

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ УЛЬТРАКОРОТКОГО ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИКАХ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ

Н.Ю. Вислобоков

*Витебский филиал учреждения образования Федерации профсоюзов Беларуси  
«Международный университет “МИТСО”»*

*Научное направление фотоника на протяжении ряда лет остается одним из приоритетных. В то же время в рамках данного научного направления сегодня интересным и актуальным для изучения в первую очередь на основе численных исследований является вопрос детального исследования динамики процесса филаментации высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов и закономерностей изменения их параметров при движении в диэлектрической среде с аномальной дисперсией. Обусловлено это тем, что спектр применения результатов таких исследований достаточно широк, так, например, они могут быть использованы в спектроскопии, для разработки лазерных систем, в разработке и изготовлении волноводов, для инновационных запоминающих устройств и других устройств микроэлектроники.*

*Цель исследования – изучить эволюцию параметров ультракороткого импульсного излучения в процессе филаментации в прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии.*

**Материал и методы.** Известно, что, когда фемтосекундный лазерный импульс с высокой интенсивностью распространяется в диэлектрической среде, он подвергается воздействию целого ряда эффектов и явлений, в том числе и индуцированных полем самого импульса. К таким эффектам можно отнести самофокусировку, дисперсию, дифракцию, лавинную и многофотонную ионизации в поле импульса. Соответственно при построении численной модели, позволяющей описать исследуемые процессы, используем математическую модель, основанную на волновом уравнении и нелинейном уравнении Шредингера, модифицированных посредством специальных методик.

**Результаты и их обсуждение.** В данной статье приводятся основные результаты численного моделирования процесса филаментации ультракороткого импульсного излучения в прозрачных диэлектриках типа плавленого кварца и  $\text{CaF}_2$ . Отмечается, что данное явление наблюдается только в полосе аномальной дисперсии групповой скорости, анализируются динамика изменения пространственно-временного профиля огибающей интенсивности импульса и эволюция его спектра в процессе филаментации.

**Заключение.** Таким образом, построена численная модель, позволяющая осуществлять мониторинг основных параметров высокоинтенсивного импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности в процессе его распространения в прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии (несущая частота 1,8 мкм и 3 мкм для плавленого кварца и  $\text{CaF}_2$ , соответственно). На основе результатов численного исследования показано, что благодаря аномальной дисперсии при благоприятствующих начальных условиях в таких диэлектриках уже на расстоянии в несколько сантиметров ( $< 3$  см) от входа происходят филаментация лазерного излучения и формирование т.н. световых пуль, которые продолжают распространяться в кристалле диэлектрика. Детально изучена динамика изменения пространственно-временного профиля огибающей электромагнитного поля импульса в процессе его филаментации, а также динамика изменения его частотного спектра. Показано, что при филаментации наблюдается заметное несимметричное увеличение ширины частотного спектра импульса, как в сторону больших длин волн, так и в обратную сторону.

**Ключевые слова:** световой импульс, ультракороткий лазерный импульс, фемтосекундный импульс, филаментация, индуцированная ионизация, аномальная дисперсия.

## NUMERICAL MODELING OF ULTRASHORT IMPULSE RADIATION FILAMENTATION IN DIELECTRICS UNDER THE CONDITIONS OF ABNORMAL DISPERSION

N.Yu. Vislobokov

*Education Establishment of Trade Union Federation of Belarus  
“International University of MITSO” Vitebsk Branch*

*The research branch of Photonics has been one of the priority ones for a number of years already. At the same time, within this branch, one of the most interesting and current nowadays first of all on the basis of numerical research is the issue of a detailed study of the dynamics of the process of high intensity ultrashort laser impulses filamentation as well as of the regulations of their parameters change while moving in dielectric environment with abnormal dispersion. This is due, first of all, to the width of the application spectrum of such research findings; thus, they can be used in spectroscopy, in developing laser systems, in designing and production of wave-drives, for innovation memory devices as well as other microelectronic devices.*

The research purpose is to study the evolution of ultrashort impulse radiation parameters in the process of filamentation in transparent dielectrics under the conditions of abnormal dispersion.

