

Интерференционные эффекты в формировании спектра световой пули при аксиконной фокусировке

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

Экспериментально, численно и аналитически исследованы особенности антистоксовой полосы спектра суперконтинуума световых пуль при филаментации в плавленом кварце и фториде кальция фемтосекундного излучения на длине волны 1900 нм, сфокусированного аксиконом. Обнаружено, что при образовании в филаменте двух и более световых пуль возникает модуляция интенсивности спектральных компонент. Период осцилляций спектральных компонент, определяемый как интервал длин волн между соседними минимумами интенсивности, сокращается с уменьшением их длины волны. В логарифмическом масштабе относительное изменение периода осцилляций в спектре пропорционально длине волны спектральной компоненты и не зависит от энергии импульса и от положения области образования световой пули в филаменте. Установлено, что модуляция в спектре является результатом интерференции широкополосного суперконтинуума, излучаемого световыми пулями, и ее период уменьшается с увеличением интервала между ними.

Ключевые слова: фемтосекундная филаментация, световая пуля, аксикон, бессель-гауссов пучок, суперконтинуум, интерференционная модель.

1. Введение

В изучении явления филаментации особое место занимают исследования фемтосекундного излучения в гауссовом пучке, сфокусированном аксиконом. При фокусировке аксиконом образуется протяженная область локализации излучения в центральном лепестке сформированного бессель-гауссова распределения интенсивности [1]. Рост интенсивности в излучении фемтосекундной длительности при керровской самофокусировке вызывает генерацию плазменных каналов. При этом длина интервала, в котором образуется цепочка плазменных каналов, у бессель-гауссова пучка оказывается значительно больше, чем у коллимированного гауссова пучка при филаментации в плавленом кварце [2, 3] и в воздухе [4]. Изменение кривизны волнового фронта гауссова пучка, падающего на аксикон, позволяет при филаментации управлять протяженностью цепочки плазменных каналов [5].

Фемтосекундная филаментация сопровождается генерацией широкополосного суперконтинуума, вызванной фазовой самомодуляцией импульса при керровской самофокусировке и дефокусировке в наведенной лазерной плазме [6–8]. Наряду с этим для интерпретации экспериментальных результатов по уширению спектра, в частности при филаментации в воде импульса на длине волны 527 нм, сфокусированного аксиконом, привлекается представление о четырехволновом смещении [9]. При филаментации излучения среднего ИК диапазона, длина волны которого лежит в области аномальной дисперсии групповой скоро-

сти плавленого кварца и фторидов, возможно формирование световых пуль (СП) с высокой локализацией светового поля вследствие компрессии излучения в пространстве и времени [10]. СП является робастным образованием в нелинейной диспергирующей среде, ее длина пробега составляет около 500 мкм в пучках, сфокусированных как аксиконом, так и линзой [11]. В видимом диапазоне спектра суперконтинуума при образовании СП формируется изолированное антистоксово крыло, сдвиг которого в коротковолновую область растет, а ширина уменьшается с увеличением длины волны воздействующего импульса. В плавленом кварце длина волны максимума изолированного крыла в спектре СП на длине волны 2200 нм не превышает 500 нм [12–15]. Максимум антистоксова крыла смещается с 550 до 400 нм в ВаF₂ и до 330 нм в СаF₂ при увеличении длины волны от 3000 до 3800 нм [16], а также с 800 до 250 нм в LiF при увеличении длины волны от 1460 до 3300 нм [17].

Вследствие угловой расходимости спектральных компонент излучение суперконтинуума в дальней зоне образует коническую эмиссию в виде непрерывной системы радужных колец, радиус которых монотонно растет с уменьшением длины волны излучения в спектре суперконтинуума [7]. При возникновении рефокусировки импульса в филаменте излучение конической эмиссии распадается на совокупность дискретных колец [18]. С увеличением мощности картина дискретных колец конической эмиссии исчезает в коллимированном гауссовом пучке из-за возникновения множественной филаментации и остается стабильной в бессель-гауссовом пучке, устойчивом к распаду на множество филаментов [19].

Интерференционная модель [20] на основе представления излучения широкополосного суперконтинуума в виде когерентного движущегося источника, который находится на хвосте импульса в области резкого падения интенсивности, вызванного дефокусировкой в наведенной лазерной плазме и эффектом самоукручения, описывает закономерности формирования частотно-углового спектра конической эмиссии. Интерференционная модель вос-

Е.Д.Залозная, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Институт спектроскопии РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Физическая, 5; email: ed.zaloznaya@physics.msu.ru

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

производит дискретный по углу спектр конической эмиссии от последовательности источников суперконтинуума, которые возникают в филаменте при рефокусировке, вызванной повторным сжатием излучения в пространстве, и при образовании цепочки СП, вызванном его многократной компрессией во времени в условиях аномальной дисперсии групповой скорости [16, 18, 21, 22]. С помощью интерференционной модели получено дисперсионное уравнение для сдвига спектрального максимума антистоксовой полосы спектра СП в зависимости от длины волны воздействующего излучения [23]. Справедливость этого уравнения подтверждается всеми известными экспериментальными результатами по исследованию коротковолновой части спектра СП при филаментации в SiO_2 , BaF_2 , CaF_2 , LiF и H_2O в условиях аномальной дисперсии групповой скорости излучения на длине волны, варьируемой в диапазоне 1400–4000 нм. Модуляция в спектре суперконтинуума на оси филамента зарегистрирована в [8] при рефокусировке импульса на длине волны 800 нм длительностью 100 фс в YAG при филаментации в условиях нормальной дисперсии групповой скорости.

В настоящей работе исследованы особенности спектра антистоксовой полосы суперконтинуума при формировании в условиях аномальной дисперсии групповой скорости последовательности СП в филаменте излучения среднего ИК диапазона, сфокусированного аксиконном в образцы плавленного кварца и фторида кальция. Использование аксиконной фокусировки фемтосекундного излучения позволило получить стабильную последовательность СП и надежно зарегистрировать их спектр. Проведенные исследования обнаружили новые закономерности формирования спектра суперконтинуума СП среднего ИК диапазона. Зарегистрированная в эксперименте модуляция спектра при образовании последовательности СП подтверждена результатами численного моделирования и аналитического исследования по интерференционной модели. Установлена зависимость изменения периода модуляции от длины волны спектральной компоненты.

2. Эксперимент

Экспериментальные исследования антистоксова крыла спектра СП, формируемых при аксиконной фокусировке мощного фемтосекундного лазерного излучения среднего ИК диапазона, выполнены на уникальной научной установке «Многоцелевой фемтосекундный лазерно-диагностический спектрометрический комплекс» Института спектроскопии РАН, который включает в себя перестраиваемый параметрический усилитель TOPAS, совмещен-

ный с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Схема установки приведена на рис. 1.

