

Особенности филаментации фемтосекундного лазерного излучения в условиях аномальной дисперсии в плавленом кварце. Ч.2. Эксперимент и физическая интерпретация

Е.О.Сметанина, В.О.Компанец, С.В.Чекалин, В.П.Кандидов

Экспериментально и аналитически исследовано формирование спектра суперконтинуума (СК) при филаментации фемтосекундного излучения в плавленом кварце в условиях нулевой и аномальной дисперсий групповой скорости. Обнаружено, что при увеличении центральной длины волны излучения от 1300 до 2300 нм спектр антистоксова крыла СК сужается, сдвигаясь в синюю область. Показано, что антистоксов сдвиг спектра СК возрастает с увеличением порядка многофотонности процесса ионизации среды световым полем в филаменте. Установлено, что широкий минимум в спектре СК, отделяющий антистоксово крыло от центральной длины волны, является результатом интерференции широкополосного излучения движущегося источника, возникающего вследствие фазовой самомодуляции светового поля с высокой интенсивностью. Интерференционные факторы спектров СК, полученные для такого источника, перемещающегося по излучающей области филамента в среде с дисперсией, согласуются с экспериментальными и численными результатами.

Ключевые слова: филаментация, генерация суперконтинуума, конечная эмиссия.

1. Введение

Большинство экспериментальных исследований генерации суперконтинуума (СК) при филаментации в конденсированных средах выполнено для фемтосекундного излучения титан-сапфирового лазера [1–8]. Излучение параметрического усилителя на центральной длине волны $\lambda_0 = 1500$ нм использовалось в исследованиях генерации СК при формировании одного [9] и множества [10] филаментов в плавленом кварце. Авторы этих работ, обращая внимание на то, что широкий минимум в спектре СК образуется в области нулевой дисперсии групповой скорости (ДГС), не объясняют причины его возникновения. При исследовании филаментации излучения параметрического усилителя, перестраиваемого в диапазоне длин волн 1100–1600 нм, установлено, что в кристалле YAG длина волны отсечки спектра СК в антистоксовой области равна 530 нм независимо от длины волны излучения [11]. Формирование голубого пика в спектре СК при различных условиях фокусировки в образец кварца толщиной 2 см излучения с длиной волны 1055 нм, лежащей в области слабой нормальной ДГС, исследовано в [12]. Для интерпретации образования широкого минимума между спектром импульса накачки и голубым пиком авторы [12] используют фазовое соотношение для X-волн.

Существуют различные модели, объясняющие формирование максимума в антистоксовой области СК при филаментации излучения на длине волны ближнего ИК диапазона. В [13] образование максимума спектральной

интенсивности в области 670 нм при филаментации в плавленом кварце излучения на длине волны 1600 нм объясняется формированием ударной волны огибающей при увеличении крутизны заднего фронта импульса в условиях частотной асимметрии вкладов фазовой самомодуляции и многофотонной ионизации. Ранее, на примере филаментации фемтосекундного излучения в воде показано, что материальная дисперсия среды существенно влияет на спектр СК [14]. В теоретических работах [15, 16] развита модель трехволнового смешения, в которой излучение СК является результатом рассеяния падающего светового поля на материальных волнах, возникающих в среде при нелинейно-оптическом воздействии интенсивного излучения филамента. Условие фазового синхронизма, полученное в этой модели, определяет угол расходимости излучения спектральных компонент СК с максимальной интенсивностью. При распространении солитона в волноводе в условиях аномальной модовой дисперсии формирование пика в антистоксовой области спектра согласно численным [17] и аналитическим [18] исследованиям происходит в результате сильного влияния дисперсии третьего порядка, а отстройка частоты определяется отношением дисперсионных коэффициентов второго и третьего порядков.

Вместе с тем в настоящее время отсутствует убедительная физическая интерпретация образования максимума в видимой области спектра СК при филаментации излучения ближнего ИК диапазона. В теоретических работах [19, 20] на основе результатов численного исследования филаментации излучения с различными длинами волн сделан вывод о том, что вопрос о природе максимума в видимой области спектра СК остается открытым.

