

# Последовательное фазовое согласование при каскадных параметрических взаимодействиях сверхкоротких лазерных импульсов

Д. А. Акимов<sup>+</sup>, М. В. Алфимов\*, А. А. Иванов\*, А. Б. Федотов<sup>+△</sup>, Т. Биркс<sup>□</sup>, У. Дж. Уодсуорт<sup>□</sup>,  
Ф. Ст. Дж. Расселл<sup>□</sup>, С. О. Коноров<sup>+</sup>, О. А. Колеватова<sup>+</sup>, А. А. Подшивалов<sup>△</sup>, А. М. Желтиков<sup>+△1)</sup>

<sup>+</sup>Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

\*Центр фотохимии РАН, 117421 Москва, Россия

<sup>△</sup>Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

<sup>□</sup>Department of Physics, University of Bath, Bath BA2 7AY, United Kingdom

Поступила в редакцию 21 ноября 2002 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность достижения последовательного фазового согласования для каскадных параметрических взаимодействий фемтосекундных лазерных импульсов в перетянутых волокнах. Волокна со специально сформированным профилем дисперсии позволяют одновременно достичь фазового согласования для двух типов нелинейно-оптических процессов – генерации третьей гармоники и параметрического четырехволнового взаимодействия. Показано, что последовательно согласованные каскадные параметрические взаимодействия сверхкоротких световых импульсов приводят к генерации набора новых спектральных компонент, позволяя существенно расширить возможности имеющихся лазерных источников сверхкоротких импульсов.

PACS: 42.65.Wi, 42.81.Qb

Фазовое согласование световых полей в нелинейных взаимодействиях – одна из ключевых проблем нелинейной оптики [1, 2]. Дисперсия нелинейно-оптических материалов приводит к возникновению расстройки фазовых скоростей электромагнитных волн с различными частотами, снижающей эффективность нелинейно-оптических взаимодействий световых полей. Классические методы решения проблемы фазового синхронизма основаны на использовании естественного двулучепреломления нелинейных кристаллов [1, 2], введении добавок, компенсирующих фазовую расстройку в случае нелинейно-оптических взаимодействий в газовых средах [3], и создании кристаллов с регулярной доменной структурой [4, 5]. В последние годы широко обсуждаются и экспериментально исследуются возможности достижения фазового согласования за счет использования искусственного двулучепреломления формы [6, 7] и дисперсии фотонных кристаллов [8, 9].

Оптические волокна позволяют существенно увеличить длину нелинейно-оптических взаимодействий и повысить эффективность генерации новых спектральных компонент в результате нелинейно-оптических взаимодействий. Фазовый синхронизм

для нелинейно-оптических процессов в оптических волокнах может быть достигнут за счет использования дисперсии волноводных мод [10]. Широкие возможности формирования необходимого для достижения фазового синхронизма профиля дисперсии открываются в связи с развитием технологии изготовления микроструктурированных и перетянутых волокон [11–13]. Подобные волокна также обеспечивают высокую степень локализации светового поля в сердцевине волокна, что позволяет достигать высоких эффективностей преобразования частоты и управления спектром даже в случае коротких импульсов наноджоулевого уровня энергий [13–15].

В настоящей работе мы покажем, что перетянутые волокна со специально сформированным профилем дисперсии позволяют достичь фазового согласования одновременно для двух типов нелинейно-оптических процессов – генерации третьей гармоники (ГТГ) и параметрического четырехволнового взаимодействия. Подобный двойной синхронизм будет использован для повышения эффективности каскадных нелинейно-оптических процессов в перетянтом волокне. Двукратно синхронные каскадные параметрические взаимодействия сверхкоротких световых импульсов, как будет показано в настоящей работе, приводят к генерации целого набора новых

<sup>1)</sup>e-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

спектральных компонент, позволяя существенно расширить возможности имеющихся лазерных источников сверхкоротких импульсов для фундаментальных и прикладных исследований, включая приложения в области спектроскопии сверхбыстрых процессов, оптической метрологии, измерения абсолютной фазы, биомедицинской оптики, а также формирования предельно коротких импульсов и управления их параметрами.

