

Распространение фемтосекундных импульсов в револьверном волоконном световоде с полой сердцевинной оболочкой

Ю.П.Яценко, А.А.Крылов, А.Д.Пряников, А.Ф.Косолапов,
А.Н.Колядин, А.В.Гладышев, И.А.Буфетов

Впервые исследовано распространение фемтосекундных импульсов в волоконном световоде с полой воздушной сердцевинной оболочкой в виде одного слоя не связанных между собой цилиндрических капилляров, изготовленном для передачи мощного излучения в телекоммуникационном диапазоне 1.55 мкм. Путем численного анализа показано, что параметры световода позволяют осуществлять передачу излучения в виде рамановских солитонов мегаваттной мощности по световоду длиной до 25 м с одновременной перестройкой длины волны генерации в пределах 130 нм. Экспериментально продемонстрирована передача фемтосекундных импульсов по световодам длиной до 5 м в линейном режиме распространения без искажения спектра и с дисперсионным уширением длительности, не превышающим 20%.

Ключевые слова: полые волоконные световоды, фемтосекундные импульсы, рамановские солитоны.

1. Введение

Микроструктурированные световоды с полой сердцевинной оболочкой благодаря высокой степени локализации фундаментальной моды в сердцевине обладают уникальными возможностями для передачи на значительные расстояния мощных фемтосекундных импульсов. В световодах, имеющих отрицательную кривизну границы сердцевина–оболочка, степень локализации достигает 99.993% [1]. Основной нелинейной средой, оказывающей влияние на форму и спектр фемтосекундных импульсов, является газ, заполняющий сердцевину световода. Микроструктурированные световоды с полой сердцевинной оболочкой могут обеспечивать такие длины взаимодействия излучения с газовой средой, при которых нелинейные свойства газа оказывают сильное влияние на спектрально-временные характеристики фемтосекундных импульсов [2–7].

Световоды, полая сердцевина которых заполнена воздухом при атмосферном давлении, представляют особый интерес для создания полностью волоконных систем передачи мощных фемтосекундных импульсов, поскольку они не требуют сложной технологии закачки газа. Распространение мощных фемтосекундных импульсов в фотонно-кристаллическом световоде с полой сердцевинной оболочкой, заполненной атмосферным воздухом, изучалось в работе [6]. Световод имел зону пропускания в области 1400–1550 нм и дисперсионный параметр $D = 15.9 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$. При вводе в световод длиной 3 м импульса на длине волны 1470 нм с энергией 900 нДж и длительностью 110 фс на выходе был получен импульс мощностью 2.4 МВт со спектром, сдвинутым на длинноволновый край зоны. В работе [7] осуществлена передача в фотонно-кристал-

лическом световоде с полой сердцевинной оболочкой, заполненном воздухом, импульсов на длине волны 800 нм. Рамановские солитоны на выходе световода длиной 5 м имели мощность 208 кВт и длительность 290 фс. Дисперсионный параметр на указанной длине волны для этого световода составлял $140 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$.

Относительно малые длины распространения импульсов, полученные в этих работах, связаны главным образом с большим рамановским сдвигом спектра солитона к длинноволновому краю зоны пропускания, где солитон испытывает сильное поглощение. Величина рамановского сдвига находится в прямой зависимости от дисперсии [8] и ширины зоны пропускания, в связи с этим особый интерес представляет передача мощных фемтосекундных импульсов, осуществленная в работах [9, 10] с использованием микроструктурированного световода типа Kagome с полой сердцевинной оболочкой, имеющего границу сердцевина–оболочка в форме гипоциклоиды.

В работе [9] описана передача импульсов (1550 нм, 105 мкДж, 844 фс) по Kagome-световоду с воздушной сердцевинной оболочкой диаметром 70 мкм. Световод имел очень широкую полосу пропускания – от 1100 до 1750 нм (потери составляли $40 \pm 5 \text{ дБ/км}$) и дисперсию $D = 2 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$ в области 1500–1600 нм. На выходе из световода длиной 2.3 м за счет солитонного сжатия авторами получены импульсы длительностью 300 фс с энергией 78 мкДж (мощность составила 240 МВт).

В работе [10] Kagome-световод имел зону пропускания в области 900–1300 нм и потери 200 дБ/км на длине волны 1030 нм. Световод обладал высокой степенью локализации фундаментальной моды. Доля излучения, распространяющаяся по стеклу, была на уровне 2.8×10^{-6} при диаметре поля моды, равном 64 мкм. Расчетное значение дисперсии на длине волны 1030 нм $\beta_2 = 0.45 \text{ пс}^2/\text{км}$ ($D = 0.8 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$). В световоде длиной 10 м, заполненном окружающим воздухом, достигнута энергия на выходе более 350 мкДж при подаче на вход импульса с энергией 800 мкДж и длительностью 600 фс. В световоде с воздушной сердцевинной оболочкой и длиной 3 м получен солитонный

Ю.П.Яценко, А.А.Крылов, А.Д.Пряников, А.Ф.Косолапов, А.Н.Колядин, А.В.Гладышев, И.А.Буфетов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: yuriya@fo.gpi.ru, krylov@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 4 марта 2016 г., после доработки – 17 мая 2016 г.

режим распространения с энергией в импульсе более 100 мкДж.

Использованный в работах [9,10] световод может быть отнесен к более общему классу микроструктурированных световодов с поллой сердцевинной, имеющих отрицательную кривизну границы сердцевина–оболочка (значение отрицательной кривизны этой границы для волноводных свойств световода впервые отмечено Пряниковым с соавторами [11]). К этому же классу относятся волоконные световоды с оболочкой в виде «конусов для мороженого» (ice-cream cone) [12,13] и в виде одного слоя полых капилляров [11], которые позже получили название револьверных [14]. По сравнению с полыми световодами с оболочкой типа Kagome и гипоциклоидной формой границы сердцевинной, револьверные световоды с поллой сердцевинной (СПС) обладают более простой конструкцией, позволяющей осуществлять необходимый технологический контроль параметров при их изготовлении. Это дает возможность более точно реализовывать требуемые для передачи импульсов соотношения между эффективной площадью моды, дисперсией и шириной зоны пропускания. Кроме этого, в световоде типа Kagome сосуществуют два механизма локализации света – локальный, связанный с взаимодействием излучения мод поллой сердцевинной с отдельными ограниченными областями границы сердцевина–оболочка, и нелокальный, связанный с взаимодействием излучения с границей сердцевинной как целого. В этом случае возможна резонансная связь мод поллой сердцевинной и границы сердцевина–оболочка, определяемая типом вращательной симметрии формы границы сердцевинной [15], которая приводит к необходимости увеличения диаметра поллой сердцевинной для получения малых потерь. Револьверный СПС может иметь лишь один локальный механизм локализации света при условии, что капилляры оболочки разведены на некоторое расстояние друг от друга, сравнимое с радиусом капилляра. Впервые револьверный СПС такого типа был предложен в работе [16]. Возможность получать аналогичные оптические характеристики с меньшими диаметрами поллой сердцевинной за счет разведения капилляров является немаловажным фактором для применений, связанных с нелинейными эффектами, возникающими при распространении лазерных импульсов в полых световодах.