Настоящая работа является логическим продолжением численных исследований, проведенных в [21], и ее цель – получить убедительное физическое объяснение процесса формирования спектра СК и, в частности, изолированного антистоксова крыла при филаментации фемтосекундного излучения в плавленом кварце. Представлены результаты экспериментального исследования спектра СК при филаментации излучения, перестраиваемого в диапазоне

Е.О.Сметанина, В.П.Кандидов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Россия, Воробьевы горы; e-mail: smetanina@physics.msu.ru, kandidov@physics.msu.ru

В.О.Компанец, С.В.Чекалин. Институт спектроскопии РАН, Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Физическая, 5; e-mail: kompanetsvo@isan.troitsk.ru, chekalin@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 14 мая 2012 г., после доработки – 12 июля 2012 г.

длин волн 1200–2300 нм, и теоретического исследования влияния различных факторов на структуру спектра. Для анализа спектров, полученных экспериментально, использовались результаты численного моделирования, приведенные в [21].

2. Эксперимент

В лабораторном эксперименте использовался источник фемтосекундного излучения на основе перестраиваемого параметрического усилителя TOPAS, совмещенного с регенеративным усилителем Spitfire Pro. Длительность фемтосекундного излучения измерялась автокоррелятором ASF-20 фирмы «Авеста-Проект». Фемтосекундные лазерные импульсы фокусировались тонкой кварцевой линзой с фокусным расстоянием 50 см на входную грань образца плавленого кварца (рис.1). Образец имел форму остроугольного клина, что позволяло варьировать длину филамента при задаваемых параметрах импульса [22]. Диаметр пучка в перетяжке составлял ~100 мкм. Излучение СК собиралось ахроматической линзой на монохроматоре. Рассеивающая пленка, установленная на его входном окне, создавала рассеянное излучение, что позволяло исключить влияние угловой зависимости спектральных компонент СК, характерной для конической эмиссии. Измерения спектра СК в полосе 400–1000 нм осуществлялись монохроматором Solar-Tii MS2004, а в полосе 1100–2700 нм – оригинальным спектрометром ASP-IRHS, разработанным в 2010 году фирмой «Авеста-Проект». Динамический диапазон спектрометров составлял 10^3 .

В эксперименте использовалось излучение ближнего ИК диапазона с центральной длиной волны, перестраиваемой от $\lambda_0 = 1300$ нм, соответствующей нулевой ДГС, до $\lambda_0 = 2300$ нм, соответствующей сильной аномальной ДГС в плавленом кварце. Длительность импульсов составляла 70 фс по половине высоты. При перестройке длины волны энергия излучения увеличивалась от 2.6 мкДж при $\lambda_0 = 1300$ нм до 4.5 мкДж при $\lambda_0 = 1900$ нм, так что отношение пиковой мощности P к критической мощности самофокусировки в плавленом кварце P_{cr} было одинаковым, близким к 5. Было принято, что мощность $P_{cr} = 4.95$ МВт на длине волн $\lambda_0 = 1300$ нм и возрастает в соответствии с зависимостью $P_{cr} \sim \lambda_0^2$. На длине волн, превышающей 2000 нм, энергию импульса приходилось увеличивать до 8–12 мкДж вследствие увеличения поглощения в плавленом кварце. При измерениях клиновидный образец плавленого кварца перемещался в направлении, перпендикулярном пучку, так чтобы для излучения с различными длинами волн получить плазменные каналы равной протяженности, которые регистрировались через боковую грань образца. Поскольку плазменный канал совпадает с областью существования световой пули с высокой ин-

