случая лучей естественных, неполяризованных.

Для поляризованного луча приходится ввести представление о вращении луча около самого себя, которое, как мы увидим, может существенно изменить явления, обнаруживаемые лучем при дальнейшем его распространении. Если, напр., в горизонтальном поляризованном луче колебания происходят в вертикальной плоскости, то при вращении его на 90° около самого себя мы получаем луч, в котором все колебания расположены в плоскости горизонтальной. Вращение естественного луча около самого себя, очевидно, не может иметь никакого влияния на его свойства, т. е. на явления, могущие обнаружиться при его дальнейшем распространении.

Откладывая вопрос об условиях возникновения прямолинейно поляризованного луча, мы, однако, уже теперь должны указать на одно весьма существенное обстоятельство. Мы увидим, что при каждом из случаев получения поляризованного луча существует некоторая плоскость, проходящая через луч и играющая весьма важную роль; обозначим ее через P . Мы впоследствии постоянно будем говорить, что луч поляризован в такой-то плоскости P . Долгое время спорили, в какой плоскости совершаются колебания, в плоскости поляризации P или в плоскости к ней перпендикулярной и, конечно, тоже проходящей через направление луча; обозначим ее через Q . Существовали две теории, которые в особенности были развиты Fresnel'ем и F. Neumann'ом. По теории Fresnel'я колебания совершаются в плоскости Q ; по теории-же F. Neumann'a колебания происходят в самой плоскости поляризации P . Неоднократно казалось, что то или другое явление, тот или другой опыт решают вопрос о положении плоскости колебаний. Но дальнейший критический разбор каждый раз приводил к заключению, что новое явление или опыт можно толковать двояко, и что они не противоречат ни одной из двух теорий,

предложенных Fresnel'ем и F. Neumann'ом. Электромагнитная теория света, сама по себе, также приводит к двум возможным представлениям о значении плоскостей P и Q . Опыты Wiener'a, о которых будет сказано в последнем томе, дают, однако, вполне однозначущее решение о плоскости колебания.

В дальнейшем мы, где нужно, будем пользоваться взглядом Fresnel'я, т. е. предполагать, что плоскость колебаний перпендикулярна к т. наз. плоскости поляризации. „Луч поляризован в плоскости P “ будет означать, что колебания совершаются перпендикулярно к этой плоскости.

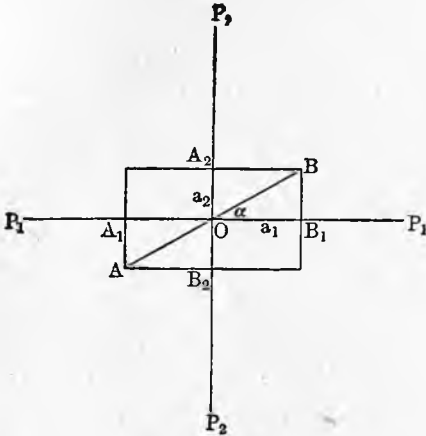
При разного рода выводах или построениях мы будем пользоваться прямоугольником колебаний, заменяя одно данное колебание двумя, расположенными в плоскостях взаимно перпендикулярных и имеющими одинаковые с данным колебанием фазы. Легко понять истинный смысл такой замены, аналогичной разложению сил: данное колебание обладает такими-же свойствами, как и совокупность двух колебаний, на которые мы его разложили. Для целей конструктивных мы можем заменить луч с амплитудой a , поляризованный в плоскости P , двумя лучами, поляризованными в плоскостях P_1 и P_2 взаимно перпендикулярных, с амплитудами a_1 и a_2 . Равенство $a^2 = a_1^2 + a_2^2$ показывает, что эта замена согласна с принципом сохранения энергии.

Проектируя мысленно все колебания, существующие в естественном луче, на две взаимно перпендикулярные плоскости P_1 и P_2 , проходящие через луч, мы в результате получаем два луча, прямолинейно поляризованных в плоскостях взаимно перпендикулярных. Амплитуды в этих случаях одинаковы, направления плоскостей поляризации P_1 и P_2 могут быть выбраны вполне произвольно. Было бы, однако, ошибочно, если бы мы допустили, что два луча, заменяющие луч естественный, имеют все свойства лучей, поляризованных в плоскостях взаимно перпендикулярных, обладающих постоянными одинаковыми амплитудами A , и в каждый момент одинаковыми фазами, ибо такие два луча могли бы быть заменены одним прямолинейно-поляризованным лучем, плоскость поляризации которого делила бы пополам угол между плоскостями P_1 и P_2 и амплитуда которого равнялась бы $A\sqrt{2}$.

Равные амплитуды A двух поляризованных лучей, заменяющих луч естественный, представляются некоторыми средними величинами из ряда величин, непрерывно меняющихся и в каждый момент неравных между собою. Для разъяснения этого весьма важного обстоятельства обратимся к рис. 433, в котором O есть след естественного луча, перпендикулярного к плоскости рисунка, P_1P_1 и P_2P_2 плоскости, на которые мы проектируем все колебания, появляющиеся в естественном луче. Колебание $AB = 2a$, существующее в данный момент, дает в плоскостях P_1P_1 и P_2P_2 неравные колебания $A_1B_1 = 2a_1$ и $A_2B_2 = 2a_2$. Но в естественном луче направление AB непрерывно меняется, угол $\alpha = BOB_1$ принимает в течение весьма малого промежутка времени огромное число всевозможных значений; результат

должен быть такой же, как если бы прямая AB быстро вращалась около точки O . Амплитуды a_1 и a_2 непрерывно меняются; их средние значения, очевидно, одинаковы. Если квадрат амплитуды принять за меру энергии (силы света), то среднее значение квадрата амплитуды (a_1^2 и a_2^2) определяется равенством $A^2 = \frac{1}{2} J$, где $J = a^2$ принято за меру силы света луча естественного.

Рис. 433.



Два прямолинейно поляризованных луча заменяющих луч естественный, обладают непрерывно меняющимися и в каждый данный момент, вообще, неодинаковыми амплитудами; среднее значение квадрата амплитуды определяет запас лучистой энергии (силу света), одинаковый в обоих лучах.

Нечто среднее между лучами естественным и прямолинейно поляризованным представляют лучи отчасти

поляризованные. В них, как в лучах естественных, существуют колебания по всевозможным направлениям, но не в одинаковом количестве. Чем меньше угол α между направлением колебания и некоторою определенной плоскостью Q , проходящею через луч, тем больше число колебаний, расположенных, впрочем, симметрично, около плоскости Q . Наименьшее число колебаний приходится по направлениям, близким к плоскости P , перпендикулярной к Q . Можно сказать, что густота колебаний наибольшая по направлению Q , наименьшая по направлению P . Проектируем все колебания на плоскости P и Q ; тогда получается два прямолинейно поляризованных луча с неодинаковыми амплитудами: A по направлению P , и $A + B$ по направлению Q . Заменяв последний двумя лучами с амплитудами A и B , мы видим, что два луча с амплитудами A заменяют естественный, к которому присоединяется луч прямолинейно поляризованный, плоскость поляризации которого P (по Fresnel'ю). Отчасти поляризованный луч можно заменить совокупностью естественного луча и луча прямолинейно поляризованного, или двух прямолинейно поляризованных лучей, имеющих неодинаковые амплитуды.

В т. I. мы подробно разобрали вопрос о сложении гармонических колебательных движений, совершающихся по направлениям взаимно перпендикулярным. Мы видели, что в общем случае такие два колебания складываются в одно движение эллиптическое, характер которого зависит от отношения амплитуд и от разности фаз слагаемых колебаний. В частных случаях эллипс переходит в круг (амплитуды равны, разность фаз $\pi/2$) или в прямую линию (разность фаз 0 или π). Такое сложение двух колебаний происходит и при тех движениях эфира, которыми мы здесь объясняем лучистую энергию; мы познакомимся со случаями, когда приходится

допустить, что элементы эфира движутся по эллипсам. Это т. наз. эллиптическая поляризация, которая в частном случае переходит в поляризацию круговую; соответственно говорят о лучах, эллиптически поляризованных и о лучах, поляризованных по кругу.

Мы увидим ниже, что естественный луч можно рассматривать как такой, в котором существуют всевозможные эллиптические колебания, плоскости которых перпендикулярны к лучу.

Эллиптически поляризованный луч можно на бесконечное число способов заменить двумя прямолинейно поляризованными лучами, амплитуды и разность фаз которых зависят от положения выбранных нами взаимно перпендикулярных плоскостей поляризации. Если эти плоскости проходят через оси эллипса, то разность фаз равна $\pm \pi/2$, разность хода лучей $(n \pm 1/4)\lambda$.

Луч, поляризованный по кругу радиуса A , можно заменить двумя прямолинейно поляризованными лучами с одинаковыми амплитудами, взаимно перпендикулярные плоскости поляризации которых могут быть выбраны вполне произвольно и разность фаз которых равна $+\pi/2$ или $-\pi/2$, смотря по направлению движения по кругам.

Учение о сложении двух гармонических колебаний, имеющих общее направление, изложенное в т. I, приводит к следующему: луч, поляризованный в некоторой плоскости P , может быть заменен на бесконечное число способов двумя лучами, поляризованными в той же плоскости. Амплитуды A данного луча, a_1 и a_2 двух лучей, заменяющих его, и две разности фаз φ_1 и φ_2 между этими двумя лучами и данным должны статься между собою как стороны треугольника и два угла, прилежащие к стороне A , см. рис. 434.

Луч поляризованный можно заменить двумя лучами, поляризованными в одинаковой с ним плоскости и имеющими разность фаз $\pi/2$, т. е. разность хода $(n \pm 1/4)\lambda$ или преломления $\pm \lambda/4$, причем амплитуды должны удовлетворять условию

$$a_1^2 + a_2^2 = A^2 \quad \dots \dots \dots (1)$$

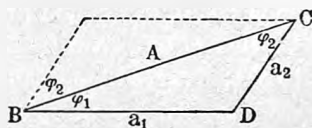
Познакомившись с различными видами поляризации лучей и с некоторыми случаями эквивалентности так или иначе поляризованных лучей, мы переходим к вопросу о физических условиях возникновения поляризованных лучей.

Вполне или отчасти поляризованные лучи получаются между прочим, из лучей естественных в следующих трех случаях:

- 1) при отражении лучей;
- 2) при простом преломлении лучей;
- 3) при двойном лучепреломлении.

В настоящей главе мы познакомимся только с первыми двумя случаями возникновения поляризованных лучей.

Рис. 434.



§ 2. Поляризация при отражении. Когда естественный луч падает на поверхность изотропного тела, не обладающего исключительными оптическими свойствами (см. ниже), то отраженный луч оказывается отчасти поляризованным в плоскости падения. Согласно принятому нами взгляду Fresnel'я это означает, что в отраженном луче имеется избыток колебаний по направлению, перпендикулярному к плоскости падения и отражения луча, т. е. колебаний параллельных отражающей поверхности. Заменяя падающий естественный луч двумя лучами поляризованными, один в плоскости падения, другой в плоскости к ней перпендикулярной, мы должны себе представить, что первый полнее отражается, второй же в сравнительно большей мере преломляется.

Степень поляризованности отраженного луча зависит от вещества, отражающего луч, и от угла падения φ . При некотором определенном угле падения, который обозначим через Φ , отраженный луч оказывается вполне поляризованным в плоскости падения. Этот угол называется углом полной поляризации. Итак, если луч падает на поверхность под углом полной поляризации, то колебания, перпендикулярные к плоскости падения, т. е. параллельные отражающей поверхности, отражаются в значительном количестве, но, в то же время, в некотором количестве также и преломляются; колебания же, лежащие в самой плоскости падения, вовсе неспособны отразиться, они целиком преломляются.

Величина угла полной поляризации Φ определяется законом Brewster'a; этот закон выражается формулою

$$\operatorname{tg} \Phi = n \dots \dots \dots (2)$$

Тангенс угла полной поляризации равен показателю

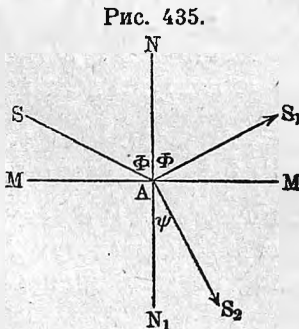


Рис. 435.

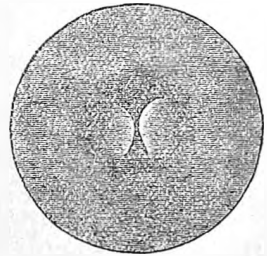
преломления отражающего вещества. Из этого закона вытекает, как следствие, что когда отраженный луч вполне поляризован, то он перпендикулярен к лучу преломленному. Действительно, пусть (рис. 435) $\angle SAN = \Phi = \angle NAS_1$ углы падения и отражения; $\angle N_1AS_2$ угол преломления. Тогда $\sin \Phi = n \sin \psi$; но $n = \operatorname{tg} \Phi$, след. $\sin \Phi = \operatorname{tg} \Phi \sin \psi$ или $\cos \Phi = \sin \psi$. Отсюда получается, что $\Phi + \psi = \pi : 2$, и что след. угол $\angle S_1AS_2$ прямой.

Указанные здесь явления наблюдаются, напр., при отражении лучей от стекла, для которого угол полной поляризации около $45^\circ 35'$; для воды он равен $52^\circ 45'$, для алмаза он доходит до $68^\circ 2'$. Характер явлений, однако, значительно меняется, если обратиться к телам, сильно поглощающим свет и обнаруживающим аномальную дисперсию (стр. 368). О таких телах мы скажем впоследствии, а теперь возвратимся к телам нормальным, для которых существует угол полной поляризации, определяемый формулою (2) Brewster'a.

Всякий прибор, дающий вполне поляризованный луч, называется поляризатором. Отражающая пластинка, расположенная таким образом, чтобы на нее падал и от нее отражался луч под углом полной поляризации (напр., стеклянная при угле падения $54^{\circ}35'$), представляет простой, хотя на практике мало удобный поляризатор.

Поляризованный луч производит на глаз совершенно такое же впечатление, как луч естественный, если не считать одного явления, которое замечается при некоторых условиях, а именно явления полос Haidinger'a. Оно заключается в следующем: если смотреть через какой-либо поляризатор, напр., через николеву призму (см. ниже), на широкую освещенную поверхность, напр., на облако, то посреди поля зрения появляется, на несколько секунд, весьма слабо очерченная фигура, изображенная Helmholtz'ем в форме, показанной на рис. 436. Она состоит из темной желтоватой и из перпендикулярной к ней более светлой синеватой восьмерки. При вращении поляризатора фигура вновь появляется. Jamin и Helmholtz объяснили происхождение этих полос свойствами хрусталика человеческого глаза.

Рис. 436.



Если принимать возникновение отчасти поляризованного света при отражении под произвольным углом, и вполне поляризованного, когда угол падения равен Φ , как результат различной способности лучей, поляризованных в плоскости падения и перпендикулярно к ней, отражаться, то нетрудно предугадать, какой должен быть результат, когда луч, падающий на отражающую поверхность, уже вполне поляризован.

Положим сперва, что на отражающую поверхность падает луч, вполне поляризованный в плоскости падения, так что колебания совершаются (по Fresnel'ю) параллельно отражающей поверхности. Такой луч при всех углах падения отчасти отразится, отчасти преломится; количественные законы мы укажем ниже. Допустим далее, что падающий луч вполне поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, в которой след. совершаются самые колебания. В этом случае амплитуда отраженного луча, вообще, сравнительно невелика; если же угол падения равен углу Φ полной поляризации, то луч вовсе не отражается; зато амплитуда преломленного луча равна амплитуде падающего. Мы имеем здесь поразительное явление, что луч, не представляющий для глаза никаких особенностей, лишен способности отражаться при некотором определенном значении угла падения. Луч, поляризованный перпендикулярно к плоскости падения, вовсе не отражается, когда угол падения равен углу полной поляризации.

Наконец рассмотрим общий случай отражения поляризованного луча, когда плоскость поляризации составляет произвольный угол α с плоскостью падения. Пусть a амплитуда, $J_0 = ka^2$ сила света падающего луча. Заменим данный луч двумя лучами, из которых один поляри-

зован в плоскости падения, другой в плоскости перпендикулярной к ней. Понятно, что амплитуда в первом луче равна $a_1 = a \cos \alpha$, во втором $a_2 = a \sin \alpha$. Каждый из этих лучей отразится соответственно тем количественным законам, которые будут указаны ниже. При данном угле падения, амплитуды отраженных лучей во всяком случае пропорциональны амплитудам a_1 и a_2 двух лучей падающих; обозначив первые через a'_1 и a'_2 , мы можем написать

$$a'_1 = c_1 a \cos \alpha \quad a'_2 = c_2 a \sin \alpha \quad \dots \dots \dots (3)$$

где множители c_1 и c_2 зависят от отражающего вещества и от угла падения, но не зависят от α .

Два отраженных луча вновь заменяем одним лучем с амплитудой

$$A' = \sqrt{(a'_1)^2 + (a'_2)^2} = a \sqrt{c_1^2 \cos^2 \alpha + c_2^2 \sin^2 \alpha} \quad \dots \dots \dots (4)$$

Пусть β угол между плоскостью поляризации этого луча и плоскостью падения. Так как вообще углы между плоскостями поляризации, при данном направлении луча, равны углам между плоскостями колебаний, то легко сообразить, что

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{a'_2}{a'_1} = \frac{c_2}{c_1} \operatorname{tg} \alpha \quad \dots \dots \dots (5)$$

Но $c_2 < c_1$, так как второй из двух лучей заменяющих данный, в меньшей мере отражается, чем первый. Отсюда следует

$$\beta < \alpha \quad \dots \dots \dots (6)$$

При отражении поляризованного луча его плоскость поляризации поворачивается, приближаясь к плоскости падения.

Положим, что угол падения $\varphi = \Phi$. В этом случае второй луч вовсе не отражается, $c_2 = 0$; c_1 принимает некоторое специальное значение c , зависящее от отражающего вещества. Угол $\beta = 0$; отраженный луч поляризован в плоскости падения. Его амплитуда A равна частному значению, получаемому, когда $c_2 = 0$ и $c_1 = c$, т. е. $A = ca \cos \alpha$, где c от α не зависит. Сила света J отраженного луча равна $J = kA^2 = kc^2 a^2 \cos^2 \alpha$. Но $ka^2 = J_0$, т. е. силе света луча падающего, а потому

$$J = J_0 c^2 \cos^2 \alpha \quad \dots \dots \dots (7)$$

Этот формулой выражается закон Malus'a: когда угол падения поляризованного луча равен углу полной поляризации, то сила света луча отраженного (поляризованного в плоскости падения) пропорциональна квадрату косинуса угла между плоскостью поляризации луча падающего и плоскостью падения. При $\alpha = 90^\circ$ имеем $J = 0$; это случай, когда луч вовсе не отражается.

При помощи двух зеркал MN и PQ (рис. 437) можно проследить только что рассмотренные явления, и посредством фотометра проверить закон Malus'a. Пусть S луч падающий на MN под углом Φ полной поля-

ризации; отраженный луч вполне поляризован, его колебания перпендикулярны к плоскости рисунка. Когда второе зеркало PQ расположено так, как показано на рисунке, т. е. параллельно MN , то отраженный луч S' имеет наибольшую силу света, возможную при угле падения Φ на PQ . Если вращать зеркало PQ около падающего на него луча, как около оси, то сила света отраженного луча S' начнет убывать и делается равной нулю, когда мы повернем PQ на 90° так, чтобы плоскость падения

Рис. 437.

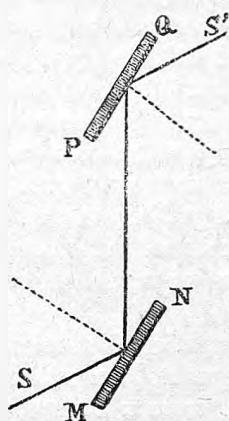
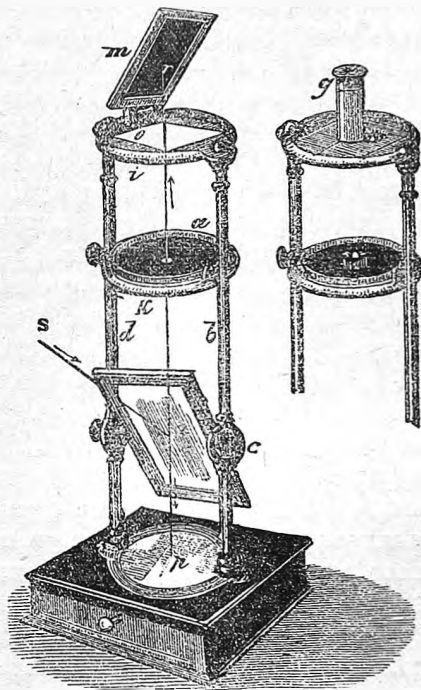


Рис. 438.



стала перпендикулярной к плоскости рисунка (см. положение зеркал m и n на рис. 438). При дальнейшем вращении луч S' вновь появляется и получает наибольшую силу света при угле вращения в 180° , когда луч S' располагается в плоскости рисунка, направляясь влево. Если повернуть зеркало еще на 90° , то S' опять исчезает. При полном обороте зеркала сила света отраженного луча два раза принимает максимальное значение и два раза уменьшается до нуля; угол падения при этом не должен меняться, оставаясь равным Φ .

Вместо того, чтобы вращать зеркало PQ , мы могли бы вращать падающий на него луч около самого себя, что практически выполнимо, вращая зеркало MN , а также источник, испускающий луч S , около направления луча, отраженного от MN и падающего на PQ . Итак, мы видим здесь случай, когда луч, хорошо отражающийся от зеркала, теряет способность отражаться и вновь приобретает ее после вращения около самого себя каждый раз на 90° .

Мы видели, что зеркало, расположенное таким образом, чтобы лучи падали на него под углом Φ , представляет из себя поляризатор. Но это же самое зеркало может играть роль анализатора, т. е. прибора, служащего для решения вопроса, имеем ли мы в данном случае дело с лучем естественным, отчасти поляризованным, или, наконец, вполне поляризованным. Действительно, заставим луч падать на зеркало-анализатор под углом Φ , и станем вращать на 360° зеркало около падающего на него луча. Если этот луч естественный, то сила света J отраженного луча вовсе не будет меняться; если он отчасти поляризован, то J будет иметь два минимума и два максимума. Если луч вполне поляризован, то сила света J два раза делается равной нулю; положение зеркала, при котором это произойдет, определяет плоскость поляризации луча, перпендикулярную к плоскости падения, соответствующей этому положению зеркала. Заметим, что обратное заключение в первых двух случаях было бы неверно; луч, поляризованный по кругу или эллиптически обнаруживает при указанных условиях соответственно такие же явления, как луч естественный или луч отчасти поляризованный.

Из анализатора выходит луч во всяком случае вполне поляризованный в некоторой определенной плоскости, характерной для данного анализатора. В этом случае мы говорим, что луч, падающий на анализатор, приводится к такой то плоскости поляризации.

Совокупность поляризатора и анализатора называется поляризационным прибором.

На рис. 438 представлен поляризационный прибор Noerrenberg'a. Его части суть: горизонтальное обыкновенное зеркало p и два столбика b и d , поддерживающие стеклянную пластинку n , столик ka и зеркало m из черного стекла. Пластинка n вращается около оси c . Столик ka может быть приподнят или опущен; его средняя часть, снабженная отверстием, может вращаться. Зеркало m вращается около горизонтальной оси; оно прикреплено к кольцу, при помощи которого его можно, кроме того, вращать около вертикальной оси всего прибора. Посредством угольника устанавливают наклон зеркал m и n так, чтобы нормали к поверхности каждого из них составляли с вертикальной осью прибора угол, равный углу Φ полной поляризации стекла ($54^\circ 35'$); очевидно, такой же угол должен быть составлен поверхностями зеркал с горизонтальной плоскостью. Весь прибор устанавливают, напр., против окна так, чтобы лучи S , падающие на n , могли, между прочим, отразиться и по вертикальному направлению вниз. Эти лучи падают на n под углом Φ , а потому лучи, отражающиеся вертикально вниз, вполне поляризованы. От зеркала p они отражаются вертикально вверх, отчасти проходят через стекло n и через отверстие в столике ka , и попадают на зеркало m . Смотря по положению последнего, они отражаются в большей или меньшей степени или даже вовсе не отражаются, когда плоскости падения обоих зеркал взаимно перпендикулярны, как это изображено на рисунке. Сила света лучей, отраженных от m , выражается формулой (7), в которой α угол между вертикальными плоскостями, перпендикулярными к зеркалам n и m .

Поляризатором служит в приборе Noergerberg'a отражающая пластинка n ; вместо зеркала m может быть помещен и другой анализатор, напр., николева призма g (см. ниже), как показано на отдельном рисунке.

Сама собою разумеется, что все эти явления имеют место как по отношению к видимым лучам так и к невидимым. Pfund (1906) показал, что при отражении от сelenового зеркала вполне поляризуются инфракрасные лучи $\lambda = 13 \mu$.

§ 3. Поляризация при преломлении лучей. Когда естественный луч падает на поверхность, разграничивающую две среды, то часть его отражается, часть преломляется. Пренебрегая поглощением мы скажем, что отраженный луч, слсженный с преломленным, составляет луч падающий, который, как мы видели, можно заменить двумя лучами, поляризованными один в плоскости падения, а другой перпендикулярно к ней. Так как эти два луча отражаются неодинаково, образуя отраженный луч отчасти поляризованный, то ясно, что они должны также неодинаково преломляться. Отсюда следует, что преломленный луч также отчасти поляризован. В отраженном луче избыток колебаний происходит перпендикулярно к плоскости падения, в которой этот луч отчасти поляризован. Отсюда следует, что в преломленном луче избыток колебаний происходит в самой плоскости падения, т. е. что преломленный луч отчасти поляризован перпендикулярно к плоскости падения. Степень поляризации тем больше, чем ближе угол падения φ к углу Φ полной поляризации луча отраженного. Когда угол падения $\varphi = \Phi$, то степень поляризации преломленного луча наибольшая; но полная поляризация этого луча при $\varphi = \Phi$ не достигается. Это будет понятно, если припомнить, что при $\varphi = \Phi$ один из двух лучей, заменяющих луч естественный, вовсе не отражается, т. е. целиком преломляется; другой же луч отчасти отражается, а след. и отчасти преломляется. Итак, при всяком φ оба луча преломляются, а потому преломленный луч не может быть вполне поляризованным.

Преломленный луч отчасти поляризован перпендикулярно к плоскости падения (избыток колебаний, по Fresnel'ю в этой плоскости); когда угол падения $\varphi = \Phi$, то степень поляризации преломленного луча наибольшая.

Если падающий луч вполне поляризован в плоскости падения, то сравнительно небольшая часть его преломится при всех углах ψ . Если падающий луч вполне поляризован перпендикулярно к плоскости падения, то вообще значительная часть его преломится; при $\varphi = \Phi$ луч целиком преломляется, т. е. его амплитуда равна амплитуде a луча падающего.

Положим, наконец, что падающий луч поляризован в плоскости, составляющей угол α с плоскостью падения; разлагаем его на два луча с амплитудами $a_1 = a \cos \alpha$ и $a_2 = a \sin \alpha$. Амплитуды двух преломленных лучей обозначим через a_1'' и a_2'' ; амплитуды двух лучей отраженных a_1' и a_2' мы выразили формулами (3) стр. 612. Очевидно, мы должны иметь

$$(a_1'')^2 + (a_1')^2 = a_1^2 \text{ и } (a_2'')^2 + (a_2')^2 = a_2^2.$$

Вставляя сюда $a_1 = a \cos \alpha$, $a_2 = a \sin \alpha$, $a_1' = c_1 a \cos \alpha$ и $a_2' = c_2 a \sin \alpha$, получаем

$$a_1'' = a \cos \alpha \sqrt{1 - c_1^2} \text{ и } a_2'' = a \sin \alpha \sqrt{1 - c_2^2} \quad \dots \quad (8)$$

где $c_2 < c_1$ и $c_2 = 0$ при $\varphi = \Phi$. Два преломленных луча складываются в один поляризованный луч, амплитуда которого равна

$$A'' = \sqrt{(a_1'')^2 + (a_2'')^2} = a \sqrt{1 - c_1^2 \cos^2 \alpha - c_2^2 \sin^2 \alpha} \quad \dots \quad (9)$$

Сравнивая это с (4), получаем, как и следует,

$$(A')^2 + (A'')^2 = a^2 \quad \dots \quad (10)$$

Плоскость поляризации преломленного луча составляет с плоскостью падения угол γ , для которого, см. (5) стр. 612.

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{a_2''}{a_1''} = \frac{\sqrt{1 - c_2^2}}{\sqrt{1 - c_1^2}} \operatorname{tg} \alpha \quad \dots \quad (11)$$

Так как $c_2 < c_1$, то мы имеем

$$\gamma > \alpha \quad \dots \quad (12)$$

между тем, как для отраженного луча мы нашли $\beta < \alpha$.

При преломлении поляризованного луча его плоскость поляризации поворачивается, удаляясь от плоскости падения.

Мы видели, что если падающий луч естественный, то лучи отраженный и преломленный суть лучи отчасти поляризованные, которые (см. стр. 608) можно рассматривать, как соединение луча естественного и поляризованного. Избытки колебаний в определенных, взаимно перпендикулярных направлениях, очевидно, должны быть равны в лучах отраженном и преломленном, а потому можем сказать, что если падающие лучи естественные, то лучи отраженные и преломленные содержат одинаковые количества поляризованных лучей, причем плоскости поляризации взаимно перпендикулярны (закон Arago). Если преломленные отчасти поляризованные лучи подвергнуть вторичному преломлению, то процентное в них содержание лучей поляризованных, т. е. их степень поляризации, увеличивается, и если преломление повторяется большое число раз, то наконец получаются лучи, которые можно считать вполне поляризованными, если при каждом преломлении угол падения $\varphi = \Phi$, т. е. углу полной поляризации. Многократное преломление при угле падения $\varphi = \Phi$ дает лучи, поляризованные перпендикулярно к плоскости падения. На этом основано устройство поляризатора, состоящего из большого числа сложенных вместе тонких стеклянных пластинок. Такой поляризатор известен под названием *pile de glasses*; А. Г. Столетов, кажется, первый назвал его стеклянную стопую; пожалуй, его можно также назвать пластинчатым поляризатором. Понятно, что стеклянная стопа могла бы служить как поляризатором, так и анализатором, однако, по многим причинам ею теперь уже почти не пользуются.

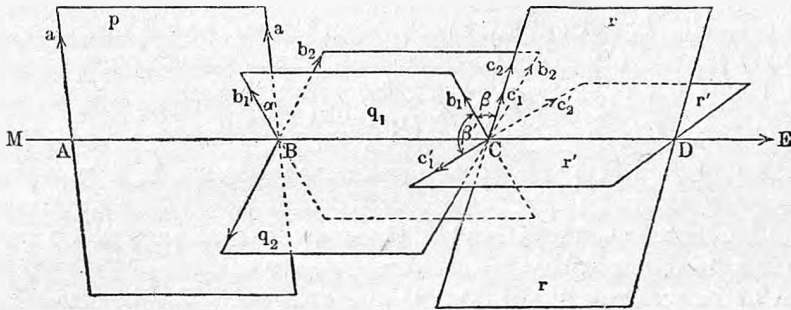
§ 4. Интерференция поляризованных лучей. Законы интерференции поляризованных лучей были открыты Fresnel'ем и Arago. Таких законов четыре:

Закон I. Два луча, поляризованные в одной плоскости, интерферируют, как лучи естественные.

Этот закон не требует никаких раз'яснений.

Закон II. Два луча, поляризованные в плоскостях взаимно перпендикулярных, вовсе не интерферируют, т. е. не ослабляют и не усиливают друг друга; сила света, получаемая от совокупности таких двух лучей, не зависит от их разности хода. Fresnel основал на

Рис. 439.

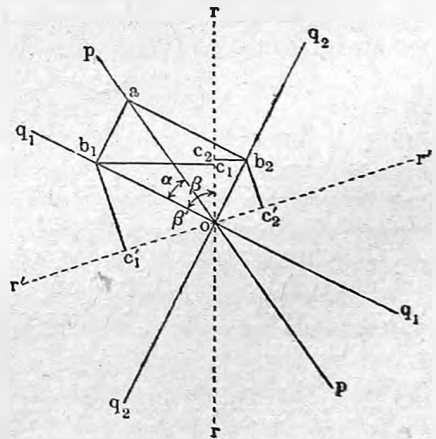


этом законе доказательство того, что световые колебания имеют направление, перпендикулярное к направлению луча, т. е. что они поперечны. Verdet заменил не вполне строгое доказательство Fresnel'я более точным.

Закон III. Если луч, поляризованный в некоторой плоскости P , разложить на два луча, поляризованных в плоскостях Q_1 и Q_2 , и затем эти два луча при помощи анализатора привести к одной плоскости поляризации R , то они интерферируют. При вычислении окончательной амплитуды приходится, однако, прибавить полволны к действительно существующей разности хода δ , если P и R лежат в различных парах прямых углов, образуемых плоскостями Q_1 и Q_2 .

Этот важный закон требует раз'яснений; обратимся для этого к рисункам 439 и 440. На первом из них направление распространения луча обозначено прямой $MABDE$; на втором предполагается, что луч проходит через точку O , перпендикулярно к плоскости рисунка, на котором

Рис. 440.



изображены следы различных плоскостей, проходящих через луч. На обоих рисунках изображены не плоскости поляризации P , Q_1 , Q_2 и R , но плоскости колебаний, по Fresnel'ю перпендикулярные к первым. Они на обоих рисунках обозначены одинаковыми буквами, равно как и амплитуды колебаний. Буква O встречается только на рисунке 440. По направлению MAV распространяется луч с плоскостью колебаний p (pp на рис. 440) и с амплитудой $a = Aa = Ba = Oa$ (рис. 440). В точке B происходит разложение луча на два с плоскостями колебаний q_1 и q_2 и с амплитудами $b_1 = Bb_1 = Ob_1$ и $b_2 = Bb_2 = Ob_2$; плоскости $q_1 = q_2$ взаимно перпендикулярны. Разность фаз двух лучей в B равна нулю. Если угол между плоскостями p и q_1 обозначить через α , то $b_1 = a \cos \alpha$, $b_2 = a \sin \alpha$. Оба луча распространяются до точки C , допустим — не меняя амплитуд, так что $b_1 = Cb_1$, $b_2 = Cb_2$. Мы принимаем, что оба луча распространяются по направлению BC с неодинаковой скоростью, благодаря чему они приходят в точку C с разностью фаз Δ . Если λ_1 и λ_2 длины волн обоих лучей на протяжении BC , то $\Delta = 2\pi \cdot BC \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$. В точке C лучи встречают анализатор, напр., зеркало или стеклянную стопу, при угле падения, равному углу полной поляризации Φ . Анализатор „приводит“ плоскости колебаний обоих лучей к некоторой определенной плоскости, относительно положения которой следует отличать два случая.

1. Окончательная плоскость колебаний rr (оба рисунка) расположена в тех же углах между q_1 и q_2 , как и первоначальная плоскость колебаний p ; иначе говоря, угол pOr заключается внутри одного из углов q_1Oq_2 . Обозначим через β угол rOq_1 , между плоскостями r и q_1 , считая его положительным от q_1 , в том же направлении, как и угол α . Два луча с амплитудами b_1 и b_2 дадут, после приведения к плоскости r , два новых луча с общею плоскостью колебания и с амплитудами $c_1 = Cc_1 = Oc_1 = b_1 \cos \beta = a \cos \alpha \cos \beta$ и $c_2 = Cc_2 = Oc_2 = b_2 \sin \beta = a \sin \alpha \sin \beta$, причем амплитуды c_1 и c_2 считаются положительными в одном и том же направлении. Эти два луча заменятся одним с плоскостью колебаний r и с амплитудой a_1 , причем

$$a_1^2 = c_1^2 + c_2^2 + 2c_1c_2 \cos \Delta \dots \dots \dots (13)$$

где Δ та оптическая разность хода, которую лучи приобрели на пути BC .

2. Окончательная плоскость колебаний $r'r'$ (оба рисунка) расположена в тех двух углах между q_1 и q_2 , через которые первоначальная плоскость колебаний p не проходит; иначе говоря, угол pOr' содержит только одну из плоскостей q_1 или q_2 . Пусть β' угол между q_1 и r' , считаемый положительно от q_1 в сторону обратную той, в которой находится угол α . В этом случае два луча с амплитудами b_1 и b_2 дадут после приведения к плоскости r' два луча с амплитудами $c_1' = Cc_1' = Oc_1' = b_1 \cos \beta' = a \cos \alpha \cos \beta'$ и $c_2' = Cc_2' = Oc_2' = -b_2 \sin \beta' = -a \sin \alpha \sin \beta'$. Знак минус перед амплитудой соответствует изменению фазы на π или, что то же самое, прибавлению полуволны к пути одного из лучей. Геометрически это выразилось тем, что c_1' и c_2' направлены в разные стороны. Два луча с амплитудами c_1' и c_2' (берем c_2' без знака минус), рас-

пространяющиеся от точки C далее, слагаются в один луч с амплитудой a_1' , где $(a_1')^2 = (c_1')^2 + (c_2')^2 + 2c_1'c_2' \cos(\Delta + \pi)$, или

$$(a_1')^2 = (c_1')^2 + (c_2')^2 - 2c_1'c_2' \cos \Delta \dots \dots \dots (14)$$

Частный пример еще более выяснит разницу между двумя случаями. Положим $\alpha = 45^\circ$ и затем сперва $\beta = 45^\circ$, потом $\beta' = 45^\circ$. Кроме того положим $\Delta = 0$ или, что то же самое, $2n\pi$, где n целое число. Если $\alpha = 45^\circ$, то $b_1 = b_2 = \frac{a}{\sqrt{2}}$; имеем далее плоскость g и угол $\beta = 45^\circ$. Тогда $c_1 = \frac{b_1}{\sqrt{2}} = \frac{a}{2}$, $c_2 = \frac{b_2}{\sqrt{2}} = \frac{a}{2}$, и наконец, по формуле (13) $a_1^2 = \left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2 + 2\frac{a}{2} \cdot \frac{a}{2} = a^2$. Если мы имеем плоскость g' и угол $\beta' = 45^\circ$, то также $c_1 = \frac{a}{2}$ и $c_2 = \frac{a}{2}$ (знак минус отбрасываем, так как он заменен прибавкою π к фазе) и по формуле (14): $(a_1')^2 = \left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2 - 2\frac{a}{2} \cdot \frac{a}{2} = 0$. Такой результат и понятен: $\Delta = 2n\pi$ показывает, что в C одновременно начинаются колебания в направлениях Cb_1 и Cb_2 , а след. одновременно же по направлениям Cc_1 и Cc_2 , или по направлениям Cc_1' и Cc_2' . В первом случае равные амплитуды c_1 и c_2 складываются, во втором амплитуды c_1' и c_2' , также равные, вычитаются.

Смысл важного закона III можем теперь считать выясненным окончательно.

Закон IV. Если естественный луч разложить на два луча, поляризованных в плоскостях Q_1 и Q_2 , и затем эти два луча при помощи анализатора привести к одной плоскости поляризации R , то они не интерферируют.

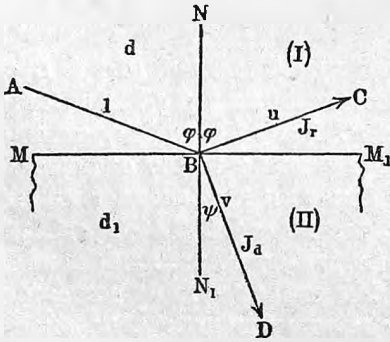
От M до B (рис. 439) распространяется луч естественный; в B он разлагается на два луча, плоскости колебаний которых q_1 и q_2 , и которые в C приводятся к плоскости колебаний g или g' . Мы утверждаем, что сила света луча, получающегося окончательно, не зависит ни от оптической разности хода Δ двух лучей BC , ни от положения плоскости g или g' . Это сделается понятным, если вспомнить то, что на стр. 608 было сказано об естественном луче и об его разложении на два луча, поляризованных в плоскостях, взаимно перпендикулярных. Мы видели, что естественный луч по своим свойствам уподобляется лучу поляризованному, плоскость поляризации которого весьма быстро вращается, и что амплитуды $b_1 = b_2 = \frac{a}{\sqrt{2}}$ двух поляризованных лучей, на которые он разлагается, суть средние значения величин, быстро меняющихся между пределами 0 и a . Представим себе, что плоскость p (рис. 439 и 440) быстро вращается около направления луча (AB или O), и что окончательная плоскость колебаний есть g . Когда p лежит в угле b_1Bb_2 , то колебания в двух лучах BC одновременно имеют направления от B к b_1 и к b_2 . Окончательная амплитуда a_1 определится по формуле (13), ибо p и g лежат в одинаковых углах между q_1 и q_2 . Но когда p повернется настолько, что Va будет находиться внутри угла b_1Bb_2 , то колебания в двух лучах BC одновременно произойдут по

направлениям от B к b_1 и к b_2' . Окончательная амплитуда a_1 колебаний в плоскости r определится формулой (14), ибо теперь p и r лежат в различных углах между q_1 и q_2 . Третий член в выражении для a_1 одинаково часто будет входить с (+) и с (-), а потому ясно, что среднее значение a_1 выразится формулой $a_1^2 = \left(\frac{a}{2}\right)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2 = \frac{a^2}{2}$, т. е. $a_1 = \frac{a}{\sqrt{2}}$ независимо от Δ и при всяком положении r или r' окончательной плоскости колебаний.

§ 5. Формулы Френеля. Великий французский ученый, Fresnel, первый дал формулы для силы света отраженных и преломленных лучей. Он целиком основывался при этом на механической теории, рассматривающей явления лучистой энергии как распространяющиеся в эфире упругие колебания. Способ вывода его формул имеет ныне только исторический интерес, но сами формулы несомненно верны, ибо к ним же приводит и электромагнитная теория, которая будет изложена в последнем томе. В виду огромной важности этих формул мы их приводим, но без всякого доказательства. Упомянем только, что Fresnel, кладет в основу своих выводов предположение, что плотность d эфира в различных веществах неодинаковая, между тем как упругость e (модуль сдвига, т. I) во всех изотропных телах одинаковая. F. Neumann вывел существенно те же формулы, исходя из противоположной гипотезы, что плотность d эфира во всех телах одинаковая, но упругость e различная.

Введем следующие обозначения. На поверхность MM_1 (рис. 441), разграничивающую две среды (I) и (II) падает луч AB ; NN_1 нормаль к поверхности MM_1 , BC отраженный луч, BD — преломленный; φ угол падения, ψ угол преломления, d и d_1 плотности эфира, которые в наших формулах встречаться не будут. Силу света падающего луча обозначим через J , отраженного через J_r , преломленного через J_a . Амплитуды колебаний 1 , u и v также в наших формулах встречаться не будут. Ясно, что

Рис. 441.



$$J = J_r + J_a \dots \dots \dots (15)$$

Случай I. Падающие лучи поляризованы в плоскости падения и, след., колебания происходят перпендикулярно к плоскости рисунка 441, или параллельно отражающей поверхности MM_1 . Характеризуем этот случай добавочным знаком \parallel . Силы $J_{r,\parallel}$ и $J_{a,\parallel}$ отраженного и преломленного лучей выражаются формулами

$$J_{r,\parallel} = \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} J \dots \dots \dots (16)$$

$$J_{a,\parallel} = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} J \dots \dots \dots (17)$$

Легко убедиться, что (16) и (17) удовлетворяют равенству (15). Для случая нормального падения мы должны найти пределы выражений

(16) и (17) при бесконечно малых φ и ψ ; заменяя синусы дугами, и полагая также $n = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{\varphi}{\psi}$, получаем

$$\left. \begin{aligned} J_r &= \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 J \\ J_d &= \frac{4n}{(n+1)^2} J \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

Для стекла приблизительно $n = 3/2$ и потому, $J_r = 1/25$, $J_d = 24/25$.

Случай II. Падающие лучи поляризованы перпендикулярно к плоскости падения; колебания расположены в самой плоскости падения. Силы света отраженного и преломленного луча, которые мы обозначим через $J_{r,\perp}$ и $J_{d,\perp}$ определяются формулами

$$J_{r,\perp} = \frac{\text{tg}^2(\varphi - \psi)}{\text{tg}^2(\varphi + \psi)} J \dots \dots \dots (19)$$

$$J_{d,\perp} = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi - \psi)} J \dots \dots \dots (20)$$

При нормальном падении, т. е. при $\varphi = 0$ и $\psi = 0$, имеем отсюда

$$J_r = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} J, \quad J_d = \frac{4n}{(n+1)^2} J,$$

т. е. формулы, тождественные с (18), что и понятно, так как при нормальном падении исчезает разница между поляризациями в плоскости падения и перпендикулярно к ней; (40) и (41) удовлетворяют равенству (15).

Когда φ принимает специальное значение Φ , при котором $\Phi + \psi = 90$, имеем $J_{r,\perp} = 0$, $J_{d,\perp} = J$; луч вовсе не отражается. В этом случае $\sin \psi = \cos \Phi$ и след.

$$\text{tg} \Phi = \frac{\sin \Phi}{\cos \Phi} = \frac{\sin \Phi}{\sin \psi} = n.$$

Этим и выражается закон Brewster'a, см. (2) стр. 610.

Случай III. Падающие лучи поляризованы в плоскости, составляющей угол α с плоскостью падения. В этом случае

$$\left. \begin{aligned} J_{r,\alpha} &= \left[\frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \cos^2 \alpha + \frac{\text{tg}^2(\varphi - \psi)}{\text{tg}^2(\varphi + \psi)} \sin^2 \alpha \right] J \\ J_{d,\alpha} &= \left[\frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \cos^2 \alpha + \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi - \psi)} \sin^2 \alpha \right] J \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (20,a)$$

Плоскость поляризации отраженного луча составляет с плоскостью падения угол β , где

$$\text{tg} \beta = \frac{\cos(\varphi + \psi)}{\cos(\varphi - \psi)} \text{tg} \alpha \dots \dots \dots (21)$$

Эта формула подтверждает, что плоскость поляризации при отражении вращается и притом приближается к плоскости падения, ибо, очевидно, $\beta < \alpha$, см. (6) стр. 612. Когда $\varphi + \psi = 90^\circ$, имеем $\beta = 0$. Плоскость поляризации преломленного луча образует с плоскостью падения угол γ , где

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{1}{\cos(\varphi - \psi)} \operatorname{tg} \alpha \quad \dots \dots \dots (22)$$

(22) показывает, что $\gamma > \alpha$, т. е., что при преломлении плоскость поляризации удаляется от плоскости падения, см. (12) стр. 616.

Мой друг, проф. А. Л. Гершун († 1915) имел чрезвычайную любезность предоставить в мое распоряжение чертежи нескольких кривых, которые могут служить иллюстрациями формул Fresnel'я и которые были им вычислены и построены по точкам. Эти кривые изображены на рис. 442 А и В. На первом из них (А) даны три кривые; ординаты изображают силу света J_r , отраженного от стекла, для которого принято $n = 1,52$. Сила J падающего света взята равною единице. Абсциссы (нижний край рисунка) представляют углы падения φ ; соответствующие значения углов преломления ψ обозначены на верхнем краю рисунка. Кривая I относится к лучам, поляризованным в плоскости падения, см. формулу (16), где $J = 1$. Кривая II дает силы света отраженных лучей, когда падающие лучи поляризованы в плоскости, составляющей угол $\alpha = 45^\circ$ с плоскостью падения, см. первую из формул (20), где $\cos^2 \alpha = \sin^2 \alpha = 0,5$. Наконец, кривая III относится к лучам, поляризованным в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения, см. формулу (19). Эта кривая касается оси абсцисс ($J_{r,\perp} = 0$) когда φ равно углу полной поляризации ($56^\circ 40'$), тангенс которого равен $n = 1,52$.

Рис. 442 В иллюстрирует вращение плоскости поляризации при отражении (I) и преломлении (II). Предполагается, что плоскость поляризации падающих лучей составляет с плоскостью падения угол $\alpha = 45^\circ$. Абсциссы представляют углы падения φ , ординаты значения углов β и γ , см. формулы (21) и (22).

Графические изображения формул Fresnel'я дал также Lafaу (1899).

Случай IV. Падающие лучи естественные. Заменяем естественный луч двумя лучами, поляризованными в плоскости падения и перпендикулярно к ней (стр. 608). Силы света J_r отраженного и J_d преломленного лучей получатся из (20), если принять $\cos^2 \alpha = \sin^2 \alpha = 1/2$. Таким образом получаем

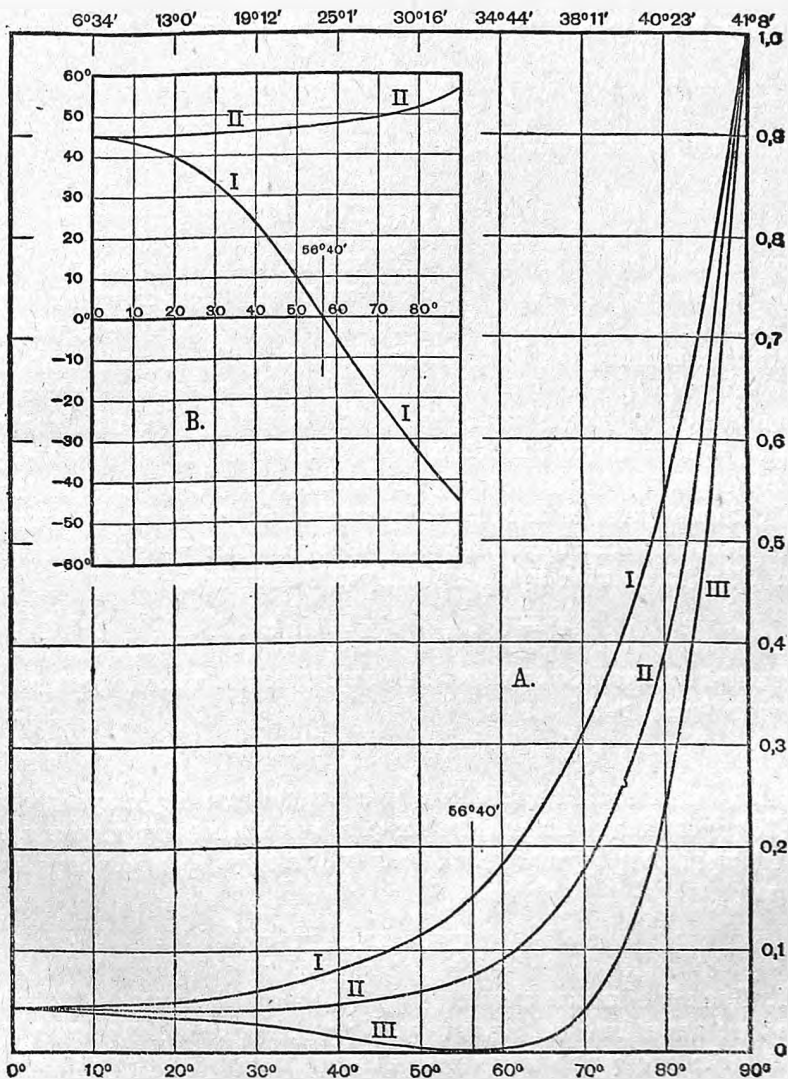
$$\left. \begin{aligned} J_r &= \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi - \psi)}{\operatorname{tg}^2(\varphi + \psi)} \right] J = \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] J \\ J_d &= \frac{1}{2} \left[\frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} + \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi + \psi)} \right] J = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 + \frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] J \end{aligned} \right\} (23)$$

Отраженный и преломленный лучи отчасти поляризованы, ибо, если каждый из них разложить на два луча, поляризованные в плоскости падения и перпендикулярно к ней, то силы света этих двух лучей будут неравны: два члена, из которых составлены величины J_r и J_d как раз и представляют силы света двух пар лучей, поляризованных взаимно перпендикулярно и заменяющих лучи отраженный и преломленный. Избыток одного члена над другим дает количество поляризованного света, примешанного к отраженным и преломленным лучам.

Обозначим его через J_r (пол.) и J_d (пол.). Имеем:

$$\left. \begin{aligned} J_r(\text{пол.}) &= \frac{1}{2} \frac{\sin^2(\varphi - \psi)}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[1 - \frac{\cos^2(\varphi + \psi)}{\cos^2(\varphi - \psi)} \right] J = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi \sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi - \psi)} J \\ J_d(\text{пол.}) &= \frac{1}{2} \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi}{\sin^2(\varphi + \psi)} \left[\frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} - 1 \right] J = \frac{\sin 2\varphi \sin 2\psi \sin^2(\varphi - \psi)}{2 \sin^2(\varphi + \psi) \cos^2(\varphi - \psi)} J \end{aligned} \right\} \cdot (24)$$

Рис. 442.



Правые части оказались равными. Этим подтверждается закон Arago (стр. 616): в отраженных и преломленных лучах заключаются одинаковые абсолютные количества поляризованного света.

Случай многократного преломления. Положим, что луч, поляризованный под углом α с плоскостью падения, проходит через ряд плоскопараллельных пластинок. Плоскость поляризации составит после первого преломления угол γ_1 с плоскостью падения, где $\gamma_1 = \gamma$, данному в (22), т. е.

$$\operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{1}{\cos(\varphi - \psi)} \operatorname{tg} \alpha.$$

После второго преломления, т. е. после выхода луча из первой пластинки (угол падения ψ), имеем вместо γ_1 угол γ_2 , где

$$\operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{1}{\cos(\varphi - \psi)} \operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{1}{\cos^2(\varphi - \psi)} \operatorname{tg} \alpha.$$

После m преломлений получим для угла γ_m

$$\operatorname{tg} \gamma_m = \frac{1}{\cos_m(\varphi - \psi)} \operatorname{tg} \alpha \dots \dots \dots (25)$$

$\operatorname{tg} \gamma_m$ возрастает беспредельно с увеличением m и при весьма большом m можно положить $\gamma_m = 90^\circ$. После многократных преломлений можно считать луч вполне поляризованным перпендикулярно к плоскости падения. Fresnel весьма подробно исследовал случай полного внутреннего отражения. При $\sin \varphi = n$, где n показатель преломления при переходе из первой среды во вторую ($n < 1$), получается $J_r = J$ и $J_a = 0$, и притом во всех четырех, выше разобранных случаях. Особый интерес представляет случай, когда $\sin \varphi > n$, т. е. когда угол падения больше угла полного внутреннего отражения. Положим, что плоскость поляризации падающего луча составляет угол α с плоскостью падения. Разложим этот луч на два луча с амплитудами

$$A_{\parallel} = \cos \alpha, \quad A_{\perp} = \sin \alpha \dots \dots \dots (26)$$

Оказывается, что оба луча вполне отражаются, так что при всяком φ , для которого $\sin \varphi > n$,

$$J_r = J, \quad J_a = 0 \dots \dots \dots (27)$$

Однако, оказывается далее, что при отражении двух лучей с амплитудами (26) происходит изменение их фаз, так что между двумя прямолинейно отраженными лучами является разность фаз δ , определяемая формулою

$$\cos \delta = \frac{2 \sin^2 \varphi}{(1 + n^2) \sin^2 \varphi - n^2} - 1 \dots \dots \dots (28)$$

где $n < 1$. Два колебания с амплитудами (26) и с разностью фаз (28) складываются в одно движение по эллипсу. Лучи, отраженные под углом, который больше угла полного внутреннего отражения, поляризованы эллиптически; $\cos \delta = 1$ и след. $\delta = 0$ при $\sin \varphi = n$ и при $\sin \varphi = 1$. Это значит, что разность фаз равна нулю, а след. эллипс переходит в прямую и лучи прямолинейно поляризованы при угле полного внутреннего отражения, а также в случае, когда лучи скользят по поверх-

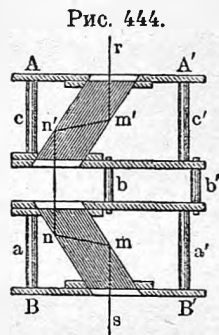
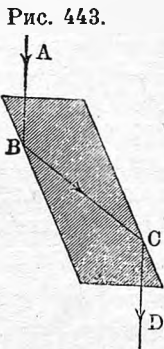
ности ($\varphi = 90^\circ$). Между этими двумя значениями $\delta = 0$ имеется максимальное значение разности хода δ при

$$\sin \varphi = n \sqrt{\frac{2}{1+n^2}},$$

для которого

$$\cos \delta = \frac{4n^2 - (1-n^2)^2}{(1+n^2)^2} \dots \dots \dots (29)$$

Отраженный луч поляризован по кругу, когда амплитуды равны и разность хода лучей $\delta = \pi/2$ (т. I). Первому условию мы удовлетворим, приняв $\alpha = 45^\circ$. Но второму условию нельзя удовлетворить одним отражением, ибо $\cos \delta = 0$ дает возможные значения для $\sin \varphi$ только при $n < \sqrt{2} - 1$, т. е. $1/n > 2,4 : 4$ (алмаз). Fresnel показал, что разность фаз $\delta = \pi/2$ может быть получена двумя или тремя отражениями, если



пользоваться стеклом завода St. Gobain, для которого $1/n = 1,51$. Формула (29) дает для такого стекла при $\varphi = 55^\circ$ наибольшую разность фаз около $\delta = \pi : 4$ (разность хода $\lambda : 8$). После двух отражений получаем $\delta = \pi : 2$.

Fresnel устроил стеклянный ромб (рис. 443), через который он направил луч $ABCD$, плоскость поляризации которого в части AB составляла угол $\alpha = 45^\circ$ с плоскостью падения, и угол падения которого в B и C равнялся $\varphi = 55^\circ$. Выходящий луч CD действительно оказался поляризованным по кругу. Это доказывалось тем, что анализатор (зеркало, стеклянная стопа, николева призма) не обнаруживал в луче и следов поляризации, и что при прохождении через второй такой же ромб (рис. 444) получился вновь прямолинейно поляризованный луч (разность фаз $4\pi/4 = \pi$), причем плоскость поляризации была перпендикулярна к первоначальной.

При $\varphi = 69^\circ 12' 33''$ получается $\delta = \pi : 6$ (разность хода $\lambda : 12$) и потому трехкратное отражение дает луч, поляризованный по кругу. Fresnel построил ромб, соответствующий этому случаю. Ниже мы познакомимся с устройством компенсатора Vabinet, служащего для точного исследования, эллиптически поляризованного света.

Убедившись в существовании эллиптически поляризованных лучей света, мы имеем право расширить представление о луче естественном.

Мы рассматривали его, как луч, плоскость поляризации которого чрезвычайно быстро меняется. Опыты Dove действительно показали, что поляризованный луч, плоскость поляризации которого весьма быстро вращается, обладает всеми свойствами луча естественного. Тем не менее правильнее будет допустить, что в естественном луче движения происходят по эллипсам, весьма быстро меняющимся как направление осей, так и величины полуосей. Если разложить такие движения по эллипсам на два движения прямолинейных, то окажется, что не только их равенство фаз, но и их амплитуды непрерывно меняются.

Окончив разбор явлений поляризации лучей при отражении и преломлении, нам остается указать, что общий характер явлений не зависит от того, будут ли лучи видимы или невидимы. Формулы Fresnel'я одинаково относятся как к видимым, так и к невидимым лучам. Вопрос о „поляризации тепловых лучей“ когда то сильно занимал ученых. Совершенно исключив понятие о „тепловых лучах“, которые суть не что иное, как лучи инфракрасные, мы не имеем надобности особо рассматривать их поляризацию. Чисто внешняя и второстепенная разница между явлениями поляризации видимых инфракрасных лучей заключается только в способах наблюдения этих явлений. Вместо глаза или фотометра мы здесь пользуемся термоэлектрическим столбиком или болометром. Поэтому нет причины останавливаться на работах ученых, доказавших существование „поляризации тепловых лучей“, исследовавших это явление и показавших, что оно при отражении и преломлении этих лучей происходит согласно с формулами Fresnel'я. Мы ограничиваемся указанием на то, что подобными исследованиями занимались Bérard, Knoblauch, De la Provostaye и Desains, Forbes, Melloni, Magnus и др.

Формулы Fresnel'я неоднократно подвергались опытной проверке. Rood фотометрически исследовал белый свет, проходящий через стеклянную пластинку, а Rayleigh и Congou — свет, отраженный от такой пластинки. Murphy (1896) исследовал при помощи спектрофотометра отраженный свет для лучей различной длины волны. Вообще, все эти измерения дали результаты, довольно согласные с формулами Fresnel'я. Весьма интересное приложение формул Fresnel'я к объяснению некоторых явлений поверхностной окраски тел можно найти в книге Walter'a „Oberflächenfarben“, Braunschweig, 1895. Так как r зависит от λ , то ясно, что сама по себе бесцветная поверхность должна дать окраску при отражении от нее лучей.

§ 6. Поляризация при испускании, при диффузии и при диффракции.
В этой главе мы рассмотрели поляризацию лучей, возникающую при их отражении и преломлении. Другой важный случай, а именно поляризация при двойном лучепреломлении, был уже упомянут на стр. 615. Существуют, однако, еще некоторые любопытные случаи возникновения поляризованных лучей, а именно при лучеиспускании, при внешней и при внутренней диффузии лучей и при диффракции. Об этих случаях скажем несколько слов.

I. Поляризация при лучеиспускании была открыта Arago (1824), который заметил, что лучи, испускаемые раскаленной платиной по наклонному направлению, отчасти поляризованы и притом перпендикулярно к плоскости испускания. De la Provostaye и Desains обнаружили то же явление для лучей инфракрасных. Далее Magnus, Kirchhoff, Moeller и Violle измеряли степень поляризации лучей испускаемых телами при 100° . Оказалось, что лучи, составляющие с поверхностью угол в 55° , содержат следующие количества поляризованных лучей в процентах: *Cu* 22,4, *Al* 28,5, *Hg* 32,0, стекло 10,4, воск 7,3, глицерин 5,6, парафин 6%. Теорией этого явления занимались Kolaček, а затем В. А. Ульянин и Millikan, которые объяснили возникновение поляризации при испускании преломлением, претерпеваемым лучами при выходе из поверхности тела.

II. Поляризацию при внешней диффузии лучей, падающих на матовую поверхность, исследовали впервые De la Provostaye и Desains (1852), а затем Wright (1900) для пластинок, приготовленных из сдавленных порошков. Оказалось, что лучи при диффузии от вполне матовой поверхности не поляризуются, а падающие поляризованные лучи вполне деполаризуются. Но когда диффузия неполная и к ней присоединяется правильное отражение, то поляризация лучей происходит. Такую поляризацию исследовал Lafaу для матового стекла.

III. Поляризация при внутренней диффузии лучей представляет весьма интересное и теоретически важное явление. С явлением внутренней диффузии света мы познакомились на стр. 215. Оно наблюдается в мутных средах, типичным представителем которых может служить эмульсия, получаемая, если раствор мастики в спирту примешать к воде. Если через такой раствор пропустить пучек лучей и рассматривать синеватый путь этого пучка по направлению, к нему перпендикулярному, то оказывается, что рассеянные лучи почти вполне поляризованы в плоскости, проходящей через первоначальный луч, подвергаемый диффузии. Tyndall, который впервые исследовал это явление, показал, что оно наблюдается и в телах газобразных. Он наполнял трубки, закрытые с одного конца плоским стеклом, парами *HCl*, *HJ*, *CS₂*, иодистого метила, иодистого этила и т. д. Пары казались прозрачными и бесцветными. Но если вдоль оси трубки пропустить пучек ярких лучей, то в ней появляется синеватое облако. Пар делается мутным и лучи рассеиваются, причем опять лучи оказываются вполне поляризованными, если смотреть по направлению, перпендикулярному к оси трубки. На стр. 215 была упомянута теория внутренней диффузии лучей, данная Rayleigh'ем; добавим теперь, что эта теория вполне объясняет и поляризацию рассеянных лучей. Исследованием этой поляризации занимались Kober, Soret, Lallemand, Abney и Festing, Lampa, Hurion, J. J. Thomson, а в последнее время Pernter (1901), Ehrenhaft (1903), E. Müller (1907), Mie (1907), Dimmer (1908) и Staubing (1908). Из них Pernter нашел, что поляризация тем слабее, чем белесоватее мутная среда, т. е. чем больше размеры частиц, образующих

муть. Далее он нашел, что когда боковые лучи имеют красивую голубую окраску, то наиболее сильно поляризованы лучи зеленые; если же окраска беловатая, то максимум поляризации приходится на лучи красные.

