

Волоконно-оптическая схема усиления и передачи 100-фс импульсов телекоммуникационного диапазона спектра

А.А.Крылов, С.Г.Сазонкин, А.Ф.Косолапов, А.Д.Прямыков, А.Н.Колядин, И.А.Буфетов

Создан и исследован эффективный полностью волоконный источник ультракоротких импульсов длительностью 100 фс с энергией до 5 нДж в телекоммуникационном диапазоне спектра (вблизи $\lambda = 1.56$ мкм). Импульсы эрбиевого задающего генератора с минимальной длительностью 127 фс и частотой следования 38.1 МГц усиливались в эрбиевом активном световоде до максимальной средней мощности 194.3 мВт с эффективностью 30% при накачке одномодовыми лазерными диодами мощностью 640 мВт на длине волны $\lambda_{\text{pump}} = 976$ нм и далее сжимались в кварцевом световоде с пониженной нелинейностью (LMA-световод) до длительности ~ 100 фс. Сжатые импульсы вводились с эффективностью более 80% в микроструктурированный полый волоконный световод револьверного типа (РПВС) с оболочкой, состоящей из не касающихся друг друга цилиндрических капилляров из кварцевого стекла, и полый сердцевинной диаметром 61 мкм, измеренные потери для основной моды которого составили менее 30 дБ/км на $\lambda = 1.56$ мкм. Благодаря низкой нелинейности и дисперсии РПВС выходные импульсы даже при длинах РПВС более 10 м оказались близки по своим характеристикам (длительности и спектру) к входным импульсам.

Ключевые слова: ультракороткий импульс, эрбиевый волоконный усилитель, сжатие импульсов, фазовая самомодуляция, дисперсия групповых скоростей, полый световод, передача импульсов.

1. Введение

Источники ультракоротких лазерных импульсов (УКИ) с характерным ультрашироким спектром, состоящим из узких эквидистантных линий (оптическая гребенка), находят применение в различных областях науки, техники и медицины [1, 2]. В последнее время в связи с бурным развитием волоконно-оптических технологий все более широкое распространение получают источники УКИ на основе активных световодов, легированных ионами эрбия, которые излучают импульсы длительностью ~ 100 фс в телекоммуникационном диапазоне спектра (вблизи $\lambda = 1.55$ мкм) [3, 4]. В частности, они применяются в молекулярной спектроскопии сверхвысокого разрешения [2, 5, 6], для метрологии оптических частот переходов в атомах и молекулах [2, 7, 8], а также незаменимы при создании оптических стандартов частоты (оптические часы) [4, 8–12], для многофотонной микроскопии [13, 14], оптической когерентной томографии [15] и в медицине [16]. Относительно недавно частотно-стабилизированные оптические гребенки (которые в литературе получили название «астрокомб») начали активно применяться для калибровки астрономических спектрографов в задаче поиска экзопланет [2, 17] – планет, которые по своим характеристикам могут быть пригодны для жизни.

Необходимо отметить, что большинство метрологических применений эрбиевых источников УКИ, включая частотную стабилизацию оптической гребенки, предпо-

лагают генерацию когерентного оптического суперконтинуума с шириной спектра, превышающей октаву [2, 8–12, 15, 17, 18]. В свою очередь, оптимальными для этих целей являются импульсы длительностью ~ 100 фс и средней мощностью 100 мВт и более (при этом энергия УКИ с центральной длиной волны вблизи 1.55 мкм находится в диапазоне 1–10 нДж), которые практически невозможно получить непосредственно от задающего генератора. В связи с этим возникает необходимость усиления и последующего сжатия УКИ задающего генератора для достижения высокой пиковой мощности, достаточной для когерентного уширения спектра в высоконелинейных волоконных световодах [8–12, 15, 18].

В настоящее время существует два основных подхода к генерации УКИ длительностью ~ 100 фс и энергией ~ 10 нДж (средняя мощность при этом составляет 100 мВт и более) в телекоммуникационном диапазоне спектра. Они предполагают усиление импульсов задающего эрбиевого волоконного лазера, но отличаются способом формирования финальных УКИ. При этом в отличие от широко известного метода усиления chirпированных импульсов [16, 19–21], в котором усиливаются предварительно растянутые во времени импульсы с целью существенного снижения влияния нелинейных эффектов в световоде-усилителе, эти два подхода принципиально используют нелинейность световодов для генерации когерентного широкого спектра, достаточного для формирования УКИ длительностью ~ 100 фс.

Первый подход основан на использовании эффекта самосдвига частоты солитона (вынужденное комбинационное саморассеяние) в длинноволновую область спектра в световодах с отрицательной ($\beta_2 < 0$) дисперсией групповых скоростей (ДГС), который обусловлен запаздыванием нелинейного отклика среды и связан с мнимой частью колебательной (молекулярной) нелинейной восприимчивости третьего порядка (а также ВКР-усилением в сре-

А.А.Крылов, А.Ф.Косолапов, А.Д.Прямыков, А.Н.Колядин, И.А.Буфетов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: sokolak@mail.ru

С.Г.Сазонкин. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 107005 Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1

Поступила в редакцию 17 апреля 2018 г.

де) [22]. В этом случае формируются спектрально-ограниченные фундаментальные солитоны (так называемые рамановские солитоны (РС)) длительностью ~ 100 фс с центральной длиной волны 1.6 мкм и выше [13, 14, 23, 24]. Стоит отметить, что генерация РС может осуществляться как в пассивных световодах [13, 14, 24], так и непосредственно в световоде-усилителе [23], при этом их конкретные параметры во многом определяются нелинейностью и ДГС световода-преобразователя. Данный эффект может также использоваться для «нормализации» УКИ, т.е. генерации спектрально-ограниченных импульсов без частотной модуляции и пьедестала, что чрезвычайно важно для дальнейшего получения качественных импульсов длительностью в несколько световых периодов (предельно короткие импульсы) [25]. Ограничение на энергию солитонов (теорема солитона) приводит к тому, что энергия РС в основном не превышает 10 нДж [14, 23, 24]. Несмотря на это, к настоящему моменту была продемонстрирована генерация РС длительностью 65 фс с энергией 67 нДж на $\lambda = 1675$ нм [13], что, по-видимому, является рекордом. Наиболее перспективной областью применения рамановских солитонов представляется трехфотонная микроскопия, где требуются РС на длине волны около 1.7 мкм [13, 14].

