

## Моделирование переноса шумов в результате четырехволнового смешения в волоконно-оптических линиях связи

А. Е. Беднякова<sup>1,2,\*</sup>, Т. М. Федотенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, Россия

<sup>2</sup>Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

\*Контактный e-mail: [anastasia.bednyakova@gmail.com](mailto:anastasia.bednyakova@gmail.com)

Выполнено исследование распространения сигнала в волоконной линии связи с сонаправленной накачкой. Несмотря на невозможность переноса шумов из накачки в сигнал в результате вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), в натурном эксперименте наблюдается деградация сигнала уже при небольших длинах распространения (порядка 5–10 км). Для исследования причин деградации сигнала построена численная модель на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера, учитывающая дисперсию высших порядков, керровскую нелинейность и запаздывающий рамановский отклик среды. Также используется более реалистичная модель многомодового источника накачки. В результате проведенного численного анализа продемонстрировано, что в определенных условиях не только ВКР, но и четырехволновое смешение может инициировать в линиях связи процесс переноса шумов из накачки в сигнал.

*Ключевые слова:* волоконно-оптические линии связи, рамановский усилитель, ВКР-усилитель, четырехволновое смешение, уравнение Шрёдингера, нелинейная волоконная оптика.

*Библиографическая ссылка:* Беднякова А.Е., Федотенко Т.М. Моделирование переноса шумов в результате четырехволнового смешения в волоконно-оптических линиях связи // Вычислительные технологии. 2018. Т. 23, № 6. С. 4–13.  
DOI: 10.25743/ICT.2018.23.6.002.

### Введение

Потребностью в увеличении ширины полосы пропускания сигнала в современных волоконно-оптических линиях связи вызван рост интереса к рамановским усилителям в качестве альтернативы стандартным эрбиевым усилителям [1, 2]. Принцип действия рамановских усилителей основан на применении вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), обеспечивающего усиление слабого оптического сигнала путем преобразования части энергии мощной волны накачки. К основным преимуществам усилителей данного типа можно отнести широкую полосу усиления сигнала (более 100 нм) и низкий уровень шума. Тем не менее шумовые характеристики рамановских усилителей зависят от шума источников накачки. Нежелательные временные флуктуации мощности накачки переносятся в усиленный сигнал в результате эффекта вынужденного комбинационного

рассеяния, характеризующегося коротким временем отклика. Эффективность переноса шумов из накачки в сигнал (RIN-Transfer — Relative Intensity Noise Transfer) существенно усиливается в случае сонаправленного рамановского усиления, когда волна накачки распространяется в одном направлении с сигналом.

В последнее время множество работ посвящено как численному [3, 4], так и аналитическому [5] исследованию переноса шумов из накачки в сигнал в рамановских волоконных лазерах и усилителях. Существенным недостатком аналитических моделей является то, что они позволяют получить решение только в приближении неистощенной накачки, которое далеко не всегда удовлетворяется в реальных линиях связи. Большинство предложенных численных моделей квазимонохроматические и описывают эволюцию средней мощности излучения. Подобные модели не учитывают влияние дисперсии и нелинейности на сигнал, распространяющийся в длинном световоде.

В работе [6] предложена численная модель на основе нелинейного уравнения Шрёдингера, позволяющая исследовать распространение сигнала с фазовым форматом модуляции в рамановском усилителе под влиянием дисперсии и нелинейности, а также различных источников шума, включая спонтанный шум и шум источников накачки.

