

УДК 535.14+681.7

Численное моделирование процесса формирования пульсирующего канала распространения мощного светового импульса в прозрачных диэлектриках

Н.Ю. Вислобоков

«Международный университет “МИТСО”», Витебский филиал

Одним из приоритетных научных направлений в настоящее время является фотоника. Экспериментальные исследования в данной области важны, поскольку именно они завершают исследовательский процесс при разработке готовых инновационных видов продукции и непосредственно предшествуют созданию их прототипов. Однако, ввиду широты области проведения экспериментальных исследований, на сегодняшний день, пожалуй, ни один эксперимент не начинается до проведения предварительных расчетов и верификации их результатов, а учитывая сложность как самих расчетов такого рода, так и правильной трактовки, и анализа их результатов, они осуществляются на основе численных методов и компьютерного моделирования.

Цель исследования – изучить закономерности формирования и определить диапазон параметров, при которых в прозрачных диэлектриках происходит формирование пульсирующего канала для ультракороткого высокоинтенсивного светового импульса.

Материал и методы. Для корректного описания рассматриваемых процессов необходимо модифицировать нелинейное уравнение Шредингера с учетом эффектов дисперсии (вплоть до высших порядков) и процессов индуцированной ионизации. Для решения полученной самосогласованной системы уравнений использовалась составленная автором численная схема. В ходе численного исследования учитывалось, что интенсивность отраженного светового импульса мала по сравнению с падающим импульсом.

Результаты и их обсуждение. В данной работе представлены результаты численного моделирования процесса формирования пульсирующего канала распространения для высокоинтенсивного светового импульса фемтосекундной длительности в прозрачных диэлектриках. Анализируется диапазон параметров, в пределах которого становится возможным захват излучения в пульсирующий канал и его протяженность в зависимости от параметров импульса и среды, а также исследуется влияние индуцированных ионизационных эффектов на эволюцию распространяющегося светового импульса.

Заключение. Показано, что при определенных параметрах для высокоинтенсивного ультракороткого светового импульса происходит формирование самоиндуцированного плазменного канала, в котором импульс распространяется в пульсирующем режиме. Установлено, что при определенных параметрах, после формирования такого плазменного канала, мощный световой импульс может распространяться в нем на достаточно большие расстояния (до 52670 мкм) в пульсирующем режиме, когда интенсивность и ширина пучка при распространении изменяются, но форма пространственно-временной огибающей сохраняется. Отмечено, что спектральные характеристики такого импульса в процессе распространения фактически не изменяются.

Ключевые слова: световой импульс, ультракороткий лазерный импульс, фемтосекундный импульс, пульсирующий канал распространения, квазисолитон, индуцированная ионизация, многофотонная ионизация.

Numerical Simulation of the Process of Forming a Pulsating Channel for the Distribution of a Powerful Light Pulse in Transparent Dielectrics

N.Y. Vislobokov

International University of MITSO, Vitebsk Branch

One of the priority research directions today is photonics. The experimental studies in this field are important because they complete a research process in developing ready innovation product types and precede the creation of their prototypes. However, due to the width of the experimental research area, no experiment begins today before preliminary calculations and its result

verification and, considering the complexity of both the calculations of this type and the correct interpretation and result analysis, they are made on the basis of numerical methods and computer modeling.

The purpose of the research is to study the regulations of the formation and to determine the scale of the parameters of the formation of the pulsating channel for ultra short highly intensive light impulse which takes place in transparent dielectrics.

Material and methods. To describe the research processes correctly it is necessary to modify Schrödinger non-linear equation considering dispersion effects (up to highest ranks) and processes of induced ionizations. To solve the acquired self-agreed system of equations the numerical system which was compiled by the author was used. During the numerical research it was considered that the intensity of the reflected light impulse is weak compared to the falling impulse.

Findings and their discussion. Results of the numerical modeling of the process of the formation of the distribution pulsating channel for highly intensive light pulse of femtosecond duration in transparent dielectrics are presented in the paper. The range of parameters is analyzed within which it is possible to capture the impulse into the pulsating channel and its length depending on the parameters of the pulse and the environment; influence of induced ionization effects on the evolution of the dispersed light impulse is also analyzed.

Conclusion. It is indicated that with certain parameters for highly intensive ultra short light impulse the formation of self induced plasma channel takes place in which the impulse spreads in pulsating mode. It is shown that under certain parameters after the formation of such plasma channel a powerful light impulse can spread in it over a rather long distance (up to 52670 mkm) in the pulsating mode when the intensity and width of the band transform, when dispersed, but the form of the space and time curve is kept. It is pointed out that specter characteristics of such impulse in the process of the distribution do not actually change.