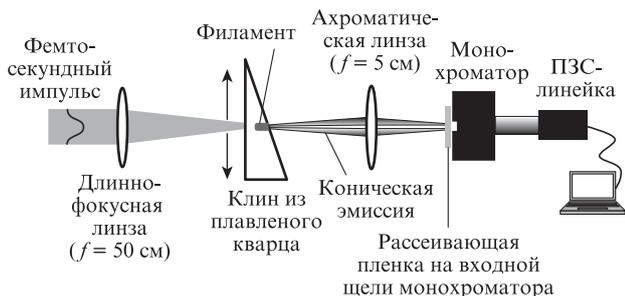


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

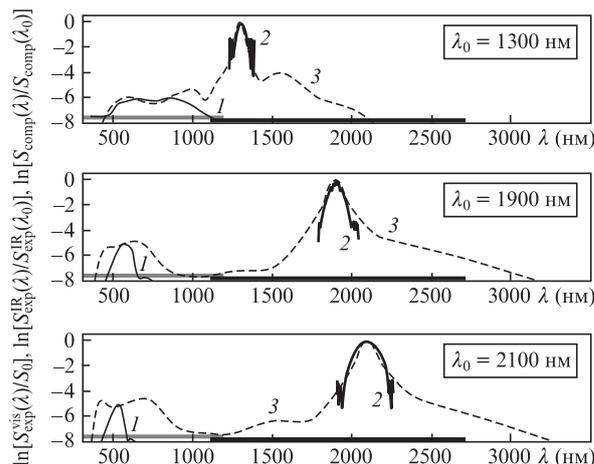


Рис.2. Спектры $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ (1), $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda)$ (2) и $S_{\text{comp}}(\lambda)$ (3) при филаментации в плавленом кварце фемтосекундного излучения в условиях нулевой ($\lambda_0 = 1300$ нм, энергия импульса 2.6 мкДж) и аномальной ($\lambda_0 = 1900$ и 2100 нм, энергии импульсов 4.5 и 8.7 мкДж соответственно) ДГС. Длительность импульса излучения по полувысоте 70 фс, отношение пиковой мощности к критической мощности самофокусировки $P/P_{cr} \approx 5$.

тенсивностью, то его положение и протяженность полностью определяют область филамента, в которой происходит самомодуляция фазы светового поля, вызывающая уширение частотного спектра импульса [21]. Перемещением образца достигалась равная протяженность излучающих областей филамента для излучения с различными длинами волн. В наших экспериментах излучающие области филамента имели протяженность ~1 мм и находились, например, на расстоянии ~8 мм для излучения с $\lambda_0 = 1300$ нм и 6.5 мм для излучения $\lambda_0 = 1900$ нм. Таким образом мы осуществляли регистрацию спектра СК $S_{\text{exp}}(\lambda)$, который формируют в отсутствие рефокусировки излучающие области равной длины при филаментации излучения с центральной длиной волны, перестраиваемой в широком диапазоне.

Полученные экспериментально спектры $S_{\text{exp}}(\lambda)$ для трех длин волн λ_0 представлены на рис.2, где приведены также расчетные спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$, подробно обсуждавшиеся в [21]. Для каждой длины волн λ_0 экспериментальные спектры в ИК области $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda)$ ($1100 \text{ нм} < \lambda < 2700 \text{ нм}$) нормированы на максимальные величины $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda_0)$. В видимой области ($400 \text{ нм} < \lambda < 1100 \text{ нм}$) нормировка спектров $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)/S_0$ такова, что их максимальные значения совпадают с максимальными значениями спектров $S_{\text{comp}}(\lambda)$ в этой спектральной полосе. Спектральные полосы чувствительности ПЗС-линейки монохроматора Solar-Tii MS2004 для коротковолновой области 400–1200 нм и спектрометра ASP-IRHS для ИК области 1100–2700 нм показаны на рис.2 жирными отрезками на оси длин волн.

Для излучения на всех рассматриваемых длинах волн λ_0 экспериментально полученные спектры $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda)$ в пределах динамического диапазона спектрометров близки к расчетным спектрам $S_{\text{comp}}(\lambda)$. Это подтверждает вывод о существовании антистоксова крыла СК при филаментации излучения на длине волн, лежащей в области аномальной ДГС. С увеличением центральной длины волн излучения λ_0 от 1300 до 2100 нм спектр СК становится существенно немонотонным и формируется антистоксово крыло в виде изолированного максимума в видимой области длин волн (рис.2). При этом спектральная ши-

рина антистоксова крыла уменьшается, а интенсивность спектральных компонент увеличивается, достигая $e^{-5}S(\lambda_0)$. Длина волны коротковолновой отсечки антистоксовых компонент спектра λ_{\min} уменьшается и антистоксов сдвиг $\delta\lambda_{\text{ас}}$ возрастает с увеличением порядка многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы. Уменьшение ширины антистоксова крыла и сдвиг его в синюю область спектра при увеличении центральной длины волны λ_0 наблюдались и на экспериментальных фотографиях конической эмиссии СК.