Для исследования использовалось импульсное излучение (длительность импульсов ~ 90 фс (FWHM), частота следования 1 кГц) с диаметром пучка ~ 2 мм (FWHM) и длиной волны $\lambda_0 = 1900$ нм, соответствующей области аномальной дисперсии групповой скорости плавленного кварца и фторида кальция. Излучение с поперечным профилем интенсивности, близким к гауссову, фокусировалось кварцевым аксиконном с углом при основании $\alpha = 5^\circ$ в клиновидные образцы из плавленного кварца или фторида кальция. Образцы располагались на подвижном столике, что позволяло перемещать их перпендикулярно направлению распространения излучения, изменяя тем самым длину нелинейно-оптического взаимодействия излучения с диэлектриком при неизменных параметрах излучения.

При распространении гауссова пучка, сфокусированного аксиконном, существует область, в которой формируется бessel-гауссово распределение интенсивности в плоскости поперечного сечения, представляющее собой интенсивный центральный максимум и окружающие его менее интенсивные кольца [1]. Фокусное расстояние аксикона Z_{bess} , на котором интенсивность в центральном лепестке бessel-гауссова пучка достигает максимального значения, зависит от угла при основании аксикона и радиуса падающего пучка. Для аксикона с углом $\alpha = 5^\circ$ и пучка радиусом $a_0 = 1.2$ мм (по уровню интенсивности e^{-1}) фокусное расстояние $Z_{\text{bess}} = 22$ мм. При проведении серии экспериментов расстояние b между носиком аксикона и плоской гранью клиньев изменялось от 6 до 28 мм, что позволяло исследовать спектр СП, формируемой в излучении как до фокуса, так и за фокусом аксикона. Таким образом, на входную грань образца падало излучение с уже сформированной в воздухе бessel-гауссовой структурой.

Для регистрации спектров антистоксова крыла использовался волоконный спектрометр SL-40 Solar TH в диапазоне 200–1100 нм. На входное окно спектрометра излучение суперконтинуума собиралось линзой с фокусным расстоянием $F = 8$ мм. Инфракрасная часть спектра отсекалась фильтром СЗС-25. Спектры серии импульсов записывались в режиме одиночной филаментации, для достижения которого энергия импульсов варьировалась в диапазоне 30–110 мкДж и измерялась датчиком Toiglabs S401C. Свечение плазменных каналов, характеризующих расположение и протяженность областей высокой локализации энергии и, следовательно, областей формирования СП и генерации суперконтинуума, регистрировалось через боковую грань образца фотокамерой Nikon D800

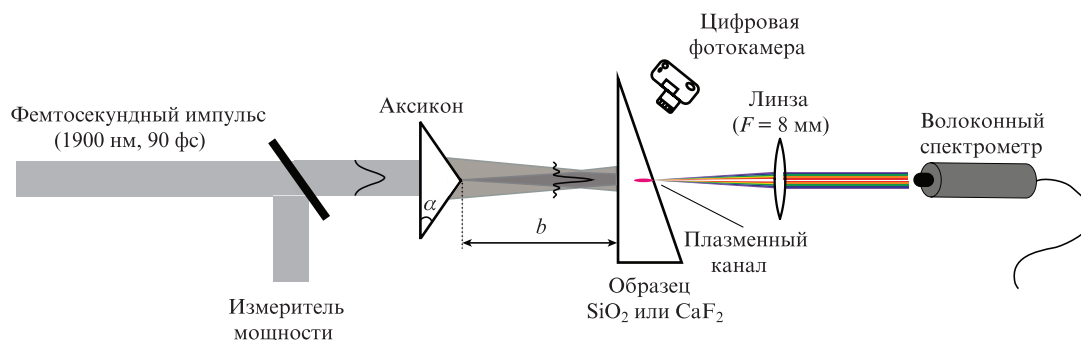


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

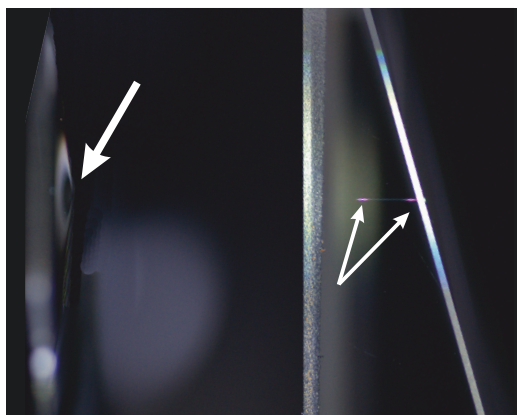


Рис.2. Плазменные каналы при образовании последовательности из двух СП в клиновидном образце плавленного кварца. Излучение распространяется слева направо. Носик аксикона и плазменные каналы помечены белыми стрелками.

со временем экспозиции около 20 с. При этом спектры, регистрируемые в плавленном кварце при различных временах экспозиции, не изменялись, что свидетельствовало об отсутствии дислокаций в образце при регистрации. В исследованиях со фторидом кальция, где спектр изменялся при многоимпульсном режиме регистрации, образец перемещался в плоскости поперечного сечения в течение экспозиции.

На рис.2 приведена фотография плазменных каналов, сформированных при образовании последовательности из двух СП в филаменте импульса с энергией $W = 55$ мкДж в образце плавленного кварца, расположенном на расстоянии $b = 8$ мм от носика аксикона.

В эксперименте регистрировался спектр в апертуре, угловой размер которой $2\theta_0$ в используемой схеме регистрации составляет около 0.1 рад. Пример измеренных спектров антистоксова крыла показан на рис.3 для клина из плавленного кварца, расположенного на расстоянии $b = 6$ мм от носика аксикона. В рассматриваемом случае длина распространения излучения в клине $d = 8$ мм. При энергии импульса $W = 50$ мкДж на всей длине взаимодействия излучения со средой формировалась лишь одна СП, которая регистрировалась по наличию единственной области рекомбинационного свечения плазмы в образце. Спектр одной СП плавно изменяется в диапазоне 450–650 нм (рис.3,а). Незначительное увеличение начальной энергии излучения до $W = 51$ мкДж приводило к тому, что мощности в центральном лепестке бessel-гауссова пучка, падающего на кварцевый образец, оказывалось достаточно, чтобы на той же длине нелинейно-оптического взаимодействия вслед за первой СП сформировалась вторая. В этом случае через боковую грань образца наблюдались два плазменных канала, разнесенные на расстояние $L \approx 2.2$ мм вдоль филамента (картина аналогична представленной на рис.2). В спектре двух СП интенсивность спектральных компонент приобретает осциллирующий характер с изменением длины волны (рис.3,б).

