



УДК 535.2:621.391

## МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ В ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИСКРЕТНОГО СОЛИТОННОГО СПЕКТРА

А. И. Конюхов, П. А. Маврин, Е. В. Щуркин

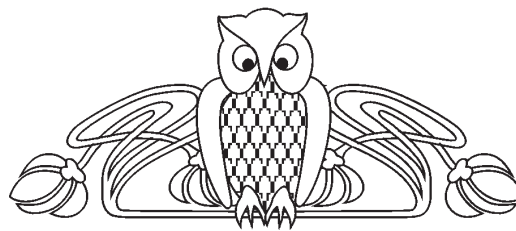
Конюхов Андрей Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала ИРЭ имени В. К. Котельникова РАН, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского; старший научный сотрудник лаборатории нелинейной оптики, Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН (Москва), kai@optics.sgu.ru

Маврин Петр Анатольевич, студент 1-го курса магистратуры, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, mra95@mail.ru

Щуркин Евгений Владимирович, студент 1-го курса магистратуры, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, haifisch1986@gmail.com

**Объект исследования.** Нелинейное преобразования Фурье для лазерных импульсов, распространяющихся в оптических волокнах, позволяет анализировать солитонную составляющую сигнала. Оптические солитоны описываются набором параметров, образующих так называемый дискретный солитонный спектр. В настоящее время обработка данных с использованием нелинейного преобразования Фурье осуществляется при помощи электронно-цифровых устройств. При передаче информации при помощи оптических солитонов кодирование каналов может реализовываться при помощи изменения параметров солитонов или так называемого солитонного спектра, который рассчитывается при помощи нелинейного преобразования Фурье. В работе рассмотрена передача данных при помощи модуляции дискретной части солитонного спектра.

**Цель.** Разработка способа модуляции дискретной составляющей солитонного спектра с использованием специальных оптических волокон. **Использованные методы и подходы.** В работе проанализировано взаимодействие оптических солитонов в волокне с периодическим изменением диаметра. Использовалось численное моделирование на основе нелинейного уравнения Шредингера. Дискретный солитонный спектр рассчитывался на основе данных обратной задачи рассеяния. **Основные результаты.** Предложена схема уплотнения каналов в оптоволоконных линиях связи, работающих с использованием нелинейного преобразования Фурье. Показано, что управление дискретным солитонным спектром может быть реализовано при помощи оптического волокна, имеющего периодическую модуляцию дисперсии вдоль его длины. Изменение расстояния между исходными солитонами, периода модуляции волокна позволяет создавать солитонные пары с уникальным дискретным солитонным спектром. Этот эффект можно использовать для кодирования сигнала оптическими методами.



**Ключевые слова:** оптический солитон, обратная задача рассеяния, нелинейное преобразование Фурье, мультиплексирование каналов связи.

DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-1-16-22

### Введение

Системы оптоволоконных каналов связи составляют основу глобальных телекоммуникационных сетей и в настоящее время осуществляют передачу более 99% мирового информационного трафика [1]. Системы связи реализуются как многоканальные системы, используя различные методы уплотнения каналов (мультиплексирование). Уплотнение каналов позволяет организовать передачу данных от нескольких независимых абонентов. Сигналы сообщений всех каналов смешиваются на передающем пункте и поступают в линию. На приемном пункте сигналы снова разделяются и преобразуются в независимые сообщения. В оптических линиях связи применяют временной, частотный, кодовый и комбинированный методы разделения каналов [1, 2]. Быстрое увеличение скорости передачи данных в основных системах волоконной связи в настоящее время приближается к пределам технологий передачи, многие из которых были первоначально разработаны для линейных (радио) каналов связи [2]. Предел спектральной эффективности канала накладывается нелинейностью волокон [3, 4]. Поэтому использование «линейных методов» при передаче данных по реальному оптоволокну ограничено нелинейными свойствами среды. Увеличение мощности сигнала для улучшения отношения сигнал/шум приводит к нелинейному искажению сигнала. Таким образом, нелинейность является важным компонентом в разработке усовершенствованных волоконно-оптических систем связи, но инженеры, как правило, стараются уменьшить влияние нелинейности из-за сложности контроля нелинейного сигнала.

