

05

## Лазерный комплекс с центральной длиной волны $1.55 \mu\text{m}$ для генерации импульсов с энергией более $1 \mu\text{J}$ и суперконтинуума диапазоном около 2 октав

© Д.А. Столяров<sup>1</sup>, Д.А. Коробко<sup>1,¶</sup>, И.О. Золотовский<sup>1</sup>, А.А. Сысолятин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Ульяновский государственный университет,  
432017 Ульяновск, Россия

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
119991 Москва, Россия

¶ e-mail: korobkotam@rambler.ru

Поступила в редакцию 19.10.2018 г.

В окончательной редакции 30.01.2019 г.

Принята к публикации 05.02.2019 г.

Рассмотрен волоконный лазерный комплекс телекоммуникационного диапазона с блочной архитектурой, основными элементами которой являются импульсный эрбиевый волоконный лазер и несколько усилительных каскадов. При включении в систему волоконного элемента с высокой нормальной дисперсией комплекс работает как усилитель-генератор импульсов высокой энергии. Характеристики мощного выходного усилителя и параметры предусилителей согласованы таким образом, что комплекс просто реконфигурируется в источник суперконтинуума в диапазоне от 600 до 2400 nm, генерируемого в выходном высоконелинейном волокне.

DOI: 10.21883/OS.2019.06.47764.306-18

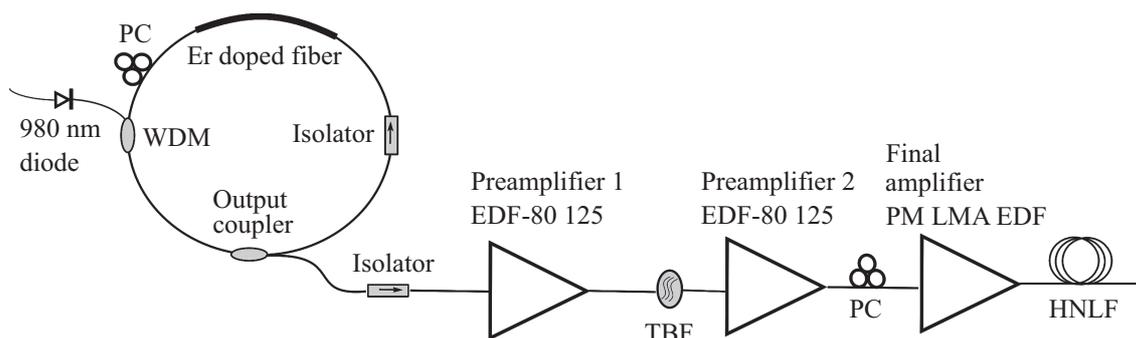
В последние годы область применения импульсных лазерных генераторов с длиной волны  $1.55 \mu\text{m}$  постоянно расширяется. К хорошо известным применениям в оптической связи [1] добавляются приложения в области медицины, микропроцессинга, лазерном зондировании и т.п. [2–5]. Это способствует интенсивному развитию волоконных систем на основе легированных Er волокон с разнообразным дизайном. При получении импульсов высокой энергии общим подходом является сочетание метода усиления chirпованных импульсов (CPA) с технологией накачки легированных Er волокон с большой площадью моды в оболочку [6,7]. Параллельно развивается направление, связанное с использованием волокон специального дизайна, нелинейность в которых существенно ниже (например, в легированных Er тейперах либо „стержнях“), что позволяет добиться энергий импульса до 1 mJ и выше [8]. Однако использование уникальных специальных компонентов существенно повышает себестоимость системы и делает ее воспроизводство затруднительным.

В настоящей работе описана система с простой блочной архитектурой, источник и усилительный комплекс которой изготовлены на основе коммерчески доступных компонентов, генерирующая импульсы в диапазоне  $1.55 \mu\text{m}$  с энергией до  $1.2 \mu\text{J}$ , что является достаточным для широкого круга приложений. Преимуществом системы является универсальная структура, позволяющая относительно легко реконфигурировать комплекс из импульсного генератора в источник суперконтинуума — широкого спектра в диапазоне 600–2400 nm.

