

Влияние наведенных центров окраски на частотно-угловой спектр световой пули излучения среднего ИК диапазона во фториде лития

С.В.Чекалин, В.О.Компанец, А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов

Исследовано влияние возникновения структуры из долгоживущих центров окраски, сформированной в кристалле LiF при филаментации фемтосекундного излучения среднего ИК диапазона, на характеристики суперконтинуума. С увеличением числа воздействующих импульсов протяженность и поперечный размер наведенной в LiF структуры центров окраски возрастают, а спектр суперконтинуума в коротковолновой области претерпевает качественную трансформацию вследствие возникновения волноводного режима распространения, поглощения, а также рассеяния излучения на возникающей структуре центров окраски. При этом интенсивность антистоксова крыла падает на два порядка за несколько десятков импульсов. Зарегистрировано появление спектральных компонент в видимом диапазоне, угловая расходимость которых возрастает с увеличением длины волны.

Ключевые слова: филаментация, фемтосекундные импульсы, световые пули, суперконтинуум, центры окраски, LiF.

1. Введение

Фториды щелочных металлов, прозрачные в диапазоне от УФ до ИК излучения, являются перспективными материалами для генерации суперконтинуума (СК) при филаментации фемтосекундного излучения. Особое место среди них занимает кристалл LiF, обладающий наиболее широкими областью прозрачности и запрещенной зоной (порядка 14 эВ) среди всех прозрачных диэлектриков [1]. Именно в этом материале при фемтосекундной филаментации наблюдалось наиболее значительное уширение спектров СК в УФ диапазон [2–4]. Кроме того, LiF характеризуется высокой термической и оптической стабильностью, менее гигроскопичен и имеет более удобные для механической обработки свойства по сравнению со многими другими щелочно-галлоидными кристаллами (ЩГК).

Важной особенностью этого материала является то, что под действием мощного лазерного излучения в нем могут образовываться долгоживущие центры окраски (ЦО), вызывающие изменение показателя преломления в области от УФ до среднего ИК диапазона и появление полос поглощения [1]. Механизмы, приводящие к окрашиванию, можно объяснить как нелинейным фотовозбуждением электронной подсистемы материала с созданием экситонов и электронно-дырочных пар плазмой при лавинной, туннельной и многофотонной ионизации, так и прямым возбуждением экситонов [5–7].

Распад экситонов и электронно-дырочных пар приводит к появлению простейших F-центров, представляющих собой одиночные анионные вакансии с захваченным

электроном [8]. После объединения определенного числа анионных вакансий и люминесцирующих F-центров образуются люминесцентные агрегатные ЦО, в том числе F₂- и F₃⁺-ЦО, которые представляют собой соответственно пару и тройку анионных вакансий в соседних узлах решетки, захвативших пару электронов и имеющих максимумы люминесценции вблизи длин волн 650 и 550 нм соответственно [1]. Процессы их создания в ЩГК имеют характерные времена порядка пикосекунд и более [9], поэтому протекают уже после прохождения фемтосекундного лазерного импульса и не влияют на формирование СК при филаментации в режиме одиночного импульса.

Упомянутые ЦО обладают столь интенсивной люминесценцией, что состоящие из них долгоживущие структуры, созданные всего одним лазерным импульсом, могут быть легко зарегистрированы при последующей подсветке в полосе их поглощения вблизи 450 нм непрерывным лазером (метод лазерной колорации) [10]. Это позволило впервые наблюдать образование световых пульс (СП) с длительностью, близкой к одной осцилляции светового поля, при одноимпульсном режиме филаментации в LiF импульсов среднего ИК диапазона, т.е. в области аномальной дисперсии групповой скорости (АДГС) [11, 12]. В отличие от экспериментов с одновременной регистрацией в процессе филаментации излучений СК, конечной эмиссии и свечения плазмы, что зачастую затрудняет интерпретацию эксперимента, в вышеуказанной методике локализация светового поля, ответственного за возникновение ЦО, исследуется после записи структур из ЦО при филаментации [10–12].

При воздействии последовательности импульсов образование долгоживущих ЦО в LiF, сопровождаемое как увеличением показателя преломления на оси филамента и образованием оптического волновода в объеме диэлектрика, так и возникновением полос поглощения [1, 10, 13, 14], может оказать существенное влияние на формирование СК. Вместе с тем в экспериментах [4], проведенных с многоимпульсной экспозицией LiF импульсами ближнего ИК диапазона (775 нм), не было обнаружено влияния наведенных ЦО на спектр и эффективность генерации СК.

С.В.Чекалин, В.О.Компанец. Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5;

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

А.Е.Дормидонов, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: dormidonov@gmail.com, kandidov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 12 декабря 2016 г.

