

Численное моделирование генерации низко- и высокочастотного континуального излучения ультракороткими лазерными импульсами в прозрачных диэлектриках

Н.Ю. Вислобоков

Учреждение образования Федерации профсоюзов Беларуси
«Международный университет “МИТСО”», Витебский филиал

Численное моделирование и исследование процесса генерации континуального излучения в широко распространённых прозрачных диэлектриках типа сапфир, кварцевое стекло вызывают особый интерес у исследователей, поскольку источник лазерного излучения с широким частотным диапазоном найдёт применение в спектроскопии, устройствах компрессии импульсов, оптоволоконной оптике, оптической когерентной томографии, частотной метрологии.

Цель исследования – изучение закономерности распространения фемтосекундного лазерного импульса и динамики изменения спектра импульса в процессе распространения в кристаллах прозрачных диэлектриков.

Материал и методы. Для корректного описания эволюции поля ультракороткого импульса, распространяющегося в диэлектрике, использовалась модифицированное уравнение Шредингера, учитывающее дифракцию, дисперсию, керровскую нелинейность и нелинейность пятого порядка, а также многофотонную, лавинную и туннельную ионизации. Для решения полученной самосогласованной системы уравнений применялась составленная автором численная схема.

Результаты и их обсуждение. В работе представлены результаты численного моделирования динамики процесса генерации континуального излучения мощными ультракороткими лазерными импульсами в кристаллах прозрачных диэлектриков типа сапфира и кварцевого стекла bk7 при учете воздействия плазмы свободных электронов и индуцированной фотонной ионизации. Анализируется связь эволюционных изменений пространственно-временной огибающей интенсивности лазерного импульса в кварцевом стекле и генерируемого им спектра. Полученное уширение частотного диапазона излучения становится возможным за счет того, что импульсный пучок под воздействием ионизационных процессов деформируется определенным образом в процессе распространения в кварцевом стекле.

Заключение. На основе результатов численного моделирования установлено, что в процессе распространения мощный фемтосекундный лазерный импульс разбивается на субимпульсы и субпучки. Показано, что спектр излучения значительно уширяется как в сторону высоких, так и в сторону низких частот, т.е. наблюдается генерация континуального излучения.

Ключевые слова: ультракороткий лазерный импульс, спектр, уширение, суперконтинуум, ионизация, многофотонная ионизация, туннелирование, лавинное образование плазмы.

Numerical Modeling of the Generation of Low- and High-Frequency Continuum Radiation by Ultra-short Laser Pulses in Transparent Dielectrics

N.Yu. Vislobokov

Educational Establishment of the Federation of Belarusian Trade Unions
«International “University MITSO”», Vitebsk Branch

Numerical modeling and numerical study of the process of generation of continuum radiation in widely spread transparent dielectrics like sapphire, quartz glass evokes interest among researchers, since the source of laser radiation with wide frequency range can find application in spectroscopy, appliances of impulse compression, optofiber optics, optic coherent tomography, frequency metrology.

The purpose of the research is the study of regularity of spreading femtosecond laser impulse and the dynamics of the transformation of impulse spectrum in the process of dispersion in transparent dielectric crystals.

Material and methods. To correctly describe the evolution of the field of an ultraviolet impulse, which spreads in dielectrics, we used the modified Schrödinger equation, that takes into account diffraction, dispersion, Kerr nonlinearity and fifth order non

linearity as well as multi-photon, tunnel and avalanche ionizations. To solve the obtained self agreeable system of equations the author made up a numerical scheme.

Findings and their discussion. Findings of numerical modeling of the dynamics of the process of generation of continuum radiation with powerful ultra-short laser impulses in transparent dielectrics crystals like sapphire and bk7 quartz glass with the consideration of free electron plasma impact and induced photon ionization are presented in the article. Connection between evolution transformations of space and time bend of the intensity of laser impulse in quartz glass and the spectrum it generates is analyzed. The obtained broadening of frequency range of radiation becomes possible since the impulse band, under the influence of ionization processes, is deformed in a special way while spreading in quartz glass.