Key words: light pulse, ultra short laser pulse, femtosecond pulse, pulsating propagation channel, quasi-soliton, induced ionization, multiphoton ionization.

Одним из приоритетных научных направлений в настоящее время является фотоника. Экспериментальные исследования в данной области, безусловно, важны, поскольку именно они завершают исследовательский процесс при разработке готовых инновационных видов продукции и непосредственно предшествуют созданию их прототипов. Однако, ввиду широты области проведения экспериментальных исследований, на сегодняшний день, пожалуй, ни один эксперимент не начинается до проведения предварительных расчетов и верификации их результатов, а учитывая сложность как самих расчетов такого рода, так и правильной трактовки, и анализа их результатов, они осуществляются на основе численного и компьютерного моделирования. Соответственно численное моделирование является, по сути, типом исследований, направляющим экспериментальные изыскания, как для фотоники, лазерной оптики, так и для ряда других современных научных направлений.

В последнее время особое внимание со стороны ученых данного направления уделяется вопросу изучения динамики изменения параметров тераваттных ($>1 \text{ ТВт/см}^2$) фемтосекундных радиально-симметричных световых импульсов, распространяющихся в газообразных средах и твердых телах. Импульсные пучки такой мощности и длительности относятся к мощным ультракоротким. К одним из самых актуальных относится вопрос выявления диапазона параметров, при которых данные импульсы будут распространяться на значительные расстояния. Известно, что распространение такого излучения в атмосфере может привести к филаментации, после которой группы филаментов (здесь филамент – ограниченный в пространстве лазерный импульс) еще могут успешно преодолевать достаточно большие расстояния [1]. Согласно уже проведенным исследованиям это явление обусловлено тем, что в процессе распространения такое импульсное излучение подвергается воздействию двух видов нелинейностей: самофокусировки, обусловленной эффектом Керра, и дефокусировки в индуцированной фотонной ионизацией электронной плазме.

Однако особенно актуальны исследования в области изучения закономерностей распространения мощных световых импульсов в прозрачных диэлектриках, примерами которых могут служить сапфир и кварцевое стекло, в частности выявление диапазона параметров, при которых наблюдается захват импульса в пульсирующий канал, когда пространственно-временной профиль импульса не претерпевает существенных изменений или изменения квазипериодические. Эти исследования относятся к одним из самых сложных, но в то же время не только интересных, но и актуальных, поскольку их результаты могут быть использованы для разработки компонентов лазерных систем, в проектировании и производстве волноводов [2], для инновационных 3D устройств хранения информации и других устройств микроэлектроники [3–5].

Вначале квазиволноводное распространение мощных лазерных импульсов в диэлектрических средах далее 0,1 см считалось невозможным, что было обусловлено тем, что излучение пикосекундной длительности вызывает явление лавинной фотоионизации и необратимую деформацию диэлектрика. Однако благодаря прогрессу в области производства лазерных систем и дальнейшим экспериментам было выявлено, что при длительности импульса менее двухсот фемтосекунд при максимальной интенсивности, не превышающей 20 ТВт/см^2 , влияние эффекта лавинного плазмаобразования становится незначительным по сравнению с другими ионизационными эффектами [5]. Кроме того, формирование пульсирующего канала в диэлектрических средах осложняется еще и тем, что здесь влияние эффектов самовоздействия света, обусловленного эффектом Керра, на несколько порядков больше, чем в воздухе.

В данной статье приводятся основные результаты численного моделирования процесса захвата мощного светового импульса ультракороткой длительности, распространяющегося в прозрачном диэлектрике (стекло bk7), в пульсирующий канал распространения. Определяется диапазон параметров, при которых наблюдается формирование самоиндуцированного пульсирующего канала для такого импульса. Показан пример протяженного пульсирующего канала (длиной 52678 мкм) для мощного ультракороткого светового импульса, когда форма огибающей интенсивности импульса в процессе распространения сохраняется (временной и пространственный профили не претерпевают существенных изменений).

Цель исследования – изучить закономерности формирования и определить диапазон параметров, при которых в прозрачных диэлектриках происходит формирование пульсирующего канала для ультракороткого высокоинтенсивного светового импульса.

Материал и методы. Для корректного описания рассматриваемых процессов необходимо модифицировать нелинейное уравнение Шредингера с учетом эффектов дисперсии (вплоть до высших порядков) и процессов индуцированной ионизации. Для решения полученной самосогласованной системы уравнений использовалась составленная автором численная схема. В ходе численного исследования учитывалось, что интенсивность отраженного светового импульса мала по сравнению с падающим импульсом.

