

# Генерация низко- и высокочастотного континуального излучения фемтосекундными импульсами в кварцевом стекле

А.П.Сухоруков, Н.Ю.Вислобоков

*Представлены результаты численного моделирования динамики генерации континуального излучения сверхмощным УКИ в кварцевом стекле при учете фотонной ионизации. Установлено, что высокоинтенсивный фемтосекундный лазерный импульс разбивается в процессе распространения на субимпульсы и субпучки. Показано, что спектр излучения значительно уширяется в сторону как высоких, так и низких частот.*

**Ключевые слова:** фемтосекундный импульс, суперконтинуум, ионизация, многофотонная ионизация, туннелирование, лавинное образование плазмы.

## 1. Введение

Создание лазерных систем, способных генерировать импульсы тераваттной мощности длительностью менее 200 фс, привело к возрождению интереса исследователей к проблеме генерации суперконтинуума в сплошных оптических средах [1]. Это явление впервые наблюдали Альфано и Шапиро [2] ещё в 1960-е годы при фокусировке мощного пикосекундного импульса в газе; впоследствии оно не раз наблюдалось учёными в газах, жидкостях и твёрдых телах [3–8].

Особый интерес представляет генерация суперконтинуума в широко распространенных прозрачных диэлектриках типа сапфира или кварцевого стекла. Такой источник лазерного излучения с широким частотным диапазоном может найти применение в спектроскопии [9, 10], устройствах компрессии импульсов [11], в оптоволоконной оптике [12], оптической когерентной томографии, метрологии и т. п.

Известно, что на уширение спектра влияют такие механизмы, как фазовая самомодуляция, четырёхволновое смешение, увеличение крутизны лазерных импульсов при их распространении, а также ионизационные процессы. В ходе исследований [3, 4, 7, 9] было установлено, что генерация суперконтинуума мощным фемтосекундным лазерным излучением в сплошной прозрачной среде является следствием самомодуляции фазы светового поля и возникновения её временного градиента, обусловленного воздействием индуцированных фотоионизационных процессов (многофотонная лавинная и туннельная ионизация) на распространяющееся лазерное излучение. В частности, генерация суперконтинуума пикосекундными импульсами вызвана в значительной мере лавинным образованием электронной плазмы. Это сильно затруд-

няет применение нелинейных диэлектриков в качестве источников широкоспектрального оптического излучения, т. к. при образовании электронной лавины плотность плазмы свободных электронов (ПСЭ) резко возрастает до критических значений, при которых происходит повреждение диэлектрика. В то же время при распространении в диэлектрике фемтосекундного лазерного импульса электронная лавина из-за его малой длительности не успевает развиться. Превалирующими плазмообразующими процессами являются многофотонная и туннельная ионизация, поэтому генерация континуального излучения возможна при плотности ПСЭ меньше критической, когда в кристалле диэлектрика не возникают структурные изменения [1, 4–7].

Заметим, что далеко не всегда в прозрачных диэлектриках спектр уширяется в область как высоких, так и низких частот. Например, при генерации континуального излучения пьедестал спектра уширяется, как правило, в УФ область и почти не затрагивает обратную сторону (сторону низких частот) [1, 5, 7, 8, 12]. По аналогии с рядом современных работ в этом направлении, если речь идёт о значительном уширении спектра излучения в область только высоких или только низких частот (уширение в противоположные области отсутствует либо незначительно), следует говорить о генерации континуального спектра, а если речь идёт о заметном уширении частотного диапазона лазерного излучения в обе области – о генерации суперконтинуума.