В данной работе выполнено исследование деградации информационного сигнала в линии связи с сонаправленной накачкой. Особенностью такой линии связи является то, что волны сигнала и накачки находятся на расстоянии порядка трех стоксовых сдвигов друг от друга, что приводит к отсутствию взаимодействия волн накачки и сигнала в результате ВКР. Данная конфигурация линии связи выбрана с целью поиска нелинейных эффектов, отличных от ВКР, которые могут инициировать перенос шумов из накачки в сигнал. При проведении реального эксперимента продемонстрировано, что уже при небольших длинах распространения сигнала (5–10 км) величина коэффициента ошибки BER (Bit-Error Rate) начинает превышать  $10^{-5}$ , качество передачи сигнала ухудшается. Равенство коэффициента ВКР-усиления нулю не позволяет использовать модель, предложенную в [6], для исследования нелинейного взаимодействия накачки и сигнала. Нами разработана более полная модель, основанная на обобщенном нелинейном уравнении Шрёдингера (ОНУШ). В результате проведенного численного анализа продемонстрировано, что нелинейным эффектом, инициирующим перенос шумов из накачки в сигнал в рассматриваемой схеме усилителя, является четырехволновое смешение (ЧВС) [7].

## 1. Схема эксперимента

В работе рассмотрена линия связи, образованная участком стандартного одномодового волокна SMF-28 протяженностью 20 км (рис. 1). Характеристики световода SMF-28 приведены ниже.

Длина волны $\lambda$ , нм	1550
Коэффициенты дисперсии:	
второго порядка $\beta_2$ , пс <sup>2</sup> ·нм <sup>-1</sup> ·км <sup>-1</sup>	3.02
третьего порядка $\beta_3$ , пс <sup>3</sup> ·нм <sup>-1</sup> ·км <sup>-1</sup>	0.061
Коэффициент нелинейности $\gamma$ , Вт <sup>-1</sup> ·км <sup>-1</sup>	1.29
Коэффициент оптических потерь $\alpha$ , дБ·км <sup>-1</sup>	0.27

Сигнал с длиной волны 1550 нм представляет собой последовательность гауссовых импульсов с квадратурной фазовой модуляцией (RZ QPSK), что позволяет исполь-

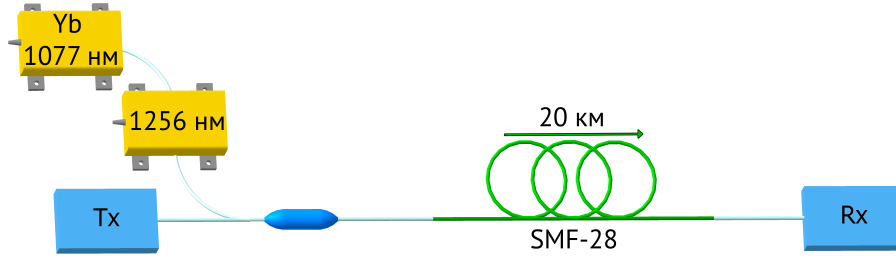


Рис. 1. Схема линии связи с сонаправленной накачкой: Tx — передатчик, Rx — приемник, SMF-28 — стандартный одномодовый световод

зовать единичный импульс для одновременного кодирования двух бит информации, обеспечивая полную скорость передачи данных в одном частотном канале, равную 100 Гбит/с. В качестве источника накачки служит ВКР-лазер с длиной волны 1256 нм и средней мощностью 1.25 Вт, что позволяет исключить возможность усиления сигнала в результате вынужденного комбинационного рассеяния, поскольку в спектральной области волны сигнала и накачки разнесены на три стоксовых сдвига. Выбор длины волны лазера накачки обусловлен тем, что данные волоконные лазеры могут быть использованы при создании многокаскадных распределенных ВКР-усилителей, обеспечивающих равномерное усиление сигнала на всей длине распространения и имеющих применение как в однопролетных, так и в многопролетных магистральных линиях связи. Источником накачки для ВКР-лазера служит иттербиевый волоконный лазер с длиной волны 1077 нм. Остаточное излучение иттербиевого лазера со средней мощностью порядка 0.01 Вт, что на 20 дБ ниже мощности ВКР-лазера, продолжает распространяться в линии связи одновременно с накачкой и сигналом.

