

Филаментация фазово-модулированного импульса в условиях нормальной, аномальной и нулевой дисперсии групповой скорости

С.В.Чекалин, Е.О.Сметанина, А.И.Спирков, В.О.Компанец, В.П.Кандидов

Экспериментально и численно исследовано влияние начальной временной фазовой модуляции импульса на пространственно-временное распределение интенсивности и частотно-угловой спектр фемтосекундного лазерного излучения при самоканалировании в конденсированной среде. Зарегистрировано снижение интенсивности расходящихся антистоксовых компонент спектра при филаментации излучения в условиях нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС) и сильной фазовой модуляции. В условиях нулевой ДГС при фазовой модуляции излучения режим пространственно-временной трансформации импульса подобен режиму в условиях нормальной ДГС, что приводит к качественному изменению спектра суперконтинуума. В условиях аномальной ДГС последовательность «световых пуль» формируется в филаменте как фазово-модулированного, так и спектрально ограниченного импульса.

Ключевые слова: филаментация, фемтосекундные импульсы, аномальная дисперсия, плазменные каналы, световые пули.

1. Введение

Образование фемтосекундным лазерным излучением тонкого протяженного филамента с высокой локализацией энергии светового поля является результатом динамического баланса керровской самофокусировки излучения в среде и его дефокусировки в наведенной лазерной плазме [1–3]. Материальная дисперсия среды оказывает значительное влияние на формирование филаментов и пространственно-временное распределение интенсивности излучения в процессе филаментации [4]. В области нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС) импульс распадается на субимпульсы, в области нулевой ДГС происходит многократная керровская самофокусировка хвостовой части импульса, испытывавшей дефокусировку в самонаведенной лазерной плазме [5]. В условиях аномальной ДГС образуется последовательность «световых пуль» – областей квазипериодической локализации светового поля в пространстве и времени [6, 7].

Фазовая модуляция излучения позволяет управлять такими параметрами, как координата старта и протяженность филамента, эффективность генерации суперконтинуума и компрессии импульса [8–10]. Компенсация дисперсионного расплывания импульса в атмосферном воздухе с помощью отрицательной линейной фазовой модуляции излучения на центральной длине волны $\lambda_0 = 800$ нм позволила создать широкополосный когерентный источник в филаменте на высоте более 10 км [11] и повысить эффективность генерации суперконтинуума [12]. При отрица-

тельном чирпе для импульса с бessel-гауссовым пространственным профилем в воздухе зарегистрированы менее яркие кольца конической эмиссии и более высокая интенсивность суперконтинуума на оси, чем для спектрально ограниченного импульса с таким же профилем [13]. В условиях нормальной ДГС в конденсированной среде (стекло ZK7) отрицательная фазовая модуляция импульса приводит к режиму филаментации с низкой концентрацией самонаведенной лазерной плазмы и, следовательно, к исчезновению конической эмиссии суперконтинуума [14]. В благородных газах фазовая модуляция используется для получения при филаментации импульсов длительностью в несколько периодов светового поля [15, 16]. Отрицательная фазовая модуляция импульса может применяться для подавления мелкомасштабной филаментации в условиях атмосферной турбулентности [17, 18], а также для увеличения плотности самонаведенной лазерной плазмы [19].

Все упомянутые работы проводились в условиях нормальной ДГС в среде. В настоящей работе представлены результаты экспериментального и численного исследования филаментации при нормальной, нулевой и аномальной ДГС импульсов с линейной по частоте положительной и отрицательной модуляцией фазы (чирпом). Влияние фазовой модуляции импульса на филаментацию при различных ДГС рассмотрено для плавленого кварца, где пространственные масштабы меньше, а дисперсионные эффекты проявляются значительно сильнее, чем в воздухе. Например, для $\lambda_0 = 800$ нм параметр k_2 , определяющий ДГС, равен $0.2 \text{ фс}^2/\text{см}$ в воздухе, тогда как в плавленом кварце он составляет $\sim 360 \text{ фс}^2/\text{см}$ [20, 21]. Это позволило в лабораторных условиях детально исследовать изменения спектра и пространственно-временного распределения интенсивности импульса при варьировании начальной модуляции фазы и длины волны излучения.

2. Методы

Экспериментальная схема была собрана на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro.

С.В.Чекалин, В.О.Компанец, Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;

e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru, kompanetsvo@isan.troitsk.ru

Е.О.Сметанина, А.И.Спирков, В.П.Кандидов, Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы;

e-mail: smetanina@physics.msu.ru, spirkov@physics.msu.ru, kandidov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 24 марта 2014 г.

Использовалось импульсное излучение на длинах волн 800, 1300, 1800 и 1900 нм, которые относятся к областям нормальной, нулевой и аномальной дисперсии в плавленном кварце. На длине волны $\lambda_0 = 800$ нм длительность спектрально ограниченных импульсов по половине высоты составляла 50 фс, диаметр пучка в перетяжке был равен ~ 100 мкм, энергия варьировалась от 1 до 15 мкДж. Перестройкой выходного компрессора осуществлялась фазовая модуляция импульсов излучения на $\lambda_0 = 800$ нм в широком диапазоне, при которой их длительность возрастала до 1000 фс. Для изменения фазовой модуляции фемтосекундного излучения с центральной длиной волны в ближнем ИК диапазоне (1300–1900 нм) применялась специально рассчитанная (двухпроходная) схема отражательного стретчера-компрессора на дифракционной решетке. Для минимизации потерь при работе с импульсами высокой мощности в схеме используется небольшое число оптических элементов: дифракционная решетка 600 штр./мм с эффективностью более 85% в диапазоне 1.25–3.2 мкм и зеркальные элементы с коэффициентом отражения 96%. Созданная схема позволяет осуществлять как положительную, так и отрицательную модуляцию фазы в диапазоне, соответствующем увеличению от 100 до 600 фс длительности импульса излучения с центральной длиной волны 1300–1900 нм. При этом смещения решетки составляют несколько сотен микрометров, что позволяет с достаточной точностью устанавливать требуемую фазовую модуляцию фазы выходного излучения. Фазово-модулированное излучение фокусировалось тонкой кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см на входную грань образца плавленного кварца в виде остроугольного клина [22]. Кварцевая линза имела толщину 0.5 мм и не вносила искажений в спектральный состав излучения. Перемещением клина в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения, варьировалась длина нелинейно-оптического взаимодействия излучения в образце кварца. Используемый диапазон этих длин составлял 1–4 см.

