

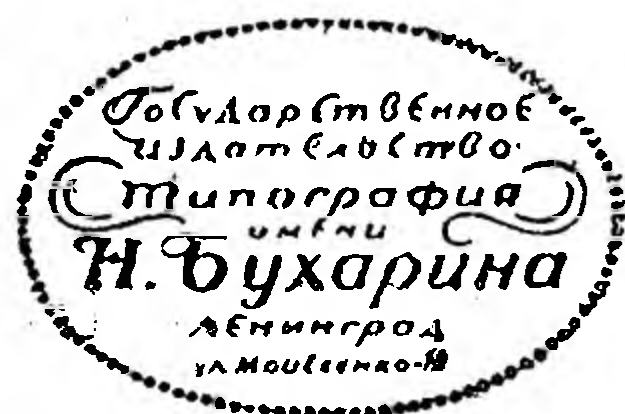
# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
П. П. ЛАЗАРЕВА и Э. В. ШПОЛЬСКОГО

*ТОМ ДЕВЯТЫЙ*



ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ НАУЧН УЧРЕЖДЕНИЯМИ 1929 ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО



Заказ № 1371.

62 × 94 П. 21. Гиз № 36548/М.  
Ленинградский Областлит № 51670.  
Тираж 2100.

## СОДЕРЖАНИЕ

	<i>Стр.</i>
Р. Милликэн и Г. Кэмерон. Происхождение космических лучей	1— 34
Гр. Ландсберг. Новое в вопросе о рассеянии света . . . . .	35— 78
Я. Г. Дорфман. Проблема сильных магнитных полей и работы П. Л. Капицы . . . . .	79— 91
Н. Т. Федоров. Метрика цвета (теория и техника колориметрии) . .	92—118
К. Гиншельвуд. Проблемы передачи энергии в кинетике химических реакций . . . . .	119—131
В. Кеезом. Агрегатные состояния жидкого гелия . . . . .	132—135
А. Я. Хинчин. Учение Мизеса о вероятностях и принципы физической статистики . . . . .	141—166
Ф. Лондон. Теория квантов и химическая связь . . . . .	167—191
И. Бартельс. Высшие слои атмосферы . . . . .	192—250
Р. Тольман. Методы статистической механики . . . . .	251—276
П. И. Лукирский. О фотоэлектрическом эффекте . . . . .	277—307
В. Л. Грановский. Новые экспериментальные исследования электронных волн . . . . .	308—338
М. Вин, Г. Иоос, Э. Ланге. Структура электролитических растворов . . . . .	339—379
В. Н. Кондратьев. Энергетические уровни и строение молекул . .	380—397
М. Планк. Картина мира современной физики . . . . .	407—436
К. К. Дарроу. Введение в волновую механику Шредингера . . . .	437—514
Я. И. Френкель. Природа химического сродства . . . . .	515—537
Э. В. Шпольский. Памяти Т. К. Молодого . . . . .	543—550
Э. Резерфорд, Ф. Астон и др. Дискуссия о строении атомного ядра . . . . .	551—573
Л. В. Мысовский. Усовершенствование методов наблюдений $\alpha$ - и $\beta$ -частиц . . . . .	574—599
Б. М. Гессен. Теоретико-вероятностное обоснование эргодической гипотезы . . . . .	600—620
Р. Мекке. Полосатые спектры и их значение для химии . . . . .	630—684
И. Курчатов. Электрический пробой газов . . . . .	685—699
Лорд Рэлей. Некоторые решенные и нерешенные проблемы космической физики . . . . .	711—730
Н. Т. Федоров. Высшая метрика цвета . . . . .	731—756
Р. Мекке. Полосатые спектра и их значение для химии (окончание) .	757—810
В. М. Гольдшмидт. Строение кристаллов и химический состав . .	811—858
Н. Н. Малов. Магнитострикционные колебания и их применения . .	859—870

### БИБЛИОГРАФИЯ

С. Н. Ржевкин. Слух и речь в свете современных физических исследований (Н. Андреев) . . . . .	136
Г. Кэй. Рентгеновские лучи (В. Корчагин) . . . . .	137
Н. В. Кашин. Лабораторный курс физики (Де Метц) . . . . .	138
П. П. Лазарев. Современные успехи биологической физики (Б. Ильин) .	140
П. П. Лазарев. Гельмгольц (Б. Ильин) . . . . .	140
П. П. Лазарев. А. Г. Столетов, Н. А. Умов, П. Н. Лебедев, Б. В. Голицын (Б. Ильин) . . . . .	140
П. П. Лазарев. Успехи геофизики (М. Поликарпов) . . . . .	398

	<i>Стр.</i>
P. Lasareff. Theorie ionique de l'excitation des tissus vivants ( <i>Н. Федоров</i> )	399
А. Ф. Иоффе. Физика кристаллов ( <i>Я. Френкель</i> ) . . . . .	400
R. Mescke. Bandenspektra und ihre Bedeutung für die Chemie ( <i>Э. Шпольский</i> ) . . . . .	403
P. Debye Polare Molekeln ( <i>А. Предводителев</i> ) . . . . .	404
L. De Broglie. Einführung in die Wellenmechanik ( <i>С. Вавилов</i> ) . . . . .	538
A. Sommerfeld. Atombau und Spektrallinien. Wellenmechanischer Ergänzungsband ( <i>Э. Ш.</i> ) . . . . .	539
П. И. Лукирский. Основы электронной теории ( <i>Г. Ландсберг</i> ) . . . . .	540
А. Ф. Иоффе (ред.). Техника физического эксперимента ( <i>Г. Ландсберг</i> ) .	541
Н. Н. Семенов. Современное учение о скоростях газовых химических реакций ( <i>Я. Сыркин</i> ) . . . . .	700
М. Планк. Введение в механику деформируемых тел ( <i>Н. Бухгольц</i> ) . .	701
М. М. Ситников. Ионные процессы и некоторое их техническое использование ( <i>М. Лапиров-Скобло</i> ) . . . . .	703
Г. Г. Де-Метц. Общая методика преподавания физики ( <i>Н. К.</i> ) . . . . .	704
A. S. Eve and D. A. Keys. Applied Geophysics in the Search for Minerals ( <i>М. Поликарпов</i> ) . . . . .	706
K. W. F. Kohlrausch. Radioaktivität ( <i>Э. Шпольский</i> ) . . . . .	707

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКУЧЕНИЕ МИЗЕСА О ВЕРОЯТНОСТЯХ И ПРИНЦИПЫ  
ФИЗИЧЕСКОЙ СТАТИСТИКИ.

*А. Я. Хинчин, Москва.*

За последние годы немецким математиком и физиком, профессором Берлинского университета Р. Мизесом был опубликован ряд работ по теории вероятностей и физической статистике. Эти работы имели своей целью, с одной стороны, перестроить на новом научно-философском основании все здание теории вероятностей и математической статистики, с другой — подвергнуть существенной ревизии основные принципы той схемы, согласно которой до настоящего времени статистические методы применялись в физике. В обоих направлениях влияние идей Мизеса на ход научной мысли к настоящему времени уже настолько определилось, что знакомство с его учениями должно было бы стать общим достоянием всех тех, кто так или иначе в своей научной работе соприкасается со статистическими методами, и в особенности для физиков, потому что реформаторская деятельность Мизеса главным своим острием направлена на физическую статистику.

Необходимо иметь в виду, что взгляды Мизеса на роль статистических методов в физике не имеют прямой связи с его новой весьма своеобразной концепцией общего понятия вероятности. Это важно помнить потому, что общее учение Мизеса вызывает ряд методологических и математических сомнений, о которых ниже будет сказано подробно; специальное же учение о принципах статистических методов в физике в значительной мере свободно от этих

возражений и может быть принято без колебаний и тем, для кого общая вероятностная концепция Мизеса по тем или иным причинам является неприемлемой.

По этой же причине мы в дальнейшем попытаемся изложить общее учение Мизеса и его теорию физической статистики совершенно независимо друг от друга.

## I. УЧЕНИЕ МИЗЕСА ОБ ОСНОВАНИЯХ ТЕОРИИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ.

Если мы имеем обыкновенную игральную кость и фиксируем наше внимание на какой-нибудь одной из ее шести граней, то соображения симметрии заставляют нас полагать, что вероятность выпадения этой фиксированной грани равна одной шестой. Основанием для этого расчета служит, как известно, разложение всех возможных исходов события (бросения кости) на „равновозможные“ или „равновероятные“ случаи, и традиционное определение вероятности как отношения числа случаев „благоприятствующих“ событию к числу всех возможных случаев существенным образом предполагает все эти случаи „равновероятными“. Что такое определение содержит в себе ложный круг — это было известно уже давно; но мало того: как только положение вещей хотя бы немного усложняется, — это определение становится весьма затруднительным или даже вовсе теряет содержание. Мизес приводит пример „неправильной“ игральной кости, сделанной, например, из неоднородного материала. Мы и здесь говорим о вероятности выпадения определенной грани; но о каких „равновероятных“ случаях здесь может идти речь? Как может быть вычислена постулируемая вероятность, в чем ее смысл, ее определение? И далее — когда мы говорим о вероятности того, что 40-летний мужчина доживет до 50 лет, как можно представить эту вероятность отношением чисел равновозможных случаев? Эти затруднения, наряду со многими другими, по мнению Мизеса, с достаточной определенностью показывают несостоятельность классического определения вероятности.

Вернемся к случаю игральной кости. Если мы будем бросать ее много раз подряд, и если при  $n$  бросаниях отмеченная нами грань выпадает  $m$  раз, то дробь  $\frac{m}{n}$ , при больших значениях  $n$ , почти наверно будет весьма близка к вероятности выпадения отмеченной грани (на основании известной теоремы Бернулли). Эта дробь есть число, которое мы без труда можем найти экспериментальным путем. Вероятность же выпадения отмеченной грани есть число, которое, вообще говоря (случай неправильной кости), не только нам неизвестно, но даже теоретическое определение которого у нас отсутствует; говоря об этой вероятности, мы руководствуемся смутными и плохо оправданными аналогиями.

Отсюда возникает основной принцип учения Мизеса — эмпирическое определение вероятности. Вероятность выпадения отмеченной грани, раз она по мере увеличения числа бросаний все точнее измеряется дробью  $\frac{m}{n}$ , в пределе совпадает с нею; т. е., обозначая эту вероятность через  $p$ , мы должны иметь

$$p = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{m}{n}.$$

В этом соотношении, которое в традиционном понимании символизирует собою одно из свойств вероятности, Мизес предлагает видеть ее определение. Всякое априорное определение, по его мнению, обречено на неудачу; предлагаемое же им эмпирическое определение — единственное, из которого логически вытекает возможность предсказывать ход событий.

Сделаем относительно этого определения пока только несколько простых замечаний: 1) в противоположность традиционному, оно свободно от ложного круга; 2) оно применяется столь же хорошо к „неправильной“ кости, как к правильной; 3) оно требует, чтобы предел, о котором идет речь, существовал, и тем налагает некоторое требование на производимую серию экспериментов — требование, как мы увидим дальше, чреватое серьезными затруднениями.

А теперь перейдем от этого частного случая к общему определению вероятности. Мы видим, что в основе такого определения всегда лежит некоторая безграничная последовательность экспериментов — то, что Мизес называет коллективом. В этом коллективе каждый его элемент (эксперимент) либо наделен, либо не наделен некоторым определенным признаком (в нашем примере таким признаком было выпадение определенной фиксированной грани). Если среди первых  $n$  членов коллектива имеется  $m$  наделенных данным признаком, то вероятностью этого признака в рассматриваемом коллективе называется предел, к которому стремится дробь  $\frac{m}{n}$  при безграничном увеличении числа  $n$ .

Таким образом вероятность каждого события (признака) определяется исключительно в пределах некоторого данного коллектива, и это обстоятельство Мизес постоянно и настойчиво подчеркивает, считая, что невнимание к нему обуславливает множество ошибок и нелепостей в исчислении вероятностей.

Из сказанного мы уже видим, что коллектив отнюдь не есть любая последовательность элементов, некоторые из которых отмечены (наделены) тем или иным определенным признаком. Мы видим, что каждый из занимающих нас признаков должен иметь в коллективе определенную долю (предел отношения  $\frac{m}{n}$ ), которая и есть его вероятность.

Это существование всех подобных пределов никак не может быть обосновано а priori и есть потому определенное условие, которому последовательность должна подчиняться, чтобы быть коллективом.

Но это условие не единственное. Чтобы структура коллектива имела необходимый для исчисления вероятностей характер, мы должны потребовать от него еще одного весьма специфического свойства, которое Мизес называет свойством иррегулярности (Regellosigkeit) и к которому мы ради большей наглядности подойдем со стороны частного случая.

Вернемся к примеру с игральной костью. Представим себе снова безграничную серию бросаний, но будем теперь реги-



стрировать не каждое бросание, а, напр., только 1-е, 3-е, 5-е, 7-е и т. д., т. е. только бросания с нечетными номерами. Пусть мы рассмотрели  $n$  таких бросаний, и пусть среди них  $m$  раз появилась наша отмеченная грань. Мы снова вправе ожидать, что отношение  $\frac{m}{n}$  для больших значений  $n$  будет близко к исследуемой вероятности. Таким образом наш коллектив должен быть построен так, чтобы, выделив из него по определенному закону любую бесконечную часть (напр. элементы с нечетными номерами), мы в этой выделенной части получали для предела дроби  $\frac{m}{n}$  то же число, как и во всем коллективе. Это свойство коллектива Мизеса и называет его иррегулярностью.

Вообще последовательность элементов называется иррегулярной, если в каждой выделенной из нее по определенному закону частичной последовательности каждый из интересующих нас признаков имеет ту же самую долю, что и в целой, первоначальной последовательности.

Теперь мы можем установить точное определение коллектива: последовательность элементов по отношению к данной группе признаков является коллективом, если, во-первых, каждый из признаков данной группы имеет в ней определенную долю, и если, во-вторых, эта последовательность иррегулярна в отношении каждого из признаков данной группы.

Как уже сказано, доля признака в данном коллективе называется его вероятностью. Зная вероятности всех признаков данной группы, мы знаем распределение данного коллектива. Задачу вычисления вероятностей Мизеса видит исключительно в том, чтобы, зная распределение некоторых исходных коллективов, находить распределения новых коллективов, получаемых из первоначальных путем некоторых определенных операций. Отсюда задача — выявить те операции над коллективами, с которыми имеет дело теория вероятностей. По учению Мизеса, таких основных операций — четыре; все же другие, как угодно сложные, получаются путем комбинирования этих четырех в любом

числе и в любой последовательности. Рассмотрим теперь эти четыре основных операции.

1. **Выбор** (Auswahl). Эта простая операция состоит в том, что из данного коллектива выделяется некоторая его часть, например элементы с нечетными номерами. При этом важно, что принципом такого выбора не может служить какое-либо свойство элемента, связанное с его отношением к рассматриваемым признакам; определяющую роль должен играть исключительно номер элемента. Из определения коллектива (именно, из свойства иррегулярности) вытекает, что распределение нового коллектива совпадает с распределением первоначального.

2. **Смешение** (Mischung). Тоже весьма элементарная операция, которая в сущности не создает никакого нового коллектива, а только внутри данного коллектива соединяет два или несколько признаков в один. Пусть, например, мы имеем дело с коллективом, состоящим из последовательных бросаний игральной кости. Признаками в этом коллективе могут быть, например, выпадения двойки, четверки и шестерки; это три различных между собою признака. Но мы можем также говорить о признаке, состоящем в выпадении четного числа очков. Этот переход от группы признаков к одному, объединяющему их признаку и есть операция смешения, которая таким образом не выводит нас из пределов данного коллектива. Очевидно, что эта операция в классической теории соответствует схеме, обычно называемой теоремой сложения вероятностей. Легко понять, что самая „теорема сложения“ и в новой концепции является непосредственным следствием определения вероятности.

3. **Разделение** (Teilung). Эта операция в классической трактовке соответствует так называемой схеме Байеса (схема вероятностей „a posteriori“ — терминология, против которой, кстати сказать, Мизес ожесточенно и справедливо полемизирует). Операция разделения имеет внешнее сходство с операцией выбора в том отношении, что здесь также новый коллектив определяется как часть первоначального; однако принцип выделения этой части здесь совершенно иной: если там при выборе частичной последовательности

нам запрещалось ставить этот выбор в зависимость от реализации рассматриваемых признаков и предписывалось производить его чисто „арифметически“, руководствуясь лишь номерами элементов, то здесь, напротив, операция состоит в том, что из коллектива выделяются элементы, обладающие каким-либо из рассматриваемых признаков, и в новом, выделенном коллективе исследуется затем распределение остальных признаков.

Пример: в ряде бросаний игральной кости мы можем выделить те из этих бросаний, при которых выпадет четное число очков; это дает нам новый коллектив, внутри которого мы можем, например, поставить вопрос о вероятности выпадения шестерки. На обычном языке эта проблема формулируется так: предполагая уже известным, что выпало четное число очков, рассчитать вероятность того, что это число есть шесть. В схеме Мизеса эта задача получает следующее значение: пусть среди  $n$  первых бросаний  $m$  раз выпадает четное число очков, среди них —  $r$  шестерок; требуется найти предел дроби  $\frac{r}{m}$  при безграничном возрастании  $n$ ; при

этом предполагаются, очевидно, известными пределы дробей  $\frac{m}{n}$

и  $\frac{r}{n}$ , вследствие чего задача получает весьма простое решение, очевидно совпадающее с обычным.

4. С в я з ы в а н и е (*Verbindung*). Эта операция соответствует схеме так называемой теоремы умножения и состоит в образовании из двух исходных коллективов одного нового по следующему принципу: за элемент нового коллектива принимается пара, состоящая из одного элемента первого и одного элемента второго коллектива; в этом новом коллективе исследуется распределение признаков, определяемых так: если  $A$  есть какой-либо признак первого коллектива, а  $B$  — какой-либо признак второго коллектива, то мы получим определенный признак  $C$  внутри нового коллектива, если потребуем, чтобы тот элемент, который взят из первого коллектива, обладал признаком  $A$ , а его партнер, взятый из второго коллектива, — признаком  $B$ .

Пример: исходные коллективы — ряды бросаний двух игральных костей;  $n$ -й элемент коллектива — пара, состоящая из  $n$ -го бросания первой и  $n$ -го бросания второй кости; мы можем поставить вопрос, например, о вероятности признака, состоящего в выпадении шестерки на первой кости и одновременном (т. е. при бросании того же номера) выпадении двойки на второй кости.

Как мы уже отметили, по утверждению Мизеса, задача теории вероятностей состоит в изучении распределений внутри коллективов, получаемых исходя из некоторых данных коллективов путем применения вышеописанных четырех операций в любом числе и любой последовательности. Тот факт, что этими четырьмя операциями действительно исчерпывается круг основных задач теории вероятностей, не представляет собою ничего неожиданного и даже, в сущности, ничего нового: мы видели, в самом деле, что эти операции содержат в своей совокупности все основные принципы, на которых в классической трактовке строится здание теории вероятностей (принцип сложения, принцип умножения и принцип Байеса); отсюда ясно, что применением этих четырех операций мы действительно можем построить любую задачу, к которой приводит классическая теория. Поэтому не в этой конструктивной своей части, где все благополучно, теория Мизеса может вызвать сомнения; критика может и должна быть направлена на принципиальную часть теории, действительно вызывающую ряд методологических, математических и натурфилософских возражений.

## II. Оценка общего учения Мизеса.

В порядке предстоящей оценки надо прежде всего отметить блестящие заслуги реформаторской деятельности Мизеса. Уже один тот факт, что всем своим авторитетом этот выдающийся ученый обрушился на закоснелые предрассудки, на традиционные нелепости современного учения о вероятностях, имеет неоспоримое научное значение. Не было и нет оправдания тому факту, что то математическое учение, которое в наше время, быть может, преимущественно перед

всеми другими призвано служить естествознанию и практическим наукам, само в своей логической законченности на столетие, если не больше, отстало от большинства других математических дисциплин. Даже самые лучшие современные руководства теории вероятностей, умеющие заинтересовать и удовлетворить математика глубиной и серьезностью тех задач, какие в них ставятся и решаются, оставляют критически настроенного читателя в тяжелом недоумении относительно формальных основ изложенного в них учения; и это недоумение — далеко не из тех, которые естествоиспытатель склонен отнести на счет не интересующей его формальной „придирчивости“ чистого математика; нет, здесь остаются под знаком сомнения вопросы, насущно занимающие и волнующие физика, биолога, экономиста — всякого, кто стремится довести до полной ясности ту схему, на основе которой в его науке происходит применение статистических методов исследования. В беспощадной критике этих неясностей, в неуклонной тенденции заменить их безукоризненно ясными построениями, бесспорная историческая заслуга учения Мизеса. И не последнее место занимает здесь систематическая борьба с устаревшей, явно нелепой терминологией; всем ведь известно, сколь большое значение имеет терминология в математических учениях, в особенности, когда речь идет о выяснении принципиальных основ той или другой математической дисциплины.

Допустим, говорит Мизес, что хороший игрок в теннис имеет вероятность 0,8 получить первый приз на турнире, происходящем сегодня в Берлине. Пусть далее тот же игрок имеет вероятность 0,7 получить первый приз на турнире, происходящем в этот же самый день в Нью-Йорке. Так как два события, о которых здесь идет речь, очевидно, несовместимы, то, руководствуясь буквальной традиционной формулировкой теоремы сложения, мы должны были бы сказать, что вероятность получения нашим игроком какого-либо одного из двух первых призов равна сумме вышеуказанных вероятностей, т. е. 1,5. Разумеется, каждый, кто сколько-нибудь разбирается в деле, избежит той грубой ошибки, которая приводит к этой нелепости. Но достаточно

того факта, что традиционная формулировка теоремы сложения не содержит в себе ни одного слова, которое могло бы гарантировать от подобного рода заключений.

Другой решительный пример представляет собою теорема умножения, которая в классической своей формулировке, пользуясь недостаточно отчетливой терминологией, обычно смешивает две проблемы, не имеющие друг с другом никакой прямой связи и в схеме Мизеса соответствующие операциям разделения и связывания. Теорема, доказанная для одной из этих двух схем, затем без всяких оговорок применяется к другой, причем необоснованность этого перехода скрывается за расплывчатой терминологией.

Такого рода примеров можно было бы привести множество.

Но, заслуживая в своей разрушительной части всемерного сочувствия, теория Мизеса в части созидательной вызывает ряд серьезных критических замечаний, к которым мы теперь и переходим.

#### *А. Критика принципиально-методологическая.*

Вероятность определяется в учении Мизеса как предел известного отношения, получаемого, вообще говоря, в результате некоторой серии экспериментов. Если мы имеем игральную кость и спрашиваем о вероятности выпадения шестерки при бросании этой кости, то мы естественно ожидаем, что искомая вероятность объективно выражает собою некоторое свойство, фактически присущее изучаемому нами предмету — игральной кости. Это свойство, реально принадлежащее предмету, может быть изучаемо помощью эксперимента или ряда экспериментов; но определяться оно должно, базируясь исключительно на структуре самого предмета, без отношения к тому, производится или не производится эксперимент.

Мы можем измерять температуру воздуха с помощью термометра; но что бы мы сказали, если бы нам предложили в качестве последнего, окончательного определения сущности температуры воздуха принять высоту ртутного

столба в термометре, помещаемом в этом воздухе? Не значило ли бы это обречь себя на полный отказ от понимания сущности явления, на принципиальную замену знания о предмете — знанием о том, как этот предмет реагирует на наши чувства и приборы; и это знание признать окончательным, последним, принципиально не допуская возможности никакого иного знания? Не значило ли бы это обречь себя на грубейшую форму научного релятивизма — форму, сравнительно с которой даже махизм представляет известные преимущества? Ведь мы должны были бы признать, что температура создается внесением термометра, что там, где нет термометра, нет и температуры.

Определение вероятности, предлагаемое Мизесом, страдает совершенно аналогичным недостатком. Если мы хотим строить нашу теорию на объективной базе, если мы хотим, чтобы вероятность выпадения шестерки выражала собою некоторое свойство, объективно присущее нашей игральной кости, то мы должны эту вероятность определить так, чтобы определение наше сохраняло смысл и в случае, когда никаких экспериментов с этой костью не производится. Если же вероятность определена так, что ее определение получает смысл только в присутствии экспериментирующего интеллекта, и если, как это утверждает Мизес, она и не может иметь никакого иного определения, то такая вероятность не может выражать собою никакого свойства самого изучаемого предмета.

Таково первое, основное возражение против вероятностной концепции Мизеса.

Второе возражение возникает в связи с той идеализацией эмпирического материала, на которой Мизес строит свою математическую теорию. Такого рода идеализация, вообще говоря, не только допустима, но и совершенно неизбежна, когда мы хотим охватить математическим аппаратом какую-либо эмпирическую область. Однако плодотворной такая идеализация может оказаться только при одном обязательном условии: мы должны быть уверены, что закономерности, имеющие место в предмете идеализированном, приближенно будут выполняться и в предмете реальном. Так, мы часто

имеем возможность в порядке математического анализа заменить весьма тонкую пластинку — плоской фигурой; в гидродинамике мы реальную жидкость с ее молекулярной структурой заменяем в порядке идеализации сплошной средою. Во всех этих случаях успех такой идеализации гарантируется тем, что степень близости реального предмета к идеализированному может почитаться известной и что вследствие этого мы можем оценить предел той погрешности, какую мы рискуем получить, заменяя реальный предмет идеализированным. Если для вычисления площади правильного тысячеугольника мы заменяем его окружностью, то такая идеализация продуктивна, потому что предел получающейся при этом погрешности легко может быть указан.

Пусть мы теперь  $n$  раз бросаем монету, причем  $m$  раз выпадает герб. Вероятность выпадения герба равна, по Мизесу, пределу дроби  $\frac{m}{n}$  при неограниченном возрастании

числа  $n$ . Эта идеализация эмпирии (замена реальной дроби  $\frac{m}{n}$  ее идеальным, эмпирически недостижимым пределом) составляет одну из самых основных черт теории Мизеса. Может ли она быть названа продуктивной? Легко видеть, что ни в какой степени; и это обстоятельство имеет основное значение для всей теории: Мизес весьма энергично упрекает классическую теорию в том, что она, без дополнительных постулатов натурфилософского характера, ни в какой мере неспособна предсказать действительный ход явлений. Поэтому особенно важно показать, что в этом отношении теория Мизеса не имеет перед нею решительно никаких преимуществ; если она что и способна предсказать, то только известные закономерности в ходе идеализированного явления; но характер принятой Мизесом идеализации таков, что для реального явления отсюда нельзя сделать никаких выводов.

В самом деле: пусть вероятность выпадения герба равна половине и пусть мы имеем в виду бросить монету 1 000 раз; можем ли мы, из нашего знания вероятности выпадения герба, извлечь хотя бы самое скромное предсказание отно-



сительно того, сколько раз в течение этой тысячи бросаний фактически выпадает герб? Очевидно, ни малейшего; потому что любое число предполагаемых выпадений герба, от 0 до 1 000 включительно, совместимо с тем фактом, что вероятность выпадения герба (определяемая как  $\lim \frac{m}{n}$  при  $n \rightarrow \infty$ ) равна половине, и без дополнительного постулата мы не можем сделать никакого выбора из этих возможных чисел. Правда, мы можем быть уверены, что если эксперименты продолжатся безгранично, то дробь  $\frac{m}{n}$  будет приближаться к половине; но, к сожалению, эта уверенность относится лишь к идеализированной (безграничной) серии испытаний и уступает место полному незнанию, абсолютной невозможности предсказать что бы то ни было, если мы имеем дело с реальной серией испытаний. Правда, теория Мизеса (как и классическая теория) дает возможность вычислить вероятность различных чисел выпадений герба при 1 000 бросаний монеты; но вероятности эти, по значению своему в теории Мизеса, сами по себе ничего не могут нам предсказать относительно интересующей нас 1 000 бросаний. Они дают нам лишь указание на то, что будет происходить, если мы предпримем не одну тысячу бросаний, а безграничный ряд таких тысяч; иначе говоря, они обрисовывают нам картину идеализированного процесса и не дают ни малейшего указания на то, как будет протекать процесс реальный.

Таким образом утверждение Мизеса о том, что его концепция вероятности, в противоположность классической, имеет прямое отношение к фактическому течению событий и позволяет делать непосредственные высказывания об этом течении, следует признать необоснованным и даже просто неправильным. Вероятности Мизеса действительно характеризуют собою некоторый процесс; но процесс этот — идеализированный, и без дополнительных постулатов, как и в классической теории, нет никакого логически необходимого перехода от этого идеализированного (бесконечного) процесса к процессам реальным (конечным).

*В. Критика математическая.*

Со стороны математической, возникающие в связи с концепцией Мизеса возражения относятся к самому понятию коллектива. Современный математик, рядом горьких испытаний приученный к сугубой осторожности в обращении с бесконечными последовательностями, не может удовлетвориться указаниями Мизеса по этому поводу, не может даже примирить их между собою. Мы сейчас постараемся показать, что освобождение понятия коллектива от внутренних противоречий может быть достигнуто только приданием его определению такого толкования, которое лишает его какого бы то ни было содержания. Мы здесь имеем в значительной степени дело с ложной идеей, где за подкупающими нашу интуицию фразами при внимательном анализе обнаруживается отсутствие реальной значимости.

Остановим наше внимание на возможно простой схеме коллектива: пусть мы имеем безграничную последовательность чисел, каждое из которых есть нуль или единица, например:

$$00111010110001\dots \quad (1)$$

Если мы хотим, чтобы эта последовательность была коллективом, то мы прежде всего должны потребовать, чтобы дробь  $\frac{m}{n}$ , где  $m$  есть число нулей, встречающихся среди первых  $n$  членов нашей последовательности, стремилась к определенному пределу, когда  $n$  безгранично возрастает. Но этого мало; мы должны еще, по Мизесу, потребовать „иррегулярности“ нашей последовательности; это значит, что, выбирая любую бесконечную часть из нашей последовательности, мы должны в этой части для относительного числа нулей обязательно иметь тот же самый предел, что и в последовательности первоначальной.

Первое грубое возражение могло бы состоять в том, что, если, например

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{m}{n} = \frac{1}{2},$$

то мы можем выбрать в качестве части нашей последовательности просто совокупность тех ее членов, которые равны нулю; в этой части предел относительного числа нулей, очевидно, равнялся бы не половине, а единице. Однако это возражение должно отпасть, так как Мизес запрещает при выборе частичной последовательности пользоваться нашим знанием о том, на каких местах стоят нули и на каких единицы; выбор должен быть произведен „арифметически“, руководствуясь исключительно номерами членов последовательности; мы можем, например, взять совокупность членов нашей последовательности, номера которых суть четные числа, или полные квадраты, или абсолютно простые числа и т. п.

В общем виде принцип этого выбора можно формулировать так: пусть  $\varphi(n)$  есть произвольная функция целочисленного аргумента  $n$ , принимающая для целых положительных значений  $n$  также целые положительные значения, и пусть при  $n_1 < n_2$  мы имеем всегда  $\varphi(n_1) < \varphi(n_2)$  [т. е. функция  $\varphi(n)$  возрастающая]. Тогда последовательность

$$\varphi(1), \varphi(2), \dots, \varphi(n) \dots \quad (2)$$

есть возрастающая последовательность целых положительных чисел; мы можем выбрать из нашей основной последовательности (1) совокупность тех членов, номера которых встречаются в последовательности (2). Это и будет выбор частичной последовательности, законный в порядке идей Мизеса. И очевидно, что и обратно, каждый такой выбор непременно реализуется только что описанным образом с помощью подходяще выбранной функции  $\varphi(n)$ . При этом на природу этой функции Мизес, кроме вышеперечисленных ее свойств, не налагает никаких ограничений.

Возвратимся теперь к исходному коллективу (1). Обозначим через  $f(n)$  номер  $n$ -го по счету нуля в этой последовательности. Очевидно, что  $f(n)$  есть функция, обладающая всеми теми свойствами, каких мы требовали от функций  $\varphi(n)$ , реализующих законные выборы. Почему мы не смеем, что нам запрещает положить

$$\varphi(n) = f(n) ?$$

Мы не можем этого сделать потому, что при определении функции  $\varphi(n)$  нам запрещено пользоваться нашим знанием распределения нулей и единиц в коллективе (1). Мы можем полагать  $\varphi(n) = 2n$ ,  $\varphi(n) = n^2$ ,  $\varphi(n) = n!$  и т. д., но не можем положить  $\varphi(n) = f(n)$ . Пусть это так. Но что может нас гарантировать от того, что, строя нашу функцию  $\varphi(n)$ , мы случайно не набредем на функцию, тождественно совпадающую с  $f(n)$ ? Очевидно, что от этого могла бы нас гарантировать только какая-то определенная черта в природе функции  $f(n)$ ; это вполне понято Мизесом, ясна ему и необходимость такой гарантии, без которой падает все его определение. Поэтому Мизес с достаточной определенностью требует: функция  $f(n)$  должна быть такова, чтобы ее нельзя было „угадать“, чтобы никакими средствами нельзя было построить, не зная распределения коллектива (1), такой функции  $\varphi(n)$ , которая тождественно совпала бы с  $f(n)$ . Именно это значение имеет та формулировка требования иррегулярности, которую Мизес называет „Prinzip vom ausgeschlossenen Spielsystem“.

Читатель видит уже, конечно, встающие здесь тяжкие недоумения. Какой математический смысл имеет свойство функции, состоящее в том, что ее „нельзя угадать“, что, какую бы функцию мы ни выбирали, это все будет „не та“? Математики хорошо знают, как безнадежна задача точного объективного разграничения между функциями „закономерно определяемыми“, которые „можно угадать“, с одной стороны, — и функциями „беззаконными“, которых „нельзя угадать“ — с другой. Во всяком случае, это смутное, в своем сыром виде апеллирующее к свойствам человеческого интеллекта разграничение никак не может служить базой для аксиоматики математической дисциплины; а ведь именно эту роль дает ему концепция Мизеса, и мы не видим никакой возможности обойти эту трудность на том пути, которым идет его теория. Второе свойство коллектива, его „иррегулярность“, представляется таким образом внутренне несостоятельным: чтобы освободить его от противоречий, мы вынуждены придать ему смутный смысл, не имеющий никакого объективно научного содержания.