Распространение фемтосекундных импульсов в револьверном СПС на длине волны 0.748 мкм продемонстрировано в работе [17]. Световод с восемью отдельными капиллярами и диаметром сердцевинной 21 мкм имел зону пропускания в диапазоне 700–800 нм. Импульсы со средней мощностью на входе 1.3 Вт, частотой следования 76 МГц и длительностью 180 фс были пропущены по световоду длиной 10 м без искажения спектра и с дисперсионным расширением по длительности в два раза, что соответствует измеренному значению дисперсии $7.7 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$. Средняя мощность на выходе составила 100 мВт.

В настоящей работе исследована возможность использования револьверного СПС с воздушной сердцевинной для передачи мощных фемтосекундных импульсов в важном для приложений телекоммуникационном диапазоне длин волн 1.55 мкм. С этой целью впервые был изготовлен револьверный СПС с широкой зоной пропускания в области 1.55 мкм. Теоретически и экспериментально исследован характер распространения в изготовленном световоде мощных импульсов в недостаточно изу-

ченной области длительностей (~ 100 фс), для которых ширина спектра сравнима с зоной пропускания световода. Численный анализ показал, что в нелинейном режиме для импульсов длительностью 100 фс возможно распространение мегаваттных рамановских солитонов без расплывания в суперконтинуум на длинах световода до 25 м. Экспериментально подтверждено распространение фемтосекундных импульсов в линейном режиме без искажения спектра для импульсов киловаттной мощности на длинах световода до 5 м.

2. Численный эксперимент

Распространение в револьверном СПС импульсов фемтосекундного эрбиевого лазера (1560 нм) исследовалось для мощностей, ограниченных сверху пороговой мощностью самофокусировки в воздухе (~ 10 ГВт). Численное моделирование проводилось для спектрально-ограниченных гауссовых импульсов длительностью 100 фс, распространяющихся в световоде, заполненном атмосферным воздухом при давлении 1 атм. Нелинейные и дисперсионные характеристики атмосферного воздуха довольно хорошо изучены, поскольку распространение мощных оптических импульсов различной длительности в атмосфере исследовалось в последние годы достаточно интенсивно [18–25]. Так, в частности, установлено, что при мощности импульсов ниже критической для самофокусировки основное воздействие на параметры импульсов при распространении в воздухе оказывают дисперсия, керровская нелинейность и ВКР на вращательных переходах азота. Дисперсия воздуха мала: $\beta_2 = 1.6 \times 10^{-1} \text{ фс}^2/\text{см}$ [23], что позволяет гауссовым импульсам с длительностью по полувывсоте $\tau = 100$ фс распространяться в воздухе без дисперсионного расплывания на расстояние $L_d = \tau_0^2/\beta_2 = 225 \text{ м}$ ($t_0 = \tau/1.665$).

Для импульсов длительностью ~ 100 фс эффект Керра и ВКР вносят одинаковый вклад в нелинейный показатель преломления: $n_{2K} = n_{2R} = 3 \times 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$ [19, 21–24]. Ширина спектра импульсов длительностью 100 фс (5.3 ТГц по уровню e^{-1} для гауссовых импульсов) сравнима с частотой перехода 2.25 ТГц (75 см^{-1}) между вращательными уровнями $J = 8$ и 6 молекулы N_2 , находящейся в основном колебательном состоянии. Это приводит к появлению сильно нестационарного режима ВКР, при котором коэффициент усиления ВКР и время дефазировки дипольного момента возбужденного вращательного уровня значительно уменьшаются по сравнению с таковыми при стационарном ВКР. Для импульсов длительностью ~ 100 фс коэффициент усиления ВКР в воздухе $g_R = 0.025 \text{ см}/\text{ГВт}$ и время дипольной релаксации вращательного перехода азота $\tau_{\text{dip}} = 76.9 \text{ фс}$ [22, 23].

Для численного анализа распространения фемтосекундных импульсов в СПС использовалось обобщенное нелинейное уравнение Шредингера для комплексной спектральной огибающей импульса $\tilde{A}(z, \omega)$, имеющее следующий вид [26]:

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

где нелинейный отклик

$$\tilde{\gamma}(\omega) = \frac{n_2 n_0 \omega}{c n_{\text{eff}}(\omega) A_{\text{eff}}^{1/4}(\omega)}, \quad \tilde{A}(z, T) = \mathfrak{F}^{-1} \left\{ \frac{\tilde{A}(z, \omega)}{A_{\text{eff}}^{1/4}(\omega)} \right\}.$$

Изменение переменных определяет величина $A'(z, \omega) = \tilde{A}(z, \omega) \exp[-\hat{L}(\omega)z]$, в которой линейный оператор, управляющий дисперсией,

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

В этих уравнениях $n_{\text{eff}}(\omega)$ и $A_{\text{eff}}(\omega)$ – зависящие от частоты ω эффективные показатель преломления и площадь моды; $\beta(\omega_0)$ и $\beta_1(\omega_0)$ – значения постоянной распространения и ее первой производной на центральной частоте импульса накачки; $\alpha(\omega)$ – потери; n_0 и n_2 – линейный и нелинейный показатели преломления; c – скорость света; \mathfrak{F} и \mathfrak{F}^{-1} обозначают прямое и обратное преобразования Фурье; $R(t)$ – нелинейная функция отклика атмосферного воздуха, имеющая вид $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$. Здесь первое слагаемое с дельта-функцией ответственно за эффект Керра, второй член характеризует вклад более медленно релаксирующего отклика рамановского рассеяния. Рамановская функция отклика [22]

$$h_R(t) = \Omega^2 \tau_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{dip}}}\right) \sin \frac{t}{\tau_s},$$

где $\Omega^2 = \tau_s^{-2} + \tau_{\text{dip}}^{-2}$; $\tau_s = 1/\omega_R$; ω_R – частота перехода между вращательными уровнями молекулы азота $J = 8$ и 6 ; $\tau_{\text{dip}} = 1/\Gamma_2$; Γ_2 – скорость дефазировки дипольного момента возбужденного вращательного уровня $J = 8$. Для импульсов длительностью ~ 100 фс в расчетах использовались величины $f_R = 0.5$, $\omega_R = 1.6 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_2 = 1.3 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$ [23, 24].

Численный анализ проводился в среде Matlab с использованием встроенных алгоритмов для быстрого преобразования Фурье и решения уравнения методом Рунге–Куты 4-го порядка. Для фемтосекундных импульсов волноводные характеристики световода могут сильно изменяться с длиной волны, поэтому при численном анализе учитывались спектральные зависимости эффективной площади моды $A_{\text{eff}}(\omega)$, волноводных потерь $\alpha(\omega)$ и эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}}(\omega)$. Волноводные и дисперсионные характеристики световода рассчитывались методом конечных элементов в среде Femlab.

