

Влияние дисперсии групповой скорости на фемтосекундную филаментацию бессель-гауссова пучка

С.В.Чекалин, В.О.Компанец, Е.Д.Залозная, В.П.Кандидов

Представлены результаты исследования методом лазерной колорации структуры из центров окраски, наведенной в изотропном кристалле LiF бессель-гауссовыми и гауссовыми пучками в одноимпульсном режиме филаментации. Фемтосекундные лазерные импульсы на длинах волн излучения, соответствующих нулевой (1250 нм) и аномальной (1900 нм) дисперсии групповой скорости, фокусировались в образце аксионом или сферической линзой. Экспериментально и численно показано, что при увеличении энергии излучения длина структуры из центров окраски (или плазменного канала) возрастает в области нулевой дисперсии групповой скорости, но остается неизменной в условиях аномальной дисперсии, когда возникают световые пули. Длина пробега световых пуль составляет около 200 мкм и не зависит от энергии импульса и способа фокусировки, что подтверждает их устойчивость.

Ключевые слова: световая пуля, бессель-гауссов пучок, фемтосекундная филаментация, метод лазерной колорации, дисперсия групповой скорости.

1. Введение

Термин «световые пули» (СП) введен для самосоглазованных нелинейных возбуждений с высокой локализацией светового поля. Концепция образования СП при совместной и согласованной компрессии лазерного излучения как в пространстве, так и во времени при самовоздействии волнового пакета в диспергирующей среде с кубической нелинейностью сформулирована в [1]. Механизм формирования СП основан на двух эффектах: аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) и керровской нелинейности [2–5]. Фазовая самомодуляция за счет керровской нелинейности приводит к нелинейному положительному chirпу импульса (длинноволновый сдвиг на переднем фронте, коротковолновый – на заднем). При АДГС более высокие частоты имеют большие групповые скорости, поэтому задний фронт импульса движется быстрее, чем передний. В результате происходит эффективное укорочение импульса вплоть до одного оптического цикла, рост его пиковой интенсивности до величин порядка 10^{14} Вт/см² и образование СП. Высокая мощность вызывает генерацию плазмы, резко обрывающую задний фронт пули за счет дефокусировки, что сильно уширяет спектр СП в коротковолновую сторону и формирует в условиях АДГС изолированное антистоксово крыло суперконтинуума (СК) [6–10]. Увеличение энергии исходного импульса приводит к образованию новых СП, со-

провождающемуся выбросом каждой пулей фиксированных порций СК в области антистоксова крыла [11]. Необходимо подчеркнуть, что, в отличие от рефокусировок, наблюдаемых в случае нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС), возникновение последовательности СП связано с компрессией не только в пространстве, но и во времени.

Впервые локализация светового поля в объеме однородных и изотропных сред с кубической нелинейностью и образование СП длительностью около двух оптических циклов наблюдались в нашей работе [12] при измерении автокорреляционной функции СП в случае филаментации в плавленом кварце фемтосекундных импульсов на длине волны излучения $\lambda = 1900$ нм, которая лежит в области АДГС. По оценкам длины плазменного канала на фотографии светящегося трека длина пробега СП в этих экспериментах не превышала нескольких миллиметров. Определение длины пробега СП по фотографиям светящихся треков плазменных каналов и рассеянного света видимой части СК использовалось во многих работах [13–17]. Однако яркость этих треков настолько мала, что для их фотографической регистрации необходимы экспозиции порядка нескольких тысяч импульсов. Флуктуации параметров лазера от импульса к импульсу приводят к существенной погрешности в получаемой информации.

Эта проблема преодолена с помощью метода лазерной колорации [18], который позволил провести измерения, во-первых, без накопления сигнала, т.е. с использованием всего одного лазерного импульса, а во-вторых, при полном отсутствии погрешностей, связанных с наложением излучений СК, конической эмиссии и плазменного канала. Таким методом впервые зарегистрированы СП длительностью около одного периода колебаний светового поля и диаметром менее 10 мкм, а также однозначно измерена длина их пробега, не превышающая 0.5 мм [19]. В методе лазерной колорации динамика возникновения и развития СП при филаментации одиночных фемтосекундных импульсов среднего ИК диапазона в LiF изу-

С.В.Чекалин, В.О.Компанец. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;
e-mail: chekalin@isan.troitsk.ru

Е.Д.Залозная, В.П.Кандидов. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы;
e-mail: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 7 февраля 2019 г.

