

Распространение мегаваттных субпикосекундных импульсов излучения с минимальными искажениями их формы и спектра в полом револьверном волоконном световоде, заполненном воздухом или аргоном

А.В.Гладышев, Ю.П.Яценко, А.Ф.Косолапов, Д.В.Мясников, И.А.Буфетов

Исследована возможность неискаженной передачи субпикосекундных импульсов излучения с пиковой мощностью до 100 МВт на длине волны 1030 нм в полом револьверном световоде при заполнении его сердцевины атмосферным воздухом или аргоном. Изготовлен полый револьверный световод, имеющий полосу пропускания с малой дисперсией ($\beta_2 \approx -0.25$ пс²/км) в области генерации иттербиевого и неодимового лазеров. Теоретически определены условия получения нелинейного (солитонного) режима распространения пикосекундных мегаваттных импульсов на длинах револьверного световода до 1 км в атмосферном воздухе и аргоном в диапазоне давлений 10^{-5} –1 атм. Экспериментально осуществлена передача импульсов длительностью 0.8 пс и мощностью до ~100 МВт на длине световода ~3 м с минимальными искажениями их формы и спектра.

Ключевые слова: субпикосекундные импульсы, солитоны, световод с полой сердцевиной, револьверный световод, керровская нелинейность, вынужденное комбинационное рассеяние.

1. Введение

Микроструктурированные световоды с полой сердцевиной обладают уникальными возможностями передачи УКИ с высокой пиковой мощностью. Световедущая сердцевина, заполненная газовыми средами с близкими к вакуумным показателями преломления, а также с малыми нелинейностью и дисперсией, позволяет передавать без искажений со скоростью, близкой к скорости света в вакууме, фемто- и пикосекундные импульсы, мощность которых достигает сотен и более мегаватт [1–4]. Уже сейчас измеренные волноводные потери в отдельных образцах полых световодов составляют 1.2–1.7 дБ/км [5], причем крайне важно, что теоретически подбором формы поперечного сечения и материала световода такие и даже меньшие потери можно получить в полосе порядка сотен нанометров в любой области спектра от УФ до средней ИК. Эти уникальные свойства газонаполненных волоконных световодов не только представляют интерес для таких приложений, как транспортировка высокоинтенсивного излучения и лазерная обработка материалов, но и открывают новые возможности для будущих сверхскоростных линий оптической связи [6].

В настоящее время распространение мощных субпикосекундных импульсов исследуется в различных типах полых микроструктурированных световодов, причем особое внимание уделяется не только линейному, но и нелинейному (солитонному) режиму распространения мощных импульсов с минимальными или контролируемыми

изменениями их формы и спектра. Так, успешная передача рамановских солитонов в полом фотонно-кристаллическом световоде с сердцевиной, заполненной атмосферным воздухом, на длинах до 5 м осуществлена в работах [1, 2]. В полом световоде типа световода Кагоме [3] длиной 10 м, заполненном атмосферным воздухом, была продемонстрирована передача импульсов с энергией на выходе более 350 мкДж при подаче на вход импульсов длительностью 600 фс с энергией 800 мкДж. В световоде с воздушной сердцевиной авторы получили на длине 3 м солитонный режим распространения импульсов с энергией более 100 мкДж.

В работе [7] исследовалось распространение импульсов длительностью 100 фс в револьверном световоде с полой сердцевиной, заполненной атмосферным воздухом. Путем численного анализа показано, что параметры световода позволяют осуществлять в телекоммуникационном диапазоне $\lambda \sim 1.550$ нм передачу излучения в виде рамановских солитонов мегаваттной мощности на длинах до 25 м с одновременной перестройкой длины волны генерации в пределах 130 нм. Экспериментально продемонстрирована передача фемтосекундных импульсов на длинах световода до 5 м в линейном режиме распространения без искажения спектра и с дисперсионным расплыванием длительности, не превышающим 20%.

Заполнение сердцевины полого световода благородными газами при низких давлениях значительно расширяет возможности получения как линейного, так и солитонного режима распространения для фемто- и пикосекундных импульсов вплоть до гигаваттных мощностей. Однако в настоящее время вопрос о влиянии характеристик различных газовых сред при низких давлениях на распространение импульсов в нелинейном режиме остается недостаточно исследованным.

В настоящей работе мы исследовали возможность неискаженной передачи пикосекундных импульсов излучения с пиковой мощностью до 100 МВт на длине волны

А.В.Гладышев, Ю.П.Яценко, А.Ф.Косолапов, И.А.Буфетов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: alexglad@fo.gpi.ru
Д.В.Мясников. ООО НТО «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1, стр. 3

1030 нм в револьверном световоде при заполнении его сердцевины атмосферным воздухом или аргоном при давлениях от 10^{-5} до 1 атм. Изготовлен полый револьверный световод с малой волноводной дисперсией ($\beta_2 \approx -0.25$ пс²/км) в спектральной области вблизи $\lambda = 1000$ нм. Теоретически определены условия получения нелинейного (солитонного) режима распространения для пикосекундных мегаваттных импульсов в атмосферном воздухе и аргоне в диапазоне давлений 10^{-5} –1 атм и изучены предельные возможности неискаженной передачи УКИ в револьверном световоде. Экспериментально исследована передача импульсов длительностью 0.8 пс ($\lambda = 1030$ нм) в полом световоде длиной 2.8 м при различных мощностях излучения и давлениях газа.

2. Образцы и методы исследований

Для данной работы был изготовлен полый световод револьверного типа с диаметром сердцевины 74 мкм, оболочку которого образовывали 10 капилляров из кварцевого стекла (рис.1,а). Диаметр и толщина стенок капилляров составляли 26.7 мкм и 1.3 мкм соответственно. Дисперсионные и волноводные характеристики световода рассчитывались с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. На рис.1,б показан расчетный спектр оптических потерь для основной (LP_{01}) и первой высшей (LP_{11}) мод во второй зоне пропускания (согласно модели ARROW [8]). Ширина зоны пропускания по уровню 0.1 дБ/м для основной моды составила 220 нм. Теоретические потери основной моды на длине волны 1030 нм были равны 0.001 дБ/м, тогда как для моды LP_{11} они в ~ 3 раза выше. Диаметр поля основной моды на $\lambda = 1030$ нм составил 55.7 мкм.

