

Генерация субпикосекундных импульсов на длинах волн более 2 мкм при помощи неоднородных по длине одномодовых световодов

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, В.Растоги, Д.А.Столяров, А.А.Сысолятин

Рассмотрено преобразование спектра исходного лазерного импульса средней мощности телекоммуникационного диапазона при его распространении в неоднородном по длине кварцевом волокне с уплотненной дисперсией. В ходе модельных исследований подобран оптимальный продольный профиль диаметра световода, обеспечивающий передачу более 60% энергии исходного импульса в субпикосекундный импульс диапазона 2.2–2.3 мкм.

Ключевые слова: генерация излучения в двухмикронном диапазоне, неоднородные по длине световоды, генерация суперконтинуума.

1. Введение

Разработка лазерных источников оптического суперконтинуума стала одной из основных задач нелинейной волоконной оптики [1–3]. Следует отметить, что основные усилия в этой области направлены на получение широкополосной генерации в видимом и ближнем ИК диапазонах. В то же время применения в томографии, спектроскопии, при анализе атмосферы требуют широкополосного излучения на длинах волн более 2 мкм [4, 5]. Непосредственная генерация импульсного излучения данного диапазона возможна при помощи гольмиевых [6] либо тулиевых [7] волоконных лазеров с синхронизацией мод. При этом в последнем случае для перехода в диапазон свыше 2 мкм генерируемый фемтосекундный импульс должен в конечном усилителе испытать ВКР-смещение на 100 нм и более. Широкое применение подобных схем ограничивается меньшей доступностью и большей стоимостью специальных волоконно-оптических компонентов (изоляторов, линз, мультиплексоров, полупроводниковых зеркал SESAM и т. д.), работающих в диапазоне 1.9–2.3 мкм, по сравнению со стандартными компонентами для телекоммуникационного диапазона (далее – телеком-диапазон) того же качества.

От указанных недостатков избавлены схемы на основе эрбиевых субпикосекундных импульсных волоконных лазеров и усилителей на диапазон 1550–1580 нм. Выходные импульсы этих источников инжектируются в волоконный элемент, где под действием ВКР смещаются в длинноволновую область, формируя широкополосное излучение суперконтинуума. Как правило, для генерации суперконтинуума в этой части спектра используются спе-

циальные волокна, например микроструктурированные волокна на основе оксидного стекла сложного состава [5] или волокна на основе ZBLAN [8]. Одним из недостатков подобного подхода является плохая совместимость специальных волокон с источниками излучения на основе стандартных волоконных световодов телеком-диапазона.

В работах [4, 9] изучалась генерация суперконтинуума двухмикронного диапазона в стандартных кварцевых телеком-волокнах при оптимизации их длины. Интересный подход был продемонстрирован в работе [10], где фемтосекундные импульсы эрбиевого источника инжектируются в кварцевый световод, легированный GeO₂, в котором формируются фундаментальные солитоны с «красным» ВКР-смещением. Особенностью работы является использование дополнительного конечного волокна с большей концентрацией GeO₂ и меньшей аномальной дисперсией в спектре распространения фундаментального солитона. Изменение дисперсии позволило использовать эффект солитонной компрессии и продемонстрировать в результате генерацию широкого суперконтинуума в диапазоне 1.6–2.5 мкм.

Еще одним «инструментом» волоконной оптики, не исследованным в полной мере для решения данной задачи, остаются продольно-неоднородные волокна с изменяющимся по длине диаметром. Исследования генерации суперконтинуума в продольно-неоднородных волокнах были начаты еще в 1990-е годы [11] и долгое время были ограничены волокнами с уменьшающейся по длине аномальной дисперсией и генерацией в них максимально широкого и ровного спектра [1, 12–14]. Интересные результаты были получены при исследовании компрессии лазерных импульсов в световодах с растущей по длине нормальной дисперсией [15].

Современные технологии вытяжки оптических волокон позволяют получать фактически произвольные продольные профили дисперсионных параметров (например, периодически осциллирующие [16]). В волокнах с подобными профилями сценарий генерации суперконтинуума может быть существенно обогащен. Возможна, например, генерация полихроматического дисперсионного излучения в волокне специального дизайна с продольным изменением длины волны нулевой дисперсии (ДВНД),

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, Д.А.Столяров. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: korobkotam@rambler.ru
V.Rastogi. Indian Institute of Technology Roorkee, Uttarakhand, India
А.А.Сысолятин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 7 мая 2018 г., после доработки – 17 июня 2018 г.