чается по изменению концентрации долгоживущих центров окраски (ЦО), появляющихся в световом поле за счет многофотонных процессов в образующемся филаменте. В этом случае состоящие из ЦО долгоживущие структуры, созданные всего одним лазерным импульсом, могут быть легко зарегистрированы и исследованы при последующей подсветке в полосе их поглощения вблизи 450 нм непрерывным лазерным излучением. Это позволяет подробно исследовать трехмерную структуру оптического поля СП вдоль всей длины ее пробега внутри материала с пространственным разрешением, превышающим 1 мкм (и определяемым исключительно разрешающей способностью используемого микроскопа).

В настоящей работе метод лазерной колорации применен для исследования СП, возникающих при фокусировке в LiF аксиконом гауссова пучка фемтосекундного излучения. Следует отметить, что практически все работы по филаментации фемтосекундного излучения, сфокусированного аксиконом, выполнены в условиях нормальной ДГС, когда СП не возникают. В работе [20] наблюдалось шестикратное удлинение плазменного канала в воздухе при использовании для фокусировки импульса излучения длительностью 50 фс на $\lambda = 800$ нм аксикона вместо обычной линзы. Преимущества применения конической фокусировки вместо обычной линзовой при нормальной ДГС отмечены также в численном исследовании [21], согласно которому при фокусировке аксиконом гауссова пучка формируется плазменный канал наибольшей протяженности с равномерно распределенной концентрацией электронов.

В экспериментах по филаментации в стекле К-108 импульсов, мощность которых на два порядка превышала критическую мощность самофокусировки, использование аксиконной фокусировки позволило избежать множественной филаментации, порог которой существенно ниже в случае сферической линзы, и получить длинный филамент после ряда рефокусировок [22, 23]. В результате вместо спекл-картины, возникающей в конической эмиссии при множественной филаментации в условиях линзовой фокусировки, наблюдалась регулярная система концентрических колец, свидетельствующая об устойчивости источников СК в филаменте к малым флуктуациям параметров импульса при аксиконной фокусировке.

Увеличение порога множественной филаментации при фокусировке гауссова импульса излучения длительностью 40 фс на $\lambda = 800$ нм в воду аксиконом с углом при основании 20° по сравнению с фокусировкой линзой с той же числовой апертурой наблюдалось также в [24]. Влияние положения аксикона относительно образца исследовалось в [25]. Фокусировка фемтосекундных импульсов излучения субтераваттной мощности на $\lambda = 800$ нм в прозрачную диэлектрическую мишень аксиконом с углом при основании $20^\circ - 30^\circ$ использовалась в [26–28] для увеличения длины нелинейно-оптического взаимодействия излучения со средой. Экспериментальное исследование зависимости режима филаментации импульса излучения длительностью 40 фс на $\lambda = 800$ нм с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки на несколько порядков, в кристалле BaF_2 длиной 15 мм от угла при основании аксикона проведено в [29]. Анализ сфотографированных сбоку светящихся люминесцирующих каналов показал, что при уменьшении угла при основании от 7.5° до 1° существенно возрастает порог образования филамента и увеличивается расстояние между точками

самофокусировки в квазипериодической структуре каналов. Сравнительный анализ спектров СК, полученных при фокусировке импульса излучения длительностью 130 фс на $\lambda = 800$ нм в кристалл сапфира длиной 3 мм аксиконом с углом при основании $2^\circ 18''$ и линзой с фокусным расстоянием 50 мм [30], показал их практически полную идентичность.

В условиях АДГС филаментация бесселевых пучков и особенности формирования СП при аксиконной фокусировке изучались лишь в наших работах [16, 17], где экспериментально и численно исследованы плазменные каналы и видимая полоса СК при филаментации в плавленом кварце излучения на $\lambda = 800$ и 1800 нм, сфокусированного аксиконом с углом при основании 0.5° . Рекombинационное излучение лазерной плазмы филамента и излучение СК, рассеянные в образце, регистрировались через его боковую грань цифровой фотокамерой. Для надежной регистрации мощность импульсов поддерживалась на уровне десятков и сотен критических мощностей самофокусировки, а экспозиция фотографий – на уровне 10^3 лазерных импульсов. Протяженности плазменных каналов и филаментов, определяемые по полученным фотографиям, достигали более 10 см. Установлено, что выброс энергии в видимую часть СК при образовании СП одинаков при аксиконной и при линзовой фокусировке, что свидетельствует о спектральной устойчивости СП. Однако, в силу существенных погрешностей в определении длины плазменного канала при многоимпульсной экспозиции, не было проведено адекватного сравнения длин пробега СП в филаменте, образованном бесселевым и гауссовым пучками.