**Material and methods.** As is known, when the femtosecond laser impulse spreads intensively in dielectric environment, it is subjected to the influence of a number of effects and phenomena, including those induced by the field of the impulse itself. Such effects include self-focusing, dispersion, defraction, avalanche and multi-photon ionization in the impulse field. Consequently, while building a numerical model, which would make it possible to describe the processes under study, we use a mathematical model based on a wave equation and on Shroedinger non-linear equation which are modified on the basis of special methods.

**Findings and their discussion.** The main findings of the numerical modeling of the process of ultrashort impulse radiation filamentation in transparent dielectrics of the fused quartz type and  $\text{CaF}_2$  are presented in the article. It is pointed out that the phenomenon is observed only in the strip of abnormal dispersion of group velocity; the dynamics of the change of the space and time profile of the surrounding intensity impulse as well as the evolution of its spectrum in the process of filamentation is analyzed.

**Conclusion.** Thus, a numerical model is built in the paper which makes it possible to perform monitoring of the main parameters of high intensity impulse laser radiation of femtosecond duration in the process of its spreading in transparent dielectrics under the conditions of abnormal dispersion (the frequency of 1,8 mkm and 3 mkm for fused quartz and  $\text{CaF}_2$ , correspondingly). On the basis of the numerical study results it is shown that due to abnormal dispersion under favorable initial conditions filamentation of the laser radiation takes place in such dielectrics already at the distance of several centimeters ( $< 3 \text{ cm}$ ) from the entrance as well as shaping of the so-called light bullets which continue spreading in the dielectric crystal. The dynamics of the modification of the space and time profile of the surrounding of the electro-magnetic field impulse in the process of its filamentation is studied in detail as well as the dynamics of its frequency spectrum modification. It is shown that during the filamentation a noticeable asymmetric increase of the width of the impulse frequency spectrum is observed both in the direction of big wave length and the opposite direction.

**Key words:** light impulse, ultrashort laser impulse, femtosecond impulse, filamentation, induced ionization, abnormal dispersion.

Научное направление фотоника на протяжении многих лет остается одним из приоритетных. В то же время в рамках данного научного направления сегодня особенно актуальными являются феномены самофокусировки, самовоздействия и генерации плазмы свободных электронов, проявляющиеся при распространении высокоинтенсивного оптического излучения в нелинейных диэлектрических средах. Обусловлено это тем, что указанные вопросы имеют ключевое значение в решении проблем управления параметрами лазерных импульсов, получения импульсов сверхкороткой длительности и генерации континуального (широкополосного) излучения, кроме того, использование свойств диэлектриков для управления пространственно-временным распределением энергии высокоинтенсивного импульса и его спектральными характеристиками при взаимодействии со средой в процессе распространения представляет в настоящее время достаточно большой интерес как для фундаментальных, так и прикладных аспектов нелинейной оптики. Значимость экспериментальных исследований в означенном научном направлении, безусловно, очевидна. Однако учитывая разнообразие направлений для проведения экспериментальных исследований, а также то, что все они, как правило, являются достаточно дорогостоящими, сегодня экспериментальные исследования даже не начинаются без проведения предварительного математического и компьютерного моделирования, т.е. соответствующих численных исследований. Соответственно математическое моделирование и численные исследования – одни из наиболее актуальных направлений исследований, играющих ключевую роль в фотонике, лазерной оптике и целом ряде других современных научных направлений.

Причем при безусловной актуальности исследований по формированию пульсирующего канала для мощного светового импульса и влиянию отражения от нелинейного фокуса на параметры проходящего импульса в диэлектрических средах, воздействию электронной плазмы и дисперсии на спектральные характеристики мощных оптических импульсов, условий и параметров генерации лазерным импульсом широкополосного излучения ныне всё чаще внимание ученых обращается к вопросам фемтосекундной филаментации и формирования так называемых «световых пуль» (под «световой пульей» будем понимать самоорганизующийся локализованный в пространстве и времени высокоинтенсивный солитоноподобный при распространении электромагнитный волновой пакет [1–2]).