3. Влияние многофотонной ионизации и ДГС на спектр СК

Изменение длины волны излучения λ_0 оказывает многофакторное влияние на спектр СК при филаментации. Так, с увеличением λ_0 возрастает порядок многофотонности $K = [U_i/(\hbar\omega_0) + 1]$ (U_i – ширина запрещенной зоны, а ω_0 – центральная частота излучения) и одновременно меняется характер ДГС.

В лабораторном эксперименте с использованием конкретных сред невозможно исследовать отдельно влияние каждого из этих факторов на формирование антистоксова крыла в спектре СК, тогда как численный эксперимент позволяет осуществить такое исследование, рассмотрев модельные среды с гипотетическими параметрами. Пусть данные среды отличаются от плавленого кварца только шириной запрещенной зоны U_i и, следовательно, порядком многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы. Положим, что в среде 1 для излучения на $\lambda_0 =$

1900 нм ДГС является аномальной, как и в плавленом кварце, а порядок многофотонности вдвое меньше. Исследование филаментации в такой среде позволит выделить влияние только порядка многофотонности на спектр СК при неизменном характере ДГС. Для излучения с $\lambda_0 = 1900$ нм на рис.3 приведены профили импульса на оси $I(r=0, t)$ и его спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$, полученные в численном эксперименте для плавленого кварца с $K = 14$ и для гипотетической среды 1 с $K_1 = 7$. Результаты получены для случая одной излучающей области в филаменте. При этом длительность, энергия и пиковая интенсивность падающего излучения, а также расстояние распространения ($z = 7$ мм) для обеих сред совпадают. Видно, что с уменьшением порядка многофотонности K в среде с аномальной ДГС форма импульса $I(r=0, t)$ и его спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ существенно изменяются. С уменьшением K также снижается скорость нарастания концентрации электронов в лазерной плазме, вызывающей дефокусировку хвоста импульса, и, как следствие этого, значительно уменьшается крутизна заднего фронта импульса. В результате при фазовой само-модуляции в среде с меньшей шириной запрещенной зоны уменьшается антистоксов сдвиг частоты в спектре СК.

В гипотетической среде 1 с $U_{i1} = 4.5$ эВ антистоксов сдвиг $\Delta\omega_{\text{ас}1}$ меньше сдвига в плавленом кварце $\Delta\omega_{\text{ас}}$, и отношение $\Delta\omega_{\text{ас}}/\Delta\omega_{\text{ас}1} \propto K/K_1$. Для случая нормальной ДГС рассмотрим среду 2, в которой для излучения на $\lambda_0 = 800$ нм дисперсия такая же, как и в кварце, а ширина запрещенной зоны U_{i2} вдвое больше. На рис.4 для излучения на $\lambda_0 = 800$ нм приведены профили импульса на оси $I(r=0, t)$ и его спектры $S_{\text{comp}}(\lambda)$, полученные на одинаковом рассто-