Conclusion. On the bases of the findings of numerical modeling it has been found out that, while spreading, a powerful femtosecond laser impulse is broken into sub-impulses and sub-bands. It is stated that the radiation spectrum is considerably wider both into high and low frequencies; generation of continuum radiation is observed.

Key words: ultra-short laser pulse, spectral broadening, supercontinuum, ionization, multi-photon ionization, tunneling, avalanche plasma formation.

Одной из важнейших задач численного моделирования в современной фотонике и нелинейной оптике является изучение генерации излучения с уширенным (континуальным) частотным спектром, особенно актуально изучение такого явления, как одновременное уширение спектра в область низких и в область высоких частот относительно начального спектра импульса. Генерация континуального излучения в широко распространённых прозрачных диэлектриках типа сапфир, кварцевое стекло вызывает особый интерес у исследователей, поскольку источник лазерного излучения с широким частотным диапазоном найдет применение в спектроскопии, устройствах компрессии импульсов, оптоволоконной оптике, оптической когерентной томографии, частотной метрологии [1–5].

Среди механизмов, влияющих на изменение ширины спектра, выделяют такие, как фазовая самомодуляция, самоукручение, четырехволновое смешение, ионизационные процессы. В ходе ряда исследований [2; 6–8] было установлено, что генерация суперконтинуума мощным фемтосекундным лазерным излучением в сплошной прозрачной среде – следствие самомодуляции фазы светового поля и возникновения ее временного градиента, вызванного воздействием индуцированных фотоионизационных процессов (многофотонная, лавинная и туннельная ионизации) на распространяющееся лазерное излучение. В частности, генерация суперконтинуума пикосекундными импульсами обусловлена, по большей части, лавинным образованием электронной плазмы, что делает не актуальным применение диэлектриков, облучаемых импульсным оптическим излучением пикосекундной длительности, в качестве источников широкодиапазонного лазерного излучения, так как при формировании лавины плотность плазмы свободных электронов (ПСЭ) резко возрастает до критических значений, при которых происходит повреждение кристалла диэлектрика. В то же время при распространении в диэлектрике фемтосекундного лазерного импульса из-за его малой длительности электронная лавина не успевает развиться. Превалирующие плазмаобразующие процессы – многофотонная (МФИ) и туннельная ионизации, поэтому генерация континуального излучения возможна при плотности ПСЭ меньше критической [6; 7].

Основным недостатком уже наблюдавшихся в кристаллах сапфира и кварцевого стекла континуальных спектров является резкая асимметричность: большое уширение спектра в область высоких частот и почти отсутствующее уширение в низкочастотную область [1; 2; 4].

В данной работе мы представляем результаты исследования, в рамках которого в ходе численного эксперимента наблюдалось заметное уширение спектра мощного фемтосекундного лазерного импульса в кварцевом стекле как в сторону высоких, так и в сторону низких частот (генерации суперконтинуума), и на основе данных математической и численной модели анализируем причины этого явления.

Цель исследования – изучение закономерности распространения фемтосекундного лазерного импульса и динамики изменения спектра импульса в процессе распространения в кристаллах прозрачных диэлектриков.

Материал и методы. При выборе диэлектрика для численного исследования мы руководствовались в основном известными отличиями и преимуществами твердотельных материалов для генерации континуального излучения. Известно, например, что в ходе ряда экспериментов [2; 4; 5] была выявлена роль ширины запрещенной зоны диэлектрика как фактора, ограничивающего возможность генерации широкодиапазонного лазерного излучения. При экспериментах по генерации суперконтинуума [4] в различных жидкостях и твердых телах наблюдать значимое уширение спектра удавалось лишь в средах, ширина запрещенной зоны которых $U \geq 4.7$ эВ. При переходе от материалов с меньшей шириной запрещенной зоны к материалам с большей U отмечено небольшое увеличение ширины генерируемого спектра, но заметный рост минимальной мощности генерации суперконтинуума. Кварцевое стекло обладает большой для прозрачного диэлектрика запрещенной зоной ($U = 9$ эВ) и в то же время является распространенным и недорогим материалом. В нем можно получить континуальное излучение с практически непрерывной спектральной полосой и узкой направленностью [4; 5]. Индуцированный импульсом самовольный механизм обуславливает почти волновое распространение «белого» пучка в среде [1]. Соответственно кварцевое стекло, видимо, будет одним из наиболее перспектив-