Рекомбинационное излучение лазерной плазмы филамента и излучение конической эмиссии, рассеянное в образце, регистрировались через его боковую грань цифровой фотокамерой Canon EOS 450. Это давало информацию о расположении и протяженности областей наиболее высокой интенсивности светового поля в филаменте и, следовательно, областей генерации суперконтинуума. Изображение колец конической эмиссии в дальней зоне наблюдалось на экране, установленном на расстоянии 50 см от выходной грани образца. Для регистрации частотно-углового спектра суперконтинуума широкополосное излучение на выходе из образца плавленного кварца собиралось ахроматической линзой, в фокусе которой находилась входная щель монохроматора. На выходе из монохроматора CCD-камера регистрировала частотно-угловое распределение компонент суперконтинуума [22]. Для измерения автокорреляционных функций излучения при филаментации импульсов в условиях аномальной ДГС приосевая часть филамента на выходе из образца выделялась диафрагмой и собиралась параболическим зеркалом на входном окне автокоррелятора ASF-20 [6, 7].

Численное моделирование пространственно-временной трансформации импульса при филаментации в плавленном кварце выполнено в приближении медленно меняющейся амплитуды [23]. Уравнение в бегущей системе координат для комплексной огибающей излучения $A(r, t, z)$

на несущей частоте ω_0 в условиях аксиальной симметрии имеет вид

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

где $\tilde{A}(r, \Omega, z)$ – временной фурье-образ огибающей; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$; $\Omega = \omega - \omega_0$ – частотный сдвиг гармоники суперконтинуума. Зависимость $k(\omega) = \omega n(\omega)/c_0$ и параметр $k_1 = \partial k/\partial \omega|_{\omega=\omega_0}$ совместно с функцией $n(\omega)$, аппроксимированной по формуле Селлмейера [24], описывают материальную дисперсию в плавленном 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 его заднего фронта и формировании ударной волны огибающей [25]. Приращение показателя преломления $\Delta n_K(r, t, z)$, вызванное керровской нелинейностью среды, в приближении мгновенного отклика электронов описывается выражением

$$\Delta n_K(r, t, z) = n_2 I(r, t, z), \quad (2)$$

где $n_2 \approx 3.54 \times 10^{-16}$ см²/Вт – коэффициент керровской нелинейности для квазистационарного излучения [26]; $I(r, t, z)$ – интенсивность светового поля. Приращение показателя преломления в наведенной лазерной плазме [27]

$$\Delta n_P(r, t, z) = -\frac{4\pi e^2 N_e(r, t, z)}{2n_0 m(\omega_0^2 + \nu_c^2)} \left(1 + \frac{i\nu_c}{\omega_0}\right), \quad (3)$$

где $n_0 \approx 1.45$ – показатель преломления плавленного кварца; $\nu_c \approx 10^{14}$ с⁻¹ – частота электрон-ионных столкновений; $m = 0.64 m_e$ – приведенная масса электронно-дырочной пары. Концентрация свободных электронов в лазерной плазме N_e подчиняется кинетическому уравнению

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(N_0 - N_e) + \nu_i N_e, \quad (4)$$

где N_0 – концентрация нейтральных атомов (для кварца $N_0 = 2 \times 10^{22}$ см⁻³). Скорость полевой ионизации $W(I)$ определяется формулой Келдыша [28]. Частота лавинной ионизации

$$\nu_i = \frac{e^2 |A|^2}{2U_i m_e (\omega_0^2 + \nu_c^2)} \nu_c. \quad (5)$$

Ширина запрещенной зоны для плавленного кварца $U_i \approx 9$ эВ. Для излучения на $\lambda_0 = 800$ нм с характерной для филаментации интенсивностью $I \sim 10^{14}$ Вт/см² частота $\nu_i \approx 10^{15}$ с⁻¹, и лавинная ионизация вносит существенный вклад в увеличение концентрации электронов в течение импульса. В уравнении (4) не учитывается рекомбинация электронов, характерное время которой составляет не-

сколько сотен фемтосекунд. Коэффициент ослабления светового поля в (1)

$$\alpha = \frac{K\hbar\omega_0}{I} W(I)(N_0 - N_c), \quad (6)$$

где $K = U_i/(\hbar\omega_0) + 1$ – порядок многофотонности процесса ионизации.

В экспериментах образец помещался в перетяжку пучка, сфокусированного длиннофокусной линзой, что позволяло при математическом моделировании использовать для входного излучения приближение плоского волнового фронта. Излучение на входной грани образца задавалось в виде коллимированного гауссового пучка с гауссовым распределением амплитуды поля во времени:

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \sqrt{\tau_0/\tau_p} \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_p^2} + \frac{i\delta t^2}{2}\right), \quad (7)$$

где a_0 – радиус пучка; τ_0 и τ_p – полудлительности по уровню e^{-1} спектрально ограниченного и фазово-модулированного импульсов соответственно. Параметры τ_0 и τ_p связаны с длительностями по полувысоте τ_{FWHM0} и τ_{FWHMp} соответствующих импульсов соотношением $\tau_{FWHM0(p)} = 2\sqrt{\ln 2} \tau_{0(p)}$. Параметр фазовой модуляции δ выражается через параметры τ_0 и τ_p следующим образом:

$$\delta = \pm \frac{\sqrt{(\tau_p/\tau_0)^2 - 1}}{\tau_p^2}, \quad (8)$$

где знак «+» соответствует положительной модуляции фазы, а знак «-» – отрицательной.

Характерным параметром изменения длительности chirпированного импульса в среде с дисперсией является длина компрессии импульса $L_{\text{compr}} = -(\tau_p^2 \tau_0^2 / k_2) \delta$, на которой импульс длительностью τ_p с начальной отрицательной временной фазовой модуляцией ($\delta < 0$) в среде с нормальной дисперсией ($k_2 > 0$) достигнет длительности τ_0 и станет спектрально ограниченным.

В результате численного решения системы уравнений для амплитуды светового поля и концентрации электронов в наведенной лазерной плазме определялись пространственно-временные распределения комплексной амплитуды светового поля $A(r, t, z)$ и интенсивности $I(r, t, z)$ фемтосекундного импульса при филаментации в кварце для параметров эксперимента. Частотно-угловые спектры $S(\theta, \lambda)$ вычислялись путем преобразования Фурье комплексной амплитуды $A(r, t, z)$. При этом для сравнения с экспериментом численные спектры $S_{\text{num}}(\theta, \lambda)$ рассчитывались с учетом спектральной чувствительности CCD-камеры, использованной при экспериментальной регистрации частотно-угловых спектров [22].