Результаты и их обсуждение. Известно, что в процессе распространения в диэлектрических материалах лазерное излучение подвергается эффектам самовоздействия, например, импульсные пучки ультракороткой (пикосекундной, фемтосекундной) длительности в прозрачных диэлектриках подвергаются эффекту самофокусировки, значимость которого зависит от пиковой интенсивности импульса. Однако одновременно с фокусирующими эффектами на такое излучение воздействуют и дефокусирующие, которые обусловлены дисперсией и влиянием индуцированной фотоионизации диэлектрического материала.

Основным видом ионизации при заданных начальных условиях является многофотонная ионизация, обусловленная тем, что частицы в узлах кристаллической решетки одновременно, в одном элементарном акте, поглощают достаточное для ионизации количество фотонов. Когда суммарная энергия фотонов $m\omega\hbar \geq U$ (где m (целое число) – порядок фотонного перехода, \hbar – постоянная планка), наблюдается ионизация. Этот эффект начинает проявляться, когда интенсивность излучения превышает характерную для каждого материала пороговую интенсивность многофотонного поглощения [6].

Казалось бы, проблема самофокусировки и коллапса мощного импульсного излучения в прозрачных диэлектриках может быть решена при помощи дисперсии, однако этот эффект приводит к распаду импульса на филаменты [7], соответственно пульсирующего канала не наблюдается. Более перспективным конкурентом для самофокусировки выглядит самоиндуцированная ионизация, соответственно, для формирования пульсирующего канала целесообразным представляется выбор в качестве среды распространения диэлектрика с малой дисперсией (ДГС), которая не будет препятствовать ионизации. Известно, что значимость влияния фотоионизации на световой импульс определяется как параметрами самого импульса (для мощных ультракоротких световых импульсов преимущественно пиковой напряженностью электромагнитного поля), так и параметрами диэлектрика, в котором этот импульс распространяется.

Благодаря фемтосекундной длительности импульса свободные электроны могут захватить значительную часть энергии, теряемой импульсом при многофотонной ионизации кристалла диэлектрика до передачи ее кристаллической решетке среды. Образуется плазма свободных электронов (ПСЭ), которая вносит отрицательный вклад в нелинейную часть показателя преломления среды, следовательно, оказывает дефокусирующее воздействие на распространяющийся пучок и задерживает коллапс.

При определенных условиях между фокусирующими и дефокусирующими эффектами самовоздействия устанавливается динамическое равновесие, благодаря чему световой импульс захватывается в так

называемый пульсирующий канал. Пространственный и временной профили мощного светового импульса в таком канале существенных изменений не претерпевают (форма огибающей сохраняется). Такой канал существует, пока соблюдается динамическое равновесие между эффектами самовоздействия.

Эволюция динамики распространения данного импульса описывается нелинейным уравнением Шредингера, включающим влияние эффектов дисперсии (вплоть до высших порядков) и процессов ионизации. Согласно уже проведенным исследованиям [5; 8; 9] предполагается, что доминирующим механизмом индуцирования электронной плазмы при параметрах, использовавшихся в компьютерном эксперименте, является многофотонное поглощение.

Уравнение, описывающее эволюцию импульсного пучка, проходящего через диэлектрик, имеет вид:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 E - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + ik_0 n_2 \left(1 + \frac{i}{\omega \tau_p} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) |E|^2 E - \frac{\sigma_{IBS}}{2} (1 + i\omega \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E, \quad (1)$$

где E – напряженность электромагнитного поля; I – интенсивность электромагнитного поля; z, r – продольная и поперечная координаты, соответственно; τ – время, ∇_{\perp}^2 – оператор Лапласа по поперечной координате, k_0 – начальный волновой вектор, β_2 – коэффициент ДГС; n_2 – нелинейная часть показателя преломления; τ_p – длительность импульса на входе в среду; ρ – плотность ПСЭ; W_{PI} – скорость фотонной ионизации; ω_0 – несущая частота импульса; σ_{IBS} – поперечное сечение обратной волны, которое может быть вычислено по формуле:

$$\sigma_{IBS} = \frac{k\omega_0\tau_c}{n_0^2\rho_c(1+\omega_0^2\tau_c^2)}, \quad (2)$$

где k – волновой вектор, τ_c – характерное время столкновений электронов.