ных материалов для генерации суперконтинуума. Эволюция мощного ($P_{in}/P_{cr} > 1$, P_{in} – начальная мощность импульса, P_{cr} – критическая мощность самофокусировки) ультракороткого лазерного импульса, распространяющегося в диэлектрике с положительной нелинейностью, по большей части является следствием воздействия на этот лазерный импульс двух постоянно конкурирующих между собой процессов: самофокусировки, обусловленной нелинейностью среды, и дефокусировки за счет электронной плазмы. Довольно сложным для исследования и в то же время очень интересным является случай динамической конкуренции между двумя этими эффектами, когда в процессе распространения то первый, то второй процесс оказывается доминирующим. Получить режим динамической конкуренции можно, облучая образец кварцевого стекла сверхмощным ($P_{in}/P_{cr} > 10$) УКИ. Длительность импульса при этом должна быть достаточно малой для того, чтобы не допустить развития электронной лавины, последствием которой станет оптический пробой материала. Интересен этот случай во многом тем, что заметные изменения претерпевает не только пространственно-временной профиль импульса, но и его спектр. Возможно наблюдение эффекта значительного уширения частотного диапазона излучения как в сторону высоких, так и в сторону низких частот – генерации суперконтинуального излучения.

Результаты и их обсуждение. Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо использовать модифицированное уравнение Шредингера, в котором учтены не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия, керровская нелинейность, но и нелинейность пятого порядка, а также многофотонная, лавинная и туннельная ионизации [7].

Соответствующее уравнение для поля УКИ, распространяющегося в образце:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \mathcal{F}^{-1} E - i \frac{\beta_D}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + P_{nl}, \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля, z – продольная координата, r – поперечная координата, $\mathcal{F} = \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)$, $\tau = t - z/v_g$ – время в движущейся с импульсом системе координат, $v_g = \partial \omega / \partial k|_{\omega_0}$ – групповая скорость, $k_0 = n_0 \omega / c$ – волновой вектор на входе в среду, $\beta_D = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega_0}$ – коэффициент дисперсии групповой скорости, n_0 – линейная часть показателя преломления.

Учитывая влияние нелинейности, ПСЭ и индуцированных ионизационных эффектов:

$$P_{nl} = ik_0 n_2 \mathcal{F} |E|^2 E + ik_0 n_4 \mathcal{F} |E|^4 E - G. \quad (2)$$

В данном уравнении G с учетом многофотонной ионизации можно представить как

$$G = \frac{\sigma_{IBS}}{2} \mathcal{F}^{-1} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E + \frac{1}{2} \frac{W_{PI} U}{|E|^2} E,$$

где n_2 и n_4 – нелинейные части показателя преломления, σ_{IBS} – поперечное сечение обратного тормозного излучения, следуя модели Друдде-Стюарта [9] $\sigma_{IBS} = k \omega_0 \tau_c / [n_0^2 \rho_{cr} (1 + \omega_0^2 \tau_c^2)]$, ω – частота лазерного излучения, ω_0 – частота лазерного излучения на входе в диэлектрик, τ_c – характерное время столкновений электронов, ρ – плотность свободных электронов в среде, ρ_{cr} – критическая плотность ПСЭ, $W_{PI}(|E|)$ – скорость фотонной ионизации, U – ширина запрещенной зоны диэлектрика.

В модели также следует учесть изменение плотности свободных электронов, обусловленное действием поля проходящего импульса. Соответствующее эволюционное уравнение для плотности ПСЭ, учитывающее многофотонную ионизацию, туннелирование электронов из валентной зоны в зону проводимости, через запрещенную зону диэлектрика, лавинную ионизацию, можно представить в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{PI} + \frac{\sigma_{IBS}}{U} \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r}. \quad (3)$$

В уравнении (3) τ_r – время релаксации среды.

