

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами

А.М. Желтиков

Спустя более чем три столетия после экспериментов Ньютона по разложению белого света на спектральные составляющие и синтеза белого света из различных цветов нелинейно-оптическое преобразование сверхкоротких импульсов лазерного излучения позволило получить искусственный белый свет с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью. Белый свет с такими свойствами ввиду протяженности и непрерывности его спектра часто называют излучением суперконтинуума. Лазерная генерация белого света представляет собой интересное физическое явление и, кроме того, приобретает все более важное практическое значение — используется для решения задач оптической связи, управления предельно короткими световыми импульсами, помогает достичь рекордно высоких точностей оптических метрологических измерений, применяется для оптического зондирования атмосферы Земли и открывает пути создания новых компактных мультиплексных источников излучения для нелинейной спектроскопии, микроскопии и лазерной биомедицины. В обзоре рассматриваются физические механизмы и приложения лазерной генерации белого света, а также методы получения широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

Содержание

1. Введение (623).
2. Открытие и начальный этап исследования генерации суперконтинуума (624).
3. Фазовая самомодуляция и элементарная теория спектрального уширения сверхкоротких лазерных импульсов (625).
4. Генерация суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами (626).
5. Четырехволновые взаимодействия и солитонные механизмы генерации суперконтинуума в оптических волокнах (627).
6. Лазерная генерация белого света в микроструктурированных волокнах (628).
 - 6.1. Микроструктурированные волокна: методы управления дисперсией и нелинейностью.
 - 6.2. Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких импульсов в микроструктурированных волокнах.
 - 6.3. Оптические волокна из материалов с высокой нелинейностью.
7. Приложения волоконно-оптических источников белого света (642).
 - 7.1. Генерация белого света и революция в оптической метрологии.

гии. 7.2. Волоконно-оптические генераторы белого света и преобразователи частоты в нелинейной спектроскопии.

8. Заключение (647).

Список литературы (647).

1. Введение

На протяжении многих столетий исходящий от Солнца белый свет служил одним из основных орудий экспериментальной оптики. Опыты, выполненные непосредственно с солнечным светом или с освещаемыми им предметами, позволили установить многие законы геометрической оптики, включая законы преломления и отражения света, выяснить геометрическую оптику зрения и формирования изображений в оптических системах, а также наблюдать ряд фундаментальных оптических явлений.

Однако до середины XVII в. физика не связывала солнечный свет с окружающим нас богатством цветов, с наибольшей яркостью проявляющимся при дневном свете. Свет оставался бесцветным. Важными вехами на пути к формированию физико-физиологического понимания восприятия цвета послужили работы Декарта [1], давшего объяснение возникновению радуги, и Гримальди [2], наблюдавшего появление цветных колец вокруг пятна солнечного света, прошедшего через узкое отверстие в непрозрачном экране. Эксперименты Ньютона по преломлению солнечных лучей призмой и синтезу белого света скрещенной призмой [3] впервые доказали наличие цвета в самом солнечном свете

А.М. Желтиков. Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация
Тел. (495) 939-51-74. Факс (495) 939-31-13
E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

Статья поступила 9 декабря 2005 г.

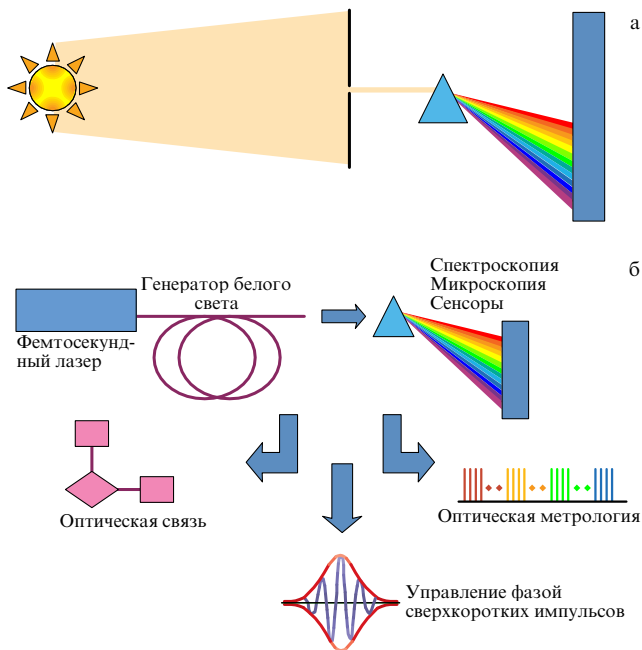


Рис. 1. (а) Разложение белого света, исходящего от Солнца, на спектральные составляющие в опытах Ньютона. (б) Основные области применения белого света, генерируемого в результате нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов.

(рис. 1а). Об открытии Ньютоном природы цветов научный мир узнал из доклада, опубликованного в 1672 г. Белый свет оказался не простейшей формой излучения, приобретающей окраску благодаря освещаемым и просвечиваемым предметам, как считалось раньше, а смесью всех многообразных цветов.

В 1928 г. солнечный свет помог Раману и Кришнану наблюдать "новый тип вторичного рассеяния" [4], или "модифицированное рассеянное излучение с меньшей частотой", возникающее при прохождении солнечного света через жидкости и газы. Детальные исследования этого явления [5–7] (см. также обзор [8]), получившего название комбинационного, или рамановского рассеяния, позволили понять физическую природу смещения частоты при рассеянии света на молекулах и показали, что эффект неупругого рассеяния света открывает уникальные возможности для спектроскопии вещества в конденсированной и газовой фазах. За наблюдение этого явления Раман был удостоен Нобелевской премии по физике за 1930 г.

Семьдесят пять лет спустя, в 2005 г., часть Нобелевской премии по физике была присуждена Т. Хэншу и Дж. Холлу за работы в области прецизионной лазерной спектроскопии, "включая технику измерения, основанную на использовании частотных гребенок" [9]. По образному выражению Т. Хэнша, волоконные структуры, позволившие преобразовать сверхкороткие лазерные импульсы в широкополосное излучение суперконтинуума (искусственный белый свет), явились недостающим звеном в механизме фемтосекундных часов — одной из уникальных систем высокоточной оптической метрологии.

Революционные достижения в области лазерной спектроскопии, равно как и значительные успехи последних лет в области оптики сверхкоротких импульсов,

нелинейной и квантовой оптики, лазерной биомедицины, стали возможными благодаря использованию генерируемого лазерными источниками искусственного белого света, называемого также излучением суперконтинуума (рис. 1б). Спустя три столетия после экспериментов Ньютона по разложению белого света на спектральные составляющие (рис. 1а) и синтеза белого света из различных цветов нелинейно-оптическое преобразование сверхкоротких импульсов лазерного излучения позволило получить искусственный белый свет с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью (рис. 1б). Спектр излучения суперконтинуума может перекрывать весь видимый диапазон и часть ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. По своей спектрально-угловой яркости и интенсивности генерируемый лазерами белый свет в миллионы раз превосходит естественный белый свет, поступающий на Землю от Солнца. Физические механизмы лазерной генерации белого света и методы получения широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками являются предметом настоящего обзора.

2. Открытие и начальный этап исследования генерации суперконтинуума

Впервые о явлении генерации белого света лазерным излучением было сообщено в работе Алфано и Шапиро [10], наблюдавших спектральное уширение пикосекундных импульсов излучения второй гармоники лазера на гранате с неодимом с энергией около 5 мДж в объеме боросиликатного стекла. При интенсивности лазерного излучения в образце порядка 1 ГВт см^{-2} наблюдалась генерация излучения в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм. Эта работа и последовавшее за ней сообщение тех же авторов [11] о генерации суперконтинуума и сопровождавшем это явление формировании тонких филаментов лазерного излучения в образцах кальцита, кварца, хлорида натрия и различных видах стекол были опубликованы в 1970 г., почти триста лет спустя после опубликования Ньютоном результатов его опытов с призмами и белым светом.

Последовавшие за публикациями Алфано и Шапиро экспериментальные исследования показали возможность генерации суперконтинуума в материалах различной природы и структуры, включая материалы в твердотельной фазе [12], органические и неорганические жидкости [13–16], газовые среды [17, 18]. За экспериментами, выполненными с объемными образцами, последовали эксперименты по генерации белого света в волноводном режиме с использованием кварцевых оптических волокон [19, 20]. Эксперименты по лазерной генерации белого света 1970–1980-х годов способствовали созданию новых широкополосных источников излучения для спектроскопии и времяразрешенных измерений [19], а также стимулировали развитие теории временного и пространственного самовоздействия сверхкоротких лазерных импульсов [17, 21]. Начиная с конца 1980-х годов генерация суперконтинуума получила также применение как метод формирования сверхкоротких импульсов [22–24] и использовалась для создания много-частотных мультиплексных источников излучения [25]. Результаты первого этапа экспериментального и теоре-

тического исследований генерации суперконтинуума в 1970–1980-е годы обобщены и проанализированы в книге [26]. В настоящем обзоре мы не будем вновь подробно описывать эти результаты, а сосредоточим основное внимание на достижениях последних 5–7 лет. В этот период благодаря появлению новых волноводных структур и прогрессу лазерной техники генерация суперконтинуума получила широкое распространение [27] как метод решения широкого круга фундаментальных и прикладных задач оптики сверхкоротких импульсов, нелинейной спектроскопии и микроскопии, лазерной биомедицины, дистанционного анализа земной атмосферы, а также способствовала революционному прорыву в оптической метрологии.

3. Фазовая самомодуляция и элементарная теория спектрального уширения сверхкоротких лазерных импульсов

Ключевым физическим фактором для генерации суперконтинуума является наличие зависящей от интенсивности лазерного излучения добавки к показателю преломления в среде с нелинейностью керровского типа [28]:

$$n = n_0 + n_2 I(t), \quad (1)$$

где n_0 — показатель преломления среды в отсутствие излучения, $n_2 = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$ — нелинейный показатель преломления на частоте ω , $\chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$ — нелинейно-оптическая восприимчивость среды третьего порядка, $I(t)$ — интенсивность лазерного излучения.

Возникновение зависящей от интенсивности добавки к показателю преломления в случае коротких лазерных импульсов приводит к физически значимой модуляции фазы лазерного поля — фазовой самомодуляции (ФСМ). С учетом выражения (1) представим нелинейный набег фазы импульса, проходящего расстояние L в среде с керровской нелинейностью, в виде

$$\Phi(t) = \frac{\omega}{c} n_2 I(t) L. \quad (2)$$

В соответствии с выражением (2) вследствие зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения временная зависимость интенсивности поля в световом импульсе приводит к зависимости нелинейного фазового сдвига от времени, что в свою очередь обуславливает возникновение зависящей от времени девиации частоты лазерного импульса:

$$\Delta\omega(t) = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (3)$$

Максимальное спектральное уширение импульса, индуцируемое ФСМ, можно оценить следующим образом:

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 L \frac{I_0}{\tau}, \quad (4)$$

где I_0 — пиковая интенсивность светового импульса, τ — длительность импульса.

Для получения более точных выражений для временной огибающей и нелинейного фазового сдвига, индуцируемого явлением ФСМ, воспользуемся элементарной теорией ФСМ, основанной на приближении

медленно меняющихся амплитуд и учитывающей дисперсию в первом порядке степенного разложения постоянной распространения $\beta(\omega)$ (волнового числа $k(\omega)$ для световых импульсов, распространяющихся в объеме нелинейного материала),

$$\beta(\omega) \approx \beta(\omega_0) + u^{-1}(\omega - \omega_0),$$

где ω_0 — центральная частота светового импульса, $u = (\partial\beta/\partial\omega|_{\omega=\omega_0})^{-1}$ — его групповая скорость. Уравнение для эволюции медленно меняющейся огибающей $A(t, z)$ в этих приближениях записывается в виде [28, 29]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} = i\tilde{\gamma}|A|^2 A, \quad (5)$$

где $\tilde{\gamma}$ — нелинейный коэффициент,

$$\tilde{\gamma} = \frac{3\pi\omega}{2n_0^2 c} \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega). \quad (6)$$

В сопровождающей системе координат $z' = z$, $\eta = t - z/u$ уравнение (5) имеет решение

$$A(\eta, z) = A_0(\eta) \exp[i\tilde{\gamma}|A_0(\eta)|^2 z], \quad (7)$$

где $A_0(\eta)$ — начальная форма огибающей.

Поскольку эффекты дисперсии второго и высших порядков не были учтены в уравнении (5), то решение (7) описывает эволюцию светового импульса без изменения его огибающей. Эволюция нелинейного фазового сдвига выражается следующим образом:

$$\varphi_{\text{nl}}(\eta, z) = \gamma_{\text{SPM}} I_0(\eta) z, \quad (8)$$

где $\gamma_{\text{SPM}} = 2\pi n_2/\lambda$, а $I_0(\eta)$ — огибающая интенсивности светового импульса.

Отклонение мгновенной частоты поля от центральной частоты ω_0 дается формулой

$$\delta\omega(\eta, z) = -\frac{\partial\varphi_{\text{nl}}(\eta, z)}{\partial t} = -\gamma_{\text{SPM}} \frac{\partial I_0(\eta)}{\partial \eta} z. \quad (9)$$

В частности, импульс с квадратичной зависимостью огибающей от бегущего времени

$$I_0(\eta) \approx I_0(0) \left(1 - \frac{\eta^2}{\tau_0^2}\right)$$

(такая аппроксимация справедлива вблизи максимума импульса произвольной формы) приобретает в результате ФСМ линейный чирп:

$$\delta\omega(\eta, z) \approx 2\gamma_{\text{SPM}} \frac{I_0(0)}{\tau_0^2} \eta z. \quad (10)$$

Такой чирп особенно просто компенсировать с помощью системы призм, дифракционных решеток или чирпованных зеркал [30] для осуществления временного сжатия лазерного импульса.

Спектр импульса, испытывающего ФСМ, записывается в виде

$$S(\omega) = \left| \int_0^\infty I(\eta) \exp[i\omega\eta + i\varphi_{\text{nl}}(\eta)] d\eta \right|^2. \quad (11)$$

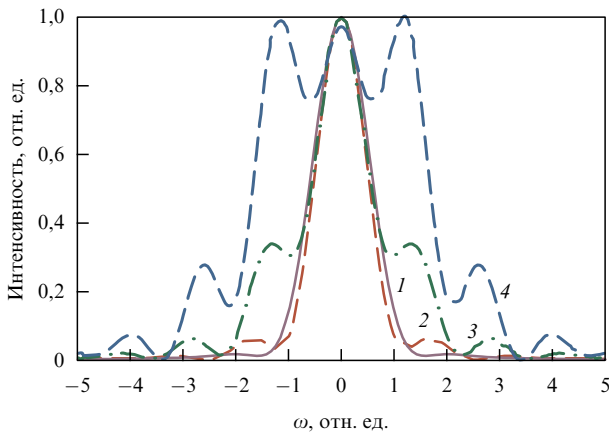


Рис. 2. Индуцируемое фазовой самомодуляцией спектральное уширение лазерного импульса с огибающей в форме гиперболического секанса и начальной длительностью 30 фс в оптическом волокне с нелинейным показателем преломления $n_2 = 3,2 \times 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$. Кривой 1 представлен начальный спектр. Начальная энергия импульса 0,1 нДж (кривая 2), 0,2 нДж (кривая 3), 0,3 нДж (кривая 4).

В рамках описанной выше элементарной теории ФСМ, учитывающей лишь первый порядок дисперсии материала, временное самовоздействие светового импульса приводит к симметричному уширению его спектра (рис. 2). Однако имеется ряд физических механизмов, приводящих к асимметрии спектрального уширения уже при умеренных интенсивностях лазерного излучения. Три наиболее важных механизма связаны с пространственным самовоздействием, образованием ударного фронта огибающей и конечным временем нелинейно-оптического отклика среды. В этом разделе мы дадим лишь краткую характеристику каждого из этих факторов.

Пространственное самовоздействие [28, 31] связано с керровской нелинейностью среды. Аналогично тому как временной профиль интенсивности огибающей лазерного поля $I(t)$ приводит к модуляции фазы импульса, неоднородность интенсивности лазерного поля в пучке $I(r)$ по поперечной координате r формирует нелинейную линзу, $n(r) = n_0 + n_2 I(r)$, которая в свою очередь приводит к самофокусировке или самодефокусировке пучка в зависимости от знака n_2 . Рост интенсивности лазерного излучения в самофокусирующемся пучке вызывает увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий. Как правило, самофокусировка сопровождается неконтролируемым изменением интенсивности и фазы лазерного импульса, что приводит к сложной пространственной динамике лазерного пучка, одним из интересных проявлений которой служит распад лазерного пучка на тонкие нити — филаменты. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения филаменты являются источниками широкополосного оптического излучения. Управление свойствами такого излучения является, однако, трудноразрешимой задачей.

Образование ударного фронта огибающей светового импульса [29, 32] обусловлено зависимостью групповой скорости импульса от интенсивности. В среде с $n_2 > 0$ нелинейность приводит к положительной добавке к групповой скорости. Максимум импульса в этих условиях распространяется медленнее его фронтов. Задний фронт импульса при этом становится более крутым, а передний фронт — более пологим. В частотном представлении такая трансформация светового импульса проявляется в асимметрии его спектра интенсивности. При $n_2 > 0$ максимум спектра импульса смещается в низкочастотную область, а коротковолновое крыло спектра оказывается значительно более протяженным, чем длинноволновое.

Эффекты, связанные с конечным временем нелинейного отклика среды, становятся особенно заметными для импульсов с малой длительностью, при которых нелинейность среды уже не может считаться мгновенной [29, 33]. Запаздывание нелинейного отклика эквивалентно дисперсии нелинейности среды в частотном представлении. Короткий импульс, распространяющийся в среде с запаздывающей нелинейностью, испытывает низкочастотный сдвиг. Спектральное уширение, индуцируемое запаздывающей нелинейностью, таким образом, эквивалентно комбинационному рассеянию. Подробнее влияние конечного времени отклика оптической нелинейности среды на генерацию суперконтинуума рассматривается в разделе 6.2.

4. Генерация суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами

Интересное и практически важное направление лазерной генерации белого света связано с генерацией суперконтинуума при распространении высокоинтенсивных фемто-секундных лазерных импульсов в газовых и жидких средах [34–48]. Характерная пиковая мощность световых импульсов, используемых сейчас в таких экспериментах, находится в тераваттном диапазоне. Лазерное излучение высокой интенсивности вызывает ионизацию среды. Образующиеся в результате ионизации свободные электроны вносят существенный вклад в нелинейный отклик газа и значительно влияют на спектральную, временную и пространственную динамику лазерного импульса. В частности, филаментация [37–45], наблюдаемая при распространении высокоинтенсивных лазерных импульсов в газовых средах, позволяет использовать явление генерации суперконтинуума для дистанционного зондирования земной атмосферы [46–48].

4. Генерация суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами

Наряду с эффектами ионизации важную роль при генерации суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами играют эффекты пространственного самовоздействия, образование ударного фронта огибающей, запаздывающая нелинейность среды и эффекты дисперсии высокого порядка. Для учета всех этих явлений уравнение для медленно эволюционирующей амплитуды поля A , нормированной на максимальную амплитуду поля, записывается в следующем виде [49, 50]:

Наряду с эффектами ионизации важную роль при генерации суперконтинуума высокоинтенсивными лазерными импульсами играют эффекты пространственного самовоздействия, образование ударного фронта огибающей, запаздывающая нелинейность среды и эффекты дисперсии высокого порядка. Для учета всех этих явлений уравнение для медленно эволюционирующей амплитуды поля A , нормированной на максимальную амплитуду поля, записывается в следующем виде [49, 50]:

$$\left[i \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{4} \left(1 - is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \nabla_{\perp}^2 - \frac{1}{4} \frac{L_{df}}{L_d} \left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{i}{3} \frac{L_d}{L_d'} \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \right) \right] A + L_{df} \left(1 + is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \left(\frac{\Psi_{nl}}{L_{nl}} - \frac{|A|^4}{L_s} \right) A - \frac{L_{df}}{L_{pl}} \left(1 - is \frac{\partial}{\partial \tau} \right) N_e A + i \frac{L_{df}}{L_{MPA}} |A|^{2n-2} A = 0, \quad (12)$$

где $s = (\omega \tau_0)^{-1}$, τ_0 — начальная длительность импульса, $\tau = t - z/u$ — время в сопровождающей системе координат, $u = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$ — групповая скорость импульса, $k = \omega n_0 / c$. Функция Ψ_{nl} учитывает как мгновенную, так

и задержанную составляющие нелинейности,

$$\Psi_{nl} = (1 - f_R) |A|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\tau} R(\tau - \theta) |A(\theta)|^2 d\theta, \quad (13)$$

где $R(\eta)$ — функция, описывающая запаздывающую (рамановскую) часть нелинейности среды, f_R — вклад рамановской части нелинейности в зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления.