Очень интересные результаты получил Ehrenhaft. J. J. Thomson показал, что плоскость наибольшей поляризации только тогда перпендикулярна к плоскости падения, если взвешенные частицы являются непроводниками электричества. Если же эти частицы проводят электричество, то падающие лучи могут вызвать в них колебания. Резонанс наступает (гл. XIII § 13), если соблюдено условие

$$a = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{\lambda}{n} \dots \dots \dots (30)$$

где a радиус шарообразной частицы, λ — длина волны света в воздухе и n — коэффициент преломления данной среды (напр., воды) по отношению к воздуху. В этом случае происходит поглощение света средою. Кроме того J. J. Thomson показал, что плоскость наибольшей поляризации не перпендикулярна к плоскости падения, но образует с нею всевозможные углы, начиная с $\varphi = 120$, если только радиус a заключается в некоторых пределах. Ehrenhaft изучал коллоидальные эмульсии кремнекислоты, сернистого мышьяка, золота, платины, меди и серебра. Он нашел для кремнекислоты $\varphi = 90^\circ$; сернистого мышьяка $\varphi = 87,5^\circ$; золота $\varphi = 118^\circ$ до 120° ; платины $\varphi = 115^\circ$; меди $\varphi = 120^\circ$; серебра $\varphi = 110^\circ$. Для металлических коллоидов он наблюдал поглощения: для золота при $\lambda = 5200$; для платины при $\lambda = 4800$, для серебра при $\lambda = 3800$. Формула (56, a) дает $a = 0,103\lambda$ и следовательно для a , т. е. радиуса взвешенных частиц: для золота $a = 49 - 52 \mu$, для серебра $a = 38 \mu$, для платины $a = 48 \mu$. Эти значения лежат в указанных Томсоном границах.

IV. Поляризация при диффракции. Ограничиваемся немногими словами. Еще Arago заметил, что лучи, получаемые при диффракции, отчасти поляризованы. Теоретически и экспериментально изучил этот вопрос впервые Stokes (1849), а затем Holtzmann, Eisenlohr, Fizeau, Lommel, Du Bois, Ditscheiner, K. Exner и многие другие, а в последнее время Poincaré, Lamb, Carslow и др. Особенный интерес представляет влияние диффракций на уже поляризованные лучи. Оказывается, что если поляризованные лучи падают на решетку, то поляризация диффракционных лучей отличается от поляризации падающих, кроме случая, когда плоскость поляризации последних параллельна или перпендикулярна к чертам решетки. Следует заметить, что, несмотря на обширную теоретическую и экспериментальную литературу этого вопроса, он оказывается еще далеко не выясненным, так как он усложняется несомненно существующим влиянием вещества экрана на диффракционные явления.

Сюда можно отнести явление, исследованное Quincke, Ambrohn'ом, Du Bois и Rubens'ом (1893), и заключающееся в том, что узкая щель неодинаково пропускает лучи, поляризованные в различных плоскостях. Du Bois и Rubens пользовались лучами, для которых $\lambda = 2 - 3 \mu$.

Позднее (1904) они пользовались остаточными лучами плавикового шпата ($\lambda = 25,5 \mu$) и каменной соли ($\lambda = 51,2 \mu$). Решетка построена была ими из проволоки, толщиной 25μ , такова же была и ширина просветов решетки. Они измеряли при помощи термостолбика интенсивность неотклоненной решеткою части света. Обозначим через q — интенсивность света, если падающий на решетку свет не поляризован, через q_{\perp} и q_{\parallel} соответственные интенсивности, если свет был поляризован \perp или \parallel щелям. Получились следующие числа:

λ	q	q_{\perp}	q_{\parallel}	$q_{\perp} : q_{\parallel}$
5μ	0,223	0,198	0,248	0,80
$25,5 \mu$	0,297	0,230	0,265	0,63
$51,2 \mu$	0,535	0,332	0,738	0,45

Таким образом $q_{\perp} < q_{\parallel}$, т. е. лучи, плоскость колебаний которых параллельна проволокам решетки, сильнее ослабляются чем лучи с перпендикулярными колебаниями, и разница эта тем больше, чем больше λ . Это вполне согласно с выводами электромагнитной теории света, равно как и значения q , которые, согласно этой теории должны быть $q = 0,25$ для малых λ , $q = 0,5$ для больших λ .

Еще дальше пошел Braun (1904), который натянул на стекле тонкие металлические нити и распылил их электрическими разрядами. При этом на стекле остались прозрачные тонкие металлические полосы, которым Braun приписывает структуру, напоминающую решетку. Эти полосы казались более темными, если сквозь них шел свет, поляризованный \perp их длине, чем при \parallel поляризации. Особенно интересно то, что эта решетка, будучи помещена между скрещенными поляризатором и анализатором (напр., николевыми призмами, см. гл. XVI), просветляет поле, если направление полос составляет 45° с главными сечениями анализатора и поляризатора. Решетка разлагает колебания, падающие на нее из поляризатора, причем колебания, перпендикулярные к полосам решетки, проходят и вновь разлагаются анализатором; часть их при этом проходит сквозь анализатор. Если это объяснение правильно, то Braun'у удалось в области видимого света осуществить опыт, который как мы увидим дальше, впервые осуществил Hertz для очень длинных электрических волн. В дальнейших исследованиях Braun на особых решетках (деревянные пластинки, пропитанные золотом) старался доказать, что в этих опытах не имеет место двойное лучепреломление (гл. XVI), наличие которого также могла бы объяснить подобные явления.

§ 7. Отражение от металлов и от веществ, сильно поглощающих лучи. Формулы Fresnel'я и законы, из них вытекающие, не подтверждаются, если исследовать лучи, отраженные от веществ, сильно поглощающих лучи, напр., от веществ, обнаруживающих явление аномальной дисперсии, и в особенности от металлов. Еще Malus нашел, что одним отражением естественных лучей от поверхности металла невозможно получить лучей прямолинейно поляризованных. Явления, происходящие при отражении лучей от упомянутых веществ, вообще весьма сложны и далеко неодно-

образны. Укажем, прежде всего, на общий характер относящихся сюда явлений.

Когда естественный луч падает, напр., на металлическую поверхность, то отраженный луч, вообще, оказывается отчасти поляризованным. При некотором определенном угле падения $\varphi = \Phi$ степень поляризации наибольшая, но полная поляризация и тут не достигается; угол Φ называется главным углом падения. Для стали $\Phi = 75^\circ$, для серебра 73° , для ртути 78° и т. д.

При многократном отражении получаются лучи, вполне поляризованные в плоскости падения. Для Co , Pb и др. требуется для этого небольшое число отражений; для стали около 8-ми, для Ag , слабо поляризующего даже при $\varphi = \Phi$, весьма большое число отражений.

Когда падающий луч поляризован в плоскости падения или перпендикулярно к ней, то отраженный луч поляризован в той же плоскости; сила света этого луча зависит в обоих случаях от угла падения, но никогда не равна нулю. При отражении луч претерпевает изменение фазы (потерю части целой волны); величина этого изменения различная в обоих случаях. Когда плоскость поляризации падающего луча составляет угол α с плоскостью падения, то два луча, на которые он разлагается, получают при отражении различное изменение амплитуд и фаз. Вследствие этого отраженный луч оказывается эллиптически поляризованным. Разность фаз δ двух лучей, из которых он составлен, равна π при нормальном падении ($\varphi = 0$), и равна нулю для скользящего луча ($\varphi = \pi/2$). Она равна $\pi/2$, когда угол φ равен главному углу падения.

Примем амплитуду падающего луча за единицу; амплитуду отраженного обозначим через u , причем u_{\parallel} и u_{\perp} будут относиться к случаю, когда падающий луч поляризован параллельно плоскости падения или перпендикулярно к ней. Когда плоскость поляризации падающего луча составляет угол α с плоскостью падения, то мы в отраженном луче имеем амплитуды $u_{\parallel} \cos \alpha$ и $u_{\perp} \sin \alpha$, причем разность фаз равна δ . Если уничтожить эту разность фаз, не меняя амплитуд (мы увидим ниже, как это сделать), то получается прямолинейно поляризованный луч, плоскость поляризации которого составляет с плоскостью падения некоторый угол β , где

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} \operatorname{tg} \alpha \quad \dots \dots \dots (31)$$

Этот угол называется углом восстановленной поляризации. Когда $\alpha = 45^\circ$, то

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{u_{\perp}}{u_{\parallel}} \quad \dots \dots \dots (32)$$

Когда угол падения $\varphi = \Phi$, т. е. главному углу падения, то угол восстановленной поляризации называется главным азимутом; мы его обозначим через ω . Очевидно, что при $\alpha = 45^\circ$

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{u_{\perp}(\Phi)}{u_{\parallel}(\Phi)} \quad \dots \dots \dots (33)$$

Если $\varphi = \Phi$ и $\alpha = \omega$, то амплитуды отраженных лучей суть

$$u_{\parallel}(\Phi) \cos \omega \quad u_{\perp}(\Phi) \sin \omega.$$

На основании (33) они равны между собою; а так как при $\varphi = \Phi$ имеем равенство фаз $\delta = \frac{\pi}{2}$, то ясно, что при $\varphi = \Phi$ и $\alpha = \omega$ получается отраженный луч, поляризованный по кругу. Если угол падения равен главному углу падения Φ и плоскость поляризации составляет с плоскостью падения угол, равный главному азимуту ω , то отраженный луч поляризован по кругу.

Для стали $\omega = 17^\circ$, для серебра 40° , для ртути 26° . Углы Φ и ω зависят от длины волны; так, напр., для стали

Лучи:	Красн.	Желт. (D)	Зелен. (E)	Синий (F)	Фиолетов. (H)
$\Phi =$	$77^\circ 4'$	$76^\circ 40'$	$75^\circ 47'$	$75^\circ 8'$	$74^\circ 32'$
$\omega =$	$16^\circ 29'$	$16^\circ 48'$	$17^\circ 30'$	$18^\circ 29'$	$20^\circ 7'$

Не вдаваясь в дальнейшие подробности, укажем, что этими вопросами занимались Babinet, Quincke, Glan, Wernicke, Henning, Drude, E. Wiedemann, Schenk, Behrens, Pflueger, Kath и др. Последний находит, что при нормальном падении луча изменение фазы соответствует $0,55 \lambda$ для *Ag*, $0,25 \lambda$ до $0,3 \lambda$ для *Au* и $0,39 \lambda$ для *Pt*.

Опыты Jamin'a, Seebeck'a, Airy и др. показали, что формулы Fresnel'я вполне строго не приложимы ни к каким, или, по крайней мере, лишь к весьма немногим телам. Состояние поверхности тела играет очень важную роль. Так, напр. стеклянная пластинка, если на нее падает луч естественный, ни при каком угле падения не дает луча вполне поляризованного, если она долгое время лежала и ее поверхностный слой успел подвергнуться каким-либо физическим или химическим изменениям. Jamin нашел, что только вещества, для которых показатель преломления (из воздуха) близок к 1,42, дают при отражении результаты, согласные с формулами Fresnel'я. Если $n > 1,45$, то луч $\alpha = 0$ при отражении отстает от луча $\alpha = 90^\circ$; обратное наблюдается когда показатель преломления $n < 1,40$. Таким образом, при отражении луча, для которого $90^\circ > \alpha > 0^\circ$, получается, вообще, луч эллиптически поляризованный. Мы ограничиваемся этим описанием явлений; теория будет изложена в последнем томе.

§ 8. Поляризация солнечного света. Теперь мы можем дополнить главу XII об оптических явлениях в атмосфере немногими словами о поляризации солнечного света. Непосредственные лучи солнца, понятно, неполяризованы; зато лучи, отраженные атмосферой и идущие к наблюдателю от различных точек небесного свода, отчасти поляризованы, как показал Arago в 1809 г. Он нашел, что плоскость поляризации проходит через солнце, наблюдателя и рассматриваемую точку небесного свода; лучи поляризованы в плоскости падения. Когда высота солнца не более 30° , то на противоположной от него стороне неба, на высоте 12° — 25° наблюдается т. наз. нейтральная точка Arago, испускающая свет не поляризованный. Под этой точкой плоскость поляризации параллельна

горизонту, т. е. свет поляризован перпендикулярно к плоскости падения лучей. Babinet открыл в 1840 г. вторую нейтральную точку над солнцем на одной с ним вертикали. Наконец Brewster открыл третью нейтральную точку в той же вертикальной плоскости, но ниже солнца. Вне вертикальной плоскости, проходящей через солнце, нет нейтральных точек, т. е. лучи, отовсюду идущие, отчасти поляризованы.

Н. Vesquelet нашел (1880), что плоскость поляризации не вполне совпадает с плоскостью, проходящей через солнце и через наблюдателя, но, вообще, составляет с нею некоторый угол.

Это отклонение он объяснил вращением плоскости поляризации в магнитном поле земли (см. т. IV), с чем согласен тот факт, что уклонение плоскости больше для синих лучей, чем для красных.

Максимум поляризации наблюдается в точках, угловое расстояние которых от солнца равно 90° ; когда солнце находится близ горизонта, то поляризация у горизонта на расстоянии 90° от солнца слабее, чем в вертикали солнца на том же расстоянии.

Bernard нашел, что поляризация растет с уменьшением высоты солнца. Rubenson (1859—1862) тщательно изучал поляризацию солнечного света. Он подтвердил явление, открытое Bernard'ом и нашел, что летом поляризация сильнее меняется в течение дня, чем зимою.

Jensen (1898) изучал в особенности поляризацию в зените. За меру поляризации он принял величину

$$J = \frac{i_1 - i_2}{i_1 + i_2}.$$

Здесь i_1 и i_2 силы света двух лучей, получаемых, если отчасти поляризованный луч разложить на два луча, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, из которых одна (луч i_1) совпадает с той плоскостью, в которой данный луч отчасти поляризован. Когда этот луч совсем не поляризован, то $i_1 = i_2$ и $J = 0$; когда он вполне поляризован, то $i_1 = 0$ и $J = 1$. Jensen находит, что в зените $J = 0,102$, когда высота солнца $53,5^\circ$. Максимум $J = 0,718$ получается, когда высота солнца равна -2° . Согни и Пильчиков исследовали поляризацию лунных лучей. Пильчиков нашел, что поляризация убывает при переходе от полнолуния к новолунию.

Busch (1890) исследовал зависимость положения нейтральных точек от высоты солнца; он нашел несомненную зависимость между положением нейтральных точек и солнечными пятнами. Периоды, обнаруживающиеся в этих явлениях, вполне совпадают.

Высота нейтральных точек меняется в зависимости от числа солнечных пятен. В 1903 г. он вновь подтвердил эти наблюдения. Неожиданное сильное повышение обеих точек, имевшее место в 1902 г. (minimum солнечных пятен приходится на 1901 г.) объясняется необычным состоянием атмосферы (огненные зори, кольца Vischor'a вокруг солнца, и т. д.) обусловленным, быть может, извержением на Мартинике. В 1904 году это повышение было уже значительно меньше. Новые исследования отно-

сительно точек Arago и Babinet были произведены Sack'ом (1904 до 1906).

Очень интересно явление, наблюдавшееся Пильчиковым во время полного солнечного затмения 30 авг. 1905 г. в Philippeville (Алжир). Было наблюденно, что поляризация в точке, которая находится в вертикальной плоскости, идущей через солнце, и удалена от солнца на 90° , в момент полного затмения внезапно упала до нуля.

В настоящее время уже не может подлежать никакому сомнению, что явление поляризации солнечных лучей тождественно с явлением поляризации при внутренней диффузии света, о которой было сказано на стр. 627, и которое наблюдается в мутных срединах. Решающими являются в этом вопросе замечательные работы Pernter'a, о которых уже было сказано в § 6 (стр. 626). Pernter показал, что при ярко голубом небе зависимость поляризации от длины волны λ тождественна с тою зависимою, которую он нашел для ярко голубой мутной среды (максимум в зеленой части). Если же синева неба уменьшена, то максимум переходит к красной части, как и в мутных срединах, когда взвешенные в них частицы увеличены и окраска беловатая. Pernter нашел и в других отношениях тождество свойств поляризации в мутных срединах и поляризации солнечных лучей. Между прочим, он нашел, что степень поляризации в мутных срединах уменьшается с уменьшением яркости света; этим объясняется найденная Пильчиковым зависимость поляризации лучей луны от фаз последней.

Landeger (1892) наблюдал, что свет Венеры не поляризован. Аналогичные результаты получил Salet (1906) для Меркурия. В обзоре литературы мы укажем на некоторые новейшие работы.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Fresnel. Oeuvres. T. I p. 441—799; Ann. de chim. et phys. (2) 46 p. 225, 1831; Pogg. Ann. 22 p. 90, 1831.

F. Neumann. Pogg. Ann. 25 p. 456, 1832.

К § 2.

Brewster. Phil. Trans. p. 125, 1815.

Haidinger. Pogg. Ann. 63 p. 29, 1844; 67 p. 435, 1846; 68 p. 73, 1846; 85 p. 350, 1852; 91 p. 591, 1854; 93 p. 318, 1854; 96 p. 314, 1855.

Helmholtz. Physiologische Optik (2-ое издание) 1896, p. 570.

Jamin. C. R. 26 p. 197, 1848; Pogg. Ann. 74 p. 145, 1848.

Malus. Bulletin de la Soc. Philom. 1 No. 16; Mémoires d'Arcueil I p. 113, 1808.

Noerrenberg. см. *Bertin.* Ann. chim. et phys. (3) 69 p. 87, 1863.

Pfund. Astrophys. J. 24 p. 19, 1906.

К § 3.

Arago. Oeuvres, T. I p. 150, 185, 217, 468; C. R. 30 p. 365, 405, 1850.

К § 4.

- Fresnel u. Arago.* Ann. chim. et phys. (2) 10 p. 288, 1819.
Fresnel. Oeuvres. T. I p. 507; II p. 493.
Verdet. C. R. 32 p. 46, 1850.

К § 5.

- Fresnel.* Oeuvres. T. I p. 441—799.
Newton. Optice, lib. II, observ. 1, 2.
Stokes. Phil. Trans. 8, part. 5, 1848.
Quincke. Pogg. Ann. 127 p. 1, 199, 1866; 128 p. 355, 1866.
Jamin. Ann. chim. et phys. (3) 30.
Hall. Phys. Rev. 15 p. 65, 1902.
Dove. Pogg. Ann. 71 p. 115, 1847.
Эйхенвальд. Ж. Русск. Физ.-Хим. Общ. p. 131, 1909.
Schaefer u. Gross. Annal. d. Phys. (4) 32 p. 648, 1910.
Voigt. Annal. d. Phys. (4) 34 p. 797, 1911.

К § 6.

- I. *Arago.* Oeuvres compl. 7 p. 403, 1858; Ann. chim. et phys. (2) 27 p. 89, 1824.
De la Provostaye et Desains. Ann. chim. et phys. (3) 28 p. 252, 1850; 32 p. 112, 1851.
Kirchhoff. Pogg. Ann. 109 p. 275, 1860.
Magnus. Pogg. Ann. 127 p. 600, 1866; 128 p. 161, 1866; 134 p. 45, 1868.
Moeller. W. A. 24 p. 266, 1885.
Violle. C. R. 105 p. 111, 1887.
Колачек. W. A. 39 p. 236, 1890; 64 p. 398, 1898.
В. Ульямин. „Закон Lambert'a и поляризация Arago“. Казань, 1899, W. A. 62 p. 637, 1897; Verh. phys. Ges. 14 p. 40, 1895.
Millikan. Phys. Rev. 3 p. 81, 177, 1895.
 II. *De la Provostaye et Desains.* Ann. chim. et phys. (3) 34, 1852.
Lafay. Ann. chim. et phys. (7) 16 p. 503, 1899; C. R. 119 p. 154, 1894; 136 p. 1251, 1903.
Wright. D. A. 1 p. 17, 1900.
 III. *Tyndall.* Proc. R. Soc. 17 p. 92, 222, 317, 1868.
Soret. Arch. Soc. phys. 20 p. 429, 1888; 34 p. 156, 1869; Ann. chim. et phys. (6) 14, 1888; C. R. 107, p. 867, 1888.
Lallemand. Ann. chim. et phys. (4) 17 p. 200, 1871.
Perner. Denkschr. math.-naturw. Klass. Wien. Akad. 73 p. 301, 1901.
Ehrenhaft. Annal. d. Phys. (4) 11 p. 489, 1903.
Abney a. Festing. Proc. R. Soc. 40 p. 378, 1886.
Lampa. Wien. Ber. 100 p. 730, 1891.
Hurion. C. R. 112 p. 1431, 1891.
J. J. Thomson. Phil. Mag. 38 p. 445, 1894; Recent researches in Electr. and Magnet p. 437, 1893.
E. Müller. Annal. d. Phys. (4) 24 p. 1, 1907.
Mie. Verh. d. d. phys. Ges. 9 p. 492, 1907; Phys. Ztschr. 8 p. 769, 1907.
Dimmer. Wien. Ber. 117 p. 913, 1908; 119 p. 1073, 1911; 120 p. 283, 937, 1911; 121 p. 1517, 1912.
Steubing. Annal. d. Phys. (4) 26 p. 329, 1908.
Rayleigh. Phil. Mag. (5) 47 p. 375, 1899.
Kober. Pogg. Ann. 144 p. 395.
 IV. *Arago.* Oeuvres compl. 7 p. 431, 1813.
Stokes. Trans. Camb. philos. Soc. 9 p. 1, 1849; Phil. Mag. (4) 13 p. 158, 1857; Pogg. Ann. 101 p. 154, 1857.
Holtzmann. Pogg. Ann. 89 p. 446, 1856.
Eisenlohr. Pogg. Ann. 104 p. 337, 1858.
Fizeau. Ann. d. chim. et phys. (3) 63 p. 385, 1861.
Lommel. Grun. Arch. 38 p. 209, 1862.

- Froehlich*. W. A. 3 p. 376, 568, 1878; 4 p. 319, 1878; 5 p. 134, 1878; W. A. 6, 8, 13, 15, 22, 1879—1884.
Ditscheiner. Wien. Ber. 67 p. 205, 1873.
K. Exner. Wien. Ber. 101 p. 8, 1892.
Du Bois. W. A. 46 p. 5, 42, 1892; 48 p. 546, 1893.
Poincaré. Acta mathem. 16 p. 297, 1892; 20 p. 313, 1897.
Lamb. Proc. Lond. math. Soc. 29 p. 523, 1898.
Carslow. Proc. Lond. math. Soc. 30 p. 121, 1899.
Quincke. Pogg. Ann. 149 p. 273, 1873.
Ambrohn. W. A. 48 p. 716, 1893.
Dubois et Rubens. W. A. 49 p. 593, 1893.
Braun. W. A. 49 p. 593, 1893; Verh. d. d. phys. Ges. 6 p. 77, 1904.

R § 7.

- Malus*. Mém. de l'Acad. des Sc. T. XI.
Babinet. C. R. 8 p. 709, 1838.
Glan. Pogg. Ann. 155 p. 1, 258, 1875; 156 p. 235, 1875; W. A. 7 p. 321, 640, 1879; 47 p. 253, 1892.
Wernicke. Pogg. Ann. 159 p. 198, 1876; W. A. 25 p. 203, 1885; 30 p. 452, 1885.
Hennig. Goett. Nachr. 366, 1887.
Drude. W. A. 36 p. 532, 865, 1889; 39 p. 481, 1890; 42 p. 186, 1891; 50 p. 595, 1893; 51 p. 77, 1894; 64 p. 159, 1898.
Kath. W. A. 62 p. 328, 1897.
Jamin. C. R. 21 p. 430, 1845; 22 p. 477, 1846; 23 p. 1103, 1846; 24 p. 741, 1847; 26 p. 83, 383, 1848; 27 p. 147, 1848; Ann. chim. et phys. (3) 18 p. 296, 1847; 22 p. 311, 1848; Pogg. Ann. Ergbd. 2 p. 437, 1848; 74 p. 528, 1848.
Seebeck. Pogg. Ann. 20 p. 35, 1830.
Airy. Phil. Mag. (3) 1 p. 25, 1833.

R § 8.

- Arago*. Oeuvres. T. IV p. 435; Ann. chim. et phys. (2) 4 p. 95, 99, 1817.
Babinet. C. R. 11 p. 618, 1840; 15 p. 43, 1842; 20 p. 801, 1845; 23 p. 195, 233, 1846.
Kloeden. De luce aëre polarisata. Diss. Berlin, 1837.
Brewster. C. R. 20 p. 803, 1845; 30 p. 533, 1850; Trans. of Edinb. 23 p. 213, 1865.
Bernard. C. R. 37 p. 795, 1854.
H. Becquerel. Ann. chim. et phys. (5) 19 p. 90, 1880; C. R. 108, p. 997, 1889.
Busch. Atmosphärische Polarisation. Ber. des Gymn. zu Arnsberg. 1890; Meteor. Ztschr. 1886 p. 532; 1889 p. 81, 1890 p. 67; 1896 p. 158; 1903 p. 317; 1905 p. 248.
Piltchikoff. C. R. 114 p. 468, 1892; 115 p. 555, 1892; 141 p. 472, 1905, 142 p. 1449, 1906.
Soret. C. R. 107 p. 621, 867, 1888; Ann. chim. et phys. (6) 14 p. 503, 1888.
Sack. Meteorolog. Ztschr. 141 p. 472, 1905; 142 p. 1449, 1906.
Cornu. Ann. chim. et phys. (6) 21 p. 203, 1890.
Wheatstone. Brit. Ass. Rep. 2 p. 10, 1848.
Hurion. Ann. chim. et phys. (7) 7 p. 456, 1896.
Mc. Connell. Nature 37 p. 177, 1887; Phil. Mag. 27 p. 81, 1889.
Jensen. Beiträge zur Photometrie des Himmels, Diss. Kiel, 1898; Meteorol. Ztschr. 36 p. 545, 1901.
Pernter. Cm. § 6.
Spring. Arch. Sc. phys. (4) 7 p. 225, 1899.
Crova. Ann. chim. et phys. (6) 21 p. 203, 1890.
Salet. C. R. 143 p. 1125; 1906; 144 p. 1147, 1907.
Fabry. C. R. 145 p. 112, 1907.
Bourget. C. R. 145 p. 301, 197.
Pernter. Meteorologische Optik p. 599—654.
Krebs. Phys. Ztschr. 10 p. 1025, 1909.
Jensen u. Busch. Phys. Ztschr. 11 p. 910, 1910.

Landerer. C. R. 109 p. 360, 1889; 110, 210 p. 1890; 150 p. 1164, 1910.

Ebert. Münch. Akad. 1908 p. 153.

Ahlgrimm. Zur Theorie der atmosphärischen Polarisation, Hamburg, 1915.

Oxley. Proc. Cambr. phil. Soc. 16 p. 561, 1912.

Genz. Diss. Kiel, 1913.

Krebs. Phys. Ztschr. 1912 p. 522.

Süring. Veröffentlich. d. K. Preuss. Meteorol. Inst. № 240, 1911.

Louis Vessot King. Proc. R. Soc. 88 p. 83, 1913; Phil. Trans. R. Soc. London 212;

A p. 375, 1913.

Tuxov. Изв. Акад. Наук 1915 p. 629.

Busch u. Jensen. Tatsachen und Theorien der atmosph. Polarisation, Hamburg, 1911.

ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ.

Двойное лучепреломление.

§ 1. Анизотропные тела. Кристаллы. В т. I мы назвали изотропным такое вещество или, как не вполне точно принято выражаться, такое тело, которое по всем направлениям обладает вполне одинаковыми свойствами; телами же анизотропными мы назвали такие, которые в различных направлениях обладают неодинаковыми свойствами, т. е., напр., неодинаковою растяжимостью, теплопроводностью и т. д. В предыдущих главах мы рассматривали распространение лучистой энергии исключительно только в срединках изотропных. Теперь мы обращаемся к вопросу о распространении лучей в телах анизотропных, к которым, как мы видели (т. I), относятся кристаллы, кроме кристаллов, принадлежащих к правильной системе.

Анизотропное вещество мы будем считать однородным, т. е. предполагать, что оно во всех точках обладает одинаковыми свойствами; в этом случае свойства вещества одинаковы по всем между собою параллельным направлениям. Анизотропное тело может быть и неоднородным, но мы, во всяком случае, будем предполагать, что некоторая конечная часть тела может быть рассматриваема, как однородная. Анизотропия может быть и искусственно вызвана в телах, вообще изотропных, как мы увидим ниже. Теперь мы обратимся к явлениям, которые обнаруживаются при прохождении лучей через тела, обладающие естественной анизотропностью, а именно — через кристаллы.

В т. I мы познакомились с шестью системами, на которые кристаллы разделяются в зависимости от их геометрических свойств. В зависимости от свойств оптических все кристаллы разделяются на три следующие группы:

I. Кристаллы правильной системы, к формам которой, как мы видели, относятся, напр., куб и октаэдр. Эти кристаллы оказываются оптически изотропными, а потому они в отношении происходящих в них оптических явлений никакими особыми свойствами не отличаются.

II. Кристаллы одноосные, к которым относятся все кристаллы квадратной и гексагональной систем.

III. Кристаллы двуосные; к ним принадлежат кристаллы систем ромбической, одноклиномерной и триклиномерной.

О подразделении кристаллов одноосных и двуосных по их оптическим свойствам будет сказано впоследствии.

Обращаемся, прежде всего, к кристаллам одноосным.

Во всяком одноосном кристалле существует определенная прямая линия, называемая его кристаллографической осью; положение этой оси определяется геометрическими свойствами его поверхности. В дальнейшем мы будем предполагать, что положение кристаллографической оси во всяком данном случае известно. Всякая прямая, параллельная кристаллографической оси называется оптической осью. Под главным сечением одноосного кристалла, в обширнейшем смысле слова, следует понимать всякую плоскость, параллельную кристаллографической оси или, что то-же самое, содержащую оптическую ось. Из этого определения следует, что через каждую точку можно провести оптическую ось и бесконечное множество главных сечений, пересекающихся между собою вдоль этой оптической оси. Далее ясно, что через всякую прямую можно провести главное сечение.

При рассмотрении оптических явлений, происходящих в одноосных кристаллах, принято, однако, несколько суживать понятие о главном сечении. Положим, что какая-либо плоскость P составляет часть поверхности тела, полученного из кристалла каким-либо механическим способом, напр., распиливанием, шлифовкой и т. под.; из кристалла может быть получено при этом тело, вообще произвольной формы, напр., пластинка, призма и т. д. Плоскость P в частном случае может принадлежать также и естественной поверхности кристалла, не подвергнутого вовсе механическому изменению его геометрической формы. Если на какую-либо точку M плоскости P падает луч, то, как и для тел изотропных, играет важную роль нормаль N в точке M к плоскости P . При разборе явления перехода луча из окружающего пространства внутрь кристалла принято для краткости называть главным сечением ту плоскость, параллельную кристаллографической оси, которая проходит через нормаль N к искусственной или естественной грани P , или плоскость, проходящую через нормаль N и оптическую ось, проведенную через точку M . Для избежания недоразумений мы последнюю плоскость назовем главным сечением кристалла или вырезанного из него тела, напр., пластинки.

Когда мы, в частном случае, имеем дело с естественным кристаллом, то главным сечением будет всякая плоскость, параллельная кристаллографической оси и перпендикулярная к одной из естественных граней кристалла.

Между одноосными кристаллами, обнаруживающими те явления, которые мы намереваемся рассмотреть, играет особую роль т. наз. исландский шпат, представляющий кристалл углекальциевой соли. Из него готовятся главные составные части многочисленных приборов, напр., николевы призмы, о которых уже было упомянуто на стр. 615.

В Исландском шпате впервые заметил основное явление т. наз. двойного лучепреломления в 1670 г. Erasmus Bartholinus. Huyghens (1690) и Malus (1802) впервые теоретически и экспериментально изучили это явление. Исландский шпат встречается в прозрачных кристаллах гексагональной системы различной формы, между прочим его находят в виде продоговатолго параллелепипеда (рис. 445, I), плоскости спайности (т. I) которого так расположены, что кристалл легко может быть получен в форме ромбоэдра (рис. 445, II). Этот последний можно рассматривать, как гемиадрическую форму (т. I) двойной шестигранной пирамиды. На рис. 446 еще раз изображен такой кристалл схематически. Он ограничен шестью ромбами, тупые углы которых равны $101^{\circ}53'$; три стороны кристалла встречаются в точке *A*, три другие в *D*, образуя между собою равные тупые двугранные углы в $105^{\circ},5$. Прямая *AD* есть кристаллографи-

Рис. 445.

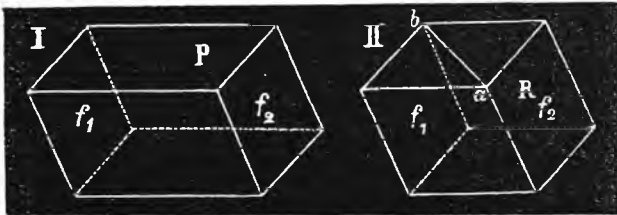
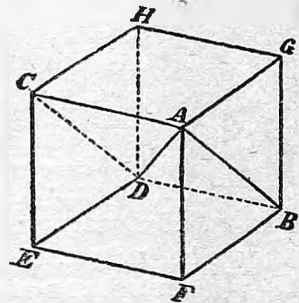


Рис. 446.



ческая, а всякая ей параллельная — оптическая ось кристалла. Она составляет углы в $45^{\circ}22'$ с боковыми гранями и углы в $63^{\circ}45'$ с боковыми ребрами.

Соответственно определению, которое было дано выше, мы назовем главным сечением всякую плоскость, проходящую через *AD* и перпендикулярную к одной из граней кристалла, которую она пересекает вдоль диагонали, как, напр., плоскость *ABDC*, а также всякую плоскость, параллельную одной из этих плоскостей.

§ 2. Описание явлений, обнаруживающихся при прохождении лучей через одноосный кристалл. Прежде всего отметим следующий факт: распространение лучей по направлению оптической оси кристалла ничем не отличается от распространения лучей в среде изотропной. Если, напр., на пластинку, стороны которой перпендикулярны к оси кристалла, нормально падает луч, то он проходит через пластинку, не претерпевая никаких изменений, кроме некоторого отражения и поглощения; при этом безразлично, был ли он поляризован или нет. Если это желтый луч *D*, то скорость его распространения V_0 (значение буквы *o* выяснится ниже) в 1,6585 раз меньше скорости *V* распространения его в воздухе, если мы имеем дело с исландским шпатом. След. для этого минерала и этого луча коэффициент преломления n_0 равен

$$n_0 = \frac{V}{V_0} = 1,6585 \dots \dots \dots (1)$$

Переходим к общему случаю. Если на естественную или искусственную грань PP (рис. 447) кристалла падает луч AB , то он, вообще говоря, разделяется на два луча, распространяющиеся внутри кристалла в различных направлениях BD и BC . В этом и заключается т. наз. двойное лучепреломление, наиболее характерное из оптических свойств анизотропных тел. Если из кристалла вырезана плоскопараллельная пластинка $PPQQ$, то после вторичного преломления получаются два луча CJ и DF , параллельные первоначальному направлению AB .

Если менять положение P относительно оси кристалла, а также угол падения ABN луча и его положение на поверхности конуса, осью которого служит нормаль BN , то относительно направления двух лучей BC и BD получается следующий результат. Один из двух лучей во всех отношениях следует законам преломления, с которыми мы познакомились, рассматривая переход лучей из одной изотропной среды в другую. Он остается в плоскости падения ABN и отношение синуса угла падения φ к синусу угла преломления ψ есть величина постоянная, равная отношению скоростей распространения луча AB вне кристалла и преломленного луча внутри кристалла, т. е. равная показателю преломления этого луча. Мы назовем этот луч обыкновенным; относящиеся к нему величины мы будем отмечать маленькой буквой o (ordinaire). Для исландского шпата и для желтого луча D показатель преломления n_o имеет значение 1,6585, данное выше, см. (1), и самый луч BC находится ближе к нормали BM , чем другой луч. Последнее, как мы увидим, относится и ко всем одноосным кристаллам.

Другой луч BD называется необыкновенным; относящиеся к нему величины мы отметим значком e (extraordinaire). Он, вообще говоря, не следует ни одному из обычных законов преломления. Он (кроме частных

Рис. 447.

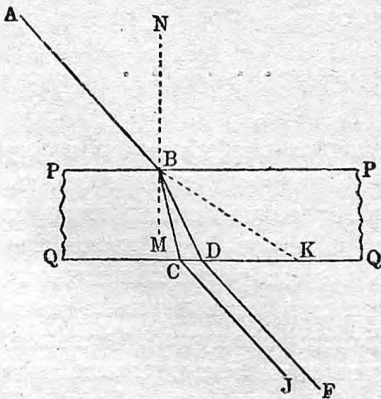
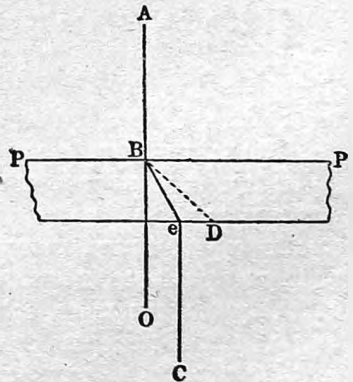


Рис. 448.



случаев) не остается в плоскости падения, т. е. в плоскости рисунка 447, преломляясь в сторону. Скорость V'_e его распространения может принимать всевозможные значения между двумя предельными величинами V_e и V_o , где V_o скорость обыкновенного луча, причем скорость V'_e зависит от

направления луча относительно оптической оси, т. е. от положения плоскости PP и луча AB . Другой предел, V_e , равен скорости распространения необыкновенного луча по направлению, перпендикулярному к оптической оси. Отступление от обычных законов преломления с особенною резкостью выражается в том, что при нормальном падении луча AB (рис. 448) на поверхность PP кристалла, необыкновенный луч Be в общем случае уклоняется в сторону, между тем как обыкновенный луч BO , понятно, проходит через поверхность PP без преломления.

Из сказанного ясно, что отношение синуса угла падения к синусу угла преломления не только есть величина переменная, но даже равная нулю для случая, к которому относится рис. 448, или бесконечности (при обратном переходе луча Be из кристалла в воздух по направлению нормали eC). И действительно, отношение синусов для необыкновенного луча никакого физического значения не имеет и его вовсе не приходится рассматривать. Коэффициентом преломления n'_e необыкновенного луча называется отношение скорости V луча в воздухе к скорости V'_e необыкновенного луча в кристалле. Эта величина колеблется между двумя крайними значениями n_e и n_0 , где n_0 коэффициент преломления обыкновенного луча, а n_e минимальное или максимальное значение величины n'_e , смотря по тому, будет-ли $V'_e > V_0$ или $V'_e < V_0$, или соответственно $n'_e < n_0$ или $n'_e > n_0$. Мы имеем, таким образом, следующие коэффициенты преломления

$$\left. \begin{array}{l} \text{для обыкновен. луча} \\ n_0 = \frac{V}{V_0} = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi'} \\ \text{для необыкновен. луча} \\ \left\{ \begin{array}{l} n'_e = \frac{V}{V'_e} \\ n_e = \frac{V}{V_e} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (2) \end{array} \right\}$$

Для исландского шпата и для желтого луча D

$$n_0 = 1,6585; n_e = 1,4864 \dots \dots \dots (3)$$

и, вообще, $e'_e < n_0$ и следовательно $V'_e > V_0$.

Когда говорят о коэффициенте преломления необыкновенного луча для данного одноосного кристалла, то всегда подразумевается величина максимальная или минимальная, т. е. n_e , наиболее удаленная от другого крайнего значения, равного n_0 . Сила света обыкновенного и необыкновенного лучей одинаковая и, можно сказать, что она равна половине силы света луча падающего, если пренебречь малою потерю вследствие отражения лучей от поверхностей и вследствие поглощения внутри кристалла.

Исследование двух лучей, обыкновенного и необыкновенного, показало, что оба луча всегда вполне поляризованы. Само собою разумеется, что если луч распространяется по направлению оптической оси, то поляризации не будет, ибо, как было сказано выше, одноосные кристаллы имеют в этом направлении свойства вещества изотропного. Поляризацию двух лучей, в общем случае, легко доказать, заставляя эти

лучи падать на зеркало под углом полной поляризации (стр. 610). Оказывается, что для каждого из лучей существует такое положение зеркала, т. е. плоскости падения, при котором луч вовсе не отражается. Согласно принятой терминологии (стр. 607), мы говорим, что луч поляризован в плоскости перпендикулярной к этой плоскости падения. Определение плоскостей поляризации двух лучей показывает, что они поляризованы в плоскостях приблизительно взаимно перпендикулярных. Отступления от перпендикулярности так малы, что в дальнейшем мы можем на них не обращать внимания.

Если менять направление падающего луча так, чтобы по одному и тому же направлению внутри кристалла сперва шел обыкновенный, а потом необыкновенный луч, то оказывается, что плоскости поляризации этих двух лучей строго взаимно перпендикулярны. Оказывается, что обыкновенный луч поляризован в плоскости главного сечения, т. е. в плоскости, проходящей через этот луч и через оптическую ось, а необыкновенный луч поляризован в плоскости, перпендикулярной к плоскости главного сечения, опять-таки проходящей через него и через оптическую ось; в этой последней плоскости совершаются его колебания (по Fresnel'ю).

Когда луч падает нормально на грань кристаллического одноосного вещества (рис. 448), то необыкновенный луч Be располагается в плоскости, проходящей через нормаль BA и оптическую ось BD , т. е. в плоскости главного сечения кристалла (стр. 638). В этом случае плоскости поляризации двух лучей строго взаимно перпендикулярны; колебания луча Be расположены в плоскости рисунка, колебания луча Bo к ней перпендикулярны. То-же самое имеет место, когда оптическая ось расположена в плоскости падения, напр., если она имеет направление BK на рис. 447. В этом случае необыкновенный луч остается в плоскости падения, с которою, очевидно, совпадают два главных сечения, соответствующие двум преломленным лучам и главное сечение самого кристалла. И в этом случае плоскости поляризации лучей строго взаимно перпендикулярны; одна из них совпадает с плоскостью падения.

В дальнейшем мы, как сказано, будем полагать, что во всех случаях плоскости поляризации лучей обыкновенного и необыкновенного взаимно перпендикулярны. Обозначим их, вообще, через P и Q . Весьма удобно смотреть на них, как на плоскости возможных колебаний, соответствующие данному направлению распространения луча. Если падающий луч не поляризован, то все его колебания, разлагаясь на колебания, расположенные в плоскостях P и Q , дадут два луча одинаковой интенсивности.

Предположим теперь, что на поверхность одноосного кристалла падает луч уже поляризованный, т. е., напр., луч, отраженный от зеркала под углом полной поляризации, или луч, прошедший через стеклянную стопу (стр. 617), или, наконец, один из двух лучей, прошедших через другой кристалл. Допустим для простоты, что оптическая ось кристалла расположена в плоскости падения, которая, таким образом, сов-

падает с главным сечением кристалла, и пусть α угол между этим сечением и плоскостью M поляризации падающего луча. Оказывается, что если α не нуль и не 90° , то получаются лучи обыкновенный и необыкновенный, распространяющиеся по тем-же направлениям, как и в случае падения луча неполяризованного. Но силы света J_0 и J_e этих лучей, вообще, уже неодинаковы. Пусть сила света луча падающего J ; тогда

$$\left. \begin{aligned} J_0 &= J \cos^2 \alpha \\ J_e &= J \sin^2 \alpha \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Весьма легко объяснить закон, выраженный этими формулами. Пусть a амплитуда колебаний падающего луча; тогда $J = Ca^2$, где C множитель пропорциональности; пусть опять P и Q плоскости возможных колебаний (а не поляризации) в кристалле и притом P для обыкновенного, Q для необыкновенного луча, так что Q плоскость главного сечения кристалла. Угол α между плоскостью поляризации M падающего луча и главным сечением равен углу между плоскостью P и плоскостью, в которой совершаются колебания падающего луча (перпендикулярно к M) с амплитудой a . Разложим a на два слагаемых a_0 и a_e , лежащие в плоскостях возможных колебаний P и Q ; тогда $a_0 = a \cos \alpha$, $a_e = a \sin \alpha$. Эти колебания распространяются в плоскостях P и Q , образуя обыкновенный и необыкновенный лучи, сила света которых равна $J_0 = Ca_0^2 = Ca^2 \cos^2 \alpha$ и $J_e = Ca_e^2 = Ca^2 \sin^2 \alpha$; вставляя $Ca^2 = J$, получаем (4).

Если плоскость поляризации M падающего луча совпадает с главным сечением Q (а след. его колебания с плоскостью P), то $\alpha = 0$, и след. $J_0 = J$, $J_e = 0$. В этом случае весь падающий луч проходит через кристалл по пути луча обыкновенного; второго луча вовсе нет. Наоборот, когда плоскость M поляризации перпендикулярна к плоскости главного сечения кристалла, то $\alpha = 90^\circ$ и след. $J_0 = 0$, $J_e = J$; весь луч проходит по пути луча необыкновенного. В рассмотренных двух случаях мы, вместо двух, имеем только один луч в кристалле. Когда $\alpha = 45^\circ$ имеем

$$J_0 = J_e = \frac{1}{2}J \dots \dots \dots (5)$$

как в случае падения луча неполяризованного. При всех других значениях угла α , т. е. положениях плоскости M , получаются два луча неравной силы света. Во всех случаях, однако,

$$J_0 + J_e = J \dots \dots \dots (6)$$

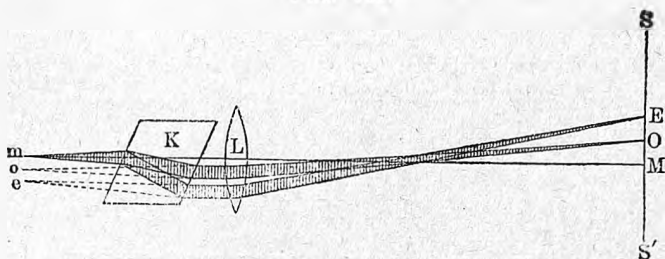
Если плоскость поляризации M вращается около падающего луча и совершает один полный оборот (360°), то два раза исчезает J_0 , два раза исчезает J_e и четыре раза имеем $J_0 = J_e = \frac{1}{2}J$.

Указанные здесь явления легко могут быть обнаружены при помощи исландского шпата. Если отшлифовать две плоскости перпендикулярно к оптической оси кристалла и направить луч нормально к одной из этих плоскостей, то он пройдет через кристалл, не претерпев никаких изменений. Если из небольшого круглого отверстия в диафрагме направить луч пер-

пендикулярно к одной из естественных граней исландского шпата, то на экране, поставленном на пути луча, получатся два светлых кружка, из которых один находится на продолжении падающего луча, другой отклонен в сторону; это случай, соответствующий рисунку 448. Если вращать кристалл около направления падающего на него луча, то первое светлое пятно остается неподвижным, второе по окружности вращается около первого.

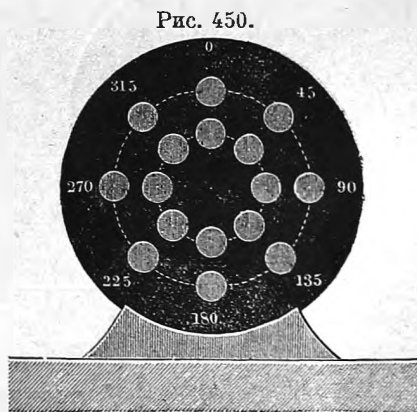
Положим теперь, что в m (рис. 449) находится отверстие диафрагмы,

Рис. 449.



изображение которого получилось бы в M на экране SS' при помощи стекла L . Если на пути лучей поместить кристалл исландского шпата в таком положении, чтобы K была плоскость его главного сечения, то из кристалла выйдут два луча, как будто выходящие из точек o и e , расположенных ниже главной оптической оси mM чечевицы L , которая дает два изображения в O и E . На рис. 450 изображен экран SS' ; два кружка находящиеся под числом нуль (0) и суть кружки E и O рисунка 449. Если вращать кристалл K около прямой mM , то кружки O и E будут вращаться около M , принимая последовательно различные положения, из которых восемь изображены на рис. 450.

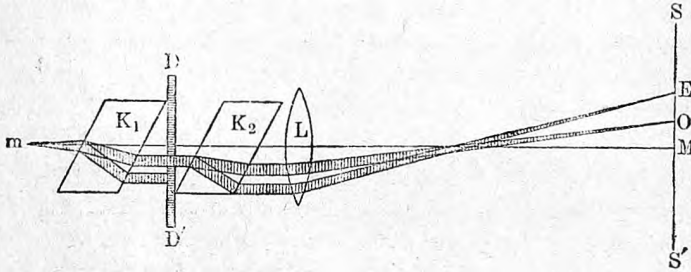
Возьмем, затем, два кристалла и допустим сперва, что их главные сечения K_1 и K_2 (рис. 451) между собою параллельны, напр., оба вертикальны; в m находится круглое отверстие диафрагмы. Между кристаллами помещаем экран DD' с небольшим отверстием, пропускающим только один из двух лучей, вышедших из первого кристалла, напр., обыкновенный, как показано на



рисунке, поляризованный в плоскости K_1 , совпадающей с главным сечением K_2 второго кристалла. Тогда на экране SS' получается только один светлый кружок, соответствующий обыкновенному лучу второго кристалла. Этот случай изображен на рис. 452 в верхней половине вертикального диаметра, проходящего через числа 0 и 180. Место отсутствующего кружка обозначено пунктиром. Если

вращать кристалл K_2 , около прямой mM , то два кружка на экране, вращаясь около точки M , как центра, будут попеременно обнаруживать увеличение и уменьшение силы света. Когда плоскости K_1 и K_2 совпадают, т. е. угол α между ними 0° или 180° , то остается одно обыкновенное изображение. Когда $\alpha = 90^\circ$ или 270° , то остается необыкновенное изображение; при $\alpha = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ или 315° оба изображения обладают оди-

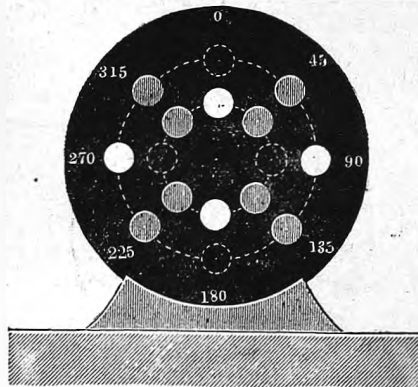
Рис. 451.



наковой яркостью. При произвольном значении угла α между K_1 и K_2 получаем два изображения, силы света которых обозначим через $J_{o,o}$ и $J_{o,e}$, причем первый значек o должен указать, что оба луча произошли из обыкновенного луча, сила света которого $J_o = \frac{1}{2} J$, где J сила света пучка, падающего на K_1 . На основании формул (4), в которых теперь надо по-

ложить $J_o = \frac{1}{2} J$ вместо J , далее $J_{o,o}$ и $J_{o,e}$ вместо J_o и J_e , имеем

Рис. 452.



$$\left. \begin{aligned} J_{o,o} &= \frac{1}{2} J \cos^2 \alpha \\ J_{o,e} &= \frac{1}{2} J \sin^2 \alpha \end{aligned} \right\} \dots (7,a)$$

Если вращать не K_2 , но K_1 , и при этом около выходящего из него луча, то изображения остаются на своих местах, последовательно меняясь в силе света. Закон, выраженный формулой (7,a), открыт Malus'ом и называется его именем. Чтобы на опыте показать, что

$J_{o,o} + J_{o,e} = \text{Const.} = \frac{1}{2} J$, увеличим в m отверстие [диафрагмы] так, чтобы оба кружка на экране отчасти налегали друг на друга. Тогда общая их часть сохранит неизменную степень яркости, равную яркости одного из кружков, когда другой исчезает. На рис. 453 изображены эти два кружка для различных значений α , причем случаи $\alpha = 0$ и $\alpha = 180^\circ$, когда Oo весь белый, и $\alpha = 90^\circ$ и $\alpha = 270^\circ$, когда Oe весь белый, не показаны.

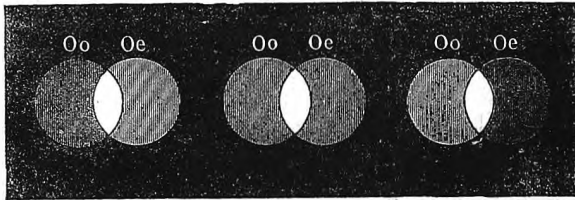
Если передвинуть экран DD' (рис. 451) так, чтобы через отверстие прошел необыкновенный луч первого кристалла, плоскость поляризации

которого перпендикулярна к плоскости K_2 , то два изображения на экране SS' обмениваются ролями, и мы получаем изображение, соответствующее рис. 452, если мы последний повернем на 90° около его центра. Силы света $J_{e,o}$ и $J_{e,e}$ будут соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} J_{e,o} &= \frac{1}{2} J \sin^2 \alpha \\ J_{e,e} &= \frac{1}{2} J \cos^2 \alpha \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7,b)$$

Если совсем удалить экран DD' , то на SS' получаются, вообще, четыре

Рис. 453.



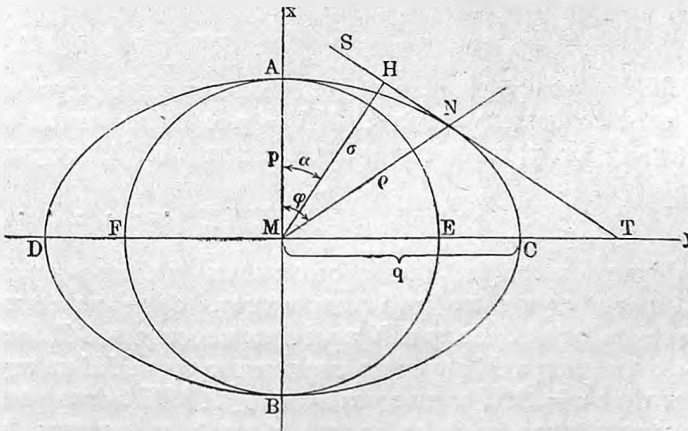
изображения, силы света которых определяются формулами (7, a) и (7, b). Сумма сил света всех четырех изображений равна

$$J_{o,o} + J_{o,e} + J_{e,o} + J_{e,e} = J \dots \dots \dots (7,c)$$

если пренебречь указанными выше потерями вследствие отражений и поглощений.

§ 3. Эллипсоид Нуughens'а; кристаллы положительные и отрицатель-

Рис. 454.



ные. Изучая распространение лучей в исландском шпате, Нуughens пришел к следующим результатам. Скорость обыкновенного луча по всем направлениям внутри кристалла одна и та-же. Если из точки M (рис. 454)

внутри кристалла по всем направлениям распространяются лучи, то волновая поверхность, соответствующая обыкновенным лучам, будет поверхность шара $AEBFA$.

Скорость необыкновенных лучей, исходящих из M , в различных направлениях неодинаковая. Проведем через M оптическую ось AB ; по направлению оси скорость необыкновенного луча наименьшая и, притом, равна скорости луча обыкновенного. По всем направлениям, составляющим один и тот-же угол φ с осью, скорость одна и та-же; она наибольшая по всем направлениям, перпендикулярным к оптической оси. Отсюда следует, что если из точки M провести по всевозможным направлениям радиусы векторы $MN = \rho$, пропорциональные скоростям необыкновенных лучей, распространяющихся по этим направлениям, то геометрическое место концов N этих радиусов векторов, т. е. волновая поверхность, соответствующая необыкновенным лучам, представит некоторую поверхность вращения, ось которой совпадает с оптической осью AB . Нюгхенс нашел, что эта поверхность есть эллипсоид вращения и, притом, для исландского шпата — сплюснутый. Его сечение с плоскостью, проходящей через ось AB , есть эллипс $ACBDA$.

Из всего сказанного следует, что в исландском шпате волновая поверхность состоит из двух частей: из сплюснутого эллипсоида вращения и из шара, вписанного в эллипсоид, так что диаметр шара совпадает с малою осью эллипсоида, которая есть его ось вращения. Обозначим полуось вращения эллипсоида, образовавшегося около точки M в течение некоторого заданного времени (она-же радиус шара) через $p = MA = MB$; большую полуось, т. е. радиус экваториального сечения обозначим через $q = MC = MD$. Мы можем p и q считать за меру двух скоростей, которые на стр. 640 были обозначены через V_o и V_e . Если MA принять за ось x -ов, MC — за ось y -ов, то уравнение эллипса будет

$$\frac{x^2}{p^2} + \frac{y^2}{q^2} = 1 \quad \dots \dots \dots (8)$$

Пусть $MN = \rho$ мера скорости V_e' необыкновенного луча по направлению MN , составляющему угол $AMN = \varphi$ с оптической осью. Тогда $x = \rho \cos \varphi$; $y = \rho \sin \varphi$; подставляя эти величины в (8), получаем

$$\rho = \frac{pq}{\sqrt{p^2 \sin^2 \varphi + q^2 \cos^2 \varphi}} \quad \dots \dots \dots (9)$$

Этот формулу определяется скорость распространения необыкновенного луча по направлению, составляющему угол φ с оптической осью. Если в N провести плоскость ST , касательную к эллипсоиду, и из центра M опустить перпендикуляр MN на эту плоскость, то для его длины $\sigma = MN$ и для угла $\alpha = \angle AMN$ легко выводятся следующие формулы, известные из аналитической геометрии:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p^2}{q^2} \operatorname{tg} \varphi \quad \dots \dots \dots (10)$$

$$\sigma = \sqrt{p^2 \cos^2 \alpha + q^2 \sin^2 \alpha} \quad \dots \dots \dots (11)$$

Отметим еще следующую очевидную теорему: если из центра эллипсоида вращения провести нормаль к плоскости касания, то эта нормаль, ось вращения эллипсоида и точка касания лежат в одной плоскости.

Положим, что свет в пустоте распространился бы на некоторое расстояние s в то время, как около M образуется рассмотренная волновая поверхность. Тогда имеем

$$\frac{s}{p} = n_o; \quad \frac{s}{q} = n_e; \quad \frac{s}{\rho} = n_e' \quad \dots \dots \dots (12)$$

Если (9) написать в виде:

$$\frac{1}{\rho} = \sqrt{\frac{\cos^2 \varphi}{p^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{q^2}}$$

и помножить обе стороны на s , то получится

$$n_e = \sqrt{n_o^2 \cos^2 \varphi + n_e'^2 \sin^2 \varphi} \quad \dots \dots \dots (13)$$

Этот формулой определяется коэффициент преломления необыкновенного луча, составляющего угол φ с оптической осью.

Для исландского шпата $q > p$, т. е. $V_e > V_o$ и след. $n_e < n_o$; такое

Рис. 455.

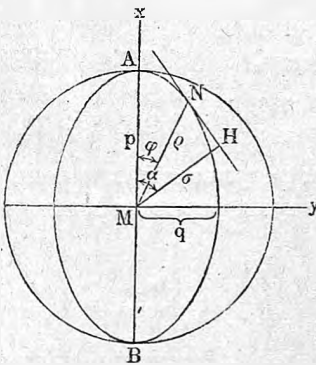
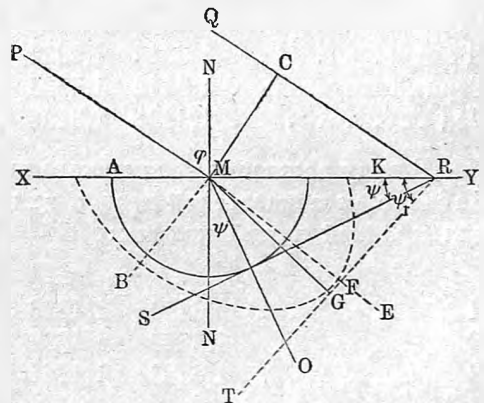


Рис. 456.



неравенство имеет место не для всех одноосных кристаллов, которые бывают двух родов:

I. Кристаллы отрицательные; для них $q > p$, скорость необыкновенного луча больше скорости обыкновенного, так что волновая поверхность состоит из сплюснутого эллипсоида вращения, внутри которого вписан шар. Это случай исландского шпата, только-что рассмотренный.

II. Кристаллы положительные, для которых $q < p$, скорость необыкновенного луча меньше скорости обыкновенного, так что скорость необыкновенного луча, перпендикулярного к оптической оси, есть скорость наименьшая из всех его возможных скоростей, а не наибольшая, как для кристаллов отрицательных. Волновая поверхность состоит из растя-

нутого эллипсоида вращения, вписанного внутри шара, радиус которого равен большой полуоси, т. е. полуоси вращения.

На рис. 455 показано меридиональное сечение волновой поверхности положительного кристалла; как на рис. 454, так и здесь AB оптическая ось. Формулы (9), (10), (11) и (13) остаются верными и для этого случая, для которого, как видно из рисунка и из формулы (10), имеем $\alpha > \varphi$.

Приводим названия некоторых отрицательных и положительных одноосных кристаллов и числовые величины показателей преломления n_o и n_e для желтого луча D .

Кристаллы отрицательные.

Название.	n_o	$>$	n_e
Серникокелевая соль	1,5109		1,4873
Апатит	1,6390		1,6345
Известковый шпат.	1,6584		1,4864
Корунд	1,7682		1,6598
Азотнонатровая соль	1,5874		1,5361
Турмалин зеленый	1,6425		1,6220

Кристаллы положительные.

Название.	n_o	$<$	n_e	Название	n_o	$<$	n_e
Рутил	2,6158		2,9029	Кислая сернока-			
Циркон	1,9313		1,9931	лиевая соль . .	1,4550		1,5153
Горный хрусталь .	1,5442		1,5533	Каломель	1,97		2,66
Лед	1,3091		1,3104	Киноварь	2,854		3,201

В виду важности исландского шпата приводим результаты измерений Sarasin'ом показателей n_o и n_e для некоторых фраунгоферовых линий и для крайней линий кадмия:

	n_o	$>$	n_e		n_o	$>$	n_e
A	1,6499		1,4826	F	1,6678		1,4907
B	1,6528		1,4839	H	1,6832		1,4977
D	1,6583		1,4864	(Cd) $\lambda = 0,214 \mu$.	1,8459		1,5600

Sarvallo определил (1898) n_o и n_e для кварца, а именно для инфракрасных лучей. Приводим некоторые из его чисел:

$\lambda = 0,6731$	0,9914	1,3070	1,4972	1,7614	2,1719 μ
$n_o = 1,54139$	1,53514	1,53090	1,52865	1,52468	1,51799 μ
$n_e = 1,55041$	1,54392	1,53951	1,53716	1,53301	1,52609 μ
$n_e - n_o = 0,00902$	0,00878	0,00861	0,00851	0,00833	0,00810 μ

Каломель обладает огромным двойным лучепреломлением. Dufet находит для трех спектральных лучей следующие числа

	Li (красный)	Na (желтый)	Tl (зеленый)
n_o	1,95560	1,97325	1,99085
n_e	2,6006	2,6559	2,7129

Коэффициенты преломления обоих лучей зависят от температуры. Ограничиваемся одним примером: для известкового шпата и желтого луча D оказывается, что

$$n_o = 1,65824 + 0,00000243 t.$$

§ 4. Построение преломленных лучей. В т. I мы познакомились с принципом Huyghens'a и воспользовались им для построения преломленного луча при переходе его из одной изотропной среды в другую. Полагая, что падающая волна плоская, мы получили преломленную плоскую волну, проводя общую касательную к элементарным волновым поверхностям, которые можно было рассматривать, как полшария.

Huyghens показал, каким образом вполне аналогичная конструкция может дать направление преломленных лучей для случая перехода лучей, прежде всего, из изотропной среды, напр., из пустоты, в одноосный кристалл. Пусть XU (рис. 456) естественная или искусственная поверхность одноосного отрицательного кристалла; PM, QR падающие лучи, NN нормаль к поверхности XU . Пока луч в пустоте пройдет путь CR , около точки M образуется волновая поверхность, состоящая из шара, радиус MA которого определяется из равенства $CR : MA = n_o$, и из эллипсоида вращения, ось вращения которого совпадает с оптической осью, проходящей через M . В общем случае эта ось не лежит в плоскости падения (в плоскости рисунка). Она обозначена пунктиром MB , так что точка B лежит вне рисунка.