Первое слагаемое в правой части (3) описывает вклад фотонной ионизации в генерацию свободных электронов, в то время как влияние лавинного образования ПСЭ представлено в уравнении вторым слагаемым. Третье слагаемое учитывает рекомбинацию электронов.

Перейдем теперь к вычислению W_{PI} . По результатам проведенных исследований [6], наилучшее согласование численных расчетов с экспериментальными данными при сверхвысоких интенсивностях ($I \approx 3.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²), когда ряд физических процессов взаимодействует между собой и в то же время оказывает влияние на проходящий импульс, было достигнуто при вычислении W_{PI} способом, который предложил Келдыш [8]:

$$W_{\alpha}(|E|) = \frac{2\omega_0}{9\pi} \left(\frac{\omega_0 m^*}{\hbar \sqrt{\Gamma}} \right)^{3/2} Q(\nu, x) \exp\{-\alpha \text{int} < x + 1 >\},$$

где $\Gamma = \frac{\nu^2}{1 + \nu^2}$; $\nu = \omega_0 / eE \sqrt{m^* U}$, эффективная масса $m^* = 0.634 m_e$ (m_e – масса электрона).

$$Q(\nu, x) = \sqrt{\frac{\pi}{2k(\hbar)}} \times_{n=0} e^{-n\alpha} \Phi \sqrt{\frac{\pi^2}{k(\hbar)E(\hbar)} (n + 2(\text{int} < x + 1 >)) x},$$

$$x = \frac{2}{\pi} \frac{U_j}{\hbar \omega_0} \frac{E(\hbar)}{\sqrt{\Gamma}}, \quad \hbar = \frac{1}{1 + \nu^2},$$

где $\alpha = \pi \frac{K(\Gamma) - E(\Gamma)}{E(\hbar)}$ (K, E – полный эллиптический интеграл первого и второго рода, соответственно).

Для решения самосогласованной системы уравнений (1–3) использовалась составленная авторами и верифицированная численная схема [7] (результаты, полученные при тестировании компьютерной модели, соответствовали результатам известных экспериментов [2; 4; 5]).

В ходе проведенного нами численного исследования изучалась динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности сверхмощного ультракороткого импульса (УКИ), распространяющегося в кварцевом стекле совместно с эволюцией его спектра. Полученные при компьютерном моделировании данные позволяют узнать пространственно-временной профиль импульсного пучка, определить его основные параметры и характеристики, в том числе спектральные, практически в любой точке на пути его распространения в диэлектрике. В численных расчетах использовались параметры среды, соответствующие кварцевому стеклу. Применяемые параметры сверхмощного импульсного излучения согласованы с реальными возможностями современных лазеров. На вход в кристалл кварцевого стекла подавался гауссов импульс:

$$E(r, z=0, t) = E_0 \exp[-r^2 / \omega_0^2 - t^2 / \tau_p^2], \quad (4)$$

$$\rho(r, z, t=0) = \rho_0$$

$$I_0 = |E_0|^2,$$

$$P_{in} = \pi I_0 \omega_0^2.$$

Здесь ω_0 – начальная ширина пучка, τ_p – длительность импульса, E_0 – начальная пиковая интенсивность.

Обратимся к наиболее интересным результатам исследования. Рассмотрим подробнее эволюцию УКИ с $w_0=30$ мкм в кварцевом стекле при условиях, когда мощность импульса на входе значительно превосходит критическую мощность самофокусировки ($P_{in}/P_{cr}=30$). Попадая в кристалл кварцевого стекла, такой импульс начинает фокусироваться. Эффект самофокусировки оказывает значительное воздействие уже на передний фронт импульса, его крутизна резко увеличивается. В то же время благодаря энергии, полученной электронами от лазерного импульса за счет ионизации, резко возрастает плотность электронной плазмы. Вклад дефокусировки на электронной плазме довольно быстро увеличивается настолько, что она может конкурировать с самофокусировкой.