Измерения при увеличении расстояния b между клином и аксиконном до 24–28 мм показали, что при длине взаимодействия $d = 3.8$ мм в образце из плавленного кварца образуется одна СП и в спектре отсутствуют осцилляции, как и в случае образца, расположенного до фокуса аксикона (см. рис.3,а). При увеличении длины распространения импульса в образце и, как следствие, при увеличении длины нелинейно-оптического взаимодействия

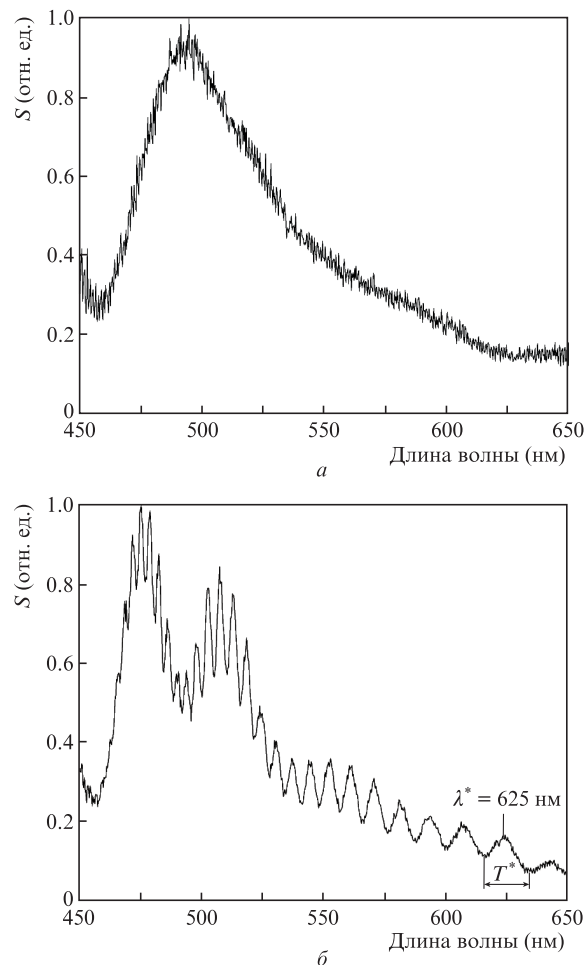


Рис.3. Экспериментально измеренные в плавленном кварце спектры антистоксова крыла в случае одной СП при энергии импульса $W = 50$ мкДж (а) и двух СП при $W = 51$ мкДж (б). Расстояние от носика аксикона до образца $b = 6$ мм, длина образца $d = 8$ мм.

до $d = 8.5$ мм посредством передвижения клина перпендикулярно направлению распространения излучения образовывалась последовательность из двух СП, регистрируемая по наличию двух плазменных каналов. В спектре антистоксова крыла при этом появлялась модуляция, особенно контрастная в диапазоне 490–630 нм (рис.4,а). Модуляция спектра наблюдалась и при образовании последовательности из нескольких СП во фториде кальция. Пример спектра нескольких СП в образце CaF_2 , расположенном за фокусом аксикона, приведен на рис.4,б.

Таким образом, вне зависимости от положения образца относительно фокуса аксикона модуляция интенсивности спектральных компонент появляется при формировании нескольких СП. При этом аксиконная фокусировка, в отличие от линзовой, позволяет получить стабильную последовательность СП с глубокой модуляцией интенсивности спектральных компонент.

Из анализа экспериментальных результатов, полученных при различных положениях входной грани образца в области формирования бessel-гауссова пучка за аксиконном, следует, что период осцилляций T , определяемый как интервал между длинами волн соседних минимумов интенсивности компонент в спектре двух СП, сокращается с уменьшением их длины волны λ . В логарифмическом масштабе зависимость относительного периода осцилляций интенсивности спектральных компонент $\lg(T/T^*)$ от их

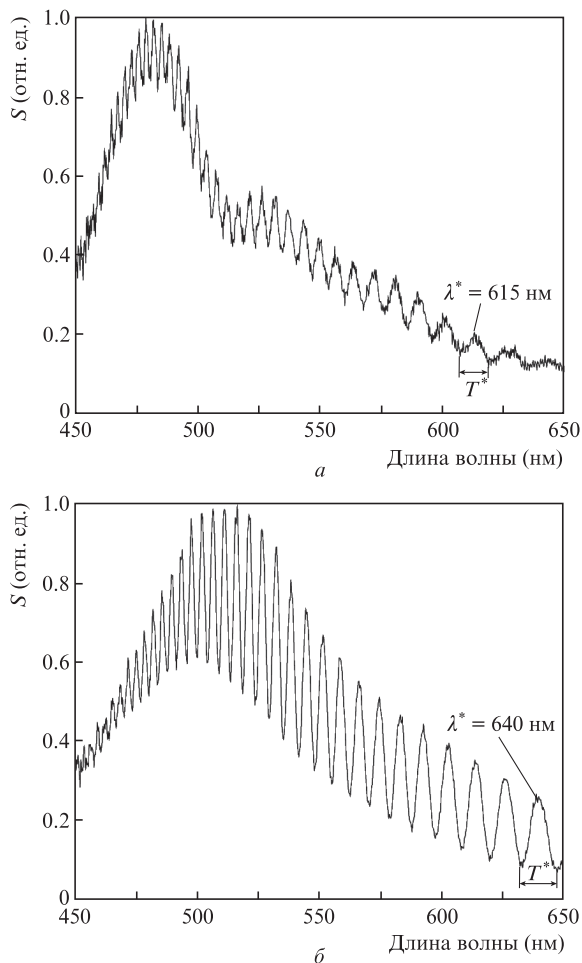


Рис.4. Экспериментально измеренные спектры в случае двух СП в SiO₂ при $b = 28$ мм и $W = 42$ мкДж (а), а также в случае нескольких СП в CaF₂ при $b = 24$ мм и $W = 69$ мкДж (б).

длины волны $\lg(\lambda/\lambda^*)$ представлена на рис.5. В качестве масштаба T^* принят интервал между соседними минимумами в спектре антистоксова крыла на длине волны λ^* , выбранной в его длинноволновой области (600–650 нм) (см. рис.3,б и 4).

Видно, что для СП в CaF₂ (рис.5,б), как и в SiO₂ (рис.5,а), относительное изменение периода осцилляций T/T^* спектральных компонент от их длины волны λ/λ^* , представленное в логарифмическом масштабе, подчиняется линейной зависимости. При этом угол наклона логарифмической зависимости периода осцилляций от их длины волны не зависит от энергии импульса и расстояния b между аксиконом и образцом.