Все эллипсоиды, образующиеся около различных точек K , лежащих между M и R , подобны, и так как их линейные размеры пропорциональны расстояниям KR , то ясно, что их огибающая есть их общая касательная плоскость RT , которая и представляет преломленную необыкновенную волну, между тем, как касательная RS , как в изотропной среде, дает преломленную обыкновенную волну. На основании принципа Huyghens'a мы получаем преломленный луч, соединяя точку M с точкою касания. Таким образом имеем преломленный обыкновенный луч MO , лежащий в плоскости падения. Плоскость RT касается эллипсоида в некоторой точке F , лежащей в общем случае вне плоскости рисунка, т. е. плоскости падения; отсюда следует, что преломленный необыкновенный луч MFE в общем случае не расположен в плоскости падения. Зато нормаль Mg к преломленной необыкновенной волне RT , очевидно, всегда находится в плоскости падения. Плоская волновая поверхность RT распространяется далее по направлению Mg , параллельно самой себе.

Приведенное построение объяснило нам появление двойного преломления и расположение необыкновенного луча вне плоскости падения. Мы видим далее, что необыкновенный луч и необыкновенная плоская волна распространяются в различных направлениях и с различными скоростями, мерою которых могут служить MF (равное ρ на рис. 454) и Mg (равное σ на том же рисунке). Мы видим далее, что необыкновенный луч не перпендикулярен к соответствующей ему плоской волне. На осно-

вании теоремы, упомянутой на стр. 647, мы видим, что прямая Mg , MF и ось MB лежат в одной общей плоскости — в главном сечении, проходящем через необыкновенный луч, но не совпадающем с главным сечением кристалла, определяемым прямыми NN и MB .

Для положительных кристаллов построение вполне аналогичное; разница в том, что для них эллипсоид расположен внутри шара.

Различие между скоростями необыкновенного луча и необыкновенной волны заставляет ввести понятие о показателе преломления волн. Пусть показатель преломления обыкновенного луча n_o , необыкновенного n'_e , обыкновенной волны N_o , необыкновенной N'_e . Если скорость в пустоте V , далее скорость обыкновенного луча V_o , необыкновенного луча V'_e , обыкновенной волны W_o , необыкновенной волны W'_e , то показатели преломления определяются равенствами

$$n_o = \frac{V}{V_o}, n'_e = \frac{V}{V'_e}, N_o = \frac{V}{W_o}, N'_e = \frac{V}{W'_e} \dots \dots \dots (14)$$

Пусть t то время, в течение которого луч в пустоте распространяется от C до R ; тогда

$$CR = Vt, MA = V_o t = W_o t, MF = V'_e t, Mg = W'_e t.$$

Ясно, что $V_o = W_o$ и $n_o = N_o$. Но далее мы имеем, если угол падения $PMN = CMR = \varphi$, угол преломления обыкновенных луча и волны $NMO = MRS = \psi$, угол преломления необыкновенной волны $gMN = MRT = \psi'$,

$$MB = V_o t = W_o t = MR \sin \psi; Mg = W'_e t = MR \sin \psi';$$

$$RC = Vt = MR \sin \varphi.$$

Отсюда

$$N_o = \frac{V}{W_o} = \frac{RC}{MB} = \frac{MR \sin \varphi}{MR \sin \psi} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = n_o.$$

$$N'_e = \frac{V}{W'_e} = \frac{RC}{Mg} = \frac{MR \sin \varphi}{MR \sin \psi'} = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi'}.$$

Итак мы видим, что показатели преломления обеих волн выражаются, как отношения синуса угла падения к синусу угла преломления. Однако $N_o = n_o$ есть величина постоянная, между тем как N'_e зависит от направления распространения преломленной необыкновенной волны. Что величина $n'_e = V : V'_e = RC : Mg$ не выражается так просто через угол падения φ и угол преломления FMN , уже было сказано на стр. 640.

Легко найти для N'_e выражение, аналогичное формуле (13). Рис. 454 дает $N_o = s : p = n_o$, $N_e = s : q = n_e$; но $N'_e = s : \sigma$. Формула (11) дает

$$\frac{\sigma}{s} = \sqrt{\frac{p^2}{s^2} \cos^2 \alpha + \frac{q^2}{s^2} \sin^2 \alpha}$$

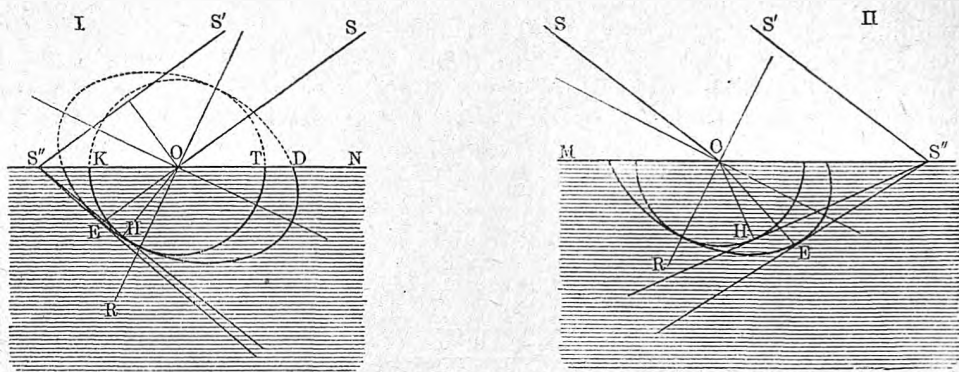
т. е.

$$\frac{1}{N'_e} = \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha}{N_o^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{N_e^2}} \dots \dots \dots (14, a)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

I. Оптическая ось расположена в плоскости падения, которая след. совпадает с главным сечением кристалла. На рис. 457 показан этот случай для отрицательного кристалла, оптическая ось которого

Рис. 457.



OR ; падающие лучи $SO, S'S''$. Две касательные, проведенные из S'' , дают обыкновенный луч OH и необыкновенный OE . Положение оптической оси OR на обоих рисунках I и II одно и то же, но направление падающего луча различное. На рис. 458 изображен тот же случай для положительного кристалла; и здесь обыкновенный луч OH , необыкновенный OE . В рассмотренном частном случае необыкновенный луч, как мы видим, остается в плоскости падения. Сравнивая рисунки 457 и 458, мы видим, что на первом необыкновенный луч находится дальше от нормали, а на втором — ближе к нормали, чем луч обыкновенный. Вот почему Biot

Рис. 458.

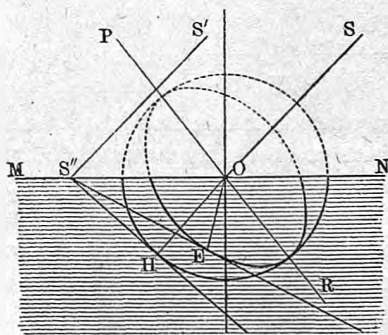
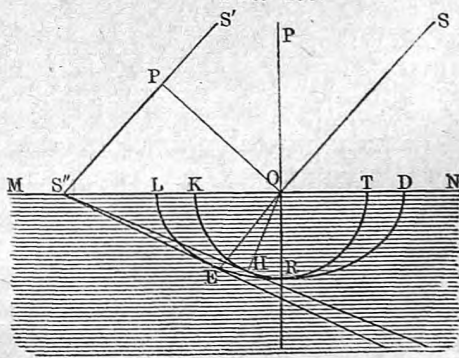


Рис. 459.



назвал кристаллы, к которым относится рис. 457, отталкивающими, а другие — притягивающими; Fresnel предложил заменить эти названия ныне употребительными: отрицательные и положительные.

II. Ось перпендикулярна к плоской грани кристалла; это более частный случай только что рассмотренного. На рис. 459 изобра-

жено соответствующее ему построение для отрицательного кристалла; оптическая ось OR ; здесь обыкновенный луч OH , необыкновенный OE , соответствующие падающему лучу SO . Понятно что $n_o = PS'' : OK$, где $OK = OH = OR = OT$; далее $n_e = PS'' : OL$ и $n'_e = PS'' : OE$.

Для рассматриваемого важного случая легко определить угол преломления необыкновенного луча. Для этого обратимся к рис. 460, в котором SA падающий луч, $AN = \varphi$ данный угол падения, $DAN_1 = \psi_1$ искомый угол преломления необыкновенного луча AD . Пусть $BC = s$; тогда $n_o = s : p$ и $n_e = s : q$. Проведем $AE = \sigma \perp$ к BD . Мы имеем (10) стр. 646

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p^2}{q^2} \operatorname{tg} \psi_1 \dots \dots \dots (15)$$

(угол ψ_1 был там обозначен буквой φ). Из рисунка видно, что $\frac{s}{\sin \varphi} = AB = \frac{\sigma}{\sin \alpha}$; вставляя вместо σ его значение (11), получаем

$$\frac{s}{\sin \varphi} = \sqrt{\frac{p^2 \cos^2 \alpha + q^2 \sin^2 \alpha}{\sin \alpha}} = \sqrt{p^2 \cotg^2 \alpha + q^2},$$

откуда, на основании (15)

$$\frac{s}{\sin \varphi} \sqrt{\frac{q^2 \cotg^2 \psi_1}{p^2} + q^2} = \frac{q}{p} \sin \varphi \sqrt{q^2 \cotg^2 \psi_1 + p^2},$$

или

$$1 = \left(\frac{s}{p}\right)^2 \sin^2 \varphi \left(\frac{\cotg^2 \psi_1}{\frac{s^2}{q^2}} + \frac{1}{\frac{s^2}{p^2}}\right) = \frac{n_o^2}{n_e^2} \sin^2 \varphi \left(\frac{\cotg^2 \psi_1}{n_e^2} + \frac{1}{n_o^2}\right)$$

Отсюда уже легко получается

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{n_o \sin \varphi}{n_e \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi}} \dots \dots \dots (16)$$

(15) дает
$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{p^2}{q^2} \operatorname{tg} \psi = \frac{n_e^2}{n_o^2} \operatorname{tg} \psi_1 = \frac{n_e \sin \varphi}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi}} \dots \dots \dots (17)$$

Этими двумя формулами определяются направления необыкновенных луча и волны, когда ось перпендикулярна к поверхности кристалла. Скорости луча и волны относятся, как q к σ , где $q = AD$ дано формулою (9) стр. 646.

III. Ось параллельна поверхности кристалла и расположена в плоскости падения. Построение преломленных лучей для этого случая показано на рис. 461. Оптическая ось OR , обыкновенный луч OH , необыкновенный OE . Обозначим угол падения SON через φ ; углы преломления обыкновенного луча $HON_1 = \psi$, необыкновенного $EON_1 = \psi_1$. Сравнивая рисунки 460 и 461, мы видим, что для необыкновенного луча разница заключается в том, что оси p и q как-бы обменялись местами. Вывод, подобный предыдущему, дает нам, очевидно, для $\operatorname{tg} \psi_1$ выражение, получаемое из (16), если заменить друг другом величины

n_o и n_e , т. е.

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{n_e \sin \varphi}{n_o \sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi}} \dots \dots \dots (18)$$

Но мы знаем, что $\sin \psi = \sin \varphi : n_o$, откуда

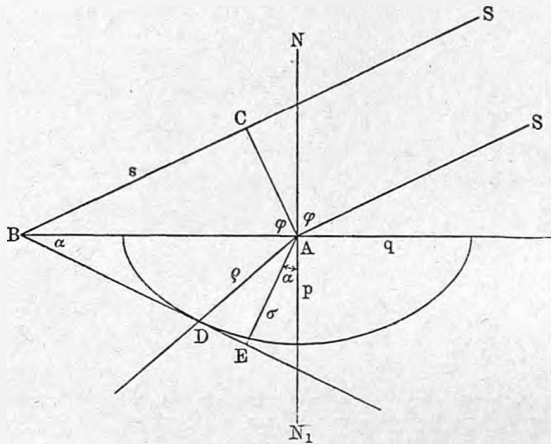
$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \varphi}}$$

Отсюда получается замечательное соотношение

$$\frac{\operatorname{tg} \psi_1}{\operatorname{tg} \psi} = \frac{n_e}{n_o} \dots \dots \dots (19)$$

которое легко вывести непосредственно на основании того, что по из-

Рис. 460.



вестному свойству эллипса точки E и H лежат на одной прямой $ЕНА$, параллельной N_1O и что при этом $EA : HA = q : p$. Очевидно $\operatorname{tg} \psi_1 : \operatorname{tg} \psi = AH : AE = p : q = \frac{s}{q} : \frac{s}{p} n_e : n_o$. Формула (19) имеет важное практическое значение.

IV. Ось перпендикулярна к плоскости падения и след., как в предыдущем случае, расположена в плоскости, на которую падают лучи. Плоскость падения пересекает в этом случае эллипсоид по экваториальному кругу. На рис. 462 показан ход лучей для этого случая. Мы видим, что необыкновенный луч OE получается совершенно таким же геометрическим построением, как и луч обыкновенный, откуда следует, что его коэффициент преломления есть величина постоянная, не зависящая от угла падения φ луча SO , и равная отношению $\sin \varphi$ к $\sin \psi_1$, где ψ_1 угол преломления необыкновенного луча. Но мы видим далее, что этот коэффициент преломления как раз равняется величине n_e , ибо OE равно радиусу экваториального сечения нашего эллипсоида вращения. Итак, мы имеем в этом случае

$$n_o = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi} \dots \dots \dots (20)$$

$$n_e = \frac{\sin \varphi}{\sin \psi_1}$$

Оба луча преломляются по обыкновенным законам преломления. Этим можно воспользоваться для опытного определения величины n_e . Если из кристалла вырезать призму так, чтобы преломляю-

Рис. 461.

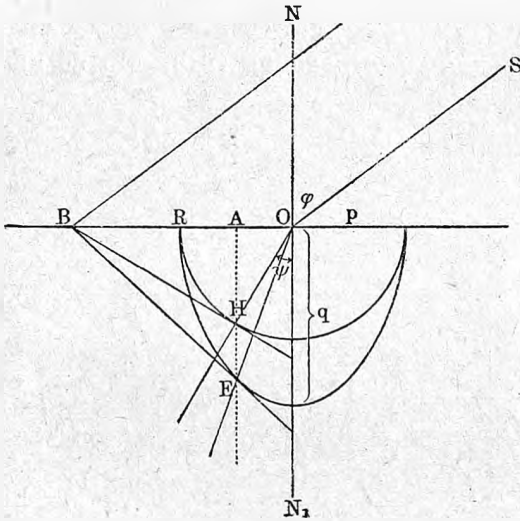
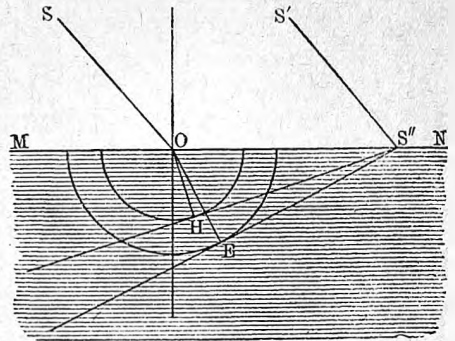


Рис. 462.



щее ребро было параллельно оптической оси, а плоскость падения, как всегда, перпендикулярна к этому ребру, то можно определить n_e обыкновенным способом по формуле (1) стр. 273, наблюдая минимум отклонения необыкновенного луча в призме.

V. Луч перпендикулярен к плоской грани кристалла; оптическая ось имеет произвольное направление. Возьмем за плоскость рисунка ту плоскость, которая проходит через падающий луч SA (рис. 463) и через оптическую ось AB , т. е. главное сечение кристалла. Касательная к эллипсоиду вращения должна быть параллельна грани MN кристалла. Ясно, что точка касания E , а след. и необыкновенный луч AE лежат в плоскости рисунка, т. е. в плоскости главного сечения кристалла. Итак, в рассматриваемом случае необыкновенный луч располагается в плоскости главного сечения кристалла, между тем как обыкновенный луч AO проходит без преломления. Найдем угол $\psi = EAO$, полагая, что ось AB составляет угол $\alpha = BAO$ с нормалью SAO . Так как $AO \perp TT_1$, то мы можем воспользоваться формулой (10) стр. 646, в которой $\varphi = \overline{EAB} = \psi + \alpha$; она дает

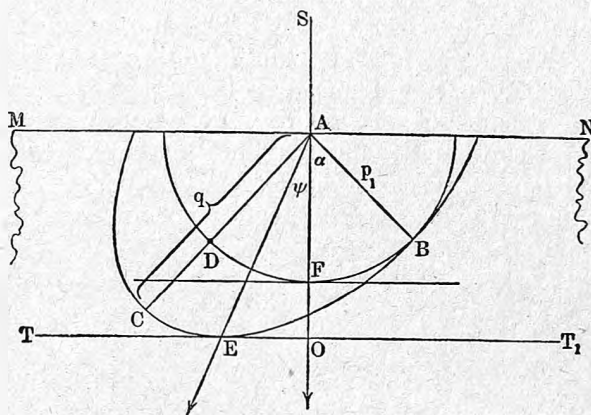
$$\operatorname{tg}(\psi + \alpha) = \frac{q^2}{p^2} \operatorname{tg} \alpha = \frac{n_o^2}{n_e^2} \operatorname{tg} \alpha;$$

отсюда получается

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(n_0^2 - n_e^2) \operatorname{tg} \alpha}{n_e^2 + n_0^2 \operatorname{tg}^2 \alpha} \dots \dots \dots (21)$$

При $\alpha = 0$ имеем $\psi = 0$; точки касания F и E сливаются с точкою B ; скорость обоих лучей одинаковая. При $\alpha = 90^\circ$ также $\psi = 0$; точки касания D и C лежат на AO , так что оба луча, хотя и не преломляются, но распространяются по направлению AO с неодинаковыми скоростями V_o и V_e ,

Рис. 463.



пропорциональными AD и AC , или p и q , или наконец, обратно пропорциональными n_o и n_e , т. е.

$$\frac{V_o}{V_e} = \frac{n_e}{n_o} \dots \dots \dots (22)$$

Максимум угла ψ имеем при $\operatorname{tg} \alpha = n_e : n_o$; легко вывести, что

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{n_0^2 - n_e^2}{2 n_o n_e}$$

§ 5. Поляризаторы. На стр. 611 мы показали, что простое зеркало может служить поляризатором, т. е. таким прибором, при прохождении через который всякий луч вполне поляризуется в некоторой определенной плоскости. Там же было показано, что зеркало может служить и анализатором, „приводящим“ луч к определенной плоскости поляризации. На стр. 616 было сказано, что стеклянная стопа также может служить как поляризатором, так и анализатором. Явления двойного лучепреломления дают возможность построить большое число приборов, служащих поляризаторами, т. е. дающих поляризованные лучи; они, вообще, могут служить и анализаторами. Рассмотрим устройство некоторых из них.

1. Николева призма или просто „николь.“ Этот весьма важный прибор изготавливается из кристалла исландского шпата, изображенного на рис. 464. Оптическая ось, проходящая через B , лежит в плоскости $ABCD$, которая и есть плоскость главного сечения кристалла. Основания кристалла (напр., P) составляют с ребрами KK углы в 71° . Сперва

сошлифовывают основания P так, чтобы они образовали с ребром K угол в 68° . На рис. 465 показана новая форма плоскости главного сечения; здесь $\angle a = \angle c = 68^\circ$; плоскость $abcd$ та же, что и плоскость $ABCD$ на рис. 464. так что, напр., прямая ab соответствует диагонали AB верхнего четырехугольника. Затем распиливают кристалл вдоль плоскости gf , перпендикулярной к плоскости $abcd$ и перпендикулярной к сторонам ab и cd , и склеивают обе половины канадским бальзамом. Пусть ss' падающий луч; при входе в кристалл он распадается на два луча, обыкновенный so и необыкновенный se , которые оба лежат в плоскости рисунка, так как оптическая ось в нашем случае лежит в плоскости падения (случай I, стр. 651). Показатель преломления (для желтого луча D) для обыкновенного луча 1,658, а для канадского бальзама 1,549; поэтому возможно полное внутреннее отражение луча so у поверхности fg и оно действительно имеет место при данных геометрических условиях. Луч so после отражения поглощается вычерненной боковой поверхностью кристалла. Коэффициент преломления необыкновенного луча se , идущего

Рис. 464.

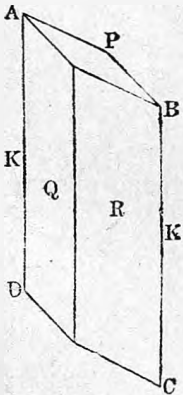


Рис. 465.

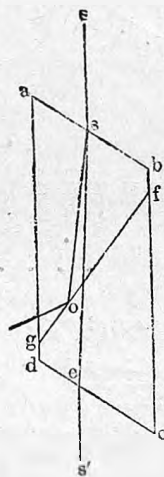
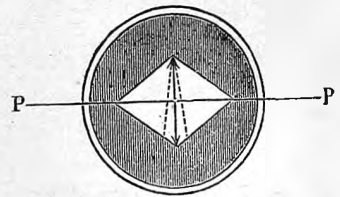


Рис. 466.



почти параллельно ребрам кристалла, равен 1,515, а потому он проходит через слой канадского бальзама и выступает наружу по направлению es' .

Таким образом николю дает лучи вполне поляризованные в плоскости, перпендикулярной к плоскости главного сечения кристалла, в которой, по теории Френеля, расположены его колебания. На рис. 466 изображено основание николевой призмы в оправе; PP плоскость поляризации выходящего луча; перпендикулярная к PP прямая есть след главного сечения кристалла.

Если на николю падает уже поляризованный луч, плоскость поляризации которого составляет угол α с плоскостью PP и сила света которого J , то из николя выходит луч, как всегда, поляризованный в плоскости PP ; сила света i его, очевидно, равна

$$i = J \cos^2 \alpha \dots \dots \dots (23)$$

Если падающий свет неполяризованный, то $i = \frac{1}{2} J$.

При $\alpha = 90^\circ$ имеем $i = 0$; в этом случае падающий луч целиком пойдет по направлению so , рис. 465.

Если поместить два николя так, чтобы лучи последовательно проходили через них, то сила света i выходящих лучей будет зависеть от угла φ между главными сечениями двух николей.

Если $\varphi = 0$, т. е. если главные сечения николей совпадают, то луч, вышедший из первой призмы, свободно проходит и через вторую, идя по пути луча необыкновенного; сила света J' луча, прошедшего через оба николя, мало отличается от $\frac{1}{2} J$. В этом случае говорят о „параллельных“ николях или о николях, установленных „на свет.“ Если вращать один из николей около его геометрической оси т. е. около направления луча, то J' уменьшается по закону

$$J' = \frac{1}{2} J \cos^2 \varphi \quad \dots \dots \dots (24)$$

При $\varphi = 90^\circ$ получаем $J' = 0$, свет совсем не проходит, хотя каждый из двух николей, отдельно взятый, представляется вполне прозрачным. В этом случае говорят о николях, поставленных „накрест“, или „на темноту.“

Игнатовский (1910) поместил на боковой поверхности николя (левой на рис. 465) стеклянную призму, через которую обыкновенный луч свободно выходит наружу. Этим устраняется то весьма заметное нагревание призмы, которое, при продолжительном наблюдении, вызывается поглощением обыкновенных лучей вычерненной боковой поверхностью призмы.

II. Призма Foucault отличается от николя тем, что слой канадского балъзама заменен тонким слоем воздуха. В этом случае плоскость fg (рис. 465) может быть проведена гораздо менее наклонно к bc , вследствие чего призма значительно укорачивается и удешевляется.

III. Турмалиновые щипцы. Турмалин имеет замечательное свойство вполне поглощать обыкновенный луч, идущий перпендикулярно к его оптической оси. Если из турмалина вырезать пластинку параллельно оси, то луч, падающий нормально к поверхности пластинки, разделяется на два луча, из которых только один необыкновенный выходит наружу. К сожалению, турмалин, сильно окрашенный (обыкновенно в зеленый цвет), мало прозрачен, вследствие чего и необыкновенный луч, выйдя из пластинки, обладает сравнительно малою интенсивностью. Удобное соединение двух турмалиновых пластинок, из которых одна служит поляризатором, другая анализатором, представляют т. наз. турмалиновые щипцы, изображенные на рис. 467. Две турмалиновые пластинки вставлены посреди пробковых кружков, окруженных металлическими кольцами, которые вставлены в другие кольца, находящиеся на концах проволочных щипцов. Между турмалинами могут быть помещены исследуемые кристаллы (см. следующую главу); притом каждый из турмалинов легко вращается в своем кольце. При некотором их положении, когда они по-

ставлены „накрест,“ получается темнота: луч, прошедший через первый турмалин, поглощается вторым.

Николева призма, призма Foucault и турмалиновые щипцы дают только один луч, вполне поляризованный. Менее удобны приборы, из которых выходят два луча, поляризованные в плоскостях, взаимно перпендикулярных. Стараются, по возможности, увеличить угловое расстояние между этими выходящими лучами.

IV. Поляризатор из исландского шпата и стекла изображен на рис. 468 и рис. 469 в двух положениях. Две призмы *G* и *K* склеены канадским бальзамом; *G* сделано из стекла, *K* из исландского шпата, при

Рис. 467.

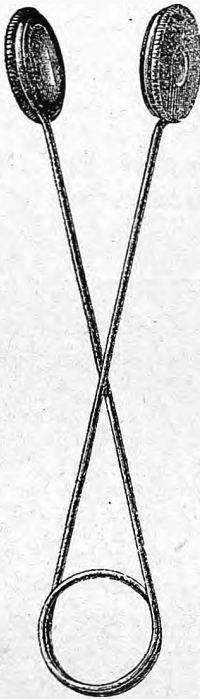


Рис. 468.

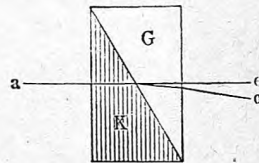
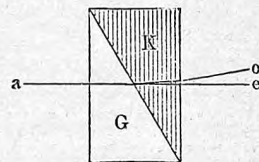


Рис. 469.



чем оптическая ось расположена параллельно преломляющему ребру призмы. Когда луч из *a* падает на *K*, то оба луча идут вместе, хотя и с различной скоростью. Необыкновенный луч переходит в стекло, почти не преломляясь, и идет по направлению *e*; обыкновенный луч имеет в стекле *G* меньший коэффициент преломления, чем в *K*, и потому выходит по направлению *o*. Когда луч падает на стекло *G*, то раздвоение происходит на границе средин, причем обыкновенный луч, переходя в среду, для него оптически более плотную, преломляется к основанию призмы *K*.

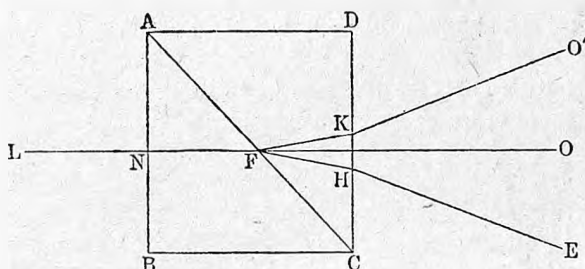
V. Призма Rochon'a. Две призмы из исландского шпата, *ABC* и *ADC* (рис. 470) склеены. В *ABC* оптическая ось параллельна *BC*, в *ADC* она параллельна боковым ребрам призмы, т. е. перпендикулярна к плоскости рисунка. Луч *LF*, идущий вдоль оси, не разлагается; затем

обыкновенный идет по направлению FO , а необыкновенный, переходя в среду для него оптически менее плотную, принимает направление FHE ,

VI. Призма Wollaston'a отличается от предыдущей только тем, что в призме ABC ось параллельна ребру AB . Тогда вдоль NF распространяются два луча с различными скоростями. Луч, обыкновенный в NF , идет далее по пути необыкновенного; его скорость увеличивается и потому он выходит по направлению FHE . Наоборот, луч, необыкновенный в NF , должен в ADC идти по пути луча обыкновенного; его скорость уменьшается и потому он идет по направлению FKO' . Расхождение лучей здесь больше, чем в призме Rochon'a.

Дальнейшие видоизменения рассмотренных приборов представляют поляризаторы Hartnack'a и Prazmowski, Sénarmont'a, Ahrens'a,

Рис. 470.



Dove, Jamin'a, Zenker'a, Grosse, Feussner'a, Bertrand'a, Эйхенвальда и др. Условия наивыгоднейшего устройства поляризующих призм определяли Д. Бобылев и Feussner. Рассмотренные поляризаторы могут служить и анализаторами или полярискоскопами, т. е. служить для исследования поляризованного луча. Поляризатор для инфракрасных лучей был построен Ульяниным. Эйхенвальд построил „биполяризатор.“

§ 6. Некоторые поляризационные приборы.

I. Поляризационные фотометры. Устройство некоторых из этих приборов было рассмотрено в гл. IX, стр. 425 до 430.

II. Микрометр Rochon'a — прибор, служащий для измерения угловой величины тел и абсолютного их расстояния от наблюдателя, если величина тел известна, и, наоборот, для измерения величины тел, если их расстояние дано. Главная часть микрометра — это призма Rochon'a из кварца (горного хрусталя), в котором необыкновенный луч обладает большею преломляемостью и потому распространяется по пути FKO' (рис. 470), отклоняясь к основанию второй призмы.

Призма R (рис. 471) помещается внутри зрительной трубы между объективом O и его фокальной плоскостью MN , и притом так, чтобы ее можно было передвигать вдоль OB и измерять на особой шкале расстояние $RB = d$; пусть $OB = f$ и $\angle ARA' = r$. Переместим R в такое положение, при котором два изображения AB и $A'B'$ рассматриваемого предмета касались бы друг друга, т. е. так, чтобы точки B и A' сливались.

Тогда $\text{ftg } AOB = AB = AA' = d \text{ tgr}$. Отсюда

$$\text{tg } AOB = \frac{\text{tgr}}{f} d = Cd.$$

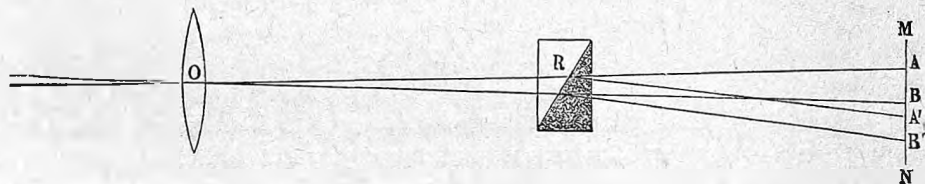
Определив раз навсегда C , мы получим отсюда угловую величину AOB тела. Если абсолютная величина l тела известна (напр., если l часть шеста, снабженная шкалою), то расстояние его D от объектива O равно

$$D = \frac{l}{\text{tg } AOB} = \frac{l}{Cd}.$$

III. Полярископы и поляриметры. Эти приборы служат для решения трех вопросов: поляризованы ли данные лучи, как расположена плоскость поляризации и какая доля лучей вполне поляризована. Измерения последнего рода производятся при помощи поляриметров. Один из полярископов мы рассмотрим в следующей главе (полярископ Savart'a).

Простейшим полярископом, т. е. прибором, дающим возможность узнать, поляризованы ли данные лучи света, может служить, как уже

Рис. 471.



было сказано, любой из рассмотренных выше поляризаторов, играющий в этом случае роль анализатора. Пропустив данные лучи, напр., через николю, мы вращаем последний около его оси и наблюдаем силу света J . Если J вовсе не меняется, то к лучам не примешаны лучи прямолинейно поляризованные; они или естественные, или поляризованы по кругу, как увидим далее. Если J меняется, достигая при вращении на 360° двух максимумов и двух минимумов, то свет или отчасти прямолинейно или эллиптически поляризован, как мы также увидим далее. Если при двух положениях николя сила света J делается равною нулю, то это показывает, что свет вполне прямолинейно поляризован и притом в плоскости, параллельной главному сечению николя при этих положениях последнего. Зеркало или стеклянная стопа, на которые лучи падают под углом полной поляризации, могут играть ту же роль.

Когда лучи отчасти поляризованы, то минимум силы света J определяет положение плоскости поляризации; этот минимум трудно определить с точностью, равно как и положение, соответствующее $J = 0$ при вполне поляризованных лучах. Более точные результаты дают приборы, в которых положение плоскости поляризации падающих лучей определяется равенством степеней освещения двух соседних частей поля зрения. Такие приборы называются анализаторами или полярископами

полутеневыми (à réombre). Один из них был устроен Jellet, другой Cognu.

Прибор Cognu состоит из николя, разрезанного на две части, причем плоскость разреза проходит через ось николя и перпендикулярна к плоскости главного сечения. Темная линия, перпендикулярная к PP на рис. 466 определяет след плоскости сечения. От каждой половины призмы отрезается по клинообразному куску, как показано на рис. 466 пунктиром; двугранный угол каждого клина равен $2^{\circ}5$. Две половины николя затем опять склеиваются; тогда получается николю, в котором прямая PP состоит из двух половин, составляющих угол в 5° . Когда через такой прибор проходит свет, вполне или отчасти поляризованный, то можно, вращая прибор, сравнительно весьма точно определить такое его положение, при котором обе половины поля зрения кажутся одинаково освещенными. Искомая плоскость поляризации перпендикулярна к плоскости, делящей пополам тупой угол в 175° между главными сечениями двух половин николя. Lippich и Heele также построили полутеневые полярископы.

Поляриметр Arago служит для определения дроби p , показывающей, сколько поляризованного света заключается в пучке лучей отчасти поляризованных, интенсивность которых принята за единицу. Пусть плоскость поляризации имеет азимут 0° . Данный пучок можно мысленно разложить на два вполне поляризованных луча, интенсивности которых $p + \frac{1}{2}(1 - p)$ и $\frac{1}{2}(1 - p)$; первый поляризован в азимуте 0° , второй в азимуте 90° . Направим лучи на стеклянную стопу, расположенную так, чтобы плоскость падения совпала с азимутом 0° , и отыщем такой угол падения φ , чтобы лучи, выходящие из стопы, были вполне деполаризованы. В таком случае искомая дробь p есть функция угла φ , так что можно положить $p = f(\varphi)$. Физическое значение этой функции следующее: положим, что стопа пропускает дробную часть m лучей, поляризованных в азимуте 0° , и часть n лучей, поляризованных в азимуте 90° . Дроби m и n определяются формулами Fresnel'я стр. 620 и потерю вследствие поглощения лучей. Условие деполаризации лучей, очевидно,

$$m \left(p + \frac{1-p}{2} \right) = n \frac{1-p}{2},$$

откуда

$$p = \frac{n-m}{n+m}.$$

Нет надобности определять n и m ; можно для данного прибора эмпирически определить ряд сопряженных значений величин p и φ . Для этого пропускают вполне поляризованные лучи через пластинку одноосного кристалла, вырезанного параллельно оптической оси, составляющей некоторый угол $\alpha < 45^{\circ}$ с плоскостью поляризации лучей. Из кристалла выходят два луча, вполне поляризованных в плоскостях взаимно перпендикулярных; их интенсивность равна $\cos^2 \alpha$ и $\sin^2 \alpha$, если интенсивность падающих лучей принять за единицу. Их совокупность можно

заменить светом неполяризованным $\sin^2 \alpha$ и вполне поляризованным $\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha = \cos 2\alpha$, т. е. светом, отчасти поляризованным, для которого

$$p = \frac{\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha} = \cos 2\alpha.$$

Для этого света и определяют угол φ полной деполяризации лучей, выходящих из стеклянной стопы; зная α , определяют p . Деполяризация определяется при помощи бикварца и николя (см. главу XVIII). Превосходный поляриметр построил Cogni. Он состоит из двупреломляющей призмы Wollaston'a (стр. 659), которая дает два рядом расположенные изображения четырехугольного отверстия диафрагмы. Одна из двух плоскостей поляризации лучей в этой призме должна совпадать с плоскостью поляризации испытуемого, отчасти поляризованного света. Два изображения рассматриваются через николеву призму, которую поворачивают около ее оси до тех пор, пока оба изображения представляются одинаково яркими. Измеряя на приборе угол между главными сечениями двух призм можно легко определить степень поляризации исследуемых лучей. Wild также построил поляриметр, отчасти сходный с его фото-метром, который был описан на стр. 428.

§ 7. Двусные кристаллы; поверхность волны. Преломление лучей в двусных кристаллах сопровождается явлениями гораздо более сложными, чем те, которые мы наблюдаем в кристаллах одноосных. Если на естественную или искусственную поверхность двусного кристалла падает луч света, то он, в общем случае, разделяется на два луча, которые оба не следуют законам преломления лучей в изотропных средах.

В двусном кристалле существуют три взаимно перпендикулярных направления, которые мы назовем главными; они во всех точках кристалла одинаковы, т. е. друг другу параллельны. Положим, что внутри кристалла находится светящаяся точка O ; мы ее примем за начало координатных осей x , y и z , которые проведем параллельно главным направлениям. Обозначим через V_1 , V_2 , V_3 три скорости распространения плоских волн, которые оказываются возможными по главным направлениям x , y , z и через t время, соответствующее возникновению рассматриваемой волновой поверхности, и пусть

$$\sigma_1 = V_1 t, \quad \sigma_2 = V_2 t, \quad \sigma_3 = V_3 t \quad \dots \dots \dots (25)$$

Мы не будем выводить уравнения волновой поверхности двусных кристаллов, но постараемся получить представление о ее форме, определяя те кривые, по которым она пересекается координатными осями. Мы полагаем $V_1 > V_2 > V_3$, т. е.

$$\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3 \quad \dots \dots \dots (26)$$

В каждом направлении могут распространяться две плоские волны; вдоль главных направлений эти скорости суть две из величин V_1 , V_2 и V_3 .

В плоскости xu (рис. 472) одна из двух волн, плоскости которых перпендикулярны к плоскости xu , распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью V_3 ; вдоль Ox скорость другой волны равна V_2 , вдоль оси u она равна V_1 . Это дает пересечение волновой поверхности с плоскостью xu в виде круга радиуса σ_3 и эллипса, полуоси которого σ_2 и σ_1 , см. рис. 472. Круг находится внутри эллипса.

В плоскости uz (рис. 473) одна из двух волн имеет по всем направлениям одинаковую скорость V_1 ; вдоль Ou скорость второй волны равна V_3 ,

Рис. 472.

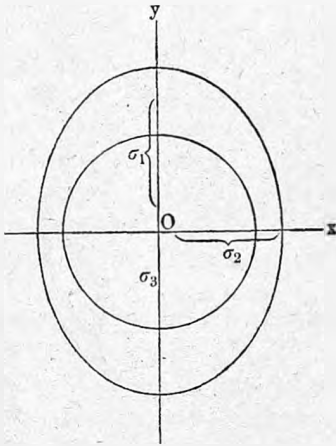
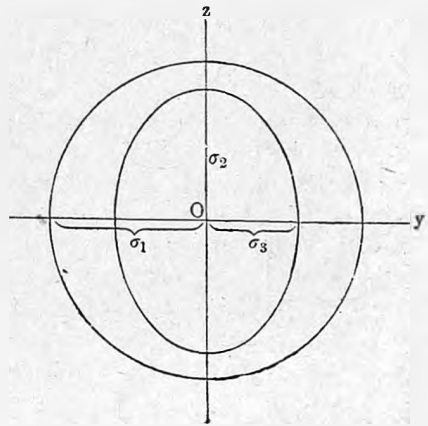


Рис. 473.



а вдоль Oz она равна V_2 . Это дает пересечение волновой поверхности с плоскостью uz в виде круга радиуса σ_1 и эллипса, полуоси которого σ_2 и σ_3 , см. рис. 473. Эллипс находится внутри круга.

Особый интерес представляет плоскость xz . В ней одна из волн распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью V_2 ; вдоль Ox скорость второй волны равна V_3 ; вдоль Oz она равна V_1 . Это дает (рис. 474) пересечение волновой поверхности с плоскостью xz в виде круга радиуса σ_2 и эллипса с полуосями σ_1 и σ_3 . Эллипс и круг пересекаются в четырех точках.

Обозревая все три случая, мы видим, что возможные скорости суть

вдоль оси x	V_2 и V_3
„ „ u	V_3 и V_1
„ „ z	V_1 и V_2 .

Определив кривые пересечения волновой поверхности с тремя координатными плоскостями, мы получаем довольно ясное представление о виде этой поверхности. На рис. 475 изображена модель рассматриваемой поверхности, которая может быть изготовлена, напр., из папки; AB соответствует оси x -ов на предыдущих рисунках, а CD — оси z -ов.

Наибольший интерес представляют те части волновой поверхности, которые лежат вблизи плоскости xOz . Каждому направлению в про-

странстве соответствуют, вообще говоря, две скорости V' и V'' плоских волн, касательных к внутренней и внешней частям поверхности. Существуют, однако, два направления (точнее четыре, ибо каждое направление надо считать в обе стороны), которым соответствует только одна скорость распространения плоской волны. Это будет видно из рассмотрения волновой поверхности.

Вспомним, что, согласно принципу Гюйгенса, плоские волны суть касательные к волновой поверхности; длина перпендикуляра, опущенного

Рис. 474.

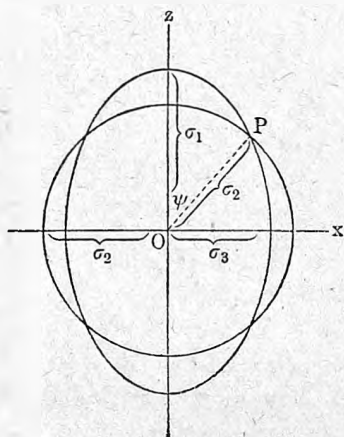
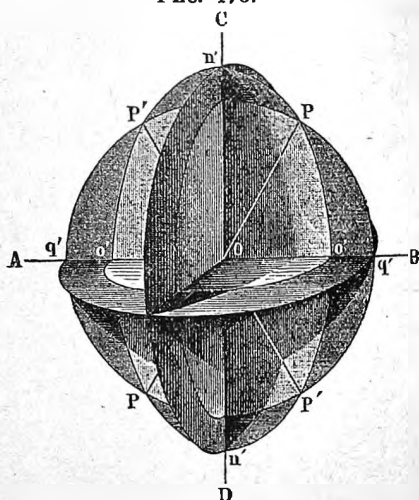


Рис. 475.



из центра волновой поверхности на касательную, определяет скорость распространения соответствующей плоской волны; прямая, соединяющая центр волновой поверхности с точкою касания, определяет направление луча, соответствующего той же плоской волне, а длина этой прямой — скорость луча.

Обратимся к рис. 476, на котором вновь представлена плоскость xOz . Можно провести четыре касательные RS (на рисунке изображена только одна), общие кругу и эллипсу. Плоскости, проходящие через RS и перпендикулярные к плоскости рисунка, касаются волновой поверхности по крайней мере в двух точках Q и T , и во всяком случае ясно, что нельзя в той же четверти пространства провести второй плоскости, параллельной RS , которая так же была бы касательной к волновой поверхности. Прямая MT перпендикулярна к RS (ибо T точка касания круга), и определяет одно из четырех направлений, в которых распространяется только одна плоская волна. Скорость ее, измеряемая длиной MT , очевидно, равна V_2 . Прямая MT и другая, с нею симметрично расположенная и на рисунке не обозначенная, называются оптическими осями волн двуосного кристалла, или осями внутренней конической рефракции; смысл последнего названия будет выяснен ниже. Под углом между этими осями подразумевается всегда образуемый ими острый угол. Если его обозначить через 2Φ , то на рис. 476 имеем $2\Phi = 2\angle CMT$. Пря-

мая, разделяющая этот угол пополам, называется средней линией двусосного кристалла. На рис. 476 она совпадает с осью z -ов, но может быть и перпендикулярна к этой оси.

Двусосный кристалл называется положительным, когда средняя линия совпадает с направлением оси x , вдоль которой мы имеем две меньшие скорости V_2 и V_3 ; в кристаллах отрицательных средняя линия имеет направление оси z , вдоль которой мы имеем две большие скорости V_1 и V_2 . Знак кристалла делается неопределенным, когда оптические оси составляют между собою прямые углы.

Две прямые PP , соединяющие точки пересечения эллипса и круга в плоскости xOz , называются оптическими осями лучей; острый угол между ними обозначим через $2\Psi = 2PMS$. Угол PMT между осями двух родов, вообще, весьма мал в двусосных кристаллах. Оси MP называются еще осями внешней конической рефракции (см. ниже).

Величины углов Φ и Ψ можно определить по данным трем коэффициентам преломления n_1, n_2 и n_3 , а именно следующим образом. Пусть V скорость волны в пустоте; тогда

$$n_1 = \frac{V}{V_1} < n_2 = \frac{V}{V_2} < n_3 = \frac{V}{V_3} \dots \dots \dots (27)$$

Для радиусов кругов и полуосей эллипсов, изображенных на рисунках 472, 473 и 474, имеем на основании (25) формулы вида

$$\sigma_1 = \frac{C}{n_1} > \sigma_2 = \frac{C}{n_2} > \sigma_3 = \frac{C}{n_3} \dots \dots \dots (28)$$

Теория показывает, что

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{n_3}{n_1} \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \dots \dots \dots (29)$$

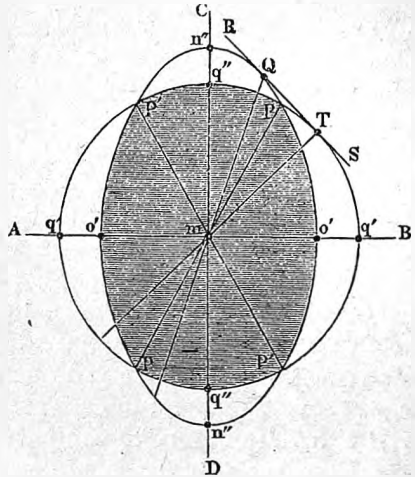
$$\operatorname{tg} \Psi = \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}} \dots \dots \dots (30)$$

откуда

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{n_3}{n_1} \operatorname{tg} \Psi \dots \dots \dots (31)$$

Эта формула связывает углы Φ и Ψ между средней линией и осями волн и лучей. Формулы (29) и (30) показывают, что углы Φ и Ψ зависят от показателей преломления; а так как последние, со своей стороны, зависят от длины волны λ лучей, то ясно, что углы Φ и Ψ , вообще, меняются вместе с λ , или что направление осей волн и осей лучей различное для лучей различной преломляемости.

Рис. 476.



Рассмотрев форму волновой поверхности, мы можем высказать некоторые соображения о направлении преломленных лучей, распространяющихся внутри кристалла, когда на одну из его естественных или искусственных граней падают лучи. Пользуясь принципом Huyghens'a, мы получаем построение, аналогичное тем построениям, которые нам дали преломленные лучи в одноосных кристаллах (см., напр., рис. 456, 457, 458 и т. д.). Разница, однако, та, что форма волновой поверхности для двuosных кристаллов гораздо более сложная. К ней, в общем случае, проведутся две касательные плоскости, причем, однако, обе точки касания окажутся вне плоскости падения, вследствие чего оба преломленных луча будут лежать вне плоскости падения.

В частных случаях, когда плоскость падения совпадает с одной из плоскостей, принятых нами за координатные и изображенных на рис. 472, 473 и 474, оказывается, что обе точки касания расположены в той же плоскости (по причине симметрии волновой поверхности), так что оба луча остаются в плоскости падения. Так как во всех трех случаях одно из пересечений плоскости падения с волновой поверхностью есть круг, то ясно, что для одного из двух лучей коэффициент преломления есть величина, не зависящая от угла падения, равная отношению синуса угла падения к синусу угла преломления, и притом равная одной из величин n_1 , n_2 или n_3 . Для этого луча кристалл как бы играет роль изотропной среды.

Если из кристалла вырезать призму, преломляющее ребро которой было бы параллельно одной из координатных осей Ox , Oy или Oz , т. е. перпендикулярно к одной из плоскостей симметрии zOy , xOz или xOy волновой поверхности, то коэффициенты n_1 , n_2 и n_3 , характеризующие кристалл, могут быть определены по обыкновенному способу наблюдения наименьшего отклонения (стр. 273).

Vioia (1899) и Cornu (1901) дали методы и построили приборы для определения трех коэффициентов преломления.

К двuosным кристаллам относятся кристаллы последних трех из перечисленных на стр. 637 систем; относительно положения эллипсоида упругости и оптических осей можно сказать следующее.

В кристаллах ромбической системы оси совпадают (по направлению) с тремя взаимно перпендикулярными кристаллографическими осями.

В кристаллах моноклиномерной системы кристаллографическая ось, перпендикулярная к плоскости симметрии, в которой лежат две другие, взаимно наклоненные оси, всегда совпадает с одной из осей x или z . Плоскость оптических осей или совпадает с плоскостью симметрии или к ней перпендикулярна. В первом случае положение средней линии различное для различных лучей, т. е. меняется в зависимости от длины волны λ ; в то же время меняется и угол между оптическими осями. Во втором случае положение плоскости, содержащей оптические оси, может зависеть от λ .

Для кристаллов триклиномерной системы не найдено никакого простого закона, связывающего направления кристаллографических и оптических осей.

§ 8. Поляризация волн и лучей в двусных кристаллах.

I. В двусном кристалле могут в каждом данном направлении распространяться две плоские волны, соответственно двум параллельным друг другу плоскостям, перпендикулярным к данному направлению и касательным к волновой поверхности. Только по направлению MT (рис. 476) распространяется, как мы видели, одна плоская волна RS , как единственная касательная к волновой поверхности. В общем случае двух плоских волн, мы имеем в них прямолинейно поляризованные колебания, причем оказывается, что плоскости, в которых происходят колебания, суть бисектрисы угла двух плоскостей, проходящих через нормаль к двум параллельным плоским волнам и через две оптические оси волн. Плоскости колебаний, очевидно, взаимно перпендикулярны.

II. Лучи, в общем случае, наклонены к плоским волновым поверхностям. Во всяком данном направлении распространяются два луча, колебания которых взаимно перпендикулярны. Они соответствуют двум, вообще, не параллельным друг другу плоским волнам, касательным к волновой поверхности в двух точках, в которых эта поверхность пересекается прямой, проведенной из ее центра по направлению рассматриваемого, как-бы двойного луча. Оказывается, что направление колебаний в плоской волне и в соответствующем ей луче параллельно проекции луча на плоскую волну.

§ 9. Коническая рефракция. Английский математик Hamilton, исследуя теоретически форму волновой поверхности двусных кристаллов, открыл чрезвычайно странные явления конической рефракции, которые мы опишем ниже. Lloyd путем опыта показал справедливость выводов Hamilton'a; в этом заключалось замечательное подтверждение правильности тех основных начал, на которых построено современное учение о распространении лучистой энергии вообще и в частности — в кристаллах. Открытие путем анализа этого странного физического явления составляет торжество науки, которое смело можно поставить рядом с открытием Нептуна на основании вычислений Leverrier и Adams'a. Существуют два рода конической рефракции, внутренняя и внешняя.

I. Внутренняя коническая рефракция. Мы видели, что по направлению MT (рис. 476) оптической оси волн распространяется только одна плоская волна RS , касательная к кругу и к эллипсу. Этой волне соответствуют два луча MT и MQ , лежащие в плоскости оптических осей; из них луч MT нормален к волне. Изучая форму волновой поверхности, Hamilton нашел, что она имеет в четырех местах P (рис. 474, или P и P' , рис. 475) воронкообразные углубления и что в этих местах касательная плоскость RS касается волновой поверхности не только в двух точках T и Q , но вдоль всех точек некоторого круга, диаметр которого равен TQ . Плоской волне RS соответствует, поэтому, бесконечное множество лучей, расположенных вдоль образующих конуса, имеющего круглое основание, причем одна из его образующих (луч MT), совпа-

дающая с оптической осью волн, перпендикулярна к плоскости этого основания. При выходе из кристалла все лучи становятся перпендикулярными к плоской волне, вследствие чего получается полный цилиндр лучей, дающий на экране или на сетчатой оболочке глаза светлое круглое кольцо, диаметр которого не зависит от расстояния экрана от кристалла. Описанное явление называется внутренней конической рефракцией.

На рис. 477 воспроизведено сечение волновой поверхности, которое уже было изображено на рис. 474. Наверху, с правой стороны, обозначен пунктиром круг касания и внутренний конус лучей.

На основании сказанного в конце § 8 легко определить направления колебаний для всех этих лучей. Пусть $ACBT$ (рис. 478) основание конуса; MT луч, идущий вдоль оптической оси волн и перпендикулярный к плоскости круга. Колебания в луче MA происходят параллельно

Рис. 477.

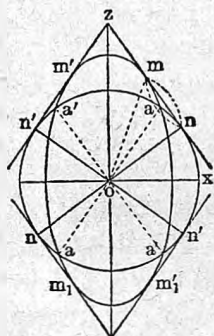


Рис. 478.

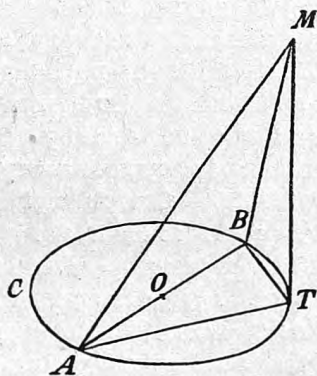
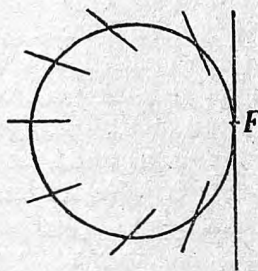


Рис. 479.



проекции этого луча на плоскую волну, т. е. параллельно хорде AT , соединяющей точку A с постоянной точкою T . Отсюда ясно, что в двух диаметрально противоположных лучах MA и MB колебания происходят по взаимно перпендикулярным направлениям AT и BT . На рис. 479 показаны направления колебаний для различных лучей, направленных к круговому основанию конуса: все эти направления проходят через точку F (T на рис. 478).

Ллойд наблюдал явление внутренней конической рефракции, вырезав из аррагонита пластинку $ABCD$, рис. 480, плоские грани AB и CD которой перпендикулярны к средней линии, делящей пополам угол между оптическими осями; MN экран с отверстием, через которое проходят лучи от источника S ; второй экран PQ с отверстием E можно было перемещать по поверхности AB ; uv экран для наблюдения. Когда SE имело некоторое определенное направление, то внутри кристалла получался полный конус лучей EFG , а на экране uv светлое кольцо, диаметр HJ которого не зависел от расстояния экрана от кристалла. Отверстие конуса оказалось равным $1^{\circ}50'$.

Существуют различные удобные приборы для наблюдения внутренней конической рефракции. Один из них изображен на рис. 481. Кристалл аррагонита, отшлифованный перпендикулярно к средней линии, делящей пополам угол между осями, вставлен в пробку и помещен в оправу *c*, которую можно вращать около оси, оканчивающейся головкою *S*. В *h* имеется весьма малое круглое отверстие (в листочке станиоля); на другом конце помещена лупа. Если обратив прибор к свету, смотреть в отверстие, которое изображено на правом конце рисунка, и вращать кристалл при помощи головки *S*, то можно найти такое положение кристалла, при котором появляется круглое светлое кольцо.

Ближайшие исследования показали, однако, что явление внутренней конической рефракции не столь просто, как это изложено выше. Еще в 1839 году *Roggendorff* заметил, что светлое кольцо состоит, собственно, из двух колец, отделенных друг от друга промежуточным

Рис. 480.

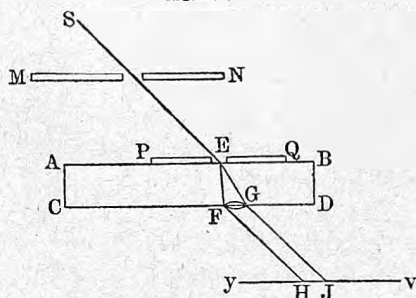
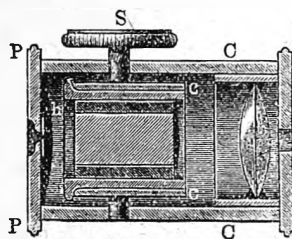


Рис. 481.



темным кольцом. Явление это, наблюдавшееся и *Haidinger*'ом (1853) было объяснено *Voigt*'ом (1905). *Voigt* показал, что лишь сравнительно небольшая часть света испытывает действительно внутреннюю коническую рефракцию. Но этот свет настолько слаб, что образуемое им кольцо представляется сравнительно темным. Два же других концентрических светлых кольца не представляют результатов конической рефракции, а лишь обычного двойного преломления.

В ряде дальнейших работ *Voigt* изучал коническую рефракцию в таких кристаллах, которые вращают плоскость поляризации (гл. XVIII § 2).

II. Внешняя коническая рефракция. Явление внутренней конической рефракции основано на том, что одной плоской волне *RS* (рис. 476) соответствует бесчисленное множество лучей. Наоборот, внешняя коническая рефракция является следствием того, что одному лучу *MP*, распространяющемуся внутри кристалла по направлению оптической оси лучей, соответствует бесчисленное множество плоских волн, касательных к волновой поверхности в точке *P*. Все эти плоские волны, выйдя из кристалла наружу, распространяются по различным направлениям, причем перпендикулярные к ним лучи располагаются вдоль образующих поверхности некоторого конуса. Эти лучи дают на экране светлое кольцо, диаметр которого увеличивается по мере удаления экрана от кристалла. Отверстие конуса определяется углом между касатель-

ными, которые можно провести в точке P , рис. 474, 475 или 476, к кругу и к эллипсу.

Описанное явление внешней конической рефракции может быть осуществлено по способу, показанному на рис. 482. При помощи чечевицы ll на пластинку из арагонита направляют сходящийся пучок лучей, внутри которого находится конус лучей, получаемый, когда луч света внутри кристалла распространяется вдоль оптической оси лучей снизу вверх. Этот конус образует внутри кристалла один луч, который при выходе через отверстие правильно установленного экрана mt вновь дает расходящийся пучок лучей, направленных вдоль образующих конуса. Диаметр светлого кольца на экране увеличивается при удалении последнего от кристалла. Заметим, что лучи, выходящие из ll и лежащие внутри или вне упомянутого выше полого конуса, распространяясь в кристалле

Рис. 482.

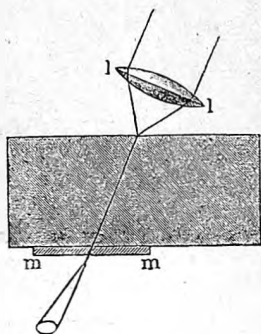
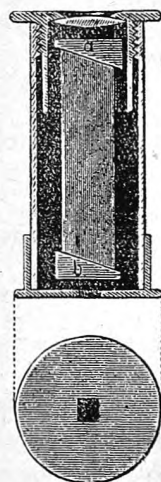


Рис. 483.



по различным направлениям, попадают на экран mt , но не в находящееся в нем малое отверстие. Отверстие конуса лучей для арагонита приблизительно равно 3° .

Приводим несколько примеров показателей преломлений n_1 , n_2 , n_3 .

	n_1	n_2	n_3
Арагонит	1,53013	1,68157	1,68589.
Слюда	1,5609	1,5941	1,5997.
Сера (призмат.)	1,9505	2,0383	2,2405
Топаз	1,61161	1,61375	1,62109.

Весьма интересный случай указал Карандеев (1915), а именно, для хлорангидрида сульфоканилина, $C_{16}H_{17}SO_2Cl$, открытого Н. Лепешкиным. Величины n даны для фраунгоферовых линий C , D , E , F .

Луч.	n_1	n_2	n_3
<i>C</i>	1,4999	1,6093	1,7412
<i>D</i>	1,5028	1,6161	1,7530
<i>E</i>	1,5069	1,6257	1,7697
<i>F</i>	1,5110	1,6350	1,7856

§ 10. Плеохроизм. Поляризация при флюоресценции. На стр. 657 было упомянуто, что турмалин вполне поглощает обыкновенный луч, идущий перпендикулярно к оптической оси, т. е. луч, в котором по теории Fresnel'я колебания происходят перпендикулярно к оси. Подобным свойством обладают многие двупреломляющие кристаллы, а может быть и все, хотя это свойство далеко не всегда выражено резко для лучей видимых. Вообще можно сказать, что поглощение лучей в двупреломляющих кристаллах зависит от направления колебаний и притом еще от длины волны. Вследствие этого цвет лучей, прошедших через кристалл в различных направлениях, неодинаковый, т. е. кристаллы представляются различно окрашенными, смотря по тому, в каком направлении через них смотреть. Такое явление прежде называлось дихроизмом. Ныне употребляется термин плеохроизм, более правильный, так как, смотря по направлению луча и его плоскости поляризации всегда наблюдается непрерывный переход между главными окрасками. Cordier (1809) первый заметил плеохроизм на минерале, который ныне называется кордиеритом. Затем это явление изучали Brewster, Arago, Biot и в особенности Haidinger (1845), построивший дихроскопическую лупу, служащую для открытия даже слабых следов плеохроизма. Этот прибор изображен на рис. 483; он состоит из продолговатого кристалла исландского шпата, к концам которого прикреплены две стеклянные призмы *a* и *b*. Со стороны *b* в оправе находится четырехугольное отверстие, а со стороны *a* окулярная лупа, через которую рассматривается это отверстие. Наблюдатель видит два рядом расположенных изображения отверстия, которые имеют неодинаковую окраску, если исследуемый кристалл, помещенный перед отверстием, обладает плеохроизмом.

Сильным плеохроизмом обладает турмалин, который по направлению оси почти непрозрачен, между тем как по направлению, перпендикулярному к оси, он довольно прозрачен.

Плеохроизм наблюдается, напр., на следующих кристаллах:

	I.	II.
Апатит	светло-желтый	зеленый
Берилл (Сибирь)	зеленовато-белый	светло-голубой
Апофилит	желтовато-белый	зеленый
Циркон (Цейлон)	светло-голубой	светло-желтый

В столбце I показан цвет, наблюдаемый, если смотреть вдоль оси, в столбце II — если смотреть перпендикулярно к оси.

Babinet вывел из своих наблюдений, что в положительных кристаллах сильнее поглощается необыкновенный луч, а в отрицательных —

обыкновенный, т. е. всегда тот луч, который распространяется медленнее. Но это правило впоследствии не подтвердилось.

В двуосных кристаллах замечается более сложное явление. Колебания, происходящие параллельно трем осям, о которых было сказано на стр. 662, поглощаются различно. Кубик, ребра которого параллельны этим осям, обнаруживает три различных окрашивания, смотря по тому, в каком направлении через него смотреть. Плеохроизм наблюдается, напр., на кристаллах искусственной соли, кордиерита (другое название „дихроит“ неточно) и др.

Merriitt исследовал плеохроизм исландского шпата, кварца и турмалина для инфракрасных лучей, определяя поглощение обыкновенного и необыкновенного лучей для λ от $0,8 \mu$ до 5μ приблизительно. Оказалось, что две кривые, выражающие поглощения этих двух лучей, как функции от λ , совершенно различны. Для турмалина эти две кривые пересекаются около $\lambda = 2,30 \mu$ и $\lambda = 3,48 \mu$, так что плеохроизм как-бы два раза меняет знак. Koenigsberger также исследовал плеохроизм для инфракрасных лучей в кварце, барите, гипсе, аррагоните, аметисте, берилле и т. д. Плеохроизм для ультрафиолетовых лучей открыл впервые В. К. Агафонов в шести веществах, а именно в трех минералах: в турмалине, аксините и андалузите и в трех органических кислотах: нитроанисовой, коричной и гемимеллитовой.

Sénarmont'у удалось вызвать искусственный плеохроизм в кристаллах, самих по себе бесцветных, кристаллизуя их из растворов, содержащих окрашенные вещества, напр., в кристаллах азотностронциевой соли, окрашенной раствором кампешового дерева.

Плеохроизмом занимались еще Grailich, Mallard, H. Becquerel, Hagen, Camichel, Carvallo, Stewart, Laspeyres, W. Ramsay, Beer, Seherr-Thoss, Pulfrich, Ives (1902), Meslin (1903), Bousinesq (1905), Ambronn (1907) и др. Теорию плеохроизма развивали в особенности Voigt, Drude, Carvallo, Moreau и др.