3. Нормальная ДГС ($\lambda_0 = 800$ нм). Генерация узконаправленного суперконтинуума и конической эмиссии в стоксовой области

Трансформация частотно-углового спектра суперконтинуума при самоканалировании в плавленом кварце импульсного излучения на $\lambda_0 = 800$ нм исследовалась в зависимости от величины и знака фазовой модуляции. В плавленом кварце эта длина волны лежит в области нормальной

ДГС ($k_2 \approx 360$ фс²/см). При фазовой модуляции длительность импульса увеличивалась от $\tau_{FWHM0} = 50$ фс ($\tau_0 = 30$ фс) до $\tau_{FWHMp} = 300$ фс ($\tau_p = 180$ фс). В плавленом кварце дисперсионная длина $L_{\text{disp}} = \tau_0^2/k_2$ для такого спектрально ограниченного импульса равна 2.5 см, длина компрессии импульса с $\tau_{FWHMp} = 300$ фс при отрицательной фазовой модуляции $L_{\text{compr}} = 15$ см. Энергия излучения E оставалась неизменной и составляла 1.8 мкДж. В этих условиях пиковая мощность импульса P за счет фазовой модуляции уменьшалась от $17.5P_{\text{cr}}$ до $3P_{\text{cr}}$, где $P_{\text{cr}} = 1.87$ МВт – критическая мощность самофокусировки в кварце для излучения с $\lambda_0 = 800$ нм. При радиусе пучка на входной грани образца $a_0 = 50$ мкм расстояние до старта филамента, согласно оценке по формуле Марбургера–Таланова [29], соответственно увеличивалось от 0.3 до 1.2 см.

При увеличении длительности импульса излучения с помощью фазовой модуляции филамент, который регистрируется по рекомбинационному свечению в плазменном канале, начинается на большем расстоянии от входной грани образца (рис. 1), что соответствует приведенным выше оценкам. Голубое свечение плазменного канала филамента является результатом рассеяния в кварце антистоксова излучения суперконтинуума. Видно, что в образце неизменной длины для импульсов с фазовой модуляцией отсутствует рефокусировка, которая регистрируется по образованию второго соосного плазменного канала в филаменте. Из сравнения частотно-углового спектра спектрально ограниченного импульса (рис. 1,а) со спектрами на рис. 1,б–д следует, что при фазовой модуляции импульса интенсивность спектральных компонент конической эмиссии суперконтинуума в антистоксовой области уменьшается независимо от знака модуляции. При этом появляются расходящиеся компоненты спектра в стоксовом крыле суперконтинуума, интенсивность которых возрастает с увеличением длительности фазово-модулированного импульса (рис. 1,з–ж). Расходящиеся стоксовы компоненты суперконтинуума становятся значимыми при двукратном увеличении длительности импульса в условиях положительной фазовой модуляции и при большем ее увеличении в условиях отрицательной фазовой модуляции (рис. 1,е, ж).

В лабораторных и численных экспериментах обнаружено возникновение узконаправленного широкополосного излучения в антистоксовой области при филаментации в условиях сильной фазовой модуляции, соответствующей возрастанию длительности импульса в 7–10 раз (рис. 1,е, ж). Для объяснения этого эффекта с помощью численного моделирования в широких диапазонах изменения частоты и интенсивности спектральных компонент проведено сравнение частотно-угловых спектров суперконтинуума, генерируемых при филаментации спектрально ограниченных импульсов длительностью $\tau_{FWHM0} = 50$ и 400 фс при одной и той же энергии 1.5 мкДж. Из частотно-угловых спектров на рис. 2 видно, что уменьшение мощности излучения антистоксовых компонент не связано с фазовой модуляцией.

Снижение интенсивности компонент конической эмиссии вызвано уменьшением пиковой концентрации самонаведенной лазерной плазмы и, следовательно, уменьшением крутизны заднего фронта импульса. Пиковая концентрация электронов плазменного канала филамента $N_{e\text{max}}$ для импульса длительностью 50 фс достигла 4.6×10^{19} см⁻³, тогда как при филаментации chirпированного импульса длительностью 150 фс она составила 3.6×10^{19} см⁻³, а при