Второй подход предполагает нелинейное усиление УКИ в эрбиевом активном световоде с положительной ($\beta_2 > 0$) ДГС и последующее их сжатие либо с помощью объемных дисперсионных элементов (в основном используется пара призм [8, 9, 18, 24]), либо в волоконных световодах с аномальной ДГС за счет дисперсионных и солитонных эффектов (многосолитонное сжатие) [10, 11, 15, 25]. При этом нормальная ДГС активного световода предотвращает развал импульса, несмотря на заметное действие фазовой самомодуляции (ФСМ), которая, в свою очередь, компенсирует сужение (фильтрацию) спектра за счет ограниченной ширины контура усиления эрбиевого световода (эффект gain-narrowing) [18]. Более того, совместное действие нормальной ДГС и ФСМ в активном световоде создает линейный чирп усиленного импульса на всей его длине, что чрезвычайно важно при его последующем сжатии [26].

Пара призм обеспечивает хорошее качество сжатых УКИ (отсутствует пьедестал), но при этом нарушается полностью волоконная конфигурация схемы, что является очевидным недостатком. Многосолитонное сжатие, в свою очередь, позволяет сохранить полностью волоконную конфигурацию, однако вследствие остаточного некомпенсированного чирпа (за счет избыточной нелинейности и дисперсии высших порядков в световоде-компрессоре) сжатые импульсы имеют протяженный пьедестал [27, 28], который может содержать значительную (до 60%) часть энергии импульса [29].

Недавно были продемонстрированы УКИ длительностью 120 фс с рекордной средней мощностью 600 мВт (энергия импульса ~ 6 нДж) на $\lambda \approx 1560$ нм при их сжатии парой кремниевых призм [9], а также длительностью около 23 фс (примерно четыре световых периода) и средней мощностью 120 мВт (энергия импульса 2.8 нДж) в случае многосолитонного сжатия усиленных импульсов длительностью 1 пс ($\lambda = 1560$ нм) в стандартном телекоммуникационном световоде SMF-28 [30]. Для того чтобы улучшить качество сжатых импульсов и при этом сохранить волоконную конфигурацию схемы, оптимизируется чирп входящих в эрбиевый усилитель импульсов [18, 25,

29–33], а также применяются различные схемы многокаскадного сжатия с использованием световодов различных типов (в том числе фотонно-кристаллических) [10, 15, 25, 34, 35], что приводит, однако, к нежелательному снижению энергии УКИ за счет потерь в местах стыковки световодов. В данном контексте отметим работу [31], в которой продемонстрированы качественные импульсы длительностью 34 фс с энергией 8.7 нДж (средняя мощность 400 мВт) в случае однокаскадного сжатия усиленных симиларитонов в стандартном одномодовом световоде.

Таким образом, получение качественных УКИ длительностью ~ 100 фс и средней мощностью более 100 мВт в полностью волоконной конфигурации является чрезвычайно актуальной задачей, которая требует оптимизации всей цепочки: задающий генератор – эрбиевый волоконный усилитель – световод-компрессор.

В настоящей работе в результате оптимизации эрбиевого волоконного усилителя и световода-компрессора продемонстрирована эффективная генерация качественных УКИ длительностью около 100 фс и средней мощностью до 190.2 мВт (энергия – до 5 нДж) на центральной длине волны 1.56 мкм. Также продемонстрирована передача УКИ по полуму световоду револьверного типа длиной более 10 м практически без искажений и с незначительным увеличением длительности импульсов.

2. Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Положительно chirпированные гауссовы импульсы длительностью 250 фс задающего эрбиевого генератора УКИ, следующие с частотой 38.1 МГц на $\lambda = 1560$ нм (средняя мощность – 9 мВт) [36], через оптический аттенюатор (ОА) и волоконно-оптический изолятор (ИЗО) направлялись в активный эрбиевый световод длиной 7 м с положительной ДГС, сердцевина которого накачивалась двумя одномодовыми лазерными диодами суммарной мощностью 640 мВт на длине волны $\lambda_{\text{pump}} = 976$ нм посредством двух волоконных мультиплексоров (WDM 980/1550). Эрбиевый световод со ступенчатым профилем показателя преломления ($\Delta n = 0.019$) и диаметром сердцевины 3.8 мкм имеет ненасыщенное поглощение 14 дБ/м на длине волны 980 нм, которая соответствует максимуму полосы поглощения ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ ионов Er^{3+} в матрице кварцевого стекла, и длину волны отсечки второй моды $\lambda_c = 1$ мкм. Измеренные на $\lambda = 1.56$ мкм диаметр его фундаментальной моды (MFD) и ДГС (β_2) составляют 5.3 мкм и $+22.2$ пс²/км соответственно.

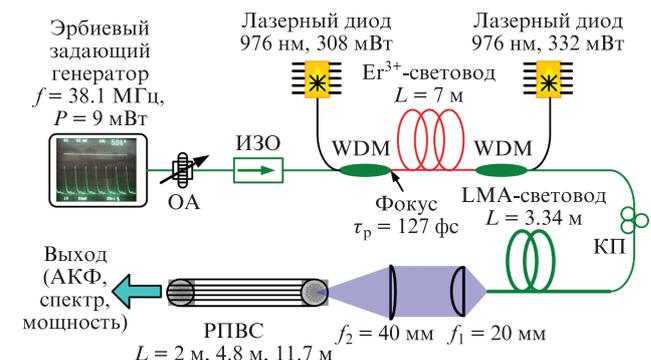


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (КП – контроллер поляризации).