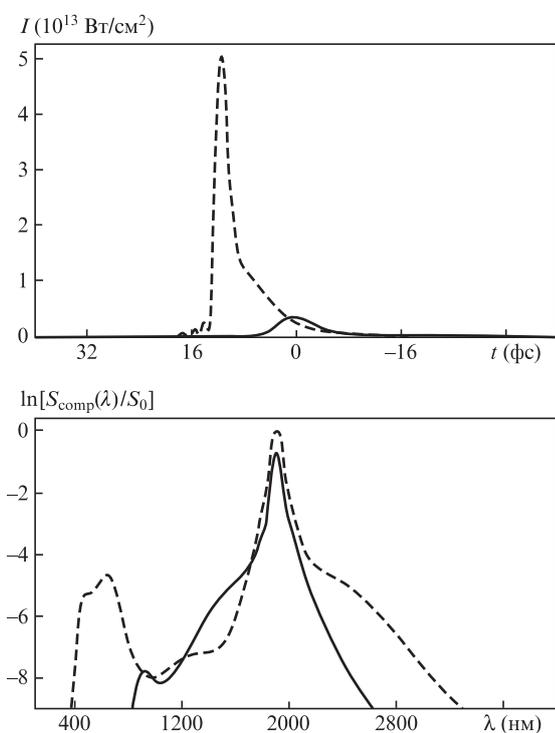


Рис.3. Влияние ширины запрещенной зоны в условиях аномальной ДГС среды на форму $I(r=0, t)$ (а) и спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ (б) импульса при $\lambda_0 = 1900$ нм. Штриховые кривые – плавленый кварц (ширина запрещенной зоны $U_i = 9$ эВ, порядок многофотонности $K = 14$), сплошные кривые – гипотетическая среда 1 ($U_{i1} = 4.5$ эВ, $K_1 = 7$). Параметры излучения: пиковая интенсивность $I_0 = 0.268 \times 10^{12}$ Вт/см², длительность импульса 80 фс по уровню интенсивности e^{-1} , энергия 4 мкДж, отношение пиковой мощности к критической $P/P_{\text{cr}} = 5$, расстояние распространения $l = 0.7$ см.

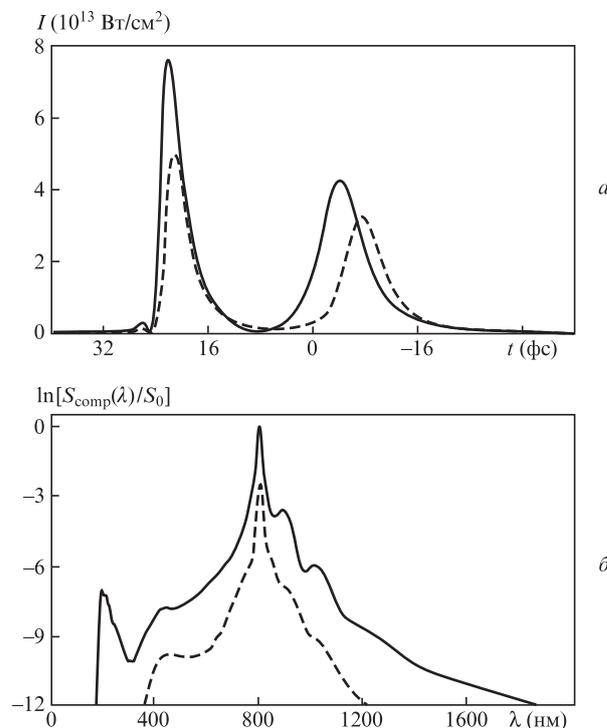


Рис.4. Влияние ширины запрещенной зоны в условиях нормальной ДГС среды на форму $I(r=0, t)$ (а) и спектр $S_{\text{comp}}(\lambda)$ (б) импульса при $\lambda_0 = 800$ нм. Штриховые кривые – плавленый кварц (ширина запрещенной зоны $U_i = 9$ эВ, порядок многофотонности $K = 6$), сплошные кривые – гипотетическая среда 2 ($U_{i2} = 20$ эВ, $K_2 = 13$). Параметры излучения: пиковая интенсивность $I_0 = 0.113 \times 10^{12}$ Вт/см², длительность импульса 80 фс по уровню интенсивности e^{-1} , энергия 0.65 мкДж, отношение пиковой мощности к критической $P/P_{\text{cr}} = 5$, расстояние распространения $l = 0.91$ см.

янии от входа в среду ($z = 9.1$ мм) для плавленого кварца с $U_1 = 9$ эВ и $K = 6$, а также для гипотетической среды 2 с $U_{i2} = 20$ эВ и $K_2 = 13$. При этом длительность, энергия и пиковая интенсивность падающего излучения для обеих сред одинаковы. Видно, что в среде с нормальной ДГС при увеличении порядка многофотонности K импульс распадается, как обычно, на субимпульсы (рис.4). Однако при большем K становится круче задний фронт второго субимпульса, что влечет за собой увеличение антистоксова сдвига $\Delta\omega_{as}$, так что отношение $\Delta\omega_{as}/\Delta\omega_{as2} \propto K/K_2$. С расширением полосы СК в его спектре появляется минимум, отделяющий антистоксово крыло от центральной длины волн излучения.

