

ФОРМИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ СУПЕРКОНТИНУУМА ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАВЛЕНОМ КВАРЦЕ

B. P. Кандидов^{a}, E. O. Сметанина^a, A. E. Дормидонов^a,
B. O. Компанец^b, C. V. Чекалин^b*

^aМосковский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

^bИнститут спектроскопии Российской академии наук
142190, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2011 г.

Экспериментально, численно и аналитически исследованы закономерности формирования излучения конической эмиссии суперконтинуума при филаментации в плавленом кварце фемтосекундных лазерных импульсов, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн. Установлено, что частотно-угловое распределение интенсивности спектральных компонент конической эмиссии определяется интерференцией излучения суперконтинуума в филаменте фемтосекундного лазерного импульса. Интерференция излучения суперконтинуума имеет общий характер, существует при различном характере дисперсии групповой скорости, является причиной появления тонкой структуры спектра при распаде импульса на субимпульсы и при образовании распределенного источника суперконтинуума в протяженном филаменте, а также является причиной расщепления непрерывного спектра конической эмиссии на множество максимумов высокой контрастности при рефокусировке импульса в филаменте. В спектроскопических исследованиях с перестраиваемым источником фемтосекундного излучения на основе параметрического усилителя TOPAS использована оригинальная схема с клиновидным образцом плавленого кварца, в численном моделировании — система уравнений нелинейно-оптического взаимодействия излучения в условиях дифракции, волновой нестационарности и материальной дисперсии в плавленом кварце, в аналитическом исследовании — интерференционная модель формирования конической эмиссии источниками суперконтинуума, движущимися в филаменте.

1. ВВЕДЕНИЕ

При распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных диэлектриках возникает филаментация — явление локализации светового поля, которая поддерживается вследствие динамического баланса керровской самофокусировки в среде и дефокусировки в наведенной лазерной плазме в условиях дифракции и материальной дисперсии [1, 2]. Филамент импульса в объеме прозрачной среды представляет собой самоформирующуюся направляющую структуру, в которой происходит пространственная фильтрация и выделение фунда-

ментальной моды Таунса [3]. Вследствие высокой концентрации энергии в филаменте, значительной его длины и стабильности параметров усиливается нелинейно-оптическое взаимодействие светового поля со средой и существенно трансформируются пространственно-временные и спектральные характеристики излучения. При филаментации происходит сверхуширение частотного и углового спектров фемтосекундного импульса (генерация суперконтинуума) и формирование так называемой конической эмиссии. В воздухе атмосферного давления, например, частотная полоса излучения суперконтинуума в филаменте фемтосекундного лазерного импульса тереваттной мощности на длине волны 800 нм про-

*E-mail: kandidov@physics.msu.ru

стирается от ультрафиолетовой до ближней инфракрасной области [1, 2, 4]. Излучение суперконтинуума является перспективным источником для систем передачи информации, лазерного зондирования и других лазерных технологий [4, 5].

В первых экспериментах с пикосекундными импульсами, сфокусированными в образцы оптических кристаллов и стекла [6, 7], зарегистрировано сверхширеение спектра, которое для боросиликатного стекла достигало 4000 см^{-1} в стоксовой области и 7000 см^{-1} в антистоксовой. Наблюдаемое асимметричное уширение частотного спектра импульса интерпретировано как следствие фазовой самомодуляции [8], вызванной электронной компонентой керровской нелинейности [6, 7, 9]. Определяющую роль фазовой самомодуляции в уширении частотного спектра излучения подтверждают эксперименты [10], в которых установлено, что максимум интенсивности высокочастотных гармоник находится на задний фронт импульса, а низкочастотных — на его передний фронт. Фазовая самомодуляция в условиях керровской нелинейности фемтосекундных импульсов низкой энергии ($0.4\text{--}1.8 \text{ мкДж}$) вызывает незначительное симметричное уширение спектра, тогда как в условиях филаментации с образованием плазменного канала при распространении импульсов высокой энергии ($2\text{--}260 \text{ мкДж}$) происходит смещение спектра в голубую область и его уширение на несколько сотен нанометров [11]. Значительное уширение спектра импульса, которое можно квалифицировать как генерацию суперконтинуума, достигается только при ширине запрещенной зоны диэлектрика, превышающей более, чем в три раза энергию кванта лазерного излучения [12]. На основе экспериментов, выполненных при филаментации излучения на длинах волн 262, 393 и 785 нм в различных оптических материалах, установлено, что уширение спектра в антистоксову область зависит только от отношения ширины запрещенной зоны материала к энергии кванта излучения и возрастает с увеличением этого отношения [13].

Угловая расходимость излучения суперконтинуума и ее возрастание с увеличением сдвига спектральных компонент в голубую область обнаружена в первых работах по наблюдению сверхширеения при филаментации пикосекундных импульсов [6, 7]. В последующих экспериментах это явление исследовано при филаментации пикосекундных импульсов в воде и тяжелой воде [14], фемтосекундных импульсов в струе этиленгликоля [15], в кристалле BaF_2 в режиме множественной филаментации [16]. Схема регистрации частотно-углового спектра конической

эмиссии суперконтинуума непосредственно в переменных угол — длина волны использована в экспериментах с кристаллом LBO [17], с водой [18]. Экспериментальному исследованию суперконтинуума при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе посвящено значительное число работ, обзор которых представлен в работах [1, 2, 4].

Для физической интерпретации увеличения угловой расходимости излучения суперконтинуума с ростом частоты спектральных компонент используются модели четырехфотонной параметрической генерации на поверхности филамента [15], четырехвольнового преобразования в объеме керровской среды с нормальной дисперсией [19], черенковского излучения на поверхности динамической волноводной структуры протяженного филамента [14, 20], фазовой самомодуляции фемтосекундного лазерного излучения, развивающейся в пространстве и времени [21], трехвольнового смешения, согласно которому новые частоты суперконтинуума генерируются вследствие рассеяния падающего поля на материальных волнах нелинейного отклика среды [22, 23]. Влияние материальной дисперсии на коническую эмиссию при распространении импульсного излучения в среде с керровской нелинейностью теоретически исследовано в ряде работ. В статье [24] показано, что в керровской среде с нормальной дисперсией групповой скорости возможно формирование нелинейных локализованных волновых пакетов X-образной формы как в пространстве и времени, так и в спектральных переменных θ, λ . В работе [18] дана классификация частотно-угловых спектров конической эмиссии, согласно которой при нормальной дисперсии групповой скорости спектр имеет X-образную форму, при нулевой — рыбоподобную (“Fish-shaped” form), при аномальной — О-образную форму.

Исследования суперконтинуума при филаментации фемтосекундных импульсов в плавленом кварце [25, 26] показали, что непрерывная по углу радужная картина конической эмиссии распадается на совокупность дискретных колец при образовании цепочки плазменных каналов вдоль филамента, возникающей при рефокусировке излучения с увеличением его энергии. В работе [27] предложена модель формирования конической эмиссии суперконтинуума, согласно которой ее частотно-угловой спектр является результатом интерференции излучения широкополосного точечного источника, движущегося в филаменте. Для изучения интерференционных эффектов при формировании конической эмиссии в работе [28] использована оригинальная схема с клиновидным образцом кварца.