В процессе экспериментов длина эрбиевого световода оптимизировалась исходя из требования максимизации выходной средней мощности усиленного сигнала при максимальной мощности накачки, что соответствует максимальной дифференциальной эффективности усилителя. Помимо длины активного световода, оптимизировались также величина и знак chirpa УКИ на входе в эрбиевый световод посредством включения стандартного световода SMF-28 между изолятором и мультиплексором WDM. При этом положение фокуса УКИ (точки, где УКИ имеют минимальную длительность, которая в данном случае составляет 127 фс) оказалось оптимальным точно на входе в эрбиевый световод (расстояние от выхода задающего генератора до эрбиевого световода – 87 см). С помощью аттенюатора варьировалась средняя мощность УКИ на выходе задающего генератора в диапазоне 1–9 мВт, и, как показали эти эксперименты, наилучшие результаты были получены при средней мощности импульсов на выходе 9 мВт.

Усиленные импульсы сжимались в кварцевом световоде-компрессоре LMA (Large-Mode Area fiber) со ступенчатым профилем показателя преломления ($\Delta n = 2.35 \times 10^{-3}$) и увеличенным диаметром сердцевины $D_{\text{core}} = 20 \pm 0.5$ мкм, который непосредственно «сваривался» с выходом WDM. Рассчитанные диаметр фундаментальной моды LP_{01} LMA-световода и ДГС на $\lambda = 1.56$ мкм составили: $MFD = 18.3$ мкм и $\beta_2 = -28.9$ пс²/км. Как будет показано далее, увеличение модового размера световода-компрессора влечет за собой существенное снижение его коэффициента нелинейности, что в конечном итоге благоприятно сказывается на качестве сжатых импульсов. Оптимальная длина LMA-световода (L_{LMA}), соответствующая минимальной длительности сжатых УКИ, была определена экспериментально и составила 3.34 м. Стоит особо подчеркнуть, что потери на сварку на участке эрбиевый световод–WDM–LMA-световод оказались менее 0.2 дБ, что недостижимо при использовании для сжатия импульсов объемных конструкций (например, призм).

Излучение со скошенного выходного торца LMA-световода посредством двух плоско-выпуклых линз с фокусными расстояниями $f_1 = 20$ мм и $f_2 = 40$ мм вводилось с эффективностью примерно 84% в полый микроструктурированный световод револьверного типа (РПВС) [37], уложенный в кольца диаметром 30 см. Снимок торца РПВС, сделанный с помощью сканирующего электронного микроскопа, продемонстрирован на рис.2,а. Оболочка РПВС сформирована восемью капиллярами с толщиной стенок около 2.6 мкм, которые не соприкасаются друг с другом. Диаметры полой сердцевины и внешней кварцевой оболочки составляют 61 и 153 мкм соответственно, что дает для фундаментальной моды расчетный диаметр LP_{01} 45 мкм.

На рис.2,б показаны спектральная зависимость ДГС, рассчитанная исходя из реальной структуры световода, а также спектр пропускания РПВС при его возбуждении галогеновой лампой Ocean Optics DH-2000. Таким образом, спектральный диапазон генерации УКИ эрбиевого задающего лазера попадает в третью зону пропускания РПВС (1.45–1.75 мкм) согласно модели антирезонансно отражающего оптического волновода (ARROW) [38]. Исходя из рис.2,б, для фундаментальной моды LP_{01} $\beta_2 = -1.42$ пс²/км ($D = 1.1$ пс·нм⁻¹·км⁻¹) на $\lambda = 1.56$ мкм, что более чем на порядок меньше ДГС световода SMF-28.

Измеренные потери в данном световоде за счет возбуждения только основной моды на $\lambda = 1560$ нм состави-

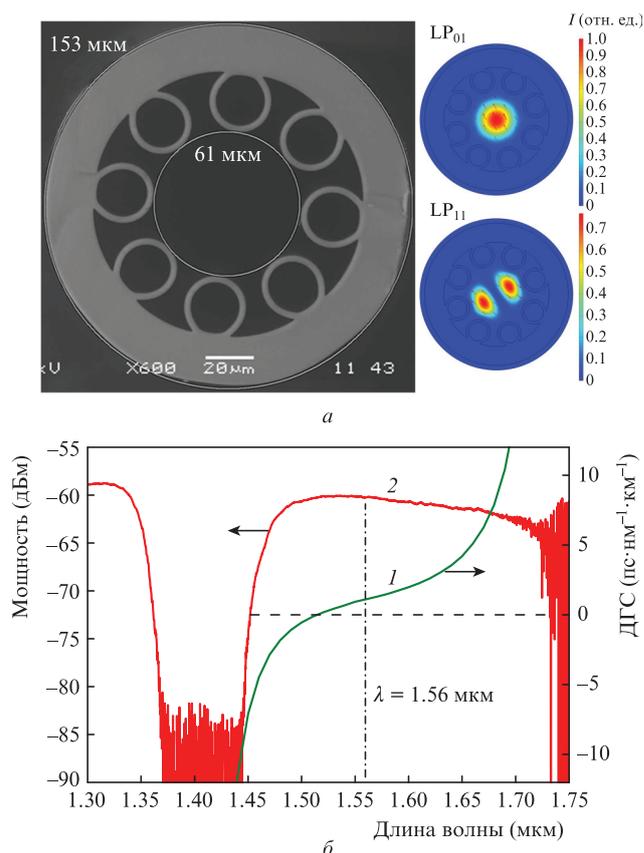


Рис.2. Поперечное сечение РПВС и рассчитанные профили (распределения интенсивности) его мод LP_{01} и LP_{11} (а), а также рассчитанная ДГС для фундаментальной моды (1) и спектр пропускания (2) РПВС (б). Цветной вариант рис.2 размещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

ли примерно 27 дБ/км [37], что на текущий момент является одним из лучших результатов для полых световодов этого типа.