3. Численное моделирование

В численном исследовании спектра СП использовалось приближение медленно меняющейся волны, позволяющее рассматривать распространение и трансформацию волновых пакетов длительностью, близкой к одному периоду осцилляций светового поля [24]. В рамках этого приближения учитывались дифракция и дисперсия волнового пакета, генерация лазерной плазмы, изменение показателя преломления вследствие плазменной и керровской нелинейностей, а также ослабление излучения. Излучение после аксикона задавалось в виде гауссова волнового пакета с пространственной модуляцией фазы $\varphi(r)$:

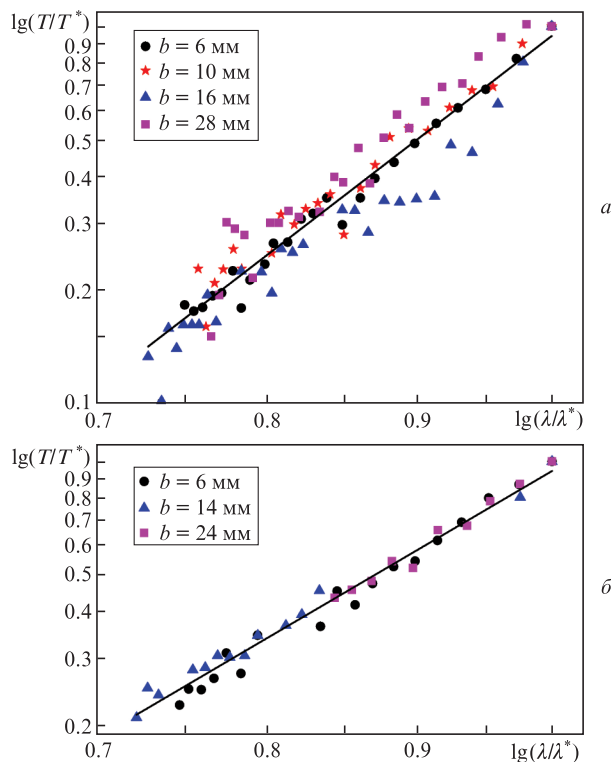


Рис.5. Относительное изменение периода T/T^* осцилляций интенсивности спектральных компонент от их длины волны λ/λ^* , представленное в логарифмическом масштабе по результатам измерений при различных расстояниях b между аксиконом и входной гранью образца из плавленого кварца (а) и фторида кальция (б). Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных результатов.

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

где a_0 и $2\tau_0$ – радиус пучка и длительность гауссова волнового пакета по уровню интенсивности e^{-1} ; A_0 – амплитуда огибающей светового поля. Созданная аксиконом пространственная модуляция фазы описывается выражением

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

где k – волновое число; n_{ax} – показатель преломления материала аксикона. В выражениях (1), (2) не учитывается нелинейный набег фазы волнового пакета при распространении в аксиконе, поскольку согласно оценкам в приближении заданного поля максимальная величина этого набег на два порядка меньше, чем в образцах до возникновения СП.

Параметры волнового пакета в (1), используемые при численном моделировании, выбраны в соответствии с измеренными в эксперименте: центральная длина волны $\lambda_0 = 1900$ нм, длительность $2\tau_0 = 108$ фс, радиус $a_0 = 1.2$ мм. При численном моделировании рассматривалось распространение волнового пакета в воздухе на расстояние b в отсутствие нелинейности, а затем – его нелинейно-оптическое взаимодействие в плавленом кварце и фториде кальция, что полностью имитировало условия эксперимента.

В результате численного моделирования для антистоксова крыла суперконтинуума определены частотно-угловой спектр $S(\lambda, \theta)$ (θ – угол расходимости спектральной компоненты), а также концентрация электронов на оси $N_e(z)$ и пространственно-временное распределение

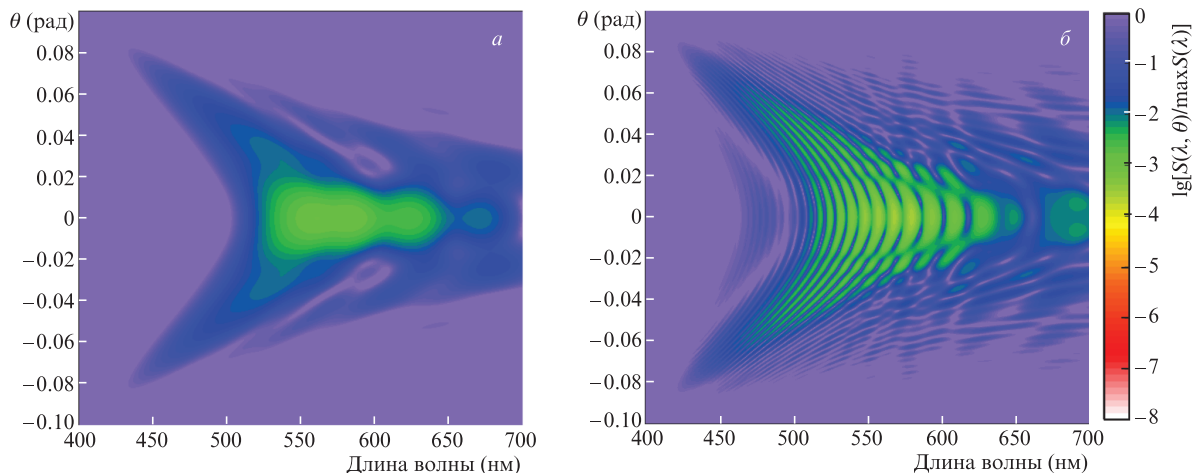


Рис.6. Численно полученное антистоксово крыло частотно-углового спектра $S(\lambda, \theta)$ гауссова волнового пакета с энергией $W = 50$ мкДж, сфокусированного аксиконом в образец плавленного кварца, при образовании одной СП на длине взаимодействия $d = 5.5$ мм (а) и двух СП при $d = 6.5$ мм (б). Расстояние между образцом и носиком аксикона $b = 6$ мм. Цветной вариант рисунка помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

интенсивности $I(r, t)$ в СП для ряда характерных расстояний в образцах плавленного кварца и фторида кальция и различных условий лабораторного эксперимента.

На рис.6 в качестве примера представлены тоновые картины частотно-углового распределения спектральной интенсивности $S(\lambda, \theta)$ антистоксова крыла после формирования одной (рис.6,а) и двух (рис.6,б) СП в образце плавленного кварца, расположенном на расстоянии $b = 6$ мм от носика аксикона, при энергии $W = 50$ мкДж.

