

СВОЙСТВА ВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЯХ. ЧАСТЬ 2

Андреева Е.И.¹, Былина М.С.¹, Глаголев С.Ф.¹, Чаймарданов П.А.¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича,

Санкт-Петербург, 193232, Российская Федерация

*Адрес для переписки: BylinaMaria@mail.ru

Информация о статье

УДК 621.39, 530.182

Язык статьи – русский

Ссылка для цитирования: Андреева Е.И., Былина М.С., Глаголев С.Ф., Чаймарданов П.А. Свойства временных оптических солитонов в оптических волокнах и возможность их использования в телекоммуникациях. Часть 2 // Труды учебных заведений связи. 2018. Т. 4. № 2. С 26–35.

Аннотация: Во второй части работы выполнено теоретическое исследование процессов распространения импульсов, имеющих форму гиперболического секанса, по одномодовым оптическим волокнам с учетом потерь. Показано, что квазисолитонный режим в оптических волокнах с увеличением расстояния разрушается, но его можно поддержать с помощью управления затуханием, т.е. периодического оптического усиления, которое может быть реализовано с помощью дискретных усилителей, устанавливаемых через определенное расстояние, или с помощью распределенных рамановских усилителей. Рассмотрены вопросы выбора длин усилительных участков, уровней входного сигнала, коэффициентов усиления дискретных усилителей. Для волоконно-оптических систем связи, использующих рамановские усилители с встречной и двунаправленной накачкой, дополнительно определены требования к уровням излучения накачки. Выполнено имитационное моделирование процессов в линейных трактах волоконно-оптических систем связи с использованием программ OptiSystem и AltPhotonic Simulation Tool. Анализ полученных результатов позволил дать рекомендации по поддержанию квазисолитонного режима распространения сигналов в волоконно-оптических системах связи с помощью управления потерями.

Ключевые слова: оптические солитоны, одномодовое оптическое волокно, волоконно-оптическая система связи, дисперсия групповых скоростей, фазовая самомодуляция, оптическое усиление, встречная и двунаправленная накачка.

Введение

Предлагаемая Вашему вниманию статья является продолжением ранее опубликованной в предыдущем номере журнала статьи с таким же названием [1]. В этой части рассматривается влияние потерь в реальных оптических волокнах (ОВ) на процессы распространения в них квазисолитонных импульсов. Мы вводим понятие квазисолитонного импульса, полагая, что истинно солитонные импульсы, имеющие форму гиперболического секанса, могут распространяться в ОВ только в отсутствие потерь. Далее мы будем называть такие импульсы секансными. Речь во второй и третьей частях статьи будет идти о реальных оптических импульсах, близких по форме к фундаментальному солитону, но в какой-то степени из-

меняющих и периодически восстанавливающих свою амплитуду и длительность при распространении по ОВ. Такие импульсы также называют усредненными по длине солитонами.

В этой части мы проведем учет влияния затухания оптического излучения в ОВ на решение нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) и проведем моделирование процессов распространения секансных импульсов по ОВ с потерями. Далее рассмотрим практические возможности сохранения квазисолитонного режима распространения секансных импульсов, используя метод так называемого управления потерями в линейном волоконно-оптическом тракте [2–6]. Сущность метода состоит в периодической компенсации потерь с помощью оптического усиления, которое может

быть выполнено с помощью дискретных или распределенных оптических усилителей (ОУ). В дальнейшем изложении слово квазисолитонный мы будем в большинстве случаев опускать. Для проверки теоретических положений и технических предложений использовалось имитационное моделирование волоконно-оптической системы связи (ВОСС) с бинарной амплитудной модуляцией с помощью программ OptiSystem [7] и AltPhotonic Simulation Tool [8].

1. Учет влияния потерь реального ОВ на решение НУШ

Для удобства чтения второй части статьи кратко резюмируем полученные в первой части [1] результаты и напомним основные обозначения.

Итак, компенсация искажений оптических импульсов возможна в ОВ с отрицательным значением дисперсии групповых скоростей β_2 за счет одновременного действия хроматической дисперсии и фазовой самомодуляции (ФСМ), которая возникает в ОВ при больших мощностях сигналов. ФСМ характеризуется коэффициентом нелинейности γ [1–6]. Исследование решений НУШ, описывающего процессы распространения оптических импульсов по ОВ без потерь, предсказывает возможность существования импульсов секансной формы с определенной длительностью $2T_0$, так называемых временных фундаментальных солитонов первого порядка ($N=1$), которые не искажаются при распространении в ОВ вдоль оси Z . Также были предсказаны солитоны более высоких порядков (с целым значением $N > 1$), которые по мере распространения периодически изменяют свою форму, возвращаясь к исходной.

Распространение фундаментального солитона по ОВ без потерь описывается нормированной комплексной амплитудой напряженности (огibaющей импульса) электрического поля световой волны, распространяющейся в направлении оси Z по ОВ, Вт^{0.5}:

$$u(z, \tau) = \text{sech}(\tau) \cdot \exp(i \cdot z/2), \quad (1)$$

где $z = Z/L_D$ – нормированное расстояние Z вдоль ОВ; $\tau = T/T_0$ – нормированное время T , отсчитываемое от середины импульса; $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ – дисперсионная длина ОВ, $L_{NL} = 1/(\gamma \cdot P_0)$ – нелинейная длина ОВ; P_0 – пиковая мощность импульса на входе в ОВ.

Условием существования солитонов порядка N является равенство [1–6]:

$$\begin{aligned} N^2 &= L_D/L_{NL} = \gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2/|\beta_2| = \\ &= \gamma \cdot W_0 \cdot T_0/(2 \cdot |\beta_2|), \end{aligned} \quad (2)$$

где W_0 – энергия солитона N -го порядка.

