

УДК 535.14+681.7

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОТРАЖЕНИЯ ОТ НЕЛИНЕЙНОГО ФОКУСА НА ПРОЦЕСС РАСПРОСТРАНЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В КВАРЦЕВОМ СТЕКЛЕ BK7

Н.Ю. Вислобоков

Витебский филиал Международного университета «МИТСО»

В последнее время многие эксперты в области нелинейных волновых явлений и нелинейной оптики уделяют значительное внимание такому направлению исследовательской деятельности, как фотоника. К одним из наиболее актуальных можно отнести исследования, направленные на изучение закономерностей и специфики эволюции мощных ультракоротких световых импульсов в прозрачных диэлектриках, поскольку результаты этих исследований могут быть использованы при разработке лазерных систем и волноводов, для инновационных устройств хранения информации и других устройств микроэлектроники.

Цель статьи – изучить влияние отражения от нелинейного фокуса на эволюцию в процессе распространения мощных ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках на примере кварцевого стекла BK7.

Материал и методы. При построении численной модели, корректно описывающей исследуемые явления и процессы, необходимо применять математическую модель, построенную на основе волнового уравнения и уравнения нелинейного эйконала, модифицированных благодаря специальным методам преобразования. Полученная самосогласованная система нелинейных уравнений решалась при помощи составленной и верифицированной автором численной схемы. В процессе исследования учитывались отражение импульсного излучения от нелинейного фокуса, специфика отклика диэлектрической среды, а также дисперсия вплоть до высших порядков.

Результаты и их обсуждение. В данной работе приводятся основные результаты численного моделирования распространения ультракоротких лазерных импульсов в прозрачной диэлектрической среде с учетом отражения от нелинейного фокуса. Исследуются нелинейная динамика обратной волны, динамика ее пространственно-временных характеристик в зависимости от начальных условий и ее влияние на эволюцию импульсного лазерного излучения, распространяющегося в диэлектрике.

Заключение. Показано, что отражение от нелинейного фокуса приводит к формированию обратной волны, которая взаимодействует с распространяющимся лазерным импульсным пучком и может сдерживать рост его интенсивности, обусловленный самофокусировкой; при значительном превышении начальной мощности над критической ($\gamma > 15$) наблюдаются изменение формы пространственно-временной огибающей импульса и уширение его частотного спектра в высокочастотную область; кроме того, при определенных начальных условиях может присутствовать многофокусный режим распространения.

Ключевые слова: световой импульс, ультракороткий лазерный импульс, фемтосекундный импульс, нелинейный показатель преломления, нелинейный фокус.

NUMERICAL MODELING OF THE INFLUENCE OF THE REFLECTION FROM THE NONLINEAR FOCUS ON THE PROCESS OF ULTRA SHORT LASER IMPULSE SPREAD IN BK7 QUARTS GLASS

N.Yu. Vislobokov

Vitebsk Branch of the International University «MITSO»

A lot of experts in the field of nonlinear wave phenomena and nonlinear optics have recently paid great attention to such a research direction as photonics. One of the most topical can be the research aimed at the study of the features and the specificity of the evolution of powerful ultra short light impulses in transparent dielectrics, since these research findings can be used in the development of laser systems and wave leads for innovation devices of information storage as well as other microelectronic devices.

The research purpose is to study the influence of the reflection from the nonlinear focus on the evolution in the process of spreading powerful ultra short laser impulses in transparent dielectrics based on the example of quartz glass BK7.

Material and methods. While building a numerical model which correctly describes the studied phenomena and processes it is necessary to use a mathematical model based on the wave equation and the equation of nonlinear aconal which are modified on the basis of special transformation methods. The obtained self-coordinated system of nonlinear equations was solved with the help of the created and verified by the author numerical system. In the process of the research the reflection of the impulse emission from the nonlinear focus, specificity of the dielectric environment response as well as dispersion up to the highest orders were considered.

Findings and their discussion. Main findings of the numerical modeling of spreading ultra short laser impulses in transparent dielectric environment taking into account reflection from nonlinear focus are presented in the paper. Non linear dynamics of the reverse wave, the dynamics of its

space and time characteristics depending on primary conditions as well as its influence on the evolution of the impulse laser emission, which spreads in dielectrics, are studied.