Правда, на первый взгляд здесь есть как будто одна возможность выхода. Современная математика различает два типа последовательностей вида (1): во-первых, последовательности законченные, завершенные, задание которых уже содержит в себе закон, позволяющий судить, на каких местах будут нули и на каких единицы; и во-вторых, последовательности „творящиеся“, „становящиеся“ (*freie Wahlfolgen*), где мы по произволу или по случаю ставим нуль или единицу на первом месте, затем нуль или единицу на втором и т. д.

Отличительной методологической чертой этих последовательностей второго типа является то, что мыслить такую последовательность законченной, завершенной, мы по самому определению ее никак не можем. Для такой последовательности вообще имеют реальное содержание только такие ее свойства, наличность которых может быть установлена уже после знакомства с некоторым числом первых ее членов. Если, например, мы имеем такую находящуюся в процессе вечного становления последовательность целых положительных чисел, то имеет точный смысл вопрос о том, содержатся ли четные числа среди первых десяти ее членов; но вопрос о том, содержит ли эта последовательность бесконечное множество четных чисел, не имеет никакого смысла, потому что не проводит дисъюнкции между двумя фактическими обстоятельствами. Тот факт, что эти „становящиеся“ последовательности могут быть предметом математического анализа, в последние годы подчеркнут в ряде работ Броуэра (*Brouwer*) и Вейля (*Weyl*).

До сих пор мы рассматривали коллектив как последовательность первого типа, т. е. законченную и потому необходимо закономерную, и убедились, что при таком понимании это понятие является несостоятельным. Но не следует ли рассматривать коллектив как последовательность второго типа, т. е. незавершенную, находящуюся в процессе „вечного становления“, и потому „беззаконную“?

На первый взгляд эта идея кажется очень естественной, так как коллектив — последовательность, порождаемая случаем (и только затем идеализируемая требованием

законченности). Мы могли бы, быть может, попытаться на этом пути даже избежать идеализации и говорить не о законченных, а только о „становящихся“ коллективах? Однако эта возможность — иллюзия, разбивающаяся уже на первом шагу. Ведь мы же хотим, чтобы в нашей последовательности существовали пределы, это есть первое, основное свойство коллектива. Для последовательности „вечно становящейся“, которую мы, по самому ее определению, не можем мыслить законченной, завершенной, — требование существования предела есть пустая фраза, за которой нет никакого реального содержания. Дисъюнкция существования и несуществования предела очевидно получает смысл только для последовательности, мыслимой как заверченный, определенный до конца ряд. Самое слово „предел“ и стоящее за ним точное понятие не позволяют ставить этого вопроса для незавершенных, вечно становящихся последовательностей.

Таким образом, если наше первое понимание коллектива привело нас к невозможности реализации „иррегулярности“, то второе понимание делает иллюзорным, лишенным всякой реальности основное свойство коллектива — существование пределов. Математика не знает последовательностей, обладающих теми свойствами, которыми Мизес наделяет свои коллективы. И потому мы должны признать, что теория Мизеса до настоящего времени лишена прочного математического фундамента.

### *С. Критическое замечание физического характера.*

С физической точки зрения учение Мизеса вызывает одно существенное возражение, касающееся так называемых априорных вероятностей или статистических весов молекулярных состояний. Когда мы например говорим, что индивидуальная молекула имеет одинаковую вероятность оказаться в любой из ячеек своего фазового пространства (этот пункт обычно служит отправной точкою статистической термодинамики), то уже в классическом понимании вероятностей трудно понять, что это значит; определение таких „априорных вероятностей“, на наш взгляд, до сих пор не

имеет надлежащей ясности. Ведь физически невозможно придумать эксперимента, который позволил бы проверить подобного рода утверждение. Однако в классическом толковании мы все же можем считаться с возможностью (а значит и питать надежду) придать этому определению реальный смысл; там, где изучаемая вероятность во всяком случае должна пониматься как свойство, объективно присущее данной молекуле, у нас есть надежда рано или поздно, в достаточной мере изучивши природу молекулы, дать удовлетворительное теоретическое обоснование для свойственных этой молекуле „априорных вероятностей“.

В концепции Мизеса дело обстоит принципиально иначе. Здесь искомая „априорная вероятность“ понимается исключительно как доля признака в коллективе. Что же в таком случае может означать, какой физический смысл может иметь утверждение, подобное тому, что „все ячейки а priori равновероятны?“ Очевидно значение этого утверждения может быть только следующее: в некотором исходном коллективе молекулы имеются в таком распределении, что относительное число молекул, помещающихся в данной ячейке, одно и то же для всех ячеек. Впрочем, Мизес сам явно формулирует интересующее нас утверждение именно в этих терминах<sup>1</sup>. Теперь позволительно спросить, что же это за коллектив, о котором здесь идет речь? Где он реализуется или может быть реализован в природе? Ведь ясно, что в любом реально осуществимом собрании молекул далеко не все ячейки будут одинаково часто представлены, хотя бы уже потому, что реальный физический мир ставит определенные границы для энергии индивидуальной молекулы. Это значит, что тот коллектив, к которому здесь апеллирует Мизес никакого отношения к реальному миру не имеет и иметь не может; это продукт чисто теоретического построения; а если так, то остается принципиально непонятным, какой реальный смысл может иметь в учении Мизеса априорная равновероятность всех ячеек для молекулы данного типа. На этом же основании можно утверждать, что и вообще

---

<sup>1</sup> Phys. ZS., 21, 231, 1920.

понятие статистического (априорного) веса в теории Мизеса принципиально не может иметь физического значения, так как оно базируется на рассмотрении коллективов, являющихся чисто теоретическими построениями, которым в реальном мире не соответствует и не может соответствовать ничего фактически существующего.

Из этого тяжелого положения есть один выход, который, впрочем, может быть рекомендован и классической концепции: не приписывать вообще „статистическим весам“ никакого вероятностного значения, признавая таковое лишь за известными их комбинациями. Статистические веса приобрели бы при этом просто роль некоторых, не имеющих прямого физического значения, коэффициентов; оперируя с ними по известным формальным правилам, мы получали бы настоящие вероятности в реальных физических условиях.

Однако физическая статистика в настоящее время еще далека от принципиального и последовательного проведения этой тенденции; и тем более далека от этого теория Мизеса, оперирующая с фиктивными „исходными коллективами“. А покуда это так, все наши возражения остаются в силе.

### III. УЧЕНИЕ МИЗЕСА О ПРИНЦИПАХ ФИЗИЧЕСКОЙ СТАТИСТИКИ<sup>1</sup>.

Как нами было указано во введении, учение Мизеса о принципах физической статистики может быть развито независимо от его взглядов на общую концепцию вероятности, и эта возможность является особенно ценной потому, что, как мы видели, общее учение Мизеса вызывает разнообразные возражения.

Одно из основных принципиальных затруднений всякой статической молекулярной теории состоит, как известно, в том, что такая теория всегда ставит перед нами задачу,

---

<sup>1</sup> В сущности, излагаемое в этой главе учение у Мизеса имеется только в виде ряда намеков, разбросанных в разных его работах. Систематизация этих намеков, которую нам пришлось произвести, поэтому естественно в известной мере остается на нашей ответственности.



на первый взгляд неразрешимую и даже не имеющую смысла: учесть влияние случая в процессе, в котором по существу нет ничего случайного, а напротив, все детерминировано<sup>1</sup>. Статистическая механика всегда представляет себе собрание молекул как механическую систему, движущуюся по точным законам, управляемым дифференциальными уравнениями; и вот суммарную картину этого сложного, но точно закономерного движения мы должны определять методами статистики, т. е. руководствуясь законами случая.

Известно, что математическое обоснование статистической механики до сих пор находится в весьма неудовлетворительном состоянии. Причиной тому служат отчасти значительные трудности чисто математического характера, отчасти же, и главным образом, недостаточная четкость постановки основных задач и недостаточная ясность самого метода; в особенности место и характер соприкосновения теоретических рассматриваний с реальным миром очерчены смутно и неудовлетворительно.

Это неблагополучное положение вещей, по мнению Мизеса, имеет свои корни в той основной неправильности научного подхода, о которой мы только что говорили. Нельзя в одно и то же время подчинять движение данной массы молекул дифференциальным уравнениям и вместе с тем требовать, чтобы суммарные характеристики этого движения слагались по законам случая. Из точных данных по точным законам можно вывести только точные следствия, никаким вероятностям и статистическим средним здесь нет места. Если мы хотим применять статистические методы, мы должны отказаться от мысли характеризовать изучаемое движение точными законами.

Но не значило ли бы это отказаться вместе с тем от принципа детерминированности процессов природы, а значит и от обязательности причинной связи между ними, и тем самым расстаться вообще с твердой натурфилософской почвой? Мизес показывает (или, по крайней мере, можно показать,

---

<sup>1</sup> Мы здесь сознательно оставляем в стороне некоторые крайние воззрения последних лет, имеющие тенденцию отрицать каузальную детерминированность атомных процессов.

исходя из его концепции), что это не так: можно рационально отвести в физических процессах весьма значительную долю случаю, можно даже в иных явлениях отдать ему полное господство, в то же время не поступаясь ничем из каузально-детерминистского понимания этих процессов и явлений. Схема этого в высшей степени плодотворного натурфилософского подхода складывается следующим образом.

Каждый физический процесс происходит по абсолютно точным, целиком предопределяющим его течение законам. Но законы эти, во всей совокупности своей, чрезвычайно сложны, и поэтому мы вынуждены в порядке научного исследования подвергать реальные процессы известной идеализации. Эта идеализация в первую очередь обычно состоит в том, что изучаемую нами физическую систему мы мыслим изолированной, т. е. пренебрегаем теми воздействиями, которые на нее оказывают внешние тела. Астроном, изучающий движение солнечной системы, отвлекается при этом от притяжений, испытываемых телами этой системы со стороны отдаленных звезд, хотя ему известно, что малейшее движение атома на Сириусе отклоняет Землю от ее закономерного пути. Точно так же и физик, строящий молекулярную теорию, прежде всего представляет себе изучаемую им массу газа изолированной от внешних влияний, хотя знает, что в реальном мире такая изоляция недостижима.

Изолируя и идеализируя данное явление, т. е. пренебрегая известными деталями в его течении, мы обычно достигаем того, что получаем возможность немногими и простыми законами охарактеризовать эту его идеализированную схему; по этому пути и строится научная теория. При этом мы только не должны забывать, что реальные процессы отличаются от идеализированных и прежде всего протекают бесконечно сложнее их. В наше закономерное описание каждого данного процесса входят таким образом не все его элементы; истинный ход явлений в известной мере отличается от предначертанного теорией; и эти отклонения мы называем случайными, потому что они обусловлены причинами, не вошедшими в нашу теорию, и следовательно эта теория не в состоянии ни объяснить, ни предсказать их. Мы знаем,

что отклонения эти, как и все в природе, строго закономерны; однако управляющие ими законы по своей сложности совершенно ускользают от нашего изучения, вследствие чего эти отклонения и носят существенно случайный характер.

И вот мы должны здесь различать два возможных случая. Пусть мы, например, изучаем движение Земли вокруг Солнца. Кроме взаимного притяжения Солнца и Земли, мы можем, желая иметь точную теорию, учесть влияние Луны, планет и прочих тел солнечной системы. Но понятно, что это еще не все; каждое движение каждой мельчайшей частицы на Земле, на Солнце, на любом теле солнечной системы и вообще где угодно в мире, отклоняет землю от орбиты, предначертанной нашей теорией. Эти отклонения невелики; управляющие ими закономерности столь сложны, что мы не имеем никакой возможности включить их в нашу теорию и предпочитаем не объяснять и не предсказывать их, тем самым приписывая их случаю.

В этом примере важною для нас является уверенность, что эти „случайные“ отклонения (которые здесь, как во всяком физическом процессе, обязательно присутствуют), неспособны сколько-нибудь значительно изменить орбиту Земли; что, стало быть, в существенных своих чертах картина явления, построенная нами в порядке идеализации, будет соответствовать реальному течению явления. Это явление, следовательно, адекватно (с достаточной степенью точности) описывается нашей теорией; случай ни на минуту не ослабляет своего влияния, но влияние это ничтожно — и практически мы можем пренебречь им. Именно в этом смысле мы и говорим, что „движение Земли вокруг Солнца подчиняется точным законам, в которых нет места случаю“.

Рассмотрим теперь другой пример. Пусть мы имеем дело с данной массой газа, заключенной в определенный сосуд и состоящей из огромного множества „хаотически“ движущихся молекул. В порядке идеализации мы эту физическую систему считаем изолированной от внешнего мира. Допустим, что молекулы соударяются между собою и со стенками сосуда по законам абсолютно упругих тел и имеют шаровидную

форму определенного радиуса, а стенки сосуда — абсолютно гладки. В этой идеализации законы, управляющие движением молекул, могут быть достаточно просто формулированы. Ход идеализированного явления точно определяется этими законами и не оставляет никакого места случаю. Перейдем теперь от идеализированного процесса к реальному. Так как в реальном мире наш газ прежде всего не может быть изолирован, то один этот факт уже создает для реального процесса бесчисленное многообразие „случайных“ отклонений от идеализированного. Переходя к реальному миру, мы, как всегда, широко открываем двери случаю.

И случай врывается в раскрытые двери. Но, в противоположность предыдущему примеру, он на этот раз не ограничивается внесением мелких, практически исчезающих поправок в ход явления; он совершенно разрушает построенную теорией картину процесса и заменяет ее новой, подчиненной его собственным законам. В самом деле, если в данный момент ничтожная по величине внешняя сила чуть-чуть отклонила молекулу от ее предначертанного теорией пути, то, принимая во внимание, что средний свободный пробег молекулы в очень много раз превышает ее диаметр, мы легко поймем, что судьба этой молекулы упомянутым ничтожным изменением в ее движении будет изменена самым радикальным образом: наша молекула встретится на своем пути с целым рядом других молекул, вовсе не предполагавших с ней столкнуться, и наоборот, избегнет столкновения с рядом молекул, с которыми она теоретически должна была бы встретиться. А если мы теперь примем во внимание, что каждая молекула в секунду испытывает огромное множество столкновений и что каждая молекула постоянно подвергается вышеописанным случайным воздействиям внешних сил, то мы непосредственно увидим, что результатом этих случайных воздействий уже в самое ближайшее время должно явиться радикальное изменение всей картины движения, предначертанной теорией.

Таким образом в рассматриваемом примере мы, в противоположность предыдущему, констатируем, что теория, сколь

бы детально она ни была развита, практически ни в какой мере не определяет собою основных черт хода реального явления. Напротив, всю определяющую роль принимают на себя „случайные“ внешние воздействия, по сущности своей закономерные и детерминированные, но в нашу теорию не вошедшие и потому, в отношении к ней, сохраняющие всемерно характер случайности.

С таким положением вещей, по мнению Мизеса, имеет дело всякая молекулярная статистическая теория. Мы видим, что, отнюдь не отказываясь от предпосылки закономерной детерминированности физических процессов, мы имеем вполне рациональную возможность приписывать в этих процессах весьма значительную, а иногда и определяющую роль случаю.

Теория вероятностей изучает законы случайности, и потому ее роль в молекулярно-статистических теориях становится понятной и обоснованной. Самая схема применения методов теории вероятностей к молекулярным учениям с большой ясностью раскрыта Мизесом на нескольких частных примерах, из которых наиболее законченной является построенная им теория броуновского движения.

Если только и в других важнейших случаях удастся удовлетворительно осуществить эту схему, то мы будем иметь дело в статистической механике с весьма значительным сдвигом вперед. Этот сдвиг будет знаменовать собою принципиальный переход от механико-вероятностного изучения молекулярных систем к изучению чисто вероятностному — переход, рационально обоснованный тем соображением, что в реальном молекулярном процессе власть случая сказывается в гораздо большей мере, нежели влияние механических законов, управляющих движением идеализированной системы.

#### ЛИТЕРАТУРА.

- 1) R. v. Mises. Marbes „Gleichförmigkeit in der Welt“ und die Wahrscheinlichkeitsrechnung. Naturwiss., 7, S. 168, 186, 205, 1919.
- 2) Id. Fundamentalsätze der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Math. ZS. 4, 1, 1919.

3) Id. Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Math. ZS., 5, 52, 1919.

4) Id. Ausschaltung der Ergodenhypothese in der physikalischen Statistik. Phys. ZS., 21 S. 225, 256, 1920.

5) Id. Das Gesetz der grossen Zahlen und die Häufigkeitstheorie der Wahrscheinlichkeit. Naturwiss. 15, 497, 1927.

6) Id. Wahrscheinlichkeit, Statistik und Wahrheit. Wien (Springer.) 1928.

---

# ТЕОРИЯ КВАНТОВ И ХИМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ <sup>1</sup>.

*Ф. Лондон, Берлин.*

## § 1. Вступ ление.

Одной из наиболее глубоких и интересных проблем современной атомной теории является та отчетливая и в то же время таинственная по сути закономерность, которая лежит в основе огромного фактического материала и символически выражена на языке химических формул. Первое время при изучении атомов главное внимание было обращено на строение отдельных атомов периодической системы. Теперь мы стоим уже перед задачей испытать наши знания о строении атомов и о господствующих в них динамических законах на проблеме о взаимных силовых действиях атомов друг на друга; определить, достаточно ли полны эти знания для того, чтобы разгадать смысл правил, найденных химиками эмпирическим путем; подвести под эти правила более глубокое теоретическое основание; установить их пределы и по возможности построить также количественную теорию.

Характерное взаимодействие так называемых химических сил, которые так резко отличаются от других известных нам сил, их пробуждение после предшествующего „активирования“, их внезапное затухание после „насыщения“ имеющихся „валентностей“, как это описывают химики, не давая объяснений, — все это вызывает вначале сомнения даже в том, достаточны ли вообще те принципы описания природы, которые применялись до сих пор при исследовании атомов, не

---

<sup>1</sup> Из сборника „Quantentheorie und Chemie“ Verlag S. Hirzel, Leipzig, 1929, стр. 59.

проявляются ли в химических действиях совершенно новые силы природы, которые никакими математическими ухищрениями не удастся вывести из известных нам допущений.

Мы увидим, что формальное (валентно-химическое) содержание системы правил, данных химией, основано главным образом на двух новых принципах, которые относятся к области квантовой механики и играли в последнее время выдающуюся роль уже при качественном объяснении строения отдельных атомов периодической системы: принцип Паули и явление так называемого вращения электрона. Но эти чисто формальные категории позволили фактически раскрыть энергетическое содержание основных способов взаимодействия только благодаря новому явлению, которое свойственно квантовой механике и не имеет аналогии в классической теории.

## § 2. ПРОБЛЕМА ХИМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТЕОРИИ БОРА.

Для части химических соединений, так называемых гетерополярных связей, было дано некоторое объяснение уже в связи с моделью атома Бора в теории Косселя и Льюиса<sup>1</sup>, согласно которой электростатические силы определяют природу соединения. Но попытки<sup>2</sup> точнее и подробнее изучить взаимодействия атомов на основании теории Бора натолкнулись на серьезные затруднения, так как эта проблема оказалась неопределенной в смысле „классической“ квантовой теории.

Если задать боровские орбиты обоих взаимодействующих между собою атомов или ионов, то остается еще совершенно неизвестным, каковы отношения между фазами электронов различных атомов на их орбитах. Но, смотря по случайным положениям электронов на орбитах (фазам), притяжение или отталкивание могут непрерывно переходить друг в друга, в особенности для нейтральных атомов. Для

<sup>1</sup> W. Kossel, Ann. d. Phys. 49, 229, 1916; G. N. Lewis, Journ. Am. Chem. Soc. 38, 762, 1916.

<sup>2</sup> В особенности M. Born und A. Landé, Berl. Ber. 1048, 1918; Verh. d. D. Phys. Ges. 20, 210, 1918.



ионов также получается чрезвычайная неопределенность во взаимодействии, которая совершенно несравнима с ясными соотношениями, устанавливаемыми химией для реакций между атомами. Еще в то время полагали, что можно притти к цели при помощи обобщения теории Бора, и такая попытка была сделана<sup>1</sup>. Однако это не привело к удовлетворительным результатам.

Я хотел бы также напомнить о том, что теория Коселя в основных положениях давала скорее постановку проблемы, чем ответ, так как в ней постулировалось известное „предпочтение“ атомов к образованию так называемых законченных электронных оболочек, причем это предпочтение не могло быть удовлетворительно объяснено на основании теории Бора. Во всяком случае, при допущении этого постулата определялись те силы, которые связывают гетерополярные соединения, и таким образом давалось широкое обобщение тем взаимоотношениям, которые имеют место при соединении ионов. Но для значительного числа так называемых гомеополлярных соединений этот способ объяснения оказался неприменимым.

Попытки электростатически объяснить силы между нейтральными атомами оказались неудачными именно потому, что „нейтральные“ атомы (в противоположность ионам) действительно нейтральны, что они не представляют собою твердых силовых центров, как этого требует химия. Если же принять во внимание то обстоятельство, что атомы взаимно поляризуются, и появляются статистические предпочтения определенных соотношений фаз в смысле некоторого „направляющего“ действия, то в этом случае можно говорить только о слабых силах между нейтральными атомами. Эти силы пытались сопоставить с силами Ван-дер-Ваальса. Но такая совокупность сил не имеет никакого сходства с теми силами, которые уже установлены в химии эмпирическим путем. Повидимому оставалось еще неизвестным само основное явление.

---

<sup>1</sup> M. Born u. W. Heisenberg, Z. f. Physik, 14, 44, 1923. L. Nordheim, Z. f. Physik 19, 69, 1923.

### § 3. ЗАМЕЧАНИЯ О СОДЕРЖАНИИ ПОЛОЖЕНИЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ<sup>1</sup>.

Одна из замечательнейших и богатых выводами особенностей квантовой механики заключается в том, что ее положения принципиально беднее содержанием, чем положения классической механики, и что законы ее представляют собою необходимые логические связи между этими положениями с ограниченным содержанием. Вследствие этого те проблемы, которые были еще недостаточно детерминированы в классической механике, сделались определенными проблемами только с точки зрения новой механики.

В квантовой механике понятие о фазе в данном состоянии<sup>2</sup> совершенно упраздняется. Квантовая механика уклоняется от указания отдельной фазы, она рассматривает одновременно всевозможные фазы и лишь статистически описывает их частоту при помощи некоторой непрерывной величины, так называемого пространственного заряда Шрёдингера. Чтобы составить себе наглядное, хотя и грубое представление, о распределении этого заряда, можно вообразить, что все те орбиты, которые можно получить в классической механике, варьируя фазы при постоянстве квантовых чисел, существуют теперь одновременно. Разница заключается только в том, что состояние и динамика этого „электрического облака“ получаются не расширением области классических движений, а непосредственно описываются,—как и во всякой динамике непрерывной среды,—при помощи дифференциального уравнения с частными производными,—волнового уравнения Шрёдингера. Соответственно этому, „клубок“ классических орбит обращается в равномерно распределенное облако. Главная часть его локализована в области классического

<sup>1</sup> В этом и следующем параграфах я намеренно даю лишь очень неполный эвристический обзор современных очень плодотворных воззрений на содержание положений квантовой механики. Подробнее об этом можно найти в работах: P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. 113, 21, 1927; W. Heisenberg, Z. f. Physik, 43, 172, 1927; H. Weil, Z. f. Physik, 46, 1, 1927.

<sup>2</sup> Т. е. в состоянии, заданном квантовыми числами.

движения, но остальная часть простирается без резких границ, постепенно разрежаясь, до бесконечности. Например для атома водорода в нормальном состоянии плотность этого облака убывает пропорционально  $e^{-\frac{2}{a_0}|r|}$  ( $a_0$  — радиус боровской орбиты).

Суть дела заключается в том, что установление квантовых чисел дает с точки зрения квантовой механики вполне определенный ответ на все вопросы о стационарном состоянии атома, а определение дальнейшего ряда постоянных интегрирования, каковы фазы в классической теории, оказывается излишним. Соответственным образом исследование взаимодействия между двумя квантовыми системами могло бы стать вполне определенной задачей. Но, вследствие абсолютного тождества электронов в квантовой механике, выступает новое явление, которое опять вносит многозначность в способ взаимодействия между атомами. Однако эта многозначность снова ограничивается своеобразным способом, если ввести положения принципа Паули. Эти обстоятельства мы рассмотрим подробнее на примере взаимодействия между двумя водородными атомами, который послужил исходным пунктом для данного рассуждения.

#### § 4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ДВУМЯ АТОМАМИ ВОДОРОДА<sup>1</sup>.

Положим, что даны два атома водорода в основном состоянии. Каждый описан соответствующей колебательной функцией Шрёдингера  $\psi$  или  $\varphi$ . Положим, что ядро первого атома находится в начале координат, а положение электрона определяется вектором  $r_1$ . Для этого атома имеем:

$$\psi(r_1) = e^{-\frac{|r_1|}{a_0}} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} E_0 t} \quad (1a)$$

( $E_0$  — энергии основного состояния водорода). Для второго атома, положение ядра которого определяется вектором  $\mathfrak{R}$ ,

<sup>1</sup> W. Heitler und F. London, Z. f. Physik, 44, 455, 1927. Вычисления дополнил Y. Sugiura, Z. f. Physik, 45, 484, 1927.

а положение электрона — вектором  $r_2$ , колебательная функция равна:

$$\psi(r_2) = e^{-\frac{|R-r_2|}{a_0}} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} E_0 t}. \quad (1b)$$

Пространственные функции  $|\psi|^2$  и  $|\varphi|^2$  определяют в каждом месте пространства плотность упомянутого пространственного заряда. Они описывают пространственное распределение квадрата амплитуды стационарного колебательного состояния с частотой  $\frac{E_0}{h}$ , которое сопровождает каждый атом, согласно представлениям де-Бройля и Шрёдингера. Частота этого процесса зависит, таким образом, от энергии соответствующего стационарного состояния.

Будем теперь рассматривать оба атома, как одну систему, не принимая пока во внимание динамическое взаимодействие<sup>1</sup>. Из теории линейных дифференциальных уравнений с частными производными следует, что в качестве общего колебания всей системы должны рассматривать произведение обоих колебаний (1a, 1b), причем частоты (а вместе с тем энергии) аддитивно складываются.

Так как имеются две возможности распределить электроны 1 и 2 по обоим ядрам, то существуют и два колебания, которые вследствие полного тождества электронов имеют одинаковую частоту  $\frac{1}{h} (E_0 + E_0)$  и одинаковую энергию ( $2E_0$ ), именно:

$$\psi(r_1) \cdot \varphi(r_2)$$

$$\psi(r_2) \cdot \varphi(r_1).$$

Если же принять во внимание связь обеих систем, то появится „резонансное смещение“ двух колебаний с первоначальной одинаковой частотой. Эти колебания уже не стационарны: если сперва возбуждается одно из них, то оно постепенно переходит в другое. Образуются резонансные биения (подобно тому, как в связанных системах обыкновенной механики), которые можно представить, как наложе-

<sup>1</sup> Т. е. бесконечно удаленные атомы.

ние двух стационарных основных колебаний с несколько различной частотой.

Вычисление дает для этих основных колебаний два результирующих колебания, одно симметричное, а другое антисимметричное<sup>1</sup> по отношению к электронам. Частоты этих колебаний (и вместе с ним энергии) различны вследствие резонансного смещения.

$$\{\psi(r_1) \varphi(r_2) + \psi(r_2) \varphi(r_1)\} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} E_s t} \quad (2a)$$

$$\{\psi(r_1) \varphi(r_2) - \psi(r_2) \varphi(r_1)\} \cdot e^{-\frac{2\pi i}{h} E_a t} \quad (2b)$$

$\frac{1}{h} E_s$  и  $\frac{1}{h} E_a$  дают смещение частот. Оно зависит, конечно, от силы связи между обоими атомами, т. е. от расстояния между ядрами  $R = |\mathfrak{R}|$ . При  $R \rightarrow \infty$   $E_s$  и  $E_a$  обращаются в нуль. Наложение этих основных колебаний (2a) и (2b) дает первоначальные нестационарные колебания, попеременно переходящие друг в друга, с частотой

$$\frac{E_a - E_s}{h}.$$

С точки зрения так называемого статистического объяснения положений квантовой механики, такое высказывание „как — так“ об одновременном существовании налагающихся друг на друга основных колебаний с различной частотой нужно истолковывать как статистическое „или—или“. Высказывание „как — так“ относится к виртуальной совокупности одинаковых систем, а статистическая альтернатива „или — или“ относится к данному единичному случаю<sup>2</sup>.

С этой точки зрения каждое из основных колебаний имеет самостоятельное значение. Каждое, взятое само по себе, описывает одно из стационарных состояний системы,

<sup>1</sup> Антисимметричной называется функция, которая изменяет знак при перестановке переменных.

<sup>2</sup> Аналогичным образом выражение „пространственный заряд“ вовсе не обозначает, что электрон находится одновременно в различных местах, но что он может оказаться в одном или в другом месте с вероятностью, которая пропорциональна плотности „облака“.

образованных из обоих атомов. Появление такого состояния устанавливается лишь статистически.

Результат вычислений, которые произведены пока только в первом приближении и претендуют поэтому только на приблизительную точность, изображен на рис. 1. Энергия  $E_s$  и  $E_a$  обоих основных колебаний нанесена на чертеже как функция расстояния между ядрами  $R$ . Как видно из чертежа,

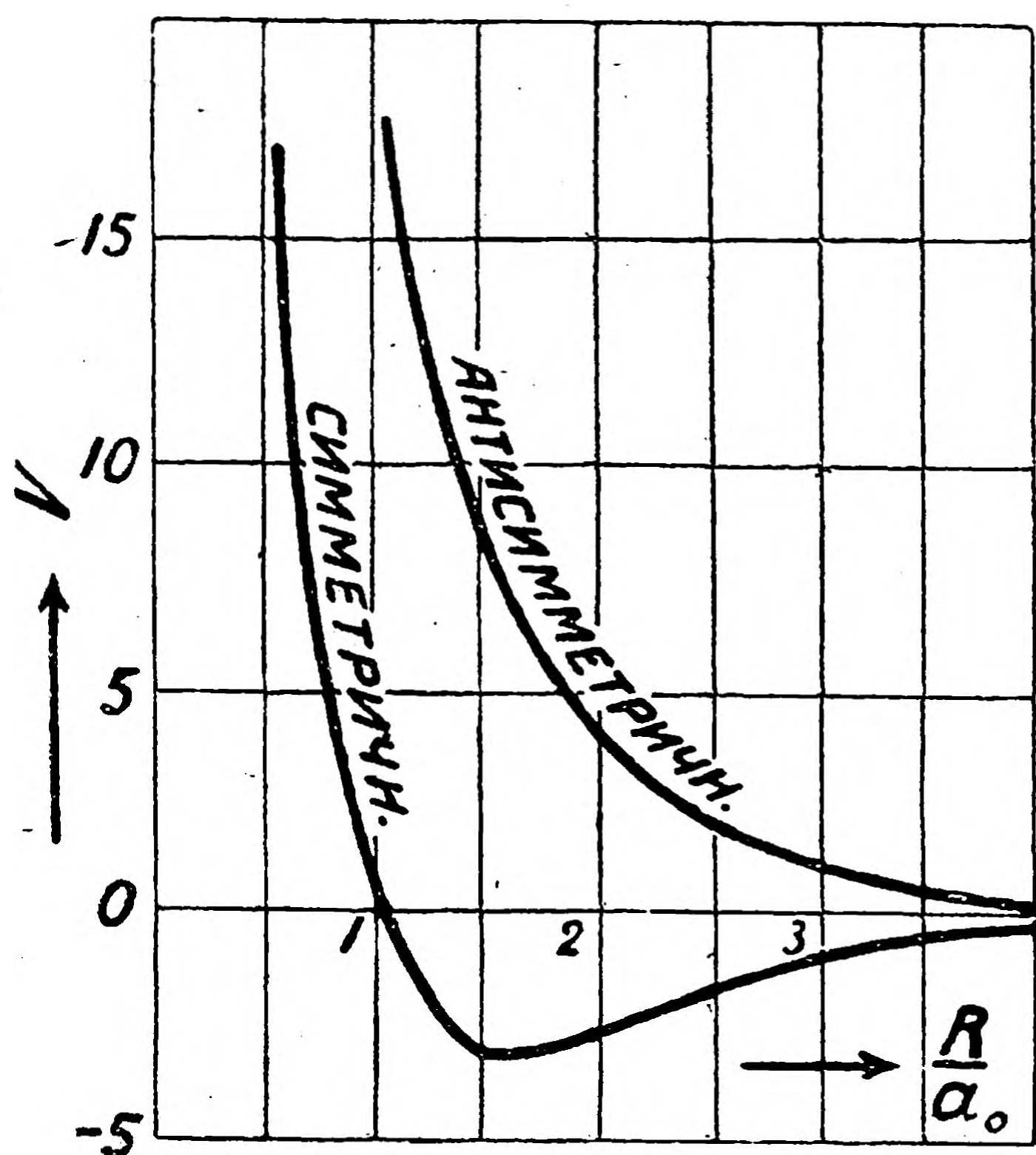


Рис. 1. Взаимодействие двух нейтральных атомов водорода.

энергия симметричного колебания обладает ясно выраженным минимумом. Величина (3,2 вольта) и положение его ( $R = 0,80 \text{ \AA}$ ) находятся в очень удовлетворительном согласии с измеренной энергией диссоциации  $\text{H}_2$  (4,3 вольта) и расстоянием между ядрами молекулы ( $R = 0,76 \text{ \AA}$ ). Колебание, которое антисимметрично по отношению к электронам, дает всегда отталкивание. Таким образом, мы получаем замечательный результат, что два

однородных атома в нормальном состоянии могут реагировать друг на друга двояким образом. Лишь один из этих способов воздействия можно рассматривать как химическую связь  $\text{H}_2$ .

### § 5. Принцип Паули и вращение электрона.

Этот результат как будто бы находится в противоречии с нашим утверждением в § 3, что все вопросы получают в квантовой механике однозначный ответ, если состояния атомов заданы квантовыми числами. Действительно, смысл этого утверждения должен быть объяснен точнее: при современной формулировке квантовой механики сперва получается замеченная нами многозначность. Эта многозначность основана, как мы видели, на абсолютном тождестве электронов, вследствие чего вводится еще одно состояние, которое

отличается от первоначального лишь распределением электронов 1 и 2 по обоим ядрам. Если бы имелось более двух электронов, то многозначность, как мы увидим ниже, сделалась бы еще более сложной.