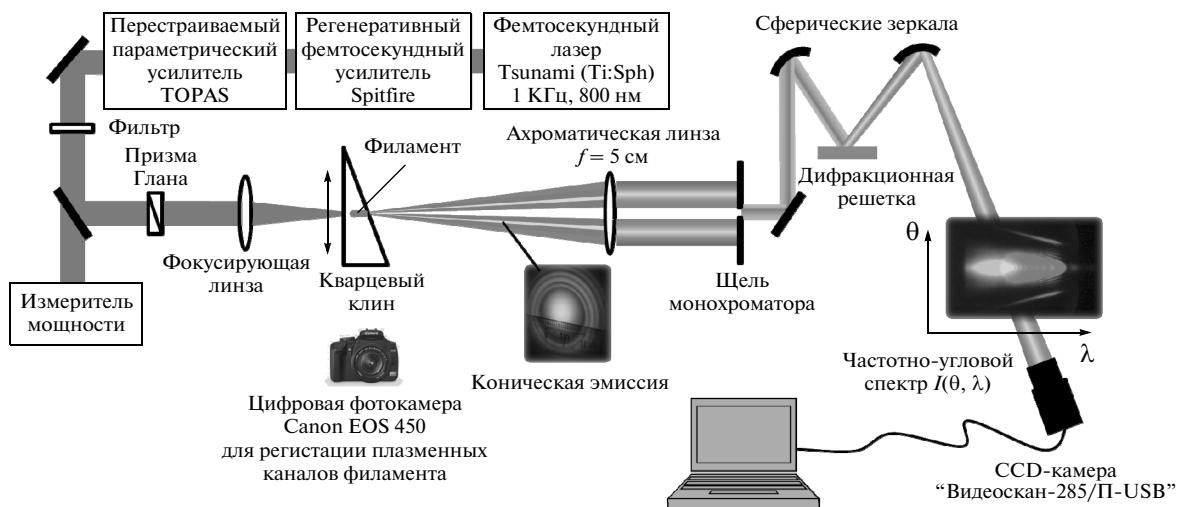


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В настоящей статье представлены результаты экспериментального, численного и аналитического исследования конической эмиссии суперконтинуума в процессе филаментации в плавленом кварце фемтосекундных лазерных импульсов, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн. Исследуется влияние интерференционных эффектов в излучении суперконтинуума и дисперсии групповой скорости фемтосекундного импульса на частотно-угловой спектр конической эмиссии.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные исследования излучения суперконтигуума при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного лазерного излучения различных длин волн выполнены на спектроскопическом стенде ЦКП Института спектроскопии РАН. Экспериментальная установка состояла из источника фемтосекундного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro, образца кварца КУ-1 в виде остроугольного клина и схем регистрации плазменных каналов в образце, изображения конической эмиссии в дальней зоне и распределения интенсивности ее спектральных компонент на плоскости угол расходимости – длина волны (рис. 1). На регенеративный усилитель с накачкой твердотельным лазером Empower 30 подавались импульсы фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:Sph) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs. В плавленом кварце критическая

мощность самофокусировки составляет 0.5–10 МВт для излучения на длине волны 400–1900 нм, и для спектроскопических исследований суперконтигуума при филаментации использовались фемтосекундные импульсы с энергией в несколько микроджоулей. Для импульсов на длине волны 800 нм при длительности 40 фс (по полувысоте) энергия составляла 1.4 мкДж, на длине волны 400 нм (90 фс) — 1.1 мкДж, на длине волны 1300 нм (80 фс) — 4.15 мкДж и на длине волны 1900 нм (80 фс) — 12.5 мкДж. Фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см на входную грань образца. Диаметр пучка в перетяжке составлял приблизительно 100 мкм.

Остроугольный кварцевый клин длиной 10 см и основанием 4 см устанавливался на подвижной площадке, которая с помощью микрометрического винта перемещалась перпендикулярно направлению распространения импульсов, тем самым изменяя длину взаимодействия излучения с нелинейной средой. Такая схема с образцом плавленого кварца в виде клина позволяла менять длину филамента без изменения параметров излучения. До и после клина филаментация отсутствовала, так как критическая мощность самофокусировки в воздухе составляет около 4 ГВт, что на несколько порядков превышает пишевую мощность рассматриваемых импульсов. Таким образом, клиновидный образец позволяет масштабировать эксперимент по филаментации в воздухе, в котором вдоль филамента на протяженной атмосферной трассе перемещается стенд с измерительной аппаратурой.

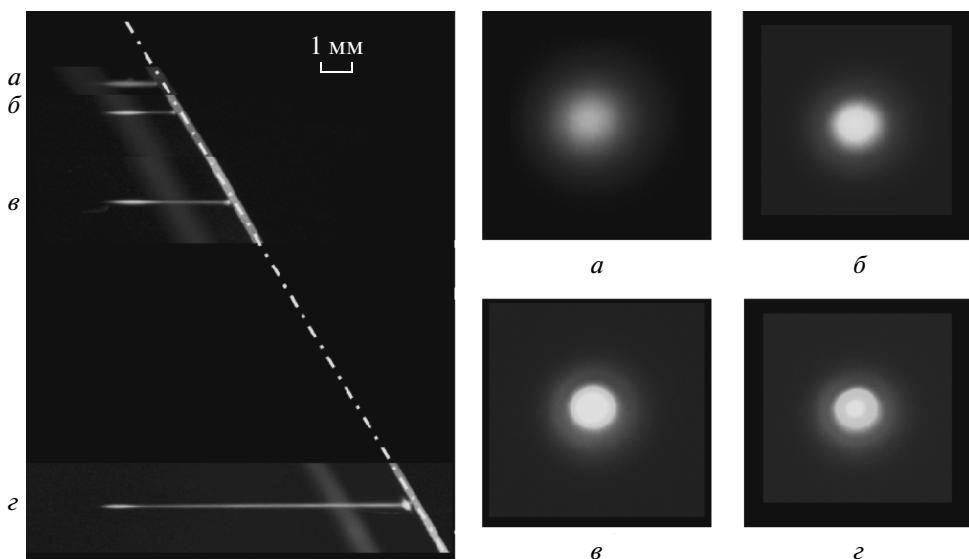


Рис. 2. Экспериментально полученные изображения плазменных каналов в образце (слева) и конической эмиссии в дальней зоне (справа) при различных смещениях клиновидного образца в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения. Изображения плазменных каналов сведены для наглядности вместе на боковую поверхность клина, выходная грань которого нанесена белой штрихпунктирной линией. Изображения *a–c* соответствуют одной области генерации суперконтинуума в филаменте, *г* — двум областям, возникающим при рефокусировке. Длина волны излучения 1900 нм, длительность 80 фс (по половине высоты), энергия 12.5 мкДж.

Направление распространения излучения: слева направо

Излучение рекомбинации лазерной плазмы филамента и излучение конической эмиссии (КЭ), рассеянное в образце, регистрировалось через его боковую грань цифровой фотокамерой Canon EOS 450. Это позволяло определять протяженность и расположение плазменных каналов, оценивать концентрацию электронов в них по яркости свечения нити и тем самым получать информацию о расположении областей наиболее высокой интенсивности светового поля в филаменте и, следовательно, областей генерации суперконтинуума. Изображение КЭ в дальней зоне наблюдалось на экране, установленном на расстоянии 20 см от выходной грани образца.