Для учета коэффициента затухания ОВ α нелинейное уравнение Шредингера, рассмотренное в [1], можно дополнить членом в правой части [2–4]:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 \cdot u = -i \cdot \Gamma \cdot u, \quad (3)$$

где Γ – параметр затухания:

$$\Gamma = \alpha \cdot L_D/2 = \alpha \cdot T_0^2/(2 \cdot |\beta_2|). \quad (4)$$

При малых Γ уравнение (3) можно решить, используя метод обратной задачи рассеяния, если рассматривать Γ как малое возмущение. Если импульс на входе ОВ имеет форму:

$$u(0, \tau) = \text{sech}(\tau), \quad (5)$$

приближенное решение имеет вид [2, 3]:

$$u(z, \tau) = u_1 \cdot \text{sech}(u_1 \cdot \tau) \cdot \exp(i \cdot \sigma). \quad (6)$$

Параметры u_1 и σ в (6) определяются выражениями:

$$\begin{aligned} u_1 &= \exp(-2 \cdot \Gamma \cdot z) = \exp(-\alpha \cdot Z), \\ \sigma &= [1 - \exp(-4 \cdot \Gamma \cdot z)]/(8 \cdot \Gamma). \end{aligned} \quad (7)$$

Как и следовало ожидать, возмущенное решение (6) сводится к не возмущенному (1) при $\Gamma \rightarrow 0$.

На рисунке 1 приведены результаты расчетов пиковой мощности P_0 , необходимой для возникновения фундаментальных солитонов и параметра затухания Γ для двух типов ОВ – стандартного (SF) и со смещенной дисперсией (DSF). Параметры этих ОВ на длине волны 1550 нм приведены в таблице 1 [1].

ТАБЛИЦА 1. Параметры ОВ

№	Параметр	SF	DSF
1	Хроматическая дисперсия D_x , пс / (нм·км)	15.7	1.57
2	Нелинейный показатель преломления n_2 , м ² /Вт	25 · 10 ⁻²¹	25 · 10 ⁻²¹
3	Дисперсия групповых скоростей β_2 , пс ² /км	-20	-2
4	Коэффициент нелинейности γ , Вт ⁻¹ ·км ⁻¹	1.25	2.5
5	Коэффициент затухания α , дБ/км	0.2	0.2

Из рисунка 1 видно, что для обеспечения солитонного режима в ОВ стандартного типа требуется очень большая пиковая мощность и использование этого оптического волокна не целесообразно. Поэтому далее будем рассматривать процессы распространения секансных импульсов, только в ОВ со смещенной дисперсией.

Для проверки теоретических положений и технических предложений использовалось имитационное моделирование волоконно-оптической системы связи с бинарной амплитудной модуляцией [7, 8]. Для исследований использовалась схема ВОСС с амплитудной модуляцией (рисунок 2) со скоростью передачи $B = 10$ Гбит/с по ОВ типа DSF с параметрами, приведенными в таблице 1.

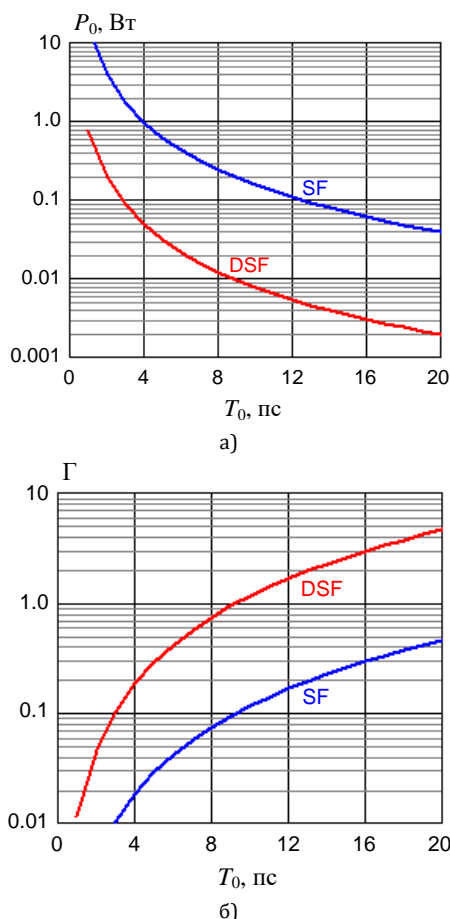


Рис. 1. Результаты расчетов зависимостей: а) пиковой мощности фундаментального солитона; б) нормированного затухания на дисперсионной длине от полуширины секансного импульса

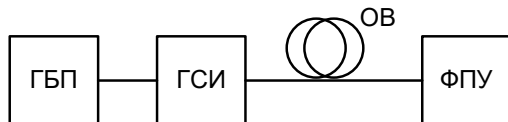


Рис. 2. Схема моделируемой ВОСС без ОУ

Схема включает генератор битовой последовательности (ГБП) 010110111, которой модулируется оптический генератор секансных импульсов (ГСИ). Параметры импульсов были выбраны в соответствии с параметрами фундаментального солитона: пиковая мощность, рассчитанная по (2), составила $P_0 = 8$ мВт; скважность выбрана равной $q_0 = 5$; длительность на уровне половины амплитуды, рассчитанная по выражению:

$$t_{u0} = 1/(B \cdot q_0), \tag{8}$$

составила 20 пс ($T_0 = 10$ пс).

Выходной сигнал линейного тракта, представленного оптическим волокном DSF, поступает на оптическое цифровое фотоприемное устройство (ФПУ). Для проведения исследований осуществлялся контроль средней оптической мощности, спектра излучения и осциллограмм сигнала в различных точках ВОСС, а также величины Q -фактора на выходе ФПУ, который должен быть больше 6-7.

В результате имитационного моделирования процессов распространения секансных импульсов по выбранному ОВ были получены зависимости длительности и пиковой мощности импульса на выходе ОВ, а также Q -фактора от длины ОВ при следующих пиковых мощностях на его входе:

- 1) $P_0 = 8$ мВт, соответствующая пиковой мощности, необходимой для формирования фундаментального солитона в ОВ без потерь;
- 2) $P_0 = 1$ мВт, недостаточная для формирования фундаментального солитона;
- 3) $P_0 = 32$ мВт, существенно превышающая необходимую для формирования фундаментального солитона.

Результаты исследований помещены в таблицу 2. Видно, что пиковая мощность на входе ОВ, равная $P_0 = 8$ мВт, недостаточна для удержания солитонного режима в ОВ с потерями. Длительность импульса с увеличением расстояния сразу начинает нарастать, а Q -фактор – уменьшаться, хотя и немного медленнее, чем для малой пиковой мощности $P_0 = 1$ мВт, при которой нелинейные явления практически не проявляются. При большой входной мощности $P_0 = 32$ мВт длительность импульса t_u с увеличением расстояния сначала уменьшается за счет ФСМ, а затем начинает возрастать. Однако увеличение пиковой мощности на входе ОВ в целом уменьшает отрицательное влияние хроматической дисперсии.