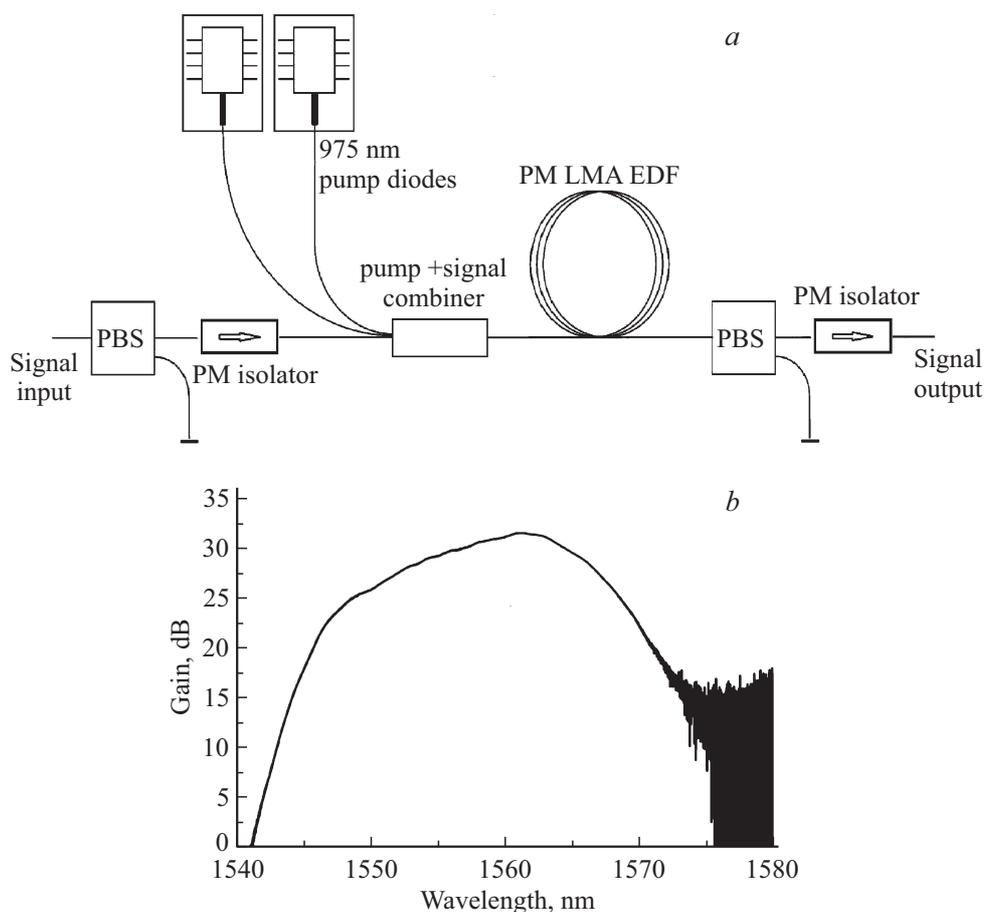
### Экспериментальная схема генератора суперконтинуума

Последовательно рассмотрим варианты реализации волоконной системы. Начнем с генератора суперконтинуума. Его экспериментальная схема представлена на рис. 1. Она состоит из источника с кольцевым резонатором и синхронизацией мод на основе нелинейного вращения поляризации, двух последовательно соединенных предусилителей, мощного конечного усилителя и высоконелинейного волокна. Перед первым предусилителем установлен оптический изолятор, защищающий лазер от обратного отражения. Между предусилителями расположен фильтр, необходимый для подавления излучения спонтанной люминесценции (ИСЛ), перед конечным усилителем установлен контроллер поляризации. Конечный усилитель изготовлен на основе волокна с двойной оболочкой с сохранением поляризации и большой площадью моды с легированной Er сердцевинной (PM LMA EDF) с накачкой в оболочку волокна. Диаметр сердцевины волокна  $36 \mu\text{m}$ , диаметр оболочки  $130 \mu\text{m}$ . Строение стеклянной матрицы позволило обеспечить высокую степень легирования ионами Er  $\sim 50 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$  [9]. В качестве источников накачки использованы  $2 \times 30 \text{ W}$  полупроводниковых диода с длиной волны излучения 975 nm. Схема усилителя и его спектр усиления показаны на рис. 2.

В качестве выходного использован отрезок одномодового волокна с сердцевинной, легированной GeO<sub>2</sub>, длиной 3.4 m. Волокно изготовлено в ИЦВО РАН. Диаметр сердцевины волокна  $4.1 \mu\text{m}$ , уровень легирования



**Рис. 1.** Экспериментальная схема генератора суперконтинуума. PC — контроллер поляризации, TBF — полосовой фильтр, HNLF — высоконелинейное волокно.