Видно, что на длине взаимодействия $d = 5.5$ мм образуется одна СП, длина пробега которой, определяемая по протяженности плазменного канала, составляет около 300 мкм (по уровню e^{-1} концентрации $N_e(z)$) (рис.7). Спектр антистоксова крыла $S(\lambda, \theta)$ в случае одной СП имеет широкий максимум на длине волны 550 нм, в нем отсутствуют периодические осцилляции интенсивности спектральных компонент (рис.6,а). При увеличении длины взаимодействия d до 6.5 мм в излучении той же мощности вслед за первой СП на расстоянии $L = 1.3$ мм от нее образуется вторая СП, что видно по возникновению следующего плазменного канала (см. рис.7). При формировании второй СП в частотно-угловом спектре $S(\lambda, \theta)$ появляется множество резких минимумов, обусловленных интерференцией излучения суперконтинуума от двух когерентных источников, которыми являются СП (см. рис.6,б).

Для сравнения численных результатов с экспериментом определялся суммарный спектр $S(\lambda)$ в угловой апертуре $2\theta_0$ посредством интегрирования амплитуды спек-

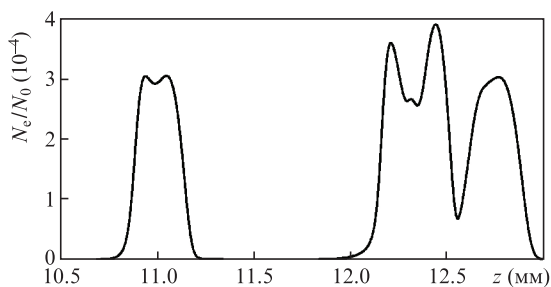


Рис.7. Концентрация свободных электронов на оси $N_e(z)$ в образце плавленного кварца, расположенном на расстоянии $b = 6$ мм от носика аксикона. Энергия излучения $W = 50$ мкДж, $N_0 = 0.21 \times 10^{21}$ см $^{-3}$ (z – расстояние, пройденное излучением от носика аксикона).

ральных компонент по углу θ в пределах ± 0.1 рад. Численно рассчитанные спектры $S(\lambda)$ антистоксова крыла при формировании в волновом пакете одной и двух СП в кварцевом клине, расположенном на расстоянии $b = 6$ мм от аксикона (рис.8), качественно совпадают со спектрами, измеренными в эксперименте (см. рис.3).

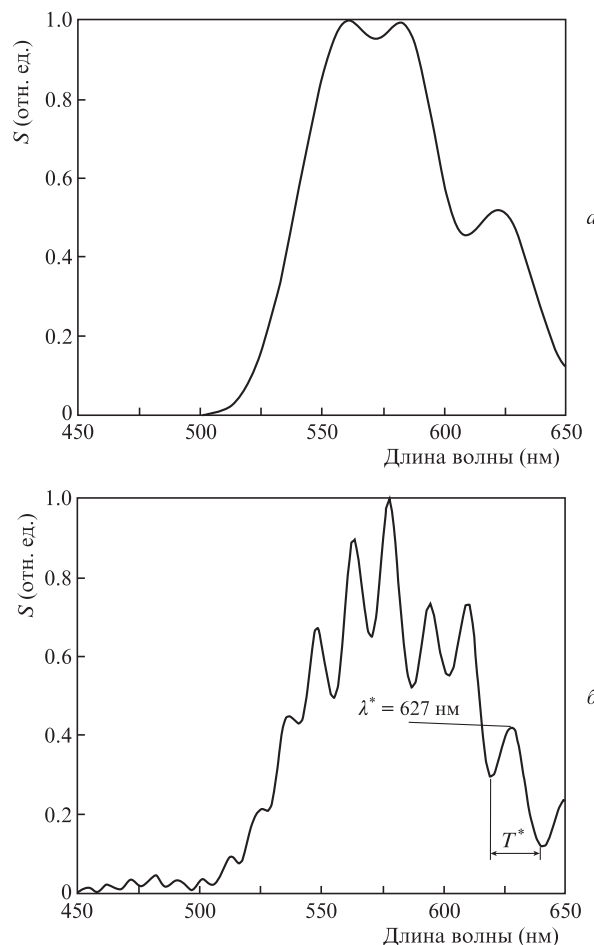


Рис.8. Численно полученные спектры $S(\lambda)$ в угловой апертуре ± 0.1 рад для излучения ($W = 50$ мкДж), сфокусированного аксиконом в образец SiO_2 в случае одной СП при $d = 5.5$ мм (а) и двух СП при $d = 6.5$ мм (б). Расстояние от аксикона до образца $b = 6$ мм.