При расчете дисперсионных свойств световода учитывался вклад как волноводной дисперсии полого светово-

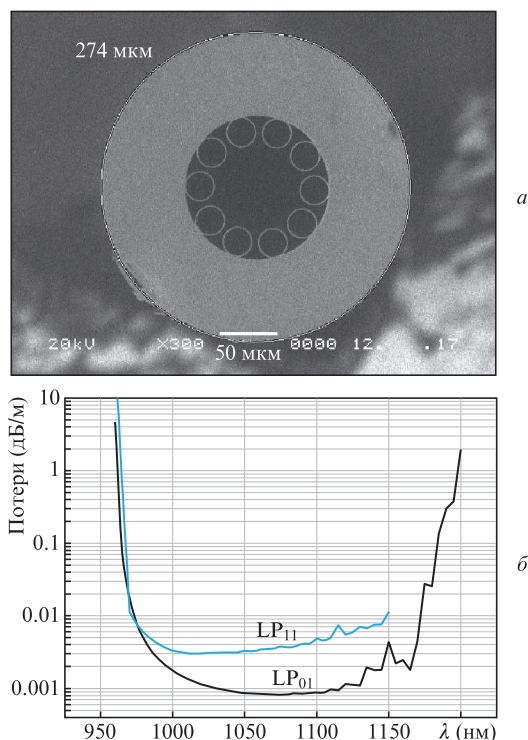


Рис.1. Электронная микрофотография полого световода (а) и зависимости потерь от длины волны во второй зоне пропускания для мод LP_{01} и LP_{11} (б).

да, так и дисперсии газа, заполняющего полую сердцевины. Дисперсия газа вычислялась по формуле Селлмейера [9], учитывающей влияние температуры (T) и давления (p):

$$n_{\text{gas}} = \left[1 + \frac{p T_0}{p_0 T} \left(\frac{B_1}{C_1 - \lambda^{-2}} + \frac{B_2}{C_2 - \lambda^{-2}} \right) \right]_{p_0 T_0}^{0.5},$$

где $p_0 = 1$ атм; $T_0 = 273$ К; λ – длина волны в мкм. Для воздуха и аргона использовались значения коэффициентов B_1, C_1, B_2, C_2 , приведенные в работе [9].

Численное моделирование распространения УКИ в револьверном световоде проводилось в среде MATLAB с применением встроенных алгоритмов для быстрого Фурье-преобразования и решения уравнения Рунге–Кутты 4-го порядка [7]. Было использовано обобщенное нелинейное уравнение Шредингера для комплексной спектральной огибающей импульса [10], учитывающее дисперсию высших порядков, керровскую нелинейность и вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР). При учете керровской нелинейности при комнатной температуре предполагалась линейная зависимость $n_2(p) = n_2 p$, где p – давление газа в атм, а n_2 – нелинейный показатель преломления при $p = 1$ атм, составляющий 3×10^{-23} и 1.74×10^{-23} м²/Вт для воздуха и аргона соответственно [11, 12].

При заполнении световода аргоном, который является одноатомным газом, учет эффекта ВКР не требовался. Для световода, заполненного воздухом, учитывался вклад ВКР на вращательных переходах атмосферного азота [13–15]. Для рамановской функции отклика $h_R(t)$ использовалось следующее выражение [13]:

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

где $\Omega^2 = \tau_s^{-2} + \tau_d^{-2}$; $\tau_s = 1/\omega_R$; ω_R – циклическая частота перехода между вращательными уровнями с $J = 8$ и 6 молекулы N_2 ; $\omega_R = 1.6 \times 10^{13}$ с⁻¹; $\tau_d = 1/\Gamma_2$; $\Gamma_2 = 1.3 \times 10^{13}$ с⁻¹ – скорость дефазировки дипольного момента возбужденного вращательного уровня с $J = 8$ [14, 15].

Экспериментальные исследования прохождения пикосекундных импульсов в револьверном световоде проводились с помощью установки, схематически показанной на рис.2. Источником излучения служил фемтосекундный лазер PHAROS (Light Conversion). Лазер работал в фиксированном режиме, генерируя на длине волны 1026 нм линейно-чирпированные импульсы длительностью 0.8 пс. Ширина спектра излучения лазера $\Delta\lambda \approx 7.8$ нм, частота следования импульсов составляла 45 кГц, а средняя мощность излучения – 8 Вт. Мощность излучения, направляемого в световод, регулировалась внешним аттенуатором. Излучение, прошедшее аттенуатор, вводилось в полый световод с помощью линз Л1 ($f = 500$ мм) и Л2 ($f = 75$ мм). Регулировка расстояния между линзами позволяла формировать перетяжку пучка, диаметр которой был равен диаметру поля моды исследуемого световода. Эффективность ввода излучения в световод превышала 90% во всем диапазоне используемых пиковых мощностей (до ~ 100 МВт). Длина световода составляла 2.8 м. Концы полого световода были герметично вклеены в миниатюрные кюветы с окошками из кварцевого стекла для ввода/вывода излучения. Кроме того, кюветы позволяли заполнять газом полую сердцевину или проводить ее откачку одновременно с обоих концов световода. Излучение с выходного

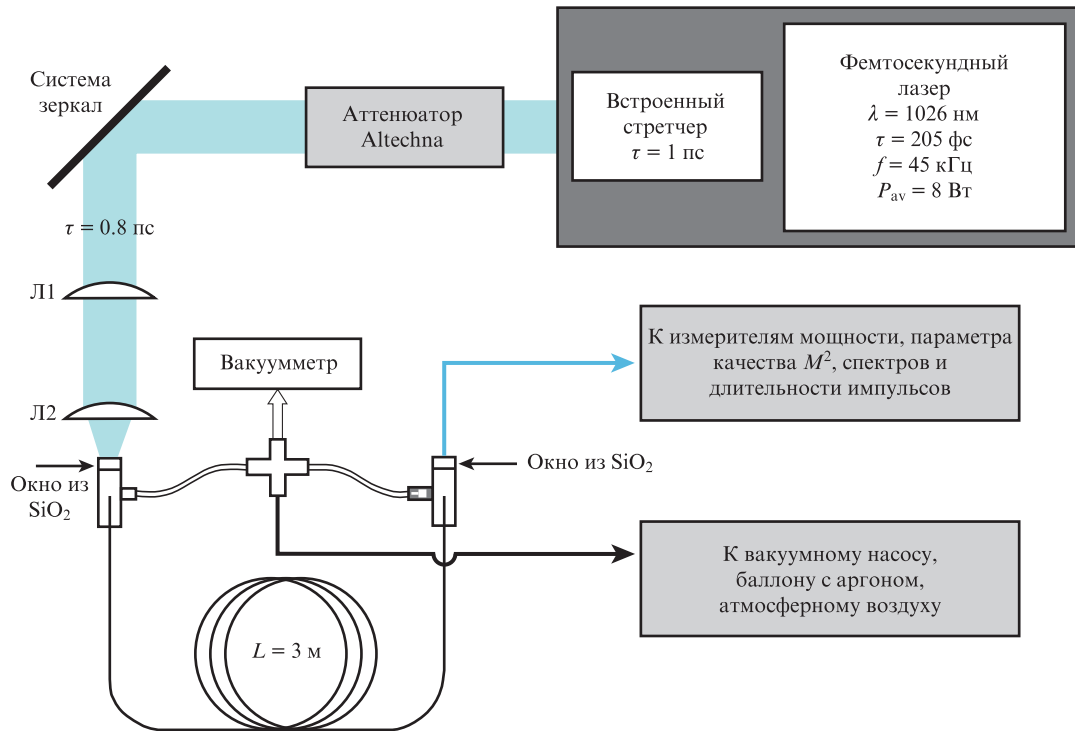


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

торца исследуемого световода подавалось на измеритель мощности, оптический анализатор спектра или автокоррелятор.