В настоящей работе экспериментально методом лазерной колорации и численно в приближении медленно меняющейся волны исследованы филаментация и формирование СП в LiF при фокусировке аксиконом и линзой гауссова пучка фемтосекундного излучения на $\lambda = 1250$ и 1900 нм, соответствующих нулевой и аномальной ДГС.

2. Постановка эксперимента и формулировка численной модели

Создание люминесцирующих треков из ЦО в изотропном кристалле LiF осуществлялось при поочередном использовании аксикона и линзы для фокусировки излучения на длинах волн, соответствующих нулевой (1250 нм) и аномальной (1900 нм) ДГС. В эксперименте применялся источник лазерного излучения на основе фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:сапфировый лазер) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs, регенеративного усилителя Spitfire Pro с накачкой твердотельным лазером Empower 30 и перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS. Длительность импульсов по полувысоте на $\lambda = 1250$ и 1900 нм составляла 60 и 70 фс соответственно. Частота следования импульсов была равна 1 кГц. Энергия импульсов измерялась датчиком Fieldmax с детектором PS-10 и изменялась в экспериментах от 5 до 100 мкДж.

При использовании тонкой линзы из CaF_2 с фокусным расстоянием $F = 30$ см излучение фокусировалось внутрь образца на расстоянии несколько миллиметров от его входной грани. При фокусировке аксиконом с углом при основании $\alpha = 0.5^\circ$ расстояние от его вершины до входной грани кристалла LiF длиной 35 мм выбиралось по минимальному порогу генерации излучения СК и со-

ставляло 85 и 123 мм для $\lambda = 1250$ и 1900 нм соответственно. При записи ЦО в режиме одноимпульсной экспозиции образец после каждого импульса перемещался в направлении, перпендикулярном лазерному пучку. Для получения режима одиночной филаментации при варьировании длины волны энергия импульсов изменялась так, чтобы их пиковая мощность незначительно превышала критическую мощность самофокусировки. Кроме того, облучение образца проводилось при изменении энергии в 3–5 раз. При фокусировке линзой энергия импульса излучения W на $\lambda = 1250$ и 1900 нм изменялась от 5 до 15 мкДж и от 7 до 25 мкДж соответственно и была втрое больше, чем при фокусировке аксиконом. Применение метода лазерной колорации позволяло получать данные в одноимпульсном режиме филаментации, в котором пиковая мощность превышала критическую мощность самофокусировки в 2–8 раз для излучения на $\lambda = 1250$ нм и в 3–8 раз для $\lambda = 1900$ нм, что существенно меньше, чем в работах [16, 17].

Для анализа пространственного распределения интенсивности люминесценции записанных ЦО, воспроизводящего концентрацию лазерно-индуцированных электронных возбуждений в LiF при филаментации, использовались методы оптической микроскопии с подсветкой на длине волны поглощения этих ЦО. Для качественного анализа записанной структуры из ЦО применялся микроскоп Eumetech Oxion 5' с подсветкой непрерывным лазерным излучением на $\lambda = 450$ нм и регистрацией люминесценции цифровой камерой Nikon D800. Рассеянное возбуждающее излучение отсекалось вспомогательным желто-зеленым светофильтром. Примеры фотографий люминесцентных структур, наведенных в LiF, показаны на рис.1.

Для численного исследования филаментации в LiF использовалось приближение медленно меняющейся волны, с помощью которого можно описывать распространение и трансформацию волнового пакета длительностью вплоть до одного оптического периода. Уравнения рассматриваемой математической модели описывают дифракцию пучка, дисперсию импульса, нестационарные изменения показателя преломления среды, вызванные керровской и плазменной нелинейностями, генерацию лазерной плазмы и ослабление излучения за счет потерь на фотоионизацию и обратное тормозное поглощение.

Параметры, используемые при численном моделировании филаментации, выбраны близкими к экспериментальным. Амплитуда светового поля A на входной грани образца при фокусировке аксиконом задавалась в виде

$$A(r, t, z = 0) = A_0 \exp \left[-\frac{r^2}{2a_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2} + i\varphi(r) \right], \quad (1)$$

где a_0 и $2\tau_0$ – радиус пучка и длительность гауссова волнового пакета по уровню интенсивности e^{-1} ; A_0 – амплитуда

светового поля. Созданная аксиконом пространственная модуляция фазы φ описывается выражением

$$\varphi(r) = kr(n_{ax} - 1)\alpha, \quad (2)$$

где k – волновое число; n_{ax} – показатель преломления материала аксикона.