В правой части уравнения (1) учтены дифракция (первое слагаемое), а в следующих слагаемых: ДГС (в частности коэффициент β_2 для стекла bk7 $\beta_2 = 380$ фс/см²), влияние нелинейности, индуцированной фотоионизации и сгенерированной электронной плазмы. Кроме того, необходимо учесть то, что плотность электронной плазмы в процессе распространения импульса изменяется, скорость ее изменения, в пренебрежении лавиной и рекомбинацией, будет подчиняться следующему закону:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \gamma \frac{I_0 \tau_p}{\rho_0} |E|^{2m}, \quad (3)$$

где γ – коэффициент ионизации, ρ_0 – начальная плотность свободных электронов в среде, I_0 – начальная пиковая интенсивность. Также в уравнении для плотности следует учесть эффект туннелирования свободных электронов через запрещенную зону диэлектрика из валентной зоны в зону проводимости и лавинную ионизацию.

Для завершения этапа построения численной модели, конечно же, необходимо перейти к системе уравнений с безразмерными величинами. Переход к безразмерным величинам (ζ, τ', w', ρ') осуществим следующим образом:

$$\begin{aligned} |E|^2 &= I_0 |A|^2, & \zeta &= \frac{z}{L_0}, \\ \tau' &= \left(t - \frac{z}{v_g}\right) / \tau_p, & w' &= \frac{w}{w_0}, & \rho' &= \frac{\rho}{\rho_0} \end{aligned} \quad (4)$$

Соответственно для безразмерных величин уравнение (1) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial \zeta} &= \frac{i}{2k} \cdot \frac{1}{w_0^2} L_0 T' \Delta_{\perp} (A) - i \frac{\beta_2}{2} L_0 \frac{1}{\tau_p^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \tau'^2} + ik_0 n_2 L_0 I_0 T' |A|^2 A - \frac{\sigma_{IBS}}{2} L_0 T'^{-1} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho_0 \rho A - \\ & - \frac{1}{2} L_0 \frac{W_{PI} U}{I_0} \cdot \frac{A}{|A|^2} \end{aligned} \quad (5)$$

где $T' = \left(1 + \frac{i}{\omega\tau_p} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau'}\right)$. Также учитывая, что $L_0 = L_{df} = \frac{kw_0^2}{2}$, $\frac{L_0}{2kw_0^2} = \frac{1}{4}$.

Далее для сокращения записи и упрощения принципиального понимания смысла получившейся системы уравнений можно ввести еще следующие безразмерные коэффициенты:

$$D = -\left(\frac{L_0}{2kw_0^2}\right)\hat{T}'^{-1}, \quad \alpha_D = \frac{\beta_D L_0}{2\tau_p^2}, \quad \beta_1 = kn_2 L_0 I_0 \hat{T}', \quad \beta_2 = \frac{\sigma_{IBS} \rho_0 L_0}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) (\hat{T}')^{-1}, \quad \beta_3 = \frac{L_0 U}{2I_0}. \quad (6)$$

После подстановки вместо уравнения (5) получим:

$$\frac{\partial A}{\partial \zeta} + iD\Delta_{\perp}(A) = -i\alpha_D \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i\beta_1 |A|^2 A - \beta_1 \rho A - \beta_3 W_{PI} \frac{A}{|A|^2}. \quad (7)$$

Общее эволюционное уравнение для плотности ПСЭ после перехода к безразмерным величинам будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PIM} + \eta_{PL} |A|^2 \rho - \eta_r \rho. \quad (8)$$

где $W_{PIM} = W_{PI} \cdot \tau_p / \rho_0$, $\eta_{PL} = \tau_p I_0 \sigma_{IBS} / U$, $\eta_r = \tau_p / \tau_r$.

Для расчета W_{PIM} наиболее целесообразным представляется использовать способ, рассмотренный в [8].

Вычисление плотности ПСЭ в исследуемой области производилось на каждом шаге при помощи отдельной, согласованной с основной, численной схемы, интегрированной в основную численную схему.

Полученная система нелинейных уравнений решалась при помощи составленной автором численной схемы, которая позволяет найти решение нелинейного уравнения Шредингера, учитывающего дисперсию, дифракцию, эффекты самовоздействия, ионизацию и индуцированное плазмаобразование. Кроме того, при численном моделировании считалось, что интенсивность отраженного пучка мала по сравнению с падающим пучком, а значит, не оказывает заметного влияния на динамику изменения плотности ПСЭ и пространственно-временной профиль импульса.