ТАБЛИЦА 2. Результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов по ОВ типа DSF

$Z, \text{ км}$	$P_0 = 1 \text{ мВт}$			$P_0 = 8 \text{ мВт}$			$P_0 = 32 \text{ мВт}$		
	$P_i, \text{ мкВт}$	$t_u, \text{ пс}$	Q	$P_i, \text{ мкВт}$	$t_u, \text{ пс}$	Q	$P_i, \text{ мкВт}$	$t_u, \text{ пс}$	Q
0	10^3	20	-	$8 \cdot 10^3$	20	-	$32 \cdot 10^3$	20	-
25	280	24	995	$2.4 \cdot 10^3$	22	1657	$13.1 \cdot 10^3$	14	1755
50	76	28	446	680	25	1353	$4.1 \cdot 10^3$	15	1656
100	5.6	38	37.8	50	33	286	270	27	913
150	0.44	50	2.99	3.9	46	24.3	19	36	95.7

Моделирование, основанное на точном решении НУШ (таблица 2), и расчеты по выражению (6) показывают, что изменения выходной мощности с увеличением расстояния практически совпадают, а изменения длительности существенно различаются. Это связано с тем, что (6) получено при $\Gamma \ll 1$, а в наших расчетах для ОВ DSF $\Gamma = 1.15$.

2. Поддержание квазисолитонного режима в ОВ методом управления потерями с помощью дискретных оптических усилителей

Общая идея метода управления потерями с помощью дискретных ОУ состоит в том, чтобы разбить линейный тракт ВОСС на ряд усилительных участков (УУ), на которых сохраняется средняя величина пиковой мощности \bar{P}_0 секансных импульсов, равной мощности фундаментального солитона P_0 (2) при отсутствии потерь в ОВ (рису-

нок 3). Поэтому такие солитоны называют усредненными по длине. Для их существования необходимо, чтобы величина пиковой мощности на входе УУ P_{0max} существенно превышала мощность фундаментального солитона P_0 . Далее мы определим необходимое значение P_{0max} , которое зависит от расстояния L_A между ОУ и параметров ОВ.

В качестве дискретных ОУ обычно используют волоконно-оптические эрбиевые усилители. Заметим, что расстояние L_A между ОУ должно быть достаточно большим, чтобы минимизировать стоимость ВОСС. Для несолитонных ВОСС с каскадами ОУ L_A обычно лежит в пределах 80–100 км. Для солитонных ВОСС L_A обычно выбирается существенно меньше.

Физическая причина необходимости меньших значений L_A в том, что ОУ повышают энергию солитона до входного уровня на длине эрбиевого ОВ длиной несколько метров, а не обеспечивают непрерывное восстановление фундаментального солитона на протяжении всего УУ. При этом длительность усиленного солитона динамически восстанавливается на выходе ОУ, но в процессе восстановления солитон теряет часть энергии в виде рассеянного излучения, которое может накапливаться до заметного уровня и его необходимо уменьшать, выбирая L_A в соответствии с условием:

$$L_A < L_D. \tag{9}$$

Дисперсионная длина L_D определяется длительностью импульса T_0 и параметром дисперсии групповых скоростей β_2 и может изменяться в широких пределах от 10 до 1000 км для разных ОВ. У выбранного нами ОВ DSF $L_D = 50$ км. Исходя из (9), можно наложить условие на выбор T_0 , а тем самым и на скорость передачи ВОСС B :

$$T_0 > \sqrt{|\beta_2| \cdot L_A} \text{ и } B^2 \cdot L_A < (4 \cdot q_0^2 \cdot |\beta_2|)^{-1}. \tag{10}$$

Выбирая типичные значения $\beta_2 = -2$ пс²/км, $L_A = 50$ км и $q_0 = 5$, получим $T_0 > 10$ пс и $B < 10$ Гбит/с. Очевидно, что использование усредненных по длине ОВ солитонов накладывает жесткие условия на скорость передачи информации и на расстояние между усилителями. Однако для уточнения ограничений (9) и (10) необходимо провести имитационное моделирование.

Периодическое дискретное усиление квазисолитонных импульсов можно математически учесть в следующей форме НУШ:

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 \cdot u = -i \cdot \Gamma \cdot u + \frac{i}{2} \cdot g(z) \cdot L_D \cdot u, \tag{11}$$

где $g(z)$ – функция дискретного усиления в точках расположения ОУ:

$$g(z) = \sum_{m=1}^{N_A} g_m \cdot \delta(z - z_m). \tag{12}$$

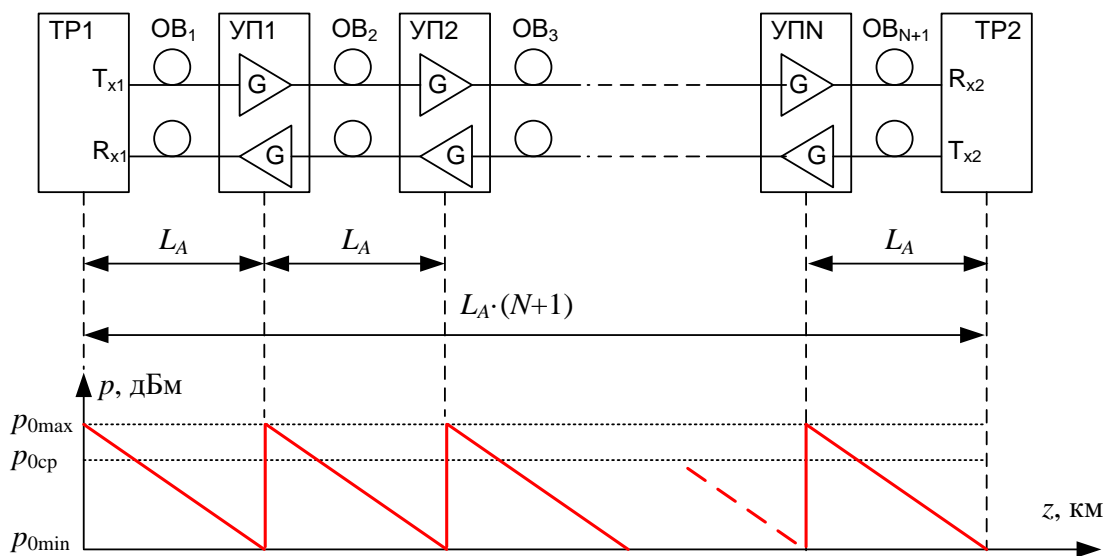


Рис. 3. Схема линейного тракта ВОСС с ОУ с сосредоточенным усилением

В (11) N_A – общее число дискретных ОУ; g_m – усиление сосредоточенного ОУ, расположенного на расстоянии $z = z_m$. Если предположить, что ОУ размещены равномерно, то $z_m = m \cdot z_A$, где $z_A = L_A/L_D$ – нормированное расстояние между ОУ.