Так называемый принцип Паули<sup>1</sup> важен в том отношении, что он в дальнейшем снова уничтожает эту многозначность, исключая существование всех тех состояний, в которых колебательная функция Шрёдингера зависит одинаковым образом от нескольких совершенно одинаковых частиц, т. е. симметрична относительно их координат. На этом основании она сводит, как легко показать, совокупность всех возможных колебаний к единственному, именно к тому, которое антисимметрично относительно всех одинаковых частиц. Это последующее запрещение первоначально допущенных излишних возможностей представляется несомненно недостатком современной формулировки квантовой механики. Не могу умолчать о том, что уже существует такая формулировка теории<sup>2</sup>, в которой нет этого принципиального эстетического недостатка. Но мне казалось нецелесообразным пользоваться здесь этим очень абстрактным и повидимому еще предварительным методом. Во всяком случае принцип Паули представляет собою положение, правильность которого основана на всей совокупности опыта о строении атомов в периодической системе, и которое можно считать в виду его качественного характера одним из наилучше обоснованных в атомной физике.

утверждение § 3 об однозначности определений квантовой механики становится верным только при применении принципа Паули. Если бы этого оказалось достаточным для описания при помощи квантовой механики, то принцип Паули допустил бы в рассматриваемом нами случае двух водородных атомов только антисимметричное колебание, т. е. именно то колебание, которое дает отталкивание, и не было бы никакой связи, образующей молекулу  $H_2$ . Возможность гомеопольярной химии основана, как мы покажем, по существу на том обстоятельстве, что электроны могут отличаться друг

<sup>1</sup> Pauli, Z. f. Physik, 31, 765, 1925.

<sup>2</sup> P. Jordan und E. Wigner, Z. f. Physik, 47, 681, 1928.

от друга еще одним свойством, которое мы до сих пор совершенно игнорировали, а именно расположением осей вращения их собственного вращательного движения<sup>1</sup>. Существует два различных сорта электронов, которые отличаются расположением векторов вращения (параллельно или антипараллельно выбранному магнитному направлению). А так как принцип Паули относится только к абсолютно одинаковым частицам, то он не вносит никакого ограничения в том случае, когда векторы вращения противоположно направлены.

Поэтому для наших двух водородных атомов допустимо такое симметричное колебание, которое приводит к гомеопольярной связи. Нужно только предположить, что оси вращения обоих электронов антипараллельны. Таким образом существуют рядом обе возможности взаимодействия, которые изображены на рис. 1, — в зависимости от относительного расположения вращающихся электронов. Если задана относительная ориентация векторов вращения, то характер взаимодействия определен однозначно.

При числе частиц большем двух, принцип Паули приводит к своеобразным ограничениям. Так как, согласно гипотезе Гаудсмита и Уленбека, вращение может иметь только два различных значения, то только два электрона могут отличаться друг от друга по вращению. Поэтому можно формулировать принцип Паули следующим образом. Если принять во внимание вращение электронов, то колебательная функция может иметь аргументы симметричные только попарно; те пары электронов, от которых колебательная функция зависит симметрично, имеют антипараллельное вращение.

---

<sup>1</sup> Гипотеза „вращения электрона“ и связанных с ними аномальных магнитных свойств была высказана впервые в работах S. Goudsmit и G. E. Uhlenbeck, *Naturwiss.*, 13, 953, 1925; *Nature*, 107, 264, 1926 и применена с большим успехом, сперва в полуклассической форме к описанию спектров атомов. Связь этой гипотезы с положением квантовой механики дана позднее: W. Pauli, *Z. f. Physik*, 43, 601, 1927; C. G. Darwin, *Proc. Roy. Soc.*, 116, 227, 1927; P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc.*, 117, 610, 1928.



Эта формулировка по существу равнозначна с первоначально сообщенной. Было бы более систематично принять во внимание вращение электрона в самом начале решения задачи, тогда можно было бы воспользоваться первоначальной простой формулировкой принципа Паули. Но мне кажется более целесообразным не отягощать рассматриваемую проблему вопросами тонкой структуры, которые связаны с вращением электрона, так как они не имеют существенного значения для энергетических соотношений при химических взаимодействиях. Поэтому я принимаю в расчет явление вращения электрона лишь при последней формулировке принципа Паули.

#### § 6. МЕХАНИЗМ НАСЫЩЕНИЯ И АКТИВИРОВАНИЯ ХИМИЧЕСКИХ СИЛ ВАЛЕНТНОСТИ.

Убедившись в том, что квантовая механика дает возможность объяснить процесс связывания двух водородных атомов, можно задать вопрос о том, почему же не существует молекулы  $H_3$ . Вспомним, что, согласно принципу Паули, в описание одного состояния может входить не более двух электронов, эквивалентным (симметричным) образом. Отсюда следует, что при появлении третьего водородного атома нужно исключить такое состояние, в котором все три электрона эквивалентны. Стало быть третий атом может присоединиться лишь в том случае, если электроны первых двух атомов не входят симметрично в процесс колебания, т. е. если первые два атома не соединяются, а отталкиваются.

Из этого рассуждения легко понять, что принцип Паули оказывается в состоянии объяснить факт насыщения валентностей, который получил такое отчетливое выражение в языке химических символов. Естественно допустить, что во всех случаях, когда два электрона различных атомов соединяются в симметричном Шрёдингеровском колебании, возникает связь. Это допущение может быть формулировано более точно (§ 7, 8) и получает значительное подтверждение на опыте (§ 9).

Прежде чем перейти к общему рассмотрению возможных реакций, которые получаются для любых атомов из кванто-

вой механики, принципа Паули и вращения электрона и к химическому истолкованию этих возможностей, я хотел бы наглядно показать на нескольких диаграммах, как действует механизм насыщения химических сил валентности на основании выводов квантовой механики. Для этого я возьму уже упомянутый случай трех водородных атомов ( $A$ ,  $B$ ,  $C$ ). Положим, что два из них ( $A$  и  $B$ ) закреплены в положении равновесия молекулы, и нанесем энергию, как функцию положения третьего атома. Это положение мы определим при

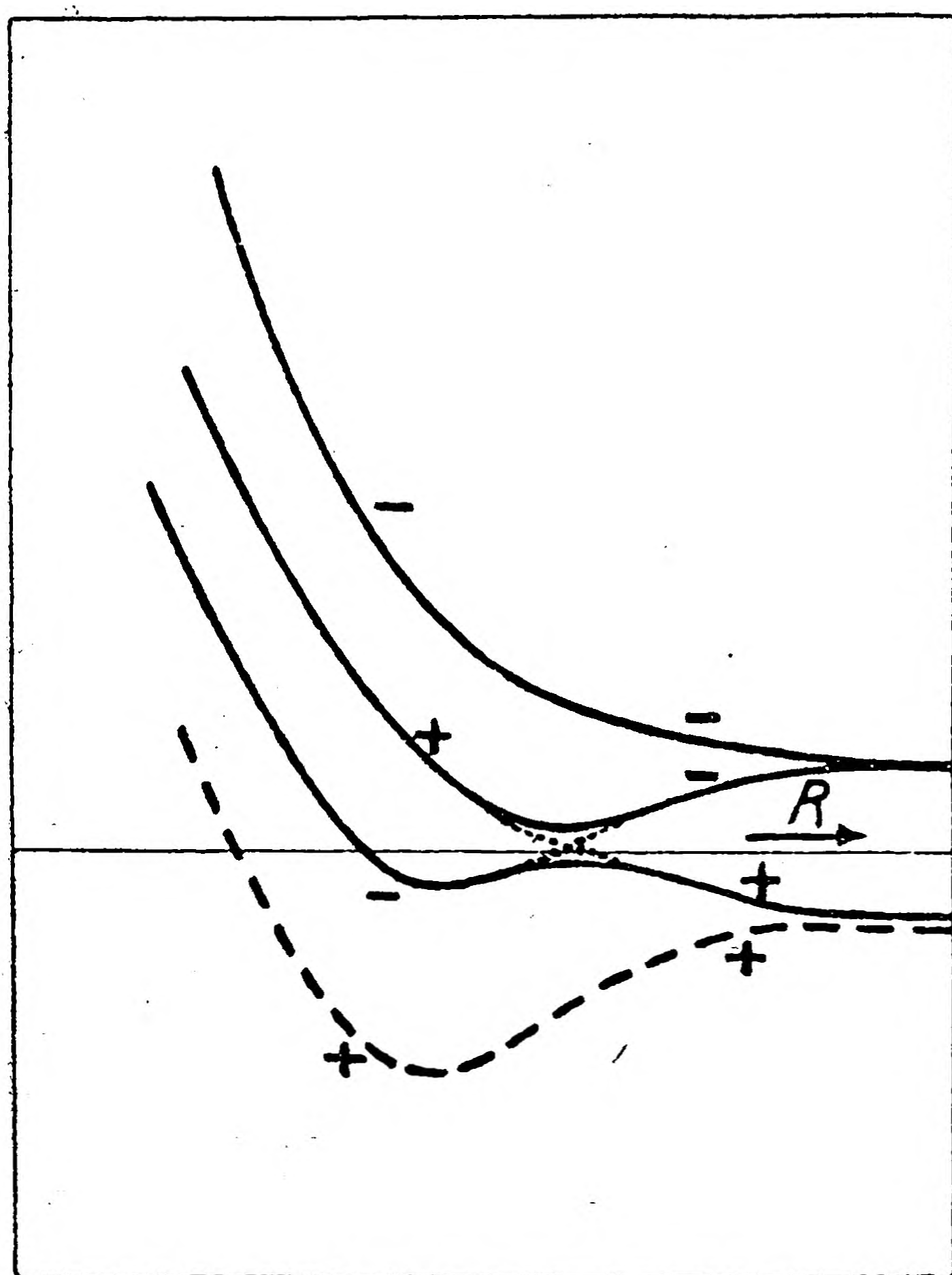


Рис. 2. Взаимодействие двух атомов с третьим (молекула не активирована).

помощи расстояния  $R$  между атомом  $C$  и центром тяжести атомов  $A$  и  $B$ . Хотя энергетические соотношения зависят в значительной степени от направления, но для качественного характера кривых это не существенно.

На кривых рис. 2 знак  $+$  показывает, что оба закрепленных атома  $A$  и  $B$  связаны друг с другом ( $E_{\text{sym}}$  на рис. 1), знак  $-$  показывает, что они отталкиваются ( $E_{\text{antisym}}$  на рис. 1). Асимптотическое значение этих кривых при большом отстоянии от третьего атома непосредственно дает взаим-

ную энергию двух первых атомов. Из чертежа видно следующее: если  $A$  и  $B$  отталкиваются, то  $C$  может также отталкиваться (верхняя кривая; в этом случае колебательная функция антисимметрична относительно всех частиц) или же притягиваться (вторая кривая сверху; колебательный процесс симметричен относительно двух частиц). К какому из атомов,  $A$  и  $B$ , притягивается третий атом, на чертеже не видно, это дело случая.

Если же атомы  $A$  и  $B$  входят в молекулярную связь, то  $C$  отталкивается (третья кривая сверху; колебательный про-

цесс симметричен относительно двух частиц). Нижняя кривая, начерченная пунктиром на рис. 2, по которой атом  $C$  притягивается к молекуле  $AB$ , относится к тому случаю, когда колебание симметрично для всех трех электронов. Принцип Паули исключает этот случай, который энергетически соответствовал бы допущению об образовании молекулы  $H_3$ , и таким образом делает очевидным насыщение однозначного водорода.

Физически важен тот случай, когда атомы  $A$ ,  $B$  и  $C$  не одинаковы. Тогда получаются кривые, подобные изображенным на рис. 2. Но если явление резонанса, которое обуславливает связь молекулы  $AB$ , меньше, чем при образовании  $BC$ , то взаимоотношение между кривыми потенциала другое, и существует возможное замещение по схеме:



Реакции, возможные в этом случае, изображены на рис. 3. Знаки  $+$  и  $-$  имеют то же значение, что и на рис. 2. Пунктирная кривая также исключается на основании принципа Паули. Главный интерес представляет для нас третья кривая сверху, которая изображает энергетические взаимоотношения для единственной возможной реакции между молекулой  $AB$  и атомом  $C$ . Для больших расстояний получается, как и раньше, отталкивание  $C$ , но при приближении к  $A$  или  $B$  достигается граница, за которой начинается уже притяжение. Как только достигнута область притяжения, связь атомов  $A$  и  $B$  распадается, и тот атом, который дальше от  $C$ , отталкивается и совершенно отделяется (для упрощения чертежа мы допускаем, что такое внешнее воздействие не удерживает этого атома).

Условие, при котором становится возможным случай, изображенный на рис. 3, состоит, как упомянуто, в том, что

явление резонанса  $AB <$  явления резонанса  $BC$ .

Этот случай всегда относится к реакции в одном из двух направлений. Чтобы вызвать реакцию в противоположном направлении, нужно раздвинуть атомы в молекуле. Таким образом можно уменьшить резонансное взаимодействие ато-

мов в молекуле на любую величину. Однако нет возможности непосредственно раздвинуть атомы в молекуле, но можно, возбуждив колебание ядер, увеличить среднее расстояние между ядрами и таким образом сделать молекулу способной вступить в реакцию с атомом.

Мы имеем перед собой, очевидно, один из тех механизмов, которые играют такую большую роль в кинетике реакций и получили в ней название активирования<sup>1</sup>.

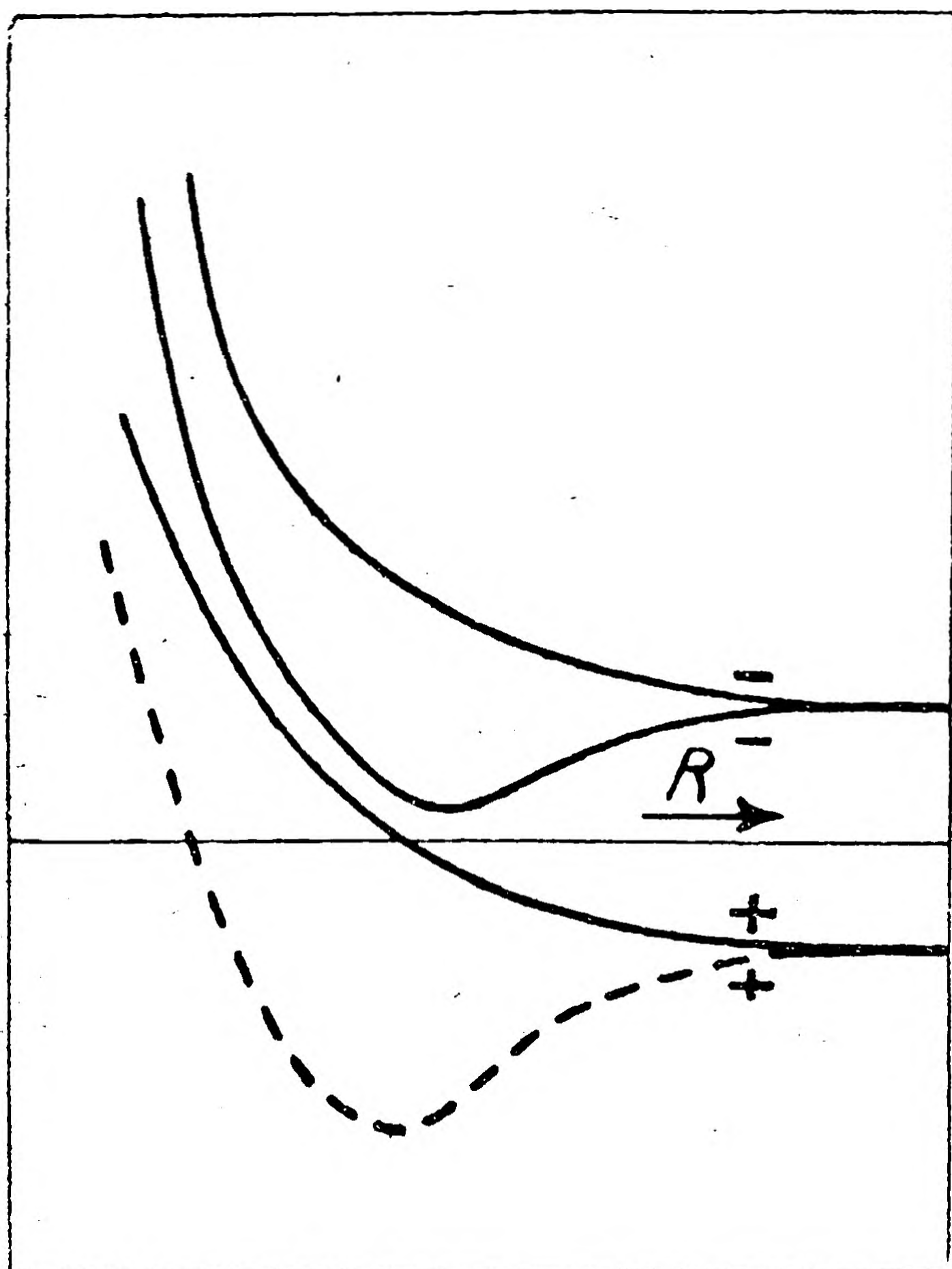


Рис. 3. Взаимодействие двух атомов с третьим (молекула активирована).

зом в повышении колебательной энергии. Реакция может наступить лишь после того, как осуществлены эти предварительные условия и при благоприятствующих столкновениях: энергия поступательного движения достаточна для того, чтобы перейти порог притяжения.

Исследование может быть произведено еще точнее, но это завело бы нас слишком далеко. Я хотел здесь только пока-

Чтобы статистически объяснить ход газовых реакций, Аррениус ввел гипотезу, что в реакцию может вступить лишь очень малая, но быстро возрастающая с температурой доля всех газовых молекул, причем эта реагирующая доля „активных“ молекул отличается от остальных молекул большим запасом энергии. Как мы видели (к этому допущению приводят такие экспериментальные данные), этот загадочный до последнего времени процесс активирования состоит главным обра-

<sup>1</sup> S. Arrhenius, ZS. f. phys. Chem., 4, 226, 1888. Подробнее о вопросах, связанных с проблемой активирования, см. книгу: С. N. Hinshelwood, Reaktionskinetik gasförmiger Systeme, Leipzig, 1928.

зять без подробного доказательства, как глубоко и своеобразно объясняются в квантовой механике процессы насыщения и активирования.

### § 7. РЕАКЦИИ МЕЖДУ ДВУМЯ ЛЮБЫМИ АТОМАМИ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ.

При помощи математических методов, которые я здесь не излагаю, можно получить исчерпывающий обзор<sup>1</sup> всех возможных реакций между двумя любыми атомами и характерных свойств симметрии Шрёдингеровских колебаний, а также принципиально получить в первом приближении (т. е. привести к квадратурам) энергетические взаимоотношения<sup>2</sup>. Эти соображения, основанные главным образом на теории групп, содержат в себе самую существенную часть проблематики и методически наиболее интересную сторону всего круга вопросов и приводят учение о химической валентности в непосредственную связь с одним из наиболее глубоких и изящных достижений математики, с теорией необратимых представлений группы пермутаций<sup>3</sup>. Здесь я ограничусь лишь изложением результатов без доказательства.

Каждый из двух атомов состоит, согласно принципу Паули, из некоторого числа пар эквивалентных электронов и из некоторого числа пар неэквивалентных электронов. При сближении двух атомов появляются, как мы видели на примере  $H_2$ , новые основные колебания с новой симметрией, энергия которых неодинакова вследствие „резонансного смещения“. Но согласно принципу Паули, нужно снова исключить все те колебания, которые зависят одинаковым образом от более чем двух электронов.

Различные математически выведенные виды реакций между обоими атомами можно исчерпывающе описать на основании свойств симметрии колебательного процесса, следующим об-

<sup>1</sup> F. London, Z. f. Physik, 46, 455, 1928.

<sup>2</sup> F. London, Z. f. Physik, 50, 24, 1928. Для частного случая и при некоторых упрощающих допущениях задача была решена еще раньше: W. Heitler, Z. f. Physik, 47, 835, 1928.

<sup>3</sup> См. H. Weyl, Gruppentheorie und Quantenmechanik, S. Hirzel, Leipzig, 1928.

разом. Наряду с состоянием, колебательная функция которого имеет столько же видов симметрии, как и отдельные атомы, вместе взятые, возможны все те и только те колебательные состояния, которые симметричны относительно пар электронов, принадлежавших первоначально различным атомам и не связанных первоначально эквивалентным образом. Перечисление таких состояний полностью дает совокупность всех возможных реакций.

Пара электронов, которая уже эквивалентно связана, никогда не может дать новой симметрии относительно других атомов. Для атомов, которые состоят только из таких пар эквивалентных электронов (как, например, инертные газы), существует только одна возможность реакции с любым другим атомом, при которой число симметричных пар не возрастает. Для гелия этот способ взаимодействия приближенно подсчитан<sup>1</sup>. При этом оказалось, что те силы, которые атомы гелия оказывают друг на друга в нормальном состоянии, не приводят к молекулярной связи, но проявляются самое большее в виде „сил Ван дер-Ваальса“. Так как при этом не действуют регулирующие механизмы насыщения, то эти силы могут привести при очень низких температурах только к хаотическому скоплению всех атомов в случайных количественных соотношениях, т. е. к ожигению.

## § 8. ХИМИЧЕСКОЕ ИСТОЛКОВАНИЕ РАЗНОВИДНОСТЕЙ РЕАКЦИЙ, ОСНОВАННЫХ НА КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ.

Рассмотренные выше обстоятельства приводят к заключению, что существует взаимоотношение между чрезвычайно характерными возможностями симметрии, господствующими в междуатомных реакциях, выведенных из квантовой механики, с одной стороны, и эмпирически полученными возможностями химической связи, которые определяются формализмом учения о валентности, с другой стороны. Отсюда получается следующее истолкование. Если при сближении первоначально

---

<sup>1</sup> L. Pauling, Chem. Rev., 5, 173, 1928.

разобщенных атомных систем число симметрично связанных пар электронов возрастает на одну, то это обозначает возникновение и насыщение гомеопольярной валентности.

Электрон, который может войти в такую симметричную связь, называется „валентным электроном“. Ему соответствует „свободная гомеопольярная валентность“. Валентными электронами могут быть только те электроны, которые еще не вступили в такую симметричную связь.

Следовательно, „число валентностей“ атома определяется числом тех электронов, которые еще не связаны в эквивалентные пары во внутренних частях атома. Свободная валентность, которая насыщена соответствующей свободной валентностью другого атома, не может входить в другие процессы соединения, как мы видим в § 6. Она может образовывать новую связь только в том случае, если разрушит первоначальную.

Можно подробно показать, что предложенная нами квантовая интерпретация понятия о валентности эквивалентна своему химическому прообразу во всех деталях, т. е. что она действительно удовлетворяет одинаковому формализму правил о соединениях. Конечно, такое истолкование не претендует на подробное объяснение энергетических взаимоотношений в различных видах связей. Действительно, после того, как ясно показано, какие квантовые образования скрываются за химическим понятием о гомеопольярной связи, и на чем основана эвристическая применимость этого понятия в химии, задача квантовой теории связи будет заключаться не в том, чтобы оправдать весь формализм учения о валентности. Напротив, от нее теперь потребуются установить энергетические или другие динамические причины, отчего во многих случаях молекулярная связь не соответствует этой схеме, и определить пределы приложимости этой, схемы.

Мне представляется нужным показать также, что наше определение приводит по существу к тем же числовым значениям валентности, которые получаются в химии для атомов периодической системы.

### § 9. ВАЛЕНТНОСТЬ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ.

Те электроны, которые не принимают участия в валентности, будучи попарно эквивалентно связаны между собой, должны, согласно принципу Паули, обладать попарно антипараллельными осями вращения. Поэтому они не приносят никакой компоненты в результирующий момент количества движения вращающихся электронов.

Зато остальные электроны, т. е. валентные электроны, устанавливаются так, что все их векторы вращения параллельны<sup>1</sup>, причем результирующий момент для  $n$  электронов равен  $n \cdot \frac{h}{4\pi}$ . Так как имеется несколько возможных пространственных расположений для этого результирующего момента электронов, то каждое состояние распадается на ряд состояний, очень близких между собой<sup>2</sup>. При этом число таких состояний, так называемая „мультиплетность“  $M$  равна:

$$M = n + 1,$$

где  $n$  — число одинаково направленных вращающихся электронов. Мультиплетность какого-либо состояния в большинстве случаев точно известна из спектроскопических данных. Она непосредственно связана с числом свободных гомеополлярных валентностей системы следующим образом.

Валентность на единицу меньше числа линий в мультиплете соответствующего состояния атома или молекулы и равна результирующему вращательному моменту электрона, измеренному в единицах:  $\frac{h}{4\pi}$ . При насыщении валентности

<sup>1</sup> В очень сильных внешних магнитных полях эта связь векторов вращения может при известных обстоятельствах быть разрушенной. Тогда характеристика при помощи спектроскопических мультиплетов становится невозможной.

<sup>2</sup> Для атомов получается так называемая магнитная тонкая структура спектральных линий, для молекул — тонкая структура полосатых спектров, наблюдаемая Милликеном и Берджем.



вращательный момент каждой из соединяющихся систем уменьшается на единицу. Гомеополярные валентности насыщены, если результирующая момента вращения электронов всей системы равна нулю, так что нет и тонкой структуры.

Из этой зависимости непосредственно получается закон о четности и нечетности валентностей в полном соответствии со спектроскопическим законом о чередовании четных и нечетных мультиплетов в различных группах периодической системы.

Если сделать вполне естественное допущение, что внутренние замкнутые электронные оболочки не размыкаются в химических процессах, то, например, для наружных семи электронов галоидов получаются следующие возможности в отношении симметрии: 1) 3 симметричные пары и 1 валентный электрон; 2) 2 симметричных пары и 3 валентных электрона; 3) 1 симметричная пара и 5 валентных электронов; 4) нет симметричных пар и 7 валентных электронов.

Для элементов в одной группе с кислородом получаются валентности: 0, 2, 4, 6. Но валентность 0 отпадает, так как основное состояние кислорода, теоретически и на основании опыта, есть триплет, что указывает на двухвалентность этого состояния, характеризующего химические процессы. На таком же основании для элементов группы азота можно ожидать валентностей 1, 3, 5, но валентность 1 исключается, так как основное состояние оказывается теоретически и экспериментально в системе квартетов и поэтому трехвалентно. Группа углерода оказывается двух- и четырехвалентной.

В частности для четырехвалентного углерода получается конфигурация, которая соответствует конфигурации неона, с той только разницей, что четыре состояния восьмерной оболочки не двойные, а простые. Предполагаемая конфигурация углерода имеет такое же пространственное строение, как и строение законченных оболочек благородных газов. Она обладает шаровой симметрией и противится образованию ионов и полярных связей. Но в гомеополярных связях могут принимать участие все внешние электроны. Сходство между конфигурациями углерода и благородных газов проявляется, повидимому, также в том, что соседние атомы как

будто стремятся под влиянием ионизации к такому „состоянию благородного газа“, например  $(\text{NH}_n)^+ \text{Cl}^- \text{BN}$  и др.

Закон чередования чисел гомеопольярной валентности (то же относится, повидимому, ко всякой определенно выраженной гомеопольярной связи) простирается главным образом на те элементы, которые предшествуют образованию замкнутых восьмерных оболочек, и в которых валентную связь образуют только электроны с одинаковым главным квантовым числом. Это и суть главным образом те столбцы периодической системы, о которых мы выше упомянули. Понятно, что у промежуточных элементов, в которых еще продолжается образование внутренних оболочек, величина валентности выражена менее резко, так как не связанные электроны могут находиться не только во внешних, но и во внутренних слоях, и участвовать в валентности более или менее заметным образом.

Я позволю себе ограничиться здесь этими суммарными соображениями. Чтобы глубже проникнуть в соотношения валентностей атомов, нужно подробнее рассмотреть строение отдельных атомов. Связь между величиной валентности и спектроскопическими мультиплетами должна играть решающую роль в таком исследовании.

## § 10. Граница между гомеопольярной и ионной связью.

Тот вид связи, который мы рассматривали как резонанс с точки зрения квантовой механики и к которому мы приложили употребительное название „гомеопольярной“ связи, вовсе не исчерпывает всех случаев химической связи. Мы вовсе не намерены вытеснить прежние представления о связи из той области, где они были обоснованы. Напротив, возникает задача установить границу по отношению к другим видам связи, прежде всего по отношению к связи ионной, или гетеропольярной, по Косселю.

Квантовая механика не только не противоречит модельным представлениям, которые предложил Коссель, но даже можно утверждать, что только с точки зрения новой теории

эти идеи были действительно выведены из принципов строения атома, между тем как теория Бора, на почве которой они, конечно, возникли, не давала для них полного обоснования. Лишь квантовая механика могла доказать, что ионы действительно обладают сферической симметрией<sup>1</sup>, что при малых расстояниях между ними возникают силы отталкивания<sup>2</sup>, которые уравнивают силы электростатического притяжения, как это постулируется по Борну и Ланде для сил в решетке твердого тела. Наконец квантовая механика оказалась в состоянии объяснить загадочную до сих пор „склонность“ к образованию замкнутых оболочек.

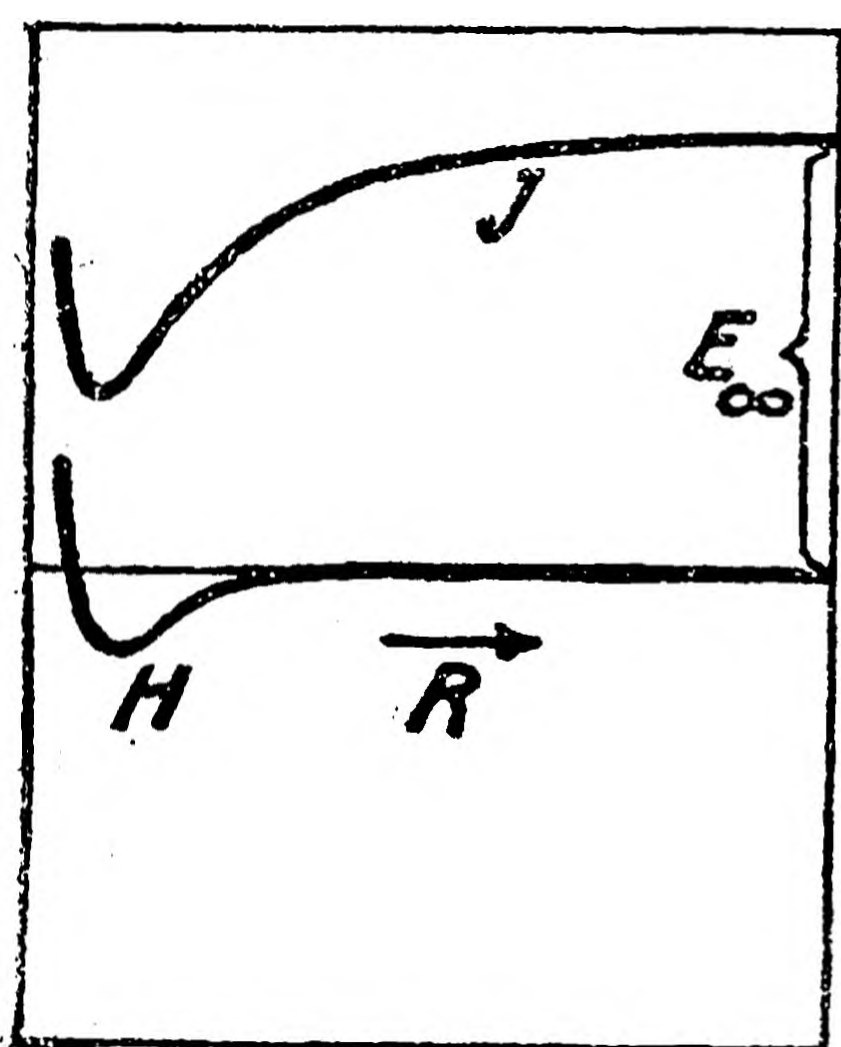


Рис. 4 а.

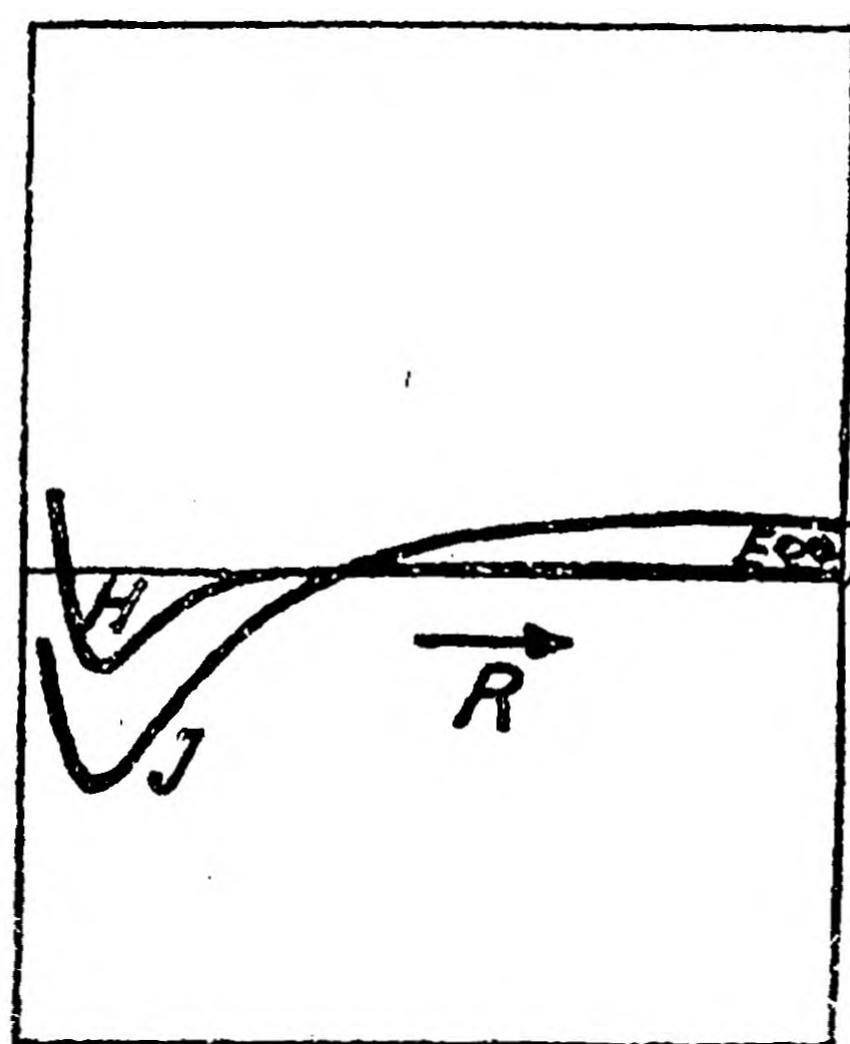


Рис. 4 б.