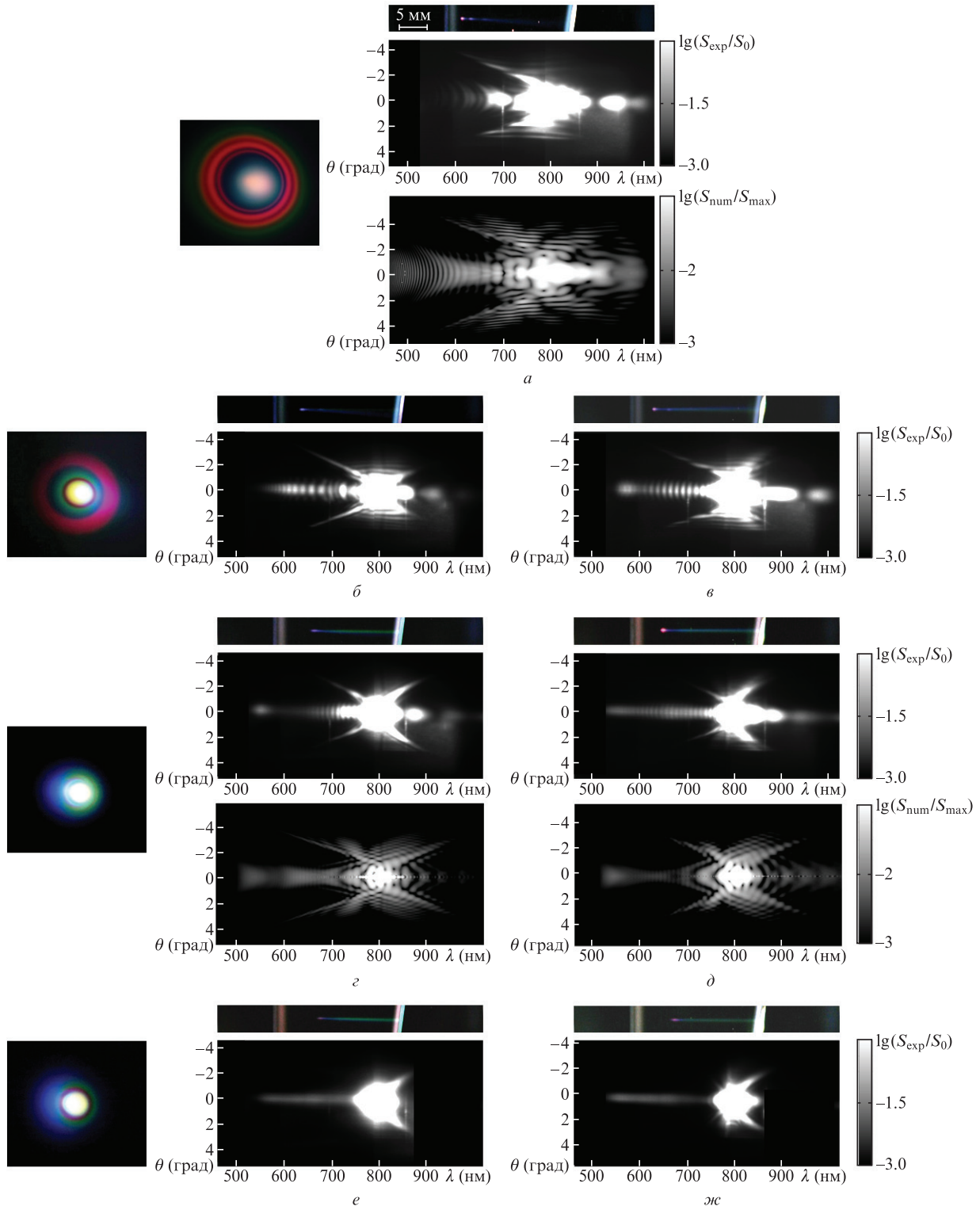


Рис.1. Экспериментально зарегистрированные ($S_{exp}(0, \lambda)$) и полученные численно ($S_{num}(0, \lambda)$) частотно-угловые спектры спектрально ограниченного (а) и chirпированных (б–ж) импульсов излучения на $\lambda_0 = 800$ нм с отрицательной (б, г, е) и положительной (в, д, ж) фазовой модуляцией при филаментации в плавном кварце для различных длительностей импульса и пиковых мощностей: $\tau_{FWHM0} = 50$ фс, $P \sim 18 P_{cr}$ (а), $\tau_{FWHMp} = 120$ фс, $P \sim 7.5 P_{cr}$ (б); $\tau_{FWHMp} = 100$ фс, $P \sim 9 P_{cr}$ (в), $\tau_{FWHMp} = 290$ фс, $P \sim 3 P_{cr}$ (г), $\tau_{FWHMp} = 200$ фс, $P \sim 4.5 P_{cr}$ (д), $\tau_{FWHMp} = 330$ фс, $P \sim 2.7 P_{cr}$ (е) и $\tau_{FWHMp} = 300$ фс, $P \sim 3 P_{cr}$ (ж). Над каждым экспериментальным спектром $S_{exp}(\theta, \lambda)$ представлена фотография, на которой видны плазменные каналы вдоль филамента, входная и выходная грани образца (излучение распространяется слева направо); слева от спектров даны изображения в дальней зоне колец конической эмиссии, окружающих белое пятно суперконтинуума.

филаментации спектрально ограниченного импульса длительностью 400 фс снизилась до $3.1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис.3).

Уменьшение крутизны заднего фронта импульса иллюстрирует рис.4, где приведены временные профили интен-

сивности $I(t)$ при достижении интенсивностью хвостового импульса максимального значения. Крутизна заднего фронта хвостового «медленного» субимпульса значительно больше, чем «быстрого» субимпульса, для выбранных

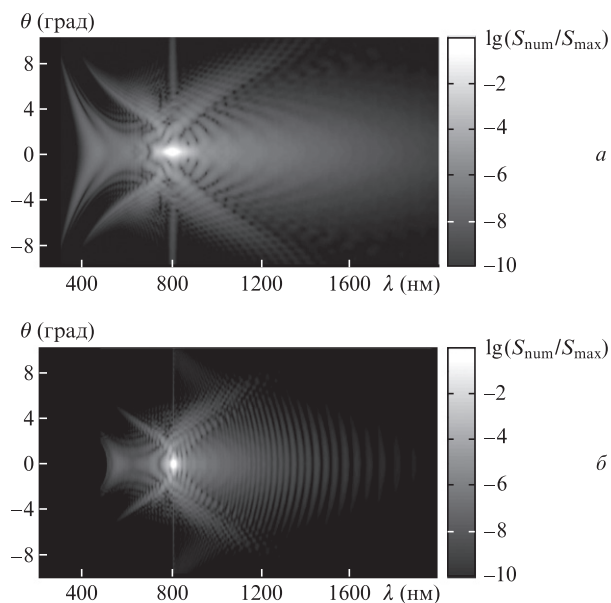


Рис.2. Частотно-угловые спектры суперконтинуума при филаментации спектрально ограниченного излучения, полученные численно при $\tau_{FWHM0} = 50$ фс, $P \sim 15P_{cr}$ (а) и $\tau_{FWHM0} = 400$ фс, $P \sim 2P_{cr}$ (б) для радиуса пучка на входе в среду $a_0 = 70$ мкм.

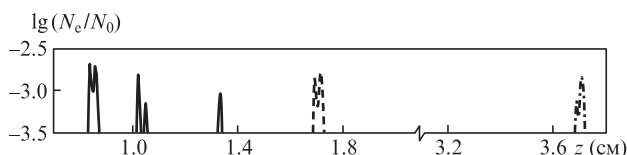


Рис.3. Концентрации самонаведенной лазерной плазмы филамента, полученные численно для спектрально ограниченного импульса с $\tau_{FWHM0} = 50$ фс, $P \sim 15P_{cr}$ (сплошные кривые), положительно chirпированного импульса с $\tau_{FWHMp} = 150$ фс, $P \sim 5P_{cr}$ (штриховая кривая) и спектрально ограниченного импульса с $\tau_{FWHM0} = 400$ фс, $P \sim 2P_{cr}$ (штрих-пунктирная кривая) при радиусе пучка на входе в среду $a_0 = 70$ мкм и концентрации нейтральных атомов $N_0 = 2.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$.