3. Световод

Поперечное сечение изготовленного револьверного СПС с зоной пропускания в области 1.56 мкм изображено на вставке рис.1. Световод имеет восемь капилляров с толщиной стенки 2.5 мкм, диаметр сердцевины 55 мкм и внешний диаметр 140 мкм. Спектральные зависимости квадратичной дисперсии и потерь, полученные для параметров изготовленного СПС в области длин волн 1.45–1.7 мкм, соответствующих 3-й зоне пропускания в ARROW-модели [27], представлены на рис.1. На длине волны 1.56 мкм дисперсия световода $\beta_2 = -1.42 \text{ пс}^2/\text{км}$ ($D = 1.1 \text{ пс} \cdot \text{нм}^{-1} \cdot \text{км}^{-1}$). Дисперсионная длина расплывания для гауссовых импульсов длительностью $\tau = 100$ фс $L_d = \tau_0^2/\beta_2 = 2.54 \text{ м}$. Потери на этой длине волны равны 0.175 дБ/м. Эффективная длина поглощения, на которой возможно распространение импульсов с потерей мощности, не превышающей уровень e^{-1} , $L_{\text{eff}} = 1/\alpha \approx 25 \text{ м}$. Расчетное значение диаметра поля фундаментальной моды на длине

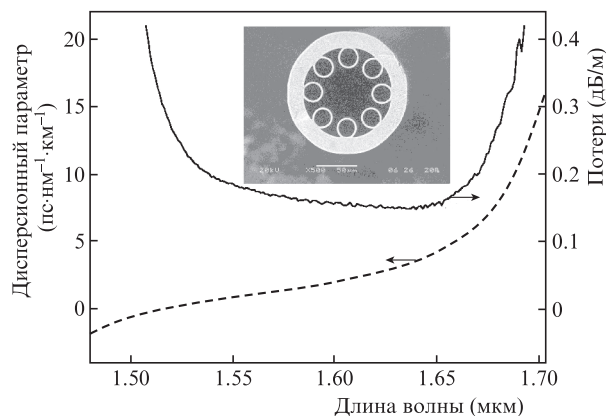


Рис.1. Спектральные зависимости дисперсионного параметра и оптических потерь в изготовленном револьверном СПС (на вставке – поперечное сечение световода).

волны 1.56 мкм составило 40 мкм. Коэффициент нелинейности $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{\text{eff}}) = 9.65 \times 10^{-8} \text{ м}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$, $n_2 = n_{2K} = 3 \times 10^{-23} \text{ м}^2/\text{Вт}$, $A_{\text{eff}} = 1252 \text{ км}^2$. Нелинейные эффекты, связанные с керровской нелинейностью, становятся существенными при мощностях $P > 400 \text{ кВт}$, при которых нелинейная длина $L_{\text{nl}} = 1/(\gamma P)$ меньше эффективной длины поглощения L_{eff} .

4. Результаты численного анализа и их обсуждение

На рис.2 продемонстрировано прохождение гауссова импульса длительностью ~ 100 фс по световоду с длиной поглощения 25 м при мощности 3 кВт. При этой мощности нелинейная длина L_{nl} значительно превышает дисперсионную длину L_d и длину поглощения L_{eff} , поэтому нелинейные эффекты не проявляются и основное влияние на импульс оказывают дисперсия и потери. Так, видно, что ширина спектра остается неизменной (рис.2,з), тогда как длительность импульса увеличивается из-за дисперсии в 9.4 раза (рис.2,в); при этом мощность импульса на выходе, определяемая совместным действием дисперсии и потерь, уменьшается в 25 раз (рис.2,б). Большое расплывание импульса на заднем фронте связано с меньшей скоростью распространения длинноволновых компонент в области отрицательной дисперсии (нуль дисперсии в рассматриваемой зоне пропускания находится на длине волны $\lambda_0 = 1.514 \text{ мкм}$). Такой характер распространения наблюдается вплоть до мощностей, на два порядка превышающих 3 кВт.

При мощностях импульсов свыше 300 кВт, при которых $L_d < L_{\text{nl}} < L_{\text{eff}}$, становится заметным вклад нелинейности, проявляющийся в основном в плавном сужении спектра и уменьшении степени дисперсионного расплывания. Сужение спектра гауссова импульса в области отрицательной дисперсии при $L_d < L_{\text{nl}}$ возникает из-за различия воздействия на фазу импульса дисперсии, имеющей параболический профиль изменения фазы (линейный чирп) на всем протяжении импульса, и керровской нелинейности, имеющей параболический профиль изменения фазы только в центральной части импульса. При указанных мощностях импульсов наблюдается лишь незначительная модуляция спектра и формы импульса.

Прохождение по световоду импульсов с мощностями, при которых $L_{\text{nl}} < L_d$, продемонстрировано на рис.3 и 4,

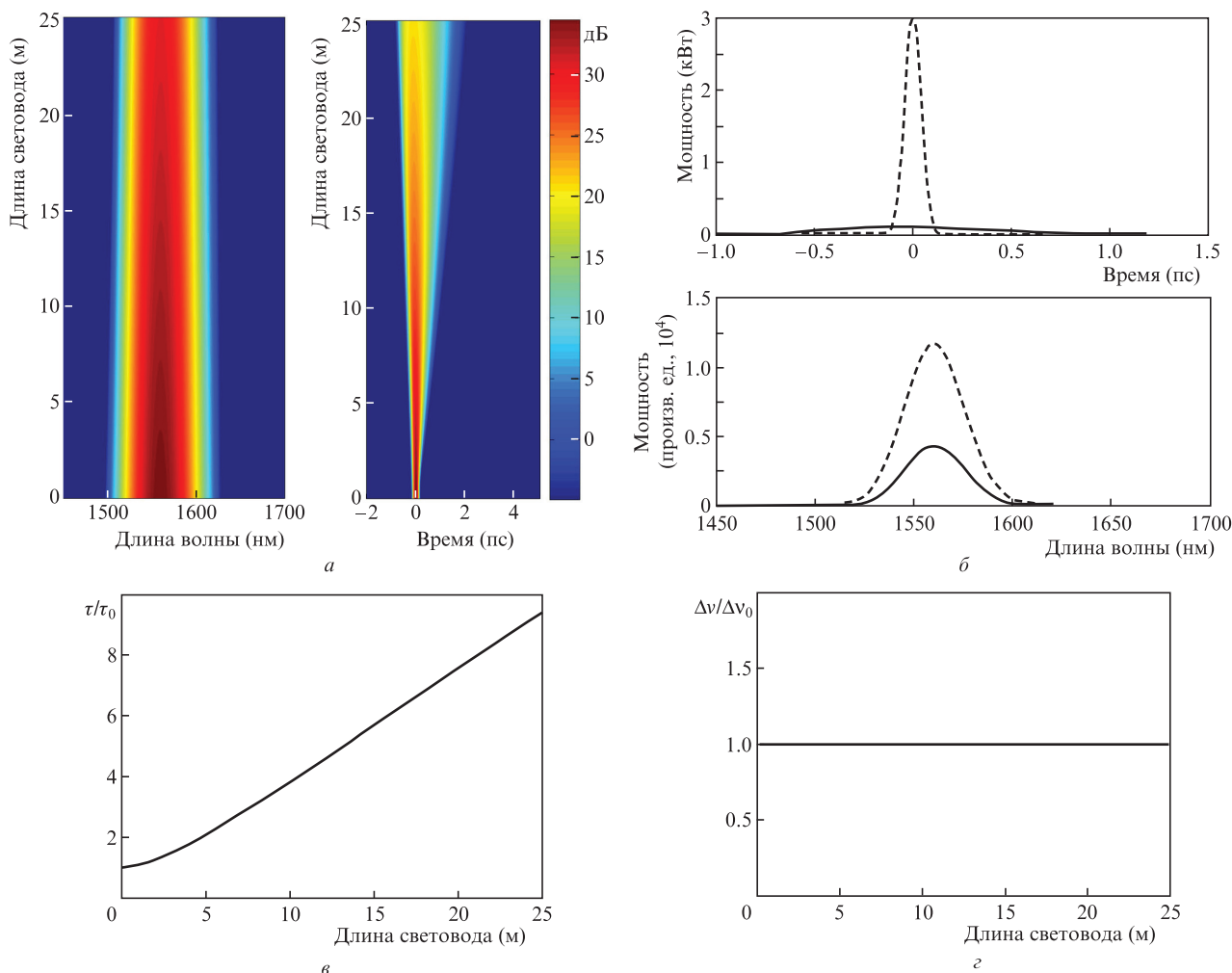


Рис.2. Распространение спектрально-ограниченного гауссова импульса длительностью 100 фс в револьверном СПС (длина световода 25 м, мощность на входе 3 кВт):