Существует очевидная необходимость в разработке новых подходов к кодированию, передаче



и обработке информации в каналах волоконной связи, которые учитывали бы нелинейные свойства оптического волокна. В оптических волокнах нелинейность керровского типа совместно с аномальной дисперсией второго порядка могут приводить к формированию устойчивых импульсов – солитонов. Солитоны не изменяют своей формы при распространении на большие расстояния и являются привлекательными объектами для организации скоростных линий связи. Однако принципиальным ограничением в использовании солитонов является их взаимодействие [3, 5]. Два синфазных солитона притягиваются друг к другу, что приводит к изменению временного интервала между импульсами. Однако данное обстоятельство может быть преодолено с использованием нелинейного солитонного спектра. Солитонные параметры, являющиеся решением обратной задачи рассеяния, не изменяются при упругом взаимодействии солитонов и могут быть использованы для кодирования каналов связи. Впервые такой подход был предложен в работе [6]. Солитонный спектр можно получить из решения обратной задачи рассеяния, поставленной для нелинейного уравнения Шредингера [5, 6]. Процедура нахождения солитонного спектра получила название нелинейного преобразования Фурье [7, 8]. Солитонный спектр содержит непрерывную часть, связанную с дисперсионными волнами, и дискретную часть, соответствующую отдельным солитонам. Было показано, что для организации канала связи можно использовать как непрерывную [9], так и дискретную часть солитонного спектра [10].

Для организации нескольких каналов требуется реализовать наборы импульсов с различным дискретным солитонным спектром. В настоящее время такие импульсы синтезируются при помощи цифровых электронных устройств. Минимальная длительность таких импульсов – несколько наносекунд, что существенно ограничивает скорость передачи данных. Для пикосекундных импульсов требуются полностью оптические методы. Для реализации набора импульсов с заданным дискретным солитонным спектром предлагается способ, основанный на разделении солитонных импульсов в оптическом волокне с периодическим изменением дисперсии [11]. Предложена схема с временным разделением каналов.

Структура статьи следующая. В первом разделе рассмотрены нелинейное уравнение Шредингера и дискретный солитонный спектр.

Во втором разделе представлен способ изменения дискретной составляющей солитонного спектра. В третьем разделе предложена схема мультиплексирования каналов передачи данных. В заключении дано резюме полученных результатов и перспективы их применения.

### 1. Нелинейное уравнение Шредингера и дискретный солитонный спектр

Солитон представляет собой одно из решений нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) [3, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} = i\gamma |A|^2 A(z, \tau), \quad (1)$$

где  $A(z, \tau)$  – комплексная огибающая амплитуды электрического поля,  $z$  – дистанция распространения,  $\tau$  – время в бегущей системе координат  $\tau = t - z/u$ ,  $u = (\partial\omega / \partial\beta)$  – групповая скорость импульса, рассчитанная для несущей частоты импульса  $\omega_0$ ,  $\beta$  – постоянная распространения основной моды оптоволоконна,  $\beta_2 = (\partial^2\beta / \partial\omega^2)$  – коэффициент дисперсии второго порядка [5, глава 1], определенный для несущей частоты импульса  $\omega_0$ ,  $\gamma = (\omega_0/c)n_2/A_{eff}$  – эффективный коэффициент керровской нелинейности волокна,  $n_2$  – нелинейный показатель преломления материала,  $A_{eff}$  – эффективная площадь основной моды оптоволоконна [3, 5]. Для нахождения солитонных решений (1) необходимо воспользоваться методом обратной задачи рассеяния [5, 8]. Для потенциала  $q(\tau) = A(z, \tau)(\gamma / \beta_2)^{1/2}$ , заданного при фиксированном  $z$ , решается система дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial v_1}{\partial \tau} - q(\tau)v_1 = -i\lambda v_2, \quad \frac{\partial v_2}{\partial \tau} - q^*(\tau)v_2 = i\lambda v_1, \quad (2)$$

где  $v_{1,2}(z, \tau)$  – собственные функции,  $\lambda$  – комплексное собственное значение (спектральный параметр), “\*” обозначает комплексное сопряжение. При численном решении системы (3) потенциал  $q(\tau)$  задан на конечном интервале  $T_1 \leq \tau \leq T_2$ . Система (2) решается при начальных условиях  $v_1(T_1, \lambda) = \exp(-i\lambda T_1)$ ,  $v_2(T_1, \lambda) = 0$ . Коэффициенты матрицы рассеяния определяются как  $a(\lambda) = v_1(T_2, \lambda)\exp(i\lambda T_2)$  и  $b(\lambda) = v_2(T_2, \lambda)\exp(-i\lambda T_2)$ . Дискретные значения  $\lambda_j$ , являющиеся корнями уравнения  $a(\lambda_j) = 0$ , представляют собой дискретный солитонный спектр. Каждое решение  $\lambda_j$  соответствует солитону. В общем случае полное поле является нелинейной суперпозицией таких