Таким образом, независимо от характера ДГС антистоксов сдвиг $\Delta\omega_{as}$ в спектре СК при филаментации определяется порядком многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы и увеличивается при увеличении K . При многофотонной ионизации, которая преобладает на начальном этапе генерации плазмы, временной градиент концентрации электронов, с которым связаны скорость дефокусировки излучения на хвосте импульса и, следовательно, крутизна его заднего фронта, возрастает с ростом K . Фазовая самомодуляция при большей крутизне заднего фронта вызывает более сильное обогащение спектра высокочастотными гармониками, что проявляется в увеличении антистоксова сдвига $\Delta\omega_{as}$. Однако ни фазовая самомодуляция, ни генерация плазмы при различных K , ни характер ДГС не объясняют формирование в спектре СК широкого минимума, образующегося между антистоксовым крылом и областью в окрестности центральной длины волны λ_0 .

4. Интерференционный фактор

Как следует из анализа формирования спектра СК, изолированное антистоксово крыло образуется при конечной протяженности излучающей области филамента. Поскольку излучение СК является когерентным [23], то интерференция светового поля протяженной излучающей области существенно влияет на частотно-угловой спектр СК. Согласно интерференционной модели [24], выражение для спектра излучения $S_{\text{interf}}(\lambda)$ имеет вид

$$S_{\text{interf}}(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \int \zeta_0(\theta, \lambda) l^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{\Delta\varphi(\theta, \lambda)}{2} \right] d\theta, \quad (1)$$

где $\zeta(\theta, \lambda)$ – частотно-угловой спектр широкополосного точечного источника излучения СК, который перемещается с групповой скоростью импульса $v_g(\lambda_0)$, формируя излучающую область протяженностью l . Сдвиг фазы $\Delta\varphi(\theta, \lambda)$ излучения СК на длине волны λ , которое излучает источник под углом θ , описывается выражением

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

где $n_0 = n(\lambda_0)$ – показатель преломления на центральной длине волны; c_0 – скорость света в вакууме. В выражении (2) материальную дисперсию среды описывают зависимости $v_g(\lambda)$ и $n(\lambda)$, которые находятся в соответствии с формулой Селлмейера. Спектр $\zeta_0(\theta, \lambda)$ определяется фазовой самомодуляцией светового поля при увеличении крутизны заднего фронта импульса в условиях керровской и плазменной нелинейностей и ДГС. Условие возникно-

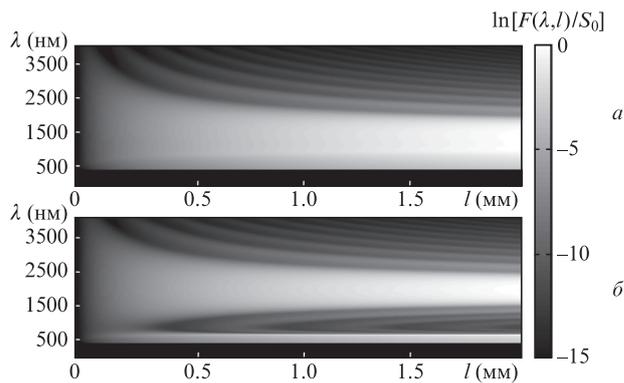


Рис.5. Трансформация интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda, l)$ при увеличении протяженности излучающей области l для излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1300$ (а) и 1900 нм (б).

вения интерференционного максимума в спектре (1) подобно условию фазового синхронизма для трехволнового смешения [14]. В предположении, что спектр широкополосного точечного источника СК является равномерным ($\zeta_0(\theta, \lambda) = \text{const}$) и не зависит от λ_0 , можно аналитически рассчитать интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda) = S_{\text{interf}}(\lambda) |_{\zeta_0(\theta, \lambda) = 1}$, который качественно отражает роль интерференции в формировании спектра СК. Анализ изменения зависимости амплитуд компонент СК в интерференционном факторе $F_{\text{interf}}(\lambda)$ от длины волны λ при увеличении протяженности излучающей области позволяет дать физическую интерпретацию образования изолированного антистоксова крыла в спектре СК.