Любопытно, что Seherr-Thoss нашел плеохроизм в растянутом каучуке.

В гл. VIII мы познакомились с явлениями флюоресценции и видели, что свет, испускаемый флюоресцирующими телами во все стороны, возникает внутри этих тел при их освещении, главным образом, лучами наиболее коротких длин волны. Если флюоресцирующее тело обладает двойным лучепреломлением, то ясно, что испускаемые им лучи должны быть поляризованы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, причем можно было ожидать, что яркость лучей, поляризованных в той и в другой плоскости, одинаковая, если тело не обладает дихроизмом. Однако, Grailich (1858) уже заметил, что в некоторых случаях испускаемые лучи сильнее поляризованы в одной определенной плоскости, чем в плоскости к ней перпендикулярной, т. е. что в том месте, где внутри кристалла возникает флюоресценция, легче образуется колебание в одном определенном направлении, чем в направлении, к нему перпендикулярном. Grailich наблюдал это явление в некоторых двойных

цианистых солях (напр., *Pt* и *Ca*), не обладающих дихроизмом. Lommel и Masklyne (1869) подтвердили эти наблюдения; наконец, Sohncke (1896) и G. C. Schmidt (1897) весьма тщательно изучили поляризацию лучей при флюоресценции. Sohncke нашел, что жидкости, аморфные тела и кристаллы правильной системы дают неполяризованную флюоресценцию; то же самое нашел G. C. Schmidt для флюоресцирующих паров (*Na*, *K*, антрацен и др.). В двупреломляющих кристаллах Sohncke находит флюоресценцию всегда поляризованной. Так, напр., флюоресцирующий исландский шпат испускает лучи, отчасти поляризованные в плоскости, перпендикулярной к оси; апатит — лучи, почти вполне поляризованные параллельно оси. G. C. Schmidt нашел, однако, что существуют исключения: азотноурановую соль испускают лучи, в которых незаметна преимущественная поляризация в одной определенной плоскости. Впоследствии (1899) G. C. Schmidt нашел, что двойные уксуснокислые соли уранила и натрия, уранила и калия, а также азотнокислая соль уранила и аммония не дают поляризованной флюоресценции. То же самое относится к твердым изотропным телам (стекло под давлением) и к жидкостям (сероуглерод в электрическом поле), когда в них вызвано двойное лучепреломление (см. ниже). Далее G. C. Schmidt открыл, что и свет фосфоресценции поляризован в тех случаях, когда кристалл обладает поляризованной флюоресценцией.

Заключение. Явления двойного лучепреломления, рассмотренные в этой главе, обнаруживаются всеми видами лучистой энергии. Для инфракрасных лучей это было непосредственно впервые доказано Knoblauch'ом и De la Provostaye и Desains'ом. Для лучей электрических также доказано существование двойного лучепреломления; относящиеся сюда явления мы рассмотрим в последнем томе.

Тела изотропные (напр., стекло) делаются анизотропными и двупреломляющими под влиянием деформирующих внешних сил. Это явление будет рассмотрено в следующей главе. Некристаллические жидкости могут обнаружить явление двойного лучепреломления, во-первых, когда они находятся в движении, и во-вторых, когда в них возбуждено электрическое поле. Первый случай будет также рассмотрен в следующей главе; второй — в последнем томе.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1, 2, 3 и 4.

Erasmus Bartholinus. Experimenta cristalli Islandici disdiaclastici. Hafniae, 1670.

Huyghens. Traité de la lumière. Leyden 1690.

Malus. Théorie de la double réfraction. Paris, 1810.

Carvallo. C. R. 126 p. 728. 1898.

Dufet. Bull. Soc. franç. de minéralogie. 21 p. 90, 1898.

К § 5.

Nicol. Edinb. new phil. Journ. 6 p. 83, 1828; 27 p. 332, 1839; Pogg. Ann. 29 p. 182, 1833; 44 p. 168, 1838; 49 p. 238. 1840; 50 p. 25, 1840.

- Игнатовский.* Instr. 30 p. 217, 1910.
Foucault. C. R. 45 p. 238, 1857; Pogg. Ann. 102 p. 642, 1857.
Rochon. J. de physique 53 p. 192, 1801; Nova Acta Acad. Petropol. 6, 1801.
Wollaston. Phil. Trans. 1820, 1 p. 126.
Hartnack und Prazmowski. Carls Repert. 2 p. 217, 1866; Ann. de chim. et phys. (4) 7 p. 181, 1866; Pogg. Ann. 127 p. 494; 128 p. 336, 1866.
Sénarmont. Ann. de chim. et phys. (3) 50 p. 480, 1857.
Ahrens. Phil. Mag. (5) 19 p. 69, 1885.
Dove. Pogg. Ann. 122 p. 18, 564, 1864.
Glan. Carls Repert. 16 p. 570, 1880; 17 p. 195, 1881; W. A. 1 p. 351, 1877.
Jamin. Pogg. Ann. 137 p. 174, 1869.
Grosse. Die gebräuchlichen Polarisationsprismen. Clausthal 1887.
Zenker. Instr. 4 p. 50, 1884.
Feussner. Instr. 4 p. 41, 1884.
Bertrand. C. R. 99 p. 538, 1884.
Д. Бобылев. Поляризующие призмы, устроенные наивыгоднейшим образом, С. П. 1870.
Ульянин. Закон Lambert'a и поляризация Arago, Казань 1899 p. 56; Verhandl. der phys. Ges. 15 p. 13, 1896.

К § 8.

- Rochon.* См. выше.
Jellet. Brit. Ass. Rep. 1860, II, p. 13.
Lippich. Instr. 14 p. 326, 1894; Wien. Ber. 105, IIa p. 317, 1896.
Heele. Instr. 16 p. 269, 1896.
Cornu. Bull. de la Soc. chim. 14 p. 140, 1870.
Arago. Oeuvres 10 p. 270.
Wild. Pogg. Ann. 118 p. 193, 1863.
Cornu (поляризметр). Associat. franc. pour l'avancement des Sciences. De la Rochelle 1882 p. 253; Limoges 1890 p. 267.

К § 9.

- Hamilton.* Trans. Irish Acad. 17 p. 132, 1837 (сообщено 1832).
Lloyd. Trans. Irish Acad. 17 p. 145, 1833; Phil. Mag. (3) 2 p. 112, p. 207, 1833; Pogg. Ann. 28 p. 91 p. 104, 1833.
Poggendorf. Pogg. Ann. 48 p. 461, 1839.
Haydinger. Pogg. Ann. 86 p. 486, 1853.
Voigt. Phys. Ztschr. 6 p. 672, 787, 818, 1905; Verh. d. d. phys. Ges. 7 p. 340, 1905; Annal. d. Phys. (4) 18 p. 645, 1905; 19 p. 14, 1906.

К § 10.

- Babinet.* C. R. 4 p. 759, 1837, 7 p. 832, 1838.
Merrit. W. A. 55 p. 49, 1895.
Grailich. Krystall-opt. Untersuch. p. 52, 1858.
Mallard. Traité de Cristallographie 2 p. 353, 1884.
H. Becquerel. Ann. chim. et phys. (6) 14 p. 170, 1888; C. R. 108 p. 891, 1889.
Drude. W. A. 32 p. 585, 1888; 40 p. 665, 1890; Ztschr. f. Kryst. 13 p. 568, 1887.
Camichel. Ann. chim. et phys. (7) 5 p. 433, 1895.
Carvallo. Ann. chim. et phys. (7) 7 p. 58, 1896.
Stewart. Phys. Review. 1897 p. 433.
Grailich. Krystallogr.-optische Untersuchungen. Wien, 1858 p. 64.
Arago. Journ. de physique 90 p. 41, 1820.
Biot. Bull. Soc. philomatique 1819 p. 109, 132.
Haydinger. Pogg. Ann. 65 p. 1, 1845.
Sénarmont. Ann. chim. et phys. 41 p. 319, 1854
Beer. Pogg. Ann. 82 p. 429, 1851,

- Hagen.* Pogg. Ann. 116 p. 33, 1859.
Laspeyres. Ztschr. f. Krystallogr. 4 p. 454, 1880.
Ramsay. Ztschr. f. Krystallogr. 13 p. 97, 1888.
Koenigsberger. W. A. 61 p. 687, 1897.
Агафонов. Ж. Р. Ф. - X. О. 28 p. 200, 1896; С. Р. 123 p. 490, 1896; Arch. sc. phys. (4) 1 p. 34, 1896; „О поглощении света кристаллами и о плеохроизме“, дисс. С. П. 1902
Scherr-Thoss. W. A. 6 p. 270, 1879.
Pulfrich. Über Absorption des Lichtes и т. д. Дисс. Bonn. 1881.
Voigt. W. A. 23 p. 577, 1884; D. A. 9 p. 367, 1902; Compendium der theoret. Physik 2 p. 719, 1896.
Ites. Diss. Goettingen, 1902.
Meslin. C. R. 137 p. 246, 1903.
Boussinesq. C. R. 140 p. 401, 622, 1905.
Ambrohn. Phys. Ztschr. 8 p. 665, 1907.
Drude. W. A. 32 p. 584, 1887; 40 p. 665, 1890.
Carvallo. C. R. 114 p. 661, 1892.
Moreau. C. R. 119 p. 327, 1894; 120 p. 258, 602, 1895.
Lommel. W. A. 8 p. 634, 1879.
Knoblauch. Pogg. Ann. 74 p. 177, 1847.
De la Provostaye et Desains. C. R. 29 p. 121, 1849.
Maskelyne. Proc. Roy. Soc. 28 p. 477, 1879.
Sohncke. W. A. 58 p. 417, 1896.
G. C. Schmidt. W. A. 60 p. 740, 1897; 68 p. 779, 1899.

ГЛАВА СЕМНАДАТАЯ.

Интерференция поляризованных лучей.

§1. Общие замечания. В этой главе мы рассмотрим две группы явлений, обнаруживающихся, когда в одном и том же направлении распространяются два поляризованных луча.

Первая группа известна под названием явлений хроматической поляризации. Они наблюдаются, когда оба луча поляризованы в одной плоскости, так что направления колебаний в них совпадают. В гл. XV, стр. 617, мы рассмотрели четыре закона интерференции поляризованных лучей. Из них особенно важную роль при объяснении явлений хроматической поляризации играют законы III и VI (стр. 617 и 619). Эти законы гласят, что если луч естественный разложить на два луча, плоскости поляризации Q_1 и Q_2 которых взаимно перпендикулярны, и затем оба луча привести к одной плоскости поляризации A (на стр. 662 она была обозначена буквами R и r), т. е., выражаясь геометрически, проектировать их колебания на одну общую плоскость, то полученные при этом два луча не интерферируют (закон IV). Если же проделать то же самое с лучем, который уже поляризован в некоторой плоскости P , то окончательно получающиеся два луча, поляризованные в плоскости A , интерферируют между собою. К разности фаз, возникшей при прохождении взаимно перпендикулярно поляризованных лучей вдоль прямой пересечения плоскостей Q_1 и Q_2 , следует, однако, прибавить π , иначе, прибавить $\frac{1}{2} \lambda$ к разности хода лучей, когда плоскости P и A лежат не

в одинаковых четвертях пространства, образуемых плоскостями Q_1 и Q_2 (закон III). Подробное разъяснение двух законов было дано на стр. 617—620. Из закона III следует, что вращение одной из плоскостей P или A на прямой угол производит такое же действие, как изменение разности хода интерферирующих лучей на полволны. Такое изменение дает, как нам известно, в частном случае вместо одного явления интерференции — противоположное, и именно, вместо максимума силы света — минимум, и наоборот. Отсюда мы можем вывести еще одно следствие. Результат интерференции лучей, определяемый оптической разностью хода лучей, т. е. разностью числа волн, расположенных вдоль того и другого луча от точки их образования до точки их схождения, зависит, как мы много раз видели, от длины волны λ , т. е. для лучей видимых от их цвета. Имея дело с лучами белыми, мы как результат интерференции, вообще говоря, получаем некоторое окрашивание, так как одни лучи, интерферируя, взаимно ослабляются, другие — взаимно усиливаются. Вращение одной из плоскостей P или A на 90° соответствует прибавлению $\frac{1}{2}\lambda$ к разности хода, независимо от величины самого λ . Вследствие этого результат интерференции как бы заменяется противоположным: лучи, которые сперва взаимно усиливались, теперь взаимно ослабляются и наоборот. Ясно, что при этом окраска должна перейти в дополнительную к белой. Итак, закон III приводит к такому следствию: если первоначальный луч, поляризованный в плоскости P , был луч белый, то при вращении одной из плоскостей P или A на 90° окраска, наблюдаемая, как результат интерференции двух лучей, поляризованных в плоскости A , перейдет в окраску дополнительную к белой. Так как при наблюдении относящихся сюда явлений, вообще, замечаются различные цвета, то эти явления и получили не особенно удачное название явлений хроматической поляризации.

Вторая группа явлений, которые мы рассмотрим в этой же главе, это явления эллиптической и круговой поляризации света, на существование которых нам уже неоднократно приходилось указывать (напр., стр. 609). Закон II интерференции поляризованных лучей (стр. 617) гласит, что лучи, поляризованные в плоскостях, взаимно перпендикулярных, не интерферируют. Это значит, что если по одному направлению распространяются два луча, поляризованных в плоскостях взаимно перпендикулярных, то при всякой разности их хода сила света J их совокупности равна сумме сил света J_1 и J_2 этих двух лучей. Изменение силы света, которое наблюдается, когда оба луча поляризованы в одной плоскости, здесь замечается изменением геометрического характера самого движения. Два взаимно перпендикулярных колебания складываются в одно эллиптическое, которое заменяется круговым, когда амплитуды двух колебаний равны и разность фаз $\pi : 2$ или разность хода $(n \pm \frac{1}{4})\lambda$, где n целое число. В т. I мы рассмотрели различные случаи сложения и разложения колебаний, которыми нам в дальнейшем придется воспользоваться. Как было упомянуто, у нас уже встречались некоторые случаи возникновения эллиптически поляризованных лучей.

В этой главе мы познакомимся еще с одним случаем; но главную нашу задачу будет изложение способов исследования эллиптически или по кругу поляризованного света.

§ 2. Эллиптическая поляризация и хроматическая поляризация при двойном лучепреломлении. В § 1 мы указали на теоретические условия возникновения двух только что названных явлений, и на ту роль, которую при этом играют законы сложения колебательных движений и законы интерференции поляризованных лучей. Рассмотрим теперь те физические условия, при которых эти явления действительно наблюдаются. Они наблюдаются при прохождении лучей через двупреломляющие среды. Для удобства составим краткий обзор тех свойств этих сред, на которых мы будем основывать дальнейшие наши рассуждения.

1. Если на двупреломляющий кристалл, напр., исландского шпата, падает естественный луч напряжения J , то из него выходят два луча, напряжения $\frac{1}{2}J$, прямолинейно поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях Q_1 и Q_2 . Если на кристалл падает луч напряжения J , поляризованный прямолинейно в некоторой плоскости P , то из него выходят два луча, напряжения $J \cos^2 \alpha$ и $J \sin^2 \alpha$, также прямолинейно поляризованные в плоскостях Q_1 и Q_2 , причем α угол между плоскостями P и Q_1 . Первый случай мы имеем, когда кристалл ставится на место поляризатора; второй — когда он служит анализатором (см. ниже). В обоих случаях он „приводит“ (геометрически говоря — проектирует) вступающие в него колебания к двум определенным плоскостям.

2. Николева призма, стеклянная стопа, зеркало, отражающее лучи под углом полной поляризации, или любой другой из приборов, рассмотренных в гл. XVI, § 5, „приводит“ (геометрически говоря — проектирует) вступающие в него колебания к некоторой одной определенной плоскости.

3. В одноосных отрицательных кристаллах скорость V_o обыкновенного луча меньше скорости V_e луча необыкновенного; для показателей преломления имеем $n_o > n_e$. В одноосных положительных кристаллах, наоборот $V_o > V_e$ и $n_o < n_e$.

4. Если на пластинку, вырезанную из одноосного кристалла перпендикулярно к оси (\perp к оси), луч падает нормально, то он проходит через нее, не претерпевая никаких изменений (пренебрегаем отражением и поглощением). Если на такую пластинку падает луч наклонно, то в пластинке оба луча, на которые он распадается, остаются в плоскости падения.

5. Если на пластинку, вырезанную из одноосного кристалла параллельно оси (\parallel оси), луч падает нормально, то оба луча, на которые он распадается, проходят через пластинку без преломления со скоростями V_o и V_e . Если на такую пластинку луч падает наклонно, то необыкновенный луч только тогда остается в плоскости падения, когда ось параллельна или перпендикулярна к этой плоскости. В общем же случае необыкновенный луч выходит из плоскости падения.

6. Если на пластинку, вырезанную из двуосного кристалла параллельно оптическим осям, или же перпендикулярно к средней линии

(стр. 665), луч падает нормально, то в обоих случаях два луча, на которые он распадается, проходят через пластинку без преломления, но с различными скоростями.

Сопоставляя все предыдущее, мы теперь можем указать на физические условия возникновения хроматической поляризации, вызываемой интерференцией поляризованных лучей, приведенных к одной плоскости при помощи анализатора (николева призма, зеркало, установленное надлежащим образом, стеклянная стопа и т. д.).

Явлений хроматической поляризации не произойдет, если естественные лучи сперва пройдут через двупреломляющую пластинку, а потом через анализатор. Пластинка дает два луча, взаимно \perp поляризованных. Но приведенные анализатором к одной плоскости поляризации, эти лучи не интерферируют на основании закона IV (стр. 619). Необходимо, чтобы лучи, падающие на двупреломляющую пластинку, были уже поляризованы, а потому перед этой пластинкой должен быть установлен поляризатор. Теперь схема приборов, дающих явление хроматической поляризации, совершенно ясна; это схема следующая:

Поляризатор — двупреломляющая пластинка — анализатор.

В поляризатор вступают естественные лучи; из него выходят лучи прямолинейно поляризованные. Каждый из последних дает в пластинке, вообще, два луча, распространяющиеся в ней по разным направлениям и с разными скоростями, но выходящие из нее в направлениях параллельных направлению луча, падающего на пластинку. Если рассматривать пучек лучей, падающих на пластинку, то легко понять, что по направлению каждой геометрической прямой, параллельной этим лучам, распространяются после выхода из пластинки два луча, взаимно перпендикулярно поляризованные, но происшедшие из двух различных, вообще говоря, близких друг другу лучей, падающих на пластинку. Анализатор приводит эти два луча к одной плоскости поляризации; они в анализаторе распространяются с одинаковою скоростью (если анализатор, напр., николева призма) и интерферируют с тою разностью фаз, которую они имели при вступлении в него. Результатом интерференции является окраска выходящих из анализатора лучей, если в поляризатор вступили лучи белые. Окраска должна зависеть:

- a) от угла между плоскостями поляризации поляризатора, и анализатора;
- b) от материала и толщины двупреломляющей пластинки;
- c) от направления, в котором она вырезана из кристалла;
- d) от направления, в котором лучи проходят через пластинку и
- e) от положения самой пластинки, которую можно повертывать около нормали к ее сторонам.

Принято различать два главных случая хроматической поляризации:

A) В параллельных лучах, когда через все три прибора проходит пучек параллельных лучей. В этом случае различные части этого пучка ничем друг от друга не отличаются, а потому ясно, что поле зрения,

определяемое видимою частью поверхности пластинки, должно представляться однообразно окрашенным, если, конечно, все части пластинки геометрически (напр., относительно толщины) и оптически одинаковы.

В) В сходящихся лучах, когда через пластинку, проходит сходящийся (или расходящийся) пучек лучей. Различные части этого пучка проходят через пластинку в различных направлениях, вследствие чего они по выходе из анализатора оказываются различно окрашенными (пункт d). В результате в поле зрения получаются кривые линии, геометрические места точек с одинаковою разностью хода интерферирующих лучей. В однородном свете эти кривые светлые и темные; в белом свете они представляются различно окрашенными. Форма этих кривых линий может быть чрезвычайно разнообразна. Мы рассмотрим ниже лишь наиболее простые случаи.

Вращение поляризатора или анализатора меняет окраску в случае параллельных лучей, и меняет расположение кривых и их окраску в случае лучей сходящихся. Вращение на 90° , имеющее, как мы видели, такое же влияние, как изменение разности хода всех лучей на $\frac{1}{2}\lambda$, должно заменить все цвета их дополнительными, или светлые места темными и наоборот. Если анализатор или поляризатор заменить двупреломляющею призмою, напр., из исландского шпата, то при параллельных лучах получаются два изображения поверхности кристалла, окрашенные в дополнительные цвета. Если эти изображения отчасти покрывают друг друга, то общая их часть остается белую, как бы мы ни меняли цвета двух изображений, вращая поляризатор или анализатор.

Между различными взаимными положениями анализатора и поляризатора, в качестве которых для простоты, возьмем николи, представляют особый интерес случаи, когда их плоскости поляризации P и A параллельны, и когда эти плоскости составляют прямой угол. В первом случае говорят о параллельных николях, дающих, сами по себе, максимум яркости света (стр. 657); во втором случае говорят о скрещенных николях, дающих, сами по себе, полную темноту. При параллельных николях плоскости P и A совпадают и потому прибавление полуволны, о котором говорится в законе III (стр. 617 и 676), не должно иметь места. Наоборот, при скрещенных николях следует прибавить полволны к той разности хода δ , с которою два луча, пройдя кристаллическую пластинку, вступают в анализатор. Впрочем формула, которую мы выведем ниже, даст нам результат интерференции двух лучей в анализаторе при всех взаимных положениях поляризатора и анализатора. Мы указали на прибавление $\frac{1}{2}\lambda$ при скрещенных николях, чтобы выяснить, какие цвета должны обнаружиться, когда между скрещенными николями помещается кристаллическая пластинка, в зависимости от толщины этой пластинки. Положим сперва, что пластинка так тонка, или разность скоростей распространения двух лучей так мала, что разностью хода δ двух лучей можно пренебречь. Тогда разность фаз двух лучей, вступивших в анализатор, будет π (оптическая разность хода

$\lambda: 2$), и получается цвет почти черный. С увеличением толщины пластинки увеличивается и разность хода δ лучей, и когда δ приблизится к половине длины волны голубого цвета, то в анализаторе голубые лучи наиболее усилятся и получается окраска слабо голубая. Далее появляются смешанные цвета, и нетрудно сообразить, что порядок цветов при скрещенных николях и при постепенном увеличении толщины пластинки должен быть тождествен с порядком цветов в кольцах Ньютона, указанном на стр. 537. Особенный интерес представляет фиолетовая окраска (начало второй группы цветов, см. стр. 539), получающаяся, когда разность хода δ равна длине λ желтых лучей. Тогда желтые лучи уничтожаются, а фиолетовые наиболее усиливаются. Эта окраска получила название чувствительной (*teinte sensible*), так как она при малейшем уменьшении и увеличении разности хода δ переходит соответственно в красную или синюю. Здесь с изменением δ происходит особенно резкая и быстрая перемена окраски.

Явления хроматической поляризации в параллельных лучах были открыты Arago в 1811 г. и затем исследованы Biot; Young и Fresnel дали теоретическое их объяснение. Brewster открыл явления, наблюдаемые в сходящихся лучах. Airy, F. Neumann, Ohm, Friess, Zech, Lommel, J. Mueller, Bertin, Pitsch и др. развили теорию этих явлений. Pilgrim дал весьма подробное и интересное исследование цветов, которые обнаруживаются при рассматриваемых явлениях.

§ 3. Приборы, служащие для наблюдения явлений хроматической поляризации. Эти приборы должны содержать анализатор и поляризатор и между ними место для удобного помещения двупреломляющей пластинки. Их устройство различное, смотря по тому, назначены ли они для наблюдений в параллельных или в сходящихся лучах. Для исследования весьма малых кристаллов служат поляризационные микроскопы. Дальнейшие видоизменения представляют приборы, служащие не только для наблюдения, но и для производства определенных измерений, напр., для измерения угла между осями двуосных кристаллов. Наконец, особые приборы служат для проектирования явлений хроматической поляризации на экран.

На стр. 613 был изображен прибор Noerrenberg'a (рис. 438), в котором поляризатором служит зеркало n , а анализатором зеркало m или николю g . Этот прибор может служить для наблюдения хроматической поляризации в параллельных лучах, если кристаллическую пластинку поместить над средним отверстием столика a . Видоизменение (ортоскоп) прибора Noerrenberg'a представлено схематически на рис. 484. Поляризатором служит николю b , помещенный между стеклами b_1 и b_2 так, что общий фокус последних находится в середине николя. Зеркало a служит только для направления лучей к стеклу b_1 ; через испытываемую пластинку k проходят параллельные лучи; d — анализатор.

Весьма распространен прибор Groth'a, части которого, различным образом скомбинированные, могут служить для разнообразных целей. На рис. 485 показано устройство прибора для сходящегося света,

т. е. коноскопа. Стекла *e* и *e'* служат для того, чтобы возможно большее количество лучей, падающих от светлой части неба на зеркало *s* попадало на собирательную систему, состоящую из четырех плосковыпуклых стекол *n*. Эта система дает пучок лучей, сходящийся в испытуемой пластинке, которая кладется на стеклянный кружок *k*. Вторая система стекол *o* дает

Рис. 484.

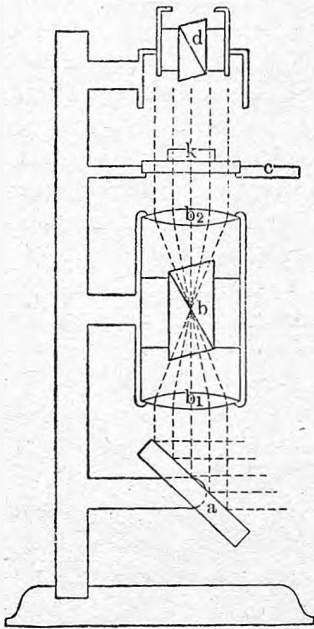


Рис. 485.

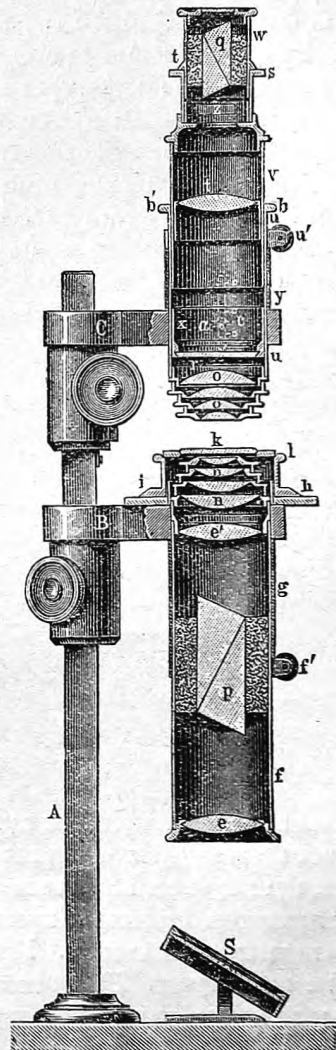
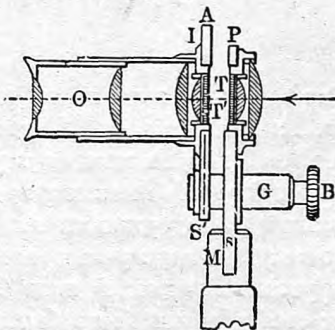


Рис. 486.

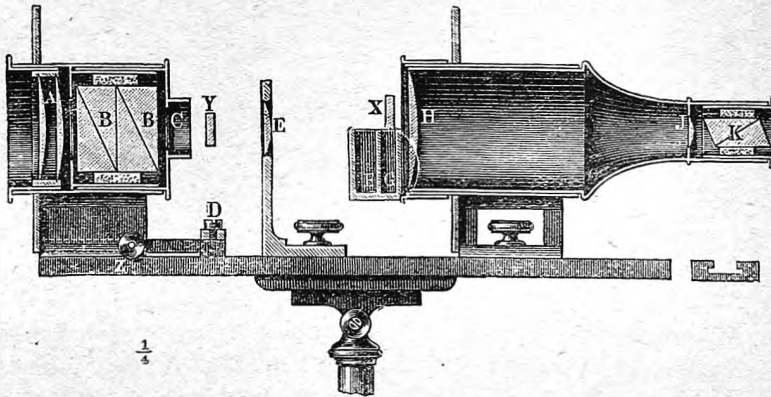


изображение интерференционной фигуры в плоскости *r*, весьма близко от верхнего из стекол *o*. Наконец, имеется окулярное стекло *t* и анализатор *q*. Если из нижней трубки вынуть систему стекол *n* и верхнюю трубку заменить такою, которая содержала бы только николю *q* (без стекол), то прибор, соответствуя схеме, изображенной на рис. 484, может служить ортоскопом, т. е. для наблюдений в параллельных лучах.

Весьма удобными для наблюдений в сходящемся свете оказываются турмалиновые щипцы, изображенные на стр. 658, рис. 467. Если поместить испытуемую пластинку между двумя турмалиновыми пластинками, и через всю систему смотреть, напр., на светлую часть неба, то на различных точках сетчатой оболочки глаза соберутся лучи, прошедшие через пластинку в различных направлениях, вследствие чего и наблюдаются те интерференционные полосы, о которых было сказано на стр. 679 и более точную форму которых мы для некоторых частных случаев рассмотрим ниже. Verlin заменил простые щипцы прибором, изображенным на рис. 486. Турмалины T и T' прикреплены к стержням S и S' , расстояние которых может быть изменено при помощи винта GB . Лучи, падающие справа, собираются в плоскости, лежащей между T и T' ; два стекла слева от T' дают изображение этой плоскости, которое рассматривается при помощи сложного окуляра O . Этот прибор может быть причислен к поляризационным микроскопам (см. ниже).

Для объективного наблюдения явлений хроматической поляризации на экране служат разнообразны проекционные приборы, из кото-

Рис. 487.



рых мы опишем только один прибор Dubosq'a, изображенный на рис. 487. Свет вольтовой дуги собирается стеклами A в плоскости Y , где помещается испытуемая пластинка для опытов со сходящимися лучами. B поляризатор (двойная призма Senarmont'a); K анализатор; E , H J плосковыпуклые стекла. Прибор, служащий для держания пластинки в Y , не изображен. Для опытов с параллельными лучами помещают испытуемую пластинку в X в одну из круглых выемок F или G . Расстояния CE и EH могут быть изменяемы; они должны быть больше при опытах с параллельными лучами, чем при опытах с лучами сходящимися.

§ 4. Явления хроматической поляризации при параллельных лучах. Познакомившись в § 2 с общим характером этих явлений, рассмотрим точнее законы, которым они следуют. На плоскопараллельную пластинку KK (рис. 488), вырезанную в произвольном направлении из одноосного или двуосного кристалла, падают нормально лучи, прошедшие через

поляризатор, и след. прямолинейно поляризованные. В случае двуосного кристалла каждый луч дает, вообще, два луча BC и BE , или LE и LH , поляризованные взаимно перпендикулярно. В каждом направлении, напр., EF , выходят два луча с некоторою разностью фаз φ , приобретенною при прохождении неравных путей BE и $LE = BC$ с неодинаковыми скоростями. Далее эти лучи вступают в анализатор, где они и интерферируют. Пусть J_0 сила света лучей, падающих на пластинку KK ; a_0 их амплитуда. Найдем силу света J и амплитуду a лучей, вступивших в анализатор, пренебрегая, как всегда, отражением и поглощением лучей. Обратимся к рис. 489, плоскость которого перпендикулярна к лучу, проходящему

Рис. 488.

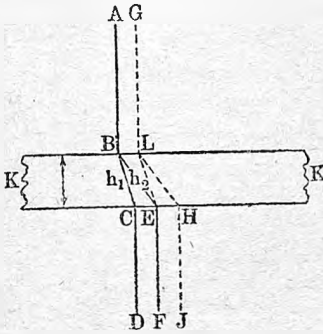
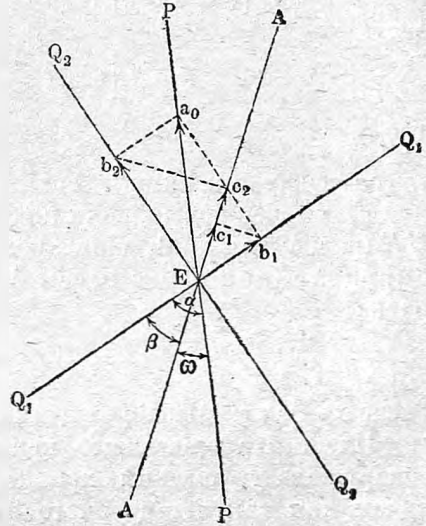


Рис. 489.



через точку E . Пусть PP плоскость поляризации лучей, падающих на испытываемую пластинку; Q_1Q_1 и Q_2Q_2 плоскости поляризации лучей в пластинке и AA плоскость поляризации анализатора; далее путь $\angle(Q_1P) = \alpha$, $\angle(Q_1A) = \beta$ и $\angle(PA) = \alpha - \beta = \omega$. Углы α и β считаем от плоскости Q_1 положительными в одну и ту же сторону. В случае „параллельных николей“ имеем $\omega = 0$; в случае „скрещенных“ $\omega = 90^\circ$. Колебания происходят по Fresnel'ю перпендикулярно к плоскостям поляризации лучей. Для упрощения рисунка мы примем, что колебания происходят в самих плоскостях поляризации, что, очевидно, не повлияет на дальнейшие наши рассуждения. Впрочем, можно также предположить, что на рисунке изображены не плоскости поляризации, но перпендикулярные к ним плоскости колебаний. Луч с амплитудой a_0 дает внутри кристалла два луча с амплитудами b_1 и b_2 , равными (см. рис. 489)

$$b_1 = a_0 \cos \alpha \quad b_2 = a_0 \sin \alpha \dots \dots \dots (1)$$

Эти лучи с своей стороны дают в анализаторе два луча с разностью фаз φ и с амплитудами (см. рисунок)

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= b_1 \cos \beta = a_0 \cos \alpha \cos \beta \\ c_2 &= b_2 \sin \beta = a_0 \sin \alpha \sin \beta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Амплитуду a луча в анализаторе мы найдем по общей формуле (2), стр. 516, относящейся к случаю сложения одинаково направленных колебаний: $a^2 = c_1^2 + c_2^2 + 2 c_1 c_2 \cos \varphi$. Вставляя сюда (2), получаем:

$$a^2 = a_0^2 [\cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + 2 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \cos \varphi].$$

Вместо a^2 и a_0^2 вводим пропорциональные им величины J и J_0 ; далее вставляем $\cos \varphi = 1 - 2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$. Тогда

$$J = J_0 [(\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta)^2 - 4 \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta \sin^2 \frac{\varphi}{2}]$$

или

$$J = J_0 [\cos^2 (\alpha - \beta) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2}] \dots \dots \dots (3)$$

где

$$\alpha - \beta = \omega \dots \dots \dots (4)$$

„угол между николями“. Разность фаз φ одинаковая для всех лучей, т. е. для всех точек поверхности пластинки. Если h_1 и h_2 длины прямых BC и BE (рис. 488), λ_1 и λ_2 длины волн для лучей BC и BE , соответствующие определенной длине волны λ в воздухе, то разность фаз φ , очевидно, равна

$$\varphi = 2\pi \left(\frac{h_2}{\lambda_2} - \frac{h_1}{\lambda_1} \right) \dots \dots \dots (5)$$

Разность фаз φ зависит от длины волны λ падающих лучей.

Пластинка одноосного кристалла, вырезанная \perp к оси, вовсе не обнаруживает явлений хроматической поляризации в параллельных лучах, так как нет двойного лучепреломления. Пластинка одноосного кристалла, вырезанная \parallel оси, дает $h_1 = h_2 = h$, где h толщина пластинки, ибо оба луча проходят через нее без преломления (см. рис. 461, стр. 654). Характеризуя, как прежде, обыкновенный и необыкновенный лучи значками o и e , имеем

$$\varphi = 2\pi h \left(\frac{1}{\lambda_o} - \frac{1}{\lambda_e} \right) = \frac{2\pi h}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_o} - \frac{\lambda}{\lambda_e} \right) = \frac{2\pi h}{\lambda} (n_o - n_e) \dots \dots \dots (6)$$

где n_o и n_e два показателя преломления одноосного кристалла (стр. 640 и 647). Если $n_o < n_e$ то в скобках должна стоять разность $n_e - n_o$.

Рассмотрим различные частные случаи.

1. Если $\alpha = 0^\circ$ или 90° , или $\beta = 0^\circ$ или 90° , то

$$J = J_0 \cos^2 \omega \dots \dots \dots (7)$$

независимо от λ . В общем случае существуют четыре положения пластинки, при которых цвета исчезают.

2. При параллельных николях ($\omega = \alpha - \beta = 0$) цвета исчезают при двух положениях пластинки ($\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$), причем поле зрения светлое ($J = J_0$).

3. При скрещенных николях ($\omega = \alpha - \beta = 90^\circ$) цвета исчезают при тех же двух положениях пластинки ($\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$), причем поле зрения темное ($J = 0$).

4. Если повернуть анализатор на 90° , т. е. вместо β вставить $\beta + 90^\circ$, то вместо J получается

$$J' = J_0 \left[\sin^2(\alpha - \beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right].$$

Сравнивая это с (3), получаем $J + J' = J_0$. Это показывает, что вращение анализатора на 90° вызывает замену окраски дополнительной до белого.

5. При параллельных николях ($\omega = \alpha - \beta = 0$, $\beta = \alpha$) имеем, см. (3),

$$J = J_0 \left(1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right) \dots \dots \dots (8)$$

Для различных λ сила света J колеблется между J_0 и $J_0 \cos^2 2\alpha$; все лучи обладают по крайней мере силою света $J_0 \cos^2 2\alpha$, которая есть интенсивность белого света, входящего в состав наблюдаемой окраски. Если $\alpha = \pm 45^\circ$, то J колеблется между J_0 и нулем (при таком λ , которое дает $\sin \frac{\varphi}{2} = 1$). Белый цвет вовсе не примешан потому окраска наиболее густая или яркая.

6. При скрещенных николях ($\omega = \alpha - \beta = 90^\circ$) имеем $\sin 2\beta = -\sin 2\alpha$, и след., см. (3),

$$J = J_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} \dots \dots \dots (9)$$

Эта величина колеблется для различных λ (или φ) между $J = 0$ и $J = J_0 \sin^2 2\alpha$. Примеси белого цвета может и не быть, если для некоторых лучей $\sin \varphi = 0$. Наиболее яркая окраска получается, когда $\alpha = 45^\circ$ и след. J колеблется между $J = 0$ и $J = J_0$.

Мы можем схематически представить все случаи, которые получаются, если при неподвижных поляризаторе (P) и пластинке (Q_1 и Q_2) вращать анализатор. Обозначим символически через λ_1 тот цветовой оттенок, который получается, когда P и A находятся в одном из прямых углов, образуемых плоскостями Q_1 и Q_2 , т. е. в случае, изображенном на рис. 489. Через λ_2 обозначим дополнительный оттенок, когда P и A лежат в различных прямых углах (Q_1, Q_2). Очевидно, что λ_1 получается когда Q_1 и Q_2 лежат в тупом угле (A, P), и λ_2 , когда одна из плоскостей Q_1 и Q_2 лежит в остром, другая в тупом угле (A, P). Данным является угол $\alpha = (P, Q_1)$; плоскость же A может иметь всевозможные азимуты. Тут возможны два случая:

I. $\alpha = (P, Q_1) = 0^\circ$ или 90° . Никакой окраски поля, которое будет светлым или темным, смотря по азимуту анализатора.

II. $\alpha = (P, Q_1)$ не 0° и не 90° . На рис. 490 показаны цветные оттенки для различных азимутов плоскости A . Буква J обозначает, что поле бес-

цветное, когда A совпадает с Q_1 или Q_2 . Наиболее яркие цвета получаются при $\alpha = 45^\circ$ и притом в азимутах $\omega = (P, A) = 0^\circ$ и 90° .

Рассмотрим теперь, что произойдет, если при неподвижных николях, т. е. при данном значении угла $\omega = (P, A)$ вращать пластинку, т. е. менять азимут $\alpha = (P, Q_1)$ плоскости Q_1 . Тут возможны три случая.

I. $\omega = (P, A) = 0^\circ$; николи параллельны. Состав окрашенного пучка остается без изменения при всех азимутах α ; оттенок будет λ_1 . Он

Рис. 490.

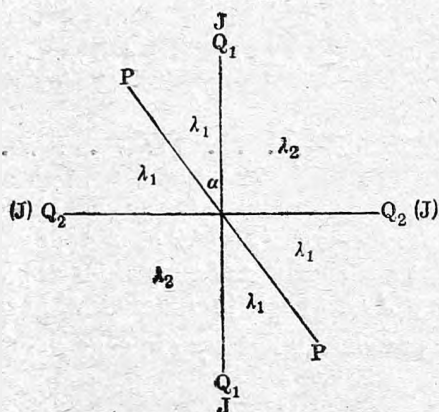
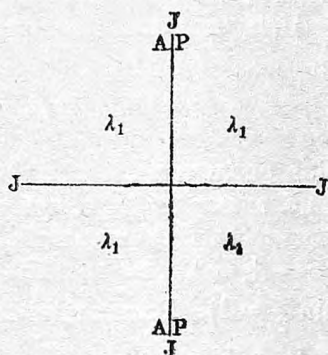


Рис. 491.



достигает наибольшей яркости при $\alpha = \pm 45^\circ$. При $\alpha = 0^\circ$ и 90° окраска исчезает, переходя в белый цвет. На рис. 491 схематически представлен случай $\omega = 0$. Буква J обозначает, что поле белое.

II. $\omega = (P, A) = 90^\circ$; (николи скрещены). При всех α получается один и тот же оттенок λ_2 , наиболее яркий при $\alpha = \pm 45^\circ$. При $\alpha = 0^\circ$ и 90° поле делается совершенно темным, что и обозначено на рис. 492 символом $J = 0$.

Цвета, наблюдаемые при скрещенных николях, представляют при возрастающей толщине h пластинки тот ряд оттенков, о котором было сказано на стр. 680, и который тождествен с последовательными цветами колец Ньютона. При очень малом φ имеем J почти нуль — окраска черная. Когда $\varphi = 2\pi$ для желтых лучей, то получается та чувствительная окраска, которая была упомянута на стр. 680.

III. $\omega = (P, A)$ имеет произвольное значение. При вращении пластинки на 360° (когда α меняется от 0° до 360°) получаются восемь перемен окраски, причем четыре раза λ_1 и четыре раза дополнительная окраска λ_2 . Переход происходит восемь раз через цвет белый, а именно, когда она из плоскостей поляризации в кристалле совпадает с одной из плоскостей A или P , или к одной из них перпендикулярна (см. выше № 1 стр. 684); поворот на 180° , понятно, ничего не меняет. Формула (3), которую можно написать в виде

$$J = J_0 \left\{ \cos^2 \omega - \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \omega) \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right\} \dots \dots (10)$$

показывает, что J не меняется при вращении пластинки на 90° , т. е. изменении угла α на 90° . На рис. 493 показан общий случай произвольного ω . Буква J обозначает цвет белый. Следы плоскостей AA , PP и перпендикулярных к ним $A'A'$ и $P'P'$ разделяют плоскость на 8 секторов. Когда плоскости Q_1Q_2 поляризации кристалла расположены в четных секторах (2, 4, 6, 8), то A и P находятся в одних и тех же четвертях пространства (в смысле закона III интерференции поляризованных лучей, стр. 617 и 676); если же плоскости Q_1 и Q_2 проходят через нечетные сектора, то A и P проходят через различные четверти пространства. Окраски в этих двух сериях положений пластинки неодинаковые, напр., розовая (λ_1) в одной, зеленоватая (λ_2) в другой серии положений. При параллельных николях исчезают нечетные, а при скрещенных — четные сектора. Остается, как показано выше, одна окраска, интенсивность которой меняется при вращении пластинки.

Явление хроматической поляризации в параллельном белом свете отличается наибольшею яркостью, когда разность хода лучей в пластинке

Рис. 492.

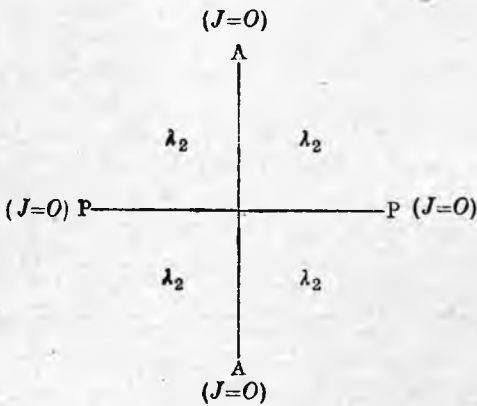
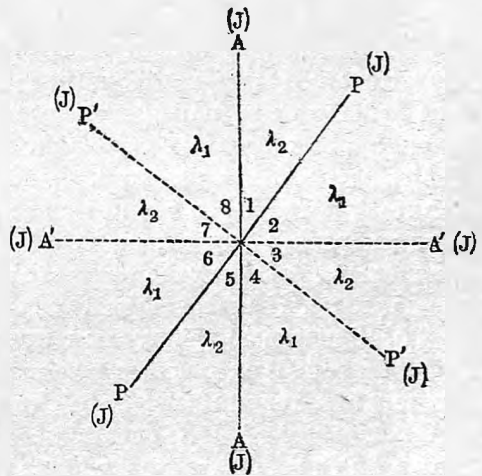


Рис. 493.



равна одной или небольшому числу волн видимых лучей; оно исчезает, когда эта разность превышает примерно 8 волн. Причина та же, по которой и число видимых колец Ньютона в белом свете не велико. При большой разности хода получается свет, спектр которого содержит большое число темных полос. Из сказанного следует, что угол φ , данный в (5) и (6), должен равняться небольшому числу полных окружностей. Для одноосной пластинки, вырезанной || оси, мы должны иметь, см. (6),

$$h = \frac{k\lambda}{n_o - n_e},$$

где h толщина пластинки и k небольшое число, по возможности близкое к 1 и не большее 5-ти или 6-ти. Отсюда следует, что пластинка должна быть тем тоньше, чем сильнее в ней выражено двойное лучепреломление, т. е.

чем больше разность $n_o - n_e$ или $n_e - n_o$ (см. стр. 648). Для исландского шпата $n_o - n_e$ очень велико (стр. 648), и потому почти невозможно из этого минерала получить пластинку, показывающую цвета в параллельных лучах. Напротив, для горного хрусталя $n_e - n_o$ весьма малая величина, а потому пластинка из этого вещества перестает показывать цвета только при $h > 0,5$ мм. Для гипсовой пластинки получается чувствительная окраска при $h = 0,065$ мм.

Две пластинки одноосного кристалла, толщины которых h_1 и h_2 , вырезанные \parallel оси и наложенные друг на друга так, чтобы их главные сечения совпадали, действуют, понятно, как одна пластинка толщиной $h = h_1 + h_2$. Подобное же сложение получается, если таким же образом соединить два различных положительных или отрицательных кристалла. Если же соединить пластинки так, чтобы их главные сечения были взаимно перпендикулярны, то обыкновенный луч в первой пластинке делается необыкновенным во второй и наоборот; тогда при одинаковом материале обе пластинки действуют, как одна, для которой $h = h_1 - h_2$. Это дает возможность наблюдать цвета и при больших $n_o - n_e$, напр., в исландском шпате, если взять две пластинки неодинаковой толщины и сложить их „накрест“. Подобное же явление происходит, если накрест сложить два положительных или два отрицательных кристалла. Если же соединить положительный и отрицательный кристалл, то получается как бы вычитание действий при параллельных и как бы сложение при взаимно перпендикулярных главных сечениях.

Мы рассмотрели явления, происходящие в плоскопараллельной пластинке, когда через нее проходят параллельные лучи, и нашли для нее однообразное окрашивание. Понятно, что если пластинка не плоскопараллельна, то получаются окрашенные кривые „равной толщины“, напр., кольца, если взять чечевицу вместо пластинки.

§ 5. Одноосные кристаллы в сходящихся лучах. Если на поверхность $ARCD$ (рис. 494) одноосного кристалла наклонно падают лучи, поляризованные в некоторой плоскости P , то каждый луч KL распадается на два: на обыкновенный LMN , остающийся в плоскости падения и на необыкновенный LPQ , вообще выходящий из этой плоскости. Первый поляризован в главном сечении, проходящем через луч и оптическую ось; второй поляризован в плоскости, перпендикулярной к главному сечению. По направлению PQ выходит, кроме необыкновенного луча LPQ , еще обыкновенный луч SPQ , полученный при раздвоении луча TS . Отсюда ясно, что вдоль каждой из прямых, параллельных падающим лучам, распространяются за кристаллом два луча, поляризованные в плоскостях Q_1 и Q_2 , взаимно перпендикулярных. Они вступают затем в анализатор, т. е. приводятся к общей плоскости поляризации A . Ясно, что построение, показанное на рис. 489, приложимо и здесь, и что след. остается верною и формула (3) для силы света J лучей, вступивших в анализатор. Напишем эту формулу в виде

$$J = J_0 \left\{ \cos^2 \omega - \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \omega) \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right\} \dots \dots (11)$$

где ω угол „между николями“, т. е. между плоскостями A и P , α угол между плоскостями P и Q_1 , т. е. между плоскостью поляризации поляризатора и главным сечением кристалла; φ разность фаз двух лучей PQ (рис. 494) при выходе из кристалла.

Положим, что на пластинку падают расходящиеся лучи, причем всякому направлению соответствует, понятно, не один единичный луч,

Рис. 494.

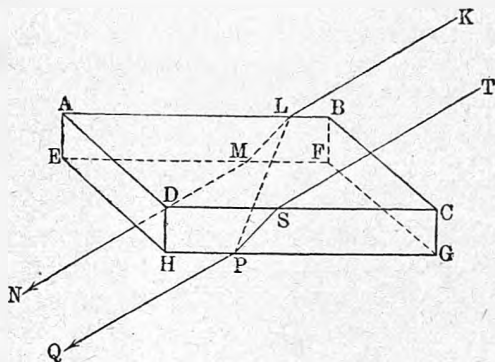
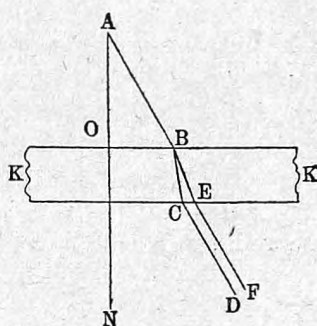


Рис. 495.



что физически невозможно, но целый пучок параллельных между собою лучей. Каждому направлению соответствуют определенные углы α и φ , и след., и определенная сила света J при однородных лучах, определенная окраска при белых лучах. Если каждый из пучков параллельных между собою лучей, проходящих через пластинку, собрать в одной точке некоторой плоскости S , то на последней появляются кривые линии, характеризующие явление хроматической поляризации для данного специального случая. Когда мы смотрим через турмалиновые щипцы, между которыми помещен кристалл, то поверхность сетчатой оболочки глаза играет роль плоскости S . Теоретически можно решить вопрос о виде кривых линий, допуская, что из точки A (рис. 495) падают расходящиеся лучи на пластинку KK . Каждому направлению AB соответствуют определенные значения α , ω , φ и J или определенная окраска, которая и появится в соответствующей точке B' проекционной плоскости S . Но точки B' расположены на плоскости S , как точки B на поверхности кристалла. Поэтому мы можем приурочить величину J или соответствующую окраску к самой точке B , т. е. геометрически получить искомые кривые на самой поверхности кристалла.

Рассмотрим случай, когда пластинка вырезана из одноосного кристалла перпендикулярно к оси. В этом случае оба луча остаются в плоскости падения (рис. 495). Обыкновенные лучи поляризованы в плоскостях, проходящих через нормаль AN , необыкновенные в плоскостях к ним перпендикулярных. Пусть на рис. 496 $MMNN$ поверхность пластинки; O и B точки, соответствующие O и B на рис. 495, так что через O проходит луч, нормальный к пластинке. Луч, проходящий через B , имеет плоскость падения OB ; Q_1Q_1 и Q_2Q_2 плоскости поляризации лучей, на которые

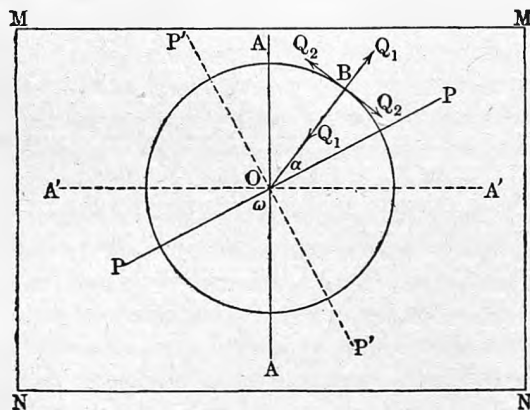
он распадается; PP и AA плоскости поляризации двух николей; $\angle POA = \omega$, $\angle POB = \alpha$. Все точки прямой, проходящей через O , имеют общее α , но различные φ , очевидно возрастающие с увеличением наклона лучей. Поэтому вдоль всякой прямой, проходящей через O , должны получиться те самые силы света J , или те самые окраски, которые при данных α и ω соответствуют возрастающей толщине пластинки при параллельном свете. Все точки, лежащие на одинаковом расстоянии от O , отличаются углом α , а потому вдоль окружности, центр которой в O , получается та последовательность сил света или окрасок, которая наблюдается при вращении кристалла в параллельных лучах, когда при постоянных ω и φ меняется α . Рассмотрим частные случаи.

Николи параллельны ($\omega = 0$); имеем

$$J = J_0 \left(1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} \right).$$

При $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ имеем $J = J_0$ независимо от φ , т. е. при всех расстояниях точки B от O . Фигура пересечена светлым крестом, ветви которого \parallel и \perp к общей плоскости A и P . Другое α дает J , меняющееся

Рис. 496.



между J_0 и $J_0 (1 - \sin^2 2\alpha)$, а при $\alpha = 45^\circ$ между J_0 и нулем. В однородном свете получаем ряд концентрических светлых и темных колец, пронизанных светлым крестом, см. рис. 498. В белом свете число колец невелико и крест белый. Наиболее темные или наиболее ярко окрашенные места колец находятся при $\alpha = \pm 45^\circ$.

Николи скрещены ($\omega = 90^\circ$); имеем

$$J = J_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}.$$

При $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$ получаем $J = 0$ при всех φ ; это дает черный крест. Между ветвями креста помещаются концентрические кольца, темные и светлые, или же окрашенные. Последовательность цветов та же самая, что и в кольцах Ньютона. Этот случай изображен на рис. 497. В случае однородного света наблюдается большое число колец.

Нетрудно сообразить, что получится при произвольном положении николей, когда ω какое-нибудь. Сказанное на стр. 686, и сравнение рис. 493 с рис. 496 показывает, что в общем случае получаются два светлых креста, разделяющих поле на 8 секторов; окраска секторов в четных и нечетных секторах различная.

Некоторые одноосные кристаллы обнаруживают явления, существенно отличающиеся от рассмотренных выше, нормальных. Так, напр., пластинки апофилита, перпендикулярные к оси, дают в белом свете кольца, цвета которых попеременно темнофиолетовые и грязножелтые. Объясняется это тем, что апофилит для красных лучей представляется кристаллом

Рис. 497.



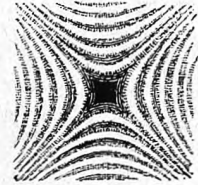
Рис. 498.



Рис. 499.



Рис. 500.



положительным, для синих — отрицательным; для желтых же лучей он вовсе не обладает двойным лучепреломлением.

Обратимся к случаю одноосной пластинки, вырезанной параллельно оси. В этом случае необыкновенный луч, вообще, выходит из плоскости падения и φ неодинаковое для точек, равноотстоящих от средней точки O (рис. 495). Этот случай существенно отличается от предыдущего тем, что все плоскости Q_1 однородных лучей пересекают поверхность кристалла по прямым параллельным, как между собою, так и оптической оси, лежащей в той же поверхности. Поэтому можно считать α общим для всех точек пластинки, отличающихся только величиною φ . Если $\alpha = 0$ или $\pi/2$, то при параллельных николях все поле равномерно светлое, при скрещенных — равномерно темное. Хроматическая поляризация не замечается, когда главное сечение пластинки параллельно одной из плоскостей поляризации николей. При другом положении пластинки получается фигура, состоящая из двух систем гипербол (рис. 500). Асимптоты, пересекающиеся посередине, светлы, когда николи параллельны, и темны, когда николи скрещены. Кривые наиболее резко выступают при $\alpha = 45^\circ$, т. е. когда главное сечение кристалла составляет угол в 45° с плоскостью поляризации падающих на пластинку лучей.

§ 6. Изохроматические поверхности. Vertin ввел понятие об изохроматических поверхностях и показал их значение для вопросов, подобных тому, который разбирался в предыдущем параграфе. Пусть O некоторая точка внутри кристалла, от которой по всем направлениям распространяются лучи, и притом по два в каждом направлении. Всякой точке A соответствует определенная оптическая разность хода δ двух лучей, дошедших от O до A . Если расстояние $OA = r$, скорости двух лучей V_1 и V_2 ,

время одного колебания T , длина волны в двух лучах $\lambda_1 = V_1 T$ и $\lambda_2 = V_2 T$, то, очевидно,

$$\delta = \frac{r}{\lambda_1} - \frac{r}{\lambda_2} = \frac{r}{T} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

Геометрическое место точек, для которых разность хода δ , а след. и разность фаз двух лучей одна и та же, названо было Vertin'ом изохроматической поверхностью. Ее уравнение $\delta = C$, где C постоянное число, или

$$r \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) = C \dots \dots \dots (12)$$

V_1 и V_2 , а след. и r суть функции направления. В одноосных кристаллах имеем по направлению оси $V_1 = V_2$, а след. $r = \infty$ для всех поверхностей (12). Оказывается, что в этих кристаллах изохроматические поверхности имеют форму, изображенную на рис. 501. Это поверхности вращения

Рис. 501.

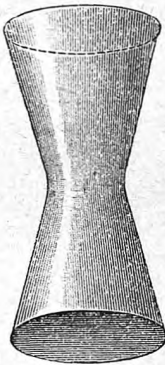


Рис. 502.

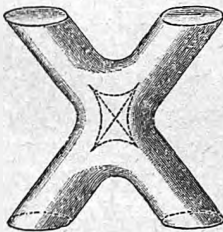
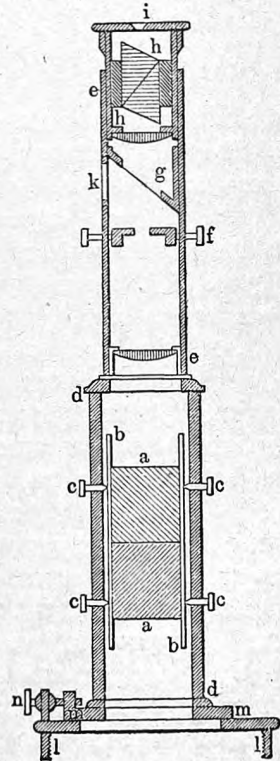


Рис. 503.



четвертого порядка. Ось имеет направление оси кристалла; меридиональные кривые в средних частях мало отличаются от гипербол, но они не имеют асимптот. Vertin показал, что если вообразить себе центр O всех изохроматических поверхностей, соответствующих различным значениям δ , или различным значениям постоянной C в какой-либо точке одной из

сторон кристаллической пластинки, то сечения этих поверхностей другою стороною пластинки и представляют искомые кривые линии, характеризующие для данной пластинки явление хроматической поляризации в сходящихся лучах. Рис. 501 показывает, что для одноосных кристаллов изохроматические кривые суть концентрические круги, когда пластинка вырезана перпендикулярно к оптической оси; эти кривые мало отличаются от гипербол, когда пластинка вырезана параллельно оси, ибо средняя часть поверхности рис. 501 мало отличается от гиперболоида вращения.

Когда стороны пластинки наклонены к оси кристалла, то получаются кривые, мало отличающиеся от эллипсов или гипербол.

Для двусосных кристаллов $V_1 = V_2$ по направлениям оптических осей лучей; в этих направлениях мы для радиуса вектора ρ изохроматической поверхности должны иметь $\rho = \infty$. На рис. 502 показана одна из этих поверхностей; пунктиром обозначено направление оптических осей и разрез части поверхности, соответствующей малому δ .

§ 7. Полярископ Savart'a. Этот прибор, отличающийся необыкновенной чувствительностью, служит для обнаружения малейших следов поляризации в данном пучке лучей. Его главнейшая часть — пластинка Savart'a, состоящая из двух пластинок одноосного кристалла, а именно, кварца, вырезанных под углом в 45° с оптической осью и наложенных друг на друга так, чтобы их главные сечения были взаимно перпендикулярны. Полярископ Savart'a получается, если такую двойную пластинку поместить перед никодем, служащим анализатором, так, чтобы плоскость поляризации этого николя делила пополам угол между главными сечениями составных частей пластинки.

На рис. 503 изображен полярископ Savart'a; a и a пластинки кварца, h анализатор; ee маленькая зрительная труба со слабым увеличением; в фокальной плоскости f окуляра находятся нити, освещенные (через отверстие k) стеклышком g ; i есть отверстие для глаза наблюдателя. Труба должна быть установлена на бесконечность, так как интерференционные полосы, о которых будет сейчас сказано, локализованы в бесконечности. Если в этот прибор вступают лучи с малейшею к ним примесью лучей поляризованных, то в поле зрения виден ряд полос, изображенных на рис. 504 (здесь же видны и окулярные нити) и перпендикулярных к плоскости поляризации анализатора h . Эти полосы наиболее резки, когда падающие лучи поляризованы в плоскости, параллельной самим полосам, т. е., напр., между скрещенными николями. При вращении полярископа на 45° замечается светлая поперечная полоса посреди поля зрения, см. рис. 504 справа. Полосы исчезают, когда свет, вступающий в полярископ, вовсе не поляризован, или когда он состоит из лучей одинаковой интенсивности (амплитуды), поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. На этом основано применение полярископа в фотометре Wild'a (стр. 428).

§ 8. Двусосные кристаллы в сходящихся лучах. Из двусосных кристаллов особенно удобны для наблюдений гипс и слюда. Гипс легко расщепляется параллельно плоскости оптических осей; из слюды же

легко получают весьма тонкие пластинки, перпендикулярные к средней линии, делящей пополам острый угол между оптическими осями. Явлений, обнаруживаемых двуосными кристаллами в сходящихся лучах, мы теоретически разбирать не будем, ограничиваясь их описанием.

Если пластинка вырезана из кристалла перпендикулярно к средней линии, делящей пополам угол между оптическими осями, то между скрещенными николями получается фигура, изображенная на рис. 505, если плоскость оптических осей параллельна одной из плоскостей поляризации P или A николей. Эта фигура состоит из темного креста, ветви которого

Рис. 504.

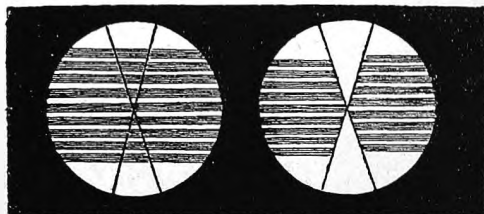
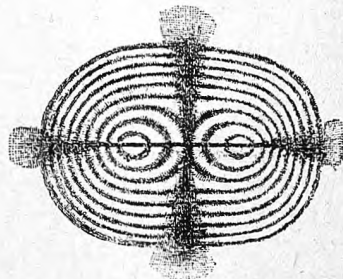


Рис. 505.