солитонов. Для пояснения физического смысла параметра  $\lambda_j$  отметим, что если групповые скорости всех солитонов различны, то при  $z \rightarrow \infty$

$$A(z, \tau) = \sum_{j=1}^N A_j \operatorname{sech} \left[ \frac{u_j}{2} (\tau - z \cdot v_j) \right] \exp \left[ i \left( \phi_0 + \frac{v_j}{2} \tau + \frac{u_j^2 - v_j^2}{4} z \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $A_j = 2\tau_0(|\beta_2|/\gamma)^{1/2} \operatorname{Im}(\lambda_j)$  – амплитуда солитона,  $v_j = 2\tau_0^{-1} \operatorname{Re}(\lambda_j)$  определяет сдвиг частоты солитона  $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 2v_j$  где  $\omega_0$  – несущая частота солитона,  $u_j = 2\tau_0^{-1} \operatorname{Im}(\lambda_j)$ ,  $\phi_0$  – начальная фаза. Импульс, заданный в виде

$$A(0, \tau) = (N/\tau_0) \sqrt{|\beta_2|/\gamma} \operatorname{sech}(\tau/\tau_0), \quad (4)$$

имеет корни  $\lambda_j = i(N - j + 1/2)$ , где  $j = 1, 2, \dots$ . При этом  $j < N + 1/2$ . Поскольку солитонный спектр (4) представлен чисто мнимыми числами, то несущие частоты всех солитонов совпадают и все солитоны распространяются с одинаковыми групповыми скоростями, сохраняя волновой пакет. При изменении действительной части  $\operatorname{Re}(\lambda_j)$  несущая частота изменяется и за счет дисперсии изменяется групповая скорость солитона. Такой солитон отделяется от основного пакета. Отметим, что в классическом НУШ величины  $\lambda_j$  сохраняются при распространении и взаимодействии солитонов. Тогда как расстояние между солитонами и их фазы могут изменяться. Именно факт сохранения параметров  $\lambda_j$  в нелинейных оптических волокнах является ключевым для использования в солитонных системах уплотнения каналов [6–10].

## 2. Способ изменения дискретной составляющей солитонного спектра

Известно, что волокно с периодическим изменением дисперсии позволяет разделять оптический солитон высшего порядка  $N > 1.5$  (4) на несколько отдельных импульсов [11]. Возможно объединение солитонов в интенсивный импульс [12]. Рассмотрим возможность изменения параметров  $\lambda_j$  для двух синфазных солитонов. Начальное поле зададим в виде

$$A(z, \tau) = A_0 \operatorname{sech}(\tau/\tau_0 + T) + A_0 \operatorname{sech}(\tau/\tau_0 - T), \quad (5)$$

где  $\tau_0$  – длительность импульса,  $T$  – безразмерный параметр, определяющий расстояние между начальными импульсами,  $A_0 = (1/\tau_0) \sqrt{|\beta_2|/\gamma}$  – амплитуда односолитонного импульса. Для

поля этих солитонов не будут перекрываться и полное поле можно представить суммой отдельных импульсов:

НУШ (1) существует асимптотическое решение с двумя спектральными параметрами обратной задачи рассеяния

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left( \frac{\sinh(T) \pm 1}{\cosh(T)} \right). \quad (6)$$

При  $T$ , стремящемся к бесконечности, солитоны не взаимодействуют и дискретный солитонный спектр вырожден  $\lambda_1 = \lambda_2 = i0.5$ . При распространении в волокне солитоны (5) периодически притягиваются и отталкиваются. Период изменений формы импульсов определяется формулой

$$z_p = 2z_0(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)^{-1}, \quad (7)$$

где  $z_0 = (\pi/2)(\tau_0^2 |\beta_2|^{-1})$  – период солитона [5].

Эволюция начального поля, определяемого формулой (5), показана на рис. 1. При указанных параметрах точка столкновения солитонов располагается на расстоянии  $z_c = z_p/2 = 31.97$  км,  $\lambda_1 = i0.4975$ ,  $\lambda_2 = i0.5025$ . В волокне с постоянным коэффициентом нелинейности  $\gamma$  и коэффициентом дисперсии второго порядка  $\beta_2$  параметры  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (см. формулу (6)) остаются неизменными, несмотря на взаимодействие солитонов.