длин распространения импульса. В этом случае источники антистоксовых компонент спектра в основном находятся на заднем фронте «медленного» субимпульса. Источники конической эмиссии антистоксовых компонент на рис.4 не представлены, т. к. находятся в кольцевых радиальных структурах интенсивности на хвосте субимпульса, появляющихся за счет дефокусировки излучения в самонаведенной лазерной плазме. Снижение концентрации электронов самонаведенной лазерной плазмы приводит к уменьшению крутизны заднего фронта субимпульса и интенсивности кольцевых радиальных структур, формирующихся при дефокусировке излучения в самонаведенной плазме и, следовательно, к снижению интенсивности антистоксовых компонент как в распространяющемся вдоль оси суперконтинууме, так и в конической эмиссии. Уменьшение интенсивности антистоксовых компонент, как и снижение концентрации электронов лазерной плазмы, происходит при увеличении длительности начального импульса независимо от наличия или отсутствия фазовой модуляции. Области в филаменте, в которых генерируется суперконтинуум, совпадают с плазменными каналами. Как видно из рис.3, длина этих областей до рефокусировки для каждого приведенного случая меняется незначительно и влияние их протяженности на мощность суперконтинуума в антистоксовой полосе невелико.

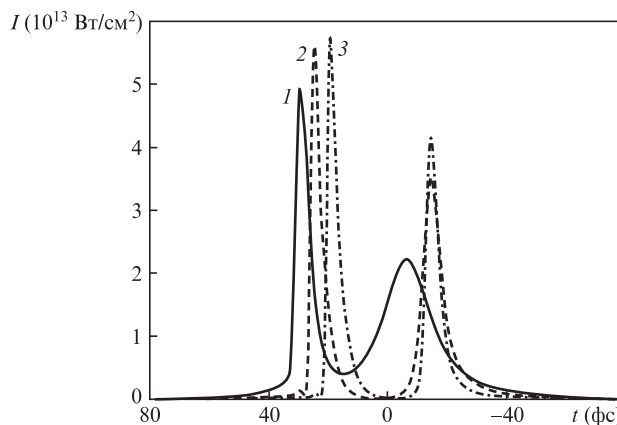


Рис.4. Временные профили интенсивности $I(t)$ при достижении интенсивностью хвостового субимпульса максимального значения, полученные численно для спектрально ограниченного импульса с $\tau_{FWHM0} = 400$ фс, $P \sim 2P_{cr}$ (1), положительно chirпированного импульса с $\tau_{FWHMp} = 150$ фс, $P \sim 5P_{cr}$ (2) и спектрально ограниченного импульса с $\tau_{FWHM0} = 50$ фс, $P \sim 15P_{cr}$ (3) при $a_0 = 70$ мкм. Отрицательные значения времени t соответствуют переднему фронту импульса.

Численно получена эволюция пространственно-временного распределения интенсивности $I_{num}(r = 0, t, z)$ фемтосекундного излучения на длине волны 800 нм с начальной фазовой модуляцией. Пройденное излучением расстояние z в среде составляет несколько сантиметров, что превышает толщину образца в экспериментах. На рис.5 показано изменение временного профиля импульса $I_{num}(r = 0, t, z)$

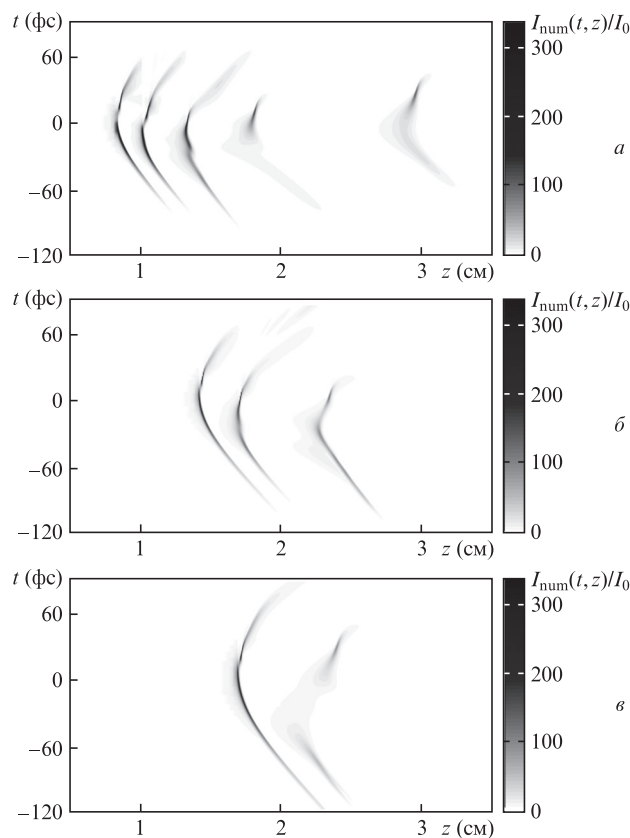


Рис.5. Трансформация интенсивности $I_{num}(r = 0, t, z)$ на оси пучка ($\lambda_0 = 800$ нм) при филаментации в плавленном кварце спектрально ограниченного импульса с $\tau_{FWHM0} = 50$ фс, $P = 15P_{cr}$ (а), а также импульсов с отрицательной (б) и положительной (в) фазовой модуляцией с $\tau_{FWHMp} = 150$ фс, $P = 5P_{cr}$ при $I_0 = 1.77 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$.

на оси излучения ($r = 0$) при увеличении z . Для каждого выбранного расстояния z вертикальный срез тоновой картины $I_{\text{num}}(t, z)$ представляет собой временной профиль импульса $I_{\text{num}}(t)$.

При начальной фазовой модуляции излучения и неизменной энергии расстояние до образования нелинейного фокуса и рефокусировок увеличивается по сравнению со случаем спектрально ограниченного излучения. Поэтому в экспериментах с образцом толщиной ~ 1.5 см не наблюдалась рефокусировка фазово-модулированных импульсов. Для импульсов одинаковой длительности расстояние между рефокусировками при положительной модуляции фазы больше, чем при отрицательной. Это следствие увеличения пиковой мощности при компрессии импульса с отрицательным chirпом в условиях нормальной дисперсии. В условиях слабой рефокусировки излучения с фазовой модуляцией «быстрый» субимпульс на переднем фронте импульса излучения достигает своей пиковой интенсивности на меньшем расстоянии z , чем «медленный» субимпульс, находящийся в хвостовых временных слоях импульса (рис.5).

Таким образом, проведенное исследование показало, что фазовая модуляция излучения не изменяет основных закономерностей пространственно-временной динамики импульса при филаментации в условиях нормальной ДГС.