Результаты численного расчета амплитуды светового поля при формировании бessel-гауссова пучка в случае фокусировки аксиконом гауссова пучка соответствовали измеренным распределениям интенсивности на ряде расстояний от аксикона. На рис.2 представлены радиальные профили интенсивности пучка на расстоянии, отвечающем положению входной грани образца LiF для излучения на $\lambda = 1250$ нм. Для бessel-гауссова пучка интенсивность центрального максимума много больше, чем концентрических колец, которые его охватывают (рис.2). Поэтому процесс фемтосекундной филаментации такого пучка определяется мощностью, содержащейся в его центральном лепестке P_{lobe} . Для оценки можно принять, что филаментация возникает в центральном лепестке, мощность которого P_{lobe} превышает критическую мощность стационарной самофокусировки P_{cr} гауссова пучка. Относительная мощность P_{lobe}/P_{cr} на входной грани кристалла LiF, содержащаяся в центральном лепестке бessel-гауссова пучка и рассчитанная по радиальному профилю интенсивности, составляла 2–8 во всех рассмотренных случаях, что соответствует режиму одиночной филаментации.

При численном моделировании определялись распределение концентрации электронов вдоль оси филамента в плазме, наведенной при филаментации и образовании СП, а также пространственно-временное распределение

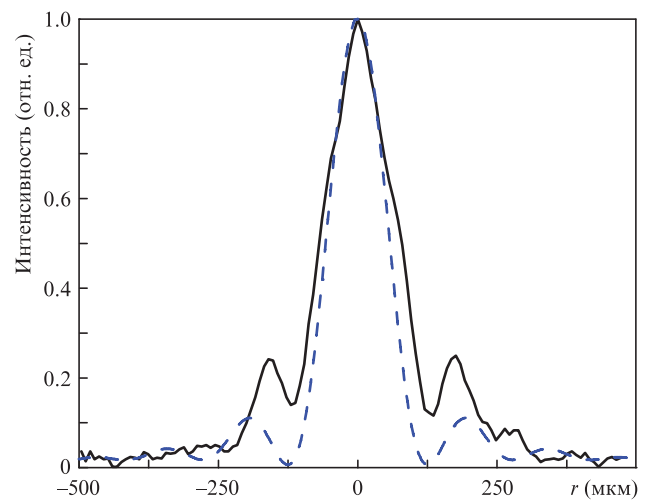


Рис.2. Радиальные профили интенсивности бessel-гауссова пучка на входной грани образца LiF при фокусировке аксиконом излучения на $\lambda = 1250$ нм. Сплошная кривая – эксперимент, штриховая – численный расчет.

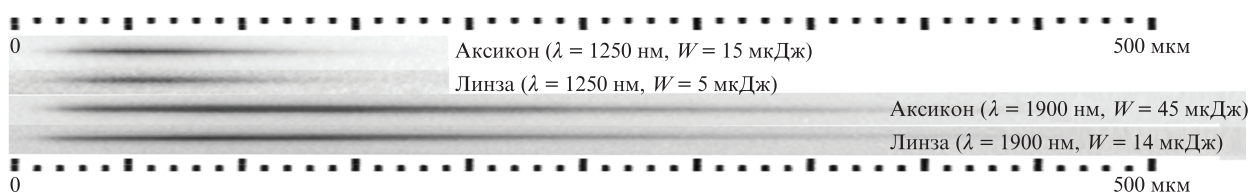


Рис.1. Люминесценция ЦО, наведенных в LiF в одноимпульсном режиме филаментации импульсов излучения на $\lambda = 1250$ и 1900 нм при фокусировке в образец линзой и аксиконом.

интенсивности излучения на характерных расстояниях. Возникновение ЦО происходит в процессах как нелинейного фотовозбуждения электронной подсистемы материала с созданием экситонов и электронно-дырочных пар через лавинную, туннельную и многофотонную ионизацию, так и прямого возбуждения экситонов [31–33]. Ширина запрещенной зоны в LiF близка к энергии экситонной полосы поглощения [34], и распределение концентрации электронов при многофотонном процессе генерации свободных носителей определяет концентрацию наведенных ЦО. Поэтому распределение концентрации электронов вдоль оси филамента, полученное при численном моделировании, воспроизводит распределение концентрации ЦО, измеренной по сигналу люминесценции.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.3,а и 4,а приведены измеренные вдоль оси филамента распределения интенсивности люминесценции ЦО, наведенных в одноимпульсном режиме филаментации в LiF, при изменении энергии импульсов излучения на $\lambda = 1250$ и 1900 нм в случае фокусировки аксиконом. На рис.3,б и 4,б представлены рассчитанные концентрации электронов на оси $N_e(z)$, нормированные на максимальное значение N_e^{\max} . Видно, что в условиях нулевой ДГС при филаментации излучения на $\lambda = 1250$ нм (рис.3) протяженности структуры из наведенных ЦО и плазменного канала возрастают с увеличением энергии импульса.