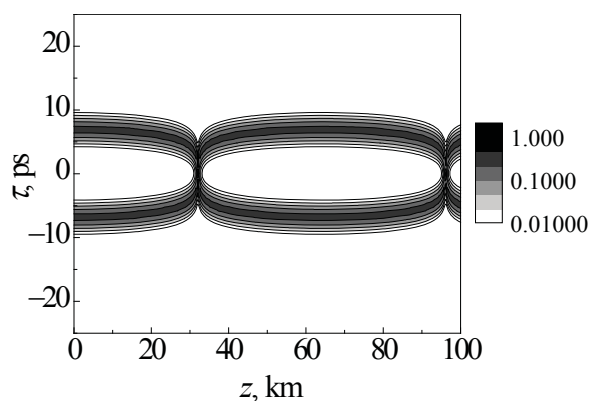


Рис. 1. Эволюция двух синфазных солитонов (см. Формулу (5)) при  $\tau_0 = 1.14$  пс,  $\beta_2 = -12.76$  пс<sup>2</sup>/км,  $\gamma = 8.2$  (Вт · км)<sup>-1</sup>,  $T = 6$ ,  $z_m = \infty$ . Шкала показывает диапазон изменения интенсивности в отн. ед.

Fig. 1. Evolution of two in-phase solitons (5),  $\tau_0 = 1.14$  ps,  $\beta_2 = -12.76$  ps<sup>2</sup>/km,  $\gamma = 8.2$  (W · km)<sup>-1</sup>,  $T = 6$ ,  $z_m = \infty$ . The color bar shows the range of intensity change in arb. un.



Для изменения параметров  $\lambda_j$  необходимо ввести возмущение в НУШ (1). Роль такого возмущения может играть периодическое изменение дисперсии в волокне с переменным диаметром. Рассмотрим распространение импульсов в волокне с дисперсией и нелинейностью, подчиняющихся синусоидальному закону [11]:

$$\begin{aligned} \beta_2(z) &= -12.76[1 + 0.2 \sin(2\pi z / z_m)], \\ \gamma(z) &= 8.2[1 + 0.028 \sin(2\pi z / z_m)], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\beta_2$  имеет размерность  $\text{пс}^2/\text{км}$ ,  $\gamma$  указана в единицах  $(\text{Вт} \cdot \text{км})^{-1}$ . При изменении диаметра волокна коэффициент нелинейности  $\gamma(z)$  изменяется достаточно слабо в сравнении с изменением коэффициента дисперсии  $\beta_2(z)$ , определяемого формулой (8). Поэтому изменение параметров солитонов происходит в первую очередь из-за модуляции дисперсии. На рис. 2 показана динамика импульсов и изменение действительной и мнимой части параметров  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Как видно из рис. 2, *а* столкновение солитонов происходит гораздо раньше ( $z_c = 18.83$  км), чем это происходит в модели НУШ с постоянными коэффициентами  $\beta_2$  и  $\gamma$  ( $z_c = z_p/2 = 31.97$  км) (см. рис. 1). В момент столкновения изменяется действительная часть коэффициентов  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (рис. 2, *б*). Амплитуда солитонов, определяемая мнимой частью  $\text{Im}(\lambda)$ , практически не изменяется. После прохождения отрезка волокна длиной 30 км солитонные параметры принимают значения  $\lambda_1 = -0.17 + i0.46$ ,  $\lambda_2 = 0.17 + i0.46$ . Изменяя расстояние между начальными импульсами (5), можно изменять их величины. На рис. 3 показана динамика изменения солитонов при исходном расстоянии, определяемом параметром  $T = 4$ . Солитоны после столкновения формируют двухсолитонный бризер (рис. 3, *а*). Сдвиг частоты солитонов остаётся неизменным  $\text{Re}(\lambda_1) = \text{Re}(\lambda_2) = 0$ . Однако амплитуды солитонов, определяемые величиной  $\text{Im}(\lambda)$ , перераспределяются (рис. 3, *б*). При  $z = 30$  км  $\lambda_1 = i0.64$ ,  $\lambda_2 = i0.1$ .