Ввиду быстрых изменений энергии солитона, вызываемых периодическими изменениями усиления и потерь, представим u в виде:

$$u(z, \tau) = \sqrt{p(z)} \cdot v(z, \tau), \tag{13}$$

где $p(z)$ – быстро меняющаяся и $v(z, \tau)$ – медленно меняющаяся функции z . Подставив (13) в (11), найдем, что $v(z, \tau)$ удовлетворяет стандартному НУШ, полученному для ОВ без потерь [1]:

$$i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + p(z) \cdot |v|^2 \cdot v = 0, \tag{14}$$

где $p(z)$ – получается решением обыкновенного дифференциального уравнения:

$$\frac{dp}{dz} = [g(z) \cdot L_D - \Gamma] \cdot p. \quad (15)$$

Решение уравнения (15) можно найти аналитически с учетом, что дискретное усиление обеспечивает периодичность функции $p(z)$. На каждом периоде эта функция экспоненциально убывает как $p(z) = \exp(-2 \Gamma z)$, а в конце периода скачком восстанавливает свое начальное значение $p(0) = 1$. Функция $p(z)$ описывает изменения пиковой мощности (или энергии) импульса между двумя ОУ. Для ОВ с потерями 0.2 дБ/км $p(z)$ изменяется в 10 раз, если $L_A = 50$ км.

В общем случае изменения энергии квазисолитонного импульса сопровождаются изменениями его длительности t_u . Большие и быстрые изменения $p(z)$ могут разрушить солитон, если его длительность быстро меняется с испусканием рассеянного излучения. Отметим, что форма квазисолитонного импульса (и его длительность) мало меняется на расстоянии, коротком по сравнению с дисперсионной длиной. Действительно при $z_A \ll 1$, длительность солитона практически не меняется, а пиковая мощность существенно изменяется в каждом сегменте между соседними ОУ. Действительно, если $z_A \ll 1$, в (14) можно заменить функцию $p(z)$ ее средним значением \bar{p} .

Одним из решений (14) является усредненный по длине солитон. С практической точки зрения такой солитон можно возбудить при увеличении пиковой мощности P_s усредненного по длине солитона в $1/\bar{p}$ раз. Для коэффициента усиления ОУ:

$$G = \exp(2 \cdot \Gamma \cdot z_A) \quad (16)$$

можно определить среднее значение функции \bar{p} :

$$\bar{p} = z_A^{-1} \cdot \int_0^{z_A} \exp(-2 \cdot \Gamma \cdot z) \cdot dz. \quad (17)$$

Далее можно определить коэффициент увеличения энергии (пиковой мощности) на входе в ОВ солитонной ВОСС с управлением потерями по сравнению с энергией необходимой для формирования фундаментального солитона в ОВ без потерь:

$$f_{lm} = \frac{P_s}{P_0} = \frac{1}{\bar{p}} = \frac{2 \cdot \Gamma \cdot z_A}{1 - \exp(-2 \cdot \Gamma \cdot z_A)} = \frac{G \cdot \ln(G)}{G - 1}, \quad (18)$$

где P_0 – пиковая мощность в ОВ без потерь.

Теоретически выполнение условия (9) с учетом (16) и (18) при использовании идеального нешумящего ОУ позволяет передавать без искажений секансные импульсы на бесконечно большие расстояния. В действительности при реальных условиях и учете рассеянного излучения и накапливающихся в линейном тракте шумов ОУ это расстояние ограничено.

Для оценки реальных возможностей квазисолитонных ВОСС было проведено моделирование процессов распространения секансных импульсов со скоростью передачи $B = 10$ Гбит/с в схеме, содержащей несколько усилительных участков с дискретными ОУ. Длины усилительных участков L_A принимались равными 25, 50 и 100 км ($z_A = 0.5, 1$ и 2 соответственно). Рассчитанные по (18) коэффициенты увеличения энергии составили 1.683, 2.556 и 4.65, а пиковые мощности 13.46, 20.45 и 37.5 мВт соответственно. Результаты моделирования приведены в таблице 3 и на рисунках 4 и 5 соответственно.

ТАБЛИЦА 3. Результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов по ОВ типа DSF в ВОСС с дискретными ОУ

z_A	l , км	0	25	50	100	200	500
0.5	P_{ml} , мВт	13.5	13.5	13.4	13.2	12.8	11.3
	t_u , пс	19	18	19	20.5	21	21
	Q	-	623	479	458	316	298
1.0	P_{ml} , мВт	20.5	-	21	21	19.5	18
	t_u , пс	20	-	21	21	21	21.5
	Q	-	-	405	320	247	170
2.0	P_{ml} , мВт	37.5	-	-	33	27	23
	t_u , пс	20	-	-	26	28	30
	Q	-	-	-	169	65.4	22

Из таблицы 3 видно, что при $L_A \leq L_D$ ($L_A = 25$ и 50 км) квазисолитонный режим распространения секансных импульсов сохраняется и качество связи на достаточно больших расстояниях вплоть до $Z = 500$ км остается высоким ($Q > 150$). Рисунок 4 подтверждает сохранение формы выходных импульсов. Таблица 3 также демонстрирует, что при $L_A > L_D$ ($L_A = 2L_D = 100$ км) импульсы не только значительно расширяются, но и сильно искажаются, качество связи на расстоянии $Z = 500$ км уменьшается до $Q = 20$, оставаясь достаточно высоким. Рисунок 5 подтверждает, что выходные импульсы не сохраняют форму даже на выходе одного усилительного участка длиной 100 км, на импульсах видны боковые пики рассеянного излучения. С дальнейшим увеличением расстояния искажения передаваемых импульсов возрастают.