При выборе диэлектрика для численного исследования мы руководствовались, в основном, известными преимуществами твердотельных материалов с точки зрения генерации континуального излучения. Например, в ходе ряда экспериментов [1] было выявлено, что ширина запрещённой зоны диэлектрика является фактором, ограничивающим возможность генерации широкоспектрального лазерного излучения. В экспериментах по генерации суперконтинуума в различных жидкостях и твёрдых телах [1] наблюдать значительное уширение спектра удавалось лишь в средах с шириной запрещённой зоны  $U \geq 4.7$  эВ. При переходе от материалов с меньшей шириной запрещённой зоны к материалам с большим значением  $U$

А.П.Сухоруков, Н.Ю.Вислобоков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: apsmsu@gmail.com; nkt\_2004@mail.ru

Поступила в редакцию 14 декабря 2006 г., после доработки – 14 марта 2007 г.

отмечено небольшое увеличение ширины генерируемого спектра, но заметный рост минимальной мощности генерации суперконтинуума. Кварцевое стекло обладает широкой для прозрачного диэлектрика запрещённой зоной ( $U = 9$  эВ) и в то же время является распространённым и недорогим материалом. В нём можно получить континуальное излучение с практически непрерывной спектральной полосой, имеющей малую расходимость [4–7]. Индуцированный импульсом нелинейный механизм обуславливает квазиволноводное распространение пучка «белого» излучения в среде [1]. Соответственно кварцевое стекло, видимо, может стать одним из перспективных материалов для генерации суперконтинуума.

Основным недостатком уже наблюдавшихся в кварцевом стекле континуальных спектров является резкая асимметричность: большое уширение спектра в область высоких частот и почти отсутствующее уширение в низкочастотную область [1, 5, 7, 8, 12].

В настоящей работе исследована генерация суперконтинуума сверхмощным фемтосекундным лазерным импульсом в кварцевом стекле и проанализирована физическая природа этого явления. Получение высоко- и низкочастотного уширения спектра становится возможным благодаря резкому изменению фазы после распада лазерного импульса на субимпульсы под действием фотоионизационных процессов.

## 2. Физическая модель

Эволюция мощного лазерного УКИ ( $P_{in}/P_{cr} > 1$ , где  $P_{in}$  – начальная мощность импульса,  $P_{cr}$  – критическая мощность самофокусировки), обусловлена, в основном, воздействием на этот импульс двух постоянно конкурирующих между собой процессов: самофокусировки, вызванной нелинейностью диэлектрика, и дефокусировки за счёт электронной плазмы. Довольно сложным для исследования и в то же время очень интересным является случай динамической конкуренции между этими эффектами, когда в процессе распространения импульса доминирует то первый, то второй процесс. Режим динамической конкуренции достигается при облучении образца 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, приводящей к оптическому пробое материала. Интересен этот случай в частности тем, что заметные изменения претерпевает не только пространственно-временной профиль импульса, но и его спектр. Кроме того, возможно значительное уширение частотного спектра излучения в область как высоких, так и низких частот – генерация суперконтинуального излучения.

Для корректного описания рассматриваемого процесса необходимо использовать модифицированное уравнение Шредингера, в котором учтены не только такие эффекты, как дифракция, дисперсия и керровская нелинейность, но и нелинейность пятого порядка, а также многофотонная, лавинная и туннельная ионизации [13–17].

Поле УКИ, распространяющегося в образце, описывается уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \hat{T}^{-1} E - i \frac{\beta_d}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + P_{nl}, \quad (1)$$

$$P_{nl} = ik_0 n_2 \hat{T} |E|^2 E + ik_0 n_4 \hat{T} |E|^4 E - \frac{\sigma_{ibs}}{2} \hat{T}^{-1} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho E - \frac{1}{2} \frac{W_{phi} U}{|E^2|} E, \quad (2)$$