соответствующим «красному» ВКР-смещению солитонного импульса накачки [17], или в волокне с аксиально осциллирующим профилем, позволяющим генерирующему солитонному импульсу многократно приближаться к ДВНД [18]. Создаваемые таким образом условия приводят к размножению точек генерации резонансного излучения по всей длине волокна и способствуют практически полной перекачке энергии импульса в излучение с широким дисперсионным спектром.

В настоящей работе продолжены исследования трансформации спектра исходного импульса источника телеком-диапазона в волокнах с различными вариациями продольного профиля дисперсии с целью его преобразования и перевода в предварительный заданный диапазон 2–2.5 мкм при сохранении импульсного характера излучения.

2. Модель

Целью работы является исследование распространения лазерного импульса средней мощности, инжектированного в световод в диапазоне аномальной дисперсии при достаточно произвольном дальнейшем изменении дисперсии по длине волокна. Изначально ограничимся рассмотрением световодов с так называемой уплощенной дисперсией, характерным признаком которых является малая по модулю и изменяющая свой знак дисперсия третьего порядка (ДТП). Световоды такого типа могут быть изготовлены путем вариации внешнего диаметра волокна [19] на основе как фотонно-кристаллических волокон с широким спектром пропускания (300–2500 нм в зависимости от структуры), так и стандартных кварцевых заготовок волокон телеком-диапазона с W-профилем показателя преломления. Волокна последнего типа были выбраны в качестве модельных. На рис.1 для волоконных световодов с W-профилем показателя преломления показаны зависимости дисперсии, соответствующие нескольким значениям диаметра внешней оболочки световода. Как можно видеть, спектральная область аномальной дисперсии световодов данного типа ограничена двумя нулями дисперсии.

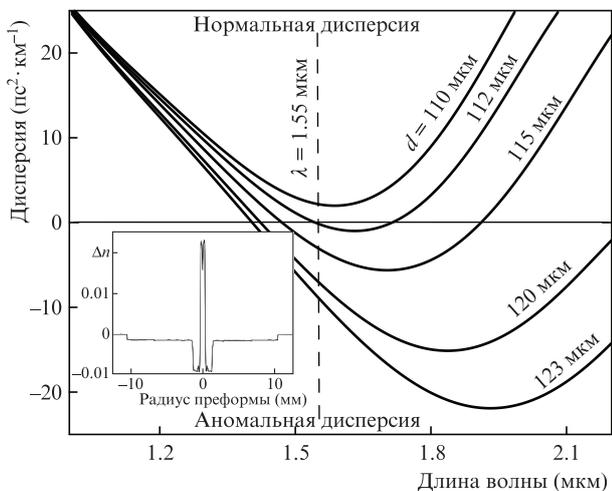


Рис.1. Расчетные дисперсионные кривые световодов с уплощенной дисперсией для нескольких значений внешнего диаметра оболочки световода d . На вставке – профиль показателя преломления преформы для изготовления волоконных световодов с уплощенной дисперсией.

Модельные расчеты распространения излучения по световоду производились на основе обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для амплитуды поля $A(z, t)$, учитывающего как высшие порядки дисперсии (до 7-го порядка, $k \leq 7$), так и высшие нелинейные факторы – ВКР и дисперсию нелинейности [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k(z) \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma \left(1 + i \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[A \int_{-\infty}^{\infty} R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right]. \quad (1)$$

Здесь ω_0 – несущая частота, отвечающая длине волны $\lambda = 1.55$ мкм;

$$R(t) = 0.82\delta(t) + 0.18 \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \Theta(t)$$