На рис.5 показано изменение интерференционного фактора $F_{\text{interf}}(\lambda, l)$ для излучения на длинах волн 1300 и 1900 нм с увеличением протяженности l излучающей области, которое подобно зависимости спектра $S_{\text{comp}}(\lambda, z)$ от z , приведенной на рис.2 в [21]. Интерференционный фактор для излучения на $\lambda_0 = 1300$ нм приобретает модуляцию, проявляющуюся более ярко при увеличении протяженности l . Для излучения с $\lambda_0 = 1900$ нм при $l \sim 1$ мм формируется интерференционный минимум, разделяющий широкий глобальный максимум на центральной длине волны λ_0 и узкое антистоксово крыло – максимум в видимой области спектра СК. При дальнейшем увеличении протяженности излучающей области интерференционный минимум становится шире, тогда как узкий максимум в антистоксовой области спектра не изменяет ни своей ширины, ни спектрального состава и становится еще контрастнее.

Интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$, рассчитанный при изменении центральной длины волны падающего излучения λ_0 в условиях постоянной протяженности излучающей области l , дает представление о влиянии интерференции на формирование СК при различных ДГС. На рис.6 представлены фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$ для видимой области спектра, рассчитанный при $l = 1$ мм, и спектральная карта СК $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda_0, \lambda)$, полученная экспериментально. Видно, что для падающего излучения с $\lambda_0 = 1200$ –1500 нм интерференционный максимум является широким, простираясь от центральных длин волн до видимой области спектра (рис.6,а). При увеличении λ_0 максимум сдвигается в синюю область спектра вместе с длиной волны отсечки интерференционного максимума антистоксовых компонент, и его ширина уменьшается. Аналогичное поведение антистоксова крыла СК наблюдалось экспериментально при регистрации спектра $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda_0, \lambda)$ для длин волн $\lambda_0 = 1200$ –2300 нм при протяженности излучающей области

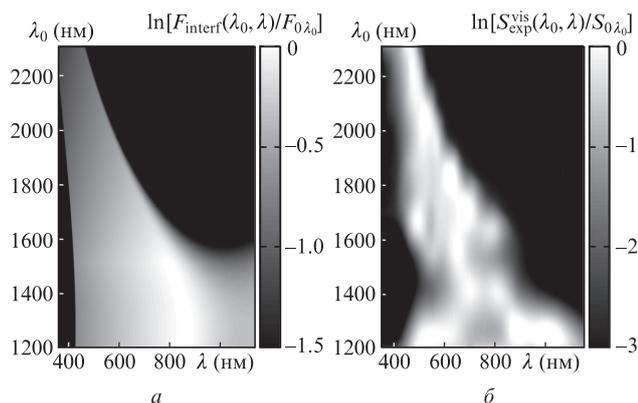


Рис.6. Интерференционный фактор $F_{\text{interf}}(\lambda_0, \lambda)$ (а) и экспериментальная спектральная карта $S_{\text{exp}}^{\text{vis}}(\lambda_0, \lambda)$ антистоксова крыла СК (б) для излучения с $\lambda_0 = 1200\text{--}2300$ нм при протяженности излучающей области филамента ~ 1 мм.

филамента ~ 1 мм (рис.6,б). Так же как и максимум в антистоксовой области спектра, полученный с использованием интерференционного фактора, экспериментально зарегистрированное антистоксово крыло СК смещается в синюю область при увеличении центральной длины волны падающего излучения.

Таким образом, поведение рассчитанного по интерференционной модели фактора $F_{\text{interf}}(\lambda_0)$ качественно совпадает с поведением спектров $S_{\text{comp}}(\lambda)$ и $S_{\text{exp}}^{\text{IR}}(\lambda_0)$, полученных численно и экспериментально, несмотря на то, что в этой модели влияние ДГС проявляется только в набеге фазы спектральных компонент СК с различными длинами волн λ . Влияние многофотонности процесса генерации лазерной плазмы может быть учтено в интерференционной модели заданием вида и ширины спектра $\zeta_0(\theta, \lambda)$ точечного источника.