a – денситограмма эволюции импульса (логарифмический масштаб по оси *z* на всех приведенных денситограммах имеет динамический диапазон 40 дБ); *б* – форма импульса и его спектр на выходе (штриховые кривые на этом рисунке, а также на рис.4 и 5 обозначают входной импульс); *в* и *г* – отношение длительности и ширины спектра к их начальным значениям при распространении импульса по световоду.

где представлены результаты, полученные для импульса мощностью 10 МВт (в этом случае керровская нелинейная длина в 2.5 раза меньше дисперсионной длины). На денситограмме виден сдвиг спектра на 54 нм в стоксову область, в которой структура проявляется гораздо слабее, чем в антистоксовой области, где четко различимы несколько полос. На рис.3,б приведена зависимость сдвига спектра от длины световода. Наибольшая скорость сдвига имеет место на первых четырех метрах световода, где спектр максимально уширен из-за фазовой самомодуляции. Процесс перекачки мощности в стоксову область спектра при прохождении импульса по световоду проиллюстрирован на рис.4. Из рис.4,б следует, что на длине световода 2.5 м асимметрично уширенный спектр по уровню -40 дБ относительно максимума перекрывает зону пропускания световода. При этом спектр импульса содержит восемь длин волн, соответствующих каскадным антистоксовым, и пять длин волн, соответствующих стоксовым сдвигам вращательного перехода ВКР азота, равным 75 см^{-1} , относительно длины волны в максимуме ($\lambda_{\text{max}} = 1578 \text{ нм}$). Видно, что в коротковолновой части спектра на длинах волн, соответствующих антистоксовым компонентам, формируются провалы в спектре, тогда как на длинах волн стоксовых компонент формируют-

ся максимумы. Сильная асимметрия спектра и огибающей импульса связана с самоукручением заднего фронта из-за дисперсии нелинейности, приводящей к большей скорости спектральных компонент, находящихся в максимуме импульса, чем скорость длинноволновых компонент, находящихся на заднем фронте. Из-за быстрого сдвига максимума спектр слабо структурирован в стоксовой области, тогда как структуризация спектра в антистоксовой области усиливается при дальнейшем прохождении импульса по световоду (рис.4,з и е). При этом перекачка мощности в стоксову область сопровождается значительным уменьшением мощности стокс-антистоксовых компонент в импульсе и меньшей скоростью сдвига максимума спектра. На длине 10 м в спектре остаются три антистоксовых и две стоксовых компоненты относительно максимума, сдвинутого на 43 нм ($\lambda_{\text{max}} = 1603 \text{ нм}$). Спектр приобретает характерную асимметричную форму с мелкой структурой в коротковолновой области. Временная огибающая импульса имеет затянутый передний фронт. При дальнейшем прохождении импульса по световоду форма спектра и временная огибающая сохраняются, длительность увеличивается, а ширина спектра уменьшается.

Как следует из рис.3,д, е, на длинах от 8 до 25 м сохраняются (в пределах 1%) произведение ширины спектра на

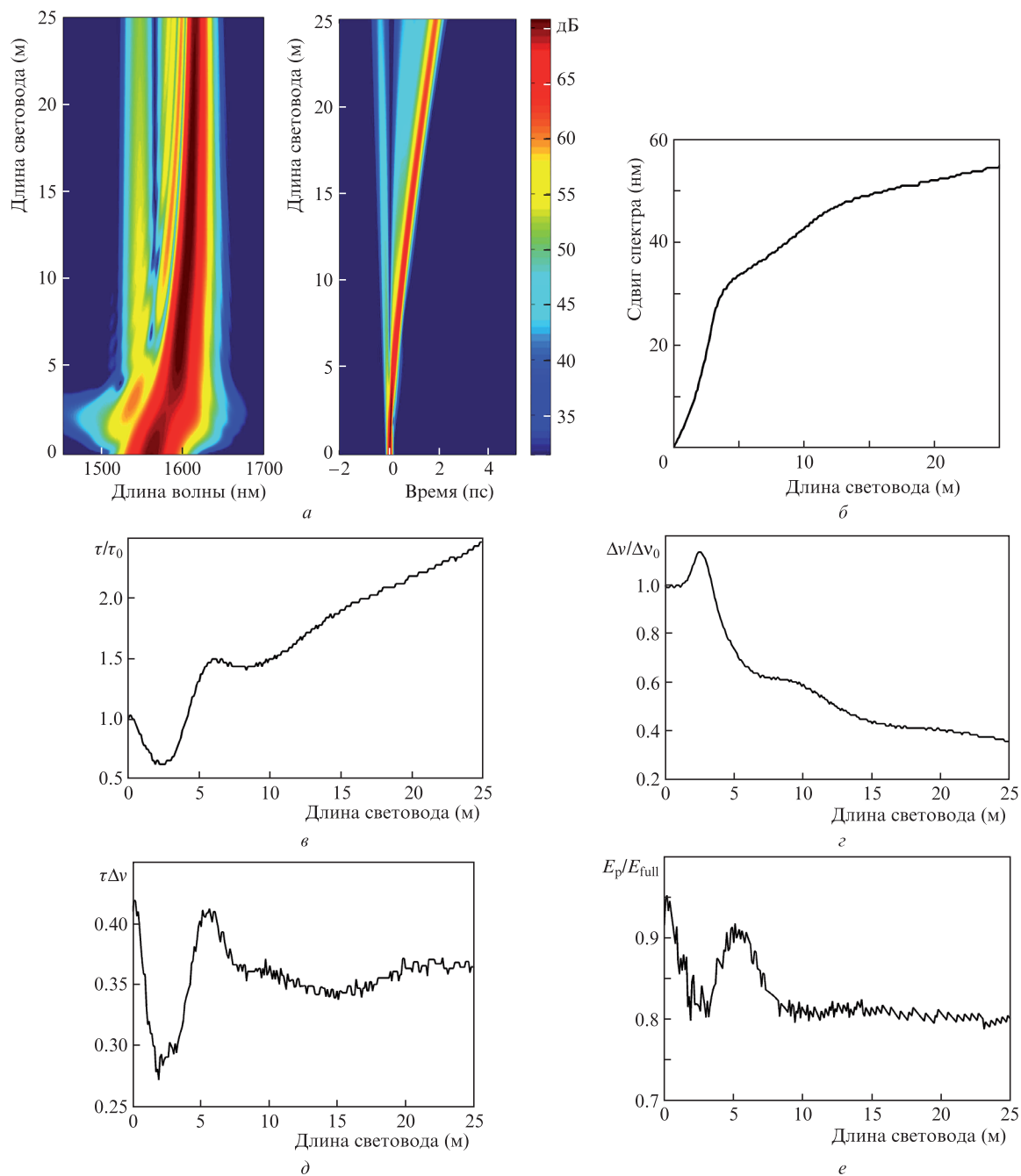


Рис.3. Распространение в револьверном СПС спектрально-ограниченного гауссова импульса длительностью 100 фс и мощностью на входе 10 МВт: *a* – денситограмма эволюции импульса; *б* – сдвиг спектра; *в* и *г* – изменение длительности и ширины спектра импульса при прохождении по световоду; *д* и *е* – произведение длительности импульса на ширину его спектра и изменение энергии в импульсе в световоде.