В связи с этим необходимо отметить два обстоятельства. Во-первых, эксперименты [4] проводились в режиме генерации многофиламентного СК при мощности излучения, на порядки превышающей критическую мощность самофокусировки. В ряде важных приложений, где используется излучение СК, в частности для проведения экспериментов типа «возбуждение – широкополосное зондирование», в которых осуществляется накопление и усреднение сигнала от многих импульсов, применяется режим так называемого однофиламентного СК, обеспечивающего гораздо меньший разброс параметров СК от выстрела к выстрелу, чем в многофиламентном режиме. В однофиламентном режиме мощность возбуждающего импульса лишь ненамного превышает критическую мощность самофокусировки. Во-вторых, в [4] исследовалась филаментация в условиях нормальной дисперсии групповой скорости (ДГС), и вопрос о влиянии аномального характера ДГС на СК при воздействии импульсов среднего ИК диапазона (вблизи 3000 нм) остался открытым.

В настоящей работе представлены результаты исследования СК при филаментации в LiF последовательности импульсов на длинах волн 2600–3500 нм, т. е. в области сильной АДГС, при которой наблюдалось образование одноцикловых СП [11, 12]. Исследования выполнены с импульсами, мощность которых лишь немного превышала критическую мощность самофокусировки, что гарантировало режим одного филамента. В экспериментах сравнивались размеры структур из ЦО, как наведенных одним импульсом, так и полученных после многократного облучения, вплоть до десятков тысяч импульсов среднего ИК диапазона, и спектры СК при филаментации в таких режимах. С увеличением числа импульсов, формирующих структуру из ЦО, обнаружены резкий спад интенсивности антистоксова (АС) крыла в УФ диапазоне СК, вплоть до его полного исчезновения, и возникновение расходящегося излучения СК в видимой области.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты выполнены с использованием источника лазерного излучения на основе фемтосекундного генератора Tsunami (Ti:сапфировый лазер) с непрерывным твердотельным лазером накачки Millenia Vs, регенеративного усилителя Spitfire Pro с накачкой импульсным твердотельным лазером Empower 30 и перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS-C с неколлинеарной генерацией разностной частоты. Длительность импульсов на полувысоте составляла около 100 фс, полуширина спектра была равна 200–250 нм (в зависимости от длины волны накачки). Частота следования импульсов варьировалась от 1 кГц до минимальной, соответствующей режиму одиночных импульсов. Энергия импульсов измерялась датчиком Fieldmax с детектором PS-10 в килогерцевом режиме их следования и достигала 20 мкДж. Для измерения энергии импульсов при малой частоте следования использовались фото- и пироприемники, калиброванные по детектору PS-10.

Лазерные импульсы фокусировались тонкой линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием $F = 10$ см внутрь образца LiF длиной 40 мм на расстоянии нескольких миллиметров от его входной грани. Для получения одиночной филаментации энергия импульсов составляла от 10 до 18 мкДж на центральных длинах волн λ_0 от 2600 до 3500 нм соответственно. При этом в случае одноимпульсной экс-

позиции образец после каждого импульса перемещался в направлении, перпендикулярном лазерному пучку. В случае многоимпульсной экспозиции вначале создавалась структура из ЦО, наведенная большим числом (500, 1000, 10000) импульсов при низкой частоте следования (4 Гц) для исключения тепловых эффектов, а затем, без изменения положения образца, измерялся спектр СК при филаментации небольшого числа импульсов, достаточных для его регистрации. Тем самым исследовалось влияние структуры из ЦО, наведенной разным числом импульсов, на СК.

Для качественного анализа записанной структуры из ЦО использовался микроскоп Euromex Oxion 5 с подсветкой непрерывным лазерным излучением на длине волны 450 нм и регистрацией люминесценции цифровой камерой Nikon D800. Рассеянное возбуждающее излучение отсекалось вспомогательным желто-зеленым светофильтром.

Спектры регистрировались волоконным спектрометром ASP-100MF и спектрометром ASPIRHS (Avesta Ltd) в спектральных диапазонах 200–1100 нм и 1200–2500 нм соответственно, а также спектрометром на базе монохроматора Solar Tii MS2004 и пироэлектрического приемника для регистрации излучения в среднем ИК диапазоне. Для получения интегральных спектров АС полосы СК расходящееся излучение фокусировалось на диффузный рассеиватель, установленный непосредственно перед входом спектрометров.

Спектрально-угловое распределение энергии АС крыла СК измерялось путем сканирования многомодовым волоконным спектрометром ASP-100MF по углу распространения СК. Для этого волокно диаметром 400 мкм устанавливалось на угловую подвижку радиусом 50 мм с центром вращения на задней грани образца. Изображение СК на белом, люминесцирующем при УФ облучении бумажном экране, установленном в 100 мм от задней грани образца, регистрировалось цифровой камерой Nikon D800.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Люминесценция и размеры структур из ЦО

На рис.1 приведены фотографии распределения интенсивности люминесценции структур из ЦО, наведенных одиночным импульсом (вверху), а также последовательностью из 10 импульсов (внизу) в LiF. Длины волн люминесценции (650 или 550 нм, в зависимости от интенсивности подсвечивающего лазера [11]), а также появление характерных полос в окрестностях 248 и 450 нм в измеренном нами спектре поглощения структуры, наведенной в LiF последовательностью импульсов на 3100 нм, подтверждают возникновение люминесцирующих F_2^- , F_3^+ -центров и нелюминесцирующих F-центров [1, 10]. Модуляция интенсивности люминесценции вдоль оси филамента, соответствующая изменению плотности ЦО с харак-