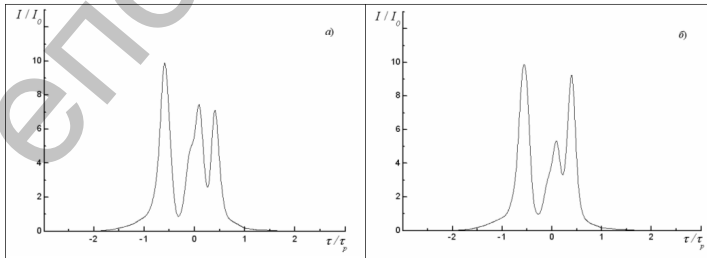


Рис. 1. Временной профиль огибающей интенсивности в центре пучка при а) $\zeta = 0.19$; б) $\zeta = 0.25$
(продольная координата $\zeta = z/L_{df}$, $L_{df}=5267$ мкм, $w_0=30$ мкм, $\tau_p=50$ фс,
 I_0 – начальная интенсивность).

Далее лазерное излучение распространяется в условиях динамической конкуренции между фокусирующими и дефокусирующими силами, когда преобладающими являются то одни, то другие, и соответственно, фазы фокусировки сменяются фазами дефокусировки. Естественно, форма пространственно-временной огибающей интенсивности импульсного пучка при этом претерпевает заметные изменения. Распространяющийся в таких условиях импульсный пучок, потеряв более 40% своей начальной энергии, расслаивается на три субимпульса (рис. 1а), каждый из которых, за исключением первого, распространяется в диэлектрической среде, ионизирующей предыдущий(и) субимпульсом(ами). При дальнейшем распространении в кристалле первый субимпульс продолжает фокусироваться. Пиковая интенсивность второго, идущего на небольшом удалении от первого и находящегося в сильном поле образованной им ПСЭ, в процессе распространения уменьшается. В то же время интенсивность третьего субимпульса, который «идет» на большем расстоянии от первого, чем второй, и соответственно, распространяется в поле с меньшей плотностью ПСЭ, также возрастает до достаточно больших значений (рис. 1б). Рост интенсивности импульсного пучка сопровождается его компрессией и самофокусировкой. Постепенно в результате динамической конкуренции между самофокусировкой и дефокусировкой пространственно-временная огибающая интенсивности импульса принимает специфическую форму, изображенную на рис. 2, сохраняющуюся на протяжении некоторого времени. Как видно, большая часть энергии лазерного импульса локализуется в двух филаментах. Особенно важно то, что распространение импульсного пучка, пока пространственно-временная огибающая его интенсивности сохраняет эту специфическую форму, сопровождается резким уширением спектра импульса. Причем следует заметить: низкочастотное уширение спектра сравнимо с высокочастотным, в отличие от ранее наблюдавшегося [4; 5] континуального спектра. После того как эта специфическая форма пространственно-временной огибающей интенсивности деформируется, спектр импульса распадается на отдельные гармоники.

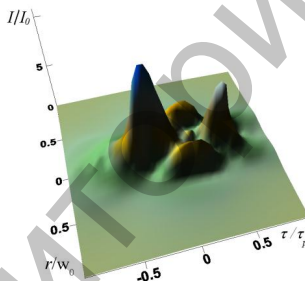


Рис. 2. Пространственно-временной профиль огибающей интенсивности на расстоянии $\zeta = 0.295$ (продольная координата $\zeta = z/L_{df}$, $L_{df} = 5267$ мкм, $w_0 = 30$ мкм, $\tau_p = 50$ фс, $P_{in}/P_{cr} = 30$, I_0 – начальная интенсивность).

Полученное суперконтинуальное уширение частотного диапазона максимально в центральной части пучка, а при продвижении в сторону периферии его ширина постепенно уменьшается. Так, на удалении $w_0/3$ от центра пучка спектр почти не уширяется.

Увеличение мощности P_{in} сопровождается уменьшением интервала вдоль Z , на котором происходит генерация континуального излучения, и при $P_{in}/P_{cr} \approx 50$ суперконтинуального спектра в кварцевом стекле в рассматриваемом диапазоне параметров не наблюдается.