длительность импульса, а также отношение энергии, определяемой по полувысоте, к полной энергии. Такое поведение импульса позволяет рассматривать его как рамановский солитон, сохраняющий свою форму при распространении по световоду. При этой мощности порядок солитона $N = 1.6$. На денситограмме (см. рис.3,*a*) и на рис.4,*г*, *е* прослеживается лишь начальная стадия образования второго солитона (по уровню – 17 дБ) на длине волны 1546 нм.

Распад импульса на два рамановских солитона показан на рис.5, где приведены денситограммы эволюции импульсов, временные огибающие и спектр на выходе из световода длиной 25 м для входных мощностей 20 и 30 МВт.

В этом случае фазовая модуляция расширяет спектр за пределы зоны пропускания, при этом сдвиг спектра первого солитона с максимальной энергией достигает 100 нм (рис.5,*a*) и 120 нм (рис.5,*в*). Импульс теряет энергию, поскольку длинноволновая часть его спектра заходит за край зоны, и испытывает сильное поглощение.

На рис.6 приведены зависимости различных параметров импульса от входной мощности на длинах световода 5, 12.5 и 25 м. Из рис.6,*a* видно, что для каждой из рассмотренных длин световода существует максимальное значение выходной мощности, уменьшающееся с увеличением длины. Для длины 5 м максимальная мощность на выходе $P_{out} = 12.8$ МВт достигается при входной мощности P_{in}

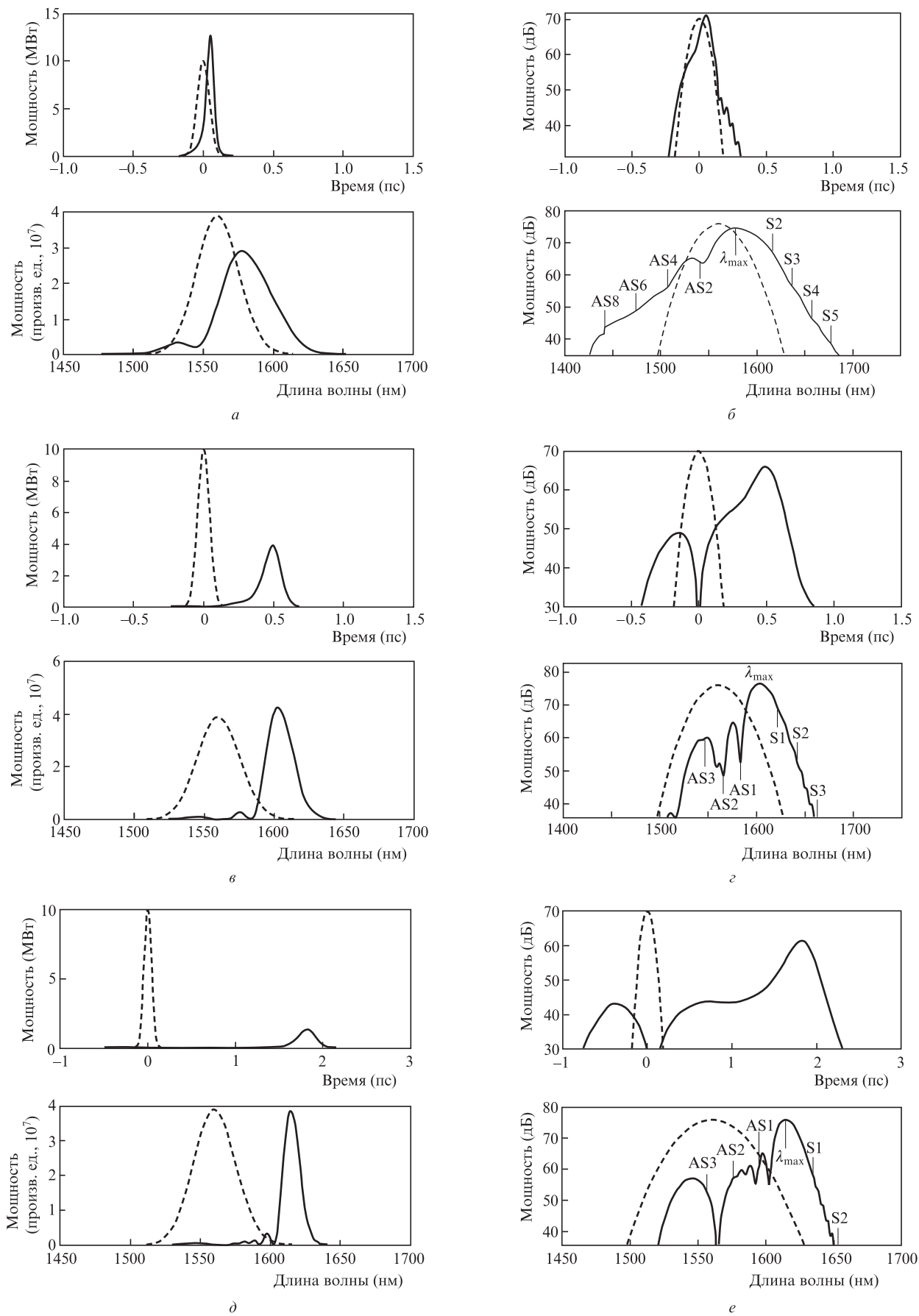


Рис.4. Эволюция формы спектра импульса при его мощности на входе 10 МВт на длинах световода 2.5 (а, б), 10 (в, з) и 25 м (д, е) (левая колонка – линейный масштаб, правая – логарифмический); S и AS – каскадные стоксовы и антистоксовы компоненты вращательного перехода ВКР в азоте относительно максимума импульса.