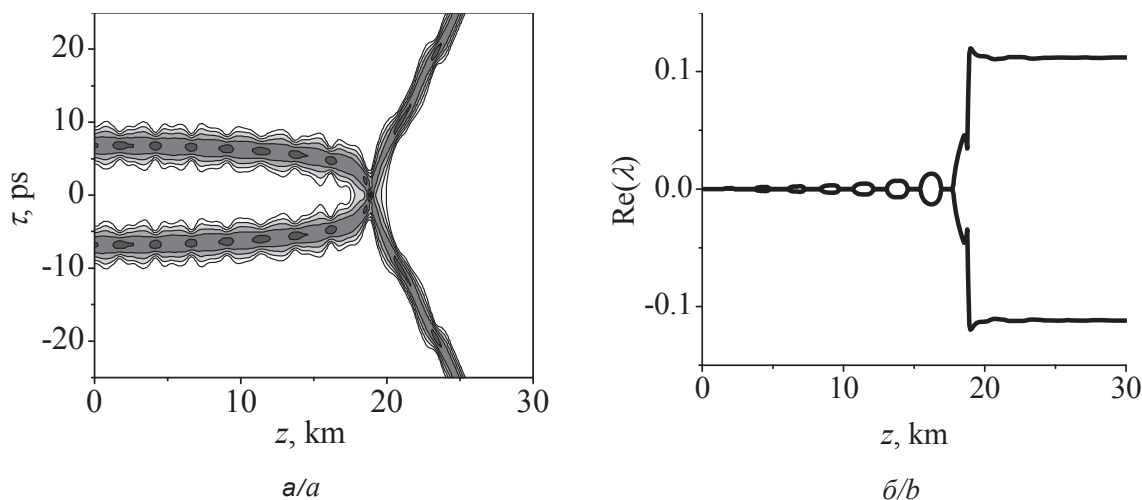


Рис. 2. Столкновение двух солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии: *а* – интенсивность  $I = |A(z, \tau)|^2$ ; *б* – действительная часть параметра  $\lambda$ . Начальное расстояние между импульсами  $T = 6$ . Коэффициенты  $\beta_2$  и  $\gamma$  НУШ (1) определяются формулой (8). Остальные параметры см. рис. 1

Fig. 2. Collision of two solitons in dispersion oscillating fiber: *a* – intensity  $I = |A(z, \tau)|^2$ ; *b* – real part of the parameter  $\lambda$ . Time separation between initial pulses is  $T = 6$ . Coefficients  $\beta_2$  and  $\gamma$  of nonlinear Schrödinger Eq. (1) are given by Eq. (8). Other parameters are the same as in the Fig. 1

Таким образом, используя задающий генератор лазерных импульсов, на выходе из волокна с периодическим изменением дисперсии можно создавать различные наборы солитонных параметров  $\lambda_j$ . Каждый из таких наборов можно использовать для организации канала связи.

### 3. Схема мультиплексирования каналов передачи данных

На схеме, приведенной на рис. 4, *а*, импульсы от волоконного лазера подаются на линию задержки для генерации солитонной пары. После усиления волокно с периодическим изменением дисперсии используется для создания солитонно-

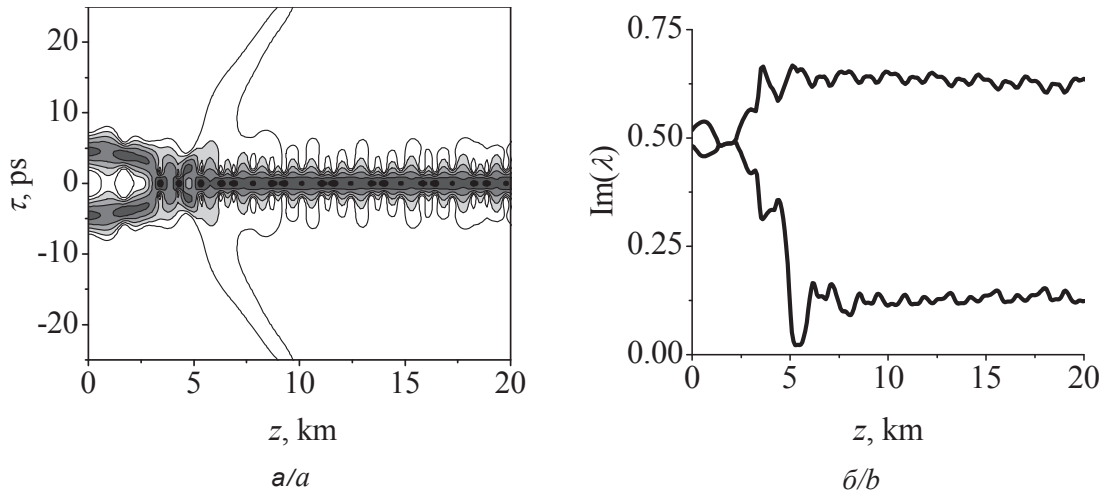


Рис. 3. Столкновение двух солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии (8): *a* – интенсивность  $I = |A(z, \tau)|^2$ ; *b* – мнимая часть параметра  $\lambda$ . Начальное расстояние между импульсами  $T = 4$ . Остальные параметры см. рис. 1