Уравнение (12) включает следующие пространственные масштабы [49, 50]. Дифракционная длина определяется как $L_{df} = kw_0^2/2$, где w_0 — радиус лазерного пучка. Дисперсионные явления учитываются через длины, на которых проявляется дисперсия среды второго и третьего порядков, $L_d = \tau_0^2(2k_2)^{-1}$, $L'_d = \tau_0^3(2k_3)^{-1}$, где $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$, $k_3 = \partial^3 k / \partial \omega^3$. Длина нелинейного взаимодействия $L_{nl} = c(\omega n_2 n_0 I_0)^{-1}$ определяется нелинейным показателем преломления n_2 и пиковой интенсивностью лазерного излучения I_0 . На характерной длине $L_s = c(\omega n_4 n_0 I_0^2)^{-1}$ проявляются эффекты ограничения (насыщения) самофокусировки за счет нелинейности пятого порядка (n_4 определяется нелинейной восприимчивостью пятого порядка $\chi^{(5)}$). Длины $L_{pr1} = km_e c^2 (2\pi e^2 \tau_0 N_0 \sigma^{(n)} I_0^n)^{-1}$ и $L_{MRA} = n \hbar \omega N_0 \sigma^{(n)} I_0^{n-1} / 2$ характеризуют пространственные масштабы, на которых проявляются эффекты, связанные с образованием плазмы и многофотонного поглощения за счет ионизационных потерь. Здесь m_e и e — масса и заряд электрона, N_0 — плотность нейтральных частиц, $\sigma^{(n)}$ — сечение n -фотонной ионизации. Плотность электронов N_e в уравнении (12) нормирована на величину $\tau_0 N_0 \sigma^{(n)} I_0^n$. Для атмосферы Земли при нормальных условиях и центральной длины волны лазерного излучения 800 нм основные параметры среды, входящие в уравнение (12), имеют следующие значения: $N_0 \approx 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $k_2 \approx 0,2 \text{ фс}^2 \text{ см}^{-1}$, $k_3 \approx 0,1 \text{ фс}^3 \text{ см}^{-1}$, $n_2 \approx 4 \times 10^{-19} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$. Функция рамановского отклика, связанного с комбинационно-активными вращениями молекул, моделируется в виде демпфированного осциллятора [43, 51]:

$$R(\eta) \propto \Theta(\eta) \exp\left(-\frac{\eta}{\tau_1}\right) \sin\left(\frac{\eta}{\tau_2}\right), \quad (14)$$

где $\Theta(\eta)$ — функция единичной ступеньки Хевисайда. Для атмосферы Земли $\tau_1 \approx 77 \text{ фс}$, $\tau_2 \approx 62,5 \text{ фс}$.

В отсутствие членов, учитывающих плазменные эффекты и явления пространственного самовоздействия, уравнение (12) сводится к обобщенному нелинейному уравнению Шрёдингера [52] для амплитуды импульса в среде с кубичным законом дисперсии (см. раздел 6.2). Анализу распространения сверхкоротких высокоинтенсивных импульсов в атмосфере на основе уравнения (12) посвящены работы [45, 49, 50].

Как численный анализ, так и экспериментальные исследования показывают, что нелинейно-оптические явления, сопровождающие распространение высокоинтенсивных импульсов в атмосфере, позволяют получить излучение суперконтинуума с высокой энергией. Спектр суперконтинуума, генерируемого интенсивными лазерными импульсами в атмосфере (равно как и в жидкости), имеет ярко выраженный пик на длине волны излучения накачки. При общей достаточно высокой энергии суперконтинуума его спектральная плотность в видимой части спектра быстро спадает с характерной скоростью 1–

2 порядка на каждые 100 нм. Получению более равномерных и более широких спектров излучения препятствуют явления плазменной дефокусировки, ограничения пространственного самовоздействия в результате многофотонного поглощения [53–56], а также значительные фазовые расстройки нелинейно-оптических взаимодействий, обусловленные профилем дисперсии [57]. Генерация белого света высокоинтенсивными лазерными импульсами используется для дистанционного зондирования атмосферы [46, 48]. В рамках европейской программы Терамобайл [48] разработан тераваттный мобильный лидарный комплекс для экспресс-анализа состава и состояния земной атмосферы. Созданная система позволяет осуществлять сбор лидарного сигнала в диапазоне длин волн от 1,0 до 1,7 мкм и проводить дистанционное зондирование атмосферы вплоть до высоты 4 км.

5. Четырехволновые взаимодействия и солитонные механизмы генерации суперконтинуума в оптических волокнах

Как показано в разделах 3, 4 генерация белого света в режиме сфокусированных лазерных пучков часто происходит в условиях пространственного самовоздействия и сопровождается сложной пространственной и временной динамикой лазерного импульса. Оптические волокна обеспечивают большие длины нелинейно-оптического взаимодействия лазерных импульсов с достаточно высокой интенсивностью, позволяя радикально снизить требования к мощности лазерного излучения, необходимого для генерации суперконтинуума. Интенсивность излучения суперконтинуума, формирующегося в оптических волокнах, как правило, существенно ниже интенсивности белого света, генерируемого мощными сфокусированными лазерными импульсами в газовых средах (см. раздел 4). Однако в качестве щедрой компенсации оптические волокна позволяют получать излучение суперконтинуума со спектром, перекрывающим большую часть видимого диапазона [19] или даже весь видимый диапазон и часть ИК-области, при использовании импульсов с характерной пиковой мощностью порядка 1 кВт. Оптические волокна, как будет показано в разделах 6, 7, открывают также широкие возможности для управления процессом генерации белого света и формирования излучения суперконтинуума с требуемыми спектральными и временными параметрами.

Как показали ранние эксперименты по генерации суперконтинуума в оптических волокнах [19, 20], выполненные с использованием импульсов пико- и наносекундной длительности, спектр лазерного импульса, распространяющегося вдоль волокна, обогащается за счет каскадного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и параметрических четырехволновых взаимодействий (ЧВВ). Новые спектральные компоненты, возникающие в результате этих процессов, затем уширяются за счет фазовой само- и кроссмодуляции, сливаясь и приводя к генерации излучения с широким непрерывным спектром на выходе волокна.

Четырехволновое взаимодействие в оптических волокнах [26] приводит к параметрическому преобразованию полей накачки с частотами ω_{p1} и ω_{p2} с генерацией световых полей на частотах ω_a и ω_s . Высокая эффективность ЧВВ достигается в условиях, когда одновременно с

законом сохранения энергии $\omega_{p1} + \omega_{p2} = \omega_a + \omega_s$ выполняется закон сохранения импульса (условие фазового синхронизма) $\beta_{p1} + \beta_{p2} = \beta_a + \beta_s$ для постоянных пространств $\beta_{p1}, \beta_{p2}, \beta_a, \beta_s$ волноводных мод полей с частотами $\omega_{p1}, \omega_{p2}, \omega_a, \omega_s$, участвующими в ЧВВ. Для вырожденного по частоте накачки процесса ЧВВ, $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_p, \omega_a = \omega_p + \Omega, \omega_s = \omega_p - \Omega$, условие фазового синхронизма

$$2\beta(\omega_p) = \beta(\omega_p - \Omega) + \beta(\omega_p + \Omega) \quad (15)$$

наиболее просто удовлетворить в области аномальной дисперсии вблизи длины волны, соответствующей нулевой дисперсии групповой скорости (ДГС). Чтобы проиллюстрировать этот важный результат, представим постоянные распространения волноводных мод на стоксовой ω_s и антистоксовой ω_a частотах в виде степенных рядов

$$\beta(\omega_s) \approx \beta_0(\omega_p) - \frac{1}{u_p} \Omega + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P, \quad (16)$$

$$\beta(\omega_a) \approx \beta_0(\omega_p) + \frac{1}{u_p} \Omega + \frac{1}{2} \beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P, \quad (17)$$

где P — пиковая мощность импульса накачки, $\beta_0(\omega_p)$ — постоянная распространения на частоте накачки в отсутствие наводимой полем нелинейной добавки к показателю преломления (т.е. при $P = 0$), $u_p = (\partial\beta/\partial\omega|_{\omega=\omega_p})^{-1}$ — групповая скорость импульса накачки, $\beta_2(\omega_p) = \partial^2\beta/\partial\omega^2|_{\omega=\omega_p}$,

$$\gamma = \frac{n_2\omega_p}{cS_{\text{eff}}} \quad (18)$$

— нелинейный коэффициент,

$$S_{\text{eff}} = \frac{[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}$$

— эффективная площадь моды с поперечным профилем поля $F(x, y)$.

При учете выражения для постоянной распространения импульса накачки

$$\beta(\omega_p) = \beta_0(\omega_p) + \gamma P \quad (19)$$

из условия фазового согласования (15) следует:

$$\beta_2(\omega_p) \Omega^2 + 2\gamma P = 0. \quad (20)$$

Соотношение (20) может выполняться только при $\beta_2(\omega_p) < 0$, т.е. в области аномальной дисперсии. Вследствие этого обстоятельства источники суперконтинуума, основанные на стандартных оптических волокнах, как правило, наиболее эффективно преобразуют излучение ближнего ИК-диапазона, не обеспечивая, однако, высокие значения интенсивности выходного излучения в видимой части спектра [19]. Это связано с тем, что нуль ДГС для стандартных оптических волокон, как правило, лежит вблизи значения длины волны $\lambda_z \approx 1,3$ мкм. Область фазового синхронизма (15) для процессов ЧВВ в этих условиях ограничена небольшим частотным интервалом ИК-диапазона. Еще один важный механизм генерации суперконтинуума в стандартных оптических волокнах связан с ВКР. Этот механизм приводит к

преимущественному уширению спектра в длинноволновую (стоксову) область. В условиях стандартных оптических волокон ВКР не вызывает существенного обогащения видимой части спектра суперконтинуума.

Генерация суперконтинуума в оптических волокнах представляет значительный интерес в связи с разработкой многочастотных источников излучения для частотного мультиплексирования в волоконно-оптических линиях связи. Для этой цели требуется обеспечить высокие эффективности генерации широкополосного излучения с достаточно плоским спектром и низким уровнем шумов для импульсов, следующих с гигагерцовыми частотами повторения. Одним из перспективных подходов к решению этой задачи является использование адиабатического сжатия солитонов в режиме аномальной дисперсии в волокне с изменяющейся по длине ДГС [58]. Еще одно интересное решение основано на использовании спектрального уширения лазерных импульсов под действием механизма ФСМ в режиме нормальной дисперсии [32]. Для уменьшения влияния эффектов, связанных с временным расплыванием световых импульсов, применяются специальные волокна с низкими значениями и пологим профилем ДГС. В работе [59] сообщается о генерации суперконтинуума с частотой повторения 10 Гбит с⁻¹ на основе сочетания описанных выше решений.

Создание волоконно-оптических источников суперконтинуума, включая генераторы излучения со спектром, перекрывающим всю видимую и ближнюю ИК-область, стало возможным благодаря появлению оптических волокон нового типа — микроструктурированных (МС) волокон [60–62]. Основным механизмам и режимам генерации суперконтинуума в МС-волокнах посвящен раздел 6.

6. Лазерная генерация белого света в микроструктурированных волокнах

6.1. Микроструктурированные волокна: методы управления дисперсией и нелинейностью

Микроструктурированные волокна [60–62] являются волноводными структурами нового типа. В отличие от обычных оптических волокон, состоящих из сердцевинки с показателем преломления n_{core} и оболочки с показателем преломления n_{clad} , МС-волокна представляют собой кварцевую или стеклянную микроструктуру с периодической либо аперидической системой цилиндрических воздушных отверстий, ориентированных вдоль оси волокна (рис. 3). Подобная микроструктура обычно изготавливается путем вытяжки при высокой температуре преформы, набранной из полых капилляров. Дефект микроструктуры, заключающийся в отсутствии одного или нескольких воздушных отверстий в центре структуры (рис. 3а–д), служит сердцевинкой волокна, обеспечивая волноводный режим распространения электромагнитного излучения. В стандартных волокнах полное внутреннее отражение обеспечивается при условии $n_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$. Волноводные моды электромагнитного излучения в МС-волокнах формируются в результате интерференции волн, возникающих при отражении и рассеянии света на микронеоднородностях показателя преломления. Для широкого класса МС-волокон условие существования волноводных мод в сердцевине во-

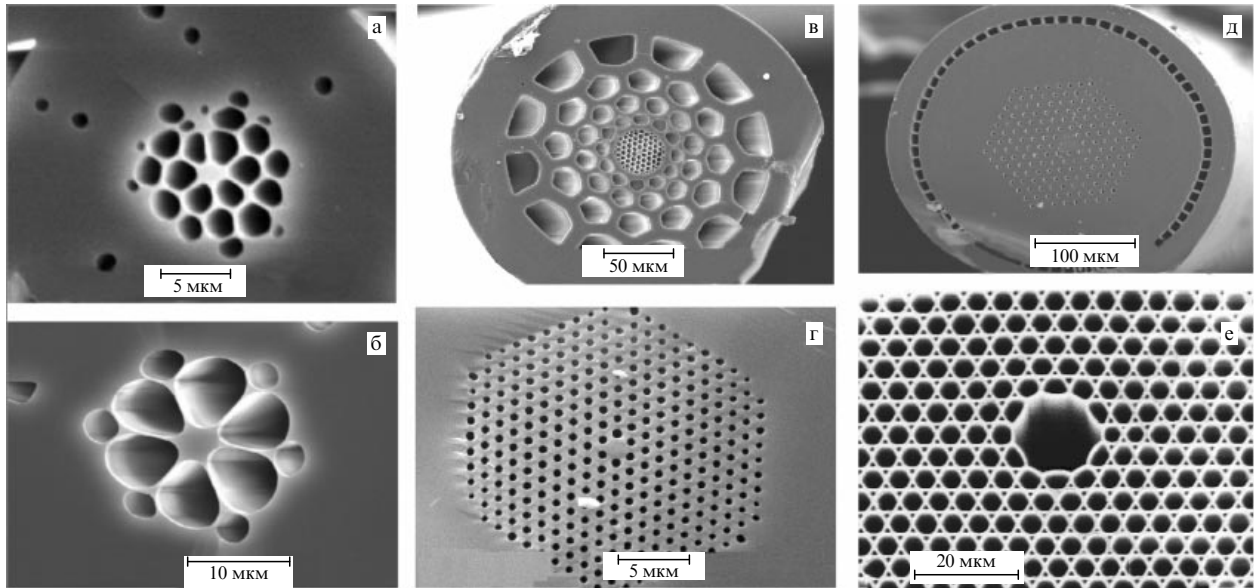


Рис. 3. Поперечные сечения микроструктурированных волокон: (а, б) МС-волокна с высоким содержанием воздуха в оболочке, (в) волокно с двойной микроструктурированной оболочкой, (г) волокно с периодической оболочкой, (д) волокно с двойной микроструктурированной оболочкой и легированной сердцевиной, (е) полное волокно с фотонно-кристаллической оболочкой.

локна, образуемой дефектом микроструктуры (рис. 3а–д), можно записать в виде, аналогичном условию существования полного внутреннего отражения в стандартном волокне: $\bar{n}_{\text{clad}} < n_{\text{core}}$, где $\bar{n}_{\text{clad}} = \beta_{\text{f}}c/\omega$ — эффективный показатель преломления, определяемый через постоянную распространения β_{f} основной моды оболочки [63, 64].

Наряду с обычными волноводными режимами, обеспечиваемыми полным внутренним отражением, МС-волокна могут поддерживать волноводные моды электромагнитного излучения, формируемые за счет высокой отражательной способности оболочки волокна в области фотонных запрещенных зон [65–68]. Такие режимы волноводного распространения реализуются в волокнах с оболочкой в виде двумерно-периодической микроструктуры (двумерного фотонного кристалла) и полый сердцевиной (рис. 3е). Фотонная запрещенная зона, возникающая в спектре пропускания двумерной периодической оболочки волокон данного типа, обеспечивает высокий коэффициент отражения для излучения, распространяющегося вдоль полый сердцевины, позволяя существенно снизить оптические потери, присущие модам обычных полых волноводов со сплошной оболочкой, которые быстро растут [69, 70] с уменьшением диаметра полый сердцевины.

Микроструктурированные волокна обладают рядом уникальных свойств, открывающих новые возможности для передачи электромагнитного излучения на большие расстояния [60], а также для нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов [71, 72]. Как показано в работе [63], МС-волокна позволяют существенно по сравнению с обычными волокнами расширить частотный диапазон, соответствующий одномодовому режиму волноводного распространения излучения. Уникальность МС-волокон для лазерной физики, нелинейной оптики и оптических технологий обусловлена возможностью управления дисперсией волноводных мод посредством изменения их структуры [73, 74] и высокой

степенью локализации электромагнитного излучения в сердцевине МС-волокон [75], связанной со значительной разностью показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления микроструктурированной оболочки. Управление дисперсионными свойствами волноводных мод открывает новые возможности в области оптических телекоммуникаций и оптике сверхкоротких импульсов. Высокая степень локализации излучения в сердцевине волокна приводит к радикальному увеличению эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и позволяет наблюдать новые нелинейно-оптические явления.

Разработаны и успешно используются несколько типов МС-волокон, предназначенных для решения широкого круга задач нелинейной оптики, оптической метрологии, лазерной физики и биомедицинской оптики [60, 62, 64]. На рисунках 3а и 3б представлены изображения поперечного сечения МС-волокон с большой разностью показателя преломления сердцевины и эффективного показателя преломления оболочки, обеспечиваемой высоким удельным содержанием воздуха в оболочке. Волокна этого типа позволяют достичь высокой степени локализации электромагнитного поля в сердцевине, что приводит к высоким значениям коэффициента нелинейности γ (выражение (18)), ответственного за эффективность нелинейно-оптических взаимодействий. Такие волокна часто называют волокнами с высокой нелинейностью. Увеличение эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и возможность управления дисперсионными свойствами волноводных мод открывает возможность использования лазерных импульсов с малой энергией, в том числе неусиленных лазерных импульсов, для управляемой генерации суперконтинуума [76, 77] (рис. 4а). Спектральная ширина излучения суперконтинуума может составлять несколько октав. Генераторы суперконтинуума на основе МС-волокон вызвали революционные изменения в области оптической метрологии [78–81] и активно используются в

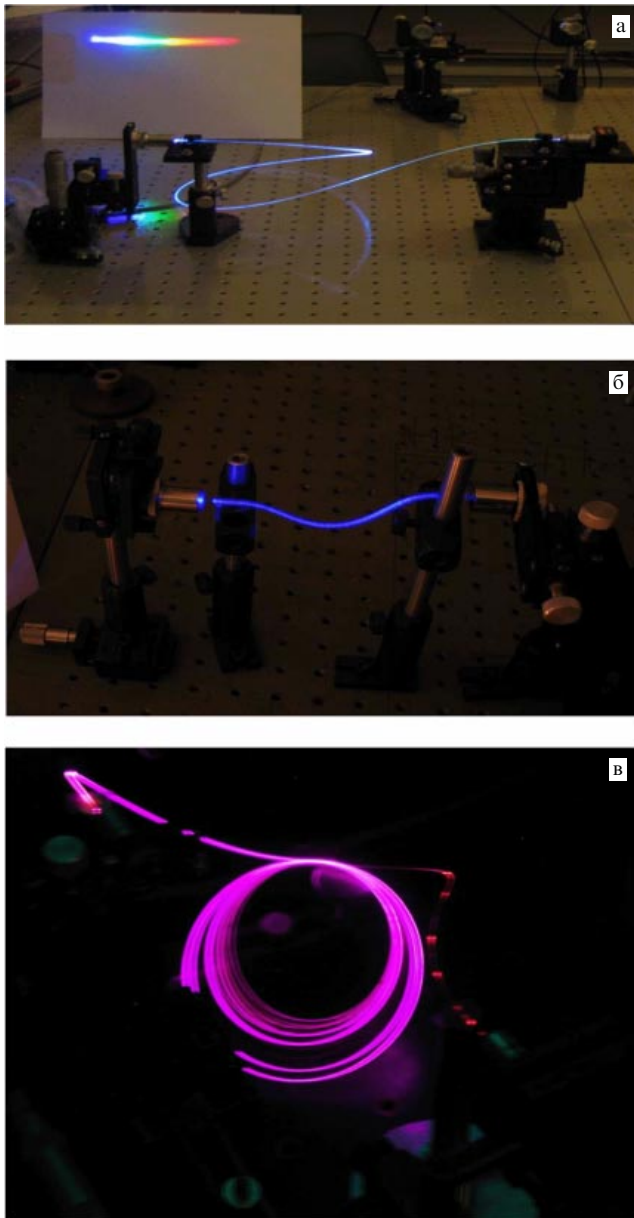


Рис. 4. (а) Генерация суперконтинуума и (б, в) мультиплексное преобразование частоты в микроструктурированных волокнах.

лазерной биомедицине [82], нелинейной спектроскопии [83, 84] и микроскопии [85], фотохимии [86], квантовой оптике [87, 88] и оптике сверхкоротких импульсов [89].

Управление дисперсией волноводных мод позволяет решать проблему фазового согласования для процессов ЧВВ [90–92]. Микроструктурированные волокна в связи с этим используются не только как источники широкополосного излучения, но и как преобразователи частоты лазерных импульсов [72, 93]. Размер волноводной жилы является ключевым параметром, определяющим дисперсионные свойства волноводных мод в подобных структурах. Благодаря этому микроструктурно-интегрированные системы субмикронных кварцевых нитей позволяют реализовать мультиплексное преобразование частоты лазерных импульсов (рис. 4б, в), в том числе лазерных импульсов с нано- и субнано-джоулевыми уровнями энергии [72].