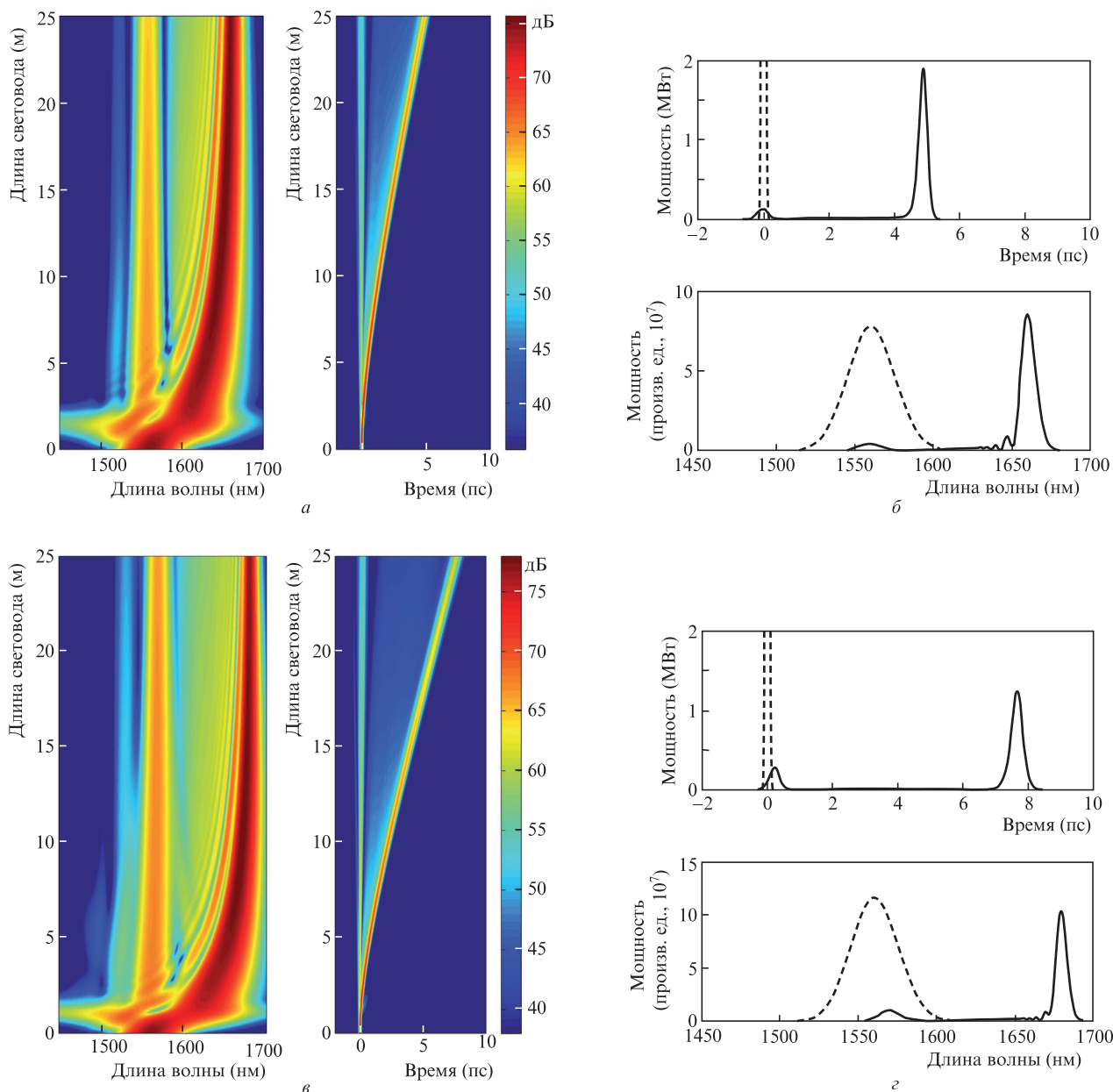


Рис.5. Образование двух рамановских солитонов на длине 25 м при прохождении по револьверному СПС спектрально-ограниченного гауссова импульса длительностью 100 фс и мощностью 20 (а, б) и 30 МВт (в, г).

= 40 МВт, при этом коэффициент передачи $P_{out}/P_{in} = 0.31$. Для длины 12.5 м максимальное значение $P_{out} = 5$ МВт получено при $P_{in} = 25$ МВт и $P_{out}/P_{in} = 0.2$. Для длины 25 м максимальное значение $P_{out} = 1.9$ МВт достигается при $P_{in} = 20$ МВт ($P_{out}/P_{in} = 0.1$).

Наличие максимумов в зависимости $P_{out}(P_{in})$ следует из рис.6,б, на котором показано насколько изменяется длина волны излучения при изменении входной мощности. Максимальный стоксов сдвиг 120–130 нм достигается на длине световода 25 м при мощности 25–40 МВт. При таком сдвиге максимум спектра рамановского солитона находится на краю зоны пропускания, где он испытывает сильное поглощение. На длине 5 м стоксов сдвиг достигает края зоны при $P_{in} = 50$ МВт.

На рис.6,в приведена зависимость уширения длительности импульса относительно его начального значения от мощности на входе. Минимальное уширение, равное

1.2, 1.7 и 2.4 для длин световода 5, 12.5 и 25 м соответственно, импульс имеет при мощностях $P_{in} = 8–15$ МВт. Этот диапазон мощностей соответствует также и максимальной эффективности передачи излучения по мощности ($P_{out}/P_{in} = 0.65, 0.31$ и 0.14 для указанных длин световода). При таких входных мощностях расширение спектра за счет фазовой самомодуляции и стоксов сдвиг имеют оптимальные значения по отношению к ширине зоны пропускания (см. рис.3).

На рис.6,г показано, что при изменении входной мощности от 8 до 50 МВт произведение длительности импульса на ширину спектра $\tau\Delta\nu$, характеризующее спектральную ограниченность импульса, находится в пределах 0.29–0.37. Отсюда следует, что при распространении по световоду гауссов импульс приобретает форму огибающей, близкую к гиперболическому секансу ($\tau\Delta\nu = 0.32$).