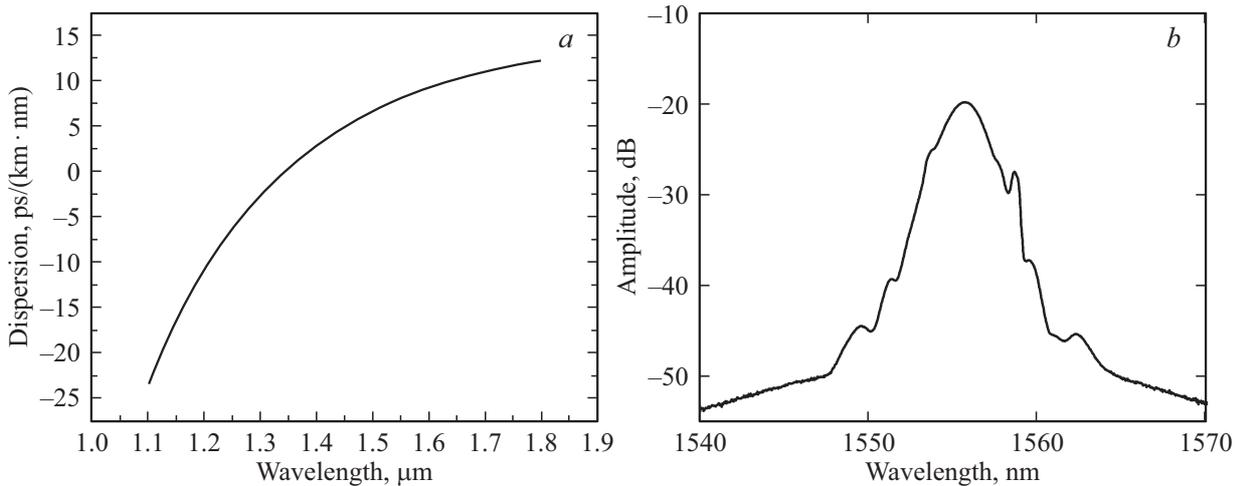
**Рис. 2.** Принципиальная схема конечного усилителя (*a*) и его спектр усиления (*b*). (PBS — polarization beam splitter — ответвитель с разделением по поляризации).

составляет 31% по молярной концентрации. Дисперсионная кривая волокна приведена на рис. 3, *a*.

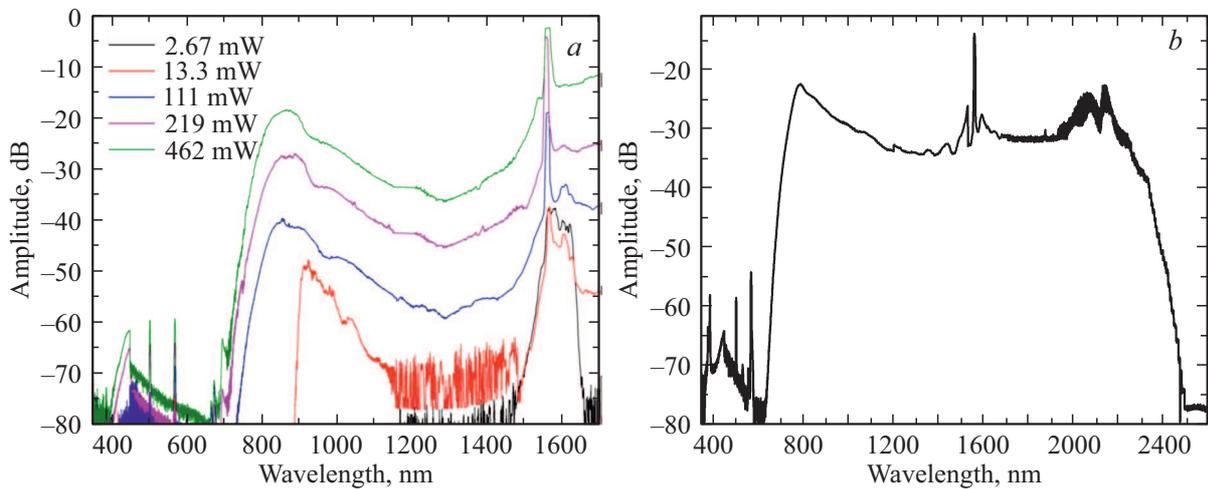
Источник со средней мощностью 1 мВт генерирует импульсы солитонного типа с частотой следования 4.1 МГц и энергией импульса около 245 пДж. Его спектр показан на рис. 3, *b*. После прохождения предусилителей на основе легированных Er волокон с нормальной дисперсией (EDF-80, дисперсия групповых скоростей (ДГС) — 48 пс/(нм · км)), мощность излучения на

входе конечного усилителя достигает 20 мВт. Выходная мощность системы определяется мощностью накачки конечного усилителя и может достигать 1.2 Вт при мощности накачки около 40 Вт. На выходе высоконелинейного волокна фиксируется широкополосное излучение суперконтинуума.