3. Дисперсионная и нелинейная длины газонаполненного револьверного световода. Условие получения солитонного режима

Для качественного понимания режима передачи импульсов необходимо оценить дисперсионную (L_d) и нелинейную (L_{nl}) длины распространения пикосекундных импульсов в исследуемом газонаполненном револьверном световоде.

Суммарная дисперсия световода слабо зависит от давления и вида газа (воздух или аргон) при давлениях $p \leq 1$ атм (рис.3). Основной вклад в дисперсионную характеристику вносит волноводная дисперсия световода β_2 , которая на длине волны генерации лазера 1030 нм составляет -0.11 пс²/км (для основной моды). Дисперсии воздуха и аргона при $p = 1$ атм в области длин волн 800–1200 нм почти на порядок меньше по модулю ($\beta_2 = 1.6 \cdot 10^{-2}$ пс²/км для атмосферного воздуха, $\beta_2 = 1.8 \cdot 10^{-2}$ пс²/км для аргона). Для гауссова импульса длительностью по полувысоте $t_0 = 1$ пс дисперсионная длина $L_d = (t_0/1.665)^2/\beta_2 = 3.3$ км ($\lambda = 1030$ нм, $p \leq 1$ атм). Таким образом, спектрально-ограниченный пикосекундный импульс может распространяться по световоду в линейном режиме без дисперсионного расплывания на километровых длинах. Для более коротких импульсов ($t_0 \leq 100$ фс) дисперсионные длины не превышают нескольких десятков метров ($t_0 = 100$ фс, $L_d = 33$ м), что затрудняет их использование в линейном режиме для неискаженной передачи на большие расстояния.

Основным фактором, ограничивающим длину световода, на которой возможна неискаженная передача мощных импульсов при давлениях газа ~ 1 атм, является керровская нелинейность. С учетом того, что эффективная

площадь основной моды $A_{eff} = 2.4 \cdot 10^{-5}$ см², коэффициент нелинейности $\gamma = 2\pi n_{2K}/(\lambda A_{eff})$ на длине волны 1030 нм составляет $7.5 \cdot 10^{-8}$ м⁻¹·Вт⁻¹ ($n_{2K} = 3 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт [11]) для воздуха и $4.2 \cdot 10^{-8}$ м⁻¹·Вт⁻¹ ($n_{2K} = 1.74 \cdot 10^{-23}$ м²/Вт [12]) для аргона. Таким образом, для импульса с пиковой мощностью $P_{peak} = 50$ МВт нелинейная керровская длина $L_{nl} = 1/(\gamma P_{peak})$ в световоде, заполненном воздухом или аргоном при $p = 1$ атм, составляет соответственно 26 и 47 см. При такой мощности следует ожидать существенного влияния керровской нелинейности на спектр импульса уже на длинах порядка нескольких метров. Для воздуха дополнительный вклад в нелинейные искажения вносит ВКР. При $P_{peak} = 50$ МВт нелинейная длина световода L_R , обусловленная ВКР в атмосферном азоте ($L_R = A_{eff}/(g_R P)$, где $g_R = 0.025$ см/ТВт), составляет всего 19.5 см.

Таким образом, для неискаженной передачи мегаваттных импульсов на длинах ~ 1 км необходимо уменьшать коэффициент нелинейности, понижая давление газа до давлений меньших атмосферного. При этом максималь-

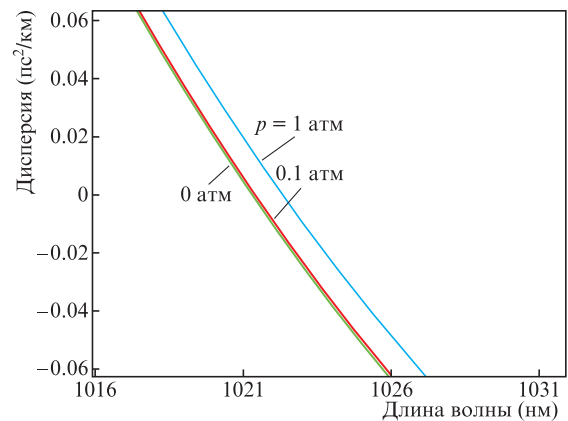


Рис.3. Квадратичная дисперсия для основной моды полого световода, заполненного аргоном в диапазоне давлений 0–1 атм, во второй зоне пропускания.

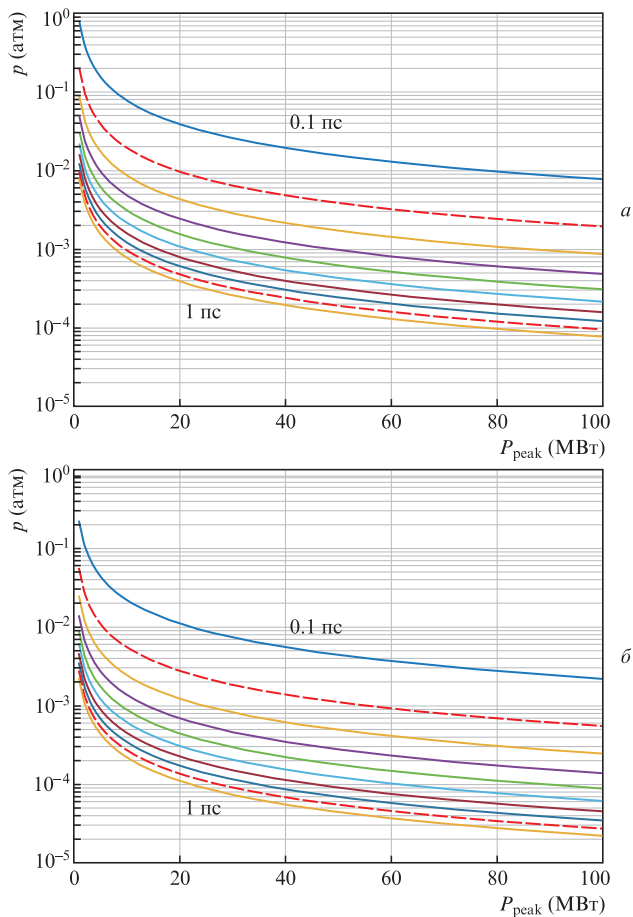


Рис.4. Характеристические зависимости давления газа от пиковой мощности импульса, необходимые для получения солитонного режима в револьверном световоде, заполненном аргоном (а) и воздухом (б), рассчитанные для длительностей входных спектрально-ограниченных импульсов от 0.1 пс до 1 пс с интервалом 0.1 пс.