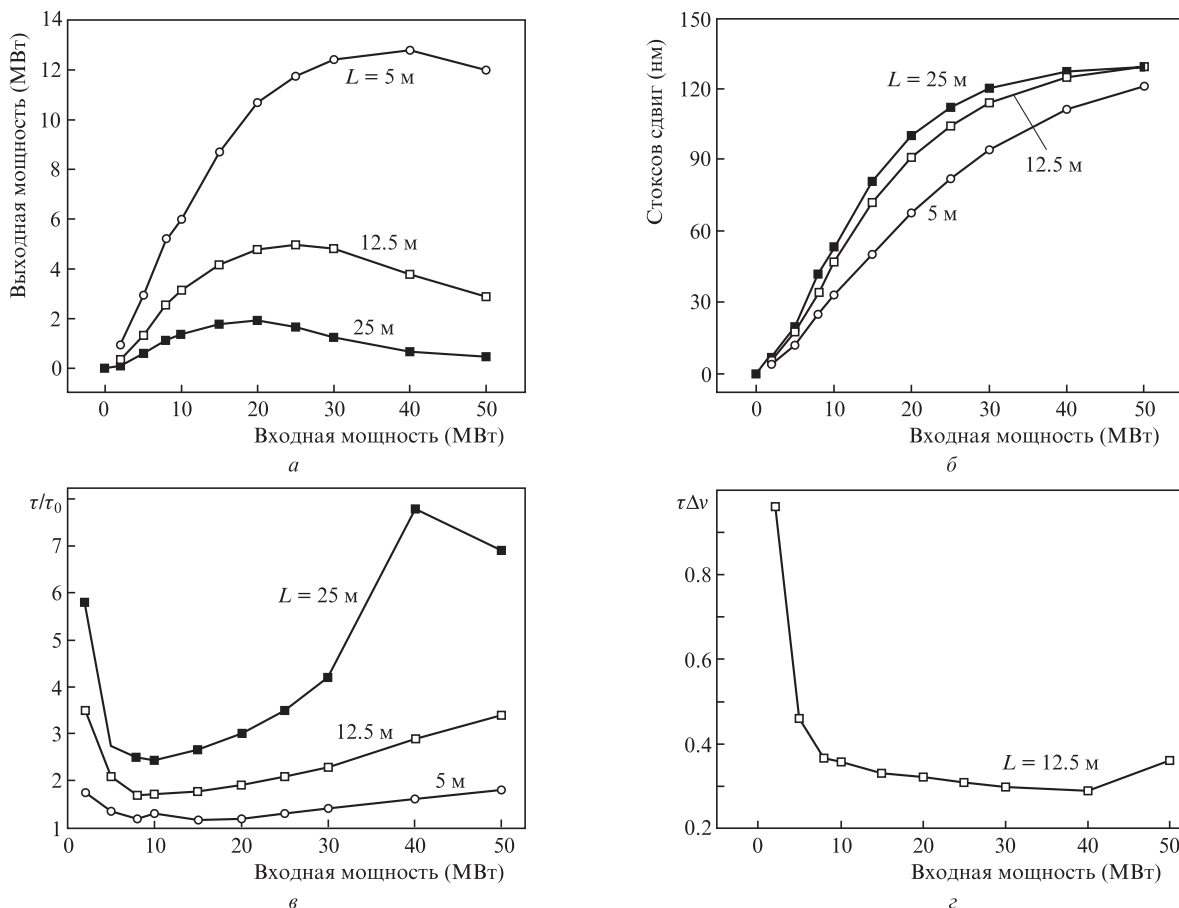


Рис.6. Зависимость выходной мощности (а), сдвига спектра (б), длительности импульса (в) и произведения длительности на ширину спектра (г) от входной мощности при различных длинах световода L.

5. Экспериментальные результаты по передаче фемтосекундных импульсов в линейном режиме распространения

Для исследования распространения излучения в револьверном СПС использовался эрбиевый лазер, генерирующий импульсы длительностью 133.6 фс с энергией в импульсе 0.14 нДж на длине волны 1.56 мкм [28]. Излучение лазера вводилось в световод (см. рис.1) длиной до

5 м с эффективностью ввода 85%. Спектры и автокорреляционные функции импульсов на выходе из световодов представлены на рис.7. Спектр импульса на входе в световод имел достаточно сложную параболическую форму, которая оставалась неизменной на выходе (рис.7,а). Длительность импульсов, измеренная после прохождения световода длиной 2 и 5 м, составила соответственно 137 и 160 фс. На вставке рис.7,б продемонстрирована эволюция длительности импульсов, аппроксимированная функ-

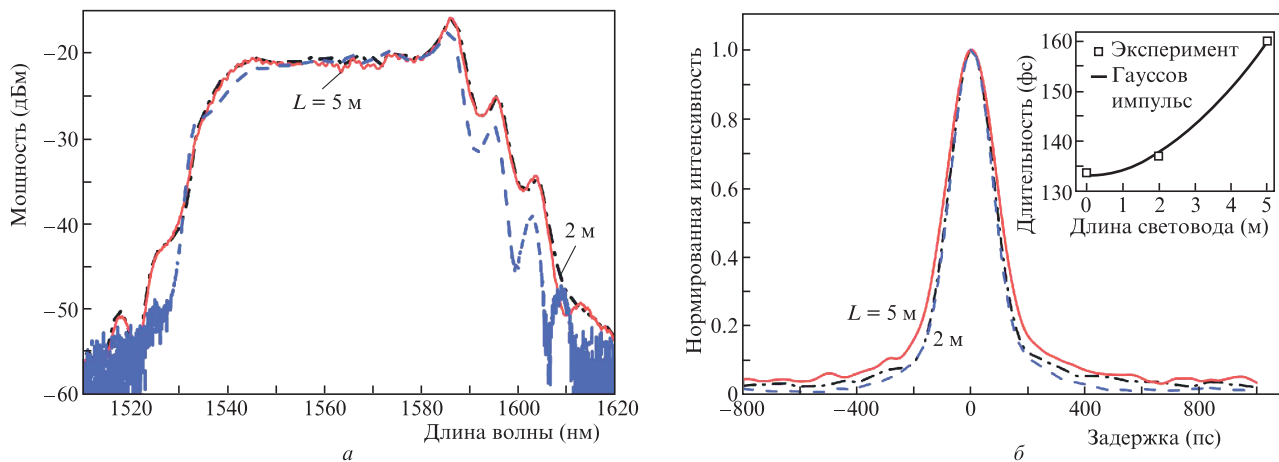


Рис.7. Спектры (а) и автокорреляционные функции импульсов с гауссовой формой огибающей (б) на выходе из СПС длиной 2 и 5 м (штриховая кривая – входной импульс). На вставке – зависимость длительности фемтосекундных импульсов от длины световода.

цией $\tau = \tau_0 \sqrt{1 + (L/L_d)^2}$, которая соответствует импульсам с гауссовым профилем огибающей без частотной модуляции с характерной дисперсионной длиной $L_d = 7.5 \pm 0.2$ м. Полученное значение характерной дисперсионной длины L_d позволяет оценить величину эффективной дисперсии световода на длине волны 1560 нм: $|\beta_2| = 8.6 \times 10^{-4}$ пс²/м ($|D| = 0.67$ пс·нм⁻¹·км⁻¹). С учетом сложной формы спектра и возможного изменения дисперсии по длине световода вследствие неоднородности его внешнего диаметра полученное эффективное значение дисперсии находится в хорошем соответствии со значением, рассчитанным методом конечных элементов по данным поперечного сечения световода (см. рис.1). Экспериментально реализованная передача фемтосекундных импульсов в револьверном СПС хорошо согласуется с результатом численного анализа, представленного на рис.2 для киловаттных значений мощности. Для используемой в эксперименте мощности импульсов эрбиевого лазера ($P = 1$ кВт) нелинейными эффектами можно пренебречь ($L_{nl} = 5.2$ км), и основную роль при распространении импульса играет волноводная дисперсия, уширяющая импульс на 20% на 5 м световода.

6. Заключение

Нами изготовлен микроструктурированный световод с воздушной полый сердцевинной и состоящей из одного слоя цилиндрических капилляров оболочкой, имеющий в телекоммуникационном диапазоне 1.55 мкм ширину зоны пропускания 250 нм. Световод имеет очень низкое значение отрицательной дисперсии на длине волны 1.56 мкм, малые потери и смещенное к коротковолновому краю зоны пропускания положение дисперсионного нуля. Проведенный численный анализ распространения импульсов длительностью 100 фс различной мощности в этом СПС позволил выделить два режима распространения – линейный и нелинейный, различающиеся по мощностным характеристикам и области практического применения.

Линейный режим ограничен мощностями ~ 300 кВт, при которых $L_{nl} > L_{eff}$, и основную роль в искажении формы импульса играет волноводная дисперсия. Теоретически и экспериментально показано, что в исследованном световоде дисперсионная длина позволяет передавать спектрально-ограниченные импульсы длительностью ~ 100 фс без искажения спектра и с минимальными изменениями по длительности на длинах световода порядка нескольких метров. В этом диапазоне мощностей световод перспективен для применения в информационных технологиях и медицине.