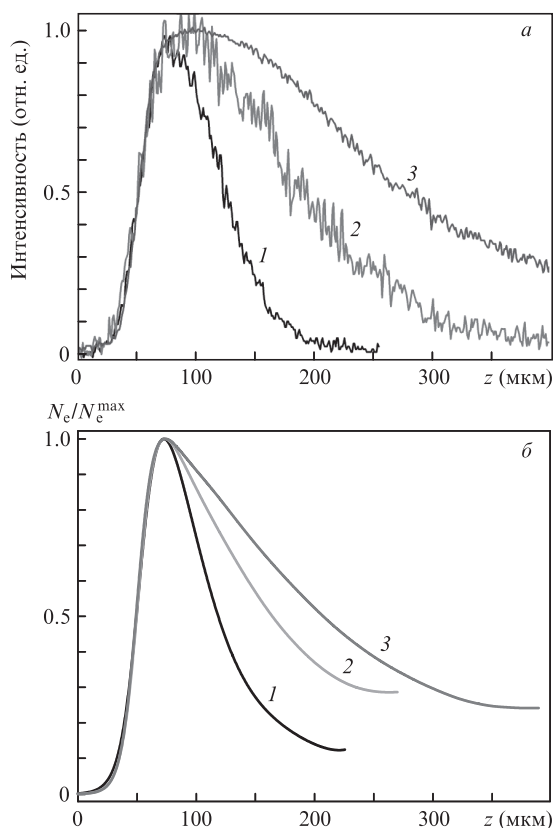


Рис.3. Измеренные интенсивности люминесценции наведенных ЦО (а) и рассчитанные распределения концентрации электронов $N_e(z)$ (б) вдоль оси филамента в LiF в одноимпульсном режиме филаментации сфокусированных аксиконом фемтосекундных импульсов излучения на $\lambda = 1250$ нм при энергии импульса $W = 15$ (1), 30 (2) и 42 мкДж (3).

При увеличении энергии импульса W от 15 до 42 мкДж экспериментально оцененная протяженность структуры из ЦО, наведенной излучением на $\lambda = 1250$ нм, возрастает от 70 до 230 мкм (рис.3,а), а полученная при численном моделировании – от 70 до 160 мкм (рис.3,б). Однако для излучения с $\lambda = 1900$ нм в условиях АДГС (рис.4) протяженности структур и плазменного канала остаются неизменными при увеличении энергии W от 23 до 80 мкДж. Экспериментально измеренная протяженность канала составляет 220 ± 10 мкм, а рассчитанная – 190 ± 10 мкм. Несмотря на неполное количественное совпадение экспериментальных и численных результатов, оба метода исследования надежно демонстрируют, что тип ДГС существенно влияет на протяженность области высокой плотности энергии светового поля в филаменте и что при АДГС протяженность этой области не зависит от энергии импульса. Данный вывод подтверждают результаты экспериментов по записи структур из ЦО при филаментации импульсов, сфокусированных линзой в образец LiF (рис.5).

В этом случае протяженность структур из ЦО, записанных филаментом, возрастает от 78 до 180 мкм с увеличением W от 5 до 15 мкДж при $\lambda = 1250$ нм, но остается неизменной и равной 210 ± 15 мкм с увеличением энергии импульса при $\lambda = 1900$ нм в режиме АДГС (рис.5). Эта величина, соответствующая длине пробега СП, точно такая же, как и при аксиконовой фокусировке (рис.4,а).

