

Суперконтинуум среднего ИК диапазона, иницируемый двухкаскадным ВКР в револьверном световоде, заполненном дейтерием

Ю.П.Яценко, А.В.Гладышев, И.А.Буфетов

Численно исследована генерация когерентного суперконтинуума в области длин волн более 2.4 мкм среднего ИК диапазона, иницируемая двухкаскадным ВКР в револьверном световоде, заполненном дейтерием, при накачке положительными chirpированными пикосекундными импульсами на длине волны 1.03 мкм. Показано, что максимальные эффективности преобразования во вторую стоксову компоненту достигаются на длинах световода, где спектр сильно уширен за счет керровских нелинейных эффектов. Определена область оптимальных параметров (давление дейтерия, длина световода, энергия и длительность импульсов), обеспечивающих квантовую эффективность на уровне 50% и ширину суперконтинуума в области среднего ИК диапазона, превышающую 1000 нм. Установлено, что когерентные свойства суперконтинуума определяются длительностью импульса, величиной его chirp и дисперсионными характеристиками в каждой зоне пропускания световода. Показана возможность формирования в среднем ИК диапазоне одиночного сжатого импульса с длительностью 20 фс и энергией 1.9 мкДж.

Ключевые слова: световод с поллой сердцевиной, chirpированные пикосекундные импульсы, вынужденное комбинационное рассеяние, суперконтинуум.

1. Введение

Газонаполненные волоконные световоды с поллой сердцевиной (СПС) и микроструктурированной оболочкой из кварцевого стекла благодаря своим уникальным мощностным, волноводным и дисперсионным характеристикам активно используются для преобразования спектральных и временных характеристик излучения, иницируемых нелинейными эффектами в различных газах [1–4]. В работе [5] в заполненном водородом СПС с оболочкой типа Кагоме реализован суперконтинуум, перекрывающий спектральный диапазон от вакуумного УФ (124 нм) до ближнего ИК (1200 нм) при накачке на длине волны $\lambda = 805$ нм импульсами с длительностью $\tau = 30$ фс и энергией несколько мкДж. Согласно сделанным в [5] теоретическим оценкам, суперконтинуум, как и в работах [2, 3], инициировался керровскими нелинейными эффектами. Влияние нестационарного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) проявлялось на этапе солитонного сжатия, когда самоукручение заднего фронта и разрушение огибающей импульса приводило к раскачке когерентных молекулярных колебаний.

С появлением антирезонансных СПС револьверного типа с однослойными цилиндрическими капиллярами в оболочке, впервые реализованных в работе [6], расширились возможности получения суперконтинуума в среднем ИК диапазоне за счет использования многозонной структуры таких световодов [7–9]. В работе [10] заполненный криптоном револьверный световод, имеющий одну широкую зону пропускания с одним нулем дисперсии,

служил для получения когерентного суперконтинуума, простирающегося от 300 нм до 3.1 мкм при накачке спектрально-ограниченными импульсами длительностью 28.5 фс от параметрического генератора на $\lambda = 1.7$ мкм. В работе [11] получен суперконтинуум в спектральном диапазоне 415–1593 нм, перекрывающий 11 зон пропускания заполненного атмосферным воздухом револьверного СПС при накачке спектрально-ограниченными импульсами длительностью 205 фс на $\lambda = 1.03$ мкм. Численный анализ показал доминирующую роль дисперсионных волн и каскадных нелинейных четырехволновых процессов вблизи дисперсионных нулей в передаче энергии из зоны в зону и возможность расширения суперконтинуума в средний ИК диапазон до 4200 нм. В СПС с треугольными капиллярами, заполненном криптоном, реализован когерентный суперконтинуум в диапазоне 0.2–1.7 мкм при накачке импульсами длительностью 80 фс на $\lambda = 800$ нм, перекрывающий несколько зон пропускания [12]. Высокая степень когерентности обеспечивалась рождением дисперсионных волн по обе стороны резонанса при ускоренном распаде солитона высокого порядка в режиме неадиабатического роста дисперсии на границах зон пропускания.

Наряду с работами, в которых в генерации суперконтинуума фемтосекундными импульсами определяющая роль принадлежит нелинейным эффектам, таким как фазовая самомодуляция (ФСМ), фазовая кросс-модуляция (ФКМ), четырехволновое смешение (ЧВС), получило развитие направление, использующее ВКР в качестве основного нелинейного процесса для получения широкополосного излучения в области длин волн, соответствующих вращательным и колебательным уровням молекулярных газов [13–18]. ВКР в молекулярных газах с большими частотными сдвигами колебательных уровней (4155 см^{-1} – в водороде, 2987 см^{-1} – в дейтерии) позволяет в одно- и двухкаскадных процессах осуществлять преобразование широкополосного излучения фемтосекундных

Ю.П.Яценко, А.В.Гладышев, И.А.Буфетов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: yuriya@fo.gpi.ru, alexglad@fo.gpi.ru, iabuf@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2021 г.

импульсов из ближнего в средний ИК диапазон. Однако при переходе к очень коротким импульсам, много меньшим времени дефазировки активного газа, увеличивается нестационарность процесса ВКР и возрастает влияние ФСМ, что значительно снижает эффективность преобразования [16]. Предварительное chirпирование фемтосекундных импульсов, увеличивающее их длительность, позволяет преодолеть это ограничение [13].

Важными свойствами ВКР-преобразования chirпированных импульсов являются когерентность и сохранение знака и величины chirпа накачки в стоковых сигналах [15]. Это позволяет, при использовании только ВКР для преобразования спектра, осуществлять сжатие chirпированных стоковых импульсов в компрессоре до минимального значения, равного длительности исходного спектрально-ограниченного импульса накачки [18]. Совместное действие ВКР, нелинейных и дисперсионных эффектов позволяет уширять спектр chirпированных импульсов в стоковой области и одновременно сжимать их в самом световоде до длительностей, меньших длительности входного импульса накачки [19, 20].

Конструкции кварцевых СПС револьверного типа дают возможность получать широкую зону пропускания с малыми потерями в области среднего ИК диапазона (2.4–5 мкм) и гибко подстраивать полосы пропускания в других зонах видимого и ближнего ИК диапазонов под длины волн накачки и каскадных стоковых сдвигов активной газовой среды. В нашей недавней работе [21] осуществлено эффективное преобразование chirпированных пикосекундных импульсов из ближнего в средний ИК диапазон в двухкаскадном ВКР-процессе 1.03 → 1.49 → 2.68 мкм с использованием трех зон пропускания СПС, заполненного дейтерием. При этом в световоде из кварцевого стекла была впервые продемонстрирована генерация фемтосекундных импульсов на длинах волн среднего ИК диапазона, превышающих длинноволновый край полосы пропускания кварца 2.4 мкм. Энергия импульсов длительностью 920 фс на длине волны 2.68 мкм составила 10 мкДж, что по крайней мере на два порядка превышает полученные ранее энергии субпикосекундных импульсов в среднем ИК диапазоне. Квантовая эффективность преобразования во 2-ю стоковую компоненту (СК) составила 28%. В работе [21] все результаты были получены при одном давлении дейтерия (5 атм) и одной длине световода (2.9 м). Кроме того, исследование проводилось только для случая преобладания ВКР над керровской нелинейностью, в связи с чем условия для генерации суперконтинуума в среднем ИК диапазоне не были определены.