Микроструктурированные волокна, показанные на рис. 3б, характеризуются сильной анизотропией формы, обусловленной эллиптической формой сердцевинки. Анизотропия формы приводит к возникновению двулучепреломления — ортогонально поляризованные моды в таких волокнах различаются постоянными распространения, модовыми индексами, групповыми скоростями, значениями ДГС и другими параметрами. Архитектура МС-волокон позволяет достигать [94–96] больших значений параметра двулучепреломления $\delta n = |n_x - n_y|$, где n_x и n_y — модовые индексы ортогонально поляризованных мод. В таких волокнах удастся осуществить поляризационное управление генерацией суперконтинуума [97, 98] и преобразованием частоты лазерных импульсов [99, 100], а также реализовать поляризационное демultipлексирование излучения суперконтинуума [101], выделив из широкополосного излучения участки спектра с различной поляризацией.

Для создания волоконно-оптических лазеров и усилителей [102, 103], а также для разработки нового класса оптических сенсоров [104–106] значительный интерес представляют волокна с двойной МС-оболочкой (рис. 3в, д). В МС-волоконных лазерах внутренняя часть оболочки обеспечивает одномодовый режим и большую площадь волноводной моды для получения высокой мощности лазерного излучения. Внешняя часть оболочки локализует излучение накачки во внутренней части МС-волокна. В МС-волоконных сенсорах возбуждающее излучение доставляется к объекту по сердцевине. Внутренняя часть оболочки служит для доставки рассеянного либо флуоресцентного сигнала в обратном направлении по волокну к приемнику излучения, который может находиться рядом с источником излучения [105]. Экспериментальные исследования показывают, что такая конструкция волокна обеспечивает высокие эффективности зондирования химических и биологических растворов методами однофотонной и двухфотонной люминесценции. Микроструктурированная оболочка волокна может представлять собой также систему микрокапилляров, заполняемых предельно малым объемом исследуемого раствора. Излучение, распространяющееся вдоль сердцевинки волокна, вызывает люминесценцию регистрируемых молекул [106]. Таким образом, МС-волоконные сенсоры могут быть интегрированы в системы хранения и обработки химических и биологических данных, включая биочипы для считывания и преобразования хранимой информации.

Периодичность расположения воздушных отверстий в оболочке волокна является ключевым фактором для формирования волноводных мод в МС-волоконных с поллой сердцевинкой [66–68] (рис. 3е). Характерной особенностью двумерно-периодической структуры (двумерного фотонного кристалла) оболочки подобного волокна является наличие запрещенных фотонных зон — областей частот, в которых структура характеризуется высоким коэффициентом отражения, так как электромагнитное поле не может существовать в виде волн, распространяющихся внутри фотонно-кристаллической (ФК) оболочки. Полые ФК-волокна открывают уникальные возможности для повышения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий в газовой фазе [107, 108], включая ВКР [107, 109], ЧВВ [110, 111], когерентное антистоксово рассеяние света (КАРС) [112, 113] и фазовую само модуляцию [114]. Подобные волокна могут

также использоваться для создания компрессоров [115], переключателей [116], ограничителей [117] и диодов [118] для мощных лазерных импульсов. Полые ФК-волокна применяются для передачи мощного лазерного излучения для целей микрообработки материалов [119, 120] и лазерной биомедицины [121]. Явления временного и пространственного самовоздействия мощных лазерных импульсов в полых ФК-волноводах приводят к формированию временных солитонов [122, 123] и самоканализации [124] излучения, позволяя реализовать новые режимы транспортировки сверхкоротких импульсов сильных световых полей. На основе полых ФК-волокон создаются новые, совместимые с волоконными технологиями газовые кюветы для эффективного преобразования частоты излучения нелинейной спектроскопии [109, 125, 126].

В дальнейшем мы рассмотрим различные типы МС-волокон, обеспечивающих высокую эффективность генерации суперконтинуума и позволяющих осуществить различные виды спектрально-временного преобразования коротких лазерных импульсов. Мы подробнее остановимся на физических механизмах генерации суперконтинуума, рассмотрим различные сценарии спектрального уширения и преобразования частоты лазерного излучения в МС-волоках, а далее обсудим приложения МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты в нелинейной спектроскопии и микроскопии, а также для решения задач оптической метрологии.

6.2. Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких импульсов в микроструктурированных волокнах

Генерация суперконтинуума в МС-волоках представляет собой интерес не только как сложное физическое явление, но и как способ создания новых эффективных источников широкополосного излучения [27, 76, 77, 127]. Некоторые из механизмов спектрального уширения лазерных импульсов в МС-волоках аналогичны физическим механизмам, приводящим к генерации суперконтинуума в объеме твердого тела или газовой среды. Однако имеется ряд особенностей и режимов, характерных только для нелинейно-оптических взаимодействий в МС-волоках, которые не наблюдаются ни в объеме твердого тела, ни в газовой фазе, ни в обычных оптических волокнах. Ключевые преимущества МС-волокон как генераторов белого света и преобразователей частоты связаны с возможностями активного формирования профиля дисперсии волноводных мод [74] и управления оптической нелинейностью посредством изменения структуры МС-волокна [60]. Структурная модификация дисперсии МС-волокон позволяет сформировать частотные профили ДГС, которые не могут быть реализованы в стандартных волоконных технологиях. Уникальные дисперсионные свойства МС-волокон дают возможность наблюдать новые нелинейно-оптические явления, такие как подавление солитонного сдвига частоты [128], генерация третьей гармоники на частоте, отличной от утроенной частоты накачки [129, 130], скалярные [131] и векторные [132] модуляционные неустойчивости новых типов. Определенный тип структуры МС-волокна позволяет добиться сдвига нулевой точки ДГС в область длин волн 750–800 нм. Волокна этого класса позволяют наблюдать

интересные солитонные явления для фемтосекундных импульсов лазера на титанате сапфира и обеспечивают высокие эффективности нелинейно-оптического преобразования таких импульсов, а также возможность эффективной генерации спектральных компонент в видимой части спектра.

Основные физические механизмы эффективной генерации суперконтинуума в МС-волоках связаны с фазовой само- и кроссмодуляцией, ЧВВ и модуляционными неустойчивостями. Наибольшие эффективности спектрального преобразования сверхкоротких импульсов в МС-волоках достигаются в режиме аномальной дисперсии. В этом режиме ключевую роль играют солитонные явления, такие как солитонный сдвиг частоты [133, 134], приводящий к низкочастотному смещению центральной частоты солитона, и солитонные неустойчивости [135, 136], индуцирующие излучение новых спектральных компонент, смещенных в высокочастотную область спектра. Межмодовое фазовое согласование может приводить к возникновению интенсивного сигнала вблизи частоты третьей гармоники [129, 130, 137–143], который может вносить существенный вклад в генерацию широкополосного излучения на выходе волокна. Явления ФСМ, ВКР и ЧВВ были рассмотрены в разделе 5. Ниже мы подробнее остановимся на модуляционной неустойчивости, солитонных явлениях и генерации третьей гармоники, а также обсудим вклад этих явлений в генерацию белого света в МС-волоках.

6.2.1. Модуляционная неустойчивость и параметрическое преобразование частоты сверхкоротких световых импульсов. Для широкого класса нелинейных систем физической, химической и биологической природы характерно явление модуляционной неустойчивости. Неустойчивость этого типа приводит к изменению характера волнового процесса в условиях одновременного действия нелинейности и дисперсии среды и образованию импульсно-пиковой структуры во временном или пространственном представлении. Модуляционные неустойчивости наблюдаются в гидродинамике [144], нелинейной оптике [145], физике плазмы [146], а также являются характерными для вещества в состоянии бозе-эйнштейновской конденсации [147].

В нелинейной оптике модуляционная неустойчивость проявляется в преобразовании спектра, временной формы и пространственного профиля лазерного излучения [32, 148]. Высокие значения коэффициентов усиления новых частотных компонент, возникающих в спектре лазерного излучения в результате модуляционной неустойчивости, достигаются в оптических волокнах [32, 149], обеспечивающих большие длины нелинейно-оптического взаимодействия.

Модуляционная неустойчивость фемтосекундных импульсов в МС-волоках. Простейший режим модуляционной неустойчивости для импульсного режима нелинейно-оптических взаимодействий в оптическом волокне можно пояснить на основе соотношений (15), (19), выражающих условие фазового согласования для параметрического ЧВВ-процесса: $2\omega_p = \omega_a + \omega_s$. Эффективность генерации стоксовой и антистоксовой компонент, согласно соотношению (20), оказывается особенно эффективной, когда центральная частота импульса накачки лежит в области аномальной дисперсии, $\beta_2(\omega_p) < 0$, а частотная отстройка Ω удовлетворяет

равенству

$$\Omega = \pm \left(\frac{2\gamma P}{|\beta_2(\omega_p)|} \right)^{1/2}. \quad (21)$$

Анализ связанных уравнений для амплитуд стоксова и антистоксова полей и поля накачки показывает [32], что в окрестности частот $\omega_p \pm \Omega$ существуют области экспоненциального роста амплитуд стоксова и антистоксова полей. Поле накачки, таким образом, оказывается неустойчивым относительно малых возмущений на частотах $\omega_p \pm \Omega$. Аналогичный вывод следует из анализа устойчивости стационарного решения нелинейного уравнения Шрёдингера для нормированной амплитуды поля A :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = i\gamma |A|^2 A. \quad (22)$$

Стационарное решение этого уравнения оказывается неустойчивым [32] к гармоническим возмущениям, амплитуды которых проявляют тенденцию к экспоненциальному росту с максимумом усиления на частоте, удовлетворяющей соотношению (21).

Явление модуляционной неустойчивости в МС-волокнах обеспечивает высокие эффективности преобразования частоты лазерного излучения [131, 150], а само волокно, работающее в режиме модуляционной неустойчивости, может служить эффективным источником коррелированных фотонных пар [87, 88]. На рисунке 5 представлен характерный спектр лазерного излучения, трансформированный за счет скалярной модуляционной неустойчивости в МС-волокне [151]. В качестве импульсов накачки в экспериментах [151] использовались неусиленные импульсы титан-сапфирового лазера с энергией 0,1–1,0 нДж, длительностью около 50 фс, центральной длиной волны 795 нм и частотой повторения 10 МГц. Излучение направлялось в один из боковых микроканалов МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке рис. 5. Дисперсия групповой скорости для используемого волноводного канала про-

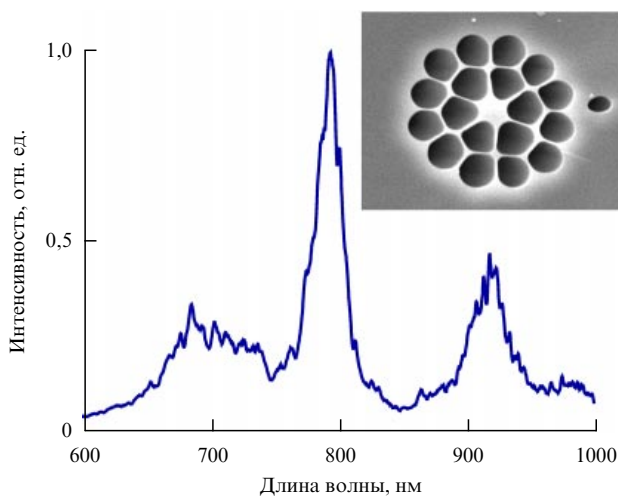


Рис. 5. Генерация боковых компонент в спектре лазерного импульса излучения титан-сапфирового лазера, прошедшего через МС-волокно со структурой поперечного сечения, показанной на вставке. Начальная длительность лазерного импульса 50 фс. Энергия на входе в волокно 0,5 нДж.

ходила через нуль на длине волны $\lambda_z \approx 720$ нм. Таким образом, для центральной длины волны излучения накачки обеспечивался режим аномальной дисперсии. В спектре излучения, регистрируемом на выходе МС-волокна, наблюдаются интенсивные стоксова и антистоксова компоненты. Для характерных значений энергии импульсов накачки $E \approx 0,5$ нДж, длительности импульсов $\tau \approx 50$ фс, дисперсии групповой скорости $D \approx 30$ пс нм⁻¹ км⁻¹, нелинейного коэффициента $\gamma \approx 50$ Вт⁻¹ км⁻¹ формула (21) дает $\Omega_{\max}/2\pi \approx 50$ ТГц, что с хорошей точностью согласуется с положениями стоксовой и антистоксовой компонент в спектре на выходе МС-волокна (см. рис. 5). Экспериментальные результаты, таким образом, указывают на возможность использования модуляционной неустойчивости для эффективного преобразования частоты и параметрического усиления фемтосекундных лазерных импульсов, а также для создания эффективных и компактных волоконно-оптических источников коррелированных фотонных пар.

Модуляционная неустойчивость, индуцируемая фазовой кроссмодуляцией. Как показано выше, для параметрического преобразования частоты в режиме скалярной самоиндуцированной модуляционной неустойчивости необходимо обеспечить аномальную дисперсию на центральной частоте излучения накачки. Это требование перестает быть необходимым для двухчастотных взаимодействий лазерных импульсов, сопровождаемых модуляционными неустойчивостями, индуцируемыми фазовой кроссмодуляцией (ФКМ) [32]. Работа [152] посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию модуляционной неустойчивости, индуцированной явлением ФКМ в поле попутных частотно разнесенных фемтосекундных лазерных импульсов в МС-волокне. Волокно в этом режиме служит высокоэффективным преобразователем частоты маломощных фемтосекундных лазерных импульсов. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна за счет параметрического ЧВВ, осуществляется изменением интенсивности поля накачки.

Рассмотрим явление кроссмодуляционной неустойчивости для двухчастотного поля вида

$$E(x, y, z, t) = F(x, y) \sum_{j=1}^2 A_j(z, t) \exp [i(\beta_j z - \omega_j t)], \quad (23)$$

где $F(x, y)$ — поперечный профиль поля, $A_j(z, t)$ — временная огибающая импульса, β_j — постоянная распространения, ω_j — центральная частота импульса, $j = 1, 2$. Приближение медленно меняющихся амплитуд приводит к следующим уравнениям для эволюции импульса накачки ($j = 1$) и пробного поля ($j = 2$) [153]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{2} \alpha_j A_j + (-1)^{j-1} \delta \frac{\partial A_j}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} = \\ = i\gamma_j (|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2) A_j, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \tau = t - \frac{z}{\bar{v}_g}, \quad \bar{v}_g = \frac{v_{g1}^{-1} + v_{g2}^{-1}}{2}, \quad \delta = \frac{1}{v_{g2}} - \frac{1}{v_{g1}}, \\ \beta_{2j} = \left. \frac{d^2 \beta_j}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_j}, \quad \gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c S_j}, \end{aligned}$$

α_j — коэффициенты затухания на частотах полей накачки и пробного поля, v_{gj} — групповые скорости импульса накачки и пробного импульса, n_2 — нелинейный показатель преломления материала волокна, S_j — эффективные площади волноводных мод поля накачки и пробного поля.

Пренебрегая оптическими потерями, представим стационарные решения уравнений (24) в виде

$$\bar{A}_j = \sqrt{P_j} \exp(i\phi_j), \quad (25)$$

где P_j — мощность j -го поля, $\phi_j = \gamma_j(P_j + 2P_{3-j})$ — нелинейная фаза.

Зададим малые возмущения стационарных решений (25):

$$A_j = (\sqrt{P_j} + a_j) \exp(i\phi_j), \quad (26)$$

$$a_j = U_j \exp[i(Kz - \Omega t)] + \text{к.с.}, \quad (27)$$

где U_j — комплексные амплитуды возмущений, K — волновое число возмущения, к.с. — комплексно-сопряженное слагаемое.

Подставляя (25)–(27) в уравнения (24) и линеаризуя систему относительно амплитуд возмущений a_j , получим следующее дисперсионное соотношение для K [153]:

$$\left[\left(K - \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_1 \right] \left[\left(K + \frac{\Omega\delta}{2} \right)^2 - h_2 \right] = C^2, \quad (28)$$

где

$$h_j = \frac{1}{4} \beta_{2j}^2 \Omega^2 \left(\Omega^2 + \frac{4\gamma_j P_j}{\beta_{2j}} \right), \quad C = 2\Omega^2 \sqrt{\beta_{21}\beta_{22}\gamma_1\gamma_2 P_1 P_2}.$$

Стационарные решения (25) становятся неустойчивыми для возмущений с волновыми числами K , имеющими ненулевую мнимую часть. Усиление неустойчивостей поля накачки и пробного поля при этом происходит за счет параметрического ЧВВ с волновым синхронизмом, индуцируемого фазовой кроссмодуляцией. Коэффициент усиления параметрически генерируемых спектральных компонент определяется выражением

$$G(\Omega) = 2 \operatorname{Im}(K). \quad (29)$$

Воспользуемся выражениями (28) и (29) для анализа кроссмодуляционной неустойчивости в МС-волокнах, использовавшихся в описанных ниже экспериментах. Волокна, изготовленные из плавленого кварца по стандартной технологии [60], имели структуру поперечного сечения, показанную на вставке рис. 5. Диаметр сердцевины волокна составлял 4,3 мкм. Для определения параметра групповой задержки δ и дисперсии групповой скорости $D = -2\pi c \lambda^{-2} d^2\beta/d\omega^2$ волноводных мод таких волокон численно решалось волновое уравнение для электрического поля. Метод решения основывался на процедуре [154] разложения поля по системе ортогональных полиномов и представлении двумерного профиля показателя преломления в сечении волокна в виде суммы по произведениям полиномов Эрмита – Гаусса и тригонометрических функций.

На рисунке 6а и 6б приведены зависимости групповых скоростей и ДГС от длины волны, рассчитанные для волноводных мод (показаны на вставках рис. 6а) для 5 УФН, т. 176, № 6

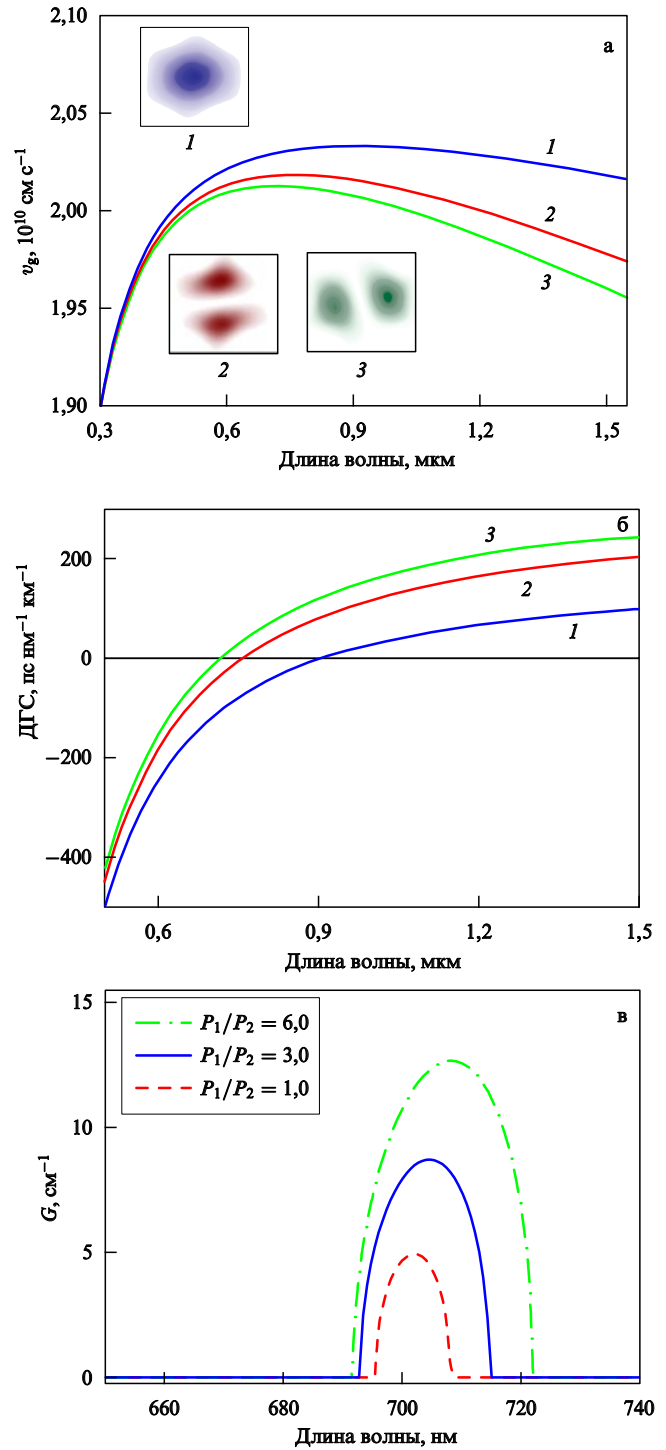


Рис. 6. Зависимости групповой скорости (а) и дисперсии групповой скорости (б) от длины волны для трех волноводных мод (кривые 1–3) МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке рис. 5. Профили интенсивности поля в волноводных модах 1–3 представлены на вставках рис. 6а. (в) Коэффициент усиления кроссмодуляционной неустойчивости, рассчитанный с помощью выражений (28) и (29) в зависимости от длины волны излучения при различных отношениях мощностей поля накачки P_1 и пробного поля P_2 для волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке рис. 5. Центральная длина волны поля накачки $\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 1240$ нм, центральная длина волны пробного поля $\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 620$ нм, групповая задержка $\delta = 20 \text{ ps m}^{-1}$.