Частотный сдвиг излучения в каждой точке пространства и времени определяется величиной временного градиента фазы φ_{nl} :

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

Скорость изменения нелинейной фазы (а следовательно, и уширение спектра лазерного излучения в кристалле диэлектрика) обусловлена наведенным изменением показателя преломления Δn , которое во многом зависит от геометрии пространственно-временного профиля импульсного пучка, в частности, крутизны фронтов импульса. Уширение частотного спектра импульсного пучка в сторону низких частот определяется скоростью роста фазы на переднем фронте импульса, величиной крутизны этого фронта (чем больше крутизна, тем быст-

рее изменяется величина φ_{nl} и тем больше низкочастотное уширение спектра), а высокочастотная континуализация частотного диапазона обусловлена крутизной заднего фронта. Это позволяет объяснить, почему при генерации континуального излучения в диэлектриках, как правило, наблюдается заметный высокочастотный пьедестал, а низкочастотное уширение почти отсутствует.

В то же время, когда через кристалл диэлектрика проходит сверхмощный ($P_{in}/P_{cr} > 10$) УК импульсный пучок, после распространения в режиме динамической конкуренции между нелинейными и ионизационными эффектами его пространственно-временной профиль может принять специфическую форму: в центральной части пучка импульс расслаивается на два субимпульса (филамента), в отличие от периферии (рис. 2). Хвостовой субимпульс находится на достаточном расстоянии от предыдущих, чтобы влияние на него ПСЭ было недостаточным для дефокусировки, и приносит свой значимый вклад в генерацию континуального излучения в кварцевом стекле. Так, передний фронт первого субимпульса распространяется в нейтральной среде, и рост фазы, обусловленный, по большей части, самофокусировкой, здесь происходит довольно медленно (в наших расчетах φ_{nl} увеличивалась в среднем в течение $\approx 10\text{--}35$ фс, в зависимости от τ_p), в отличие от заднего фронта, где изменение фазы обусловлено фотоионизационными процессами, и φ_{nl} спадает за время порядка 1.5 фс. Частотный спектр, генерируемый этим филаментом, представлен на рис. 3а. Заметен достаточно широкий пьедестал уширения спектра в сторону высоких частот и почти отсутствует уширение в сторону низких. Хвостовой субимпульс образовался в результате взаимодействия мощного лазерного излучения с диэлектриком и электронной плазмой и распространяется в поле первого субимпульса, поэтому ионизационные процессы играют ведущую роль в формировании как его переднего фронта, так и заднего (для хвостового субимпульса $\tau_{f+} \approx \tau_{f-} \approx 1.5\text{--}3$ фс). Соответственно наблюдается значительное уширение частотного спектра этого филамента как в область высоких частот, так и в сторону низких (рис. 3б). Именно за счет большой крутизны переднего фронта последнего субимпульса мы и наблюдаем суперконтинуальное уширение частотного диапазона лазерного импульса в сторону низких частот.

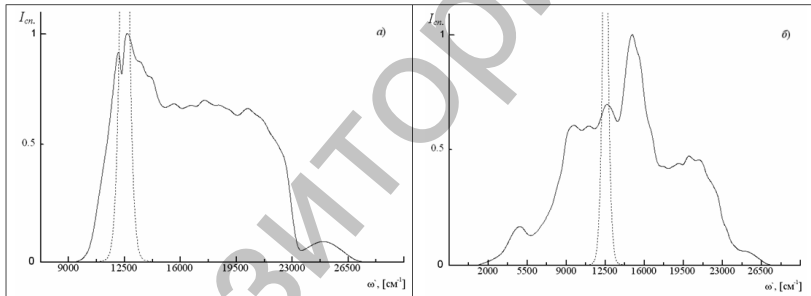


Рис. 3. Континуальный спектр, генерируемый первым (а) и вторым (б) осевыми филаментами образовавшимися при распространении в кварцевом стекле сверхмощного ($P_{in}/P_{cr} = 30$) УК лазерного импульса (на входе $\tau_p = 50$ фс, $w_0 = 30$ мкм, $\omega_0 = 12500$ см⁻¹, $\omega' = 1/\lambda$, I_{cn} нормирована на максимум континуального спектра).