3. Поддержание квазисолитонного режима в ОВ методом управления потерями с помощью распределенных оптических усилителей

Альтернативная схема поддержания квазисолитонного режима в ОВ с потерями использует эффект вынужденного рассеяния Рамана, который называют также вынужденным комбинационным рассеянием (ВКР), для распределенного усиления солитонных импульсов.

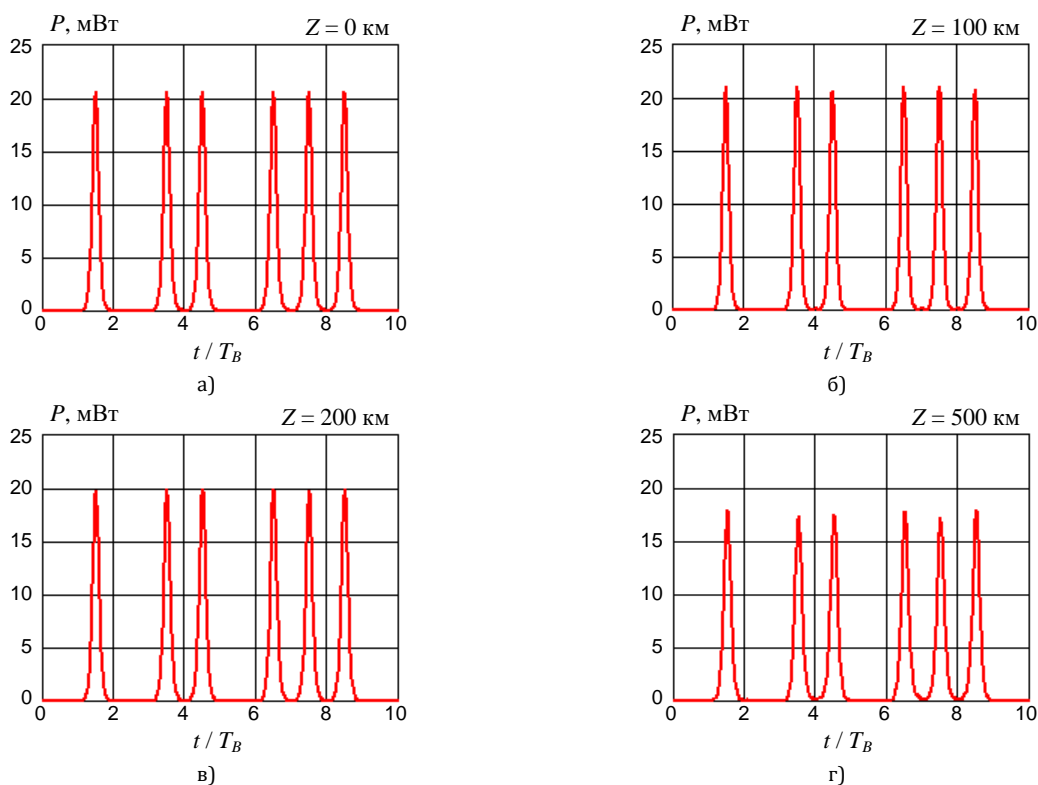


Рис. 4. Формы импульсов в ВОСС с $L_A = 50$ км:
 а) на выходе ГСИ; б) на выходе 2-го УУ; в) на выходе 4-го УУ; г) на выходе 10-го УУ

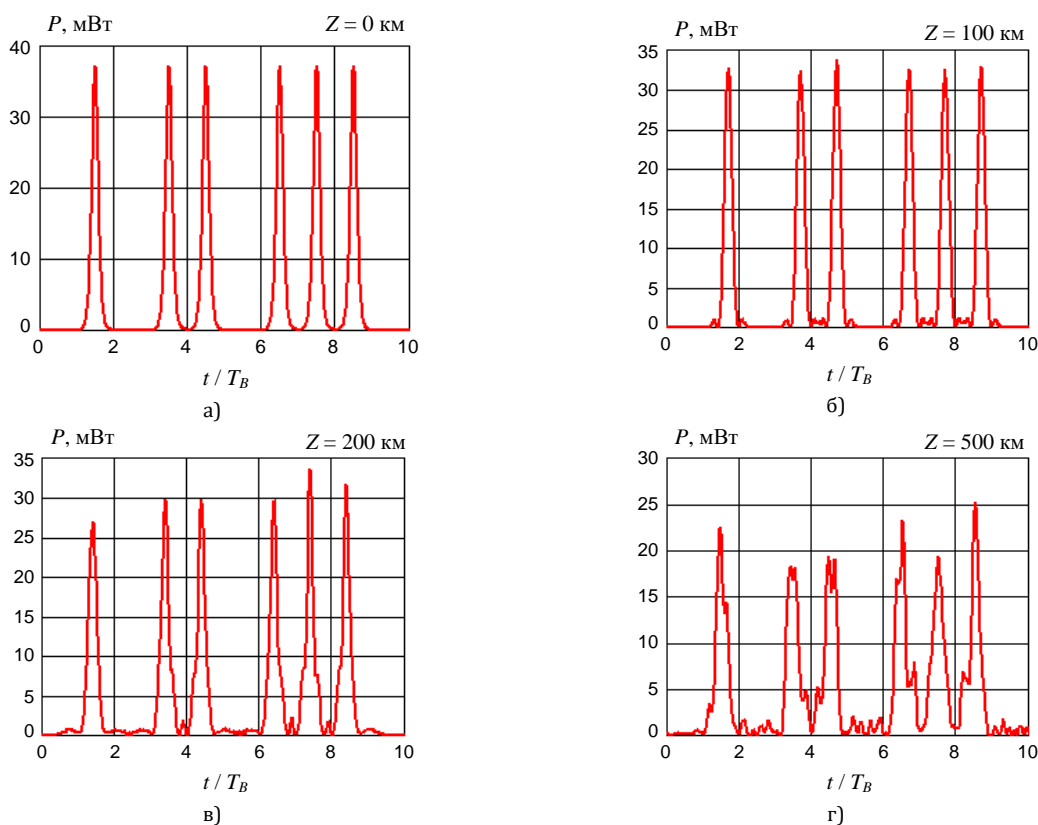


Рис. 5. Формы импульсов в ВОСС с $L_A = 100$ км:
 а) в начале ВОСС; б) на выходе 1-го УУ; в) на выходе 2-го УУ; г) на выходе 5-го УУ

Необходимая для усиления солитонов энергия отбирается у непрерывного излучения накачки с частотой сдвинутой выше на 13 ТГц по сравнению

с частотой сигнала. Поскольку ВКР-усиление распределено по всей длине ОБ, можно адиабатически усиливать солитон, приблизительно поддер-

живая сохранение формы фундаментального солитона ($N = 1$). Выполнение этого условия значительно уменьшает рассеянную долю энергии. С этой точки зрения схема, использующая ВКР-усиление, наиболее перспективна в реальных ВОСС.