Для получения частотно-углового спектра конической эмиссии, развернутого на плоскости угол расходимости – длина волны, использовались ахроматическая линза с фокусным расстоянием 5 см и монохроматор «Solar-Tii MS2004», входная щель которого находилась в фокальной плоскости этой линзы. Таким образом, линзой осуществлялось фурье-преобразование излучения по пространству, а дифракционной решеткой монохроматора – фурье-преобразование по времени. Получаемое распределение интенсивности спектральных компонент из-

лучения $S_{exp}(\theta, \lambda)$ регистрировалось CCD-камерой «Видеоскан-285-USB».

В качестве примера на рис. 2 слева приведены фотографии плазменных каналов и нитей свечения КЭ в образце при филаментации импульсов на длине волны 1900 нм. Поскольку параметры импульсов фиксированы, расстояние до точки старта филамента остается неизменным при перемещении клина в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения. Яркое свечение при рекомбинации плазмы определяет области, в которых интенсивность светового поля наиболее высока и происходит генерация суперконтинуума. Тонкие нити, выходящие из областей генерации, являются результатом рассеяния направленного излучения конической эмиссии. На рис. 2 слева видно, что существует одна область генерации суперконтинуума в положениях клина *a–c*, которая при смещении клина оказывается все дальше от его выходной наклонной грани. В положении *г* появляется вторая область генерации. Справа на рис. 2 приведены соответствующие изображения конической эмиссии в дальней зоне. Частотно-угловые спектры конической эмиссии $S_{exp}(\theta, \lambda)$, зарегистрированные

для импульсов различных длин волн, приведены в разд. 4 при сравнительном анализе экспериментальных и теоретических результатов.

3. ТЕОРИЯ

В приближении медленно меняющейся волны [29] уравнение в бегущей системе координат для огибающей излучения $A(r, t, z)$ на несущей частоте ω_0 в условиях аксиальной симметрии имеет вид

$$\begin{aligned} 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} = \hat{T}^{-1} \Delta_{\perp} A + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \Omega/\omega_0} \times \\ \times (k^2(\omega_0 + \Omega) - (k_0 + k_1 \Omega)^2) \tilde{A}(r, \Omega, z) e^{i\Omega t} d\Omega + \\ + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}[\Delta n_k A] + \frac{2k_0^2}{n_0} \hat{T}^{-1} [\Delta n_p A] - ik_0 \alpha A, \quad (1) \end{aligned}$$

где $\tilde{A}(r, \Omega, z)$ — временной фурье-образ огибающей, $\Omega = \omega - \omega_0$ — частотный сдвиг гармоники суперконтинуума на частоте ω от несущей частоты ω_0 . Зависимость $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ и параметр $k_1 = \partial k / \partial \omega|_{\omega_0}$ с функцией $n(\omega)$, аппроксимированной по формуле Селмейера [30], описывают материальную дисперсию в плавленом кварце. Оператор

$$\hat{T} = 1 - \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t}$$

позволяет воспроизвести волновую нестационарность при самомодуляции импульса, которая проявляется в увеличении крутизны заднего фронта импульса, и формирование ударной волны огибающей [31]. Введение оператора \hat{T} существенно расширяет частотный диапазон, воспроизводимый в методе медленно меняющихся амплитуд [29], что необходимо для адекватного описания уширения спектра импульса, которое может быть сравнимым с несущей частотой импульса.

Приращение показателя преломления $\Delta n_k(r, t, z)$, вызванное керровской нелинейностью среды, представляется сверткой [32]:

$$\Delta n_k(r, t, z) = n_2 \left\{ (1 - g) I(r, t, z) + \right. \\ \left. + g \int_{-\infty}^t h(t - \tau) I(r, t, z) d\tau \right\}, \quad (2)$$

где $I(r, t, z)$ — интенсивность светового поля, $n_0 \approx 1.45$ — коэффициент преломления плавленого кварца, $n_2 \approx 3.54 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1}$ — коэффициент керровской нелинейности при квазистационарном излучении [33], $g = 0.18$ — парциальный вклад

рамановского отклика. Функция запаздывающего нелинейного отклика имеет вид [32]

$$\begin{aligned} h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1^2 \tau_2} \exp \left(-\frac{t}{\tau_1} \right) \sin \frac{t}{\tau_2}, \\ \tau_1 = 32 \text{ фс}, \quad \tau_2 = 12.5 \text{ фс}. \end{aligned} \quad (3)$$

Приращение показателя преломления в наведенной лазерной плазме равно [34]

$$\Delta n_p(\mathbf{r}, t, z) = -\frac{4\pi e^2 N_e(\mathbf{r}, t, z)}{2n_0 m (\omega_0^2 + \nu_c^2)} \left(1 + \frac{i\nu_c}{\omega_0} \right), \quad (4)$$

где $\nu_c \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$ — частота электрон-ионных столкновений, $m = 0.64m_e$ — приведенная масса электронно-дырочной пары. Концентрация свободных электронов в лазерной плазме N_e подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(N_0 - N_e) + \nu_i N_e, \quad (5)$$

где N_0 — концентрация нейтральных атомов. Скорость полевой ионизации $W(I)$ определяется формулой Келдыша [35]. Частота лавинной ионизации ν_i равна

$$\nu_i = \frac{e^2 |A|^2}{2U_i m_e (\omega_0^2 + \nu_c^2)} \nu_c. \quad (6)$$

Ширина запрещенной зоны для плавленого кварца $U_i \approx 9 \text{ эВ}$. Для излучения на длине волн 800 нм интенсивностью, характерной для филаментации, $I \sim 10^{14} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ частота $\nu_i \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$, и лавинная ионизация вносит существенный вклад в увеличение концентрации электронов в течение импульса. В уравнении (5) не учитывается рекомбинация электронов, характерное время которой составляет несколько сотен фемтосекунд.

Коэффициент ослабления светового поля в (1) равен

$$\alpha = \frac{K \hbar \omega_0}{I} W(I)(N_0 - N_e), \quad (7)$$

где $K = [U_i/\hbar \omega_0 + 1]$ — порядок многофотонности процесса ионизации.

Падающее на образец излучение имело вид спектрально ограниченного импульса с гауссовым распределением амплитуды поля в пространстве и времени:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp \left\{ -\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} \right\}. \quad (8)$$

Самосогласованная система нелинейно-оптических уравнений (1)–(7) описывает фазовую самомодуляцию излучения в пространстве и времени, вызванную керровской и плазменной нелинейностями в условиях дифракции и материальной дисперсии в плавленом кварце, и воспроизводит тем самым генерацию конической эмиссии суперконтинуума при