Conclusion. It is shown that the reflection from non linear focus results in the formation of the reverse wave, which interacts with the spreading laser impulse and can suppress its intensive growth conditioned by self focusing; with a considerable excess of the primary power over the critical ($\gamma > 15$) we observe the transformation of the shape of the space and time curve of the impulse and widening of its frequency spectrum into the high frequency area; besides, with definite primary conditions we can observe a multi focus mode of spreading.

Key words: light inpuls, ultra short laser impulse, femtosecond impulse, non linear feature of reflection, non linear focus.

В последнее время многие эксперты в области нелинейных волновых явлений и нелинейной оптики уделяют значительное внимание такому направлению исследовательской деятельности, как фотоника. Надо отметить, что фотоника, наряду с электроникой, еще с 2016 года входит в перечень приоритетных научных направлений. Ныне в данной области проводится достаточно много научных исследований, как экспериментальных, так теоретических и численных. Появлению готовых инновационных видов продукции и их прототипов предшествуют экспериментальные исследования. Однако диапазон проведения таких исследований настолько широк, что сегодня, по сути, ни один эксперимент не начинается без предварительного проведения численного исследования, включающего компьютерное моделирование, анализ и верификацию полученных результатов. Соответственно, значимость и актуальность численного исследования и моделирования в фотонике и лазерной оптике на сегодняшний день фактически в том, что эти исследования позволяют направлять экспериментальные. К одним из наиболее важных можно отнести исследования, направленные на изучение закономерностей и специфики эволюции мощных ультракоротких световых импульсов в прозрачных диэлектриках, примерами таких диэлектриков, которые наиболее широко применяются при изготовлении элементов различных устройств, являются сапфир и кварцевое стекло. Актуальность исследований, включая численные, в данном научном направлении, обусловлена в том числе и тем, что их результаты могут быть использованы для разработки компонентов лазерных систем, в проектировании и производстве волноводов [1; 2], для инновационных 3D устройств хранения информации и других устройств микроэлектроники [3–5].

Одними из наиболее востребованных являются численные исследования эволюции ультракоротких оптических импульсов, в том числе высокоинтенсивных ($I > 1 \text{ ТВт/см}^2$), в процессе распространения в жидких, газообразных, твердотельных средах и волноводах. Как уже было отмечено в [5], такое импульсное излучение в процессе распространения подвергается воздействию двух видов нелинейностей: самофокусировки, обусловленной эффектом Керра, и дефокусировки в индуцированной фотонной ионизацией электронной плазме. Индуцированные поперечные неоднородности показателя преломления зависят от профиля волны, ее мощности и приводят, в общем случае, к искривлению траектории лучей, т.е. явлению нелинейной рефракции, которое, в свою очередь, вызывает целый ряд новых явлений: самофокусировку и дефокусировку, самоканалирование и самоотклонение волновых пучков.

В твердотельных средах, в которых нелинейный показатель преломления n связан с интенсивностью излучения соотношением: $n = n_0 + n_2 I$ (n_0 – линейная часть показателя преломления, n_2 – нелинейная добавка, обусловленная кубической нелинейностью), – воздействие нелинейности при превышении интенсивностью определенного критического значения аналогично нелинейной линзе, т.е. происходит самофокусировка импульсного пучка. Считается, что самофокусировке препятствуют преимущественно нормальная дисперсия групповой скорости и процессы фотоионизации среды, вызывающие генерацию плазмы свободных электронов. При определенных благоприятствующих параметрах как светового импульса, так и среды между этими эффектами, приводящими к противоположным последствиям, можно установить динамическое равновесие, что приведет к созданию квазिवолновода [2].

В то же время нельзя забывать и о том, что по мере распространения мощного ультракороткого импульса света в диэлектрической среде наблюдается изменение значения n как в поперечном, так и продольном направлениях. При этом происходит формирование обратной волны, которая обусловлена рассеянием прямой электромагнитной волны на самоиндуцированных неоднородностях кристалла диэлектрика. Логично предположить, что максимальная амплитуда обратной волны будет присутствовать в области нелинейного фокуса.