где

$$\hat{T} = \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right);$$

$E$  – напряжённость электрического поля;  $z$  – продольная координата;  $r$  – поперечная координата;  $\tau = t - z/v_g$  – время в движущейся с импульсом системе координат;  $v_g = \partial\omega/\partial k|_{\omega_0}$  – групповая скорость;  $k_0 = n_0\omega/c$  – волновое число;  $\beta_d = \partial^2 k/\partial\omega^2|_{\omega_0}$  – коэффициент дисперсии групповой скорости;  $n_0$  – линейная часть показателя преломления;  $n_2$  и  $n_4$  – коэффициенты нелинейности показателя преломления;  $\sigma_{ibs} = k\omega_0\tau_c/[n_0^2\rho_{cr}(1 + \omega_0^2\tau_c^2)]$  – поперечное сечение обратнотормозного поглощения света электронами (в соответствии с моделью Друдде–Стюарта [18]);  $\omega$  – частота;  $\omega_0$  – центральная частота лазерного излучения;  $\tau_c$  – характерное время столкновений электронов;  $\rho$  – плотность свободных электронов в среде;  $\rho_{cr}$  – критическая плотность ПСЭ;  $W_{phi}(|E|)$  – скорость фотонной ионизации;  $U$  – ширина запрещённой зоны диэлектрика.

В модели следует также 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 запрещённую зону диэлектрика) и лавинную ионизацию, можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W_{phi} + \eta \rho |E|^2 - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (3)$$

где  $\eta = \sigma_{ibs}/U$ ;  $\tau_r$  – 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.

Перейдём теперь к вычислению  $W_{phi}$ . Согласно результатам проведённых исследований [17], наилучшее согласование численных расчётов с экспериментальными данными при сверхвысоких интенсивностях ( $I \approx 3.5 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>), когда ряд физических процессов взаимодействует между собой и в то же время оказывает влияние на проходящий импульс, было достигнуто при вычислении  $W_{phi}$  способом, который предложил Келдыш [19]:

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

где  $\gamma = \omega_0/[eE(m^*U)^{1/2}]$ ;  $m^* = 0.634m_e$  – эффективная масса;  $m_e$  – масса электрона;

$$\Gamma = \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2}; \quad \mathbf{H} = \frac{1}{1 + \gamma^2};$$

$$Q(x, y) = \left[ \frac{\pi}{2K(H)} \right]^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} \{ e^{-n\alpha} \Phi[(\beta(n+2v)]^{1/2} \};$$

$$\alpha = \pi \frac{K(\Gamma) - E(\Gamma)}{E(H)}; \quad \beta = \frac{\pi^2}{K(H)E(H)};$$

$$x = \frac{2 U_i E(H)}{\pi \hbar \omega_0 \sqrt{\Gamma}}; \quad v = \text{Int}\langle x + 1 \rangle - x;$$

$$\Phi(z) = \int_0^z \exp(y^2 - z^2) dy.$$

Здесь оператор  $\text{Int}\langle x + 1 \rangle$  – целая часть от выражения в скобках;  $K, E$  – полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Для решения самосогласованной системы уравнений (1)–(3) использовалась составленная авторами численная схема. При тестировании компьютерной модели был проведён ряд расчётов, моделирующих известные эксперименты [1, 5, 7, 12]. Результаты, полученные нами при численном моделировании, соответствовали результатам этих экспериментов. Так, например, при расчётах был получен континуальный спектр для импульса с  $\tau_p = 140$  фс в кварцевом стекле (модель эксперимента из [1]). Данный спектр изображён на рис.1; видно, что он асимметричен: обладает протяженным высокочастотным крылом, тогда как низкочастотное крыло почти отсутствует, что согласуется с экспериментальными наблюдениями [1].