4. Нулевая ДГС ($\lambda_0 = 1300$ нм)

Для излучения на $\lambda_0 = 1300$ нм в плавленом кварце дисперсионный параметр $k_2 = -23$ фс²/см по модулю на порядок меньше, чем для излучения на $\lambda_0 = 800$ нм, что обуславливает значительное снижение влияния дисперсии второго порядка и позволяет рассматривать режим распространения в плавленом кварце излучения на $\lambda_0 = 1300$ нм как режим нулевой ДГС. При филаментации излучения на этой длине волны сценарий эволюции пространственно-временного распределения интенсивности существенно

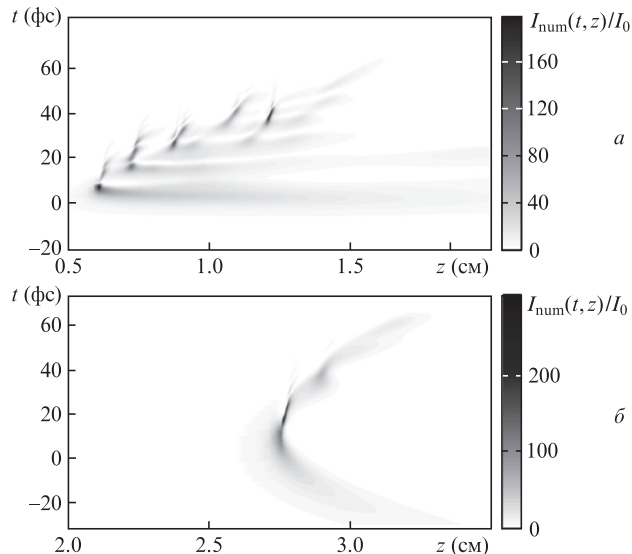


Рис.6. Трансформация профиля импульса $I_{\text{num}}(r = 0, t, z)$ на оси пучка ($\lambda_0 = 1300$ нм) при филаментации в условиях нулевой ДГС в плавленом кварце спектрально ограниченного импульса с $\tau_{\text{FWHM0}} = 30$ фс, $P = 12P_{\text{cr}}$ (а) и положительно chirпированного импульса с $\tau_{\text{FWHM0}} = 200$ фс ($\tau_{\text{FWHM0}} = 30$ фс), $P = 2P_{\text{cr}}$ (б) при $E = 2.1$ мкДж, $a_0 = 80$ мкм, $I_0 = 3 \times 10^{11}$ Вт/см², $P_{\text{cr}} = 4.95$ МВт.

зависит от фазовой модуляции излучения. В условиях как положительной, так и отрицательной модуляции фазы при увеличении длительности спектрально ограниченного импульса не менее, чем в два раза, непрерывные рефокусировки хвостовой части импульса, характерные для нулевой ДГС (рис.6,а), сменяются режимом, характерным для нормальной ДГС, при котором импульс распадается на два субимпульса (рис.6,б) [5].

Одновременно с изменением эволюции пространственно-временного распределения интенсивности фазово-модулированного импульса при филаментации в условиях

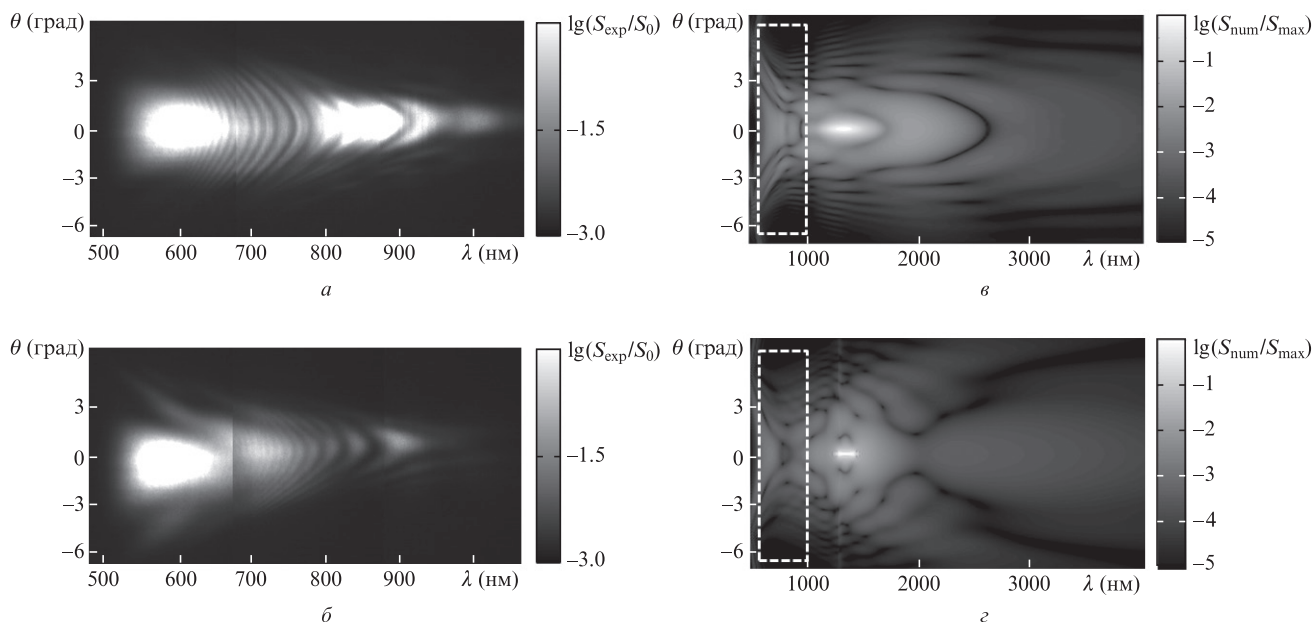


Рис.7. Экспериментальные (а, б) и полученные численно (в, г) частотно-угловые спектры при филаментации в условиях нулевой ДГС в плавленом кварце спектрально ограниченного излучения (а, в) и излучения с положительной фазовой модуляцией (б, г) на длине волны $\lambda_0 = 1300$ нм при $\tau_{\text{FWHM0}} = 100$ фс, $E = 3$ мкДж (а), $\tau_{\text{FWHM0}} = 200$ фс ($\tau_{\text{FWHM0}} = 100$ фс), $E = 3$ мкДж (б), $\tau_{\text{FWHM0}} = 30$ фс, $E = 2.1$ мкДж (в) и $\tau_{\text{FWHM0}} = 200$ фс ($\tau_{\text{FWHM0}} = 30$ фс), $E = 2.1$ мкДж (г) для $a_0 = 80$ мкм. Белым штриховым прямоугольником выделена область, соответствующая экспериментально регистрируемому спектру.