Влияние индуцированной обратной волны на эволюцию прямой во многих численных исследованиях считается пренебрежимо малым и не учитывается, однако в тех же исследованиях признается, что в ряде случаев влияние обратной волны может быть достаточно значимым для того, чтобы повлиять на эволюцию и динамику распространения прямой волны. В частности, примером того, что малые возмущения могут иметь большие воздействия на нелинейную динамику мощных волн, может служить модуляционная неустойчивость солитонов. Соответственно детальные исследования условий появления и динамики изменения параметров обратной волны, а также ее влияния на прямую волну (или, другими словами, учет отражения от нелинейного фокуса) особенно важны для решения целого ряда практических задач, например, связанных с удаленной диагностикой [6–9].

Соответственно, в настоящей работе, в продолжение исследования [5], приведем основные результаты численного моделирования распространения мощного УКИ в прозрачной диэлектрической среде с учетом отра-

жения от нелинейного фокуса. Рассмотрим нелинейную динамику обратной волны, динамику ее пространственно-временных характеристик в зависимости от начальных условий и ее влияние на эволюцию прямой волны, распространяющейся в диэлектрике.

Цель статьи – изучить влияние отражения от нелинейного фокуса на эволюцию в процессе распространения мощных ультракоротких лазерных импульсов в прозрачных диэлектриках на примере кварцевого стекла bk7.

Материал и методы. При построении численной модели, корректно описывающей исследуемые явления и процессы, будем применять математическую модель, построенную на основе волнового уравнения и уравнения нелинейного эйконала, модифицированных благодаря специальным методикам преобразования. Полученная самосогласованная система нелинейных уравнений решалась при помощи составленной и верифицированной автором численной схемы. В процессе исследования учитывались отражение импульсного излучения от нелинейного фокуса, специфика отклика диэлектрической среды, а также дисперсия вплоть до высших порядков.

Результаты и их обсуждение. Перейдем к рассмотрению эволюции и особенностей процесса распространения мощного ультракороткого светового импульса в диэлектрической среде с учетом индуцированных неоднородностей показателя преломления среды, условий формирования отраженной волны и влияния этой волны на распространяющийся импульс.

По аналогии с [8] для учета отражения прямой волны от продольного градиента показателя преломления введем величину нелинейного эйконала, обусловленного набегом фазы волны вдоль оси z . Данный метод оказался эффективным при аналитическом решении уравнения Гельмгольца для мощного гауссова пучка в стационарном режиме [9].

Исходя из волнового уравнения в данном случае

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

где Δ – оператор Лапласа, E – напряженность электромагнитного поля, t – время, c – скорость света в вакууме, а D – величина электрической индукции. Значение величины D будет зависеть от диэлектрической проницаемости ε , и если учесть инерционный характер отклика среды, то ее значение может быть вычислено по формуле

$$D = \int_{-\infty}^t \varepsilon(r, z, t-t') E(t') dt'. \quad (2)$$

Учитывая то, что в качестве среды распространения будем рассматривать кварцевое стекло bk7, при длительности высокоинтенсивных импульсов менее 100 фс и расстоянии распространения лазерного импульса порядка дисперсионной длины, при определении величины диэлектрической проницаемости ε необходимо учитывать дисперсию групповой скорости, включая дисперсию высших порядков, соответственно, согласно [8]:

$$\varepsilon_l = \frac{c^2}{\omega^2} \left[k(\omega_0) + \sum_n (n!)^{-1} \frac{\partial^{(n)} k}{\partial \omega^n} (\omega - \omega_0)^n \right]. \quad (2a)$$

где ω – частота импульса, k – волновой вектор, ω_0 – несущая частота импульса, n – показатель преломления.