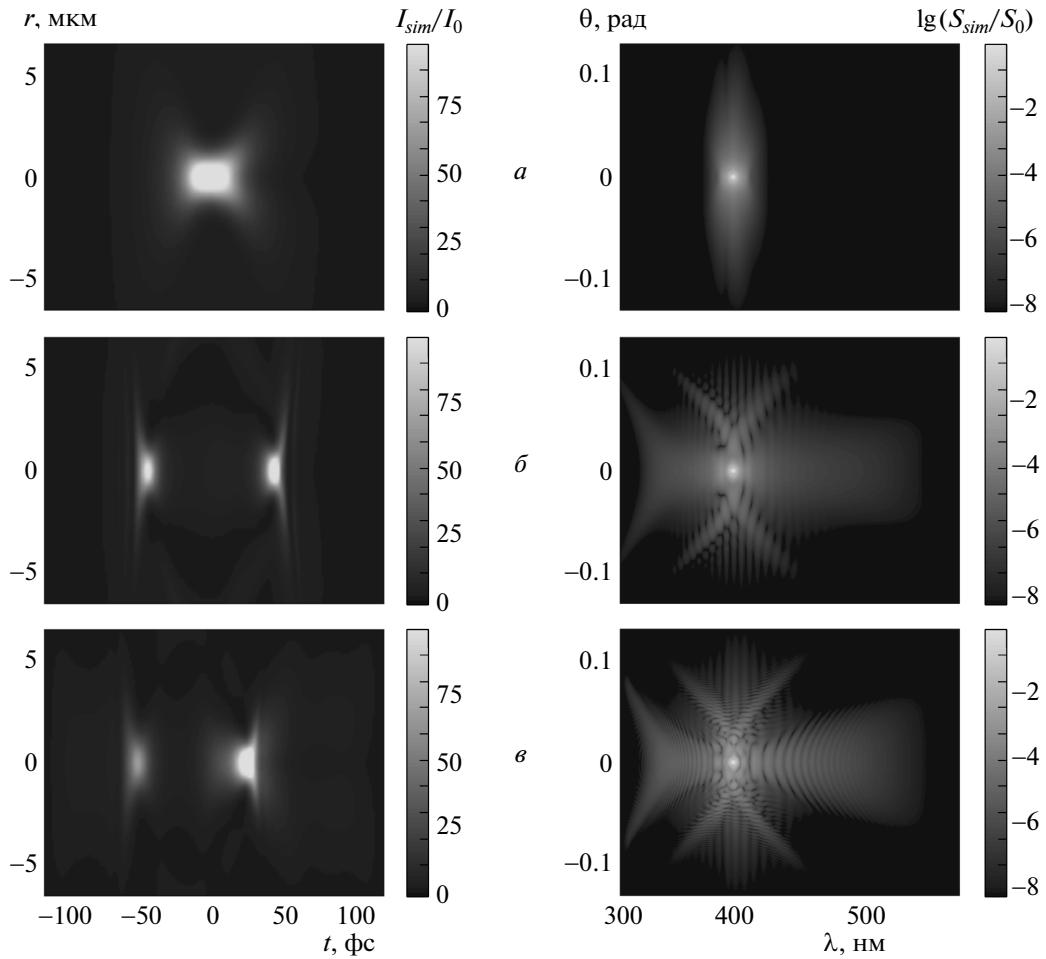


Рис. 3. Пространственно-временные распределения интенсивности излучения $I_{sim}(r, t)$ и частотно-угловые распределения интенсивности спектральных компонент $S_{sim}(\theta, \lambda)$, полученные численным моделированием, для расстояний $z = 0.406$ (а), 0.458 (б), 0.672 (в) см при филаментации в плавленом кварце излучения с параметрами: длина волны 400 нм, длительность 90 фс (по половине высоты), пиковая интенсивность $1.4 \cdot 10^{11}$ Вт \cdot см $^{-2}$, радиус пучка 30 мкм, пиковая мощность $9P_{cr}$

филаментации. В результате численного решения системы (1)–(7) определяются огибающая $A(r, t, z)$, интенсивность $I_{sim}(r, t, z)$ излучения и интенсивность его спектральных компонент:

$$S_{sim}(\theta, \lambda, z) = \frac{4\pi^2 \operatorname{cn}(\lambda)}{\lambda^3} S_{sim}(k_\perp(\theta, \lambda), \omega(\lambda), z), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} S_{sim}(k_\perp, \omega, z) &= \\ &= \text{const} \cdot \left| \iint A(r, t, z) J_0(k_\perp, r) e^{-i\Omega t} r dr dt \right|^2, \end{aligned}$$

$J_0(k_\perp, r)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Для анализа трансформации спектра излучения в филаменте используется интерференционная мо-

дель, согласно которой коническая эмиссия формируется в результате суперпозиции излучения широкополосного точечного источника, движущегося с групповой скоростью v_g в излучающей области протяженностью l [25]. В соответствии с этой моделью частотно-угловое распределение интенсивности спектральных компонент $S_{an}(\theta, \lambda, z)$ определяется аналитическим выражением:

$$\begin{aligned} S_{an}(\theta, \lambda, z) &= \\ &= S_0(\theta, \lambda, z) l(z)^2 \operatorname{sinc}^2 \left(\frac{\Delta\varphi(\theta, \lambda, z)}{2} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где набег фазы излучения от широкополосного точечного источника, прошедшего с групповой скоростью v_g расстояние $l(z)$ в излучающей области, равен