Учитывая параметры РПВС, а также значение керровского нелинейного показателя преломления атмосферного воздуха ($n_2 = 3 \times 10^{-23}$ м²/Вт [39]), можно оценить коэффициент нелинейности световода γ на длине волны 1.56 мкм: $\gamma \approx 2\pi n_2 / (\lambda A_{\text{eff}}) \approx 10^{-7}$ м⁻¹·Вт⁻¹. Данная величина на четыре порядка меньше нелинейного коэффициента световода SMF-28.

В процессе экспериментов измерялась автокорреляционная функция (АКФ) интенсивности импульсов с помощью автокоррелятора FEMTOCHROME с диапазоном сканирования 170 фс, спектры импульсов регистрировались посредством спектроанализатора ANDO (0.6–1.75 мкм) с максимальным разрешением 0.01 нм; средняя мощность излучения фиксировалась измерителем мощности OPHIR с термпарным сенсором.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Усиление и сжатие УКИ

АКФ интенсивности усиленных импульсов и их спектры при различных уровнях мощности накачки представлены на рис.3. Обращает на себя внимание практически идеальная аппроксимация измеренных АКФ гауссовой функцией (штриховая кривая на рис.3,а), несмотря на довольно сложную форму спектра УКИ, что косвенно ука-

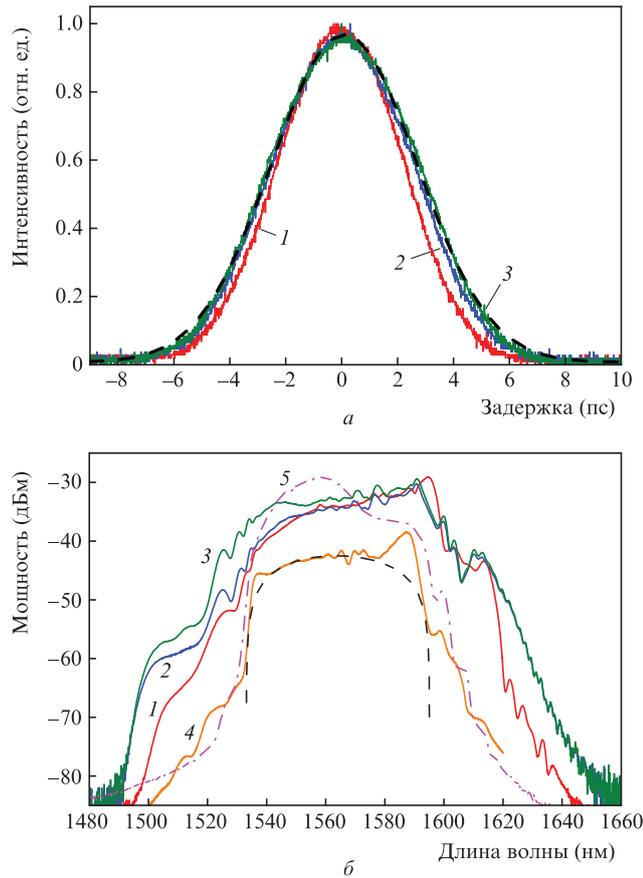


Рис.3. АКФ интенсивности (а) и спектры (б) импульсов на выходе эрбиевого усилителя (1–3), а также импульсов задающего генератора в точке фокуса (4) и усиленных чирпированных импульсов (5); штриховые кривые – функция Гаусса (а) и парабола (б). Длительность импульса $\tau_p = 3.66$ пс, энергия $E_p = 2.7$ нДж, средняя мощность $P_{out}^{av} = 95$ мВт (1); $\tau_p = 4.12$ пс, $E_p = 4$ нДж, $P_{out}^{av} = 152.1$ мВт (2); $\tau_p = 4.33$ пс, $E_p = 5.1$ нДж, $P_{out}^{av} = 194.3$ мВт (3); $\tau_p = 127$ фс, $E_p = 0.2$ нДж, $P_{out}^{av} = 9$ мВт (4); $\tau_p = 50$ пс, $E_p = 2.9$ нДж, $P_{out}^{av} = 109$ мВт (5).

зывает на линейность чирпа вдоль всего импульса. Длительность УКИ растет с $\tau_p = 3.6$ пс при средней мощности на выходе усилителя $P_{out}^{av} = 95$ мВт до $\tau_p = 4.3$ пс при максимальной выходной мощности 194.3 мВт. На рис.3,б показан также спектр УКИ задающего генератора, измеренный в точке фокуса (кривая 4), его аппроксимация параболой (штриховая кривая) [36] и спектр чирпированных импульсов длительностью ~ 50 пс (кривая 5) [37], усиленных в линейном режиме (влияние нелинейных эффектов, прежде всего ФСМ, в процессе усиления пренебрежимо мало) в том же эрбиевом световоде длиной 5 м в случае выходной средней мощности сигнала 109 мВт. Отчетливо видно заметное сужение (фильтрация) спектра УКИ (примерно до 20 нм по уровню -3 дБ) за счет эффекта gain-narrowing [18, 33] в случае усиления чирпированного импульса. Это приводит к тому, что длительность сжатых УКИ в схеме усиления чирпированных импульсов превышает 300 фс [40]. С другой стороны, нелинейное усиление УКИ, которое реализовано в настоящей работе, обеспечивает практически симметричное уширение спектра за счет ФСМ. Более того, в условиях совместного действия нормальной ДГС и ФСМ в световоде импульс растягивается сильнее по сравнению с его чисто дисперсионным уширением (нелинейная декомпрессия) [26], что подтверждают экспериментальные результаты (см. рис.3,а). К тому же, при уменьшении (с помощью аттенюатора) средней мощ-

ности импульсов задающего генератора до 1 мВт средняя мощность сигнала на выходе усилителя падала примерно в 1.5 раза при аналогичной мощности накачки; максимальная длительность усиленных импульсов составляла $\tau_p = 3.3$ пс, а их спектр оказался близок к спектру УКИ задающего генератора.