– функция ВКР-отклика, где параметры $\tau_1 = 12.2$ фс, $\tau_2 = 32$ фс соответствуют отклику кварцевого волокна; $\Theta(t)$ и $\delta(t)$ – функция Хевисайда и дельта-функция. Дисперсионные параметры $\beta_k(z)$ (β_2 – дисперсия групповых скоростей (ДГС), β_3 – ДТП и т. д., $k \leq 7$) определяются продольным профилем диаметра оболочки $d(z)$, при этом их значения для диаметров, указанных на рис. 1, получены из аппроксимации дисперсионных кривых и взяты в качестве опорных (например, для $d = 115$ мкм $\beta_2 = -2.963$ пс²·км⁻¹, $\beta_3 = 0.04275$ пс³·км⁻¹, $\beta_4 = 1.882 \times 10^{-4}$ пс⁴·км⁻¹, $\beta_5 = -2.69 \times 10^{-6}$ пс⁵·км⁻¹, $\beta_6 = 1.928 \times 10^{-8}$ пс⁶·км⁻¹, $\beta_7 = -6.287 \times 10^{-11}$ пс⁷·км⁻¹), а для остальных значений $d(z)$ дисперсионные параметры вычисляются методом квадратичной интерполяции. Параметр керровской нелинейности γ слабо зависит от диаметра внешней оболочки, в принятом приближении он полагается постоянным по длине ($\gamma = 6$ Вт·км⁻¹).

Определяющим физическим эффектом в процессе формирования суперконтинуума в волоконных световодах является генерация резонансного дисперсионного излучения. Условием генерации дисперсионной волны малой амплитуды на частоте ω_{DW} является фазовый синхронизм между генерирующим солитоном и дисперсионным излучением: $\beta_s(\omega_{DW}) = \beta_{DW}(\omega_{DW})$, где β_s, β_{DW} – константы распространения солитона и дисперсионных волн. Это условие можно записать в следующем виде [13, 17]:

$$\sum_{k \geq 2} \frac{\beta_k(\omega_0)}{k!} (\omega_{DW} - \omega_0)^k = \beta_{s0} + \beta_{s1}(\omega_s) (\omega_{DW} - \omega_s) + \frac{\gamma P}{2}, \quad (2)$$

где $\beta_{s1}(\omega_s)$ – обратная групповая скорость солитона на его частоте ω_s ; P – пиковая мощность солитонного импульса. На рис.2 условие генерации иллюстрируется для двух ситуаций: в первой солитон находится на длине волны $\lambda_s = 1.6$ мкм в точке световода с текущим диаметром $d = 120$ мкм, во второй – на $\lambda_s = 1.75$ мкм в точке с $d = 115$ мкм. Пусть импульс распространяется по волокну с монотонно уменьшающимся диаметром (для простоты считаем пиковую мощность P в обоих случаях равной 500 Вт, а длительность $\tau_s = (|\beta_2|/\gamma P)^{1/2} \approx 100$ фс), испытывая при этом «красное» ВКР-смещение несущей длины волны от стартового значения $\lambda = 1.55$ мкм. Тогда в первой ситуации создаются условия для генерации резонансного дисперсионного излучения с $\lambda_{DW} \approx 1.2$ мкм и спектральной интенсивностью, пропорциональной интенсивности спектра солитона на этой частоте, $\propto \text{sech}^2[\pi(\omega_s - \omega_{DW})\tau_s]$ [20].

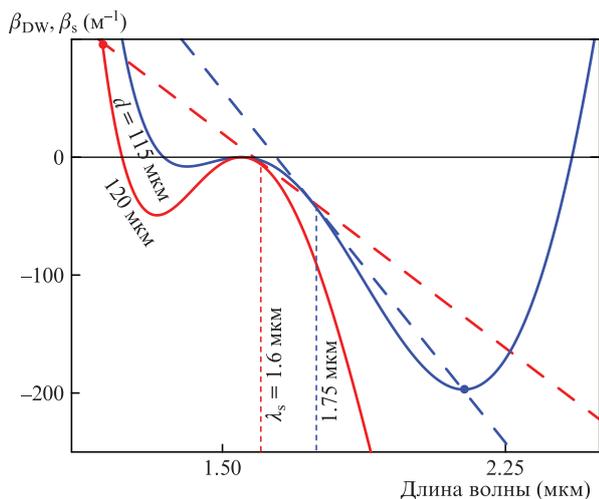


Рис.2. Схема генерации дисперсионного излучения солитоном при двух значениях несущей длины волны λ_s в точках световода с различными диаметрами. Сплошные кривые – зависимости $\beta_{DW}(\lambda)$, штриховые линии – $\beta_s(\lambda)$. Выделены точки выполнения условия синхронизма (2).