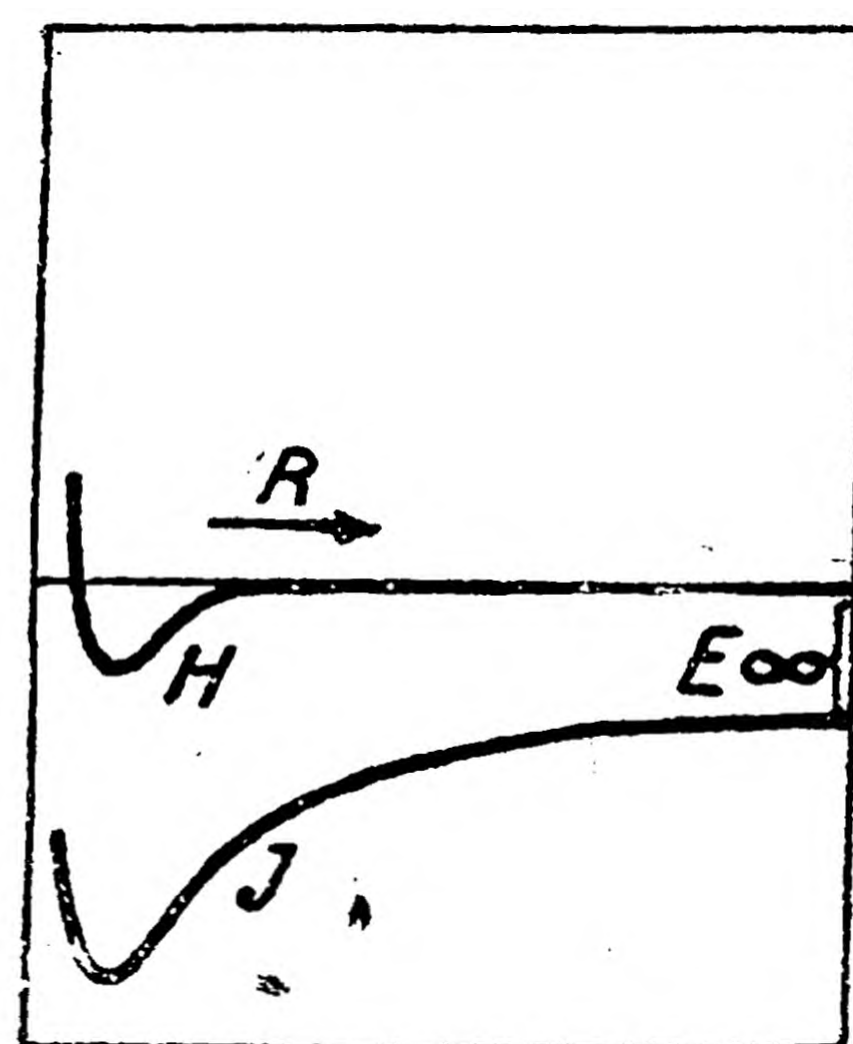


Рис. 4 в.

Для того чтобы установить, какой из двух видов связи имеет место в данном частном случае, нужно прежде всего вычислить для обеих моделей величину взаимодействия как функцию расстояния, и сравнить их между собой. Для этого достаточно довольно грубого подсчета.

На предлагаемых кривых (рис. 4а, 4б, 4в) нанесены потенциалы гомеопольярной связи  $H$  и ионной связи  $J$ , вычисленные для различных случаев взаимодействия между нейтральными атомами или соответствующими ионами, начиная с бесконечно больших расстояний между ними. Характерно для хода кривых, что уже при небольших расстояниях между атомами, по сравнению с положением равновесия, гомеопольярный потенциал становится постоянным и равным

<sup>1</sup> A. Unsöld, Ann. d. Phys, 82, 355, 1927.

<sup>2</sup> A. Unsöld, Z. f. Physik, 43, 563, 1927.

нулю  $\left(e_{\infty} - \frac{2R}{a_0}\right)$ , а ионный потенциал изменяется, как  $E_{\infty} - \frac{z^2 e^2}{R}$  (кулоновское взаимодействие), где  $z$  — степень ионизации,  $E_{\infty}$  — потенциал ионизации катиона минус электронное сродство аниона. Относительное положение обеих кривых зависит, стало быть, от величины энергии ионизации, сродства к электронам и степени ионизации.

Кривые на чертежах вычислены в предположении, что оба вида связи не оказывают влияния друг на друга. Это справедливо, конечно, в том случае, если обе кривые (исходя из бесконечности) не пересекаются или не подходят слишком близко друг к другу перед положением равновесия. Тогда характер связи зависит просто от того, какая из кривых лежит ниже. Так, например, в случае рис. 4а преобладает гомеополлярная связь, в случае рис. 4с преобладает полярная связь. В виду различного хода обеих кривых при приближении к асимптоте возможен и такой случай, что обе кривые пересекаются. Здесь требуется уже более подробное исследование. Последнее показало, что в том случае, когда точка пересечения находится в области, в которой гомеополлярный потенциал близок к нулю, кривые не оказывают влияния друг на друга. В этом случае также преобладает ионная связь, так как ионная кривая имеет меньший минимум потенциала.

Из рис. 4b видно, что ионная связь возможна даже в том случае, когда сродство к электрону недостаточно для ионизации катиона (т. е. сродство к электрону  $<$  потенциала ионизации и  $E > 0$ ). Раньше это было непонятно именно потому, что не был известен ход кривой гомеополлярного потенциала, который играет решающую роль. Обычно полярные связи действительно соответствуют случаю 4.

Для переходных случаев от рис. 4b к рис. 4с имеет место всегда ионная связь. Зато в промежуточной области между рис. 4а и 4 существует переход от гомеополлярной к ионной связи, который с точки зрения квантовой механики („или — или“) нужно понимать статистически следующим образом. Положим, что мы разъединили связь путем заранее намеченного адиабатического<sup>1</sup> процесса (например, вызвав колеба-

<sup>1</sup> Это значит: не вызывая электронных скачков.

ния ядер). Тогда получится либо пара ионов, либо пара атомов, причем вероятность каждого случая точно установлена на основании квантовой механики. Как мы видим, переходная область сравнительно незначительна, и отчетливо выделяются крайние случаи чистой гомеопольярной или чистой ионной связи.

Если приложить этот критерий, то мы получим, что галоидоводороды (в особенности  $\text{HJ}$ ,  $\text{HBr}$ , а также  $\text{HCl}$ ) нужно рассматривать как гомеопольярные соединения. Недавно Франк и Кун<sup>1</sup> высказали такое же допущение, исходя из других экспериментальных данных.

Зато гидриды щелочных металлов оказываются полярными соединениями, в которых водород играет роль аниона, подобно галоиду. Это согласуется и с другими свойствами алкалигидридов.

### § 11. „ЧЕРТОЧКА ВАЛЕНТНОСТИ“.

В заключение покажем при помощи наглядных чертежей (рис. 5 и рис. 6), каким образом структура плотности объемного заряда отражает процессы проявления гомеопольярной валентности.

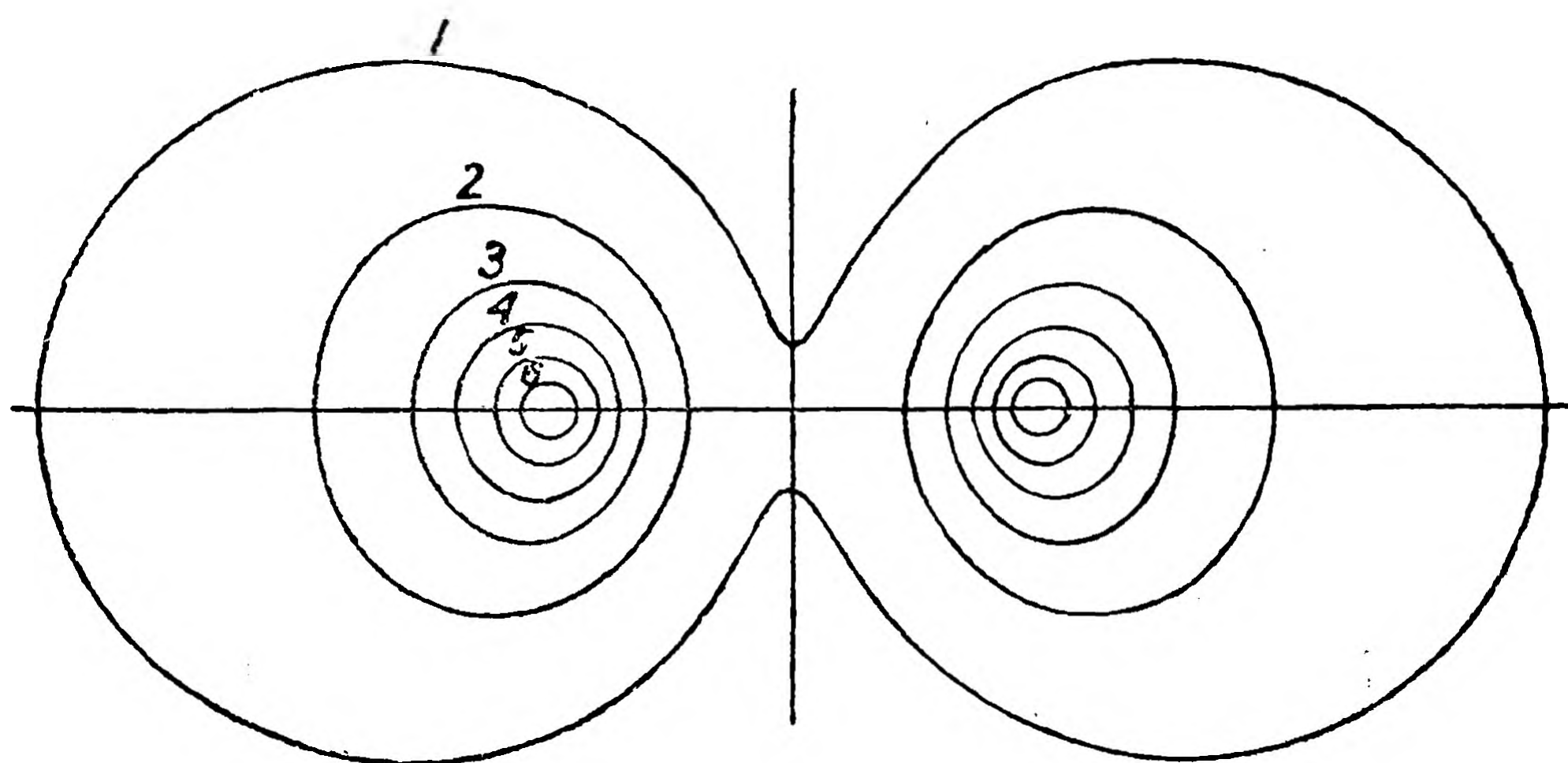


Рис. 5. Распределение плотности при упругом отражении.

Рис. 5 изображает случай двух атомов, которые не вступают в соединение. На плоскости, проходящей через оба ядра, начерчены кривые равной плотности одного из электронов при антисимметричном колебании двух водородных атомов (атомы невозмущенные, поляризации не существует).

<sup>1</sup> J. Frank und H. Kuhn, Z. f. Physik, 43, 169, 1927.

Числа обозначают соответствующие плотности в произвольных единицах. Второй электрон изображается таким же образом. Плотности заметно отодвигаются кнаружи, как если бы стремились возможно больше отделиться друг от друга. Если сблизить оба ядра, которые здесь находятся на таком же расстоянии, как в молекуле  $H_2$ , то перехват на кривых плоскости станет еще более резким. При дальнейшем сближении атомов плотность в том месте дойдет до нуля. Такая же фигура получится для двух взаимодействующих атомов гелия.

Рис. 6 изображает два атома  $H$ , которые находятся в состоянии гомеопольярной связи. Здесь обе плотности как

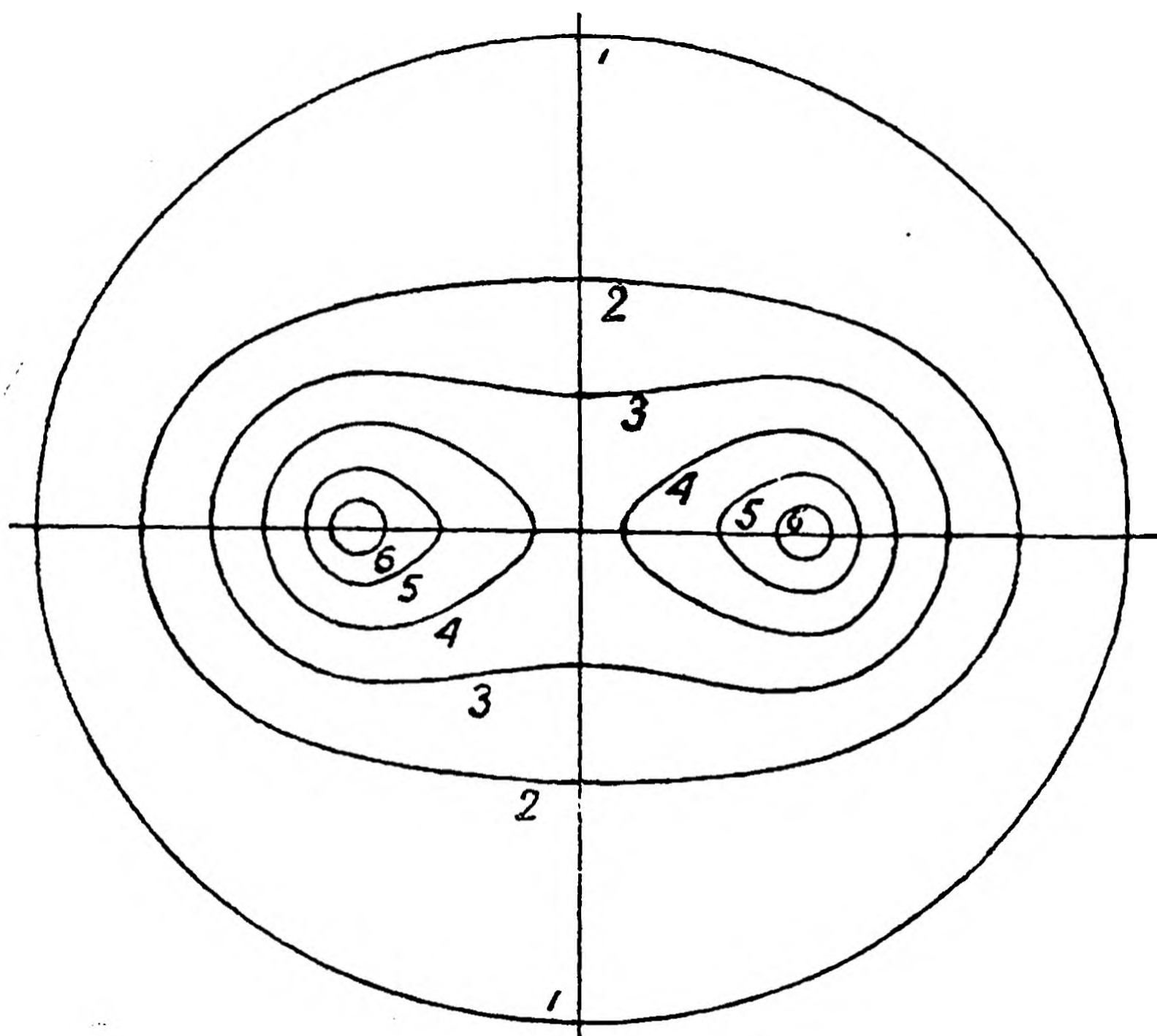


Рис. 6. Распределение плотности при гомеопольярной связи.

будто приближаются друг к другу и стремятся слиться между собой. Я не придаю этим наглядным образам особенно глубокого значения, но при их помощи можно себе составить представление о том, как при посредстве такого связующего мостика —  $|\psi|^2$ -плотности — соединяются в сложных молекулах те атомы, которые взаимно насыщают свои валентности, между тем

как остальные атомы резко отделены друг от друга.

Нужно заметить, что эти фигуры верны лишь приблизительно. Они начерчены на основании невозмущенных функций атомов (1a) и (1b), налагающихся друг на друга согласно (2a) и (2b). В действительности атомы еще деформируются вследствие поляризации и других влияний. Это отражается как на распределении плотности, так и на энергии взаимодействия. Наши чертежи и вычисления энергии в § 4 нужно рассматривать как первый шаг на пути метода последовательных приближений.

Интересно отметить, что уже в этом первом приближении типические категории у валентности получают первич-

ное отчетливое выражение и дифференцируются как свойства симметрии невозмущенных атомов. Можно предвидеть, что при дальнейшем применении метода возмущений не появится нового разделения категорий, а лишь получится более точное численное приближение. Поэтому все возможности этого рода можно считать окончательно исчерпанными, и мы уже имеем в первом приближении полный качественный обзор всех имеющихся химических взаимоотношений атомов.

Явления физики агрегатных состояний получаются уже вслед за видами взаимодействия гомеополярных сил валентности, в качестве возмущающих явлений высшего порядка (явления поляризации, силы Ван дер-Ваальса). Это обстоятельство делает понятным, почему химические соединения существуют вообще от независимо агрегатного состояния в виде твердых, жидких и газообразных тел и таким образом кажутся первичными по сравнению с видами физических состояний.

---

## ВЫСШИЕ СЛОИ АТМОСФЕРЫ <sup>1</sup>.

*И. Бартельс, Берлин-Эбсвальде.*

I. Введение. Данные аэрологии. II. Рассеяние в мировое пространство. III. Некоторые оптические явления. IV. Полярное сияние. а) Положение. Возникновение. б) Спектр. V. Озон. а) Качественное исследование. б) Методы количественного измерения. с) Данные исследования количественного содержания озона. d) Высота слоя озона. е) Температура. Биологическое значение. VI. Распространение звука. VII. Давление и состав. VIII. Данные земного магнетизма. а) Система токов солярных суточных вариаций. б) Основная мысль объяснения. с) Лунные вариации. d) Данные относительно электропроводности. е) Затруднения. f) Магнитные возмущения. g) Другие вариации. IX. Электромагнитные волны. X. Ионизация. а) Общее. б) Ультрафиолетовое излучение солнца. с) Приложение теории Шаха. d) Солярные  $\gamma$ -лучи. е) Проникающее излучение. f) Солярное корпускулярное излучение. g) Обзор данных об электропроводности. XI. Перечень литературы.

### I. ВВЕДЕНИЕ. ДАННЫЕ АЭРОЛОГИИ.

В настоящее время метеорологические измерения в свободной атмосфере производятся визуально при подъемах на свободном аэростате лишь попутно или для специальных целей. Чтобы установить распределение ветра в высоте, достаточно теодолитного наблюдения с земли за движением небольших свободных шаров-пилотов; давление, температура, подчас также влажность и скорость ветра регистрируются легкими метеорографами, поднятыми на змеях и свободных или привязных аэростатах без наблюдателя. Высоты свыше 10 км достигают только свободные шары-зонды. Резиновую оболочку последних наполняют несколькими куб. метрами

---

<sup>1</sup> Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. B. VII. J. Springer. Berlin, 1928.



водорода и закупоривают. Баллон свободно поднимается, расширяясь по мере уменьшения атмосферного давления, пока его оболочка не лопнет. Поднятый на баллоне метеорограф, прикрепленный к парашюту или к другому меньшему баллону, медленно опускается с достигнутой высоты, которая зависит только от прочности и однородности резины. Многие такие подъемы превышают 20 км. Максимальная высота подъемов с регистрацией была достигнута в 1913—1914 гг. в Батавии и равнялась 31 км (6); шары-пилоты змейковой станции в Фридрихсгафене достигали 32 км.

Аэрологические подъемы показали, что атмосфера разделяется на два существенно различных слоя, лежащих один над другим; граница между ними проходит на экваторе приблизительно на высоте 16 км, в средней Европе на 10,5 км, на полюсах лишь немного ниже. В нижнем слое, тропосфере, температура, как правило, понижается с высотой, примерно, на  $5^{\circ}\text{C}/\text{км}$ ; облака образуются почти исключительно только в этом слое (ср., однако, стр. 198). В верхнем слое, стратосфере, напротив, вертикальное распределение температуры весьма равномерно; в направлении вверх она очень медленно повышается. В связи с тем, что над экватором граница тропосферы расположена выше, стоит то обстоятельство, что на той же высоте (например 17 км) стратосфера над экватором холоднее ( $-80^{\circ}$ ), чем над средней Европой ( $-54^{\circ}$ ). При упомянутых подъемах в Батавии низшая средняя температура оказалась на высоте 17 км и равнялась  $-85^{\circ}$ ; в одном случае были измерены  $-92^{\circ}$  на высоте 15,5 км. На больших высотах температура снова повышалась ( $-55^{\circ}$  на 26 км).

Теорию такого деления атмосферы дали Р. Эмден и др. Водяные пары атмосферы обладают инфракрасным спектром поглощения, и благодаря этому атмосфера меньше поглощает падающее сверху горячее солнечное излучение, чем темное излучение земной поверхности и самой атмосферы. Под влиянием восходящих и нисходящих потоков лучистой энергии образуется нижний неустойчивый слой (тропосфера), — температурные условия которого определяются, выражаясь обычным способом, конвекцией (переме-

шиванием) и адвекцией (горизонтальным перемещением воздуха),— и высший, устойчивый, почти изотермичный слой около  $-54^{\circ}$  (стратосфера), температура которого по направлению вверх, повидимому, медленно стремится к предельному значению около  $-20^{\circ}$  С.

О состоянии более высоких слоев можно заключать в настоящее время лишь косвенным образом. Остается открытым вопрос, удастся ли послать регистрирующие приборы на еще большие высоты, хотя бы посредством ракет. И. Кёльцер сконструировал ракетный метеорограф, у которого на барабане, приводимом во вращение часовым механизмом, регистрируются атмосферное давление и температура. Прибор укрепляется в головной части ракеты; в высшей точке полета автоматически раскрывается парашют, на котором прибор опускается вниз, производя регистрацию во время спуска. При испытаниях, пока еще немногочисленных, прибор выдерживал ускорения около  $50 \text{ м/сек}^2$ , причем достигалась высота 700 м. Метеорографснаряд А. Виганда (9) устроен без часового механизма; показания анероида во время падения парашюта регистрируются фотографически на особом барабане, приводимом во вращение биметаллическим термометром (температура отмечается в функции давления). Следя за опускающимся парашютом посредством теодолита, можно получить сведения и о направлении и скорости ветра. Кроме того было предложено определять ветер больших высот по движению искусственных дымовых облачков (8), получаемых посредством выстрела, или по отклонению пули, направленной вертикально вверх (7). Французы употребляли во время войны шары-пилоты, к которым были прикреплены петарды, взрывающиеся через заранее установленные промежутки времени и звук которых регистрировался на земле на нескольких станциях (9а).

Во всяком случае, высоты свыше 30 км, так же как и глубины более 10 км, до сих пор непосредственно доступны нам не больше, чем луна или другое небесное тело. Однако есть различные возможности косвенно заключать о составе и состоянии высших слоев атмосферы. Важнейшие из этих теоретических и эмпирических методов и данные, получен-

ные ими, будут обсуждены ниже; при этом некоторые отделы изложены несколько короче, причем дано указание на соответствующие другие обзоры. Природа геофизических проблем такова, что приходится входить в обсуждение многих рискованных гипотез, разрешение коих пока невозможно.

## II. РАССЕЯНИЕ В МИРОВОЕ ПРОСТРАНСТВО.

Если бы атмосфера вращалась с тою же угловой скоростью, как твердая земля, то на окружности радиуса 42 000 км (6,6 земных радиусов) в экваториальной плоскости центробежная сила и сила тяготения уравнивались бы. М. Смолуховский (11) исследовал, при каких условиях эта окружность превращается в поверхность, замкнутую у полюсов. Если положить, что вдоль пограничной поверхности давление всюду одинаково и что внутри нее атмосфера вращается, а вне ее покоится, то поверхность принимает форму сфероида с полярным радиусом 28 000 км. Этот расчет, вошедший в некоторые учебники, имеет, однако, по ряду причин лишь чисто академическое значение, так как на таком расстоянии плотность атмосферы практически равна нулю; подсчет дает там одну молекулу в объеме куба с ребром в  $10^{75}$  км, в то время как расстояние до некоторых спиральных туманностей равно лишь  $10^6$  световым годам  $= 10^{19}$  км.

Вопрос, при каких условиях планета в состоянии своим притяжением компенсировать стремление к расширению своей атмосферы, нагляднее всего решается представлениями кинетической теории газов (10,12). Тело, вначале покоившееся и притягиваемое к земле с очень далекого расстояния, достигает ее поверхности со скоростью  $c_0 = \sqrt{2ga} = 11$  км/сек ( $g$  — ускорение силы тяжести,  $a$  — земной радиус). Обратно, тело, удаляющееся от земли со скоростью большей 11 км/сек, уйдет от нее по гиперболе и более к ней не вернется. По закону Максвелла-Больцмана о распределении скоростей в воздухе всегда присутствуют молекулы со скоростью большей  $c_0$ , и на достаточно больших высотах (свыше 800 км) почти все молекулы, летящие от земли, не встретят

шиванием) и адвекцией (горизонтальным перемещением воздуха),— и высший, устойчивый, почти изотермичный слой около  $-54^{\circ}$  (стратосфера), температура которого по направлению вверх, повидимому, медленно стремится к предельному значению около  $-20^{\circ}$  С.

О состоянии более высоких слоев можно заключать в настоящее время лишь косвенным образом. Остается открытым вопрос, удастся ли послать регистрирующие приборы на еще большие высоты, хотя бы посредством ракет. И. Кёльцер сконструировал ракетный метеорограф, у которого на барабане, приводимом во вращение часовым механизмом, регистрируются атмосферное давление и температура. Прибор укрепляется в головной части ракеты; в высшей точке полета автоматически раскрывается парашют, на котором прибор опускается вниз, производя регистрацию во время спуска. При испытаниях, пока еще немногочисленных, прибор выдерживал ускорения около  $50 \text{ м/сек}^2$ , причем достигалась высота 700 м. Метеорографснаряд А. Виганда (9) устроен без часового механизма; показания анероида во время падения парашюта регистрируются фотографически на особом барабане, приводимом во вращение биметаллическим термометром (температура отмечается в функции давления). Следя за опускающимся парашютом посредством теодолита, можно получить сведения и о направлении и скорости ветра. Кроме того было предложено определять ветер больших высот по движению искусственных дымовых облачков (8), получаемых посредством выстрела, или по отклонению пули, направленной вертикально вверх (7). Французы употребляли во время войны шары-пилоты, к которым были прикреплены петарды, взрывающиеся через заранее установленные промежутки времени и звук которых регистрировался на земле на нескольких станциях (9а).

Во всяком случае, высоты свыше 30 км, так же как и глубины более 10 км, до сих пор непосредственно доступны нам не больше, чем луна или другое небесное тело. Однако есть различные возможности косвенно заключать о составе и состоянии высших слоев атмосферы. Важнейшие из этих теоретических и эмпирических методов и данные, получен-

ные ими, будут обсуждены ниже; при этом некоторые отделы изложены несколько короче, причем дано указание на соответствующие другие обзоры. Природа геофизических проблем такова, что приходится входить в обсуждение многих рискованных гипотез, разрешение коих пока невозможно.

## II. РАССЕЯНИЕ В МИРОВОЕ ПРОСТРАНСТВО.

Если бы атмосфера вращалась с той же угловой скоростью, как твердая земля, то на окружности радиуса 42 000 км (6,6 земных радиусов) в экваториальной плоскости центробежная сила и сила тяготения уравнивались бы. М. Смолуховский (11) исследовал, при каких условиях эта окружность превращается в поверхность, замкнутую у полюсов. Если положить, что вдоль пограничной поверхности давление всюду одинаково и что внутри нее атмосфера вращается, а вне ее покоится, то поверхность принимает форму сфероида с полярным радиусом 28 000 км. Этот расчет, вошедший в некоторые учебники, имеет, однако, по ряду причин лишь чисто академическое значение, так как на таком расстоянии плотность атмосферы практически равна нулю; подсчет дает там одну молекулу в объеме куба с ребром в  $10^{75}$  км, в то время как расстояние до некоторых спиральных туманностей равно лишь  $10^6$  световым годам  $= 10^{19}$  км.

Вопрос, при каких условиях планета в состоянии своим притяжением компенсировать стремление к расширению своей атмосферы, нагляднее всего решается представлениями кинетической теории газов (10,12). Тело, вначале покоившееся и притягиваемое к земле с очень далекого расстояния, достигает ее поверхности со скоростью  $c_0 = \sqrt{2ga} = 11$  км/сек ( $g$  — ускорение силы тяжести,  $a$  — земной радиус). Обратно, тело, удаляющееся от земли со скоростью большей 11 км/сек, уйдет от нее по гиперболе и более к ней не вернется. По закону Максвелла-Больцмана о распределении скоростей в воздухе всегда присутствуют молекулы со скоростью большей  $c_0$ , и на достаточно больших высотах (свыше 800 км) почти все молекулы, летящие от земли, не встретят

на своем пути других молекул и поэтому окажутся потерянными для земли.

Если характеризовать поле тяготения планеты предельной скоростью  $c_0$ , а газ средней скоростью  $c$  его молекул ( $c^2 = \frac{3RT}{M}$ ,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура,  $M$  — молекулярный вес), то по Джинсу (10) время  $t$ , за которое планета теряет столько газа, сколько содержится в атмосферном слое толщиной в 1 см, расположенном в начале внешней, считаемой изотермической части атмосферы, определяется так:

$$t = \frac{4,34}{c} \cdot \frac{e^{\frac{3}{2} c_0^2 / c^2}}{1 + \frac{3}{2} \frac{c_0^2}{c^2}} \text{ сек.}$$

$t$  тем меньше, т. е. атмосфера рассеивается тем быстрее, чем больше  $c$ , т. е. чем выше температура или чем меньше молекулярный вес газа. Для земной атмосферы, состоящей из водорода при  $30^\circ \text{C}$ ,  $t$  равнялась бы  $10^7$  годам, при  $300^\circ \text{C}$   $t = 1$  суткам, при  $500^\circ \text{C}$   $t < 1$  сек. Джинс решил это уравнение относительно  $c$  для различных небесных тел (при заданном  $c_0$ ); таблица дает критические средние молекулярные скорости  $c$ , относящиеся к различным значениям времени рассеяния  $t$ .

	Масса (земля = 1)	Радиус в км	Ускорение силы тяжести на поверхности (земля = 1)	Предельная скорость $c_0$ км/сек	Критическая средняя скорость молекул $c$ (км/сек) для		
					$t=1$ сутки	$t=10$ лет	$t=10^6$ лет
Солнце . . .	300 000	696 000	27,9	620	140	130	110
Земля . . .	1	6 370	1,0	11	2,7	2,4	2,1
Меркурий . .	0,06	2 232	0,41	4,5	1,1	1,0	0,8
Луна . . .	0,0123	1 740	0,165	2,4	0,60	0,54	0,46

Уже ничтожные различия в средней молекулярной скорости  $c$  вызывают сильное колебание времени рассеяния.

Последние три столбца этой таблицы следует сравнить с нижеприведенными данными относительно  $c$  для нескольких газов при различных температурах.

Молекулярный вес		Средняя скорость молекул в км/сек при температуре:			
		-100° C	30° C	300° C	7 000° C
2	Водород . . . . .	1,46	1,94	2,66	9,45
4	Гелий . . . . .	1,09	1,38	1,90	
18	Водяной пар . . . . .	0,49	0,63	0,88	
32	Кислород . . . . .	0,37	0,46	0,67	
44	Углекислота . . . . .	0,31	0,39	0,57	

Таким образом солнце, при его большой силе притяжения, теряет вследствие теплового движения лишь исчезающе мало газа, несмотря на высокую температуру последнего. Земля сохранит свою атмосферу на геологические времена. Близкий к солнцу Меркурий обладает столь высокой температурой, что на нем вряд ли можно предполагать атмосферу, а для луны теория и наблюдение совпадают в том, что на ней нет ни атмосферы, ни, следовательно, жидкой воды.

### III. НЕКОТОРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ.

Сумерки (13) в своем разнообразном проявлении нагляднее всего свидетельствуют о наличии атмосферы на больших высотах. Градации света и красок не вполне непрерывны; скорее можно установить различные сумеречные дуги, объясняемые слоистым строением атмосферы. Однако количественные данные довольно недостоверны. По исчезанию обычных сумерок при солнечной депрессии около 16° под горизонтом можно заключить о высоте освещенного воздушного слоя около 60 км. Две послесумеречные дуги, замеченные А. Вегенером (23) в Гренландии, приписываются им рассеянию света на высоте более 700 км; возможно, что и зодиакальный свет (20) принадлежит к атмосферным сумеречным явлениям.

В связи с извержением вулкана Кракатау (Зондские острова, 1883) по всему земному шару наблюдались необыкновенные сумерки; они были объяснены замутнением верхней атмосферы извергнутыми, очень медленно оседающими частицами пепла. Подобные явления отмечались и при последующих вулканических извержениях, например после извержения Катмай на Аляске в 1912 г. (12а). Характерно красное кольцо Бишопа вокруг солнца, имевшее, например, по Дорно, внутренний диаметр  $23^\circ$ , внешний в  $43^\circ$ , при  $20^\circ$  солнечной высоты.

Впервые удалось точно определить высоту у светящихся ночных облаков, появление которых совпало с аномальными сумерками. Начиная с 1885 г., с середины мая по июнь, в Берлине наблюдались серебристые светлые облака, державшиеся до полуночи. Иессе (14) фотографировал эти облака, освещенные рассеянным солнечным светом, одновременно из разных мест (Штеглиц, Ратенау, Науэн); по смещению облаков относительно звезд он нашел высоту от 82 до 83 км. Высота держалась чрезвычайно постоянной. Блеск облаков убывал из года в год до 1890 г., когда наблюдения прекратились; в последние годы перед исчезновением в облаках замечались волны, как у перистых (cirra). Облака двигались преимущественно с востока на запад со скоростью около 100 км/сек. Подобные же облака наблюдались и недавно (18). В. Мальцев (17) отвергает вулканическую теорию, так как серебристые облака наблюдались ежегодно независимо от извержений. А. Вегенер (22) не считает возможным, чтобы вулканический пепел достигал высоты 80 км; его мнение, что здесь налицо ледяные облака, подобные обычным перистым, не разделяется Линдеманом и Добсоном. Ясность могли бы внести только дальнейшие фотограмметрические исследования. Штёрмер (21) в 1926 г. наблюдал радужные облака на своих фотограмметрических полярных станциях в Норвегии и в одном случае определил высоту в 27 км; облако двигалось к O-S-O со скоростью 75 м/сек.