нулевой ДГС качественно изменяется и частотно-угловой спектр генерируемого суперконтинуума. Характерная для нулевой ДГС так называемая рыбообразная форма («fish-shape») спектра трансформируется при наличии фазовой модуляции в суперпозицию X-образной и рыбообразной форм (рис.7). Форма спектра в виде суперпозиции X-образной и рыбообразной форм в случае спектрально ограниченного импульса характерна для области слабой нормальной ДГС при филаментации, к примеру, импульсов излучения на длине волны 800 нм в плавленом кварце [22, 30].

5. Аномальная ДГС ($\lambda_0 = 1900$ нм)

Режим филаментации в условиях аномальной ДГС импульсного излучения на $\lambda_0 = 1900$ нм в плавленом кварце ($k_2 = -801$ фс²/см) устойчив как к знаку, так и к величине начальной фазовой модуляции. Последовательность световых пуль формируется при филаментации как спектрально ограниченного импульса (рис.8,а), так и импульсов с фазовой модуляцией (рис.8,б). Вид частотно-углового спектра качественно не меняется и имеет характерную для аномальной ДГС O-образную форму при филаментации спектрально ограниченного импульса и импульсов с фазовой модуляцией (рис.9).

Формирование световых пуль при филаментации в условиях аномальной ДГС импульсов с фазовой модуляцией зарегистрировано экспериментально по измерениям автокорреляционной функции излучения $J_{\text{coff}}^{\text{exp}}(t)$ в апертуре диаметром 100 мкм, установленной на выходной грани образца. При увеличении энергии E импульсного излучения на длине волны 1800 нм с положительной фазовой модуляцией возрастает пиковое значение автокорреляционной функции $J_{\text{coff}}^{\text{exp}}(t)$, одновременно уменьшается ее ширина, достигая экстремума при $E = 11$ мкДж, что свидетельствует об образовании первой световой пули на выходе из образца при этой энергии (рис.10). Минимальная ширина автокорреляционной функции $J_{\text{coff}}^{\text{exp}}(t)$ со-

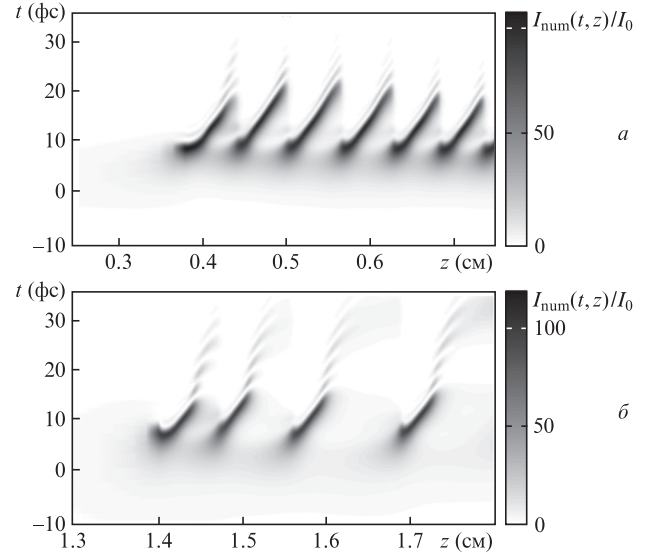


Рис.8. Трансформация интенсивности $I_{\text{num}}(r = 0, t, z)$ на оси пучка ($\lambda_0 = 1900$ нм) при филаментации в условиях аномальной ДГС в плавленом кварце спектрально ограниченного импульса с $\tau_{\text{FWHM}0} = 30$ фс, $P = 10P_{\text{cr}}$ (а) и импульса с положительной модуляцией фазы с $\tau_{\text{FWHM}0p} = 200$ фс ($\tau_{\text{FWHM}0} = 30$ фс), $P = 1.7P_{\text{cr}}$ (б) при $E = 3.8$ мкДж, $a_0 = 80$ мкм, $I_0 = 5.3 \times 10^{11}$ Вт/см², $P_{\text{cr}} = 10.6$ МВт.

ставляет 150 фс. При дальнейшем увеличении энергии импульса пиковое значение $J_{\text{coff}}^{\text{exp}}(t)$ уменьшается, а ее ширина увеличивается. При энергии $E = 13.5$ мкДж для импульса с положительной фазовой модуляцией функция $J_{\text{coff}}^{\text{exp}}(t)$ вновь возрастает и приобретает трехгорбую структуру, что свидетельствует о появлении второй световой пули, существующей одновременно с первой (рис.10). Формирование последовательности световых пуль в условиях аномальной ДГС при филаментации импульса с положительной фазовой модуляцией имеет такие же закономерности, как и в случае спектрально ограниченных импульсов [6, 7].