Для спектрально-ограниченного солитона с $\tau_s = 100$ фс интенсивность генерируемого в точке 1.2 мкм дисперсионного излучения составляет по оценке около -20 дБ от пиковой мощности солитонного спектра (второе пересечение за пределами рис.2 соответствует генерации излучения пренебрежимо малой интенсивности из-за большой разности частот). Во второй ситуации также возможна генерация двух полос резонансного излучения с $\lambda_{DW} \approx 1.1$ мкм (за пределами рисунка) и $\lambda_{DW} \approx 2.2$ мкм, причем интенсивность второй полосы значительно выше. В результате можно ожидать, что при распространении импульса в волокне с уменьшающимся диаметром будут возбуждаться две полосы резонансного излучения переменной интенсивности, связанные с двумя нулями дисперсии – точками перегиба кривых $\beta_{DW}(\lambda)$.

Исходя из сказанного, поставленная нами задача состоит в исследовании трансформации спектра лазерного импульса, введенного в волоконный световод, и в нахождении оптимального продольного профиля световода $d(z)$, обеспечивающего достаточную интенсивность трансформированного спектра в необходимом спектральном диапазоне.

3. Генерация солитонных импульсов с несущей длиной волны более 2 мкм

Конкретизируем поставленную задачу следующим образом. Постараемся найти такие продольные профили световода $d(z)$, которые позволят солитонным импульсам, образующимся при вводе исходного сигнала телеком-диапазона в световод, смещаться под действием ВКР в диапазон длин волн $\lambda > 2$ мкм, при этом потери энергии солитона должны быть минимальными. Очевидным следствием является то, что дисперсия в спектре распространения солитона должна быть аномальной. Из известного соотношения для скорости ВКР-смещения солитона по частоте [21], $d\Omega/dz \propto \beta_2/\tau_s^4$, легко получить оценку для скорости ВКР-смещения в волокне с изменяющейся по длине дисперсией. Полагая, что изменение параметров солитона происходит адиабатически с сохранением связи

между ними, $|D|/\tau_s = \gamma E/2$ (E – энергия солитона), можно получить, что

$$\frac{d\Omega}{dz} \propto \frac{\gamma E}{2} \frac{1}{\tau_s^3} = \frac{\gamma^4 E^4}{16 |D(z)|^3}. \quad (3)$$

В этом соотношении имеются в виду «локальные» по частоте значения дисперсии D (в $\text{пс}^2 \cdot \text{км}^{-1}$), т.е. учитываются изменения дисперсии, происходящие не только из-за изменения диаметра $d(z)$, но и в результате смещения несущей частоты при распространении импульса по световоду с профилем $d(z) = \text{const}$ (см. рис.1).

На первый взгляд, из-за зависимости $d\Omega/dz \propto D^{-3}$ кажется, что для обеспечения дальнего ВКР-смещения достаточно ввести импульс в световод с малой аномальной дисперсией, а затем подобрать такой профиль $d(z)$, чтобы ВКР-смещение солитона не приводило к росту дисперсии. Таким образом, можно получить конусный световод с плоской дисперсионной зависимостью от частоты. Рассмотрим следующий пример. В световод с начальным диаметром $d = 115.5$ мкм инжектирован спектрально-ограниченный гауссов импульс излучения на длине волны 1550 нм с длительностью $\tau_0 = 0.3$ пс и пиковой мощностью 250 Вт (рис.3). На протяжении первых 20 м световод имеет постоянный диаметр $d(z) = 115.5$ мкм и аномальную дисперсию $\beta_2 = -3.7 \text{ пс}^2 \cdot \text{км}^{-1}$. На этом участке начальный импульс распадается на фундаментальный солитон с максимальной пиковой мощностью и «красным» ВКР-смещением и остаточное излучение с частотой, близкой к частоте накачки (его пиковая мощность значительно ниже, поэтому ВКР-смещение пренебрежимо мало). Также на этом отрезке солитон, смещаясь вправо, проходит минимум дисперсионной кривой (см. рис.1). Далее диаметр световода увеличивается таким образом, что на