В настоящей работе проведен численный анализ двухкаскадного ВКР-процесса 1.03 → 1.49 → 2.68 мкм в СПС, заполненном дейтерием, для параметров световода и энергий импульсов, использовавшихся в работе [21]. Исследования проведены в широком диапазоне длительностей chirпированных импульсов, давлений дейтерия и длин световода. Показано, что максимальные эффективности преобразования во 2-ю СК достигаются на тех длинах световода, на которых спектр сильно уширен керровскими нелинейными эффектами. Выделена область оптимальных параметров (давления дейтерия, длины световода, энергии и длительности импульсов), обеспечивающих квантовую эффективность на уровне 50% и ширину суперконтинуума в области среднего ИК диапазона, превышающую 1000 нм. Установлено, что когерентные свойства суперконтинуума в значительной степени определя-

ются длительностью и величиной chirпа импульса, а также дисперсионными характеристиками в каждой зоне пропускания световода. Показана возможность формирования в среднем ИК диапазоне сжатого одиночного импульса с длительностью 20 фс и энергией 1.9 мкДж.

2. Метод численного анализа

Численный анализ преобразования ВКР в револьверном световоде проводился с использованием обобщенного нелинейного уравнения Шредингера для комплексной спектральной огибающей импульса $\tilde{A}(z, \omega)$ [22], учитывающего дисперсию высших порядков, керровскую нелинейность и ВКР на колебаниях Q2 молекулы дейтерия:

$$\frac{d[\tilde{A}(z, \omega) \exp(-\hat{L}(\omega)z)]}{dz} = i\tilde{\gamma}(\omega) \exp(-i\hat{L}(\omega)z) \times F \left\{ \tilde{A}(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(T') |\tilde{A}(z, T - T')|^2 dT' \right\}, \quad (1)$$

где

$$\tilde{A}(z, T) = F^{-1} \left\{ \frac{\tilde{A}(z, \omega)}{A_{\text{eff}}^{1/4}(\omega)} \right\};$$

$$\tilde{\gamma}(\omega) = \frac{N_2 n_0 \omega}{c n_{\text{eff}}(\omega) A_{\text{eff}}^{1/4}(\omega)}$$

– нелинейный отклик;

$$\hat{L}(\omega) = i[\beta(\omega) - \beta(\omega_0) - \beta_1(\omega_0)(\omega - \omega_0)] - \frac{\alpha(\omega)}{2}$$

– линейный дисперсионный оператор; $T = t - \beta_1 z$ – время в сопутствующей системе отсчета, движущейся с групповой скоростью огибающей импульса; $n_{\text{eff}}(\omega)$ и $A_{\text{eff}}(\omega)$ – зависящие от частоты эффективный показатель преломления и эффективная площадь моды; $\beta(\omega_0)$ и $\beta_1(\omega_0)$ – постоянная распространения и ее первая производная на центральной частоте импульса накачки; $\alpha(\omega)$ – волноводные потери; n_0 и N_2 – линейный и нелинейный показатели преломления; c – скорость света; F и F^{-1} – прямое и обратное преобразования Фурье.

Нелинейная функция отклика дейтерия $R(t) = (1 - f_R) \times \delta(t) + f_R h_R(t)$. Здесь первое слагаемое с дельта-функцией ответственно за эффект Керра, второй член характеризует величину вклада более медленно релаксирующего отклика ВКР. Для ВКР-функции отклика дейтерия $h_R(t)$ использовалось выражение для затухающего осциллятора: $h_R(t) = \Omega^2 \tau_s \exp(-t/\tau_d) \sin(t/\tau_s)$, где $\Omega^2 = \tau_s^{-2} + \tau_d^{-2}$; $\tau_s = 1/\omega_R$; $\omega_R = 5.626 \times 10^{14} \text{ c}^{-1}$ – циклическая частота молекулярных колебаний; $\tau_d = T_2/2\pi$; T_2 – время поперечной релаксации дипольного момента возбужденного колебательного уровня. При определении величины $T_2 = 1/(\pi \Delta\nu_R)$ учитывалась зависимость ширины линии $\Delta\nu_R$ от плотности газа ρ в виде $\Delta\nu_R = 101/\rho + 120\rho$, где значение $\Delta\nu_R$ по полувысоте дано в МГц, а ρ – в амагах [23]. Величина нелинейного показателя преломления N_2 определялась исходя из результатов работы [24], в которой при давлении дейтерия 1 атм в фемтосекундном диапазоне отдельно измерены вклады в нелинейный показатель преломления электронной керровской нелинейности ($N_{2K} = 5.8 \times 10^{-24} \text{ м}^2/\text{Вт}$), колебательной ($N_{2\text{vib}} = 1.2 \times 10^{-24} \text{ м}^2/\text{Вт}$) и вращательной ($N_{2\text{rot}} = 3.9 \times 10^{-24} \text{ м}^2/\text{Вт}$) компонент комбинационного

рассеяния. Вклад вращательной компоненты при численном моделировании нами не учитывался, т. к. в эксперименте [21] вращательное ВКР не проявлялось. При изменении давления p использовалась линейная зависимость $N_{2К}$ от p . Зависимость $N_{2\text{vib}}$ от p определялась с учетом зависимости от давления ширины линии комбинационного перехода $\Delta\nu_R$ и населенности верхнего уровня, входящих в выражение для стационарного коэффициента усиления ВКР $g(\Omega)$ [23]. Коэффициент f_R , характеризующий вклад ВКР в величину нелинейного показателя преломления, оценивался в соответствии с выражением [25]:

$$f_R(p) = \frac{N_{2\text{vib}}(p)}{N_{2(0,p)}} = \frac{4 \int_0^\infty F^{-1}[\text{Im}(N_{2\text{vib}}(\Omega, p)) d\Omega]}{N_{2(0,p)}}$$

где F^{-1} – обратное преобразование мнимой части нелинейного показателя преломления, связанного с коэффициентом усиления $g(\Omega)$ как $\text{Im}(N_{2\text{vib}}(\Omega, p)) = \lambda_0 g(\Omega, p) / 4\pi$, и $N_{2(0,p)} = N_{2К} p + N_{2\text{vib}}(p)$.