### 3. Результаты численных экспериментов

В ходе проведенного нами численного исследования изучались динамика изменения пространственно-временного профиля интенсивности сверхмощного УКИ, распространяющегося в кварцевом стекле, и эволюция его спектра. Полученные при компьютерном моделировании данные позволяют найти пространственно-временной профиль импульсного пучка и определить его основные параметры и характеристики, в том числе спектральные, практически в любой точке пути его распространения в диэлектрике. В численных расчётах использовались

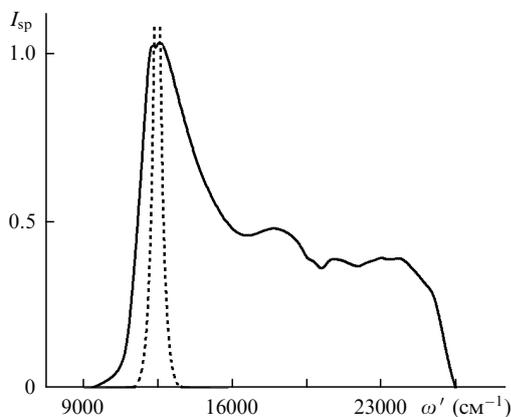


Рис.1. Высокочастотный континуальный спектр (сплошная кривая), генерируемый импульсом длительностью 140 фс в кварцевом стекле при  $P_{in}/P_{cr} = 1.1$ ,  $\omega' = 1/\lambda$  и  $\omega'_0 = 12500 \text{ см}^{-1}$ ;  $I_{sp}$  нормировано на максимум континуального спектра (пунктирная кривая – исходный спектр лазерного импульса).

параметры среды, соответствующие кварцевому стеклу; параметры сверхмощного импульсного излучения были согласованы с реальными возможностями современных лазеров. На вход в кристалл кварцевого стекла подавался гауссов импульс с огибающей электрического поля

$$E(r, 0, t) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{t^2}{\tau_p^2}\right),$$

где  $I_0 = |E_0|^2$  – начальная максимальная интенсивность;  $P_{in} = \pi I_0 w_0^2$ ;  $w_0$  – начальная ширина пучка;  $\tau_p$  – длительность импульса.

Обратимся к наиболее интересным результатам исследования. Рассмотрим подробнее эволюцию УКИ с  $w_0 = 30$  мкм в кварцевом стекле в условиях, когда мощность импульса на входе значительно превышает 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 вследствие ионизации, резко возрастает плотность электронной плазмы. Вклад дефокусировки на электронной плазме довольно быстро увеличивается настолько, что может конкурировать со вкладом самофокусировки.

Далее лазерное излучение распространяется в условиях динамической конкуренции между фокусирующими и дефокусирующими силами, когда преобладающими становятся то одни, то другие, а следовательно, 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.2,а), каждый из которых, за исключением первого, распространяется в диэлектрической среде, ионизированной предыдущим субимпульсом (или субимпульсами). 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 идёт на большем расстоянии от первого, чем второй, и, следовательно, распространяется в поле с меньшей плотностью ПСЭ, также возрастает до достаточно больших значений (рис.2,б). 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, (рис.3), сохраняющуюся на протяжении некоторого времени.

Видно, что большая часть энергии лазерного импульса локализуется в двух филаментах. Особенно интересно то, что распространение импульсного пучка, пока пространственно-временная огибающая его интенсивности сохраняет специфическую форму, сопровождается резким уширением спектра импульса. Это так называемое явление суперконтинуума хорошо видно на рис.4. При-