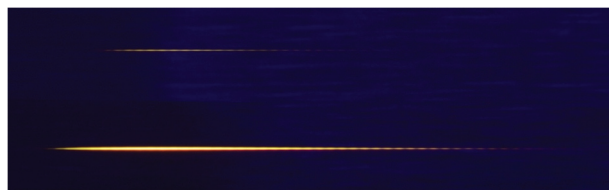


Рис.1. Продольные профили интенсивности люминесценции структур из ЦО, полученных после облучения LiF одним (вверху) и десятью (внизу) импульсами при $\lambda_0 = 3100$ нм. Период модуляции вдоль оси структуры 31 мкм.

терным периодом около 30 мкм (зависит от длины волны ИК импульса [11, 12]), отражает периодическое изменение максимальной амплитуды светового поля в волновом пакете в процессе его распространения в диспергирующей среде. Такое явление характерно только для импульсов с длительностью, близкой к периоду оптических колебаний (одноцикловых импульсов), и является результатом периодического изменения сдвига фазы между несущей волной и огибающей волнового пакета вследствие разности групповой и фазовой скоростей [15]. Поэтому наблюдаемая модуляция интенсивности люминесценции свидетельствует об образовании одноциклового СП в результате компрессии ИК импульса при его филаментации [11, 12].

Такая модуляция видна и в режиме облучения последовательностью импульсов, но здесь ее местоположение существенно сдвинуто по ходу распространения СП (в «хвост» филамента) (рис.1, внизу). При этом в области регистрации СП от одиночного импульса структура «замазывается» из-за случайного смещения положения образующихся СП при небольших флуктуациях энергии исходного импульса. С ростом числа импульсов эта картина продолжает развиваться, что свидетельствует о том, что прозрачные в среднем ИК диапазоне структуры из ЦО не только не препятствуют образованию СП, но и, возможно, улучшают условия для их возникновения и распространения за счет создания волновода [10, 14]. Вследствие этого СП, создаваемая следующим импульсом, проходит за время своего существования большее расстояние, чем пуля, созданная предыдущим импульсом. С увеличением числа импульсов в последовательности, формирующих структуру из ЦО, возрастают размеры наведенных ими структур: если для одноимпульсного режима их длина составляет от 0.5 до 1.2 мм (для длин волн от 2600 до 3500 нм) с диаметром порядка длины волны [11], то после воздействия 10 тысяч импульсов она превышает 15 мм, а диаметр достигает нескольких десятков микрон (рис.2). Протяженность структуры увеличивается, в основном, на том ее конце, откуда выходит излучение, что связано с волноводным характером распространения воздействующего импульса [10]. При этом модуляция на выходе из волновода возникает все реже, и после нескольких тысяч импульсов структуры становятся полностью однородными.

В распределении интенсивности люминесценции по поперечному сечению ЦО волновода появляется провал в центре (рис.2), связанный, скорее всего, с концентраци-

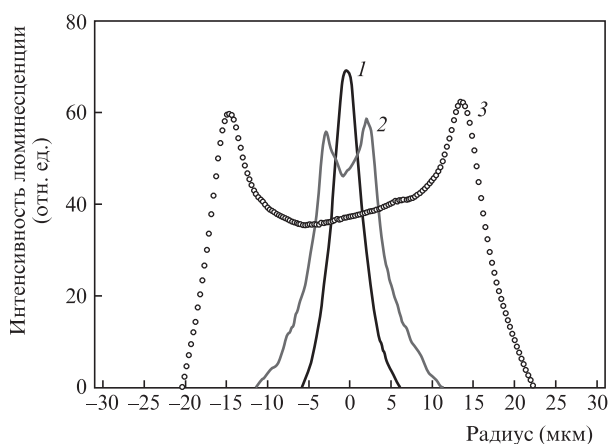


Рис.2. Поперечные профили интенсивности люминесценции структур из ЦО, полученных после облучения LiF последовательностью из 10 (1), 1000 (2) и более 10000 (3) импульсов на $\lambda_0 = 3100$ нм.

онным тушением люминесценции при росте концентрации накапливающихся ЦО. Согласно приведенным в [1] данным, наблюдающийся более чем двукратный спад выхода люминесценции (рис.2) соответствует увеличению концентрации ЦО до $\sim 10^{18}$ см⁻³. Одинаковый эффект зарегистрирован при люминесценции обоих типов ЦО, F₂ и F₃⁺ (на 650 и 550 нм соответственно), что говорит об их примерно равной концентрации в образуемых структурах.