Идея достижения последовательного фазового согласования при каскадных параметрических взаимодействиях основана на использовании специально сформированного профиля дисперсии волноводных мод, позволяющего одновременно согласовать по фазе два различных нелинейно-оптических процесса. Для решения этой задачи в настоящей работе использованы перетянутые волокна. Рабочая область (область перетяжки) волокон этого типа характеризуется значительной разностью показателей преломления сердцевин (состоящей, как правило, из кварца) и оболочки (воздух), что обеспечивает высокую степень локализации излучения в сердцевине волокна [13, 14]. Изменением диаметра перетяжки удается перестраивать точку нулевой дисперсии групповой скорости практически во всей видимой области спектра (рис.1). Выполненные в последние годы экспериментальные исследования [13, 14] пока-

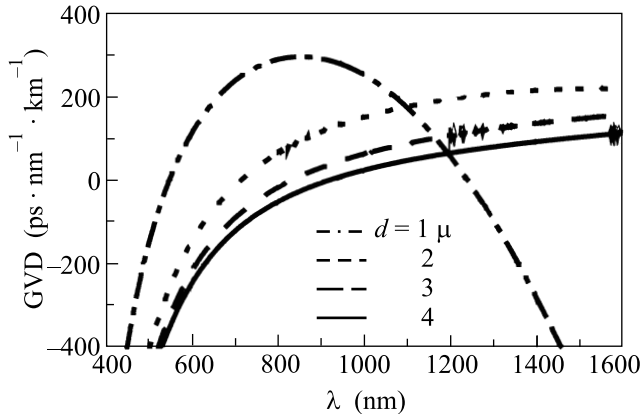


Рис.1. Спектральная зависимость дисперсии групповой скорости GVD для перетянутых участков волокон с различными диаметрами перетяжки  $d$ : штрих-пунктир –  $d = 1$  мкм, пунктир –  $d = 2$  мкм, штрих –  $d = 3$  мкм, сплошная линия –  $d = 4$  мкм

ли, что перетянутые волокна позволяют радикально повысить эффективность нелинейно-оптических взаимодействий, включая генерацию суперконтинуума. В отличие от кристаллов с двумерной гексагональной периодической структурой, позволяющих реализовать неколлинеарные каскадные нелинейные про-

цессы в режиме квазисинхронизма [16], перетянутые волокна, как будет показано ниже, могут обеспечить точное фазовое согласование для нескольких ступеней каскадных нелинейно-оптических процессов в режиме коллинеарного волноводного распространения взаимодействующих световых импульсов.

Рассмотрим условия, при которых фазовое согласование одновременно выполняется для двух типов нелинейно-оптических взаимодействий – генерации третьей гармоники и параметрического четырехволнового процесса  $\omega_2 + \omega_1 = \omega_0 + 3\omega_0$ , где  $\omega_0$  – частота излучения накачки, приводящего к генерации новых спектральных компонент с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Для достижения двойного фазового синхронизма постоянные распространения  $\beta_0, \beta_1, \beta_2$  и  $\beta_{TH}$  волноводных мод световых полей с частотами  $\omega_0, \omega_1, \omega_2$  и  $3\omega_0$  соответственно должны удовлетворять соотношениям  $3\beta_0 = \beta_{TH}$  и  $\beta_0 + \beta_{TH} = \beta_1 + \beta_2$ . Эти соотношения приводят к следующему простому условию на постоянные распространения  $\beta_0, \beta_1, \beta_2$ :  $4\beta_0 = \beta_1 + \beta_2$ .

Удвоенная постоянная распространения волноводной моды излучения накачки, таким образом, должна быть равна полусумме постоянных распространения спектральных компонент с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Это соотношение указывает на возможность достижения фазового согласования для целого семейства нелинейно-оптических параметрических взаимодействий, приводящих к генерации новых спектральных компонент. Из геометрических соображений ясно, что одним из возможных решений рассматриваемой задачи является профиль дисперсии волноводных мод с точкой нуля дисперсии групповой скорости (соответствующей точке перегиба спектральной зависимости постоянной распространения волноводной моды), лежащей в области второй гармоники излучения накачки. Волноводные моды с подобной дисперсией позволят обеспечить выполнение условий фазового согласования одновременно для процесса генерации третьей гармоники и генерации спектральных компонент с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , лежащими в области второй гармоники излучения накачки.