Метеориты или падающие звезды появляются в среднем на высоте 120 км, иногда до 200 км, и исчезают приблизи-



тельно на 40 км ниже. Они состоят из железа или камня и часто не крупнее горошины. Вследствие своей большой скорости (10 до 100 км/сек) они сжимают воздух впереди себя; при этом сжатии развивается столько тепла, что метеорит испаряется нацело, если его масса недостаточно велика, чтобы ее хватило до земли. Добсон и Линдеман (16) пытались по наблюдаемым данным заключить о плотности воздуха вдоль пути метеорита; эта плотность оказывается по их расчетам столь велика, что атмосфера должна быть разреженнее, чем принимают обычно, и кроме того в областях выше 50 км температура воздуха должна доходить до 300° абс. Хотя это следствие подтверждается иными наблюдениями (ср. стр. 218), Спарроу<sup>1</sup> взял под сомнение самый путь умозаключений, и действительно, теоретические основы его кажутся недостоверными. Также и Вегенер (24), исследовавший начальные и конечные высоты больших метеоров, считает преждевременным делать отсюда заключения о слоистости атмосферы.

Иногда метеоры оставляют светящийся хвост, видимый в течение нескольких секунд. По отклонению этих хвостов можно определить направление ветра на высоте (15). Повидимому и в этих высоких слоях направление ветра зависит как от места, так и от времени (ср., впрочем, стр. 230). Между 30 и 80 км высоты в Европе и Сев. Америке господствуют восточные ветры, над ними — западные.

#### IV. Полярное сияние.

а) Положение, возникновение. Положение полярного сияния в пространстве хорошо известно по норвежским стерео-фотограмметрическим измерениям (42, 45). Ни одно измерение не относится к высоте меньшей 77 км; чаще всего нижняя граница лежит приблизительно между 100 и 110 км. Из различных видов полярного сияния дуги и завесы не доходят, повидимому, выше 200 км; лучи же поднимаются много дальше. Первоначально (1913 г.) найденные макси-

<sup>1</sup> Ср. сообщения Радаковича (19).

мальные высоты 300 км, совпавшие со временем слабой солнечной деятельности, оказались превзойдены, во время особенно сильных возмущений 1920 г., лучами, достигшими 800 км; 8 сентября 1926 г. (41) диффузные серо-фиолетовые виды занавесей были отмечены на высоте более 1000 км. Лучи, достигающие большой высоты, имеют, как правило, и высоко лежащую нижнюю границу.

По теориям Биркеланда (Birkeland) и Штёрмера (81) полярное сияние, бесспорно, — свечение атмосферных газов, возбужденных корпускулярным излучением солнца. Такое представление объясняет многие частности, например: усиление полярных сияний во время максимума одиннадцатилетнего периода солнечных пятен; связь с возмущениями магнитного поля земли; совпадение направления лучей с силовыми линиями последнего; наибольшая частота кольцевых зон около обоих магнитных полюсов. Зато неразрешенными остаются вопрос о природе частиц и то обстоятельство, что в течение их 36-часового пути от солнца до земли рой их не рассеивается вследствие электростатического взаимного отталкивания между ними.

Едва ли можно допустить, что выше 500 км атмосфера в нормальном состоянии еще настолько плотна, что может светиться, как на высоте 100 км. Полярное сияние достигает наибольших высот как раз при сильных магнитных возмущениях, и это наводит на мысль, что под электростатическим действием прибывших зарядов атмосферная оболочка земли испытывает временное расширение, подобно заряженному мыльному пузырю. Этим эффектом объяснились бы некоторые характерные особенности магнитных бурь; но количественный подсчет указывает, что заряд атмосферы, повидимому, недостаточен. Штёрмер (43, 44) недавно обнаружил, что наиболее высокие лучи возникают всегда только в таких частях атмосферы, которые еще освещаются прямыми солнечными лучами; однозначного объяснения нет.

б) Спектр. По спектру полярного сияния можно заключить о составе атмосферы в тех высотах, где оно появляется, т. е. свыше 80 км. Пока держалось представление о диффузионном распределении атмосферы (ср. стр. 221), шли

поиски спектральных линий наиболее легких газов, водорода и гелия, вполне, однако, безуспешные. Зато были обнаружены отрицательные полосы азота, принадлежащие, по В. Вину (49), однократно положительно ионизованным молекулам его.

Давно было известно, что преобладающая у полярного сияния характерная желто-зеленая окраска вызывается сильной линией  $5577 \text{ \AA}$ , но только в последние годы удалось приписать эту линию уже известному элементу. Замечательна история этого открытия: Э. Вихерт (48) установил, что эта линия видна в спектре ночного неба каждый ясный вечер, также и при лунном свете. Рэлей (38) сообщил о спектроскопе, приспособленном для визуального наблюдения. Ему удавалось фотографировать эту линию с помощью светосильного спектрографа малой дисперсии ( $300 \text{ \AA/мм}$ ), причем из каждых трех ночей две давали удачные снимки (в Англии) (37). Яркость линии колеблется в 3—4 раза, но без видимой связи с магнитными возмущениями. У настоящего полярного сияния видны кроме того полосы азота, которых в спектре ночного неба не бывает. Интенсивность „*non-polar aurora*“ вне полярных зон мало изменяется с географической широтой. Рэлей дополняет эти наблюдения визуальной фотометрией света ночного неба, причем спектр подразделяется им соответственно фильтрам красному, желто-зеленому и голубому (39). Дюфэй (J. Dufay) (27) измерил отношение яркости линии полярного сияния к общей яркости непрерывного спектра ночного неба между  $4960$  и  $6000 \text{ \AA}$ ; спектрограф был направлен приблизительно на полюс неба. Стношение энергии излучения линии полярного сияния к энергии указанной части спектра колебалось между  $0,22$  и  $0,33$ .

Г. Д. Бэбкоку (H. D. Babcock) (25) в Пасадене и на Моунт-Вильсон удалось очень точно измерить длину волны зеленой линии; он просто направлял на ночное небо в течение нескольких часов обыкновенную фотографическую камеру, соединенную с интерферометром Фабри-Перо. Удивительно, что свет луны и звезд так мало искажал систему интерференционных колец, что съемка была возможна

почти каждую ночь между первой и последней четвертью луны, даже при некоторой облачности. Успешно наблюдалась интерференция при разности хода лучей до 85 000 длин волн. Из резкости интерференционных колец следует, что данная линия простая и не шире  $0,035 \text{ \AA}$ . Длина волны равна  $5577,350 \pm 0,005 \text{ \AA}$ .

Среди гипотез о происхождении зеленой линии, представляющих сейчас главным образом исторический интерес, следует упомянуть гипотезу азотной пыли Вегарда (Vegard) (46, 47). Основываясь на опытах в Лейденской криогенной лаборатории, где исследовались полосатые спектры отвердевших газов под действием катодных лучей, Вегард приписал линию полярного сияния полосатому спектру азота; он предположил, что в высших слоях атмосферы носятся твердые пылинки азота, поддерживаемые взаимным электростатическим отталкиванием. В последовавшей дискуссии нужно отметить указание Г. Пельцера (36), что в лучистом равновесии между излучениями земли и солнца в высоких слоях атмосферы невозможна столь низкая температура — даже в теневой стороне земли, — какая требуется для замерзания азота ( $-210^\circ \text{ C}$ ).

Мак-Леннану (31, 32) [ср. сообщение В. Гротриана (28)] первому удалось получить зеленую линию в лабораторных условиях. Она принадлежит атомному кислороду; яркость ее наибольшая, когда давление кислорода в разрядной трубке равно 2 мм Hg, и растет с силою разрядного тока (токи до 0,165 А). Зеленая линия лишь редко получалась уже при первом разряде; повидимому требуется значительное время, чтобы достаточное количество кислорода перешло в состояние, необходимое для излучения характерных полярных лучей. Странным образом зеленая линия усиливается от примеси инертных газов в кислороде: при наблюдении в продольном направлении разрядной трубки длиной в 1 м, где находилась смесь кислорода (парциальное давление 1 мм Hg) и аргона (10 мм Hg), при токе 0,033 А и экспозиции 45 мин., — зеленая линия на фотографическом снимке оказалась в 85 раз ярче, чем в чистом

кислороде при давлении 2 мм Hg, токе 0,060 А и экспозиции 9 часов; в спектре  $O_2$  — одна только кислородная линия  $6158 \text{ \AA}$  ярче, чем  $5577 \text{ \AA}$ . Такое влияние условий возбуждения облегчает ответ на вопрос, почему в спектре полярного сияния не видно и других линий кислорода, если  $5577 \text{ \AA}$  относится к кислороду. Нужно допустить, что условия в верхних слоях атмосферы гораздо более усиливают линию  $5577 \text{ \AA}$  сравнительно с другими, чем примесь аргона в лабораторных условиях, и что остальные линии оказываются вполне подавленными.

Уже после того, как Мак-Леннан измерил длину волны зеленой линии с помощью призматического спектрографа, причем его данные хорошо совпали с данными Бэбкока, — Г. Каро (G. Cario) (26), пользуясь большой вогнутой диффракционной решеткой, установил длину  $5577,348 \pm 0,005 \text{ \AA}$ , и, наконец, Мак-Леннан и Мак-Леод (McLeod) (33), применившие интерферометр (как ранее Бэбкок), дали длину волны  $5577,347 \pm 0,004 \text{ \AA}$  и ширину линии  $0,030 \text{ \AA}$ .

Относительно сериальной принадлежности зеленой линии до последнего времени не было ясности. Дж. Гопфильд (J. J. Hopfield) (30) нашел, что разность частот двух простых линий кислорода в ультрафиолетовой области ( $1217,62$  и  $999,47 \text{ \AA}$ ) равна частоте колебаний зеленой линии (17 925 волн на 1 см). В. Гротриан (29) видит соответствие между зеленой линией и линиями небулия, которые преобладают почти у всех туманностей, имеющих спектр испускания, но до сих пор не были обнаружены ни в одном из спектров земных источников света. Дело в том, что по исследованию Дж. Боуэна (J. S. Bowen) наиболее яркие из этих линий принадлежат кислороду и азоту; они возникают при „запрещенных переходах“ из метастабильных начальных состояний. Причина того, что эти линии так сильны в туманностях, лежит в ничтожной плотности массы последних; поэтому промежуток времени между двумя столкновениями молекул там, в противоположность лабораторным условиям, по крайней мере в  $10^4$  раз больше продолжительности жизни ( $10^{-3}$  до

$10^{-2}$  сек) метастабильного атома. Однако средний промежуток времени между двумя столкновениями на высоте 100 км в земной атмосфере меньше  $10^{-4}$  сек (ср. стр. 222). Существование pop-polar аурора в низких широтах доказывает, что линия полярного сияния возникает не только при возбуждении солярными электронами, и поэтому убедительным является мнение Чэпмена (101), что зеленая линия излучается при распаде ночью молекул озона, создавшихся в течение дня.

В предварительном сообщении Л. А. Зоммер (40) указывает, что продольный эффект Зеемана для зеленой линии дает расщепление втрое более нормального. На этом основании ему удастся уложить зеленую линию в систему термов спектра нейтрального атома кислорода. Она соответствует переходу между метастабильными термами, что вполне в духе гипотезы Боуена и в согласии с предсказанием Мак-Леннана, основанными на утверждении Гопфильда (34). Такие переходы не случаются при обычных условиях разряда, но вполне возможны при значительном разрежении газа, что в лаборатории достигается примесью инертных газов. Потенциал возбуждения равен 2,23 вольт.

## V. Озон.

а) Качественное исследование. Спектры солнца и звезд, исследуемые на поверхности земли, представляются ограниченными около  $2900 \text{ \AA}$ , даже при употреблении кварцевой оптики. Уже Гартлей (69) приписал это явление поглощению лучей атмосферным озоном, а более точные измерения спектров Солнца и Сириуса Фоулера и Стрэтта (63) подтвердили этот взгляд. Озон ( $O_3$ ) образуется из кислорода ( $O_2$ ) под действием волн короче  $1800 \text{ \AA}$ . У него очень сильные полосы поглощения в ультрафиолете. Максимум этих полос лежит около  $2550 \text{ \AA}$ ; они доходят с переменной интенсивностью приблизительно до  $3000 \text{ \AA}$ , а включая более слабые полосы (полосы Гёггинса) — до  $3400 \text{ \AA}$ . В видимой

части спектра полосы лежат между 5 000 и 6 000 Å; наконец, есть еще узкие, мало изученные полосы в инфракрасной части, приблизительно при 4,5 и 9,5 м. О том, что этот спектр поглощения возникает только в земной атмосфере и что, следовательно, вне земли солнечный спектр и в ультрафиолетовой области приближенно соответствует спектру черного тела около 6 000°, можно заключить по тому, что нет различия между коротковолновой областью спектра от края и от середины солнечного диска, но что интенсивность полос увеличивается, когда солнце приближается к горизонту, т. е. путь света в атмосфере Земли увеличивается.

Давно известно, что в нижней части атмосферы присутствуют следы озона, но количественный химический анализ настолько труден [Дорно (57)], что сообщенные числа очень недостоверны. Если принять максимальное содержание озона после грозы  $2 \text{ мг/м}^3$ , то это соответствует  $10^{-8}$  объема. Но только Рэлей (74) убедительно показал, что в нижних слоях атмосферы слишком мало озона, чтобы объяснить абсорбцию солнечного света. Воспользовавшись мыслью, высказанною еще в 1913 г. Фабри и Бюиссоном (61), Рэлей наблюдал ночью спектр кварцевой ртутной лампы на горизонтальном расстоянии 6,4 км. При экспозиции 1 час он мог еще сфотографировать ртутную линию 2 536 Å. На высоте же, например, пика Тенериффа солнечный спектр оканчивается уже при 2 922 Å при эквивалентном воздушном пути только в 5,9 км, и более коротких волн нельзя обнаружить ни при какой экспозиции. Следовательно, нижние слои атмосферы прозрачны для ультрафиолетового света; озон должен находиться выше. Недавно Гётц (F. W. P. Goetz) показал сравнительными измерениями солнечного спектра на двух станциях в Швейцарии, расположенными одна выше другой (Шур на высоте 600 м; Атеоза — 1 860 м), что в промежуточном между ними слое присутствие озона оптически не обнаруживается.

б) Методы измерений количества озона. Для того, чтобы по степени абсорбции световых лучей заключать о количестве содержащегося в воздухе озона, необходимо

предварительно лабораторным способом определить коэффициент абсорбции озона как функцию длины волны  $\lambda$ . Если свет длины волны  $\lambda$  (в  $\text{\AA}$ ) и яркости  $I$  ( $\lambda$ ) проходит тонкий воздушный слой и если бы озон, содержащийся в этом слое при  $0^\circ \text{C}$  и  $760 \text{ мм Hg}$ , образовал бы слой толщиной  $d\xi$ , то вследствие поглощения света озоном яркость его уменьшится на  $dI = -Iq d\xi$ ; после прохождения расстояния, эквивалентного толщине слоя  $\xi$ , яркость выразится так:

$$\lg I - \lg I_0 = -q\xi, \quad I = I_0 e^{-q\xi} = I_0 \cdot 10^{-\alpha\xi}$$

Коэффициент ослабления  $\alpha$  указывает, следовательно, на уменьшение десятичного логарифма яркости после прохождения светом слоя чистого озона толщиной в  $1 \text{ см}$ ;  $\frac{1}{\alpha}$  — толщина слоя, ослабляющего свет до  $0,1$  первоначальной яркости.

$\lambda$ в $\text{\AA}$	2 300	2 400	2 500	2 600	2 700	2 800
$\alpha$ ( $\text{см}^{-1}$ )	50	95	120	120	91	46
$10^{-0,3 \alpha}$	$10^{-15}$	$10^{-28}$	$10^{-36}$	$10^{-36}$	$10^{-27}$	$10^{-14}$
$\lambda$ в $\text{\AA}$	2 900	3 000	3 100	3 200	3 300	3 400
$\alpha$ ( $\text{см}^{-1}$ )	16,6	4,6	1,23	0,35	0,093	0,025
$10^{-0,3 \alpha}$	$10^{-5}$	0,042	0,23	0,79	0,94	0,983

Приведенная таблица (51) дает значение  $\alpha$  для ультрафиолета; вторая строка содержит отношение яркости  $I/I_0$  при прохождении лучей через  $0,3 \text{ см}$  озона. В области максимальной абсорбции слой газообразного озона толщиной уже в  $0,0025 \text{ см}$  ослабляет яркость наполовину; соответствующее перечисление показывает, что озон поглощает эти лучи сильнее, чем металлы — видимый свет.



Для хода изменений  $\alpha$  между 2900 и 3300 Å — наиболее существенного — Фабри и Бюиссоном найдена эмпирическая формула (десятичные логарифмы;  $\lambda$  в Å =  $10^{-8}$  см):

$$\text{Lg } \alpha = 17,58 - 0,00564 \lambda.$$

Отсюда можно заключить, как переместится конец спектра  $\lambda_0$  при изменении толщины слоя  $x$ , причем под концом спектра условно понимается то место его, где  $I = I_0/N$ ;  $N$  постоянная зависящая от прибора. Тогда  $10^{0,00564x} = N$ ;  $\text{Lg } \alpha_0 + \text{Lg } x = \text{const.}$ , или, пользуясь эмпирическим значением  $\text{Lg } \alpha$ , получим:

$$\lambda_0 = 177 \text{ Lg } x + \text{const.}$$

Если  $x$  меняется от 0,2 до 0,4 см, то последняя еще заметная длина волны смещается на 53 Å в красную сторону; точному определению смещения мешают фраунгоферовы линии, в пределах ширины которых наблюдения невозможны, отчего в результатах получаются скачки.

Абсорбцию в полосах Гёггинса (от 3050 до 3400 Å) измерили И. и М. Дютель (59). В видимой области, между 5000 и 6000 Å, Г. Коланж (54) определил  $\alpha = 0,01$  при  $\lambda = 5000$  Å,  $\alpha = 0,05$  при  $\lambda = 6050$  Å.

Фабри и Бюиссон (60, 62) первые подсчитали количество озона в атмосфере по наблюдениям над распределением энергии в спектре. Добсон (55, 56) и его сотрудники продолжили систематические оптические измерения над озоном в различных местностях и в связи с другими геофизическими явлениями. Сущность их метода состоит в следующем: обозначим  $I_0(\lambda)$  яркость солнечного света длины волны  $\lambda$  на границе земной атмосферы,  $Z$  (угол) — зенитное расстояние солнца,  $h$  — высоту частицы воздуха над земной поверхностью, кривизной которой пренебрежем (ср. стр. 213). Проникая сквозь слой воздуха, толщина которого в вертикальном направлении равна  $dh$ , свет проходит путь  $\frac{dh}{\cos Z}$ , и

яркость его  $I$  ослабляется на  $Ia \frac{dh}{\cos Z}$ ;  $a$  зависит от длины волны и, кроме того, от состава и плотности воздуха, т. е. по существу от  $h$ . Интегрируя  $\frac{dI}{I} = -a \sec Z \cdot dh$ , получаем:

$$\lg I_0 - \lg I = \sec Z \int_0^{\infty} a dh,$$

или в десятичных логарифмах

$$\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I = \sec Z \text{ Lg } e \int_0^{\infty} a dh = k \cdot \sec Z,$$

откуда получаем формулу затухания  $I = I_0 \cdot 10^{-k \sec Z}$ . При постоянных атмосферных условиях коэффициент ослабления  $k$  зависит только от  $\lambda$ . Соответственно различным причинам, влияющим на величину  $k$ , полагаем

$$k = \delta + \beta + \alpha x.$$

$\delta$  и  $\beta$  указывают на рассеяние света частицами, которые велики ( $\delta$  независимо от  $\lambda$ ) или малы ( $\beta \propto \lambda^{-4}$ ) сравнительно с длиной волны  $\lambda$ ;  $\alpha$  — коэффициент ослабления для озона, а  $x$  — толщина эквивалентного слоя озона, т. е. такого слоя чистого озона, который вблизи поверхности земли (т. е. при нормальных давлении и температуре) обладал бы той же абсорбцией, как весь распределенный в атмосфере озон.

Измерение заключается в том, что солнечный спектр между 2900 и 3350 Å фотографируется кварцевым спектрографом при различных положениях солнца; в фотографированном спектре 1 мм соответствует приблизительно 15 Å. Вуалирования пластинок более длинноволновым рассеянным светом избегают тем, что перед аппаратом устанавливают кварцевый сосуд со смесью паров хлора и брома подходящей концентрации; бром устраняет  $\lambda > 3600$  Å, хлор —  $\lambda < 3600$ , максимально 3400 Å. Перед фотографической пластинкой устанавливается серый клин (уголь в желатиновой пленке

между кварцевыми пластинками) так, что у него линии равной толщины расположены параллельно протяжению спектра. Вследствие этого яркость каждой линии на фотографической пластинке убывает в направлении возрастающей ординаты  $y$ ; если  $i$  интенсивность волны длиной  $\lambda$  перед клином и  $K$  постоянная клина (известная), то интенсивность линии на пластинке, после прохождения луча сквозь клин, равна  $i \cdot 10^{-Ky}$ .

Для того чтобы иметь возможность сравнивать между собою различные пластинки, т. е. исключить различия в условиях проявления и в чувствительности пластинок, — после того, как пластинка уже вынута из спектрографа, одна полоса ее экспонируется при свете лампы накаливания постоянной яркости. Затем пластинку фотометрируют вдоль наиболее ясно выраженных фраунгоферовых линий, начиная с тонкого края клина (или с определенного уровня вблизи него) до той точки, где почернение в солнечном спектре равно почернению нормальной полосы; ординату этой точки, начиная от тонкого края клина, назовем  $y$ . Тогда  $i \cdot 10^{-Ky} = \text{const.}$ , т. е.  $\text{Lg } I = Ky + c$ , где  $c$  раз навсегда определено с помощью сравнительного источника света и, разумеется, от  $\lambda$  не зависит. Из двух измерений, произведенных в различное время ( $Z = Z', Z''$ ), найдем для любой длины волны  $\lambda$

$$\text{Lg } I' - \text{Lg } I'' = k (\sec Z'' - \sec Z') = K (y' - y'').$$

Здесь  $I_0$  исключено, так что  $k$  может быть вычислено.

Затем функцию  $k(\lambda)$  графически разлагают на ее три составные части, причем ординатой является  $k$ , а абсциссой  $\lambda^{-4}$  (рис. 1). Величина  $(\delta + \beta)$ , приходящаяся на долю рассеяния, изображается на этой диаграмме прямою. Для определения ее пользуются тем обстоятельством, что для  $\lambda > 3300 \text{ \AA}$   $\alpha$  очень мало. Значения  $k$  для  $3300 \text{ \AA}$  определяются кварцевым спектрографом; визуальной фотометрией были найдены  $k$  для  $5000$  и  $6000 \text{ \AA}$ , и прямая была установлена. Тогда  $\alpha x$  оказывается избытком  $k$  над этой линейной

функцией. Деление  $ax$  на  $a$ , значения которых были найдены в лабораторных условиях, дает, наконец,  $x$ , определяющее количество озона; значения  $x$ , найденные для различных длин волн, должны совпадать, чем заодно контролируется  $a$ .

Описанный метод, требующий нескольких снимков при различных положениях солнца, слишком сложен для ежедневных измерений. Поэтому высчитывают  $x$  по одному только спектральному снимку, сравнивая интенсивности для двух длин волн  $\lambda$  и  $\lambda'$ . Тогда

$$\begin{array}{ll} \text{для } \lambda & \text{Lg } I_0 - \text{Lg } I = (\beta + \delta + ax) \sec Z \\ \text{для } \lambda' & \text{Lg } I'_0 - \text{Lg } I' = (\beta' + \delta + a'x) \sec Z \end{array}$$

Следовательно

$$x = \frac{(\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I) - (\text{Lg } I'_0 - \text{Lg } I') - (\beta - \beta') \sec Z}{(a - a') \sec Z}.$$

Здесь  $\delta$  исключено и  $x$  можно подсчитать, — если допустить, что отношение интенсивностей за пределами земной атмосферы, т. е.  $\text{Lg } I_0 - \text{Lg } I'_0 = \text{Lg } \frac{I_0}{I'_0}$  постоянно, и если заменить  $(\beta - \beta')$  его приближенным значением  $\propto (\lambda^{-4} - \lambda'^{-4})$ ; последнее допустимо при обычно небольших разностях между  $\lambda$  и  $\lambda'$ . Чтобы знаменатель в выражении для  $x$  оказался не слишком мал, берут  $\lambda$  и  $\lambda'$  по возможности различными, но все же так, чтобы наименьшая длина волны не оказалась бы совсем отрезана при низком положении солнца, в Ароза обе пары длин волн — 3 264, 3 022 и 3 232, 3 052 Å — дали хорошо совпадающие значения  $x$ .

В июле 1926 г. Добсоном была устроена сеть станций с 7 одинаковыми установками: Оксфорд, Валенсия (юго-зап. Ирландия), Лервик (Шетландские о-ва), Абиско (сев. Швеция), Линденберг (около Берлина), Ароза, Монтезума (около Калама в Чили).

Описанный спектрофотометрический метод наиболее надежен из всех, Гётц (64, 65, 66), теперь также перешедший к нему, определил интенсивность ультрафиолетовых лучей

фотоэлектрически, пользуясь кадмиевыми фотоэлементами; вся область действия элемента была около  $3220 \text{ \AA}$  разделена посредством стеклянного фильтра на две области, различавшиеся интенсивностью озонного поглощения: Дорно (58) выразил сомнение относительно применимости фильтров в измерениях над озоном; его возражения еще более применимы к наблюдениям Эдисона Петтита (73), который измерял солнечное излучение термоэлектрически, профильтровав его сквозь тонкие пленки серебра (прозрачные для  $0,32 \mu$ ) или золота (прозрачные для  $0,50 \mu$ ) и собрав его в фокусе системы кварцевых линз.

Непрерывная съемка ультрафиолетового спектра солнца для определения переменного содержания озона была поставлена лишь после 1925 г. Добсоном в Англии. Кабанн и Дюфэй (52) расширили ряд данных для озона в другом направлении, вычислив их для полос озона в видимом спектре и пользуясь наблюдениями на Моунт-Вильсон (1908—1920) и в Калама (Чили) (1918—1920). Определяя солярные постоянные, Аббот исследовал солнечный спектр болометрически при различных высотах солнца; отсюда была определена прозрачность атмосферы для десяти длин волн, выбранных в различных участках спектра. Вследствие чистоты воздуха в местности, где производились исследования, коэффициент затухания оказался строго пропорциональным  $\lambda^{-4}$ , за исключением полос абсорбции озона и водяного пара. Таким образом можно интерполировать результат для  $6000 \text{ \AA}$  и получить его значение, неискаженное поглоще-

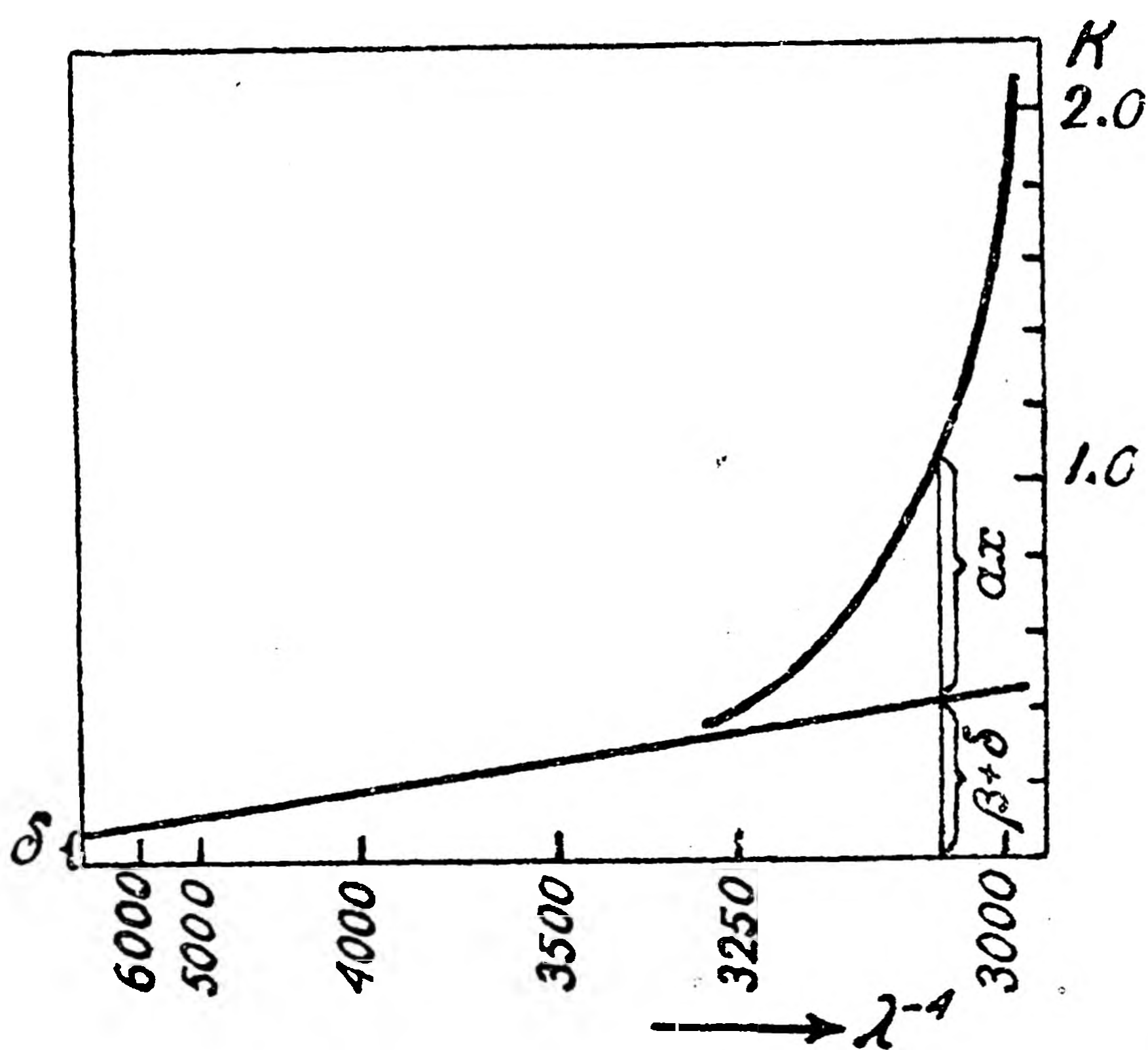


Рис. 1. Коэффициент затухания  $K$  как функция  $\lambda^{-4}$  (по Добсоны).

нием, и затем, сравнивая его с наблюдаемой величиной для той же длины волны, вычислить абсорбцию озона.

с) Данные наблюдений над количеством озона. Все измерения совпадают в определении порядка величины и дают толщину эквивалентного слоя озона  $x = 0,3$  см, что соответствует  $10^{19}$  молекулам озона над  $1$  см<sup>2</sup> земной поверхности. Эта величина может сильно колебаться в течение немногих дней, например в Оксфорде 28/II 1925 г.  $x = 0,370$  см, конец фотографированного солнечного спектра у  $3050 \text{ \AA}$ ; 7/III 1925 г.  $x = 0,245$ , конец у  $3000 \text{ \AA}$ . Английские и американские наблюдения дают значительный годовой ход, с максимумом в апреле около  $x = 0,32$  см и минимумом в октябре,  $x = 0,24$  см; также и фильтровые наблюдения Гётца в Ароза (64) дают для весны и осени отношение 4:3. В Калама колебание по временам года меньше, чем на Моунт-Вильсон и протекает обратно (минимум в мае) (52).

По измерениям Добсона в средних данных за месяц не наблюдается влияния солнечной деятельности; расчеты Кабанна и Дюфэя (50, 52) по измерениям на Моунт-Вильсон подтверждают это обстоятельство, но указывают на колебания от года к году; максимумы лежат в 1908 и 1918 гг., т. е. вблизи максимумов 11-летнего периода солнечных пятен. Амплитуда средних данных за год равняется 30%. У земного магнетизма наблюдается та же особенность: связь его с солнечной деятельностью сильнее обнаруживается в средних за год, чем за месяц; но у озона эта связь, повидимому, слабее. К. Чри (53) исследовал связь между отдельными суточными величинами содержания озона и характеристическими числами земного магнетизма; повидимому, наибольшие числа для озона в среднем совпадают с усиленными магнитными возмущениями, но связь намечена лишь слабо.

Наиболее отчетлива связь содержания озона с распределением атмосферного давления (56). Почти без исключения содержание озона высоко при ясно выраженных циклонах и низко при антициклонах. Если элиминировать годичный ход, то из отдельных значений следуют такие коэффициенты корреляции для  $x$ :

при атмосферном давлении на земле . . . . .	— 0,46
„ давлении на высоте 9 км . . . . .	— 0,72
с температурой на высоте 14 км . . . . .	+ 0,51

Высокая корреляция привлекает тем большее внимание, что уже давно существует склонность связывать содержание озона в атмосфере с проводимостью слоя Хивисайда (стр. 243), но еще ни разу не было обнаружено непосредственное соотношение между явлениями земного магнетизма и метеорологии. О. Хельпер (70, 71) возражал против доводов о существовании связи между содержанием озона и давления; он приписывает колебания наблюдаемых данных о содержании озона помутнениям атмосферы. Однако Добсон не считает эти возражения убедительными.

д) Высота положения слоя озона. Если бы поверхность земли была плоская, то путь солнечного луча сквозь слой озона возрастал бы, при увеличении зенитного расстояния  $Z$ , как  $\frac{1}{\cos Z}$ . Вследствие кривизны земной поверхности истинный путь лучей тем короче, чем выше слой озона расположен над землею (рис. 2). Пусть  $a$  — радиус земли,  $h$  — высота нижней границы слоя озона,  $\eta = \frac{h}{a}$ ,  $d$  — толщина слоя в вертикальном направлении (принимая, что  $d \leq h$ ),  $w$  — длина пути в слое для луча, падающего на поверхность земли под углом  $Z$  (зенитное расстояние) к вертикали. Уже из рис. 2 очевидно, что  $w$  меньше, чем путь  $w_0 = \frac{d}{\cos Z}$  для плоской поверхности земли.