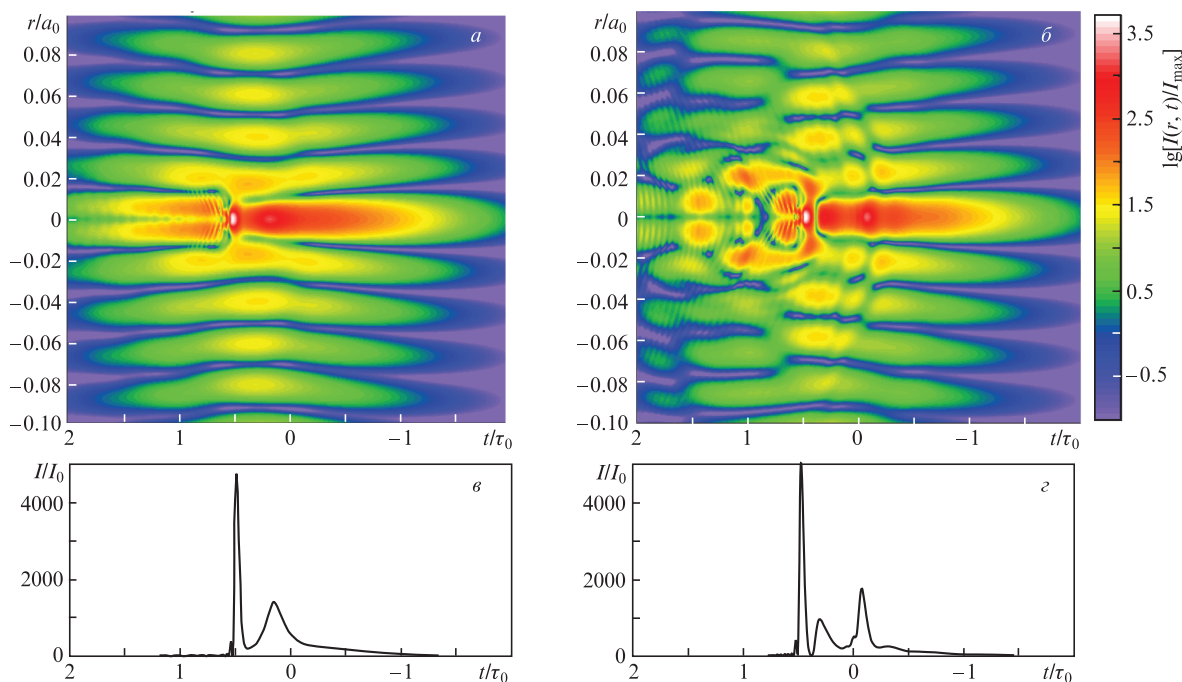


Рис.9. Пространственно-временные распределения интенсивности $I(r, t)$ в волновом пакете (a, b) и временные профили интенсивности на оси $I(t)$ (c, d) при достижении максимума интенсивности в первой СП, сформированной на расстоянии $z = 11$ мм от носика аксикона (a, c), и второй СП – на расстоянии $z = 12.5$ мм (b, d). Расстояние от аксикона до образца $b = 6$ мм. Энергия импульса $W = 50$ мкДж, начальная интенсивность $I_0 = 11.9$ ГВт/см², в СП пиковая интенсивность $I_{\max} = 60$ ТВт/см². Излучение распространяется слева направо. Цветной вариант рисунка помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Пространственно-временное распределение интенсивности $I(r, t)$ и ее временной профиль на оси $I(r=0, t)$ в волновом пакете при максимальной интенсивности в первой и второй СП проиллюстрированы на рис.9.

При рассматриваемых параметрах пиковая мощность в центральном лепестке бessel-гауссова распределения превышает пороговую мощность образования СП [25], и их формирование происходит именно в центральном максимуме (рис.9, a). В бessel-гауссовом пучке, как и в случае гауссова пучка, компрессия излучения в пространстве и во времени за счет самофокусировки и фазовой самофокусировки в условиях аномальной дисперсии групповой скорости ведет к увеличению пиковой интенсивности и к образованию экстремально сжатой высокоинтенсивной СП (рис.9, a). Как и в гауссовом пучке, длительность СП (по уровню интенсивности e^{-1}) составляет около 4 фс, пиковая интенсивность достигает 60–100 ТВт/см², а временной профиль интенсивности на оси пучка $I(r=0, t)$ имеет характерный для СП вид с крутым задним фронтом, вызванным дефокусировкой излучения на самонаведенной лазерной плазме (рис.9, c, d). На пространственно-временном распределении интенсивности $I(r, t)$ в СП, как и при филаментации в условиях нормальной дисперсии групповой скорости, дефокусировка хвоста световой пули на плазме проявляется в виде узкой области малой интенсивности, следующей за пиком интенсивности (рис.9, a, b).

Вместе с тем на распространение СП, сформированной в бessel-гауссовом пучке, оказывает влияние его кольцевая структура. Кольца в бessel-гауссовом профиле стягиваются к центру пучка (см. рис.9, a, b), тем самым увеличивая энергию на его оси и играя роль дополнительного энергетического резервуара, поддерживающего локализацию энергии в СП. Эффект поджатия колец к центру волнового пакета наряду с перекачкой энергии из соседних временных слоев к области формирования СП (про-

тяженностью $\sim 0.5\tau_0$) при фазовой самофокусировке способствует возникновению второй СП, которая имеет при этом те же параметры, что и первая (рис.9, b, d).

Осцилляции интенсивности спектральных компонент $S(\lambda)$ антистоксова крыла суперконтинуума в угловой апертуре ± 0.1 рад получены численно для последовательности СП в плавленом кварце и фториде кальция при различных расстояниях b между носиком аксикона и образцами. В логарифмическом масштабе относительное изменение периода осцилляций T/T^* в спектре является линейной функцией относительной длины волны спектральных компонент λ/λ^* для СП, образующихся как в SiO₂, так и в CaF₂ (рис.10). Полученные зависимости близки к измеренным в эксперименте (см. рис.5).

4. Интерференционный анализ

Анализ основан на модели, согласно которой СП является движущимся точечным источником, излучающим широкополосный суперконтинуум на длине своего пробега l . Компоненты суперконтинуума, излучаемые СП в различных точках на длине пробега, сдвинуты по фазе вследствие отличия фазовой скорости $c_0/n(\lambda)$ спектральной компоненты на длине волны λ от групповой скорости импульса v_g на длине волны λ_0 . В случае двух СП, которые находятся на расстоянии L друг от друга возникает сдвиг фаз для спектральных компонент, излучаемых обеими СП (рис.11).

Примем для простоты, что амплитуда спектральной компоненты суперконтинуума $A(\lambda, \theta, z)$ не зависит от длины волны λ , которая распространяется под углом θ к направлению распространения СП и не меняется на длине пробега СП. Тогда в точке z на длине пробега СП амплитуда имеет следующий вид:

$$A(\lambda, \theta, z) = A_0 \exp[i\varphi(\lambda, \theta, z)]. \quad (3)$$

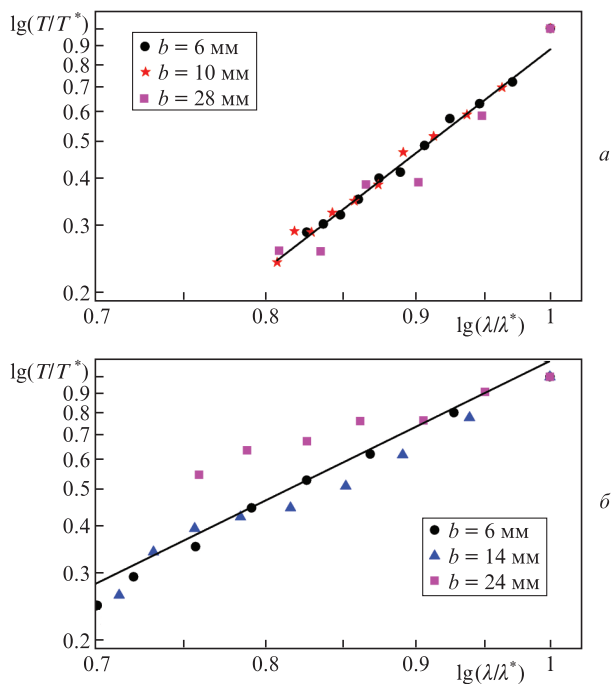


Рис.10. Относительное изменение периода T/T^* осцилляций спектральных компонент от их длины волны λ/λ^* , представленное в логарифмическом масштабе по результатам численных расчетов при различных расстояниях b между аксиконом и входной гранью образцов плавленого кварца (а) и фторида кальция (б). Сплошная линия – аппроксимация результатов.

