

СВОЙСТВА ВРЕМЕННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИЯХ. ЧАСТЬ 3

Андреева Е.И.¹, Былина М.С.^{1*}, Глаголев С.Ф.¹, Доценко С.Э.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., Доценко С.Э., Чаймарданов П.А. Свойства временных оптических солитонов в оптических волокнах и возможность их использования в телекоммуникациях. Часть 3 // Труды учебных заведений связи. 2018. Т. 4. № 3. С. 5-16.

Аннотация: В третьей части работы выполнено теоретическое исследование процессов распространения импульсов, имеющих форму гиперболического секанса, по специальным одномодовым оптическим волокнам с уменьшающейся хроматической дисперсией. Моделирование показало, что в волокнах с уменьшающейся дисперсией поддерживается солитонный режим на значительных расстояниях даже при наличии в ней потерь, которые компенсируются сосредоточенными оптическими усилителями. С помощью моделирования также показано, что вместо волокон с уменьшающейся дисперсией можно успешно использовать несколько последовательно соединенных оптических волокон с дискретно уменьшающейся дисперсией групповых скоростей. Также теоретически рассмотрены квазисолитонные волоконно-оптические системы связи, в волоконно-оптических линейных трактах которых используются секции, состоящие из двух оптических волокон с разными знаками дисперсий групповых скоростей. Причем остаточная дисперсия групповых скоростей в секции имеет отрицательный знак. Это позволяет в сочетании с оптическими усилителями реализовать в волоконно-оптических линейных трактах квазисолитонный режим работы. Квазисолитонные импульсы называют также солитонами с управляемой дисперсией. Проведенные расчеты и моделирование с использованием программы OptiSystem позволили получить инженерные формулы и рекомендации для проектирования квазисолитонных волоконно-оптических систем связи.

Ключевые слова: оптические солитоны, одномодовое оптическое волокно, волокна с уменьшающейся дисперсией, волоконно-оптическая система связи, дисперсия групповых скоростей, фазовая самомодуляция, оптическое усиление, солитоны с управляемой дисперсией, моделирование.

Введение

Предлагаемая Вашему вниманию статья является продолжением ранее опубликованных в предыдущих номерах журнала статей с таким же названием [1, 2]. В данной части рассматриваются возможности использования квазисолитонных волоконно-оптических систем связи (ВОСС) с бинарной амплитудной модуляцией и волоконно-оптическими линейными трактами (ВОЛТ), в которых осуществляется управление хроматической дисперсией (ХД). В работе исследуются процессы распространения квазисолитонных импульсов, имеющих форму гиперболического секанса, в различных схемах ВОЛТ [3, 4]: со специальным одно-

модовым оптическим волокном (ОВ) с уменьшающейся хроматической дисперсией; с секциями, состоящими из нескольких последовательно соединенных одномодовых ОВ с дискретно уменьшающейся дисперсией групповых скоростей (ДГС); с секциями, состоящими из двух одномодовых ОВ с разными знаками ДГС, величина которых выбрана так, чтобы остаточная ДГС была отрицательной. Проведенные расчеты и моделирование с использованием программы OptiSystem [5] показали, что в рассмотренных ВОСС можно реализовать квазисолитонный режим работы. При этом необходимо компенсировать потери в ОВ с помощью оптических усилителей.

Результаты теоретических исследований и моделирования позволили сформулировать условия существования и возможности передачи на большие расстояния квазисолитонов с управлением ХД. Предлагаются инженерные формулы для проектирования солитонных ВОСС.

Теоретический анализ, также как в предыдущих статьях [1, 2], проводился на основе решений нелинейного уравнения Шредингера (НУШ).

1. Общие сведения

Для удобства чтения третьей части статьи напомним основные обозначения и кратко резюмируем полученные во второй части [2] результаты.

Фундаментальным солитоном называется секансный импульс (импульс, имеющий форму гиперболического секанса), который при распространении в ОВ без потерь сохраняет свою форму, амплитуду и длительность. Квазисолитонным импульсом называется реальный оптический импульс, близкий по форме к фундаментальному солитону, но в какой-то степени изменяющий и периодически восстанавливающий свои амплитуду и длительность при распространении по ОВ.