Точнее (отвлекаясь от лучепреломления)

$$\frac{\sin Z}{\sin Z'} = \frac{a + h}{a} = 1 + \eta;$$

следовательно,

$$\frac{w}{d} = \frac{1}{\cos Z'} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin Z}{1 + \eta}\right)^2}};$$

Итак, влияние кривизны земной поверхности тем заметнее, чем выше расположен слой и чем ниже находится солнце.

Численный пример:

Зенитное расстояние		$Z =$	$0^\circ$	$70^\circ$	$80^\circ$	$85^\circ$
$\eta = 0$	$h = 0$ км	$w/d =$	1,00	2,92	5,8	11,4
$\eta = 0,01$	$h = 64$ „	$w/d =$	1,00	2,73	4,5	6,1

Следовательно, по наблюдениям при низко стоящем солнце можно вычислить высоту положения слоя озона. Однако вечером и утром, когда путь солнечного света

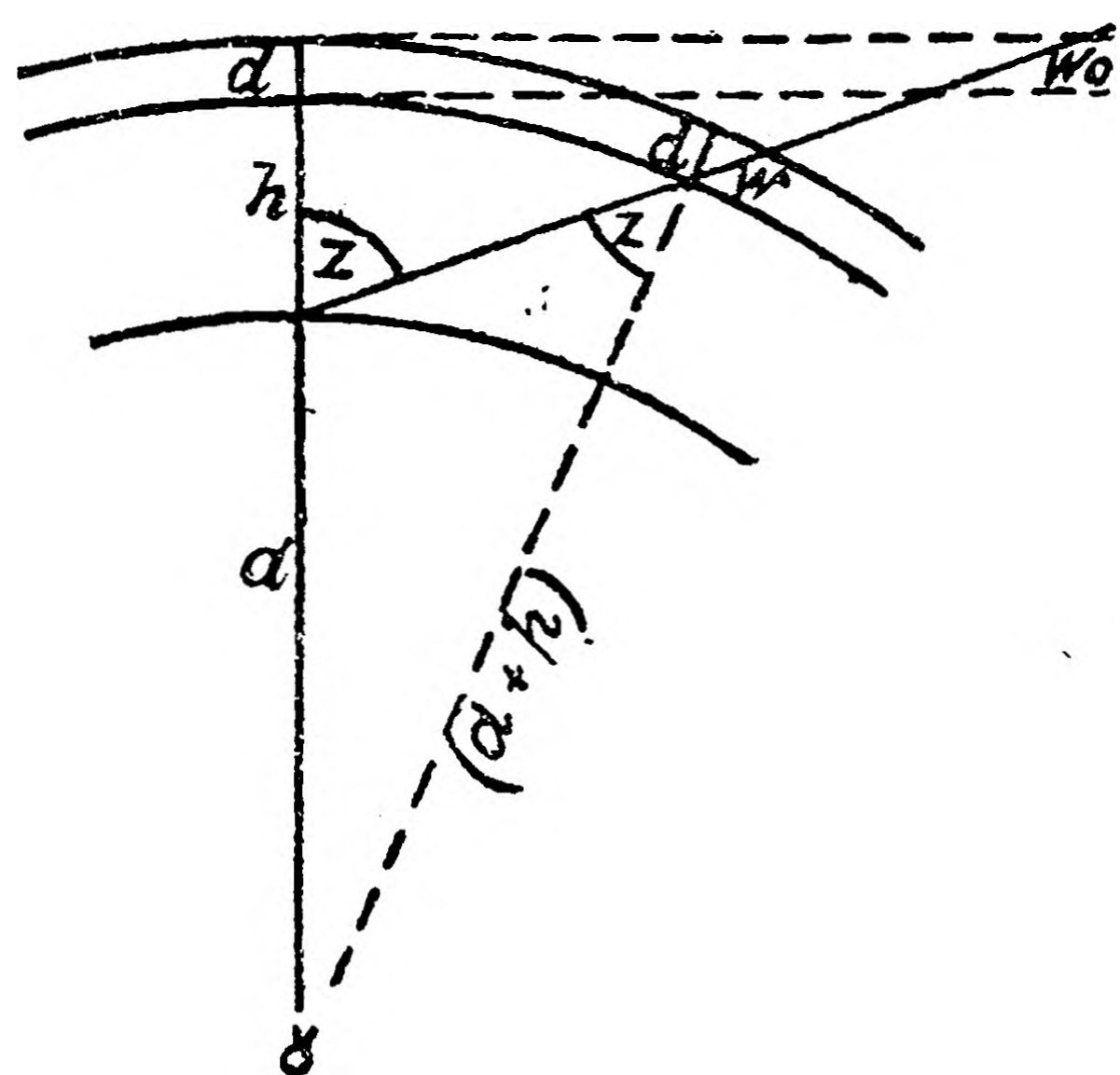


Рис. 2. К определению высоты слоя, содержащего озон, над земной поверхностью.

в атмосфере длинен, ультрафиолетовая часть спектра испытывает особенно сильное молекулярное рассеяние и ослабляется поглощением со стороны пыли и испарений, что особенно ощутимо на равнинах. Чтобы получить чистый эффект, П. Ламберт (72) и его сотрудники в 1924 г. произвели измерения на Монблане; они нашли для количества озона  $x = 0,32$  см, для высоты  $h = 45$  км. Кабанн и Дюфэй (51) применяют другой метод: они

отказываются от непосредственного наблюдения солнечного света и исследуют яркость неба в зените, т. е. свет, испытавший абсорбцию в слое озона и затем рассеянный в нижней части атмосферы. При этом допускается, что рассеяние происходит главным образом ниже слоя озона. Так как, по упомянутым причинам, край спектра со стороны коротких волн при низком положении солнца лежит выше  $3000 \text{ \AA}$ , то эти измерения пришлось произвести над полосами Гёггинса ( $3050$  до  $3400 \text{ \AA}$ ). Данные о высоте слоя заключаются между  $45$  и  $50$  км, с точностью до нескольких километров.

Существенно сделанное в этих расчетах допущение, что количество озона  $x$  не меняется в период захода солнца.



Если бы в действительности  $x$  все же в это время уменьшалось, — а это не исключено, хотя и противоречило бы наблюдаемому постоянству количества озона во время солнечного затмения (68), — то рассчитанная высота была бы систематически больше истинной. Далее, следует считаться с тем, что в полдень озон доходит до более низких слоев атмосферы, чем дают вечерние наблюдения, — иначе нельзя было бы объяснить зависимость содержания озона от погоды.

е) Температура. Биологическое значение. Из того обстоятельства, что озон избирательно поглощает ультрафиолетовые лучи, Линдеман (16) и Добсон (2) заключили, что температура

атмосферного слоя, содержащего озон, должна быть выше, чем у стратосферы, именно — около  $300^\circ$  абс. Следуя Г. Пельцеру (36), передаем их рассуждение, очень близкое к объяснению низкой температуры стратосферы инфракрасным поглощением водяного пара: пусть на рис. 3  $EE$  — распределение по частоте  $\nu$  всей лучистой энергии, падающей на слой газа. Если последний обладает только одной областью избирательного поглощения с частотой  $\nu$  и прозрачен для всех остальных частот, то по закону Кирхгоффа он может излучать только с той же частотой  $\nu$ . Допустим, что газ имеет температуру  $T_0$ , такую, как если бы он излучал как черное или серое тело;  $A_0A_0$  — соответствующее Планковское распределение энергии в излучении черного тела температуры  $T_0$ . Если при этом полоса поглощения  $\nu_1$  лежит в ультрафиолете (как у озона), то в газе не может установиться лучистое равновесие, потому что падающая энергия  $U_1W_1$  больше излученной  $U_1V_1$ . Следовательно, температура газа поднимется до большего значения  $T_1$  при котором энергия, излученная при  $\nu_1$ , сравняется с поглощенной энергией той же частоты  $U_1W_1$ .

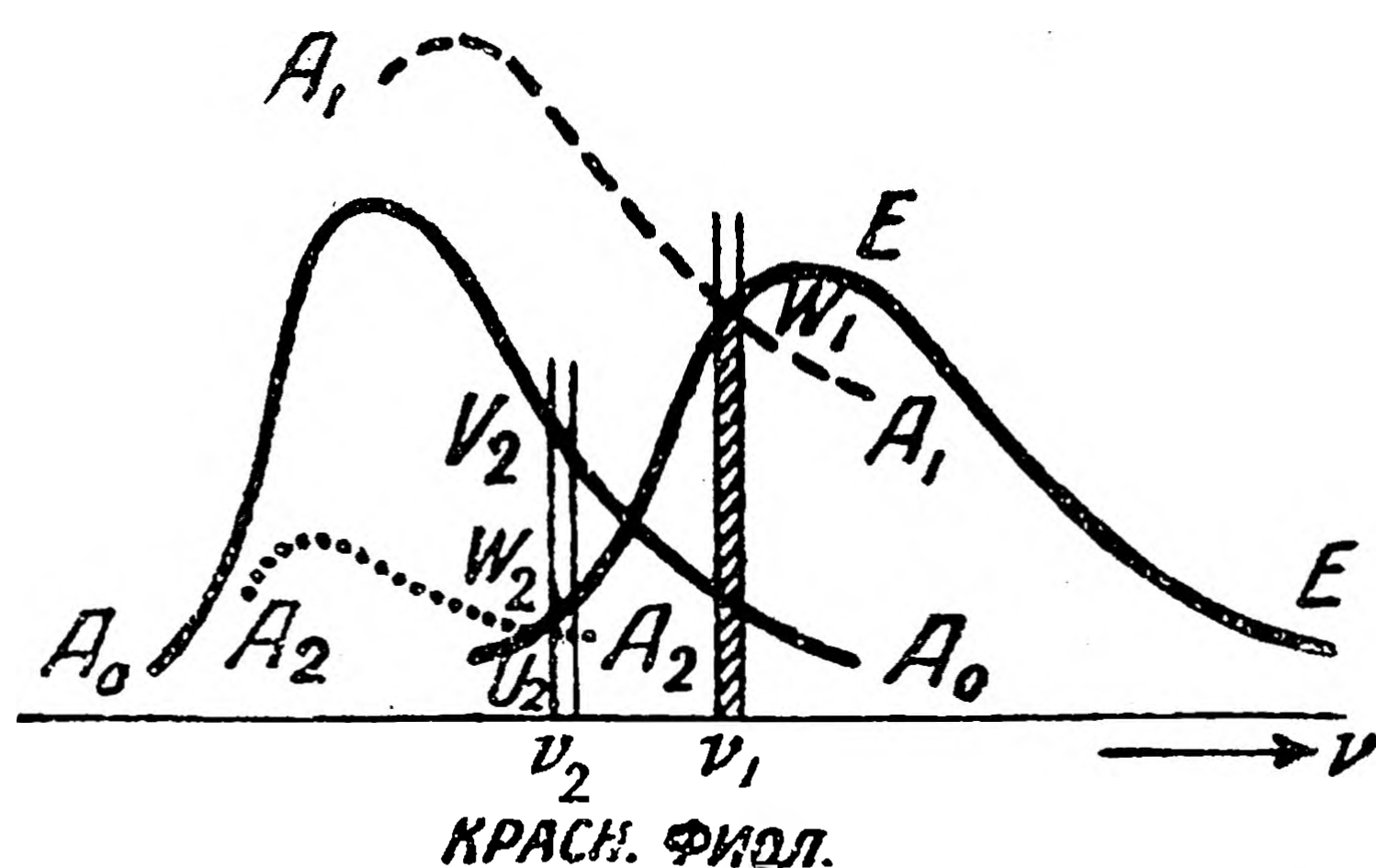


Рис. 3. К лучистому равновесию газов, обладающих избирательным поглощением (по Г. Пельцеру).

Если же, наоборот, полоса абсорбции  $\gamma_2$  лежит в инфракрасной области (как у водяных паров или углекислоты), то температура должна понизиться до  $T_2$ . Впрочем, Пельцер предостерегает от того, чтобы пренебречь инфракрасной абсорбцией озона, имеющейся у него наряду с ультрафиолетовой, но гораздо более слабой, потому что она может понизить температуру равновесия.

Пока это инфракрасное поглощение не изучено точно, нельзя судить и о суточном колебании температуры на высоте. Известно, что в тропосфере его амплитуда сильно уменьшается с удалением от земной поверхности; например, над Линдебергом в ясные летние дни разница между максимумом и минимумом достигает  $11^\circ$  на высоте 2 м и только  $1^\circ$  на высоте 2500 м. Теоретическое вычисление Г. Б. Мэриса (72а) дает суточные колебания в  $140^\circ$  на высоте 60 км, но в его предварительном сообщении ход рассуждений не изложен.

В заключение следует указать на большое биологическое значение слоя озона. Потому что хотя озона имеется всего лишь количество, эквивалентное слою около 3 мм ( $\sim$  парциальному давлению 0,0005 мм Hg), и следовательно его объемное содержание в атмосфере соответствует лишь 1:3 000 000, все же он защищает нашу кожу именно от физиологически активных лучей, которые причиняли бы быстрые и сильные ожоги. Попутно отметим, что с медицинской стороны сейчас обращают большое внимание на то, что обычное оконное стекло поглощает значительную часть ультрафиолетовых лучей, оставшихся после прохождения сквозь озон.

## VI. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗВУКА.

Случайные наблюдения над пушечной стрельбой, вулканическими извержениями, взрывами и т. п. уже давно показали, что вблизи земной поверхности убывание силы звука с расстоянием от источника его вообще не непрерывно; различают внутреннюю и внешнюю зоны слышимости, в большинстве случаев разделенные зоной тишины, в которой звука не заметно. Обычно наблюдался только некоторый

сегмент внешней зоны; но в нескольких случаях она, несомненно, представляла собою замкнутое кольцо. Внутренний радиус внешней зоны в Европе колеблется с временем года; в среднем он равен зимою 110 км, летом 190 км.

В последние годы производится систематическое исследование акустики атмосферы (75—78) под руководством комиссии содействия германской науки. (Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft). В условленное время производились взрывы, звук которых исследовался на густой сети станций как на слух, так и регистрирующими приборами.

Время пробега звука  $L$ , выраженное в функции расстояния  $\Delta$ , указывает на существование нормального и аномального распространения звука. Если  $V_h = \frac{\Delta}{L}$  означает скорость рас-

пространения звука в горизонтальном направлении, то нормальная волна, наблюдаемая вблизи источника звука ( $\Delta =$  от 0 до 340 км), соответствует распространению вблизи

земной поверхности с Лапласовой скоростью  $V = \sqrt{\gamma \frac{RT}{M}}$

( $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $T$  — абсолютная температура,  $M$  — молекулярный вес). Для воздуха ( $M = 28,95$ ) при различных температурах:

$T =$	$-80^\circ$	$-55^\circ$	$-30^\circ$	$0^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$	C
$V =$	278	299	312	331	343	348	м/сек.

Путь нормального звукового луча обусловлен температурой и распределением ветра в нижней атмосфере; звук слышен на земле на больших расстояниях в том случае, если звуковые волны, вышедшие из источника наискось вверх, снова отклоняются к земле; это может наступить, только если скорость звука увеличивается с высотой. Этим объясняются два общеизвестных явления: во-первых, хорошая всесторонняя слышимость в безветренные ясные ночи, когда воздух сильнее остывает вблизи земли, вследствие излучения; чем вверху, так что  $V$  растет с высотой; и во-вторых, то обстоятельство, что звук, повидимому, увлекается ветром:

ветер, задерживаемый вблизи земли трением, на высоте сильнее, чем внизу, так что звуковые лучи искривляются против ветра кверху, а по ветру книзу. Вообще же  $T$  и с ним  $V$  убывают с высотой, вследствие чего звуковые лучи изгибаются вверх, и на достаточном расстоянии звука на земле уже не слышно.

Скорость аномального распространения звука, измеренная в горизонтальном направлении, равна лишь 275 — 305 м/сек; аномальный звуковой луч, наблюдаемый на расстоянии  $\Delta$  — от 150 до 300 км, доходит, следовательно, на 1—2 мин. позже нормального. Из кривой скорости ( $L$  в функции  $\Delta$ ) можно заключить о пути звука, подобно тому, как у сейсмических волн. Установлено, что аномальный звуковой луч достигает больших высот, чем нормальный; между 40—50 км высоты он снова отклоняется к земле, причем на наибольшей высоте скорость его должна быть такая же, как у поверхности земли, или еще больше.

Аэрологические подъемы ничего не дают для объяснения аномального распространения звука, потому что температуры, измеренные на высоте, оказываются чрезмерно низкими. Направление ветра тоже не может быть их причиной, так как им объясняется только одностороннее распространение звука, но не кольцеобразные зоны. Раньше пытались обосновать увеличение  $V$  с высотой уменьшением среднего молекулярного веса воздуха ( $M$  около земли = 28,95), но тогда приходится допустить даже для водорода примесь свыше 25 %, что не вяжется с другими наблюдениями (полярное сияние, озон). Поэтому пока остается только заключить, что на высоте 40 км преобладают температуры около  $+30^\circ\text{C}$ . Выше указывалось на возможность объяснить столь высокую температуру избирательным ультрафиолетовым поглощением озона (см. стр. 215).

## VII. ДАВЛЕНИЕ И СОСТАВ.

По закону Дальтона, отдельные газы в покоящейся смеси, подвергаемой действию силы тяжести, располагаются совершенно независимо друг от друга. Для изменения дав-

ления с высотой над землей  $h$  справедливо, следовательно, для каждого газа основное уравнение статики: ( $p_s$  — парциальное давление,  $\rho_s$  — парциальная плотность,  $T$  — температура;  $g$ , принятое независимым от  $h$ , — ускорение силы тяжести;  $R$  — газовая постоянная,  $M_s$  — молекулярный вес)  $dp_s = -g\rho_s dh$ , или, вследствие газового уравнения, также

$$p_s = \frac{R\rho_s T}{M_s}, \quad \frac{dp_s}{p_s} = -\frac{gM_s}{RT} dh.$$

Если, как обычно, обозначить  $H_s$  „высоту однородной атмосферы“, т. е. ту высоту, какую имела бы атмосфера, состоящая из газа  $s$ , если бы она обладала на любой высоте тою же плотностью  $\rho_{s0}$ , как у земли, — то из первой формы основного уравнения статики следует, что в такой однородной атмосфере  $p_s$ , а по газовому уравнению и  $T$  линейно убывают с высотой  $h$ . Если  $P_s$  — давление у поверхности земли, то, интегрируя, получим

$$H_s = \frac{P_{s0}}{g\rho_{s0}} = \frac{RT_0}{gM_s}.$$

Например, для сухого воздуха надо взять средний молекулярный вес  $\bar{M} = 28,95$ , причем  $\bar{M}$  рассчитано из молекулярных весов  $M_s$  отдельных газов, составляющих на каждый грамм смеси долю  $a_s$  —  $\frac{1}{M} = \sum \frac{a_s}{M_s}$ . Следовательно,  $H_s$  зависит не от давления у поверхности земли, но только от молекулярного веса газа и от температуры  $T_0$  у земли. При  $T_0 = 273^\circ$  находим для некоторых газов следующие значения  $H_s$ :

	Воздух	Азот	Кислород	Аргон	Углекислота	Гелий	Водород
$H_s$ (км).	799	8,26	7,23	5,80	5,23	58,4	114,8

Основное уравнение статики можно написать

$$\frac{dp_s}{p_s} = -\frac{T_0}{T} \cdot \frac{dh}{H_s}.$$

Если  $T$  не зависит от  $h$ , то отсюда следует для разности парциальных давлений на двух высотах  $h_1 > h_2$ :

$$\lg p_{s_2} - \lg p_{s_1} = \frac{T_0 (h_1 - h_2)}{T_1 H_s}$$

В прямоугольной системе координат с абсциссой  $\lg p_s$  и ординатой  $h$  давление изображается в функции высоты в каждом изотермическом интервале высоты — прямою; если  $T$  изменяется с высотой, то кривая давления может быть составлена из отдельных участков прямых, по известным правилам графической интеграции, причем для соответствующих слоев атмосферы берутся их средние температуры. Давление убывает тем медленнее, чем больше  $H_s$ .

Если бы атмосфера была вполне спокойна, то чем выше, тем больше должно было бы становиться содержание легких газов в ней при диффузионном равновесии под действием силы тяжести; на достаточно больших высотах имелся бы налицо практически один только наиболее легкий газ, как бы мало его ни было вблизи земли. В тропосфере перемешивание газов в вертикальном направлении столь сильно — оно вызывается, например, уже не устойчивостью лучистого равновесия, — что оно вполне компенсирует очень медленный процесс молекулярной диффузии. Смолуховский (11) подтвердил расчетом, что „скорость разделения“, например азота и кислорода, под действием силы тяжести ничтожно мала. Вплоть до содержания водяных паров и углекислоты, которое зависит от конденсации и от процессов вблизи земной поверхности, — исследования воздуха при аэрологических подъемах (79) не дали сколько-нибудь заметного изменения состава воздуха с высотой.

Зато в стратосфере температура медленно повышается с высотой; там господствует устойчивое равновесие, усложняющее вертикальное перемешивание. До последних лет держалось мнение, что состояния покоя в стратосфере достаточно для того, чтобы воздух в ней мог разделяться диффузией. Чепмен и Мильн (1) исследовали те состояния атмосферы, какие вытекают из различных предположений

о высоте границы между конвекцией и диффузией. На рис. 4 видно (сплошные линии), как при свободной диффузии парциальные давления убывают с высотой, причем в исходных условиях взят известный уже состав атмосферы на 12 км и температура всюду принята —  $54^{\circ}\text{C}$ . Общее давление (не изображенное на рис. 4) более или менее соответствует парциальному давлению газа, преобладающего в составе, т. е. следовало бы в начале кривой азота, а после, выше 120 км — линии гелия. Таким образом была бы получена нижняя кислородно-азотная сфера, с возрастающим с высотой содержанием азота; около 110 км она сравнительно быстро перешла бы в сферу гелия, при этом содержание гелия вблизи земли принято равным  $4 \cdot 10^{-6}$  всего воздуха. Если бы в воздухе имелся водород, то в конце концов, конечно, получил бы преобладание он.

Чепмен и Мильн оставили без рассмотрения водород, потому что присутствие последнего в нижних слоях атмосферы недостоверно (во всяком случае по объему меньше, чем пять частей на  $10^6$ ); далее, потому что водород имеет возможность соединиться с кислородом, и наконец, вследствие отсутствия водородных линий в спектре полярного сияния. Для процессов ниже 100 км более или менее безразлично, присутствуют ли легкие газы и где лежит нижняя граница диффузионного равновесия, но выше 100 км оба эти обстоятельства являются решающими для давления и состава воздуха. На высоте 400 км в  $1\text{ см}^3$  воздуха (без водорода) были бы еще  $4 \cdot 10^9$  атомов гелия (средний свободный пробег 400 м), но зато других газов было бы меньше одной молекулы в 1 л; на высоте 1000 км и гелия было бы всего  $10^5$  атомов на  $1\text{ см}^3$ , и средний свободный пробег равнялся бы

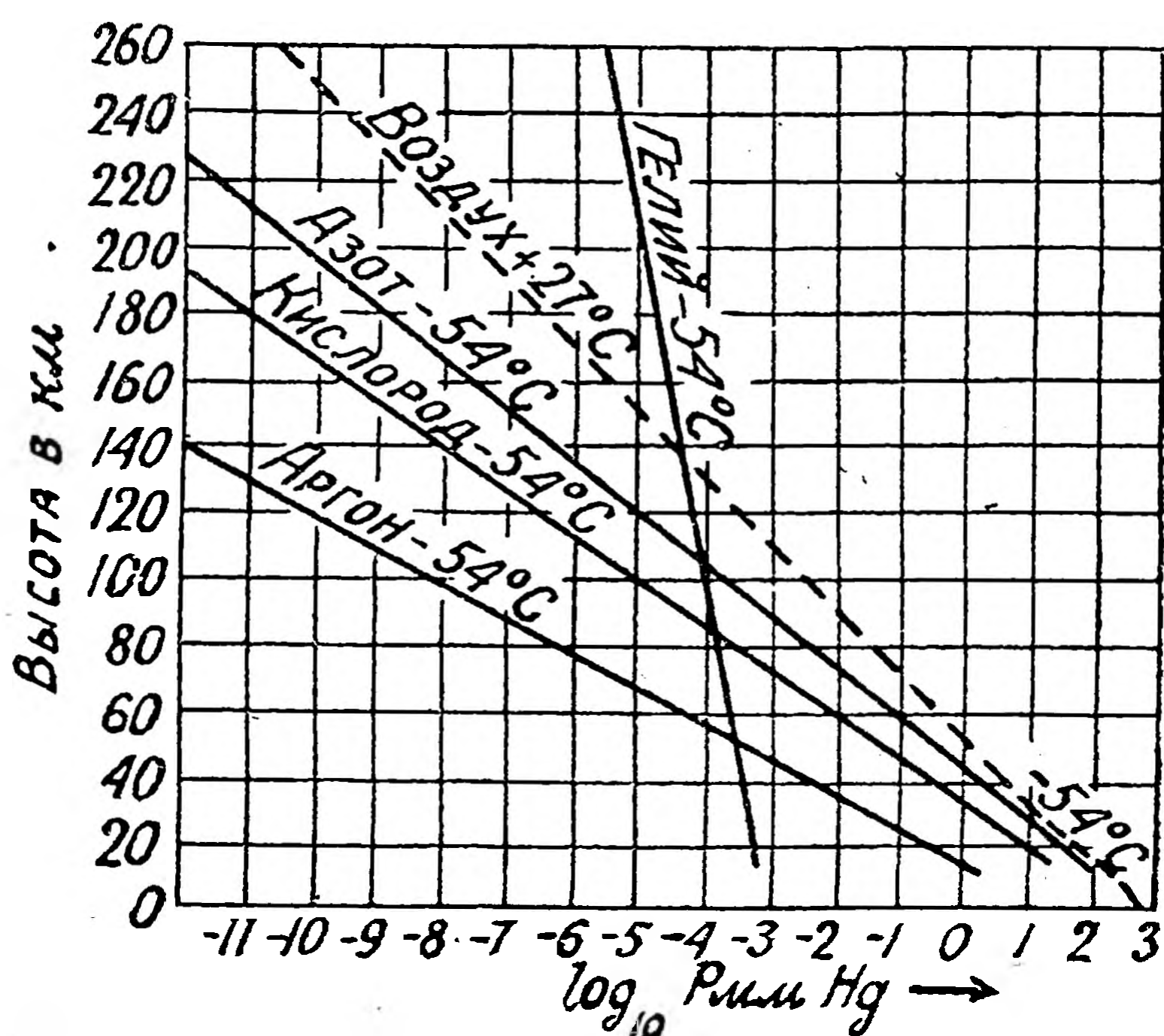


Рис. 4. Зависимость давления от высоты; абсцисса: десятичные логарифмы давления, выраженного в мм Hg.

30 000 км, причем, разумеется, вверх он был бы больше, а вниз меньше.

В противоположность этим, более ранним воззрениям, спектр полярного сияния указывает, что и выше 100 км атмосфера состоит из кислорода и азота, в то время, как ничто не обнаруживает присутствия гелия. По акустическим исследованиям выше 30—40 км температура доходит до 300° абс. Наличие озона оказалось бы существенным лишь в том отношении, что им удалось бы объяснить столь высокую температуру, причем на распределение давления он бы не влиял, несмотря на большой молекулярный вес, вследствие ничтожного парциального давления ( $5 \cdot 10^{-4}$  мм Hg на высоте около 50 км). Толстая пунктирная кривая рис. 4 показывает уменьшение общего давления с высотой при допущении (несколько произвольном), что воздух вполне перемешан вплоть до ничтожных примесей водяного пара, углекислоты и озона и что выше 35 км температура воздуха равна 300° абс. Эти допущения положены в основу нижеприведенной таблицы; как следствие из них, давление и плотность на 90 км оказываются приблизительно в 10 раз больше, чем по прежним представлениям; на высоте же большей 150 км давление понижается вследствие отсутствия гелия.

Высота (км) . . . . .	0	50	90	130	250	(500)
Давление (мм Hg) . . . . .	760	1	$10^{-2}$	$10^{-4}$	$10^{-10}$	$(10^{-22})$
Средний свободный пробег (см) . . . . .	$9 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-3}$	0,7	70	$7 \cdot 10^7$	$(7 \cdot 10^{19})$
Число молекул в 1 см <sup>3</sup>	$2,7 \cdot 10^{19}$	$3,5 \cdot 10^{16}$	$3,5 \cdot 10^{13}$	$3,5 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^6$	$(3,5 \cdot 10^{-6})$

Следствия из других допущений легко получить, строя подобные же кривые, начиная от уровня поверхности земли, которые указывали бы на каждой высоте уменьшение давления, соответствующее вновь принятым температуре и составу, согласно формуле стр. 220.

В заключение следует указать еще на одну возможность: то обстоятельство, что в спектре полярного сияния до сих



пор были обнаружены только кислород и азот, не есть безусловное доказательство отсутствия там других газов. Предостережением от таких опрометчивых заключений является (помимо аналогичных ложных выводов в астрофизике) уже история открытия зеленой линии, единственной обнаруженной пока линии кислорода в полярном сиянии. Если, имея это в виду, допустить присутствие в атмосфере легких газов (гелия), то большая высота атмосферы объяснилась бы проще, чем при допущении чистой азотно-кислородной атмосферы; потому что примесь гелия настолько уменьшила бы средний молекулярный вес воздуха, что давление убывало бы с высотой много медленнее, чем без гелия даже при очень высоких температурах.

### VIII. ДАННЫЕ ЗЕМНОГО МАГНЕТИЗМА.

а) Система токов суточных (солнечных) вариаций (81, 82). Гипотеза о существовании высокого электропроводного слоя атмосферы приписывается обычно Хивисайду (1902) и Кеннели, которые хотели объяснить, почему электромагнитные волны беспроволочной телеграфии не распространяются в пространстве прямолинейно, а огибают кривую поверхность земли. При этом часто упускают из виду, что еще много раньше Бальфур Стюарт (1882) и А. Шустер (1886) заключили о необходимом существовании такого слоя, исходя из суточных вариаций магнитного поля земли.

Уже при регистрации элементов земного магнетизма за отдельные дни обнаруживается суточная вариация, которую можно освободить от влияния неперiodических изменений путем образования среднего за несколько дней (месяцев и т. д.): Амплитуды этих суточных ходов достигают около  $10^{-6}$  среднего постоянного поля, т. е. 0,0005 CGS. По обсерваторным наблюдениям они меняются довольно не наглядным образом в зависимости от времени года и места. Суточное изменение вектора силы поля днем значительнее, чем ночью, летом больше, чем зимою; далее, в характере суточных колебаний замечается 11-летняя периодичность, параллельная

периодическому изменению солнечных пятен. Вариации на станциях одной и той же географической широты очень похожи, так что в первом приближении можно принять ход суточной вариации по месту и времени в одном месте типичным для всего круга широты. С тем же приближением известно, следовательно, магнитное состояние в любое время вдоль всего круга широт.

Таким образом, с помощью станций на различных широтах получают карты, которые для определенного времени (по Гринвичу) дают географическое распределение суточного хода отклонений от среднего суточного значения. Магнитное же поле, известное на всей поверхности сферы, разлагается на три части, по известным теоремам Гаусса, разложением шаровых функций: именно, на две части, зависящие от потенциала и выражающие магнитное действие токов или магнитов, помещенных вне или внутри поверхности сферы, и на часть, не имеющую потенциала, которую можно рассматривать как действие токов, пронизывающих поверхность земли вертикально.

Расчет показывает, что часть, не имеющая потенциала, отсутствует и что главная часть суточного периодического поля создается причинами, локализованными над земной поверхностью, — в противоположность постоянному полю, источник которого почти полностью сосредоточен внутри земного шара. Так как нельзя допустить существование подвижных постоянных магнитов вне поверхности земли, то, очевидно, при суточных периодических вариациях дело в магнитных влияниях систем электрических токов; последние можно вычислить чисто формально, по магнитным данным (рис. 5 и 6). Характерен сильный вихрь тока на дневной стороне летнего полушария; ночью токи слабы. Если представить, что система токов продвигается с востока на запад над поверхностью земли, то легко подсчитать по известным правилам, что, например, в Потсдаме ( $52,5^\circ$  сев. шир.) летом должно наступить магнитное колебание в таком роде: минимум северной компоненты в полдень; у восточной компоненты максимум в 8 час., минимум в 13 час.; вертикальная компонента (положительное направление вниз) имеет минимум в полдень.