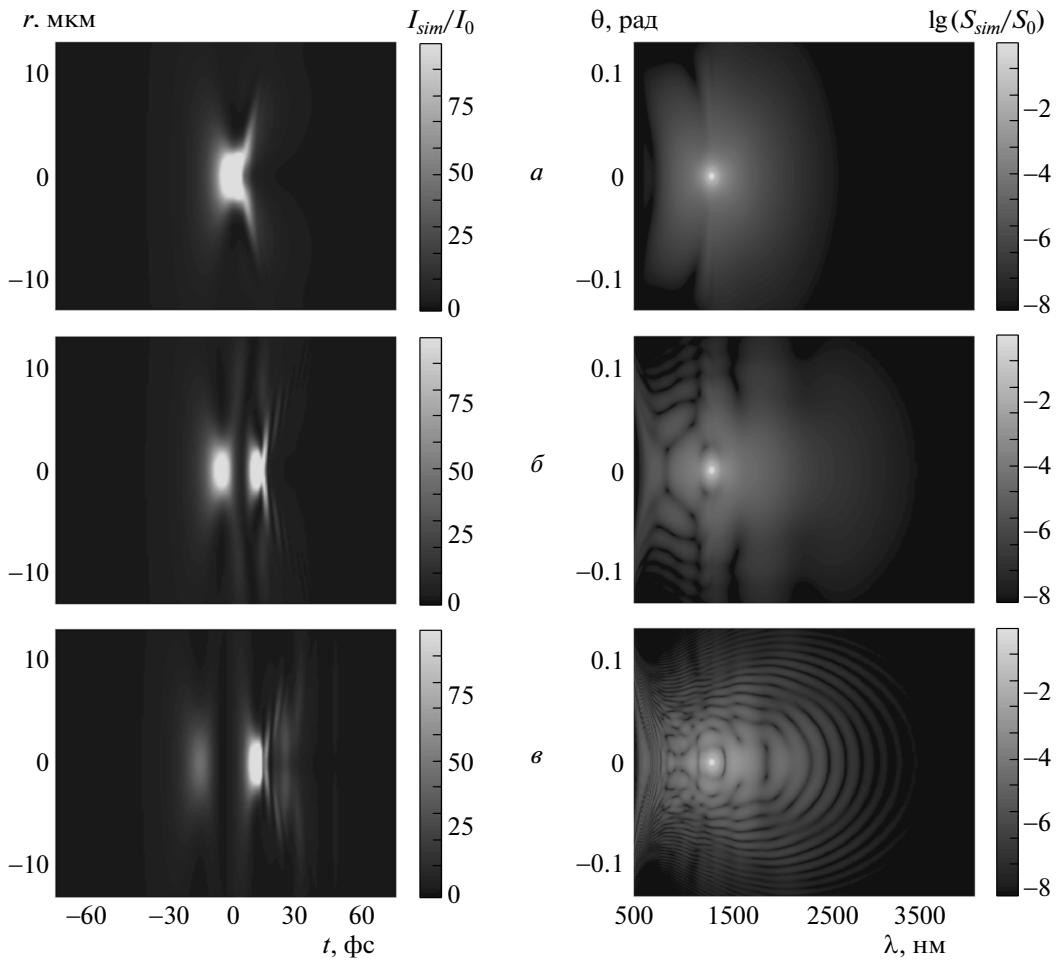


Рис. 4. Пространственно-временные распределения интенсивности излучения $I_{sim}(r, t)$ и частотно-угловые распределения интенсивности спектральных компонент $S_{sim}(\theta, \lambda)$, полученные численным моделированием, для расстояний $z = 0.91$ (а), 1.02 (б), 1.26 (в) см при филаментации в плавленом кварце излучения с параметрами: длина волны 1300 нм, длительность 70 фс (по половине высоты), пиковая интенсивность $1.54 \cdot 10^{11}$ Вт·см $^{-2}$, радиус пучка 70 мкм, пиковая мощность $5P_{cr}$

$$\Delta\varphi(\theta, \lambda, z) = \frac{2\pi l(z)}{\lambda_0} \times \\ \times \left(\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \frac{c_0}{v_g} - \left(1 - \frac{\lambda_0 n(\lambda)}{\lambda n_0} \cos \theta \right) n_0 \right). \quad (11)$$

При этом точечный источник существует только в областях с высокой интенсивностью в филаменте, при которой происходит сильная фазовая самомодуляция светового поля. Поскольку максимум интенсивности достигается при балансе керровской самофокусировки и плазменной дефокусировки, области генерации суперконтирума в филаменте совпадают с его плазменными каналами. При образовании двух субимпульсов, длина волны которых оказывается смещенной вследствие фазовой самомодуляции, спектральная интенсивность $S(\theta, \lambda, z)$ явля-

ется результатом интерференции излучения от двух точечных источников, движущихся с групповыми скоростями v_{g1} и v_{g2} в излучающих областях соответственно $l_1(z)$ и $l_2(z)$. В условиях рефокусировки, когда в филаменте образуются две последовательно расположенные излучающие области (см. рис. 2г), частотно-угловой спектр конической эмиссии $S_{\Sigma an}(\theta, \lambda, z)$ имеет вид

$$S_{\Sigma an}(\theta, \lambda, z) = 4S_{an}(\theta, \lambda, z) \times \\ \times \cos^2 \left(\frac{\Delta\varphi_{\Sigma}(\theta, \lambda, z)}{2} \right), \quad (12)$$

где $S_{an}(\theta, \lambda, z)$ определяется формулой (10), а сдвиг фазы $\Delta\varphi_{\Sigma}(\theta, \lambda)$ для волн от отдельных излучающих областей в филаменте вычисляется по формуле (11) с заменой $l(z)$ на расстояние L между

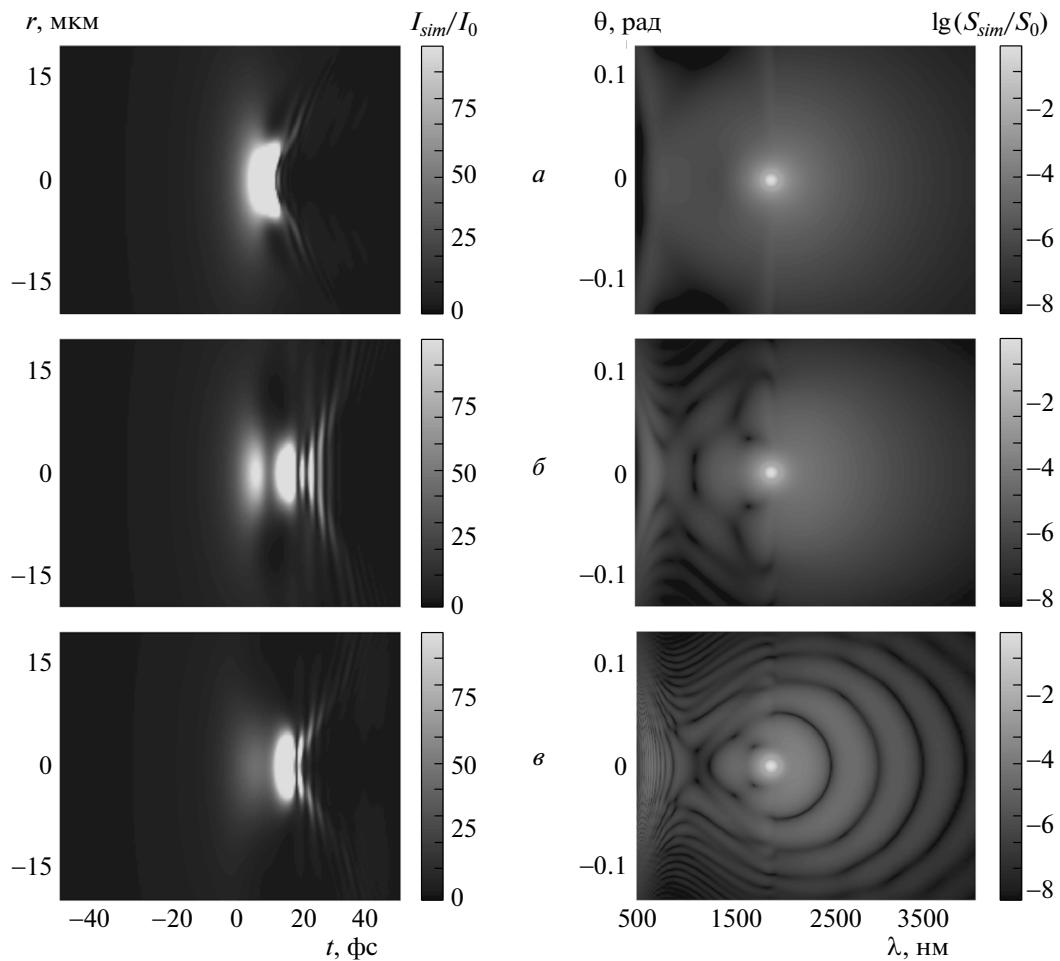


Рис. 5. Пространственно-временные распределения интенсивности излучения $I_{sim}(r, t)$ и частотно-угловые распределения интенсивности спектральных компонент $S_{sim}(\theta, \lambda)$, полученные численным моделированием, для расстояний $z = 1.52$ (а), 1.56 (б), 1.67 (в) см при филаментации в плавленом кварце излучения с параметрами: длина волны 1900 нм, длительность 90 фс (по половине высоты), пиковая интенсивность $1.1 \cdot 10^{11}$ Вт·см $^{-2}$, радиус пучка 80 мкм, пиковая мощность $2P_{cr}$

ду начальными точками этих областей. При расчете частотно-углового спектра по интерференционной модели ее параметры $l(z)$, L , v_{g1} и v_{g2} оцениваются по результатам численного моделирования. Для излучения точечного источника можно принять $S_0(\theta, \lambda, z) \equiv \text{const}$.