Периодическое дискретное усиление квазисолитонных импульсов можно математически описать, используя НУШ в следующей форме [2]:

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

где $\tau = T / T_0(0)$ – нормированное время T , отсчитываемое от середины импульса; $T_0(Z)$ – полуширина секансного импульса, которая в общем случае зависит от расстояния Z вдоль ОВ; $T_0(0)$ – полуширина импульса на входе в ОВ; $u(z, \tau)$ – комплексная нормированная амплитуда напряженности электрического поля – огибающая квазисолитонного импульса, распространяющегося в направлении оси Z по ОВ, которая для секансного импульса имеет вид $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$; $z = Z / L_D$ – нормированное расстояние вдоль ОВ; $L_D = T_0^2(0) / |\beta_2|$ – дисперсионная длина ОВ; β_2 – дисперсия групповых скоростей (ДГС); $\Gamma = \alpha \cdot L_D / 2 = \alpha \cdot T_0^2(0) / (2 \cdot |\beta_2|)$ – затухание в ОВ длиной L_D для напряженности электрического поля; α – коэффициент затухания ОВ; $g(z)$ – функция дискретного усиления в точках расположения ОУ:

$$g(z) = \sum_{m=1}^{N_A} G_m \cdot \delta(z - z_m). \quad (2)$$

В (2) N_A – общее число дискретных ОУ; G_m – усиление сосредоточенного ОУ, расположенного на расстоянии $z = z_m$. Если предположить, что одинаковые ОУ с коэффициентом усиления G_m размещены равномерно с нормированным периодом $z_A = L_A / L_D$, то $z_m = m \cdot z_A$. В приведенных выражениях L_A – длина усилительного участка

(УУ). В качестве сосредоточенных ОУ обычно используют усилители на основе ОВ, легированных эрбием (EDFA, от англ. Erbium Doped Fiber Amplifier).

Расчеты [2] показывают, что квазисолитонный режим на УУ можно поддержать, если:

$$z_A < 1 \text{ или } (L_A < L_D). \quad (3)$$

Физическая причина необходимости ограничения длины УУ L_A (3) заключается в том, что EDFA повышают энергию солитона до входного уровня в легированном эрбием ОВ, имеющем длину несколько метров, а не обеспечивают непрерывное восстановление 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. Рассеянное излучение после прохождения многих УУ может накапливаться до заметного уровня и постепенно разрушает солитонный режим.

Для анализа процессов распространения квазисолитонных импульсов в ВОСС, состоящей из нескольких УУ, при выполнении условия (3), огибающую импульсов $u(z, \tau)$ при поиске решения (1) удобно представить в виде произведения [2, 4]:

$$u(z, \tau) = \sqrt{p(z)} \cdot v(z, \tau), \quad (4)$$

где $p(z)$ – быстро меняющаяся и $v(z, \tau)$ – медленно меняющаяся функции. Функция $v(z, \tau)$ удовлетворяет следующему НУШ:

$$i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + p(z) \cdot |v|^2 \cdot v = 0. \quad (5)$$

Функция $p(z)$ является решением обыкновенного дифференциального уравнения:

$$\frac{dp}{dz} = [G(z) \cdot L_D - \Gamma] \cdot p. \quad (6)$$

Решение (6) при выполнении (3) имеет вид (рисунок 1):

$$p(z) = p_{0m} \cdot \sum_{m=0}^{N_A-1} \{ \Phi(z - m \cdot z_A) - \Phi[z - (m+1) \cdot z_A] \} \times \exp[-2\Gamma \cdot (z - z_A \cdot m)], \quad (7)$$

где $\Phi(x)$ – функция Хевисайда, которая принимает значение равное 1 при $x \geq 0$ и 0 при $x < 0$.

