

Генерация широкого ИК спектра и N -солитонная компрессия в неоднородном по длине волоконном световоде со смещенной дисперсией

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, О.Г.Охотников, Д.А.Столяров, А.А.Сысолятин

Экспериментально и теоретически рассмотрено распространение N -солитонных импульсов в световоде с медленно убывающей смещенной аномальной дисперсией. На основе обобщенного нелинейного уравнения Шредингера построена адекватная численная модель распространения излучения в используемом световоде. При помощи моделирования показано, что использование световодов с уменьшающейся дисперсией обеспечивает более высокие среднюю интенсивность дисперсионного излучения и однородность спектра суперконтинуума. Подтверждено, что снижение дисперсии третьего порядка в указанных световодах делает возможной генерацию суперконтинуума с шириной на несколько сотен нанометров большей, чем в однородном световоде, даже в случае субпикосекундного источника средней мощности.

Ключевые слова: световоды со смещенной дисперсией, генерация широкого спектра, неоднородные по длине волоконные световоды.

1. Введение

Одним из часто используемых методов компрессии оптических импульсов является нелинейный механизм формирования N -солитонного импульса, действующий при распространении исходного импульса в волоконном световоде с аномальной дисперсией [1, 2]. Для компрессии импульсов телекоммуникационного диапазона ($\lambda \sim 1.56$ мкм) представляют интерес кварцевые волокна со смещенной дисперсией (DSF), демонстрирующие в этой области спектра малую (~ 1 пс²/км) аномальную дисперсию. Так как квадрат порядка N солитона обратно пропорционален величине дисперсии, $N^2 = \gamma P_0 \tau_0^2 / |\beta_2|$ (β_2 и γ – коэффициенты дисперсии групповых скоростей и нелинейности световода, τ_0 – начальная длительность импульса), значительной компрессии в таких волоконных световодах могут подвергаться импульсы со сравнительно небольшой начальной пиковой мощностью P_0 [1, 3]. Величина τ_0 определяется источником излучения, в случае стандартных полупроводниковых или волоконных лазеров она составляет ~ 1 пс.

Задача о солитонной компрессии импульса в волоконном световоде тесно связана с проблемой генерации излучения широкого спектра – оптического суперконтинуума. В видимом и ближнем ИК диапазонах эта задача

успешно решается при инъекции лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 600$ – 1000 нм в высоконелинейное фотонно-кристаллическое волокно [4, 5]. В телекоммуникационном диапазоне эта задача особенно актуальна из-за интенсивного развития многоканальных систем связи [6]. Для генерации широкого спектра в этой области могут применяться, в частности, высоконелинейные световоды на основе волокон, легированных Ge [7]. Однако важной частью механизма генерации излучения с широким спектром является резонансный обмен энергией между распространяющимся в волокне солитонным импульсом и дисперсионными волнами, который происходит в диапазоне, близком к области нулевой дисперсии [4, 5, 8]. Именно поэтому кварцевые DSF-световоды перспективны для генерации широкого спектра в телекоммуникационном диапазоне [8–10].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуется динамика лазерного импульса в DSF-световоде, дисперсия которого изменяется по длине. Среди работ, рассматривающих распространение импульсов излучения в волоконных световодах с изменяющейся дисперсией, можно выделить работы по генерации параболических импульсов в волокнах с уменьшающейся нормальной дисперсией [11, 12], по снижению частотной модуляции импульсов в активных световодах с растущей нормальной дисперсией [13, 14], по симилиритонной компрессии частотно-модулированных sech-импульсов в световодах с уменьшающейся аномальной дисперсией [15–17]. В отличие от работ [18, 19], в которых рассматривалась адиабатическая компрессия фундаментального солитона в волокне с медленно убывающей дисперсией, использование DSF-световода позволяет нам рассматривать распространение в таких световодах импульса в виде солитона высокого порядка ($N > 1$). Последнее значительно усложняет динамику импульса и обогащает картину эволюции его спектра. Целью работы является исследование эффектов, способствующих повышению качества генерируемого излучения широкого спектра и нахождению условий наилучшей компрессии импульса при его распространении в подобных световодах.

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru, korobkotam@rambler.ru

О.Г.Охотников, Д.А.Столяров. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Korkeakoulunkatu 3, 33101, Tampere, Finland; e-mail: oleg.okhotnikov@tut.fi

А.А.Сысолятин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: alexs@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 8 октября 2014 г., после доработки – 22 декабря 2014 г.

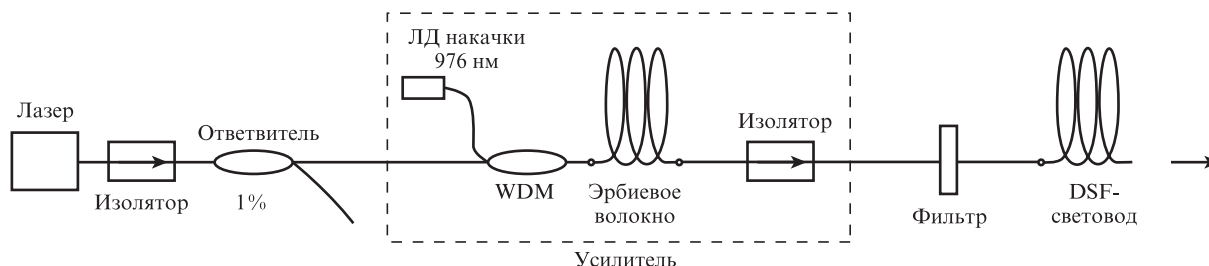


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

2. Эксперимент

Для исследований была собрана экспериментальная установка (рис.1). Генерация начального импульса осуществлялась эрбиевым полностью волоконным источником с центральной длиной волны λ_0 в районе 1.56 мкм. Синхронизация мод происходит в кольцевом резонаторе лазера на основе эффекта нелинейного вращения поляризации. Усилитель мощности выходного импульса включает в себя диод накачки, мультиплексор (WDM) и легированное эрбием волокно. Между резонатором и усилителем помещен оптический изолятор. Для блокирования спонтанной эмиссии и непоглощенного излучения накачки на выходе из источника установлен фильтр. Частота следования генерируемых импульсов составляет 80.9 МГц. Анализ автокорреляционной функции показывает, что огибающая импульсов имеет sech^2 -форму, их длительность в зависимости от усиления изменяется от 0.88 до 0.54 пс, при этом пиковая мощность импульса растет с 17 до 170 Вт.