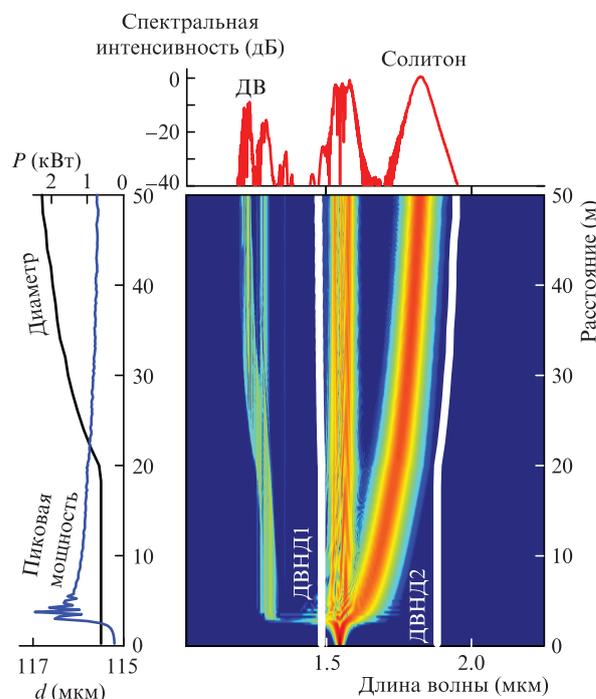


Рис.3. Эволюция спектра начального импульса в световоде с растущим по длине диаметром. Слева – изменение диаметра световода и пиковой мощности излучения по длине, сверху – спектр излучения на выходе из световода; ДВ – спектр дисперсионного излучения, ДВНД1 и 2 – изменение длин волн нулевой дисперсии.

частоте фундаментального солитона ω_s дисперсия световода

$$\beta_2(\omega_0) + \sum_{k>2} \frac{\beta_k(\omega_0)(\omega_s - \omega_0)^{k-2}}{(k-2)!}$$

остаётся постоянной. Вследствие выполнения этого условия в расширяющемся световоде эволюция спектра фундаментального солитона происходит на некотором постоянном расстоянии от второй «красной» длины волны нулевой дисперсии ДВНД2 (рис.3). Поскольку в расширяющемся световоде точка генерации резонансного излучения постоянно смещается в «красную» сторону, интенсивность солитонного спектра в ней по всей длине световода остаётся незначительной и существенной перекачки энергии солитона в дисперсионный спектр в длинноволновой области нормальной дисперсии (справа от ДВНД2) не происходит.

Постоянное значение дисперсии на несущей частоте солитона приводит к тому, что ширина его спектра при распространении сохраняется, а пиковая мощность практически не меняется. Однако малость дисперсии на начальном отрезке световода создает хорошие условия для генерации резонансного излучения в коротковолновой области нормальной дисперсии (слева от ДВНД1). Уже на начальном отрезке, при компрессии начального импульса перед выделением фундаментального солитона, можно отметить появление генерации дисперсионного излучения, причем высокая пиковая мощность сжатого импульса приводит к значительному оттоку энергии из начального импульса, благодаря чему скорость его ВКР-смещения также снижается (см соотношение (3)). В результате при длине волокна порядка сотен метров получить данным способом импульс с длиной волны более 2 мкм практически невозможно. Итоговый спектр представляет собой полосу неоднородной интенсивности в диапазоне 1.3 – 2 мкм.

Для эффективной генерации импульсов с длиной волны свыше 2 мкм предлагается использовать несколько иную схему. Начальный отрезок световода должен иметь больший диаметр и, соответственно, более высокую аномальную дисперсию. Это позволит, во-первых, избежать на начальном этапе генерацию коротковолнового резонансного излучения и, во-вторых, сформировать фундаментальный солитон более высокой энергии, т.к. солитонный порядок начального импульса $N \propto |\beta_2|^{-1/2}$ [22], поэтому при большей стартовой дисперсии в фундаментальный солитон переходит большая часть энергии исходного импульса. В этом случае, однако, после прохождения начального отрезка солитон будет находиться левее минимума дисперсионной кривой для заданного начального диаметра (см. рис.1). В дальнейшем диаметр световода должен сначала уменьшаться (для устранения роста текущей аномальной дисперсии и предотвращения снижения пиковой мощности солитона), а затем, по аналогии с рассмотренным выше случаем, расти, чтобы на несущей частоте солитона поддерживать величину дисперсии примерно постоянной.