ные мощности импульсов, которые можно передать без искажения формы и спектра, с точностью, определяемой влиянием высших дисперсионных и нелинейных членов в нелинейном уравнении, должны соответствовать условию солитонного режима распространения $N = \sqrt{L_d/L_{nl}} = 1$. На рис.4 показаны характеристические зависимости давления газа от пиковой мощности, необходимые для получения солитонного режима в револьверном световоде, заполненном аргоном и воздухом. Можно видеть, что для получения солитонного режима распространения спектрально-ограниченного импульса длительностью 1 пс и мощностью 50 МВт необходимо обеспечить давление аргона $\sim 1.56 \times 10^{-4}$ атм и воздуха $\sim 4.05 \times 10^{-5}$ атм.

4. Численный анализ распространения УКИ в газонаполненном револьверном световоде

На рис.5 представлены результаты численного моделирования распространения спектрально-ограниченных импульсов длительностью 1 пс и мощностью 50 МВт в полом световоде длиной 3 м. В том случае, когда сердцевина заполнена воздухом при давлении 1 атм, фазовая самомодуляция (ФСМ) приводит к значительному уширению спектра, а влияние ВКР проявляется в его незначительной асимметрии. При этом длительность импульса изменяется не более чем на 3% (рис.5,а). Изменения длительности, не превышающие 20%, возможны на длинах

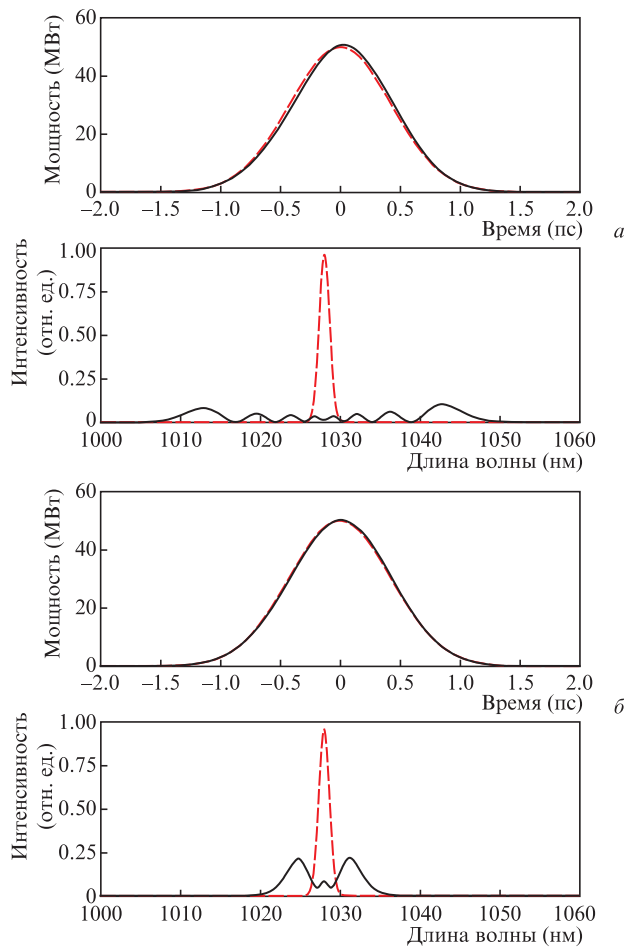


Рис.5. Временная огибающая и спектр импульса на выходе световода длиной 3 м, заполненного воздухом (а) и аргоном (б) при давлении 1 атм, для спектрально-ограниченного входного импульса с длительностью 1 пс и мощностью 50 МВт. Здесь и на рис.6–8 штриховые кривые соответствуют импульсам на входе в световод.

до 6 м, тогда как ширина спектра изменяется на 20% уже после прохождения отрезка световода длиной 25 см. При заполнении сердцевины аргоном при давлении 1 атм уширение спектра существенно уменьшается из-за отсутствия ВКР и меньшего значения керровской нелинейности (рис.5,б). В этом случае длина световода, на которой искажения длительности не превышают 20%, составляет 14 м, тогда как передача спектра с искажениями менее 20% возможна на длинах до 60 см.

Численный анализ показал, что при пониженных давлениях аргона и воздуха, соответствующих солитонному режиму (см. рис.4), спектрально-ограниченные импульсы длительностью 1 пс и мощностью 100 МВт могут распространяться без искажений формы и спектра на расстояние 1 км (рис.6,а). В этом случае в световоде, заполненном воздухом при $p = 2.21 \times 10^{-5}$ атм, рамановский сдвиг спектра отсутствует и наблюдается лишь уменьшение мощности импульсов на 20%, связанное с используемыми в расчетах теоретическими потерями основной моды 1 дБ/км (рис.6,б). Такая же неискаженная передача гауссовых импульсов длительностью 1 пс была получена и при заполнении световода аргоном при давлении 7.8×10^{-5} атм, соответствующем солитонному режиму.

При уменьшении длительности входных импульсов начинают проявляться типичные искажения формы и спектра солитона, определяемые высшими дисперсионными и