Для исследований был взят отрезок неоднородного DSF-световода, изготовленный в Научном Центре волоконной оптики РАН. Его длина составляла 60 м, а внешний диаметр монотонно снижался от 86.9 мкм (на входе) до 86.1 мкм (на выходе). На рис.2 показаны зависимости дисперсии групповых скоростей (ДГС) световода от длины волны для указанных диаметров волокна. Видно, что на длине волны $\lambda_0 = 1.56$ мкм при уменьшении диаметра волокна аномальная ДГС β_2 снижается от -2.25 до -1.71 $\text{ps}^2/\text{км}$. Изменение β_2 по длине волокна задано экспоненциальным законом с показателем -4.5 km^{-1} . Параметр дисперсии третьего порядка (ДТП) $\beta_3(\omega_0) = 0.11$ $\text{ps}^3/\text{км}$, длина волны нулевой дисперсии находится в области 1.530–1.535 мкм. Оптические потери в световоде составляют менее 0.3 дБ/км, диаметр пятна моды на $\lambda_0 = 1.56$ мкм

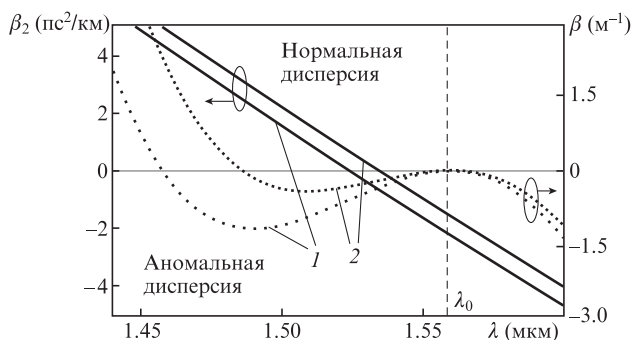


Рис.2. Зависимости ДГС исследуемого DSF-световода (сплошные линии) и дисперсионные кривые $\beta = \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3$ относительно несущей частоты импульса ω_0 , соответствующей $\lambda_0 = 1.56$ мкм (пунктирные кривые) для диаметра волокна 86.9 мкм (1) и 86.1 мкм (2).

равен 6 мкм, что соответствует коэффициенту нелинейности $\gamma \approx 3$ $\text{W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$.

Исследуемый световод пристыковывался к источнику, его выходной конец соединялся с автокоррелятором или спектроанализатором. На рис.3 показаны спектр и автокорреляционные функции излучения, полученные на выходе световода после инъекции в него импульса с длительностью 0.6 пс и пиковой мощностью 132 Вт. Видно, что на выходе DSF-световода генерируется излучение широкого (более 300 нм на уровне -30 дБ) спектра, состоящее из ярко выраженного отдельного импульса высокой пиковой мощности, группы импульсов малой пиковой мощности и дисперсионного излучения широкого спектра. Наблюдаемая картина, в принципе, соответствует результатам известных экспериментов по генерации суперконтинуума в DSF-световодах [8–10]. На рис.4 и 5 представлены спектральные зависимости и автокорреляционные функции, полученные на выходе неоднородного DSF-световода при различных длительностях τ_0 и пиковых мощностях P_0 импульса на выходе из усилителя (т.е. на входе DSF-световода). Длительность четко выраженного отдельного импульса излучения с максимальной пиковой мощностью составляла 0.14–0.15 пс, при этом максимальная мощность этого пика в зависимости от мощности входного импульса равна по оценке 505, 280 и 95 Вт.

Из рис.3 видно, что спектральные характеристики и автокорреляционные функции, измеряемые при прямом

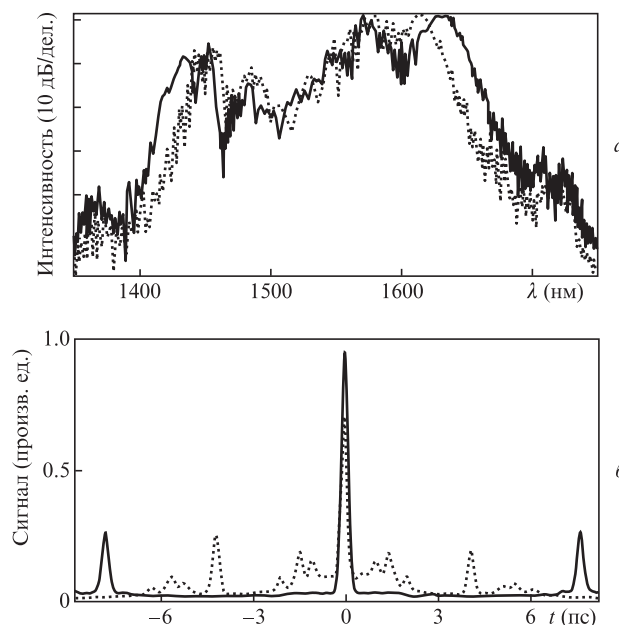


Рис.3. Спектры (а) и автокорреляционные функции (б) излучения на выходе неоднородного DSF-световода. Сплошные кривые – при прямом проходе волокна (от большего диаметра к меньшему), пунктирные – при обратном проходе.