Условием существования солитонов порядка N в ОВ без потерь является равенство [2, 3]:

$$N^2 = L_D / L_{NL} = \gamma \cdot P_{0m} \cdot T_0^2(0) / |\beta_2| = \gamma \cdot W_0 \cdot T_0(0) / (2 \cdot |\beta_2|), \quad (8)$$

где $L_{NL} = 1 / (\gamma \cdot P_{0m})$ – нелинейная длина ОВ; P_{0m} – пиковая мощность импульса на входе в ОВ; γ – коэффициент нелинейности; W_0 – энергия солитона N -го порядка. Фундаментальному солитону соответствует $N = 1$.

В общем случае значительное уменьшение пиковой мощности и энергии квазисолитонного импульса с увеличением z (рисунок 1) сопровождаются увеличением его длительности t_u и возникновением рассеянного излучения за счет неполной компенсации ХД. Большие и быстрые изменения $p(z)$ могут разрушить квазисолитон. Однако, форма квазисолитонного импульса $v(z, \tau)$ и его длительность мало меняются при выполнении условия (3). На рисунке 1 качественно показаны эти изменения для относительной амплитуды $v(z, 0)$, которая возвращается к первоначальному значению, равному 1, после прохождения ОУ. Форма квазисолитонного импульса практически восстанавливается.

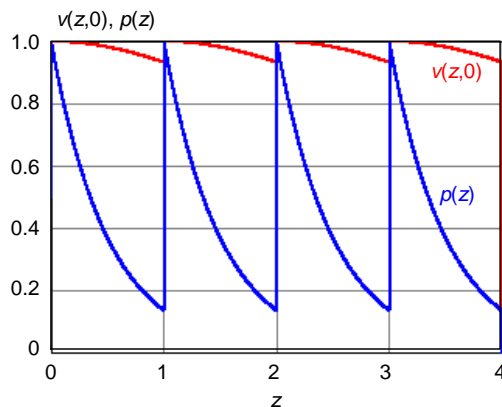


Рис. 1. Зависимости от нормированного расстояния быстро $p(z)$ и медленно $v(z,0)$ меняющихся функций для ВОСС, состоящей из четырех УУ

Основной идеей поддержания квазисолитонного режима является сохранение средней величины $\bar{p}_m = 1$ нормированной пиковой мощности $p_m(z)$ на УУ на уровне (8), необходимом для формирования фундаментального солитона в ОБ без потерь [2]:

$$\begin{aligned} \bar{p}_m = 1 &= z_A^{-1} \cdot \int_0^{z_A} p_m(z) \cdot dz = \\ &= z_A^{-1} \cdot \int_0^{z_A} \exp(-2 \cdot \Gamma \cdot z) \cdot dz. \end{aligned} \quad (9)$$

Нормированное значение пиковой мощности на входе УУ p_{m0} можно определить из (9):

$$\begin{aligned} p_{m0} = \frac{1}{\bar{p}_m} &= \left(\frac{1}{z_A} \int_0^{z_A} p_m(z) dz \right)^{-1} = \\ &= \frac{2 \cdot \Gamma \cdot z_A}{1 - \exp(-2 \cdot \Gamma \cdot z_A)} = \frac{G \cdot \ln(G)}{G - 1}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $G = \exp(2 \cdot \Gamma \cdot z_A)$ – требуемое значение коэффициента усиления ОУ.

Используя (8) и (10), можно определить реальное значение пиковой мощности на входе УУ, необходимое для поддержания квазисолитонного режима [2] в ОБ с потерями:

$$P_{omy} = p_{m0} \cdot P_{om} = \frac{p_{m0} \cdot |\beta_2|}{\gamma \cdot T_0^2(0)}. \quad (11)$$

Такое же значение пиковой мощности требуется для поддержания квазисолитонного режима с распределенными усилителями на основе вынужденного комбинационного рассеяния с встречной накачкой [2]. Наименьшее значение пиковой мощности $P_{omy} = P_{om}$ требуется при использовании распределенных усилителей с двунаправленной накачкой [2].

2. Использование специальных ОБ с изменяющейся ХД

Общим недостатком [2] солитонных ВОСС с управлением затухания является ограничение на длину УУ (2).