Спектр на выходе высоконелинейного волокна достаточно широк, поэтому его приходится фиксировать, используя несколько спектроанализаторов (YOKOGAWA



**Рис. 3.** Дисперсионная кривая высоконелинейного GeO<sub>2</sub>-легированного волокна (а). Спектр кольцевого солитонного лазера — источника волоконной системы (b).

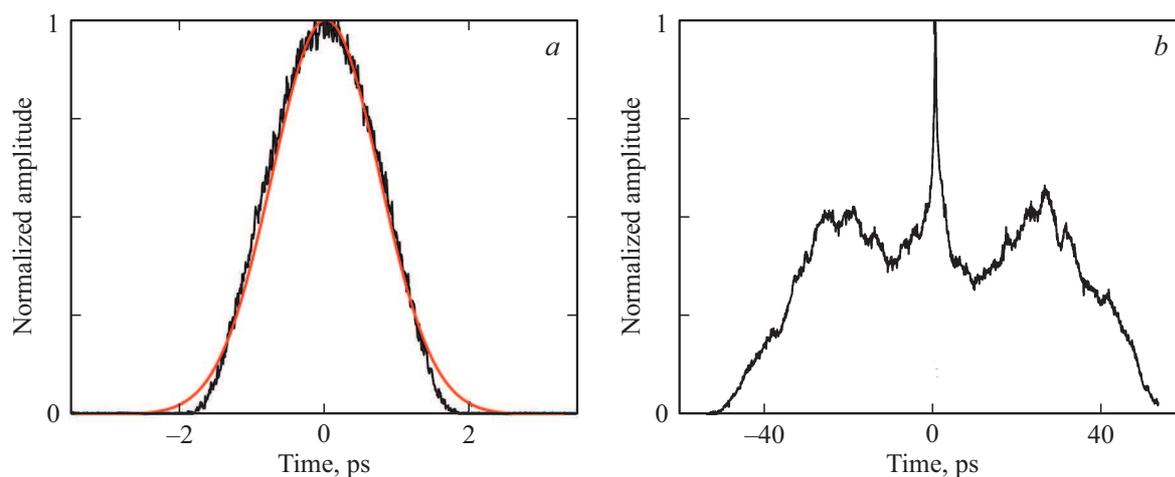


**Рис. 4.** Спектры в диапазоне 350–1700 нм на выходе высоконелинейного волокна при различной средней мощности излучения на выходе конечного усилителя (а) и полный спектр суперконтинуума на выходе высоконелинейного волокна при средней мощности излучения на выходе конечного усилителя 1.17 W (b).

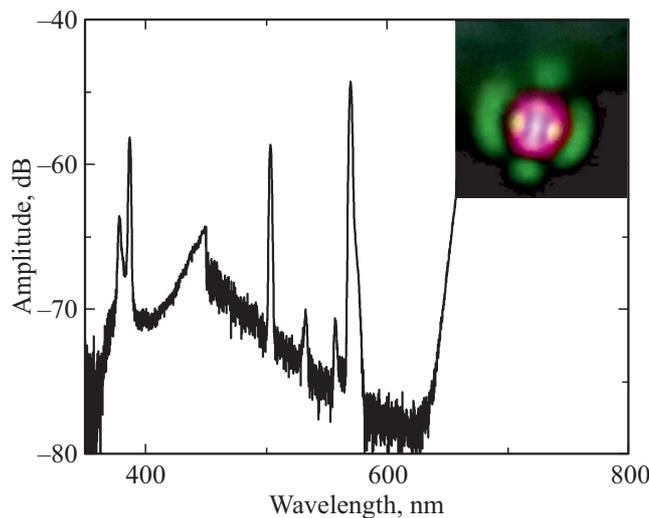
AQ6373 (350–1200 нм), Ando AQ-6370 (600–1700 нм)) и спектрометр „Авеста“ (1400–2700 нм). В коротком диапазоне длин волн измеренные спектры при различных средних мощностях на выходе конечного усилителя показаны на рис. 4, а. „Сшитый“ полный выходной спектр при средней выходной мощности, близкой к максимальной, показан на рис. 4, б. Из рис. 4 можно видеть, что ширина генерируемого суперконтинуума растет с увеличением средней выходной мощности, возрастающей при увеличении мощности накачки в конечном усилителе (росту средней выходной мощности от 2.5 мВт до 1.2 W соответствует увеличение мощности накачки от 3 до 40 W). Сам выходной спектр может быть разделен на несколько характерных частей. Во-первых, следует выделить спектр импульсов высокой пиковой мощности, который из-за ВКР-смещения при распространении по волокну сдвигается вправо, в длинновол-