Известно, что влияние дисперсии нелинейности на распространяющийся импульс может также благоприятствовать формированию обратной волны [8], однако для кварцевого стекла нелинейная часть показателя преломления, обусловленная нелинейностями высших порядков, пренебрежимо мала (например, для нелинейности пятого порядка $1.25 \times 10^{29} \text{ см}^4/\text{Вт}^2$), поэтому в данной работе в ходе численного исследования влияние этого эффекта учитывать не будем.

Используя уравнение нелинейного эйконала, а также методики преобразований, описанные в [8; 9], после ряда соответствующих преобразований получим систему уравнений, описывающую эволюцию прямой и обратной волн:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [E_1 - E_2 e^{-2ik_0 \phi}] = \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) E_1 - K_1 \\ -\frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{d(\ln n_0)}{dz} [E_1 e^{2ik_0 \phi} - E_2] = \frac{ik_0}{2n_0} (n^2 - n_0^2) E_2 - K_2 \end{cases}, \quad (3)$$

где E_1 – амплитуда напряженности электромагнитного поля прямой волны, E_2 – амплитуда напряженности электромагнитного поля отраженной волны, ∇_{\perp} – оператор Лапласа по поперечной координате, χ_{nl} – нелинейная диэлектрическая восприимчивость среды распространения, n_l – линейная часть показателя преломления, n_0 и n_2 – нелинейные части показателя преломления в центре пучка и на расстоянии r от центра пучка, соответственно (если I – интенсивность электромагнитного поля, то показатель преломления $n = n_0 + n_2 I$), k_0 – волновой вектор на входе в среду.

$$K_1 = \frac{n_l}{n_0} (\beta_1 \partial_t - \hat{D}) E_1 - \frac{4\pi}{cn_0} \partial_t \chi_{nl} E_1 + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} E_1, \quad (4)$$

$$K_2 = \frac{n_l}{n_0} \hat{D} E_2 - \frac{4\pi}{cn_0} \partial_t \chi_{nl} E_2 + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} E_2. \quad (5)$$

Здесь дисперсионный оператор \hat{D} :

$$\hat{D} = \left(\beta_1 - \frac{\alpha_1}{2} \right) \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m + i\alpha_m/2}{m!} \left(i \frac{\partial}{\partial t} \right)^m, \quad (6)$$

где параметр β_m определяется следующим образом: $\beta_0 = \frac{\omega_0 n_0}{c} = k_0$, $\beta_1 = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k} \right)^{-1}$.

Анализируя систему (3), четко видим, что из-за продольного градиента нелинейного показателя преломления распространяющийся лазерный импульс создает отраженную волну. Для простейшей верификации, вычислив соответствующий интеграл, не сложно проверить, что закон сохранения энергии выполняется.

Видим, что уравнения самосогласованной системы (3) фактически позволяют построить модель процесса индуцирования мощным ультракоротким лазерным импульсом отраженного импульса в процессе распространения в диэлектрической среде и исследовать динамику изменения пространственно-временных характеристик как прямого, так и обратного импульсов.

Будем считать, что на входе в среду осесимметричный гауссов импульсный пучок:

$$\begin{cases} E_1(z=0, r, t) = E_1^0 \exp\left[-r^2/w_0^2 - t^2/\tau_p^2\right], \\ E_2(z=L, r, t) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

В таком случае граничные условия будут иметь следующий вид:

$$E_1(z, r=R, t) = E_2(z, r=R, t) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_1(z, r=0, t)}{\partial r} = \frac{\partial E_2(z, r=0, t)}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

где w_0 – начальная ширина пучка, L – длина нелинейной среды (расстояние распространения в кристалле), R – граница среды по поперечной координате, τ_p – длительность импульса.