Чтобы оценить качество усиленных импульсов и, как следствие, понять целесообразность их дальнейшего сжатия в LMA-световоде, они дечирпировались в объемном компрессоре на основе двух отражательных дифракционных решеток с плотностью штрихов 600 мм^{-1} . Эффективность дифракции на решетке η_d составляла $\sim 70\%$, при этом потери на всем компрессоре, состоящем помимо дифракционных решеток из двух золотых зеркал, оказались около 5 дБ; отрицательная ДГС, вносимая компрессором и рассчитанная на основе геометрии хода лучей в нем, была $-2.4 \text{ пс}^2/\text{м}$. На рис.4 изображена снятая при максимальной мощности накачки усилителя и соответствующая оптимальному расстоянию между решетками 18 мм АКФ интенсивности сжатого импульса минимальной длительности $\tau_p^{DG} = 176$ фс, измеренная совместно с АКФ интенсивности импульсов задающего генератора в точке фокуса ($\tau_p^{MO} = 127$ фс). Видно, что длительности этих двух импульсов несколько различаются (примерно в 1.4 раза), при этом АКФ сжатого импульса имеет небольшие крылья, появление которых можно объяснить нескомпенсированным нелинейным чирпом, вызванным ФСМ, а также влиянием дисперсии третьего порядка в усилителе и решеточном компрессоре, что особенно актуально в случае широкого спектра УКИ, изображенного на рис.3,б [25, 27, 41]. В свою очередь, сжатый решеточным компрессором импульс не содержит протяженного пьедестала. Это свидетельствует в пользу того, что усиленные импульсы, несмотря на довольно сложную форму спектра, являются линейно чирпированными даже при максимальной выходной мощности 194.3 мВт. Необходимо отметить, что использование компрессора на основе объемных дифракционных решеток не является оптимальным способом сжатия чирпированных импульсов длительностью ~ 10 пс, полученных в схеме нелинейного усиления.

АКФ интенсивности сжатых в LMA-световоде импульсов и их спектры представлены на рис.5. Длительность

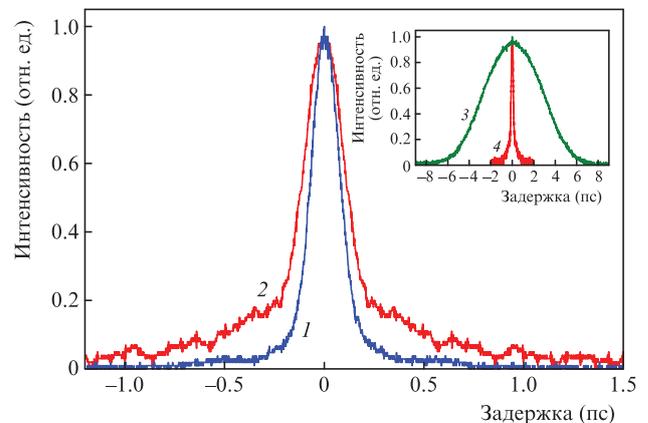


Рис.4. АКФ интенсивности импульсов задающего генератора в точке фокуса (1) и сжатых решеточным компрессором (2); на вставке – АКФ интенсивности усиленных импульсов (3) и импульсов, сжатых решеточным компрессором (4). Длительность импульса $\tau_p = 127$ фс, средняя мощность $P_{out}^{av} = 9$ мВт (1); $\tau_p = 176$ фс, $P_{out}^{av} = 57$ мВт (2, 4); $\tau_p = 4.33$ пс, $P_{out}^{av} = 194.3$ мВт (3).

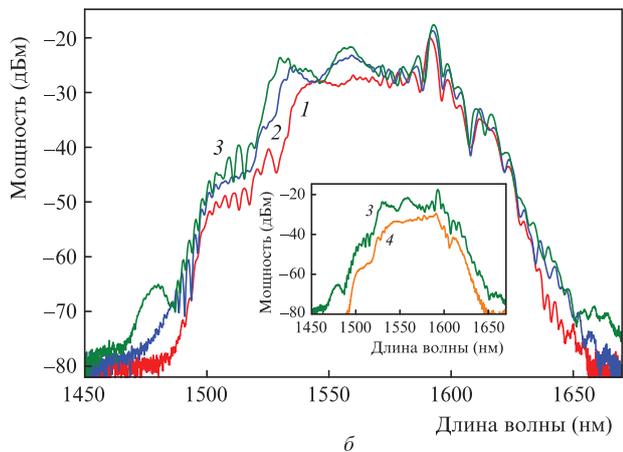
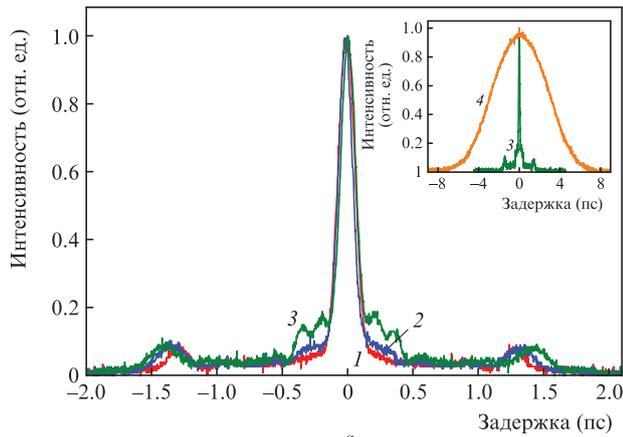


Рис.5. АКФ интенсивности (а) и спектры (б) импульсов на выходе LMA-световода (1–3) и эрбиевого усилителя (4) при следующих параметрах: длительность импульса $\tau_p = 110$ фс, энергия $E_p = 2.4$ нДж, средняя мощность $P_{out}^{av} = 90.7$ мВт (1); $\tau_p = 99$ фс, $E_p = 3.9$ нДж, $P_{out}^{av} = 147.2$ мВт (2); $\tau_p = 101$ фс, $E_p = 5$ нДж, $P_{out}^{av} = 190.2$ мВт (3); $\tau_p = 4.33$ пс, $E_p = 5.1$ нДж, $P_{out}^{av} = 194.3$ мВт (4).