Для восстановления формы информационного сигнала на выходе из световода проводится операция компенсации дисперсии второго и третьего порядков, а также компенсация нелинейного набега фазы. На выходе из линии связи расположен спектральный фильтр, служащий для подавления шума в окрестности длины волны сигнала.

В линии связи происходит деградация сигнала ( $BER > 10^{-5}$ ), несмотря на невозможность переноса шумов из накачки в сигнал в результате ВКР. С помощью математического моделирования линии связи предлагается найти нелинейные эффекты, под влиянием которых качество передачи сигнала ухудшается. Исследование нелинейных взаимодействий между накачкой и сигналом позволит понять причины деградации сигнала, что необходимо для дальнейшего улучшения качества передачи сигнала в современных линиях связи.

## 2. Математическая модель и численный алгоритм

Распространение сигнала и сонаправленной волны накачки в одномодовом волоконном световоде описывает обобщенное нелинейное уравнение Шрёдингера в скалярном виде [7]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma\left(1 + \frac{i}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(A(z,t)\int_0^\infty R(t')|A(z,t-t')|^2 dt'\right) + iN(z,t), \quad (1)$$

где  $A(z, t)$  — медленно-меняющаяся огибающая электромагнитного поля;  $\beta_2$  и  $\beta_3$  — коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков в окрестности несущей частоты  $\omega_0$ ;  $\gamma = n_2\omega_0/(cA_{eff})$  — коэффициент нелинейности с нелинейным показателем преломления  $n_2$  и эффективной площадью фундаментальной моды  $A_{eff}$ . Стоит отметить, что физическая постановка задачи требует рассмотрения широкого спектрального диапазона, включающего длины волн сигнала, накачки и иттербиевого лазера. Учет дисперсии третьего порядка позволяет описывать зависимость дисперсии групповых скоростей от длины волны, которой нельзя пренебречь для спектральной полосы шириной более 500 нм.

Слагаемое с первой производной по времени в правой части уравнения (1) описывает самоукручение крыла импульса [8] (образование ударной волны огибающей) и эффект самосмещения частоты (вынужденное комбинационное саморассеяние) [9]. Временной масштаб, характерный для данных явлений, равен  $\tau_{shock} = 1/\omega_0$ .

Функция электромагнитного отклика среды содержит мгновенный электронный и запаздывающий рамановский отклик [10, 11]:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t). \quad (2)$$

Здесь  $\delta(t)$  — дельта-функция,  $f_R$  — относительный вклад запаздывающего рамановского отклика в нелинейную поляризацию. Функция рамановского отклика  $h_R(t)$  определяет спектр ВКР-усиления:

$$g_R(\Delta\omega) = 2\gamma f_R \text{Im} \left[ \tilde{h}_R(\Delta\omega) \right], \quad (3)$$

где  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ;  $\text{Im}$  — мнимая часть комплексного числа. Применив обратное преобразование Фурье к функции  $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ , получим функцию рамановского отклика  $h_R(t)$ . Для аппроксимации функции рамановского отклика в численном счете используется модель (multiple-vibrational-mode model), предложенная в работе [12].

Слагаемое  $iN(z, t)$  описывает генерацию спонтанного усиленного шума, имеющего статистические свойства белого гауссова шума с неединичной дисперсией. Белый гауссов шум задается с помощью функции автокорреляции:

$$\langle N_{ASE}(z, t) N_{ASE}^*(z, t') \rangle = \rho_{ASE} \delta(z - z') \delta(t - t'), \quad (4)$$

где  $\rho_{ASE} = n_{sp} \hbar \nu \alpha L$  — спектральная плотность шума на частоте  $\nu$  в световоде с распределенным рамановским усилением,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\alpha$  — коэффициент оптических потерь,  $L$  — длина световода.