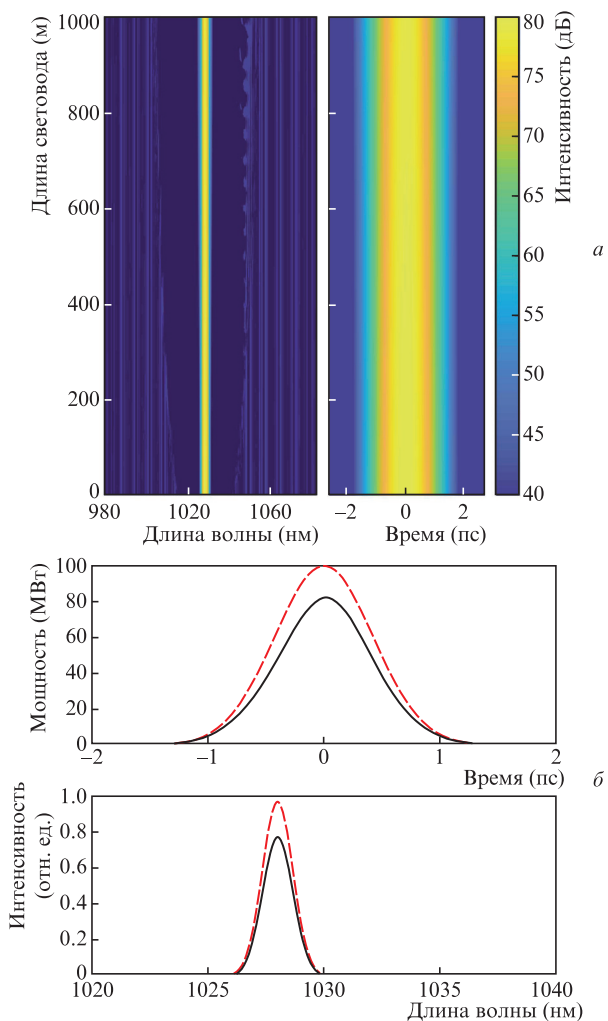


Рис.6. Денситограмма прохождения револьверного световода длиной 1 км, заполненного воздухом при давлении 2.21×10^{-5} атм, спектрально-ограниченным гауссовым входным импульсом с длительностью 1 пс и мощностью 100 МВт (а) и временные огибающие и спектры импульсов на входе и выходе из световода (б). Цветные варианты рис.6,а, 7,а и 8,а помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

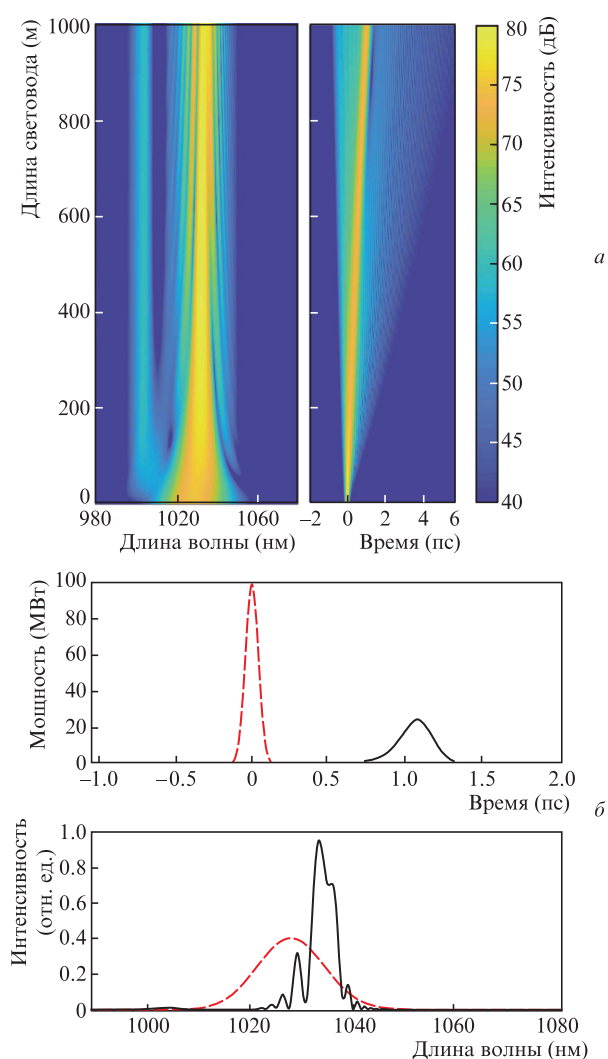


Рис.7. Денситограмма прохождения револьверного световода длиной 1 км, заполненного воздухом при давлении 2.21×10^{-3} атм, спектрально-ограниченным гауссовым входным импульсом с длительностью 0.1 пс и мощностью 100 МВт (а) и временные огибающие и спектры импульсов на входе и выходе из световода (б).

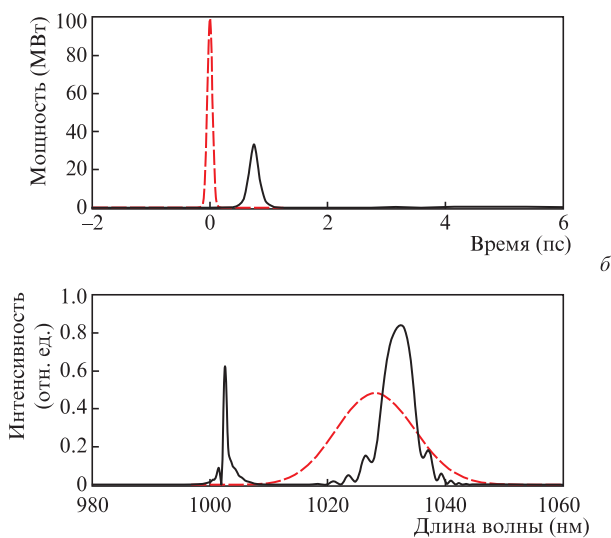
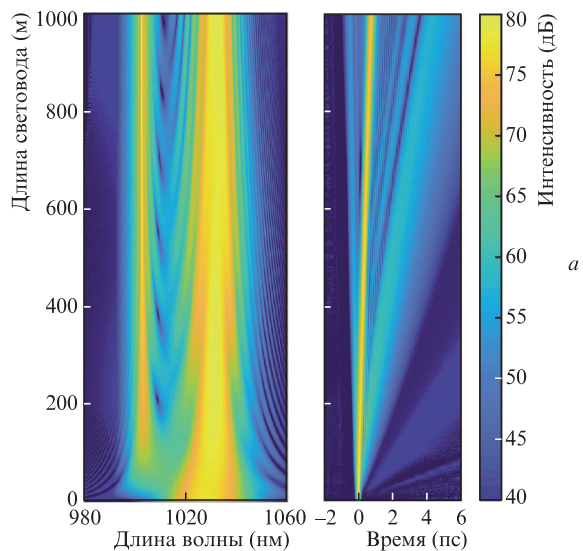


Рис.8. Денситограмма прохождения револьверного световода длиной 1 км, заполненного аргоном при давлении 7.8×10^{-3} атм, спектрально-ограниченным гауссовым входным импульсом с длительностью 0.1 пс и мощностью 100 МВт (а) и временные огибающие и спектры импульсов на входе и выходе из световода (б).