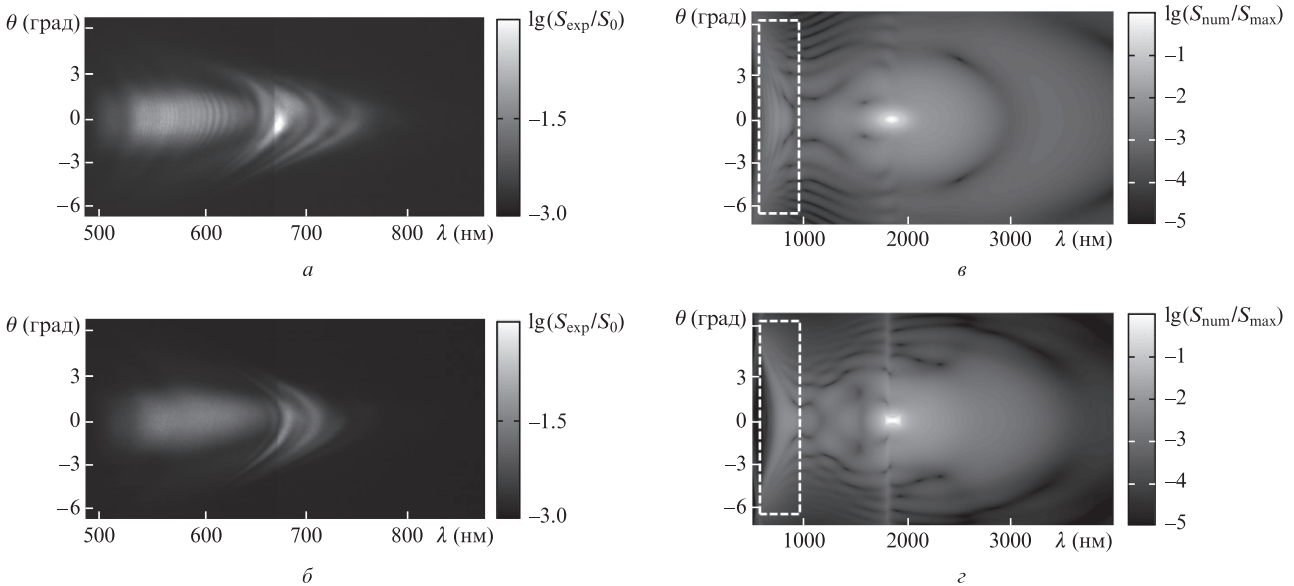


Рис.9. Экспериментальные (а, б) и полученные численно (в, з) частотно-угловые спектры при филаментации в условиях аномальной ДГС в плавленом кварце спектрально ограниченного излучения (а, в) и излучения с положительной фазовой модуляцией (б, з) на длине волны $\lambda_0 = 1900$ нм при $\tau_{\text{FWHM}0} = 170$ фс, $E = 4.4$ мкДж (а), $\tau_{\text{FWHM}0p} = 330$ фс ($\tau_{\text{FWHM}0} = 170$ фс), $E = 4.4$ мкДж (б), $\tau_{\text{FWHM}0} = 30$ фс, $E = 3.7$ мкДж (в) и $\tau_{\text{FWHM}0p} = 200$ фс ($\tau_{\text{FWHM}0} = 30$ фс), $E = 3.7$ мкДж (з) для $a_0 = 80$ мкм. Белым штриховым прямоугольником выделена область, соответствующая экспериментально регистрируемому спектру.

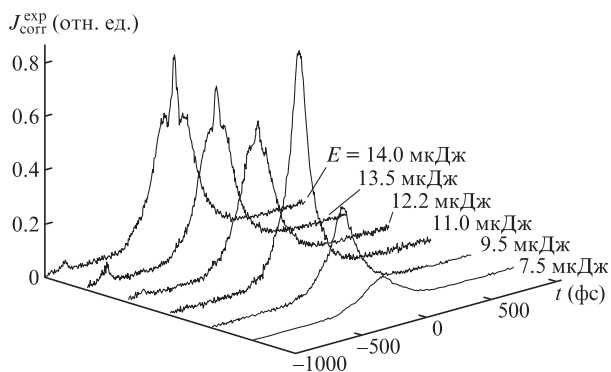


Рис.10. Экспериментально зарегистрированная последовательность световых пульс при филаментации в плавном кварце в условиях аномальной дисперсии излучения с положительной фазовой модуляцией на длине волны $\lambda_0 = 1800$ нм при $\tau_{\text{FWHMР}} = 210$ фс (ширина автокорреляционной функции 300 фс, $\tau_{\text{FWHM0}} = 100$ фс), $a_0 = 80$ мкм. Длина кварцевого образца 2 см, диаметр селектирующей диафрагмы 100 мкм.

6. Заключение

На основании экспериментальных и численных исследований получены общие закономерности изменения пространственно-временного распределения интенсивности и частотно-углового спектра фемтосекундного лазерного импульса при самоканалировании в конденсированной среде в условиях начальной фазовой модуляции.

Установлено, что при филаментации в условиях нормальной ДГС наличие линейной фазовой модуляции не изменяет пространственно-временной режим трансформации излучения – импульс распадается на два субимпульса с групповыми скоростями, отличными от групповой скорости начального излучения. При филаментации как спектрально ограниченного, так и фазово-модулированного импульса субпикосекундной длительности в условиях нормальной ДГС происходит значительное снижение интенсивности антистоксовых компонент конической эмиссии суперконтинуума, в результате чего формируется узконаправленное широкополосное излучение антистоксовой области спектра. В условиях нулевой ДГС при фазовой модуляции излучения режим непрерывных рефокусировок хвостовой части импульса, характерный для такой ДГС, сменяется режимом, характерным для нормальной ДГС, при котором импульс распадается на субимпульсы. Форма спектра фазово-модулированного импульса при филаментации в условиях нулевой ДГС представляет собой суперпозицию X-образной и рыбообразной форм. В условиях аномальной ДГС фазовая модуляция не влияет на режим филаментации. Последовательность свето-

вых пульс формируется в филаменте как фазово-модулированного, так и спектрально ограниченного импульса.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

- Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V., Kosareva O., Schroeder H. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
- Skupin S., Berge L. *Physica D*, **220**, 14 (2006).
- Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **22** (7), 1189 (2011).
- Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 105401 (2013).
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 326 (2013).
- Wille H., Rodriguez M., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **20**, 183 (2002).
- Голубцов И.С., Кандидов В.П., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 525 (2003).
- Nuter R., Skupin S., Bergé L. *Opt. Lett.*, **30** (8), 917 (2005).
- Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., et al. *Opt. Lett.*, **25** (18), 1397 (2000).
- Kasparian J., Rodriguez M., Mejean G., et al. *Science*, **301** (5629), 61 (2003).
- Polynkin P., Kolesik M., Moloney J. *Opt. Express*, **17** (2), 575 (2009).
- Yang J.J., Yang Y., Wang R., Han W. *Sci. China, Ser. E: Technol. Sci.*, **51** (7), 849 (2008).
- Park J., Lee J., Nam C.H. *Opt. Express*, **16** (7), 4465 (2008).
- Hauri C.P., Guandalini A., Eckle P., Kornelis W., Biegert J., Keller U. *Opt. Express*, **13** (19), 7541 (2005).
- Шленов С.А., Федоров В.Ю., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **20** (4), 308 (2007).
- Fedorov V.Yu., Shlenov S.A., Kandidov V.P. *Eur. Phys. J. D*, **50**, 185 (2008).
- Панов Н.А., Косарева О.Г., Кандидов В.П., Аkozбек Н., Скалора М., Чин С.Л. *Квантовая электроника*, **37**, 1153 (2007).
- Borzsonyi A., Heiner Z., Kalashnikov M.P., Kovács A.P., Osvay K. *Appl. Opt.*, **47** (27), 4856 (2008).
- Wrzesinski P.J., Pestov D., Lozovoy V.V., Gord J.R., Dantus M., Roy S. *Opt. Express*, **19** (6), 5163 (2011).
- Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
- Vrabcic T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
- Malitson I.H. *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 1205 (1965).
- Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 310).
- Kelley P.L., Kaminov I.P., Agraval G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 2001).
- Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992, с. 536).
- Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47**, 1945 (1964).
- Чекалин С.В., Кандидов В.П. *УФН*, **183**, 133 (2013).
- Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **19** (10), 1993 (2009).