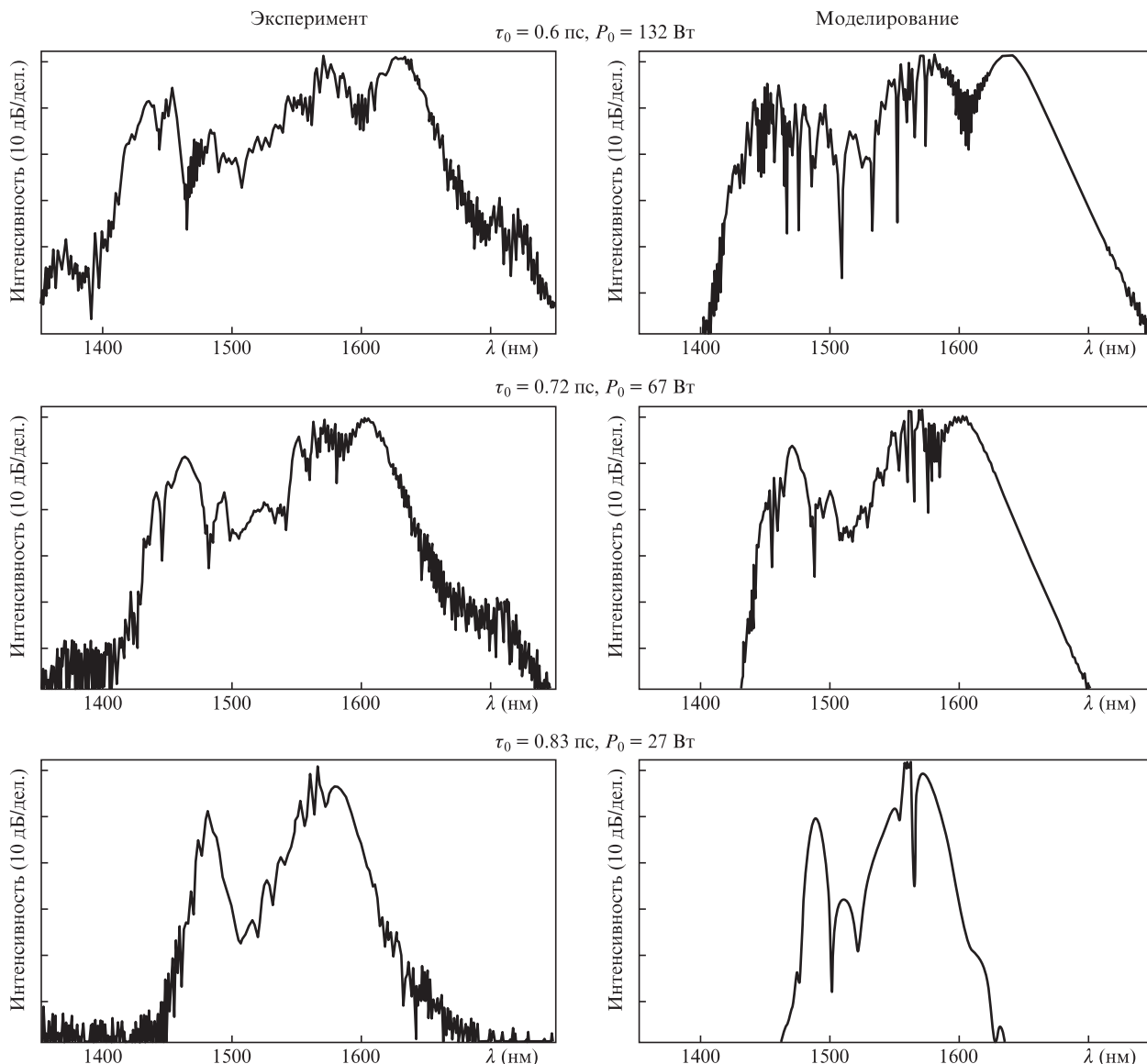


Рис.4. Экспериментальные (слева) и расчетные (справа) спектры, полученные на выходе DSF-световода при различных параметрах входного импульса.

и обратном распространении излучения по неоднородному световоду, существенно различаются, т. е. наблюдается эффект невзаимности.

3. Модель

Распространение субпикосекундного импульса излучения с несущей частотой ω_0 вдоль продольной координаты z неоднородного DSF-световода может быть описано при помощи обобщенного нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) для комплексной амплитуды $A(z, t)$ [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma(|A|^2 A + \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - \tau_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t}). \tag{1}$$

Здесь t – время в сопутствующей системе координат; γ – коэффициент нелинейности; τ_R – параметр ВКР. Диспер-

сионное разложение ограничим третьим порядком дисперсии, предполагая при этом, что по длине волокна изменяется только ДГС $\beta_2(z)$.

Из рис.2, в частности, можно видеть, что ДТП $\beta_3(\omega_0) = \partial\beta_2/\partial\omega|_{\omega=\omega_0}$ практически не изменяется с диаметром волокна. Для иллюстрации на рис.2 показана дисперсионная зависимость постоянной распространения волны малой амплитуды

$$\beta = \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3$$

в двух конечных точках световода. Отметим также, что малое изменение диаметра волокна практически не влияет на площадь моды, поэтому и зависимость параметра $\gamma(z)$ в модели можно полагать постоянной. Поглощением, вследствие его малости и небольшой длины световода, можно пренебречь. Анализ спектра исходного импульса позволяет нам считать, что его частотная модуляция незначительна, поэтому в качестве начальных условий модели входной импульс может быть задан в виде $A_0(t) =$

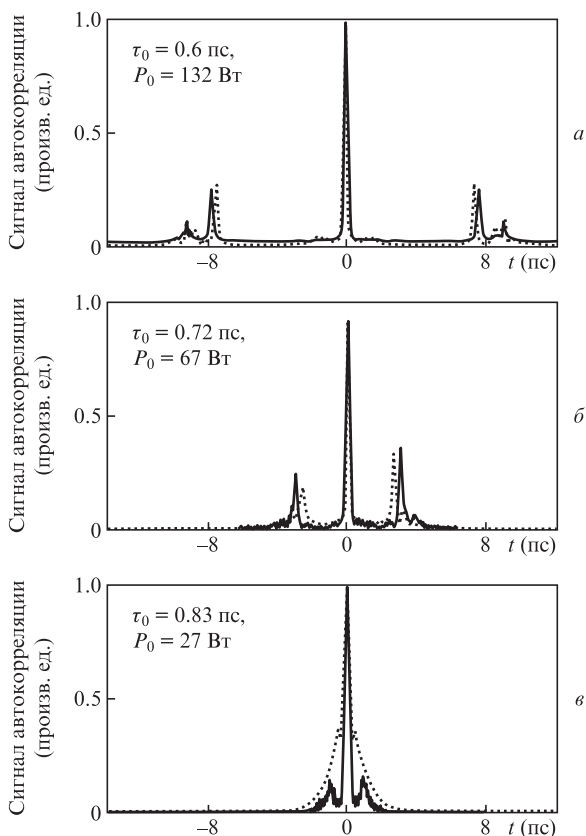


Рис.5. Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетные (пунктир) автокорреляционные функции, полученные на выходе DSF-световода при различных параметрах импульса, инжектируемого в световод.

$\sqrt{P_0} \operatorname{sech}(t/\tau_0)$. Для численного решения уравнения (1) использовался стандартный метод пошагового преобразования Фурье [1]. Предлагаемая модель позволяет рассмотреть полную картину эволюции импульса при его распространении. Результаты моделирования в сравнении с экспериментальными зависимостями приведены на рис.4 и 5.

Видно, что они находятся в хорошем согласии друг с другом. Это позволяет утверждать, что модель адекватно описывает проведенный эксперимент.

4. Обсуждение результатов

На рис.6 представлены результаты численного моделирования, демонстрирующие изменение временных и спектральных характеристик излучения при распространении по световоду начального импульса с длительностью $\tau_0 = 0.6$ пс и пиковой мощностью $P_0 = 132$ Вт. Можно выделить основные стадии эволюции начального импульса. На первом этапе импульс под действием фазовой самомодуляции (ФСМ) и аномальной дисперсии подвергается компрессии, его спектр сильно уширяется. На следующей стадии от основного импульса отделяется первый фундаментальный солитон. Далее он из-за воздействия ВКР распространяется отдельно, затем, на следующей стадии, отделяется следующий фундаментальный солитон и т. д. Этот процесс изучен довольно подробно [1, 2, 5, 20]. Первая стадия собственно и является N -солитонной компрессией, когда из начального импульса образуется узкий пик на широком пьедестале. Можно принять, что границей первой стадии является достижение максимальных пиковой мощности и ширины спектра. В случае постоянной дисперсии ($\beta_2(z) = \text{const}$) длина световода, на которой это происходит (длина распада), может быть оценена как [5]

$$L_{\text{fiss}} = \frac{L_d}{N} = \frac{\tau_0}{\sqrt{\gamma P_0 |\beta_2|}}, \quad (2)$$

где L_d – дисперсионная длина. Величина компрессии исходного импульса определяется, главным образом, его порядком N . Отметим, что интенсивность широкого пьедестала автокорреляционной функции также возрастает с порядком N [2, 21].