Еще в 1987 году [4] была предложена схема построения солитонной ВОСС, использующая дискретные ОУ, и позволяющая увеличить расстояние L_A между ними. Суть предложения состояла в использовании специального ОБ, в котором ДГС, имеющая отрицательное значение, уменьшается по модулю вдоль ОБ [4]. В таких ОБ, называемых в [4] волокнами с уменьшающейся дисперсией (ВУД) убывающая ДГС компенсирует уменьшающуюся фазовую самомодуляцию (ФСМ), испытываемую солитонами, амплитуда которых уменьшается из-за потерь в ОБ. Фактически в этом случае управление дисперсией сочетается с управлением потерями.

Эволюция солитона в ВУД описывается НУШ (4), в котором член, содержащий вторую производную, включает новый параметр d , зависящий от z из-за изменений ДГС вдоль ОБ. Модифицированное НУШ приобретает вид:

$$i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{d(z)}{2} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + p(z) \cdot |v|^2 \cdot v = 0, \quad (12)$$

где $v = u/\sqrt{p}$, $d(z) = \beta_2(z)/\beta_2(0)$ и $p(z)$ учитывают изменения пиковой мощности, вызванные потерями.

Уравнение (12) отличается от стандартного НУШ без учета потерь в ОБ зависимостью его второго и третьего членов от z . Введем новую переменную:

$$z' = \int_0^z d(z) \cdot dz. \quad (13)$$

Переход к z' (13) перенормирует масштаб длины в зависимости от локального значения ДГС и (12) примет вид:

$$i \frac{\partial v}{\partial z'} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} + \frac{p(z)}{d(z)} \cdot |v|^2 \cdot v = 0. \quad (14)$$

Если выбрать зависимость ДГС от расстояния так, чтобы $d(z) = p(z) \equiv \exp(-\Gamma \cdot z)$, уравнение (14) сведется к стандартному НУШ, полученному в отсутствие потерь в ОБ (выражение (3) в [1]). В

результате потери при использовании ВУД не влияют на форму фундаментального солитона, несмотря на убывание его энергии с увеличением расстояния. Условие существования квазисолитонного режима (3) в ВОЛТ с дискретными ОУ снимается.

Форма фундаментальных солитонов может под- держиваться в ОВ с потерями, если ДГС убывает в нем экспоненциально:

$$|\beta_2(Z)| = |\beta_2(0)| \cdot \exp(-\alpha \cdot Z), \quad (15a)$$

также как пиковая мощность:

$$|P_0(Z)| = P_0(0) \cdot \exp(-\alpha \cdot Z). \quad (15b)$$

Этот результат можно пояснить, если из (8) за- писать выражение для отношения пиковой мощ- ности к ДГС для фундаментального солитона на входе ВУД:

$$\frac{P_0(0)}{|\beta_2(0)|} = \frac{P_0(Z)}{|\beta_2(Z)|} = \frac{1}{\gamma \cdot T_0^2}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что фундаментальный солитон сохраняет свою форму и длительность даже в ОВ с потерями.

Были изготовлены ВУД с приблизительно экс- поненциальным профилем изменения ДГС [4]. Технология изготовления ВУД включала умень- шение диаметра сердцевины по длине ОВ в про- цессе его вытягивания. Уменьшение диаметра сердцевины ОВ меняет вклад волноводной дис- персии в величину β_2 , что приводит к уменьшению β_2 . В проведенном исследовании ДГС в ВУД изме- нялась в 10 раз на длине 40 км. В эксперименте, использующем ВУД длиной 40 км, фундамен- тальные солитоны сохраняли длительность и форму, несмотря на потери, составляющие 8 дБ.