В качестве накачки в наших экспериментах использовалось излучение фемтосекундного лазера на хром-форстерите с длиной волны 1.25 мкм. Профиль дисперсии перетянутого волокна с диаметром перетяжки, равным 2 мкм (пунктирная линия на рис.1), обеспечивает нуль дисперсии групповой скорости в области длины волны 700 нм и представляет оптимальным для обеспечения последовательного фазового согласования в условиях рассматриваемого каскада нелинейно-оптических процессов.

Лазерная система, использовавшаяся в наших экспериментах (рис.2а), состояла из задающего лазера

тока времени, соответствующий оптимальному усилению, происходило срабатывание затвора, обеспечивая вывод усиленного импульса с энергией 100 мкДж из усилителя и изменение поляризации этого импульса на вертикальную. Усиленный импульс возвращался в изолятор по тому же пути. Обратный проход импульсов по изолятору не вызывал изменения поляризации благодаря тому, что повороты поляризации, вносимые пластинкой  $\lambda/4$  и изолятором Фарадея, компенсировали друг друга. Затем импульсы выводились из изолятора с помощью широкополосного поляризатора и поступали на решеточный компрессор, перед которым была установлена пластинка  $\lambda/2$ , и сжимались до 75 фс с потерей примерно половины энергии.

Излучение, генерируемое форстеритовой лазерной системой, заводилось в перетянутый волновод, изготовленный из стандартного телекоммуникационного волокна (Corning SMF-28) с диаметром сердцевины около 9 мкм, длиной волны отсечки 1250 нм и числовой апертурой 0.1. Процедура перетяжки волокна, подробно описанная в работе [13], заключалась в вытягивании нагретого волокна, приводившем к уменьшению площади поперечного сечения световода. Благодаря малому диаметру волокна в перетяжке (рис.2) и большой разнице показателей преломления кварца и воздуха достигалась высокая степень локализации лазерного излучения в перетяжке волокна, приводившая к увеличению эффективности нелинейно-оптических процессов. Участок перетянутого волокна был вмонтирован в пыленепроницаемый короб из прозрачной пластмассы. Длина перетяжки волокна составляла 90 мм. Длины конусных переходных участков волокна равны 35 мм. Диаметр перетяжки составляет 2 мкм. Дисперсия групповой скорости, рассчитанная для перетянутых участков волокон с различными диаметрами, представлена на рис.1. Излучение основной частоты хром-форстеритового лазера, как видно из рис.1, попадает в область аномальной дисперсии волокна с диаметром области перетяжки, равным 2 мкм.

Излучение накачки заводилось через короткий отрезок волокна длиной примерно 1 см. Для этой цели усиленное излучение лазера на  $\text{Cr}^{4+}$ : форстерите фокусировалось на торец волокна объективом  $8\times$  с числовой апертурой 0.2. Имелась возможность изменять мощность излучения накачки в широких пределах, используя комбинацию поляризатора и анализатора. С помощью измерителя мощности контролировалась средняя мощность излучения непосредственно перед волокном и после волокна. В волокно заводилось до 50% мощности лазерного излучения. Линза с