импульсов варьируется в узком диапазоне 99–110 фс в зависимости от их энергии, что примерно в 1.8 раза меньше длительности импульсов, сжатых решеточным компрессором ($\tau_p^{DG} = 176$ фс). Это означает, что в LMA-световоде помимо дисперсионного дечирпирования импульса имело место дополнительное его сжатие за счет солитонных эффектов (многосолитонное сжатие) [27, 28]; при этом вследствие меньшей нелинейности LMA-световода включение последних происходило только при достижении УКИ длительности $\tau_p < 1$ пс, когда пиковая мощность импульса достигала порога ФСМ. Действительно, избыточное действие ФСМ можно заметить по дополнительной модуляции в спектре сжатых УКИ (см. рис.5,б) [22], а также по характерному пьедесталу АКФ сжатых импульсов [27]. Исходя из того, что $\tau_p^{DG}/\tau_p^{LMA} \sim 1$, и согласно теории многосолитонного сжатия [27, 28] эквивалентный порядок исходного спектрально-ограниченного солитона в данном случае можно оценить как $N_0 \sim 1$. Это, в свою очередь, способствует тому, что качество сжатых импульсов, которое оценивается как доля энергии в центральном сжатом пике, должно быть существенно выше, чем в случае $N_0 \gg 1$ [42]. Более того, снижение нелинейности световода-компрессора γ также способствует уменьшению эквивалентного порядка солитона N_0 , что благоприятно сказывается на качестве сжатых УКИ. Так, центральный пик АКФ содержит $\delta \approx 50\%$ энергии даже при максималь-

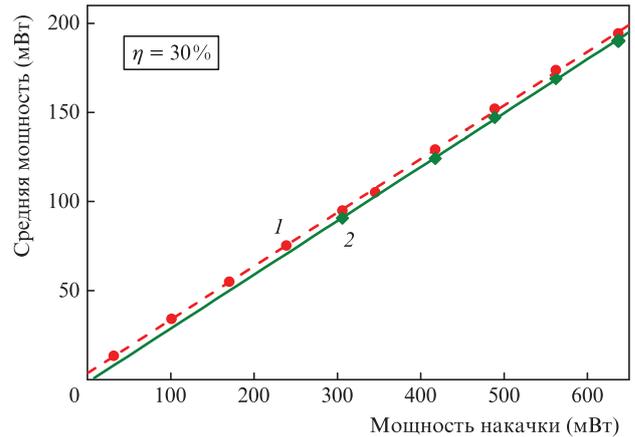


Рис.6. Зависимость средней мощности излучения на выходе эрбиевого усилителя (1) и LMA-световода (2) от мощности диодной накачки на длине волны 976 нм.

ной средней мощности сжатых импульсов $P_{out}^{av} = 190.2$ мВт ($\delta \approx 60\%$ при $P_{out}^{av} = 90.7$ мВт), что заметно превосходит качество импульсов, сжатых в стандартных световодах (SMF-28) при $N_0 \gg 1$ [27, 28, 42]. Максимальная пиковая мощность сжатых УКИ в этом случае достигает 23 кВт.

Отметим также, что длительность сжатых импульсов практически не зависит от их энергии (выходной средней мощности), равно как и порядок солитона, расчет которого дает $N \approx 1$. Следовательно, как и в случае рамановских солитонов, параметры импульса, сжатого с помощью солитонных эффектов в световодах (многосолитонное сжатие), соответствуют фундаментальному солитону, т. е. $N = 1$ является условием предельного сжатия [42]. Более того, минимальная длительность сжатого импульса в этом случае определяется как $\tau_p \approx \sqrt{|\beta_2|/\gamma}$ [28]. Таким образом, чтобы сократить длительность сжатого импульса, необходимо выбирать световод-компрессор с меньшей ДГС и большей нелинейностью, например световод со смещенной дисперсией (как в работах [34, 35, 43]). Именно поэтому для получения качественных предельно коротких импульсов ($\tau_p \approx 20$ фс) применяется двухкаскадное сжатие, на финальном этапе которого используются высоко-нелинейные световоды со смещенной дисперсией [34, 43].

Зависимости средней мощности УКИ на выходе усилителя, а также световода-компрессора от мощности диодной накачки показаны на рис.6. Дифференциальная эффективность всей системы $\eta = 30.2 \pm 0.3\%$, что является одним из лучших результатов в мире при использовании одномодовой накачки на $\lambda_{pump} = 980$ нм [8, 11, 15, 18, 30, 32, 33].

3.2. Передача УКИ по РПВС

Нами исследовалась передача сжатых УКИ по РПВС с длинами 2, 4.8 и 11.7 м. На рис.7,а представлен спектр УКИ на выходе РПВС длиной 11.7 м (при максимальной энергии импульсов на входе) совместно с исходным спектром сжатых импульсов. Видно, что спектр на выходе РПВС практически идеально повторяет форму исходного спектра, что вполне естественно в силу малой нелинейности РПВС, заполненного атмосферным воздухом. Действительно, рассчитанный порядок солитона для импульсов, входящих в РПВС, $N < 0.1$; при этом нелинейная длина превышает 500 м даже для УКИ с максимальной энергией. Таким образом, распространение УКИ по РПВС