параллельны плоскостям P и A . Далее имеется система кривых линий, которые, как показывает теория, суть лемнискаты, т. е. линии, для всех точек которых произведение расстояний ρ_1 и ρ_2 от двух данных точек, называемых полюсами, есть величина постоянная C , так что их уравнение может быть написано в виде $\rho_1 \rho_2 = C$. Если $C < a^2 : 4$, где a расстояние полюсов, то каждая лемниската состоит из двух одинаковых отдельных замкнутых кривых, окружающих каждая один из центров. При $C = a^2 : 4$ обе кривые имеют общую точку в середине между полюсами, ибо для этой точки, очевидно, $\rho_1 \rho_2 = a^2 : 4$, и лемниската по виду напоминает знак ∞ . Наконец, при $C > a^2 : 4$ лемнискаты суть замкнутые кривые, огибающие оба полюса; положение последних в рассматриваемом явлении определяется направлением оптических осей. С такою формой кривых согласен вид изохроматической поверхности двуосных кристаллов, изображенный на рис. 502. Плоскость, перпендикулярная к вертикальной оси, пересекает поверхности, для которых δ малое (см. пунктир) по двум замкнутым кривым; одна поверхность, касательная к нашей плоскости, дает кривую вида ∞ , и, наконец, дальнейшие, от центра более удаленные поверхности пересекаются все тою же плоскостью вдоль замкнутых лемнискат. Если николи поставлены параллельно, то вместо темного креста получается крест белый. Если при скрещенных николях повернуть пластинку так, чтобы плоскость осей составляла некоторый угол с одною из плоскостей A или P , то система лемнискат повертывается без изменения, но темный крест распадается на две темные кривые. Когда угол равен 45° , то получается фигура, изображенная на рис. 506; темные кривые превратились в дуги гипербол. Если пластинка очень тонка, или, если угол

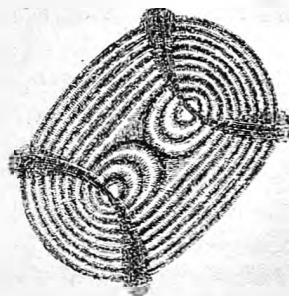
между осями очень мал, то внутренние лемнискаты могут и совсем не обнаружиться.

Если из двуосного кристалла вырезать пластинку перпендикулярно к одной из оптических осей, то получается система концентрических колец; форма изохроматической поверхности, изображенной на рис. 502, вполне согласна с таким результатом. Кольца пересечены двумя темными полосами, вообще, взаимно не перпендикулярными. При скрещенных или параллельных николях эти полосы сливаются в одну; это тот случай, который изображен на рис. 499 на стр. 691. Когда пластинка вырезана параллельно плоскости оптических осей, то между николями появляется система гипербол; нетрудно сообразить приблизительное их распределение, если вновь обратиться к изохроматической поверхности, рис. 502. При комбинации нескольких двуосных пластинок получаются, вообще говоря, весьма сложные фигуры.

Фигуры, которые изображены на рис. 505 и 506, наблюдаются далеко не во всех двуосных кристаллах. В весьма многих случаях при белом свете замечаются фигуры, своим весьма странным распределением цветов и своим общим характером мало или вовсе не напоминающие фигуры, изображенные на только-что упомянутых рисунках. В однородном свете те же кристаллы дают, однако, темные и светлые линии, представляющие вполне нормальные фигуры, т. е., напр., лемнискаты и темный крест или темные гиперболы (когда пластинка вырезана перпендикулярно к средней линии). Но если последовательно производить наблюдения с однородными лучами различной длины волны λ , т. е. различного цвета, то оказывается, что лемнискаты имеют для каждого цвета иначе расположенные полюсы; соответственно этому и крест или гиперболы имеют различное расположение. Выше было сказано, что положение полюсов лемнискат определяется направлением оптических осей кристалла. Неодинаковое положение полюсов для разных λ показывает, что во многих двуосных кристаллах направление оптических осей различное для различных λ , т. е. для лучей неодинаковой преломляемости. Такое явление называется дисперсией оптических осей. До какой степени велика бывает эта дисперсия можно видеть из того, что напр., для сегнетовой соли (двойная виннокислая соль натрия и калия) разность углов между осями для красных и для фиолетовых лучей доходит до 20° . Отличают несколько случаев дисперсии осей.

В кристаллах ромбической системы средняя линия общая для всех λ ; плоскости осей обыкновенно совпадают, но угол между осями различный. Сюда относятся арагонит, топаз, сегнетова соль, селитра и др. Но существуют кристаллы, как, напр., глауберит и, в особенности, брукит (титановая кислота), в которых плоскости оптических осей для различных λ взаимно перпендикулярны.

Рис. 506.



В кристаллах моноклиномерной системы отличают три случая дисперсии оптических осей:

1. Наклонная дисперсия, когда оси для всех λ расположены в одной плоскости, причем, однако, средние линии могут и не совпадать. Сюда относятся гипс, диопсид, муравьинокислая соль окиси меди и др. На рис. 507 показано расположение лемнискат для красных (сплошные

Рис. 507.

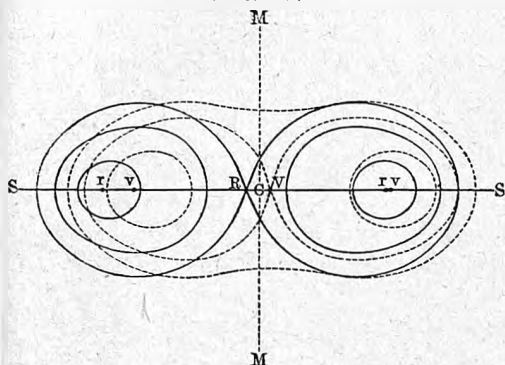
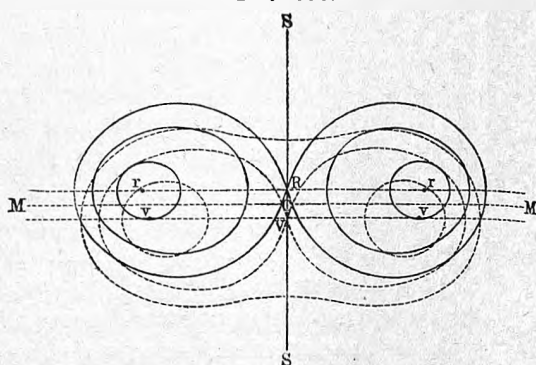


Рис. 508.



линии) и для фиолетовых (пунктир) лучей; rr и vv полюсы; R и V указывают положения средних линий.

2. Горизонтальная дисперсия, когда бисектриса тупого угла оптических осей общая для всех λ . Оптические оси лежат в плоскостях, пересекающихся вдоль этой бисектрисы, а след. пересекающихся поверхность пластинки по параллельным прямым, если эта поверхность перпендикулярна к одной из этих плоскостей. Сюда относится полевой шпат. Рис. 508 раз'ясняет этот случай.

3. Перекрещенная дисперсия, когда средняя линия, т. е. би-

Рис. 509.

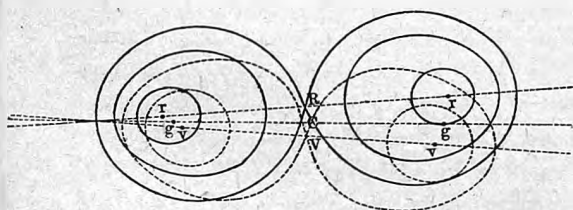
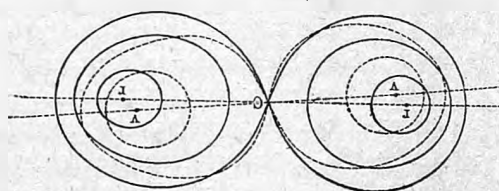


Рис. 510.



сектриса острого угла оптических осей, общая для всех λ , но плоскости осей неодинаковы (бура). На рис. 509 показано положение красных и фиолетовых лемнискат для этого случая.

В кристаллах триклиномерной системы встречаются наиболее сложные комбинации всех трех родов дисперсии оптических осей. Примером может служить двухромовокислый калий. Рис. 510 раз'ясняет этот случай; точки rr , gg , vv соответствуют оптическим осям красных, желтых и фиолетовых лучей.

В природе во множестве встречаются кристаллы, обнаруживающие разного рода оптические аномалии; сюда относятся кристаллы правильной системы, обнаруживающие двойное лучепреломление, кристаллы квадратной или гексагональной системы, оптически двуосные и т. д. Вопросом об оптических аномалиях занимались многие ученые, в особенности, Mallard и Brauns.

Весьма замечательное явление аномальной дисперсии осей открыл Dufet (1901) в сернокислых солях неодима и празеодима. Характер этого явления вполне напоминает аномальную дисперсию при простом преломлении и, как эта последняя, замечается в той части спектра, в которой данное вещество обладает полосой поглощения.

Прекрасные таблицы (фотографии) интерференционных фигур, получаемых в одноосных и двуосных кристаллах при сходящихся лучах, издал Hauswaldt (1902).

§ 9. Влияние температуры на оптические свойства кристаллов. Кристаллы правильной системы, оптически изотропные, остаются таковыми при всех температурах.

Кристаллы одноосные остаются одноосными при всех температурах; но коэффициенты преломления двух лучей меняются с температурой и притом различно для различных λ . Может случиться, что при некоторой температуре кристалл для определенного λ делается изотропным, оставаясь для других λ одноосным.

В кристаллах двуосных влияние температуры на положение оптических осей иногда весьма велико. Так для гипса углы между осями с повышением температуры уменьшаются до нуля, так что гипс делается одноосным для определенного λ . Если далее повышать температуру, то оси, соответствующие этому λ , вновь расходятся, располагаясь в плоскости перпендикулярной к той, в которой они лежали при более низкой температуре. Этими явлениями занимался, напр., Descloiseaux.

§ 10. Пластинки „четверть волны“ и „полволны“. Компенсаторы. Предположим, что прямолинейно поляризованные лучи падают нормально на пластинку одноосного кристалла, вырезанную параллельно оси, или на пластинку кристалла двуосного, вырезанную параллельно плоскости оптических осей (гипс), или перпендикулярно к этой плоскости и в то же время к средней линии, т. е. к бисектрисе острого угла этих осей (слюда). Из пластинки выйдут по направлению каждой нормали два луча, поляризованные в плоскостях взаимно перпендикулярных. Амплитуды колебаний этих двух лучей

$$a_1 = a \cos \alpha \quad a_2 = a \sin \alpha \quad \dots \dots \dots (13)$$

где a амплитуда падающих лучей, α угол между плоскостью поляризации этих лучей и плоскостью поляризации лучей, амплитуда колебаний которых a_1 . Разность фаз φ лучей, выходящих из пластинки, выраженная в частном случае формулой (6), стр. 684, может быть, вообще, представлена в виде

$$\varphi = \frac{2\pi h}{\lambda}(n_1 - n_2) \dots \dots \dots (14)$$

где h толщина пластинки, λ длина волны в воздухе, $n_1 = V : V_1$, $n_2 = V : V_2$; здесь V скорость распространения луча в пустоте, V_1 и V_2 скорости двух лучей в пластинке; полагаем $V_1 < V_2$, т. е. $n_1 > n_2$. Если $\varphi = \pi : 2$, то разность хода $\delta = \lambda : 4$, и мы имеем

$$\delta = \frac{\lambda}{4} = h(n_1 - n_2) \dots \dots \dots (15)$$

Пластинка, для которой $\varphi = \pi : 2$, или $\delta = \lambda : 4$, называется для краткости пластинкою „четверть волны“ или „пластинкою $\lambda : 4$ “. Мы увидим ниже, какую важную роль играет такая пластинка при многих исследованиях. Такую пластинку нетрудно выбрать из тонких листочков, на которые так легко расщепляется слюда. Ее можно узнать, положив ее на нижнее зеркало прибора Noerrenberg'a (рис. 438, стр. 613), что соответствует удвоению ее толщины; она дает при двух главных положениях верхнего анализатора окраски пурпуровокрасную и зеленовато-желтую. Выбранная пластинка, строго говоря, есть „четверть волны“ только для луча определенной преломляемости, т. е. определенного λ . При указанном способе выбора она „четверть волны“ для средней части спектра, для лучей желтых. В слюде V_1 и n_1 относятся к лучу, в котором колебания совершаются в плоскости оптических осей. След этой плоскости, вдоль которой пластинка легко раскалывается, обозначается на самой пластинке или на ее оправе стрелкою.

Иногда пользуются пластинкою „полволны“, для которой $\delta = \lambda : 2$; она изготовляется из гипса. Между скрещенными николями она дает ту чувствительную окраску, о которой было сказано на стр. 680.

Компенсаторами называются приборы, позволяющие вводить в путь лучей пластинку, в которой разность фаз φ или разность хода δ двух лучей легко может быть изменяема в широких пределах, причем эти изменения каждый раз известны. Мы увидим ниже, почему этим приборам дано такое название. Главнейшая часть компенсатора Cabinet состоит из двух призматических кварцевых пластинок P_1 и P_2 (рис. 512), двугранный угол которых весьма мал. На рис. 511 показан горизонтальный разрез призм. Обе призмы вырезаны параллельно оптической оси кварца, но в одной из них ось параллельна, а в другой перпендикулярна к преломляющему ребру призмы. Отсюда ясно, что главные сечения призм взаимно перпендикулярны, и что луч обыкновенный в одной призме делается необыкновенным во второй и наоборот. Обе призмы находятся в металлической оправе (рис. 513), снабженной с двух противоположных сторон круглыми отверстиями. Трубка l служит для надевания компенсатора на другие приборы. Лучи света проходят по направлению SS' (рис. 511); посреди поля зрения протянуты две очень близкие друг к другу вертикальные нити, или одна нить, или на призме P_1 проведена посреди поля зрения вертикальная черта. Призма P_1 неподвижна; призму же P_2 можно передвигать вправо и влево, вращая винтовую головку R ; при

этом обращенные друг к другу стороны призм остаются параллельными между собою. Величина передвижения определяется углом, на который была повернута головка R . Рассматриваем лучи SS' , пересекающие нить или черту на призме P_1 . При среднем положении призм, показанном на рис. 511, лучи проходят одинаковые толщи обеих призм, а потому понятно, что разность хода двух взаимно перпендикулярно поляризованных лучей внутри компенсатора равна нулю. Между скрещенными николями, плоскости которых составляют углы в 45° с главными сечениями призм, получается темное поле; вернее говоря — вертикальная темная полоса располагается посреди поля зрения. Если передвигать призму P_2 по направлению стрелки (рис. 511), то луч пройдет в P_1 более толстый слой, чем в P_2 . Обратное получится, если передвинуть призму P_2 налево от наблюдателя, смотрящего справа. В обоих случаях компенсатор действует, как одно-

Рис. 511.

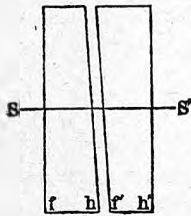


Рис. 512.

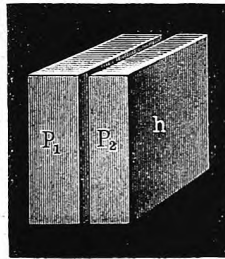
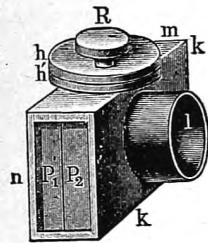


Рис. 513.



осная пластинка, вырезанная параллельно оси и имеющая толщину, равную разности путей луча SS' в двух призмах. Смотря по направлению перемещения призмы P_2 , компенсатор действует, как положительный или как отрицательный кристалл. Каждому положению призмы P_2 или головки R соответствует определенная разность хода δ двух лучей, которую можно определить, калибрируя компенсатор для определенного λ . Мы видели, что $\delta = 0$, когда посреди поля между николями, установленными, как было указано выше, находится центральная черная полоса при всех λ . В поле зрения виден ряд полос с двух сторон от центральной. Эти полосы перемещаются, если вращать R ; они последовательно проходят через середину поля зрения когда $\delta = \pm \lambda, \pm 2\lambda, \pm 3\lambda$ и т. д. Наблюдая положения головки R , когда полосы находятся в середине поля зрения (где нить или черта), мы и получаем раз навсегда значения δ , соответствующие различным положениям винтовой головки R .

Soleil усовершенствовал этот компенсатор; в его приборе имеются такие же две призматические пластинки, причем, однако, в обеих оптическая ось, параллельная сторонам пластинок, в то же время параллельна их ребрам. Рядом с ними помещена еще одна плоскопараллельная кварцевая пластинка, в которой ось расположена параллельно ее сторонам, но перпендикулярно к осям двух призматических пластинок. При нулевом положении толщина двойной пластинки равна толщине плоско-

параллельной, так что они вместе дают $\delta = 0$. Передвигая одну из призм в ту или другую сторону, мы можем получить произвольную по величине и знаку величину δ . Lummer и Kynast (1907) построили весьма совершенный „спектральный прибор для измерений поляризаций и разностей фаз“.

Теорией и усовершенствованием компенсатора занимались W.Voigt, K. E. F. Schmidt, Macéde Lepinay, Michel Levy (компенсатор для микроскопических исследований), Scivessy (1913) и др.

§ 11. Определение характера кристаллов. Одноосные и двuosные кристаллы сравнительно легко отличить друг от друга, наблюдая явления хроматической поляризации между скрещенными николями при сходящихся лучах. Рассмотрим некоторые частные вопросы, относящиеся к определению более специального характера кристаллов.

I. Определение знака одноосного кристалла.

Первый способ: пластинку, вырезанную из кристалла перпен-

Рис. 514.

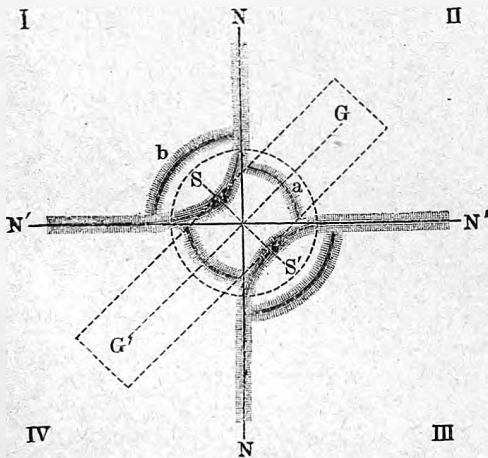
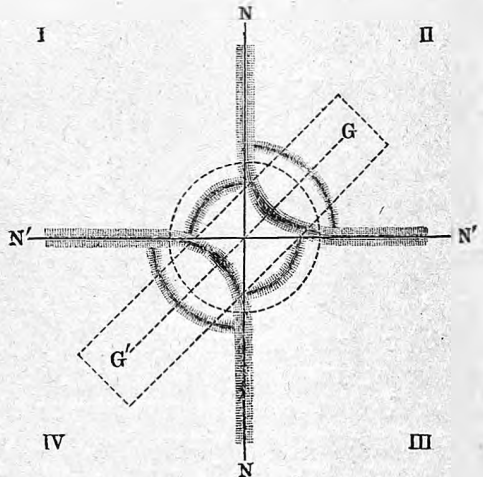


Рис. 515.



дикулярно к оси, присоединяют к другой пластинке, вырезанной из одноосного кристалла, знак которого нам известен, также перпендикулярно к оси, и помещенного между скрещенными николями в сходящихся лучах, так что наблюдаются крест и кольца (рис. 497, стр. 686). Если при наложении кристалла кольца суживаются, то оба кристалла одного знака; если же кольца расширяются, то это показывает, что кристаллы различных знаков.

Второй способ: помещают пластинку, вырезанную перпендикулярно к оси, между скрещенными николями в сходящихся лучах и затем вводят слюдяную пластинку „четверть волны“ (стр. 698) между исследуемым кристаллом и одним из николей, причем плоскость оптических осей слюдяной пластинки должна составить угол в 45° с плоскостями поляризации николей. Пусть GG' (рис. 514) след этой плоскости, параллельной стороне четырехугольной слюдяной пластинки. Оказывается, что в пределах по-

верхности этой пластинки темный крест исчезает. Если кристалл положительный, то в двух четвертях, через которые проходит плоскость GG' , кольца расширяются, а в двух других они суживаются, причем на SS' вблизи центра получаются два черных пятна, как показано на рис. 514.

Рис. 516.

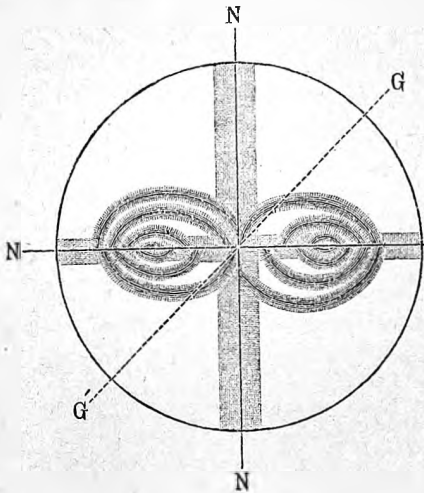
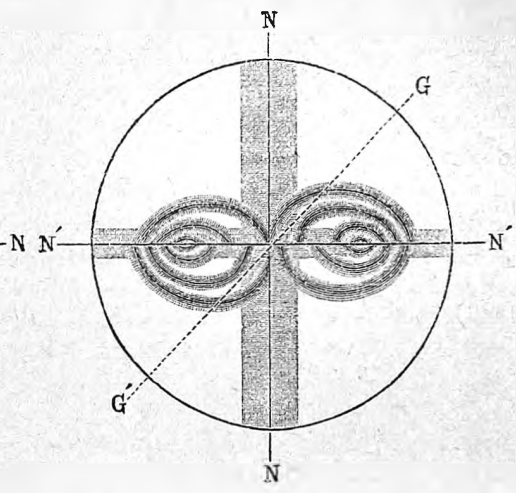


Рис. 517.



Если же кристалл отрицательный, то получается фигура, изображенная на рис. 515; сужение колец и появление темных пятен наблюдают в тех четвертях, через которые проходит плоскость GG' .

II. Определение знака двусосного кристалла. Если колебания, параллельные средней линии, т. е. бисектрисе острого угла оптических осей, распространяются с наименьшей скоростью, то кристаллы

Рис. 518.

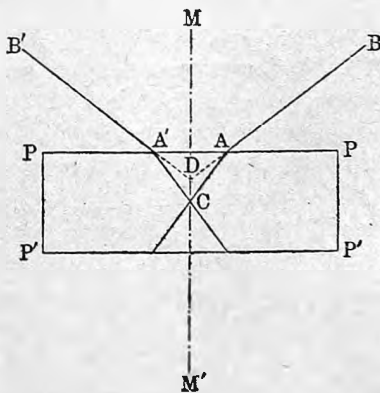
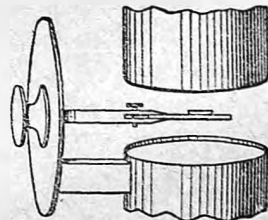


Рис. 519.



называется положительным. Если же эта скорость наибольшая, то кристалл отрицательный. Введение, как выше, слюдяной пластинки „четверть волны“ превращает фигуру, показанную на рис. 505, в ту, которая изображена на рис. 516, если кристалл положительный. Линия

GG' есть след плоскости оптических осей слюдяной пластинки. Если же кристалл отрицательный, то получается фигура рис. 517.

III. Измерение угла оптических осей. В § 7 стр. 666 мы указали на возможность измерения трех показателей преломления n_1, n_2, n_3 двуосного кристалла. Если эти показатели найдены, то угол ω между осями может быть вычислен по формуле (30) стр. 665.

$$\operatorname{tg} \Psi = \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_3^2 - n_2^2}}.$$

Имеем $\omega = 2\Psi$ для кристаллов отрицательных, и $\omega = 180^\circ - 2\Psi$ для положительных.

Для опытного определения угла ω вырезают пластинку $PP'P'$ (рис. 518) параллельно плоскости оптических осей CA и CA' ; тогда искомый угол $\omega = ACA'$; MM' средняя линия. Лучи, распространяющиеся в пластинке вдоль осей, выходят по направлениям AB и $A'B'$, составляя между собою угол $\omega' = BDB'$, называемый кажущимся углом между осями. Коэффициент преломления в данном случае есть средний коэффициент n_2 . Отсюда ясно, что

$$\sin \frac{\omega}{2} = \sin \Psi = \frac{1}{n_2} \sin \frac{\omega'}{2} \dots \dots \dots (16)$$

Измерив ω' и n_2 , получим ω . Способ измерения угла ω' будет понятен из рисунков 519, 520 и 521. Пластинку прикрепляют к угломерному снаряду (рис. 519) и помещают в коноскопе (сходящиеся лучи между николями, стр. 681) так, чтобы плоскость оптических осей была перпендикулярна к оси вращения прибора и составляла углы в 45° с плоскостями поляризации скрещенных николей. В этом положении наблюдаются лемнискаты и гиперболы (рис. 506 стр. 695). Пластинку устанавливают в положении,

Рис. 520.

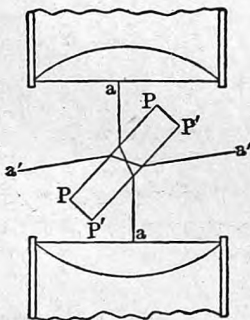
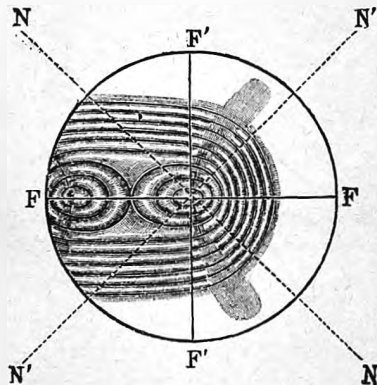


Рис. 521.



показанном на рис. 520, причем в поле зрения вершина одной гиперболы совпадает с пересечением нитей, как изображено на рис. 521. Затем поворачивают пластинку так, чтобы луч $a'a'$ (рис. 520) шел по оси прибора, и вершина другой ветви гиперболы находилась в центре поля зрения.

Угол вращения пластинки равен ω' . Так как он зависит от длины волны λ (стр. 695), то измерение следует производить при однородном свете (напр., Na).

Если угол ω' очень велик, то измерение должно быть произведено в жидкости, ибо в воздухе лучи CA и CA' претерпевают полное внутреннее отражение. Пусть показатель преломления жидкости равен N и кажущийся угол между осями ω'' ; тогда имеем, очевидно,

$$\sin \frac{\omega}{2} = \frac{N}{n_2} \sin \frac{\omega''}{2} \dots \dots \dots (17)$$

Если коэффициент n_2 неизвестен, то вырезают вторую пластинку перпендикулярно к бисектрисе тупого угла осей. Если теперь кажущийся угол между осями равен ω_1'' , то мы имеем аналогично (17),

$$\sin \frac{180^\circ - \omega}{2} = \frac{N}{n_2} \sin \frac{\omega_1''}{2},$$

или

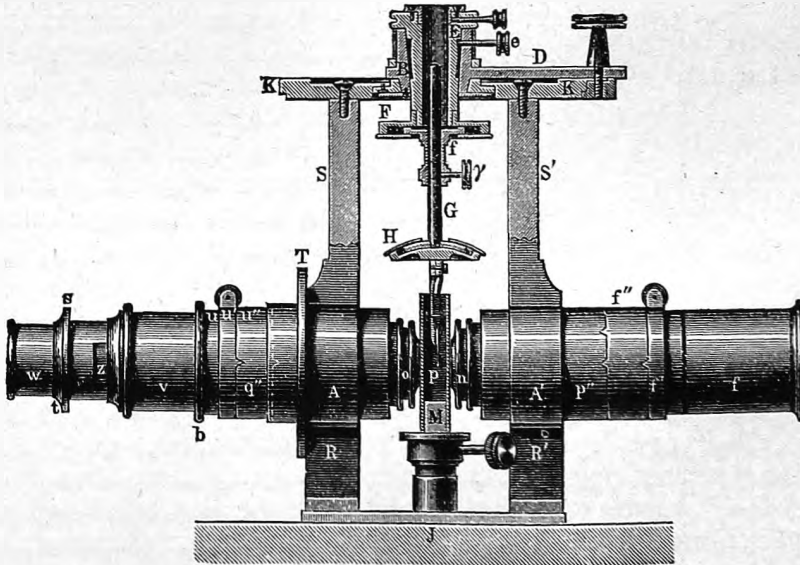
$$\cos \frac{\omega}{2} = \frac{N}{n_2} \sin \frac{\omega_1''}{2}.$$

Это уравнение вместе с (17) дает

$$\operatorname{tg} \frac{\omega}{2} = \sin \frac{\omega''}{2} : \sin \frac{\omega_1''}{2}.$$

Для измерения кажущихся углов между осями служат различные

Рис. 522.



приборы, иногда весьма сложного устройства. На рис. 522 показан прибор, части которого тождественны с двумя частями коноскопа, который в разрезе был изображен на рис. 485. Здесь они на другом штативе укре-

плены горизонтально. Между ними помещается испытуемая пластинка P в воздухе или в сосуде M с жидкостью. Для точной установки пластинки и для измерения углов служат подвижная часть H ,двигающаяся по шаровой поверхности; далее стержень G , который можно поднимать и опускать, пластинка f , перемещающаяся в горизонтальной плоскости и круг K с делениями.

§ 12. Двойное лучепреломление, как следствие случайной анизотропии.

Тела твердые, некристаллические, обыкновенно представляющиеся нам изотропными, могут временно сделаться анизотропными, а также обнаруживать постоянную анизотропию. Временную анизотропию могут обнаруживать и жидкости.

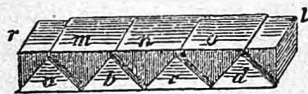
Временная анизотропия обнаруживается в твердых телах: 1) если их подвергать деформациям, т.е. сжатию, растяжению, кручению или сгибанию; 2) при неравномерном нагревании; 3) если их поместить в сильном электрическом поле. Постоянная анизотропия замечается в некристаллических твердых телах, когда внутри их существуют какие либо натяжения.

Временная анизотропия в жидкостях наблюдается: 1) в сильных электрическом и магнитном полях; 2) в некоторых случаях действия деформирующих сил.

Во всех указанных случаях в телах обнаруживается двойное лучепреломление, если их поместить между скрещенными николями; темное поле делается светлым и нередко замечаются разнообразной формы цветные полосы.

Fresnel доказал следующим опытом, что стекло при давлении делается двупреломляющим. Четыре прямоугольные стеклянные призмы a, b, c, d (рис. 523) положены рядом на пластинку; между ними помещаются еще три призмы m, n, o и с боков призмы r и t . Если подвергнуть только призмы a, b, c, d продольному сжатию и смотреть по направлению rt через всю систему на отдаленную точку, то она представляется двойною: в сжатых призмах происходит двойное лучепреломление.

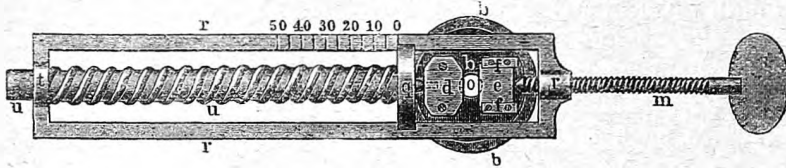
Рис. 523.



Для опытов сжатия могут служить тиски Вуескинг'а, изображенные на рис. 524, дающие возможность измерить и самую величину сжатия. Испытуемая пластинка помещается на латунном круге b против отверстия o . В стальную пластинку d , привинченную к b , упирается стержень nn , проходящий через рамку rtr ; на этом стержне находится диск q , а вокруг стержня спиральная пружина, концы которой упираются в t и q . Стальная пластинка e перемещается между ff , если вращать головку винта m . Такое вращение вызывает сдавливание пластинки, находящейся между d и e , причем вся система $bedqn$ перемещается налево и пружина сжимается. Шкала на рамке r дает возможность определить величину сжатия. Весь прибор помещается между скрещенными николями так, чтобы лучи проходили через отверстие o . На рис. 525 показаны фигуры, появляющиеся

в четырехугольной стеклянной пластинке, сжимаемой в точках *a* и *b*, если *NN* и *N'N'* плоскости поляризации николей. Эти явления наблюдал впервые Brewster (1815), подвергая стекло сжатию или гнутию. Весьма хорошо обнаруживаются подобные явления в твердой желатине и других легко деформирующихся прозрачных телах. Seebeck, Dove, Biot, Wertheim, Mach, Koenig, Pockels, Ambronn, Sacerdote, Macé

Рис. 524.

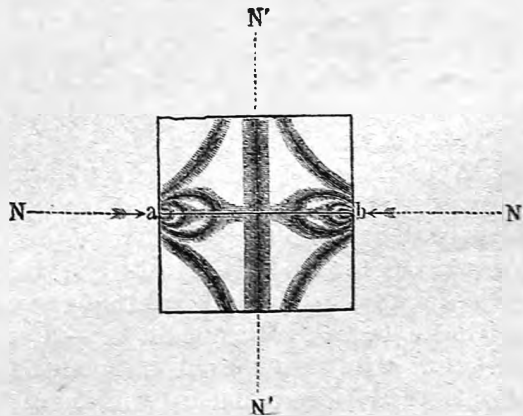


de Lépinay, Filon и др. занимались этими явлениями, теорию которых развил F. Neumann. Продольные колебания (стр. 55) стеклянной плоскости делают ее анизотропной, как показал Biot, а Kundt построил остроумный стробоскопический прибор, дающий возможность непосредственно отыскивать места узлов и пучностей в такой стеклянной полоске (поляризационный вибрскоп).

W. Кoenig (1901) исследовал двойное лучепреломление в стеклянных полосках, совершающих поперечные колебания. Он нашел, что в пучностях получается такое же преломление, какое наблюдается при гнутии пластинки; оси расположены вдоль и поперек пластинки. В узлах наблюдается двойное преломление, вызванное внутренними сдвигами; оси составляют углы в 45° с осью пластинки.

Двойное лучепреломление, вызванное сжатием, вообще напоминает по своему характеру явления, наблюдаемые в отрицательных кристаллах, если направление давления считать соответствующим направлению оптической оси кристалла. Это значит, что луч, поляризованный в плоскости, проходящей через направление давления, распространяется медленнее другого луча. Такое преломление наблюдалось до 1901 г. во всех стеклах, пока Pockels не открыл, что в некоторых сортах флинтгласа, весьма богатых свинцом, наблюдается преломление положительное, а при некотором определенном содержании свинца, стекло совсем не обнаруживает двойного лучепреломления при одностороннем сжатии.

Рис. 525.



Неравномерно нагретая пластинка стекла также обнаруживает явление хроматической поляризации между скрещенными николями. Этот случай теоретически разбирали F. Neumann (1841), Hopkinson (1879) и Lord Rayleigh (1900).

Стекло закаленное, внутри которого существуют натяжения, а след. анизотропные места, помещенное между скрещенными николями, также обнаруживает явление хроматической поляризации: темное поле зрения делается более или менее светлым. Этим пользуются, напр., для исследования об'ективов, которые негодны к употреблению, если в них существуют внутренние натяжения. Искусственно закаленная стеклянная пластинка дает иногда между скрещенными николями очень красивые фигуры.

Случайные натяжения существуют почти во всяком стекле. Оптические свойства закаленного стекла исследовал Czapski (1891).

Двойное лучепреломление, вызванное электрическими, или магнитными силами (явления Kerr'a и Majorana) будет рассмотрено в томе IV.

Оптические свойства кристаллов меняются под влиянием оказанного на них давления. Этим вопросом занимались Brewster, Pfaff, Moigno и Soleil, Mach, Buescking, Klocke, Wertheim, Brauns, Klein, Dongier и др.; теорию его развил Pockels. Ограничиваемся указанием на некоторые результаты.

Изотропные кристаллы правильной системы под влиянием давления делаются двупреломляющими.

Оптически одноосные кристаллы остаются одноосными, если давление действует параллельно оптической оси. Они делаются двуосными при сдавливании перпендикулярно к оси. Mach и Merten показали, что кварц сохраняет при этом способность вращать плоскость поляризации (см. след. главу). В положительных кристаллах плоскость осей параллельна направлению давления; в отрицательных кристаллах образуются оси в плоскости, перпендикулярной к этому направлению.

В отрицательном (стр. 662) двуосном кристалле угол между осями возрастает, если давление перпендикулярно к плоскости осей, и уменьшается, когда оно параллельно этой плоскости. Обратное имеет место в кристаллах положительных.

Хорошо удается наблюдать явление двойного преломления в легко деформируемых телах, как например, в водных растворах желатины, разного рода студнях и т. д. Сюда относятся работы: E. Wiedemann'a, Ludecking'a, Tietzen-Hennig'a, Bertin'a, Klocke, Ebner'a, Maurer'a, Fraas'a, Bjérken'a, Bruce von Hill'я (1901), Leick'a (1904), Quincke (1904). Величина $n_e - n_o$ является мерою двойного преломления. Отношение этой величины ω к деформации φ носит название удельного (относительного) двойного преломления. При растяжении $\varphi = \Delta L$, где L обозначает длину тела. Leick изучал желатину с различным содержанием воды, а также с разными примесями (KCl , $NaCl$, $LiCl$, $CaCl_2$, $MgCl_2$, Na_2SO_4 , KNO_3). Во всех случаях он наблюдал пропорциональность между двойным преломлением ($n_e - n_o$) и деформацией, т. е.

он наблюдал постоянство удельного двойного преломления. В чистых водных растворах желатины величина эта пропорциональна концентрации. Примеси (за исключением Na_2SO_4) сильно уменьшают удельное двойное преломление. Так же влияют подмеси глицерина и тростникового сахара.

Kundt (1886) открыл, что металлические зеркала, получаемые путем распыления катода в пустоте, обнаруживают двойное лучепреломление. Dessau показал, что подобным же свойством обладают и зеркала, полученные путем распыления окислов. Каемрф (1905) измерил это двойное преломление и нашел, что наибольшая разница коэффициентов преломления наблюдается для Pt , где она равна 0,29. Он наблюдал также, что двойное преломление изменяется при механическом растяжении и следовательно возможно предполагать, что путем растяжения металлы можно сделать двупреломляющим. Было обнаружено замедление в скорости распространения тех лучей, у которых колебания совпадают с направлением растяжения. В серебрянных зеркалах обнаружена сильная дисперсия двойного преломления, вызванного растяжением. Каемрф полагает, что двойное преломление, наблюдавшееся на зеркалах Kundt'a, обязано своим происхождением тем деформациям, какие испытывают металлические частицы, когда оторвавшись от катода, они ударяются в поверхность зеркала. Новое исследование того же явления произвел Bergholm (1914).

Очень интересен вопрос о двойном преломлении, появляющемся при смешении некоторых веществ, которые сами по себе не обнаруживают двойного преломления. Уже Biot (1842) говорит о „polarisation lamellaire“, обнаруживаемой в телах, которые состоят из слоев различных, но изотропных веществ. Таким путем он пытается объяснить двойное преломление некоторых квасцов, принадлежащих к правильной системе. Впоследствии объяснение Biot было отвергнуто минералогами. В последнее время вопрос этот был подвергнут теоретическому и опытному обследованию в работах Braun'a и Wiener'a. Wiener показал, что тело, состоящее из чередующихся слоев двух различных веществ, будет обладать свойствами одноосного кристалла, если толщина слоев каждого вещества одинакова, и мала по сравнению с длиной волны света.

Оптическая ось такого кристалла располагается перпендикулярно слоям. Обозначая через δ_1 и δ_2 толщину соответственных слоев и через n_1 и n_2 их коэффициенты преломления, мы получаем такие уравнения для определения n_o и n_e .

$$n_e^2 (\delta_1 + \delta_2) = \delta_1 n_1^2 + \delta_2 n_2^2$$

$$\frac{\delta_1 + \delta_2}{n_e^2} = \frac{\delta_1}{n_1^2} + \frac{\delta_2}{n_2^2}$$

Подобное двойное лучепреломление не обладает никакой дисперсией, т. к. n_e и n_o не зависят от длины волны.

Двойное лучепреломление в жидкостях вызывается, как уже было сказано, электрическими и магнитными силами, и в некоторых случаях действием механических сил, вызывающих деформации в жид-

костях. Весьма обстоятельное изложение этого вопроса можно найти в докладе проф. Г. Г. Де-Меца, представленном им 11-му с'езду естествоиспытателей и врачей в С.-Петербурге (декабрь 1901 г.) и напечатанном в Журн. русск. физ.-хим. общества за 1902 г.

Еще более подробное изложение имеется в книге того же автора „La double Réfraction accidentelle dans les liquides“. Série Physico-Mathématique N° 26, Scientia, 1906.

В жидкостях, как показали новейшие наблюдения, возможны упругие деформации, аналогичные деформациям в телах твердых; они особенно заметны в вязких жидкостях, а также в коллоидах. Обозначим через F один из модулей, с которыми мы познакомились в т. I, напр. модуль растяжения E или модуль сдвига N . Между последними двумя модулями мы нашли связь (т. I).

$$N = \frac{E}{2(1 + \sigma)}$$

где σ коэффициент Poisson'a. Так как последний для жидкостей должен равняться 0,5, то ясно, что для них

$$E = 3N \dots \dots \dots (18)$$

Всякая упругая деформация, вызванная в жидкости, не чрезмерно вязкой, должна весьма быстро исчезнуть. Принято называть временем расслабления (Relaxationszeit) тот промежуток времени, в течение которого деформация, т. е. измеряющая ее величина F , уменьшается до e -той части ее первоначального значения, где $e = 2,7128 \dots$, основание натуральных логарифмов.

Первые попытки Wertheim'a (1851), а также Kundt'a и Lehmann'a (1874) получить двойное лучепреломление в узлах звучащих жидких столбов не увенчались успехом. Maxwell (1874) пользовался двумя способами, чтобы наблюдать двойное лучепреломление. Во-первых, он нашел это явление в канадском бальзаме, двигая в нем лопаточку. Во-вторых, он помещал раствор гуммиарабика или сахарный сироп между двумя концентрическими цилиндрами, из которых один быстро вращался. Однако, при этом искомое явление не обнаружилось.

Mach (1872) нашел отрицательное двойное лучепреломление при сжатии канадского бальзама и положительное при сжатии густого водного раствора метафосфорной кислоты.

Первый способ Maxwell'a был усовершенствован только в 1902 г. Де-Мецом. Сосуд с испытуемой жидкостью был помещен между скрещенными николями, главные сечения которых составляли углы в 45° с горизонтом. Внутри жидкости находились две вертикальные, параллельные друг другу металлические пластинки, которые можно было сближать или удалять друг от друга. Обнаруживавшееся при этом просветление поля зрения указывало на двойное преломление при тех сжатиях и растяжениях жидкости, которые вызывались движениями пластинок. Де-Мец обнаружил описанное явление в 16-ти более или менее вязких жидкостях. При 40° — 50° явление исчезало.

Махвелл дал интересную формулу, связывающую модуль F деформации (напр., E или N), коэффициент внутреннего трения η и время расслабления T :

$$\eta = FT \dots \dots \dots (19)$$

Обращаемся к опытам, произведенным по второму способу Махвелл'а; жидкость помещалась между двумя цилиндрами, из которых один вращается. Этим способом воспользовался Kundt (1881); он нашел двойное лучепреломление в различных маслах, в коллодиуме, в растворах канадского бальзама (в бензоле), желатины и др. Но, напр., в глицерине, в растворах сахара, $CaCl_2$, декстрина и др. явление не замечалось. Затем Де-Мец (1888) исследовал тем же способом оливковое, миндальное и касторовое масла, тресковый жир и др. Он нашел, что разность хода Δ лучей обыкновенного и необыкновенного приблизительно пропорциональна скорости вращения цилиндра. При нагревании данной жидкости Δ растет пропорционально коэффициенту трения η . Umlauf (1892) и Almy (1897) также пользовались вторым способом Махвелл'а; в чистой воде и в растворе серноватистокислого натрия Almy не мог открыть следов двойного лучепреломления. Наконец Hill (1899—1901) исследовал растворы гуммиарабика, желатины, серноватистокислого натрия и сахара. Последние два раствора не дали заметного результата. Для раствора желатины он нашел, что разность хода Δ с возрастанием скорости вращения сперва увеличивается, затем уменьшается до нуля и наконец меняет знак.

Формула (19) могла бы служить для определения одной из величин F или T , если бы другая была известна. Первая работа в этом направлении принадлежит Ф. Н. Шведову. Он непосредственными, весьма остроумными опытами нашел, что модуль сдвига N (т. е. F в общей формуле 19) для $\frac{1}{2}\%$ раствора желатины в воде равен 0,535 дина на кв. см.; так как $\eta = 0,02$ С. С. единицы, то получается время расслабления $T = 0,0374$ сек. Основываясь на наблюдениях (Kundt'а) двойного лучепреломления в коллодиуме, он вычислил, что $N = 542$ дина на кв. см. Так как $\eta = 0,36$, то получается $T = 0,00066$ сек. Reiger исследовал двойное лучепреломление в пластинках канифоли и в студенистых растворах желатины с разными примесями. Для таких веществ Махвелл дал формулу

$$T = \frac{t - t'}{\lg \Delta - \lg \Delta'} \dots \dots \dots (20)$$

где Δ и Δ' разности хода двух лучей во времена t и t' после того, как бы вызвана деформация и затем вещество было предоставлено самому себе. С повышением температуры время T быстро убывает. При 12° для канифоли $T = 4,10^6$ сек., при 40° $T = 700$ сек., при 55° $T = 40$ сек. Де-Мец нашел, что для весьма подвижного копалового лака время T выражается многими секундами.

Бернацкий (1905) наблюдал двойное преломление в некоторых жидкостях, напр., прованском масле, когда эти жидкости под давлением про-

текают сквозь трубку, с прямоугольным сечением (1 мм. ширины и 5 мм. глубины, считая в направлении света). Плоскости поляризации образуют угол в 45° с осью трубы. При скрещенных николях появляется свет, как только жидкость приходит в движение. Средине поля остается темною, так как вдоль средней линии не происходит двойного преломления.

Теорию, данную Maxwell'ем развили Ф. Н. Шведов и, в последнее время, особенно L. Natanson, который дал для случая жидкости, находящейся между двумя вращающимися цилиндрами, следующую формулу

$$\Delta = \frac{ANRT}{1 + BN^2T^2} \dots \dots \dots (21)$$

Здесь Δ разность хода двух лучей в слое, находящемся на расстоянии r от оси вращения; N число оборотов цилиндра в 1 сек.; T время расслабления; R коэффициент, зависящий от рода жидкости, и наконец

$$A = \frac{4\pi a^2 b^2}{r^2(b^2 - a^2)}; \quad B = \frac{16\pi^2 a^4 (b^2 - r^2)^2}{r^4(b^2 - a^2)^2},$$

где a и b радиусы двух цилиндров.

Zakrzewski (1904) проверял на опытах (по второму способу Maxwell'a) выводы из теории Natanson'a и получил для растворов коллодия хорошее согласие. Теория Natanson'a подверглась впоследствии резкой критике со стороны Zarembo. После долгого спора Natanson (1905) согласился с частью возражений. Вместо формулы (21) Zarembo дает формулу

$$\Delta = R \frac{a^2 b^2}{r^2(b^2 - a^2)} \operatorname{arctg} 4\pi TN \dots \dots \dots (22)$$

§ 13. Эллиптическая и круговая поляризация. В т. I было показано, что два взаимно перпендикулярных колебательных движения, имеющих одинаковый период, складываются в движение по эллипсу. Если разность фаз φ двух колебаний равна $\varphi = (2n \pm 1/2)\pi$, то оси эллипса совпадают с направлениями двух колебаний. Для каждого из двух складываемых колебаний существует направление положительное, в котором колебание начинается. Назовем первым азимутом положительное направление того колебания, которое раньше начинается и фаза которого следовательно больше; положительное направление запаздывающего колебания назовем вторым азимутом. Если разность фаз $\varphi = (2n + k)\pi$ и притом $0 < k < 1$, то движение по эллипсу происходит по направлению от первого азимута ко второму; оно имеет обратное направление, когда $1 < k < 2$, или, что то же самое, когда $0 > k > -1$. Обстоятельства эти указаны нами в соответственном месте I тома. Прямой угол, образованный первым и вторым азимутом, назовем первым квадрантом. Если $\varphi = n\pi$, то получается гармоническое колебательное движение; его направление проходит через I и III квадранты, когда n четное и через II и IV квадранты, когда n нечетное.

Когда амплитуды складываемых колебаний равны, и $\varphi = (2n \pm 1/2)\pi$, то получается движение по кругу; оно направлено от первого азимута ко второму, когда $\varphi = (2n + 1/2)\pi$, и обратно, когда $\varphi = (2n - 1/2)\pi$.

Движение по эллипсу, образовавшееся от сложения двух гармонических колебательных движений, может быть разложено на два таких движения по произвольным взаимно перпендикулярным направлениям. Проще всего такое разложение получается, если за направления колебаний принять направления осей эллипса. Тогда амплитуды равны двум полуосям эллипса, а разность фаз $\varphi = (2n \pm 1/2)\pi$. Движение по кругу можно заменить двумя взаимно перпендикулярными колебаниями, амплитуды которых себе равны радиусу круга, а разность фаз $\varphi = (2n \pm 1/2)\pi$.

Если в данном направлении распространяются с одинаковою скоростью два луча, поляризованные в плоскостях взаимно перпендикулярных, то мы допускаем, что движения „частицы эфира“ складываются, и след. в общем случае происходят по эллипсам. Такой луч называется эллиптически поляризованным, а в частном случае поляризованным по кругу. Пусть a_1 и a_2 амплитуды колебаний двух лучей и δ разность их хода. Все, что было сказано выше относительно положения эллипса и направления движения, остается верным и здесь, если вместо $\varphi = \pi$ поставить $\delta = \lambda : 2$, и если первым азимутом назвать направление колебания луча, распространившегося быстрее до того места, где скорости дальнейшего распространения обоих лучей делаются равными по величине и по направлению. Круговая поляризация получается, когда $a_1 = a_2$ и $\delta = (n \pm 1/4)\lambda$. Если притом δ изменится на $(2n + 1)\lambda : 2$, т. е. на нечетное число полуволи, то направление кругового движения перейдет в противоположное. Если $\delta = n\lambda : 2$, то получается луч прямолинейно поляризованный; если это n изменить на нечетное число, то направление колебаний перейдет из одной пары квадрантов в другую.

Луч, поляризованный по кругу, может быть заменен (при рассуждениях, построениях и т. д.) двумя лучами, прямолинейно поляризованными в произвольных, взаимно перпендикулярных плоскостях, причем всегда амплитуды равны, а разность хода всегда может быть принята равной $\delta = \pm \lambda : 4$, или разность фаз $\varphi = \pm \pi : 2$. Естественный луч также заменяется двумя лучами с равными амплитудами; но для этих лучей δ и φ совершенно неопределенные величины.

Эллиптически поляризованный луч также может быть заменен двумя прямолинейно поляризованными лучами с вообще неравными амплитудами a_1 и a_2 и с некоторою определенной разностью хода δ , причем a_1 , a_2 и δ зависят от положения взаимно перпендикулярных плоскостей поляризации двух лучей. Если эти плоскости проходят через оси эллипса, то a_1 и a_2 равны полуосям эллипса, и δ может быть принято равным $\pm \lambda : 4$. Отчасти поляризованный луч также заменяется прямолинейно поляризованными, имеющими различные амплитуды. Однако, разность хода или разность фаз этих лучей есть величина совершенно неопределенная.

Эллиптически или по кругу поляризованные лучи могут быть получены при помощи пластинки двуосного кристалла или одноосного, если во

втором случае пластинка вырезана не перпендикулярно к оси. Если на такую пластинку нормально падают лучи, то, как мы видели, из нее нормально выходят лучи, поляризованные в плоскостях, взаимно перпендикулярных. Они в пластинке распространяются с различными скоростями и выходят из нее с некоторою разностью хода δ . Направление колебаний луча, скорость которого в пластинке была больше, представляет первый азимут. Для одноосной пластинки первый азимут совпадает с плоскостью поляризации обыкновенного луча, т. е. с главным сечением, если кристалл отрицательный и след. необыкновенный луч обладает большею скоростью. Для кристаллов положительных, наоборот, первый азимут определяется плоскостью поляризации луча необыкновенного.

Если на пластинку падали естественные лучи, то выходящие лучи не складываются в луч определенным образом эллиптически поляризованный, ибо амплитуды этих лучей, непрерывно меняясь, обладают лишь некоторым средним значением.

Положим, что на нашу пластинку падает прямолинейно поляризованный луч (амплитуда a), плоскость A колебаний которого составляет угол α с первым азимутом, причем мы α будем считать положительным по направлению от первого азимута ко второму. Тогда из пластинки выходит,

вообще говоря, эллиптически поляризованный луч. Положение эллипса и направление движения частиц эфира определяются амплитудами $a_1 = a \cos \alpha$, $a_2 = a \sin \alpha$, и разностью фаз φ или разностью хода δ , для которых мы имели формулы (5) и (6) на стр. 684. Угол α по существу не может быть больше 90° . Действительно, пусть A_1A_2 (рис. 526) направление колебаний луча падающего, P_1P_2 направление колебаний луча в кристалле, имеющего большую скорость, а Q_1Q_2 — луча, имеющего меньшую скорость.

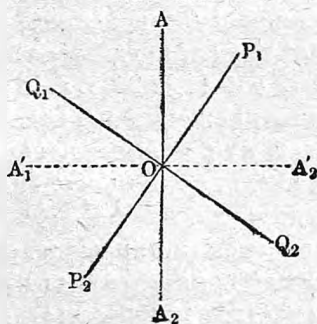
В таком случае первый и второй азимуты суть OP_1 и OQ_1 , или OP_2 и OQ_2 и $\angle \alpha = P_1OA_1 = P_2OA_2$. Движение происходит от OP_1 к OQ_1 или от OP_2 к OQ_2 , т. е. обратно движению часовой стрелки. Если повернуть плоскость A на 90° в положение $A_1'A_2'$, то азимуты будут OP_2 и OQ_1 или OP_1 и OQ_2 , и $\angle \alpha = P_2OA_1' = P_1OA_2'$. Движение происходит от OP_2 к OQ_1 или от OP_1 к OQ_2 , т. е. по часовой стрелке. Такое же изменение произошло бы при повороте самой пластинки на 90° около направления луча.

При повороте плоскости поляризации падающих лучей или самой пластинки на 90° , меняется направление движения по эллипсу (или по кругу).

Лучи, выходящие из пластинки, поляризованы по кругу, когда $\alpha = 45^\circ$ и $\delta = \left(n \pm \frac{1}{4}\right)\lambda$.

Пластинка „четверть волны“ (стр. 697) дает лучи, поляризованные по кругу, когда плоскость поляризации падающих на нее лучей составляет

Рис. 526.



углы в 45° с плоскостями P поляризации двух лучей, распространяющихся в пластинке.

Если $\delta = n\lambda : 2$, то из пластинки выходит луч, прямолинейно поляризованный; при n четном колебания в лучах падающем и выходящем параллельны; при n нечетном они расположены в различных квадрантах, симметрично относительно первого и второго азимутов. Пластинка „полволны“ поворачивает плоскость поляризации падающих на нее лучей на угол 2α , если одна из плоскостей P составляет угол α с первым азимутом.

Поворот плоскости поляризации падающего луча или самой пластинки на 180° не имеет влияния на характер луча, выходящего из пластинки.

Рассмотрим влияние анализатора (напр., николя или зеркала) на лучи, различным образом поляризованные.

Прямолинейно поляризованный луч дает при вращении анализатора на 90° попеременно полную темноту и максимум света. Этим свойством другие лучи не обладают, а потому полное потухание служит достаточным признаком прямолинейной поляризации.

Луч естественный и луч по кругу поляризованный дают при всех положениях анализатора одинаковую силу света.

Луч отчасти поляризованный и луч эллиптически поляризованный обнаруживают при вращении анализатора на 90° изменения силы света, колеблющейся между некоторым наибольшим и некоторым наименьшим значениями. Отсюда ясно, что анализатором нельзя отличить естественного луча от поляризованного по кругу, и отчасти поляризованного от поляризованного эллиптически.

Положим, что эллиптически поляризованный луч падает нормально на двупреломляющую пластинку, характеризованную направлениями первого и второго азимута и разностью хода δ . Падающий луч разлагается на два луча, поляризованные в этих азимутах; пусть a_1 и a_2 их амплитуды, φ_1 и φ_2 фазы в какой-либо момент у самой поверхности пластинки, причем a_1 и φ_1 относятся к колебанию, параллельному первому азимуту. Пусть $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_0$ и $\delta_0 = 2\pi\lambda : \varphi_0$; величина λ_0 представляет как бы разность хода двух лучей до вступления в пластинку. К этой величине пластинка прибавляет разность хода δ ; поэтому из пластинки, вообще, выходит луч эллиптически поляризованный, полученный, через складывание прямолинейно поляризованных лучей с амплитудами a_1 и a_2 и с разностью хода $\delta' = \delta_0 + \delta$. Отсюда получаются такие частные случаи:

Если эллиптически поляризованный луч пропустить через пластинку „четверть волны“ ($\delta = \lambda : 4$) так, чтобы два азимута пластинки совпадали с осями a и b эллипса, то из пластинки выйдет прямолинейно поляризованный луч, ибо в этом случае $a_1 = a$, $a_2 = b$, $\delta_0 = \lambda : 4$ или $3\lambda : 4$ и след. $\delta' = \lambda : 2$ или λ ; при этом $\operatorname{tg} \alpha = \pm b : a$, где α угол между направлением колебаний в выходящем луче и первым азимутом пластинки.

Если по кругу поляризованный луч пропустить через пластинку „четверть волны“, то при всех положениях пластинки выходящий луч будет прямолинейно поляризован, причем плоскость A поляризации будет составлять угол в 45° с первым азимутом пластинки. Направление от

первого азимута пластинки к плоскости A есть в то же время направление вращения частиц по кругу. Если по кругу поляризованный луч пропустить через пластинку „полволны“ или через две „четверти волны“, то выходящий луч будет опять поляризован по кругу, но направление вращения частиц по кругу будет обратное направлению первоначальному.

Если по кругу поляризованный луч пропустить через пластинку, в которой величину δ можно от нуля постепенно увеличивать, напр., через компенсатор Babinet, стр. 698, то последовательно получаются эллиптически, прямолинейно и по кругу поляризованные лучи см. т. I.

Если эллиптически поляризованный луч пропустить через такую пластинку (компенсатор), то последовательно получаются эллиптически и прямолинейно поляризованные лучи, в зависимости от значения величины $\delta' = \delta_0 + \delta$.

Мы видели, что анализатором нельзя отличить естественного луча от поляризованного по кругу, и луча отчасти поляризованного от поляризованного эллиптически. Теперь понятно, что отличить их можно, пропуская исследуемый луч сперва через пластинку четверть волны, а потом через анализатор. Лучи естественный и отчасти поляризованный ни при каких положениях пластинки и анализатора не исчезают. Эллиптически же поляризованный луч дает при определенном положении пластинки прямолинейно поляризованный луч, который и может быть вполне поглощен анализатором. По кругу поляризованный луч дает то же самое при всех положениях пластинки.

Таким образом явствует важное практическое значение пластинки „четверть волны“.

Заемствуем из курса Mueller-Pfaundler'a нижеследующую таблицку Mach'a для качественного анализа лучей.

A. Анализатор (без пластинки) при вращении не обнаруживает изменений силы света J .

I. Пластинка $\lambda : 4$ вставлена на пути лучей; если вращать анализатор, то J не меняется.

Лучи естественные.

II. Пластинка $\lambda : 4$; если вращать анализатор, то J меняется от наименьшего J_1 до наибольшего J_2 .

1. $J_1 = 0$. Лучи поляризованы по кругу.

2. $J_1 > 0$. Лучи отчасти поляризованы по кругу (смесь с лучами естественными).

B. Анализатор при вращении обнаруживает изменения силы света от J_1 до J_2 .

I. $J_1 = 0$. Лучи прямолинейно поляризованы.

II. $J_1 > 0$.

1. При определенном положении пластинки $\lambda : 4$ (азимуты пластинки должны совпадать с азимутами анализатора, которым соответствуют J_1 и J_2) и при вращении анализатора получается $J_1 = 0$.

Лучи эллиптически поляризованы.

2. При всех положениях пластинки $J_1 > 0$.

- а. Пластинка $\lambda : 4$ не меняет положений анализатора, при которых получаются J_1 и J_2 . Лучи отчасти линейно поляризованы.
- б. Пластинка $\lambda : 4$ меняет эти два положения анализатора. Лучи отчасти эллиптически поляризованы (смесь с лучами естественными).

Теперь легко понять, как определить направление и отношение осей эллиптически поляризованных лучей.

Положения главного сечения анализатора, когда сила света минимум J_1 и максимум J_2 , дают направления осей эллипса. Устанавливаем на максимум силы света, вводим пластинку $\lambda : 4$ так, чтобы ее первый азимут был параллелен одной из осей эллипса, и вращаем анализатор, пока не получим $J = 0$. Тангенс угла вращения равен отношению полуосей эллипса. Направление вращения есть в то же время направление движения по эллипсу.

Вместо пластинки $\lambda : 4$ можно воспользоваться компенсатором Babinet, установив его на разность хода $\delta = \pm \lambda : 4$.

Компенсатором Babinet можно исследовать эллиптически поляризованный луч более подробно, определяя отношение амплитуд a_1 и a_2 и разность фаз φ_0 двух лучей, прямолинейно поляризованных в заданных плоскостях P_1 и P_2 , и образовавших исследуемый луч. Для этого устанавливаем компенсатор на нулевое положение ($\delta = 0$, между скрещенными николями в белых лучах черная черта посреди поля зрения) и располагают его два главных сечения параллельно плоскостям P_1 и P_2 . Затем пропускают исследуемый луч, передвигают одну из призм компенсатора и вращают анализатор до тех пор, пока черная черта вновь не получится посреди поля зрения. Пусть теперь δ разность хода в компенсаторе и α угол вращения анализатора. Тогда начальная разность хода $\delta_0 = -\delta$ и след. $\varphi_0 = -2\pi\delta : \lambda$; далее $\operatorname{tg} \alpha$ равен отношению полуосей a_1 и a_2 .

Исследованием эллиптической поляризации, получающейся при различных случаях отражения и преломления, занимались весьма многие ученые: Jamin, Quincke, Kundt, Van der Willigen, Stokes, E. Wiedemann, Wernicke, Lundquist, Barczynski, K. E. F. Schmidt и др. Приборы, служащие для исследования эллиптически поляризованных лучей, построили еще Zehnder (1904), Бернадский (1905), Zakrzewski (1907), Lummer и Kynast (см. стр. 700) и др. Эллиптически поляризованные лучи получаются, как мы видели на стр. 624, при отражении под углом, который больше угла полного внутреннего отражения. На рис. 444 стр. 625 изображены два ромба Fresnel'я, из которых каждый вызывает разность фаз $\pi : 2$, или разность хода $\lambda : 4$. Ясно, что ромб Fresnel'я может заменить пластинку „четверть волны“. Измерения Jamin'а подтвердили правильность формул (28) и (29) стр. 624, данных Fresnel'ем. Об эллиптической поляризации лучей, отраженных

от металлов и от веществ, сильно поглощающих лучи, было упомянуто на стр. 629.

Voigt (1901) дал способ для исследования вида поляризации ультрафиолетовых лучей. Cotton показал, как определить направление движения в случае луча, поляризованного по кругу.

Рассмотрев всевозможные виды поляризованных лучей, скажем в заключение несколько слов об опытах Dove. Первый опыт был такой: лучи солнца падали на внутреннюю поверхность полого стеклянного конуса по направлению оси конуса, с которою образуя составляли угол в 45° . Угол падения был 55° , вследствие чего лучи, собравшиеся в одной точке оси, были поляризованы во всевозможных азимутах. Они казались неполяризованными. Далее Dove исследовал луч, выходящий из поляризатора, быстро вращающегося около направления луча; в другом опыте Dove заставлял вращаться поляризатор вместе с пластинкою $\lambda:4$, т. е. он вращал эллиптически поляризованный луч, не меняя отношения полуосей эллипса; наконец Dove вращал поляризатор при неподвижной пластинке $\lambda:4$, причем отношение и направление осей эллипса быстро менялись. Во всех трех случаях лучи не обнаруживали и следов поляризации.

Однако Airy показал, что луч, выходящий из вращающегося поляризатора, тождествен не с естественным лучем, но с совокупностью двух лучей, поляризованных по кругам, причем направление движения в одном луче происходит по направлению, в другом — обратно направлению движения часовой стрелки, а периоды вращения неодинаковы. При помощи такого луча Righi удалось воспроизвести световое явление, аналогичное биению звука (стр. 92). Ограничиваемся указанием на статью, в которой этот замечательный опыт описан.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 2.