Численное исследование проводилось с целью выявления параметров, благоприятных для формирования пульсирующего для 790 нм лазерного импульса, распространяющегося в прозрачном диэлектрике. Параметры прозрачной диэлектрической среды соответствовали стеклу bk7. Анализировались динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности импульса и изменение ширины его спектра. С учетом реальных возможностей современных лазерных систем начальная длительность импульса изменялась в пределах от 50 до 90 фс (с шагом в 5 фс), а начальная ширина пучка – в пределах от 30–70 мкм.

В процессе численного моделирования осуществлялся мониторинг изменения фазы и спектра импульса; параметров пучка $I(r, z)$, временного профиля импульса $I(t, z)$ и пространственно-временного профиля $I(r, t)$ распространяющегося светового импульса. Начальный импульсный пучок считался осесимметричным.

В ходе численного исследования было выявлено, что для высокоинтенсивных световых импульсов (≥ 1 ТВт/см²) уменьшение длительности импульса до значений ≤ 90 фс и одновременное сужение ширины пучка на входе в диэлектрик до значений ≤ 70 мкм способствуют формированию солитоноподобного квазиволновода протяженностью порядка одной дифракционной длины.

Кроме того, для выявления диэлектриков, наиболее благоприятных для исследуемого режима распространения лазерного излучения, анализировалось влияние на протяженность пульсирующего канала таких параметров среды, как коэффициент дисперсии групповой скорости (β_2) и нелинейная часть показателя преломления (n_2). Пределы варьирования β_2 и n_2 были выбраны из соображений, ограничива-

ющих пределы применимости модели и особенности изучаемого класса диэлектриков: значения n_2 изменялись в диапазоне $361 \div 1280 \text{ фс}^2/\text{см}$ и n_2 в пределах $2 \cdot 10^{-16} \div 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

Обратимся к наиболее интересным результатам исследования. Обсуждая результаты изучения влияния параметров диэлектрической среды, надо отметить, что даже при небольших расстояниях (в пределах дифракционной длины) становится очевидно, что большая дисперсия явно не способствует установлению квазисолитонного или пульсирующего режима распространения для мощного ультракороткого светового импульса, в частности увеличение коэффициента β_2 обуславливает, соответственно, бóльшие отклонения формы пучка от начальной. Что касается нелинейности второго порядка, то в данном случае было установлено, что увеличение значения коэффициента n_2 позволяет наблюдать пульсирующий канал распространения при более низких интенсивностях.

В результате проведенного численного моделирования была определена величина начальной интенсивности импульсного излучения, благоприятствующая формированию квазиволновода протяженностью не менее одной дифракционной длины уже на входе в диэлектрик.

Так, в частности, было выявлено, что для $\tau_p = 70 \text{ фс}$, $w_0 = 50 \text{ мкм}$, например, оптимальная полученная начальная интенсивность формирования квазиволновода – $I_0 \square_0 = 5.71 \text{ ТВт}/\text{см}^2$.

Изменение огибающей интенсивности $I(r, z)$ такого светового импульса, распространяющегося в кварцевом стекле, при учете ионизационных эффектов приведено на рис. 1.

Анализ показал, что данный режим распространения мощного ультракороткого излучения становится возможным преимущественно из-за того, что усиление дефокусирующего влияния самоиндуцированной ПСЭ останавливает и сдерживает в течение некоторого времени самофокусировку, обусловленную эффектом Керра.

Наблюдение за динамикой фазы и спектра такого импульса выявило, что фаза его фактически не изменяется. Спектр также значимых изменений не претерпевает, хотя и несколько расширяется, отклоняясь от начального в высокочастотную область.

Изучение процесса эволюции огибающей импульсного пучка, распространяющегося далее $1L_{df}$, вплоть до $4L_{df}$, позволило увидеть (рис. 1, для $1 < \zeta < 4$), что в процессе дальнейшего распространения квазисолитон постепенно «расплывается». Казалось бы, протяженность квазиволновода можно увеличить, просто повысив начальную интенсивность (современные лазерные системы позволяют это сделать), однако в этом случае динамическое равновесие между фокусирующими и дефокусирующими эффектами уже будет нарушено, эффект самофокусировки будет доминировать, что приведет к коллапсу импульса, сопровождающемуся деформацией диэлектрика.