Распространяющиеся отдельно импульсы благодаря ВКР «выстраиваются» по величине пиковой мощности – наименьшей длительностью и наибольшей пиковой мощ-

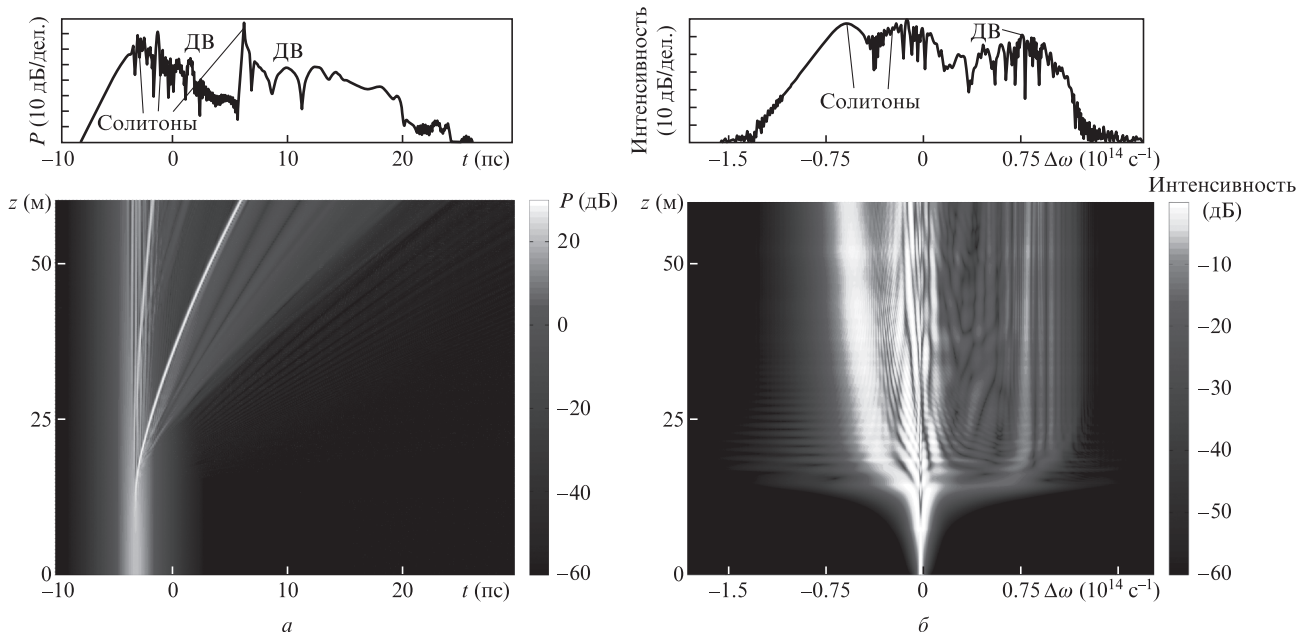


Рис.6. Результаты численного моделирования: эволюция временной огибающей (а) и эволюция спектра (б) начального импульса ($\tau_0 = 0.6$ пс, $P_0 = 132$ Вт) при распространении его по световоду; ДВ – дисперсионные волны.

ностью обладает первый отделившийся импульс [1, 20, 22]. По этой же причине происходит сдвиг спектра каждого отдельного импульса в сторону более длинных волн, самый заметный для импульса с максимальной пиковой мощностью. Каждый фундаментальный солитон в световоде с уменьшающейся по длине дисперсией $\beta_2(z)$ испытывает адиабатическую компрессию [16, 18, 19]. Однако сильная зависимость дисперсии DSF-световода от частоты $\beta_2(z, \omega) = \beta_2(z, \omega_0) + \beta_3(z, \omega_0)(\omega - \omega_0)$ приводит к важным следствиям. ВКР-сдвиг вызывает смещение спектра солитона в сторону длинных волн и большей аномальной дисперсии. В итоге можно записать условие на скорость снижения β_2 по длине световода, необходимую для компрессии фундаментального солитона (ω_s – центральная частота спектра солитона) [18]:

$$\left| \frac{\partial \beta_2}{\partial z} \right| > -\beta_3 \frac{\partial \omega_s}{\partial z}. \quad (3)$$

Если скорость снижения дисперсии по длине световода не удовлетворяет этому условию, адиабатическая подстройка солитона под «локальную» аномальную дисперсию $\beta_2(z, \omega)$ приводит (вследствие солитонной формулы) к росту длительности τ и падению пиковой мощности P : $\tau = 2\beta_2/\gamma W$, $P = \gamma W/4\beta_2$, где W – энергия солитона.

На рис.7.а показано изменение максимальной пиковой мощности излучения при распространении по световоду различных начальных импульсов, порядки импульсов N_0 вычислены в начальной точке при $\beta_2 = -2.25$ пс²/км. Начальная длительность и пиковая мощность соответствуют рассмотренным ранее при анализе численной модели. Максимальной компрессии начального импульса соответствует область, координаты которой приближенно могут быть найдены из соотношения (2). Затем, после распада импульса, происходит изменение пиковой мощности $P(z)$ первого отделившегося солитона. Быстрые изменения $P(z)$ связаны со взаимодействием солитона с оставшейся частью импульса. При продвижении солитона амплитуда колебаний снижается.

На рис.7.б, в показано, как изменяется пиковая мощность $P(z)$ при распространении начального импульса в световоде с постоянной дисперсией и различной скоростью ее снижения по длине $\beta_2(z) = \beta_2(0)\exp(-\mu z)$. На рис.7.б представлены результаты для начального импульса меньшей мощности ($N_0 \approx 5$), при этом для получения полной картины моделирование продолжено за пределы фактической длины световода $L = 60$ м. Видно, что вследствие большего локального значения β_2 в световоде с постоянной дисперсией N -солитонная компрессия происходит раньше, и достигаемая при этом пиковая мощность выше, чем в световоде с уменьшающейся по длине β_2 . Сравнив изменения пиковой мощности в световодах с различной скоростью снижения $\beta_2(z)$ по длине, отметим, что адиабатическая компрессия лишь несколько снижает эффект роста дисперсии из-за ВКР-смещения. То же справедливо и для рис.7.в, однако при более высоком порядке N начального импульса сильнонелинейный процесс N -солитонной компрессии обеспечивает появление более мощного пика с более широким спектром. ВКР-смещение происходит с еще большей скоростью, сильно зависящей от ширины спектра солитона $\Delta\omega_s$: $d\omega_s/dz \propto \beta_2\Delta\omega_s^2$ [1, 20], и практически полностью подавляет компрессию, вызванную продольным снижением дисперсии.