Начальное условие для уравнения (1) имеет вид

$$A_0(t) = A_{s0}(t) + A_{p0}(t) + A_{Yb}(t). \quad (5)$$

Огибающая электромагнитного поля  $A_0$  на входе в световод включает волны сигнала  $A_{s0}$ , накачки  $A_{p0}$  и остаточного излучения иттербиевого лазера  $A_{Yb}$ . Излучение источника накачки является многомодовым и имеет спектр в виде гауссиана со случайной фазой  $\phi(\omega)$  в каждой точке огибающей, равномерно распределенной на отрезке от  $-\pi$  до  $\pi$ , и средней мощностью, равной 1.25 Вт [13]:

$$\tilde{A}_{p0}(\omega) = A_{p0} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2a^2}\right) \exp(i\phi) + \text{WGN}, \quad (6)$$

где  $a$  — полуширина спектра на уровне  $1/e$  от максимальной интенсивности, WGN — начальный шум излучения накачки, который задается в виде аддитивного “белого” гауссова шума с неединичной дисперсией. Остаточное излучение на длине волны 1077 нм задается аналогичным образом, изменяются лишь его мощность и дисперсия аддитивного “белого” гауссова шума. Средняя мощность остаточного излучения на 20 дБ ниже мощности накачки и составляет порядка 0.01 Вт. Спектральная интенсивность шума в полосе 1060–1100 нм на 30 дБ ниже интенсивности остаточного излучения иттербиевого лазера. Спектры сигнала, накачки и остаточного излучения иттербиевого лазера приведены на рис. 2, а.

Спектр суммарного оптического поля на входе в световод приведен на рис. 2, б. При рассмотрении столь большого спектрального диапазона ширина спектра оптического поля становится сравнимой с несущей частотой и приближение медленно-меняющейся амплитуды, в рамках которого получено уравнение (1), может оказаться неприменимым. Однако в ряде работ продемонстрировано, что ОНУШ позволяет с высокой точностью описывать эволюцию оптического поля со сверхшироким спектром и генерацию суперконтинуума [14].

Уравнение распространения (1) является нелинейным уравнением в частных производных. Оно не имеет аналитических решений, за исключением нескольких частных