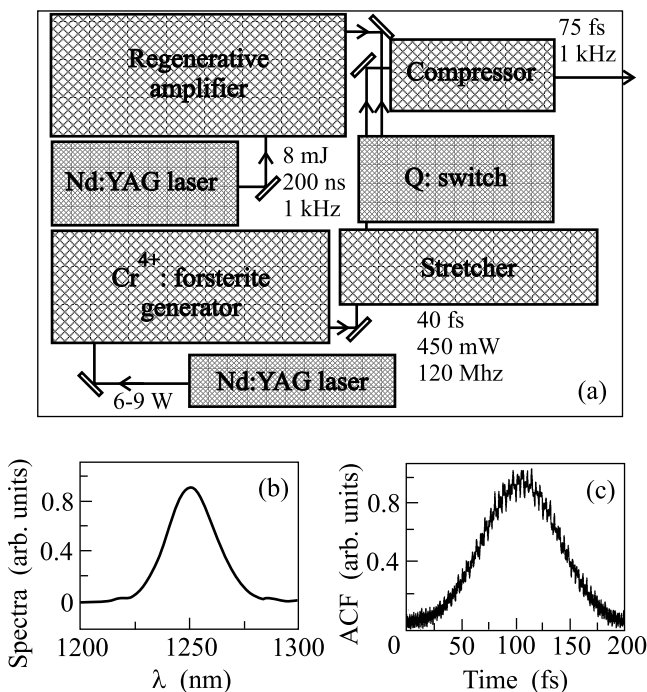
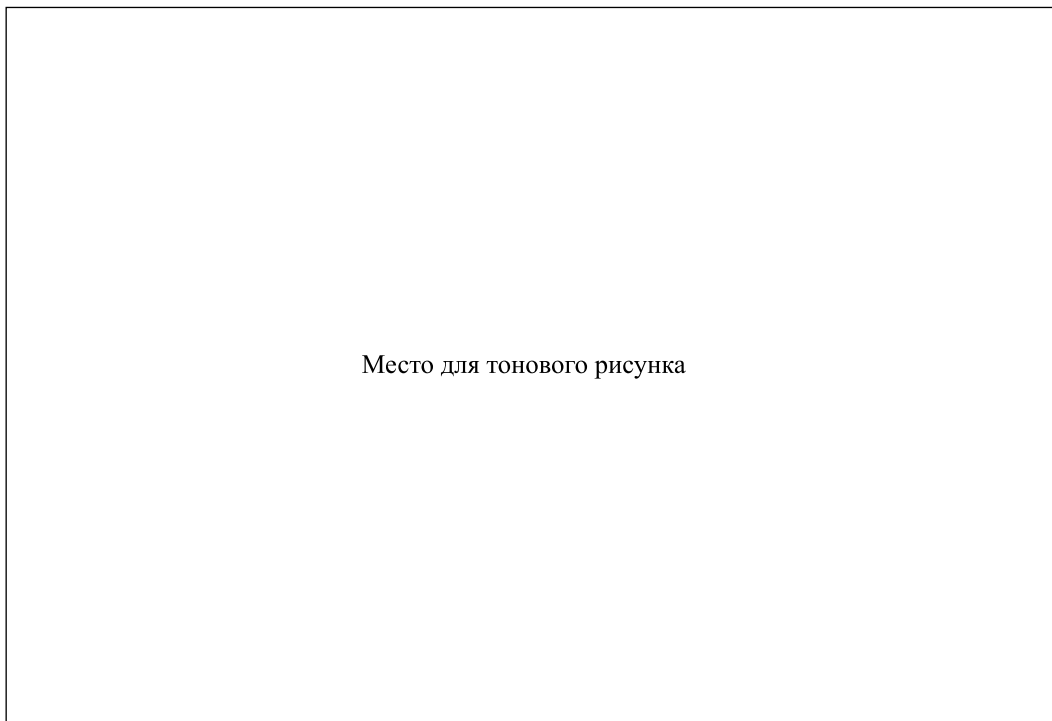


Рис.2. (а) Фемтосекундная лазерная система на хром-форстерите с регенеративным усилителем; (б) спектр и (в) автокорреляционная функция фемтосекундного импульса на выходе лазерного генератора

на кристалле  $\text{Cr}^{4+}$ : форстерит, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя и компрессора. Для накачки задающего лазера использовался волоконный Nd:YAG-лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30–50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов составляла 1250 нм при спектральной ширине 26 нм (рис.2б). Средняя мощность излучения лазера составляла  $\sim 180$  мВт.

Фемтосекундные импульсы длительностью 30–50 фс с горизонтальной поляризацией поступали на вход решеточного стретчера (рис.2), увеличивавшего их длительность до 700 пс. Изолятор Фарадея и пластинка  $\lambda/4$  изменяли поляризацию излучения на вертикальную. Импульсы с вертикальной поляризацией подавались на вход регенеративного усилителя через широкополосный поляризатор таким образом, что момент инжекции совпадал по времени с максимумом инверсии населенности, частота появления которого определялась частотой следования импульсов накачки, равной 1 кГц. С помощью затвора устанавливалась горизонтальная поляризация импульсов, инжектируемых в резонатор усилителя. Через промежу-