В нелинейном режиме ($L_{nl} < L_{eff}$) исследованный револьверный СПС позволяет получать на выходе из световода длиной 5 м импульс длительностью 160 фс и мощностью более 12 МВт (энергия в импульсе 1.92 мкДж) при вводе в световод импульса длительностью 100 фс и мощностью 40 МВт (энергия в импульсе 4 мкДж). Максимальная эффективность передачи по мощности (65% при длине световода 5 м) получена при входных мощностях 10–15 МВт, для которых расширение спектра фазовой самомодуляцией и стоксов сдвиг имеют оптимальные значения по отношению к ширине зоны пропускания. Передача излучения в виде рамановских солитонов, имеющих мегаваттную мощность, без расплывания в суперконтинуум возможна на всей эффективной длине поглощения 25 м.

Насколько нам известно, эти мощностные характеристики превосходят аналогичные характеристики, полученные в настоящее время для импульсов длительностью ~ 100 фс в полых световодах другого типа, заполненных атмосферным воздухом.

Численный анализ показал существенное различие в характере распространения импульса в СПС по сравнению с обычным кварцевым световодом, в котором солитонное распространение импульса без расплывания в суперконтинуум возможно при мощностях, на много порядков ниже рассматриваемых в настоящей работе. При малых потерях в широком спектральном диапазоне, характерных для стандартных световодов на основе плавящего кварца, высшие дисперсионные члены приводят к рождению и усилению дисперсионных волн в области положительной дисперсии при выполнении условия синхронизма. Этот процесс наряду с высшими нелинейностями приводит к неустойчивости многосолитонного импульса, превращая его спектр в суперконтинуум. Изготовленный револьверный СПС обладает относительно узким окном прозрачности в диапазоне 1450–1700 нм, при этом нуль дисперсии (1514 нм) смещен к коротковолновому краю зоны пропускания. Для импульса на длине волны 1560 нм фазовый синхронизм, обеспечивающий эффективную перекачку энергии солитона в дисперсионные волны, возможен на длинах волн, находящихся вне зоны пропускания, поэтому они не могут усиливаться. Доминирующим процессом, формирующим структуру спектра, является ВКР, обеспечивающий в данном световоде зависящий от мощности сдвиг спектра до 130 нм.

Из результатов численного анализа следует, что основным фактором, ограничивающим мощность передаваемых по исследуемому световоду импульсов длительностью ~ 100 фс на мегаваттном уровне, является рамановский сдвиг спектра. Сравнение наших результатов с результатами, полученными в работах [9, 10] для световода типа Kagome, где реализована передача на два порядка более мощных импульсов длительностью 600–800 фс, позволяет утверждать, что рамановский сдвиг, имеющий обратную зависимость от длительности импульсов, может значительно ограничить мощность при передаче по воздушной сердцевине более коротких импульсов.

Мощностные характеристики, полученные в нелинейном режиме распространения, показывают, что изготовленный нами револьверный СПС, заполненный атмосферным воздухом, может быть использован для эффективной передачи мощных импульсов длительностью ~ 100 фс в области телекоммуникационного диапазона длин волн 1.55 мкм. С учетом простоты конструкции, не требующей привлечения технологий заполнения световода газом под давлением или вакуумной откачки, револьверный СПС, заполненный атмосферным воздухом, является перспективным для применения в обработке материалов. Световод может быть также использован для перестройки длины волны генерации мощных фемтосекундных импульсов в пределах 130 нм в телекоммуникационном диапазоне 1.55 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-29-07176 офи_м).

1. Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Alagashv G.K., Kolyadin A.N., Biriukov A.S., Dianov E.M. *Specialty Optical Fibers (SOF). OSA Technical Digest (online)* (Barcelona, 2014, SoTu2B.3).

2. Travers J.C., Chang W., Nold J., Joly N.Y., Russell P.St.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, A11 (2011).
3. Belli F., Abdolvand A., Chang W., Travers J.C., Russell P.St.J. *Optica*, **2**, 292 (2015).
4. Saleh M.F., Chang W., Holzer P., Nazarkin A., Travers J.C., Joly N.G., Russel P.St.J., Bioncalana F. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 203902 (2011).
5. Saleh M.F., Biancalana F. *Opt. Lett.*, **40**, 4218 (2015).
6. Ouzounov D., Ahmad F., Müller D., Venkataraman N., Gallagher M., Koch K., Gaeta A. *Science*, **301**, 1702 (2003).
7. Luan F., Knight J.C., Russell P.St.J., Campbell S., Xiao D., Reid D.T., Mangan B.J., Williams D.P., Roberts P.J. *Opt. Express*, **12**, 835 (2004).
8. Agraval G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Acad. Press, 2007).
9. Wang Y.Y., Peng X., Alharbi M., Dutin C.F., Bradley T.D., Gérôme F., Mielke M., Booth T., Benabid F. *Opt. Lett.*, **37**, 3111 (2012).
10. Debord B., Alharbi M., Vincetti L., Husakou A., Fourcade-Dutin C., Hoenninger C., Mottay E., Gérôme F., Benabid F. *Opt. Express*, **22**, 10735 (2014).
11. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. *Opt. Express*, **19**, 1441 (2011).
12. Yu F., Wadsworth W.J., Knight J.C. *Opt. Express*, **20**, 11153 (2012).
13. Yu F., Knight J.C. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **22**, 4400610 (2016).
14. Гладышев А.В., Колядин А.Н., Косолапов А.Ф., Яценко Ю.П., Пряников А.Д., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **45**, 807 (2015).
15. Alagashev G.K., Pryamikov A.D., Kosolapov A.F., Kolyadin A.N., Lukovkin A.Yu., Biriukov A.S. *Laser Phys.*, **25**, 055101 (2015).
16. Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. *Opt. Express*, **21**, 9514 (2013).
17. Kolyadin A.N., Alagashev G.K., Pryamikov A.D., Mouradian L., Zeytunyan A., Toneyan H., Kosolapov A.F., Bufetov I.A. *Phys. Procedia*, **73**, 59 (2015).
18. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Reports*, **441**, 47 (2007).
19. Shimoji Y., Fay A.T., Chang R.S.F., Djeu N. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 1994 (1989).
20. Skeldon M.D., Bahr R. *Opt. Lett.*, **16**, 366 (1991).
21. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
22. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. *Phys. Rev. E*, **66**, 046418 (2002).
23. Penano R., Sprangle P., Serafim P., Hafizi J.B., Tang A. *Phys. Rev. E*, **68**, 056502 (2003).
24. Penano J.R., Sprangle P., Hafizi B., Ting A., Gordon D.F., Kapetanacos C.A. *Phys. Plasmas*, **11**, 2865 (2004).
25. Lorient V., Hertz E., Faucher O., Lavorel B. *Opt. Express*, **17**, 13434 (2009).
26. Dudley J., Taylor R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: University Press, 2010).
27. Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C., Eggleton B.J. *Opt. Lett.*, **27**, 1592 (2002).
28. 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., Obraztsova E.D., Dianov E.M. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 065001 (2015).