Известно, что такие локализации электромагнитного поля могут появляться при распространении пучков сложного пространственного профиля в линейном режиме, но особый интерес вызывает изучение процесса формирования «световых пуль» в результате филаментации высокоинтенсивного УК излучения в условиях аномальной дисперсии (где филаментация представляет собой динамическую локализацию светового поля с высокой плотностью мощности, которая поддерживается на значительном пространственном интервале в результате динамического баланса самофокусировки и де-

фокусировки в наведенной лазерной плазме [3]). Причем необходимо отметить, что «световыми пучками» не являются ни ультракороткие субимпульсы, появляющиеся при распаде более длинного импульса под воздействием индуцированной электронной плазмы [4], ни квазисолитоны в пульсирующем канале, которые не сопровождаются соответствующим сокращением длительности импульса [5]. В условиях же аномальной дисперсии происходит сжатие лазерного импульса как по ширине, так и по длительности, что при определенных условиях должно приводить к его филаментации.

Соответственно вопрос рассмотрения динамики процесса филаментации высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов и закономерностей изменения их параметров при движении в диэлектрической среде с аномальной дисперсией является открытым и одним из наиболее актуальных и интересных в настоящее время для изучения как при помощи экспериментальных, так и на основе численных исследований. Обусловлено это в первую очередь тем, что спектр применения результатов таких исследований достаточно широк, так, например, они могут быть использованы в спектроскопии, для разработки компонентов лазерных систем, в проектировании и производстве волноводов [6], для инновационных 3D-устройств хранения информации и других устройств микроэлектроники [2; 5; 7].

В данной статье приводятся основные результаты численного моделирования процесса филаментации ультракороткого импульсного излучения в прозрачных диэлектриках типа плавленого кварца и  $\text{CaF}_2$ . Отмечается, что данное явление наблюдается только в полосе аномальной дисперсии групповой скорости, анализируются динамика изменения пространственно-временного профиля огибающей интенсивности импульса и эволюция его спектра в процессе филаментации.

Цель исследования – изучить эволюцию параметров ультракороткого импульсного излучения в процессе филаментации в прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии.

**Материал и методы.** Известно, что, когда фемтосекундный лазерный импульс с высокой интенсивностью (здесь с пиковой интенсивностью от  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) распространяется в диэлектрической среде, он подвергается воздействию целого ряда эффектов и явлений, в том числе и индуцированных полей самого импульса. К таким эффектам можно отнести самофокусировку, дисперсию, дифракцию, лавинную и многофотонную ионизации в поле импульса. Значимость и влияние их на импульсное излучение зачастую во многом определяются величиной интенсивности электромагнитного поля импульса и частотой излучения. Так, например, при снижении интенсивности влияние многофотонной ионизации может стать пренебрежимо малым, а дисперсия на одних частотах приводит к дефокусировке импульса (нормальная дисперсия), а на других, наоборот, сужает импульсный пучок по временной координате, действуя подобно эффекту самофокусировки для ширины пучка.

Соответственно при построении численной модели, позволяющей описать исследуемые процессы, используем математическую модель, основанную на волновом уравнении и нелинейном уравнении Шредингера, модифицированных на основе специальных методик, и способствующую исследованию динамики изменения пространственно-временного профиля огибающей интенсивности импульса и его спектра в процессе распространения в прозрачной диэлектрической среде. Параметры среды выберем соответствующими плавленому кварцу и  $\text{CaF}_2$ .