Пространственно-временное распределение интенсивности излучения $I_{sim}(r, t, z)$ и частотно-угловое распределение интенсивности спектральных компонент $S_{sim}(\theta, \lambda, z)$, полученные при численном моделировании, приведены на рис. 3–5. Излучение на длине волны 400 нм после сжатия его центрального временного слоя, вызванного самофокусировкой, распадается на два разбегающихся субимпульса вследствие сильной нормальной дисперсии групповой скорости в кварце на данной длине вол-

ны (рис. 3а, б). Частотно-угловой спектр излучения $S_{sim}(\theta, \lambda, z)$ после монотонного уширения по углу и длине волны качественно меняется при распаде импульса. Каждый из импульсов является источником суперконтинуума, спектр которого имеет X-образную форму, характерную для случая нормальной дисперсии групповой скорости. В результате суперпозиции широкополосных излучений от двух субимпульсов в распределении интенсивности спектральных компонент конической эмиссии возникают характерные интерференционные максимумы. При дальнейшем распространении импульса интенсивность излучения на длине волны 400 нм уменьшается вследствие его дефокусировки в лазерной плазме, самомодуляция светового поля прекращается и спектр излучения остается неизменным. Затем в

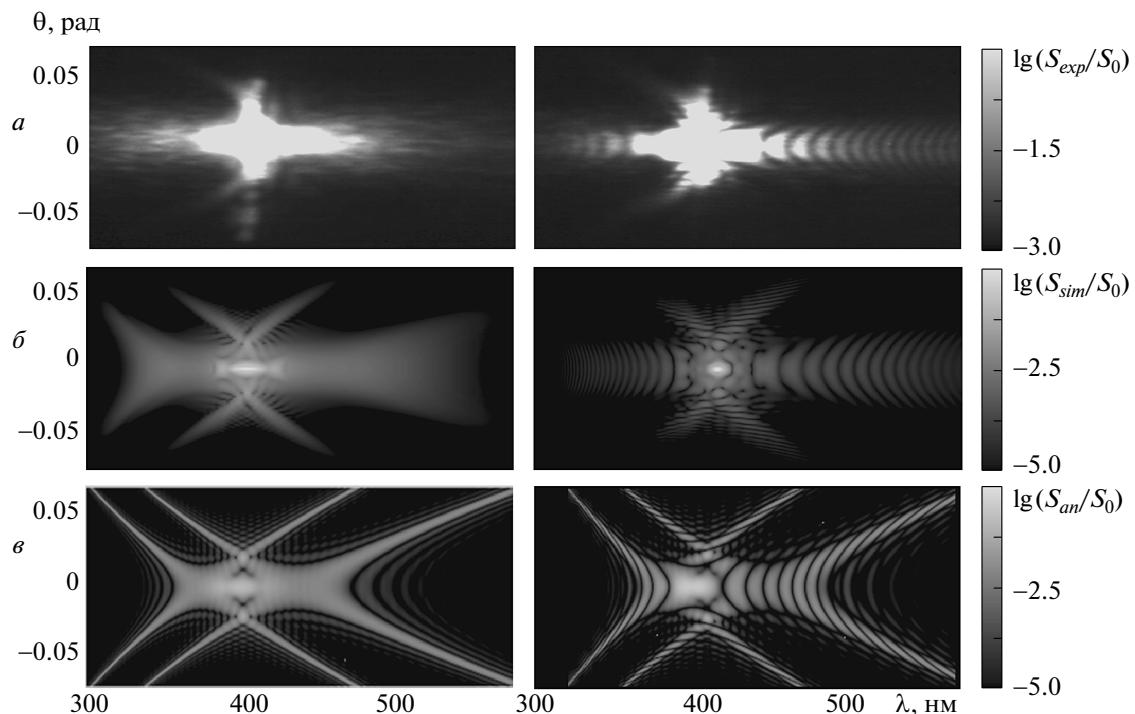


Рис. 6. Частотно-угловые спектры конической эмиссии излучения на длине волны 400 нм (область нормальной дисперсии групповой скорости) при филаментации в плавленом кварце, зарегистрированные экспериментально (*а*), полученные численным моделированием (*б*), рассчитанные по интерференционной модели (*в*), до возникновения рефокусировки (левая колонка), после рефокусировки (правая). Параметры излучения: длина волны 400 нм, длительность 90 фс (по половине высоты), энергия 1.1 мкДж. Спектры представлены в полосе длин волн 300–600 нм, регистрируемой в эксперименте

филаменте происходит рефокусировка и излучение, дефокусированное лазерной плазмой, стягивается к оси, образуя на некотором расстоянии L максимум интенсивности в окрестности центрального временного слоя (рис. 3 α). С увеличением интенсивности в филаменте вновь образуется источник суперконтинуума. В результате суперпозиции излучения суперконтигуума от двух протяженных областей, размещенных вдоль оси, в частотно-угловом спектре конической эмиссии формируется контрастная интерференционная картина.

Излучение с центральной длиной волны 1300 нм лежит в области нулевой дисперсии групповой скорости. В этом случае импульс не испытывает дисперсионного расплывания во времени в начале филамента, и интенсивность изменяется во времени более резко, чем в условиях нормальной дисперсии групповой скорости (рис. 4 α). Уширение спектра достигает почти 1000 нм. В дальнейшем максимум интенсивности, вызванный самофокусировкой, смещается к переднему фронту импульса, а на его хвосте излу-

чение, дефокусированное в плазме, вновь стягивается к оси, образуя второй максимум (рис. 4 β). После формирования второго источника суперконтигуума при рефокусировке хвоста импульса в его частотно-угловом спектре возникает характерная интерференционная картина. Когда дефокусировка в плазме охватывает все излучение, его интенсивность уменьшается, фазовая самомодуляция прекращается и спектр не меняется с расстоянием. С увеличением нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой возникает рефокусировка, и на некотором расстоянии в кварце вновь образуется источник суперконтигуума (рис. 4 γ). В результате интерференции излучения двух разнесенных широкополосных источников возникает ярко выраженная модуляция в частотно-угловом спектре, который при нулевой дисперсии групповой скорости имеет так называемую рыбоподобную форму.