новую сторону. Высоконелинейное волокно в диапазоне длин волн  $\lambda > 1350$  нм обладает аномальной дисперсией, что приводит к расколу усиленного импульса на группу ультракоротких солитонов. Это подтверждает автокорреляция выходного сигнала (рис. 5, б), имеющая вид, характерный для группы коротких импульсов с изменяющимся межимпульсным расстоянием (солитонный банч — для сравнения автокорреляция одиночного начального импульса, испускаемого солитонным лазером, показана на рис. 5, а). Пиковая мощность импульсов в группе в зависимости от величины накачки изменяется по оценке от единиц до десятков kW, что в сочетании с их малой длительностью (по оценке — десятки фемтосекунд) приводит к сильному „красному“ смещению вплоть до длин волн  $\lambda \approx 2400$  нм.

В центральной части спектра фиксируется излучение основного импульса, служащего „накачкой“ для группы



**Рис. 5.** Автокорреляция импульса кольцевого солитонного лазера (*a*) и автокорреляция сигнала на выходе высоконелинейного волокна (*b*). На рис. (*a*) сплошная линия показывает автокорреляцию гауссова импульса с параметром длительности 1.05 ps (соответствует длительности на полувысоте 7.5 ps).



**Рис. 6.** Коротковолновый участок выходного спектра. На вставке — проекция излучения из выходного волокна, демонстрирующая распространение резонансного излучения видимого диапазона (зеленый цвет) в многомодовом режиме.

ультракоротких рамановских солитонов. В левой части спектра в области нормальной дисперсии высоконелинейного волокна излучение состоит из дисперсионных волн, энергию которых через резонансный процесс передают рамановские солитоны. Известно, что условием генерации дисперсионной волны на длине  $\lambda_{DW}$  является фазовый синхронизм между генерирующим солитоном на длине волны  $\lambda_s$  и дисперсионным излучением [10,11]. При стандартном виде дисперсионной кривой (аналогичном рис. 3, *a*) резонансное дисперсионное излучение с более короткой длиной волны возбуждается рамановскими солитонами, смещающимися в более длинноволновый диапазон [12]. Полученные экспериментальные данные находятся в согласии с выводом: при увеличении накачки возрастают пиковые мощности рамановских солитонов, генерируемых из основного импульса, и их

максимальное „красное“ смещение. В соответствии с этим растет интенсивность дисперсионного излучения и его предельная минимальная длина волны. Обращаем также внимание на крайнюю левую часть спектра (рис. 6), где фиксируются несколько достаточно интенсивных узких полос, связанных с генерацией излучения третьей гармоники или, строже говоря, с генерацией резонансного излучения вследствие четырехволнового смешивания наиболее интенсивных компонент излучения, вводимого в высоконелинейное волокно [13]. Формирование нескольких полос излучения может быть объяснено выполнением условий фазового синхронизма для различных поляризаций излучения, причем должно учитываться распространение излучения в высших (отличных от фундаментальной) модах волокна [14]. Более

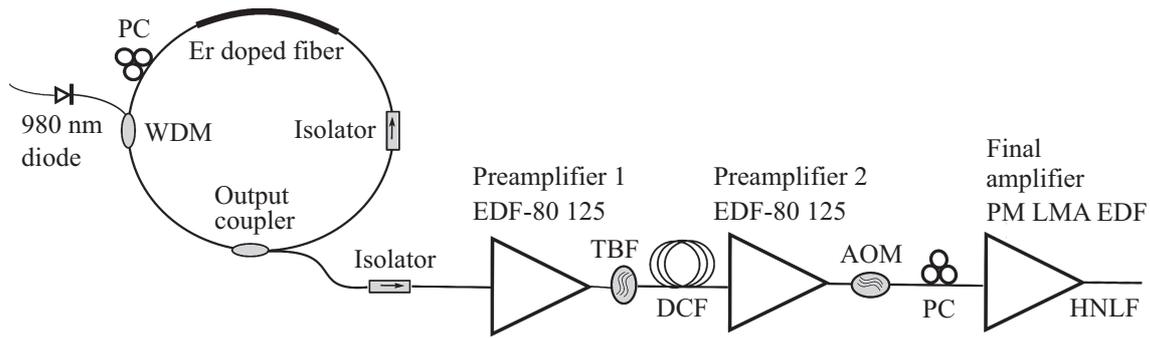


Рис. 7. Экспериментальная схема генератора импульсов высокой энергии. PC — контроллер поляризации, TBF — полосовой фильтр.