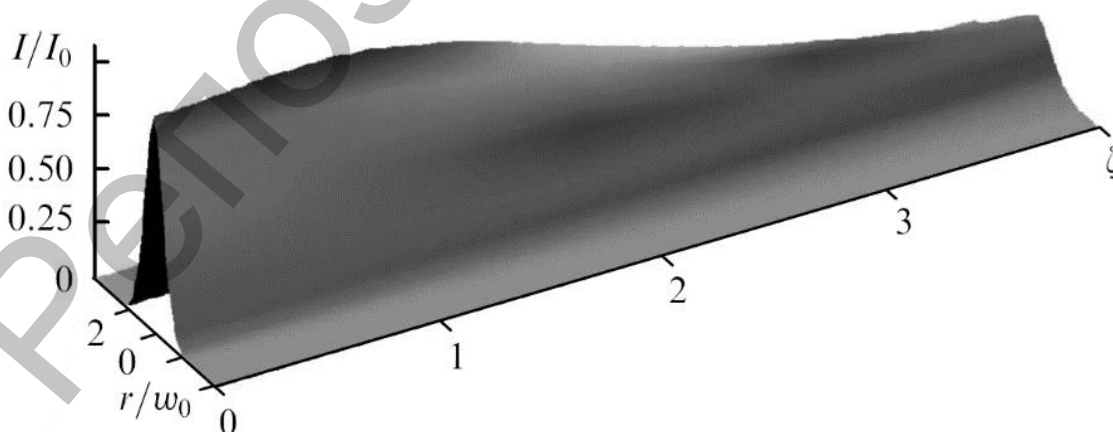


Рис. 1. Изменение огибающей пучка шириной $w_0=50 \text{ мкм}$ в центре светового импульса, распространяющегося до $4L_{df}$ вдоль продольной координаты (ζ) при $I_0=5,71 \text{ ТВт}/\text{см}^2$ в кварцевом стекле (продольная координата $\zeta=z/L_{df}$, $1L_{df}=14.6 \text{ мм}$)

Особый интерес вызывают результаты, которые были получены при численном моделировании, когда при достаточно малых значениях длительности импульса и ширины пучка начальная пиковая интенсивность была несколько меньше значений, оптимальных для формирования квазиволновода, соответственно дефокусирующее воздействие ионизации не могло остановить самофокусировку и импульсный пучок, распространяясь в диэлектрике, сначала постепенно фокусировался, однако при этом влияние индуцированной ионизации усиливалось и при достижении определенных пороговых значений фокусировка останавливалась самоиндуцированной ПСЭ.

В дальнейшем из-за дефокусировки пиковая интенсивность светового импульса постепенно уменьшается, соответственно становится все меньше и дефокусирующее влияние ПСЭ, а влияние эффекта самофокусировки опять увеличивается, соответственно импульс, пройдя некоторое расстояние, начинает опять фокусироваться. И опять все повторяется до тех пор, пока энергия импульса будет достаточной. Наблюдается формирование так называемого пульсирующего канала распространения для мощного светового импульса. В качестве примера на рис. 2а можно увидеть пульсирующий канал протяженностью $10L_{df} = 52.67$ мм в кристалле кварцевого стекла. На графике изображена эволюция огибающей пучка в центре импульса, который распространяется вдоль продольной координаты ζ .

Видно, что в процессе распространения максимумы интенсивности на этапах фокусировки постепенно снижаются. Что же касается пространственного профиля, то его ширина в процессе распространения в пульсирующем канале все время изменяется, однако качественно его форма сохраняется, что можно увидеть по пространственной огибающей лазерного пучка в центре такого импульса $I(r, t) = 0$, распространяющегося в стекле bk7 в пульсирующем канале. На рис. 2б для сравнения приведены начальный профиль (сплошная кривая), а также профили в первом максимуме (штриховая кривая) и первом минимуме стадии (точечная кривая). Ширина пространственного профиля постоянно изменяется, однако качественно он остается гауссовым, что видно на рис. 2б, на котором изображена пространственная огибающая лазерного пучка в центре светового импульса, распространяющегося в кварцевом стекле, в пульсирующем канале, на входе (сплошная кривая), в первом фокусе (штриховая кривая), в пике первой дефокусирующей стадии (точечная кривая).