Рассмотрим идеализированную ситуацию, когда ДГС в ВУД с затуханием $\alpha = 0,2$ дБ/км изменяется в соответствии с (15a) и имеет начальное значение ДГС $\beta_{2max} = \beta_2(0) = -5$ пс²/км. Определим по (16) начальное значение пиковой мощности для ВУД, которое составляет $P_0(0) = 25$ мВт для нелинейно- го показателя преломления $n_2 = 25 \cdot 10^{-21}$ м²/Вт, коэффициента нелинейности $\gamma = 2$ (Вт·км)⁻¹ и площади модового поля $A_{ef} = 55$ мкм². Тогда для УУ длиной $L_A = 100$ км, конечное значение пиковой мощности $P_0(L_A) = 0,25$ мВт, а ДГС $\beta_{2min} = \beta_2(L_A) = -0,05$ пс²/км. Изменения уровня пиковой мощности $P_0(Z)$ и ДГС $\beta_2(Z)$ от расстояния в ОВ для ВУД пока- заны на рисунке 2. Солитонный режим будет со- храняться на больших расстояниях при установке сосредоточенных ОУ через каждые $L_A = 100$ км.

В настоящее время ВУД серийно не выпускают- ся. Рассмотрим возможности замены ВУД на не- сколько последовательно соединенных ОВ с уменьшающейся ДГС. В [4] показано, что большая часть преимуществ ВУД может быть реализована даже при использовании всего четырех отдельных

ОВ. Будем полагать, что используются ОВ одина- ковой длины $l_{ob} = 25$ км, имеющие все параметры, кроме ДГС, такие же, как у ВУД. ДГС определяются, как средние значения ДГС для ВУД на каждом 25 километровом участке. Рассмотрим УУ длиной 100 км, состоящий из четырех ОВ. Расчетные зна- чения ДГС для этих ОВ с номерами от 0 до 3 соста- вили: $\beta_{20} = -3,292$; $\beta_{21} = -1,042$; $\beta_{22} = -0,330$; $\beta_{23} = -0,104$. Ступенчатые изменения ДГС вдоль УУ пока- заны на рисунке 2б.

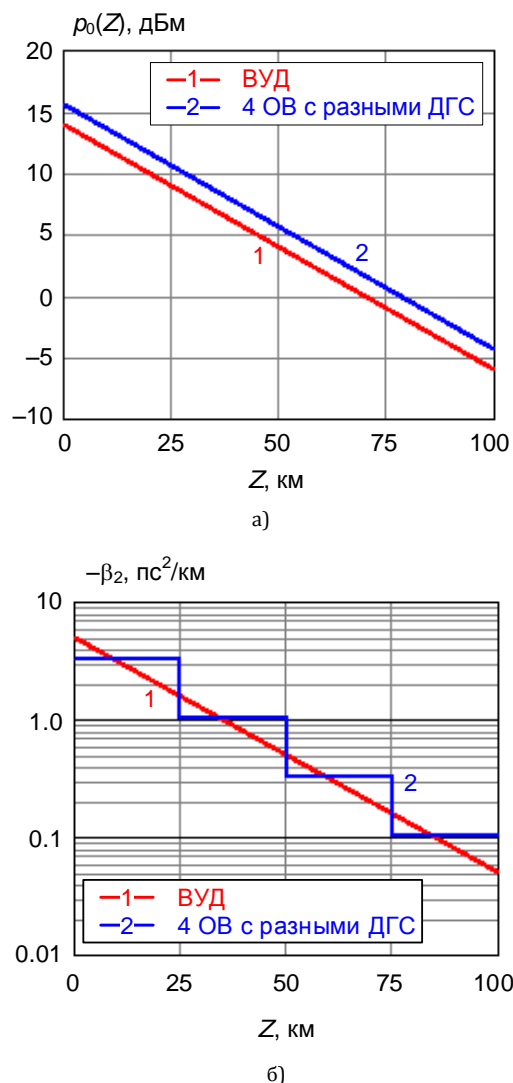


Рис. 2. Зависимости параметров ВОЛТ с использованием ВУД и четырех последовательно включенных ОВ, обеспе- чивающих квазисолитонный режим, от расстояния: а) пи- ковая мощность фундаментального солитона; б) ДГС

Для оценки требуемой пиковой мощности для обеспечения квазисолитонного режима на УУ, со- ставленном из четырех ОВ, было проведено моде- лирование процессов распространения секансных импульсов для одного и нескольких (N_{yy}) состав- ных УУ в схеме, представленной на рисунке 3.