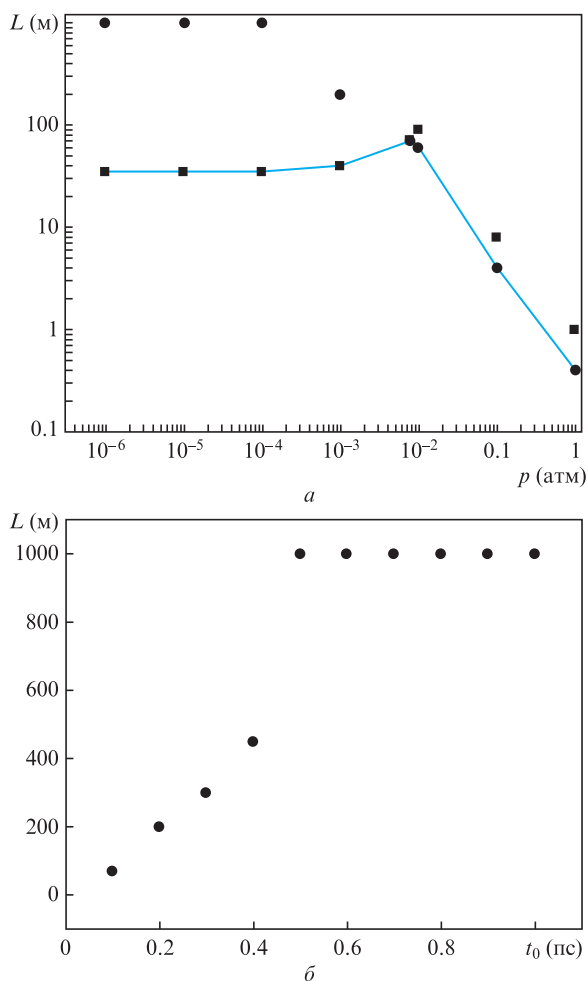


Рис.9. Зависимости от давления аргона длины револьверного световода, на которой возможна неискаженная передача формы (■) и спектра (●) гауссова спектрально-ограниченного импульса с мощностью 100 МВт и длительностью 0.1 пс (а), и от длительности импульсов при давлениях аргона, соответствующих солитонному режиму (б).

нелинейными членами в нелинейном уравнении. На рис.7 и 8 показано прохождение спектрально-ограниченных гауссовых импульсов с длительностью 0.1 пс и мощностью 100 МВт в солитонном режиме в воздухе и аргоне соответственно. В обоих случаях формируется солитон, ширина спектра которого уменьшается, а длительность импульса растет. Эти параметры заметно отличаются от параметров входного импульса уже после прохождения нескольких десятков метров световода. Сравнение рис.7 и 8 показывает, что после прохождения световода длиной 1 км в обоих газах возникают сравнимые сдвиги спектров солитона (4 нм в аргоне и 6 нм в воздухе), которые в первом случае определяются эффектом самоукрочения, а во втором – комбинарованным действием эффектов самоукрочения и ВКР [16].

На рис.9,а приведены длины револьверного световода, для которых искажения временной формы и спектра входного импульса с мощностью 100 МВт и длительностью 100 фс не превышают 20%, при различных давлениях аргона. Сплошной кривой обозначены длины световода, для которых одновременно возможна неискаженная передача временной формы и спектра. Максимум на сплошной кривой (70 м) находится в области давления 7.8×10^{-3} атм, соответствующей солитонному режиму.

Максимальная длина световода, на которой возможно распространение гауссова спектрально-ограниченного импульса мощностью 100 МВт с искажениями, не превышающими 20%, показана на рис.9,б в зависимости от длительности входного импульса в диапазоне 0.1–1 пс при давлениях, соответствующих солитонному режиму распространения. Видно, что неискаженная передача на длине 1 км, ограниченной волноводными потерями 1 дБ, возможна в диапазоне длительностей 0.5–1 пс. С уменьшением длительности до 0.1 пс дальность передачи уменьшается до 70 м.

5. Эксперимент. Передача пикосекундных импульсов с пиковой мощностью до 100 МВт в газонаполненном револьверном световоде

Для экспериментальных исследований передачи chirпированных пикосекундных импульсов ($t_0 = 0.8$ пс) на длине волны 1026 нм использовался отрезок револьверного световода (см. рис.1,а) длиной 2.8 м. Отметим, что во всем диапазоне входной пиковой мощности ($P_{peak} \leq 100$ МВт) пропускание световода составляло $92 \pm 1\%$. При этом параметр качества выходного пучка M^2 не превышал 2, что указывает на эффективное преимущественное возбуждение основной моды световода, несмотря на большой диаметр поля моды.

Спектр излучения на выходе заполненного воздухом револьверного световода существенно зависел от входной пиковой мощности (рис.10). В режиме малой пиковой мощности ($P_{peak} \leq 0.2$ МВт) спектральная ширина излучения $\Delta\lambda$ при прохождении лазерных импульсов по световоду не изменялась и составляла 7.8 нм (рис.10,а), что соответствует ширине спектра излучения используемого фемтосекундного лазера. Повышение входной пиковой мощности сначала приводило к уменьшению ширины выходного спектра (рис.10,б, $P_{peak} \sim 7$ МВт), а затем к его уширению (рис.10,в, $P_{peak} \sim 21$ МВт), и спектр приобретал осциллирующую структуру. Здесь преобладающий вклад в изменение спектра вносит фазовая самомодуляция, которая при мощностях ~ 7 МВт сужает спектр, компенсируя отрицательный chirп входных импульсов вносимым ею положительным chirпом, а при мощностях ~ 21 МВт расширяет спектр без его смещения в длинноволновую область. При дальнейшем повышении входной пиковой мощности ($P_{peak} \leq 100$ МВт) ширина спектра на выходе световода достигает ~ 65 нм, что в 8 раз превышает ширину спектра излучения лазера (7.8 нм) (рис.10,г). При этом наблюдается перераспределение мощности в длинноволновую область, что обусловлено вкладом ВКР на вращательных переходах молекул азота.

Для подавления искажения спектра лазерных импульсов воздух из полой сердцевины откачивался вплоть до давления $\sim 10^{-4}$ атм. В процессе откачки измерялись спектры выходного излучения, при этом пиковая мощность на входе в световод была фиксирована и составляла 84 МВт (рис.11). Видно, что откачка воздуха действительно позволяет устранить уширение спектра. При давлении воздуха в сердцевине не более 4×10^{-3} атм искажения спектра, связанные с вкладом ВКР, практически не наблюдаются, а вклад ФСМ оказывается существенно подавленным.