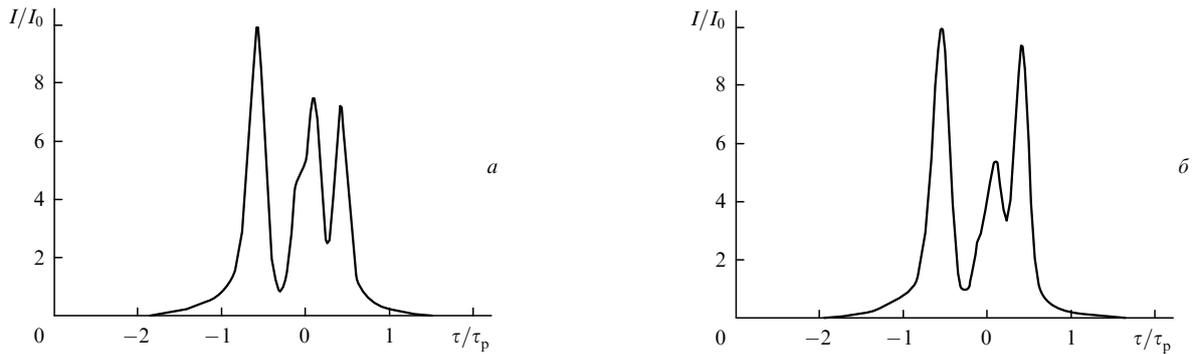


Рис.2. Временной профиль огибающей интенсивности в центре пучка на расстоянии  $\zeta = 0.19$  (а) и  $0.25$  (б) (продольная координата  $\zeta = z/L_{\text{dif}}$ ,  $L_{\text{dif}} = 5267$  мкм,  $w_0 = 30$  мкм,  $\tau_p = 50$  фс).

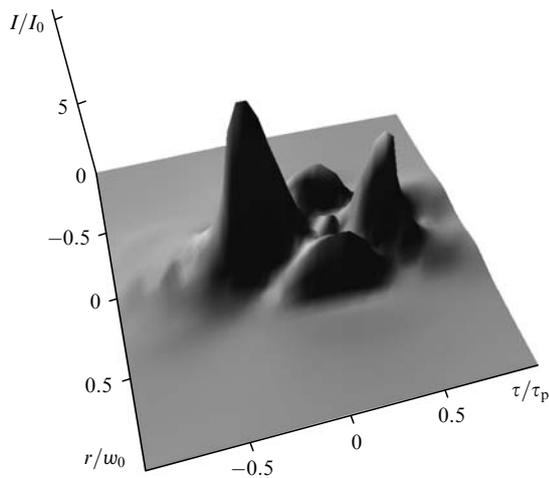


Рис.3. Пространственно-временной профиль огибающей интенсивности на расстоянии  $\zeta = 0.295$  (продольная координата  $\zeta = z/L_{\text{dif}}$ ,  $L_{\text{dif}} = 5267$  мкм,  $w_0 = 30$  мкм,  $\tau_p = 50$  фс,  $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}} = 30$ ).

чём следует отметить, что, в отличие от непрерывного спектра, изображённого на рис.1, низкочастотное уширение спектра (рис.4) сравнимо с высокочастотным (спектральные портреты, аналогичные изображённым на рис.1, уже наблюдались в кварцевом стекле). После того как специфическая форма пространственно-временной огибающей интенсивности деформируется, спектр импульса распадается на отдельные фрагменты.

На рис.4 (штриховая кривая) изображён непрерывный спектр, генерируемый импульсом длительностью 160 фс в кварцевом стекле ( $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}} = 30$ ). При уменьшении начальной длительности импульса до 50 фс частотная полоса генерируемого суперконтинуума несколько расширяется, а спектральная кривая становится более гладкой (сплошная кривая). Увеличивается также интервал вдоль продольной оси  $z$ , на протяжении которого наблюдается резкое уширение частотной полосы импульсного лазерного излучения.

Полученное суперконтинуальное уширение максимально в центральной части пучка, а с продвижением на периферию его ширина постепенно уменьшается. Так, на расстоянии  $w_0/3$  от центра пучка спектр почти не уширяется. Увеличение входной мощности  $P_{\text{in}}$  сопровождается уменьшением интервала вдоль оси  $z$ , на котором происходит генерация непрерывного излучения, и при  $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}} \approx 50$  суперконтинуальный спектр в кварцевом стекле в рассматриваемом диапазоне параметров не наблюдается.