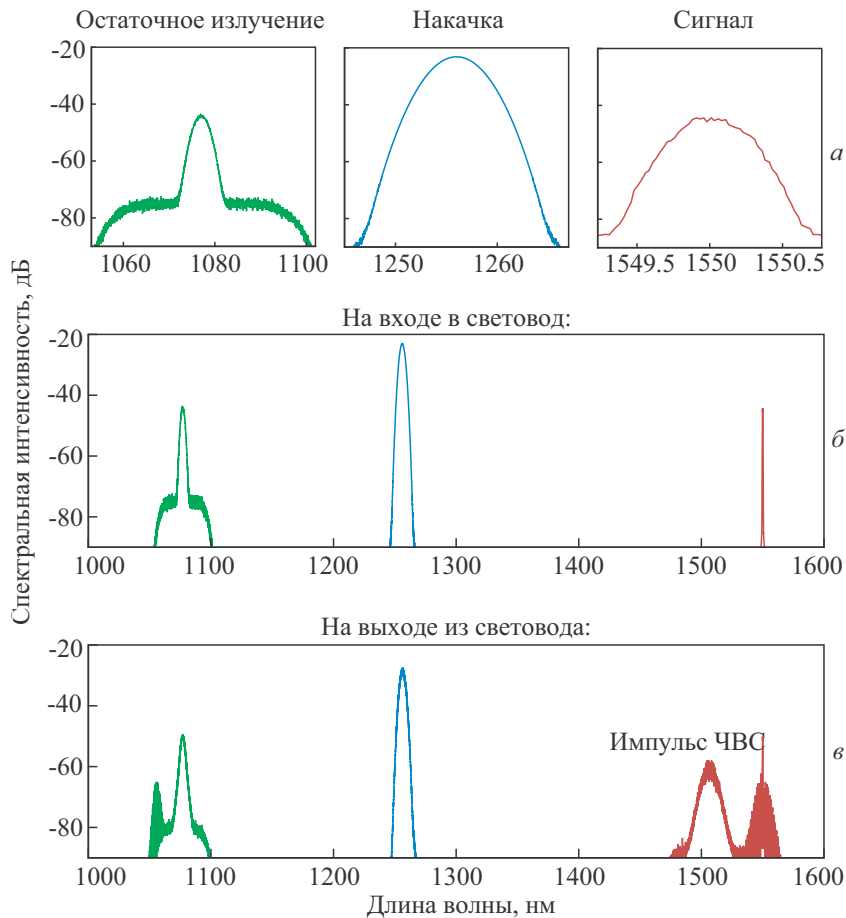


Рис. 2. Спектры сигнала с длиной волны 1550 нм, накачки с длиной волны 1256 нм и остаточного излучения иттербиевого лазера с длиной волны 1077 нм на входе в световод (а) и (б) и после распространения в световоде (в)

случаев, к которым может быть применен метод обратной задачи теории рассеяния [15]. Поэтому для исследования распространения сигнала в волоконном световоде под влиянием дисперсионных и нелинейных эффектов прибегают к численным методам решения ОНУШ. Численное решение задачи Коши (1)–(5) было найдено с помощью метода расщепления по физическим процессам с использованием преобразования Фурье на линейном шаге [16]. Интегрирование на нелинейном шаге осуществлялось с помощью метода Рунге — Кутты второго порядка. Метод имеет второй порядок точности по эволюционной переменной  $z$  и экспоненциальный порядок сходимости по переменной  $t$ .

Для восстановления формы информационного сигнала на выходе из линии связи проводилась операция компенсации дисперсии второго и третьего порядков, а также компенсация нелинейного набега фазы. Для подавления шума в окрестности длины волны сигнала после распространения в линии связи применялся спектральный фильтр с функцией пропускания в виде супергаусса. Ширина спектрального фильтра являлась оптимизационным параметром.

Для оценки качества передачи сигнала используется величина коэффициента ошибки BER, которая определяется как отношение количества ошибочно принятых битов к общему числу переданных битов. Помимо прямого вычисления BER для оценки качества переданного сигнала при низких значениях BER (менее  $10^{-5}$ ) используется величина EVM (Error vector magnitude), равная эффективному расстоянию между принятым комплексным символом и его идеальным расположением на констелляционной диаграмме [17]:

$$\text{EVM} = \frac{\sigma_{err}}{|E_{in}|}, \quad (7)$$

$$\sigma_{err}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |E_{err,i}|^2, \quad (8)$$

$$E_{err,i} = E_{out,i} - E_{in,i}. \quad (9)$$

### 3. Результаты моделирования

Приведем результаты численного моделирования. Расчетный спектр оптического поля на выходе из световода длиной 20 км изображен на рис. 2, в. Помимо излучения на длинах волн сигнала и накачки появляется новая спектральная компонента с длиной волны 1506 нм, которая является результатом нелинейного эффекта — вырожденно-четырёхволнового смешения волн накачки и остаточного излучения иттербиевого лазера, возникающего благодаря керровской нелинейности световода [7]. Необходимым условием для возникновения импульса ЧВС, которое удовлетворено в рассматриваемом случае, является выполнение равенства

$$|\nu_p - \nu_{yb}| = |\nu_p - \nu_{FWM}|, \quad (10)$$

где  $\nu_p$  — частота накачки,  $\nu_{yb}$  — частота остаточного излучения и  $\nu_{FWM}$  — частота новой спектральной компоненты. Спектр сигнала с шумовым импульсом ЧВС в коротковолновой области изображен на рис. 2, в и 3 (красный цвет).