3.2. Спектры суперконтинуума

На рис.3 приведены нормированные спектры АС полосы СК, измеренные в однородном кристалле LiF при образовании одного филамента в одиночном импульсе на различных длинах волн среднего ИК диапазона. Видно, что с увеличением длины волны накачки от 1900 до 3300 нм АС спектральная полоса СК сужается, одновременно сдвигаясь от видимого к УФ диапазону. При этом эффективность преобразования в эту полосу падает от $\sim 10^{-2}$ до менее 10^{-4} . Для объяснения коротковолнового сдвига, зарегистрированного также в плавленом кварце [16, 17], CaF₂ и BaF₂ [18], в работе [19] получено дисперсионное уравнение для максимума спектра АС полосы и установлена общая закономерность, определяющая дисперсионный сдвиг антистоксовой полосы суперконтинуума.

В спектрально-угловом распределении АС крыла СК для одиночного импульса при $\lambda_0 = 3100$ нм (рис.3 и 4,а) наблюдалась лишь одна узкая полоса излучения вблизи 300 нм, распространяющегося вдоль оси филамента. С увеличением числа импульсов интенсивность этого излучения резко падает, слегка сдвигаясь в красную область при одновременном уменьшении спектральной ширины (рис.5). Кроме того, в спектре СК импульса в структуре из ЦО, наведенной несколькими сотнями импульсов, появляются менее интенсивные расходящиеся радужные кольца (рис.4,б, рис.6,б-г). В отличие от конической эмиссии в СК при фемтосекундной филаментации в ближнем ИК диапазоне, расходимость длинноволновых компонент спектра колец в видимой области больше, чем коротковолновых (от 6.5° на 420 нм до 8.5° на 600 нм). С увеличением числа импульсов, создающих структуру из ЦО, радужные кольца становятся хорошо заметными на удаленном экране (рис.6). Они появляются вместе с исчезновением синего свечения на оси, вызванного люминесценцией бумажного экрана под действием УФ излучения АС крыла СК в первых импульсах. Угловая расходимость излу-

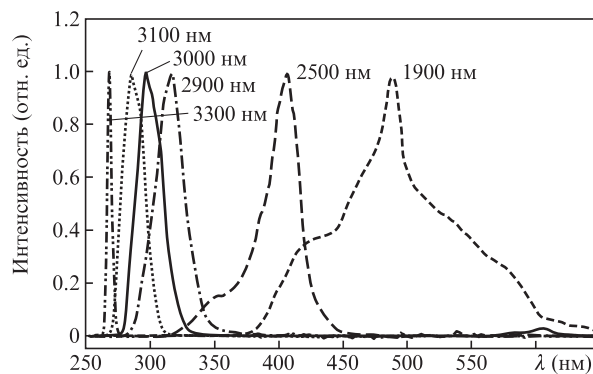


Рис.3. Нормированные спектры АС полосы СК, измеренные в однородном кристалле LiF при образовании одного филамента в одиночном импульсе на различных длинах волн среднего ИК диапазона.

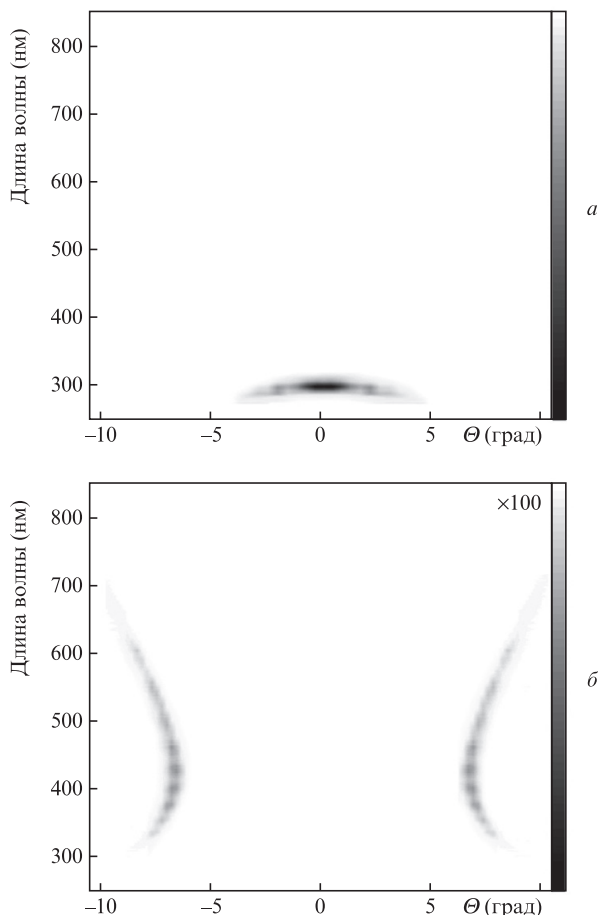


Рис.4. Спектрально-угловое распределение АС крыла СК при воздействии одиночным импульсом при $\lambda_0 = 3100$ нм на кристалл LiF без ЦО (а) и после воздействия 2000 импульсов (б). Экспозиция при регистрации спектра на рис. б в 100 раз больше, чем на рис. а.

чения и его интенсивность практически не изменяются при увеличении числа импульсов до нескольких тысяч, а после воздействия 10 тысячами импульсов и более кольца постепенно исчезают.