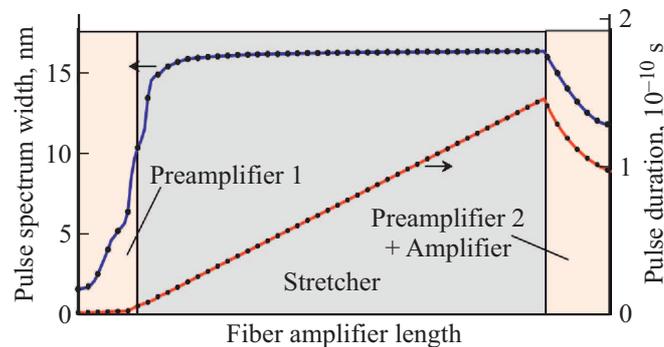


Рис. 8. Результаты моделирования — изменение ширины спектра и длительности усиленного импульса при прохождении каскадной системы.

подробное рассмотрение данного эффекта выходит за рамки настоящей работы.

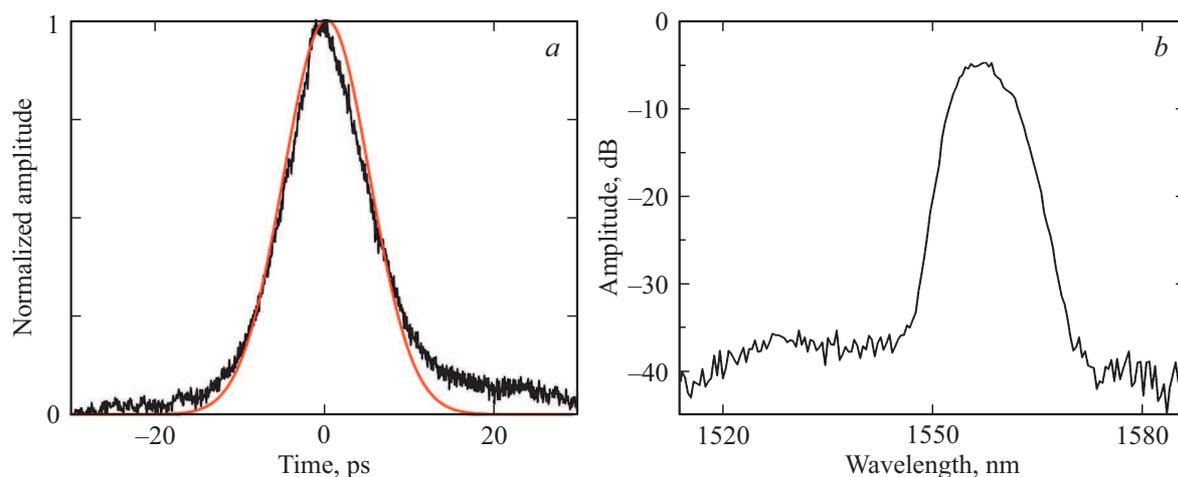
Таким образом, разработанный источник демонстрирует генерацию интенсивного излучения широкого суперконтинуума с диапазоном около 2 октав (600–2400 нм) и достаточно плоской зависимостью от длины волны, что позволит использовать его в широком круге задач.