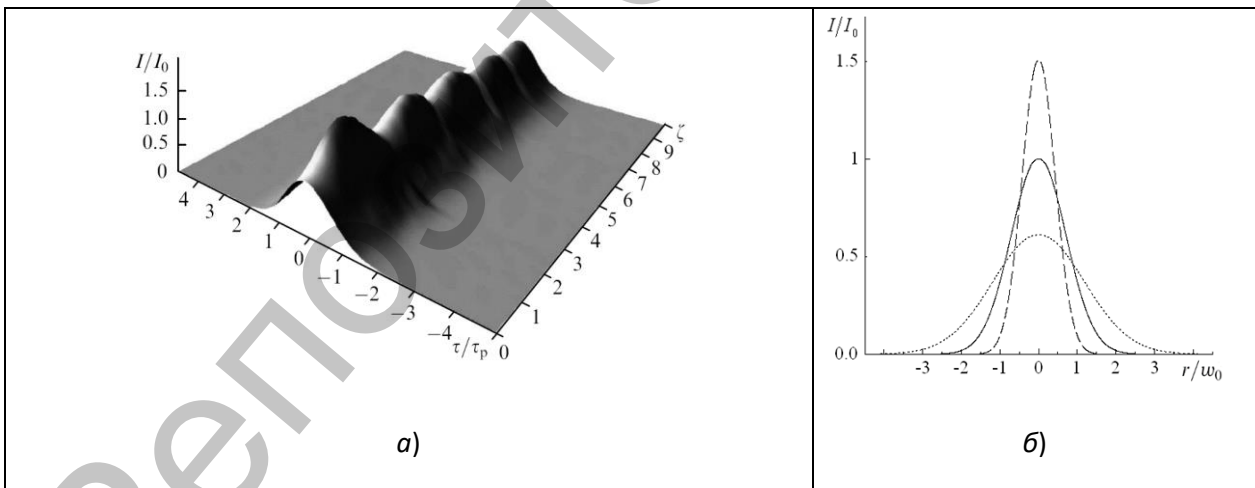


Рис. 2. а) пространственно-временное распределение огибающей интенсивности при распространении светового импульса в кварцевом стекле с учетом индуцированной ионизации в пульсирующем канале на $10L_{df}$, (продольная координата $\zeta=z/L_{df}$, $L_{df}=5.267$ мм); б) пространственная огибающая в центре светового импульса, распространяющегося в кварцевом стекле в пульсирующем канале, на входе (сплошная кривая), в первом фокусе (штриховая кривая), в пике первой дефокусирующей стадии (точечная кривая)

Продолжая анализ результатов численного моделирования, можно отметить, что уменьшение начальной ширины пучка до значений $w_0 \leq 15$ мкм формирования пульсирующего канала не происходило, такой световой пучок достаточно быстро фокусировался, а затем дефокусировался

в самоиндуцированной ПСЭ, причем скорость дефокусировки увеличивалась при увеличении начальной интенсивности. Однако из-за слишком сильной дефокусировки интенсивности такого светового пучка уже было недостаточно для начала процесса самофокусировки, и он расплывался.

При увеличении параметра w_0 до 20 мкм пульсирующий канал распространения для мощного фемтосекундного светового импульса формировался, такой пучок в процессе распространения в кристалле диэлектрика проходил несколько стадий фокусировки–дефокусировки, его протяженность составляла порядка трех дифракционных длин (для $w_0 = 20$ мкм $L_{df} = 2,34$ мм, и соответственно $3L_{df} = 7,02$ мм).

Эволюция пространственно-временного профиля интенсивности такого импульса фактически аналогична динамике изменения профиля импульса, распространяющегося на расстояние $10L_{df}$ (описана выше), за исключением того, что в данном случае наблюдается более быстрая смена этапов самофокусировки и дефокусировки, а интенсивность в максимумах достигает больших значений. Изображение пространственного распределения интенсивности такого светового импульса приведено на рис. 3. При изменении параметра w_0 в сторону увеличения относительно оптимальных 30 мкм, когда формировался пульсирующий канал протяженностью в 10 дифракционных длин, наблюдалась ситуация, в целом аналогичная отклонению в сторону уменьшения ширины пучка – пульсирующий канал формировался, однако его протяженность постепенно уменьшалась.