Длина волны импульсов, создающих ЦО, существенно влияет на характеристики частотно-углового спектра СК при филаментации излучения в наведенной структуре. При уменьшении λ_0 до 2600 нм яркость колец заметно

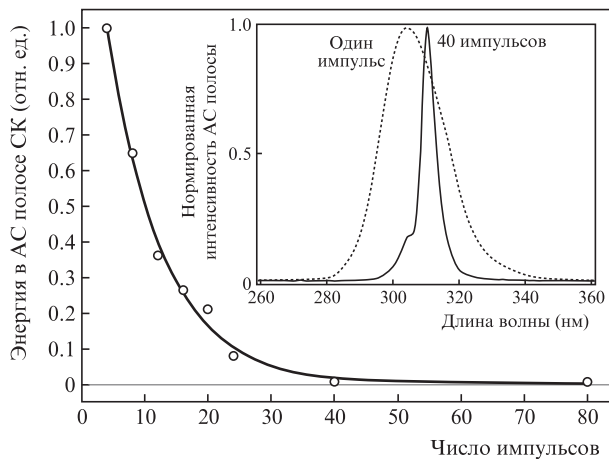


Рис.5. Зависимость энергии АС крыла СК от числа импульсов при $\lambda_0 = 3100$ нм в кристалле LiF. На вставке – интегральный спектр АС крыла от одного импульса и после 40 импульсов, создающих ЦО.

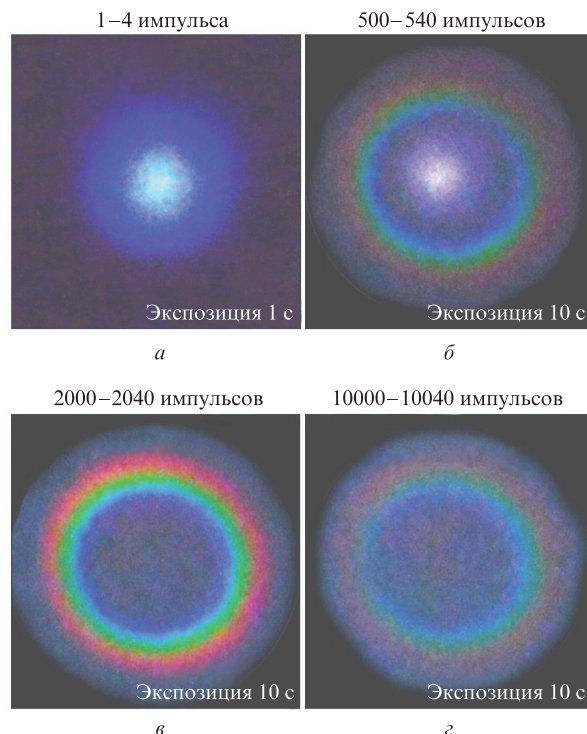


Рис.6. Изображения СК на бумажном экране, полученные при увеличении числа импульсов, создающих ЦО. Импульсы следовали с частотой 4 Гц. Снимок а сделан за первые четыре импульса, б, в, з – за 40 импульсов после облучения образца соответственно 500, 2000 и 10000 импульсов.

уменьшается, замедляется скорость их исчезновения, а также спада энергии АС полосы. Угловая расходимость всей кольцевой структуры увеличивается (до 9° на 420 нм). При этом доля энергии в АС полосе, регистрируемая при филаментации одиночного импульса, возрастает до 0.4% по сравнению с долей энергии менее 0.01%, измеренной на длине волны 3100 нм. При филаментации импульсов на длине волны 3500 нм доля энергии в АС полосе становится столь малой, что не регистрируется на бумажном экране.

Спектр СК, зарегистрированный вблизи длины волны воздействующего импульса (рис.7), в отличие от АС

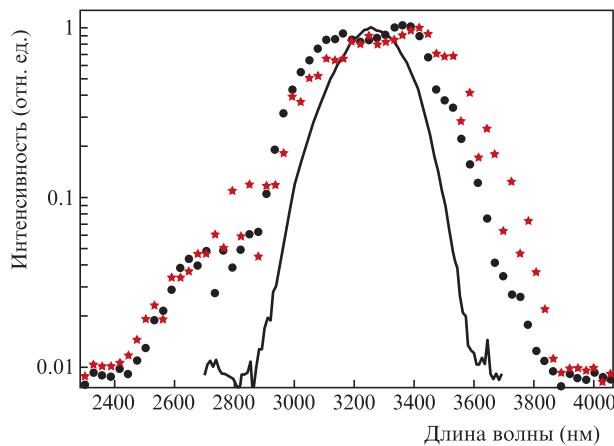


Рис.7. Нормированные спектры СК, зарегистрированные вблизи длины волны воздействующего импульса (3250 нм). Сплошная кривая – спектр исходного импульса, звездочки – спектр СК одиночного импульса без ЦО, точки – спектр СК, снятый после накопления ЦО (~2000 импульсов).