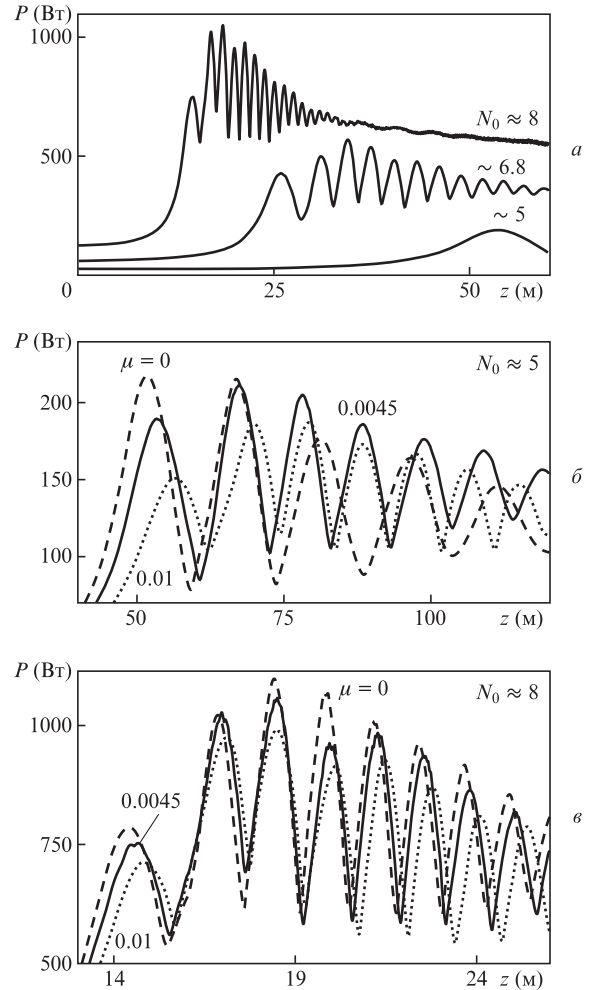


Рис.7. Результаты численного моделирования: изменение максимальной пиковой мощности при распространении по световоду различных начальных импульсов с параметрами $P_0 = 132$ Вт, $\tau_0 = 0.6$ пс ($N_0 \approx 8$), $P_0 = 67$ Вт, $\tau_0 = 0.72$ пс ($N_0 \approx 6.8$) и $P_0 = 27$ Вт, $\tau_0 = 0.83$ пс ($N_0 \approx 5$) (а), а также изменение максимальной пиковой мощности при распространении начального импульса с параметрами $P_0 = 27$ Вт, $\tau_0 = 0.83$ пс по световоду с различной скоростью снижения дисперсии $\beta_2(z)$ (б) и то же при $P_0 = 132$ Вт, $\tau_0 = 0.6$ пс (в).

Таким образом, можно сделать вывод, что для импульсов с порядком солитонов $N \geq 5$ использование для N -солитонной компрессии световода со снижающейся дисперсией неэффективно. Более того, при заданном значении $\beta_3 = 0.11$ пс³/км следующая стадия адиабатической компрессии фундаментального солитона также не является эффективной. Для сжатия солитонов с полученной пиковой мощностью необходимо использовать световоды с уменьшающейся дисперсией и пониженной ДТП, (так называемые световоды с «уплощенной» дисперсией) [23, 24]. Одним из возможных направлений дальнейших экспериментов является использование каскадных схем, где N -солитонная компрессия происходит в световоде с постоянной дисперсией, а следующие стадии связаны с адиабатической компрессией фундаментальных солитонов в световоде с уменьшающейся дисперсией.

Помимо компрессии, важнейшим эффектом при распространении импульса по световоду является перекачка его энергии в низкоамплитудное фоновое излучение. Этот резонансный процесс обычно называют генерацией дисперсионных волн. Условием генерации волны малой мощности на частоте ω_{DW} является фазовый синхронизм

между солитоном и дисперсионным излучением: $\beta_s(\omega_{DW}) = \beta_{DW}(\omega_{DW})$, где β_s, β_{DW} – константы распространения солитона и дисперсионных волн. В пренебрежении высшими порядками дисперсии условие генерации дисперсионных волн можно записать как [4, 25, 26]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}\beta_2(\omega_0)(\omega_{DW} - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega_0)(\omega_{DW} - \omega_0)^3 \\ & = \beta_{s0} + \beta_{s1}(\omega_s)(\omega_{DW} - \omega_s) + \gamma P/2. \end{aligned} \quad (4)$$

Процесс достижения фазового синхронизма показан на рис.8. Из рис.8,а видно, что в световоде с постоянной дисперсией частота генерации дисперсионных волн солитоном ω_{DW} (черные точки 1, 2) постоянно сдвигается в сторону более коротких волн из-за ВКР-смещения солитона и возрастания его групповой скорости $\beta_{s1}(\omega_s) = \partial\beta/\partial\omega|_{\omega_s}$. При этом следует отметить, что интенсивность возбуждаемых дисперсионных волн снижается из-за удаления центральной частоты солитона ω_s от частоты генерации ω_{DW} , т.к. амплитуда излучения пропорциональна $\exp(-a^2|\omega_{DW} - \omega_s|)$, где $a = \text{const}$, причем $|\omega_{DW} - \omega_s| \propto z$ [25].

На рис.8,б этот процесс рассмотрен для двух точек световода с уменьшающейся дисперсией $\beta_2(z)$. Состояния 1' и 2' отвечают двум точкам световода ($z(2') > z(1')$) с разными значениями аномальной дисперсии ($\beta_2(1') = -2 \text{ пс}^2/\text{км}$, $\beta_2(2') = -1.5 \text{ пс}^2/\text{км}$) и растущему ВКР-смещению генери-

рующего солитона ($\omega_{s1} > \omega_{s2}$). Снижение аномальной дисперсии при его перемещении вдоль световода обеспечивает сдвиг частоты нулевой дисперсии (точки перегиба дисперсионной кривой) в сторону длинных волн и смещение частоты ω_{DW} .

Важным отличием от случая однородного световода является снижение разности $\omega_{DW} - \omega_s$, которое происходит не только из-за смещения ω_{DW} , но и вследствие снижения скорости солитона $\beta_{s1}(\omega_s)$. Таким образом, дисперсионное излучение в световоде с уменьшающейся величиной $\beta_2(z)$ по сравнению со световодом с постоянной дисперсией должно обладать более однородным спектром с повышенной интенсивностью в области между коротковолновым краем спектра и его солитонной областью (длинноволновой границей). Это утверждение в дальнейшем будет проверено при помощи численного моделирования.