Fig. 3. Collision of two solitons in dispersion oscillating fiber (8): *a* – intensity  $I = |A(z, \tau)|^2$ ; *b* – imaginary part of the parameter  $\lambda$ . Other parameters are the same as in the Fig. 1

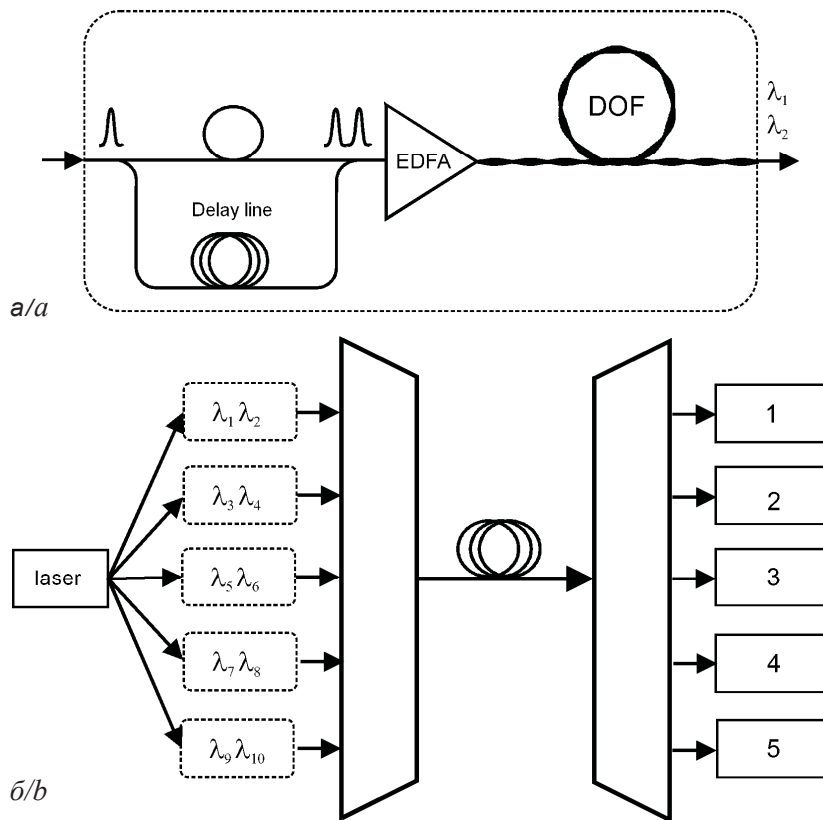


Рис. 4. Схема уплотнения каналов на основе дискретного солитонного спектра: *a* – генерация заданных солитонных состояний с использованием волокна с периодическим изменением дисперсии (DOF), EDFA – волоконный эрбиевый усилитель; *b* – схема объединения каналов для передачи по одному оптическому волокну

Fig. 4. A multiplexing scheme for eigenvalue based fiber-optic transmission line: *a* – generation of given eigenvalue states using dispersion oscillating fiber (DOF), EDFA is erbium-doped fiber amplifier; *b* – scheme for combining channels for transmission over a single optical fiber



го состояния с заданными параметрами  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Объединяя несколько таких блоков (см. рис. 4, а) в одну передающую систему (рис. 4, б), можно получить многоканальную систему. Каждый из наборов  $(\lambda_j, \lambda_{j+1})$  транслируется в определенный промежуток времени. Аналогичный подход был реализован при кодировании каналов с использованием действительной части спектрального параметра  $\text{Re}(\lambda)$  солитона первого порядка [13]. Генерация солитона осуществлялась при помощи электронного генератора произвольной формы сигнала. В предлагаемом нами подходе солитонные параметры  $\lambda$  изменяются оптическим методом.

Демультимплексирование сигнала на оконечном пункте может осуществляться с использованием когерентного детектирования [14] и последующим нелинейным преобразованием Фурье [8–10]. После прохождения волокна с периодическим изменением дисперсии солитоны приобретают различные групповые скорости. Временной интервал между исходными импульсами должен быть достаточно большим, чтобы исключить перекрытие соседних импульсов. Данная особенность ограничивает скорость передачи.

### Заключение

Показано, что периодическая модуляция дисперсии волокна может использоваться как средство управления солитонами. Такое оптоволоконно позволяет изменять дискретный солитонный спектр. Солитонные параметры могут использоваться для кодирования каналов связи в нелинейных оптоволоконных сетях. Важным преимуществом предложенного подхода является использование полностью волоконной системы для генерации заданных солитонных состояний. Помимо практических применений резонансные явления в динамике солитонов позволяют использовать новую платформу для изучения физики солитонных взаимодействий.

### Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01564).

### Список литературы

1. Cvijetic M., Djordjevic I. B. Advanced optical communication systems and networks. Norwood : Artech House, 2013. 804 p.
2. Wong E. Next-generation broadband access networks and technologies // Journ. of Lightwave Technol. 2012. Vol. 30. P. 597–608. DOI:10.1109/JLT.2011.2177960.
3. Agrawal G. P. Fiber-optic communication systems. 3rd ed. N.Y. : John Wiley & Sons Inc., 2002. 548 p.
4. Essiambre R. J., Kramer G., Winzer P. J., Foschini G. J., Goebel B. Capacity limits of optical fiber networks // J. of Lightwave Technol. 2010. Vol. 28. P. 662–701. DOI: 10.1109/JLT.2009.2039464.
5. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М. : Наука, 1988. 312 с.
6. Hasegawa A., Nyu T. Eigenvalue communication // J. of Lightwave Technol. 1993. Vol. 11. P. 395–399. DOI: 10.1109/50.219570.
7. Turitsyn S. K., Prilepsky J. E., Le S. T., Wahls S., Frumin L. L., Kamalian M., Derevyanko S. A. Nonlinear Fourier transform for optical data processing and transmission : advances and perspectives // Optica. 2017. Vol. 4. P. 307–322. DOI: 10.1364/OPTICA.4.000307.
8. Yousefi M. I., Kschischang F. R. Information transmission using the nonlinear Fourier transform. Part II : numerical methods // IEEE Transactions on Information Theory. 2014. Vol. 60. P. 4329–4345. DOI: 10.1109/TIT.2014.2321151.
9. Le S. T., Aref V., Buelow H. Nonlinear signal multiplexing for communication beyond the Kerr nonlinearity limit // Nature Photonics. 2017. Vol. 11. P. 1–8. DOI: 10.1038/nphoton.2017.118.
10. Dong Z., Hari S., Gui T., Zhong K., Yousefi M. I., Lu C., Wai P.-K. A. Nonlinear frequency division multiplexed transmissions based on NFT // IEEE Photon. Technol. Lett. 2015. Vol. 27. P. 1621–1623. DOI: 10.1109/LPT.2015.2432793.
11. Sysoliatin A. A., Senatorov A. K., Konyukhov A. I., Melnikov L. A., Stasyuk V. A. Soliton fission management by dispersion oscillating fiber // Optics Express. 2007. Vol. 15. P. 16302–16307. DOI: 10.1364/OE.15.016302.
12. Дорохова М. А., Конюхов А. И., Мельников Л. А., Пластун А. С. Конструктивная интерференция оптических солитонов в волокне с периодическим изменением дисперсии // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2014. Т. 14, вып. 1. С. 32–35.
13. Gui T., Lu C., Lau A. P. T., Wai P.-K. A. High-order modulation on a single discrete eigenvalue for optical communications based on nonlinear Fourier transform // Optics Express. 2017. Vol. 25. P. 20286–20297. DOI: 10.1364/OE.25.020286.

### Образец для цитирования:

Конюхов А. И., Маврин П. А., Шуркин Е. В. Мультиплексирование сигналов в оптоволоконных линиях связи с использованием дискретного солитонного спектра // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2018. Т. 18, вып. 1. С. 16–22. DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-1-16-22.



## Discrete-Eigenvalue Multiplexing for Soliton Fiber-Optic Communication Links

A. I. Konyukhov, P. A. Mavrin, E. B. Shchurkin

Andrey I. Konyukhov, ORCID 0000-0001-6502-7405, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya Str., Saratov, 410012, Russia, kai@optics.sgu.ru

Petr A. Mavrin, ORCID 0000-0003-2563-5267, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya Str., Saratov, 410012, Russia, mpa95@mail.ru

Evgeny B. Shchurkin, ORCID 0000-0003-0545-6181, Saratov State University, 83, Astrakhanskaya Str., Saratov, 410012, Russia, haifisch1986@gmail.com