Протяженность структур из ЦО или плазменного канала не зависит от энергии входного импульса при фила-

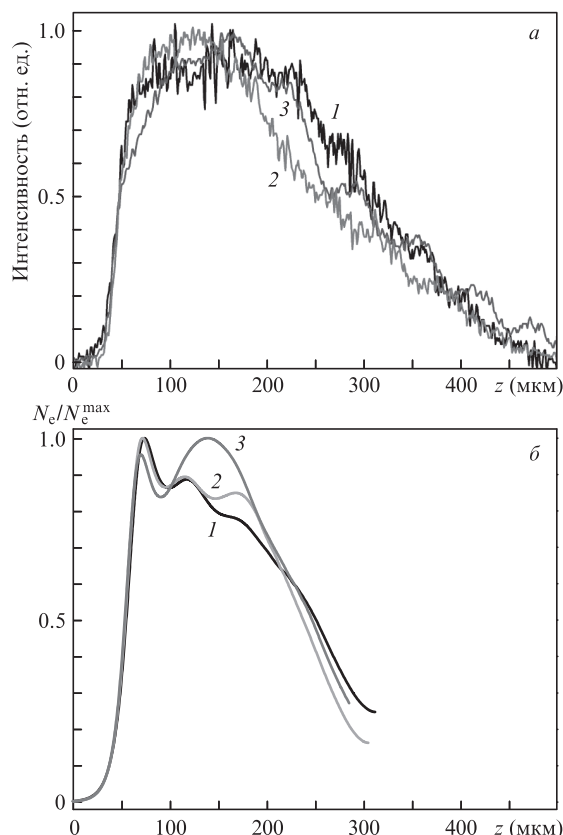


Рис.4. Измеренные интенсивности люминесценции наведенных ЦО (а) и рассчитанные распределения концентрации электронов $N_e(z)$ (б) вдоль оси филамента в LiF в одноимпульсном режиме филаментации сфокусированных аксиконом фемтосекундных импульсов излучения на $\lambda = 1900$ нм при энергии импульса $W = 23$ (1), 45 (2) и 80 мкДж (3).

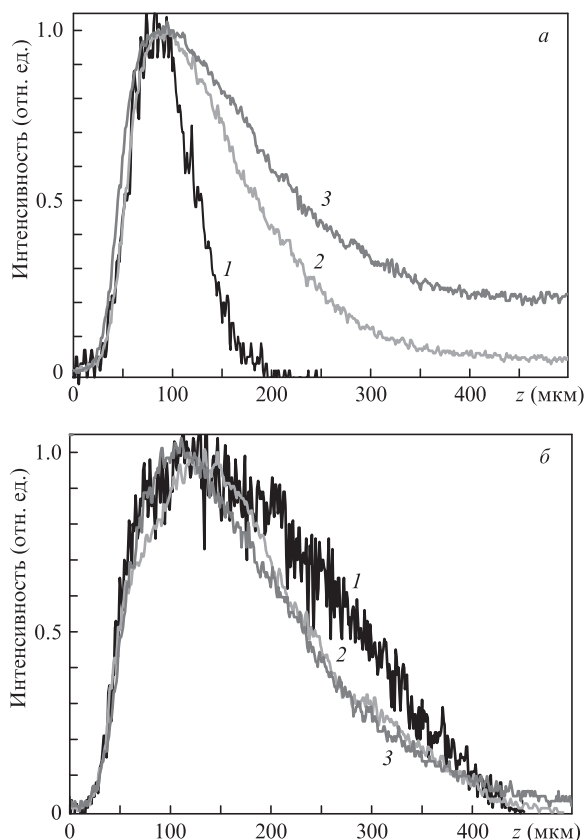


Рис.5. Профили интенсивности люминесценции ЦО, наведенных в LiF при одноимпульсной филаментации фемтосекундных импульсов, сфокусированных линзой с фокусным расстоянием $F \approx 30$ см, при $W = 5$ (1), 10 (2) и 15 мкДж (3), $\lambda = 1250$ нм (а) и $W = 7$ (1), 14 (2) и 25 мкДж (3), $\lambda = 1900$ нм (б).

ментации в условии АДГС, поскольку формируется СП с высокой интенсивностью, на длине пробега которой происходит генерация ЦО и плазмы. Поскольку СП возникает в результате самоорганизации светового поля в нелинейной диспергирующей среде, ее характеристики определяются длиной волны излучения и нелинейно-оптическими свойствами материала и не зависят от энергии импульса и условий фокусировки. На рис.6 приведены рассчитанные пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, t)$ центрального лепестка бessel-гауссова пучка излучения на $\lambda = 1250$ и 1900 нм для расстояний, на которых концентрация электронов $N_e(z)$ достигает максимума.