Схема ВОСС содержит:

– генератор периодической битовой последо- вательности (ГПБ) со скоростью 10 Гбит/с, кото-

рой модулируется оптический генератор секансных импульсов (ГСИ);

- элемент, позволяющий изменять количество УУ $N_{уу}$, каждый из которых состоит из четырех ОВ с дискретно уменьшающейся ДГС, оптического усилителя и оптического фильтра (ОФ);
- фотоприемное устройство (ФПУ).

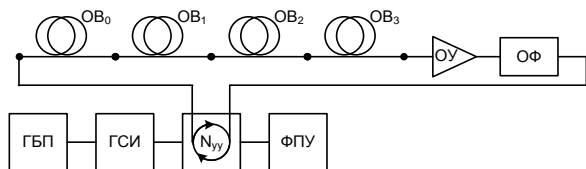


Рис. 3. Схема квазисолитонной ВОСС с составными УУ

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.

Результаты моделирования приведены в таблице 1. Они показывают, что для этой схемы ВОСС требуется пиковая мощность 36,5 мВт, которая превышает значение, необходимое для ВУД (25 мВт). Изменения уровня пиковой мощности на составном УУ показаны на рисунке 2а. Квазисолитонный режим и высокое качество связи обеспечивается на расстояниях более 600 км.

На рисунке 4 показаны результаты моделирования формы квазисолитонных импульсов на вхо-

де и выходе ВОЛТ, составленного из шести УУ $L_A = 100$ км, общей длиной 600 км. Шумы на рисунке 4б не показаны.

Недостатками такого технического решения, реализующего квазисолитонный режим, являются:

- большой перепад в значениях ДГС между началом и концом УУ;
- большое среднее значение ДГС в первом сегменте УУ, увеличивающее необходимое значение пиковой мощности на входе;
- очень маленькое значение ДГС на последнем участке ВОЛТ, которое снижает пороги для нелинейных явлений, например, для четырехволнового смешения.

ТАБЛИЦА 1. Результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов в квазисолитонной ВОСС с составными УУ

Длина ВОСС L , км	Коэф. усил. ОУ, G	Вх. мощн. P_0 , мВт	Вых. мощн. P_1 , мВт	Длит. имп. $t_{имп}$, пс	Q -фактор	P_1 / P_0
100	20,7	25	23,5	23	148	0,94
100	20,7	30	29	21	162	0,97
100	20,7	36	37,5	20	175	1,04
100	20,7	36,5	38	20	176	1,04
100	20,7	37	39	19	178	1,05
100	20,53	36,5	36,5	20	176	1,0
200	20,53	36,5	38	18	131	1,04
400	20,53	36,5	36,5	15	95	1,0
600	20,53	36,5	29	19	87	0,79

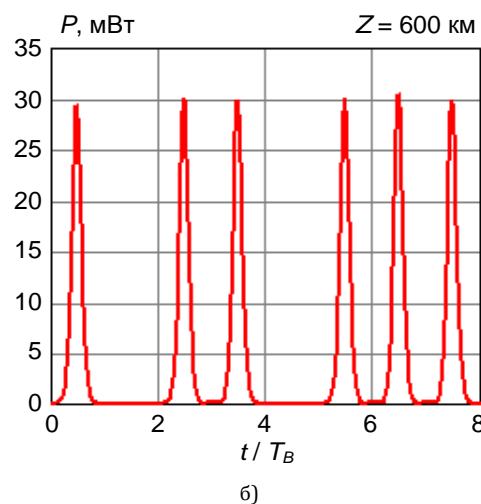
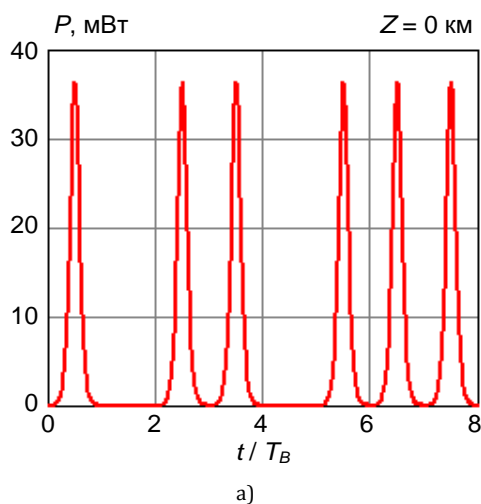