Arago. Мém. de la prém. Cl. de l'Inst. 12, p. 93, 1812; Oeuvres compl. 7 p. 291; 10 p. 36, 58, 98, 368, 402; Glib. Ann. 40 p. 145, 1812; Ann. chim. et phys. (2) 17 p. 80; 258, 1821.

Biot. Мém. de la prém. Cl. de l'Inst. 12 p. 135, 1812; 13 I p. 1, 1812; 13, II p. 1, 31, 1812; Мém. d'Arceuil 3 p. 106, 13, 1813; Ann. chém. et phys. (2) 17 p. 225, 1821, Traité de physique 4, 1816.

Brewster. Phil. Trans. 1814 p. 187; 1818 p. 199; Treatise on New Philosophical Instruments. Edinb. 1813, p. 336.

Young. Quarterly Rev. 11 p. 42, 1814; Miscell. Works 1 p. 269.

Fresnel. Ann. chim. et phys. (2) 4 p. 298; 1817; 17 p. 102, 167, 312, 1821; Pogg. Ann. 12 p. 336, 1828; Oeuvres compl. 1 p. 394, 427, 455, 495, 523, 533, 538, 542, 545, 551, 609, 763, Pogg. Ann. 12 p. 336, 1828.

Airy. Camb. Trans. 4 p. 79, 198, 1831; Pogg. Ann. 23 p. 204, 1831; 26 p. 140, 1832.

F. Neumann. Pogg. Ann. 33 p. 257, 1834.

Ohm. Münch. Abhandl. 7 p. 265, 1853; Pogg. Ann. 90 p. 327, 1853.

Friess. W. A. 31 p. 90, 1884.

Zech. Pogg. Ann. 97 p. 129, 1856; 102 p. 354, 1857.

Lommel. Pogg. Ann. 120 p. 69, 1863; W. A. 18 p. 56, 1883.

J. Mueller. Pogg. Ann. 33 p. 282, 1834; 35 p. 95, 1835.
Bertin. Ann. chim. et phys. (3) 63 p. 57, 1861; (6) 2 p. 481 1884; C. R. 53 p. 1213, 1861.

Macé de Lépinay. J. de phys. (2) 2 p. 162, 1883.

Pilgrim. Einige Aufgaben der Wellen- und Farbenlehre des Lichtes. Progr. der Realanstalt in Cannstadt, 1901.

К § 3.

Descloiseaux. Ann. des mines (6) 6 p. 572, 1864 Pogg. Ann. 126 p. 403, 1865.

Groth. Pogg. Ann. 144 p. 49, 1871.

Laspeyres. Instr. 2 p. 14 54, 1882.

Czapski. N. Jahrb. f. Mineral. Beil. 7 p. 500, 1891.

Bertin. См. выше.

Fuess. Jahrb. f. Mineral. Beil. 7 p. 1890.

Федоров. Труды Геол. Ком. 10 № 2; Ztschr. f. Kryst. 22 p. 229.

К § 7.

Savart. Pogg. Ann. 49 p. 292, 1840.

К § 8.

Brauns. Die opt. Anomalien der Krystalle, Leipzig 1891 (Preisschr. d. Jablonowsk. Ges. № 29).

Dufet. J. de phys. (4) 1 p. 418, 1902; Bull. soc. miner. 24 p. 355, 1901.

Hauswaldt. Interferenzerscheinungen an doppelt brechenden Krystallplatten in konvergentem, polarisiertem Licht. Magdeburg, 1902.

К § 9.

Descloiseaux. Ann. chim. et phys. (3) 67 p. 191 1863.

К § 10.

Voigt. W. A. 22 p. 234, 1884.

K. E. F. Schmidt. W. A. 35 p. 360, 1888.

Macé de Lépinay. J. de phys. (2) 10 p. 204, 1891.

Jamin. Ann. chim. et phys. (3) 29; Pogg. Ann. Ergbd. 3 p. 232, 269, 1853.

Bravais. Ann. chim. et phys. (3) 43 p. 139, 1855.

Lummer u. Kynast. Annal. d. Phys. (4) 22 p. 721, 1907.

К § 11.

Adams. Proc. phys. Soc. 1 p. 152; Phil. Mag. (5) 8 p. 275 1879.

Kirchoff. Pogg. Ann. 108 p. 567, 1859.

Lang. Ztschr. f. Krystall. 2 p. 492.

Klein. Berl. Ber. 1900 p. 248; 1905 p. 94.

К § 12.

Fresnel. Ann. chim. et phys. (2) 4 p. 298, 1817; (2) 20 p. 376, 1822. Oeuvres compl. 1 p. 691, 713.

Brewster. Phil. Trans. 1814, p. 431; 1815 p. 1, 29, 60; 1816 p. 46, 156 1830 p. 87; Edinb. Trans. 8 p. 281, 353, 1817; Pogg. Ann. 19 p. 527, 1830.

Wertheim. C. R. 32 p. 289, 1851; 33 p. 576, 1851; 35 p. 276, 1852 Ann. chim. et phys. (3) 40 p. 156, 1854.

Mach. Pogg. Ann. 146 p. 313, 1872.

F. Neumann. Pogg. Ann. 54 p. 449, 1841; Berl. Abhandl. 1841.

Kundt. Pogg. Ann. 123 p. 541, 1864; 151 p. 126, 1874.

Pockels. W. A. 37 p. 144, 269, 372, 1889; D. A. 7 p. 745, 1902; 9 p. 220, 1902; Phys. Ztschr. 2 p. 693, 1901.

- Filon.* Cambr. Proc. 11 p. 478, 1902; 12 p. 55, 313, 337, 1903.
Ambrohn. Ber. math.-phys. Kl. k. sächs. Ges. d. Wiss. 1898.
Hopkinson. Messag. of Mathem. 8 p. 168, 1879.
Rayleigh. Phil. Mag. (6) 1 p. 169, 1901; Arch. Néerl. (2) 5 p. 32, 1900.
Czapski. W. A. 42 p. 319, 1891.
 Влияние давления на кристаллы:
Klocke. N. Jahrb. f. Mineral. 2 p. 249, 1881.
Brauns. H. Jahrb. f. Mineral. 7 p. 232, 1886.
Macé de Lépinay. Ann. chim. et phys. (5) 19 p. 1, 1880.
Sacerdote. Ann. chim. et phys. (6) 20 p. 289, 1900.
Klein. Berl. Ber. 1890 p. 724.
Pockels. Diss. Göttingen 1889; W. A. 37 p. 144, 269, 1889; 39 p. 440, 1890.
Dongier. Ann. de chim. et phys. (7) 14 p. 448, 1898.
 Двойное лучепреломление в других твердых телах:
E. Wiedemann u. Lüdeking. W. A. 25 p. 145, 1885.
Lüdeking. W. A. 35 p. 552, 1888; 37 p. 172, 1889.
Tützen-Hennig. W. A. 35 p. 467, 1888.
Maurer. W. A. 28 p. 628, 1886.
Fraas. W. A. 53 p. 1074, 1894.
Bjerken. Diss. Upsala 1890; W. A. 43 p. 808, 1891.
Bruce. V. Hill. Phil. Mag. (6) 2 p. 524, 1901.
Leick. Diss. Greifswald, 1903; Annalen d. Phys. (4) 14 p. 139, 1904.
Quincke. Annalen d. Phys. (4) 7 p. 688, 1902; 14 p. 849, 1904; 15 p. 1, 1904; Berl. Ber. 1904 p. 258.
Ebner. Anisotropie organisierter Substanzen, Leipzig, 1882.
Kaempf. Ber. k. sächs. Ges. d. Wiss. 56 p. 123, 1904; Annalen d. Phys. (4) 16 p. 308, 1905.
Kundt. W. A. 27 p. 59, 1886.
Dessau. W. A. 29 p. 353, 1886.
Biot. Mém. de l'Acad. r. des sc. 18 p. 59, 1842.
Braun. Phys. Ztschr. 5 p. 199, 1904; Annalen d. Phys. (4) 16 p. 278, 1905; 17 p. 364, 1905.
Wiener. Phys. Zeitschr. 5 p. 332, 1904.
Bergholm. Annal. d. Phys. (4) 43 p. 1, 1914.
 Двойное лучепреломление в жидкостях:
Де-Мец. (Обзор) Ж. Р. Ф. X. Общ. 34 p. 505—555, 1902; Scientia, Série phys. mathem. № 26, 1906.
Wertheim. C. R. 32 p. 144, 1851.
Kundt und Lehmann. Pogg. Ann. 153 p. 10, 1874.
Maxwell. Pogg. Ann. 151 p. 151, 1874.
Mach. Pogg. Ann. 146 p. 313, 1872; Optisch-akustische Versuche, Prag, 1873 p. 25.
De Metz. C. R. 134 p. 1353, 1902; W. A. 35 p. 497, 1888; Записки матем. Отдел. Новоросс. Общ. естествоисп. 9, 1889.
Kundt. W. A. 13 p. 110, 1881.
Umlauf. W. A. 45 p. 304, 1892.
Almy. Phil. Mag. (5) 44 p. 499, 1897.
Hill. Phil. Mag. (5) 48 p. 485, 1899; (6) 2 p. 524, 1901.
Ф. Н. Шведов. J. de phys. (2) 8 p. 341, 1889; 9 p. 34, 1890; (4) 1 p. 49, 1892; Rapports pres. au Congrès de phys., 1 p. 478, Paris 1900.
Reiger. Phys. Ztschr. 2 p. 213, 1901.
Natanson. Bull. de l'Acad. de sc. de Cracovie, Classe des sc. math. et natur. 1901 p. 95, 161; 1903 p. 283; 1904 p. 1, 103; Journ. de Phys. (4) 4 p. 183, 1905; Phil. Mag. (6) 2 p. 469; 1901; Ztschr. f. phys. Chemie 39 p. 355, 1901.
Бернацкий. Ж. Р. Ф. X. Общ. 37 p. 39, 1905.
Zakrzewski. Bull. de l'Ac. des sc. de Cracovie 1904 p. 50.
Zaremba. Bull. de l'Ac. des sc. de Cracovie 1903 p. 58, 380, 403, 594, 614, 1904 p. 97; Journ. de Phys. (4) 3 p. 606, 1904.

ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ.

Вращение плоскости поляризации.

§ 1. Вращение плоскости поляризации. Вращение в кварце. Если прямолинейно поляризованный луч распространяется в некоторых телах, то плоскость поляризации, неизменная в данной точке луча, меняется вдоль луча от одной точки к соседней, вращаясь в каком нибудь определенном направлении. Если мы в каждой точке луча проведем перпендикулярно к лучу по направлению колебания в этой точке в обе стороны прямую $2a$, где a амплитуда колебаний, то концы этих прямых расположатся вдоль двух винтовых линий на прямом цилиндре, радиус основания которого равен a . Луч, вышедший из такого вещества оказывается вновь прямолинейно поляризованным; направление колебаний в нем определяется направлением колебания, которое имело место у самой поверхности выхода луча из тела. Плоскость поляризации выходящего луча составляет некоторый угол α с плоскостью поляризации луча, вступившего в данное тело. Про такое тело мы говорим, что оно вращает плоскость поляризации, или, что оно оптически деятельно. Вращение может происходить направо или налево, причем эти два направления установлено считать от наблюдателя, к которому луч приближается. Соответственно и вещество называется вращающим направо или налево; иногда „правый“ или „левый“ прибавляется к названию вещества, когда химический состав двух веществ один и тот же (изомерия), и различное направление вращения является одним из главных их отличительных признаков. Примерами могут служить правая винная кислота и левая винная кислота, правый кварц и левый кварц и т. д.

Следует отличать два случая оптической деятельности:

1. В кристаллах неорганических и органических веществ.
2. В различных органических соединениях, жидких или растворенных.

В первом случае причина оптической деятельности заключается в особенностях внутреннего строения кристалла; во втором же — в особенностях внутреннего строения молекулы.

Прежде всего познакомимся ближе с самим явлением вращения плоскости поляризации и рассмотрим для этого вращение в кварце.

Явление вращения плоскости поляризации в кварце было открыто Arago в 1811 г.; Biot (1813—1818) подробно изучил это явление, а Fresnel (1818, 1822) первый дал теоретическое его объяснение. Вращение происходит в кварце, кристалле одноосном, когда луч распространяется параллельно оси, т. е. в направлении, в котором двойного лучепреломления не происходит.

Если пользоваться однородным светом, поставить два николя на темноту и затем между ними поместить пластинку кварца, вырезан-

ную перпендикулярно к оси, то появляется свет, который, однако, при некотором повороте анализатора вполне исчезает. Это показывает, что лучи, вышедшие из кварца, прямолинейно поляризованы, но что плоскость поляризации претерпела в кварце вращение на угол α , равный углу, на который пришлось повернуть анализатор, чтобы восстановить темноту. Смотря по направлению, в котором был повернут анализатор (при тонкой пластинке), отличают два рода кварца, встречающихся в природе: уже упомянутые выше кварц правый и кварц левый. Если луч, прошедший, напр., через первый кварц отразить так, чтобы он пошел обратно по прежнему направлению, то его плоскость поляризации вновь повернется „направо“, причем наблюдатель предполагается находящимся на другой стороне от кварцевой пластинки, ибо луч должен всегда идти к нему. Ясно, что два вращения, претерпеваемые лучем при прохождении через кварц туда и обратно, в действительности имеют направления противоположные, и что плоскость поляризации в конце концов остается прежнею. Если поляризованный луч проходит через кварц туда и обратно, то окончательное вращение плоскости поляризации равно нулю.

Biot дал четыре закона, относящиеся к вращению в кварце:

Закон I. Величина вращения α пропорциональна толщине h пластинки.

Закон II. Величина вращения α для луча данной длины волны одинакова в кварцах правом и левом.

Закон III. Если сложить несколько пластинок кварца, то вращение равно алгебраической сумме вращений, вызванных отдельными пластинками.

Закон IV. Величина вращения α зависит от длины волны λ луча; она приблизительно обратно пропорциональна λ^2 .

Мы увидим, что вторая часть закона IV даже в такой осторожной формулировке принята быть не может. Но во всяком случае верно, что вращение α быстро возрастает с уменьшением λ . Говоря, вообще, о величине вращения α для данного λ и данного твердого тела, подразумевают обыкновенно вращение в слое, толщина h которого 1 мм. Чтобы показать, в каких пределах α меняется в зависимости от λ , укажем на крайние числа. Для инфракрасного луча $\lambda = 2,14 \mu$ Carvallo находит $\alpha = 1^\circ,63$; для $\lambda = 1,715 \mu$ Moreau находит $\alpha = 1^\circ,83$; Hupe находит даже

$$\alpha = 0^\circ,58 \text{ для } \lambda = 2,9 \mu.$$

Между тем Soret и Sarasin нашли (для линии *Cd* 26, стр. 325)

$$\alpha = 235^\circ,972 \text{ для } \lambda = 0,21444 \mu.$$

Величину α для кварца определяли Biot, Broch, Stefan, v. Lang, Gumlich, Buisson (1906) для лучей видимых; Soret и Sarasin для лучей видимых и ультрафиолетовых; Desains и de La Provostaye, Desains, Hussel, Carvallo, Moreau, Hupe и Dongier (1897) для лучей инфракрасных.

Числа Broch'a (1846) ясно показывают, что правило Biot ($\alpha\lambda^2 = \text{Const.}$) не верно. Он нашел для лучей, соответствующих фраунгоферовым линиям (1 мм. кварца);

	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	
$\alpha = 15^{\circ},30$	17 ^o ,24	21 ^o ,67	27 ^o ,46	32 ^o ,50	42 ^o ,20
$\alpha\lambda^2 = 7238$	7429	7511	7596	7622	7842.

Gumlich (1896) находит для линии *D* при 20° вращение $\alpha = 21^{\circ},7182$.

Для инфракрасных лучей Carvallo (1802) нашел, пользуясь термоэлектрическим столбиком, следующие числа, исправленные Dongier (1898):

$\lambda = 1,08 \mu$	1,45 μ	1,77 μ	2,14 μ
$\alpha = 6^{\circ},18$	3 ^o ,43	2 ^o ,28	1 ^o ,60.

Moreau (1893), пользуясь также столбиком, нашел

$\lambda = 0,842 \mu$	0,944 μ	1,126 μ	1,244 μ	1,419 μ	1,543 μ	1,715 μ
$\alpha = 10^{\circ},28$	7 ^o ,95	5 ^o ,53	4 ^o ,21	3 ^o ,21	2 ^o ,32	1 ^o ,83.

Hure (1894) пользовался болометром; он находит

$\lambda = 0,80 \mu$	0,90 μ	1,10 μ	1,40 μ	1,60 μ	1,77 μ	2,00 μ	2,90 μ
$\alpha = 41^{\circ},44$	8 ^o ,98	5 ^o ,94	3 ^o ,62	2 ^o ,76	2 ^o ,35	1 ^o ,53	0 ^o ,58

Dongier (1898), пользуясь термоэлектрическим столбиком, нашел

$\lambda = 0,761 \mu$	0,868 μ	0,940 μ	1,035 μ	1,369 μ	1,744 μ	2,20 μ
$\alpha = 12^{\circ},59$	9 ^o ,63	8 ^o ,14	6 ^o ,66	3 ^o ,70	2 ^o ,22	1 ^o ,66.

Наиболее согласуются между собою наблюдения Carvallo и Dongier.

Если прямолинейно поляризованные белые лучи проходят через кварц, то выходящий луч представляет совокупность прямолинейно поляризованных лучей различной длины волны λ , плоскости поляризации которых расположены в различных азимутах. Направления колебаний, которые сперва для всех λ лежали в одной плоскости, после выхода из кварца как бы веерообразно расходятся. При толщине пластинки в 1 мм. расхождение плоскостей поляризации для видимых лучей составляет приблизительно 36° (от 14° до 50°). Это явление называется дисперсией плоскостей поляризации или вращательной дисперсией.

Если белый луч, прошедший через кварцевую пластинку, попадет в анализатор, то различные его составные части будут поглощены в неодинаковой степени; вполне поглощена будет, строго говоря, только одна часть, соответствующая определенному λ . Отсюда ясно, что свет, вышедший из анализатора, окрашен, и что окраска должна меняться при всяком изменении положения анализатора или величины вращения. Мы знаем, что пластинка, вырезанная из одноосного кристалла перпендикулярно к оси, окраски между николями не обнаруживает. Оказывается, что кварц все-таки дает цвета, но по совершенно дру-

гой причине, чем напр., пластинка, вырезанная параллельно оси. И характер явления другой. Если кварцевую пластинку вращать, то цвета не меняются. Вращение же пластинки, вырезанной параллельно оси, вызывает изменения окраски, подробно разобранные на стр. 686, здесь возможны и отсутствие окраски и полная темнота. Кварцевая пластинка дает окраску при всех положениях николей. Когда николи скрещены, то исчезает цвет, для которого вращение 180° . При параллельных николях исчезает цвет, для которого вращение 90° . Когда исчезает желтый цвет, то получается тот чувствительный оттенок, о котором было сказано на стр. 679. Когда желтый луч повернут на угол α , то чувствительный оттенок получается при угле между николями, равном $\alpha \pm 90^\circ$. Для кварцевой пластинки, правой или левой, толщина которой $h = 3,75$ мм., угол вращения желтого луча равен $\pm 90^\circ$. Отсюда ясно, что кварцевая пластинка, толщина которой 3,75 мм., дает чувствительный оттенок между параллельными николями. Малейшее вращение анализатора или введение на пути лучей вещества, также оптически деятельного, меняет оттенок, приближая его к красному или синему.

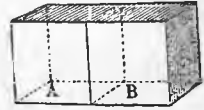
Важную составную часть некоторых приборов составляет так называемый бикварц *Soleil*'я, состоящий из двух кварцевых пластинок *A* и *B* (рис. 527), одной правой, другой левой, склеенных боковыми поверхностями; их толщина 3,75 мм. Между параллельными николями обе половины представляются окрашенными в чувствительный цвет. При малейшем вращении анализатора цвета обеих половин меняются как бы в противоположные стороны, к красному и к синему; малейшее неравенство цветов весьма заметно. Иногда придают бикварцу форму круглой пластинки, две половины которой склеены по диаметру. Если толщину бикварца удвоить, т. е. сделать ее равной 7,5 мм., то обе половины окрашены в чувствительный цвет, когда николи скрещены.

Переходим к явлениям, наблюдаемым в сходящихся лучах. Мы видели (стр. 689), что пластинка одноосного кристалла, вырезанная перпендикулярно к оси, дает в сходящихся лучах ряд цветных колец, перерезанных темным крестом, когда николи скрещены и светлым крестом, когда николи параллельны. Середина неокрашена, так как вдоль оси двойного лучепреломления не происходит. Пластинка кварца дает, однако, окрашенную середину, причем окраска зависит, как мы видели, от толщины пластинки, от направления вращения и от угла между николями. Ветви креста не доходят до середины, так что получается фигура, изображенная на рис. 528, когда николи скрещены. При параллельных николях темные полосы заменяются светлыми. Особенно замечательно, что цветные фигуры только при указанных двух положениях николей суть круги. При других положениях николей круги принимают форму, напоминающую квадраты с закругленными углами, причем диагонали делят пополам острый и тупой углы между главными сечениями николей. Посреди поля появляется крестовидная окрашенная фигура. *Airy*, который теоретически разобрал большой ряд случаев получения цветных фигур при раз-

личных комбинациях двупреломляющих и вращающих пластинок, вполне объяснил происхождение и только-что описанной фигуры.

Из других комбинаций, рассмотренных Airy, укажем еще на одну. Если поместить в сходящихся лучах между николями две наложенные друг на друга пластинки кварца, вращающие одна направо, другая налево, то получаются так называемые спирали Airy, изображенные на рис. 529. Если свет из поляризатора вступает сперва в пластинку, вращающую налево, то получается рис. 529,*a*; при обратном порядке пластинок спирали расположены, как показано на рис. 529,*b*.

Рис. 527.



При исследованиях в ультрафиолетовом свете часто употребляют кварцевые линзы, оптическая ось которых во избежание двойного преломления, делается параллельной оси кристалла. Однако подобные линзы вызывают поворот плоскости поляризации, различный для разных мест линзы, что может часто осложнять исследование, напр., если подобная линза внесена между скрещенными николями. Гершун (1903) дал полную теорию прохождения поляризованного света сквозь такую линзу. На подобное влияние кварцевых линз указывал также Wood (1903).

Рис. 528.

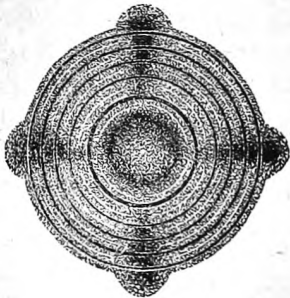
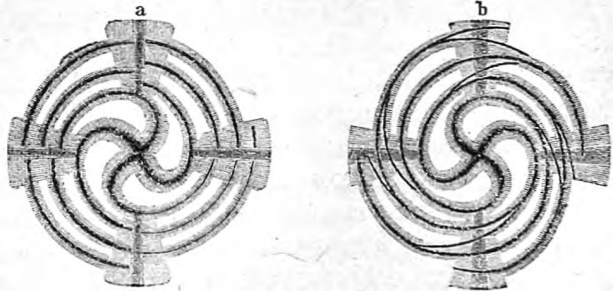


Рис. 529.



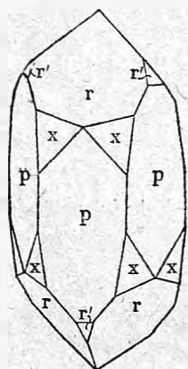
§ 2. Вращение плоскости поляризации в других телах. Кроме кварца существует весьма большое число твердых и жидких тел, вращающих плоскость поляризации. Для твердых кристаллических тел оптическая деятельность неразрывно связана с определенным геометрическим свойством формы кристалла. В т. I мы указали особую диссиметрию расположения граней, которая дает энантиморфные формы, из которых одна может быть рассматриваема, как зеркальное изображение другой. На соответственных рисунках были изображены примеры таких форм. Энантиморфизм есть необходимое условие вращательной способности кристалла, причем из двух энантиморфных кристаллов один вращает направо, другой налево. Однако энантиморфизм не есть достаточное условие оптической деятельности. Существуют вещества, кристаллизующиеся в двух энантиморфных формах и, однако, не обнаруживающие явления вращения плоскости поляризации. Любопытный пример двойника (т. I) представляет бразильский кварц, в особенности его фиолето-

вая разновидность — аметист. На нем встречаются плоскости x , расположенные и справа и слева от ребра, как видно на рис. 530. Brewster открыл, что аметист есть двойник правого и левого кварцев, иногда чередующихся слоями так, что пластинка, вырезанная перпендикулярно к оси, дает спирали Airy.

Marbach открыл, что хлорноватокислый натрий ($NaClO_3$), далее бромноватокислый натрий ($NaBrO_3$) и двойная уксуснокислая соль натрия и уранила, $NaUO_2(C_2H_3O_2)$, принадлежащие к правильной системе, вращают плоскость поляризации.

В кристаллах правильной системы (сюда относится еще соединение $Na_3SbS_4 + 9H_2O$) вращение происходит, в каком бы направлении луч ни проходил через кристалл. В одноосных кристаллах гексагональной и квадратной систем вращение происходит только, когда луч имеет направление оптической оси. К одноосным кристаллам, вращающим плоскость поляризации, относятся, кроме кварца, еще киноварь, двойные сернокислые соли калия и натрия, лития и рубидия, лития и аммония, двойная сернокислая соль калия и лития, иоднокислый натрий, дитионовокислые соли калия, кальция, стронция и свинца, и небольшое число органических соединений, между ними сернокислый стрихнин и камфора матико ($C_{10}H_{16}O$).

Рис. 530.



Огромным вращением обладает киноварь. Descloiseaux нашел, что для желтого света вращение (слой в 1 мм.) равно 325° ; оно в 15 раз больше вращения в кварце.

Прежде единственный случай вращения плоскости поляризации в двуосных кристаллах был известен для кристаллов одноосных, но подвергнутых давлению. Этот случай был изучен Beaulard'ом и Dongier (1896) и др. В последнее время, однако, как на основании теоретических соображений, так и непосредственным наблюдением установлено, что вращение плоскости поляризации возможно и в двуосных кристаллах. В этой области работали Pockels, Weber, Pocklington, Sommerfeld, Wiener, Chipart, Dufet и Voigt.

Возможность такого явления, на основании теоретических соображений, была уже раньше указана Mac-Cullagh'ом, Verdet, Clebsch'ом, Boussinesq'ом, Gibbs'ом, Goldhammer'ом и др.

Впервые наблюдал это явление Pocklington (1901), изучивший вращение в кристаллах тростникового сахара и сегнетовой соли $NaK(C_4H_4O_6) + 4H_2O$. Он нашел в направлении, перпендикулярном к плоскости спайности, левое вращение в 22° на 1 см., а в направлении другой оси — правое вращение в 64° на 1 см. Затем Dufet наблюдал и измерял вращение в целом ряде двуосных кристаллов, напр., в аммиачной сегнетовой соли $NH_4N(C_4H_4O_6) + 4H_2O$, сернокислом магнии ($MgSO_4 + 7H_2O$), фосфорно-однатровой соли ($NaH_2PO_4 + 2H_2O$), винной кислоте и рамнозе $C_8Hq(C_2H_3O_5)$. Последнее вещество обнаружило для обеих осей левое вращение, но различное по величине. Для оси с более сильным вращением

получилась формула

$$\alpha = 59,68 + 7,69 \frac{1}{\lambda^2} + 5,69 \frac{1}{\lambda^4}.$$

Для $\lambda = 0,6708 \mu$ (*Li*) $\alpha = 104^\circ$, для $\lambda = 0,4358 \mu$ (*Hg*) $\alpha = 261^\circ$ на 1 см.

Соответственные величины для кварца суть: $98^\circ,2$ и $246^\circ,8$ т. е. того же порядка.

Voigt (1905) определил своеобразную форму волновой поверхности, отвечающей этому случаю.

Существуют немногие тела, которые оптически деятельны, как в кристаллическом, так и в аморфном или растворенном состоянии. До 1898 г. было известно восемь таких тел: сернокислый стрихнин (*Descloiseaux*), виннокислые соли рубидия и цезия, камфора матико и еще четыре органические соединения. Принадлежность сюда же амиламиновых квасцов (*Le Bel*) оспаривает Wugouboff (1886). В названных веществах как строение молекулы, так и строение кристалла, независимо друг от друга, вызывают вращение. Wugouboff (1894) нашел, что раствор виннокислой соли рубидия вращает налево, когда кристаллы вращают направо, и наоборот. Другие одноосные кристаллы теряют способность вращать, если их растворить или плавлением перевести в аморфное состояние (кварц, киноварь и др). Некоторые вещества вращают в растворе и в аморфном виде, но в кристаллическом не вращают.

Рассматривая вращение в жидкостях (относя сюда и растворы) и в газах, мы должны ввести понятие об удельном вращении. Biot вывел из своих измерений, что вращение раствора зависит только от количества деятельного вещества, заключенного в единице объема раствора и почти не зависит от рода недействительного растворителя. Если δ плотность раствора, σ отношение веса растворенного вещества к весу самого раствора, l длина столба жидкости, через который проходит луч, и, наконец, α вращение в столбе l , то величина

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{l\delta\sigma} \dots \dots \dots (1)$$

есть то, что Biot назвал удельным вращением растворенного вещества. Величину l обыкновенно измеряют в дециметрах. Молекулярным вращением принято называть величину

$$\alpha_m = \frac{P}{110} [\alpha] \dots \dots \dots (2)$$

где P молекулярный вес растворенного вещества.

Удельным вращением жидких тел (не растворов), которые сами по себе вращают, называется величина

$$[\alpha] = \frac{\alpha}{l\delta} \dots \dots \dots (3)$$

где δ плотность жидкости.

Удельное вращение раствора сахара для желтого света около 66° ; для кварца удельное вращение равнялось бы 830° (1 dm. вращает при-

мерно на 2400°). Nasini нашел, что $[\alpha]$ особенно велико у сантонина (202° для D), сантонида (700°) и парасантонида (897°). Последнее вещество дает для луча $\lambda = 0,4226 \mu$ величину $[\alpha] = 2963^\circ$. Величина $[\alpha]$ не есть, однако, величина определенная для данного вещества и при данной температуре. Оказывается, что она несколько меняется в зависимости от концентрации раствора и от рода растворителя, как показал Biot. Этим вопросом занимался особенно Landolt. Он нашел, что $[\alpha]$, вообще, может быть выражено эмпирической формулой вида

$$[\alpha] = A + Bq + Cq^2 \dots \dots \dots (4)$$

где q весовое количество растворителя в 100 весовых частях раствора. Так, для раствора камфоры в алкоголе

$$[\alpha] = 54^\circ,38 - 0,1614 q + 0,000369 q^2.$$

Для раствора терпентинного масла в алкоголе

$$[\alpha] = 36^\circ,974 + 0,0048164 q + 0,0001331 q^2.$$

Слабый раствор яблочной кислоты вращает налево, крепкий раствор — направо; Schneider находит для нее

$$[\alpha] = 5^\circ,891 - 0,08959 q,$$

считая вращение направо положительным. При $q = 65,7$ получается $[\alpha] = 0$. Для раствора тростникового сахара $[\alpha]$ сравнительно мало меняется в зависимости от q .

Замечательное явление обнаруживают разные сорта сахара (глюкоза, лактоза и др.). Явление это открыто Debrunfaut'ом (1846) и состоит в том, что свежеприготовленный раствор обладает очень большим вращением, быстро падающим, и через несколько часов достигающим нормального значения. Явление это изучали многие ученые, в последнее время Roux, Trey и Hudson (1903). Объяснение этого явления лежит в обстоятельстве, открытом Tanget, который нашел, что эти сорта сахара известны в трех формах, обозначаемых знаками α , β и γ . Так, напр., глюкоза α — есть обычная твердая глюкоза, для которой вращение больше 106° . В растворах образуется форма β с вращением в $52^\circ,5$. Другая твердая глюкоза (γ), найденная тоже Tanget, имеет вращение в 22° . Roux изучал глюкозы α и γ , причем в растворах γ глюкоза обнаружилась возрастание вращений, начиная с $19^\circ,8$, наоборот α -глюкоза обнаружила падение вращений. В обоих случаях окончательное значение вращений оказалось $52^\circ,5$. Отклонение от окончательного значения (y) может быть выражено как функция времени в форме: $y = y_0 : k^t$, где k — постоянная величина.

Смесь глюкоз α и γ дала в растворе вращение $52^\circ,6$, т. е. превратилась в глюкозу β . Аналогичные результаты получил Roux для лактозы, вращение которой было обстоятельно изучено Trey, особенно в смысле влияния примесей на величину вращений.

Особенно сильно меняется $[\alpha]$ в зависимости от рода растворителя для растворов алкалоидов, как показал Oudemans. Так, удельное вращение раствора бруцина в алкоголе равно 35° , а в хлороформе, смотря по концентрации, от 119° до 127° . Oudemans нашел далее, что в слабых растворах солей, содержащих оптически деятельный ион, вращение есть аддитивное свойство (см. т. I). Так, с одной стороны вращение солей алкалоидов не зависит от кислоты, а с другой — вращение солей хинной кислоты почти одинаковое для металлов *K*, *Na*, *Ba*, *Sr*, *Mg* и для NH_4 . Patterson (1901—1905) произвел обширные исследования по вопросу о влиянии растворителя на величину вращения.

Огромный интерес представляет тот факт, что присутствие в растворе некоторых посторонних веществ чрезвычайно усиливает вращение. Такое усиление вызывается, напр., окислами бора, сурьмы, мышьяка, молибдена и вольфрама. Но самый замечательный пример открыл Walde (1897), а именно в солях уранила (UO_2). Приведем числа для левой яблочной кислоты. Ее удельное вращение для желтого луча равно $[\alpha]_D = -0^\circ,77$. Если к раствору прибавить едкого кали (KHO), то вращение возрастает до $-3^\circ,0$. Азотнокислый уранил [$UO_2(NO_3)_2 + 6H_2O$] доводит вращение до -11° . Но при некоторой определенной концентрации щелочи и уранила (1 молекула кислоты на 4 молекулы щелочи и 1—4 молекулы азотнокислого уранила) вращение доходит до -475° , т. е. увеличено более, чем в 500 раз.

В последнее время появилось много работ относительно влияния подмесей на вращательную способность растворов. Сюда относятся работы Milroy (1904), Rimbach и Schneider (1903), Rimbach и Weber (1905), Grossmann (1906), Grossmann и Pötter (1905) и др. Влияние подмесей было впервые подмечено Gernez'ом (1889), а именно, влияние подмеси соединений молибдена и вольфрама на яблочную кислоту. Rimbach и Schneider нашли, что соединения циркона также увеличивают вращательную способность, напр., у хинной кислоты ($(HO)_4C_6H_7CO_2H$.

Biot открыл (1818), что пары терпентинного масла также вращают плоскость поляризации. Gernez наблюдал в парах терпентинного масла, камфоры и других веществ; он нашел, что удельное вращение одинаково в жидком и в парообразном состояниях. Отступления от этого правила нашли Guye и Amaral, хотя разница в значениях $[\alpha]$ для жидкого и для газообразного состояний для всех исследованных веществ (кроме валерианового алдегида) невелика. Сахар и винная кислота одинаково вращают в растворе и в аморфном состоянии. F. Neumann и Verdet показали, что закручивание твердого тела должно вызвать в нем вращение плоскости поляризации луча, проходящего по направлению оси вращения. Ewell (1899) подтвердил этот вывод опытами над стеклом и желатиной; вращение происходит по направлению, обратному кручению. Перечни оптически деятельных органических веществ с указанием величины и направления вращения можно найти в книге Landolt'a: Das optische Drehungsvermögen organischer Substanzen. Braunschweig, 1898 (изд. 2-ое) и в Physikalisch-chemische Tabellen von H. Landolt und R. Boern-

stein (последнее издание). Ограничиваемся указанием на немногие вещества.

Направо вращают: тростниковый сахар, молочный сахар, мальтоза, декстроза, крахмал, декстрин, гликоген, правая винная кислота и ее соли, яблочная кислота, полученная из правой винной кислоты, валериановая кислота, правое терпентинное масло или аустрален (из *pinus balsamica, australis, silvestris, nigra* и *abies*), многие эфирные масла, борнеол, различные сорта камфоры, различные алкалоиды и т. д.

Налево вращают: левулоза, маннит, левая винная кислота и ее соли, естественная яблочная кислота, левое терпентинное масло и теребентен (из *pinus maritima, larix, picea* и *pumilio*), многие эфирные масла (напр., розовое), различные сорта камфоры, клейковые и белковые вещества (альбумины, казеин, пептоны) и многие алкалоиды, напр., хинин, морфин, наркотин, папаверин, стрихнин, бруцин, никотин, аконитин и др.

Обращаемся к классическим работам Pasteur'a, приведшим к установлению понятия рацемии, и к отделению рацемических тел. В 1830 г. Berzelius открыл виноградную кислоту (*acidum racemicum*), и нашел, что она по химическому составу тождественна с винной кислотой, но что соли ее не вращают, тогда как винная кислота вращает вправо. Pasteur изучал кристаллизацию виннокислого натрия-аммония и заметил, что существуют две энантиоморфные кристаллические формы, которые, однако, разделяются путем простой механической сортировки. Раствор одной соли оказался при этом правовращающим, тогда как другой вращал влево. Ему удалось выделить и соответственные кислоты, причем правовращающая оказалась тождественной с обычной винной кислотой, тогда как другая, обладая тем же химическим составом, оказалась вращающей влево. При смешении концентрированных растворов этих двух кислот, Pasteur получил недеятельную виноградную кислоту. Этим опытом было впервые доказано, что в природе возможно существование таких оптически недеятельных тел, которые представляют из себя смесь двух, одинаковых по своему химическому составу тел, и обладающих одинаковыми вращениями, но в противоположные стороны. Такие тела получили название рацемических (от *racemus* = гроздь), а самое явление называется рацемией. Составные части отмечаются буквами *l* (*laevo*-) и *d* (*dextra*). Так, напр., виноградная кислота распадается на *l*- и *d*-винные кислоты.

Объяснение примененного Pasteur'ом способа разделения 2-х кислот дано было лишь впоследствии, когда van't Hoff (1886) установил понятие о температуре перехода, и Scacchi нашел, что винограднокислый натрий-аммоний выкристаллизовывается из растворов при температуре выше 28°, тогда как при более низких температурах получается смесь из *d*- и *l*-виннокислых натрия-аммония. Оказалось, что температура перехода виноградно-кислого натрия-аммония в обе виннокислые соли находится при 37°. Существует 5 способов определения этой температуры перехода θ : 1) Дилатометрическая — внезапное изменение объема при переходе через температуру θ . 2) Наблюдение упругости паров (эта упругость должна

быть при температуре θ одинаковой для рацемического вещества и смеси обоих компонентов). 3) Электрическая (концентрационные цепи из обоих растворов не должны при θ^0 давать разности потенциалов). 4) Термометрическая (аналогично точке плавления). 5) По наблюдению растворимости (смесь из обоих компонентов и рацемическое вещество при θ^0 одинаково растворимы).

Кроме вышеуказанного метода разделения рацемической смеси Pasteur указал еще два. Во-первых он заметил, что обе соли — l и d — отличаются во всех отношениях (растворимость, кристаллическая форма, удельный вес, кристаллизационная вода), если входящее в состав солей основание в свою очередь оптически активно. Таковы, напр., две виннокислые соли цинхоницина.

Третий метод, предложенный Pasteur'ом заключается в том, что в раствор винограднокислого аммония вводятся дрожжи. При этом недействительная жидкость превращается в левовращающую — дрожжи развиваются за счет d -виннокислого аммония. Этот метод применим во многих случаях. Под действием микроорганизмов начинается брожение, причем организм разлагает одну из двух оптических деятельных составных частей. Если один из двух оптических изомеров встречается в природе, а другой получается только искусственным путем, тогда при вышеописанном процессе брожения погибает всегда естественный изомер. Микроорганизмы как бы лучше к нему „приспособлены.“

Удовольствуемся этими общими указаниями, не входя в рассмотрение дальнейших работ Bremer'a, Lewkowitsch'a, Erlenmeyer'a, а в особенности Ladenburg'a. Чрезвычайно интересен вопрос о происхождении бесчисленных оптически деятельных соединений в растениях, тогда как синтетические методы в лабораториях дают всегда недействительную смесь обоих компонентов. Cotton (1896) заметил, что l - и d -виннокислые щелочные растворы окиси меди не одинаково поглощают кругополяризованный свет с определенным направлением вращения. При этом он указал на возможность разлагать рацемические тела на их компоненты путем воздействия подобного света, т. к. при наличии неодинакового поглощения возможно ожидать неодинакового воздействия света на оба компонента. Busk (1904) старался косвенными приемами доказать возможность подобного метода разложения, и при этом указал, что благодаря отражению отчасти поляризованного света неба от водных поверхностей, благодаря воздействию магнитного поля земли, в природе имеются условия для возникновения кругополяризованного света некоторого определенного направления и что здесь можно искать причину односторонней симметрии биологических-фотохимических процессов в растительном царстве.

Очень большое значение для старого спора о происхождении нефти имеет открытое Biot (1835), а затем Soltsien'ом (1898) вращение плоскости поляризации в различных продуктах нефтяной отгонки. В 1900 г. Вальден указал, что это вращение является аргументом в пользу органического происхождения нефти. Чугаев и Ракузин (1904) пришли

к тому же выводу, считая этот аргумент решающим. Харичков, однако, оспаривает значение этого аргумента; тем не менее теория происхождения нефти должна несомненно считаться с тем фактом, что синтетические методы (лабораторные) никогда не дают оптически деятельных соединений.

На стр. 719 уже было сказано, что оптическая деятельность вызывается особенностями строения молекулы и это подтверждается тем, что удельное вращение, повидимому, не меняется при переходе вещества из жидкого состояния в парообразное. Еще в 1860 г. Pasteur высказал мысль, что в жидкостях, вращающих плоскость поляризации, асимметрия формы заменена асимметрическим расположением атомов, составляющих частицу. В 1874 г. van't Hoff и Le Bel почти одновременно и независимо друг от друга высказали гипотезу, устанавливающую определенную связь между оптической активностью и строением частицы. Они нашли, что непременным условием оптической деятельности является присутствие в частице асимметрического углеродного атома, т. е. такого атома, четыре сродства которого насыщены четырьмя различными атомами или группами атомов (радикалами), которые мы можем себе представить расположенными в четырех углах тетраэдра, как бы окружающего атом углерода. Оказывается, что все активные вещества обладают таким асимметрическим углеродным атомом. Но существуют соединения, частицы которых содержат такой атом углерода, но которые тем не менее оптически не деятельны. Если смотреть из одной вершины тетраэдра, то три радикала, занимающие остальные три вершины, могут представиться в двух различных распределениях; если обойти контур треугольника, лежащего против избранной вершины, то возможна последовательность *ABC* или *ACB*. Существованием этих двух распределений и обусловливается возможность оптической изомерии: одному распределению отвечает вещество, вращающее плоскость поляризации направо, другому — вещество, вращающее ее налево. Подробности, относящиеся к случаю, когда в частице находится несколько асимметрических углеродов, рассматриваются в курсе органической химии.

Сюда же или точнее, к стереохимии относится вопрос об оптической деятельности веществ, содержащих асимметрический азотный атом; над этим вопросом работали Le Bel (1891), Ladenburg, Wedekind и др. Далее Pore и Peaschey открыли вещества, в которых четырехатомный асимметричный атом серы вызывает оптическую деятельность; наконец, они же получили оптически деятельные соединения олова. Весьма вероятно, что все четырех- и пятиатомные элементы IV, V и VI-ой групп периодической системы Д. И. Менделеева могут сделаться центрами оптической деятельности.

Над вопросом об оптической изомерии работал у нас особенно П. И. Вальден, далее Л. А. Чугаев и др. Обширные, отчасти теоретические исследования о вращении плоскости поляризации произвел Winther (1906, 1907).

§ 3. Зависимость вращення от длины волны λ и от температуры t .
На стр. 720 уже было сказано, что закон Biot, который можно написать

в виде

$$\alpha = \frac{C}{\lambda^2} \dots \dots \dots (5)$$

(C постоянное число) не выражает собою истинной зависимости вращения α от длины волны.

Stefan предложил формулу вида

$$\alpha = A + \frac{B}{\lambda^2} \dots \dots \dots (6)$$

Из чисел, данных Broch'ом для кварца, Stefan получает $A = -1,581$, $B = 804,03$, причем λ выражено в $0,1 \mu$, как в единицах длины (напр., для желтого луча D имеем $\lambda = 5,9$). Собственные измерения привели его к числам $A = -1,753$, $B = 816,24$. Мы видели, что коэффициент преломления n также может быть выражен формулою вида (6). Отсюда следует, что вращение α и коэффициент преломления n должны быть связаны линейною формулою вида

$$n = a + b\alpha \dots \dots \dots (7)$$

Boltzmann считает более правильною формулу вида

$$\alpha = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} \dots \dots \dots (8)$$

Lommel вывел теоретически формулу

$$\alpha = \frac{a\lambda^2}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2} \dots \dots \dots (8,a)$$

где a и λ_0 две постоянные. Более сложную формулу дал Lowry (1913).

Числа Stefan'a дают для кварца в формуле (8) $A = 707,018$, $B = 1498,3$. Soret и Sarasin также выразили результаты своих обширных исследований над вращением к кварцу (стр. 720) формулою вида (8), в которой $A = 710,123$, $B = 1519,5$. Carvallo Moreau и Gumlich (1898) предложили в своих работах, упомянутых выше, более сложные формулы. Gumlich (1898) принял для кварца формулу (6) и притом для видимой части спектра с тремя членами (при 20°):

$$[\alpha] = \frac{7,10014}{10^6 \lambda^2} + \frac{0,157392}{10^{12} \lambda^4} - \frac{0,0013039}{10^{18} \lambda^6},$$

где λ выражено в миллиметрах. Для всего спектра от $\lambda = 0,002$ мм. до $\lambda = 0,0002$ мм. он дает формулу с пятью членами. Stefan приложил свою формулу (6) не только к кварцу, но и к другим вращающим веществам; из чисел, данных G. Wiedemann'ом, он вычислил для терпентинного масла $A = -4,4$, $B = 650,8$; для лимонного масла $A = -12,54$, $B = 2145,67$.

Arndtsen предложил для удельного вращения сахара формулу

$$[\alpha] = -5,58 + \frac{2538}{\lambda^2}$$

которая хорошо согласуется со следующими, непосредственно наблюден-

НЫМИ ЧИСЛАМИ:

Луч:	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>b</i>	<i>F</i>
$[\alpha]$	53°,41	67°,07	85°,41	88°,56	101°,38.

Wild находит для желтого луча *D* удельное вращение в растворе сахара $[\alpha] = 66°,417$; Mascart и Bénard находят 66°,538.

Влияние давления на вращение сахарного раствора исследовал Siertsema; оно увеличивается на 0,0026 своей величины, когда давление увеличивается на 100 атмосфер.

Вопросом о связи между вращением и лучепреломлением много занимался И. И. Канонников.

Аналогично аномальной дисперсии (стр. 368) существует и аномальное вращение. Таковое открыл Arndtsen (1858) для растворов винной кислоты в воде и в алкоголе. Если через *E* обозначить весовое процентное содержание воды в растворе, то для удельного вращения различных фраунгоферовых линий получаются такие формулы:

Луч <i>C</i>	$[\alpha] = + 2°,75 + 0,09 E$
„ <i>D</i>	$[\alpha] = + 1,95 + 0,13 E$
„ <i>E</i>	$[\alpha] = + 0,15 + 0,18 E$
„ <i>b</i>	$[\alpha] = - 0,83 + 0,19 E$
„ <i>F</i>	$[\alpha] = - 3,60 + 0,24 E$
„ <i>c</i>	$[\alpha] = - 9,61 + 0,31 E.$

Знаки (+) и (—) обозначают вращение направо и налево. Эти числа указывают не только на существование аномального вращения, но и на огромное влияние концентрации раствора (величины *E*). При *E* = 0 вращение, уменьшаясь с уменьшением λ , меняет знак. Biot и Arndtsen подтвердили этот результат на плавленых (некристаллических *E* = 0) пластинках винной кислоты. Для очень разбавленных растворов аномалии исчезают. Но, напр., при *e* = 50 получаем числа: 7,25—8,45—9,15—8,67—8,40—5,89, т. е. максимум вращения для луча *E*. Если прибавить борной кислоты к раствору или нагреть его, то аномалии исчезают. Wendell (1898) подтвердил результаты Arndtsen'a. Cotton нашел аномальное вращение и в некоторых солях винной кислоты, как видно из следующей таблички, в которой $[\alpha] Cu$ и $[\alpha] Cr$ относятся к солям меди и хрома:

$\lambda = 0,657$	0,589	0,581	0,562	0,522	0,475	0,437 μ
$[\alpha] Cu$	0°	+ 2°	+ 2°16'	+ 2°30'	+ 2°6'	+ 1°56' + 2°
$[\alpha] Cr$	50'	+ 1°45'	+ 1°18'	0	—1°14'	—36'

Обширное исследование об аномальном вращении произвел Bruhat (1914).

Nutting (1903) изучал дисперсию вращения фотографическим способом — от желтой ($\lambda = 600 \mu\mu$) до ультрафиолетовой части спектра, доходя даже до $\lambda = 250 \mu\mu$. Растворы тростникового сахара, лактозы, малтозы, сегнетовой соли, рвотного камня дали нормальный ход дисперсии. Камфора обнаружила резкое возрастание дисперсии в ультрафиолетовой

части спектра; лимонен и пинен (составные части скипидара) дали очень слабую дисперсию. У винной кислоты (плотность раствора 1,236) при $\lambda = 380 \mu\mu$ обнаружена перемена знака вращения и очень сильное левое вращение в ультрафиолетовой части. В большинстве случаев оказалось возможным выразить вращение R в зависимости от длины волны формулою:

$$R = k \frac{\lambda^2 - \lambda_1^2}{\lambda^2(\lambda^2 - 2\lambda_1^2 + \alpha)}$$

где постоянные имеют следующие значения:

	$\lambda \infty$	α	k	λ_1
тростн. сахар $C_{12}H_{22}O_{11}$	213,2	0,028706	22,7886	189,6317
камфора $C_{10}H_{16}$	326,05	0,046106	16,2606	276,0559
винная кисл. $H_2C_4H_4O_6$	257,7	0,211035	3,5006	373,300
рвотный камень $2kSbOC_4H_4O_6 + H_2O$	274,9	0,054039	38,9839	254,6130

Здесь $\lambda^2 \infty = 2\lambda_1^2 - \alpha$, т. е. $\lambda \infty$ есть та длина волны, для которой $R = \pm \infty$; при $\lambda = \lambda_1$ вращение R меняет знак; k дано в градусах. Для винной кислоты найдены следующие значения α

$\lambda =$	589	467	395	358	334	309	281 $\mu\mu$
$\alpha =$	+ 9,82	+ 7,49	+ 5,42	- 10,58	- 35,82	- 126,8	- 247,4

при $\lambda = 257,7 \mu\mu$ α получает значение $= -\infty$.

Ingersoll (1917) исследовал вращение в инфракрасных лучах.

Зависимость вращение кварца от температуры t исследовали Fizeau, v. Lang, Sohncke, Joubert, Gernez, Soret и Sarasin. v. Lang принимает формулу вида

$$\alpha_t = \alpha_0(1 + \beta t) \dots \dots \dots (9)$$

и находит $\beta = 0,000149$. Sohncke остановился на формуле вида

$$\alpha_t = \alpha_0(1 + \beta t + \gamma t^2) \dots \dots \dots (10)$$

Он находит $\beta = 0,0000999$, $\gamma = 0,000000318$. Joubert дошел до температуры 1500° ; он нашел, что между -20° и $+100^\circ$ вращение выражается формулою вида (10), где $\beta = 0,0001463$, $\lambda = 0,0000000329$. Для высоких температур зависимость α от t более сложная.

Soret и Sarasin нашли, что дисперсия плоскостей поляризации также меняется с температурою, т. е. что β в (9) зависит от λ . Для линии D они нашли $\beta = 0,000149$ (как v. Lang), для Cd 24 ($\lambda = 0,226 \mu$) $\beta = 0,000179$.

Sohncke исследовал также зависимость α от t для хлорноватокислого натрия. Для этой соли, как и для кварца, вращение увеличивается с повышением температуры; то же самое относится к раствору винной кислоты, как нашел Krescke. В маслах и в растворе сахара вращение уменьшается с повышением температуры. Раствор сахара исследовали Cl. Andrews, Seyffart, Wiley, Pellat и др. Весьма точное исследование произвел Schoenrock (1900), который нашел (для желтого

луча D):

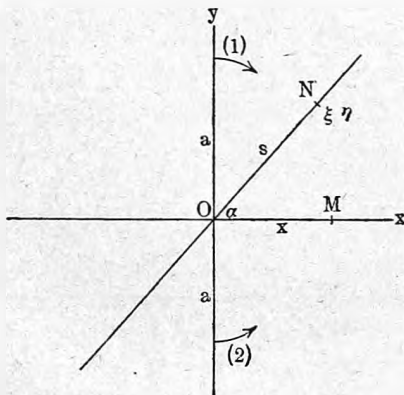
$$[\alpha]_t = [\alpha]_{20} \{1 - 0,000217(t - 20)\}.$$

Gernez нашел для померанцевого масла $[\alpha] = 115^{\circ},91 - 0,1237 t - 0,000016 t^2$, а для терпентинного $[\alpha] = 36^{\circ},61 - 0,004437 t$. Для раствора тростникового сахара по Tuchschnid'y α от t не зависит. Guye и M-He Aston нашли, что величина $[\alpha]$ для многих оптически деятельных органических жидкостей уменьшается с повышением температуры, и что она при испарении жидкости без скачка переходит в величину $[\alpha]$ для пара. Winther (1902, 1903) и Walden (1906) произвели обширные исследования вращения в различных растворах.

§ 4. Теоретическое объяснение вращения плоскости поляризации, данное Fresnel'ем. Вращательный дихроизм. Fresnel объяснил вращение

плоскости поляризации, допуская, что прямолинейно поляризованный луч, вступая в оптически деятельную среду, напр., в пластинку кварца, вырезанную перпендикулярно к оси, распадается на два луча, поляризованных по кругам, в которых направления движения друг к другу противоположны. Эти два луча распространяются во вращающей среде с неодинаковыми скоростями, и при выходе из нее вновь слагаются в один прямолинейно поляризованный луч, плоскость поляризации которого повернута на некоторый угол α против первоначального ее положения.

Рис. 531.



В т. I было рассмотрено сложение двух круговых движений в одно прямолинейное колебательное, и обратное разложение последнего на два движения круговых.

Предположим, что все движения проектированы на плоскость перпендикулярную к лучу, и примем ее за плоскость рисунка. Проведем ось x -ов (рис. 531) параллельно плоскости колебаний в падающем луче, и пусть x переменное расстояние колеблющейся точки M от положения равновесия O у поверхности входа луча по вращающую средину. Считая время t от момента, когда начинается одно из колебаний частицы, мы имеем

$$x = a \sin 2\pi \frac{t}{T} \dots \dots \dots (11)$$

где a амплитуда, T период колебаний. Это движение распадается у поверхности входа луча на два круговых движения:

$$\left. \begin{array}{l} x_1 = \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t}{T} \\ y_1 = \frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t}{T} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{правый:} \\ \text{по часовой} \\ \text{стрелке.} \end{array} \left. \begin{array}{l} x_2 = \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t}{T} \\ y_2 = -\frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t}{T} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{левый:} \\ \text{обратно} \\ \text{час. стрелке.} \end{array} \quad (12)$$

Ясно, что совокупность четырех движений (12) тождественна с движением (11). С другой стороны мы, очевидно, имеем два круговых движения, ибо $x_1^2 + y_1^2 = a^2$ и $x_2^2 + y_2^2 = a^2$; направления же этих движений легко получаются, если сообразить, где точка находится и куда направлено ее движение при $t = 0$. Стрелки (1) и (2) на рис. 531 раз'ясняют сказанное. Соответствующие формулы были нами указаны в т. I, если в них положить $\beta = 0$ и $\alpha = 0$.

Пусть h толщина вращающего слоя, λ и v длина волны и скорость распространения луча в пустоте, v_1 и v_2 скорости распространения правого и левого лучей во вращающей среде. Величины

$$n_1 = \frac{v}{v_1} \quad n_2 = \frac{v}{v_2} \quad \dots \dots \dots (13)$$

назовем показателями преломления двух лучей, поляризованных по кругу, правого (n_1) и левого (n_2). Наконец, пусть

$$t_1 = \frac{h}{v_1} \quad t_2 = \frac{h}{v_2} \quad \dots \dots \dots (14)$$

времена, в течение которых эти два луча распространяются через толщу h среды. У поверхности выхода мы имеем, вместо (12), четыре колебания

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t-t_1}{T} & \xi_2 &= \frac{a}{2} \sin 2\pi \frac{t-t_2}{T} \\ \eta_1 &= \frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t-t_1}{T} & \eta_2 &= -\frac{a}{2} \cos 2\pi \frac{t-t_2}{T}. \end{aligned}$$

Но, см. (14) и (13),

$$\frac{t_1}{T} = \frac{h}{v_1 T} = \frac{h n_1}{v T} = \frac{h n_1}{\lambda} \quad \text{и} \quad \frac{t_2}{T} = \frac{h n_2}{\lambda};$$

поэтому мы можем написать

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{h n_1}{\lambda} \right) & \xi_2 &= \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{h n_2}{\lambda} \right) \\ \eta_1 &= \frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{h n_1}{\lambda} \right) & \eta_2 &= -\frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{h n_2}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

Сложим эти движения, и пусть ξ и η (рис. 531) координаты движущейся точки. Тогда $\xi = \xi_1 + \xi_2$, $\eta = \eta_1 + \eta_2$. Заменяв сумму синусов и разность косинусов произведениями тригонометрических функций, получаем

$$\begin{aligned} \xi &= a \cos \frac{\pi h}{\lambda} (n_1 - n_2) \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{h}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right] \\ \eta &= a \sin \frac{\pi h}{\lambda} (n_1 - n_2) \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{h}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right]. \end{aligned}$$

Это два гармонических колебательных движения по взаимно перпендикулярным направлениям Ox и Oy с различными амплитудами и одинаковыми фазами. Они складываются в одно прямолинейное гармонич-

ческое колебательное движение, причем расстояние s движущейся точки N от O равно

$$s = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} = a \sin 2\pi \left[\frac{t}{T} - \frac{h}{2\lambda} (n_1 + n_2) \right] \dots \dots \dots (15)$$

Направление колебания составляет с начальным направлением угол α (рис. 531), для которого

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\eta}{\xi} = \operatorname{tg} \frac{\pi h}{\lambda} (n_1 - n_2),$$

откуда

$$\alpha = \frac{\pi h}{\lambda} (n_1 - n_2) \dots \dots \dots (16)$$

так как при $n_1 = n_2$ должна быть $\alpha = 0$. Вводя скорости v_1 и v_2 , имеем

$$\alpha = \frac{\pi h}{T} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) \dots \dots \dots (17)$$

Таким образом самое явление вращения об'яснено. Формулы (16) и (17) дают и величину вращения. Мы видим, что $\alpha > 0$ и след. вращение происходит налево, когда $n_1 > n_2$ или $v_2 > v_1$, и что $\alpha < 0$ и вращение происходит направо, когда $n_2 > n_1$ или $v_1 > v_2$. Плоскость поляризации вращается в сторону, в которую происходит движение в том из двух лучей, поляризованных по кругу, скорость распространения которого больше.

Разность $n_1 - n_2$ весьма малая величина. В кварце имеем при $h = 3,75$ мм. вращение $\alpha = \pi : 2$ для желтого луча. Полагая приблизительно $\lambda = 0,0005$ мм., получаем на основании (16)

$$n_1 - n_2 = \frac{1}{15000}.$$

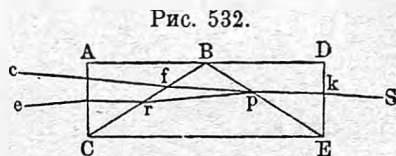
Принимая далее $n_1 = 1,5$, получаем

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{v_2}{v_1} = 1,00005.$$

Существование двух лучей, распространяющихся в кварце по направлению оси с различными скоростями, т. е. как бы особого рода двойного лучепреломления, было впервые экспериментально доказано Fresnel'ем при помощи прибора, схематически изображенного на рис. 532. Параллелепипед $ADEC$ состоит из трех кварцевых призм, двух прямоугольных ABC и BDE из кварца правого, и одной с тупым углом $B = 152^\circ$ из кварца левого. Оптические оси имеют во всех трех призмах направление, параллельное AD . Падающий луч Sk прямолинейно поляризован; от k до p распространяются два луча, поляризованные по кругам, и притом правый быстрее, чем левый. При переходе в призму EBC , в которой, наоборот, скорость левого больше скорости правого, скорости обоих лучей меняются так, что правый приближается к нормали и идет по направлению pr , а левый, удаляясь от нормали, — по направлению pf . При переходе из EBC в ABC , наоборот, луч pf приближается к нормали, а луч

pr от нормали удаляется. Расхождение лучей еще увеличивается, и из основания AC выходят уже два луча, которые, как показывает исследование при помощи пластинки $\lambda:4$ (стр. 698), действительно поляризованы по кругам и притом один влево, другой вправо. Впрочем, расхождение лучей весьма невелико: оно для желтых лучей составляет всего $4'$.

Cogni и v. Lang доказали непосредственным измерением, что коэффициент преломления луча, поляризованного по кругу, зависит от направления кругового движения, если луч распространяется вдоль оси. Lang пользовался кварцевой призмой, вырезанною так, что оптическая ось была нормальна к плоскости, делящей пополам стороны преломляющего двугранного угла призмы; ясно, что при наименьшем отклонении луч шел по направлению оси (стр. 228). Babinet, Stefan и Straubel (1902) более сложными опытами доказали неравенство скоростей v_1 и v_2 двух лучей.



Dove нашел, что аметист (окрашенный кварц) неодинаково поглощает правый и левый поляризованные по кругу лучи (см. ниже).

Fleischl показал, что и в оптически деятельных жидкостях также существуют два луча, поляризованных по кругам; он по способу Fresnel'я комбинировал большой ряд призм, попеременно наполненных жидкостями, вращающимися направо и налево.

Вращение плоскости поляризации замечается в кварце также по направлению, составляющему небольшой угол с осью. Но здесь мы уже имеем дело с двумя лучами, поляризованными эллиптически, как показал Airy. Quesneville теоретически приходит к еще более сложному выводу. Подробный разбор этого вопроса можно найти в книге: Foussereau, Polarisation rotatoire. Paris, 1893, стр. 89—106.

Теория Fresnel'я получила новое подтверждение в явлении вращательного дихроизма, которое впервые было замечено Haidinger'ом (1847) на аметисте, и затем Dove; это явление было тщательно изучено Cotton'ом (1895) на растворах солей винной кислоты. Эти растворы в различной степени поглощают два луча, поляризованные по кругам, на которые по теории Fresnel'я распадается прямолинейно поляризованный луч. При выходе из раствора имеем два луча, поляризованные по кругам, при чем радиусы кругов неодинаковы. Такие два луча складываются уже не в прямолинейно, но в эллиптически поляризованный луч. Теорию этого явления развил Carvallo (1896).

Mc. Dowell (1905) проверил наблюдение Cotton'a для различных растворов и для разных частей спектров. Он наблюдал вращательный дихроизм повсюду, где имеется аномальная вращательная дисперсия. Повидимому явление это находит место только в двойных солях, где одна из кислот оптически деятельна.

На стр. 197 мы упомянули о попытках решить интересный вопрос: движется ли гипотетический эфир, окружающий землю, вместе с нею, или он остается в покое? С одной стороны целый ряд явлений говорит

в пользу последнего предположения. Но Mascart показал, что если эфир остается в покое, то величина вращения должна получиться неодинаковая, когда луч распространяется по направлению движения земли, или по направлению противоположному. Он сам разницы не заметил. Lord Rayleigh повторил опыт Mascart'a, воспользовавшись пятью кварцевыми пластинками в 50 мм. толщины каждая. Он нашел, что не существует разницы в $\frac{1}{100000}$ всего вращения. Теорию этого вопроса развивали Н. Lorentz, Larmor и др.