Численный анализ проводился в среде Matlab с использованием встроенных алгоритмов для быстрого фурье-преобразования и решения уравнения методом Рунге-Кутты 4-го порядка для фундаментальной моды световода с учетом спектральных зависимостей эффективной площади моды $A_{\text{эф}}(\omega)$, волноводных потерь $\alpha(\omega)$ и эффективного показателя преломления $n_{\text{эф}}(\omega)$. Спектральный диапазон, содержащий четыре первых зоны пропускания, разбивался на 2^{16} интервалов, при этом максимальный временной интервал составлял 120 пс с минимальным размером сетки 1.8 фс. В расчетах основные результаты получены для входных положительно chirпированных гауссовых импульсов с амплитудой

$$A = \sqrt{P} \exp\left(-\frac{1 + iC}{2} \frac{T^2}{T_0^2}\right),$$

у которых мощность P , длительность по полувысоте $\tau_{\text{FWHM}} = 1.665 T_0$ и величина chirпа C соответствовали выходным характеристикам фемтосекундного лазера (ТЕТА-6, Авеста), использованного в работе [21]. Спектрально-ограниченные импульсы на длине волны 1.03 мкм длительностью 250 фс могли быть растянуты при положительном chirпировании до 10 пс (chirп $C = 40$) и иметь энергию порядка сотен мкДж.

Для каждого фиксированного значения энергии, длительности импульсов и давления газа проводился поиск оптимальной длины световода, на которой эффективность преобразования во 2-ю СК (по отношению ко входной энергии импульсов на длине волны накачки 1.03 мкм) для двухкаскадного ВКР-процесса 1.03 → 1.49 → 2.68 мкм в дейтерии достигала максимального значения.

3. Дисперсионные и волноводные свойства револьверного СПС

Параметры 10-капиллярного револьверного СПС с диаметром сердцевинки 75 мкм и толщиной стенки капилляров 1.15 мкм соответствуют изготовленному СПС, использовавшемуся в работе [21]. Волноводные и дисперсионные характеристики были рассчитаны методом конечных элементов с использованием стандартного пакета COMSOL. На рис. 1, а показаны теоретически рассчитанные потери фундаментальной моды для спектрального интервала, соответствующего первым четырем зонам пропускания. Длины волн накачки (1.03 мкм), 1-й (1.49 мкм) и 2-й (2.68 мкм) СК находятся в области мини-

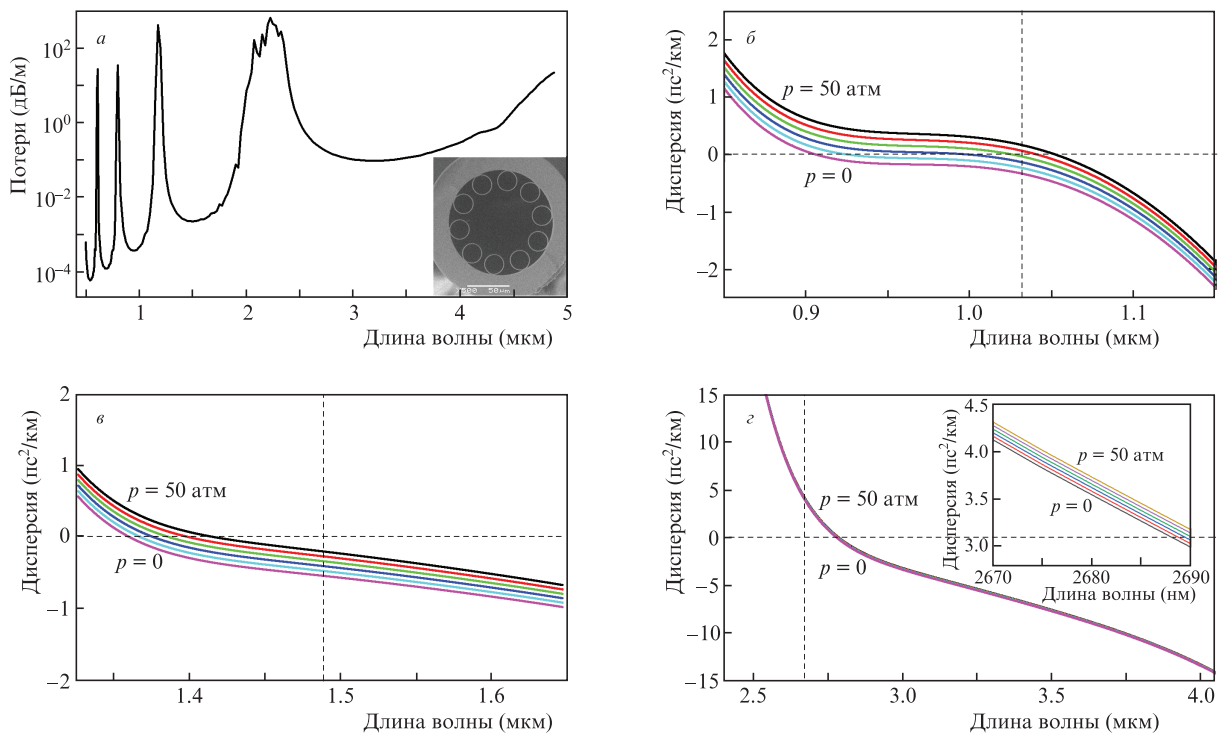


Рис. 1. Волноводные потери основной моды полого световода в области 0.6–5 мкм (на вставке – электронная фотография поперечного сечения световода) (а) и дисперсия основной моды в зависимости от длины волны при различных давлениях дейтерия ($p = 0 - 50$ атм), рассчитанная для первой (б), второй (в) и третьей (г) зон пропускания (на вставке рис.г – дисперсия в увеличенном масштабе вблизи длины волны 2-й СК (2.68 мкм)).

мальных потерь, соответственно в третьей, второй и первой зонах световода. В то же время длина волны первой антистоксовой компоненты (788 нм) находится в области максимальных потерь, что значительно снижает эффективность передачи энергии в антистоксову область за счет когерентных четырехфотонных процессов.

Расчет дисперсионных свойств световода проводился с учетом волноводной дисперсии и дисперсии дейтерия [26]. На рис.1,б-г показано, как изменяется дисперсия групповых скоростей основной моды в области длин волн накачки, а также 1-й и 2-й СК при увеличении давления дейтерия от 0 до 50 атм с шагом 10 атм. Дисперсия на длине волны накачки при изменении давления в этих пределах может менять знак, тогда как на длине волны 1-й СК она имеет только отрицательные, а на длине волны 2-й СК – только положительные значения (вертикальные штриховые линии на рис.1,б-г). При давлении 50 атм значения дисперсии на длинах волн накачки, 1-й и 2-й СК составили 0.17, -0.2 и 4.6 пс²/км соответственно.

4. Результаты численного моделирования и их обсуждение

На рис.2 приведены зависимости максимальной квантовой эффективности (КЭ) ВКР (1.03 → 2.68 мкм) и соответствующей ей оптимальной длины световода L_{opt} от энергии импульсов, полученные при давлении дейтерия 5

и 50 атм. При давлении 5 атм КЭ монотонно растет от 0.13 до 0.36 с увеличением энергии импульсов от 50 до 300 мкДж, при этом L_{opt} уменьшаются от 11 до 1 м. Можно отметить хорошее согласие значения КЭ (0.25), полученного численно при энергии 100 мкДж на $L_{opt} = 3.1$ м, с экспериментальным значением (0.24), полученным при аналогичных условиях в работе [21].