**Результаты и их обсуждение.** Перейдем к построению численной модели. Для тераваттных ультракоротких лазерных импульсов, для которых будем проводить исследование, такая модель должна учитывать дифракцию, дисперсию (в данном случае аномальную), самофокусировку, обусловленную кировской нелинейностью диэлектрической среды, а также ионизационные эффекты, обусловленные воздействием электронной плазмы, индуцированной самим импульсом в процессе распространения. С учетом волнового уравнения для данного случая должно выполняться следующее равенство

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

$$D = \int_{-\infty}^t \varepsilon(r, z, t - t') E(t') dt',$$

где  $\Delta$  – лапласиан,  $E$  – напряженность электромагнитного поля,  $t$  – время,  $c$  – скорость света, а  $D$  – индукция, являющаяся функцией от диэлектрической проницаемости и учитывающая также инерционность отклика среды прозрачного диэлектрика.

Далее, считая влияние обратной волны как результат отражения от нелинейного фокуса, пренебрежимо малым, осуществим преобразования по методикам, аналогичным описанным в [5], и перейдем к уравнению для эволюции электромагнитной волны лазерного импульса в процессе распространения:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_{nl})}{dz} E = \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_{nl}^2) E - \frac{n_l}{n_0} (\beta_1 \partial_t - \hat{D}) E_1 + K, \quad (2)$$

$$K = \frac{4\pi}{cn_0} \partial_t \chi_{nl} E - \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} E.$$

где  $z$  – расстояние вдоль направления распространения импульса,  $\chi_{nl}$  – нелинейная диэлектрическая восприимчивость,  $n$  и  $n_0$  – показатель преломления и он же на несущей частоте соответственно, а  $n_l$  и  $n_{nl}$  – линейная и нелинейная части показателя преломления ( $n = n_l + n_{nl} I$ ),  $k_0$  – волновой вектор на входе в диэлектрик, а оператор  $\hat{D}$  определяется следующим образом:

$$\hat{D} = \left( \beta_1 - \frac{\alpha_1}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m + i\alpha_m}{m!} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^m, \quad (3)$$

а  $\beta_0$  и  $\beta_m$  в свою очередь могут быть вычислены по формулам:

$$\beta_0 = \frac{\omega_0 n_0}{c} = k_0, \quad \beta_1 = \left( \frac{\partial \omega}{\partial k} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Теперь представляется целесообразным учесть нелинейности высших порядков и влияние фотоионизации. Т.к. при распространении в диэлектрической среде тераваттных по пиковой интенсивности световых импульсов свободные электроны перехватывают часть энергии излучения в ходе процессов многофотонной ионизации и формируют плазменную среду с плотностью, достаточной для того, чтобы оказывать значимое влияние на нелинейную часть показателя преломления.

После учета нелинейностей высших порядков, многофотонного поглощения, туннельной и лавинной ионизаций и ослабления импульса ионизационными эффектами, а также после ряда преобразований и модификаций получим уравнение, описывающее эволюцию огибающей напряженности электромагнитного поля лазерного импульса ( $E$ ), проходящего через диэлектрик вдоль оси  $Z$ :

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \hat{T}^{-1} \nabla_{\perp} E - D \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl} - N_{IBS} E - N_{PL} E - \frac{i}{2k} \alpha E, \quad (5)$$

$$D = \frac{i}{2} \partial^2 k / \partial \omega^2, \quad (6)$$

$$P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{T} |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{T} |E|^4 E, \quad N_{IBS} = \frac{\sigma}{2} \hat{T}^{-1} (1 + i\omega \tau_c) \rho, \quad (7)$$

$$N_{PL} = \frac{1}{2} \frac{W(|E|) \cdot U}{|E|^2}, \quad (8)$$

где  $z, r$  – продольная и поперечная координаты,  $k_0$  – начальный волновой вектор,  $n_2$  – коэффициент нелинейности 3-го порядка,  $n_4$  – коэффициент нелинейности 5-го порядка, соответственно;  $\tau = t - \frac{z}{v_g}$ , где  $v_g$  – групповая скорость,  $\tau_p$  – длительность импульса на входе в среду,  $\nabla_{\perp} = \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right)$ ,  $\rho$  – плотность электронной плазмы в поле электромагнитного импульса,  $\omega$  – частота