Следующим шагом в построении численной модели будет переход от уравнений системы (3) к уравнениям с безразмерными величинами. Переход к безразмерным величинам (ζ , t' , r') осуществим следующим образом:

$$|E|^2 = I_0 |A|^2, \quad \zeta = \frac{z}{L_0}, \quad t' = \left(t - \frac{z}{v_g} \right) / \tau_p, \quad w' = \frac{w}{w_0}, \quad (10)$$

где I_0 – начальная интенсивность импульса, w_0 – начальная ширина пучка, v_g – групповая скорость. Расстояние распространения вдоль продольной координаты будем нормировать на дифракционную длину L_{df} , где

$$L_{df} = \frac{kw_0^2}{2}. \quad (11)$$

Параметры диэлектрической среды распространения выберем соответствующими кварцевому стеклу bk7: $\beta_2 = 361 \text{ фс}^2/\text{см}$, $n_0 = 1,45$, $n_2 = 3 \times 10^{16} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Численное исследование проводилось для 800 нм светового импульса, с длительностью, варьируемой в пределах от 30 до 70 фс, и начальной шириной пучка, варьируемой в пределах от 10 до 50 мкм.

Не вдаваясь в подробности перехода к безразмерным величинам и программной реализации аппроксимационной численной схемы отметим, что данная самосогласованная система нелинейных уравнений решалась при помощи составленной и верифицированной автором численной схемы, которая позволяет осуществить численное моделирование процесса распространения мощного УКИ в диэлектрической среде с учетом отражения от нелинейного фокуса и явлений дисперсии, дифракции, эффектов самовоздействия и ионизации. На каждой итерации выполнялась проверка дискретного аналога закона сохранения. Верификация результатов моделирования проводилась путем проверки соответствия известных результатов с результатами численного моделирования.

Как известно, мощный импульсный пучок (начальная мощность больше критической мощности самофокусировки) в начале распространения в керровской диэлектрической среде находится преимущественно под воздействием эффекта самофокусировки, что приводит к его сужению по мере приближения к нелинейному фокусу вплоть до минимальной ширины пучка, которая в безабрационном приближении сравнима с длиной волны [8]. При этом расстояние до нелинейного фокуса зависит от таких параметров, как длина волны, ширины пучка и его формы, а также мощности и критической мощности излучения.

При проведении данного численного исследования нами изучалось влияние эффекта отражения от нелинейного фокуса (обратной волны) на процесс распространения мощного светового импульса ультракороткой длительности в кристалле кварцевого стекла bk7 на сравнительно большие расстояния (несколько L_{df}), а также влияние этого эффекта на распространяющееся излучение, дальность распространения, процесс формирования пульсирующего канала распространения и диапазон параметров, при которых он наблюдается.

Вначале по мере распространения в кристалле прозрачного диэлектрика и приближения к нелинейному фокусу мощный световой импульс фокусируется, что из-за появления продольного градиента нелинейного показателя преломления приводит к формированию т.н. обратной волны, амплитуда которой увеличивается по мере приближения к нелинейному фокусу. Влияние данного эффекта увеличивается с возрастанием пиковой интенсивности распространяющегося импульса, соответственно максимальным влияние эффекта отражения от нелинейного фокуса на начальном этапе будет в центре импульсного пучка. В процессе распространения в диэлектрической среде пространственно-временной профиль импульсного пучка изменяется (в том числе и из-за эффекта самоотражения) и точка максимальной интенсивности может сместиться в сторону периферии импульса.

Значимость влияния данного эффекта на распространяющееся излучение во многом определяется его начальной мощностью (P_{in}), которую для удобства анализа целесообразно будет нормировать на критическую мощность самофокусировки (P_{cr}). Также можно ввести коэффициент $\gamma = \frac{P_{in}}{P_{cr}}$. На основе результатов проведен-

ного численного исследования можно отметить, что заметным влияние эффекта самоотражения от нелинейного фокуса становится только при значениях $\gamma > 15$. Данный эффект оказывает сдерживающее влияние на пиковую интенсивность распространяющегося импульсного пучка, что, фактически, при определенных условиях позволяет задержать или остановить его коллапс, наступающий без учета данного явления и дефокусирующего влияния электронной плазмы при выполнении условия $P_{in} > P_{cr}$. Если значение коэффициента γ превышает 15, влияние исследуемого эффекта на пространственно-временной профиль импульса увеличивается настолько, что может служить причиной изменения формы огибающей интенсивности импульсного пучка.