При давлении 50 атм КЭ существенно повышается и имеет максимум (51%) при энергии импульсов 50–60 мкДж и $L_{opt} \sim 2.5–2.7$ м (рис.2,а). Причем во всем рассмотренном диапазоне энергий КЭ выше, а L_{opt} меньше, чем при давлении 5 атм. Это различие можно связать с ростом концентрации активных молекул и со значительным уменьшением времени поперечной релаксации возбужденного колебательного уровня T_2 : от 480 пс при давлении 5 атм до 49 пс при 50 атм, понижающим степень нестационарности процесса ВКР и, таким образом, повышающим эффективность преобразования при больших давлениях.

На рис.3 показано, как изменяются спектры накачки, 1-й и 2-й СК по длине световода L при энергии входного импульса 50 мкДж, длительности 10 пс (чирп $C = 40$) и давлениях 5 и 50 атм. Преобразование спектра на начальных отрезках световода определяется процессом ВКР и характеризуется узким спектром на стоксовых длинах волн. Происходящее затем уширение спектра за счет нелинейных процессов приводит уже на первых метрах све-

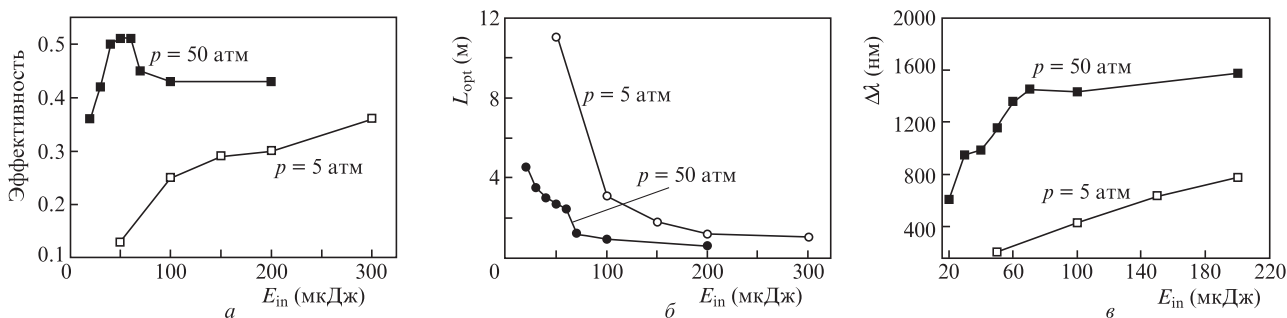


Рис.2. Зависимости максимальной квантовой эффективности ВКР-преобразования 1.03 → 2.68 мкм (а), оптимальной длины световода (б) и ширины спектра суперконтинуума в области длин волн среднего ИК диапазона свыше 2.4 мкм (в) от энергии входных импульсов при давлениях дейтерия 5 и 50 атм. Длительность входных импульсов 10 пс, чирп $C = 40$.

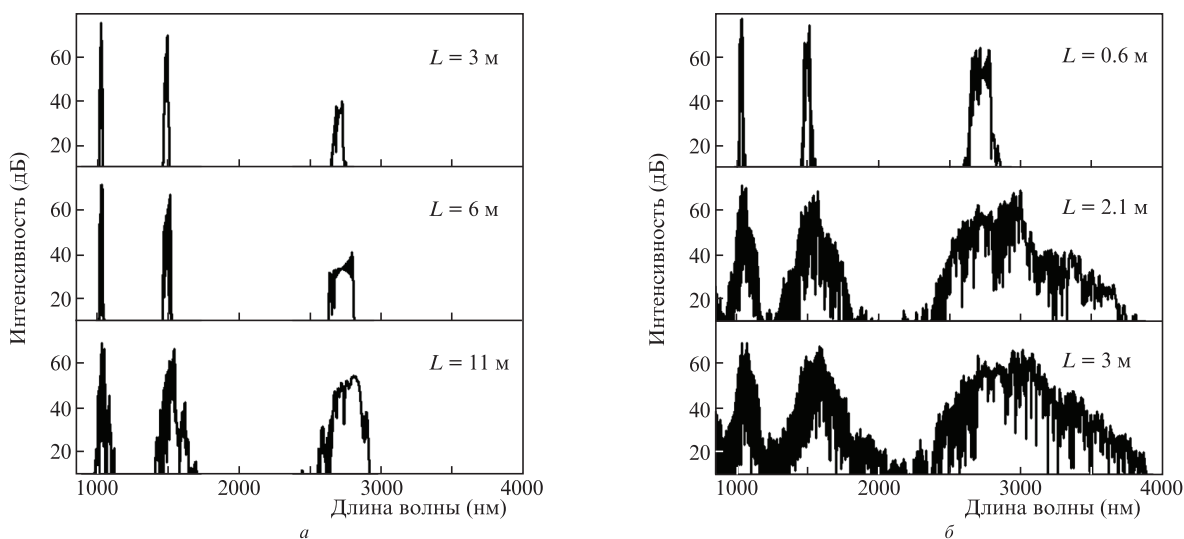


Рис.3. Изменение спектров накачки, 1-й и 2-й СК по длине световода L при энергии входного импульса 50 мкДж. Длительность входных импульсов 10 пс, чирп $C = 40$, давление дейтерия 5 (а) и 50 атм (б).

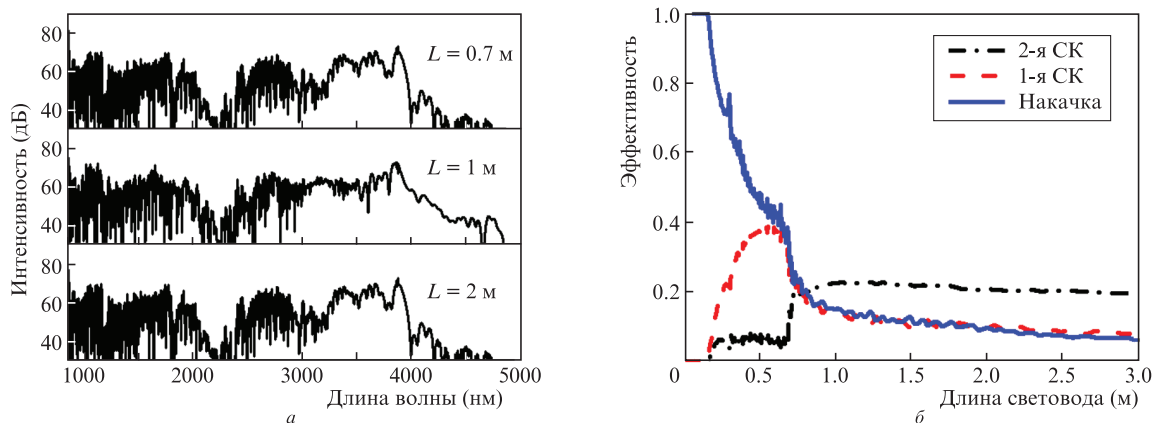


Рис.4. Изменение спектра (а) и квантовой эффективности преобразования для 1-й и 2-й СК (б) по длине световода при энергии входного импульса 50 мкДж. Длительность входных импульсов 1 пс, чирп $C = 4$, давление дейтерия 50 атм.