Место для тонового рисунка

Рис.3. Спектр излучения третьей гармоники, генерируемого в перетянном волокне импульсами излучения хром-форстеритового лазера с длительностью 30 фс и длиной волны 1.25 мкм. Энергия импульсов накачки составляет: сплошная линия – 0.24 нДж, пунктир – 0.32 нДж. На рисунке также показаны значения расстройки постоянных распространения  $\Delta\beta_{m1}$  для моды  $HE_{11}$  излучения накачки и моды  $HE_{1m}$  третьей гармоники, рассчитанные для волокна, состоящего из кварцевой сердцевины с диаметром 2.6 мкм и воздушной оболочки: штрих-пунктир –  $m = 1$ , штриховая линия –  $m = 2$ , сплошная линия –  $m = 3$ . На вставках показаны поперечные распределения интенсивности излучения в модах  $HE_{1m}$  ( $m = 1, 2, 3$ ) рассматриваемого перетянутого волокна, иллюстрирующие преобразование пространственных мод  $HE_{11} \rightarrow HE_{1m}$  в процессе генерации третьей гармоники

фокусным расстоянием 10 мм коллимировала пучок, выходящий из волокна. Далее излучение пропускалось через спектрометр, после которого его спектр регистрировался оптическим многоканальным анализатором. Считываемый с анализатора сигнал обрабатывался компьютером.

Параметры перетянутого волокна, использованного в наших экспериментах, выбирались таким образом, чтобы обеспечить условия фазового согласования для процесса генерации третьей гармоники в одной из высших волноводных мод. Теоретический анализ фазового синхронизма для процесса генерации третьей гармоники в перетянутых и микроструктурированных волокнах с учетом эффектов групповой задержки коротких световых импульсов был выполнен ранее в работах [17, 18]. На рис. 3 приведены зависимости фазовых расстроек от длины волны для процесса генерации третьей гармоники излучения хром-форстеритового лазера с длиной волны 1.25 мкм в различных модах перетянутого волокна. Приведенные данные указывают на возможность

достижения обобщенного фазового согласования (с учетом эффектов группового запаздывания [17, 18]) для процесса генерации третьей гармоники в высших волноводных модах перетянутых волокон. При рассматриваемых условиях фазовый синхронизм не может быть достигнут для процесса генерации третьей гармоники в основной моде рассматриваемого волокна. Фазовая расстройка для этого процесса показана штрих-пунктирной линией на рис.3. Фазовое согласование также не достигается для процесса генерации третьей гармоники в волноводной моде  $HE_{12}$  основной модой импульса накачки (штриховая линия на рис.3). Генерация третьей гармоники в волноводной моде  $HE_{13}$  в поле основной моды излучения может происходить в синхронном режиме (сплошная линия на рис. 3). Вследствие группового разбегания импульсов накачки и третьей гармоники условия синхронного взаимодействия не могут быть выполнены для всего спектра импульса накачки. Данное обстоятельство приводит к генерации спектрально асимметричного импульса третьей гармоники, наблюдав-

шегося в условиях экспериментов с микроструктурированными [19] и перетянутыми [18] волокнами.

Процесс ГТГ в перетянутаом волокне характеризовался достаточно высокой эффективностью даже при использовании неусиленных импульсов длительностью около 30 фс. Спектр сигнала третьей гармоники имел характерную асимметрию (рис.3), связанную с эффектами групповой задержки. Данный результат также находится в согласии с нашими теоретическими предсказаниями. Эффективность процесса генерации третьей гармоники, определенная как отношение энергии сигнала третьей гармоники на выходе волокна к энергии излучения накачки, заводимого в волокно, составила 0.05% в условиях наших экспериментов при использовании неусиленных импульсов хром-форстеритового лазера. Однако реальная эффективность процесса ГТГ в волокне была существенно выше даже в условиях использования фемтосекундных импульсов с низкими энергиями. Подчеркнем, что задача настоящего исследования заключалась в создании волокон, обеспечивающих каскадную генерацию целого набора новых спектральных компонент. В нашу задачу не входило обеспечение оптимальных условий для вывода излучения третьей гармоники из волокна. В связи с этим значительная часть энергии излучения третьей гармоники терялась из-за близости моды  $HE_{13}$  третьей гармоники к частоте отсечки и из-за сильной связи мод в переходных конусах волокна.