Для излучения на длине волны 1900 нм, которая лежит в области аномальной дисперсии групповой скорости, субимпульсы при рассмотренных

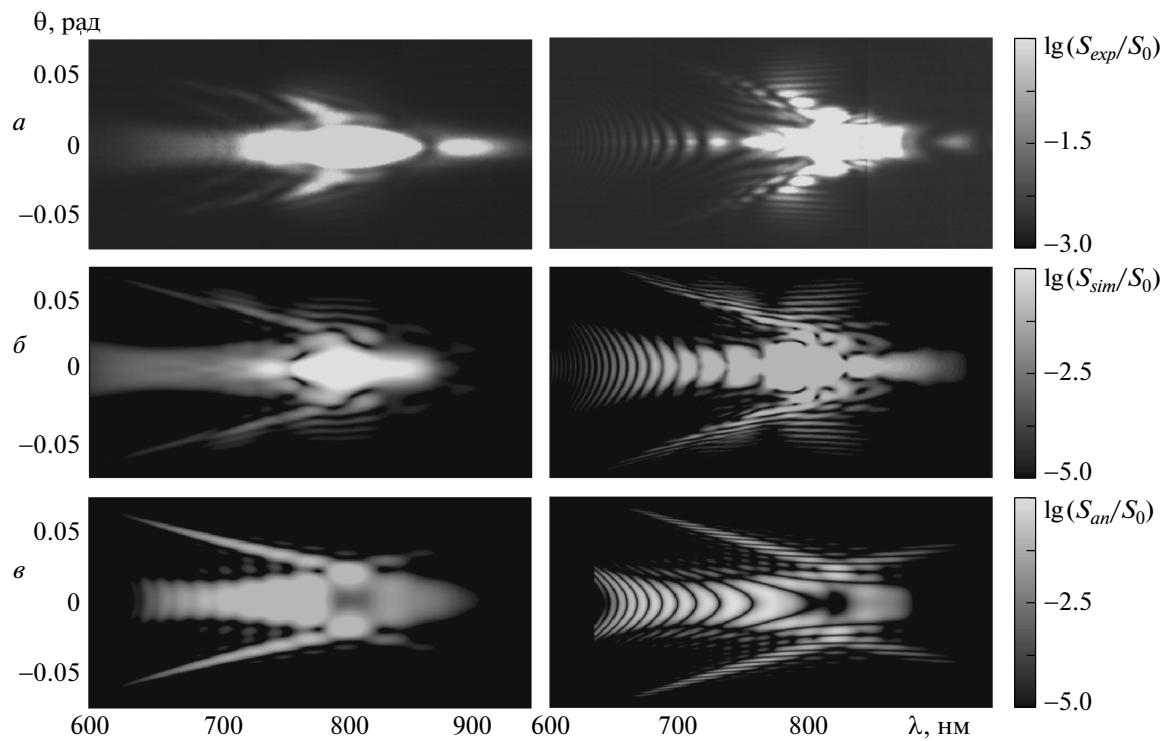


Рис. 7. Частотно-угловые спектры конической эмиссии излучения на длине волны 800 нм при филаментации в плавленом кварце, зарегистрированные экспериментально (*а*), полученные численным моделированием (*б*), рассчитанные по интерференционной модели (*в*), до возникновения рефокусировки (левая колонка), после рефокусировки (правая). Параметры излучения: длина волны 800 нм, длительность 40 фс (по половине высоты), энергия 1.8 мкДж.

Спектры представлены в полосе длин волн 600–1000 нм, регистрируемой в эксперименте

параметрах излучения не образуются (рис. 5 *а, б*). Высокая интенсивность, самомодуляция светового поля и, следовательно, генерация суперконтинуума существуют в области конечной протяженности. В результате интерференции суперконтинуума, излучаемого на конечном отрезке, в частотно-угловом спектре конической эмиссии появляется крупномасштабная слабая модуляция. После образования двух излучающих областей при рефокусировке контрастная модуляция, вызванная интерференцией, накладывается на спектр, который имеет О-образную форму, характерную при аномальной дисперсии групповой скорости (рис. 5 *в*).

4. ОБСУЖДЕНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Теоретическое исследование позволяет определять спектральные компоненты конической эмиссии в широких диапазонах изменения длин волн и интенсивности, тогда как в эксперименте с CCD-камерой

«Видеоскан-285/П-USB» регистрация осуществлялась в полосе от 400 до 900 нм, на границах которой спектральная чувствительность $h(\lambda)$ уменьшалась соответственно в два и пять раз. При этом динамический диапазон изменения интенсивности не превышал двух порядков. Поэтому при сравнении с данными эксперимента частотно-угловые спектры конической эмиссии, полученные численно и аналитически, представлялись в формате:

$$\begin{aligned} S_{sim}^h(\theta, \lambda, z) &= S_{sim}(\theta, \lambda, z)h(\lambda), \\ S_{an}^h(\theta, \lambda, z) &= S_{an}(\theta, \lambda, z)h(\lambda). \end{aligned} \quad (13)$$

На рис. 6 приведены частотно-угловые спектры для излучения на длине волны 400 нм до рефокусировки в филаменте и после ее возникновения. Видно наложение двух спектров X-типа для излучений, которые генерируют субимпульсы, образующиеся при распаде импульса в условиях нормальной дисперсии. В каждом из них существуют интерференционные максимумы первого и следующих порядков, которые вложены в максимум нулевого порядка

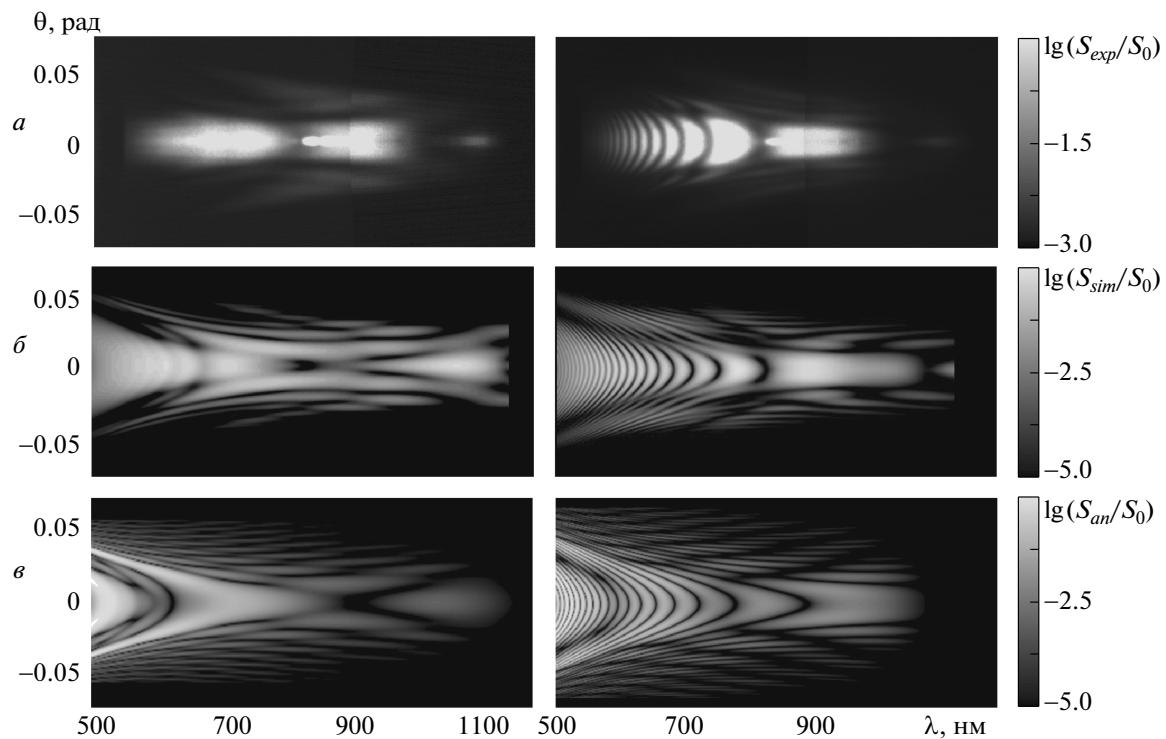


Рис. 8. Частотно-угловые спектры конической эмиссии излучения на длине волны 1300 нм при филаментации в плавленом кварце, зарегистрированные экспериментально (*а*), полученные численным моделированием (*б*), рассчитанные по интерференционной модели (*в*), до возникновения рефокусировки (левая колонка), после рефокусировки (правая колонка). Параметры излучения: длина волны 1300 нм, длительность 80 фс (по половине высоты), энергия 4.15 мкДж. Спектры представлены в полосе длин волн 500–1100 нм, регистрируемой в эксперименте