5. Выводы

Независимо от характера ДГС антистоксов сдвиг $\Delta\omega_{\text{as}}$ спектра излучения СК при филаментации возрастает с увеличением порядка многофотонности K процесса генерации лазерной плазмы. Увеличение крутизны заднего фронта импульса при высоком K вызывает обогащение более высокочастотной части его спектра при фазовой самомодуляции светового поля. В плавленом кварце высокий порядок многофотонности генерации плазмы и связанный с ним большой антистоксов сдвиг спектра СК происходят при филаментации излучения на длинах волн, которые лежат в области аномальной и нулевой ДГС. Поэтому при аномальной ДГС наблюдается значительный антистоксов сдвиг спектра СК. Образование при филаментации фемтосекундного излучения на длинах волн 1300–2100 нм в

плавленом кварце широкого минимума в спектре СК, отделяющего его антистоксово крыло от области в окрестности центральной длины волны, является результатом деструктивной интерференции широкополосного излучения СК, которое генерируется в излучающей области конечной длины. При увеличении центральной длины волны излучения в условиях аномальной ДГС уменьшается ширина антистоксова крыла СК и возрастает его сдвиг в синюю область спектра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №11-02-00556а и 12-02-31690). В.О.Компанец и С.В.Чекалин благодарят за поддержку научную школу Е.А.Виноградова (грант №НШ-1049.2012.2). Исследования В.П.Кандидова и Е.О.Сметаниной поддержаны грантом Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ №НШ-6897.2012.2 и грантом Минобрнауки РФ №8393.

- Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Appl. Phys. B*, **77**, 149 (2003).
- Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Akozbek N., Becker A., Kandidov V., Kosareva O., Schroeder H. *Can. J. Phys.*, **83**, 863 (2005).
- Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).
- Кандидов В.П., Шленов С.А., Косарева О.Г. *Квантовая электроника*, **39**, 205 (2009).
- Liu W., Petit S., Becker A., Akozbek N., Bowden C.M., Chin S.L. *Opt. Commun.*, **202**, 189 (2002).
- Nguyen N.T., Saliminia A., Liu W., Chin S.L., Vallée R. *Opt. Lett.*, **28**, 1591 (2006).
- Dharmadhikari A.K., Rajgara F.A., Mathur D. *Appl. Phys. B*, **82**, 575 (2006).
- Dachraoui H., Oberer C., Michelswirth M., Heinzmann U. *Phys. Rev. A*, **82**, 043820 (2010).
- Saliminia A., Chin S.L., Vallée R. *Opt. Express*, **13**, 5731 (2005).
- Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M. *Opt. Express*, **14**, 6194 (2006).
- Bradler M., Baum P., Riedle E. *Appl. Phys. B*, **97**, 561 (2009).
- Faccio D., Averchi A., Lotti A., Kolesik M., Moloney J.V., Couairon A., Di Trapani P. *Phys. Rev. A*, **78**, 033825 (2008).
- Liu J., Li R., Xu Z. *Phys. Rev. A*, **74**, 043801 (2006).
- Kolesik M., Katona G., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 043905 (2003).
- Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 253901 (2004).
- Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V. *Opt. Express*, **13**, 10729 (2005).
- Wai P.K.A., Menyuk C.R., Lee Y.C., Chen H.H. *Opt. Lett.*, **11**, 464 (1986).
- Elgin J.N. *Opt. Lett.*, **17**, 1409 (1992).
- Skupin S., Bergé L. *Physica D*, **220**, 14 (2006).
- Bergé L., Mauger S., Skupin S. *Phys. Rev. A*, **81**, 013817 (2010).
- Сметанина Е.О., Компанец В.О., Чекалин С.В., Кандидов В.П. *Квантовая электроника*, **42**, 913 (2012).
- Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. *ЖЭТФ*, **140**, 484 (2011).
- Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidov V.P., *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, **8**, 121 (1999).
- Dormidonov A.E., Kandidov V.P. *Laser Phys.*, **19**, 1993 (2009).