Видно, что при нулевой ДГС ($\lambda = 1250$ нм) распределение $I(r, t)$ и максимальная интенсивность I_{peak} зависят от энергии воздействующего импульса. Если при энергии излучения $W = 15$ мкДж интенсивность I_{peak} не превышает 100 ТВт/см², то при $W = 42$ мкДж она становится больше 150 ТВт/см². При этом длительность импульса, определяемая по половине высоты распределения на оси $I(r = 0, t)$, уменьшается от 13 до 4.3 фс. При АДГС независимо от энергии импульса максимальная интенсивность $I_{\text{peak}} = 171 \pm 2$ ТВт/см², а длительность импульса составляет 2 фс. Таким образом, при нулевой ДГС компрессия излучения происходит только при увеличении энергии излучения. При АДГС в излучении формируется СП, параметры которой не зависят от энергии импульса.

4. Выводы

При увеличении энергии фемтосекундного излучения, сфокусированного в LiF линзой или аксиконом, протяженности структуры из ЦО и плазменного канала, наведенных в филаменте, возрастают при нулевой ДГС. При

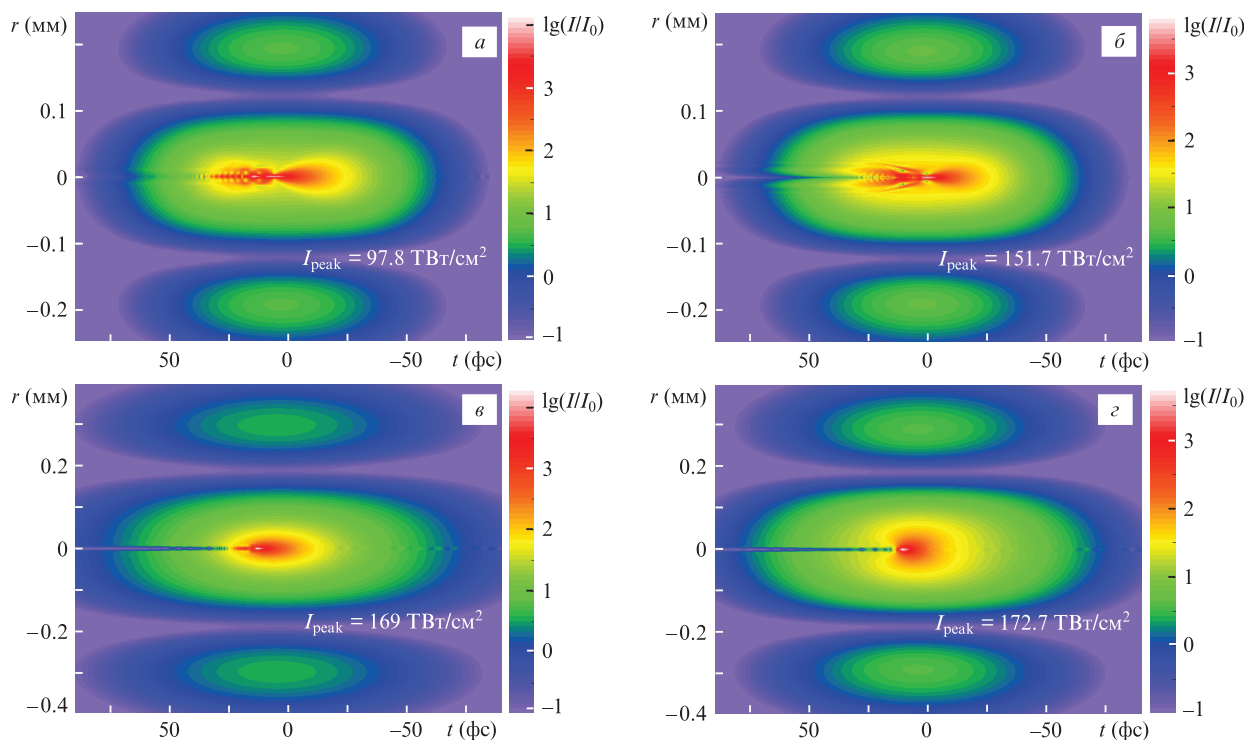


Рис.6. Пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, t)$ центрального лепестка бessel-гауссова пучка фемтосекундного излучения, рассчитанные для расстояний, на которых концентрация электронов на оси достигает максимума, при $W = 15$ (а), 42 (б), 23 (в) и 80 мкДж (г), $\lambda = 1250$ (а, б) и 1900 нм (в, г). Кольцо, охватывающее центральный лепесток, представлено на распределении $I(r, t)$ локальными максимумами при $r \neq 0$. Цветной вариант рис.6 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