исследуемого типа МС-волокна. Для основной волноводной моды, как видно из рис. 6б, длина волны

излучения хром-форстеритового лазера ($\lambda_1 = 2\pi c/\omega_1 = 1240$ нм), использовавшегося в наших экспериментах в качестве поля накачки, лежит в области аномальной дисперсии. Длина волны второй гармоники излучения этого лазера ($\lambda_2 = 2\pi c/\omega_2 = 620$ нм), служившего в наших экспериментах в качестве пробного поля, находится в области нормальной дисперсии. Групповая задержка импульса накачки и пробного импульса в таком волокне составляет $\delta = 20$ пс м^{-1} .

На рисунке 6в приведены результаты расчетов, выполненных с использованием выражений (28) и (29), для коэффициента усиления кроссмодуляционной неустойчивости пробного поля с центральной длиной волны 620 нм в волокне рассматриваемого типа. Результаты расчетов указывают [152] на возможности достижения высокой эффективности параметрического преобразования частоты пробного поля. Перестройка длины волны параметрического сигнала, как показывают расчеты, достигается варьированием параметра групповой задержки и отношения мощностей поля накачки P_1 и пробного поля P_2 . При изменении отношения P_1/P_2 от 1 до 6 длина волны, соответствующая максимальному значению коэффициента усиления G параметрического сигнала при фиксированном значении групповой задержки $\delta = 20$ пс м^{-1} , как видно из рис. 6в, плавно перестраивается в области длин волн 703–714 нм.

Лазерная система, использовавшаяся в экспериментах [155], состояла из задающего лазера на кристалле Cr^{4+} :форстерита, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты. Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 50–70 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов равнялась 1250 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Усиление фемтосекундных импульсов, формируемых задающим генератором, осуществлялось с помощью регенеративного усилителя, накачиваемого излучением Nd:YLF-лазера. Сжатие лазерных импульсов, усиленных до значения энергии порядка 100 мкДж, производилось в решеточном компрессоре, обеспечивавшем длительность выходных импульсов в диапазоне 50–150 фс. Удвоение частоты излучения лазера на хром-форстерите производилось с помощью кристалла LBO.

В экспериментах использовались импульсы накачки и пробного поля с начальной длительностью около 100 фс. Энергия пробного импульса фиксировалась на уровне 2 нДж. Энергия импульса накачки варьировалась в диапазоне 1–50 нДж. Длина волокна составляла 5 см. При низких энергиях излучения накачки пробный импульс испытывал лишь незначительное уширение (рис. 7а) за счет фазовой самомодуляции в МС-волокне.

Увеличение энергии излучения накачки приводило к заметным изменениям в спектре пробного импульса на выходе волокна (рис. 7б–е). Как основные тенденции трансформации спектра пробного импульса, так и значения частот боковых компонент в спектре выходного импульса согласуются с результатами теоретического анализа. В частности, низкочастотная компонента, возникающая в спектре пробного импульса на выходе волокна при энергии импульса накачки 14 нДж, имеет центральную длину волны около 700 нм (рис. 7б–е).

Именно в этой спектральной области, согласно выполненным расчетам, достигается максимальное значение коэффициента усиления G . При увеличении мощности поля накачки наблюдается плавная перестройка частот и амплитуд боковых спектральных компонент (рис. 7б–е). В частности, при увеличении отношения P_1/P_2 от 3,5 до 7,0 максимум низкочастотной боковой компоненты в спектре пробного импульса, как видно из рис. 7, перестраивается с длины волны 702 нм на длину волны 712 нм, что хорошо согласуется с результатами расчетов (рис. 6в). Таким образом, как основные тенденции, так и наиболее важные количественные характеристики явления параметрической генерации боковых компонент в спектре пробного фемтосекундного импульса в поле попутного импульса накачки в исследованных МС-волокнах в целом правильно описываются в рамках стандартной модели кроссмодуляционной неустойчивости.

Представленные в настоящем разделе результаты указывают на возможность использования явления кроссмодуляционной неустойчивости для эффективного параметрического преобразования частоты фемтосекундных лазерных импульсов малой мощности. Управление амплитудой и частотным сдвигом боковых компонент, генерируемых в спектре пробного поля на выходе волокна в результате параметрического ЧВВ, осуществляется изменением интенсивности поля накачки.

6.2.2. Солитонный сдвиг частоты. Распространение оптических солитонов в среде с запаздывающей нелинейностью сопровождается постепенным сдвигом центральной частоты солитона в длинноволновую область спектра [133, 134]. В спектральном представлении этот эффект наглядно интерпретируется как вынужденное комбинационное усиление низкочастотной части спектра солитона за счет его высокочастотного крыла [32]. Это явление, получившее название солитонного самосдвига частоты (ССЧ), позволяет создавать волоконно-оптические элементы для перестройки частоты сверхкоротких лазерных импульсов. Микроструктурированные волокна обеспечивают существенное увеличение скорости ССЧ [156] за счет высокой степени концентрации лазерного излучения в сердцевине МС-волокна с малой площадью поперечного сечения. Для обеспечения высокой эффективности ввода энергии маломощных сверхкоротких лазерных импульсов в сдвигаемый по частоте солитон используются специальные профили дисперсии волноводных мод, формируемые путем оптимизации геометрии поперечного сечения МС-волокна [157]. Благодаря этому уникальному сочетанию новых возможностей, МС-волокна позволяют использовать явление ССЧ для плавной перестройки маломощных импульсов с длительностью огибающей, соответствующей нескольким периодам оптического поля [158], а также реализовать новые удобные и надежные схемы синхронизации импульсов накачки и затравки в оптических параметрических усилителях chirпированных импульсов [159].

Начальная длительность импульса — один из ключевых параметров, определяющих режим ССЧ. Анализ ССЧ с помощью нелинейного уравнения Шрёдингера в предположении линейной зависимости коэффициента ВКР-усиления $R(\nu)$ от частоты приводит [160] к следующей сильной зависимости скорости сдвига dv_0/dz центральной частоты солитона ν_0 вдоль оси z от длитель-

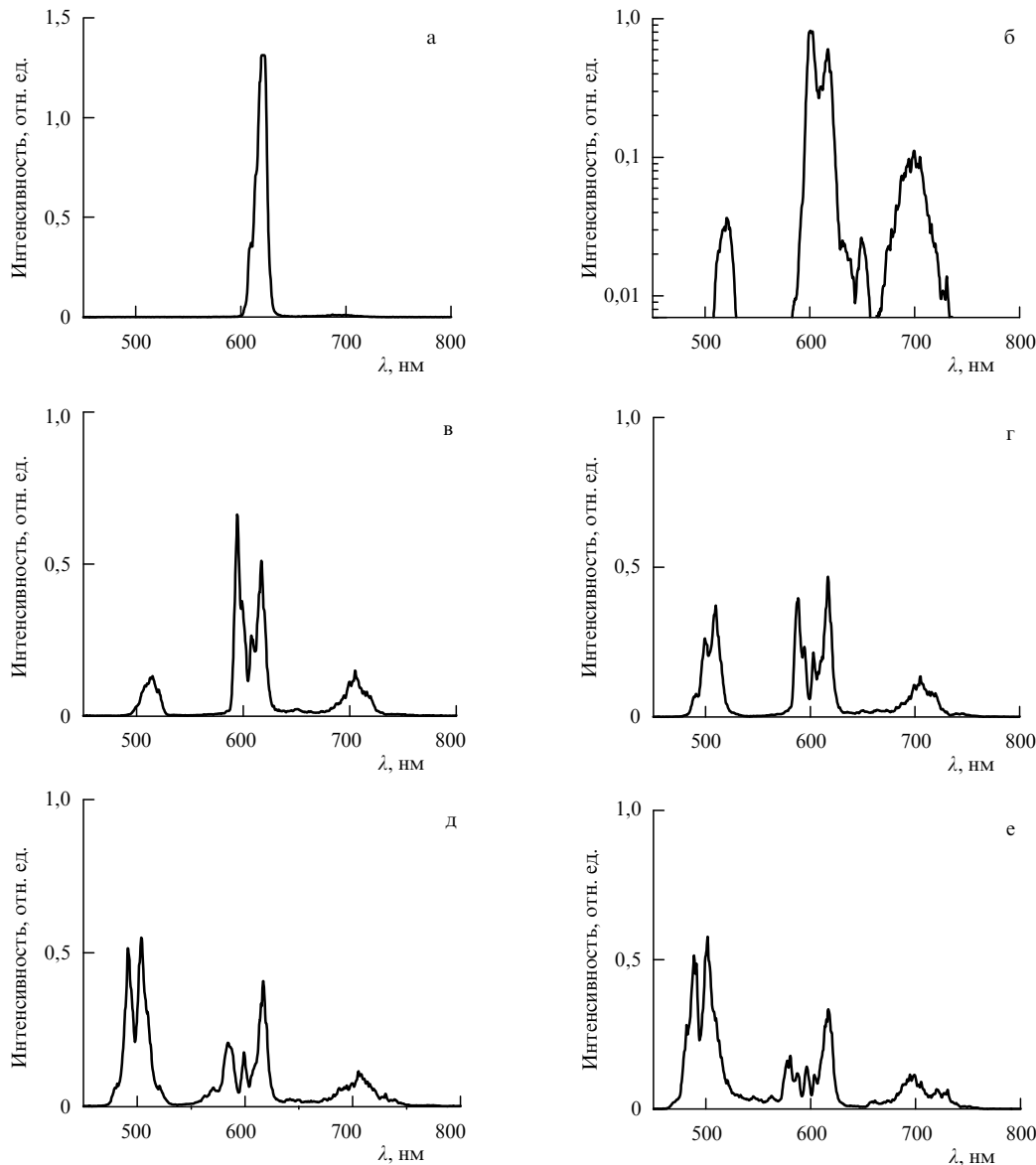


Рис. 7. Спектры пробного поля на выходе МС-волокна длиной 5 см при мощности импульса накачки (а) 3 кВт, (б) 7 кВт, (в) 30 кВт, (г) 42 кВт, (д) 70 кВт, (е) 100 кВт. Мощность пробного поля 8 кВт.

ности солитона τ_0 : $dv_0/dz \propto \tau_0^{-4}$. Отклонение $R(v)$ от линейной зависимости и влияние эффектов дисперсии высокого порядка могут приводить к нарушению закона $dv_0/dz \propto \tau_0^{-4}$. Следует ожидать, что отклонения от этого закона должны быть особенно заметными в наиболее интересном случае импульсов с начальной длительностью τ_0 , меньшей периода колебаний комбинационной моды τ_R (для плавленого кварца $\tau_R \approx 80$ фс [32]). Экспериментальное исследование ССЧ в режиме $\tau_0 \ll \tau_R$ показывает [157, 158], что при определенных профилях спектральной фазы для импульсов с начальной длительностью $\tau_0 \approx 6$ фс удается достичь спектрального сдвига, превышающего 180 ТГц.

В работе [161] исследуются особенности явления солитонного сдвига частоты субнаноджоулевых сверхкоротких лазерных импульсов в МС-волокнах в режиме $\tau_0 < \tau_R$. Результаты экспериментов показывают, что уменьшение начальной длительности импульса позволяет достичь существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты. Характерный сдвиг частоты для

субнаноджоулевых импульсов титан-сапфирового лазера с начальной длительностью около 30 фс в волокне с диаметром сердцевины около 1,6 мкм и длиной около 7 см в условиях выполненных экспериментов превышает 100 ТГц.

Для анализа спектральной и временной динамики солитона в МС-волокне численно решается обобщенное нелинейное уравнение Шрёдингера [52]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \sum_{k=2}^6 \frac{i^k}{k!} \beta^{(k)} \frac{\partial^k A}{\partial \tau^k} + i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \times \\ \times A(z, \tau) \int_{-\infty}^{\infty} R(\eta) |A(z, \tau - \eta)|^2 d\eta, \quad (30)$$

где A — огибающая импульса, $\beta^{(k)} = \partial^k \beta / \partial \omega^k$ — коэффициенты разложения постоянной распространения β волноводной моды в ряд Тейлора, ω_0 — несущая частота, τ — время в сопровождающей системе координат, $\gamma = n_2 \omega_0 / (c S_{\text{eff}})$ — коэффициент нелинейности, n_2 —

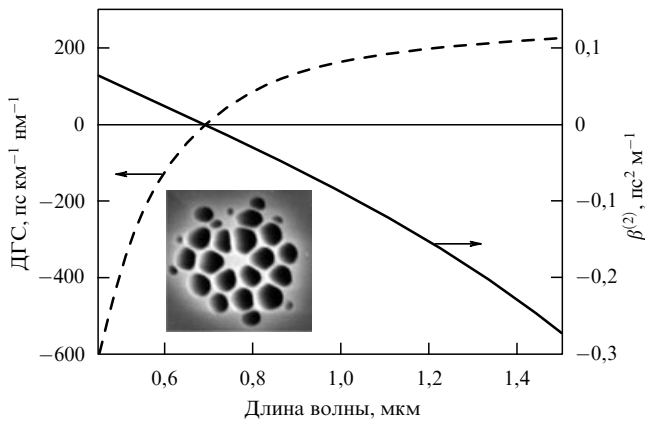


Рис. 8. Зависимость дисперсии групповой скорости (штриховая кривая) и коэффициента $\beta^{(2)}$ (сплошная кривая) от длины волны излучения для основной моды МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке.

коэффициент, определяющий керровскую добавку к показателю преломления, S_{eff} — эффективная площадь волноводной моды, $R(t)$ — запаздывающий нелинейный отклик. Для плавленого кварца ($n_2 \approx 3,2 \times 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$) имеется следующая модель рамановского отклика [52, 162]:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R \Theta(t) \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right), \quad (31)$$

где $f_R = 0,18$ — парциальный вклад рамановского отклика, $\delta(t)$ — дельта-функция, $\Theta(t)$ — функция единичной ступеньки Хевисайда, $\tau_1 = 12,5$ фс и $\tau_2 = 32$ фс — характерные времена рамановского отклика плавленого кварца.

Для расчета $\beta^{(k)}$ численно решались уравнения Максвелла для поперечных составляющих электрического и магнитных полей с использованием метода разложения по полиномам Эрмита — Гаусса [161]. Решение проводилось для МС-волокна с диаметром сердцевины 1,6 мкм и структурой поперечного сечения, показанной на вставке рис. 8. Найденные с помощью данной численной процедуры постоянные распространения β представлялись в виде полинома

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \sum_{k=1}^6 \frac{\beta^{(k)}}{k!} (\omega - \omega_0)^k.$$

Допускаемая ошибка аппроксимации в диапазоне длин волн 580–1220 нм задавалась на уровне 0,1 %. Требуемая точность для центральной частоты ω_0 , соответствующей длине волны 800 нм, достигалась при использовании следующего набора коэффициентов разложения: $\beta^{(2)} \approx -0,0293 \text{ пс}^2 \text{ м}^{-1}$, $\beta^{(3)} \approx 9,316 \times 10^{-5} \text{ пс}^3 \text{ м}^{-1}$, $\beta^{(4)} \approx -9,666 \times 10^{-8} \text{ пс}^4 \text{ м}^{-1}$, $\beta^{(5)} \approx 1,63 \times 10^{-10} \text{ пс}^5 \text{ м}^{-1}$, $\beta^{(6)} \approx -3,07 \times 10^{-13} \text{ пс}^6 \text{ м}^{-1}$. Отрицательное значение коэффициента $\beta^{(2)}$ означает, что длина волны 800 нм лежит в области аномальной дисперсии и фемтосекундные импульсы с такой центральной длиной волны при распространении в МС-волокне могут формировать солитоны. Зависимости дисперсии групповой скорости и коэффициента $\beta^{(2)}$ от длины волны излучения для основной

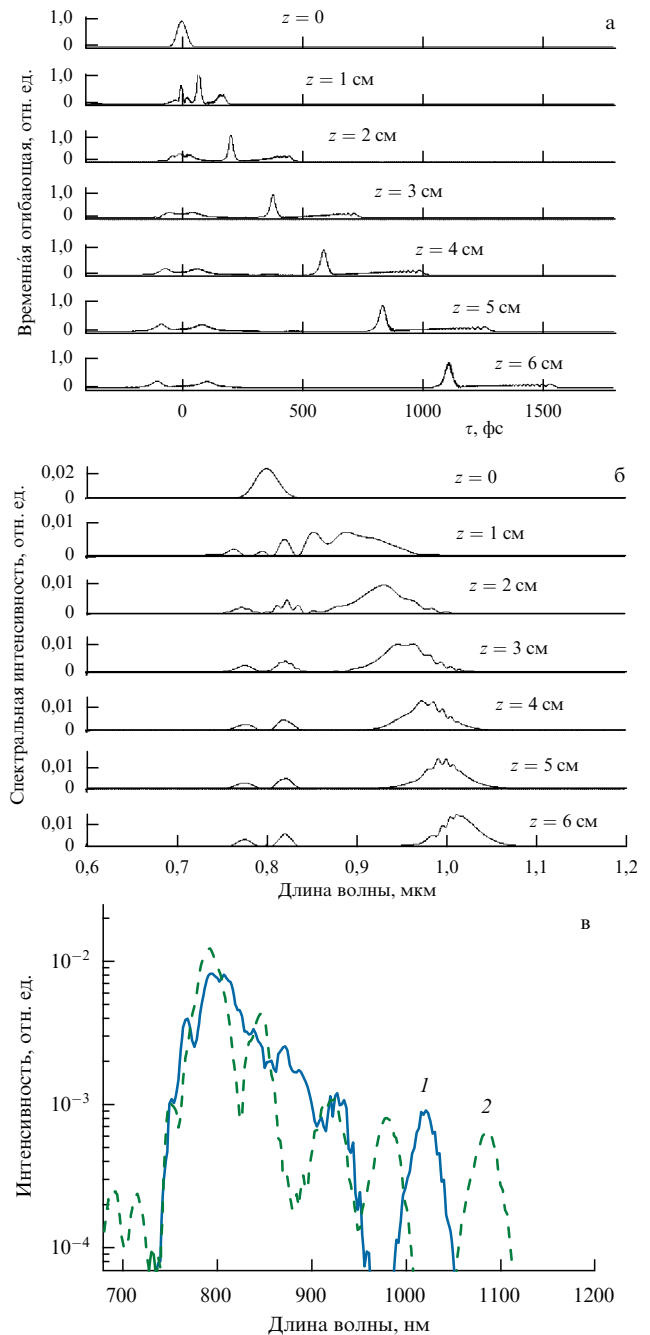


Рис. 9. Эволюция временной огибающей (а) и спектра интенсивности (б) лазерного импульса с начальной длительностью 30 фс и энергией 0,3 нДж в МС-волокне с изменением расстояния z вдоль волокна. (в) Спектр излучения титан-сапфирового лазера на выходе МС-волокна длиной 7 см при начальной длительности импульса 30 фс и начальной энергии импульса 340 пДж (кривая 1), 540 пДж (кривая 2).

моды МС-волокна показаны на рис. 8. Нуль ДГС, как видно из рисунка, достигается на длине волны $\lambda_z \approx 690$ нм.

На рисунке 9а, б представлена эволюция спектра и временной огибающей для импульсов с начальной длительностью 30 фс, распространяющихся в МС-волокне с приведенными выше значениями параметров дисперсии $\beta^{(k)}$. Распространение излучения вдоль волокна сопровождается образованием характерных изолированных структур в спектре и временной огибающей поля, свидетельствующих о формировании солитонов.

Запаздывание нелинейного отклика приводит к длинноволновому сдвигу частоты солитонных структур. В условиях аномальной ДГС низкочастотные составляющие в спектре излучения распространяются медленнее высокочастотных. В результате рамановские солитоны оказываются изолированными во времени (рис. 9а) и по спектру (рис. 9б) относительно несолитонной части распространяющегося светового импульса.

Численные расчеты указывают на существенное увеличение скорости солитонного сдвига частоты при уменьшении начальной длительности импульса. Этот результат согласуется с качественными предсказаниями, сделанными на основе анализа нелинейного уравнения Шрёдингера в ранних работах по теории ССЧ [160]. Для наглядного физического объяснения этого эффекта рассмотрим подробнее свойства функции

$$\Psi(z, \tau) = \int R(\eta) |A(z, \tau - \eta)|^2 d\eta,$$

ответственной за возникновение длинноволнового сдвига в уравнении эволюции сверхкороткого импульса (30). Функция $\Psi(z, \tau)$ представляет собой свертку временной огибающей интенсивности поля и функции $R(t)$, описывающей запаздывающий (рамановский) отклик нелинейного материала. Рамановский отклик $R(t)$ плавного кварца с хорошей точностью аппроксимируется (см. выражение (31)) быстро затухающей осциллирующей функцией с периодом $\tau_R = 2\pi\tau_1 \approx 80$ фс. Для световых импульсов длительностью $\tau_0 \gg \tau_R$ функция $\Psi(z, \tau)$ практически совпадает с временной огибающей интенсивности светового поля. Влияние запаздывания нелинейного отклика на эволюцию светового импульса при этих условиях оказывается слабым, и длинноволновый сдвиг частоты рамановского солитона характеризуется низкой скоростью dv_0/dz .