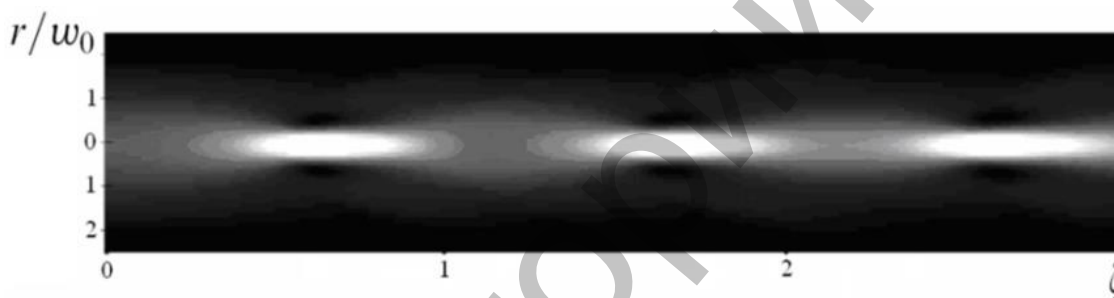


Рис. 3. Тоновое изображение пространственного распределения интенсивности светового импульса (бóльшей интенсивности соответствует бóльшая освещенность), распространяющегося в пульсирующем канале на $3L_{df}$, в кристалле кварцевого стекла с учетом ионизационных эффектов при $w_0=20$ мкм (продольная координата $\zeta=z/L_{df}$, $\zeta=z/L_{df}$, $L_{df}=2.34$ мм)

Заключение. Таким образом, нами показано, как дефокусирующие плазменные эффекты и фокусирующие эффекты самовоздействия, обусловленные керровской нелинейностью кристалла диэлектрика, взаимодействуют при фемтосекундной длительности тераваттного светового импульса в процессе его распространения в кристалле прозрачного диэлектрика, проанализировано влияние данных эффектов на эволюцию пространственно-временного профиля огибающей интенсивности и ширину спектра импульса. Определены параметры, благоприятные для формирования квазиволноводного и пульсирующего режимов распространения светового импульса. Выявлено, что для световых пучков бóльшей ширины характерно формирование квазиволновода при меньших значениях интенсивности (при одинаковых остальных параметрах). Отмечено, что при всех рассмотренных параметрах протяженность квазиволновода при условии отсутствия необратимых деформаций диэлектрического материала остается достаточно малой. Добиться распространения мощного ультракороткого светового импульса в кристалле диэлектрика на бóльшие расстояния, при условии сохранения формы его огибающей, удалось путем формирования самоиндуцированного плазменного канала, в котором импульс распространялся в пульсирующем режиме, когда интенсивность и ширина пучка изменялись, но форма пространственно-временной огибающей сохранялась. Установлено, что при определенных параметрах, после формирования такого плазменного канала, мощный световой импульс может распространяться в нем на расстояние, в десять раз превышающее длину квазиволновода (до 52670 мкм). Отмечено, что спектральные характеристики импульса в процессе распространения в таком канале фактически не изменяются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Liu, W. Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air / W. Liu, S.A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, S.L. Chin, O.G. Kosareva, N.A. Panov, V.P. Kandidov // *New Journal of Physics*. – 2014. – Vol. 28, № 6. – P. 6–27.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. Vislobokov, N.Yu. Supercontinuum generation by ultra-high power femtosecond laser pulses in dielectrics / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Physics of Wave Phenomena*. – 2009. – Vol. 17, № 1. – P. 11–14.
6. Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441, № 1. – P. 47–189.
7. Pfeiffer, M. Microstructuring of fused silica using femtosecond laser pulses of various wavelengths / M. Pfeiffer, A. Engel, G. Reisse, S. Weissmantel // *Applied Physics A*. – 2015. – Vol. 121, № 2. – P. 161105–161110.
8. Вислобоков, Н.Ю. Численное моделирование влияния дисперсии на спектральную континуацию мощных фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле / Н.Ю. Вислобоков // *Вестн. Віцеб. дзярж. ун-та*. – 2014. – № 2(80). – С. 23–28.
9. 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.

REFERENCES

1. Liu, W. Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air / W. Liu, S.A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, S.L. Chin, O.G. Kosareva, N.A. Panov, V.P. Kandidov // *New Journal of Physics*. – 2014. – Vol. 28, № 6. – P. 6–27.
2. 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.
3. 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.
4. 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.
5. Vislobokov, N.Yu. Supercontinuum generation by ultra-high power femtosecond laser pulses in dielectrics / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Physics of Wave Phenomena*. – 2009. – Vol. 17. – № 1. – P. 11–14.
6. Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441. – № 1. – P. 47–189.
7. Pfeiffer, M. Microstructuring of fused silica using femtosecond laser pulses of various wavelengths / M. Pfeiffer, A. Engel, G. Reisse, S. Weissmantel // *Applied Physics A*. – 2015. – Vol. 121. – № 2. – P. 161105–161110.
8. Vislobokov, N.Yu. *Vesn. Vitsebsk. dziazh. un-ta* [Journal of Vitebsk State University], 2014, 2(80), pp. 23–28.
9. 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.

Поступила в редакцию 18.05.2018

Адрес для корреспонденции: e-mail: nkt_2004@mail.ru – Вислобоков Н.Ю.