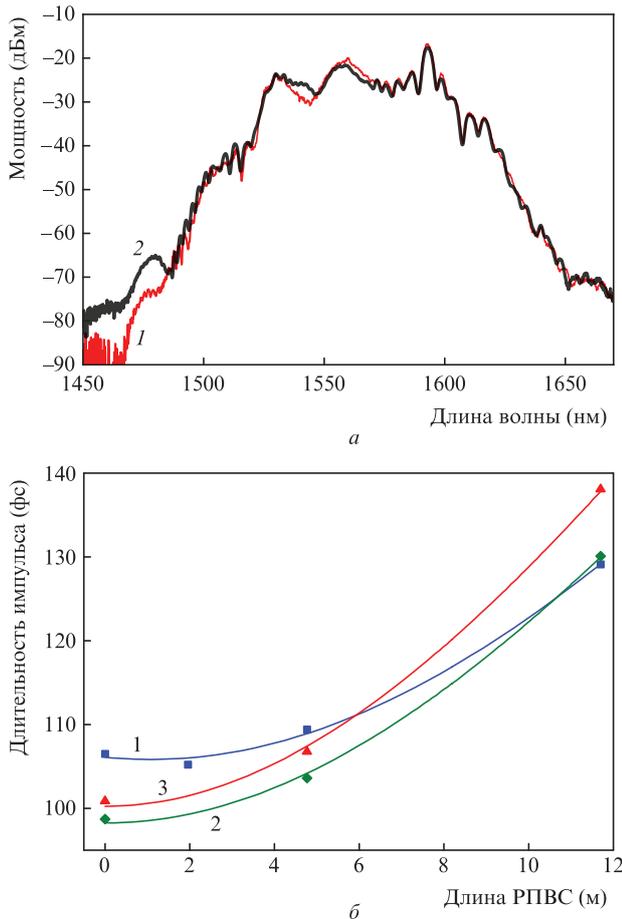


Рис. 7. Спектры импульсов на выходе РПВС (1) и LMA-световода (2) при максимальной мощности накачки эрбиевого усилителя (а) и эволюция длительности сжатого импульса в РПВС при различных уровнях его энергии: $E_p = 3.3$ нДж, $P_{out}^{av} = 124.2$ мВт (1); $E_p = 3.9$ нДж, $P_{out}^{av} = 147.2$ мВт (2); $E_p = 4.4$ нДж, $P_{out}^{av} = 169$ мВт (3) (б).

является исключительно дисперсионным [44]. На рис. 7, б показана зависимость длительности УКИ на выходе РПВС от его длины L при различных энергиях входного импульса. Видно, что первоначальная длительность импульсов (около 100 фс) увеличивается только на 30% при их распространении в РПВС длиной 11.7 м. Более того, импульс монотонно растягивается при увеличении длины РПВС, при этом аппроксимация экспериментальных зависимостей функцией, соответствующей эволюции гауссова chirpированного импульса [22]

$$\tau_p = \tau_p^{\min} \sqrt{1 + \left(\frac{C(L-L_0)}{L_D}\right)^2 + \left(\frac{L-L_0}{L_D}\right)^2} \quad (1)$$

(τ_p^{\min} – длительность дечирпированного импульса в точке L_0 ; $C = (\partial^2 \phi / \partial t^2) (\tau_p^0 / (4 \ln 2))$ – безразмерный chirp; $L_D = (1 / (4 \ln 2)) ((\tau_p^0)^2 / |\beta_2|)$ – дисперсионная длина исходного гауссова импульса длительностью τ_p^0), дает во всех случаях $C \approx 0$ при $L_0 \approx 0$ (что также подтверждает отсутствие линейного chirpa сжатого импульса) и дисперсионную длину импульса в РПВС $L_D \approx 15$ м. Значение L_D может быть использовано для оценки эффективной ДГС в полном световоде β_2 : $|\beta_2| \approx 0.27$ пс²/км, что соответствует дисперсионному параметру $|D| \approx 0.21$ пс·нм⁻¹·км⁻¹. Поскольку невозможно пренебречь изменением ДГС полого световода на всем протяжении спектра сжатых УКИ (т. е. необходимо учитывать влияние дисперсии третьего порядка в

РПВС), то данная оценка несколько меньше реальной величины ДГС полого световода на длине волны 1.56 мкм.

4. Заключение

Продемонстрирована волоконная-оптическая схема нелинейного усиления ультракоротких длительностью 100 фс импульсов телекоммуникационного диапазона спектра, состоящая из эрбиевого задающего генератора УКИ, усилителя УКИ на основе эрбиевого световода с положительной ДГС и световода-компрессора с отрицательной ДГС и увеличенным диаметром моды (LMA-световод). В результате оптимизации схемы реализована эффективная генерация качественных УКИ длительностью 100 фс и средней мощностью до 190.2 мВт (энергия – до 5 нДж, пьедестал импульсов содержит менее 50% энергии) на центральной длине волны 1.56 мкм. Продемонстрирована передача УКИ по полному волоконному световоду револьверного типа с малыми потерями (менее 30 дБ/км) практически без искажений и с незначительным (до 30%) увеличением их длительности на длинах ~ 10 м. При этом согласно оценке на основе экспериментальных данных качественная передача УКИ (длительность УКИ возрастает не более чем в два раза (до 200 фс)) возможна на длинах РПВС до 26 м.

Созданный источник УКИ может использоваться для эффективной генерации второй гармоники, а также когерентного оптического суперконтинуума и других связанных с ними применений, в том числе обусловленных необходимостью эффективной доставки УКИ без существенных искажений.

Авторы выражают глубокую признательность М.Е.Лихачеву (ИЦВО РАН), предоставившему эрбиевый световод и LMA-световод, и А.К.Сенаторову, измерившему ДГС световодов. Авторы также благодарят Б.Л.Давыдова (ИРЭ РАН) и Р.Р.Харисова (МФТИ) за техническую поддержку.