б) Основы объяснения. Объяснение этой системы токов основано на том известном факте, что в электрическом проводнике, движущемся относительно магнитного силового поля, индуцируется ток. Высшие слои атмосферы должны являться такими проводниками. Они приводятся в движение теми, по преимуществу горизонтальными, колебаниями, которые связаны с суточными периодическими колебаниями атмосферного давления и которые вызываются частью суточными периодическими нагреванием и охлаждением, частью силой прилива и отлива. Так как это явление

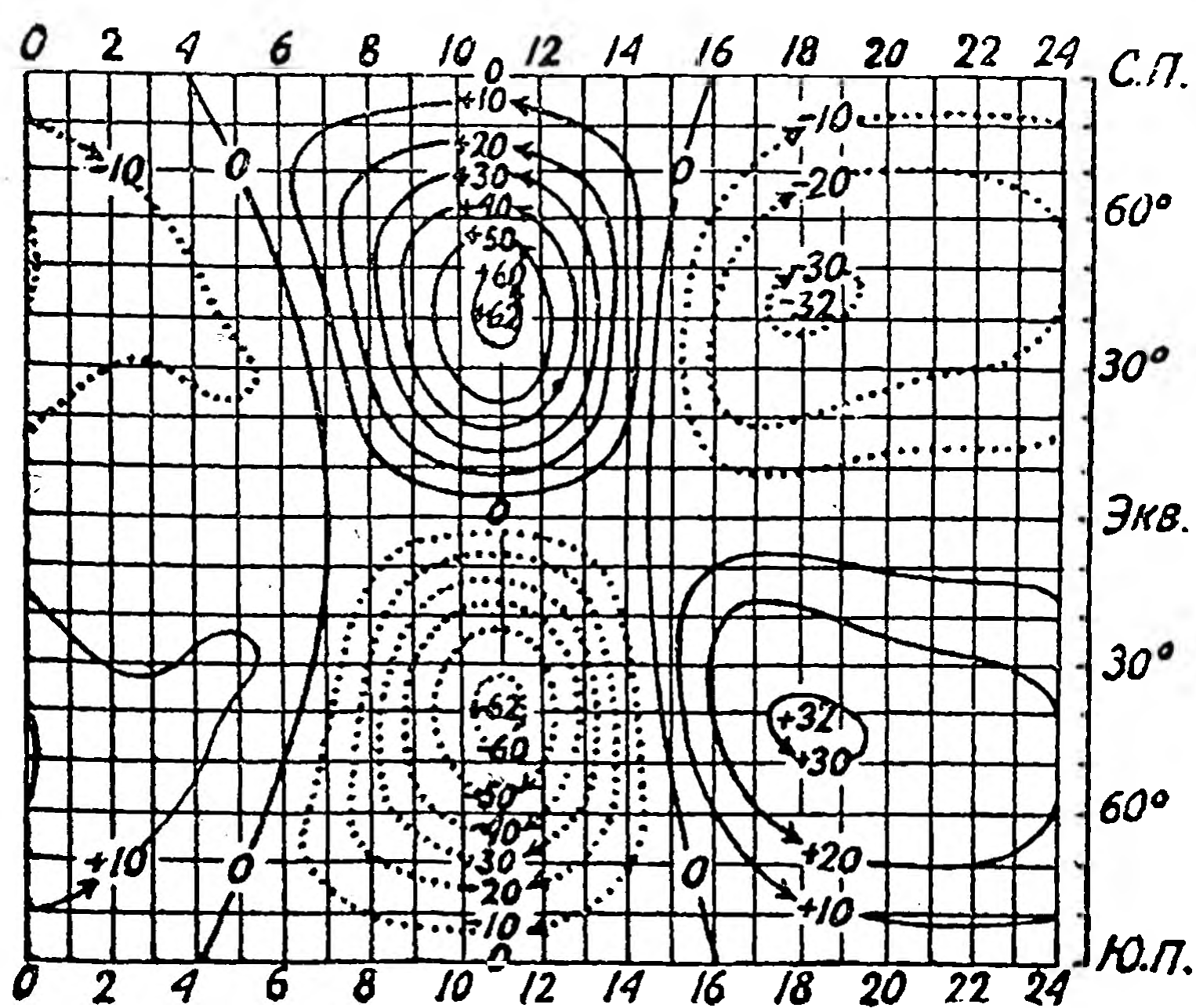


Рис. 5. Равноденствие.

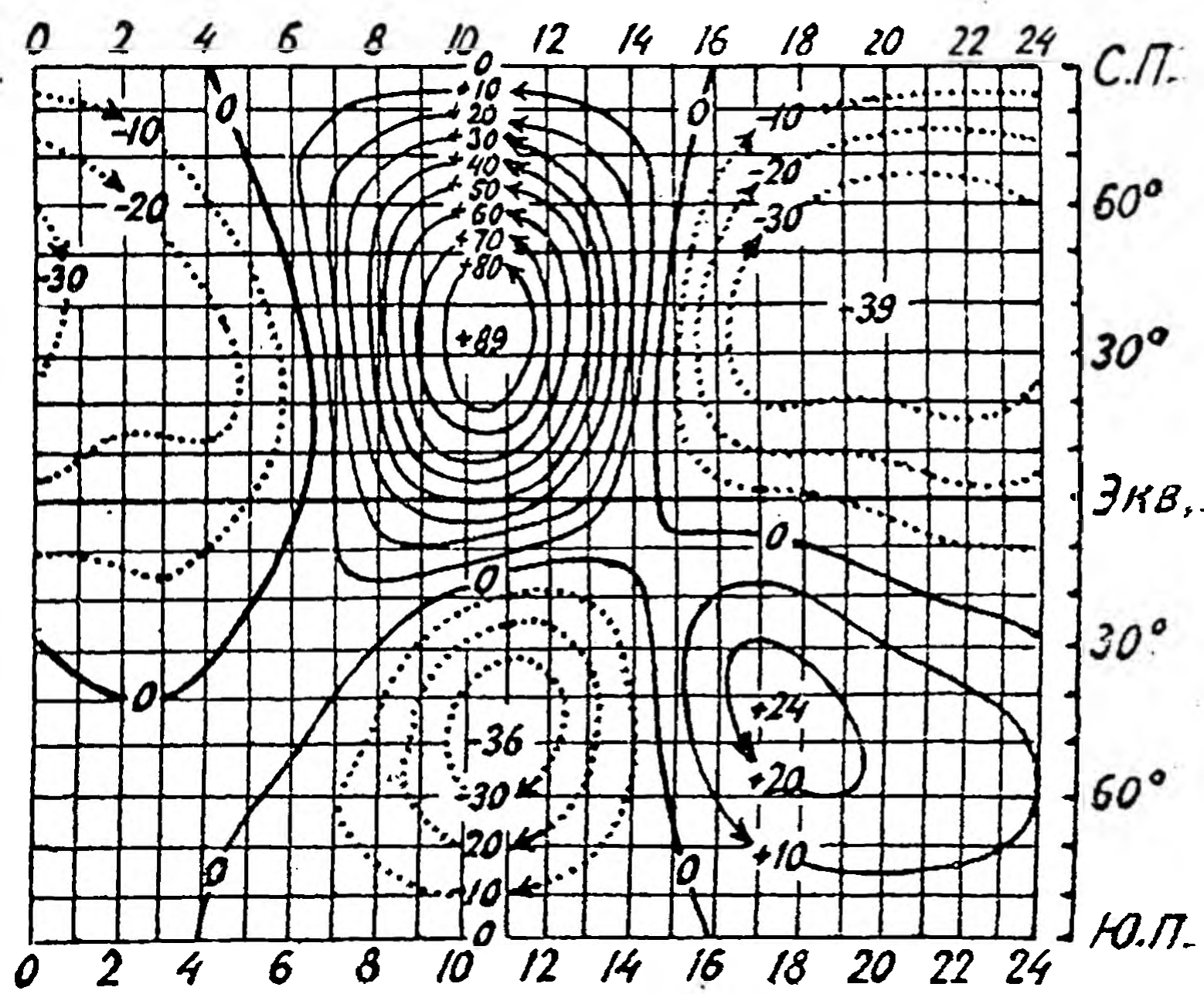


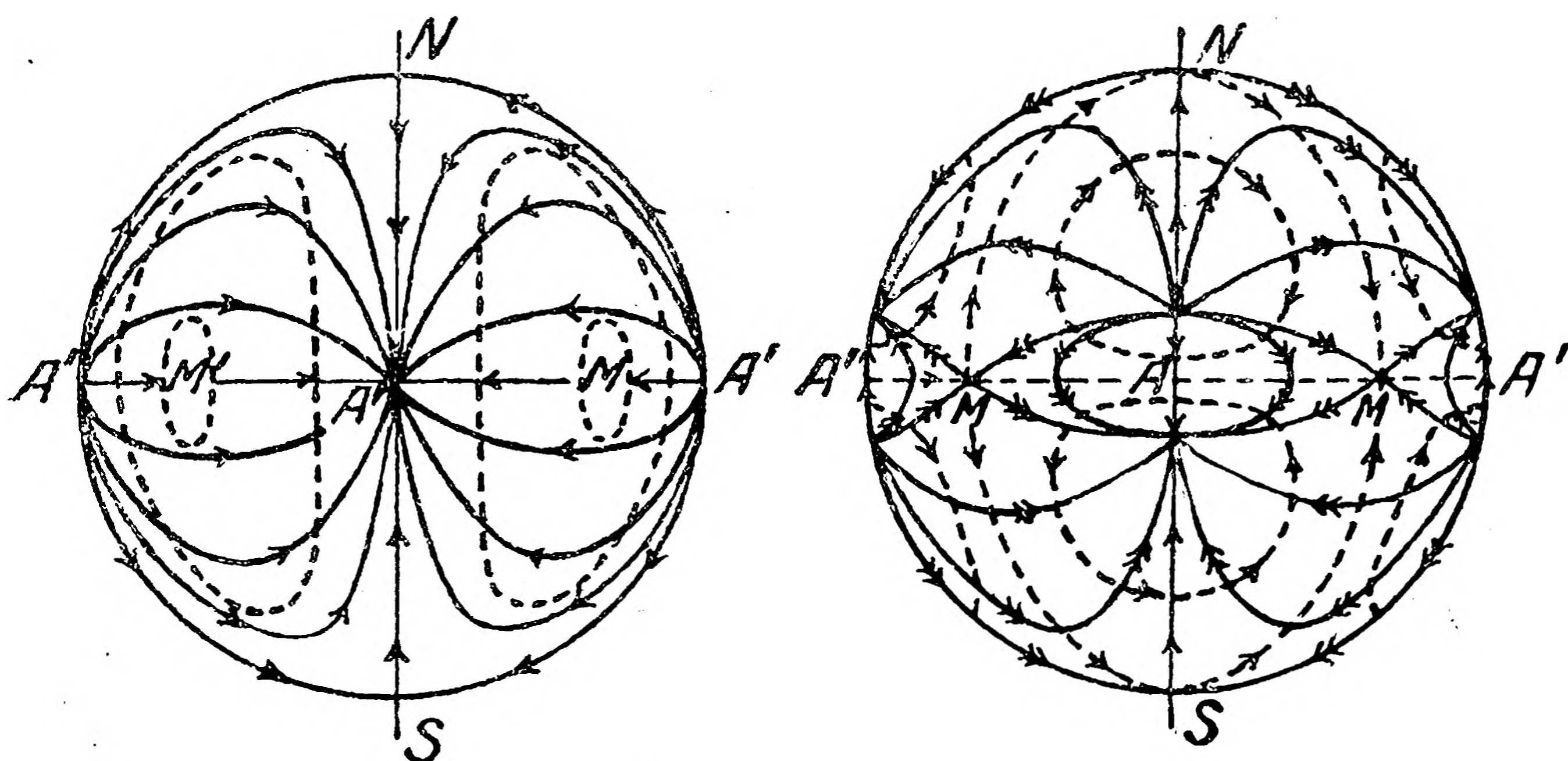
Рис. 6. Северное лето.

Рис. 5—6. Суточная периодическая система токов во время минимума солнечных пятен. Карты земли. Меридианы помечены местным временем, 12 = полдень. Линии токов на расстояниях 10 000 А. Единица чисел 1 000 А. Стрелки в направлении тока. Общая сила тока главного вихря до полудня равняется во время равноденствия 62 000, летом 89 000 А.

подобно возбуждению тока в динамо-машине, то говорят с целью сравнения об „атмосферном динамо“. Постоянное магнитное поле земли соответствует неподвижному магниту, атмосфера — якорь, движимый как тепловым излучением солнца, так и приливными силами солнца и луны, а высокие проводящие слои — „витки“, в которых возбуждаются токи.

Схематический рис. 7 иллюстрирует эту основную мысль на упрощенном примере полусуточного атмосферного прилива и отлива. Это два схематических изображения земного полушария, где  $N$ ,  $S$  — северный и южный полюсы,  $A'A'$  —

экватор. Левое изображение показывает волну давления (пунктирно), максимум в  $M$ , минимум в  $M'$ ; тело, вызывающее прилив (например луна), стоит, следовательно, над точкой  $M$ . Так как волна вместе с луною движется над землей с востока на запад, то линии воздушного течения (сплошные линии) сходятся в точке  $A$  посередине между  $M$  и  $M'$ . По линиям воздушного течения определяются электрические силы, а по ним линии сил электрических токов (изображенные на правом чертеже пунктиром). В данном случае не принят во внимание угол в  $11,5^\circ$  между магнитной осью и осью вращения земли. Так как воздух движется горизонтально и



Ри. 7. Два схематических вида земли (полушария) к объяснению суточных периодических вариаций земного магнетизма. Слева: приливная и отливная циркуляции; линии равного атмосферного давления (пунктир) и линии воздушных течений (сплошные). Справа: линии электрического тока на высоте (пунктир) и горизонтальные магнитные силовые линии (сплошные), возникающие у земной поверхности под действием этой системы токов (по С. Чепмену).

электропроводный слой также расположен горизонтально, то для индукции существенна только вертикальная слагающая магнитного поля земли. У экватора она исчезает, у северного полюса направлена вертикально вниз, у южного — вверх. Линии тока в более высоких широтах узнаются непосредственно по правилу, что скорость воздуха, магнитное и индуцированное электрическое поля образуют правую систему. Так как поверхность замкнута, то линии тока должны замыкаться в экваториальной зоне. Следовательно, они направлены там противоположно тем слабым электродвижущим

силам, которые индуцируются незначительной вертикальной слагающей постоянного поля и которые в стационарном состоянии компенсируются электрическим полем статических зарядов.

Теория магнитных вариаций усложняется тем, что переменное магнитное поле внешних токов возбуждает токи внутри земли, магнитное поле которых также обнаруживается при регистрации. Действия внутренней и внешней систем токов усиливаются в горизонтальных магнитных компонентах, в то время как вертикальные колебания поля взаимно ослабляются; первичное внешнее поле приблизительно в 2,5 раза сильнее вторичного внутреннего.

С. Чепмен (84) привел теорию Шустера к известной законченности. Сила тока зависит (грубое среднее) от произведения  $\sigma D u Z$  ( $\sigma$  — средняя удельная электропроводность,  $D$  — толщина слоя,  $u$  — горизонтальная скорость воздуха,  $Z$  — вертикальная слагающая постоянного магнитного поля). Однако нельзя решить, который из двух множителей  $\sigma$  и  $u$  обуславливает вариацию, потому что оба они меняются в одном и том же месте в течение солнечного дня. Поэтому следует считать весьма удачной мысль привлечь к исследованию наряду с солярными также лунные суточные колебания земного магнетизма.

с) Лунные вариации. В сообщениях магнитных обсерваторий публикуются величины элементов земного магнетизма или силовые компоненты для каждого часа. Отсюда прежде всего исключают солярную суточную вариацию и располагают остаток по лунному времени, причем лунные сутки, равные в среднем 24,84 солнечных суток, равномерно делятся на 24 лунных часа, начиная с верхней лунной кульминации. Тогда в среднем по всем лунным фазам получается лунная вариация чрезвычайно простого вида, именно чистые синусоиды с периодом в 12 лунных часов и с амплитудами, порядок величины которых еще в десять раз меньше, чем у солярной волны. Лунное колебание склонения в Потсдаме составляет в среднем за год около 10 дуговых секунд; для обнаружения столь ничтожных вариаций, разумеется, требуется обработка данных за многие годы.

По теории Шустера следовало ожидать простую форму лунной волны. Потому что, с одной стороны, от луны могут исходить только гравитационные влияния, и воздушное движение должно иметь вид простого прилива и отлива; это известно и непосредственно из лунарных колебаний давления, тогда как у солярных волн давления преобладают термические влияния. С другой стороны, можно допустить, что полная электропроводность  $\sigma D$ , существенно зависящая от положения солнца, в среднем по всем лунным фазам в каждом месте постоянна, потому что в каждый час по солнечному времени в течение месяца все положения луны встречаются равно часто.

Картина становится, однако, совсем иной, если обрабатывать отдельно данные по отдельным фазам луны, как то: новолунию, первой четверти и т. д.; тогда в каждой группе каждый лунный час совпадает с определенным солнечным часом. Тогда выясняется (рис. 8), что к полусуточной волне прибавляются другие члены, благодаря которым вариации днем существенно сильнее, чем ночью. Этим убедительно доказывается, что полная электропроводность фактически зависит от положения солнца.

д) Численные данные для электропроводности. Если учитывать самоиндукцию, то совместная обработка солярных и лунных вариаций во время максимума солнечных пятен дает  $\sigma D = 3 \cdot 10^4 \Omega^{-1}$  для тех точек, где солнце находится в зените; числа для ночи существенно меньше, чем для полудня, составляя не более одной двадцатой их. Железо при  $0^\circ \text{C}$  обладает удельной электропроводностью  $10^5 \text{ см}^{-1} \Omega^{-1}$ . Весь проводящий слой в атмосфере в отношении электропроводности эквивалентен, следовательно металлической оболочке, толщина которой колеблется с положением солнца, временем года и пятнообразовательной деятельностью солнца в пределах от 3 мм до 0,05 мм.

е) Затруднения. Теория, созданная Чепменом, в общих чертах хорошо объясняет наблюдения. Расхождение между наблюдением и вычислением обусловлено, вероятно, главным образом внутренней системой токов. При относительно большой электропроводности морской воды по срав-

нению с сушей и при различиях в суточных колебаниях над сушей и над морем общая система токов, движущаяся с востока на запад, должна осложниться местными неправильностями; последние до сих пор не определены ближе вследствие недостаточности и плохого распределения маг-

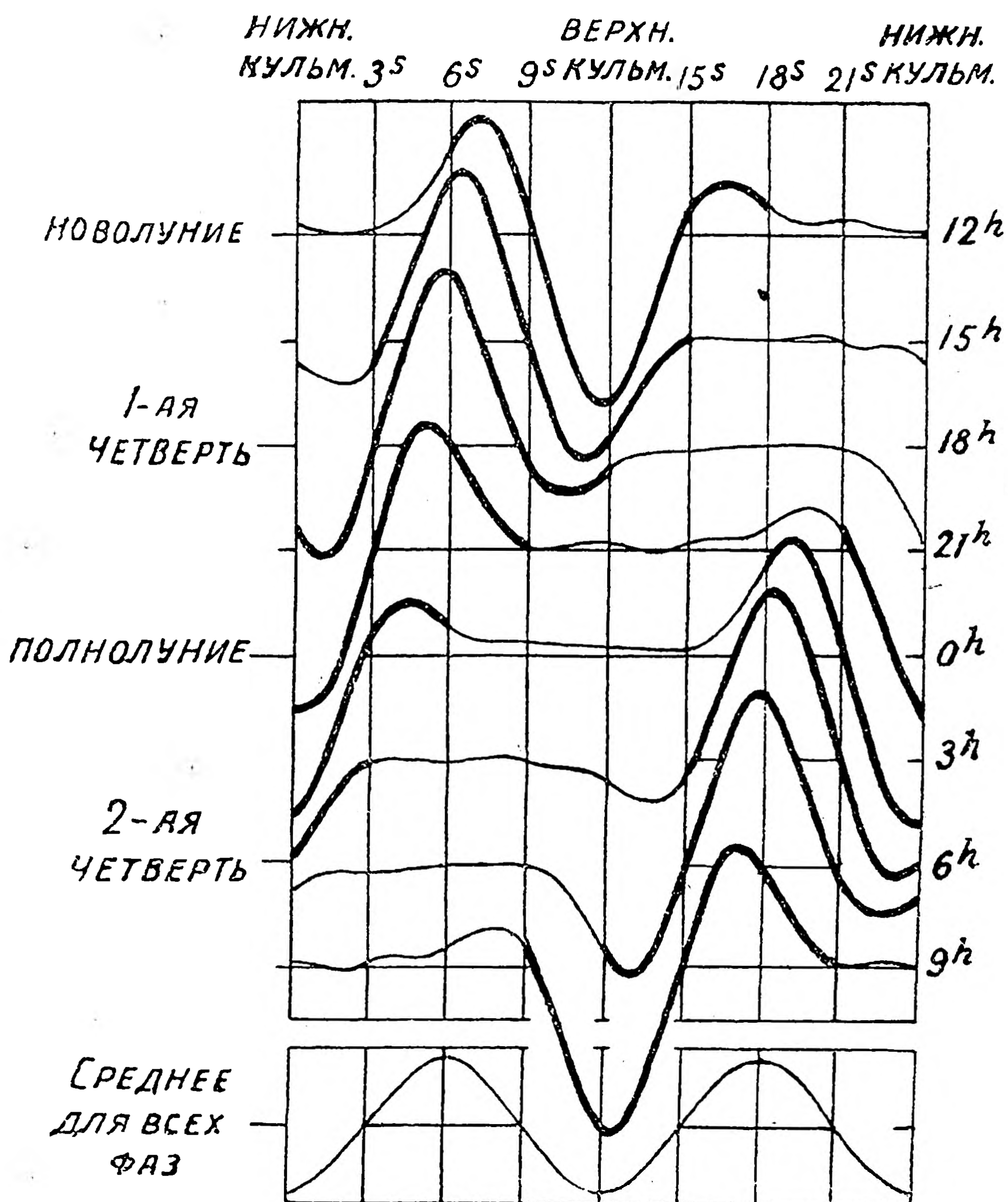


Рис. 8. Лунный суточный ход западной магнитной компоненты в Батавии для 8 лунных фаз. У правого края написано среднее солнечное время верхней кульминации луны в соответствующей фазе. Время, когда солнце находится над горизонтом, соответствует утолщению кривой. Для верхних 8 кривых расстояние между осями абсцисс соответствует  $4 \cdot 10^{-5}$  гаусс; общая амплитуда хода в среднем по всем фазам  $5.4 \cdot 10^{-5}$  гаусс.

нитных обсерваторий (всего их 50, из них 20 в Европе, т. е. на  $\frac{1}{50}$  всей земной поверхности, и только 9 в южном полушарии). Утешительно, что отношение солнечных вариаций к лунным, равное 10:1, более или менее соответствует отношению волн атмосферного давления у земной поверх-

ности (16:1); следовательно, порядок вычисленной электропроводности правилен.

С другой стороны, выясняется то странное обстоятельство, что атмосферные колебания на высоте по фазе обратны колебаниям у поверхности земли. Пока это объяснимо лишь предположительно ввиду сложности теории вынужденных колебаний атмосферного давления на вращающейся земле. Можно указать, что нижняя атмосфера колеблется в резонансе с вынуждающими силами; так как период собственного колебания волны, движущейся с востока на запад и имеющей форму приблизительно  $\cos^2\varphi \cdot \sin 2\lambda$  ( $\varphi$  — географическая широта,  $\lambda$  — долгота), совпадает до нескольких минут с 12 солнечными часами, то солярная полусуточная волна оказывается усиленной в 60 раз, а лунная в 3 раза по сравнению с теми значениями, какие они имели бы при равновесии между градиентом давления у земли и вынуждающей силой. Вследствие резонанса периодические градиенты давлений вверху обратны тем, какие внизу, и допустима мысль, что на поверхностях температурного скачка образуются внутренние волны, благодаря которым выше этих поверхностей движение обратно тому, какое у земли. В противоположность этому Чепмен ищет причину в самостоятельных суточных температурных колебаниях и связанной с ними воздушной циркуляции в проводящем слое; источник же их — сильное поглощение солнечного света озоном (ср. стр. 214).

f) Магнитные возмущения. До сих пор речь шла только о суточных периодических вариациях, полученных в среднем за много дней. В течение одиннадцатилетнего периода солнечных пятен суточный ход меняет свою амплитуду; характер изменяется слабее; однако замечательно различие в поведении солярного и лунного колебания. В Гринвиче, например, амплитуда склонения между минимумом и максимумом солнечных пятен меняется у солярных колебаний на 60—70%, у лунных же менее, чем на 20%. Зато лунные колебания гораздо чувствительнее к небольшим магнитным возмущениям, меняющимся изо дня в день.



При ясно выраженных магнитных возмущениях не только увеличивается нормальный суточный ход, но к нему присоединяется добавочный суточный ход совершенно иного вида; его можно изобразить на всем земном шаре существенно однодневными волнами (84). Так как возмущения, повидимому, всегда вызываются проникновением корпускулярных лучей в зону полярного сияния, то в области внедрения их следует предполагать более сильную ионизацию, чем и должны объясняться добавочные вариации. Правда, в этом еще нет ясности; также нет и удовлетворительной теории, объясняющей ход магнитных возмущений, несмотря на то, что большинство магнитных бурь протекает более или менее одинаково.

g) Другие вариации. Теории Шустера был задан справедливый вопрос, почему только ничтожные периодические перемещения воздуха, — скорость которых у поверхности земли достигает нескольких *см/сек* и которые у земли полностью покрываются непериодическими ветрами, — индуктивно влияют на земной магнетизм, тогда как непериодические движения не обнаруживаются. На этот вопрос надо ответить только в том смысле, что действительно в дни, спокойные в магнитном отношении, внутри электропроводного слоя невозможны непериодические движения, подобные нашим циклонам и антициклонам около земли, потому что зависимость возмущений от состояния солнечных пятен столь сильна, что вряд ли сколько-нибудь заметная доля возмущений возбуждается иначе, чем путем солярных корпускулярных лучей. Только ими вызываются, одновременно с повышением электропроводности, и обширные воздушные перемещения. Стационарные ветры в высоте, подобные пассатам, должны были бы обнаружиться в виде систематической внешней части магнитного поля, но существование последней недостоверно.

По А. д. Шмидту (86) обречены на неуспех эмпирически-статистические поиски влияния на земной магнетизм со стороны колебания проникающего излучения, периодического по звездному времени, а также со стороны обусловленной им ионизации (стр. 241).

Быстрые изменения магнитного поля земли не обнаруживаются обычными вариометрами вследствие большой инерции последних. Поэтому пользуются замкнутыми кабелями, измеряя индуцированный в них электрический ток; принцип тот же, что в рамочном приеме электромагнитных колебаний в радиотелеграфии. Этим путем было обнаружено, что кажущийся плавным ход магнитных элементов в действительности по временам разрешается в небольшие, поразительно правильные колебания, получившие название элементарных волн или пульсаций; период их равен от 5 до 100 сек (80, 85). Повидимому они возбуждаются, как и суточные ходы, правильными атмосферными колебаниями в высоких электропроводных слоях. Возникает мысль о фадинге, периоды которого имеют ту же самую величину (стр. 236).

#### IX. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ.

Уже упоминалось (стр. 223), что распространение электромагнитных волн также привело к допущению высокого электропроводного слоя атмосферы. Правда, вследствие электропроводности земли волна распространяется и вдоль ее поверхности, огибая ее (поверхностная волна) (99), хотя ослабление этой волны вследствие абсорбции оказалось в действительности меньше теоретически ожидавшейся величины. Но только в последние годы опыт коротких волн привел к признанию проводящего слоя в атмосфере. Большая дальность распространения коротких волн обнаруживается у 15-метровых волн, дважды оббегающих земной шар за 0,138 сек (100). Практически с этим признанием считаются, направляя волновую энергию под некоторым углом вверх при помощи специальных антенн (рефлекторов) (95); для 11- и 15-метровых волн между Науэном и Буэнос-Айресом минимум интенсивности приема был при наклоне рефлектора в  $38^\circ$ .

Здесь будут затронуты лишь основные пункты, и указаны другие более полные сообщения (96, 97). После первых английских и американских наблюдений над волнами, отразившимися от слоя Хивисайда и достигшими земли, Эппле-

тон и его сотрудники (87, 88, 89) поставили систематические наблюдения над высотой слоя. На расстоянии около 100 км от станции отправления принимаются волны в 400 м при помощи комбинированной системы из различных антенн; таким путем оказывается возможным отделить волну, идущую сверху, от волны, бегущей вдоль земной поверхности. Высота слоя, отклоняющего волны к земле, оказалась от 90 до 130 км ночью, летом. Зимой, в последние три ночных часа часто наблюдались 250—350 км; но как только солнечные лучи касались атмосферы, нижняя граница слоя снова опускалась до 100 км. В течение дня ниже основного слоя Хивисайда, повидимому, образуется следующий ионизованный слой (спускающийся до 40—50 км ниже первого); однако он проявляется больше в абсорбции волн, чем в заметном изменении высоты, достигаемой ими.

Скорость вереницы (цуга) электромагнитных волн в ионизованной среде отличается от скорости света в пустоте (93). Групповая скорость всей вереницы волн меньше, фазовая же скорость  $v$  одной длины волны больше скорости света  $c$  в пустоте;  $v$  определяет искривление луча; показатель преломления  $n$  дается отношением:

$$n^2 = \frac{v^2}{c^2} = \epsilon = 1 - 4\pi N \frac{e^2}{m\omega^2},$$

( $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная;  $N$  — число ионов в 1 см<sup>3</sup>,  $e$  (электростатическое),  $m$  — их заряд и масса,  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  — циклическая частота волны с длиной  $\lambda$  в неионизованном пространстве).

Постоянное магнитное поле  $F$  земли влияет на движение ионов. Последние могут описывать окружности или спирали (радиуса  $r$ ) около магнитных силовых линий, — здесь не учитываются столкновения ионов между собою и с молекулами, — с угловой скоростью  $\omega_0$ . Она определяется из равенства между механической центробежной силой  $m\omega_0^2 r$  и электрической отклоняющей силой

$\frac{eF\omega_0 r}{c}$  в результате действия магнитного поля на ток, т. е. на кружащийся ион

$$\omega_0 = \frac{eF}{mc}$$

При  $F = 0,5$  гаусс и  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$  находим для электрона ( $m = 9 \cdot 10^{-28}$ )  $\omega_0 = 8,9 \cdot 10^6$ , для водородного иона ( $m = 1,66 \cdot 10^{-24}$ )  $\omega_0 = 4,8 \cdot 10^3$ . Соответствующие этим частотам длины волн ( $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ) равны 210 м и 390 км.

Так же, как в оптике, распространение волны в магнитном поле зависит от угла между плоскостью поляризации волны и направлением поля; наступает двойное лучепреломление и вращение плоскости поляризации (эффекты Керра и Фарадея) (94). Вместо вышеприведенного выражения для  $n^2$  справедливы другие, в которых  $\omega^2$  заменена  $(\omega^2 - \omega_0^2)$ . Особенных отступлений от случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует, следует ждать при  $\omega$  близком к  $\omega_0$ ; следовательно, в области радиоволн магнитное поле земли может иметь значение только при наличии свободных электронов в слое Хивисайда. В последнем случае особенные явления должны наступить вблизи резонансной длины волны, равной 210 м. Хотя еще далеко нет теоретического объяснения отчетливой поляризации, наблюдаемой при приеме коротких волн (92) [с помощью которой объясняется и фаддинг-эффект как интерференция между различными вереницами волн (91)], все же существование этой поляризации признается как доказательство свободных электронов. Лабораторные наблюдения также подтверждают вероятность того (3), что при низких давлениях, как в высших слоях атмосферы, свободные электроны могут существовать долго, тогда как в плотном воздухе вблизи земли они быстро оседают.

Относительно числа  $N$  электронов в  $1 \text{ см}^3$  дает указания следующий подсчет (101): короткие волны, падающие на слой Хивисайда под углом  $\alpha = 60^\circ$ , в конечном счете, безусловно, приобретают скорость, параллельную поверхности земли; это наблюдалось даже при более крутом падении при  $\alpha = 20^\circ$

Из отношения показателей преломления  $\frac{n}{n_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin 90^\circ}$ . Следует:  $n = \sin \alpha$ , так как  $n_0 = 1$  в нижней атмосфере. Отсюда, так как  $\omega^2 \gg \omega_0^2$  ( $\omega = 10^8$  для  $\lambda = 19$  м), по вышеприведенной формуле  $n^2$ :

$$\cos^2 \alpha = 1 - n^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2}.$$

Полагая  $\alpha = 60^\circ$ ,  $\cos^2 \alpha = \frac{1}{2}$ , получаем  $N \frac{e^2}{m} = 4 \cdot 10^{15}$ ,

откуда

$$N = 1,5 \cdot 10^6$$

для электронов, или  $N' = 2,8 \cdot 10^9 \cdot k$  для ионов с массой  $k$ -кратной массе водородного атома. По сравнению с этим лишь исчезающе малым оказывается содержание электронов и заряженных атомов или молекул в близких к земле слоях атмосферы; число молекулярных комплексов (ионов с массой во много раз большей водородной), обуславливающих электропроводность воздуха вблизи земли, — порядка 700 на  $1 \text{ см}^3$ . Так как число электронов и ионов должно быть более или менее одинаково, то отсюда следует, что проводимость вызывается, главным образом, свободными электронами; так как  $10^6$  ионов на  $1 \text{ см}^3$  обусловили бы гораздо меньшие значения для  $\cos^2 \alpha$ .

Чем больше  $N$ , тем сильнее преломление волны и тем ближе к станции отправления возвращаются отраженные или преломленные волны; с другой стороны, тогда волна больше ослабляется абсорбцией. Причина в том, что энергия колебания, поглощенная ионами, превращается главным образом в тепловую, при столкновениях ионов с газовыми молекулами; следовательно, волновая энергия поглотится тем быстрее, чем плотнее газ и чем сильнее он ионизован. Коэффициент поглощения пропорционален

$$\frac{Ne^2}{m} \cdot \frac{\omega}{\tau}, \quad \text{где } \tau = \frac{l}{V}$$

( $l$  — средняя длина свободного пути иона,  $V$  — его средняя скорость вследствие беспорядочного теплового движения,

отсюда  $\tau$  — средний промежуток времени между двумя последовательными столкновениями). По кинетической теории газов электропроводность равна (правда, не для электронов, в случае которых получаются слишком малые значения  $\sigma$ ):

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m} \text{ (электростатич.)}$$

Величина  $\frac{Ne^2}{m}$  выше была найдена равной  $4 \cdot 10^{15}$ . Средняя свободная длина пути (около поверхности земли  $10^{-5}$  см) возрастает от  $l = 2,2$  см на высоте 100 км до 70 см на высоте 130 км (ср. стр. 222). По кинетической теории скорость электронов  $V = 1,2 \cdot 10^7$  см/сек; следовательно на высоте 100 км  $\sigma = 8 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>Ω<sup>-1</sup>. Из наблюдений суточных вариаций земного магнетизма вытекает: максимальная  $\sigma = 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>Ω<sup>-1</sup>; на 130 км для этого хватило бы уже  $N = 5 \cdot 10^4$  электронов на 1 см<sup>3</sup>. Итак допущение, что в верхней атмосфере имеется от  $10^5$  до  $10^6$  свободных электронов на 1 см<sup>3</sup>, удовлетворяет наблюдениям как в области земного магнетизма, так и беспроволочной телеграфии.

Связь между приемом радиотелеграфных волн и возмущениями земного магнетизма наблюдалась неоднократно; при сильных магнитных бурях, например, прерывалась трансатлантическая коротковолновая связь. Возможность объяснения лежит в повышенной ионизации благодаря усиленному солярному корпускулярному излучению во время магнитных бурь; но наблюдений пока еще слишком мало. Магнитное возмущение влияет прежде всего на общие условия приема (интенсивность приема, путь волны); при возмущении условия, обычные ночью, имеют место днем. Главная же часть собственно атмосферных возмущений, например слышимых по радио, происходит, повидимому, вследствие процессов в тропосфере (например гроз).