Рассмотрим схемы солитонных ВОСС с распределенным усилением, которые обычно используют встречную или двунаправленную накачку (рисунки 6).

Линейный тракт содержит два конечных транспондера (ТР), содержащих усилители ВКР с накачкой, которая от источников накачки (ИН) вводится в ОВ с помощью WDM направленных ответвителей (НО). В усилительных пунктах (УП) находятся ИН, которые обеспечивают усиление в ОВ, прилегающих к УП с двух сторон. Таким образом, ОВ на каждом участке является активной средой для двунаправленной накачки. Исключив из схемы рисунка 6 источники попутной накачки, мы получим схему со встречной накачкой.

Запишем уравнение, описывающее изменение пиковой мощности P_s в ОВ, обладающем усилительной способностью $g(Z)$ и коэффициентом затухания α :

$$\frac{dP_s}{dZ} = [g(Z) - \alpha] \cdot P_s. \quad (19)$$

Если усилительная способность $g(Z)$ постоянна и равна α для любых Z , пиковая мощность и энергия солитона остаются постоянными вдоль ОВ. Это полностью соответствует ОВ без потерь.

Практически распределенное усиление реализуется периодическим введением накачки в телекоммуникационное ОВ с помощью НО. Т.к. мощность накачки не сохраняется из-за потерь в ОВ и ее истощения, усилительная способность $g(Z)$ в действительности зависит от Z . Однако, хотя потери в ОВ нельзя компенсировать в каждой точке, возможна общая компенсация на расстоянии Z_A между ОУ при условии [3]:

$$\int_0^{Z_A} g(Z) \cdot dZ = \alpha \cdot Z_A. \quad (20)$$

В этом случае также можно говорить об усредненных по расстоянию солитонах.

Рассмотрим схему распределенного ВКР усиления со встречной накачкой. Если пренебречь истощением накачки, то для усилительной способности $g(Z)$ в (20) можно записать:

$$g(Z) = g_0 \cdot \exp[-\alpha_p \cdot (Z_A - Z)], \quad (21)$$

где α_p – коэффициент затухания ОВ для накачки.

Запишем нормированное решение уравнения (19) с учетом (21) для встречной накачки, обеспечивающей на выходе ОУ пиковую мощность фундаментального солитона P_0 [3]:

$$p(Z) = \frac{P(Z)}{P_0} = \exp \left\{ \alpha \cdot Z \cdot \left[\frac{\exp(\alpha_p \cdot Z - 1)}{\exp(\alpha_p \cdot Z_A - 1)} - \alpha \cdot Z \right] \right\}, \quad (22)$$

где g_0 выбрано так, чтобы $p(Z_A) = 1$.

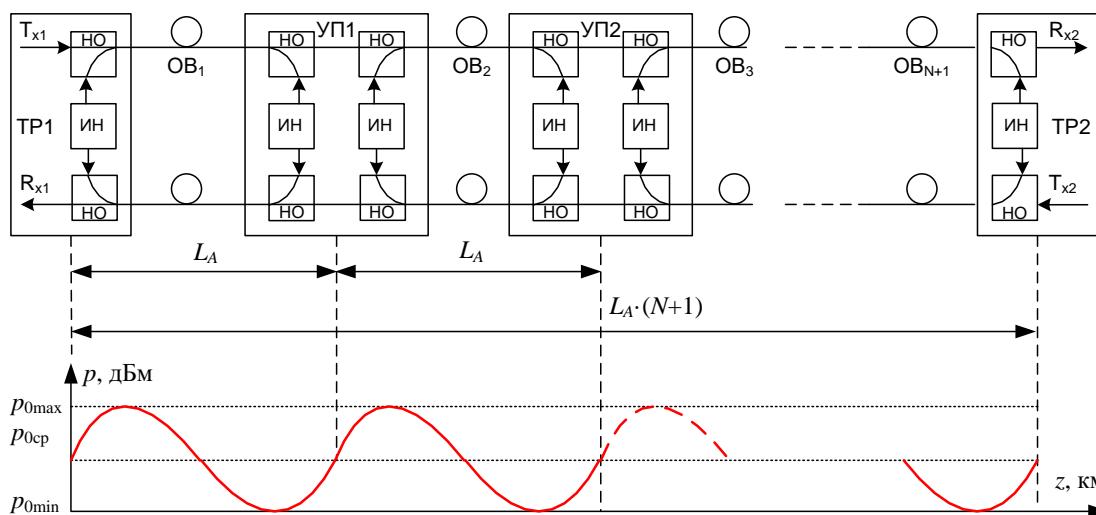


Рис. 6. Схема линейного тракта ВОСС, использующая распределенные ОУ

В случае использования только встречной накачки, как и при использовании дискретных ОУ, пиковая мощность входных импульсов должна быть больше мощности, необходимой для формирования фундаментального солитона. Коэффициент увеличения мощности определялся по выражению:

$$f_{lm} = 1/\bar{p} = \left(\frac{1}{Z_A} \int_0^{Z_A} p(z) dz \right)^{-1}. \quad (23)$$

Для УУ длиной 50 и 100 км коэффициент f_{lm} составил 1.769 и 3.664, соответственно.

Рассмотрим также использование двунаправленной накачки [3]. Коэффициент усиления $g(Z)$ без учета истощения накачки имеет вид:

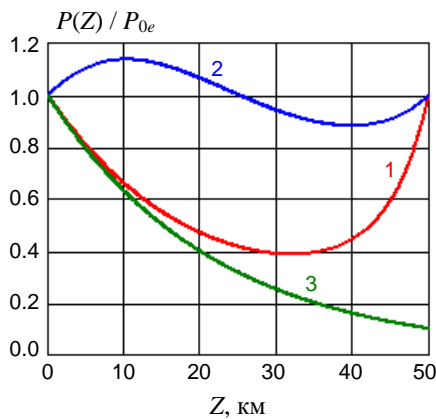
$$g(Z) = g_1 \cdot \exp(-\alpha_p \cdot Z) + g_2 \exp[-\alpha_p \cdot (L_A - Z)], \quad (24)$$

где g_1 и g_2 связаны с мощностями попутной и встречной накачки.