крыла, не претерпевает существенных изменений при филаментации в LiF без ЦО и в кристалле со структурой, наведенной многими импульсами: в обоих случаях наблюдается примерно двукратное уширение по сравнению с исходным спектром воздействующего импульса и возникновение провала в центре, характерное для спектра одноцикловых импульсов [20]. Таким образом, после 10000 импульсов, создающих развитые долгоживущие структуры из ЦО, спектр СК световой пули содержит только одну уширенную полосу в среднем ИК диапазоне, в отличие от одноимпульсного режима филаментации в отсутствие ЦО, при котором, помимо этой полосы, в спектре присутствует достаточно интенсивное АС крыло.

4. Численное моделирование

Для теоретического исследования влияния наведенных ЦО на формирование и распространение СП осуществлено численное моделирование филаментации лазерного импульса в кристалле LiF. При моделировании использовалось приближение медленно меняющейся волны [15], удовлетворительно описывающее волновые пакеты вплоть до длительностей, соизмеримых с периодом оптических осцилляций. При формализации рассматриваемой задачи учитывались дифракция и дисперсия волнового пакета, керровская самофокусировка, фотоионизация и лавинная ионизация среды, дефокусировка и поглощение света в индуцируемой плазме, а также эффект самообострения импульса [12]. Материальная дисперсия LiF вычислялась по формуле Селлмейера, а скорость фотоионизации – по формализму Келдыша [21]. Наведенные ЦО в среде учи-

тывались в виде модели протяженного волновода с профилем показателя преломления, соответствующим приведенному на рис.2 (кривая 1). Согласно экспериментальным данным [1], максимум приращения показателя преломления на оси волновода $\Delta n_{WG} = 0.01$. Положение волновода z_{WG} соответствовало старту филаментации, т.е. точке, в которой начинается заметная фотоионизация среды и, следовательно, образование ЦО.

Рассматривался импульс, параметры которого соответствуют экспериментальным: центральная длина волны 3100 нм, длительность 100 фс (по половине высоты), энергия 15 мкДж, что соответствует пиковой мощности около $1.5P_{cr}$ (P_{cr} – критическая мощность самофокусировки в LiF).

Расчитанное распределение интенсивности светового поля $I(r, \tau)$ импульса на расстоянии $z = 7.26$ мм от входной грани кристалла приведено на рис.8,а в локальной системе отсчета импульса $\tau = t - z/v_g$, где v_g – групповая скорость импульса. Начало волновода находилось в точке $z_{WG} = 7.05$ мм, т.е. сформировавшаяся СП прошла в волноводе расстояние около 0.2 мм. Видно, что после входа в волновод носовая часть пули локализовалась в соответствии с заданным градиентом показателя преломления. Однако интенсивная часть СП является устойчивым образованием, нечувствительным к волноводу. Это объясняется тем, что нелинейная добавка к показателю преломления $n_2 I$ становится сопоставимой с приращением Δn_{WG} , созданным ЦО. Для сравнения на рис.8,б показано распределение $I(r, \tau)$ импульса при свободном распространении СП. В этом случае отсутствует локализация носовой части импульса, а форма интенсивной области

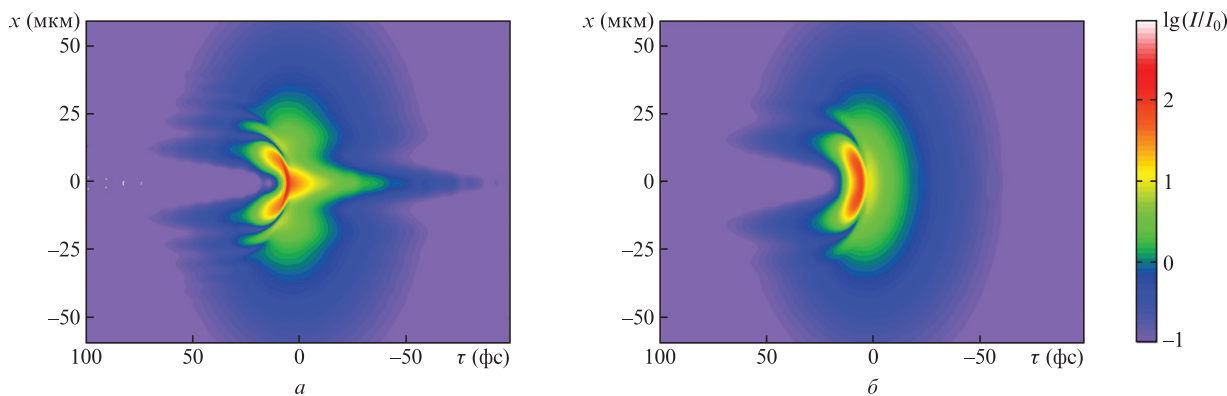


Рис.8. Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, \tau)$ в СП при $z = 7.26$ мм в случае изменения показателя преломления, наведенного ЦО (а), и при свободном распространении (б).