1. Fermann M.E., Galvanauskas A., Sucha G. *Ultrafast Lasers: Technology and Applications* (New York: Marcel Dekker, 2001).
2. Diddams S.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**, B51 (2010).
3. <http://avesta.ru/products/lasers/femtosekundnie-voлоконnie-laseri/>
4. <http://www.menlosystems.de/>
5. Coddington I., Newbury N., Swann W. *Optica*, **3**, 414 (2016).
6. Imrul Kayes M., Rochette M. *Opt. Lett.*, **43**, 967 (2018).
7. Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T.W. *Nature*, **416**, 233 (2002).
8. Adler F., Moutzouris K., Leitenstorfer A., Schnatz H., Lipphardt B., Grosche G., Tauser F. *Opt. Express*, **12**, 5872 (2004).
9. Fehrenbacher D., Sulzer P., Liehl A., Kalberer T., Riek C., Seletskiy D.V., Leitenstorfer A. *Optica*, **2**, 917 (2015).
10. Lim J., Knabe K., Tillman K.A., Neely W., Wang Y., Amezcua-Correa R., Couny F., Light P.S., Benabid F., Knight J.C., Corwin K.L., Nicholson J.W., Washburn B.R. *Opt. Express*, **17**, 14115 (2009).
11. Kuse N., Jiang J., Lee C.-C., Schibli T.R., Fermann M.E. *Opt. Express*, **24**, 3095 (2016).
12. Нюшков Б.Н., Пивцов В.С., Коляда Н.А., Каплун А.Б., Мешалкин А.Б. *Квантовая электроника*, **45**, 486 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 486 (2015)].
13. Horton N.G., Wang K., Kobat D., Clark C.G., Wise F.W., Schaffer C.B., Xu C. *Nat. Photonics*, **7**, 205 (2013).
14. Cadroas P., Abdeladim L., Kotov L., Likhachev M., Lipatov D., Gaponov D., Hideo A., Tang M., Livet J., Supatto W., Beaurepaire E., Fédrier S. *J. Opt.*, **19**, 065506 (2017).
15. Nomura Y., Kawagoe H., Hattori Y., Yamanaka M., Omoda E., Kataura H., Sakakibara Y., Nishizawa N. *Appl. Phys. Express*, **7**, 122703 (2014).
16. Morin F., Druon F., Hanna M., Georges P., *Proc. SPIE*, **7580**, 75800T (2010).

17. McCracken R.A., Charsley J.M., Reid D.T. *Opt. Express*, **25**, 15058 (2017).
18. Tauser F., Leitenstorfer A., Zinth W. *Opt. Express*, **11**, 594 (2003).
19. Galvanauskas A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, 504 (2001).
20. Sobon G., Kaczmarek P.R., Sliwinska D., Sotor J., Abramski K.M., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 3100205 (2014).
21. Peng X., Kim K., Mielke M., Jennings S., Masor G., Stohl D., Chavez-Pirson A., Nguyen D.T., Rhonehouse D., Zong J., Churin D., Peyghambarian N. *Opt. Express*, **22**, 2459 (2014).
22. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (Oxford: Academic Press, 2013).
23. Nicholson J.W., Desantolo A., Kaenders W., Zach A. *Opt. Express*, **24**, 23396 (2016).
24. Tauser F., Adler F., Leitenstorfer A. *Opt. Lett.*, **29**, 516 (2004).
25. Takayanagi J., Nishizawa N., Sugiura T., Yoshida M., Goto T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 287 (2006).
26. Tamura K., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **21**, 68 (1996).
27. Chan K.C., Liu H.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 2226 (1995).
28. Chen C.-M., Kelley P.L. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 1961 (2002).
29. Lin G.-R., Lin Y.-T., Lee C.-K. *Opt. Express*, **15**, 2993 (2007).
30. Luo H., Zhan L., Zhang L., Wang Z., Gao C., Fang X. *J. Lightwave Technol.*, **35**, 3780 (2017).
31. Nicholson J.W., Yablon A.D., Westbrook P.S., Feder K.S., Yan M.F., *Opt. Express*, **12**, 3025 (2004).
32. Purdie D.G., Popa D., Wittwer V.J., Jiang Z., Bonacchini G., Torrisi F., Milana S., Lidorikis E., Ferrari A.C. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 253101 (2015).
33. Sun J., Zhou Y., Dai Y., Li J., Yin F., Dai J., Xu K. *Appl. Opt.*, **57**, 1492 (2018).
34. Kibler B., Billet C., Lacourt P.-A., Ferriere R., Dudley J.M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **18**, 1831 (2006).
35. Lin Y.-T., Lin G.-R. *Opt. Lett.*, **31**, 1382 (2006).
36. Krylov A.A., Sazonkin S.G., Lazarev V.A., Dvoretzkiy D.A., Leonov S.O., Pnev A.B., Karasik V.E., Grebenyukov V.V., Pozharov A.S., Obratsova E.D., Dianov E.M. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 065001 (2015).
37. Krylov A.A., Senatorov A.K., Pryamikov A.D., Kosolapov A.F., Kolyadin A.N., Alagashev G.K., Gladyshev A.V., Bufetov I.A. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 035104 (2017).
38. Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C., Eggleton B.J. *Opt. Lett.*, **27**, 1592 (2002).
39. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
40. Chung H.-Y., Liu W., Cao Q., Kartner F.X., Chang G. *Opt. Express*, **25**, 15760 (2017).
41. Haus H.A., Moores J.D., Nelson L.E. *Opt. Lett.*, **18**, 51 (1993).
42. Krylov A.A., Chernysheva M.A., Chernykh D.S., Kryukov P.G., Dianov E.M. *Laser Phys.*, **23**, 075107 (2013).
43. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Muravyev S.V., Kim A.V. *Opt. Express*, **19**, 20141 (2011).
44. Яценко Ю.П., Крылов А.А., Прямиков А.Д., Косолапов А.Ф., Колядин А.Н., Гладышев А.В., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **46**, 617 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 617 (2016)].