Для коротких импульсов, $\tau_0 < \tau_R$, функция $\Psi(z, \tau)$ может существенно отличаться от временной огибающей интенсивности светового импульса. Отклонение $\Psi(z, \tau)$ от временного профиля интенсивности увеличивается при уменьшении длительности импульса, что приводит к возрастанию скорости сдвига частоты dv_0/dz . Численный анализ солитонной динамики показывает, что при уменьшении начальной длительности импульса от 50 до 30 фс, солитонный сдвиг частоты для участка МС-волокна длиной 7 см возрастает в 1,5–2 раза.

Для экспериментального исследования солитонного сдвига частоты сверхкоротких световых импульсов в МС-волокнах использовался автостартующий титан-сапфировый лазерный источник с многослойными полупроводниковыми зеркалами, накачка которого осуществлялась излучением аргонового лазера. С помощью стандартных микрообъективов лазерное излучение фокусировалось на входной торец МС-волокна со структурой поперечного сечения, показанной на вставке рис. 8. Спектр излучения на выходе МС-волокна измерялся с помощью спектроанализатора "Ando". Модовый состав излучения на выходе МС-волокна контролировался с помощью видеокамеры.

Значение энергии лазерного импульса на входе в МС-волокно подбиралось таким образом, чтобы обеспечить возбуждение фундаментального солитона. С учетом потерь при введении излучения в волокно начальная энергия импульса длительностью 30 фс в МС-волокне

составляла 0,3 нДж. Начальный этап распространения излучения в волокне в соответствии с результатами численного моделирования (рис. 9а, б) сопровождался сложной эволюцией спектра и временной структуры световых импульсов. Нелинейно-оптическая трансформация спектра излучения в рассматриваемых условиях в основном определялась явлениями ФСМ, ВКР и параметрическими ЧВВ.

На участке волокна длиной порядка нескольких сантиметров наблюдается формирование изолированных спектральных компонент, сдвинутых в низкочастотную относительно спектра входного импульса область (рис. 9в). Для импульсов с начальной длительностью 30 фс в спектре излучения, регистрируемом на выходе МС-волокна длиной 7 см, наблюдается изолированная спектральная компонента с центральной длиной волны около 1020 нм (кривая 1 на рис. 9в). Сдвиг частоты относительно центральной частоты излучения накачки при этом превышает 100 ТГц. Увеличение энергии входного излучения в описываемых экспериментах не всегда приводило к заметному изменению максимального частотного сдвига солитонов, что, по-видимому, связано с возбуждением высших волноводных мод и формированием солитонов высоких порядков (кривая 2 на рис. 9в).

Результаты выполненных экспериментов и численных расчетов выявляют важные особенности солитонного сдвига частоты лазерных импульсов с начальной длительностью, меньшей периода колебаний комбинационной моды нелинейного материала. Показано, что уменьшая начальную длительность импульса, удается добиться существенного увеличения скорости солитонного сдвига частоты в кварцевых МС-волокнах. При импульсах титан-сапфирового лазера с начальной длительностью около 30 фс МС-волокно с диаметром сердцевинки около 1,6 мкм и длиной около 7 см обеспечивает сдвиг частоты, превышающий 100 ТГц.

В условиях малых флуктуаций мощности вводимого в волокно импульса сильная зависимость ССЧ от параметров входного импульса приводит к нежелательным изменениям центральной длины волны и флуктуациям времени задержки смещенного по частоте солитона. Этот фактор ограничивает точность временной синхронизации смещенного по частоте солитона со сверхкоротким импульсом затравки в схеме оптического параметрического усиления chirпированных импульсов с использованием явления ССЧ [159]. В работах [163, 164] показано, что начальный этап быстрого ССЧ может сменяться режимом, в котором смещение частоты солитона существенно замедляется. Частотная зависимость ДГС и обусловленное дифракцией увеличение в области длинных волн эффективной площади волноводной моды приводят к существованию асимптотического предела ССЧ, определяемого профилем дисперсии и видом частотной зависимости площади волноводной моды. Численный анализ обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера (уравнение (30) с учетом частотной зависимости площади волноводной моды) указывает на замедление частотного сдвига солитона [165, 166], а также сверхкороткого импульса более общего вида [167] по мере распространения излучения в оптическом волокне. Результаты численных расчетов, представленные в работах [165, 166], прямо указывают на замедление ССЧ, вызванное частотной зависимостью

эффективной площади волноводной моды. Замедление ССЧ, связанное с рассмотренными выше факторами, уменьшает нежелательные изменения центральной длины волны и флуктуации времени задержки смещенного по частоте солитона относительно импульса на входе волокна. Это обстоятельство позволяет улучшить точность временной синхронизации импульсов накачки и затравки в схеме оптического параметрического усиления chirпированных импульсов на основе ССЧ [159].

6.2.3. Неустойчивость солитонов и излучение дисперсионных волн. Устойчивость солитонных решений нелинейного уравнения Шрёдингера (22) обусловлена тем, что спектр солитонных волновых чисел лежит в области частот, запрещенной для линейных дисперсионных волн. Между солитоном и множеством дисперсионных волн поэтому всегда существует расстройка волновых чисел, препятствующая передаче энергии от солитона дисперсионным волнам. Солитон, однако, оказывается неустойчивым к возмущениям с волновыми числами, принадлежащими солитонному спектру. К возникновению таких возмущений приводит дисперсия высших порядков [135, 136]. Резонансный обмен энергией между солитоном и линейной дисперсионной волной, индуцируемый дисперсией высших порядков, является одним из наиболее важных механизмов генерации видимой части спектра суперконтинуума в МС-волокнах [168].

Для того чтобы проиллюстрировать основные закономерности солитонных неустойчивостей, приводящих к генерации смещенных в высокочастотную область спектральных компонент, представим постоянную распространения солитона β_s на частоте ω в виде степенного ряда

$$\beta_s(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\gamma P}{2}, \quad (32)$$

где ω_s — центральная частота спектра солитона. Постоянную распространения дисперсионной моды на частоте ω запишем в виде ряда

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_s)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_s)^3, \quad (33)$$

где $\beta_3 = \partial^3 \beta / \partial \omega^3|_{\omega=\omega_s}$ — дисперсия третьего порядка. Резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной может возникнуть на частоте $\Omega = \omega - \omega_s$ при выполнении условия

$$\Delta\beta(\Omega) = \beta(\Omega) - \beta_s(\Omega) = \beta_2 \frac{\Omega^2}{2} + \beta_3 \frac{\Omega^3}{6} - \frac{\gamma P}{2} = 0. \quad (34)$$

В режиме низкой мощности, когда слагаемое $\gamma P/2$ в левой части уравнения (34) много меньше первых двух слагаемых, резонансный обмен между солитоном и дисперсионной волной происходит на частоте

$$\Omega_0 \approx -\frac{3\beta_2}{\beta_3}. \quad (35)$$

В области существования солитонного режима имеем $\beta_2 < 0$. Вблизи нуля ДГС дополнительно выполняется неравенство $\beta_3 > 0$. Величина Ω в этом режиме положительна, и резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной приводит к генерации спек-

тральных компонент, смещенных в высокочастотную относительно центральной частоты солитона область.

Кубическое уравнение (34) при $P \neq 0$ может быть разрешено точно относительно Ω с помощью формулы Кардано [169]. При малом P приближенное решение этого уравнения можно найти с помощью метода последовательных итераций. В последнем случае имеем

$$\Omega \approx \Omega_0 \left(1 - \frac{\gamma P}{\beta_2 \Omega_0^2} \right). \quad (36)$$

В случае, когда дисперсия четвертого порядка играет более важную роль, чем дисперсия третьего порядка, и постоянная распространения дисперсионной моды на частоте ω имеет вид

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_s) + \frac{1}{u}(\omega - \omega_s) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_s)^2 + \frac{\beta_4}{24}(\omega - \omega_s)^4, \quad (37)$$

где $\beta_4 = \partial^4 \beta / \partial \omega^4|_{\omega=\omega_s}$, резонансный обмен энергией между солитоном и дисперсионной волной при малой мощности P происходит на частоте

$$\bar{\Omega}_0 \approx \pm \left(-\frac{12\beta_2}{\beta_4} \right)^{1/2}. \quad (38)$$

Важная особенность передачи энергии излучения от солитона дисперсионной волне связана с характером фазового согласования между солитоном и излучаемой волной. Так как фазовая скорость солитона вдоль оси волокна превышает фазовую скорость излучаемой дисперсионной волны, резонансное излучение энергии солитоном происходит под некоторым углом к оси волокна [136]. В этом отношении излучение дисперсионной волны солитоном подобно электромагнитному излучению, испускаемому заряженной частицей, движущейся в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость излучаемой волны. По аналогии с электромагнитным излучением, испускаемым быстрыми заряженными частицами, излучение дисперсионных волн солитоном часто называют черенковским [136].

Черенковское излучение солитонов проявляется в виде интенсивных спектральных линий в коротковолновой части спектра широкополосного излучения, формируемого на выходе МС-волокна при условии, что хотя бы часть спектра входного излучения попадает в область аномальной дисперсии или переносится в эту область в результате нелинейно-оптических взаимодействий в самом волокне (рис. 4б). На рисунке 10 приведены характерные спектры излучения на выходе МС-волокна, осуществляющих преобразование частоты фемтосекундных импульсов титан-сапфирового (рис. 10а) и хром-форстеритового (рис. 10б) лазеров за счет черенковского излучения солитонов. Кривой 4 на рис. 10б показана расстройка постоянных распространения солитона и дисперсионной волны $\delta\beta_s = \beta_s(\lambda_0) - \beta(\lambda)$, рассчитанная с учетом реальной структуры МС-волокна как функция длины волны λ для солитона с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1,25$ мкм. Как видно из рис. 10б, максимум излучения в видимой области достигается вблизи значе-

ния длины волны, соответствующего условию $\delta\beta_s = 0$. Увеличение длины волокна или начальной энергии импульсов приводит к формированию солитонов высо-

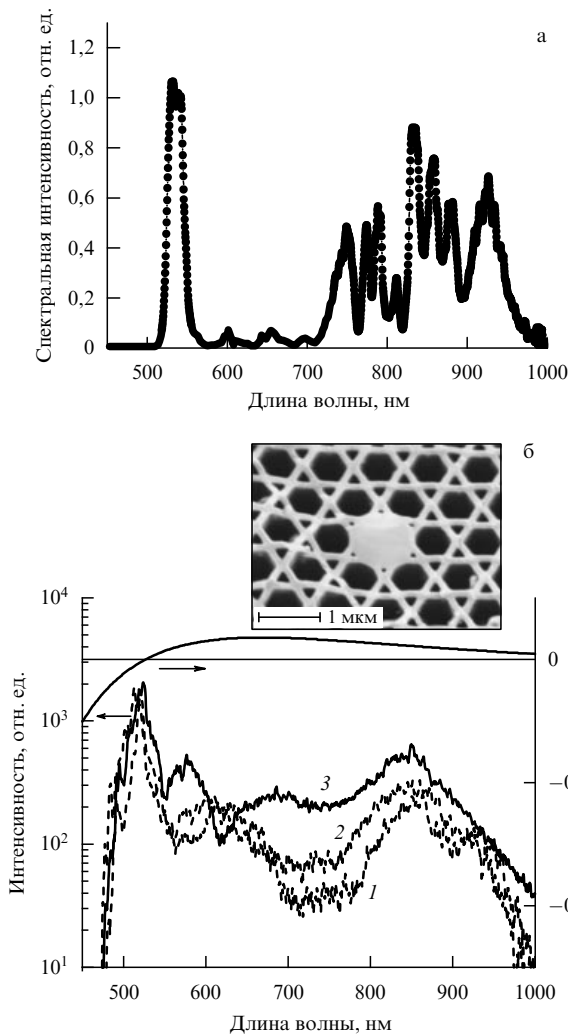


Рис. 10. (а) Спектры неусиленного излучения титан-сапфирового лазера, прошедшего через боковые волноводные микроканалы кварцевого МС-волокна длиной 10 см, представленного на вставке рис. 5. Начальная длительность лазерных импульсов 50 фс. (б) Спектры излучения хром-форстеритового лазера, прошедшего через МС-волокно длиной 12 см из многокомпонентного стекла (показано на вставке) с диаметром сердцевин 2 мкм при начальной длительности лазерных импульсов 200 фс и начальной энергии импульсов 20 нДж (кривая 1), 30 нДж (кривая 2), 40 нДж (кривая 3). Кривой 4 показана расстройка постоянных распространения $\delta\beta_s$ между солитоном с центральной длиной волны 1,25 мкм и дисперсионной волной в основной волноводной моде МС-волокна.

кого порядка и увеличению спектрального интервала, в котором происходит резонансный обмен энергией между солитонами и дисперсионными волнами. Одновременно длинноволновые спектральные компоненты испытывают уширение за счет ФСМ, ЧВВ, модуляционных неустойчивостей, ВКР и солитонного сдвига частоты. В результате этих процессов на выходе волокна формируется излучение с широким непрерывным спектром, наблюдаемое в виде яркого белого света (рис. 4а, см. также вставку на рис. 11). Спектральная ширина такого излучения может достигать нескольких октав, перекрывая всю видимую область и часть ИК-диапазона спектра. В разделе 7 мы обсудим пути использования МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты для оптической метрологии, а также нелинейной спектроскопии и микроскопии.

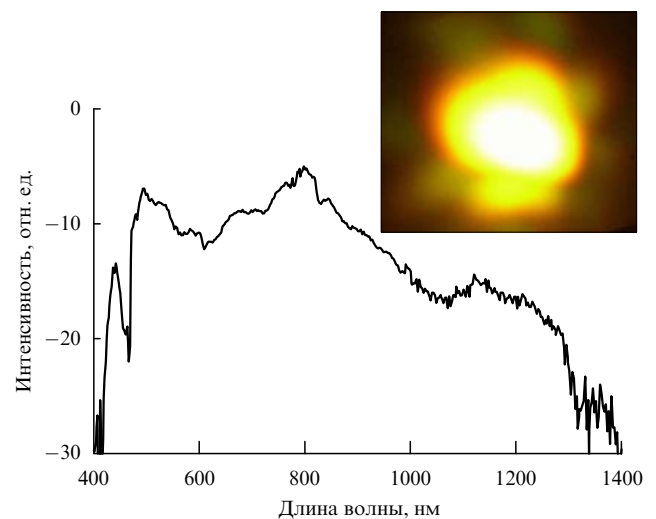


Рис. 11. Спектр излучения суперконтинуума, генерируемого неусиленными импульсами титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 820 нм, начальной длительностью 35 фс и мощностью 320 мВт в кварцевом МС-волокне (показанном на вставке рис. 8) длиной 30 см.

6.3. Оптические волокна из материалов с высокой нелинейностью

Высокая нелинейность МС-волокон обусловлена их структурой, концентрирующей излучение в сердцевине с малым диаметром вследствие высокой разности показателей преломления между центральной частью волокна и его оболочкой. Для наиболее распространенных, кварцевых МС-волокон высокими считаются значения коэффициента нелинейности порядка $\gamma \approx 100 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Существенно более высоких характерных значений γ трудно добиться из-за низкой нелинейности плавленого кварца, характеризующегося нелинейным показателем преломления $n_2 \approx (2-3) \times 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$. Имеются, однако, другие материалы, обладающие гораздо более высокими нелинейностями и совместимые с волоконными технологиями (обзор таких материалов дан в работе [170]). Исследование возможностей и свойств МС-волокон, изготовленных из материалов с высокой нелинейностью, представляет значительный интерес для понимания путей повышения эффективности волноводных нелинейно-оптических взаимодействий, в том числе генерации суперконтинуума.

Перспективный для нелинейной оптики класс МС-волокон удается изготовить с использованием свинцово-силикатных стекол. В работе [171] исследуются свойства МС-волокон, изготовленных из стекла марки SF57. Нелинейный показатель преломления для стекла этого типа на длине волны 1060 нм достигает значения $n_2 \approx 4,1 \times 10^{-15} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$, т.е. более чем на порядок превышает нелинейный показатель преломления плавленого кварца. Коэффициент нелинейности, который удастся получить для МС-волокон, изготовленных из таких стекол, составляет $640 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. Дисперсия групповой скорости в объеме стекла марки SF57 проходит через нуль на длине волны 1970 нм. Это позволяет создать эффективные преобразователи частоты для эрбиевых волоконных лазерных систем с длиной волны излучения около 1550 нм. Авторами работы [171] наблюдалась эффективная генерация рамановских солитонов в корот-

ком сегменте (длиной 37 см) такого волокна при накачке импульсами эрбиевого лазера с начальной энергией около 50 пДж, длительностью около 1,5 пс и частотой повторения 2,5 ГГц.

В работе [172] сообщается о создании МС-волокон из мягких стекол марки SF6. Нелинейный показатель преломления для таких стекол составляет $n_2 \approx 2,2 \times 10^{-15} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$. На длине волны 1550 нм ДГС в объеме стекла SF6 положительна. Для МС-волокон с диаметром сердцевин 2,6 и 4,0 мкм ДГС проходит через нуль в окрестности значений длин волн 1,3 и 1,4 мкм соответственно. Волокна этого типа способны обеспечить высокую эффективность генерации суперконтинуума [173] с накачкой излучением полностью волоконной эрбиевой системы, состоящей из генератора и усилителя, генерирующей импульсы излучения с центральной длиной волны 1560 нм, длительностью около 60 фс, энергией около 200 пДж и частотой повторения около 60 МГц. Высокие эффективности спектрального преобразования фемтосекундных импульсов эрбиевых волоконных лазеров обеспечиваются кварцевыми волокнами, легированными германием, со смещенной дисперсией [174]. Характерный коэффициент нелинейности на длине волны 1550 нм для этих волокон составляет $\gamma \approx 10 \text{ Вт}^{-1} \text{ км}^{-1}$. В работе [175] показана возможность эффективной генерации суперконтинуума в таких волокнах при накачке импульсами эрбиевого волоконного лазера, состоящего из генератора и усилителя, с центральной длиной волны 1550 нм, длительностью импульса 180 фс и средней мощностью около 50 мВт. Микроструктурированные волокна из теллуридных стекол [176] позволяют наблюдать эффективное ВКР при накачке субпикосекундными импульсами с энергией около 1 мкДж и длиной волны 1064 нм.

Особый интерес для волноводной и волоконной нелинейной оптики представляют халькогенидные стекла [177]. Нелинейный показатель преломления для материалов этого класса может достигать значений порядка $10^{-13} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$. Некоторые типы халькогенидных стекол являются прозрачными в ИК-диапазоне вплоть до значения длины волны 5 мкм и характеризуются высокими коэффициентами ВКР-усиления. В связи с этим халькогенидные стекла могут быть использованы для создания волноводных и волоконных оптических переключателей и сенсоров, а также волоконных рамановских лазеров и усилителей в ближнем, среднем и дальнем ИК-диапазонах [178]. О создании халькогенидных МС-волокон и исследовании их свойств сообщается в работе [179].

На вставке рис. 10б и на рис. 12а представлены изображения МС-волокон, изготовленных из многокомпонентного стекла и предназначенных для спектрального преобразования фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера [180]. Несмотря на высокие коэффициенты нелинейности, обеспечиваемые кварцевыми МС-волоконными с диаметром сердцевин менее 2–2,5 мкм, такие волокна не всегда позволяют преобразовать излучение хром-форстеритового лазера в широкополосное излучение с гладким спектром на выходе волокна. При приведенных выше значениях диаметра сердцевин центральная длина волны λ_0 излучения хром-форстеритового лазера слишком далеко отстоит от длины волны λ_z , соответствующей нулевому значению ДГС, что часто приводит к возникновению провала между длинновол-

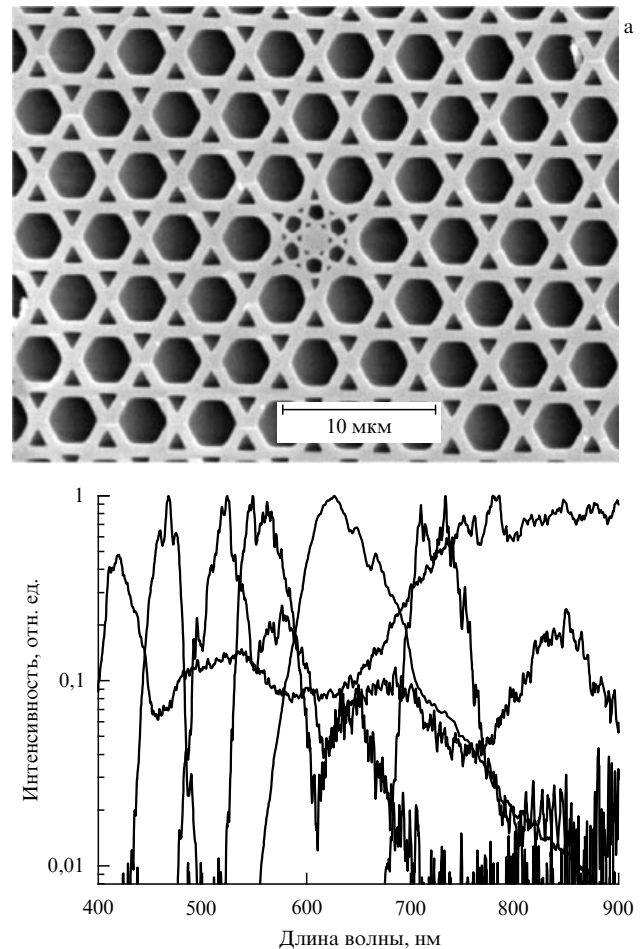


Рис. 12. (а) Поперечное сечение МС-волокна из многокомпонентного стекла. (б) Спектры интенсивности преобразованного в этом волокне излучения хром-форстеритового лазера. Перестройка центральной волны, сдвинутой в высокочастотную область спектральной компоненты, достигается изменением параметра $\delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda_z|$, где λ_0 — центральная длина волны излучения, λ_z — точки нулевых значений ДГС.