Рис. 4. Формы импульсов: а) на входе ВОЛТ; б) на выходе ВОЛТ длиной 600 км (T_B – длительность битового интервала)

3. Схемы с чередованием оптических волокон с разными знаками ХД

3.1. Анализ без учета ФСМ

В [4] показано, что использование квазисолитонного режима при низкой средней ДГС улучшает характеристики ВОСС. Рассмотрим простейшее техническое решение, позволяющее сочетать низкую среднюю отрицательную ДГС со сравнительно

большими значениями отрицательной и положительной ДГС в чередующихся ОВ. Проанализируем процессы в секции из двух ОВ без учета ФСМ. Первое ОВ длиной l_a должно иметь отрицательную аномальную ДГС β_{2a} , а второе длиной l_b положительную нормальную ДГС β_{2b} . Определим остаточную (среднюю) ДГС секции из двух ОВ:

$$\Delta\bar{\beta}_2 = \frac{\beta_{2n} \cdot l_n + \beta_{2a} \cdot l_a}{l_a + l_n} \quad (17)$$

Из (17) видно, что остаточная ДГС может иметь очень маленькую отрицательную величину при достаточно большой ДГС каждого ОВ. Это значительно ослабляет эффект четырехволнового смешения и хроматическую дисперсию третьего порядка в каждом ОВ.

Итак, в каждой секции можно обеспечить малую отрицательную величину остаточной ДГС, которую можно затем компенсировать нелинейным эффектом ФСМ. При этом в пределах секции пиковая мощность, длительность, чирпинг и форма квазисолитонного импульса будут периодически осциллировать. Такие квазисолитоны называют солитонами с управляемой дисперсией (УД солитоны) [4].

Наличие в секции ОВ с нормальной положительной ДГС на первый взгляд делает ее неработоспособной, т.к. на таких участках в принципе не поддерживается солитонный режим распространения импульсов. Однако жизнеспособность таких схем известна с 1995 года [4].

Период секции $L_{сек} = l_a + l_n$ может быть меньше расстояния L_A между ОУ, которое должно быть кратно длине секции:

$$L_A = n \cdot L_{сек} \quad (18)$$

где n – количество секций на ОУ.

Для реализации квазисолитонного режима необходимо использовать на входе каждой секции чирпированные импульсы, т.е. импульсы с линейной частотной модуляцией. Рассмотрим влияние чирпинга на процессы распространения квазисолитонных импульсов, учитывая, что их форма близка к гауссовской.

Количественно величину и знак чирпинга C гауссовского импульса с полушириной $T_0(Z)$ можно определить по выражению [3]:

$$C(Z) = T_0^2(Z) \cdot d\omega/dT, \quad (19)$$

где $d\omega/dT$ характеризует изменение частоты внутри импульса.

Напомним некоторые особенности распространения чирпированных импульсов по ОВ [3]. Без учета нелинейных явлений и ХД третьего порядка полуширина чирпированного оптического гауссовского импульса $T_0(Z)$ изменяется с увеличением расстояния Z в ОВ по закону [3]:

$$T_0(Z) = T_0(0) \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{C(0) \cdot \beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2}, \quad (20)$$

где $T_0(0)$ и $C(0)$ – полуширина и чирпинг гауссовского импульса на входе в ОВ (при $Z = 0$).

На рисунке 5 показаны рассчитанные по (20) зависимости относительной ширины гауссовского

импульса $T_0(Z) / T_0(0)$ в ОВ с ДГС $\beta_2 = -5$ пс²/км от расстояния Z .