Х-формы, что четко отражает аналитически рассчитанный спектр $S_{an}^h(\theta, \lambda)$. Теоретические спектры воспроизводят тонкую интерференционную структуру (строки *б* и *в*, слева), возникающую при наложении излучения от субимпульсов. В экспериментально полученных спектрах $S_{exp}(\theta, \lambda)$ тонкая структура оказывается замытой, так как измерение осуществлялось по серии большого числа импульсов, расходящиеся «крылья» мало заметны, так как их интенсивность близка к нижней границе динамического диапазона регистрации. Контрастные интерференционные максимумы (правая колонка), образующиеся при рефокусировке, хорошо видны в спектрах, полученных как теоретически, так и экспериментально.

В спектре импульса на длине волны 800 нм, полученном экспериментально и теоретически, видно наложение излучений, которые генерируют субимпульсы, образующиеся при распаде импульса в условиях нормальной дисперсии групповой скорости (рис. 7). При этом длина волны одного из субим-

пульсов оказывается близкой к области нулевой дисперсии, и этот импульс формирует рыбоподобный спектр с «головой» в стоксовой области и расходящимся «хвостом» в антистоксовой (левая колонка). В рассчитанных спектрах $S_{sim}^h(\theta, \lambda)$ и $S_{an}^h(\theta, \lambda)$ видна тонкая структура, вызванная интерференцией излучения от протяженных источников, формируемых каждым из субимпульсов. При рефокусировке импульса спектр конической эмиссии расщепляется на множество контрастных интерференционных максимумов (правая колонка).

Спектр излучения на длине волны 1300 нм в формате эксперимента воспроизводит только «хвост» рыбоподобного спектра, характерного для области нулевой дисперсии групповой скорости (рис. 8). Полоса частот «головы» распределения лежит вне диапазона регистрации в эксперименте и не представлена на рисунке. Тонкая структура, возникающая вследствие интерференции излучения суперконтинуума от протяженного источника суперконтинуума, слабо заметна на экспериментальном спек-

тре $S_{exp}(\theta, \lambda)$ и отчетливо видна на теоретических $S_{sim}^h(\theta, \lambda)$ и $S_{an}^h(\theta, \lambda)$. На всех спектрах появляется интерференционное расщепление при рефокусировке. Спектр конической эмиссии для излучения на длине волны 1900 нм воспроизводит в формате эксперимента лишь сравнительную узкую спектральную полосу, которая отражает модуляцию, вызванную рефокусировкой в филаменте.

Экспериментальные и теоретические спектры находятся в хорошем согласии, что подтверждает адекватность численной модели филаментации фемтосекундного излучения, в которой генерация суперконтинуума является следствием пространственно-временной самомодуляции светового поля в филаменте, и интерференционной модели формирования частотно-углового спектра конической эмиссии.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формирование частотно-углового спектра излучения конической эмиссии в филаменте фемтосекундного лазерного импульса определяется интерференцией излучения источников суперконтинуума, при которой непрерывный частотно-угловой спектр трансформируется в совокупность максимумов и минимумов на плоскости угол расходности—длина волны.

Интерференция излучения суперконтинуума имеет общий характер, существует при различном характере дисперсии групповой скорости, является причиной появления тонкой структуры спектра при распаде импульса на субимпульсы и при образовании распределенного источника суперконтинуума в протяженном филаменте, а также является причиной расщепления непрерывного спектра конической эмиссии на множество максимумов высокой контрастности при рефокусировке импульса в филаменте.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 08-02-00517а, 11-02-00556а).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
2. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева, КЭ **39**, 205 (2009).
3. R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. **13**, 479 (1964)
4. J. Kasparian and J.-P. Wolf, Opt. Express **16**, 466 (2008).
5. S. L. Chin et al., Appl. Phys. B **95**, 1 (2009).
6. Н. Г. Бондаренко, И. В. Еремина, В. И. Таланов, Письма в ЖЭТФ **12**, 125 (1970).
7. R. R. Alfano and S. L. Shapiro, Phys. Rev. Lett. **24**, 592 (1970).
8. F. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **19**, 1097 (1967).
9. R. R. Alfano, L. L. Hope, and S. L. Shapiro, Phys. Rev. A **6**, 433 (1972).
10. R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann et al., Opt. Lett. **8**, 1 (1983).
11. W. Liu, S. Petit, A. Becker et al., Opt. Comm. **202**, 189 (2002).
12. A. Brodeur and S. L. Chin, Phys. Rev. Lett. **80**, 4406 (1998).
13. C. Nagura, A. Suda, H. Kawano et al., Appl. Opt. **41**, 3735 (2002).
14. I. Golub, Opt. Lett. **15**, 305 (1990).
15. Q. Xing, K. M. Yoo, and R. R. Alfano, Appl. Opt. **32**, 2087 (1993).
16. J. A. Dharmadhikari, F. A. Rajgara, and D. Mathur, Appl. Phys. B **82**, 575 (2006).
17. D. Faccio, P. D. Trapani, St. Minardi et al., J. Opt. Soc. Amer. B **22**, 862 (2005).
18. D. Faccio, A. Couairon, and P. D. Trapani, *Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics*, Arache, Rome (2007).
19. G. G. Luther, A. C. Newell, J. V. Moloney et al., Opt. Lett. **19**, 789 (1994).
20. E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon et al., Opt. Lett. **21**, 62 (1996).
21. V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, I. S. Golubtsov et al., Appl. Phys. B **77**, 149 (2003).
22. M. Kolesik, G. Katona, J. V. Moloney et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 043905 (2003).
23. M. Kolesik, E. M. Wright, and J. V. Moloney, Opt. Express **13**, 10729 (2005).
24. C. Conti, S. Trillo, P. Di Trapani et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 170406 (2003).
25. А. Е. Дормидонов, В. П. Кандидов, В. О. Компанец и др., КЭ **39**, 653 (2009).

- 26.** Е. О. Сметанина, А. Е. Дормидонов, В. О. Компантенец, Оптич. ж. **77**(7), 75 (2010).
- 27.** A. E. Dormidonov and V. P. Kandidov, Laser Phys. **19**, 1993 (2009).
- 28.** A. E. Dormidonov, V. P. Kandidov, V. O. Kompanets et al., Письма в ЖЭТФ **91**, 405 (2010).
- 29.** T. Brabec and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **78**, 3282 (1997).
- 30.** Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, Мир, Москва, (1996).
- 31.** С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, Москва (1988).
- 32.** R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson et al., J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 1159 (1989).
- 33.** T. Olivier, F. Billard, and H. Akhouayri, Opt. Express **12**, 1377 (2004).
- 34.** Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1992).
- 35.** Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).