новой, солитонной частью спектра излучения на выходе волокна и его коротковолновой частью, обусловленной черенковским излучением солитонов и ЧВВ-процессами (см. разделы 5 и 6.2). Многокомпонентное стекло, из которого изготовлено волокно, представленное на вставке рис. 10б, имеет нелинейный показатель преломления, близкий к величине n_2 плавленого кварца. Однако иной профиль дисперсии многокомпонентного стекла позволяет существенно уменьшить отстройку $\delta\lambda = |\lambda_0 - \lambda_z|$ без увеличения диаметра сердцевин волокна, т.е. без потери в нелинейности структуры (см. вставку на рис. 13). Для волокон из многокомпонентного стекла с диаметрами сердцевин, равными 2,0 и 2,4 мкм, ДГС обращается в нуль на длинах волн 910 и 980 нм соответственно (кривые 1 и 2 на рис. 13). Для кварцевых МС-волокон с теми же значениями диаметра сердцевин нуль ДГС достигается на длинах волн 715 и 767 нм (кривые 3 и 4 на рис. 13). Микроструктурированные волокна из многокомпонентного стекла, таким образом, обеспечивают более благоприятные условия для преобразования излучения хром-форстеритового лазера в излучение с широким непрерывным спектром.

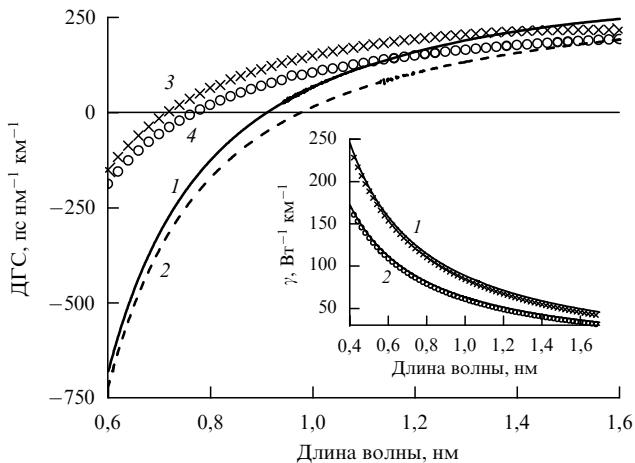


Рис. 13. Зависимости дисперсии групповой скорости от длины волны для МС-волокна из многокомпонентного стекла (показано на вставке рис. 10б) с диаметрами сердцевины 2,0 мкм (кривая 1) и 2,4 мкм (кривая 2). Кривыми 3 и 4 показана ДГС для основной моды кварцевого волокна такой же структуры с диаметрами сердцевины 2,0 и 2,4 мкм соответственно. На вставке представлены зависимости коэффициента нелинейности γ от длины волны для того же типа МС-волокна с диаметрами сердцевины 2,0 мкм (кривая 1) и 2,4 мкм (кривая 2) и для сравнения приведены γ для кварцевого МС-волокна с диаметрами сердцевины 2,0 мкм (крестики) и 2,4 мкм (кружки).

На рисунке 12б представлены результаты спектральных измерений, выполненных для МС-волокон из многокомпонентного стекла с одинаковой структурой (показанной на рис. 12а), но варьируемым на этапе изготовления фактором увеличения структуры как целого. Как следует из представленных результатов, такое семейство МС-волокон позволяет преобразовать частоту фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера с генерацией излучения произвольной длины волны в диапазоне от 400 до 900 нм. Такой способ преобразования частоты фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера открывает интересные возможности для нелинейной спектроскопии (см. раздел 7.2) и исследования быстропротекающих процессов в молекулярных системах методами лазерно-индуцируемой флуоресценции [180].

Важный класс материалов, позволяющих достичь высокой эффективности преобразования частоты лазерного излучения и лазерной генерации белого света, составляют материалы с высоким коэффициентом ВКР-усиления [181, 182]. Увеличение вклада задержанной нелинейности в зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления (фактора f_R в обобщенном нелинейном уравнении Шрёдингера (30)) может приводить к качественному изменению характера распространения сверхкоротких световых импульсов в режиме аномальной дисперсии по сравнению с привычной картинной смещаемых по частоте солитонов, наблюдаемой в кварцевых волокнах. Этот эффект иллюстрируется результатами численных расчетов, выполненных в работе Серебрянникова с соавторами [183] для теллуридных волокон с коэффициентом ВКР-усиления, примерно в 50 раз превышающим коэффициент ВКР-усиления кварцевых волокон. Вклад рамановской части в нелинейную добавку к показателю преломления для рассматриваемого типа стекол ($f'_R \approx 0,76$) существенно выше, чем значение фактора f_R для кварца ($f_R \approx 0,18$). Вследствие

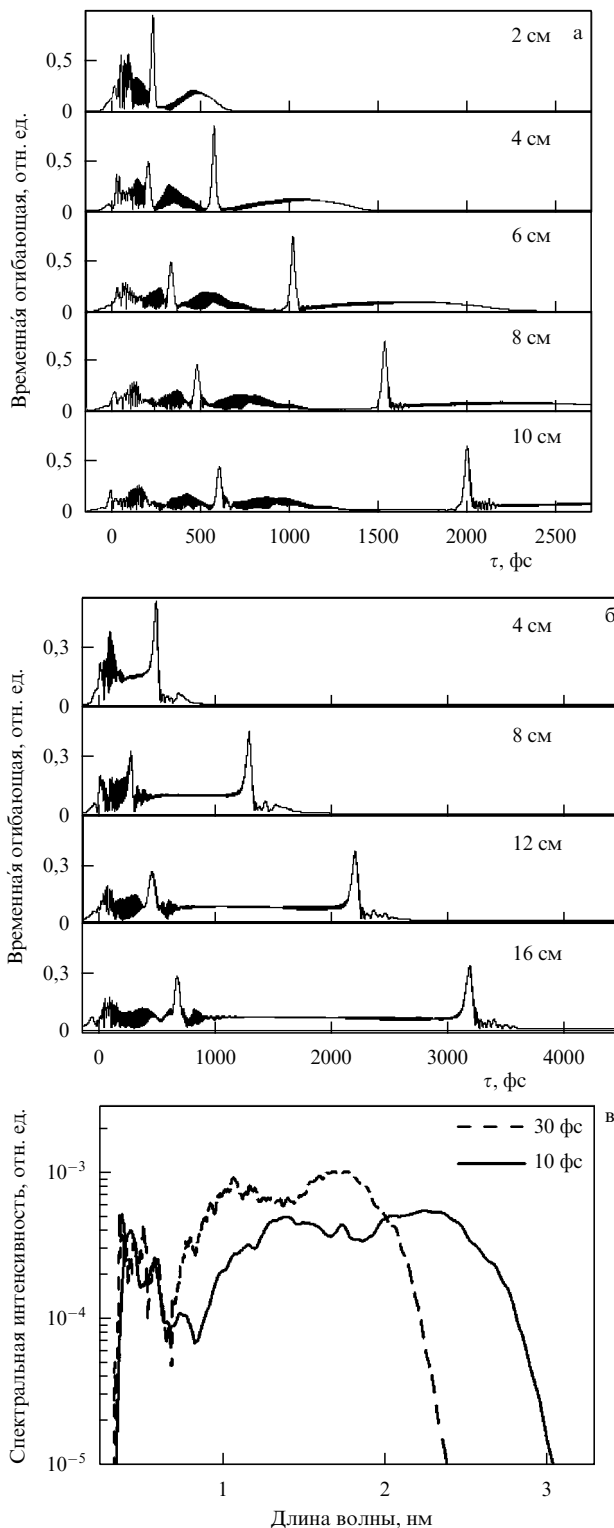


Рис. 14. Временная эволюция импульса с начальной длительностью 30 фс в кварцевом (а) и теллуридном (б) МС-волокне. Начальная энергия импульса выбрана таким образом, чтобы соответствовать возбуждению фундаментального солитона. (в) Генерация суперконтинуума в теллуридном МС-волокне длиной 3 см. Начальная длительность импульса 10 фс (сплошная кривая), 30 фс (штриховая кривая). Начальная энергия импульса 1,0 нДж.

этого характерные для кварцевых волокон непрерывно смещаемые по частоте солитонные пики (рис. 14а) трансформируются в быстроизменяющиеся по амплитуде и

длительности пики временной огибающей интенсивности поля, наблюдаемые на мощном фоне несолитонной части излучения (рис. 14б). Высокая рамановская нелинейность, таким образом, может препятствовать образованию устойчивых солитонных структур, изолированных во времени и по спектру от несолитонной части поля. При пиковой мощности входного излучения, соответствующей многосолитонному режиму импульсной динамики, такие волокна могут служить, как показано на рис. 14в, эффективными генераторами белого света в видимой области и ближнем ИК-диапазоне.

7. Приложения волоконно-оптических источников белого света

7.1. Генерация белого света и революция в оптической метрологии

Использование МС-волокон в системах оптической метрологии является одним из наиболее ярких приложений волокон этого типа. Во многом благодаря МС-волоконкам в оптической метрологии произошли революционные изменения, приведшие к существенному упрощению лазерных систем, используемых в оптической метрологии [78–80]. За последние 5–6 лет системы оптической метрологии и высокоточной спектроскопии превратились из технически сложных многоступенчатых комплексов в компактные настольные устройства, обеспечивающие беспрецедентно высокие точности оптических измерений [81]. Достижения в области оптической метрологии отмечены Нобелевской премией по физике за 2005 г.

Ключевая идея, лежащая в основе прорыва в области оптической метрологии, заключается в использовании частотных гребенок [184–186], формируемых фемтосекундными лазерами, работающими в режиме синхронизации мод, для измерения частотных интервалов (рис. 15). Фемтосекундные лазерные источники с синхронизованными модами обеспечивают генерацию последовательностей световых импульсов, разделенных временным интервалом T , равным времени обхода импульсом лазерного генератора. В спектральном представлении такие последовательности импульсов соответствуют эквидистантным частотным гребенкам (см. рис. 15) с полной спектральной шириной, определяемой

длительностью импульсов в пуле, и частотным интервалом $\Delta\omega$ между ближайшими спектральными компонентами, равным $\Delta\omega = 2\pi/T$. Такая частотная гребенка может быть прокалибрована с помощью атомного стандарта частоты и использована в качестве "линейки" для измерения спектральных, а значит, и временных, и пространственных интервалов. Переход от обычного для оптической спектроскопии измерения длины волны к измерению частотных интервалов с помощью частотных гребенок позволяет на много порядков повысить точность оптических измерений и создать новое поколение стандартов частоты и оптических часов [81]. Значение этой идеи для оптической метрологии и прецизионной лазерной спектроскопии настолько велико, что в решении Нобелевского комитета о премиях по физике за 2005 г. специально отмечена техника измерений, основанная на частотных гребенках [9].

Идея использования лазерных источников сверхкоротких импульсов, работающих в режиме синхронизации мод, для высокоточных оптических измерений была высказана в конце 1970-х годов [187, 188]. В работе группы Хэнша [187] впервые была экспериментально продемонстрирована возможность измерения тонкой структуры атомных уровней энергии с помощью частотных гребенок, формируемых пикосекундными лазерами с синхронизованными модами. Так как спектральная ширина частотной гребенки обратно пропорциональна длительности импульса, пикосекундные лазеры не позволяют обеспечить достаточно широкий диапазон измерений — пикосекундная "частотная линейка" слишком коротка для этого. Для широкого практического использования частотных гребенок в оптической метрологии потребовались источники более коротких, фемтосекундных лазерных импульсов, а прямая привязка таких гребенок к атомным стандартам частоты стала возможна с появлением МС-волокон.

Удобные, надежные и компактные твердотельные фемтосекундные лазерные системы, получившие широкое распространение с 1990-х годов [30], позволяют сформировать частотные гребенки со спектральной протяженностью достаточной для практического использования в оптической метрологии и прецизионной спектроскопии. Межмодовый интервал $\Delta\omega$ может быть привязан к радиочастотному опорному источнику такому, как, например атомные цезиевые часы [81]. Однако даже

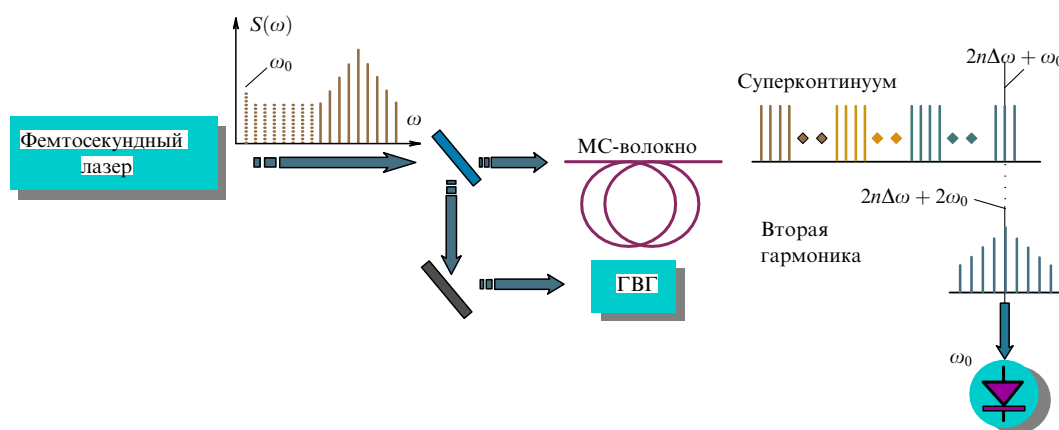


Рис. 15. Измерение и стабилизация расстройки фаз огибающей и несущей для частотных гребенок, формируемых фемтосекундным лазером в режиме синхронизации мод.

после этой процедуры частотная гребенка еще не становится полностью привязанной к опорному стандарту частоты. Трудность заключается в том, что частота n -й спектральной компоненты частотной гребенки не является точно кратной межмодовому интервалу $\Delta\omega$ (см. рис. 15), а определяется выражением $\omega_n = n\Delta\omega + \omega_0$, где ω_0 — частота отстройки. Одна из физических причин возникновения частоты отстройки связана с дисперсией оптических элементов лазерного резонатора, приводящей к различию фазовой u_p и групповой u_g скоростей. Фаза светового поля (фаза несущей) из-за разности u_p и u_g систематически смещается от импульса к импульсу в цуге, излучаемом лазером с синхронизованными модами, относительно огибающей импульса. В результате на выходе фемтосекундного лазера с синхронизованными модами формируется последовательность импульсов, разделенных одинаковыми временными интервалами T , но имеющими ненулевую расстройку $\Delta\varphi$ фазы несущей и фазы огибающей светового импульса. Фурье-преобразование такого поля дает спектр в виде эквидистантной гребенки спектральных компонент (см. рис. 15) с частотами $\omega_n = n\Delta\omega + \omega_0$, где $\omega_0 = \Delta\varphi/T$.

Для использования частотной гребенки в качестве линейки для высокоточного измерения частот требуется измерить и стабилизировать величину ω_0 по внешнему опорному стандарту частоты. Эта задача решается с помощью генерации суперконтинуума в МС-волокне [78–80] (возможно также использование для этой цели действующих по тем же физическим механизмам специальных волокон с перетяжкой [189, 190]). Принцип измерения и стабилизации ω_0 показан на рис. 15. Часть излучения фемтосекундного лазерного источника частотной гребенки пропускается через МС-волокна. Другая часть используется для генерации второй гармоники (ГВГ) в нелинейном кристалле. Ключевое требование, предъявляемое к операции генерации суперконтинуума в МС-волокне, заключается в том, что ширина спектра суперконтинуума на выходе МС-волокна должна превышать октаву [81]. При выполнении этого условия для некоторой спектральной компоненты n , выбранной в низкочастотной области начальной гребенки, преобразованный в МС-волокне спектр излучения будет содержать частотную компоненту $\omega_{2n} = 2n\Delta\omega + \omega_0$, близкую по частоте компоненте $2\omega_n = 2n\Delta\omega + 2\omega_0$ в спектре сигнала второй гармоники (см. рис. 15). Сигнал биений поля второй гармоники и излучения на выходе МС-волокна, таким образом, будет содержать компоненту $2\omega_n - \omega_{2n} = \omega_0$, позволяя измерить и стабилизировать частоту отстройки ω_0 и тем самым привязать все спектральные компоненты фемтосекундной частотной гребенки к опорному стандарту частоты с использованием только одного лазерного источника.

Системы оптической метрологии, основанные на использовании частотных гребенок, обеспечивают относительную точность измерения частотных интервалов на уровне 5×10^{-16} [81]. Рассмотренный выше способ измерения и стабилизации фазовой расстройки несущей и огибающей, основанный на генерации суперконтинуума в МС-волокне, открывает возможность фазового управления сверхкороткими импульсами длительностью, равной длительности нескольких циклов оптического поля [191, 192]. Импульсы со стабилизированной расстройкой фазы несущей и огибающей необходимы для контролируемой надпороговой ионизации [193], генерации оптиче-

ских гармоник высокого порядка [194] и формирования аттосекундных импульсов [195]. Благодаря простоте, компактности и надежности техника фемтосекундных частотных гребенок получает широкое распространение для измерений фундаментальных физических констант и создания практичных схем оптических часов [81]. Активно исследуются возможности использования таких систем для спутниковой навигации и высокоточной синхронизации оптических сетей.

7.2. Волоконно-оптические генераторы белого света и преобразователи частоты в нелинейной спектроскопии

В этом разделе мы остановимся на использовании МС-волоконных генераторов белого света и преобразователей частоты для целей нелинейной спектроскопии. Будет показано, что спектрально-временные преобразования фемтосекундных импульсов в МС-волокнах со специальными профилями дисперсии позволяют формировать перестраиваемые по частоте импульсы излучения с требуемой формой огибающей и регулируемой модуляцией фазы, оптимизированные для целей когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии наведенного поглощения.

7.2.1. Спектроскопия когерентного антистоксова рассеяния света.

Когерентное антистоксово рассеяние света [196, 197] является одним из наиболее широко распространенных методов нелинейной спектроскопии. Техника КАРС обеспечивает высокое пространственное, временное и спектральное разрешение [198] при исследовании возбужденных газовых сред, плазмы, пламен и процессов горения, а также широко используется для микроскопии биологических объектов [199] и ионизированных пространственно неоднородных газовых сред [200]. Фемтосекундная КАРС-спектроскопия [201] позволяет изучать быстропротекающие процессы и динамику колебательных волновых пакетов в молекулярных системах в газовой, жидкой и твердотельной фазах. Возможность КАРС-спектроскопии и КАРС-микроскопии, включая чувствительность, а также временное, пространственное и спектральное разрешение этих методик, существенно расширяются за счет использования методов поляризационного [196, 198] и фазового [202] управления процессами четырехфотонного рассеяния.

Идейное и техническое развитие методики КАРС во многом определяется совершенствованием источников перестраиваемого излучения. Ранние эксперименты по КАРС-спектроскопии выполнялись с использованием стоксова сигнала, получаемого в результате процесса вынужденного комбинационного рассеяния в кювете с комбинационно-активным газом [203]. Появление перестраиваемых лазерных источников открыло новый этап в области нелинейной спектроскопии [196]. Использование в качестве источников перестраиваемого излучения параметрических генераторов света и лазеров на органических красителях радикально расширило сферу приложений КАРС-спектроскопии, позволив во многих случаях превратить технику КАРС из метода лабораторных исследований в инженерный инструмент практического исследования автомобильных и ракетных двигателей [204, 205].