Излучение третьей гармоники играло существенную роль в каскаде нелинейно-оптических процессов, сопровождающих распространение фемтосекундных импульсов в перетянутаом волокне. Для наблюдения этих процессов использовались усиленные импульсы хром-форстеритовой лазерной системы длительностью 75 фс с энергией 10–200 нДж. На рис.4 представлен характерный спектр излучения на выходе волокна, измеренный в видимой области спектра. Помимо интенсивной спектральной компоненты, соответствующей третьей гармонике излучения накачки, в спектре наблюдаются ярко выраженные максимумы на длинах волн 550 и 720 нм, возникающие в результате каскадных нелинейно-оптических процессов. Возникновение сигнала с длиной волны 720 нм, наблюдающееся в наших экспериментах, качественно согласуется с результатами выполненного в работе [20] численного анализа каскадных процессов четырехволнового взаимодействия, сопровождающих распространение короткого импульса накачки с длиной волны в области аномальной дисперсии в перетянутых и микроструктурированных волокнах. Спектральная компонента с длиной волны 550 нм так-

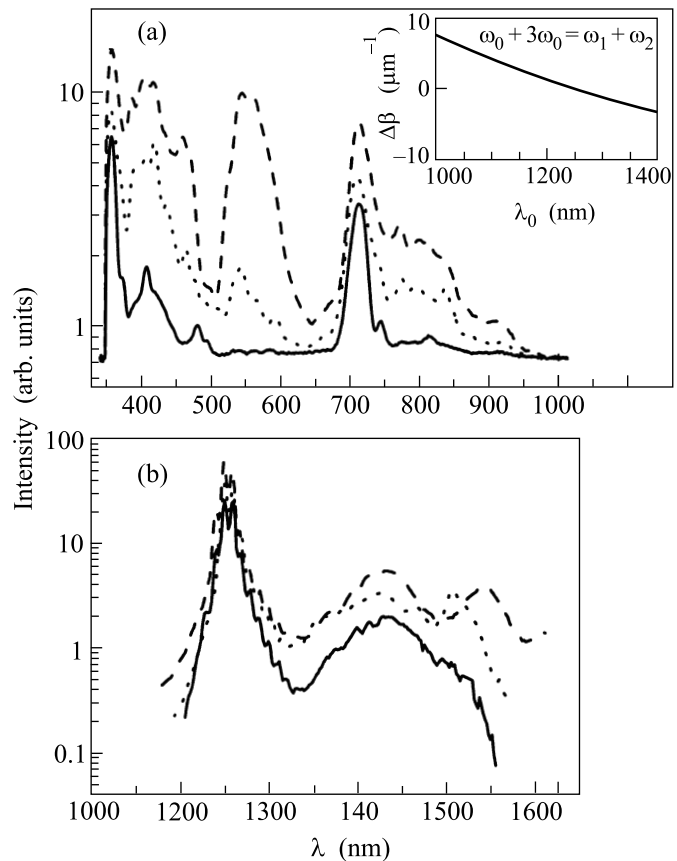


Рис.4. Спектры излучения на выходе перетянутаого волокна с диаметром перетяжки, равным 2 мкм, измеренные в области: (а) 350–950 нм, (б) 1200–1600 нм. В волокно заводились импульсы хром-форстеритового лазера длительностью 75 фс с энергией 100 нДж (сплошная линия), 150 нДж (пунктир), 200 нДж (штрих). На вставке к рис.4а показана зависимость расстройки постоянных распространения  $\Delta\beta$  от длины волны накачки  $\lambda_0$  для волноводных мод, участвующих в процессе параметрического взаимодействия  $\omega_2 + \omega_1 = \omega_0 + 3\omega_0$  в перетянутаом волокне с диаметром перетяжки, равным 2 мкм

же возникает в результате каскадного параметрического взаимодействия. Частота этой компоненты  $\omega_2$  удовлетворяет соотношению  $\omega_2 + \omega_1 = \omega_0 + 3\omega_0$ , где  $\omega_0$  – частота излучения накачки (основная частота излучения хром-форстеритового лазера в наших экспериментах),  $\omega_1$  – частота спектральной компоненты с длиной волны 720 нм. Профиль дисперсии волокна формировался таким образом, чтобы обеспечить выполнение условий синхронизма для данного параметрического процесса. Генерация сигналов с длинами волн 550 и 720 нм, таким образом, является результатом дважды согласованного каскадного параметрического процесса, в котором существенную роль играет излучение третьей гармоники. Как вид-

но из приведенного на рис.4 спектра выходного излучения, спектральные компоненты с длинами волн 550 и 720 нм характеризуются интенсивностями, сравнимиыми с интенсивностью сигнала третьей гармоники. Максимальная эффективность преобразования энергии излучения накачки в энергию этих спектральных компонент при использовании импульсов накачки длительностью 75 фс с энергией 200 нДж составляет 4%.