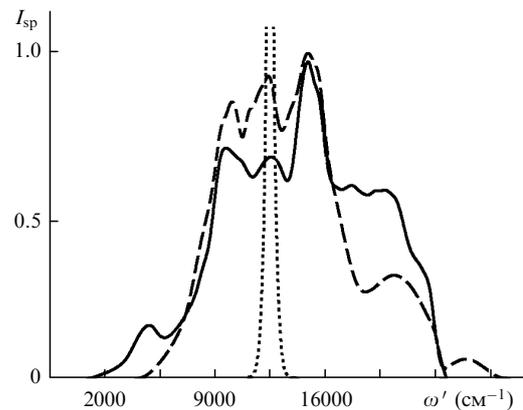


Рис.4. Суперконтинуальный спектр, генерируемый лазерными импульсами длительностью 50 фс (сплошная кривая) и 160 фс (штриховая кривая) в кварцевом стекле при  $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}} = 30$  ( $\omega' = 1/\lambda$ ,  $\omega'_0 = 12500$  см<sup>-1</sup>,  $I_{\text{sp}}$  нормировано на максимум непрерывного спектра); пунктирная кривая – исходный спектр.

#### 4. Анализ результатов

Известно, что генерация суперконтинуума при filamentации фемтосекундных лазерных импульсов в сплошной прозрачной среде является следствием самомодуляции фазы светового поля в условиях сильной его локализации в пространстве и времени. Сверхуширение частотного спектра происходит в результате возникновения временного градиента фазы [4]. Частотный сдвиг излучения в каждой точке пространства и времени определяется величиной временного градиента фазы  $\varphi_{\text{nl}}$ :

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

Скорость изменения модуляции фазы, а следовательно, и уширение спектра лазерного излучения в кристалле диэлектрика обусловлены наведённым изменением показателя преломления  $\Delta n$ , которое во многом зависит от геометрии пространственно-временного профиля импульсного пучка, в частности от крутизны фронтов импульса. Уширение частотного спектра импульсного пучка в сторону низких частот определяется скоростью роста фазы на переднем фронте импульса – крутизной этого фронта (чем больше крутизна, тем быстрее изменяется величина  $\varphi_{\text{nl}}$  и тем больше низкочастотное уширение спектра), а высокочастотная континуализация частотного диапазона обусловлена крутизной заднего фронта.

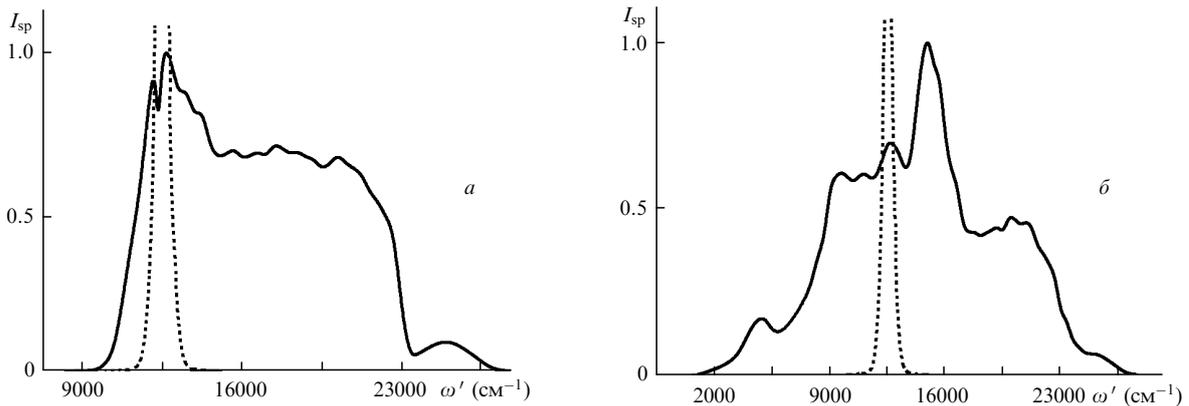


Рис.5. Континуальный спектр, генерируемый первым (а) и вторым (б) осевыми филаментами, образовавшимися при распространении в кварцевом стекле сверхмощного УКИ ( $P_{in}/P_{cr} = 30$ ,  $\tau_p = 50$  фс,  $w_0 = 30$  мкм,  $\omega'_0 = 12500$  см $^{-1}$ ,  $\omega' = 1/\lambda$ ). Остальные обозначения те же, что и на рис.4.