В работах [83, 206] предложена и экспериментально реализована новая схема фемтосекундной КАРС-спектроскопии, основанная на использовании импульсов с

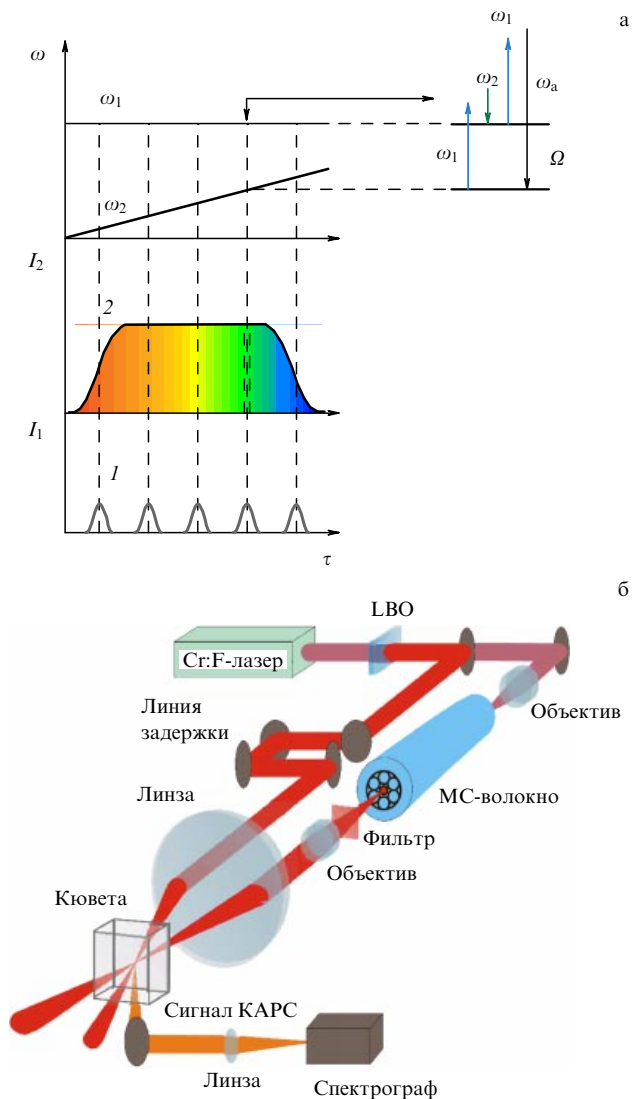


Рис. 16. (а) Принцип фемтосекундной КАРС-спектроскопии с использованием ФМ-импульсов. (б) Схема экспериментальной установки для КАРС-спектроскопии с использованием ФМ-импульсов, генерируемых в микроструктурированном волокне.

фазовой модуляцией. Как показано на рис. 16а, изменение времени задержки между спектрально ограниченными сверхкороткими импульсами с временной огибающей $I_1(\tau)$ и chirпированными импульсами с временной огибающей $I_2(\tau)$ приводит к изменению мгновенного значения разности частот $\omega_1 - \omega_2$. Линейное отображение время – частота, определяемое импульсами с линейной модуляцией фазы, позволяет, таким образом, измерять спектры нелинейного отклика среды путем изменения времени задержки между импульсами накачки [207, 208]. Ключевая идея по реализации предложенной экспериментальной методики заключается в использовании МС-волокон со специальным профилем дисперсии для генерации перестраиваемых по частоте импульсов с гладкой огибающей и регулируемой модуляцией фазы. Благодаря высокой степени локализации электромагнитного излучения в сердцевине и возможности формирования требуемого профиля дисперсии, МС-волокна позволяют радикально увеличить эффективность нелинейно-оптического преобразования частоты фемтосе-

кундных импульсов, открывая возможности создания принципиально новых источников перестраиваемого по частоте излучения для нелинейной спектроскопии. Перестраиваемые по частоте фемтосекундные импульсы, формируемые в МС-волокнах, применяются для получения сигнала КАРС из раствора толуола.

Лазерная система, использовавшаяся в экспериментах [83, 206], состояла из задающего лазера на кристалле Cr^{4+} :форстерита, стретчера, узла оптической развязки, регенеративного усилителя, компрессора и кристалла для удвоения частоты [155] (рис. 16б). Для накачки задающего лазера использовался волоконный иттербиевый лазер. Задающий лазер генерировал импульсы с характерной длительностью 30–50 фс и частотой повторения 120 МГц. Центральная длина волны этих импульсов равнялась 1270 нм при спектральной ширине 26 нм. Средняя мощность излучения лазера составляла около 180 мВт. Фемтосекундные импульсы длительностью 30–50 фс с горизонтальной поляризацией поступали на вход решеточного стретчера, увеличивавшего их длительность до 700 пс. Усиление импульсов производилось регенеративным усилителем, накачиваемым излучением Nd:YLF-лазера. Усиленные импульсы с энергией до 100 мкДж поступали в решеточный компрессор, в котором импульсы сжимались до длительности 75–150 фс с потерей примерно половины энергии. Удвоение частоты излучения хром-форстеритового лазера осуществлялось с помощью кристалла LBO.

Микроструктурированные волокна изготавливались из многокомпонентного стекла. Структура волокна (вставка на рис. 16б) формировалась таким образом, чтобы обеспечить оптимальный профиль дисперсии волноводных мод, позволяющий достичь максимальных эффективностей преобразования энергии излучения хром-форстеритового лазера в смещенный в высокочастотную область (антистоксов) сигнал с длиной волны 650–730 нм. Для измерения длительности и chirпа антистоксова сигнала, генерируемого в МС-волокне, использовалась кросскорреляционная методика, аналогичная технике XFROG (cross-correlation frequency-resolved optical gating, кросскорреляционное оптическое стробирование с разрешением по частоте) [209–211]. Методика XFROG основана на измерении спектра сигнала с суммарной частотой, генерируемого путем смешения в кристалле ВВО антистоксова излучения из МС-волокна и импульса второй гармоники хром-форстеритового лазера, для различных значений времени задержки τ между импульсом второй гармоники E_{SH} и антистоксовым сигналом E_a . Измеряемая при этом спектрограмма

$$S(\omega, \tau) \propto \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_a(t) E_{SH}(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2$$

позволяет получить информацию о форме огибающей, длительности, спектре и chirпе импульса антистоксова излучения, генерируемого в МС-волокне. Результаты измерений, выполненных с использованием импульсов излучения второй гармоники с центральной длиной волны около 620 нм длительностью около 90 фс, приведены на рис. 17а. Как следует из представленных экспериментальных данных, импульс антистоксова излучения имеет длительность около 1 пс и характеризуется гладкой временной огибающей и наличием положительного chirпа.

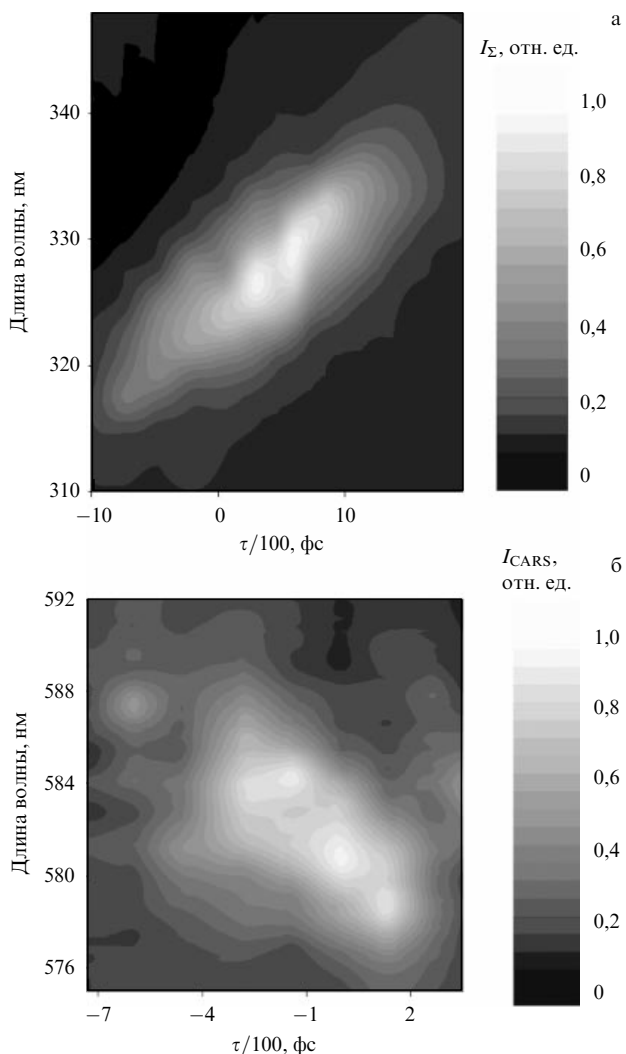


Рис. 17. (а) Зависимость интенсивности I_{Σ} сигнала суммарной частоты, генерируемого в кристалле ВВО излучением второй гармоники хром-форстеритового лазера и антистоксовым излучением из МС-волокна, от длины волны и времени задержки τ между импульсом второй гармоники и антистоксовым сигналом. (б) Зависимость интенсивности I_{CARS} сигнала КАРС из раствора толуола от длины волны и времени задержки τ между импульсом второй гармоники и антистоксовым сигналом.

Различные частотные компоненты импульсов антистоксова излучения, формируемых в МС-волокне, характеризуются различными групповыми задержками. Мгновенная частота ω и время задержки τ , как видно из результатов измерений, представленных на рис. 17а, находятся во взаимно однозначном соответствии. Подобное взаимно однозначное отображение $\tau \leftrightarrow \omega$ позволяет проводить спектральные измерения путем изменения времени задержки между импульсами накачки. В наших экспериментах антистоксов сигнал, генерируемый в МС-волокне, использовался в качестве одного из импульсов накачки в схеме спектроскопии КАРС.

Вторая гармоника излучения хром-форстеритового лазера с частотой ω_1 и антистоксов сигнал из МС-волокна (частота ω_2) использовались для возбуждения с частотами $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ комбинационно-активных мод молекул толуола в растворе. Рассеянное на сфазированных колебаниях среды излучение второй гармоники хром-форстеритового лазера приводило к возникнове-

нию сигнала КАРС на частоте $\omega_{CARS} = 2\omega_1 - \omega_2$. Структура волокна оптимизировалась для эффективной генерации антистоксова сигнала в частотном диапазоне, позволяющем проводить зондирование комбинационно-активных мод молекул толуола в области частот $1000 - 1200 \text{ см}^{-1}$. Световые пучки накачки с частотами ω_1 и ω_2 фокусировались в кювету с раствором толуола под небольшим углом (рис. 16б). Сигнал КАРС генерировался в неколлинеарной геометрии в области взаимодействия пучков накачки в кювете с толуолом в виде узконаправленного пучка, пространственно разделенного с излучениями накачки. Этот сигнал отделялся от пучков накачки и регистрировался с помощью спектрометра.

На рисунке 6 представлены спектры сигнала КАРС, измеренные при различных значениях времени задержки между импульсами второй гармоники излучения хром-форстеритового лазера и импульсами антистоксова излучения, формируемыми в МС-волокне. Изменение времени задержки τ соответствует изменению мгновенной разности частот $\omega_1 - \omega_2$, что позволяет возбуждать различные комбинационные моды молекул толуола. Так как мгновенная частота в положительно chirпированном импульсе антистоксова излучения увеличивается от переднего фронта к заднему (рис. 17а), при малых τ , соответствующих заднему фронту импульса антистоксова излучения, возбуждаются низкочастотные комбинационные моды ($\tau \approx -200$ фс на рис. 17б). В частности, удается разрешить комбинационно-активную моду молекулы толуола с частотой 1004 см^{-1} (длина волны сигнала КАРС $\lambda_{CARS} \approx 584$ нм). Мгновенная длина волны chirпированного антистоксова импульса, соответствующего возбуждению этой комбинационно-активной моды, составляет $\lambda_2 \approx 661$ нм. При увеличении времени задержки мгновенная разность частот $\omega_1 - \omega_2$ возрастает, что приводит к возбуждению комбинационных мод с более высокими частотами ($\tau \approx 100 - 200$ фс на рис. 17б).

7.2.2. Спектроскопия наведенного поглощения. Для время-разрешенных измерений в нелинейной спектроскопии сверхбыстрых процессов молекулярной динамики и переноса возбуждения, как правило, требуются последовательности сверхкоротких импульсов накачки и зондирования с переменным временем задержки и перестраиваемой частотой пробного поля [201]. Подобные последовательности импульсов могут быть получены с помощью фемтосекундных оптических параметрических усилителей, использование которых, однако, неизбежно приводит к удорожанию лазерной части систем для нелинейно-оптических времяразрешенных измерений и сдерживает их применение для решения широкого круга прикладных задач.

Использование широкополосного излучения суперконтинуума с управляемым chirпом представляет собой привлекательную альтернативу [207, 208, 212, 213] последовательностям лазерных импульсов, генерируемых оптическими параметрическими усилителями, в задачах времяразрешенной нелинейной спектроскопии. Излучение суперконтинуума в подобных экспериментах часто достигается с помощью фокусирования фемтосекундного лазерного излучения в кварцевую или сапфировую пластину [26, 212, 213]. Микроструктурированные волокна позволяют формировать излучение суперконтин-

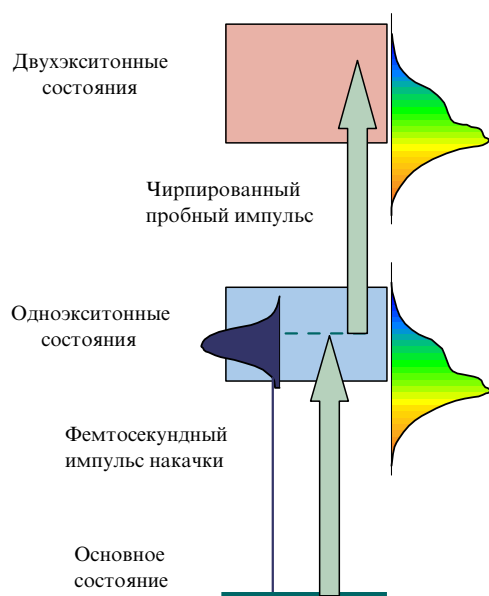


Рис. 18. Временноразрешенная спектроскопия наведенного поглощения молекулярных агрегатов с использованием фемтосекундного импульса накачки и широкополосного чирпированного пробного поля.

нуума с требуемой временной огибающей, управляемым спектром и регулируемой спектральной фазой, открывая тем самым новые возможности для временноразрешенных измерений в нелинейной спектроскопии.

На рисунке 18 иллюстрируется методика временноразрешенной спектроскопии наведенного поглощения молекулярных агрегатов с использованием фемтосекундного импульса накачки и широкополосного чирпированного пробного импульса, формируемого в МС-волокне [214]. Объектом исследования являются тиакарбоцианиновые молекулярные агрегаты в полимерной пленке. Полимерные материалы с включениями молекулярных агрегатов представляют собой значительный интерес как новые среды для нелинейной оптики, позволяющие создавать эффективные устройства для переключения лазерных импульсов и управления их параметрами [215].

Взаимодействие молекул в молекулярных агрегатах приводит к формированию экситонных энергетических зон (см. рис. 18). Ширина экситонных зон и их сдвиг относительно энергетических уровней невзаимодействующих молекул несут информацию о характере и интенсивности межмолекулярных взаимодействий в агрегате и позволяют оценить число молекул, образующих агрегат.

Для исследования экситонных энергетических зон молекулярных агрегатов и определения их параметров применяется спектроскопия наведенного поглощения (см. рис. 18). В качестве накачки используются импульсы излучения второй гармоники хром-форстеритового лазера с центральной длиной волны 618 нм, длительностью импульса около 120 фс и энергией, варьируемой от 10 до 80 нДж. Для получения широкополосного пробного импульса излучение основной частоты фемтосекундного хром-форстеритового лазера пропускается через преобразователь частоты на основе МС-волокна, изготовленного из многокомпонентного стекла (рис. 12а). Профиль дисперсии волокна обеспечивает эффективное

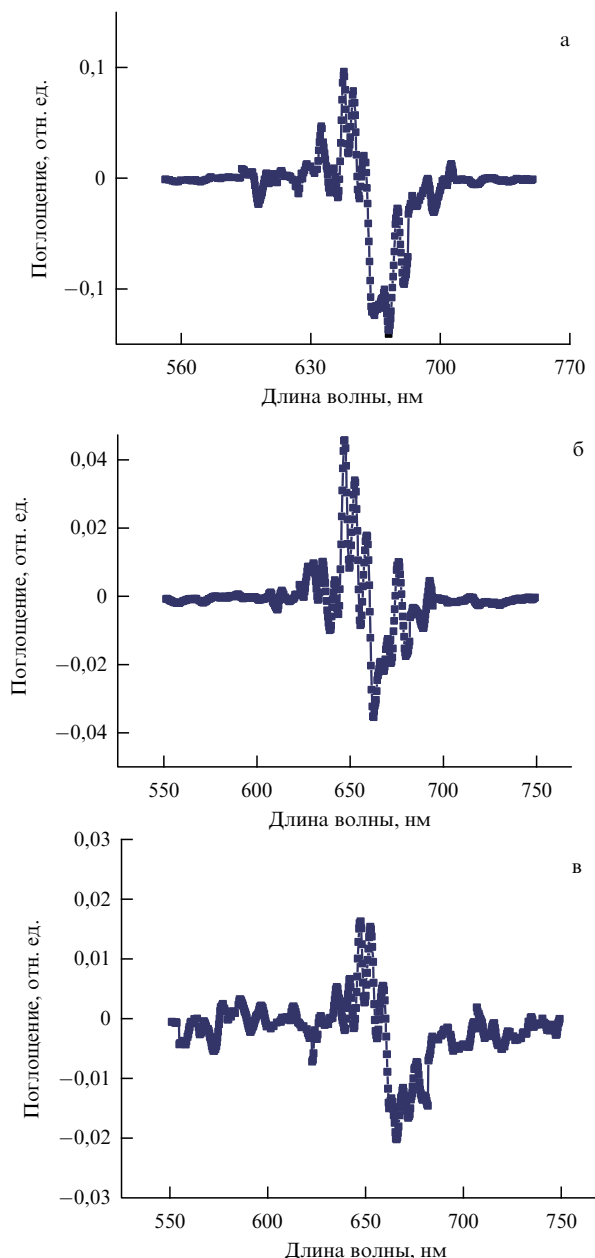


Рис. 19. Дифференциальные спектры наведенного поглощения тиакарбоцианиновых молекулярных агрегатов в полимерной пленке. Задержка широкополосного чирпированного пробного импульса относительно фемтосекундного импульса накачки составляет: (а) 100 фс, (б) 500 фс, (в) 1100 фс.

преобразование фемтосекундных импульсов хром-форстеритового лазера в широкополосный сигнал со спектром, перекрывающим спектральный интервал (по уровню 20 % от максимума спектра интенсивности) от 530 до 680 нм. Это излучение используется для измерения спектра поглощения молекулярных агрегатов, наводимого импульсом накачки.

На рисунке 19 приведены спектры дифференциального поглощения, построенные в результате измерения спектра поглощения при наличии возбуждающего импульса и вычитания спектра поглощения, измеренного без возбуждения излучением второй гармоники хром-форстеритового лазера. В спектрах, представленных на рис. 19, отчетливо видны минимумы с центром на длине волны 665 нм и сдвинутые в высокочастотную область

пики поглощения с центром на длине волны 640 нм. Подобная форма спектров наведенного поглощения является характерной для молекулярных агрегатов [215]. Минимум в поглощении свидетельствует о просветлении материала вследствие перехода агрегатов из основного состояния в зону одноэкситонных состояний. Пики поглощения связаны с дополнительным наведенным поглощением, обусловленным переходами между зонами одно- и двухэкситонных состояний.

Для молекулярных агрегатов с хорошо выраженным порядком в спектре нелинейного поглощения доминируют переходы между основным состоянием и нижними уровнями одно- и двухэкситонных зон [216, 217]. В этом случае длина делокализации экситона, служащая мерой количества взаимодействующих молекул в агрегате, может быть определена из спектрального смещения Δ пика наведенного поглощения относительно вызванного просветлением минимума в спектре наведенного поглощения [218, 219]: $N_d^d \approx (3\pi^2|J|/\Delta)^{1/2} - 1$. Для экспериментальных данных [214] $\Delta \approx 470 \text{ см}^{-1}$ приводит к оценке $N_d^d \approx 6$, что хорошо согласуется с длиной локализации экситона, определенной из спектра поглощения агрегата.

Амплитуды пика наведенного поглощения и связанного с просветлением минимума в спектре нелинейного поглощения убывают с увеличением времени задержки между возбуждающим и пробным импульсами (см. рис. 19). На основании этих измерений можно определить время релаксации одноэкситонного состояния молекулярного агрегата. Субпикосекундные времена релаксации, восстанавливаемые из спектров наведенного поглощения (см. рис. 19), согласуются с результатами, полученными ранее с помощью иных экспериментальных методик, и указывают на "тушение" возбужденных состояний за счет экситон-экситонной аннигиляции [215] как на основной механизм релаксации агрегатов в рассмотренных экспериментальных условиях.