§ 5. Искусственная комбинация оптически недеятельных тел, которая вращает плоскость поляризации. Reusch (1869) показал, что из тонких пластинок двуслойной, оптически недеятельной слюды можно составить тело, вращающее плоскость поляризации. Для этого следует наложить друг на друга большое количество слюдяных пластинок одинаковой толщины, так, чтобы в каждой следующей пластинке направление бисектрисы угла между осями, плоскость которых параллельна сторонам пластинки, было повернуто относительно направления бисектрисы предыдущей пластинки на один и тот же угол φ , напр., на 60° или на 45° , и притом всегда в одну и ту же сторону. Если бисектрисы поворачиваются направо (по часовой стрелке), то сложенная стопа пластинок поворачивает плоскость поляризации влево; если же бисектрисы от одной пластинки к следующей поворачиваются налево, то получается тело, вращающее плоскость поляризации направо. Sohncke и Mallard основали на этом явлении, которое само по себе легко объясняется законами двойного лучепреломления, теорию вращения плоскости поляризации в кристаллах.

F. Neumann и Verdet показали, что в теле, подвергнутом кручению должно возникать вращение плоскости поляризации, для луча, распространяющегося вдоль оси кручения. Ewell (1900—1903) обнаружил это явление, а именно для желатины, тогда как для стекла ему не удалось получить удовлетворительных результатов. Раствором желатины в воде или глицерине наполнялась короткая резиновая трубка, концы которой закрывались стеклянными пластинками, затем эта трубка закручивалась; из наблюдаемого вращения вычиталось то, которое производил незакрученный раствор (28° на 1 см.); производились также опыты и со свободными цилиндрами из желатины. Вращение плоскости поляризации оказалось противоположным направлению закручивания. Оно значительно больше в резиновой трубке, чем в свободной желатине. Сжатие вдоль оси увеличивает вращение; напротив, растяжение уменьшает его. Вращение это убывает с возрастанием температуры и растет пропорционально 4-ой степени закручивания.

Математическую теорию вращения плоскости поляризации развили Mac-Cullagh, Cauchy, Briot, Boussinesq, Sarrau, Ketteler, Lommel, Voigt, Kraft и Zakrzewski (1904), Reese (1906) и др.

Рассмотренное в этой главе вращение плоскости поляризации в кварце и других телах иногда называется естественным вращением, в отличие от магнитного вращения плоскости поляризации, наблюдаемого в телах,

помещенных в магнитное поле. Это последнее явление мы рассмотрим в четвертом томе нашего курса.

§ 6. Способы измерения вращения плоскости поляризации. Сахариметрия. Мы найдем угол вращения α для данной пластинки и для данного однородного света, напр., натриевого, если измерим угол, на который следует повернуть анализатор, сперва поставленный на темноту, чтобы вновь получить темноту, когда между николями вставляется испытуемая пластинка. Гораздо точнее способ, идея которого принадлежит Fizeau и Foucault, и которым пользовались Broch (именем которого этот способ обыкновенно называется), Wiedemann, Arndtsen, Stefan и др. Это способ спектроскопический; он дает возможность измерить вращение α для различных λ , напр., для различных фраунгоферовых линий и заключается в следующем. Лучи проходят через вертикальную щель, поляризатор, испытуемую пластинку и, наконец, через анализатор в призму, которая дает спектр, рассматриваемый через зрительную трубу, как в обыкновенном спектроскопе. Сперва без пластинки анализатор ставится на темноту; если вставить пластинку, то появляется спектр. При вращении анализатора появляется темная полоса с красного конца спектра; если вращать анализатор далее, то эта полоса перемещается вдоль всего спектра. Если полоса дойдет до той части спектра, для которой длина волны равна известному и заданному λ , то угол вращения анализатора, очевидно, и будет равняться углу α , на который повернулась плоскость поляризации луча λ в пластинке. Удобнее всего пользоваться солнечным светом, удлинить щель и расположить николи и пластинку так, чтобы через них проходили лучи только от одной половины щели. В этом случае длина темной полосы равна половине ширины спектра, так что удобно определить, с какою фраунгоферовой линией совпадает середина темной полосы. v. Lang и Luedtke усовершенствовали способ Broch'a.

Wodlaender несколько изменил устройство спектрофотометра Glan'a (стр. 431) и воспользовался им для измерения вращения α . Сам Glan описал (1891) прибор, исключительно назначенный для исследования вращения плоскости поляризации. Прибором, изображенным на рис. 522 (стр. 703), также можно пользоваться для измерения угла вращения α , если некоторые его части заменить другими (см. Грот, Физическая Кристаллография. СПб. 1897, стр. 749).

Важное практическое применение получило измерение удельного вращения сахарных растворов, так как по величине этого вращения можно судить о количестве чистого сахара в растворенном веществе, а след. и о ценности последнего. Приборы, служащие для этой цели, называются сахариметрами. Если раствор наполняет трубку, концы которой закрыты плоскопараллельными стеклами, то вращение α плоскости поляризации луча в растворе пропорционально длине l трубки и концентрации раствора; последняя измеряется числом m граммов оптически деятельного сахара, содержащихся в 1 куб. см. раствора. Отсюда следует, что величина m может быть выражена формулою вида

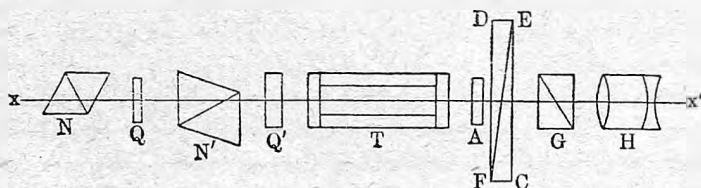
$$m = c \frac{\alpha}{l} \dots \dots \dots (18)$$

где c коэффициент пропорциональности, весьма мало зависящий от самого m , т. е. от концентрации раствора. Если α выражено в градусах, l миллиметрах, и если пользоваться желтым натриевым светом, то для 25% раствора $c = 1,5051$, а для 5% раствора $c = 1,5013$. Некоторые из приборов, описанных ниже, дают возможность определить m с большою точностью, доходящей до нескольких десятых долей процента. Обращаемся к описанию наиболее распространенных сахариметров.

I. Сахариметр Biot и Mitscherlich'a. Трубочка с раствором помещается между двумя николями; анализатор устанавливается на темноту при отсутствии трубки, и затем, когда трубка вставлена. Угол вращения анализатора и равен α . Этот прибор не дает точных результатов.

II. Сахариметр Soleil'a. Распределение частей этого прибора схематически указано на рис. 533; лучи (белые) проходят вдоль оси прибора слева направо. Оставим пока в стороне кварцевую пластинку Q и николю N . Лучи проходят через поляризатор N' и бикварц Q' , толщина которого 3,75 мм. или 7,5 мм. (стр. 722); G анализатор, H галилеева трубка,

Рис. 533.



через которую рассматривается бикварц Q' . При параллельных или при скрещенных N' и G (смотря по толщине Q') обе половины бикварца представляются окрашенными в чувствительный цвет, если только лучи, проходящие через прибор, белые. Мы имеем далее кварцевую пластинку A , вращающую вправо, и две кварцевые призмы (два клина) DEF и EFC , вращающие влево. Эти две призмы могут быть перемещаемы так, что если одна передвинется направо от наблюдателя (от F к D), то другая настолько же переместится налево (от E к C). При нулевом положении, изображенном на рисунке, общая толщина двух призм должна равняться толщине пластинки A . В этом случае A и DEF , вместе взятые, никакого влияния не имеют, т. е. вращения не вызывают.

Если переместить DEF по направлению DF , EFC по направлению CE , то толщина слоя, вращающего налево, увеличится; если же передвигать призмы в противоположных направлениях, то толщина этого слоя уменьшится. В первом случае A и DEF , вместе взятые, вращают влево, во втором случае — вправо. Величина перемещения призм в ту или другую сторону может быть точно измерена по особой шкале; раз навсегда определено, какое вращение вызывается пластинкой A и призмами при каждом положении последних, т. е. какое вращение соответствует каждому делению шкалы. Установив G так, чтобы Q' давало чувствительный

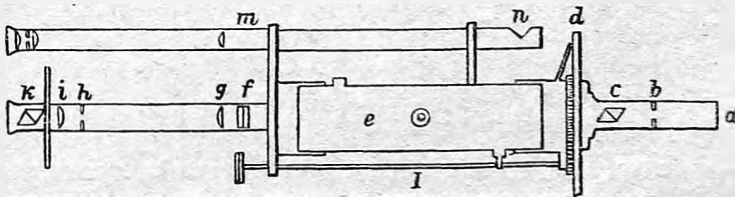
оттенок, помещают в T трубку с испытуемым раствором, вращающим плоскость поляризации на некоторый угол α , который требуется измерить. При этом окраска двух половин пластинки Q' перестает быть одинаковою. Затем передвигают призмы так, чтобы обе половины бикварца Q' опять были одинаково окрашены в чувствительный цвет, т. е., чтобы A и $DEC F$ дали вращение, как раз обратное вращению в T . Если жидкость в T вращает вправо, то призмы, понятно, придется сдвигать; их надо раздвигать, когда T вращает налево. По шкале, упомянутой выше, мы узнаем величину вращения, вызванного пластинкою Q и двумя призмами; искомое α равно этому вращению по величине, но противоположно по знаку.

Если жидкость в T не бесцветна, то перемещением призм можно достичь равенства окрасок обеих половин бикварца Q' , но эта окраска уже не будет та фиолетовая, которую мы назвали чувствительной. Для этого случая прибавлены кварцевая пластинка Q и николю N , которые вместе с анализатором N' дают прямолинейно поляризованный луч, но уже не белый, а окрашенный. Вращая N , можно менять одинаковую окраску двух половин бикварца Q' и придать ей чувствительный оттенок.

Ventzke и Scheibler усовершенствовали прибор Soleil'a.

III. Сахариметр Wild'a (поляристрометр). В этом приборе Wild'a, как и в его фотометре (стр. 428), играет важную роль полярископ Savart'a, с устройством которого мы познакомились на стр. 693. Мы видели, что он состоит из пластинки Savart'a и николя-анализатора, главное сечение которого составляет углы в 45° с главными сечениями (взаимно перпендикулярными) двух составных частей пластинки Savart'a. В полярископе видны параллельные полосы, когда плоскость поляризации света, вступающего в него, параллельна или перпендикулярна к главному сечению анализатора. Полосы исчезают, когда эта плоскость составляет

Рис. 534.



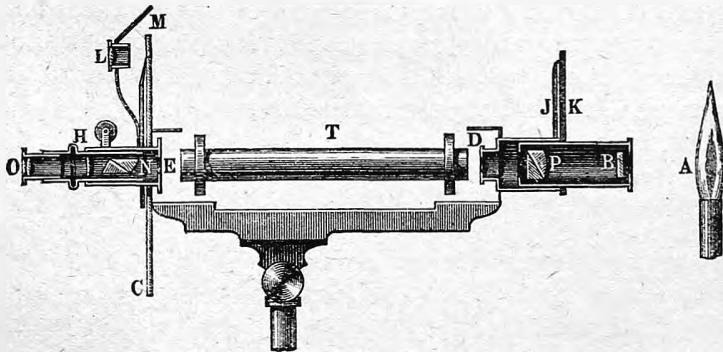
угол в 45° с главным сечением анализатора, т. е. параллельна главному сечению одной из частей пластинки Savart'a. На рис. 534 схематически показано устройство прибора Wild'a (в горизонтальном сечении). Свет натриевого пламени проходит через отверстие в a и диафрагму b в николю c . Вся эта часть составляет одно целое с кругом d , разделенным на градусы; его можно вращать при помощи стержня I , снабженного маленьким зубчатым колесом на правом конце. Зрительная труба m служит для отсчета делений круга; f пластинка Savart'a, ghi астрономическая трубка, k анализатор. Часть dca устанавливают так, чтобы полосы исчезли; затем помещают между d и f трубку e с испытуемою жидкостью и поворачивают

dca , пока полосы вновь не исчезнут. Угол, на который при этом часть dca была повернута, и есть искомый угол α .

Описанные до сих пор приборы имеют большие недостатки, заключающиеся в том, что глаз наблюдателя быстро устает и притупляется, когда приходится улавливать положение, при котором две части поля зрения обладают одинаковой окраской, или когда исчезают интерференционные полосы. Гораздо легче отыскивать одинаковую яркость двух частей поля зрения. Приборы, в которых приходится делать именно такого рода установку, называются полутеневыми. Рассмотрим некоторые из этих приборов.

IV. Полутеневой сахариметр Cognu-Jellet. На стр. 661 мы познакомились с полутеневым полярископом Cognu; соответствующий рис. 466 находится на стр. 656. Он изображает поперечное сечение николя. Клин, обозначенный пунктиром, срезан, а остающиеся две части склеены, так что получается николю, две половины которого обладают главными сечениями, составляющими весьма острый угол между собою. В комбинации с другим николем, мы можем получить одинаковое, но неполное затемнение обеих половин поля зрения, когда главное сечение николя перпендикулярно к бисектрисе острого угла между главными сечениями двух половин полярископа. При малейшем вращении николя, одна половина делается темнее,

Рис. 535.



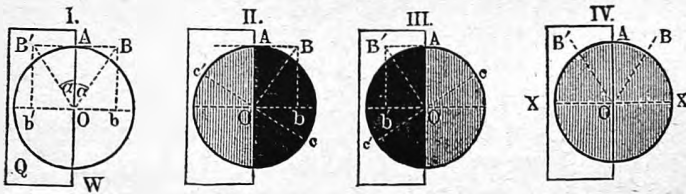
другая — светлее. На этом основано устройство полутеневого сахариметра Jellet'a, полярископ которого несколько отличается от полярископа Cognu. Испытуемую жидкость помещают между полярископом и анализатором, который до помещения жидкости и после этого устанавливают на равенство освещений обеих половин поля зрения. Угол, на который приходится повернуть анализатор, и есть искомый угол α .

V. Сахариметр Laurent'a. Этот прибор изображен в разрезе на рис. 535. Свет натриевого пламени A проходит через пластинку B из двуххромовокалиевой соли, поглощающую все лучи, которые еще могут быть примешаны к желтому свету, так что далее распространяется вполне однородный свет. P поляризатор, который можно вращать при помощи рукоятки K . В D находится диафрагма с круглым отверстием, одна поло-

вина которого (левая, если смотреть из O) покрыта кварцевой пластинкой в „полволны“ (стр. 698), как показано на рис. 536, I. В этой пластинке разность хода лучей обыкновенного и необыкновенного равна нечетному числу полуволн, т. е. $(2n + 1) \frac{\lambda}{2}$, где n целое число; ее толщина равна $(2n + 1) 0,0324$ мм. для желтого луча D . Предположим, что ось пластинки совпадает с ее краем OA , т. е. с вертикальным диаметром круглого поля зрения.

В T помещается испытуемая жидкость, N николю, вращающийся вместе с лупой L , служащей для отсчета делений на неподвижном круге C ; M веркальце, освещающее деления круга; наконец, HO маленькая галлеева трубка, через которую рассматривается плоскость диафрагмы D . Условимся считать азимуты плоскостей, проходящих через ось прибора, от вертикальной плоскости, точнее от края OA кварцевой пластинки, и притом считать азимуты положительными вправо. Кварцевая пластинка, понятно, не вращает, так как она вырезана параллельно оси. Если азимут α поляризатора равен 0 или $\pi : 2$, то лучи проходят без двойного преломления через кварцевую пластинку, которая действует, как изотропное тело. Обе половины поля одинаково светлы при всех азимутах β анализатора: они наиболее светлы при $\beta = \alpha$, т. е. 0° и $\pi : 2$, и совершенно темны при

Рис. 536.



$\beta = \alpha \pm \pi : 2$, т. е. соответственно при $\beta = \pi : 2$ или 0° . Если же плоскость поляризации поляризатора составляет некоторый угол α с главным сечением кварцевой пластинки, имея направление OB , то лучи, проходящие через эту пластинку, претерпевают двойное лучепреломление; выходящие два луча имеют разность хода $\lambda : 2$, и складываются в один луч, поляризованный в плоскости OB' , симметричной относительно OA с плоскостью OB (см. стр. 711); ее азимут $(-\alpha)$. Теперь обе половины поля зрения, вообще, неодинаково светлы. Если, напр., сделать $\beta = \alpha + \pi : 2$, так что плоскость поляризации анализатора cc' перпендикулярна к OB (рис. 536, II), то правая половина будет вполне темная, а левая светлая; ее яркость будет максимальная, если $\alpha = 45^\circ$ и след. cc' совпадает с OB' . Если же принять $\beta = -\alpha \times \pi : 2$, так что $cc' \perp OB'$ (рис. 536, III), то, наоборот, левая половина будет темная, правая светлая. Если плоскость анализатора имеет направление XX' (рис. 536, IV), то обе половины поля зрения одинаково светлы, и притом они тем светлее, чем ближе α к 90° . Вращение поляризатора одинаково меняет яркость обеих половин поля зрения; при вращении анализатора одна половина делается светлее, другая темнее. Установив поляризатор так, чтобы α было между 0° и 90° , а анализатор в

положение XX' , делают лупою L отсчет на круге C . Затем помещают трубку T с испытуемой жидкостью между кварцевой пластинкою D и никодем N . Тогда две плоскости поляризации OB и OB' вместе повернутся в ту или другую сторону; яркости двух половин поля сделаются неодинаковыми, и чтобы восстановить их равенство, мы должны анализатор повернуть так, чтобы его главная плоскость была опять перпендикулярна к линии, делящей пополам угол BOB' . Ясно, что угол, на который мы повернули анализатор, равен искомому углу вращения плоскости поляризации в жидкости, наполняющей трубку T .

Легко сообразить, что ось кварцевой пластинки может и не совпадать с ее краем. Нееле видоизменил устройство этого прибора. Lippich (1890) доказал, что прибор Laurent'a не может дать вполне точных результатов, что в нем, кроме прямолинейно поляризованных лучей, возникают лучи, эллиптически поляризованные.

VI. Прибор Lippich'a. Этот прибор не обладает недостатками предыдущего и отличается весьма высокою степенью точности. Его главнейшие части суть: николю — поляризатор P (рис. 537), второй, маленький николю P_1 , ребро d которого, перпендикулярное к плоскости рисунка, делит поле зрения на две половины; P_1 неподвижен, P может быть повернут на некоторый угол. Испытуемое вещество помещается между диафрагмами p и aa ; A анализатор, при определенном положении которого обе половины поля зрения представляются одинаково светлыми. Угол между главными сечениями призм P и P_1 не должен превышать 3° . Если бы он был равен нулю, то обе половины поля зрения сделались бы одновременно совершенно темными. Но так как он не равен нулю, то ясно, что при вращении анализатора сперва исчезает свет в одной половине поля зрения, потом в другой. Между этими двумя положениями анализатора

Рис. 537.

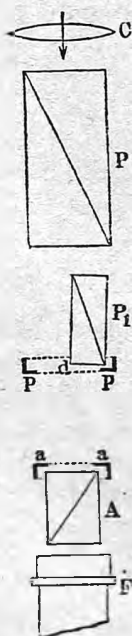
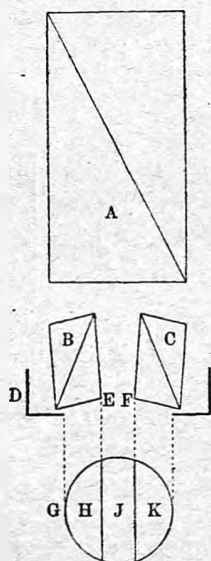


Рис. 538.



есть такое, при котором обе половины поля зрения одинаково светлы, и в это положение и следует устанавливать анализатор до и после помещения вращающего вещества.

Дальнейшее усовершенствование представляет прибор Lippich'a, дающий поле зрения, разделенное на три части H, J, K (рис. 538). Его устройство понятно из рисунка: вместо одного добавочного николя, здесь имеются два, B и C , главные сечения которых должны совпадать, или составлять чрезвычайно маленький угол, не вызывающий заметной раз-

ницы в освещении двух боковых частей *H* и *K* поля зрения *G*. Оказывается, что во втором случае точность установки еще увеличивается.

Landolt усовершенствовал внешнее устройство прибора Lippich'a, сделав его весьма удобным для всевозможных исследований в области явлений вращения плоскости поляризации.

Lummer, Stammer, Peters, Josef-Jan, Fric, Glan, Seyffart, Fleischl, Righi, Poynting, Pellin (1903), Rates (1903), Schoenrock (1904), Lummer и Кунаст (1907) и др. также построили приборы для измерения вращения плоскости поляризации.

ЛИТЕРАТУРА.

К § 1.

Подробнейшее изложение вопроса о вращении плоскости поляризации можно найти в книге: *Landolt*. Das optische Drehungsvermögen. 2-ое издание. Braunschweig 1898; а также в книге: *Graham-Otto*, Lehrbuch der Chemie I, 3, Braunschweig 1898, стр. 703—866 (статья *Landolt'a*).

Arago. Mém. de la prem. Cl. de l'Inst. 12 p. 93, 1812; Oeuvres compl. 10 p. 36; Gilb. Ann. 40 p. 145, 1812.

Biot. Mém. de la prem. Cl. de l'Inst. 13 p. 218, 1813; Bull. d. la Soc. Philomath. 1815 p. 190, 1816; Ann. chim. et phys. (2) 4 p. 90, 1815; Mém. de l'Acad. des Sc. 2 p. 41, 1818.

Fresnel. Mém. de l'Acad. des Sc. 20 p. 163, 1818; Ann. chim. et phys. (3) 17 p. 172, 1818; (2) 28 p. 147, 1822; Oeuvres compl. 1 p. 655, 731.

Carvallo. Ann. chim. et phys. (6) 26 p. 113, 1892; C. R. 113 p. 846, 1891; 114 p. 288, 1892.

Moreau. Thèse, Paris 1893 (N° 783); Ann. chim. et phys. (6) 30 p. 227, 433, 1893.

Hupe. Programm d. Realschule in Charlottenburg. 1894 (Berlin).

Soret et Sarasin. J. de phys. (1) 5 p. 156, 1876; (2) 2 p. 381, 1883; Arch. (3) 7 p. 5, 97, 201, 1882.

Broch. Ann. phys. et chim. (3) 34 p. 119, 1852; Dove's Rep. d. Phys. 7 p. 91, 113, 1846.

Stefan. Pogg. Ann. 122 p. 631, 1864; Wien. Ber. 50, II p. 88, 380, 1864; Phil. Mag. (4) 28 p. 137, 1864.

v. Lang. Wien. Ber. 71, II p. 707, 1875; 74, II p. 209, 1876; Pogg. Ann. 156 p. 422, 1875.

Desains et de la Provostaye. Ann. chim. et phys. (3) 27 p. 232, 1849; 30 p. 267, 1850; Pogg. Ann. 82 p. 114, 1850.

Desains. C. R. 62 p. 1277, 1866; 84 p. 1056, 1877; Pogg. Ann. 138 p. 487, 1866.

Hussel. W. A. 43 p. 498, 1891.

Dongier. C. R. 125 p. 228, 1897; 126 p. 1627, 1898; J. de phys. (3) 7 p. 637, 1898.

Gumlich. Abh. d. Physik.-Techn. Reichsanst. 2 p. 201, 1895; Instr. 16 p. 97, 1896.

Buisson. C. R. 142 p. 881, 1906.

Soleil. C. R. 21 p. 426, 1845; 24 p. 973, 1846; 26 p. 163, 1847.

Airy. Cambr. Phil. Trans. 4 p. 79, 198, 1831; Pogg. Ann. 23 p. 204, 1831.

Гершуин. Сборн. статей, посвящ. памяти Ф. Ф. Петрушевского, p. 11. СПб., 1904.

Wood. Phil. Mag. (6) 6 p. 96, 1903.

К § 2.

Brewster. Rep. of Brit. Ass. 28 p. 13, 1858.

Marbach. Pogg. Ann. 91 p. 428, 1854; 94 p. 412, 1855; 99 p. 451, 1856; C. R. 40 p. 793, 1855; Ann. chim. et phys. (3) 43 p. 252, 1854; (3) 44 p. 41, 1855.

O. Weder. Diss. Stuttgart, 1896.

- Pocklington*. Phil. Mag. (6) 2 p. 361, 1901.
Wiener. W. A. 35 p. 1, 1888.
Pockels. Lehrb. d. Krystalloptik, Leipzig, 1906.
Chipart. Théorie gyrostatique de la lumière, Paris, 1904.
Sommerfeld. Phys. Zeitschr. 7 p. 207, 266, 1906.
Voigt. Phys. Zeitschr. 6 p. 787, 1905; 7 p. 267, 1906; Verh. d. d. phys. Ges. 1905 p. 340; Annalen d. Phys. (4) 18 p. 645, 1905.
Dufet. Journ. d. Phys. (4) 3 p. 757, 1904; Bull. soc. minér. 27 p. 156, 1904.
Beaulard. Journ. d. Phys. (3) 2 p. 472, 1893; Thèse de la Faculté de Paris, Marseille 1893.
Gibbs. Amer. J. of Sc. (3) 33 p. 460, 1882.
Гольдгаммер. Journ. de Phys. (3) 1 p. 205, 1890.
Mac Cullagh. Irish Ac. Trans. 17, III p. 461; Proc. Irish Acad. p. 383, 1837—1840.
Crelle. Crelle's Journ. 57, 355, 1860.
Boussinesq. Journ. de Liouville (2) 13 p. 366, 1868.
Verdet. Optique physique 2 p. 326, 1870.
Descloiseaux. C. R. 44 p. 876, 909, 1857; Ann. chim. et phys. (3) 51 p. 361, 1857; Pogg. Ann. 102 p. 471, 1857.
Le Bel. Ber. chem. Ges. 5 p. 391, 1872.
Wyrouboff. Ann. chim. et phys. (6) 8 p. 340, 1886.
Nasini. Mém. d. R. Ac. dei Lincei (3) 13, 1882.
Biot. Mém. de l'Acad. des Sc. 15 p. 93, 1836, C. R. 1 pp. 66, 177, 457, 1836.
Landolt. Liebig's Ann. 189 p. 322, 1877.
Schneider. Liebig's Ann. 207 p. 257, 1881.
Debrunfaut. C. R. 23 p. 38, 1846; 42 p. 739, 1858.
Roux. Journ. d. Phys. (4) 2 p. 903, 1903.
Trey. Ztschr. f. phys. Chem. 46 p. 620, 1903.
Hudson. Ztschr. f. phys. Chem. 44 p. 487, 1903.
Tanret. C. R. 120 p. 1060, 1895.
Müller. C. R. 118 p. 425, 1894.
Patterson. Trans. R. Soc. 79 pp. 167, 477, 1901; 81 pp. 1097, 1134, 1902; J. chem. Soc. 85/86 pp. 1116, 1153, 1904; 87/88 p. 122, 1905.
Oudemans. Pogg. Ann. 148 p. 337, 1873; J. de phys. (1) 2 p. 223, 1873.
Walden (уранил). Chem. Ber. 30 p. 2889, 1897; Материалы к изучению оптической ивомерии. СПб. 1898, p. 81.
Gernez (пары). C. R. 58 p. 1108, 1864; 62 p. 1277, 1866. Ann. de l'Ec. Norm. 1 p. 1, 1864.
Milroy. Ztschr. f. phys. Chem. 50 p. 443, 1904.
Rimbach u. Schneider. Ztschr. f. phys. Chem. 44 p. 467, 1903.
Rimbach und Weber. Ztschr. f. phys. Chem. 51 p. 473, 1905.
Grossmann und Wienecke. Ztschr. f. phys. Chem. 54 p. 385, 1906.
Grossmann und Poetter. Ztschr. f. phys. Chemie 56 p. 577, 1906.
Grossmann. Ztschr. f. phys. Chem. 57 p. 533, 1906; 75 p. 129, 1910.
Gernez (влияние примесей). C. R. 109 pp. 151, 769, 1889; 110 pp. 525, 1365, 1890, 111 p. 792, 1890.
Guye et Amaral. Arch. (3) 33 pp. 409, 513, 1895.
Wyrouboff. J. de phys. (3) 3 p. 451, 1894.
Ewell. Amer. J. of Science 8 p. 89, 1899; Phys. Ztschr. 1 p. 201, 1900.
Pasteur. Leçons de chimie professées en 1860, Paris 1861; C. R. 26 p. 535, 1847; 28 p. 477, 1848; 31 p. 480, 1850; 33 p. 217, 1851; 35 p. 176, 1852; Ann. chim. et phys. (3) 24 p. 442, 1848; 28 p. 56, 1850; 31 p. 67, 1851; 34 p. 30, 1852, 38 p. 437, 1853; Pogg. Ann. 80 p. 127, 1850; 82 p. 144, 1851; 90 p. 504, 1853.
Ladenburg. Ber. chim. Ges. 27 p. 75, 3226; 28 p. 164, 31 p. 1969; 32 p. 50, 864.
Cotton. Ann. d. Chim. et d. Phys. (7) 8 p. 347, 1896.
Byck. Ztschr. f. phys. Chem. 49 p. 641, 1904.
Walden. Naturwiss. Rundschau 15 N^o 12—16, 1900; Ж. Русск. Ф.-Х. Общ. 36, Отд. хим. p. 607, 1904.

- Le Bel*. Bull. Soc. chim. (2) 22, 1874.
H. van't Hoff. Bull. Soc. chim. (2) 23, 1875; Ber. chem. Ges. 10 p. 1620, 1877.
Le Bel (азот). C. R. 112 p. 724, 1891; 129 p. 548, 1899.
Ladenburg. Chem. Ber. 26 p. 864, 1893; Berl. Ber. 1892, p. 1057.
Wedekind. Zur Stereochemie des fünfwertigen Stickstoffes, 1899; извлечение в Ж. Р. Ф.-Х. О. 31, Отд. хим. II стр. 142, 1899; Ztschr. f. phys. Chem. 45 pp. 235, 1903.
П. И. Вальден. Ztschr. f. phys. Chem. 15 p. 638, 1894; 17 pp. 245, 705, 1896; 20 pp. 377, 569, 1896; Материалы к изучению оптической изомерии. Ж. Р. Ф.-Х. О. 30, отд. хим. стр. 483, 632, 767, 1898; дисс. СПб. 1898; Chem. Ber. 28 p. 2766, 1895; 32 pp. 2703, 2706, 2849, 1899.
Winther. Ztschr. f. phys. Chem. 55 p. 257, 1906; 56 pp. 465, 703, 719, 1906; 60 pp. 563, 590, 641, 685, 756, 1907.

К § 3.

- I. Зависимость от длины волны.
Stefan. Wien. Ber. 50, II p. 88, 1864; Pogg. Ann. 122 p. 631, 1864.
Broch. Dove's Rep. der Phys. 7 p. 91, 113, 1846; Ann. chim. et phys. (3) 34 p. 119 1852.
Boltzmann. Pogg. Ann. Jubelb. p. 128, 1874.
Lommel. W. A. 14 p. 523, 1881.
Carvallo. Ann. chim. et phys. (6) 26 p. 113, 1892; C. R. 113 p. 846, 1891; 114 p. 288, 1892.
Moreau. Ann. chim. et phys. (6) 30 p. 433, 1893.
Gumlich. W. A. 64 p. 333, 1898.
G. Wiedemann. Pogg. Ann. 82 p. 215, 1851.
Arndtsen. Pogg. Ann. 105 p. 312, 1858.
Mascart et Bénard. Ann. chim. et phys. (7) 17 p. 125, 1899.
Siertsema. Arch. néerland. (2) 3 p. 79, 1899.
Wild. Ein neues Polaristrobometer. Bern 1865.
Arndtsen (виная кислота). Ann. chim. et phys. (3) 54 p. 403, 1858; Pogg. Ann. 105 p. 312, 1858.
Wendell. W. A. 66 p. 1149, 1898.
Cotton. C. R. 120 p. 889, 1891.
Guye et M-lle Aston. C. R. 124 p. 194; 125 p. 819, 1897.
Nutting. Phys. Rev. 17 p. 1, 1903.
II. Зависимость от температуры.
Fizeau. Ann. chim. et phys. (4) 2 p. 176, 1864.
v. Lang. Pogg. Ann. 156 p. 422, 1875.
Sohncke. W. A. 3 p. 516, 1878.
Joubert. J. de phys. (1) 8 p. 5, 1879.
Gernez. J. de phys. (1) 8 p. 57, 1879.
Soret et Sarasin. C. R. 95 p. 635, 1882.
Krecker. Arch. Néerlandaises. 7.
Cl. Andrews. Moniteur scientif. (4) 3 p. 1366, 1889.
Seyffart. W. A. 41 p. 113, 1890.
Wiley. J. Amer. chem. Soc. 21 p. 568, 1899.
Schoenrock. Instr. 20 p. 97, 1900; Ztschr. f. phys. Chem. 34 p. 87, 1900.
Pellat. Ann. chim. et phys. (7) 23 p. 289, 1901.
Tuchschiemied. Diss. Zürich, 1869.
Winther. Ztschr. f. phys. Chem. 41 p. 161, 1902; 45 p. 331, 1903.
Walden. Ztschr. f. phys. Chem. 55 p. 1, 1906.

К § 4.

- Fresnel*. См. выше.
Cornu. C. R. 92 p. 1395, 1881.
v. Lang. Wien. Ber. 60, II p. 767, 1869; Pogg. Ann. 140 p. 460, 1870.

- Babinet.* C. R. 4 p. 900, 1837.
Stefan. Pogg. Ann. 126 p. 658, 1865.
Straubel. Annal. d. Phys. 7 p. 905, 1902.
Quesneville. Об эллиптическом двойном преломлении кварца вблизи его оси.
 Часть I и II. Париж 1896—1897.
Kraft u. Zakrzewski. Bull. Cracov. 1904 p. 504.
Reese. Phys. Rev. 22 p. 265, 1906.
Dove. Pogg. Ann. 110 p. 279, 1860.
Fleischl. W. A. 24 p. 127, 1885.
Airy. Trans. Cambr. Soc. 4 p. 77, 199, 1833.
Cotton. C. R. 120 p. 989, 1895; Ann. chim. et phys. (7) 8 p. 347, 1896; J. de phys.
 (3) 5 p. 237, 290, 1896; 7 p. 84, 1898.
Carvallo. C. R. 122 p. 985, 1896.
Mc. Dowell. Phys. Rev. 20 p. 163, 1905.
Mascart. Ann. Ecole norm. sup. (2) 1 p. 157, 1872.
Larmor. Aether and Matter. Cambridge, 1900.
Rayleigh. Phil. Mag. (6) 4 p. 215, 1902.
Wachsmuth und Schoenrock. Verh. d. phys. Ges. 4 p. 183, 1902.
H. Lorenz. Verh. d. Ges. Deutsch. Naturf. in Düsseldorf 1892, 2. Teil, 1. Heft p. 49;
 Versuch einer Theorie и т. д. Leyden 1895, p. 119; Versl. K. Ak. van Wet. p. 793, 1901—1902.

R § 5.

- Reusch.* Pogg. Ann. 138 p. 628, 1869; Berl. Ber. 1869, p. 530.
Sohncke. Pogg. Ann. Ergbd. 8 p. 16, 1878; Math. Annal. 9 p. 504, 1876; Ztschr. Kryst.
 13 p. 229, 1888.
Mallard. Ann. des mines (7) 19 p. 256, 1881; C. R. 92 p. 1155, 1881; J. de phys. (1)
 10 p. 479, 1881.
Ewell. Amer. J. of Sc. 8 p. 89, 1899; 15 p. 363, 1903; Phys. Ztschr. 1 p. 201, 1900;
 4 p. 706, 1903; 13 p. 100, 1912; Phys. Rev. 33 p. 480, 1911.
Mac Cullagh. Irish Trans. 17, III p. 461, 1837; Proceed. Irish Acad. 1 p. 383, 1840.
Mac Cullagh. Irish Trans. 17, III p. 461, 1837; Proceed. Irish Acad. 1 p. 383, 1840.
Cauchy. C. R. 15 p. 916, 1842; 25 p. 331, 1847.
Briot. Théorie mathém. de la lumière, немецкий перевод Klinkersfues'a, Leipzig,
 1867, 123.
Boussinesq. Liouv. Journ. (2) 13 pp. 330, 340, 425, 1868.
Sarrau. Liouv. Journ. (2) 13 p. 99, 1868.
Ketteler. W. A. 16 p. 86, 1882.
Lommel. W. A. 15 p. 378, 1882.
Voigt. W. A. 19 p. 873, 1883; 30 p. 191, 1887.

R § 6.

- Fizeau et Foucault.* Ann. chim. et phys. (3) 26 p. 138, 1849; 30 p. 146, 1850; Oeuvres
 de Foucault. p. 105.
Broch. Ann. chim. et phys. (3) 34 p. 119, 1852.
G. Wiedemann. Pogg. Ann. 82 p. 215, 1851.
Arndtsen. Ann. chim. et phys. (3) 54 p. 403, 1858.
Stefan. Wien. Ber. 50, II, p. 88, 1864.
v. Lang. Wien. Ber. 74, II p. 209, 1876.
Luedtke. Pogg. Ann. 137 p. 271, 1869.
Bodlaender. Diss. Breslau 1882; Ztschr. f. Kryst. 9 p. 309, 1883.
Glan. Münch. Ber. 1891; Ztschr. f. Kryst. 23 p. 280.

Измерительные приборы. Сахариметры.

- Biot.* C. R. 11 p. 413, 1840; Ann. chim. et phys. (2) 75 p. 401, 1840.
Mitscherlich. Lehrb. d. Chemie, 4. Aufl. 1 p. 361, 1844.

- Soleil.* C. R. 21 p. 426, 1845; 24 p. 973, 1847; 26 p. 162, 1847; 31 p. 248, 1850.
Ventzke. Erd. Journ. f. prakt. Chem. 25 p. 84; 28 p. 111.
Scheibler. Zeitschr. d. Ver. für Rübenzuckerindustrie, 1870, p. 609.
Wild. Neues Polaristrobometer. Bern, 1865; Ann. chim. et phys. (4) 3 p. 501, 1864;
Pogg. Ann. 122 p. 626, 1864.
Jellet. Rep. Brit. Assoc. 1860, II p. 13.
Laurent. J. de phys. (1) 3 p. 183, 1874; 8 p. 164, 1879; Dingl. Journ. 223 p. 608, 1877.
Lippich. Instr. 2 p. 167, 1882; 12 p. 333, 1892; Wien. Ber. 85 p. 268, 1882; 91 p.
1059, 1885; 99 p. 695; 1890; 105 p. 317, 1896; Instr. 14 p. 326, 1894.
Heele. Instr. 16 p. 269, 1896; 16 p. 210, 1896.
Lummer. Instr. 15 p. 293, 1895; 16 p. 210, 1896.
Landolt. Ber. chem. Ges. 28 p. 3102, 1895.
Stammer. Ztschr. f. Rübenzucker-Ind. 37 p. 474, 1887; 43 p. 1040, 1893.
Peters. Ztschr. f. Rübenzucker-Ind. 44 p. 221, 1894.
Josef-Jan Fric. Öst.-Ungar. Ztschr. f. Zucker-Ind. 1895, V.
Martens. Instr. 20 p. 82, 1900.
Righi. Mém. d. Acad. di Bologna (4) 6 p. 591, 1885.
Glan. W. A. 43 p. 44, 1891.
Seyffart. W. A. 41 p. 111, 1890.
Poynting. Phil. Mag. (5) 10 p. 18, 1880.
Fleischl. Rep. der Phys. 21 p. 323, 1885.
Pellin. J. de Phys. (4) 2 p. 436, 1903.
Bates. Annal. d. Phys. (4) 12 p. 1080, 1903.
Schoenrock. Annal. d. Phys. (4) 14 p. 406, 1904.
Lummer u. Kynast. Annal. d. Phys. (4) 22 p. 721, 1907.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ.

- Аберрация света 188, — сферическая 204, 257, — в глазе 474, — главная продольная и поперечная 205, 259, — хроматическая 384, — — в глазе 475.
Абсолютно черное тело 160, 167, 168, 172.
Абсолютное число колебаний 117.
Абсолютный коэффициент преломления 221.
Автоколлимация 268, 274.
Азимут главный 630, — первый и второй 710.
Аккомодация 472.
Аккорд 114.
Актинометрия 415, 435.
Актинометр Arago-Davy 439, — Хвольсона 439.
Акустика 13.
Акустическая проводимость 35, — плотность 40.
Акустический резонанс 85.
Акустическое отталкивание 89.
Альбеда 414.
Амплитуда звуковых колебаний 84, 111.
Анаберрационная поверхность 208, 223, — точка 260.
Анализатор 614, 713.
Анализ звуков 87, — спектральный 343, — лучей 714.
Ангстрем 122, 300, — интернациональный 323.
Анизотропия 636, — случайная (временная и постоянная) 704.
Аномальная дисперсия 291, 299, 368, 697; действие ее на проходящие лучи 355.
Аномальное вращение плоскости поляризации 732.
Антелий 510, 512.
Апертометр 447.
Апертура 446.
Апланатические точки 260, 265.
Апохромат 458.
Асимметрический углеродный атом 730.
Астигматизм 474.
Астигматический пучок лучей 208, 211, 265.
Астрономическая рефракция 491.
Астрономический рефрактор 462.
Атмосферные оптические явления 489.
Атомная преломляемость 288.
Афокальная система 254.
Ахроматизм 382.
Ахроматические объективы 387, — окуляры 387.
Ахроматические стекла 382.
Бикварц Soleil'я 722.
Билинга Billet 525.
Бинокль 465.
Бипризма Fresnel'я 525.
Биения 92, 96, — добавочных тонов 99, — световые 563.
Болометр 131.
Вариатор звуковой 80.
Величина поля зрения 444.
Вибрационный микроскоп 50.
Внутренняя диффузия лучей 215, 414, — коническая рефракция 667.
Воздушная перспектива 477, 485.
Воздушный резонатор 86.
Волна обыкновенная и необыкновенная 649.
Волновая поверхность 199, 646, 662.
Вольтова дуга 319.
Вращательная дисперсия 721, 732, — способность, см. вращение.
Вращательный дихроизм 737.
Вращение плоскости поляризации 719, в кварце 719, удельное 725, молекулярное 725, аномальное 732, искусственное 738; теория Fresnel'я 734; способы измерения 739.
Время ослабления 708.
Выслеживание лучистой энергии 127.
Высота звука 16, 110.
Газовая гармоника 73.
Галилеева трубка 465.
Гало 509.
Гамма 16, — мажорная и минорная 114, — температурная 116.
Геометрическая оптика 139.

- Главная ось сферического зеркала 206, —
 абберрация 205.
 Главное фокусное расстояние 204, 232, 239,
 267, — сечение кристалла 637.
 Главный фокус, 203, 232, 238, — угол
 падения 630, — азимут 630.
 Главные точки 239, 248, — плоскости 239,
 248, — абберрация 205, 259, — направле-
 ния 662.
 Глазной пурпур 470.
 Глаз человека 469.
 Гласные звуки 103.
 Голос человека 103.
 Гомоцентрические лучи 205.
 Гороптер 476.
 Давление звуковых волн 20, — лучистой
 энергии 177.
 Дальномер стереоскопический 478.
 Движение источника, влияние его на вы-
 соту звука 90, на спектр 345, 360.
 Движение среды, влияние его на распро-
 странение лучистой энергии 197, на по-
 ложение спектральных линий 355.
 Двойная зрительная труба Zeiss'a 478.
 Двойная сирена Helmholtz'a 94.
 Двойное лучепреломление 636, — — для
 инфракрасных лучей 673, — — при слу-
 чайной анизотропии 704, — — в жид-
 костях 707.
 Двуосные кристаллы 662, 667, 693, 701, 724.
 Дисперсия звуковая 42, — лучистой энер-
 гии 299, 306, — нормальная 299, — ано-
 мальная 291, 299, — частная 300, — пол-
 ная 301, — относительная 302, — в
 газах 303, эллиптическая 393, — опти-
 ческих осей в двуосном кристалле 695,
 — вращательная 721.
 Диссонанс 117.
 Дихроизм 671, — вращательный 737.
 Дихроскопическая лупа 671.
 Дифракционный спектр 584, 589.
 Дифракционные решетки 308, 587, — —
 отражательные 593, — — ступенчатые
 596; — явления френелевы 573, —
 фраунгоферовы 582.
 Дифракция звука 45, — света 468, — поля-
 ризованных лучей 628, — в прило-
 жении к микроскопу 598.
 Диффузия лучей внутренняя и поверх-
 ностная 214.
 Диафрагма 444, — главная 446.
 Длина волны 17, 110, 123, 524, 553.
 Добавочные тоны 17, 48, 99.
 Дополнительный цвет 377.
 Единица Angström'a 122, 300, 323.
 Единицы силы света 416.
 Желтое пятно 470.
 Закономерности в распределении спек-
 тральных линий 331, 338.
 Закон Lambert'a 146, 173, — Kirchhoff'a
 159, — Stefan'a 151, 169, — Draper'a
 144, 175, — Newton'a 151, — Dulong'a
 и Petit 151, — Beer'a 158, — Kirch-
 hoff'a-Clausius'a 177, — Stokes'a 394,
 — Brewster'a 610, 621, — Malus'a 612,
 644, — Arago 617, 623.
 Законы колебаний струн 46, 51, — инте-
 грального лучеиспускания 150, — луче-
 испускания абсолютно черного тела
 168, — преломления лучей 221, — рас-
 пределения линий в спектрах 330, — ин-
 терференции поляризованных лучей
 (Fresnel'я и Arago) 617, 675, — вращения
 плоскости поляризации 720, 730.
 Звуковой вариатор 80.
 Звукопроводность 35.
 Звук 14, 110, — музыкальный 15, 113.
 Земная зрительная труба 464.
 Зеркала плоские 198, — вогнутые сфери-
 ческие 201, — выпуклые сферические
 207, — несферические 208, — Fresnel'я
 522, 528, — Michelson'a 526.
 Зеркальная поверхность 214.
 Зоны Fresnel'я 570.
 Зрачки (диафрагмы) 444.
 Зрительная труба 462, — земная (подзор-
 ная) 464, — двойная Zeiss'a 478.
 Изгиб фокальной поверхности 266.
 Изображение предмета 207, 235, 243, 246,
 250, 263, — светящейся точки 200, 202,
 208, 232.
 Изомерия оптическая 719, 730.
 Изохроматические поверхности 691.
 Измерение силы звука 20, — скорости зву-
 ка 26, 70, — числа звуковых колебаний
 76, 80, 81, 96, — главного фокусного
 расстояния 267, — коэффициента прело-
 мления 272, 522, — лучистой энергии
 408, — длины волны 524, 553, — враще-
 ния плоскости поляризации 739.
 Иммерсионная система 457.
 Индукция фото-химическая 406.
 Интегралы Fresnel'я 580.
 Интегральное лучеиспускание 148.
 Интервал музыкальный 113, — оптиче-
 ский 254.
 Интерференциальная спектрометрия 553.
 Интерференционный рефрактометр Ja-
 min'a 548, Mach'a 550, Michelson'a 554,
 Fabry и Perot 559, Lummer'a 560, 577.
 Интерференционные кривые 531, 536, 540;
 — полосы 520.

- Интерференция звука 43, 95; — света 516, — в тонких пластинках 529, — в толстых пластинках 546, — при больших разностях хода 550, — поляризованных лучей 617, 675.
- Интерферометр, см. интерференционный рефрактометр.
- Инфракрасная часть спектров 365.
- Инфракрасные лучи 123, 128, 141.
- Иррадиация 475.
- Искра 317.
- Искривление изображения 266.
- Исландский шпат 637.
- Испускательная способность 160.
- Источники звука 14, — лучей 231, 238.
- Калорическое лучеиспускание 125, 144.
- Камертонные часы 82.
- Камертон 58, 80, 81.
- Катакаустика 212.
- Катоπτрика 198.
- Каустика 212, 224.
- Кварц правый и левый 720.
- Коэффициент отражения 153, 542, — поглощения 154, — преломления 221, 272, — — газов 281, — — смесей и растворов 286, — — металлов 290, — — в зависимости от состояния вещества 282, — — для веществ, обнаруживающих аномальную дисперсию 371, — — необыкновенного луча 647, — — волны обыкновенной и необыкновенной 649.
- Колебания ряда материальных точек 3, — в однородной среде 5, 8, — в нитях 9, 54, — в стержнях 11, 12, 55, 56, — в неограниченной твердой среде 12, — в жидкостях 12, — в газах 12, — струн 46, 50, 52, 53, — пластинок 60, — перепонок 62, — колокола 63, — цилиндра 63, — камертона 58, — в трубах 63, 66, 68, 70, 73, 75, — звуковые см. звук, — в эфире 122; определение числа колебаний 76, 96, — проектирование колебаний 99.
- Колесо Savart'a 79.
- Коллиimator 309.
- Колориметр 382.
- Кольца Ньютона 537.
- Комма 114.
- Комбинационные тоны 97.
- Компенсатор 280, 698, — Jamin'a 549, — Babinet 698, 715, — Soleil'я 699.
- Конденсор 459.
- Коническая рефракция 667.
- Ковоскоп 681.
- Консонанс 114, 117.
- Корона солнечная 358.
- Кортиевы волокна 108.
- Кривые интерференционные равной толщины 531, 536, — — одинакового наклона 531, 540.
- Кристаллографическая ось 637.
- Кристалло-люминесценция 146.
- Кристаллы одноосные 636, 638, 688, — двуосные 637, 662, 693, — отрицательные и положительные 647, 665, 699.
- Круги около солнца и луны 509.
- Круговая поляризация 609, 628, 676, 711.
- Круг рассеяния 205.
- Лампа Гейфлер-Альтенека 153, 418, — кадмиевая 319, — Карселя 417, — ртутная 319, — Narcourt'a 419, — Féry 418.
- Линза 244.
- Линии спектральные 316, — короткие и длинные 327, — несериальные 337, — нормальные 330, — сериальные 331, — Talbot'a 527, — теллурические 348, 350, — — фраунгоферовы 300, 347, 355; закономерности в распределении 331, 338, структура линий 328, 353.
- Луна 450, — сложная 451, — дихроскопическая 671.
- Лучеиспускание калорическое 125, 144, — интегральное 148, 150, — газов 149.
- Лучеиспускательная способность 149, 159, — — металлов 149, — — абсолютно черного тела 163, 167, 168, 172.
- Лучи видимые 124, 127, — гомоцентрические 205, — естественные 605, 625, — инфракрасные 123, 128, 141, — обыкновенные и необыкновенные 639, 640, — однородные (монокроматические) 141, — остаточные 141, — отчасти поляризованные 608, — поляризованные 161, 605, — рентгеновы 125, 141, — ультрафиолетовые 124, 128, 141, — химические (актинические) 124, 403, — центральные 231, 237, — электрические 125, 127, 141.
- Лучистая энергия 122, 124, 135, 139.
- Люминесценция 144, 174, 397.
- Манометрическое пламя 21.
- Матовая поверхность 154, 214.
- Международный ангстрем 323.
- Мерцание звезд 495.
- Метеорологическая оптика 489.
- Метод полос 293.
- Метр, сравнение с длиной волны 553, 555.
- Механический эквивалент света 419.
- Микрометр Rochon'a 659.
- Микроскоп вибрационный 50, — простой 450, — сложный 454, — бинокулярный Nacet 460, — поляризованный Bertin'a 682; теория Abbe 599.

- Мираж 491.
 Молекулярная преломляемость 288.
 Молекулярное вращение плоскости поляризации 725.
 Монохорд 52.
 Монохроматические лучи 141.
 Музыкальный тон 15, 113.
 Наклонные пластинки Jamin'a, 526.
 Направление лучейспускания 146.
 Напряжение видимого свечения 176, — источника света, полное и среднее 316.
 Напряженность потока лучистой энергии 135, 146, 408.
 Натяжения в стекле 706.
 Небесный свод 489.
 Нейтральная точка Arago 631.
 Необыкновенный луч 640.
 Несериальные линии 337.
 Николь 655.
 Нормальный спектр 320, — — солнца 348.
 Нормальные линии спектра 330.
 Обманка Sidot 402.
 Обманы оптические 483.
 Обращение спектров 344.
 Объективы в микроскопах 457, — ахроматические 387.
 Обыкновенный луч 639.
 Однородные лучи 141.
 Окраска поверхностная 156, 373, — внутренняя 374, — чувствительная 680, 686, 722.
 Октава 16, 114.
 Окуляр ахроматический 387, — Huyghens'a 452, — Ramsden'a 453, — Gauss'a 274, 453, — ортоскопический Kellner'a 465.
 Определение характера кристаллов 700.
 Оптическая сила стекла 253, — — прибора 443, — — микроскопа 456, — изомерия 719, 730, — энергия потока 408, — длина луча 525, — ось системы средин 231, 237, — — кристалла 637, — — двуосного кристалла 665.
 Оптически пустая вода 215, — деятельное вещество 719.
 Оптические приборы 263, 441, — обманы 483.
 Оптический центр стекла 246, 249, — интервал 254, — резонанс 396, 564.
 Оптические стекла 244, 248, 253, — явления в атмосфере 489.
 Оптотехника 263.
 Органические трубы 65.
 Орган слуха 107, 108.
 Ортоскопическое изображение 267.
 Ортоскоп 681.
 Освещение поверхности 412.
 Оси внутренней и внешней конической рефракций 665.
 Остаточное слуховое ощущение 111.
 Остаточные лучи 141.
 Ось кристаллографическая и оптическая 637.
 Отдача звука 40.
 Относительная дисперсия 302.
 Отражательная решетка 593, — способность металлов 216.
 Отражение звука 39, — лучистой энергии 136, 153, 198, 216, 629.
 Отгалкивание акустическое 89, — световое 181.
 Отенок звука 18, 49.
 Охлаждение тел лучейспусканием 150.
 Паргелий 510, 512.
 Перепонки 62.
 Пиргелиометры 436.
 Пламя манометрическое 21, — чувствительное 22, — поющее 73.
 Пластинка Savart'a 693, — „четверть волны“ и „полволны“ 697, 713.
 Пластинки 60, — наклонные Jamin'a 526, — плоскопараллельные 225, 521, 531, 544, — смешанные Young'a 528, — тонкие 529, 536, — толстые 546.
 Плеохроизм 671.
 Плоскопараллельные пластинки 225, 521, 531, 544.
 Плоскость поляризации 607, 644.
 Плотность акустическая 40.
 Поверхностная окраска 156, 373, — диффузия лучей 214.
 Поверхность изохроматическая 691.
 Поглощательная способность 154, 155, 159.
 Поглощение лучистой энергии 153, 155, спектры поглощения 310, 319, 339.
 Подзорная труба 464.
 Показатель преломления. См. коэффициент преломления.
 Поле зрения 446.
 Полное внутреннее отражение 222, 277.
 Полосы интерференционные 520, — Naidinger'a 611, — Talbot'a 527; метод полос 293.
 Поляризатор 611, 655, — пластинчатый 616, призма Николя 655, призма Foucault 657, турмалиновые шипцы 657, 682, призма Rochon'a 658, призма Wollaston'a 659.
 Полутеневого сахариметр 742.
 Поляризационный прибор 614.
 Поляризация света 160, 605, — эллиптическая и круговая 609, 624, 676, 710.

- при отражении 610, 630, — при преломлении 615, — при лучеиспускании и при диффузии 627, — при диффракции 628, — солнечного света 631, — в одноосных кристаллах 640, — в двуосных кристаллах 667, — при флюоресценции 672, — хроматическая 675, 682, — в сходящихся лучах 688, 694, 722.
- Поляриметр 660, — Arago 661, — Cornu 662.
- Полярископ 660, — полутеневого Cornu 661, — Savart'a 428, 693.
- Поляристробометр 741.
- Постоянная аберрации 190, — солнечная 436.
- Поток лучистой энергии 408.
- Поющее пламя 73.
- Преломление звука 43, — лучистой энергии 136, 220, — у плоской границы 224, — в призме 226, — у сферической поверхности 231, — центральных лучей при ряде сферических поверхностей 237, — у цилиндрической поверхности 262, — в газах 281, — в смесях и растворах 286, — в металлах 290, — поляризованных лучей 615, 641.
- Преломляемость атомная и молекулярная 288.
- Предельный угол падения (угол полного внутреннего отражения) 222.
- Пределы звуков, воспринимаемых ухом 110; — спектральных серий 332.
- Преобразования лучистой энергии 392.
- Приборы оптические 263, 441; — поляризационные 614, — проекционные 468, 682.
- Призма 226, 272, 306, — Steinheil'я 273, — Browning'a 310, — Cornu 312, — Rutherford'a 311, — Merz'a 314, — ахроматическая 382, — прямого зрения (Amici) 313, 383, — Николя 655, — Foucault 657, — Rochon'a 658, — Wollaston'a 659.
- Призматическая камера 316.
- Принцип Doppler'a 90, 345, 361.
- Продолжительность светового впечатления 476.
- Проекционный прибор 468, — — Dubosq'a 682.
- Прозрачность 135, 153.
- Пучность 43, 66.
- Радиометр 133.
- Радиомикрометр 131.
- Радуга 497, теория Descartes'a 498, теория Airy 504.
- Разностные тоны 97.
- Расстояние главное фокусное 204, 232, 239, 267, — наилучшего зрения 443, 473.
- Разрешающая способность призмы 307, — — решетки 592, — — оптического прибора 449, — — зрительной трубы 601.
- Рассеивание световых лучей поверхностное 214, — — — внутреннее 215, 414.
- Распределение спектральных линий 331, 338.
- Рацемическое вещество 728.
- Резонанс 84, — акустический 85, — оптический 396, 564.
- Резонатор воздушный 86.
- Рефлектор 462, 466.
- Рефрактометр Abbe 278, — Pulfrich'a 279, 280, — Jamin'a 548, — Mach'a 550, — Michelson'a 555.
- Рефракторы астрономические 462.
- Рефракция астрономическая и земная 491, — боковая и неправильная 491, — коническая 667.
- Решетки диффракционные 308, 587, — отражательные 593, — ступенчатые Michelson'a 596, — с определенной формой борозд 597.
- Рисовальный прибор 459.
- Ромб Fresnel'я 625, 715.
- Ртутная лампа 319.
- Сахариметр 739.
- Световой резонанс 396, 564.
- Световые биения 563.
- Светопреломляющая способность 285, 286.
- Светофильтр 141.
- Свет 124.
- Светящаяся точка 128.
- Свеча (единица силы света) 417.
- Свисток Galton'a 14.
- Сенсibilизаторы оптические 365, 402, 406, — химические 406.
- Сериальные формулы 331, 333.
- Серия спектральных линий 330, 338, — главная, побочная 332.
- Сетчатая оболочка 470.
- Сила звука 15, 20, — света 408, 410, — оптическая прибора 443, — разрешающая оптического прибора 449.
- Синтез звуков 87, — гласных 104.
- Сирена Cagniard de Latour'a 77, — Dove 78, — Pellat 79, — Seebeck'a 79, — Кюниг'a 79, — колесо Savart'a 79, — двойная Helmholtz'a 94.
- Скорость распространения колебаний, см. колебания; — звука 15, 24, 34, 70, 71, — — в газах 25, 26, — — в жидкостях 32, — — в твердых телах 33, — света 187, 196, 221, 291, 372, 647, 650, 662.
- Слепое пятно 471.
- Слух человека 107, 108.
- Смешанные пластинки Young'a 528.
- Смещение цветов 375.
- Смещение спектральных линий 346, 361.

- Сонометр 47.
 Солнечная корона 358, — постоянная 436.
 Соляризация 406.
 Сопряженные точки 202, 239.
 Сочетание тонов 92.
 Спектральный анализ 343.
 Спектрограф 309, 312, 314.
 Спектрометрия 259, 553.
 Спектрометр 309.
 Спектроскопия 299, — интерференциальная 553.
 Спектроскоп 306, 309, — Hilger'a 312, — прямой 313, — Browning'a 314.
 Спектр 123, 299, 306, — сплошной 316, — линейчатый, полосатый 316, 320, — испускания 316, — поглощения 316, 319, 339, — нормальный 320, — паров и газов 321, — соединений и сплавов 326, — вольтовой дуги 319, — солнца 347, — нормальный солнечный 348, — солнечных пятен 357, — хромосферы 358, — солнечной короны 358, — луны, планет, комет 358, — неподвижных звезд и туманностей 360, 361 — северного сияния, зодиакального света и молнии 362. — ультрафиолетовый 363, — инфракрасный 365, — диффракционный 584, 589; см. также линии спектральные.
 Спектрофотометры 430.
 Спирали Airy 723, — Cornu 578.
 Спутники спектральных линий 328.
 Средняя линия двуосного кристалла 665.
 Стекла оптические 244, — собирательные и рассеивающие 244, — положительные и отрицательные 244, — цилиндрические 262, — ахроматические 384.
 Стеклоплатформа 616.
 Стереоскопический дальномер Zeiss'a 478.
 Стереоскоп 477.
 Стержень (колебания) 10, 11, 55, 56.
 Стоячие волны звуковые 15, 43, — в нитях 54 (прибор Melde), — световые 560.
 Строение спектральных линий 553.
 Струна 46, 50, 52, 53.
 Ступенчатая решетка 596.
 Суммовой тон 97.
 Сферическая аберрация 204, 257.
 Сферическое зеркало 201, 207.
 Сцинтилломметр и сцинтилоскоп 497.
 Телескопическая система стекол 254.
 Телескоп 462, 466.
 Телестереоскоп Helmholtz'a 478.
 Теллурические линии 348, 350.
 Тембр 17.
 Температура, действие ее на: скорость звука 25, 29, 30, число колебаний камертона 58, 83, поглощательную и испускательную способность 159, 160, 162, 172, показатель преломления 283, 548, 647, спектры 321, 326, фосфоресценцию 398, 401, оптические свойства кристаллов 697, вращение плоскости поляризации 733.
 Темперационная гамма 116.
 Теорема Ohm'a 109, — Fermat'a 201, 222.
 Теплопрозрачность 156.
 Теплоцветность 157.
 Термолюминесценция 145.
 Термоэлектрическая пара 129.
 Термоэлектрический столбик 129, — — Rubens'a 130.
 Тиски Buesching'a 704.
 Тоника 115.
 Тонкие пластинки (интерференция) 529, 536.
 Тонометр 97.
 Тон простой (музыкальный) 15, 113, — нормальный 17, — добавочный 17, 48, 99, — разностный и суммовой 97, — комбинационный 97.
 Трабанты 328.
 Трезвучие мажорное и минорное 114, 115.
 Триболюминесценция 145.
 Трубы 63, — открытые 63, — закрытые 64, — органнне 65, — язычковые 73, — зрительные 464, 601; распространение звука внутри тонкой трубы 19.
 Турмалиновые щипцы 657, 682.
 Увеличение зеркала 207, 208, — линейное 235, 241, 247, — угловое 236, 242, 247, — осевое 237, 242, 247, — геометрическое 443, — абсолютное 443, — относительное (истинное) 444, — нормальное и поперечное 449, — лупы 450, — микроскопа 456, — рефрактора 463.
 Угол падения предельный (полного внутреннего отражения) 222, — преломляющий призмы 226, — осевой 236, — поля зрения 446, — полной поляризации 610, — падения главный 630, — восстановленной поляризации 630, — оптических осей кристалла 664, 702.
 Удельное вращение плоскости поляризации 725.
 Узел 44, 66.
 Узловые линии 61, — точки 241.
 Ультрамикроскопия 460.
 Ультрафиолетовая часть спектров 363.
 Ультрафиолетовые лучи 124, 128, 141.
 Уравнение луча 517.
 Ухо 107.