Распространение фемтосекундных импульсов с энергиями 10–200 нДж в перетянутаом волокне также сопровождается существенными изменениями длинноволнового крыла спектра лазерного излучения (рис.4б). Увеличение энергии лазерных импульсов приводит к росту интенсивности длинноволновых спектральных компонент за счет эффектов вынужденного комбинационного рассеяния и солитонных сдвигов частоты [20–22]. Как видно из результатов экспериментальных исследований, приведенных на рис.4, спектр выходного излучения в ИК диапазоне простирается в область длин волн, превышающих 1600 нм. Результаты этих измерений показывают, что устройства для трансформации спектра на основе перетянутых волокон существенно расширяют возможности фемтосекундных хром-форстеритовых лазеров в области телекоммуникационных приложений, ИК спектроскопии и биомедицинских приложений.

Представленные в настоящей работе экспериментальные данные, таким образом, свидетельствуют о возможности достижения двойного фазового синхронизма для каскадных параметрических взаимодействий фемтосекундных лазерных импульсов в перетянутых волокнах. Использование в наших экспериментах волокон со специально сформированным профилем дисперсии позволило одновременно достичь фазового согласования для процессов генерации третьей гармоники и параметрического четырехволнового взаимодействия с участием импульса третьей гармоники. Последовательно согласованные каскадные параметрические взаимодействия сверхкоротких световых импульсов приводят к генерации набора новых спектральных компонент, позволяя существенно расширить возможности имеющихся лазерных источников сверхкоротких импульсов для решения широкого класса задач фундаментального и прикладного характера в области спектроскопии, телекоммуникационных технологий, когерентного и квантового контроля, измерения абсолютной фазы сверхкоротких импульсов, оптической метрологии и биомедицины.

Работа выполнена при поддержке гранта # 00-15-99304 Президента Российской Федерации, грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 00-02-17567 и # 02-02-17098, а также грантов Volkswagen Foundation # I/76 869 и European Research Office of the US Army (контракт # N62558-02- M-6023).

1. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, *Проблемы нелинейной оптики*, Москва, ВИНТИ, 1964.
2. N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, New York, 1965.
3. R. B. Miles and S. E. Harris, *IEEE J. Quantum Electron.* **9**, 470 (1973).
4. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
5. M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
6. A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher et al., *Nature* **391**, 463 (1998).
7. L. A. Golovan, V. Yu. Timoshenko, A. B. Fedotov et al., *Appl. Phys.* **B73**, 31 (2001).
8. G. D'Aguanno, M. Centini, M. Scalora et al., *Phys. Rev.* **E64**, 016609 (2001).
9. P. K. Kashkarov, L. A. Golovan, A. B. Fedotov et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, 2273 (2002).
10. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics Academic*, Boston, 1989.
11. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
12. А. М. Желтиков, *УФН* **170**, 1203 (2000).
13. T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **25**, 1415 (2000).
14. D. A. Akimov, A. A. Ivanov, M. V. Alfimov et al., *Appl. Phys.* **B74**, 307 (2002).
15. Special issue of the *J. of Opt. Soc. Am.* **B19**, no. 9 (2002), Eds. C. M. Bowden and A. M. Zheltikov.
16. N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4345 (2000).
17. A. N. Naumov and A. M. Zheltikov, *Opt. Express* **10**, 122 (2002).
18. D. A. Akimov, A. A. Ivanov, A. N. Naumov et al., *Appl. Phys.* **B**, in press.
19. A. N. Naumov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, 2183 (2002).
20. A. V. Husakou and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, 2171 (2002).
21. S. Coen, A. Hing Lun Chau, R. Leonhardt et al., *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, 753 (2002).
22. J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov et al., *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173901 (2002).