Далее в численном эксперименте был рассмотрен случай, когда частота импульса ЧВС  $\nu_{FWM}$  совпадает с частотой сигнала. Для удовлетворения условию генерации излучения на длине волны 1550 нм длина волны остаточного излучения должна быть

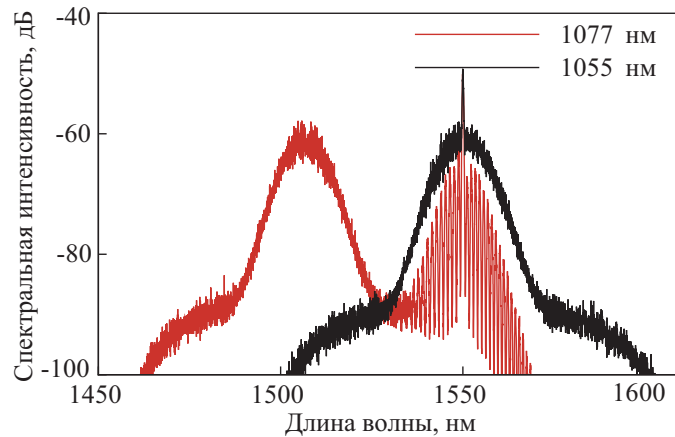


Рис. 3. Спектры сигнала и шумового импульса ЧВС после распространения в линии связи, соответствующие двум длинам волн остаточного излучения иттербиевого лазера: 1055 и 1077 нм

сдвинута на 1055 нм. Спектр сигнала на выходе из резонатора изображен на рис. 3 (черный цвет). В данном случае ожидается максимальное ухудшение качества передачи сигнала, поскольку происходит максимальное перекрытие спектров сигнала и шумового импульса ЧВС.

Для оценки влияния обнаруженного эффекта на качество передачи сигнала построена зависимость EVM от ширины спектрального фильтра на выходе из линии связи (рис. 4). При  $\lambda_{yb} = 1077$  нм не наблюдается значительной деградации сигнала (красная кривая). Оптимальная ширина фильтра на выходе из линии связи, при которой достигается наименьший уровень коэффициента ошибок (BER  $< 10^{-5}$ ), равна  $\approx 1.8$  нм. Тем не менее при увеличении ширины фильтра или при его отсутствии появление новой спектральной компоненты с длиной волны 1506 нм оказывает негативное влияние на сигнал, что видно из графика зависимости EVM от ширины фильтра.

Как и предполагалось, уменьшение длины волны остаточного излучения приводит к значительному ухудшению качества передачи сигнала (рис. 4, синяя кривая с треугольниками). При оптимальной ширине спектрального фильтра, равной 0.8 нм, величина коэффициента ошибок BER составила  $6.51 \cdot 10^{-4}$ , последующее увеличение ши-

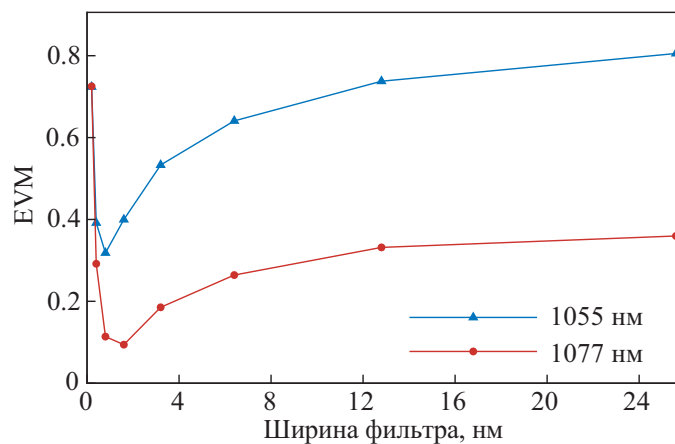


Рис. 4. Зависимость EVM от ширины спектрального фильтра на выходе из линии связи, соответствующая двум длинам волн остаточного излучения иттербиевого лазера: 1055 и 1077 нм

рины фильтра до 25 нм привело к росту BER до 0.3. Оптимальное значение EVM составляет 0.31 при ширине фильтра, равной 0.8 нм, и пропорционально BER растет с увеличением ширины фильтра. Таким образом, выбор ширины оптического фильтра на выходе из линии связи позволяет уменьшить влияние шумового импульса ЧВС на сигнал.