Представленные выше экспериментальные данные свидетельствуют о том, что МС-волокна позволяют создавать высокоэффективные источники перестраиваемых по частоте коротких световых импульсов для нелинейной спектроскопии. Использование волокон со специальным профилем дисперсии дает возможность трансформировать нано- и субнаноджоулевые фемтосекундные импульсы накачки в импульсы смещенного в высокочастотную область излучения с требуемой формой временной огибающей, регулируемые спектральными характеристиками и управляемым профилем спектральной фазы [220]. Применение МС-волокон, таким образом, позволяет радикально снизить требования к энергии импульсов накачки в перестраиваемых источниках для нелинейной спектроскопии и квантового управления по сравнению с требованиями, предъявляемыми к энергии импульсов лазеров на красителях и оптических параметрических усилителей. Мощность смещенных по частоте импульсов, формируемых в МС-волокнах, может быть существенно повышена с помощью оптического параметрического усиления [221] или лазерного усиления с последующим оптическим параметрическим усилением [159].

8. Заключение

Нелинейно-оптические взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов открывают возможности генера-

ции искусственного белого света с уникальными свойствами спектра, регулируемой временной длительностью и высокой спектральной яркостью. Материалы и структуры, позволяющие преобразовать сверхкороткие лазерные импульсы в излучение суперконтинуума, открывают новые пути решения задач оптической связи и управления предельно короткими световыми импульсами. Генераторы суперконтинуума на основе МС-волокон помогают достичь рекордно высоких точностей оптических метрологических измерений и открывают перспективы создания новых компактных мультиплексных источников излучения для нелинейной спектроскопии, микроскопии и лазерной биомедицины. При генерации белого света в МС-волокнах наблюдаются новые режимы нелинейно-оптических взаимодействий сверхкоротких лазерных импульсов. Новые волоконные структуры и материалы с большими оптическими нелинейностями обеспечивают высокие эффективности спектрального и временного преобразования сверхкоротких лазерных импульсов и позволяют реализовать методы генерации широкополосного излучения с регулируемыми спектральными, временными и фазовыми характеристиками.

Автор сердечно признателен А.Б. Федотову, Д.А. Сидорову-Бирюкову, Е.Е. Серебрянникову, Д.А. Акимову (физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова), А.А. Иванову, М.В. Алфимову (Центр фотохимии РАН), Р. Майлсу (Принстонский университет), А. Балтушке, Ф. Краусу (Институт квантовой оптики им. М. Планка, Гархинг), Д. фон дер Линде, А.П. Тарасевичу (Университет Эссена-Дуйсбурга), В. Киферу (Университет г. Вюрцбурга), Ф. Расселлу, Д. Скрыбину, Дж. Найту (Университет г. Бас), Ю.Н. Кондратьеву, В.С. Шевандину, К.В. Дукельскому, А.В. Хохлову (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова), В.И. Белоглазову, Н.Б. Скибиной, А.В. Щербакову (Институт технологии и обработки стеклянных структур, Саратов), Дж. и Р. Стегеманам (Университет Центральной Флориды), Д. Хорвату, И. Бугару (Международный лазерный центр, Братислава), Дж. Дадли (Университет г. Безансон), К. Сибильи (Римский университет La Sapienza), Чинг-ю Вангу, Мингле Ху, Янфенг Ли (Университет г. Тяндзин), Л.А. Мельникову (Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского) за полезные обсуждения и плодотворное сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-16929, № 03-02-20002-БНТС, № 05-02-90566-ННС, Федеральной целевой научно-технической программы РФ (контракт № 02.434.11.2010), грантов ИНТАС 03-51-5037 и 03-51-5288, а также гранта Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF, проект RP2-2558).

Список литературы

1. *Oeuvres de Descartes* (Paris: Charles Adam et Paul Tannery, 1902) [Декарт Р *Избранные произведения* (М.: Госполитиздат, 1950)]
2. Grimaldi F M *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride* (Bologna: A. Forni, 1665)
3. Newton I *Optics* (London: Smith & Walford, 1704) [Ньютон И *Оптика* 2-е изд. (М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1954)]
4. Raman C V, Krishnan K S *Nature* **121** 501 (1928)
5. Landsberg G, Mandelstam L *Naturwissenschaften* **16** 557 (1928)
6. Плачек Г *Рэлеевское рассеяние и раман-эффект* (Харьков: ОНТИУ, 1934)

7. Фабелинский И Л *Молекулярное рассеяние света* (М.: Наука, 1965)
8. Фабелинский И Л *УФН* **168** 1341 (1998)
9. The Nobel Prize in Physics 2005, <http://nobelprize.org/physics/laureates/2005/index.html>
10. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 584 (1970)
11. Alfano R R, Shapiro S L *Phys. Rev. Lett.* **24** 592 (1970)
12. Yu W et al. *Opt. Commun.* **14** 344 (1975)
13. Werncke W et al. *Opt. Commun.* **4** 413 (1972)
14. Penzkofer A, Laubereau A, Kaiser W *Phys. Rev. Lett.* **31** 863 (1973)
15. Smith W L, Liu P, Bloembergen N *Phys. Rev. A* **15** 2396 (1977)
16. Fork R L et al. *Opt. Lett.* **8** 1 (1983)
17. Corkum P B, Rolland C, Srinivasan-Rao T *Phys. Rev. Lett.* **57** 2268 (1986)
18. Glownia J H, Misewich J, Sorokin P P *J. Opt. Soc. Am. B* **3** 1573 (1986)
19. Lin C, Stolen R H *Appl. Phys. Lett.* **28** 216 (1976)
20. Baldeck P L, Alfano R R *J. Lightwave Technol.* **5** 1712 (1987)
21. Yang G, Shen Y R *Opt. Lett.* **9** 510 (1984)
22. Becker P C et al. *Appl. Phys. Lett.* **54** 411 (1989)
23. Schoenlein R W et al. *Appl. Phys. Lett.* **58** 801 (1991)
24. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
25. Morioka T, Mori K, Saruwatari M *Electron. Lett.* **29** 862 (1993)
26. Alfano R R (Ed.) *The Supercontinuum Laser Source* (New York: Springer-Verlag, 1989)
27. Zheltikov A M (Ed.) "Supercontinuum generation: Special issue" *Appl. Phys. B* **77** (2/3) (2003)
28. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984) [Шен И Р *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989)]
29. Ахманов С А, Выслух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988)
30. Brabec T, Krausz F *Rev. Mod. Phys.* **72** 545 (2000)
31. Ахманов С А, Сухоруков А П, Хохлов Р В *УФН* **93** 19 (1967)
32. Agrawal G P *Nonlinear Fiber Optics* 3rd ed. (San Diego, CA: Academic Press, 2001)
33. Gustafson T K et al. *Phys. Rev.* **177** 306 (1969)
34. Corkum P B, Rolland C *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2634 (1989)
35. Bloembergen N *Opt. Commun.* **8** 285 (1973)
36. Ilkov F A, Ilkova L Sh, Chin S L *Opt. Lett.* **18** 681 (1993)
37. Braun A et al. *Opt. Lett.* **20** 73 (1995)
38. Nibbering E T J et al. *Opt. Lett.* **21** 62 (1996)
39. Brodeur A et al. *Opt. Lett.* **22** 304 (1997)
40. Nishioka H et al. *Opt. Lett.* **20** 2505 (1995)
41. La Fontaine B et al. *Phys. Plasmas* **6** 1615 (1999)
42. Tzortzakakis S et al. *Opt. Lett.* **25** 1270 (2000)
43. Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V *Opt. Lett.* **23** 382 (1998)
44. Chiron A et al. *Eur. Phys. J. D* **6** 383 (1999)
45. Kandidov V P et al. *Appl. Phys. B* **71** 149 (2003)
46. Rairoux P et al. *Appl. Phys. B* **71** 573 (2000)
47. Kasprian J et al. *Opt. Lett.* **25** 1397 (2000)
48. Méjean G et al. *Appl. Phys. B* **77** 357 (2003)
49. Gaeta A L *Phys. Rev. Lett.* **84** 3582 (2000)
50. Aközbek N et al. *Opt. Commun.* **191** 353 (2001)
51. Nibbering E T J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 650 (1997)
52. Blow K J, Wood D *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2665 (1989)
53. Brodeur A, Chin S L *Phys. Rev. Lett.* **80** 4406 (1998)
54. Brodeur A, Chin S L *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 637 (1999)
55. Liu W et al. *Opt. Commun.* **202** 189 (2002)
56. Smith W L, Liu P, Bloembergen N *Phys. Rev. A* **15** 2396 (1977)
57. Kolesik M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 043905 (2003)
58. Tamura K R, Kubota H, Nakazawa M *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 773 (2000)
59. Sotobayashi H, Kitayama K *Electron. Lett.* **34** 1336 (1998)
60. Russell P *Science* **299** 358 (2003)
61. Knight J C *Nature* **424** 847 (2003)
62. Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)
63. Knight J C et al. *Opt. Lett.* **21** 1547 (1996)
64. Bjarklev A, Broeng J, Bjarklev A S *Photonic Crystal Fibers* (Boston: Kluwer Acad. Publ., 2003)
65. Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)
66. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
67. Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002)
68. Smith C M et al. *Nature* **424** 657 (2003)
69. Marcanti E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
70. Adams M J *An Introduction to Optical Waveguides* (New York: Wiley, 1981)
71. Bowden C M, Zheltikov A M (Eds) "Nonlinear optics of photonic crystals: Feature issue" *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (9) (2002)
72. Желтиков А М *УФН* **174** 73 (2004)
73. Ferrando A et al. *Opt. Lett.* **25** 790 (2000)
74. Reeves W H et al. *Nature* **424** 511 (2003)
75. Fedotov A B et al. *Appl. Phys. B* **73** 181 (2001)
76. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 25 (2000)
77. Wadsworth W J et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2148 (2002)
78. Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)
79. Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
80. Diddams S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
81. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
82. Hartl I et al. *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
83. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 057601 (2004)
84. Konorov S O et al. *Chem. Phys. Lett.* **405** 310 (2005)
85. Paulsen H N et al. *Opt. Lett.* **28** 1123 (2003)
86. Konorov S, Zheltikov A *Opt. Express* **11** 2440 (2003)
87. Sharping J et al. *Opt. Express* **12** 3086 (2004)
88. Rarity J et al. *Opt. Express* **13** 534 (2005)
89. Baltuska A, Fuji T, Kobayashi T *Opt. Lett.* **27** 1241 (2002)
90. Coen S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 753 (2002)
91. Dudley J M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 765 (2002)
92. Nikolov N I et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 2329 (2003)
93. Akimov D A et al. *Opt. Lett.* **28** 1948 (2003)
94. Ortigosa-Blanch A et al. *Opt. Lett.* **25** 1325 (2000)
95. Steel M J, Osgood R M (Jr) *Opt. Lett.* **26** 229 (2001)
96. Hansen T P et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 588 (2001)
97. Apolonski A et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2165 (2002)
98. Lehtonen M et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 2197 (2003)
99. Hu M et al. *Opt. Express* **12** 1932 (2004)
100. Szpuliak A et al. *J. Opt. Soc. Am. B* (in press)
101. Hu M et al. *Opt. Express* **13** 5947 (2005)
102. Furusawa K et al. *Opt. Express* **9** 714 (2001)
103. Wadsworth W et al. *Opt. Express* **11** 48 (2003)
104. Pickrell G, Peng W, Wang A *Opt. Lett.* **29** 1476 (2004)
105. Jensen J B et al. *Opt. Lett.* **29** 1974 (2004)
106. Konorov S, Zheltikov A, Scalora M *Opt. Express* **13** 3454 (2005)
107. Venabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
108. Желтиков А М *УФН* **174** 1301 (2004)
109. Venabid F et al. *Nature* **434** 488 (2005)
110. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **28** 1448 (2003)
111. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 066625 (2004)
112. Fedotov A B et al. *Phys. Rev. A* **70** 045802 (2004)
113. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **71** 057603 (2005)
114. Konorov S O et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 3690 (2004)
115. Ouzounov D et al. *Opt. Express* **13** 6153 (2005)
116. Zheltikova D A et al. *Phys. Rev. E* **71** 026609 (2005)
117. Konorov S O et al. *Phys. Rev. A* **70** 023807 (2004)
118. Konorov S O et al. *Appl. Phys. B* **78** 547 (2004)
119. Konorov S O et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1375 (2003)
120. Shephard J et al. *Opt. Express* **12** 717 (2004)
121. Konorov S O et al. *Appl. Opt.* **43** 2251 (2004)
122. Ouzounov D G et al. *Science* **301** 1702 (2003)
123. Luan F et al. *Opt. Express* **12** 835 (2004)
124. Konorov S O et al. *Opt. Lett.* **29** 1521 (2004)
125. Zheltikov A M *Nature Mater.* **4** 267 (2005)
126. Zheltikova D A, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* (in press)
127. Zheltikov A M (Ed.) "Photonic crystals: Special issue" *Appl. Phys. B* **81** (2/3) (2005)
128. Skryabin D V et al. *Science* **301** 1705 (2003)
129. Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **72** 043812 (2005); *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 2263 (2005)
130. Konorov S O et al. *Appl. Phys. B* **81** 219 (2005)
131. Harvey J D et al. *Opt. Lett.* **28** 2225 (2003)
132. Hu M et al. *Appl. Phys. B* **79** 805 (2004)
133. Дианов Е М и др. *Письма в ЖЭТФ* **41** 242 (1985)
134. Mitschke F M, Mollenauer L F *Opt. Lett.* **11** 659 (1986)
135. Wai P K A, Chen H H, Lee Y C *Phys. Rev. A* **41** 426 (1990)

136. Akhmediev N, Karlsson M *Phys. Rev. A* **51** 2602 (1995)
137. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)
138. Omenetto F G et al. *Opt. Lett.* **26** 1158 (2001)
139. Omenetto F et al. *Opt. Express* **11** 61 (2003)
140. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 910 (2003)
141. Efimov A et al. *Opt. Express* **11** 2567 (2003)
142. Naumov A N et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2183 (2002)
143. Akimov D A et al. *Appl. Phys. B* **76** 515 (2003)
144. Whitham G B *Proc. R. Soc. London Ser. A* **283** 238 (1965)
145. Беспалов В И, Таланов В И *Письма в ЖЭТФ* **3** 471 (1966)
146. Taniuti T, Washimi H *Phys. Rev. Lett.* **21** 209 (1968)
147. Salasnich L, Parola A, Reatto L *Phys. Rev. Lett.* **91** 080405 (2003)
148. Malendevich R et al. *Opt. Lett.* **26** 1879 (2001)
149. Tai K, Hasegawa A, Tomita A *Phys. Rev. Lett.* **56** 135 (1986)
150. Sharping J E et al. *Opt. Lett.* **27** 1675 (2002)
151. Fedotov A B et al. *Opt. Commun.* **255** 218 (2005)
152. Serebryannikov E E et al. *Phys. Rev. E* **72** 027601 (2005)
153. Agrawal G P *Phys. Rev. Lett.* **59** 880 (1987)
154. Monro T M et al. *J. Lightwave Technol.* **18** 50 (2000)
155. Иванов А А, Алфимов М В, Желтиков А М *УФН* **174** 743 (2004)
156. Liu X et al. *Opt. Lett.* **26** 358 (2001)
157. Serebryannikov E E et al. *Appl. Phys. B* **81** 585 (2005)
158. Serebryannikov E E et al. *Phys. Rev. E* **72** 056603 (2005)
159. Teisset C et al. *Opt. Express* **13** 6550 (2005)
160. Gordon J P *Opt. Lett.* **11** 662 (1986)
161. Серебрянников Е Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 605 (2005)
162. Stolen R H et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1159 (1989)
163. Serebryannikov E E, Zheltikov A M (submitted)
164. Serebryannikov E E et al. (submitted)
165. Mamyshv P V, Chernikov S V *Opt. Lett.* **15** 1076 (1990)
166. Kibler B, Dudley J M, Coen S *Appl. Phys. B* **81** 337 (2005)
167. Santhanam J, Agrawal G P *Opt. Commun.* **222** 413 (2003)
168. Herrmann J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901 (2002)
169. Biancalana F, Skryabin D V, Yulin A V *Phys. Rev. E* **70** 016615 (2004)
170. Friberg S, Smith P *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 2089 (1987)
171. Petropoulos P et al. *Opt. Express* **11** 3568 (2003)
172. Kanth Kumar V V R et al. *Opt. Express* **10** 1520 (2002)
173. Hundertmark H et al. *Opt. Express* **11** 3196 (2003)
174. Okuno T et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **5** 1385 (1999)
175. Nicholson J W et al. *Opt. Lett.* **28** 643 (2003)
176. Kanth Kumar V V R et al. *Opt. Express* **11** 2641 (2003)
177. Slusher R E et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1146 (2004)
178. Thielen P A et al. *Opt. Lett.* **28** 1406 (2003)
179. Monro T M et al. *Electron. Lett.* **36** 1998 (2000)
180. Konorov S et al. *Opt. Express* **13** 5682 (2005)
181. Stegeman R et al. *Opt. Lett.* **28** 1126 (2003)
182. Stegeman R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1861 (2005)
183. Serebryannikov E E, Rivero C, Stegeman R, Zheltikov A M (submitted)
184. Reichert J et al. *Opt. Commun.* **172** 59 (1999)
185. Udem Th et al. *Opt. Lett.* **24** 881 (1999)
186. Udem Th et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3568 (1999)
187. Eckstein J N, Ferguson A I, Hänsch T W *Phys. Rev. Lett.* **40** 847 (1978)
188. Baklanov Ye V, Chebotayev V P *Appl. Phys.* **12** 97 (1977)
189. Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J *Opt. Lett.* **25** 1415 (2000)
190. Bagayev S N et al. *Laser Phys.* **11** 1270 (2001)
191. Apolonski A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 740 (2000)
192. Telle H R et al. *Appl. Phys. B* **69** 327 (1999)
193. Paulus G G et al. *Nature* **414** 182 (2001)
194. Drescher M et al. *Science* **291** 1923 (2001)
195. Baltuška A et al. *Nature* **421** 611 (2003)
196. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
197. Eesley G L *Coherent Raman Spectroscopy* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
198. Желтиков А М, Коротеев Н И *УФН* **169** 385 (1999)
199. Zumbusch A, Holtom G R, Sunney Xie X *Phys. Rev. Lett.* **82** 4142 (1999)
200. Akimov D A et al. *Proc. SPIE* **4749** 101 (2002)
201. Kiefer W (Ed.) "Femtosecond coherent Raman spectroscopy: Special issue" *J. Raman Spectrosc.* **31** (1/2) (2000)
202. Dudovich N, Oron D, Silberberg Y *Nature* **418** 512 (2002)
203. von der Linde D, Lauber A, Kaiser W *Phys. Rev. Lett.* **26** 954 (1971)
204. Radi P, Zheltikov A (Eds) "Nonlinear Raman spectroscopy: Special issue" *J. Raman Spectrosc.* **33** (11/12) (2002)
205. Radi P, Zheltikov A M (Eds) "Nonlinear Raman spectroscopy: Special issue" *J. Raman Spectrosc.* **34** (12) (2003)
206. Konorov S O et al. *Appl. Phys. B* **78** 565 (2004)
207. Naumov A N, Zheltikov A M *J. Raman Spectrosc.* **32** 960 (2001)
208. Naumov A N, Zheltikov A M *Appl. Phys. B* **77** 369 (2003)
209. Linden S, Kuhl J, Giessen H *Opt. Lett.* **24** 569 (1999)
210. Gu X et al. *Opt. Lett.* **27** 1174 (2002)
211. Trebino R *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Boston: Kluwer Acad., 2002)
212. Kovalenko S A et al. *Phys. Rev. A* **59** 2369 (1999)
213. Lang T, Motzkus M *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 340 (2002)
214. Ivanov A A et al. *Proc. SPIE* (in press)
215. Kobayashi T (Ed.) *J-aggregates* (Singapore: World Scientific, 1996)
216. Spano F C, Mukamel S *Phys. Rev. A* **40** 5783 (1989)
217. Knoester J *Phys. Rev. A* **47** 2083 (1993)
218. Bakalis L D, Knoester J *J. Luminescence* **87–89** 66 (2000)
219. Bakalis L D, Knoester J *J. Luminescence* **83–84** 115 (1999)
220. Ivanov A A et al. *Chem. Phys. Lett.* **418** 19 (2006)
221. Akimov D A, Siebert T, Kiefer W, Zheltikov A M (submitted)

Let there be white light: supercontinuum generation by ultrashort laser pulses

A.M. Zheltikov

Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation
 Tel. (7-495) 939-5174. Fax (7-495) 939-3113
 E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

Three centuries after Newton's experiments on the decomposition of white light into its spectral components and synthesis of white light from various colors, nonlinear-optical transformations of ultrashort laser pulses have made it possible to produce an artificial white light with unique spectral properties, controlled time duration, and a high spectral brightness. Owing to its broad and flat spectrum, such radiation is called supercontinuum. The laser generation of white light is an interesting physical phenomenon and technology, which offers novel solutions for optical communications and control of ultrashort laser pulses, helps to achieve an unprecedented precision in optical metrology, serves to probe the atmosphere of the Earth, and suggests new strategies for the creation of compact multiplex light sources for nonlinear spectroscopy, microscopy, and laser biomedicine. Here, we provide a review of physical mechanisms behind the laser generation of white light, examine its applications, and discuss the methods of generation of broadband radiation with controlled spectral, temporal, and phase parameters.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

Bibliography — 221 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (6) 623–649 (2006)

Received 9 December 2005

Physics–Uspekhi **49** (6) (2006)