## Генерация импульсов высокой энергии

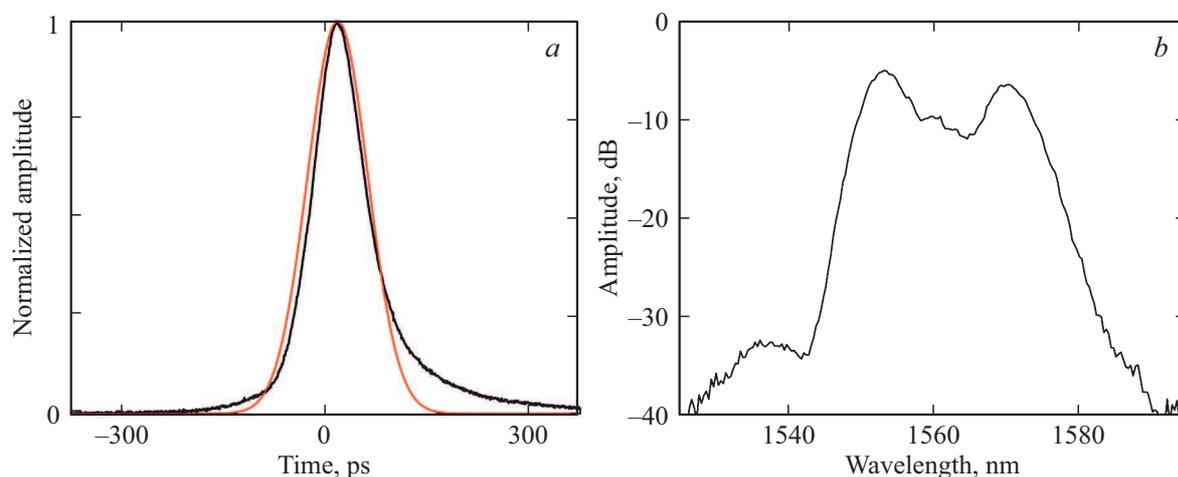
Рассмотренная выше схема сравнительно легко реконфигурируется в систему генерации отдельных импульсов высокой энергии (1 мкДж и более), выстраиваемую по схеме усиления чирпованных импульсов (CPA). Для этого в систему перед вторым предусилителем включается 100 м отрезок волокна с высокой нормальной ДГС около  $-100 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$  (OFS DCF — dispersion compensation fiber), а перед конечным усилителем устанавливается акустооптический модулятор (АОМ), используемый для снижения частоты следования импульсов (рис. 7). Включение в цепь АОМ допускает возможность снижения частоты следования вплоть до 100 кГц, что позволяет в большей мере использовать энергию, запасенную в активной среде для накачки отдельного импульса.

Проведенное численное моделирование (его результаты представлены на рис. 8) показывает, что при усилении импульс проходит основные стадии классической схемы CPA. На первой стадии импульс источника при прохождении первого предусилителя на основе EDF-80 с нормальной дисперсией повышает пиковую мощность, при этом его спектр вследствие фазовой самомодуляции (ФСМ) значительно уширяется. Далее при распространении в DCF длительность импульса значительно возрастает, а пиковая мощность уменьшается, что позволяет критически снизить влияние нелинейных эффектов на стадии конечного усиления. Превосходство дисперсионных эффектов над нелинейными в этой фазе выражается также в том, что ширина спектра при прохождении DCF (уже после начального падения пиковой мощности) изменяется незначительно. Проведенная подготовка позволяет эффективно усилить импульс до высоких значений энергии. Вследствие ограниченной полосы усиления ширина спектра импульса на конечной стадии практически не изменяется. Также по этой причине при усилении частотно-модулированных импульсов центральная часть импульса усиливается сильнее, чем его крылья, что приводит к сокращению длительности импульса.

Экспериментальные результаты находятся в согласии с данными моделирования. Импульс источника со средней мощностью 1 мВт (спектр — рис. 3, б, авто-



**Рис. 9.** Автокорреляция импульса на выходе первого предусилителя (*a*) и его спектр (*b*). На рис. *a* сплошная линия показывает автокорреляцию гауссова импульса с параметром длительности 7.2 ps (соответствует длительности на полувысоте 12 ps).



**Рис. 10.** Автокорреляция выходного импульса (*a*) и его спектр (*b*). На рис. *a* сплошная линия показывает автокорреляцию гауссова импульса с параметром длительности 63 ps (соответствует длительности на полувысоте около 105 ps).

корреляция сигнала — рис. 5, *a*) после прохождения первого предусилителя имеет вид, представленный на рис. 9. Длительность (12 ps) и ширина спектра импульса (около 11 nm) находятся в согласии с данными моделирования. Мощность сигнала на входе во второй предусилитель (с учетом потерь на соединениях и изоляторе) составляет 6 mW.

После прохождения второго предусилителя и АОМ мощность сигнала на входе в конечный усилитель составляет около 10 mW на частоте следования 400 kHz, т. е. значение энергии отдельного импульса не превышает 25 nJ. На данной частоте следования при мощности накачки выходного усилителя около 40 W выходная средняя мощность системы составляет 720 mW, т. е. энергия отдельного импульса не превосходит 1.8  $\mu$ J. Автокорреляция и спектр выходного импульса при указанных значениях параметров приведены на рис. 10.

Выходной импульс имеет длительность около 100 ps, его пиковую мощность можно оценить значением 6.5–7 kW, а энергию — около 1.2  $\mu$ J. Эти значения находятся в принципиальном согласии с результатами моделирования. Вариации в определении пиковой мощности связаны с неточностью определения энергии отдельного импульса, точнее говоря, с разделением импульса и ИСЛ, которое составляет 30–35% (на спектре рис. 10, *b* правый пик с центром в районе 1570 nm связан с ИСЛ). Эксперименты показали, что указанные параметры являются оптимальными с точки зрения достижения максимальной энергии импульса. При повышении энергии импульса на входе в конечный усилитель возрастают нелинейные искажения, в противном случае (при более низкой энергии входного импульса) высокий коэффициент усиления приводит к росту ИСЛ. Импульсное излучение выводится с волоконного выхода

в одномодовом режиме. Выходной пучок имеет гауссов профиль с параметром  $M^2 = 1.3$ .