Так, на рис. 1 мы видим, что при $\gamma = 10$ на расстоянии $0,5 L_{df}$ от входа в среду форма пучка сохраняется. Однако при дальнейшем увеличении начальной мощности до $\gamma = 20$ форма пучка уже претерпевает некоторые изменения, которые становятся еще более заметными при $\gamma = 30$. При численных экспериментах без учета самоиндуцированной продольной неоднородности показателя преломления, при аналогичных начальных мощностях излучения, наблюдался скачкообразный рост интенсивности в центре пучка, что соответствует явлению коллапса при реальных экспериментах. Также следует отметить, что под воздействием эффекта самоотражения сужается хвостовая часть импульса, т.е. в этой части импульса увеличивается

градиент роста интенсивности, что при определенных параметрах приводит к некоторому уширению частотного спектра импульса в высокочастотную область спектра (рис. 2).

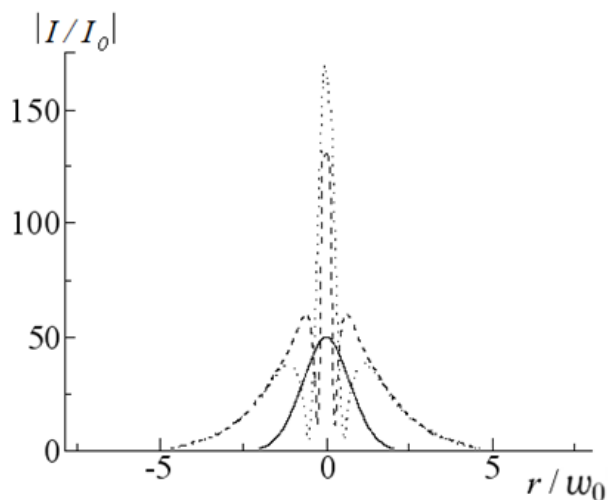


Рис. 1. Огибающая нормированной интенсивности падающей волны при $\gamma = 10$ (сплошная кривая), $\gamma = 20$ (штрих-пунктирная кривая), $\gamma = 30$ (пунктирная кривая)

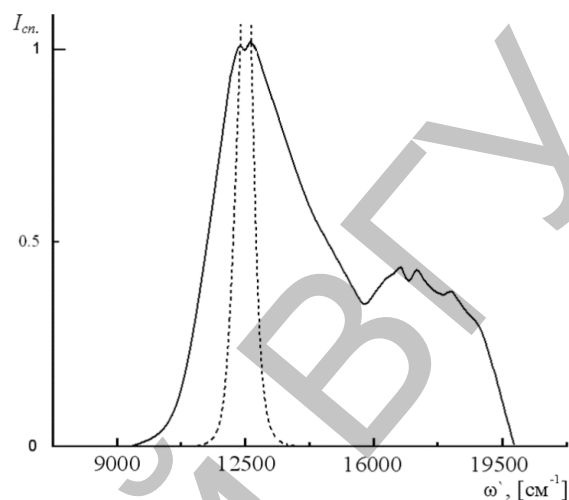


Рис. 2. Высокочастотный непрерывный спектр, генерируемый 50 фс импульсом в кварцевом стекле, при учете продольной неоднородности показателя преломления, пунктирной кривой изображен исходный спектр лазерного импульса, $\omega = 1/\lambda$, $\omega_0 = 12500$ см⁻¹)

Кроме того, в ходе исследования было выявлено, что при определенных благоприятных параметрах влияние самоиндуцированной импульсом продольной неоднородности показателя n может увеличиться достаточно, чтобы составить конкуренцию эффекту самофокусировки и несколько дефокусировать высокоинтенсивный импульсный пучок. Однако спад пиковой интенсивности приводит к уменьшению амплитуды обратной волны, и доминирующим эффектом опять становится самофокусировка. По мере распространения излучения в кристалле диэлектрика фазы фокусировки и дефокусировки последовательно сменяют друг друга, т.е. наблюдается т.н. многофокусный режим распространения. На рис. 3 приведено тоновое изображение пространственного распределения интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в кварцевом стекле (с учетом продольной неоднородности n) в многофокусном режиме на расстояние более $6 L_{df}$. Расстояние между фокусами уменьшается при увеличении γ (что, по всей видимости, обусловлено зависимостью фокусного расстояния от соотношения γ), однако также сужается и диапазон начальных параметров, при которых наблюдается такой режим распространения УКИ.