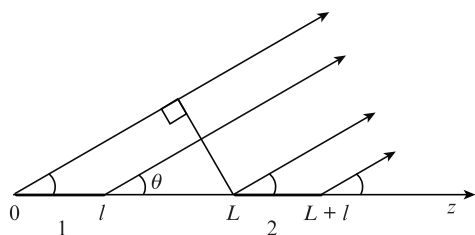


Рис.11. Интерференционная модель формирования частотно-углового спектра суперконтинуума при образовании двух СП. Области излучения СП помечены цифрами 1 и 2.

Сдвиг фазы спектральных компонент, излучаемых СП,

$$\varphi(\lambda, \theta, z) = k_0 \left[\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right) \frac{c_0}{v_g} - \left(1 - \frac{\lambda_0 n(\lambda)}{\lambda n_0}\right) \cos \theta \right] z, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}. \quad (4)$$

Амплитуда $A(\lambda, \theta)$ спектральной компоненты как результат интерференции излучений обеих СП, в соответствии с рис. 11 и выражением (3), принимает вид

$$A(\lambda, \theta) = A_0 \int_0^l \exp[i\varphi(\lambda, \theta, z)] dz \{1 + \exp[i\varphi(\lambda, \theta, z)]\}. \quad (5)$$

Отсюда частотно-угловой спектр излучения суперконтинуума двух СП можно представить в виде

$$S(\lambda, \theta) = 4A_0^2 l^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\varphi(\lambda, \theta, l)}{2} \right] \cos^2 \left[\frac{\varphi(\lambda, \theta, L)}{2} \right]. \quad (6)$$

Первый множитель в выражении (6) определяет формирование изолированного антистоксова крыла в спектре СП с длиной пробега l . Второй множитель, связанный с возникновением второй СП на расстоянии L от первой, описывает модуляцию спектра в зависимости от

длины волны спектральных компонент λ и угла θ . При этом период осцилляций интенсивности спектральных компонент не зависит от длительности, энергии, радиуса пучка и условий фокусировки излучения, а определяется материальной дисперсией среды $n(\lambda)$ и расстоянием L между световыми пучками, сформировавшимися при аномальной дисперсии групповой скорости.

Спектр $S_{\theta_0}(\lambda)$ в угловой апертуре $2\theta_0$ как результат суперпозиции спектральных компонент, распространяющихся под углом $\theta \leq \theta_0$, определяется выражением:

$$S_{\theta_0}(\lambda) = \left[\int_{-\theta_0}^{+\theta_0} A(\lambda, \theta) d\theta \right]^2. \quad (7)$$

На рис.12 приведены спектры $S_{\theta_0}(\lambda)$ антистоксова крыла на оси филамента в плавленом кварце, рассчитанные по формулам (4)–(7) для одной и двух СП при расстоянии между ними $L = 1.5$ и 2.5 мм. Видно, что спектральная интенсивность антистоксова крыла, как и в экспериментальном и в численном исследованиях, плавно изменяется с длиной волны (рис.12, штриховая кривая), а образование второй СП приводит к появлению осцилляций в спектре (рис.12, сплошная кривая). Из рисунка следует, что увеличение расстояния между СП от 1.5 до 2.5 мм ведет к уменьшению периода осцилляций в спектре, который определяется как интервал между длинами

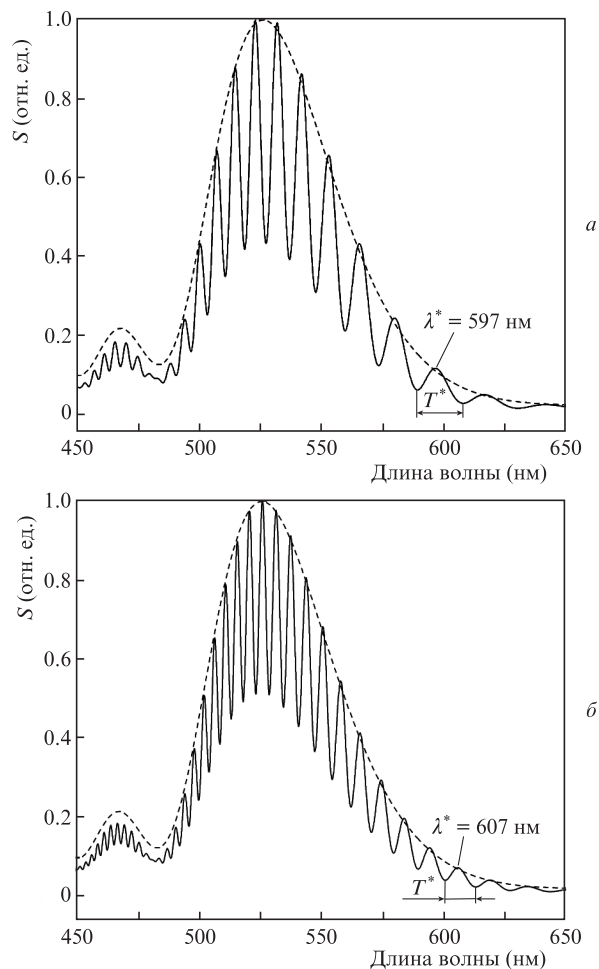


Рис.12. Рассчитанные по интерференционной модели спектры антистоксова крыла суперконтинуума при образовании СП на длине волны 1900 нм в плавленом кварце: штриховая кривая – одна СП, сплошная – две СП на расстоянии друг от друга $L = 1.5$ (а) и 2.5 мм (б).

волн соседних минимумов интенсивности спектральных компонент.

Рассчитанная по интерференционной модели зависимость относительного периода осцилляций интенсивности спектральных компонент от их длины волны представлена на рис.13 в логарифмическом масштабе. Зависимость $\lg(T/T^*)$ от $\lg(\lambda/\lambda^*)$ имеет линейный характер при различных расстояниях L между СП, подобно измеренному экспериментально (рис.5) и полученному численно (рис.10).

Результаты, полученные на основе интерференционного анализа, подтверждают решающую роль возникновения второй СП как еще одного источника суперконтинуума в формировании модуляции в спектре антистоксовой полосы. Интерференционная модель объясняет также зарегистрированную в [8] модуляцию в спектре излучения на длине волны 800 нм при появлении второго источника суперконтинуума вследствие рефокусировки при филаментации в кристалле YAG.