Это позволяет объяснить, почему при генерации континуального излучения в диэлектриках, как правило, наблюдается заметный высокочастотный пьедестал, а низкочастотное уширение почти отсутствует. Дело в том, что при имеющейся крутизне переднего фронта импульса уширение спектра за счёт скачка фазы оказывается весьма незначительным. Если пик импульсного пучка разделяется на две части или более, они распространяются в непосредственной близости друг от друга как единая энергетическая структура, а уширение частотного диапазона их излучения обусловлено крутизной переднего фронта первого субимпульса и заднего фронта второго. Изменение фазы на заднем фронте импульса вызвано преимущественно индуцированными ионизационными процессами, и здесь  $\varphi_{nl}$  спадает в несколько раз быстрее (за  $\tau_{f-} \approx 1.5$  фс), чем возрастало ( $\tau_{f+} \geq 1.5$  фс), а скорость изменения фазы оказывается вполне достаточной для генерации континуального излучения в сторону высоких частот.

Когда через диэлектрик проходит сверхмощный пучок УКИ ( $P_{in}/P_{cr} > 10$ ), то после распространения в режиме динамической конкуренции между нелинейными и ионизационными эффектами его пространственно-временной профиль может принять специфическую форму: в центральной части пучка, в отличие от периферической, импульс распадается на два субимпульса (филамента), (см. рис.3). Хвостовой субимпульс находится на таком расстоянии от предыдущих, что влияние на него ПСЭ недостаточно для дефокусировки, и поэтому он вносит значимый вклад в генерацию континуального излучения в кварцевом стекле. Наблюдаемый процесс деформации пространственно-временного профиля лазерного импульса качественно аналогичен процессу филаментации мощного лазерного излучения в воздухе, который, как известно [11], в ряде случаев также сопровождается генерацией суперконтинуального излучения.

Так, передний фронт первого субимпульса распространяется в нейтральной среде, и рост фазы, обусловленный в значительной степени самофокусировкой, происходит здесь довольно медленно (в наших расчётах  $\varphi_{nl}$  в зависимости от  $\tau_p$  увеличивалась в среднем в течение 10–35 фс) – в отличие от заднего фронта, где изменение фазы обусловлено фотоионизационными процессами и  $\varphi_{nl}$  спадает примерно за 1.5 фс. Частотный спектр, генерируемый этим филаментом, представлен на рис.5,а. Заметен достаточно широкий пьедестал уширения спектра в

сторону высоких частот, тогда как уширение в сторону низких частот почти отсутствует.

Хвостовой субимпульс образуется 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  $\tau_{f+} \approx \tau_{f-} \approx 1.5 - 3$  фс). Соответственно наблюдается значительное уширение частотного спектра этого филамента в область как высоких, так и низких частот (рис.5,б).

Именно за счёт большой крутизны переднего фронта последнего субимпульса мы и наблюдаем на рис.4 суперконтинуальное уширение частотного диапазона лазерного импульса в сторону низких частот.

Кроме того, отметим, что получение суперконтинуального спектра стало возможным только тогда, когда были учтены нелинейность пятого порядка, а также туннельная и лавинная ионизации. Например, при расчётах, учитывающих вклад ионизационных процессов только вследствие многофотонной ионизации, были получены континуальные спектры с заметным уширением лишь в сторону высоких частот. Известно также, что слабая нормальная дисперсия групповой скорости (в кварцевом стекле  $\beta_d = 361$  фс $^2$ /см при  $\lambda = 800$  нм) оказывает стабилизирующее влияние на распространение мощного УКИ в диэлектрике [22, 23].