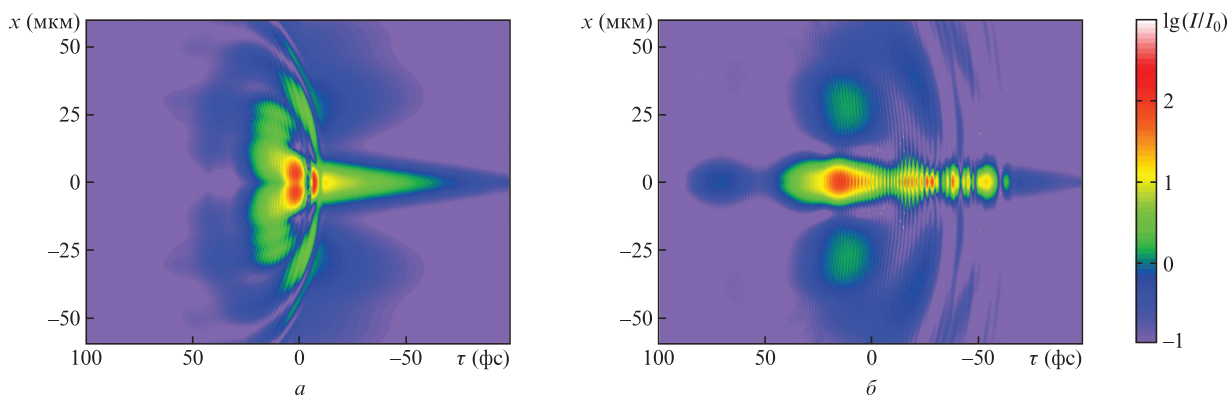


Рис.9. Многофокусная структура СП при распространении в волноводе на расстоянии $z \approx 7.5$ мм (а) и 8.5 мм (б).

является практически такой же, как и для СП при волновом режиме распространения.

Кардинальная особенность режима распространения СП в волноводе проявляется в локализации энергии в носовой части импульса. В этом случае на расстоянии $z \approx 7.5$ мм формируется второй нелинейный фокус. Интенсивность нового образования становится достаточной для фотоионизации среды и дефокусировки основной СП, находящейся в центре импульса (рис.9,а). Формирование нелинейных точек последовательно повторяется на различных расстояниях z (рис.9,б). В результате импульс приобретает сложную многофокусную структуру. При этом плазма, возникающая в каждом вновь образовавшемся фокусе, приводит к дефокусировке идущего следом излучения. В режиме свободного распространения подобной картины не наблюдается.

Таким образом, наличие волновода, создаваемого наведенными ЦО, существенно увеличивает длину пробега СП. При филаментации импульса в волноводе в условиях АДГС образуется последовательность нелинейных фокусов. Примечательно, что протяженный филамент формируется в импульсе, пиковая мощность которого незначительно превышает критическую мощность самофокусировки. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментально зарегистрированным увеличением длины структуры из ЦО при увеличении числа воздействующих импульсов (см. рис.1).

5. Обсуждение результатов

Образование волновода в LiF, увеличивающего пробег СП, является одной из причин наблюдаемого спада энергии АС крыла с ростом числа импульсов, формирующих волновод (см. рис.4–6). Действительно, антистоксово уширение спектра СК происходит в результате фазовой самомодуляции светового поля на хвосте импульса в условиях сильного отрицательного градиента интенсивности во времени, возникающего вследствие резкой дефокусировки в наведенной лазерной плазме и эффекта самоукрочения заднего фронта его огибающей [22]. При этом деструктивная интерференция излучения СК, излучаемого СП, приводит в условиях АДГС к образованию широкого минимума между областью длин волн воздействующего импульса и АС областью. В результате формируется изолированное АС крыло, в котором спектральная интенсивность СК приблизительно в тридцать раз ниже, чем на длине волны воздействующего импульса, но на порядки выше, чем в образовавшемся минимуме [16]. Такие закономерности в частотно-угловом спектре СК наблюдаются в различных диэлектриках при фемтосекундной филаментации в условиях АДГС [17, 18, 21–25] и в LiF в отсутствие наведенных ЦО (рис.3). С увеличением длины пробега СП при образовании волновода область деструктивной интерференции в СК расширяется, спектральная полоса АС крыла сужается, его энергия падает. Наблюдающееся в наших экспериментах резкое уменьшение энергии АС крыла с ростом длины волны воздействующего импульса также может быть связано с увеличением длины структуры ЦО (и, следовательно, длины пробега СП), обнаруженным методом лазерной колорации [11].