Модельная реализация этой схемы представлена на рис.4. В качестве начального выбран такой же, как и в предыдущем примере, спектрально-ограниченный гауссов импульс длительностью $\tau_0 = 0.3$ пс с пиковой мощностью 250 Вт. На начальном отрезке световода длиной 11 м и $d = 128.5$ мкм (при этом $\beta_2 \approx -17$ пс²·км⁻¹) от него отщеп-

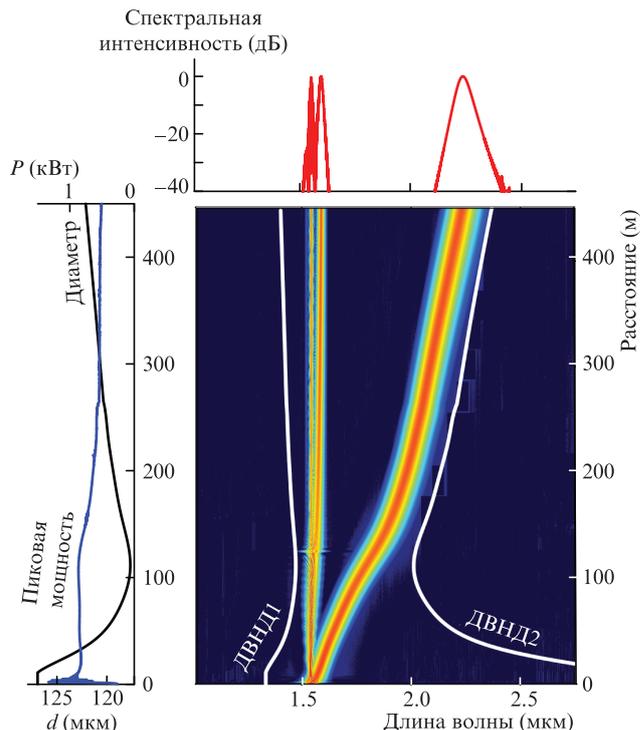


Рис.4. Эволюция спектра начального импульса в световоде со специальным продольным профилем. Слева – изменение диаметра световода и пиковой мощности излучения по длине, сверху – спектр излучения на выходе из световода.

ляется фундаментальный солитон. Отметим, что резонансное излучение при этом не генерируется. Затем на отрезке длиной около 100 м диаметр световода уменьшается.

Профиль изменения диаметра в данном случае выбран таким, что пиковая мощность солитона при ВКР-смещении остаётся приблизительно постоянной. Важно, чтобы на этом участке солитон, смещаясь в «красном» направлении, преодолел частотный минимум дисперсионной кривой. После короткой переходной зоны диаметр световода на следующем отрезке начинает плавно расти, обеспечивая поддержание на несущей длине волны солитона постоянной дисперсии. Можно отметить, что на этом отрезке пиковая мощность солитона, так же как и в предыдущем примере, выходит на приблизительно постоянный уровень. В итоге на выходе световода длиной 450 м можно наблюдать спектр, более 60% энергии которого лежит в диапазоне 2.2–2.3 мкм. При этом важно то, что, в отличие от ряда конвертеров [4, 8–10, 23], преобразующих спектр импульса накачки в широкий суперконтинуум в полосе 1.6–2.5 мкм, который содержит в том числе широкополосную дисперсионную компоненту, в предлагаемой схеме этой энергией, сконцентрированной в необходимом диапазоне, обладает единственный субпикосекундный импульс (длительность около 120 фс, пиковая мощность $P = 440$ Вт), что весьма перспективно для ряда применений.

Отметим также, что при необходимости продольный профиль световода может быть изменен для преобразования выходного солитонного импульса в спектрально плоское дисперсионное излучение. Для этого к имеющемуся световоду нужно всего лишь пристыковать отрезок волокна длиной около десяти метров с монотонно уменьшающимся диаметром. Величина этого уменьшения должна быть такой, чтобы дисперсия на несущей частоте им-

пульса меняла знак. В ходе распространения по такому выходному отрезку солитонный импульс, пересекая ДВНД2, трансформируется в широкополосное дисперсионное излучение [17]. Проведенное моделирование показало, что полученный субпикосекундный импульс преобразуется при этом в плоское по спектру излучение в диапазоне 2–2.4 мкм.

Определенным недостатком предлагаемого метода является то, что световод со специально рассчитанным продольным профилем подходит только для одного вида исходного импульса (в рассмотренном примере профиль световода соответствует спектрально-ограниченному гауссову импульсу с указанными мощностью и длительностью). Однако при использовании схемы «один импульсный источник телеком-диапазона + световод с соответствующим продольным профилем» этот недостаток не должен ограничивать сферу применения данного способа генерации субпикосекундных импульсов двухмикронного диапазона.