товода к сильной модуляции спектра. Можно видеть значительно большее уширение спектров накачки и стоксовых компонент при давлении 50 атм, что обусловлено на порядок большей керровской нелинейностью. При давлении 50 атм на длинах световода свыше 2 м, соответствующих максимальной КЭ преобразования во 2-ю СК (51%), спектр в области длин волн, превышающих 2.4 мкм, представляет собой суперконтинуум с шириной спектра 1100 нм (по уровню -20 дБ) (рис.2, в и 3, б).

Из рис.2 и 3 следует, что вне зависимости от давления максимальные эффективности преобразования во 2-ю СК достигаются на длинах световода, где спектр уже значительно уширен. Следовательно, наиболее эффективная перекачка энергии в средний ИК диапазон обеспечивает-

ся совместным действием ВКР и уширяющих спектр нелинейных процессов, таких как ФКМ, ФСМ и ЧВС.

Влияние керровской нелинейности на уширение спектра возрастает при уменьшении длительности входных чирпированных импульсов и сохранении их энергии. На рис.4, 5 показаны изменения спектров, временной структуры и КЭ по длине световода для импульсов с энергией 50 мкДж и длительностью 1 пс ($C = 4$) при давлении дейтерия 50 атм. Здесь, как и для импульса длительностью 10 пс, развитие суперконтинуума по длине световода начинается с ВКР-преобразования излучения накачки в 1-ю и 2-ю СК. Однако ббльшие пиковые мощности входного импульса длительностью 1 пс приводят к более сильному влиянию керровских нелинейных процессов. Сравнение с

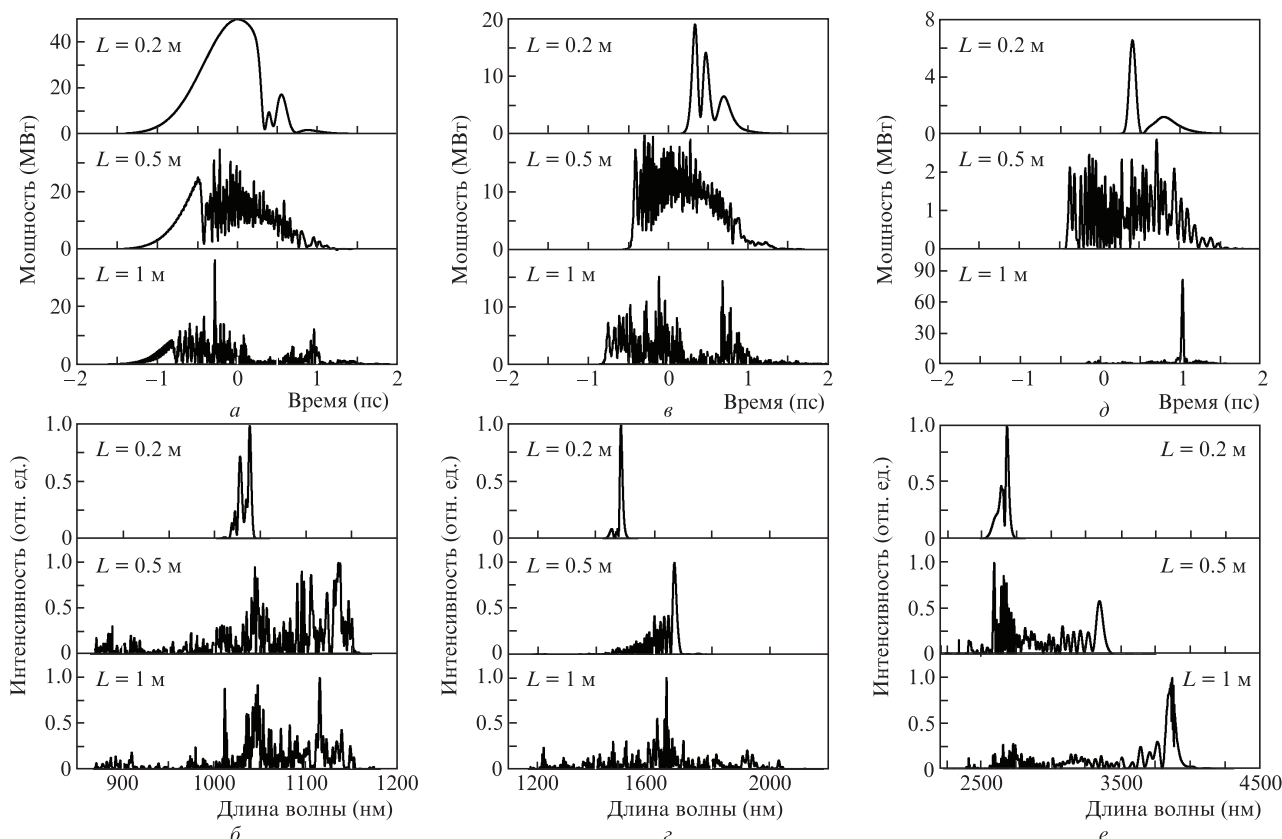


Рис.5. Изменение временной структуры и спектра накачки (а, б), 1-й (в, г) и 2-й (д, е) СК по длине световода при энергии входных импульсов 50 мкДж и давлении дейтерия 50 атм. Длительность входных импульсов 1 пс, чирп $C = 4$.

рис.3,б показывает, что в случае импульса длительностью 1 пс уширение спектра начинается при меньших длинах световода (уже при $L > 0.2$ м). На длине $L_{opt} = 1$ м, соответствующей максимальной (0.22) КЭ преобразования во 2-ю СК (рис.4,б), суперконтинуум в области среднего ИК диапазона обладает более широким спектром, достигая 1788 нм. Временные зависимости, показанные на рис.5, характеризуются развалом огибающей импульсов накачки и стоксовых компонент на узкие солитоноподобные выбросы с различными амплитудой и фазой, число которых увеличивается с ростом длины световода. В связи с этим особый интерес представляют осциллограммы, полученные для 2-й СК при длинах световода 0.2 и 1 м, демонстрирующие формирование в среднем ИК сжатых одиночных фемтосекундных импульсов. При $L = 0.2$ м формы импульса и спектр 2-й СК сохраняются относительно гладкими (имеют главный максимум и один спутник). Длительность главного максимума составляет 80 фс (коэффициент сжатия $\kappa = 12.5$), заключенная в нем энергия равна 48% от полной энергии 2-й СК (1.15 мкДж) на этой длине световода. Еще большее сжатие получено на длине 1 м, соответствующей максимальной КЭ (0.22) для входного импульса длительностью 1 пс ($C = 4$). Здесь сильное смещение спектра в область отрицательной дисперсии привело к возникновению в области длин волн 2-й СК сжатого одиночного импульса ($\kappa = 50$) с длительностью 20 фс и энергией 1.9 мкДж, что составляет 44% от полной энергии в области среднего ИК.