импульсного излучения,  $W(|E|)$  – скорость фотонной ионизации, оператор  $\hat{T}$  определяется следующим образом:

$$\hat{T} = \left(1 + \frac{i}{\omega\tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right), \quad (9)$$

$\sigma$  – поперечное сечение тормозного излучения, которое будем вычислять по формуле

$$\sigma = \frac{4\pi k_0 e^2 v_c}{n_0^2 \omega_0^2 m_e \omega_0}, \quad (10)$$

где  $m_e$  – масса электрона,  $e$  – заряд электрона,  $\omega_0$  – частота лазерного излучения на входе в диэлектрик,  $v_c$  – частота столкновения электронов с нейтронами (для плавящегося кварца, например,  $v_c \approx 10^{14} \text{с}^{-1}$ ).

При вычислении скорости ионизации  $W(|E|)$  будем учитывать лавинное плазмообразование, электронную рекомбинацию и многофотонную ионизацию в поле высокоинтенсивного лазерного импульса и вычислять этот параметр по Келдышу, согласно численной схеме, уже рассмотренной нами в [5].

При этом в правой части уравнения (5) учтены дифракция, а далее дисперсия групповой скорости (в данном случае аномальная), влияние нелинейностей 3-го и 5-го порядков, тормозного излучения, эффекты ионизации в поле мощного светового импульса (посредством индуцированной плазмы с плотностью  $\rho$ ) и ослабление, обусловленное ионизацией среды в поле электромагнитного импульса с коэффициентом  $\alpha$ .

Кроме того, очевидно, что плотность электронной плазмы в процессе распространения импульса изменяется. Будем считать, что при начальной плотности нейтральных атомов  $\rho_0$  динамика изменения плотности свободных электронов  $\rho$  подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(|E|) \cdot (\rho_0 - \rho) + v_i \cdot \rho. \quad (11)$$

Коэффициент ослабления, вызванного полевой ионизацией среды  $\alpha$ , имеет вид

$$\alpha = \frac{K\hbar\omega}{I} W(|E|)(\rho_0 - \rho) \quad (12)$$

здесь  $K$  – порядок многофотонности

$$K = \text{int} \left\langle \frac{U}{\hbar\omega_0} + 1 \right\rangle, \quad (13)$$

где  $\text{int} \langle \dots \rangle$  – оператор целой части,  $U$  – потенциал ионизации.

В процессе исследования частотный сдвиг импульсного излучения в любой точке рассматриваемой области можно определить величиной временного градиента фазы  $\varphi_{nl}$ :

$$\Delta\omega(r, \tau) = \frac{\partial \varphi_{nl}(r, \tau)}{\partial \tau}. \quad (14)$$

Завершая этап построения численной модели, перейдем к системе уравнений с безразмерными величинами путем нормировки на такие характерные величины, как дифракционная длина, дисперсионная длина  $\tau_p$ ,  $\rho_0$ ,  $W_0$ .

Не вдаваясь в подробности преобразования и упрощения уравнений после перехода к безразмерным величинам, а также программной реализации аппроксимационного алгоритма, можно отметить, что для решения полученной системы уравнений, описывающей динамику изменения  $E(z)$ , использовалась составленная автором и верифицированная численная схема. Этап верификации

численной модели был реализован путем мониторинга выполнения законов сохранения энергии и соответствия известных результатов экспериментов и численного моделирования. В процессе исследования на вход подавалось коллимированное спектрально ограниченное импульсное излучение с пучком гауссовой формы:

$$E(z = 0, r, t) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right), \quad (15)$$

где  $a_0$  и  $\tau_0$  – начальный радиус пучка и полудлительность импульса на входе в среду;  $E_0$  – максимальная напряженность электромагнитного поля импульса.

В ходе численного исследования изучалась динамика процесса филаментации импульсного лазерного излучения тераваттной интенсивности и фемтосекундной длительности в прозрачной диэлектрической среде в полосе аномальной дисперсии групповой скорости.