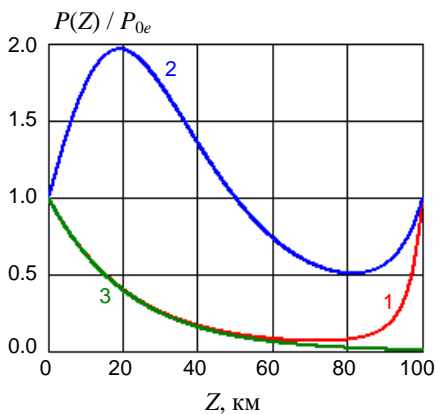
Полагая мощности накачки равными и решая (19) с учетом (24), находим изменения энергии солитона при двунаправленной накачке [3]:

$$p(Z) = \frac{P(Z)}{P_0} = \exp \left\{ \alpha \cdot Z_A \cdot \left[\frac{\text{sh}[\alpha_p \cdot (Z - Z_A/2)] + \text{sh}(\alpha_p \cdot Z_A/2)}{2 \cdot \text{sh}(\alpha_p \cdot Z_A/2)} \right] - \alpha \cdot Z \right\}. \quad (25)$$

На рисунке 7 показаны нормированные зависимости пиковой мощности $p(Z)$ вдоль ОУ при $L_A = 50$ км, $\alpha = 0.2$ дБ/км, $\alpha_p = 0.25$ дБ/км для встречной (1 кривая) и двунаправленной накачки (2 кривая).



а)



б)

Рис. 7. Нормированные изменения пиковой мощности в пределах УУ: а) длиной 50 км; б) длиной 100 км для встречной (1) и двунаправленной (2) накачек, а также для дискретного ОУ (3)

Изменения пиковой мощности на УУ длиной 50 км (рисунок 7а) не превышают 60 % при встречной и 10 % при двунаправленной накачке. Для сравнения показано, что изменение пиковой

мощности при использовании дискретных ОУ составляет 90 %. Из рисунка 7б видно, что для УУ длиной 100 км пиковая мощность при двунаправленной накачке меняется в 2 раза по сравнению с начальным значением.

На рисунках 8–10 представлены результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов со скоростью передачи 10 Гбит/с в схеме, содержащей несколько УУ с распределенными ОУ. Нормированные входные импульсы показаны на рисунке 8. Длительности входных импульсов принимались равными 20 пс, т.е. соответствующими параметрам фундаментального солитона.

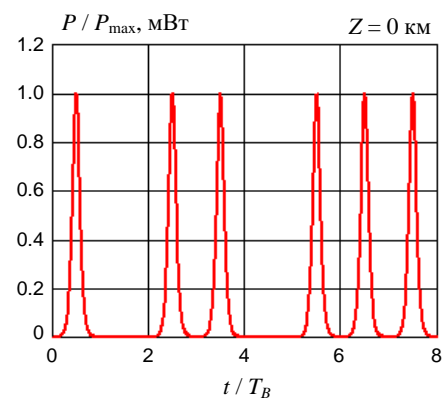
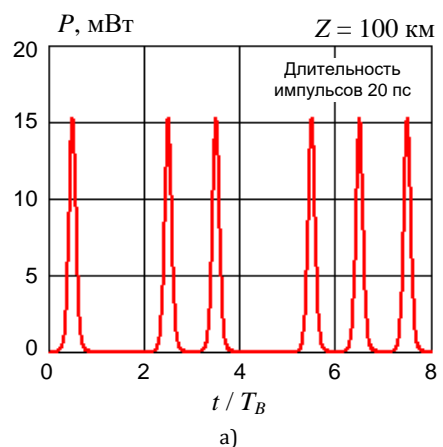
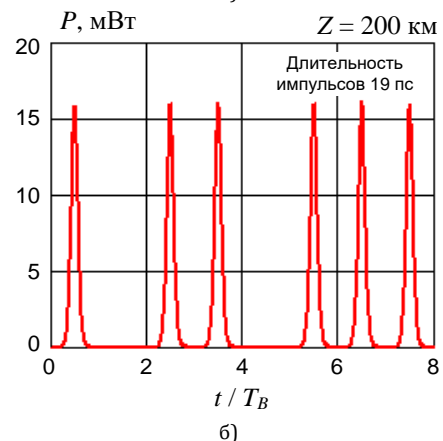


Рис. 8. Форма импульсов в начале ВОСС



а)



б)

Рис. 9. Формы импульсов: а) на выходе 2-го УУ (на расстоянии 100 км); б) на выходе 4-го УУ (на расстоянии 200 км)

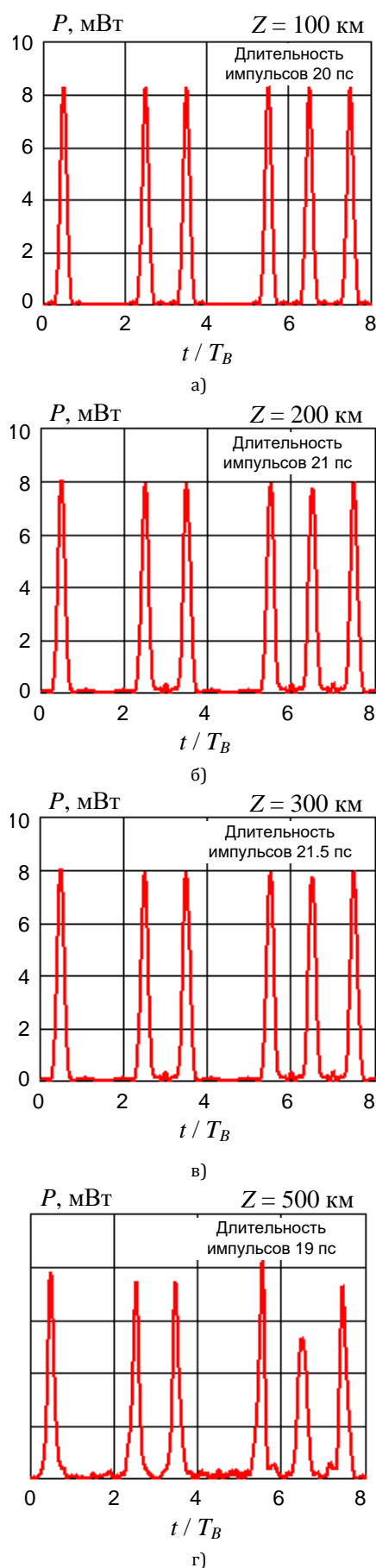


Рис. 10. Формы импульсов: а) на выходе 1-го УУ; б) на выходе 2-го УУ, в) на выходе 3-го УУ; г) на выходе 5-го УУ