Более детальный анализ спектров и временной структуры импульсов накачки и СК на начальных длинах световода 0.2–1 м, показанных на рис.5, позволяет оценить влияние дисперсионных характеристик в зонах пропускания на взаимодействие между ВКР и другими нелинейными процессами. Вплоть до длины 0.5 м имеет место перекачка энергии накачки в СК на заднем фронте импульса накачки, характерная для чистого ВКР вблизи порога, где энергия передней части импульса идет на раскачку резонансных молекулярных колебаний. Дальнейшее прохождение излучения по световоду характеризуется значительным уширением спектра ФКМ. Характерная для ФКМ асимметричная модуляция спектра со смещением в длинноволновую область проявляется в области длин волн 1-й и 2-й СК (рис.5,з, е), причем влияние дисперсии возрастает и проявляется различным образом в этих областях.

Квантовая эффективность преобразования энергии накачки в энергию 1-й СК достигает максимума (38%) на длине световода 0.5 м (рис.4,б). Одновременно с ростом пиковой мощности происходит разрушение временной формы огибающей импульса 1-й СК из-за модуляционной неустойчивости. Увеличение крутизны заднего фронта импульса накачки, происходящее вследствие более интенсивной на заднем фронте перекачки энергии в стоксовы области, приводит к развалу огибающей импульса накачки и к появлению на длине световода 0.2 м модуляционных импульсов 1-й СК длительностью $\tau_{FWHM} \sim 80$ фс (рис.5,в). Для chirпированных импульсов такой длительности дисперсионная длина значительно сокращается и при сохранении chirпа $C = 4$ составляет $L_d = \tau_{FWHM}^2 / [(1.665)^2 |\beta_2| (1 + C^2)] = 0.68$ м. Нелинейная длина при взаимодействии стоксовых импульсов через ФКМ с излучением накачки $L_{nl} = 1 / (2\gamma_{1S} P_p) = 0.02$ м при $P_p = 50$ МВт ($\gamma_{1S} = \lambda_p A_{effp} \gamma_p / (\lambda_{1S} A_{eff1S}) \approx 5 \times 10^{-7} \text{ м}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, $\gamma_p = 2\pi N_{2K} / (\lambda_p A_{effp})$, $N_{2K} = 1.95 \times 10^{-22} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $A_{effp} \approx A_{eff1S}$

$= 2460 \text{ мкм}^2$, $\lambda_p = 1.03 \text{ мкм}$, $\lambda_{1S} = 1.49 \text{ мкм}$). Таким образом, модуляционный импульс 1-й СК на длине световода 0.2 м имеет порядок солитона $N = \sqrt{L_d / L_{nl}} = 5.8$, распад которого вследствие воздействия высших дисперсионных членов и эффекта самоукручения, являющихся когерентными эффектами, может происходить на длине $L_{fiss} = L_D / N = 0.12$ м. Развитие модуляционной неустойчивости из спонтанного шума происходит на длине [27] $L_{sp} \approx 16N_{nl} = 0.32$ м, что согласуется с появлением хаотической модуляции огибающей импульса на длинах световода 0.3–0.5 м (рис.5,а, в, д). Поскольку L_{fiss} и L_{sp} сравнимы по величине, процесс развития СК на длинах волн 1-й СК происходит при сильном влиянии четырехволновых процессов, усиливающих спонтанный шум и ухудшающих когерентность излучения.

Модуляционная структура огибающей импульса и спектра 2-й СК формируется под воздействием модуляционных структур импульсов 1-й СК (посредством ВКР) и накачки (посредством ФКМ). Процесс формирования происходит при большой разности групповых скоростей 2-й и 1-й СК ($d = 1/v_{2S} - 1/v_{1S} = 0.95 \text{ пс/м}$) и между 2-й СК и накачкой ($d = 1/v_{2S} - 1/v_p = 0.89 \text{ пс/м}$). На длине световода 0.2 м, когда длительность главного модуляционного импульса, как и у 1-й СК, составляет ~ 80 фс, длина рассогласования между ними $L_w = \tau_{FWHM} / 1.665/d = 0.05$ м, что приводит к более глубокой модуляции структуры импульса 2-й СК на начальных длинах световода и к более длинной фазе усиления. Максимум КЭ (0.22) достигается на длинах световода ~ 1 м, где временная структура импульсов накачки и стоксовых компонент полностью теряет постоянную составляющую и состоит из отдельных фемтосекундных импульсов.

На начальном (до 0.2 м) отрезке световода усиление излучения 2-й СК происходит в области положительной дисперсии первой зоны пропускания световода (длина волны нулевой дисперсии $\lambda_{02S} = 2.77 \text{ мкм}$), однако уже на длинах, превышающих 0.3 м, асимметричное смещение спектра 1-й СК приводит к асимметричному смещению спектра 2-й СК в длинноволновую область отрицательной дисперсии. Импульс 2-й СК длительностью 80 фс (с учетом влияния ФКМ накачки и при условии сохранения chirпа $C = 4$) имеет параметр солитона $N = 0.9$ ($L_{nl} = 0.03$ м, $L_d = 0.04$ м). Меньшее значение N по сравнению с приведенным выше для 1-й СК обеспечивается на два порядка большим значением дисперсии групповых скоростей на длине волны 2-й СК (2.68 мкм), что облегчает условия выделения одиночного импульса и его сжатия в процессе формирования суперконтинуума. Существенным также является то, что первая зона пропускания СПС, в которой распространяются модуляционные импульсы 2-й СК, имеет только один резонансный пик поглощения и характеризуется большим наклоном дисперсионной кривой (см. рис.1,з). Это усиливает влияние дисперсионных членов более высокого порядка на распад солитона. На длине волны 3.2 мкм, соответствующей максимуму спектра одиночного импульса длительностью 20 фс, значения β_2 и β_3 составили $-5.1 \text{ пс}^2/\text{км}$ и $-0.012 \text{ пс}^3/\text{км}$ соответственно, а дисперсионные длины для второго и третьего порядков дисперсии оказались сравнимыми по величине ($L_d = \tau_{FWHM}^2 / [(1.665)^2 |\beta_2|] = 28.3 \text{ мкм}$, $L'_d = \tau_{FWHM}^3 / [(1.665)^2 |\beta_3|] = 144.4 \text{ мкм}$). Благодаря большой отстройке по частоте и малой спектральной ширине колебательных уровней в газах самосдвиг солитона из-за ВКР отсутствует, поэтому дисперсия третьего и бо-