Альтернативным подходом, используемым для сохранения ширины спектра пикосекундных импульсов, распространяющихся в полом световоде, является заполне-

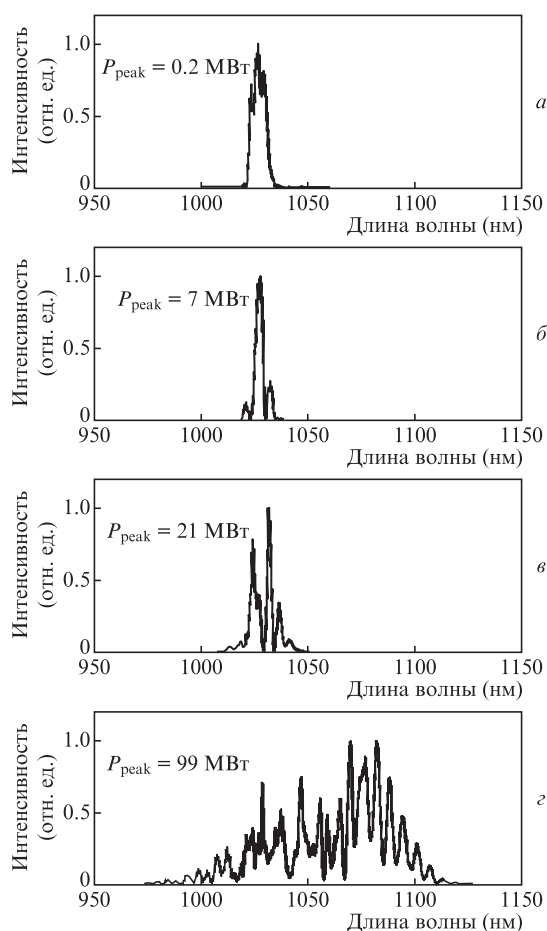


Рис.10. Нормированные спектры излучения на выходе полого световода длиной 2.8 м при различных пиковых мощностях на его входе. Сердцевина заполнена воздухом при давлении 1 атм. Длительности линейно chirпированных импульсов и ширины спектров входного излучения составляли 800 фс и 7.8 нм.

ние сердцевинны другими газами. В наших экспериментах таким газом был аргон, который, являясь одноатомным, не обладает рамановской нелинейностью. Кроме того, керровская нелинейность в аргоне меньше, чем в воздухе. На рис.12 представлены спектры выходного излучения для световода, заполненного аргонном при давлении 1 атм. Видно, что спектр практически не уширяется при возрастании входной пиковой мощности до ~ 74 МВт. Наблюдаются лишь незначительные искажения его формы, вызванные керровской нелинейностью.

Зависимости длительности импульсов выходного излучения от входной пиковой мощности исследовались при различных давлениях и составе газа, заполняющего сердцевину световода. Характерный вид автокорреляционных функций (АКФ) импульса на выходе световода показан на рис.13.а. Видно, что, несмотря на изменение входной пиковой мощности в диапазоне 1–90 МВт, сохраняется основной пик АКФ, который хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Представленные АКФ измерены для сердцевинны, заполненной воздухом при давлении 1 атм. При откачке воздуха и при заполнении сердцевинны аргонном АКФ имеют аналогичный вид, никаких новых особенностей на них не наблюдается.

Длительность импульсов на выходе световода изменялась в пределах 1.18–1.45 пс в зависимости от входной пиковой мощности (рис.13.б). Отметим, что состав и давление (не более 1 атм) газа не оказывают существенного

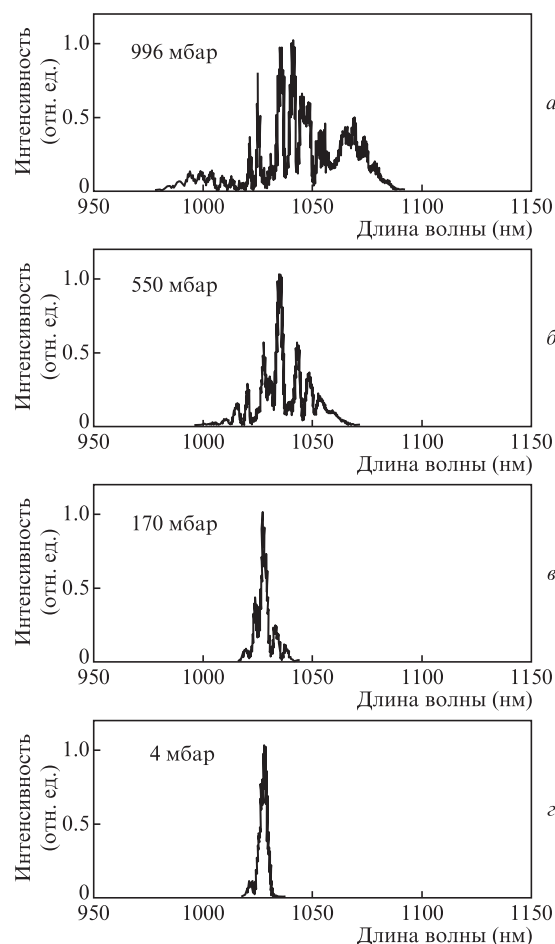


Рис.11. Нормированные спектры излучения на выходе световода при различных давлениях воздуха в полой сердцевине. Пиковая мощность на входе в световод была фиксирована и равнялась 84 МВт.

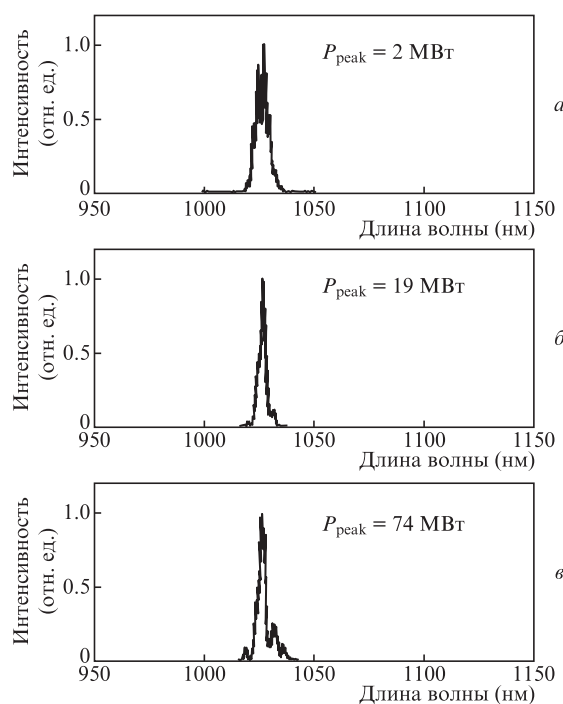


Рис.12. Спектры излучения, измеренные при различных входных пиковых мощностях на выходе револьверного световода, заполненного аргонном при давлении 1 атм.