Медленное периодическое нарастание и убывание силы приема (фадинг) напоминают магнитные элементарные волны (стр. 232). Здесь дело не столько в интерференции между волнами поверхностной и отраженной, сколько в колебаниях интенсивности и поляризации пространственной волны. При

существующей зависимости распространения волны от магнитного поля вполне понятно, что сказываются уже ничтожные колебания последнего в  $10^{-4}$  гаусс и меньше (91).

### Х. Ионизация.

а) Общее. Число  $n$  ионов в  $1 \text{ см}^3$  связано с числом  $q$  (коэффициент ионизации) пар ионов, возникающих в  $1 \text{ см}^3$  в течение секунды, и с числом  $an^2$  воссоединившихся в то же время пар ионов ( $a$  — коэффициент воссоединения).

$$\frac{dn}{dt} = q - an^2.$$

В стационарном состоянии, следовательно,  $q = an^2$ .

Вблизи земной поверхности воздух ионизуется главным образом благодаря радиоактивному излучению веществ, содержащихся в коре земли, морской воде и воздухе. До стратосферы это земное излучение не доходит; там существуют иные ионизаторы, каждый из которых будет рассмотрен отдельно.

б) Солярное ультрафиолетовое излучение.  
 А. Шустер первый истолковал сильную зависимость электропроводности верхних слоев атмосферы от положения солнца в том смысле, что главным ионизатором являются солнечные лучи, по преимуществу ультрафиолетовые. В противоположность этому Сванн (105) утверждал, что энергии последних далеко не достаточно, и что даже полная солнечная энергия, излучаемая на землю, не могла бы поддерживать ту степень ионизации, какая требуется столь высокой электропроводностью. С. Чепмен (101), однако, показал, что выводы Сванна основаны на слишком большом коэффициенте воссоединения  $a$  ( $= 10^{-6}$ , как у поверхности земли) и слишком малом значении подвижности ионов. Если солнце излучает как черное тело температуры  $6000^\circ$ , то в области наиболее существенной для ионизации, именно ниже  $1350 \text{ \AA}$ , что соответствует скорости электронов более 9 вольт, — окажется всего лишь  $1,61 \cdot 10^{-5}$  общей энергии ( $1,93 \text{ cal/cm}^2 \text{ мин}$ );

т. е.  $22 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$  на земной поверхности. 9 вольт-электронов соответствуют энергии ионизации одной пары ионов, именно  $4,77 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{9}{300} = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ эрг}$ . Следовательно, в вертикальном столбе воздуха с сечением в  $1 \text{ см}^2$  коротковолновой частью излучения может быть создано около  $1,6 \cdot 10^{12}$  пар ионов в секунду.

Для того чтобы судить, достаточна ли эта сила ионизации, нужно иметь данные о коэффициенте рекомбинации  $\alpha'$ , который вверху, где имеются свободные электроны, безусловно меньше, чем у земли. С этой целью Чепмен рассматривает ночное уменьшение числа ионов  $n$ . Ночью по сравнению с днем  $q=0$ ; решение уравнения  $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$  дает

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}.$$

Пусть при заходе солнца  $t=0$ ; приблизительно через три часа ( $t=10^4 \text{ сек.}$ )  $n$  еще равно  $10^5$  (стр. 235), по наблюдениям радиотелеграфии. Так как  $n_0 > n$ , то можно приближенно положить, для  $t=10^4$ ,  $1 \ll n_0 \alpha t$ , следовательно

$$n = \frac{1}{\alpha t}, \text{ откуда } \alpha = \frac{1}{nt} = 10^{-9}.$$

В полдень,  $q = \alpha n^2$ , и если  $n = 10^6$ , то  $q = 10^3$ . В вертикальном столбе сечением в  $1 \text{ см}^2$  и высотой в 300 км в секунду были бы созданы  $3 \cdot 10^{10}$  пар ионов; для этого числа вполне достаточно вычисленной выше силы ионизации ультрафиолетового излучения ( $1,6 \cdot 10^{12}$ ).

с) Применение теории Шаха (Saħa). Успехи последних лет в области астрофизики основаны главным образом на приложении законов термодинамики к теории ионизации газов (об этой теории Шаха см. [102, 103]). А. Паннекук (104) применил эту теорию, построенную Мильном, Фуллером и Вольтьером, к ионизации земной атмосферы солнечными лучами. Пусть  $h\nu_0$  ( $h$  — планковский квант действия,  $\nu_0$  — частота возбуждающего излучения) — энергия ионизации, нужная для отщепления одного электрона; если поглощается энергия  $h\nu$  ( $\nu > \nu_0$ ), то часть ее  $h\nu_0$  израсходуется на ионизацию, а остаток перейдет в энергию движения. Так образуется сплошная полоса абсорбции, тянущаяся от  $\nu_0$  в сторону ко-



ротких волн до  $\nu = \infty$ . Компенсирующим процессом является рекомбинация иона с электроном.

Граница спектра абсорбции в области длинных волн рассчитывается по уже известным потенциалам возбуждения (кислород 16,1, водород 16,1, азот 16,9 вольт); она оказывается 730 Å для азота, 766 Å для кислорода и водорода. Паннекук рассматривает чистые азотную, кислородную и водородную атмосферы и вычисляет для них падение давления с высотой при температуре — 55° С. Падающее солнечное излучение обладает известными уже интенсивностью и эффективной температурой. Активная коротковолновая часть его очень сильно абсорбируется при прохождении сквозь атмосферу; для этой атомной абсорбции получаются величины до  $\alpha = 10^4$  (относительно  $\alpha$  ср. стр. 206). Под действием этих лучей возникает  $n$  электронов на 1 см<sup>3</sup>; при сделанных допущениях  $n$  — функция давления, а следовательно высоты. На определенной высоте  $n$  достигает максимума, как видно из следующей таблицы ( $p$  в атмосферах,  $h$  в километрах; десятичные логарифмы  $p$  и  $n$ ). Значения высот, приведенные в оригинальной работе, перечислены на парциальное давление водорода вблизи земли, равное 10<sup>-8</sup> атм. (соответственно [1]).

	lg $p$	-8	-9	-10	-11	-12	-13	-14	
Азот . . . . .	{	lg $n$ $h$ (км)	-5,5 121	+4,8 136	+5,4 151	+5,0 167	+4,5 182	+4,0 197	+3,5 212
Кислород . . . . .	{	lg $n$ $h$ (км)	-10 104	+4,7 117	+5,7 131	+5,3 144	+4,8 157	+4,3 170	+3,8 184
Водород . . . . .	{	lg $n$ $h$ (км)	+3,1 0	+6,0 204	+5,8 415	+5,3 626	+4,8 837	+4,3 1 043	

Таблица и рис. 9 показывают, что число  $n$  электронов сначала медленно растет по мере приближения к земле, соответственно увеличению числа атомов в 1 см<sup>3</sup> и достигает максимума, равного от 10<sup>5</sup> до 10<sup>6</sup>, и при дальнейшем приближении к земле очень быстро падает до 0 вследствие сильно возрастающего поглощения. У азота максимум лежит на

146 км, нижняя граница ионизованного слоя около 130 км; для кислорода соответствующие числа 130 и 114 км. У водорода максимальная ионизация лежит много выше, хотя и не так высоко, как полагал Паннекук, основывавший свои расчеты на гораздо большем содержании водорода. Тем не менее справедливо его заключение, что существование водородной атмосферы исключает возможность положения слоя Хивисайда на 100—200 км, потому что водород в более высоких слоях поглотил бы все излучение ниже  $766 \text{ \AA}$ , между тем оно необходимо для ионизации кислорода и азота.

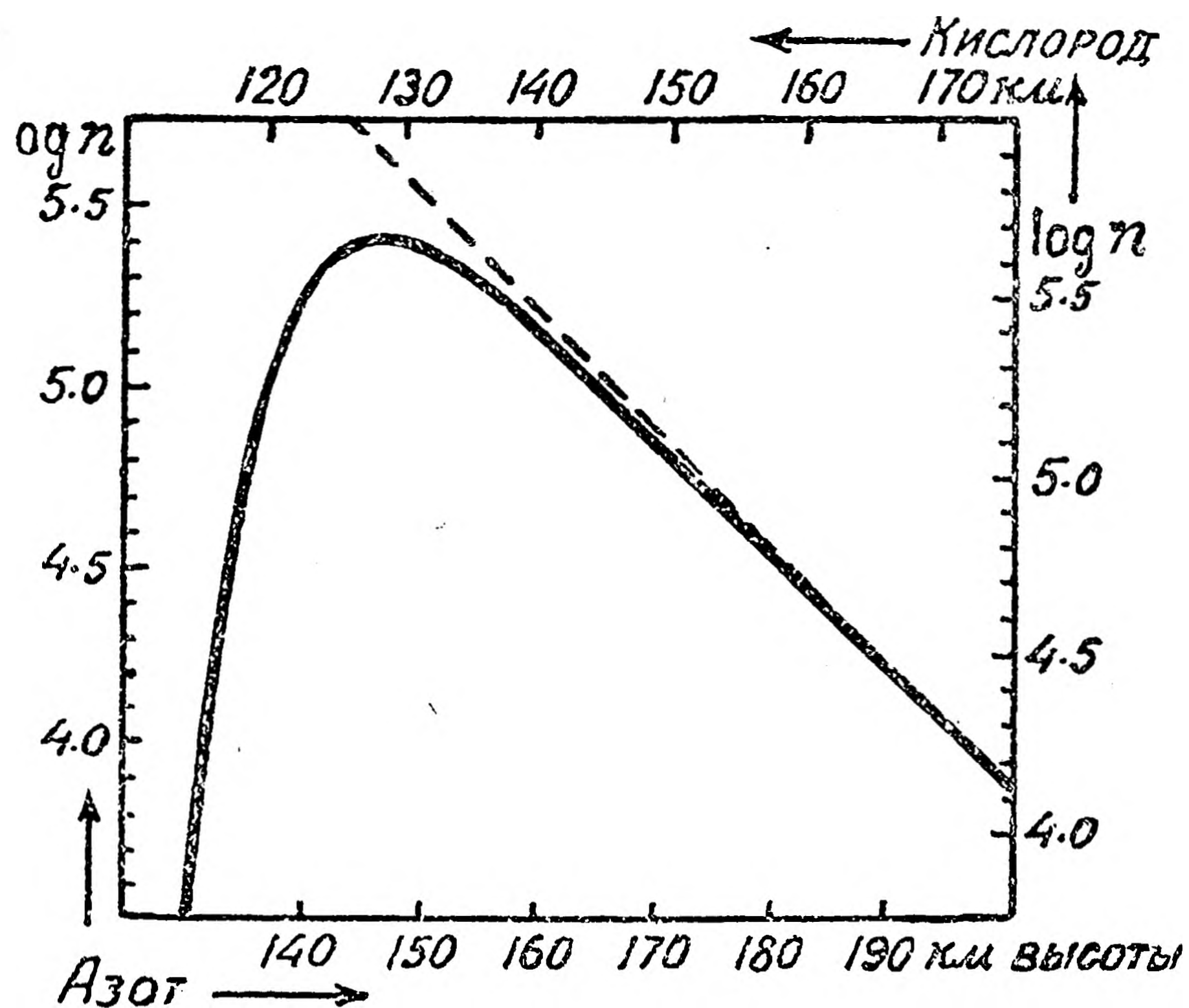


Рис. 9. Ионизация атмосферы солнечным излучением. Число  $n$  электронов в  $1 \text{ см}^3$  для кислорода и азота.

Радиотелеграфные наблюдения приводили иногда к выводам, что слой Хивисайда по временам спускается ниже 100 км. По вычислениям Паннекука ниже 100 км не может быть электронов, возникших от фотоэлектрического эффекта в кислороде и азоте. Правда, атомные коэффициенты поглощения недостоверны; но даже уменьшение предположенной величины на  $1/100$  означало бы понижение нижней границы ионизованного слоя всего лишь на 30 км. Акустические данные исключают другой исход, именно что температура ниже  $-55^\circ$  и атмосфера поэтому более сжата.

Впрочем если бы оказалось правильным мнение Чепмена о связи между озоном и ионизацией, то ионизация ниже 100 км оказалась бы возможной: озон поглощает гораздо более длинные волны ( $2500 \text{ \AA}$ ), чем три газа, рассмотренные выше. Однако количественных данных пока нет.

d) Солярное  $\gamma$ -излучение. Если  $\gamma$ -лучи падают нормально на материальный слой толщиной  $dl$  и плотности  $\rho$ , то после прохождения сквозь него интенсивность излучения  $I$  оказывается ослабленной на  $dI = -kI\rho dl$ ;  $k$  — коэффициент поглощения характерен для рода лучей. Чепмен и Мильн (1) допускают, что степень ионизации пропорциональна поглощенной энергии; они находят, что высота  $h_m$  слоя максимальной ионизации определяется плотностью воздуха  $\rho(h_m)$  в нем, причем  $\rho(h_m)$  пропорционально  $\frac{1}{k}$ . Следовательно и

$h_m$  зависит только от  $k$ . Для очень жестких  $\gamma$ -лучей RaC с  $k=0,0424$  оказывается  $\rho(h_m)=3,4 \cdot 10^{-5}$ , или  $h_m=26$  км. Вблизи земли ионизации не заметно; она слабее, чем  $10^{-19}$  максимальной величины. Выше  $h_m$  степень ионизации убывает медленнее, чем вниз (кривая напоминает рис. 9); между 18 и 60 км ионизация более 1% максимального значения. Для обычных рентгеновских лучей ( $k=4$ )  $h_m$  было бы около 60 км. Эти числа относятся к вертикальному падению лучей; при наклонном падении  $h_m$  больше; для  $\gamma$ -лучей с  $k=0,0424$  при предельном наклоне лучей (угол падения  $90^\circ$ )  $h_m$  около 45 км.

e) Проникающее излучение. Проникающее излучение вдесятеро жестче наиболее жестких известных  $\gamma$ -лучей радиоактивных элементов. При ионизации на уровне моря, приблизительно,  $q=2$ ; на высоте 9 км  $q=80$ . Коэффициент поглощения около  $k=0,003$ ; высота максимальной ионизации, т. е.  $h_m=15$  км. Г. Бенндорф (90) обстоятельно исследовал ионизацию проникающим излучением; он полагает, что ею можно было бы объяснить ночную электропроводность. Он считает коэффициент рекомбинации  $\alpha$  пропорциональным  $\frac{1}{\rho}$  ( $\rho$  — плотность воздуха) и поэтому находит для

высоты в 100 км  $\alpha = 10^{-12}$ . К этому надо заметить, что по соображениям С. Чепмена (стр. 238) тогда там вообще не должно быть ночного исчезновения электропроводности. При столь малом  $\alpha$  вообще становятся излишними ночные ионизаторы, в том числе и проникающее излучение; ночная электропроводность являлась бы главным образом последствием дневной ионизации; это кажется вероятным.

f) Корпускулярное излучение Солнца. Хотя абсорбция  $\beta$ -лучей не следует обычному экспоненциальному закону, все же можно для сравнительных подсчетов положить  $k = 3,3$  (1); тогда  $h_m = 62$  км (подсчет, как в отделе *d*), и между 48 и 100 км свыше 1% максимальной силы.  $\alpha$ -лучи радиоактивных веществ, пробег которых в воздухе при 15° С от 6,9 до 2,5 см, проникли бы в атмосферу извне до 95—104 км, если положить температуру воздуха выше 35 км равной 300° абс. В прежних вычислениях (219° абс.) получались, разумеется, меньшие высоты (80—85 км); вновь полученные числа больше соответствуют наблюдениям над нижней границей полярного сияния.

Г. Петерсен (96а) высказал гипотезу, что кинетическая энергия солярных корпускулярных лучей остается у атмосферы земли в виде тепловой энергии. По энергетическим соображениям следует признать эту возможность открытой до тех пор, пока будет выясненной природа излучения и условия превращения энергии. Энергия, приносимая в среднем в 1 сек, равно во время магнитной бури не менее  $10^9$  PS; и так как все тепло, получаемое землей от солнца, равняется  $2,4 \cdot 10^{14}$  PS, то во время возмущений энергия корпускулярных лучей оказывается равной энергии ультрафиолетового излучения солнца (стр. 237). Но нагревание, вероятно, ограничивается высотами полярного сияния (выше 100 км), потому что ионы не могут проникнуть до 40 км, где по акустическим соображениям можно ожидать уже более высокую температуру.

Теплота суточного периодического вихревого тока (стр. 225) оказывается меньшей, чем  $10^4$  PS и следовательно повышает температуру только на ничтожные доли градуса (84).

g) Сводка относительно электропроводности. Несмотря на недостоверность наших сведений относительно многих процессов, можно набросать следующую картину происхождения электропроводности высших атмосферных слоев. Сильная электропроводность обусловлена не столько большим числом имеющихся в среднем ионов, сколько большой их подвижностью (электроны). В дни спокойные в магнитном отношении главным ионизатором является коротковолновое солнечное излучение. С ионизацией связано, повидимому, образование и разложение озона. Если положить число ионов в  $1 \text{ см}^3$  равным  $10^6$ , то в слое воздуха, толщиной в  $300 \text{ км}$ , над каждым  $\text{см}^2$  поверхности было бы  $3 \cdot 10^{13}$  ионов. Так как соответствующее число молекул озона  $10^{19}$ , то только 3 из каждых  $10^6$  молекул его должны быть ионизованы. Днем проводящий слой должен спускаться ниже, чем ночью, потому что после захода солнца ионизирующее действие солнца прекращается и ионы в нижних, более плотных слоях нейтрализуются быстрее, чем вверху. Ночной распад молекул озона мог бы создать условия возбуждения для зеленой линии полярного сияния, видимой в каждую ночь на всех широтах. При большой продолжительности жизни ионов выше  $80 \text{ км}$  нет надобности искать особого источника ночной ионизации, хотя возможно влияние проникающего излучения или также общего более мягкого космического  $\gamma$ -излучения. Вышеупомянутая (стр. 228) сильная зависимость электропроводности от числа солнечных пятен, даже в спокойные дни замечательна тем, что повышение проводимости не удается объяснить соответствующим повышением интенсивности ультрафиолетового излучения, так как изменения в остальных частях спектра слишком ничтожны; выход может быть в гипотезе, что при сильной пятнообразовательной деятельности солнца поверхность его излучает добавочные  $\gamma$ -лучи, разумеется, не достигающие поверхности земли.

Во время магнитных возмущений обнаруживается одновременно с ними действие солярных корпускулярных лучей, втягиваемых в магнитное поле земли, по преимуществу у полюсов. В существовании этих лучей нельзя сомневаться,

так же как и в сильном повышении электропроводности, которое они временно вызывают. Но неясно, каким образом эти лучи проходят путь между солнцем и землею и какова природа этих частиц,— есть ли это  $\alpha$ -или  $\beta$ -лучи или облака частично (не вполне!) нейтрализованных частиц. В вышеприведенных расчетах проникающей способности различных лучей заложены первые основы для предположений на этот счет.

Обзор главного фактического материала заменяется ссылкой на уже опубликованное короткое сообщение составителя (5).

---

#### ЛИТЕРАТУРА.

#### ОБЗОРЫ.

1. Chapman, S. and Milne, E. A. The composition, ionisation and viscosity of the atmosphere at great heights. *Quart. J. roy. meteorol. Soc. Lond.* 46, 357, 1920.

2. Dobson, G. M. B. The uppermost regions of the earth's atmosphere. (Halley-Lecture) Oxford 1926. 22 S.

3. Discussion on the electrical state of the upper atmosphere. *Proc. roy. Soc. London.* (A) III, 1, 1926.

4. A discussion on ionisation in the atmosphere and its influence on the propagation of wireless signals. *Proc. phys. Soc. Lond.* 37, D. I, 1925.

5. Bartels, J. Die höchsten Atmosphärenschichten. *Naturwiss.* 16, 301, 1928.

#### 1. АЭРОЛОГИЯ.

6. Bemmelen, W., van. *Verhandel Kon. Magn. en Meteorol. Observat. Batavia.* Nr. 4, 1916; *Naturwiss.*, 12, 441, 1924.

7. Richardson, L. F. How to observe the wind by shooting spheres upward. *Meteorol. Office. Professional Notes* Nr. 34. London 1924.

8. Stewart, C. D. Measurement of upper wind velocities by observations of artificial clouds. *Meteorol. Office, Professional Notes.* Nr. 38 London 1924.

9. Wigand, A. *Geschossmeteorograph* D. R. P. 410705 (1926).

9a. Kölzer, J. *Wetter* 38, 153, 1921; *Z. Feinmech. u Präzis.* Nr. 6, 1928.

## 2. РАССЕЯНИЕ.

10a. Jeans, J. H. Bull. Mount Weather Observatory 2, Part 6, 347. Washington 1910.

10b—Dynamische Theorie der Gase. Übers. von R. Fürth. Braunschweig 1926.

11. Smoluchowski, M. von Über die Atmosphäre der Erde und der Planeten. Physik. Z. 2, 307 (1900/01) — Die ausführliche (polnische) Originalabhandlung ist abgedruckt in Oeuvres (Pisma) 1, 217. Krakowie 1924.

12. Stoney, J. Of atmospheres of planets and satelletes. Trans. roy. Dublin Soc. 6, 305, 1897.

## 3. ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ.

12a. Dorn, C. Beobachtungen der Dämmerung und von Ringscheinungen um die Sonne 1911 bis 1917. Abh. preuss. meteorol. Inst. 5. Nr. 5. Berlin 1917.

13. Grunert, P. und Kleinert, H. Die Dämmerungserscheinungen (Probleme der kosmischen Physik 10). Hamburg H. Grand 1927.

14. Jesse, O. Die Höhe der Dunstschicht, durch welche die merkwürdigen Dämmerungserscheinungen der letzten Monate hervorgerufen worden sind. Meteorol. Z. 1, 127, 1884 u. folg. Jahre, zuletzt 8, 306 (1891).

15. Kahlke, S. Ann. Hydrogr. 49. 294. 1921.

16. Lindeman, F. A. Nature (Lond.) 118, 195, 1926.

17. Malzey, V. Luminous nightclouds. Nature (Lond.) 118, 14, 1926.

18. Quervain, A. de: Ultracirren. Meteorol. Z. 34 132 (1917); Boll. K.: Ebenda 35, 316, 1918.

19. Radacović, M. Meteorol. Z. 43, 441, 1926; 44, 326, 1927.

20. Schmid, Fr. Das Zodiakallicht. (Probleme der kosmischen Physik II). Hamburg: H. Grand. 1927.

21. Stormer, C. Photogrammetrische Bestimmung der Höhe von irisierenden Wolken (Perlmittelwolken) am 30 Dez. 1926 Geofysiske Publ. Oslo 5, Nr. 2 (1927).

22. Wegener, A. Die Temperatur der obersten Atmosphärenschichten. Meteorol. Z. 42, 402, 1925. Diskussion mit F. A. Lindemann und G. M. Dobson. Ebenda, 43, 102, 1926.

23.— Beobachtungen der Dämmerungsbögen und des Zodiakallichtes in Grönland. Sitzungsber. Acad. Wiss. Wien, Math. naturwiss. Kl. Abt. 11a, 135, 323, 1926.

24.— Anfangs- und Endhöhen grosser Meteore. Meteorol. Z. 44, 281, 1927.

## 4. ПОЛЯРНОЕ СИЯНИЕ.

25. Babcock, Harold D. A study of the green aurora line by the interferometr. method. Astrophys. J. 57, 209, 1923.

26. Gario, G. Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie. Z. f. Physik 42, 15, 1927.

27. Dufay, J. Intensité de la raie verte des aurores polaires dans le spectre du ciel nocturne. C. r. Acad. Sci. 185, 142, 1927.
28. Grotrian, W. Zur Frage nach dem Ursprung der grünen Nordlichtlinie. Naturwiss. 15, 869, 1927.
29. Über den Ursprung der Nebellinien. Ebenda 16, 177, 193, 1928.
30. Hopfield J. J. Phys. Rev., (2) 29, 923, 1927.
31. Mac Lennan, J. C and Shrum: Proc. roy. Soc. Lond. (A) 106, 138, 1924; (A) 108, 501, 1925.
32. Mac Lennan J. C., Mac Leod, J. H. and Mac Quarrie, W. C. An investigation into the nature and occurrence of the auroral green line 5577 Å. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 114, 1, 1927; Nature (Lond.) 118, 441, 1926.
33. Mac Lennan, J. C. and Mac Leod, J. H. Proc. roy. Soc Lond. (A) 115, 515, 1927.
34. Mac Lennan. J. C., Ruedy, Richard and Mac Leod J. H. On the origin of the auroral green line in the oxygen spectrum. Trans. roy. Soc. Canada (Sect. III), (3), 21, 27, 1927.
35. Paschen, F. Sitzungsber. preuss. Acad. Wiss., Physik.-math, Kl. 1927, 207.
36. Pelzer, H. Zur Frage des Vorhandenseins von festem Stickstoff in der Erdatmosphäre. Ann. Physik (4) 83, 362, 1927.
37. Rayleigh, Lord. The aurora line in the spectrum of the night-sky. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 100. 367, 1922.
- 38.— On visual observations of the aurora line in the spectrum of the sky at night. Gerlands Beitr. z. Geophysik 19, 292, 1928.
- 39.— The light of the night-sky: its intensity variations when analyzed by colour filter. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 106, 117, 1924; 109, 428, 1925; 119, 11, 1928.
40. Sommer, L. A. Über den Ursprung der grünen Nordlichtlinie. Naturwiss. 16, 219, 1928.
41. Stormer, C. On an aurora curtain of violet-gray colour situated at a high altitude photographed on September 8th, 1926 Gerlands Beitr. z. Geophysik 17, 254, 1927.
42. Resultats des mesures photogrammetriques des aurores boréales observés dans la Norvège méridionale de 1911 à 1922. Geofysike. Publ. Oslo. 4. Nr. 7. 1926.
43. — Action remarquable de la lumière du soleil sur la hauteur des aurores boréales. C. r. Acad. Sci: 185, 262, 1927.
- 44.— Nature, 120, 329, 1927.
45. Vegard, L. and Krogness, O. The position in space of the aurora polaris. Geofysis Publ. Oslo. 1, Nr. 1 (1920).
46. Vegard, L. Das Nordlicht und die höheren Atmosphärenschichten. Naturwiss. 13, 541, 1925.
47. Neure Ergebnisse über das Leuchten verfestigter Gase und ihre Beziehungen zum Nordlicht. Ebenda 15, 438, 1927.



48. Wiechert, E. Polarlichtbeobachtungen in Göttingen Phys. Zs. 3 365, 1901/02.  
49. Wien, W. Phys. Zs. 24. 415, 1923.

5. O<sub>3</sub>OH.

50. Cabannes, J. et Dufay, I. Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible. Diffusion moléculaire. Absorption par l'ozone. J. Physique (6), 7, 257, 1926.

51.—Mésure de l'altitude et de l'épaisseur de la couche d'ozone dans l'atmosphère. Ebenda (6) 8, 125. 1927; C. r. Acad. Sci. 181, 302, 1925.

52.— — Les variations de la quantité d'ozone contenue dans l'atmosphère Ebenda (6) 353, 1927.

53. Chree, C. Atmospheric Ozone and terrestrial magnetism. Proc. roy. Soc. Lond. (A). 110, 693, 1926.

54. Colange, G. Étude de l'absorption par l'ozone dans le spectre visible. J. Physique (6) 8, 254, 1927.

55. Dobson, G. M. B. and Harrison, D. N. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 110, 660, 1926.

56. Dobson G. M. B. and Lawrence, J. Ebenda 114, 521, 1927.

57. Dorno, C. Abh. preuss. meteorol. Inst. Berlin (6) 283, 1919; Hann-Süring Lehrb. d. Meteorol. 4. Aufl., 6. Leipzig 1926.

58. Dorno, C. und Götz F. W, P. Ozonmessungen auf spektrographischem Wege. Meteorol. Z. 44, 385, 389, 462, 1927.

59. Dutheil, J. und M. L'absorption de la lumière par l'ozone entre 3050 et 3400 Å (région des bandes de Huggins). J. Physique, (6) 7. 414, 1926.

60. Fabry, Ch. The absorption of radiation in the upper atmosphere. Proc. phys. Soc. Lond. 39, 1, 1927.

61. Fabry Ch. et Buisson, M. L'absorption de l'ultra-violet par l'osone et la limite du spectre solaire, J. Physique (5) 3, 196, 1913.

62.— — Ebenda (6) 2, 197, 297, 1921.

63. Fowler and Strutt Proc. roy. Soc. Lond. (A) 93, 577, 1917.

64. Götz, F. W. Paul. Der Jahresgang des Osongehaltes der hohen Atmosphäre. Beitz. Z. Phys. d. freien Atm. 13, 15, 1926.

65.— Das Strahlungsklima von Arosa Abschnitt IV. Berlin: J. Springer 1926.

66.— Ozon und Klima. Wetter 44, 241, 1927

67.— Zum Ozonmangel der tieferen Atmosphärenschichten. (Wird erscheinen im Second Report) Committee on Solar and Terrestrial Relationships, Internat. Research Council).

68.— Verh. Schweizer. Naturforsch. Ges. Basel. 1927. Teil II, 116.

69. Hartley J. chem. Soc. Lond. 39. III, 1881.

70. Hoelper, O. Über die Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum. Z. Geophys., 3, 184.

71. Hoeler, O. und Dobson, G. M. B. (Diskussion) *Ebenda*, 3, 307, 309, 1927.

72. Lambert, P., Déjardin, G. et Chalonge, D. Sur l'extrémité ultraviolette du spectre solaire et la couche d'ozone de la haute atmosphère. *C. r. Acad. Sci.* 183. 800, 1926; *Bull. Observ. Lyon.* 9, 45, 1927.

72a. Maris, H. B. *Nature (Lond.)* 120, 839, 1927.

73. Pettit, Edison Ultra-violet Solar Radiation. *Proc. nat. Acad. Sci. U. S. A.* 13, 380, 1927.

74. Strutt, R. J. Ultra-violet transparency of the lower atmosphere and its relative poverty in ozone. *Proc. roy. Soc. Lond. (A)* 94, 260, 1918

#### 6. ЗВУК.

75. Angenheister, G. Das Problem der Schallausbreitung. *Meteorol. Z.* 43, 467, 1926.

76. Gutenberg, B. Über die Ausbreitung des Schalls in der Atmosphäre. *Naturwiss.* 14, 338, 1926.

77. Wegener, A. Die äussere Hörbarkeitszone. (Mit ausführlichen Literaturangaben). *Z. Geophys.* I, 297, 1924/25).

78. Wiechert, E. Über die Schallausbreitung in der Atmosphäre. *Meteorol. Z.* 43, 81, 1926; *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-physik. Kl.* 1926, 93, 201.

#### 7. СОСТАВ.

79. Wigand, A. Die Änderung der Zusammensetzung der Luft mit der Höhl. *Meteorol. Z.* 33, 433, 1916.

#### 8. ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

80. Absalom, H. W. L. *Proc. roy. Soc. Edinburgh*, 45, 297; *Terrestr. Magnetism* 32, 1, 1927.

81. Angenheister, G. In Geiger-Scheel, *Hand. d. Physik.* 15, 314. Berlin. J. Springer 1927.

82. Bartels, J. In „*Handb. d. Experimentalphysik*“ herausg. von Wien-Harms, 25, 624. Leipzig, 1928.

83.— Gezeitenschwingungen der Atmosphäre. *Naturwiss.* 15, 860, 1927; *Z. Geophys.* 4, 1, 1928. *Handb. d. Experimentalphysik*, herausg. von Wien-Harms, 25, 163. Leipzig, 1928.

84. Chapman, S. The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism. *Phil. Trans roy. Soc. Lond. (A)* 218, 1, 1919; 225, 49, 1925.— *J. Lond. Math. Soc.* 2. 131, 1927.

85. Pödder, A. Micromagnetische Oszillationen in Irkutsk. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 17, 232 (1927).

86. Schmidt, Ad. Enthalten die Variationen des Erdmagnetismus einen Bestandteil, der in Beziehung zur Sternzeit steht? Ber. üb. d. Tätigkeit. d. preuss. meteorol. Inst. i. J. 1927, Anhang S. 89. Berlin 1928.

### 9. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ.

87. Appleton, E. V. and Barnett M. A. F. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 109, 621, 1925.

88. Appleton, E. V. Nature (Lond.) 118, 514, 1926; 120, 330, 1927.

89. Appleton, E. V. and Ratcliffe, J. A. Proc. roy. Soc. Lond. (A) 115, 291, 305, 1927.

90. Benndorf, H. Über den durch die Hesssche Höhenstrahlung bedingten Ionisations—und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. Phys. Zs. 27, 626, 1926.

91. Breit, G. A Suggestion of a connection between radio fading and small fluctuations in the earth's magnetic field. Proc. Inst. Radio Engin., 15, 709, 1927.

92. Hollingworth, J. Nature (Lond.). 121, 171, 1928.

93. Howe, G. W. O. Phasen—und Gruppengeschwindigkeiten in einem ionisierten Medium. Jb. drahtl. Telegr. 30, 42, 1927.

94. Lassen, H. Electr. Nachrichtentechnik 4, 324, 1927.

95. Meissner, A. Directional radiation with horisontal antennas. Proc. Inst. Radio Engin. 15, 928, 1927.

96. Pedersen, P. O. The propagation of radio waves along the surface of the earth and in the atmosphere. Danmarks Naturvidenskabelige Samfund. A. Nr. 15. Copenhagen 1927.

96a. Petersen, H. Phys. Z. 28, 510 (1927); Diskussion mit W. Anderson: Phys. Zs. 29, 232, 492, 1928.

97. Sacklowski, A. Die Ausbreitung der electromagnetischen Wellen. Elektr. Nachrichtentechnik 4, 31, 1927. (Mit vollständigem Literaturverzeichnis).

97a.— Die Ausbreitung der electromagnetischen Wellen. Berlin, Weidmannsche Buchhandlung, 1928.

98. Smith-Rose, R. L. and Barfield R. H. Measurements on wireless waves received from the upper atmosphere. Proc. roy. Soc. Lond (A) 110, 580, 1926; 116, 682, 1927.

99. Sommerfeld, A. Drahtlose Telegraphie. In: Frank-Mises, die Differential und Integralgleichungen der Mechanik und Physik 2. Braunschweig 1927.

100. Wagner, K. W. Naturwiss. 16, 104, 1928.

### 10. ИОНИЗАЦИЯ.

101. Chapman S. Ionisation in the upper atmosphere Quart. J. roy. meteorol. Soc. Lond. 52, 225, 1926.