Параметры среды распространения соответствовали параметрам таких материалов, как плавный кварц и  $\text{CaF}_2$ , а начальная длина волны излучения из полосы аномальной дисперсии (1,8 мкм и 3 мкм соответственно). Осуществлялся мониторинг эволюции профиля огибающей интенсивности электромагнитного поля импульса и его спектральных характеристик.

Было установлено, что в диэлектрической среде лазерный импульс (исследуемого диапазона начальных параметров) подвергается воздействию сначала керровской самофокусировки, из-за чего пиковая интенсивность резко возрастает, а ширина пучка уменьшаются (рис. 1 а).

Далее под воздействием аномальной дисперсии длительность импульса также уменьшается. Причем в отличие от случая нормальной или нулевой дисперсии, когда длительность импульса увеличивается, в условиях аномальной дисперсии наблюдается сужение импульса как по пространственной, так и по временной координатам, его пространственно-временной профиль как бы начинает «схлопываться».

В то же время по мере увеличения пиковой интенсивности возрастает и влияние индуцированных фотоионизационных эффектов и в первую очередь многофотонной ионизации, которые замедляют вплоть до остановки процесс роста интенсивности и коллапс импульса. Так формируется локализованный в пространстве и времени высокоинтенсивный электромагнитный волновой пакет, который в процессе распространения ведет себя подобно солитону, т.е. происходит процесс филаментации лазерного излучения в прозрачном диэлектрике и формирования т.н. световой пули (рис. 1 б).

Световая пуля распространяется в кристалле диэлектрика на некоторое расстояние и рассеивается или распадается на два субимпульса (рис. 1 в). В ходе дальнейшего распространения, при определенных благоприятствующих параметрах импульса и среды, энергия субимпульсов может опять оказаться сконцентрирована в одном филаменте – формируется вторая световая пуля (рис. 1 г). Изменение пиковой величины интенсивности импульса приведено на рис. 2 (резкие скачки интенсивности сглажены). Появления третьей световой пули пока наблюдать не удалось.

Надо отметить, что варьирование начальных параметров излучения и среды распространения показало, что сам процесс филаментации таких импульсов наблюдается только в полосе достаточно высокой аномальной дисперсии групповой скорости, кроме того, было установлено, что от величины дисперсии зависят динамика осуществления процесса филаментации и время существования сформированного филамента.

Наблюдения за эволюцией частотного спектра фемтосекундного импульса в процессе филаментации выявили, что при формировании световой пули ширина спектра импульса увеличивается (больше всего в центре импульса), формируется четко выраженное континуальное «крыло» в области частот ниже несущей и одновременно с этим некоторое сравнительно незначительное уширение в области выше несущей частоты. Кроме того, на некотором расстоянии от основного высокочастотного континуального крыла, как правило, наблюдался локальный всплеск интенсивности излучения в полосе видимых частот (рис. 3).

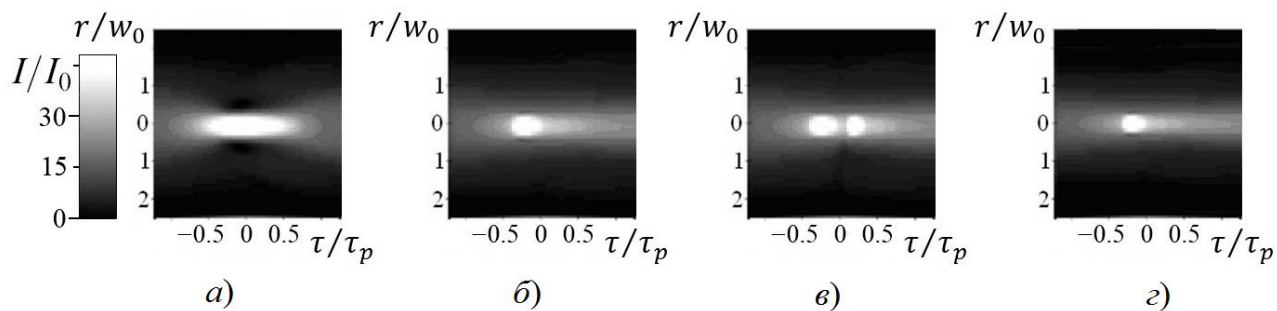


Рис. 1. Тоновое изображение пространственно-временного распределения интенсивности светового импульса, распространяющегося в плавленом кварце, на расстоянии 0,5 см (а); 1,87 см (б); 1,98 см (в); 2,15 см (г) от входа