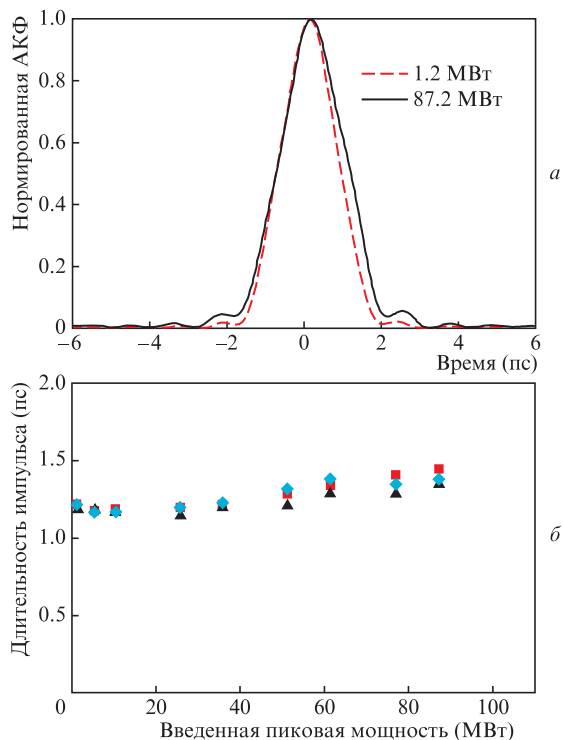


Рис.13. АКФ импульсов излучения на выходе револьверного световода длиной 2.8 м, сердцевина которого заполнена воздухом при давлении 1 атм, для случаев малой (1.2 МВт, штриховая кривая) и большой (87.2 МВт, сплошная кривая) пиковых мощностей входного импульса (а), а также зависимости длительности выходного импульса от пиковой мощности входного импульса при заполнении полой сердцевины воздухом (1 атм, ▲), аргоном (1 атм, ◆) и воздухом (10^{-4} атм, ■).

влияния на длительность выходных импульсов, что находится в согласии с теоретическими расчетами, представленными выше.

6. Заключение

Теоретически и экспериментально исследован вопрос о распространении УКИ с минимальными искажениями их формы и спектра в револьверном световоде, заполненном аргоном или воздухом. Методом численного моделирования показано, что солитонный режим распространения лазерных импульсов позволяет осуществлять в револьверном световоде передачу без искажений импульсов с пиковой мощностью 100 МВт и длительностью 0.5–1 пс на длинах до 1 км. При этом для реализации солитонного режима необходима откачка газа из полой сердцевины вплоть до давлений $\sim 10^{-5}$ атм, в зависимости от длительности и мощности входного импульса.

Для получения солитонного режима распространения в аргоне требуется менее высокий вакуум, чем в воздухе, имеющем большее значение нелинейного параметра γ . Кроме того, для воздуха такой режим возможен только в виде рамановских солитонов со сдвигом спектра. Для за-

данной мощности солитона величина рамановского сдвига спектра Ω_R зависит от дисперсии и длительности импульса как $\Omega_R \sim \beta_2 t_0^4$ [17]. Несомненным преимуществом револьверного световода является малое значение волноводной дисперсии ($|\beta_2| < 0.2$ пс²/км) в широкой области длин волн, причем конструкция световода позволяет получать положение нуля дисперсии на любой заданной длине волны. Таким образом, рамановский сдвиг в солитонном режиме при низких давлениях воздуха минимален.

Экспериментально осуществлена передача импульсов с длительностью 0.8 пс и пиковой мощностью до ~ 100 МВт в револьверном световоде длиной ~ 3 м. Показано, что искажения спектра импульсов, возникающие на таких длинах в световоде, заполненном воздухом при давлении 1 атм, могут быть эффективно подавлены путем откачки воздуха до давлений $\sim 10^{-4}$ атм или замены воздуха аргоном при давлении не более 1 атм.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования револьверных световодов заполненных газовой средой при давлениях ниже 1 атм, для передачи мегаваттных импульсов на значительные расстояния без искажений.

Работа выполнена за счет гранта РНФ (проект № 19-12-00361).

1. Ouzounov D., Ahmad F., Müller D., Venkataraman N., Gallagher M., Koch K., Gaeta A. *Science*, **301**, 1702 (2003).
2. 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).
3. Wang Y.Y., Peng X., Alharbi M., Dutin C.F., Bradley T.D., G r me F., Mielke M., Booth T., Benabid F. *Opt. Lett.*, **37**, 3111 (2012).
4. Debord B., Alharbi M., Vincetti L., Husakou A., Fourcade-Dutin C., Hoenninger C., Mottay E., G r me F., Benabid F. *Opt. Express*, **22**, 10735 (2014).
5. Roberts P.J., Couny F., Sabert H., Mangan B.J., Williams D.P., Farr L., Mason M.W., Tomlinson A., Birks T.A., Knight J.C., Russell P.St.J. *Opt. Express*, **13**, 236 (2005).
6. Poletti F., Wheeler N.V., Petrovich M.N., Baddela N., Numkam-Fokoua E., Hayes J.R., Gray D.R., Li Z., Slavik R., Richardson D.J. *Nature Photon.*, **7**, 279 (2013).
7. Яценко Ю.П., Крылов А.А., Пряников А.Д., Косолапов А.Ф., Колядин А.Н., Гладышев А.В., Буфетов И.А. *Квантовая электроника*, **46**, 617 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 617 (2016)].
8. Litchinitser N.M., Abeeluck A.K., Headley C., Eggleton B.J. *Opt. Lett.*, **27**, 1592 (2002).
9. B rzs nyi  ., Heiner Z., Kov cs A.P., Kalashnikov M.P., Osvay K. *Appl. Opt.*, **47**, 4856 (2008).
10. Nibbering E.T.J., Grillon G., Franco M.A., Prade B.S., Mysyrowicz A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 650 (1997).
11. B rzs nyi  ., Heiner Z., Kov cs A.P., Kalashnikov M.P., Osvay K. *Opt. Express*, **18**, 25847 (2010).
12. Dudley J., Taylor R. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: Cambridge University Press, 2010).
13. Sprangle P., Penano J.R., Hafizi B. *Phys. Rev. E*, **66**, 046418 (2002).
14. Penano R., Sprangle P., Serafim P., Hafizi J.B., Tang A. *Phys. Rev. E*, **68**, 056502 (2003).
15. Penano J.R., Sprangle P., Hafizi B., Ting A., Gordon D.F., Kapetanakis C.A. *Phys. Plasmas*, **11**, 2865 (2004).
16. Agrawal G.P. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Acad. Press, 2007).
17. Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).