- Физиологическая оптика 468.
 Флюоресценция 392.
 Фокальная линия 208, 211.
 Фокальное пространство 213.
 Фокометрия 267.
 Фокометр Abbe 271.
 Фокус 137, 200, 202, 232, 238, — мнимый 200, — действительный 200, — главный 203, 232, 238, — фиктивный 238.
 Фонограф Edison'a 100.
 Форма колебания струны 50.
 Формула Newton'a 12, 24, — Laplace'a 13, 25, — Helmholtz'a и Kirchhoff'a 28, — Taylor'a 47, 53, — Михельсона 172, — Planck'a 173, — Fresnel'я 197, — Lambert'a 215, — Lagrange'a 236, — Newton'a 283, — Gladstone'a и Dale'я 283, — Lorentz'a и Lorenz'a 283, — Cauchy 285, — Balmer'a 333, — Kayser'a и Runge 334, — Rydberg'a 334, — Ritz'a 335, — Fresnel'я 620.
 Фосфоресценция 397, действие красных лучей 399.
 Фосфороскоп Vesquierel'я 399.
 Фотографирование спектра 135.
 Фотография 403, 404; цветная 561.
 Фотолюминесценция 145, 397.
 Фотометр 414, 420, — химический (динамический) 415, — Joly 420, — Bunsen'a 421, — Гезехуса 422, — Lummer'a и Brodhun'a 423, — Петрушевского 423, — Rood'a 424, — поляризационный Babinet-Dubosq'a 425, — поляризационный Zoellner'a 426, — поляризационный Wild'a 428, — интерференционный Lummer'a 430, — электрохимический Егорова 433, — селеновый Siemens'a 434, — фотографический 434, — Elster'a и Geitel'я 435.
 Фотосфера 357.
 Фотохимическая индукция 406.
 Фотохимические явления 403.
 Фотохимическое равновесие 403.
 Фотохлорид серебра 405, 406.
 Фраунгоферовы линии 300, 347, 355.
 Фульгуратор 317.
 Хеми-люминесценция 146.
 Химические действия лучистой энергии 402, 415.
 Хладниевы фигуры 60.
 Хроматическая аберрация 384, — поляризация 675.
 Хромосфера 358.
 Хромофоры 375.
 Цвета тел и лучей 372, — тонких пластинок 529, 536.
 Цветовые ощущения, теория Young'a и Helmholtz'a 482.
 Цвет 123, 300, 481, — черный 373, — металлов 373, — воды 374, — белый 377, — насыщенный 377, — получаемый при смешении спектральных цветов 377, — неба 512.
 Центральные лучи 231.
 Цилиндрическое стекло 262.
 Числовая апертура 446.
 Чистота спектра 306.
 Чувствительная окраска 680, 686, 722.
 Чувствительное пламя 22.
 Шум 17.
 Щель в явлениях диффракции 575, 583, — — — интерференции 521, — спектроскопа 310.
 Эквивалент света механический 419.
 Электрические лучи 125, 127, 141.
 Электро-люминесценция 146.
 Электромагнитная теория света 125.
 Эллипсоид Huyghens'a 645.
 Эллиптическая поляризация 609, 624, 676, 710.
 Энтаиоморфизм 723.
 Энергия лучистая 122, 124, 135, 139, — оптическая потока 408.
 Энтоптические явления 476.
 Эфир 121.
 Эхо 40.
 Эшелета Wood'a 598.
 Эшелон 596.
 Язычковые трубы 73.
 Яркость спектра 307, — источника света 411, — освещенной поверхности 413, — изображения 444, 448, — видимая 416, 448.

УКАЗАТЕЛЬ РУССКИХ АВТОРОВ.

Агафонов. Поглощение ультрафиолетовых лучей кристаллами 364, плеохроизм для ультрафиолетовых лучей 672.

Альтберг. Высокие звуки 17, давление звуковых волн 20; измерение силы звука 20, 80; см. также Фридман и Альтберг.

- Афанасьев.** См. Рождественский и Афанасьев.
- Белопольский.** Влияние движения источника лучей на его спектр 346, исследование движения светил при помощи спектрального анализа 361.
- Беркман и Яковлев.** Фотографирование дифракционных явлений 577.
- Бернацкий.** Двойное преломление в жидкостях 709; эллиптическая поляризация 715.
- Бобылев.** Теория рефрактометра 550, устройство поляризующих призм 659.
- Боргман.** Люминесценция 145.
- Брауэр.** Определение фокусного расстояния оптических стекол 268.
- Бредихин.** Теория комет 181.
- Вальден.** Влияние подмесей на вращательную способность 727, вращение в нефти 729, оптическая изомерия 730.
- Вейнберг.** Скорость света 196.
- Вилип,** см. кн. Голицын и Вилип.
- Ганский.** Солнечная постоянная 436.
- Гезехус.** Зависимость силы звука от расстояния 18, скорость звука 29, звукопроводность 35, преломление звука 41, наименьшее отклонение лучей в призме 228, фотометр 422.
- Гершуи.** Метод полос 295, графические изображения формул Fresnel'я (поляризация) 622, прохождение поляризованного света сквозь кварцевые линзы 422.
- Глаголев.** Спутники спектральных линий 329.
- Глазенап.** Скорость света 188.
- Кн. Голицын.** Коэффициент преломления жидкостей 276, ступенчатая решетка 597.
- Кн. Голицын и Вилип.** Принцип Доплера 347.
- Гольдгаммер.** Колебания пластинок 62, лучеиспускание платины 170, давление лучистой энергии 178, поглощение ультрафиолетовых лучей 364, цветовосприимчивость глаза 483.
- Дворжанчик.** См. Дорошевский и Дворжанчик.
- Де-Мец.** Двойное лучепреломление в жидкостях 708, 709.
- Дорошевский и Дворжанчик.** Преломление лучей в смесях 288.
- Дубровский.** Линии Talbot'a 528.
- Егоров.** Теллурические линии 350, электрохимический дифференциальный фотометр 433.
- Ерохин.** Коэффициент преломления для Hg и Sn 292.
- Зернов.** Давление звука 20.
- Игнатовский.** Конденсор 459, Николева призма 657.
- Канонников.** Молекулярная преломляемость 289, вращение плоскости поляризации 732.
- Карандеев.** Коническая рефракция 670.
- Кастерин.** Дисперсия звука 42.
- Кириллов.** Рефрактометр 550.
- Кононович.** Яркость освещенной поверхности 414.
- Косоногов.** Световой резонанс 565.
- Котович.** Скорость звука 26.
- Кравец.** Поглощение света в растворах 343.
- Ламацкий.** Спектр солнца 352.
- Лебедев.** Распространение звука 19, скорость звука 30, прибор для проектирования звуковых колебаний 100, чувствительность термоэлементов 130, давление лучистой энергии 179, световое отталкивание 181.
- Лебединский.** Спектр обращающего слоя на солнце 357.
- Лермантов.** Установка дифракционной решетки 595.
- Любимов.** Галилеева трубка 465.
- Михельсон.** Лучеиспускание абсолютно черного тела 172, закон Kirchhoff'a-Clausius'a 177, пиргеллометр 438.
- Млодзевский.** Скорость звука 30.
- Неклепаев.** Распространение звука 19.
- Петрушевский.** Случаи кажущейся аномальной дисперсии 372, смешение цветов 378, 380, фотометр 423.
- Пильчиков.** Наименьшее отклонение лучей в призме 228, рефрактометр 281, поляризация лунных и солнечных лучей 632, 633.
- Преображенский.** Оптические обманы 487.
- Пфлаум.** Поющее пламя 73.
- Ракузин.** Вращение в нефти 729.
- Рождественский.** Закономерности в спектрах 338, аномальная дисперсия в парах натрия 371.
- Рождественский и Афанасьев.** Спектр вода 338.
- Розенберг.** Акустический резонанс 87, поверхностная окраска тел 374, смешение цветов 377.
- Степанов.** Линейное увеличение 242.
- Столетов.** Стеклаянная стопа 616.
- Струве.** Постоянная аберрация 190.

Терешин. Температура начинающегося свечения 144.
Тихов. Поглощение лучистой энергии 156.
Ульянин. Закон Lambert'a 148, 173, закон Kirchhoffa-Clausius'a 177, поляризация при лучеиспускании 627, поляризатор для инфракрасных лучей 659.
Усагин. Цветная фотография 563.
Фридман и Альтберг. Скорость звука 26.

Хамантов. Спектр солнца 352.
Харичков. Вращение в нефти 730.
Хвольсон. Актинометр 439.
Чугаев. Трибо-люминесценция 145, оптическая изомерия 730, вращение в нефти 729.
Шведов. Деформации в жидкостях 709.
Щегляев. Аномальная дисперсия в фуксине 372.
Яковлев. См. Беркман и Яковлев.

УКАЗАТЕЛЬ ИНОСТРАННЫХ АВТОРОВ.

Abbé. Изображения, даваемые оптиче-скими системами 265, определение фокусного расстояния стекол 269, рефрактометр 278, дисперсия в стеклах 302, апертометр 447, однородная иммерсионная система 457, осветительная система (в микроскопе) 459, теория микроскопа 599; см. также Littrow и Abbé.
Abney. Спектр солнца 352, видоизменение спектрофотометра Fraunhofer'a 431.
Abney и Festing. Инфракрасные спектры поглощения 367.
Ahrberg. Дисперсия в газах 303, 304.
Airy. Теория радуги 498, 504, интерференция света (теория линий Talbot'a) 527, поляризация 716, вращение плоскости поляризации (спирали Airy) 723, вращение в кварце 737.
Allen. Продолжительность светового впечатления 476.
D'Almeida. Опыт со стереоскопическим изображением предмета 481.
Amici. Призма прямого зрения 313, 383, сложный объектив 457.
Angstroem A. Измерение длины волны (единица Angstroem'a) 122, 300, 323, спектр углерода 324, — солнца 348.
Angstroem K. Полное лучеиспускание лампочки Гефнера 153, поглощательная способность сажи 155, 157, спектр солнца 348, 355, инфракрасные спектры поглощения 368, исследование лампочки Гефнера 420, пиргелиометр 438.
Angstroem и Kurlbaum. Компенсационный способ выслеживания инфракрасных лучей 134.
Angstroem и Thalén. Спектр солнца 348.
Arago. Закон поляризации при преломлении лучей 617, законы интерференции поляризованных лучей 617, поляриза-

ция при лучеиспускании 627, — при диффракции 628, — солнечного света 631, поляриметр 661, хроматическая поляризация 680, вращение плоскости поляризации в кварце 719. См. также Biot и Arago.
Arago и Davy. Актинометр 439.
Arndtsen. Вращение в сахаре 731, аномальное вращение плоскости поляризации 732.
Arno. Поглощательная способность эбонита 157.
Arons. Ртутная лампа 319.
Arrhenius. Давление лучистой энергии 181, поглощение лучей углекислотой 367.
Aschkinass. Остаточные лучи 216, инфракрасные спектры поглощения 367; см. также Rubens и Aschkinass.
Aston m-lle. См. Guye и Aston.
Auerbach. Синтез гласных 106.
Babinet. Поляризация солнечного света 632, компенсатор 698.
Babinet и Dubosq. Поляризационный фотометр 425.
Bacchi. Спектр поглощения 341.
Balmer. Формула для линий водорода 333.
Bardetscher. Влияние температуры на фосфоресценцию 401.
Bartoli. Закон Stefan'a 169, давление лучистой энергии 179.
Baumhauer. Люминесценция обманки Sidot 402.
Behm. См. Sieveking и Behm.
Becquerel E. Фосфороскоп 399, фосфоресценция 401.
Becquerel H. Поляризация солнечного света 632.
Beer. Поглощательная способность растворов 158, коэффициент преломления для металлов 292.

- Benoit.** См. **Michelson** и **Benoit**.
- Benoit, Fabry** и **Perot.** Сравнение метра с длиной волны 558.
- Bertin.** Прибор для наблюдения хроматической поляризации 682, изохроматические поверхности 692.
- Bessel.** Определение фокусного расстояния стекол 268.
- Billet.** Билинза (интерференция света) 525.
- Biot.** Скорость звука в чугуне 33, двойное преломление при слоистом строении 707, вращение плоскости поляризации 719, 725, 727.
- Biot** и **Arago.** Определение коэффициента преломления газов 281.
- Biot** и **Mitscherlich.** Сахариметр 740.
- Boudouard.** См. **Le Châtelier** и **Boudouard**.
- Boys.** Радиомикрометр 131.
- Bradley.** Скорость света 188.
- Braun.** Поляризация при диффракции 629, прохождение поляризованных лучей через щели 629, двойное преломление в смешанных кристаллах 707.
- Bravais.** Явления неправильной рефракции 493, круги около солнца и луны 510, 512.
- Brewster.** Теллурические линии 350, интерференция в толстых пластинках 546, закон поляризации света 610, 621, поляризация солнечного света 632, случайная анизотропия 705.
- Broch.** Вращение плоскости поляризации в кварце 721, способ измерения вращения плоскости поляризации 739.
- Brodhun.** См. **Lummer** и **Brodhun**.
- Browning.** Призмы для спектроскопа 310, звездный спектроскоп 314.
- Bruehl.** Молекулярная преломляемость 289, 290.
- Buecking.** Случайная анизотропия 704.
- Bungetzianu.** Скорость звука в жидкостях 32.
- Bunsen.** Фотометр 421.
- Bunsen** и **Kirchhoff.** Спектры соединенный 326.
- Bunsen** и **Roscoe.** Химическое соединение хлора и водорода при освещении 404.
- Burton.** Восприятие звуков органом слуха 109; дисперсия в газах 303, 304.
- Busch.** Поляризация солнечного света 632.
- Byck.** Роль круго-поляризованного света в биологических процессах 729.
- Cagniard de Latour.** Сирена 76.
- Carvalho.** Двойное лучепреломление 648, вращение плоскости поляризации в кварце 721.
- Cassegrain.** Рефлектор 466.
- Cauchy.** Зависимость коэффициента преломления от длины волны 285.
- Cavaillé-Coll.** Звучащие трубы 69.
- Chavanon.** См. **Rigolot** и **Chavanon**.
- Chaulnes (duc de).** Коэффициент преломления тонких пластинок 275.
- Chéneveau.** Оптические свойства растворов 288.
- Chladni.** Поперечные колебания пластинок (хладниевы фигуры) 61.
- Christiansen.** Абсолютная величина интегрального лучеиспускания (для сажки) 152, аномальная дисперсия 368.
- Clausius.** Лучеиспускание абсолютно черного тела 177, изображения, получаемые в оптических системах 265.
- Coblentz.** Измерения радиации 131, отражение от металлов 219.
- Colladon.** См. **Sturm** и **Colladon**.
- Collie.** См. **Ramsay** и **Collie**.
- Conrad.** Атомная преломляемость 289.
- Cooke.** Скорость звука 30.
- Corbino.** Световые биения 564.
- Cordier.** Плеохроизм 671.
- Cornu.** Скорость света 192, 196, определение фокусного расстояния стекол 269, обращение спектров 345, теллурические линии 350, 351, ультрафиолетовая часть спектра 363, диффракция (графический способ) 578, полутеневой полярископ 661, 742, поляриметр 662, коэффициент преломления поляризованного луча 737.
- Cotton.** Диффракция света (кольцевой экран) 577, поглощение круговополяризованного света 729, аномальное вращение 732, вращательный дихроизм 737.
- Cotton** и **Mouton.** Ультрамикроскоп 462.
- Crookes.** Радиометр 133.
- Crova.** Спектрофотометр 431.
- Cuthbertson.** Коэффициент преломления газов 282, дисперсия в газах 303, 306.
- Czapski.** Изображения, даваемые оптическими системами 265.
- Dale.** См. **Gladstone** и **Dale**.
- Damien.** Зависимость коэффициента преломления от состояния вещества 286.
- Dahms.** Фосфоресценция 399.
- Davis.** Акустическое отгалкивание 90.
- Davy.** См. **Arago** и **Davy**.
- Debrunfaut.** Вращение плоскости поляризации в сахаре 726.
- Delachanal** и **Mermet.** Фульгуратор (спектры паров) 317.
- Descartes.** Теория радуги 498.

- Deslandres.** Закономерность в распределении спектральных линий 338.
- Dewar.** Влияние температуры на фосфоресценцию 401, светочувствительность солей серебра 405. См. также **Liveing** и **Dewar**.
- Dieterici.** См. **Koenig** и **Dieterici**.
- Donath.** Флюоресценция 396.
- Dongier.** Вращение плоскости поляризации в кварце 721.
- Doppler.** Влияние движения источника звука и наблюдателя на число колебаний 90, влияние движения источника лучей на его спектр 345.
- Dove.** Сирена 78, поляризация 626, 716.
- Draper.** Температура начинающегося свечения 144, закон 175, поглощение лучистой энергии при фотохимических реакциях 403.
- Drude.** Коэффициент преломления для металлов 292.
- Du Bois** и **Rubens.** Коэффициент преломления для металлов 291, поляризация при дифракции 628.
- Dubosq.** Проекционный фонарь 468, проекционный прибор для наблюдения хроматической поляризации 682. См. также **Babinet** и **Dubosq**.
- Dufet.** Двойное лучепреломление 648, аномальная дисперсия оптических осей 697, вращение в двуосных кристаллах 724.
- Duff.** Зависимость силы звука от расстояния 18.
- Dufour.** Непрозрачность углерода 374.
- Dulong.** Скорость звука 70.
- Dulong** и **Petit.** Закон лучеиспускания 151.
- Dussaud.** См. **Perrot** и **Dussaud**.
- Dvorak.** Скорость звука в воде 71, акустическое отталкивание 89, метод полос 294.
- Edelmann.** Высокие звуки 14, 17.
- Edison.** Фонограф 100.
- Ehrenhaft.** Поляризация при диффузии 628.
- Eisenlohr.** Атомная преломляемость 290.
- Elster** и **Geitel.** Фотометр ультра-фиолетового света 435.
- Ewell.** Вращение плоскости поляризации 738.
- Exner.** Мерцание звезд 496.
- Fabry** и **Perot.** Спектр солнца 349, интерференция при больших разностях хода 551, 558, см. также **Benoit**, **Fabry** и **Perot**.
- Faraday.** Поющее пламя 73.
- Fenkner.** Число колебаний цилиндров 63.
- Fermat.** Теорема о наименьшем пути 201.
- Ferrel.** Интегральное лучеиспускание 152.
- Féry.** Ацетиленовая лампа 418.
- Festing.** См. **Abney** и **Festing**.
- Fizeau.** Скорость света 190, влияние движения среды на скорость света 197, зависимость коэффициента преломления от температуры 285, влияние движения источника лучей на его спектр 346, интерференция при больших разностях хода 551.
- Fizeau** и **Foucault.** Способ наблюдения интерференционных полос 528, способ измерения вращения плоскости поляризации 739.
- Flatow.** Коэффициент преломления воды 284.
- Forbes.** См. **Young** и **Forbes**.
- Foucault.** Скорость света 193, — — в воде 194, поляризатор (призма **Foucault**) 657; см. также **Fizeau** и **Foucault**.
- Fourier.** Периодическое колебательное движение 109.
- Fraunhofer.** Определение коэффициента преломления 273, звездный спектроскоп 314, солнечный спектр 347, ахроматизм 384, спектрофотометр 430, лупа 452, диффракционные явления 572.
- Fresnel.** Влияние движения среды на распространение лучистой энергии 197, зеркала (интерференция света) 522, бипризма 525, теория дифракционных явлений (френелевы интегралы) 580, теория поляризации световых лучей 606, законы интерференции поляризованных лучей 617, учение об отражении и преломлении поляризованных лучей 620, случайная анизотропия (стекло) 704, эллиптическая поляризация (ромб **Fresnel**'я) 625, 708, теория вращения плоскости поляризации 734, двойное лучепреломление в кварце 737.
- Galton.** Свисток 14.
- Garbasso.** Химические действия лучистой энергии 407.
- Gauss.** Окуляр 274, 453, кажущиеся размеры тел у горизонта 486.
- Gay-Lussac.** Химические действия лучистой энергии 404.
- Gehreke.** См. **Lummer** и **Gehreke**.
- Geitel.** См. **Elster** и **Geitel**.
- Gernez.** Вращение в парах 727, — в зависимости от температуры 734.
- Gladstone.** Теллурические линии 350.
- Gladstone** и **Dale.** Зависимость коэффициента преломления от плотности 283, 284.
- Glan.** Спектрофотометр 431.

- Goldstein.** Несплошные спектры твердых тел 320.
- Gouy.** Диффракция 573.
- Govi.** Сравнение яркости спектров различных источников 431.
- Graetz.** Интегральное лучеиспускание 151, 152.
- Grailich.** Поляризация при флюоресценции 672.
- Gregory.** Рефлектор 466.
- Groth.** Коноскоп 680.
- Grubb.** Рефлектор 467.
- Gruschke.** Дисперсия в газах 303—305.
- Gumlich.** Вращение в кварце 731.
- Guye и m-lle Aston.** Зависимость вращения от температуры 734.
- Haga.** См. Hoogweg и Haga.
- Hagen.** Атомная преломляемость 289.
- Hagen и Rubens.** Спектры поглощения металлов 341. См. также Rubens и Hagen.
- Haidinger.** Интерференционные кривые одинакового наклона 540, поляризация света (полосы Haidinger'a) 611, дихроскопическая лупа 671, вращательный дихроизм 737.
- Hajech.** Преломление звука 42.
- Hallstroem.** Разностные тоны 97.
- Hamilton.** Коническая рефракция 667.
- Hartmann.** Измерение фокусного расстояния 271, микрофотометр 434.
- Hasselberg.** Спектр комет 359.
- Hauswaldt.** Одноосные и двуосные кристаллы в сходящихся лучах 697.
- Hefner-Alteneck.** Лампочка Hefner-Alteneck'a 153, 417.
- Helmholtz.** Скорость звука в трубах 28, вибрационный микроскоп 50, скорость звука 71, язычковые трубы 74, резонатор 87, двойная сирена 94, суммовые тоны 97, разностные тоны 97, 98, добавочные тоны 104, синтез гласных 104, восприятие звуков органом слуха 109, диссонанс и консонанс 117, изображения, даваемые оптическими системами 265, смешение цветов 376, 378, аккомодация 472, астигматизм 474, горюптер 476, телестереоскоп 478, теория световых ощущений 482, полосы Haidinger'a 611.
- Hemsalech.** См. Schuster и Hemsalech.
- Hering.** Теория цветовых ощущений 482, оптические обмены 487.
- Herschel J.** Флюоресценция 393.
- Herschel W.** Рефлектор 466.
- Hertz.** Электрические лучи 125, 127.
- Hess.** Светопреломляющая способность смесей 287.
- Hewitt.** Ртутная лампа 319.
- Higgins.** Поющее пламя 73.
- Hilger.** Спектроскоп 311.
- Hill.** Двойное лучепреломление в жидкостях 709.
- Hittorf.** Вещества, имеющие несколько спектров 322.
- Hodgkinson.** Фотохлорид серебра 405.
- Hollnagel.** См. Rubens и Hollnagel.
- Hoogweg и Haga.** Поглощательная способность водяных паров 159.
- Houllievigie.** Поглощение света железом 156.
- Huggins.** Спектр комет 360, — туманностей 361.
- Hull.** См. Nichols и Hull.
- Humphreys.** Спектры паров при изменении внешнего давления 321.
- Hupe.** Вращение плоскости поляризации 721.
- Huyghens.** Теория колебательного движения эфира 123, окуляр 452, двойное лучепреломление 638, 645 (эллипсоид Huyghens'a), построение преломленных лучей 649.
- Imhof.** Трибо-люминесценция 146.
- Isarn.** Диффракционные решетки 592.
- Jamin.** Спектр солнца 350, наклонные пластинки (интерференция света) 526, интерференционный рефрактометр 548, компенсатор 548, отражение лучей от металлов 631, эллиптическая поляризация 715.
- Janicki.** Линия 5461 ртути 329.
- Janssen.** Спектр солнца 351, — хромо-сферы 358.
- Jellet.** Полутеневого полярископ 661, сахариметр 742.
- Jensen.** Поляризация солнечного света 632.
- Joly.** Фотометр 420.
- Jones и Partington.** Преломление в газах 282.
- Julius.** Спектр солнца (смешение спектральных линий в зависимости от аномальной дисперсии промежуточной среды) 355, аномальная дисперсия 370.
- Kaenupff.** Двойное лучепреломление в зеркалах 707.
- Kaiser.** Зависимость коэффициента преломления от давления 283.
- Kalaehue.** Скорость звука 30, 72.
- Kayser.** Спектроскопия 299, 307, 322, 349.
- Kayser и Runge.** Дисперсия в воздухе 306, спектры паров и газов 322, закономер-

- ность распределения спектральных линий 338, спектр солнца 350, 351.
- Kellner.** Ортоскопический окуляр 465.
- Keppler.** Давление лучистой энергии 178.
- Ketteler.** Зависимость коэффициента преломления от состояния вещества 285.
- Kirchhoff.** Колебания пластинок 62, закон 159, лучеиспускание абсолютно черного тела 167, 177, спектр солнца 347.
- Kirchhoff и Bunsen.** Спектры соединений 326.
- Klatt и Lenard.** Фосфоресценция 398.
- Koch.** Преломление инфракрасных лучей 282, дисперсия в газах 303—306.
- Koehler.** Разрешающая сила микроскопа 450.
- Koehler и Rohr.** Микрофотографический аппарат 450.
- Koenig и Martens.** Спектрофотометр 433.
- Koenigsberger.** Спектры поглощения 341, плеохроизм для инфракрасных лучей 672.
- Koenig R.** Высокие звуки 17, интерференция звука 43, звучащие трубы 67, сирена 79, камертонные часы 83, анализ звуков 87, тонометр 97, разностные тоны 98.
- Koenig W.** Случайная анизотропия (стеклянные полоски) 705.
- Koenig и Dieterici.** Теория цветовых ощущений 482.
- Kohlrausch F.** Определение коэффициента преломления 274, 277.
- Kries.** Чувствительность сетчатой оболочки глаза 176, 483.
- Kuerper.** Скорость звука в ионизированном газе 32.
- Kummer.** Явления неправильной рефракции 495.
- Kundt.** Способ определения скорости звука 30, 71, коэффициент преломления металлов 290, 292, влияние растворителя на спектр поглощения красящих веществ 342, спектр молнии 363, аномальная дисперсия (способ перекрестных призм) 369, поляризационный вибрископ 705, двойное лучепреломление 707, 708.
- Kundt и Lehmann.** Скорость звука в воде 71.
- Kurlbaum.** Абсолютная величина лучеиспускания 152, закон Stefan'a 169. См. также **Angstroem** и **Kurlbaum**, **Lummer** и **Kurlbaum**, **Rubens** и **Kurlbaum**.
- Lagrange.** Разностные тоны 98, угловое увеличение 235.
- Lambert.** Закон 146, 173, поверхностное рассеяние лучей 215.
- Landolt.** Молекулярная преломляемость 288, вращение плоскости поляризации в растворах 726, сахариметр Lippich'a 745.
- Lang v.** Коэффициент преломления воздуха 283, зависимость вращения от температуры 733, коэффициент преломления поляризованного луча 737.
- Langley.** Спектр солнца 352, преломление инфракрасных лучей 365, инфракрасные спектры испускания 365, солнечная постоянная 436.
- Laplace.** Скорость распространения продольных колебаний в газах 13, скорость звука 25.
- Laurent.** Сахариметр 742.
- Le Bel.** Оптическая изомерия 730.
- Le Châtelier и Boudouard.** Фотометрическая яркость.
- Lehmann.** См. **Kundt** и **Lehmann**.
- Leiek.** Двойное лучепреломление в желатине 706.
- Lemoine.** Фотохимические реакции 404.
- Lenard и Klatt.** Фосфоресценция 398, 399.
- Lenard и Ramsauer.** Ультрафиолетовые лучи 364.
- Leslie.** Опытное доказательство закона Lambert'a 147.
- Lewis.** Спектры паров и газов 321.
- Liebethal.** Лампочка Hefner-Alteneck'a 418.
- Liebreich.** Зависимость коэффициента преломления от температуры 286.
- Lippich.** Сахариметр 744.
- Lippmann.** Сравнение числа колебаний двух камертонов 83, цветная фотография 562.
- Lissajous.** Сравнение числа колебаний двух камертонов 81.
- Listing.** Оптические элементы глаза 470.
- Littrow и Abbé.** Определение коэффициента преломления 274.
- Liveing и Dewar.** Оптические свойства сжиженных газов 284, 290.
- Lloyd.** Интерференция света 525, коническая рефракция 668.
- Lockyer.** Способ наблюдения спектров паров 327, спектр хромосферы 358.
- Lorentz H. A.** Зависимость показателя преломления от плотности 283.
- Lorentz и Prytz.** Зависимость коэффициента преломления от состояния вещества 284.
- Lorentz L.** Зависимость коэффициента преломления от плотности 283.

- Low.** Скорость звука в трубах 29.
- Lumière A. и L.** Влияние температуры на фосфоресценцию 401, светочувствительность солей серебра 405.
- Lummer.** Закон Stefan'a 169, закон Draper'a 175, интерференционный фотометр 430, интерференционные кривые равного наклона 540, 542, интерференциальный рефрактометр 560, интерференция при большой разности хода 551, напряжение видимого света 176.
- Lummer и Brodhun.** Фотометр 423, спектрофотометр 433.
- Lummer и Gehrcke.** Спектрофотометр 432, интерферометр 559.
- Lummer и Kurlbaum.** Болометр 132, абсолютно черное тело 168, лучеиспускание платины 170, зависимость видимого излучения от температуры 176.
- Lummer и Pringsheim.** Абсолютно черное тело 168, закон Stefan'a 169, закон смещения Wien'a 171.
- Lyman.** Ультрафиолетовая часть спектра 364.
- Macé de Lépinay.** Интерферометрия 558.
- Mach.** Сплавы из Al и Mg (отражение ультрафиолетовых лучей) 219, интерференционный рефрактометр 550, качественный анализ лучей 714.
- Mc. Dowell.** Вращательный дихроизм 737.
- Magnus.** Поглощательная способность газов и паров 158.
- Magri.** Зависимость показателя преломления от давления 283.
- Malus.** Поляризация света 612, 629, прохождение лучей через одноосный кристалл 644.
- Marage.** Исследование сложных колебаний 107.
- Marbach.** Вращение плоскости поляризации 724.
- Margot.** Поверхностная окраска тел 374.
- Mariotte.** Слепое пятно 471.
- Martens.** См. Koenig и Martens.
- Mascart.** Теория радуги 499, интерференционные кривые одинакового наклона 540, состояние эфира, окружающего землю 738.
- Masson.** Лучеиспускательная способность тел в порошкообразном состоянии 149.
- Maxwell.** Электромагнитная теория света 125, давление лучистой энергии 177, смещение цветов 379, двойное лучепреломление в жидкостях 708.
- Mayer A. M.** Остаточное слуховое ощущение 111.
- Melde.** Стоячие волны в нитях 54, сравнение числа колебаний двух камертонов 83.
- Melloni.** Лучеиспускание 147, теплоцветность 157.
- Mercadier.** Число колебаний камертона 58.
- Mermet.** См. Delachanal и Mermet.
- Merritt.** Плеохроизм 672. См. также Nichols и Merritt.
- Mersenne.** Скорость звука 26, законы колебания струн 47, звучащие трубы 69.
- Merz.** Звездный спектроскоп 314.
- Meslin.** Способ получения интерференционных полос 525.
- Michelson A.** Скорость света 195, структура спектральных линий 328, кадмиевая лампа 319, способ получения интерференционных полос (зеркала) 526, интерференционный рефрактометр 555, сравнение метра с длиной волны 555, дифракционная решетка 596.
- Michelson и Benoit.** Сравнение метра с длиной волны 555.
- Michelson и Morley.** Интерферометр 554.
- Miller.** Поглощение ультрафиолетовых лучей растворами 364.
- Millikan.** Поляризация при лучеиспускании 627.
- Minor.** Коэффициент преломления для металлов 292.
- Mitscherlich.** Спектры соединений 326. См. также Biot и Mitscherlich.
- Moll и van Beeck.** Скорость звука 27.
- Monge.** Мираж 492.
- Moore.** См. Wood и Moore.
- Moreau.** Вращение плоскости поляризации 721.
- Morse.** Флюоресценция плавикового шпата 397.
- Morley.** См. Michelson и Morley.
- Mouton.** См. Cotton и Mouton.
- Mueller.** Спектр солнца 349.
- Nachet.** Бинокулярный микроскоп 460.
- Nasini.** Вращение плоскости поляризации 726.
- Natanson L.** Двойное лучепреломление в жидкостях 710.
- Neubaus.** Химические действия лучистой энергии (фотографирование красок) 407, цветная фотография 562.
- Neumann F.** Теория поляризации световых лучей 606, 620.
- Neuscheler.** Температурные колебания в органических трубах 68.
- Newcomb.** Скорость света 196.

- Newton.** Скорость распространения продольных колебаний в газах 12, скорость звука 24, теория истечения 123, 136, закон интегрального лучеиспускания 151, зависимость показателя преломления от плотности 283, смещение цветов 380, ахроматизм 384, рефлектор 466, цвет неба 513, интерференция света (кольца Ньютона) 537.
- Neugeneuf.** Сила звука в тонкой трубке 19.
- Nichols.** Аномальная дисперсия инфракрасных лучей 372.
- Nichols и Hull.** Давление лучистой энергии 181.
- Nichols и Merritt.** Спектр флюоресценции 394, 396, люминесценция обманки Sidot 402.
- Nichols и Rubens.** Радиометр 134. См. также Rubens и Nichols.
- Nicol.** Призма 655.
- Nietzke.** Цвета тел 374.
- Niudet.** Камертонные часы 82.
- Nobert.** Пробные пластинки для микроскопа 459.
- Noerrenberg.** Поляризационный прибор 614, ортоскоп 680.
- Nutting.** Спектры сплавов 326, вращение плоскости поляризации 732.
- Ohm.** Восприятие звуков органом слуха (теорема) 109.
- Ostwald.** Спектры поглощения 343.
- Oudemans.** Вращение плоскости поляризации 727.
- Partington.** См. Jones и Partington.
- Paschen.** Отражение от металлов 217, несериальные линии 336, инфракрасные спектры 366, 367.
- Paschen и Randall.** Серии в инфракрасном спектре 336.
- Pasteur.** Вращение плоскости поляризации (рацемия) 728.
- Pauer.** Поглощение ультрафиолетовых лучей 364.
- Paulsen.** Спектр северного сияния 362.
- Paulson.** Закономерности в спектрах 337.
- Pauly.** Ахроматический объектив 387.
- Peachey.** См. Pore и Peachey.
- Pellat.** Сирена 79.
- Pernter.** Оптические явления в атмосфере 489, теория радуги 498, 504, 508, цвет неба 514, поляризация при внутренней диффузии лучей 627, поляризация солнечного света 633.
- Perot.** См. Fabry и Perot, также Benoit, Fabry и Perot.
- Perreau.** Дисперсия в газах 303, 305.
- Perrot и Doussaud.** Преломление звука 42.
- Perrotin.** Скорость света 192.
- Petit.** См. Dulong и Petit.
- Pfaundler.** Оптические стекла 244.
- Pflueger A.** Закон Кирхгофа для турмалиновой пластинки 166, аномальная дисперсия 371, зависимость чувствительности глаза от длины волны 481.
- Pfund.** Поляризация при отражении от металлов 615.
- Pickering.** Звездный спектрометр 314.
- Pilgrim.** Хроматическая поляризация 680.
- Planck.** Лучеиспускание абсолютно черного тела 172, световые биения 564.
- Pluecker.** Вещества, имеющие несколько спектров 322.
- Pocklington.** Вращение света в двусосных кристаллах 724.
- Pockels.** Случайная анизотропия 705.
- Poggendorff.** Внутренняя коническая рефракция 669.
- Poisson.** Число колебаний перепонок 62, диффракция 574.
- Pore и Peachey.** Вращение плоскости поляризации 730.
- Pouillet.** Пиргелиометр 436.
- Poynting.** Давление света 178, 181.
- Prevost.** Способ определения цвета металлов 373.
- Pringsheim.** Радиометр 133, соединение хлора и водорода 404. См. также Lummer и Pringsheim.
- Prytz.** См. Lorentz и Prytz.
- Puccianti.** Аномальная дисперсия в парах металлов 371.
- Pulfrich.** Рефрактометр Abbé 279, рефрактометры 280, зависимость коэффициента преломления от температуры 286, светопреломляющая способность смесей 287, прибор для исследования степени плоскопараллельности стекол 544, стереоскопические приборы 479, 481.
- Purkinje.** Измерение лучистой энергии (несоизмеримые оптических энергий разноцветных потоков) 409, чувствительность глаза к различным цветам 481.
- Quincke.** Интерференция звука 43, скорость звука 72.
- Ramsauer.** См. Lenard и Ramsauer.
- Ramsay и Collie.** Спектр смеси H_2 и He 317.
- Ramsay и Travers.** Коэффициент преломления для смесей газов 281, 282.
- Ramsden.** Окуляр 453.
- Randall.** См. Paschen и Randall.
- Rasch.** Зависимость излучения от температуры 176.

- Rayleigh.** Давление звука 20, диффракция звука 45, амплитуда звуковых колебаний 84, предельная сила звуков 111, внутренняя диффузия лучей 216, 627, определение показателя преломления газов 281, разрешающая способность призмы 307, цвет неба 513, стоячие световые волны 561.
- Regnault.** Скорость звука 27.
- Reiger.** Двойное лучепреломление 709.
- Rentschler.** Дисперсия в газах 303.
- Reusch.** Искусственное вращение плоскости поляризации 738.
- Richarz.** Изменение высоты тона 91.
- Righi.** Световые биения 563.
- Rigollot и Chavanon.** Прибор для проектирования колебаний 99.
- Rijke.** Опыты с поющим пламенем 73.
- Rinck.** Скорость звука 28.
- Ritz.** Спектральная формула 335, несериальные линии 337.
- Rochon.** Призма (поляризатор) 658, микроскоп 659.
- Roemer.** Скорость света 188.
- Rohr.** См. **Koehler** и **Rohr**.
- Rollet.** Кольца Ньютона 539.
- Rood.** Фотометр 424.
- Roscoe.** См. **Bunsen** и **Roscoe**.
- Rosse, lord.** Рефлектор 467.
- Roux.** Вращение в сахаре 726.
- Rowland.** Спектр натрия 325, — солнца 349, диффракционные решетки 595.
- Rubens.** Термоэлектрический столбик 130, остаточные лучи 142. См. также **Du Bois** и **Rubens**.
- Rubens и Aschkinass.** Остаточные лучи 142, 216, 217, 352, инфракрасные спектры 366, 368.
- Rubens и Hagen.** Испускательная способность металлов 149, отражение от металлов 218. См. также **Hagen** и **Rubens**.
- Rubens и Hollnagel.** Остаточные лучи 217.
- Rubens и Kurlbaum.** Закон смещения Wien'a 171.
- Rubens и Nichols.** Остаточные лучи 142, 216, 368, световой резонанс 564. См. также **Nichols** и **Rubens**.
- Rubens и Trowbridge.** Инфракрасные спектры поглощения 368.
- Rubens и Wartenberg.** Остаточные лучи 217.
- Runge.** См. **Kauser** и **Runge**.
- Rutherford.** Диффракционные решетки 594.
- Rydberg.** Закономерность распределения спектральных линий 334.
- Sagnac.** Метод полос 295.
- Sarasin.** Двойное лучепреломление 648.
- Sarasin.** См. **Soret** и **Sarasin**.
- Savart.** Число колебаний струн 53, звучащие трубы 69, 70, колесо Savart'a 79, предельное число колебаний, воспринимаемых ухом 110, полярископ 428, 693.
- Savart N.** Стоячие звуковые волны 44.
- Schaefer.** Зависимость силы звука от расстояния 18.
- Scheel.** Коэффициент преломления газов 284, дисперсия в газах 303.
- Scheibler.** Тонометр 97, абсолютное число звуковых колебаний 117.
- Scheiner.** Расстояние наилучшего зрения 473.
- Schmidt A.** Теория строения солнца 495.
- Schmidt G. C.** Поляризация при флюоресценции и фосфоресценции 673. См. также **Wiedemann** и **Schmidt**.
- Schneebeli.** Закон Stefan'a 169.
- Schneider.** Вращение плоскости поляризации 726.
- Schoenrock.** Вращение плоскости поляризации в сахаре 733.
- Schott.** Дисперсия в стеклах 302.
- Schueff.** Светопреломляющая способность смесей 287.
- Schuetze.** Цвета тел 374.
- Schulze.** Скорость звука в трубах 29, определение числа звуковых колебаний 80.
- Schumann.** Спектрограф 312, ультрафиолетовая часть спектра 363.
- Schuster.** Спектр кислорода 324.
- Schuster и Hemsalech.** Спектр искры 318.
- Schwarzschild.** Давление лучистой энергии 181, диффракция в случае щели 585.
- Secchi.** Разделение звезд по типам 360.
- Seebeck.** Стоячие волны 44, число колебаний струн 53, поперечные колебания стержней 57, спрена 79.
- Sénarmont.** Искусственный плеохроизм 672.
- Shaw.** Амплитуда звуковых колебаний 112.
- Sidot.** Люминесцирующая краска 402.
- Siedentopf и Zsigmondy.** Ультрамикроскоп 460.
- Sieveking и Behm.** Измерение силы звука 21.
- Siemens.** Селеновый фотометр 434.
- Simon.** Фотографический фотометр 434.
- Smoluchowski de Smolan.** Закон Kirchhoff'a-Clausius'a 177.

- Snow.** Инфракрасные спектры испускания 366.
- Sohncke.** Поляризация при флюоресценции 673, вращение плоскости поляризации в зависимости от температуры 733.
- Soleil.** Компенсатор 699, вращение плоскости поляризации (бикварц) 722, сахариметр 740.
- Soret.** Поглощение ультрафиолетовых лучей растворами 364.
- Soret и Sarasin.** Вращение плоскости поляризации 731, 733.
- Spring.** Внутренняя диффузия лучей 215, цвет воды 374.
- Starke.** Коэффициент преломления жидкостей 276.
- Stefan.** Закон лучеиспускания 151, 169, абсолютная величина интегрального лучеиспускания для сажи 152, вращение плоскости поляризации 731.
- Steinheil.** Призмы для определения коэффициента преломления жидкостей 273.
- Stern.** Звуковой вариатор 80.
- Stevens.** Скорость звука 30.
- Stewart.** Чувствительное пламя 23.
- Stokes.** Звукопроводность воздуха 37, флюоресценция 393, закон флюоресценции 394.
- Strutt.** См. **Rayleigh.**
- Sturm и Colladon.** Скорость звука в воде 32.
- Swan.** Спектр углерода 324.
- Tait.** Теория миража 494.
- Talbot.** Способ получения интерференционных полос (линия Talbot'a) 527.
- Tanret.** Вращении плоскости поляризации в сахаре 726.
- Taylor.** Закон колебания струн 47.
- Terquem и Trannin.** Коэффициент преломления жидкостей 278.
- Thalen.** См. **Angstroem и Thalen.**
- Thaler.** Рассеивание лучей 215.
- Thomson J. J.** Поляризация при диффузии 628.
- Toepler.** Метод полос 293.
- Trannin.** См. **Terquem и Trannin.**
- Travers.** См. **Ramsay и Travers.**
- Trowbridge.** Отражение от металлов 217. См. также **Rubens и Trowbridge.**
- Tscherning.** Аккомодация 473.
- Tumlirz.** Лучеиспускание лампочки Гейнера 153, механический эквивалент света 419.
- Tyndall.** Звукопроводность воздуха 35, химические действия лучистой энергии 406, поляризация при внутренней диффузии 627.
- Valentiner и Zimmer.** Преломление в газах 282.
- Van Beeck.** См. **Moll и van Beeck.**
- Van't Hoff.** Оптическая изомерия 730.
- Verdet.** Абсолютное увеличение оптических приборов 443.
- Verneuil.** Фосфоресценция 397.
- Véry.** Лучеиспускание газов 150, 152.
- Violle.** Единица силы света 417, пиргелиометр 437.
- Vogel H. C.** Изменение высоты тона при движении источника 91, спектр солнца 348, — планет 359, — комет 360, — неподвижных звезд 360, применение спектрального анализа к изучению движения светил 361.
- Vogel H. W.** Оптические сенсibilizаторы 365, 403, 406.
- Voigt.** Суммовые тоны 98, внутренняя коническая рефракция 669.
- Waentig.** Фосфоресценция 398.
- Walker.** Зависимость показателя преломления от температуры 284, интерференция света 521.
- Wanschaff.** Поляризационный фотометр 428.
- Wartenberg.** См. **Rubens и Wartenberg.**
- Watteville.** Спектр пламени 317.
- Wernicke.** Комбинация призм для спектроскопа 313.
- Wertheim.** Звучащие трубы 69, скорость звука 70, звучание жидкости в трубе 75.
- Wiedeburg.** Лучеиспускательная способность металлов и сплавов 149.
- Wiedemann E.** Термо-люминесценция 145, коэффициент преломления жидкостей 278, фосфоресценция 402, механический эквивалент света 419.
- Wiedemann E. и Schmidt G. C.** Флюоресценция 396.
- Wien M.** Зависимость силы звука от расстояния 18, вибрационный манометр 20, минимальная сила звука 111.
- Wien W.** Закон смещения 171, лучеиспускание абсолютно черного тела 170.
- Wiener O.** Тела, способные воспринимать окраску падающего на них света 375, 406, стоячие световые волны 561, цветная фотография 562, двойное преломление при слоистом строении 707.
- Wiener Chr.** Распределение света по небесному своду 515.
- Wild.** Поляризационный фотометр 428, поляриметр 662, сахариметр 741.
- Witkowski.** Скорость звука 30.

06576

- Witt.** Цвета тел (хромофоры) 375.
- Wollaston.** Призма (поляризатор) 659.
- Wood.** Давление звуковых волн 20, температура газа в гейслеровой трубке 317, аномальная дисперсия в парах натрия 371, искусственный мираж 495, световой резонанс 565, ступенчатая решетка 597, флюоресценция паров натрия, иода и ртути 396, решетки с определенной формой борозд 597.
- Wood и Moore.** Спектр флюоресценции 396.
- Wright.** Поверхностное рассеивание лучей 215.
- Wuellner.** Светопреломляющая способность смесей 286.
- Wyrouboff.** Вращение плоскости поляризации 725.
- Young.** Разностные тоны 98, интерференция света 519, смешанные пластинки 528.
- Young и Forbes.** Скорость света 192.
- Young.** Теория цветовых ощущений 481.
- Zaremba.** Двойное преломление в жидкостях 710.
- Zakrzewsky.** Двойное преломление в жидкостях 710.
- Zeiss.** Апохромат 458, двойная зрительная труба 478, стереоскопический дальномер 478.
- Zimmer.** См. **Valentiner** и **Zimmer**.
- Zsigmondy.** См. **Siedentopf** и **Zsigmondy**.
- Zoellner.** Поляризационный фотометр 426, оптические обманы 487.
- Zoth.** Кажущиеся размеры тел у горизонта 486.
- Zschimmer.** Стекла, пропускающие ультрафиолетовые лучи 364.

ОГЛАВЛЕНИЕ II-го ТОМА.

ОТДЕЛ СЕДЬМОЙ.

УЧЕНИЕ О ЗВУКЕ (АКУСТИКА).

Глава первая. Скорость распространения колебаний.

	стр.
§ 1. О продольных перемещениях соседних частиц	3
§ 2. Скорость распространения продольных колебаний	5
§ 3. Скорость распространения поперечных колебаний	8
§ 4. Скорость распространения поперечных колебаний в натянутой нити	9
§ 5. Скорость распространения крутильных колебаний в цилиндрическом стержне	10
§ 6. Скорость распространения продольных колебаний в стержне и в неограниченной твердой среде	11
§ 7. Скорость распространения поперечных колебаний в неограниченной твердой среде	12
§ 8. Скорость распространения продольных колебаний в жидкостях	12
§ 9. Скорость распространения продольных колебаний в газах	12

Глава вторая. Общие замечания о происхождении и распространении звука.

§ 1. Акустика, как отдел физики	13
§ 2. Звук	14
§ 3. Источники звука	14
§ 4. Распространение звука	15
§ 5. Сила и высота звука	15
§ 6. Оттенок или тембр; шум	17
§ 7. Зависимость силы звука от расстояния	18
§ 8. Давление звуковых волн и абсолютное измерение силы звука	20
§ 9. Манометрическое пламя; чувствительное пламя	21
Литература	23

Глава третья. Скорость звука.

§ 1. Скорость звука в газах	24
§ 2. Опытные определения скорости звука в газах	26
§ 3. Скорость звука в жидкостях	32
§ 4. Скорость звука в твердых телах	33
§ 5. Числовые величины для скорости звука	34
§ 6. Звукопроводность	35
Литература	38

Глава четвертая. Отражение, преломление, дисперсия и интерференция звука.

	СТР.
§ 1. Отражение звука	39
§ 2. Преломление и дисперсия звука	40
§ 3. Интерференция звука	43
§ 4. Стоячие звуковые волны	43
§ 5. Диффракция звука	45
Литература	45

Глава пятая. Колебания струн и стержней.

§ 1. Струна, как понятие теоретическое	46
§ 2. Законы колебания струн	47
§ 3. Добавочные тоны колеблющейся струны	48
§ 4. Форма колебания струны	50
§ 5. Теоретический вывод законов колебаний струн	52
§ 6. Влияние упругости на число колебаний струны	53
§ 7. Продольные колебания струн	53
§ 8. Стоячие волны в нитях. Прибор Melde	54
§ 9. Продольные колебания стержней	55
§ 10. Поперечные колебания стержней	56
§ 11. Камертон	58
Литература	59

Глава шестая. Колебания пластинок и перепонок и газообразных тел, находящихся в трубах.

§ 1. Пластинки и перепонок	60
§ 2. Поперечные колебания пластинок; хладниевы фигуры	60
§ 3. Колебания перепонок	62
§ 4. Колокола и цилиндры	63
§ 5. Элементарное учение о звучащих открытых и закрытых трубах	63
§ 6. Органные трубы	65
§ 7. Способы наблюдения пучностей и узлов в трубах	66
§ 8. Связь между размерами труб и высотой издаваемого ими тона	68
§ 9. Определение скорости звука при помощи звучащих труб	70
§ 10. Поющее пламя	73
§ 11. Язычковые трубы	73
§ 12. Звучание жидкости в трубе	75
Литература	75

Глава седьмая. Способы определения числа колебаний в секунду.

§ 1. Сирена Cagniard-Latour'a	76
§ 2. Сирены Seebeck'a и Koenig'a, колесо Savart'a и звуковой вариатор Stern'a	79
§ 3. Графический способ определения числа колебаний камертона	80
§ 4. Способы сравнения числа колебаний двух камертонов	81
§ 5. Амплитуда колебаний	84
Литература	84

Глава восьмая. Явления резонанса. Приложение принципа Допплера.

	СТР.
§ 1. Понятие о резонансе вообще	84
§ 2. Акустический резонанс	85
§ 3. Воздушные резонаторы	86
§ 4. Анализа и синтез звука	87
§ 5. Акустическое отгалкивание	89
§ 6. Приложение принципа Допплера к явлениям акустическим	90
Литература	91

Глава девятая. Сочетание тонов.

§ 1. Происхождение биений	92
§ 2. Способы возбуждения биений	93
§ 3. Двойная сирена Helmholtz'a	94
§ 4. Способ Scheibler'a сравнения числа колебаний двух камертонов	96
§ 5. Разностный и суммовый тоны	97
§ 6. Биение добавочных тонов	99
§ 7. Приборы для проектирования сложных колебаний на экран	99
§ 8. Фонограф Edison'a	100
Литература	101

Глава десятая. Голос человека и его орган слуха.

§ 1. Голосовой аппарат человека	103
§ 2. Звуки человеческого голоса	103
§ 3. Синтез гласных	104
§ 4. Орган слуха у человека	107
§ 5. Восприятие звуков органом слуха	108
§ 6. Пределы звуков, воспринимаемых ухом	110
Литература	112

Глава одиннадцатая. Тоны, употребляемые в музыке.

§ 1. Интервалы	113
§ 2. Мажорная и минорная гаммы	114
§ 3. Тоника и темперационная гамма	115
§ 4. Абсолютное число колебаний	117
§ 5. Диссонанс и консонанс	117

ОТДЕЛ ВОСЬМОЙ.

УЧЕНИЕ О ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ.

Глава первая. Введение.

§ 1. Эфир	121
§ 2. История учения о лучистой энергии	123
§ 3. Возникновение лучистой энергии	125
§ 4. Способы выслеживания лучистой энергии при большом числе колебаний	127

§ 5. Некоторые основные свойства лучистой энергии	135
§ 6. Терминология	139
§ 7. Получение однородных лучей	141
Литература	142

Глава вторая. Переход тепловой энергии в лучистую и обратно.

§ 1. Калорическое лучеиспускание и люминесценция	144
§ 2. Зависимость лучистой энергии от направления лучеиспускания	146
§ 3. Полное (интегральное) лучеиспускание; его зависимость от рода и состояния поверхности тела	148
§ 4. Общие замечания о зависимости быстроты перехода тепловой энергии в лучистую от температуры	150
§ 5. Законы интегрального лучеиспускания	150
§ 6. Абсолютная величина интегрального лучеиспускания	152
§ 7. Общие замечания о переходе лучистой энергии в тепловую	153
§ 8. Поглощательная способность поверхности различных веществ	155
§ 9. Поглощение лучистой энергии при ее прохождении через тела	155
§ 10. Закон Кирхгофа о связи между лучеиспускательной и поглощательной способностями тел	159
§ 11. Следствия, вытекающие из закона Кирхгофа	163
§ 12. Опытное получение лучеиспускания абсолютно черного тела	167
§ 13. Законы лучеиспускания абсолютно черного тела. Законы Stefan'a и Wien'a	168
§ 14. Лучеиспускание абсолютно черного тела, как функция температуры и длины волны	172
§ 15. Закон Lambert'a. Люминесценция. Закон Draper'a	173
§ 16. Влияние окружающей среды на переход тепловой энергии в лучистую	177
§ 17. Давление лучистой энергии	177
Литература	182

Глава третья. Скорость распространения лучистой энергии.

§ 1. Общие замечания	187
§ 2. Способ Rømer'a	188
§ 3. Способ Bradley'a	189
§ 4. Способ Fizeau	190
§ 5. Способ Foucault	193
§ 6. Влияние движения среды на распространение в ней лучистой энергии	197
Литература	197

Глава четвертая. Отражение лучистой энергии.

§ 1. Введение. Плоское зеркало	198
§ 2. Вогнутые сферические зеркала	201
§ 3. Выпуклое сферическое зеркало	207
§ 4. Несферические зеркала	208
§ 5. Иаображение точки в смысле волновой теории лучистой энергии. Астигматические пучки	208
§ 6. Каустика	212
§ 7. Поверхностное и внутреннее рассеивание (диффузия) лучей	214
§ 8. Опытное исследование количества отраженной лучистой энергии	216
Литература	219

Глава пятая. Преломление лучистой энергии.

	СТР.
§ 1. Законы преломления лучей	220
§ 2. Преломление в случае, когда среды разграничены плоскостью	224
§ 3. Призма	226
§ 4. Преломление лучей при прохождении через одну сферическую поверхность	231
§ 5. Преломление центральных лучей при прохождении через произвольное число средин, разграниченных центрированными сферическими поверхностями	237
§ 6. Оптические стекла; элементарная теория	244
§ 7. Оптические стекла; более точная теория	248
§ 8. Совокупность двух центрированных оптических стекол	253
§ 9. Сферическая аберрация	257
§ 10. Преломление у цилиндрической поверхности; цилиндрическое стекло. Искривленные лучи	262
§ 11. Об изображениях, получаемых оптическими системами	263
§ 12. Фокометрия	267
Литература	271

Глава шестая. Коэффициент преломления.

§ 1. Общие замечания об измерении коэффициента преломления	272
§ 2. Определение показателя преломления при помощи призмы	272
§ 3. Различные способы определения показателя преломления	275
§ 4. Способы определения показателя преломления, основанные на наблюдении полного внутреннего отражения	277
§ 5. Коэффициент преломления газов	281
§ 6. Зависимость показателя преломления от состояния данного вещества	282
§ 7. Светопреломляющая способность смесей и растворов	286
§ 8. Молекулярная и атомная преломляемости	288
§ 9. Преломление света в металлах	290
§ 10. Метод полос	293
Литература	295

Глава седьмая. Рассеяние (дисперсия) лучистой энергии.

§ 1. Спектроскопия. Дисперсия нормальная и аномальная	299
§ 2. Частная, полная и относительная дисперсия	300
§ 3. Дисперсия в газах	303
§ 4. Получение спектра при помощи призмы	306
§ 5. Спектроскопы с призмами	309
§ 6. Виды спектров	316
§ 7. Некоторые способы получения спектров испускания и поглощения. Изображение спектров	316
§ 8. Несплошные спектры твердых тел. Спектры светящихся паров и газов	320
§ 9. Структура и ширина линий. Система нормальных линий	328
§ 10. Закономерности в распределении спектральных линий и полос	331
§ 11. Спектры поглощения и анализ, основанный на их наблюдении	339
§ 12. Обращение спектров	344
§ 13. Влияние движения источника лучей на его спектр	345
§ 14. Спектр солнца	347
§ 15. Спектры солнечных пятен, фотосферы, хромосферы, солнечных выступов и короны	355
§ 16. Спектры луны, планет, комет, неподвижных звезд и туманных пятен	358
§ 17. Применение спектрального анализа к изучению движения светил	361

§ 18. Спектр северного сияния, водиакального света и молнии	362
§ 19. Ультрафиолетовая и инфракрасная части спектров	363
§ 20. Аномальная дисперсия	368
§ 21. Цвета тел и лучей	372
§ 22. Ахроматические призмы и стекла; призма прямого зрения	382
Литература	388

Глава восьмая. Преобразования лучистой энергии.

§ 1. Введение	392
§ 2. Флюоресценция	392
§ 3. Фосфоресценция	397
§ 4. Химические действия лучистой энергии	402
Литература	407

Глава девятая. Измерение лучистой энергии.

§ 1. Задачи, представляющиеся при измерении лучистой энергии. Терминология	408
§ 2. Единицы силы света. Механический эквивалент света	416
§ 3. Фотометры Bunsen'a и Lummer-Brodhun'a	420
§ 4. Фотометры Ф. Ф. Петрушевского, Rood'a и других	423
§ 5. Поляризационные и интерференционные фотометры	425
§ 6. Спектрофотометры	430
§ 7. Химические и фотографические фотометры	433
§ 8. Актинометрия. Пиргелиометры и актинометры	435
Литература	440

Глава десятая. Оптические приборы.

§ 1. Общие замечания. Увеличения	444
§ 2. Диафрагмы (зрачки)	444
§ 3. Апертура. Яркость изображения	446
§ 4. Луна или простой микроскоп	450
§ 5. Сложные окуляры	452
§ 6. Микроскопы (сложные)	454
§ 7. Рефракторы астрономические	462
§ 8. Земная зрительная или подворная труба	464
§ 9. Телескопы рефлекторы или катоптрические	466
§ 10. Проекционные приборы	468

Глава одиннадцатая. Сведения из физиологической оптики.

§ 1. Устройство глаза у человека	468
§ 2. Условия, при которых предмет виден отчетливо	471
§ 3. Неправильности нормального глаза	474
§ 4. Продолжительность светового впечатления. Суждение о величине и расстоянии предметов	476
§ 5. Теория Young'a и Helmholtz'a о цветовых ощущениях	481
§ 6. Оптические обманы	483
Литература	488

Глава двенадцатая. Оптические явления в атмосфере.

§ 1. Кажущийся вид небесного свода. Рефракция астрономическая и земная	489
§ 2. Явления неправильной рефракции. Мираж	491
§ 3. Мерцание звезд	495

§ 4. Радуга	497
§ 5. Круги около солнца и луны. Гало	503
§ 6. Цвет и освещение неба	512
Литература	515

Глава тринадцатая. Интерференция света.

§ 1. Общие замечания	516
§ 2. Опыт Young'a	519
§ 3. Влияние плоскопараллельной пластинки, вставленной на пути одного из интерферирующих лучей	521
§ 4. Зеркала Fresnel'я	522
§ 5. Другие способы получения и наблюдения интерференционных полос	524
§ 6. Явления интерференции в тонких пластинках. Основные формулы	529
§ 7. Цвета тонких пластинок и кривые одинаковой толщины. Кольца Ньютона	536
§ 8. Интерференционные кривые одинакового наклона	540
§ 9. Явления интерференции, наблюдаемые при помощи толстых пластинок	546
§ 10. Интерференция при больших разностях хода. Измерение метра в длинах волны λ . Интерференциальная спектроскопия	550
§ 11. Работы Michelson'a и Morley'я, Michelson'a и Benoit, Fabry и Perot, Lummer'a и др.	554
§ 12. Стоячие световые волны. Цветная фотография	560
§ 13. Световые биения. Световой резонанс	563
Литература	565

Глава четырнадцатая. Диффракция света.

§ 1. Происхождение диффракции	568
§ 2. Элементарный разбор некоторых простейших случаев диффракции	573
§ 3. Графический способ Cornu	578
§ 4. Понятие об интегралах Fresnel'я	580
§ 5. Диффракционные явления Fraunhofer'a	582
§ 6. Одна щель	583
§ 7. Диффракционные решетки	587
§ 8. Отражательные и ступенчатые решетки	593
§ 9. Приложение теории диффракции к микроскопу	598
§ 10. Некоторые добавочные сведения	600
Литература	602

Глава пятнадцатая. Поляризация света.

§ 1. Лучи поляризованные	605
§ 2. Поляризация при отражении	610
§ 3. Поляризация при преломлении лучей	615
§ 4. Интерференция поляризованных лучей	617
§ 5. Формулы Fresnel'я	620
§ 6. Поляризация при испускании, при диффузии и при диффракции	626
§ 7. Отражение от металлов и от веществ, сильно поглощающих лучи	629
§ 8. Поляризация солнечного света	631
Литература	633

Глава шестнадцатая. Двойное лучепреломление.

§ 1. Анизотропные тела. Кристаллы	636
§ 2. Описание явлений, обнаруживающихся при прохождении лучей через одноосный кристалл	638
§ 3. Эллипсоид Huyghens'a; кристаллы положительные и отрицательные	645

§ 4.	Построение преломленных лучей	СТР. 649
§ 5.	Поляризаторы	655
§ 6.	Некоторые поляризационные приборы	659
§ 7.	Двуосные кристаллы; поверхность волны	662
§ 8.	Поляризация волн и лучей в двуосных кристаллах.	667
§ 9.	Коническая рефракция	667
§ 10.	Плеохроизм; поляризация при флюоресценции	671
	Литература	673

Глава семнадцатая. Интерференция поляризованных лучей.

§ 1.	Общие замечания	675
§ 2.	Эллиптическая поляризация и хроматическая поляризация при двойном лучепреломлении	677
§ 3.	Приборы, служащие для наблюдения явлений хроматической поляризации	680
§ 4.	Явления хроматической поляризации при параллельных лучах	682
§ 5.	Одноосные кристаллы в сходящихся лучах	688
§ 6.	Изохроматические поверхности.	691
§ 7.	Полярископ Savart'a	693
§ 8.	Двуосные кристаллы в сходящихся лучах	693
§ 9.	Влияние температуры на оптические свойства кристаллов.	697
§ 10.	Пластина „четверть волны“ и „полволны“. Компенсаторы	697
§ 11.	Определение характера кристаллов	700
§ 12.	Двойное лучепреломление, как следствие случайной анизотропии	704
§ 13.	Эллиптическая и круговая поляризация	710
	Литература	716

Глава восемнадцатая. Вращение плоскости поляризации.

§ 1.	Вращение плоскости поляризации. Вращение в кварце	719
§ 2.	Вращение плоскости поляризации в других телах	723
§ 3.	Зависимость вращения от длины и от температуры	730
§ 4.	Теоретическое объяснение вращения плоскости поляризации, данное Fresnel'ем. Вращательный дихроизм	734
§ 5.	Искусственная комбинация оптически недеятельных тел, которая вращает плоскость поляризации	738
§ 6.	Способы измерения вращения плоскости поляризации. Сахариметрия	739
	Литература	745
	Предметный указатель	750
	Указатель русских авторов	756
	Указатель иностранных авторов	758

ВАЖНЕЙШИЕ ОПЕЧАТКИ.

Стр.	Строка		напечатано	следует читать
	сверху	снизу		
15	Форм. (2)		$s = \alpha \sin 2\pi \frac{t}{T}$	$s = \alpha \sin 2\pi \frac{t}{T}$
68	20	—	энергия	энергию
598	15	—	равною	равным
638	6	—	продоговатолго	продолговатого
696	Перевернут рис. 510			