## Заключение

Выполнено исследование нелинейного взаимодействия волн накачки и сигнала в волоконной линии связи, особенностью которой является невозможность переноса шумов из накачки в сигнал в результате ВКР (коэффициент ВКР-усиления равен нулю). Тем не менее в реальном эксперименте при распространении сигнала на расстояние порядка нескольких километров величина коэффициента ошибки BER начинает превышать  $10^{-5}$ , происходит деградация сигнала. С помощью построенной численной модели на основе обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера продемонстрировано, что причиной ухудшения качества передачи сигнала является другой нелинейный эффект — вырожденное четырехволновое смешение. В результате ЧВС между накачкой и остаточным излучением иттербиевого лазера появляется шумовой импульс на длине волны, близкой к длине волны сигнала, что и приводит к деградации информационного сигнала. Также продемонстрировано, что использование спектрального фильтра оптимальной ширины на выходе волоконной линии позволяет значительно ослабить влияние импульса ЧВС на сигнал и, следовательно, уменьшить величину коэффициента ошибки.

**Благодарности.** Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-41-543268).

## Список литературы / References

- [1] **Islam, M.N.** Raman amplifiers for telecommunications 1: Physical principles. Springer Series in Optical Sciences. Vol. 90/1. New York: Springer-Verlag, 2004. 300 p. DOI: 10.1007/b97299.
- [2] **Headly, C., Agrawal, G.P.** Raman amplification in fiber optical communication systems. 5th ed. New York: Acad. Press, 2005. 374 p.
- [3] **Alcon-Camas, M., Ania-Castanon, J.D.** RIN transfer in 2nd-order distributed amplification with ultralong fiber lasers // Optics Express. 2010. Vol. 18. P. 23569–23575.
- [4] **Krause, M., Cierullies, S., Renner, H., Brinkmeyer, E.** Pump-to-Stokes RIN transfer in Raman fiber lasers and its impact // Optics Communications. 2006. Vol. 260, No. 2. P. 656–661.
- [5] **Fludger, C.R.S., Handerek, V., Mear, R.J.** Pump to signal RIN transfer in Raman fiber amplifiers // J. Lightwave Technol. 2001. Vol. 19. P. 1140.
- [6] **Беднякова А.Е., Федотенко Т.М.** Моделирование переноса шумов в когерентных волоконно-оптических линиях связи с распределенным рамановским усилением // Вычисл. технологии. 2017. Т. 22, № 6. С. 12–22.  
**Bednyakova, A.E., Fedotenko, T.M.** Numerical modelling of relative intensity noise transfer in coherent optical communication links with distributed Raman amplification // Comput. Technologies. 2017. Vol. 22, No. 6. P. 12–22. (In Russ.)
- [7] **Agrawal, G.P.** Nonlinear fiber optics. New York: Acad. Press, 2012. 648 p.