АДГС протяженность структуры из ЦО, равная длине пробега сформированной СП, не зависит от энергии импульса, одинакова для гауссова и бессель-гауссова пучков и составляет не более 200 мкм. Реальная длина пробега СП, зарегистрированная методом лазерной колорации в одноимпульсном режиме, на два порядка меньше, чем измеряемая в многоимпульсном режиме по длине треков плазменного канала и рассеянного СК. Световая пуля является устойчивым образованием, формирующимся в нелинейной диспергирующей среде при филаментации бессель-гауссовых и гауссовых пучков фемтосекундного излучения, и ее параметры определяются длиной волны излучения и нелинейно-оптическими характеристиками среды. Полученные результаты расширяют вывод о спектральной устойчивости СП, сформулированный в [35,36] на основе измерений энергии антистоксова крыла ее спектра.

Эксперименты выполнены на уникальной научной установке «Многоцелевой фемтосекундный лазерно-диагностический спектрометрический комплекс» Института спектроскопии РАН. Теоретические исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект №18-12-00422), экспериментальные – в рамках Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом».

- Silberberg Y. *Opt. Lett.*, **15**, 1282 (1990).
- Berge L., Skupin St. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 113902 (2008).
- Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 913 (2012)].
- Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 920 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 920 (2012)].
- Smetanina E.O., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **22**, 1189 (2012).
- Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **38**, 16 (2013).
- Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
- Vasa P., Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Sharma R., Singh M., Mathur D. *Phys. Rev. A*, **89**, 043834 (2014).
- Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Opt. Express*, **23**, 29202 (2015).
- Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Appl. Phys. B*, **117**, 471 (2014).
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Докукина А.Е., Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **45**, 401 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 401 (2015)].
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Сметанина Е.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **43**, 326 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 326 (2013)].
- Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 105401 (2013).
- Majus D., Tamošauskas G., Gražulevičiūtė I., Garejev N., Lotti A., Couairon A., Faccio D., Dubietis A. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 193901 (2014).
- Durand M., Jarnac A., Houard A., Liu Y., Grabielle S., Forget N., Durecu A., Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 115003 (2013).
- Чекалин С.В., Докукина А.Э., Сметанина Е.О., Компанец В.О., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **44**, 570 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 570 (2014)].
- Dokukina A.E., Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Proc. SPIE*, **9219**, 92190I (2014).
- Кузнецов А.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В., Шленов С.А., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **46**, 379 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 379 (2016)].
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **48**, 372 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 372 (2018)].
- Polyntkin P., Kolesik M., Roberts A., Faccio D., Di Trapani P., Moloney J. *Opt. Express*, **16**, 15733 (2008).
- Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 1013 (2005)].
- Chekalin S.V., Kompanets V.O., Kosareva O.G., Grigor'evskii A.V., Kandidov V.P. *Proc. SPIE*, **6733**, 67332I (2007).
- Компанец В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **36**, 821 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 821 (2006)].
- Faccio D., Rubino E., Lotti A., Couairon A., Dubietis A., Tamosauskas G., Papazoglou D.G., Tzortzakis S. *Phys. Rev. A*, **85**, 033829 (2012).
- Dubietis A., Polesana P., Valiulis G., Stabinis A., Di Trapani P., Piskarskas A. *Opt. Express*, **15**, 4168 (2007).
- Бабин А.А., Киселев А.М., Правденко К.И., Сергеев А.М., Степанов А.Н., Хазанов Е.А. *УФН*, **169**, 80 (1999) [*Phys. Usp.*, **42**, 74 (1999)].
- Яшунин Д.А., Мальков Ю.А., Степанов А.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 300 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 300 (2013)].
- Yashunin D.A., Malkov Yu.A., Mochalov L.A., Stepanov A.N. *J. Appl. Phys.*, **118**, 093106 (2015).
- Dota Krithika, Pathak Abhishek, Dharmadhikari J.A., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Phys. Rev. A*, **86**, 023808 (2012).
- Majus Donatas, Dubietis Audrius. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 994 (2013).
- Stuart B.C., Feit M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 459 (1996).
- Kaiser A., Rethfeld B., Vicanek M., Simon G. *Phys. Rev. B*, **61**, 11437 (2000).
- Mao S.S., Quéré F., Guizard S., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. *Appl. Phys. A*, **79**, 1695 (2004).
- Röhlfing M., Louie S.G. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 2312 (1998).
- Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Залозная Е.Д., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **47**, 252 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 252 (2017)].
- Chekalin S.V., Dokukina A.E., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Smetanina E.O., Kandidov V.P. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **48**, 094008 (2015).