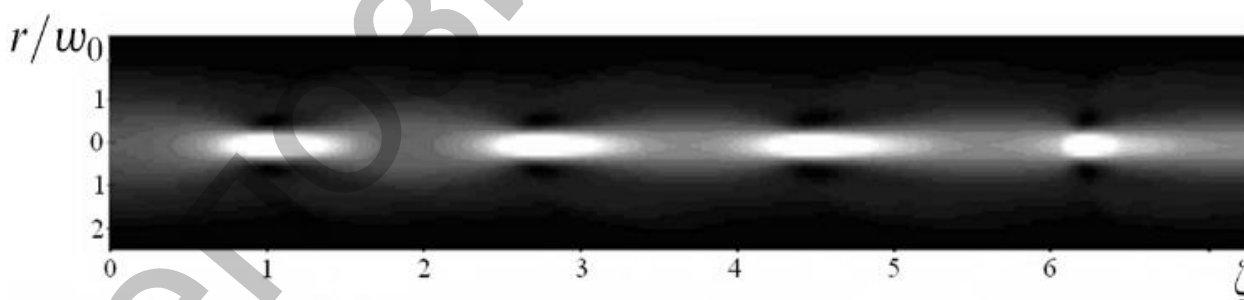


Рис. 3. Тоновое изображение пространственного распределения интенсивности лазерного пучка в пульсирующем режиме с учетом продольной неоднородности показателя преломления в кварцевом стекле ($P_{in}/P_{cr} = 31$, $\zeta = z/L_{df}$, $w_0 = 38$ мкм)

Заключение. Таким образом, в данной работе на основе результатов численного исследования нами продемонстрировано, что продольная неоднородность показателя преломления приводит к формированию обратной волны (явление отражения от нелинейного фокуса), которая взаимодействует с распространяющимся лазерным импульсным пучком и может сдерживать рост его интенсивности, обусловленный самофокусировкой. Показано, что при соотношении начальной и критической мощностей $\gamma > 15$ влияние этого эффекта может быть достаточным для изменения формы пространственно-временной огибающей ультракороткого лазерного импульса, распространяющегося в кристалле кварцевого стекла, и асимметричного уширения частотного спектра

импульса в высокочастотную область. Также установлено, что при определенных благоприятных начальных параметрах может наблюдаться многофокусный режим распространения ультракороткого лазерного импульса в кристалле кварцевого стекла BK7 на расстояние в несколько дифракционных длин.

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. Chin, S. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air / S. Chin, O. Kosareva, N. Panov, R. Li, Z. Xu [et al.] // *Laser Physics*. – 2012. – Vol. 22, № 1. – P. 1–53.
5. Vislobokov, N.Yu. Low- and high-frequency continuum generation by femtosecond pulses in fused silica / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Quantum electronics*. – 2007. – Vol. 37, № 11. – P. 1015–1020.
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. Распространение мощного светового импульса с учетом отражения от нелинейного фокуса / Н.Ю. Вислобоков, А.П. Сухоруков, Т.В. Смирнова, О.М. Федотова, О.Х. Хасанов // *Известия РАН. Сер. физ.* – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1740–1744.
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 / Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P. // *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. Chin, S. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air / S. Chin, O. Kosareva, N. Panov, R. Li, Z. Xu [et al.] // *Laser Physics*. – 2012. – Vol. 22, № 1. – P. 1–53.
5. Vislobokov N.Yu. Low- and high-frequency continuum generation by femtosecond pulses in fused silica / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Quantum electronics*. – 2007. – Vol. 37, № 11. – P. 1015–1020.
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., Sukhorukov A.P., Smirnova T.V., Fedotova O.M., Khasanov O.Kh. *Izvestiya RAN. Ser. fizicheskaya* [Journal of the RASc. Physics], Moscow, 2006, Vol. 70, № 12, pp. 1740–1744.
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 28.06.2019

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