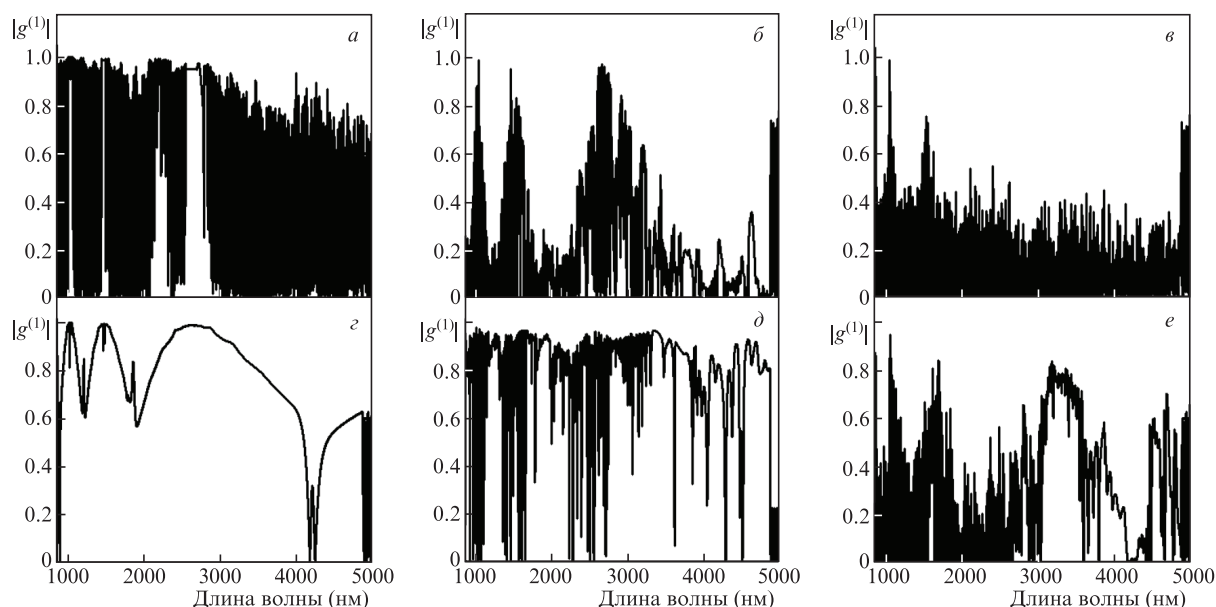


Рис.6. Степень когерентности спектра в зависимости от длины волны для импульсов длительностью 10 пс ($C = 40$) на длине световода 0.2 (а), 1 (б) и 3 м (в) и импульсов длительностью 1 пс ($C = 4$) на длине световода 0.2 (з), 0.5 (д) и 1 м (е). Энергия входных импульсов 50 мкДж, давление дейтерия 50 атм.

лее высоких порядков является основным эффектом, обеспечивающим формирование одиночного импульса, за счет большего смещения солитона с максимальной амплитудой в длинноволновую область спектра.

Из рис.5,е следует, что спектр одиночного сжатого импульса длительностью 20 фс, сформировавшегося на длине световода 1 м, сместился в область длин волн 2.9–3.7 мкм, улучшив когерентность суперконтинуума в этой области среднего ИК диапазона (рис.6). Однако развитие модуляционной неустойчивости из спонтанного шума происходит уже на длине $L_{sp} = 0.48$ м, и с ее влиянием можно связать тот факт, что сжатый импульс содержит только 44% от полной энергии суперконтинуума в области длин волн свыше 2.4 мкм. Кроме того, из-за модуляционной неустойчивости длина распространения сжатого импульса по световоду не превышает 10–15 см.

Возможность выделения одиночного импульса и его сжатия определяется степенью когерентности суперконтинуума. Для оценки последней использовалась корреляционная функция первого порядка $|g^{(1)}(\lambda)|$ [27]. Среднее по ансамблю из 200 независимых пар спектральных амплитуд определялось по 20 отдельным реализациям двухкаскадного ВКР с учетом случайного фазового шума. Аналогично работе [28] в качестве основного шумового процесса, влияющего на модуляционную неустойчивость, использовался квантовый шум, который вводился аддитивно к амплитуде входного импульса с амплитудой, соответствующей одному фотону в исследуемом частотном интервале, и случайной фазой.

На рис.6 показано, как изменяются когерентные свойства суперконтинуума по длине световода для импульсов длительностью 10 пс (чирп $C = 40$) и 1 пс (чирп $C = 4$), при одинаковой энергии на входе 50 мкДж и давлении дейтерия 50 атм. Высокая степень когерентности во всем спектральном диапазоне для обеих длительностей получена на длине 0.2 м (рис.6,а, з). Здесь преобразование спектра происходит, главным образом, в результате нестационарного ВКР-процесса ($\tau < T_2$), характеризующегося высокой степенью когерентности [29]. При длине световода

1 м для длительности импульса 10 пс и длине световода 0.5 м для длительности импульса 1 пс, соответствующих максимальной КЭ для 1-й СК, спектр уже сильно расширен нелинейными процессами и временная огибающая промодулирована большим количеством узких выбросов. Высокая степень когерентности сохраняется на отдельных участках спектра в каждой из зон пропускания (рис.6,б, д). Степень когерентности для импульса длительностью 10 пс здесь заметно ниже, чем для импульса длительностью 1 пс. На длине 3 м, соответствующей максимальной КЭ преобразования во 2-ю СК для импульса 10 пс, когерентность суперконтинуума в области среднего ИК диапазона низкая (рис.6,в). Меньшую когерентность в максимуме КЭ преобразования во 2-ю СК для импульса длительностью 10 пс, по сравнению с импульсом длительностью 1 пс, можно объяснить тем, что при одинаковой энергии 50 мкДж из-за меньшей на порядок пиковой мощности накачки нелинейные процессы не успевают сформировать модуляционную структуру, состоящую из отдельных солитоноподобных импульсов, на длинах световода ~ 3 м. Мелкая хаотическая модуляционная структура накачки и стоксовых сигналов имела постоянную составляющую.

Для импульса длительностью 1 пс в максимуме КЭ на длине световода 1 м относительно высокая степень когерентности ($|g^{(1)}(\lambda)| > 0.7$) получена в области длин волн 2-й СК (2900–3700 нм). Вблизи длин волн накачки и 1-й СК наблюдаются значительно более узкие области с высокой степенью когерентности (рис.6,е). Более высокая степень когерентности в области длин волн 2-й СК связана с формированием одиночного импульса длительностью 20 фс, тогда как временная картина в области длин волн накачки и 1-й СК состоит из многочисленных модуляционных узких импульсов (см. рис.5).