Линейный характер логарифмической зависимости относительного периода T/T^* осцилляций спектральных компонент от их длины волны λ/λ^* следует из простого анализа сдвига фазы этих компонент, излучаемых двумя СП. В зависимости от частоты компоненты ω сдвиг фазы при $\theta = 0$ определяется как

$$\varphi(\omega, \theta = 0, L) = \left\{ \frac{\omega_0 - \omega}{v_g} - [k_0 - k(\omega)] \right\} L. \quad (8)$$

Используя приближение второго порядка теории дисперсии для волнового числа $k(\omega)$ в точке $k(\omega_{as})$ (ω_{as} – частота спектрального максимума интенсивности антистоксова

крыла), нетрудно получить выражение для частоты осцилляций спектральных компонент $\Omega = \partial\varphi(\omega, \theta = 0, L)/\partial\omega$ как функции их частоты ω :

$$\Omega = L \left[\frac{1}{v_g(\omega_{as})} - \frac{1}{v_g} + \frac{\partial^2 k}{\partial\omega^2} (\omega - \omega_{as}) \right]. \quad (9)$$

Частота осцилляций Ω интенсивности спектральных компонент пропорциональна их частоте ω , что соответствует линейной зависимости относительного периода осцилляций $\lg(T/T^*)$ от длины волны $\lg(\lambda/\lambda^*)$, рассматриваемой в логарифмическом масштабе. Следует отметить, что учет следующих порядков разложения $k(\omega)$ приводит к отклонениям, не превышающим 10% в линейной зависимости (9), полученной в приближении второго порядка дисперсии.

5. Заключение

При филаментации в условиях аномальной дисперсии групповой скорости фемтосекундного излучения гауссова пучка, сфокусированного аксиально, образуется стабильная последовательность СП. Возникновение еще одного источника суперконтинуума при образовании следующей СП в результате компрессии волнового пакета во времени при аномальной дисперсии групповой скорости приводит к осцилляциям интенсивности спектральных компонент в антистоксовом крыле вследствие интерференции широкополосного когерентного суперконтинуума, излучаемого СП.

Период осцилляций, определяемый как интервал между длинами волн соседних минимумов интенсивности спектральных компонент, зависит от расстояния между СП и уменьшается при его увеличении. Из результатов спектроскопических измерений, численного моделирования и аналитического исследования на основе интерференционной модели следует, что в логарифмическом масштабе относительное изменение периода осцилляций интенсивности спектральных компонент антистоксова крыла спектра СП в плавленом кварце и фториде кальция пропорционально их длине волны и не зависит от энергии импульса и положения области образования СП в филаменте. Согласно интерференционному анализу изменение относительного периода осцилляций интенсивности спектральных компонент антистоксова крыла спектра СП от их длины волны определяется дисперсией среды.

Теоретические исследования выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №18-12-00422), экспериментальные – в рамках Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом».

1. Пятницкий Л.Н. *Волновые бesselевы пучки* (М.: Физматлит, 2012, с. 9, 231).
2. Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **35**, 1013 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 1013 (2005)].
3. Akturk S., Zhou B., Franco M., Couairon A., Mysyrowicz A. *Opt. Commun.*, **282**, 129 (2009).
4. Abdollahpour D., Panagiotopoulos P., Turconi M., Jedrkiewicz O., Faccio D., Di Trapani P., Couairon A., Papazoglou D.G., Tzortzakis S. *Opt. Express*, **17**, 5052 (2009).
5. 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)].
6. Nagura C., Suda A., Kawano H., Obara M., Midorikawa K. *Appl. Opt.*, **41**, 3735 (2002).

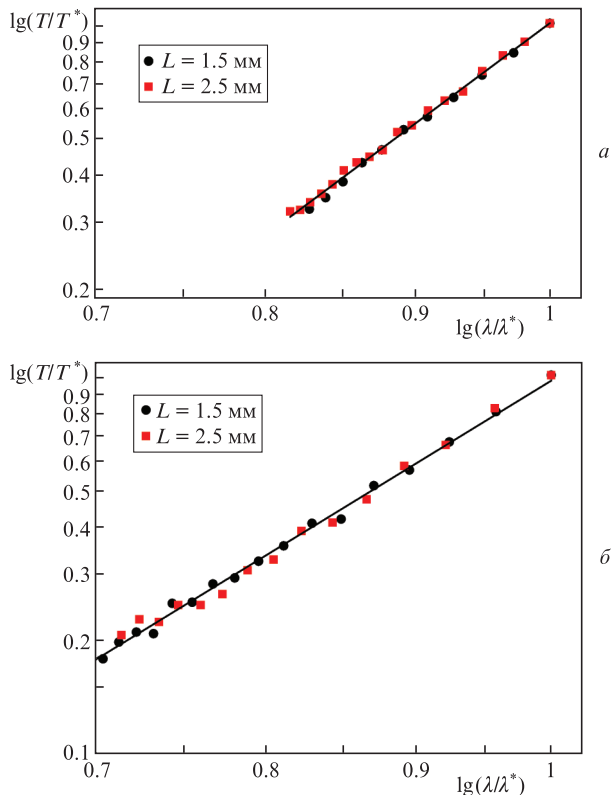


Рис.13. Относительное изменение периода T/T^* осцилляций спектральных компонент от их длины волны λ/λ^* , представленное в логарифмическом масштабе (получено с использованием интерференционной модели), при различных расстояниях между СП L для плавленого кварца (а) и фторида кальция (б). Сплошная линия – аппроксимация результатов.

7. Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., et al. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **77**, 149 (2003).
8. Dubietis A., Tamošauskas G., Šuminas R., Jukna V., Couairon A. *Lithuanian J. Physics*, **57**, 113 (2017).
9. Dubietis A., Polesana P., Valiulis G., Stabinis A., Di Trapani P., Piskarskas A. *Opt. Express*, **15**, 4168 (2007).
10. Чекалин С.В., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Кандидов В.П. *УФН*, **189**, 299 (2019).
11. Чекалин С.В., Компанец В.О., Залозная Е.Д., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **49**, 344 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 344 (2019)].
12. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 913 (2012)].
13. Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 920 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 920 (2012)].
14. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Opt. Lett.*, **38**, 16 (2013).
15. Durand M., Lim K., Jukna V., McKee E., Baudelet M., Houard A., Richardson M., Mysyrowicz A., Couairon A. *Phys. Rev. A*, **87**, 043820 (2013).
16. Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Kandidov V.P. *Opt. Express*, **23**, 29202 (2015).
17. Chekalin S.V., Dormidonov A.E., Kompanets V.O., Zaloznaya E.D., Kandidov V.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, A43 (2019).
18. Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Кандидов В.П., Чекалин С.В. *Квантовая электроника*, **39**, 653 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 653 (2009)].
19. 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)].
20. Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **19**, 1993 (2009).
21. Дормидонов А.Е., Кандидов В.П., Компанец В.О., Чекалин С.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 405 (2010) [*JETP Lett.*, **91**, 373 (2010)].
22. Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
23. Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 173 (2016).
24. Vrabec T., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3282 (1997).
25. Залозная Е.Д., Компанец В.О., Дормидонов А.Е., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **48**, 366 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 366 (2018)].