Еще одной причиной уменьшения энергии и сдвига АС полосы СК, наблюдавшейся при филаментации импульсов в LiF с ЦО (см. рис.5), является поглощение и

рассеяние широкополосного СК структурой из ЦО. С ростом протяженности структуры при увеличении числа воздействующих импульсов широкие линии поглощения на 248 и 450 нм, зарегистрированные в исследуемых нами образцах, существенно ослабляют АС излучение СК. Для оценки рассеяния этого излучения с длиной волны λ на периодической структуре из наведенных ЦО можно воспользоваться простым соотношением для спектральной интенсивности рассеянного излучения:

$$S(\lambda, \theta) \propto \left[\frac{\sin(N\Delta\phi/2)}{\sin(\Delta\phi/2)} \right]^2,$$

где $\Delta\phi = 2\pi d(1 - \cos\theta)/\lambda$ – сдвиг фазы излучения СК, рассеянного соседними неоднородностями; d – период структуры; θ – угол рассеяния; N – число неоднородностей в структуре. Отсюда следует, что $\theta \approx \sqrt{2\lambda/d}$, т.е. угол рассеяния возрастает с увеличением длины волны λ излучения СК, что соответствует результату эксперимента (см. рис.4, 6). При $\lambda = 420$ нм угол θ при рассеянии СК в структуре с периодом $d = 31$ мкм, составляет около 9° и увеличивается до 11° при $\lambda = 600$ нм. Приведенные оценки близки к данным эксперимента (см. рис.4). Увеличение расходимости всего цветного кольца при уменьшении длины волны возбуждения до 2600 нм связано, по-видимому, с уменьшением диаметра наведенного волновода и с соответствующим ростом дифракционной расходимости выходящего из него излучения.

6. Заключение

Частотно-угловой спектр СК, генерируемый СП среднего ИК диапазона, определяется совокупностью многих факторов. Возникновение волноводного режима распространения СП при образовании стабильных ЦО в кристалле LiF в результате многоимпульсной фемтосекундной филаментации качественно меняет сценарий формирования частотно-углового спектра. Во-первых, в волноводе увеличивается длина пробега СП, что приводит к расширению области деструктивной интерференции и, как следствие, к сдвигу в коротковолновую область, сужению спектральной полосы и снижению интенсивности АС крыла суперконтинуума. Во-вторых, поглощение на 248 и 450 нм в наведенных ЦО вызывает ослабление АС полосы, приводящее к появлению малоинтенсивного излучения в видимом диапазоне в области деструктивной интерференции. Угловая расходимость этого излучения определяется эффектами рассеяния на неоднородной структуре наведенного волновода из ЦО. Таким образом, модификация среды при многоимпульсном режиме филаментации во фториде лития существенно влияет на процесс формирования СП и ее частотно-углового спектра СК в фемтосекундном излучении среднего ИК диапазона.

Работа поддержана РФФИ (гранты №14-22-02025-офи_м, 15-32-50193-мол_нр), грантом Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ №НШ-9695.2016.2, а также Программой Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения».

1. Baldacchini G. *J. Luminescence*, **100**, 333 (2002).
2. Brodeur A., Chin S.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 637 (1999).
3. Tzankov P., Buchvarov I., Fiebig T. *Opt. Commun.*, **203**, 107 (2002).

4. Kohl-Landgraf J., Nimsch J.-E., Wachtveitl J. *Opt. Express*, **21**, 17060 (2013).
5. Stuart B.C., Feit M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 459 (1996).
6. Kaiser A., Rethfeld B., Vicanek M., Simon G. *Phys. Rev. B*, **61**, 11437 (2000).
7. Mao S.S., Quéré F., Guizard S., Mao X., Russo R.E., Petite G., Martin P. *Appl. Phys. A*, **79**, 1695 (2004).
8. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. *Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах* (М.: Наука, 1989).
9. Hirai M., Suzuki Y., Okumura M. *J. Phys. Colloques*, **41**, C6-305 (1980).
10. Мартынович Е.Ф., Кузнецов А.В., Кирпичников А.В., Пестряков Е.В., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **43**, 463 (2013).
11. Кузнецов А.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В., Шленов С.А., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **46**, 379 (2016).
12. Chekalin S.V., Kompanets V.O., Kuznetsov A.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P., *Laser Phys. Lett.*, **13**, 065401 (2016).
13. Cheng G., Wang Y., He J.F., Chen G., Zhao W. *Opt. Express*, **15**, 8938 (2007).
14. Chiamenti I., Bonfigli F., Montekali R.M., Kalinowski H. *J. Micro-waves, Optoelectron. Electromagn. Applicat.*, **13**, 47 (2014).
15. Brabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
16. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **38**, 16 (2013).
17. Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
18. Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P., *Opt. Express*, **23**, 29202 (2015).
19. Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173 (2016).
20. Fan G., Balciunas T., Fourcade-Dutin C., Haessler S., Voronin A.A., Zheltikov A.M., G er ome F., Benabid F., Baltuška A., Witting T. *Opt. Express*, **24**, 12713 (2016).
21. Келдыш Л.В. *ЖЭТФ*, **47** (5), 1945 (1964).
22. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin C.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
23. Dharmadhikari J.A., Deshpande R.A., Nath A., Dota K., Mathur D., Dharmadhikari A.K. *Appl. Phys. B*, **117**, 471 (2014).
24. Vasa P., Dharmadhikari J.A., Dharmadhikari A.K., Sharma R., Singh M., Mathur D. *Phys. Rev. A*, **89**, 043834 (2014).
25. Jukna V., Galinis J., Tamošauskas G., Majus D., Dubietis A. *Appl. Phys. B*, **116**, 477 (2014).