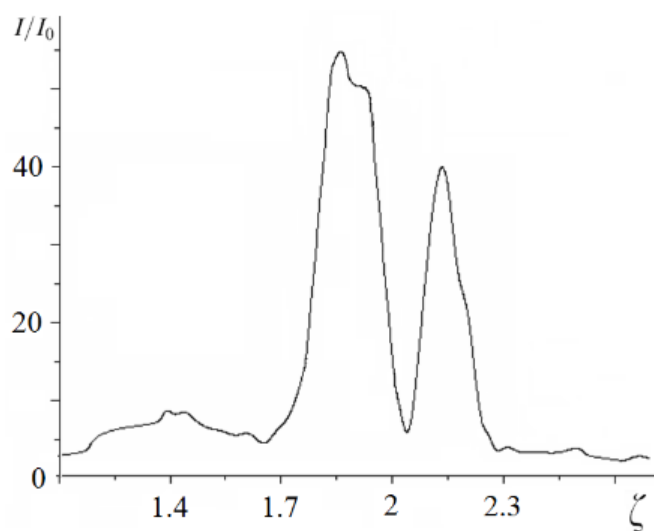


Рис. 2. Изменение пиковой величины интенсивности фемтосекундного лазерного импульса в процессе филаментации в плавленом кварце

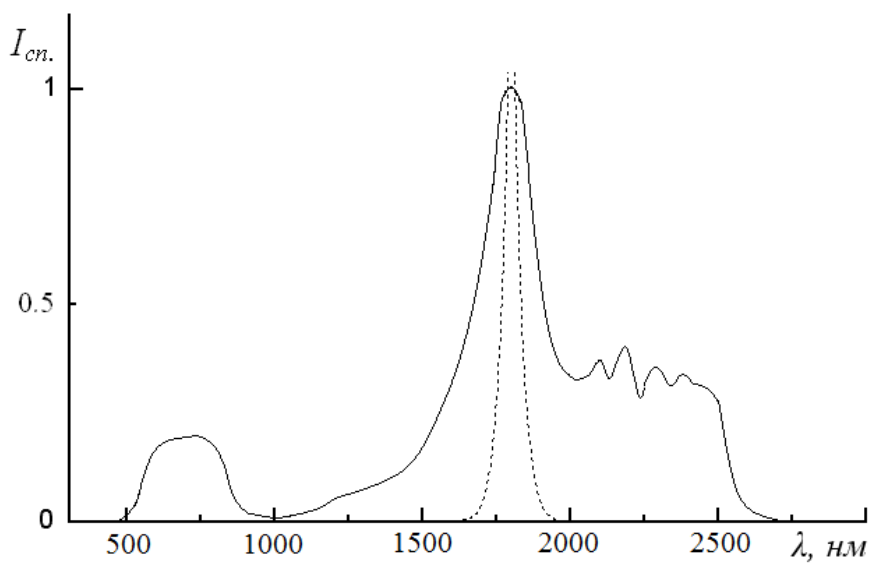


Рис. 3. Частотный спектр фемтосекундного лазерного импульса в процессе филаментации в плавленом кварце ( $I_{сп}$  нормирована на максимум спектра)