Повышение P_{in} приводило к резкому увеличению пиковой интенсивности и плотности ПСЭ до критических значений. Сравнительный анализ расчетов, с учетом ионизации только за счет МФИ и за счет трех основных фотоионизационных механизмов (МФИ, лавинная ионизация, туннельный эффект), показал, что причиной генерации континуального спектра излучения являются ионизационные процессы, индуцированные высокоинтенсивным импульсным лазерным излучением, распространяющимся в кристалле диэлектрика. Максимальное значение, достигаемое плотностью ПСЭ, не превышало критической плотности, что повлекло бы за собой внесение изменений в кристалл диэлектрика.

Заключение. В ходе нашего исследования изучен ряд особенностей распространения сверхмощных ($P_{in}/P_{cr} > 10$) фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле в условиях динамической конкуренции самофокусировки и дефокусировки, обусловленной фотоионизацией. Показано, что при $P_{in}/P_{cr} \approx 30$, при определенных параметрах, возможна генерация суперконтинуального излучения в кварцевом стекле с заметным уширением спектра как в сторону высоких, так и в сторону низких частот (ранее, как нам известно, наблюдалась генерация

континуального спектра в кварцевом стекле с заметным уширением спектра только в высокочастотную область). Отмечено, что для лазерного импульса с начальной длительностью $\tau_p=50$ фс уширение спектра в сторону низких частот было больше, чем для импульса $\tau_p=160$ фс. Анализируется физическая природа явления суперконтинуума, в частности, связь эволюционных изменений пространственно-временной огибающей интенсивности лазерного импульса в кварцевом стекле и генерируемого им спектра. Полученное уширение частотного диапазона излучения становится возможным за счет того, что импульсный пучок под воздействием ионизационных процессов деформируется определенным образом в процессе распространения в кварцевом стекле.

ЛИТЕРАТУРА

- 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.
- 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.
- 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.
- Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441, № 1. – P. 47–189.
- Lin, Sh. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / Shih-Shian Lin, Sheng-Kwang Hwang, and Jia-Ming Liu // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 4. – P. 4152–4160.
- Kandidov, V.P. Formation of conical emission of supercontinuum during filamentation of femtosecond laser radiation in fused silica / V.P. Kandidov, E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2015. – Vol. 3, № 113:3. – P. 422–432.
- Vislobokov, N.Yu. Quasi-soliton and multifocal propagation of high-intensity laser pulses in silica glass / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Physics of Wave Phenomena*. – 2009. – Vol. 17, № 1. – P. 11–14.
- Келдыш, Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // *ЖЭТФ*. – 1964. – Vol. 47, № 15(11). – P. 1945–1956.
- Вислобоков, Н.Ю. Численное моделирование влияния дисперсии на спектральную континуацию мощных фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле / Н.Ю. Вислобоков // *Вестн. Віцебск. дзярж. ун-та*. – 2014. – № 2(80). – С. 23–28.

REFERENCES

- 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.
- 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.
- 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.
- Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // *Phys. Rep.* – 2007. – Vol. 441, № 1. – P. 47–189.
- Lin, Sh. Supercontinuum generation in highly nonlinear fibers using amplified noise-like optical pulses / Shih-Shian Lin, Sheng-Kwang Hwang, and Jia-Ming Liu // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, № 4. – P. 4152–4160.
- Kandidov, V.P. Formation of conical emission of supercontinuum during filamentation of femtosecond laser radiation in fused silica / V.P. Kandidov, E.O. Smetanina, A.E. Dormidonov, V.O. Kompanets, S.V. Chekalin // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2015. – Vol. 3, № 113:3. – P. 422–432.
- Vislobokov, N.Yu. Quasi-soliton and multifocal propagation of high-intensity laser pulses in silica glass / N.Yu. Vislobokov, A.P. Sukhorukov // *Physics of Wave Phenomena*. – 2009. – Vol. 17, № 1. – P. 11–14.
- Keldysh L.V. *ZhETF* [J. Exp. Theor. Phys.], 1964, 47, 15(11), pp. 1945–1956.
- Vislobokov N.Yu. *Vestnik VGU* [Newsletter of Vitebsk State University], Vitebsk, 2014, № 2(80), pp. 23–28.

Поступила в редакцию 28.03.2017

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