Это способствует тому, что сверхмощный импульсный пучок в результате динамической конкуренции между нелинейными и ионизационными эффектами приобретает достаточно устойчивую пространственно-временную структуру (см. рис.3), в которой формируется суперконтинуальное излучение.

Повышение  $P_{in}$  приводит к резкому увеличению пиковой интенсивности и плотности ПСЭ до критических значений. Сравнительный анализ расчётов, проведенных с учётом только многофотонной ионизации, с данными, полученными с учётом трех основных механизмов (многофотонная ионизация, лавинная ионизация и 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, оставалось меньше критической плотности, пре-

вышение которой влечёт за собой необратимые изменения в кристалле диэлектрика [17].

## 5. Заключение

В ходе нашего исследования изучен ряд особенностей распространения сверхмощных ( $P_{in}/P_{cr} > 10$ ) фемтосекундных импульсов в кварцевом стекле в условиях динамической конкуренции, обусловленной фотоионизацией самофокусировки и дефокусировки.

Показано, что в случае  $P_{in}/P_{cr} \approx 30$  при определённых параметрах возможна генерация суперконтинуального излучения в кварцевом стекле с заметным уширением спектра в сторону как высоких, так и 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 с  $\tau_p = 160$  фс.

Анализируется физическая природа явления суперконтинуума, в частности связь эволюционных изменений пространственно-временной огибающей интенсивности лазерного импульса в кварцевом стекле и генерируемого им спектра. Уширение частотного диапазона излучения становится возможным за счёт того, что в процессе распространения в кварцевом стекле импульсный пучок деформируется определённым образом под действием ионизационных процессов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ № НШ-4870.2006.2 и РФФИ (грант № 06-02-16801).

1. Brodeur A., Chin S.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16** (4), 637 (1999).
2. Alfano R.R., Shapiro S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 584 (1970).
3. Hagen C.L. et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18** (1), 91 (2006).
4. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., et al. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
5. Dharmadhikari A.K. et al. *Opt. Express*, **12**, 695 (2004).
6. Midorikava K., Kawano H., Suda A., Nagura C., Obara M. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 923 (2004).
7. Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **80**, 61 (2005).
8. Федотова О.М., Хасанов О.Х., Гусаков А., Херрманн Й. *Труды X Всерос. школы-семинара «Физика и применение микроволн»* (М., МГУ, 2005, с. 49).
9. Kebin Shi, Peng Li, Shizhuo Yin, Zhiwen Liu. *Opt. Express*, **12** (6), 2096 (2004).
10. Fedotov A.B., Naumov A.N., et al. *IEEE J. Selected Top. Quantum Electron.*, **8** (3), 665 (2002).
11. Жёлтиков А.М. *УФН*, **6**, 6 (2006).
12. Salimnia A., Chin S.L., Vallée R. *Opt. Express*, **13** (15), 5731 (2005).
13. Tzortzakis S. et al. *Opt. Commun.*, **197**, 131 (2001).
14. Tzortzakis S., Sudrie L., Franco M., Prade B., Myzyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 1 (2001).
15. Gaeta A.L. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3582 (2000).
16. Sudrie L. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **89** (18), 186601-1 (2002).
17. Couairon A. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **71** (12), 125435-1 (2005).
18. Stuart B.C. et al. *Phys. Rev. B*, **53**, 1749 (1996).
19. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
20. Klesik M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 043905 (2003).
21. Rayner D.M., Naumov A., Corkum P.B. *Opt. Express*, **13** (9), 3208 (2005).
22. Вислобоков Н.Ю. *Квантовая электроника*, **36** (8), 773 (2006).
23. Вислобоков Н.Ю., Сухоруков А.П., Хасанов О.Х., Смирнова Т.В., Федотова О.М. *Матер. VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»* (Гродно, Белоруссия, 2006, ч. 2, с. 21).