Поставим следующую задачу: в заданных условиях вытяжки световода, т.е. при определенном значении начальной ДГС $\beta_{20} = \beta_2(\omega_0)$ и заданной ДТП β_3 найти скорость изменения ДГС по длине, обеспечивающую наиболее интенсивную генерацию дисперсионных волн при сохранении ширины спектра. При этом необходимо учесть возможность инъекции начальных импульсов с различной энергией. Для решения этой задачи ограничимся рассмотрением световодов с линейной зависимостью ДГС: $\beta_{20}(z) = \beta_{20}(1 - \theta z/L)$, где $\theta > 0$ – показатель снижения ДГС. Рассмотренная выше численная модель распространения импульса сохраняет свою адекватность. Критическим в ее применении является изменение по длине коэффициента нелинейности γ , однако, как показывает практика, в световодах данного типа изменение внешнего диаметра, приводящее к изменению ДГС, слабо влияет на величину площади моды, определяющей γ . При изменении диаметра световода от 80 до 88 мкм, что соответствует планируемому изменению ДГС на длине волны $\lambda = 1.56 \text{ мкм}$ в пределах $\beta_{20} \in (-2.5 \div 1) \text{ пс}^2/\text{км}$, параметр γ изменяется в пределах 3%, что позволяет в модели пренебречь его изменениями [24].

Зафиксируем параметры ДТП и начальной ДГС световода на уровне $\beta_3 = 0.11 \text{ пс}^3/\text{км}$ и $\beta_{20} = -2.25 \text{ пс}^2/\text{км}$, соответствующем экспериментальному образцу. Выбор β_{20} представляется оптимальным, т.к. позволяет совместить начальное значение ДГС, обеспечивающее высокий порядок солитона N , с возможностью существенного снижения ДГС по длине в диапазоне аномальной дисперсии. Как уже говорилось, величина β_3 играет важную роль в определении характеристик распространяющегося излучения. Их зависимость от значения ДТП будет рассмотрена ниже.

От качественного (рис.8) перейдем к количественному анализу характеристик суперконтинуума, генерированного в различных световодах с изменяющейся дисперсией. На рис.9 показаны характеристики суперконтинуума в световодах с разной скоростью снижения ДГС для двух различных начальных импульсов, полученные в результате численных экспериментов. На рис.9,а,б показан характер изменения ширины спектральной полосы в пределах -30 дБ (внутри этой полосы интенсивность спектра может опускаться и ниже указанного уровня). Обращаем внимание на то, что хотя ширины спектра в световодах с различной скоростью снижения ДГС θ достаточно близки, при заданном значении $\beta_3 = 0.11 \text{ пс}^3/\text{км}$ суперконтинуум в световодах с меньшими θ обладает большей ши-

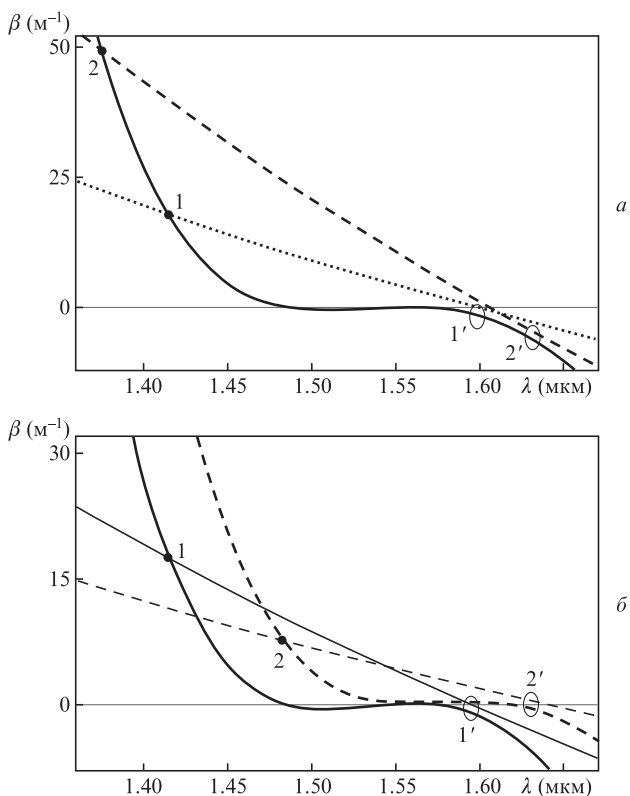


Рис.8. Выполнение условий фазового синхронизма при генерации дисперсионных волн для световода с постоянной дисперсией (сплошная линия – дисперсионная кривая $\beta(\omega)$, пунктирная и штриховая линии – дисперсионные зависимости солитонного импульса $\beta_s = \beta_{s0} + \beta_{s1}(\omega_s)(\omega - \omega_s) + \gamma P/2$ в точках световода $z_1 < z_2$ с растущим ВКР-смещением солитона ($\omega_{s1} > \omega_{s2}$) (а) и для световода с уменьшающейся аномальной ДГС (сплошные линии соответствуют координате $z(1')$, штриховые – координате $z(2') > z(1')$; линии большей толщины – дисперсионные кривые линейных волн резонансного излучения, тонкие линии – дисперсионные зависимости солитона) (б).