5. Заключение

Впервые численно показана возможность эффективной генерации когерентного суперконтинуума в области

длин волн свыше 2.4 мкм среднего ИК диапазона в результате совместного действия каскадного ВКР и нелинейных процессов в газонаполненном многозонном револьверном СПС при накачке положительно chirпированными пикосекундными импульсами на длине волны 1.03 мкм. В диапазоне длительностей chirпированных импульсов 1–10 пс (chirп $C = 4–40$) и энергий до сотен мкДж процесс развития суперконтинуума по длине световода инициируется ВКР-процессом преобразования спектра в области 1-й и 2-й СК, находящиеся в различных зонах пропускания световода. Дальнейшее прохождение импульса по световоду сопровождается сильным влиянием нелинейных эффектов, таких как ФСМ, ФКМ и ЧВС, уширяющих спектр в области длин волн накачки и в стоксовых областях. Максимальные КЭ достигаются в области параметров, где спектр представляет собой многозонный суперконтинуум. Распределение энергии по спектру и степень когерентности суперконтинуума зависят от дисперсионных и волноводных характеристик в каждой зоне пропускания световода и от длительности chirпированных импульсов.

Для импульсов длительностью 10 пс с chirпом $C = 40$ и, соответственно, шириной спектра спектрально-ограниченного импульса длительностью 250 фс, при давлении 50 атм дейтерия и энергии импульсов 50 мкДж можно реализовать передачу энергии во 2-ю СК с КЭ, превышающей 50%. При этом в области длин волн свыше 2.4 мкм ширина спектра составляет 1100 нм по уровню -20 дБ. Однако выделение одиночного импульса в области среднего ИК диапазона и высокую степень когерентности уширенного спектра здесь удается получить только на начальных этапах развития СК, когда вклад нелинейных процессов еще мал. С уменьшением длительности chirпированных импульсов и пропорциональным уменьшением величины chirпа возрастающее влияние нелинейных эффектов приводит к большей ширине суперконтинуума в среднем ИК диапазоне и более высокой его когерентности, однако эффективность передачи энергии накачки в эту область диапазона снижается. Для chirпированных импульсов длительностью 1 пс ($C = 4$) показана возможность формирования в среднем ИК диапазоне сжатого одиночного импульса длительностью 20 фс с энергией 1.9 мкДж, составляющей 44% от полной энергии, полученной в максимуме КЭ в этом диапазоне.

Приведенные результаты показывают перспективность использования каскадного ВКР в газонаполненном СПС с широкой зоной пропускания в области 3–5 мкм среднего ИК диапазона для получения в процессе формирования суперконтинуума мощных фемтосекундных импульсов с длительностью порядка одного-двух периодов волны. Такие импульсы могут быть востребованы в оптической когерентной томографии [30] и во многих других приложениях биофотоники [31]. Исследованная выше методика их получения позволяет использовать коммерческие фемтосекундные лазеры микронного диапазона с длительностями спектрально-ограниченных импульсов, более чем на порядок превышающими длительности формируемых сжатых импульсов в среднем ИК диапазоне. Это может стать существенным преимуществом данного метода по сравнению с альтернативными методами, ис-

пользующими для получения фемтосекундных импульсов в среднем ИК диапазоне технологически более сложные конструкции параметрических генераторов.

Исследование финансировано Российским научным фондом (проект № 19-12-00361).

- Travers J.C., Chang W., Nold J., Joly N.Y., Russell P.St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, A11 (2011).
- Joly N.Y., Nold J., Chang W., Hölzer P., Nazarkin A., Wong G.K.L., Biancalana F., Russel P.St.G. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 203901 (2011).
- Mak K.F., Travers J.C., Hölzer P., Joly N.Y., Russell P.St.J. *Opt. Express*, **21**, 10942 (2013).
- Tani F., Travers J.C., Russell P. St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**, 311 (2014).
- Belli F., Abdolvand A., Chang W., Travers J.C., Russell P.St.J. *Optica*, **2**, 292 (2015).
- Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. *Opt. Express*, **19**, 1441 (2011).
- Bufetov I.A., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Gladyshev A.F., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Yatsenko Yu.P., Biriukov A.S. *Fibers*, **6**, 1 (2018).
- Belardi W., Knight J.C. *Opt. Express*, **22**, 10091 (2014).
- Poletti F. *Opt. Express*, **22**, 23807 (2014).
- Cassataro M., Novoa D., Gunendi M.C., Edavalath N.N., Frosz M.H., Travers J.C., Russell P.St.J. *Opt. Express*, **25**, 7637 (2017).
- Яценко Ю.П., Плетнева Е.Н., Охримчук А.Г., Гладышев А.В., Косолапов А.Ф., Колядин А.Н., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **47**, 553 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 553 (2017)].
- Sollapur R., Kartashov D., Zürich M., Hoffmann A., Grigorova T., Sauer G., Hartung A., Schwuchow A., Bierlich J., Kobelke J., Chemnitz M., Schmid M.A., Spielmann C. *Light: Sci. Applicat.*, **6**, e17124 (2017).
- Jordan C., Stankov K.A., Marowsky G., Canto-Said E.J. *Appl. Phys. B*, **59**, 471 (1994).
- Krylov V., Ollikainen O., Wild U.P., Rebane A., Bepalov V.G., Staselko D.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, 2910 (1998).
- Konyashchenko A.V., Losev L.L., Tenyakov S.Yu. *Opt. Express*, **15**, 11855 (2007).
- Конященко А.В., Кострюков А.В., Лосев Л.Л., Пазюк В.С. *Квантовая электроника*, **47**, 593 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 593 (2017)].
- Vicario C., Shalaby M., Konyashchenko A., Losev L., Hauri C.P. *Opt. Lett.*, **41**, 4719 (2016).
- Диденко Н.В., Конященко А.В., Кострюков А.В., Лосев Л.Л., Пазюк В.С., Теняков С.Ю., Молчанов В.Я., Чижилов С.И., Юшков К.Б. *Квантовая электроника*, **45**, 1101 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 1101 (2015)].
- Loranger S., Russell P.St.J., Novoa D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **37**, 3550 (2020).
- Гладышев А.В., Астапович М.С., Яценко Ю.П., Косолапов А.Ф., Охримчук А.Г., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **49**, 1089 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 1089 (2019)].
- Gladyshev A., Yatsenko Yu., Kolyadin A., Kompanets V., Bufetov I. *Opt. Mater. Express*, **10**, 3081 (2020).
- Dudley J., Taylor R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: Cambridge University Press, 2010).
- Ottush J.J., Rockwell D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2076 (1988).
- Wahlstrand J.K., Zahedpour S., Cheng Y.-H., Palastro J.P., Mildberg H.M. *Phys. Rev. A*, **92**, 063828 (2015).
- Stolen R.H., Gordon J.P., Tomlinson W.J., Haus H.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1159 (1989).
- Larsen T. Lund. *Phys.Inst. der Universitat, Marz*, 543 (1936).
- Dudley J.M., Genty G., Coen S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135 (2002).
- Dudley J.M., Coen S. *Opt. Lett.*, **27**, 1180 (2002).
- Couny F., Carraz O., Benabid F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 1209 (2009).
- Su R., Kirillin M., Chang E.W., Sergeeva E., Yun S.H., Mattsson L. *Opt. Express*, **22**, 1584 (2014).
- Tu H., Boppart S.A. *Laser Photon. Rev.*, **7**, 628 (2013).