- [8] **Brabec, T.** Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Physical Review Letters*. 1997. Vol. 78. P. 3282–3285.
- [9] **Gordon, J.P.** Theory of the soliton self-frequency shift // *Optics Letters*. 1986. Vol. 11, No. 10. P. 662–664.
- [10] **Stolen, R.H., Gordon, J.P., Tomlinson, W.J., Haus, H.A.** Raman response function of silica-core fibers // *J. of the Optical Society of America B*. 1989. Vol. 6, No. 6, P. 1159–1166.
- [11] **Mamyshev, P.V., Chernikov, S.V.** Ultrashort-pulse propagation in optical fibers // *Optics Letters*. 1990. Vol. 15, No. 19. P. 1076–1078.
- [12] **Hollenbeck, D., Cantrell, C.D.** Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function // *J. of the Optical Society of America B*. 2002. Vol. 19. P. 2886–2892.
- [13] **Barviau, B., Randoux, S., Suret, P.** Spectral broadening of a multimode continuous-wave optical field propagating in the normal dispersion regime of a fiber // *Optics Letters*. 2006. Vol. 31, No. 11. P. 1696–1698.
- [14] **Dudley, J.M., Genty, G., Coen, S.** Supercontinuum generation in photonic crystal fiber // *Reviews of Modern Physics*. 2006. Vol. 8. P. 1135–1184.
- [15] **Захаров В.Е., Шабат А.Б.** Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах // *Журн. эксперимент. и теор. физики*. 1971. Т. 61, № 1. С. 118–134.  
**Zakharov, V.E., Shabat, A.B.** Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of wave in nonlinear media // *J. of Experimental and Theoretical Phys*. 1972. Vol. 34, No. 1. P. 62–69.
- [16] **Taha, T.R., Ablowitz, M.J.** Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations // *I. Analytical, J. of Comput. Physics*. 1984. Vol. 55, No. 2. P. 192–202.
- [17] **Schmogrow, R., Nebendahl, B., Winter, M. et al.** Error vector magnitude as a performance measure for advanced modulation formats // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2012. Vol. 24, No. 1. P. 61–63.

*Поступила в редакцию 28 августа 2018 г.,  
с доработки — 14 ноября 2018 г.*

### **Numerical modelling of relative intensity noise (RIN) transfer as a result of four-wave mixing in optical communication links**

BEDNYAKOVA, ANASTASIA E.<sup>1,2,\*</sup>, FEDOTENKO, TIMOFEY M.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia

<sup>2</sup>Institute of Computational Technologies SB RAS, Novosibirsk, 630090, Russia

\*Corresponding author: Bednyakova, Anastasia E., e-mail: [anastasia.bednyakova@gmail.com](mailto:anastasia.bednyakova@gmail.com)

It is well known that any real transmission link introduces distortions into the signal that can be either recoverable or not fully removable. The sources of such unremovable distortions leading to the loss of information are double Rayleigh scattering, amplified spontaneous emission, RIN (Relative Intensity Noise) transfer and nonlinear interactions such as four-wave mixing. In this paper we perform numerical investigation of signal

propagation and RIN transfer in optical communication link with co-propagating pump. Despite the impossibility of intensity noise transfer from pump to signal due to stimulated Raman scattering (SRS), in the experiment signal degradation is observed even at small propagation lengths of 5–10 km. To find the origin of signal degradation, a numerical model is proposed based on the generalized nonlinear Schrödinger equation. The model takes into account the higher-order dispersion, Kerr nonlinearity, and the delayed Raman response of the medium. A more realistic model of the multimode pumping source is also employed. It is worth noting, that the most common analytical and numerical models, describing RIN transfer from pump to signal, are based on balance equations and neglects influence of dispersive and nonlinear effects. As a result of the numerical analysis, it was demonstrated that not only SRS but also four-wave mixing can initiate the process of noise transfer from pump to signal in the communication links.

*Keywords:* optical communication links, Raman amplifier, relative intensity noise, RIN, four-wave mixing, Schrödinger equation, nonlinear fiber optics.

*Cite:* Bednyakova, A.E., Fedotenko, T.M. Numerical modelling of relative intensity noise (RIN) transfer as a result of four-wave mixing in optical communication links // Computational Technologies. 2018. Vol. 23, No. 6. P. 4–13. (In Russ.)  
DOI: 10.25743/ICT.2018.23.6.002.

**Acknowledgements.** This research was supported by RFBR (grant No. 17-41-543268).

*Received 28 August 2018*

*Received in revised form 14 November 2018*