## Заключение

В работе рассмотрена каскадная волоконная лазерная система телекоммуникационного диапазона (центральная длина волны около 1556 nm), организованная по схеме „источник“ + „предусилители“ + „мощный конечный усилитель“. Выгодной особенностью системы по сравнению с известными аналогами [15] является простота архитектуры и универсальность, заключающаяся в возможности простой реконфигурации из СРА-генератора импульсов высокой энергии (более 1 мкДж при длительности импульса около 100 ps) в источник широкополосного излучения диапазоном около 2 октав (600–2400 nm), генерируемого в высоконелинейном выходном волокне, легированном Ge. Высокая выходная средняя мощность (около 1 W), удобный волоконный выход и простая блочная структура позволяют рассматривать предлагаемую систему как основу для широкой линейки лазерных генераторов, предназначенных для решения широкого спектра прикладных задач.

## Финансирование работы

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 16-42-02012), Российским фондом фундаментальных исследований (проект 18-42-732001) и Министерством науки РФ (Госзадание 3.3889.2017/4.6).

## Список литературы

- [1] Agrawal G.P. Fiber-optic Communication Systems. John Wiley & Sons, 2002. 545 p.
- [2] Shi W., Fang Q., Zhu X., Norwood R.A., Peyghambarian N. // Appl. Opt. 2014. V. 53. N 28. P. 6554–6568.
- [3] Дианов Е.М. // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 12. С. 1067; Dianov E.M. // Quantum Electron. 2016. V. 46. N 12. P. 1067.
- [4] Fermann M.E., Hartl I. // Nature Photonics. 2013. V. 7. N 11. P. 868.
- [5] Gattass R.R., Mazur E. // Nature Photonics 2008. V. 2. N 4. P. 219.
- [6] Котов Л.В., Коптев М.Ю., Анашкина Е.А., Муравьев С.В., Андрианов А.В., Бубнов М.М., Игнатьев А.Д., Липатов Д.С., Гурьянов А.Н., Лихачев М.Е., Ким А.В. // Квант. электрон. 2014. Т. 44. № 5. P. 458–464; Kotov L.V., Koptev M.Y., Anashkina E.A., Muravyev S.V., Andrianov A.V., Bubnov M.M., Ignat'ev A.D., Lipatov D.S., Gur'yanov A.N., Likhachev M.E., Kim A.V. // Quantum Electron. 2014. V. 44. N 5. P. 458–464.
- [7] Kotov L., Likhachev M.E., Bubnov M., Medvedkov O., Lipatov D., Guryanov A., Zaytsev K., Jossent M., Février S. // Opt. Lett. 2015. V. 40. doi 10.1364/OL.40.001189
- [8] Zervas M.N., Codemard C.A. // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. V. 20. N 5. P. 219–241.
- [9] Kotov L.V., Bubnov M.M., Lipatov D.S., Guryanov A.N., Février S., Lhermite J., Andrianov A.V. // SPIE Proc. 2014. V. 8961. P. 89611L.
- [10] Milián C., Ferrando A., Skryabin D.V. // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. V. 29. P. 589–593.
- [11] Золотовский И.О., Коробко Д.А., Охотников О.Г., Столяров Д.А., Сысолятин А.А. // Квант. электрон. 2015. Т. 45. № 9. С. 844–852; Zolotovskii I.O., Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stolyarov D.A., Sysolyatin A.A. // Quantum Electron. 2015. V. 45. N 9. P. 844.
- [12] Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stolyarov D.A., Sysolyatin A.A., Zolotovskii I.O. // JOSA B. 2015. V. 32. N 4. P. 692–700.
- [13] Bencheikh K., Richard S., Mélin G., Krabshuis G., Gooijer F., Evenson J.A. // Opt. Lett. V. 37. N 3. P. 289–291.
- [14] Efimov A., Taylor A.J., Omenetto F.G., Knight J.C., Wadsworth W.J., Russell P.S.J. // Opt. Exp. 2003. V. 11. N 20. P. 2567–2576.
- [15] Pavlova S., Rezaei H., Pavlov I., Kalaycıoğlu H., Ilday F.Ö. // Appl. Phys. B. 2018. V. 124. N 10. P. 201.