4. Заключение

В работе рассмотрено преобразование спектра исходного лазерного импульса телеком-диапазона средней мощности при его распространении в неоднородном по длине кварцевом волокне с уплощенной дисперсией. В ходе модельных исследований подобран оптимальный продольный профиль диаметра световода, обеспечивающий передачу более 60% энергии исходного импульса в субпикосекундный импульс диапазона 2.2–2.3 мкм. Полученный солитонный импульс находится на значительном спектральном расстоянии от других компонент излучения и может быть легко отфильтрован для прямого использования в приложениях либо для дальнейшего усиления при помощи гольмиевых или тулиевых усилительных систем. В ближайшее время планируется изготовить несколько световодов по рассмотренной схеме и осуществить экспериментальную проверку предложенного метода.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 14.Z50.31.0015, Государственное задание 3.3889.2017/ПЧ) и Российского научно-

го фонда (проект 16-42-02012). Д.А.Столяров поддержан РФФИ (грант № 17-302-50024 «мол_нр»).

1. *Supercontinuum Generation in Optical Fibers*. Ed. by J.M.Dudley, J.R.Taylor (Cambridge: Cambridge University Press, 2010).
2. Дианов Е.М., Крюков П.Г. *Квантовая электроника*, **31** (10), 877 (2001) [*Quantum Electron.*, **31** (10), 877 (2001)].
3. Желтиков А.М. *УФН*, **176** (6), 623 (2006).
4. Камынин В.А., Курков А.С., Цветков В.Б. *Квантовая электроника*, **41** (11), 986 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (11), 986 (2011)].
5. Buczynski R., Bookey H.T., Pysz D., Stepien R., Kujawa I., McCarthy J.E., Taghizadeh M.R. *Laser Phys. Lett.*, **7** (9), 666 (2010).
6. Chamorovskiy A., Marakulin A.V., Ranta S., Tavast M., Rautiainen J., Leinonen T., Kurkov A.S., Okhotnikov O.G. *Opt. Lett.*, **37**, 1448 (2012).
7. Kivisto S., Hakulinen T., Guina M., Okhotnikov O.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **19** (12), 934 (2007).
8. Xia C., Kumar M., Kulkarni O.P., Islam M.N., Terry Jr. F.L., Freeman M.J., Mazé G. *Opt. Lett.*, **31** (17), 2553 (2006).
9. Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Sadovnikova Y.E. *Laser Phys. Lett.*, **8** (8), 598 (2011).
10. Anashkina E.A., Andrianov A.V., Koptev M.Yu., Mashinsky V.M., Muravyev S.V., Kim A.V. *Opt. Express*, **20**, 27102 (2012).
11. Mori K., Takara H., Kawanishi S., Saruwatari M., Morioka T. *Electron. Lett.*, **33**, 1806 (1997).
12. Genty G., Coen S., Dudley J.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (8), 1771 (2007).
13. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysolyatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Opt. Soc. Am. B*, **32** (4), 692 (2015).
14. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Охотников О.Г., Столяров Д.А., Сысолятин А.А. *Квантовая электроника*, **45** (9), 844 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (9), 844 (2015)].
15. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysolyatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Lightwave Technol.*, **33** (17), 3643 (2015).
16. Sysolyatin A.A., Dianov E.M., Konyukhov A.I., Melnikov L.A., Stasyuk V.A. *Laser Phys.*, **17** (11), 1306 (2007).
17. Milián C., Ferrando A., Skryabin D.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 589 (2012).
18. Bendahmane A., Braud F., Confort M., Barviau B., Mussot A., Kudlinski A. *Optica*, **1** (4), 243 (2014).
19. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шальгин М.Г. *Квантовая электроника*, **33** (3), 265 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (3), 265 (2003)].
20. Skryabin D.V., Luan F., Knight J.C., Russell P.S. *Science*, **301**, 1705 (2003).
21. Gordon J.P. *Opt. Lett.*, **11**, 662 (1986).
22. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
23. Kamynin V.A., Kurkov A.S., Mashinsky V.M. *Laser Phys. Lett.*, **9** (3), 219 (2012).