На рисунке 9 представлены результаты моделирования ВОСС, содержащей несколько УУ длиной 50 км с распределенными ОУ со встречной накачкой мощностью 120.95 мВт. Из рисунков видно, что один источник накачки на УУ позволяет удовлетворительно поддерживать квазисолитонный режим при $L_D = L_A$. Сравнение ВОСС, которая использует распределенное усиление и встречную накачку, с ВОСС с дискретными ОУ показывает преимущества распределенного усиления, т.к. для поддержания солитонного режима требуются меньшие входные мощности 15 мВт, вместо 20 мВт. Расчеты показали, что для удовлетворительной поддержки квазисолитонного режима при $L_A = 2L_D$ одного источника встречной накачки недостаточно, впрочем, как и использования дискретных ОУ (см. рисунок 5).

Отличные результаты могут быть получены при использовании двунаправленной накачки при длине УУ 50 км. В этом случае на вход ВОСС подается мощность соответствующая фундаментальному солитону в ОВ без потерь, т.е. в нашем случае 8 мВт. Даже при увеличении длины УУ до 100 км в схеме с двунаправленной накачкой можно получить удовлетворительные результаты. На рисунке 10 представлены результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов со скоростью передачи 10 Гбит/с в схеме, содержащей несколько УУ длиной 100 км с распределенными ОУ с двунаправленной накачкой. Мощности попутной и встречной накачек принимались равными 114.54 мВт.

Видно, что использование двунаправленной накачки позволяет поддерживать квазисолитонный режим на расстоянии до 300 км. Сопоставляя эти результаты с результатами, полученными для ОУ со встречной накачкой и с дискретными ОУ, можно заключить, что для солитонных ВОСС необходимо использовать двунаправленную накачку. Ее недостатком, который относится и к схеме со встречной накачкой, является необходимость автоматического и точного поддержания режима усиления, путем тонкого управления мощностями накачки на каждом УУ.

Заключение

Проведенный анализ показал, что:

- 1) В реальном ОВ, обладающем потерями, невозможно существование фундаментальных солитонов, однако могут существовать квазисолитоны или усредненные по расстоянию солитоны, периодически изменяющие и восстанавливающие свою амплитуду и длительность за счет ОУ, которые могут быть как дискретными, так и распределенными.
- 2) Расстояние между ОУ в квазисолитонных ВОСС должно быть, как правило, меньше или равно дисперсионной длине ОВ.

3) При использовании дискретных и распределенных ОУ со встречной накачкой пиковая мощность квазисолитонного импульса на входе в ОВ должна быть существенно больше пиковой мощности фундаментального солитона.

4) При использовании в ВОСС ОУ с двунаправленной накачкой на вход ОВ необходимо подавать солитонные импульсы с пиковой мощностью, соответствующей фундаментальному солитону. Такие ВОСС позволяют значительно увеличить длину УУ и обеспечивают сохранение квазисолитонного режима на больших расстояниях (свыше 500 км).

5) В работе предлагаются простые инженерные формулы для проектирования и расчета параметров солитонных ВОСС, которые обоснованы имитационным моделированием с использованием известного и вновь разработанного программного обеспечения.

6) Использованное в работе программы AltPhotonic Simulation Tool [8] доказало свои преимущества перед программой OptiSystem в части моделирования ВОСС с распределенным усилением.

Список используемых источников

1. Андреева Е.И., Былина М.С., Глаголев С.Ф., Чаймарданов П.А. Свойства временных оптических солитонов в оптических волокнах и возможность их использования в телекоммуникациях. Часть 1 // Труды учебных заведений связи. 2018. Т. 4. № 1. С. 5–12.
2. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1996. 323 с.
3. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов: Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 648 с.
4. Hasegawa A., Kodama Y. Guiding-center soliton in optical fibers // Optics Letters. 1990. Vol. 15. Iss. 24. PP. 1443–1445.
5. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. 304 с.
6. Mollenauer L.F., Gordon J.P. Solitons in Optical Fibers: Fundamentals and Applications. Academic Press, 2006. 296 p.
7. Optical Communication System Design Software (OptiSystem). User's Reference. Optiwave. 2014.
8. Чаймарданов П.А. Разработка программного обеспечения для компьютерного моделирования волоконно-оптических систем передачи // Материалы VII Международной конференции по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2018. С. 338–339.

* * *

PROPERTIES OF TEMPORARY OPTICAL SOLITONS IN OPTICAL FIBERS AND THE POSSIBILITY OF THEIR USE IN TELECOMMUNICATIONS. PART 2

E. Andreeva¹, M. Bylina¹, S. Glagolev¹, P. Chaimardanov¹

¹The Bonch-Bruевич State University of Telecommunications,
St. Petersburg, 193232, Russian Federation

Article info

Article in Russian

For citation: Andreeva E., Bylina M., Glagolev S., Chaimardanov P. Properties of temporary optical solitons in optical fibers and the possibility of their use in telecommunications. Part 2 // Proceedings of Telecommunication Universities. 2018. Vol. 4. Iss. 2. PP. 26–35.

Abstract: *In the second part of the work, a theoretical study of the propagation processes of pulses having the form of a hyperbolic secant is performed using single-mode optical fibers with allowance for losses. It is shown that the quasisoliton regime in optical fibers disintegrates with increasing distance, but it can be supported by attenuation control, i.e. periodic optical amplification, which can be realized using discrete or distributed amplifiers. The questions of the choice of the lengths of the amplifying regions, the levels of the input signal, the amplification factors of the discrete amplifiers, the levels of the pump radiation of the distributed amplifiers are considered. Simulation modeling of processes in linear paths of fiber-optic communication systems using the OptiSystem and AltPhotonic Simulation Tool is performed.*

Keywords: *optical soliton, temporary optical soliton, single-mode optical fiber, fiber optic communication system, group velocity dispersion, self-phase modulation, optical amplification.*