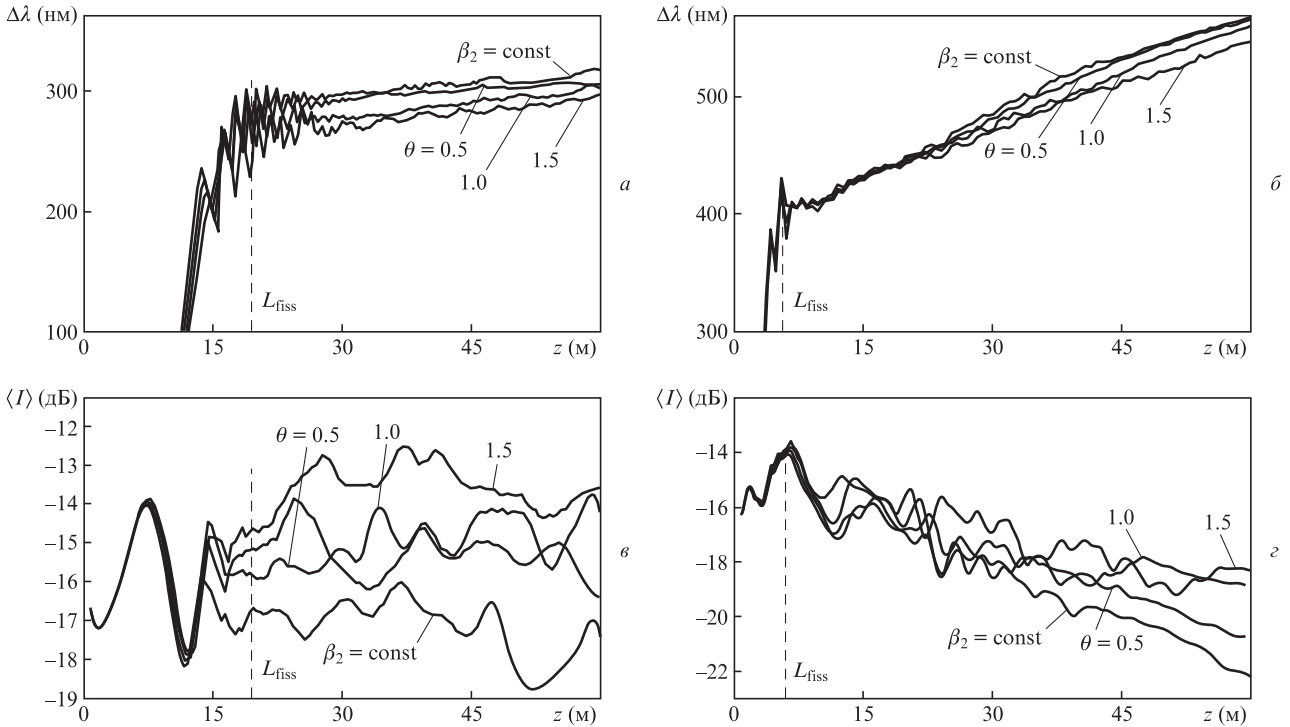


Рис.9. Результаты численного моделирования: ширина суперконтинуума, генерируемого в световоде с уменьшающейся ДГС $\beta_2 = \beta_{20}(1 - \theta z/L)$, $L = 60$ м по уровню -30 дБ в зависимости от продольной координаты (а, б), а также средний логарифм интенсивности спектра внутри указанной полосы (в, г). Параметры начального импульса: $\tau_0 = 0.6$ пс, $P_0 = 132$ Вт (а, б) и $\tau_0 = 0.3$ пс, $P_0 = 528$ Вт (в, г).

риной, что объясняется меньшей скоростью смещения первого отделившегося солитона ($d\omega_s/dz \propto |\beta_2|$). Отметим также, что для генерации широкого спектра длина световода должна превышать длину отделения L_{fiss} , и то, что импульс с большей пиковой мощностью обеспечивает более широкий спектр. Это вызвано сильным ВКР-смещением первого отделившегося солитона с высокой пиковой мощностью и широким спектром. Напоминаем, что скорость смещения сильно зависит от ширины спектра $\Delta\omega_s$: $d\omega_s/dz \propto \Delta\omega_s^4$. Для менее мощного начального импульса эти эффекты выражены значительно слабее, и ширина суперконтинуума возрастает с длиной световода значительно медленнее.

Свойства спектрального распределения суперконтинуума можно охарактеризовать логарифмом относительной интенсивности (в дБ)

$$I(\omega) = 10 \lg \left(\frac{|\tilde{A}(\omega)|^2}{\max |\tilde{A}(\omega)|^2} \right) \leq 0.$$

Распределение этой случайной величины дает представление о среднем уровне интенсивности суперконтинуума. Использование логарифмического масштаба позволяет оценить интенсивность дисперсионного излучения, нивелирующегося на фоне солитонных импульсов при рассмотрении относительной интенсивности $|\tilde{A}(\omega)|^2 / \max |\tilde{A}(\omega)|^2$. На рис.9, в и г отложены изменения по длине среднего логарифма интенсивности спектра

$$\langle I \rangle = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \int_{\omega_1}^{\omega_2} I(\omega) d\omega = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \sum_{\omega_k} I(\omega_k) \Delta\omega_k \quad (5)$$

внутри указанной полосы. Точки ω_2, ω_1 являются крайними правой и левой точками спектра, в которых выполня-

ется условие $I(\omega) = -30$ дБ. Заметим, что для упрощения читаемости рисунка быстрые флуктуации были усреднены.

В зависимости $\langle I \rangle$ от z обнаружена следующая закономерность: появление в спектре новой полосы резонансного излучения соответствует участку возрастания $\langle I \rangle$. При этом изменение $\Delta\langle I \rangle$ пропорционально величине $I(\omega_k)$, связанной с новой полосой резонансного излучения с частотой ω_k . Участки роста чередуются с участками спада $\langle I \rangle$, что обусловлено как периодическим изменением характеристик солитона, так и общим уширением интервала отделивания $\Delta\lambda$. Из рис.9, г для $\theta \leq 1$ видно, что окончание генерации резонансных полос первым отделившимся солитоном и установление его параметров приводит к асимптотически гладкому снижению $\langle I \rangle$ по z , определяемому ростом $\Delta\lambda$. Для рис.9, в и г при $\theta = 1.5$ асимптотика еще не установилась, но наблюдаемые результаты позволяют сделать следующий вывод: вследствие того, что в световодах с уменьшающейся ДГС полосы дисперсионного излучения более многочисленны (рис.8) и обладают более высокой средней интенсивностью (рис.9), генерируемый в них суперконтинуум имеет более однородную структуру, что крайне важно для большинства приложений.

Еще более значительных результатов в генерации суперконтинуума можно добиться, если решить проблему контроля ДТП в кварцевых DSF-световодах с изменяющейся по длине ДГС. Как уже говорилось выше, известные способы ее решения состоят в использовании технологии волокон с уплощенной дисперсией [23, 24].

Характеристики суперконтинуума в световодах с различными β_3 при заданной скорости снижения ДГС по длине $\theta = 1$ приведены на рис.10, а. При снижении ДТП до 0.04 пс³/км можно наблюдать генерацию достаточно однородного суперконтинуума шириной более 500 нм. Отметим, что правая часть рис.10, а демонстрирует уши-

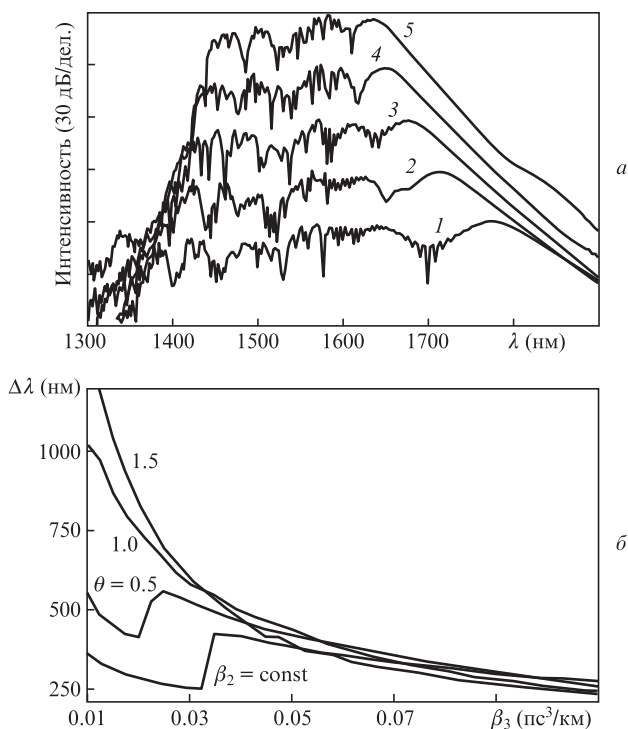


Рис.10. Результаты численного моделирования: спектры, полученные на выходе световодов длиной $L = 60$ м с уменьшающейся ДГС $\beta_2 = \beta_{20}(1 - \theta z)$, $\theta = 1$, для начального импульса с $\tau_0 = 0.6$ пс и $P_0 = 132$ Вт при $\beta_3 = 0.04$ (1), 0.06 (2), 0.08 (3), 0.1 (4) и 0.12 (5) пс³/км (а), а также ширина суперконтинуума по уровню -30 дБ, генерируемого в световоде длиной $L = 40$ м с изменяющейся ДГС $\beta_2 = \beta_{20}(1 - \theta z/L)$, в зависимости от ДТП.