**Заключение.** Таким образом, построена численная модель, позволяющая осуществлять мониторинг основных параметров высокоинтенсивного импульсного лазерного излучения фемтосекундной длительности в процессе его распространения в прозрачных диэлектриках в условиях аномальной дисперсии (несущая частота 1,8 мкм и 3 мкм для плавленого кварца и  $\text{CaF}_2$ , соответственно). На основе результатов численного исследования показано, что благодаря аномальной дисперсии при благоприятствующих начальных условиях в таких диэлектриках уже на расстоянии в несколько сантиметров ( $< 3$  см) от входа происходят филаментация лазерного излучения и формирование т.н. световых пульс, которые продолжают распространяться в кристалле диэлектрика. Детально изучена динамика изменения пространственно-временного профиля огибающей электромагнитного поля импульса в процессе его филаментации, а также динамика изменения его частотного спектра. Показано, что при филаментации наблюдается заметное несимметричное увеличение ширины частотного спектра импульса как в сторону больших длин волн, так и в обратную сторону.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Similarity parameter for the process of mid-IR light bullet formation / E.D. Zaloznaya [et al.] // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50, № 8. – P. 354–372.
2. Proudnik, A. Electromagnetic interference shielding properties of the Cu, Ti and Cr coatings deposited by Arc-PVD on textile materials / A. Proudnik, Y. Zamastotsky, V. Siarheyev, V. Siuborov, E. Stankevich, I. Pobol // Przegląd Elektrotechniczny. – 2012. – Vol. 1, № 6. – P. 81–83.
3. Fu, W. High-power femtosecond pulses without a modelocked laser / W. Fu, L.G. Wright, F.W. Wise // JOSA Optica. – 2017. – Vol. 4, № 7. – P. 831–834.
4. Вислобоков, Н.Ю. Численное исследование влияния электронной плазмы на спектральные характеристики мощных оптических импульсов // Н.Ю. Вислобоков // Вестн. Віцеб. дзярж. ун-та. – 2021. – № 1(110). – С. 5–12.
5. Вислобоков, Н.Ю. Численное моделирование процесса формирования пульсирующего канала распространения мощного светового импульса в прозрачных диэлектриках // Н.Ю. Вислобоков // Вестн. Віцеб. дзярж. ун-та. – 2018. – № 4(101). – С. 29–37.
6. Hayden, T. Large amplitude wavelength modulation spectroscopy for sensitive measurements of broad absorbers / T.S. Hayden, G.B. Rieker // Optics Express. – 2016. – Vol 24, № 4. – P. 27910–27921.
7. Sugioka, K. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing / K. Sugioka and Y. Cheng // Light Sci. Appl. – 2014. – Vol. 85, № 3. – P. 435–448.

#### REFERENCES

1. Similarity parameter for the process of mid-IR light bullet formation / E.D. Zaloznaya [et al.] // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50, № 8. – P. 354–372.
2. Proudnik, A. Electromagnetic interference shielding properties of the Cu, Ti and Cr coatings deposited by Arc-PVD on textile materials / A. Proudnik, Y. Zamastotsky, V. Siarheyev, V. Siuborov, E. Stankevich, I. Pobol // Przegląd Elektrotechniczny. – 2012. – Vol. 1, № 6. – P. 81–83.
3. Fu, W. High-power femtosecond pulses without a modelocked laser / W. Fu, L.G. Wright, F.W. Wise // JOSA Optica. – 2017. – Vol. 4, № 7. – P. 831–834.
4. Vislobokov N.Yu. *Vesnik Vitsebskaga dziazh. universiteta* [Bulletin of Vitebsk State University], 2021, № 1(110), p. 5–12.
5. Vislobokov N.Yu. *Vesnik Vitsebskaga dziazh. universiteta* [Bulletin of Vitebsk State University], 2018, № 4(101), p. 29–37.
6. Hayden, T. Large amplitude wavelength modulation spectroscopy for sensitive measurements of broad absorbers / T.S. Hayden, G.B. Rieker // Optics Express. – 2016. – Vol. 24, № 4. – P. 27910–27921.
7. Sugioka, K. Ultrafast lasers-reliable tools for advanced materials processing / K. Sugioka and Y. Cheng // Light Sci. Appl. – 2014. – Vol. 85, № 3. – P. 435–448.

Поступила в редакцию 29.10.2021

Адрес для корреспонденции: e-mail: nkt\_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.