**Background and Objectives:** The nonlinear Fourier transform gives a powerful tool to analyze fiber-optics solitons. The solitons are described by a discrete set of eigenvalues of two coupled differential equations, which gives the nonlinear Fourier transform. Using the discrete eigenvalues for optical signal coding can increase the signal-to-noise ratio and reduce the effect of fiber nonlinearity. In the present paper an all-fiber-optics method is proposed to modulate the discrete eigenvalues. When the information is transmitted using optical solitons, the channel coding can be realized by changing the discrete eigenvalues which are calculated by means of the nonlinear Fourier transform. A modification of optical solitons and discrete eigenvalues in special optical fibers is considered. **Materials and Methods:** The interaction of optical solitons in a fiber with a periodic change in the dispersion was analyzed. Numerical simulations based on the nonlinear Schrödinger equation with variable coefficients were used. The discrete eigenvalues were calculated using methods of the inverse scattering problem. **Results:** A multiplexing scheme for fiber-optic transmission lines has been proposed. **Conclusion:** It is shown that the discrete soliton spectrum can be controlled by using a dispersion oscillating fiber. After propagation in a fiber with a periodic change of the dispersion, two interacting solitons change their complex eigenvalues. The magnitude and sign of the change depends on the distances between the solitons and on the modulation period of the fiber. The usage of the dispersion oscillating fiber allows one to create soliton pairs with a unique discrete eigenvalues. This phenomenon can be used to encode a signal by applying all-optical methods.

**Key words:** optical soliton, inverse scattering problem, nonlinear Fourier transform, multiplexing of communication channels.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Science Foundation (project no. 17-12-01564).

## References

1. Cvijetic M., Djordjevic I. B. *Advanced optical communication systems and networks*. Norwood, Artech House, 2013. 804 p.
2. Wong E. Next-generation broadband access networks and technologies. *J. of Lightwave Technol.*, 2012, vol. 30, pp. 597–608. DOI: 10.1109/JLT.2011.2177960.
3. Agrawal G. P. *Fiber-optic communication systems*. 3rd ed. New York, John Wiley & Sons Inc., 2002. 548 p.
4. Essiambre R. J., Kramer G., Winzer P. J., Foschini G. J., Goebel B. Capacity limits of optical fiber networks. *J. of Lightwave Technol.*, 2010, vol. 28, pp. 662–701. DOI: 10.1109/JLT.2009.2039464.
5. Akhmanov S. A., Vysloukh V. A., Chirkin A. S. *Optics of femtosecond laser pulses*. New York, Am. Inst. of Physics, 1992. 366 p.
6. Hasegawa A., Nyu T. Eigenvalue communication. *J. of Lightwave Technol.*, 1993, vol. 11, pp. 395–399. DOI: 10.1109/50.219570.
7. Turitsyn S. K., Prilepsky J. E., Le S. T., Wahls S., Frumin L. L., Kamalian M., Derevyanko S. A. Nonlinear Fourier transform for optical data processing and transmission: advances and perspectives. *Optica*, 2017, vol. 4, pp. 307–322. DOI: 10.1364/OPTICA.4.000307.
8. Yousefi M. I., Kschischang F. R. Information transmission using the nonlinear Fourier transform. Part II: numerical methods. *IEEE Transactions on Information Theory*, 2014, vol. 60, pp. 4329–4345. DOI: 10.1109/TIT.2014.2321151.
9. Le S. T., Aref V., Buelow H. Nonlinear signal multiplexing for communication beyond the Kerr nonlinearity limit. *Nature Photonics*, 2017, vol. 11, pp. 1–8. DOI: 10.1038/nphoton.2017.118.
10. Dong Z., Hari S., Gui T., Zhong K., Yousefi M. I., Lu C., Wai P.-K. A. Nonlinear frequency division multiplexed transmissions based on NFT. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2015, vol. 27, pp. 1621–1623. DOI: 10.1109/LPT.2015.2432793.
11. Sysoliatin A. A., Senatorov A. K., Konyukhov A. I., Melnikov L. A., Stasyuk V. A. Soliton fission management by dispersion oscillating fiber. *Optics Expr.*, 2007, vol. 15, pp. 16302–16307. DOI: 10.1364/OE.15.016302.
12. Dorokhova M. A., Konyukhov A. I., Melnikov L. A., Plastun A. S. Constructive interference of optical solitons in a fiber with periodic variation of the dispersion. *Izv. Saratov Univ. (N.S.), Ser. Physics.*, 2014, vol. 15, iss. 3, pp. 32–35 (in Russian).
13. Gui T., Lu C., Lau A. P. T., Wai P.-K. A. High-order modulation on a single discrete eigenvalue for optical communications based on nonlinear Fourier transform. *Optics Express*, 2017, vol. 25, pp. 20286–20297. DOI: 10.1364/OE.25.020286.

## Cite this article as:

Konyukhov A. I., Mavrin P. A., Shchurkin E. B. Discrete-Eigenvalue Multiplexing for Soliton Fiber-Optic Communication Links. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2018, vol. 18, iss. 1, pp. 16–22 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2018-18-1-16-22.