рение спектра первого отделившегося фундаментального солитона со снижением β_3 , т.е. уменьшение его длительности и рост пиковой мощности. Это означает, что в световодах с малой величиной β_3 начинает эффективно работать упоминавшийся механизм адиабатической компрессии солитона. Рост ширины спектра первого и последующих отделившихся солитонов при их распространении по световоду приводит к генерации новых полос резонансного излучения, а также к повышению однородности и ширины суперконтинуума.

Ширины суперконтинуума в контрольной полосе -30 дБ в световодах с различной скоростью снижения ДГС при разных ДТП приведены на рис.10.б. При малом значении β_3 частота солитона ω_s удаляется от частоты генерируемых волн ω_{DW} , в результате чего снижается эффективность их генерации. В случае однородного световода интенсивность дисперсионных волн столь низка, что в пределы уровня -30 дБ они попадают только при $\beta_3 > 0.035$ пс³/км. Этому соответствует характерная «ступенька» на кривой $\beta_2 = \text{const}$. Тем не менее эффективная компрессия отделившегося солитона в световодах с высокой степенью снижения ДГС ($\theta > 1$) обеспечивает возможность генерации им широких полос резонансного излучения даже при большой разности частот $\omega_{DW} - \omega_s$. Как можно видеть, в этом случае ширина суперконтинуума в световодах с уменьшающейся ДГС на несколько сотен нанометров в контрольной полосе превышает его ширину в однородном световоде. С увеличением ДТП солитонная и дисперсионная части спектра сближаются, и при этом восстанавливается картина, наблюдавшаяся на рис.9.а, б: ширины спектров неоднородных по длине световодов и световода с постоянной ДГС примерно одинаковы. Таким

образом, можно сказать, что минимизация ДТП в световодах с уменьшающейся ДГС обеспечивает значительное повышение эффективности генерации суперконтинуума в этих световодах.

5. Заключение

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование распространения N -солитонных импульсов в световоде с медленно убывающей смещенной аномальной дисперсией. Экспериментально показано, что при инъекции в световод импульсов субпикосекундной длительности с пиковой мощностью, соответствующей порядку солитона $N \approx 8$, на выходе наблюдается спектр излучения шириной около 320 нм по уровню -30 дБ. При распространении импульса в прямом и обратном направлениях обнаружен эффект «невзаимности», заключающийся в сужении спектра и снижении пиковой мощности основного пика излучения при проходе световода в обратном направлении.

На основе обобщенного НУШ построена адекватная численная модель распространения излучения в используемом световоде. Проведено численное моделирование эффектов N -солитонной компрессии и генерации дисперсионного излучения в световодах рассматриваемого типа, результаты которого показывают, что для повышения интенсивности дисперсионного излучения в подобных световодах необходимо обеспечить существенное изменение ДГС по длине. Так, для линейного профиля $\beta_{20}(z) = \beta_{20}(0)(1 - \theta z/L)$ ($\beta_{20} \sim -2.5$ пс²/км) необходимо иметь параметр снижения $\theta \geq 1$ при длине световода $L \sim 30$ м и более. Самые амбициозные результаты могут быть получены при вытяжке световодов с уменьшающейся уплощенной ДГС. Эффект адиабатического солитонного сжатия обеспечивает значительное уширение суперконтинуума с сохранением средней интенсивности и высокой однородности спектра. Как показывает моделирование, источник средней мощности при снижении ДТП до уровня $0.03 - 0.04$ пс³/км может обеспечить ширину суперконтинуума в телекоммуникационном диапазоне более 700 нм, что крайне привлекательно для разработки систем разделения каналов. Результаты работы в дальнейшем будут использованы при разработке технических заданий на изготовление неоднородных световодов для экспериментов по генерации оптического суперконтинуума телекоммуникационного диапазона.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (в рамках Государственного задания и проекта №14.Z50.31.0015). А.А.Сысолятин поддержан РФФИ (грант №14-02-00856).

1. Agrawal G. *Nonlinear Fiber Optics* (Burlington: Academic Press, 2007).
2. Mollenauer L., Tomlinson W., Stolen R., Gordon J. *Opt. Lett.*, **8**, 289 (1983).
3. Wai P.K.A., Menyuk C.R., Chen H.H., Lee Y.C. *Opt. Lett.*, **13**, 628 (1987).
4. Желтиков А.М. *УФН*, **176**, 623 (2006).
5. Dudley J.M., Genty G., Coen S. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 1135 (2006).
6. Morioka T., Mori K., Saruwatari M. *Electron. Lett.*, **29**, 862 (1993).
7. Okuno T., Onishi M., Kashiwada T., Ishikawa S., Nishimura M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 1385 (1999).
8. Hori T., Nishizawa N., Goto T., Yoshida M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 1969 (2004).
9. Gu Y., Zhan L., Deng D.D., Wang Y.X., Xia Y.X. *Laser Phys.*, **20**, 1459 (2010).

10. Moon S., Kim D. *Opt. Express*, **14**, 270 (2006).
11. Hirooka T., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **29** (5), 498 (2004).
12. Finot C., Barviau B., Millot G., Guryanov A., Sysolyatin A., Wabnitz S. *Opt. Express*, **15** (24), 85824 (2007).
13. Korobko D., Okhotnikov O., Sysolyatin A., Yavtushenko M., Zolotovskii I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 582 (2013).
14. Zolotovskii I.O., Korobko D.A., Sementsov D.I., *Phys. Wave Phenomena*, **21**, 110 (2013).
15. Kruglov V.I., Peacock A.C., Harvey J.D. *Phys. Rev. E*, **71**, 056619 (2005).
16. Korobko D., Okhotnikov O., Zolotovskii I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2377 (2013).
17. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Охотников О. Г., Сысолятин А.А., Фотиади А.А. *Квантовая электроника*, **42**, 828 (2012).
18. Chernikov S.V., Mamyshev P.V. *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 1633 (1991).
19. Chernikov S., Richardson D., Payne D., Dianov E. *Opt. Lett.*, **18**, 476 (1993).
20. Tai K., Bekki N., Hasegawa A. *Opt. Lett.*, **13** (5), 392 (1988).
21. Дианов Е.М., Мамышев П.В., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **15**, 5 (1988).
22. Kutz J., Lynge C., Eggleton B. *Opt. Express*, **13**, 3989 (2005).
23. Tamura K.R., Nakazawa M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 319 (1999).
24. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шальгин М.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 265 (2003).
25. Skryabin D.V., Luan F., Knight J.C., Russell P.S. *Science*, **301**, 1705 (2003).
26. Skryabin D.V., Gorbach A.V., in *Supercontinuum Generation in Optical Fibers* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010, p. 178).