При проведении расчетов мы ориентировались на ВОСС с амплитудной модуляцией и скоростью передачи 10 Гбит/с. При скважности $Q = 5$ полуширина импульса на уровне половины амплитуды должна составлять 10 пс. Учитывая результаты моделирования, которые будут приведены ниже, и сопоставление их с результатами теоретических расчетов, мы приняли полуширину входного импульса $T_0(0) = 11,5$ пс. Расчеты проведены для различных значений чирпинга $C(0)$ входного импульса.

На рисунке 5 представлены зависимости относительной ширины импульса $T_0(Z) / T_0(0)$ от расстояния при отсутствии начального чирпинга $C(0) = 0$ и при значениях чирпинга $C(0) = +1,2$ и $C(0) = -1,2$. Видно, что при отрицательном значении начального чирпинга $C(0)$, совпадающем по знаку с величиной ДГС β_2 , ширина импульса растет значительно быстрее, чем при отсутствии чирпинга у входного импульса. При разных знаках β_2 и $C(0)$ с увеличением Z ширина импульса сначала уменьшается, а потом начинает возрастать. Это наиболее интересный для нас случай.

На рисунке 5 также представлены графики трех зависимостей полуширины импульса от расстояния Z с начальным положительным чирпингом $C(0) = 1,2, 2,2$ и $2,7$. Видно, что с уменьшением начального чирпинга минимальная полуширина чирпированного импульса также уменьшается. При этом изменяется расстояние, на котором восстанавливается начальная ширина импульса. Можно теоретически и экспериментально подобрать величину $C(0)$ для получения требуемых длин первого l_a и второго l_n ОВ, при которых ширина импульса восстанавливается. В нашем случае для длины ОВ $l_a = 20$ км потребовалось значение начального чирпинга $C(0) = 2,2$.

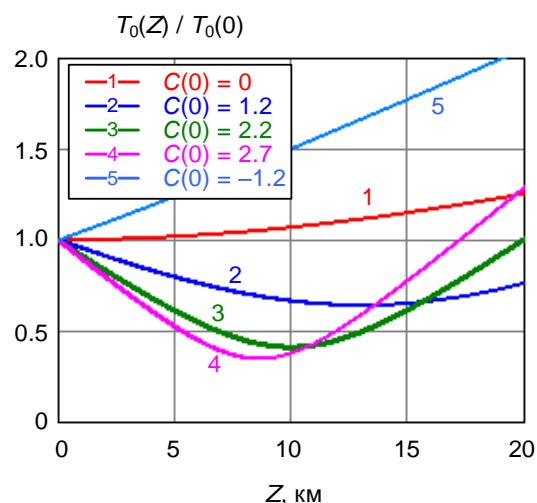


Рис. 5. Зависимости относительной ширины импульса в ОВ от расстояния при различных значениях чирпинга входного импульса

Для того чтобы во втором ОВ ширина импульса также вначале уменьшалась, а потом восстанавливалась, необходимо, чтобы чирпинг входного импульса был отрицательным.

Для анализа выражения (20) определим производную от $T_0(Z)$ по Z :

$$\frac{1}{T_0(0)} \cdot \frac{dT_0(Z)}{dZ} = \frac{T_0(0)}{T_0(Z)} \cdot \left(1 + \frac{C(0) \cdot \beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)} \right) \times \left(\frac{C(0) \cdot \beta_2}{T_0^2(0)} + \frac{\beta_2^2 \cdot Z}{T_0^4(0)} \right) \quad (21)$$

На рисунке 6 показаны зависимости относительной ширины гауссовского импульса (20) и относительной производной ширины импульса (21) от расстояния для первого ОВ при следующих значениях параметров:

$$T_0(0) = 11,5 \text{ пс}, \beta_2 = -5 \text{ пс}^2/\text{км}, C(0) = 2,2.$$

Параметры входного импульса и ОВ подбирались для $l_a = 20 \text{ км}$.

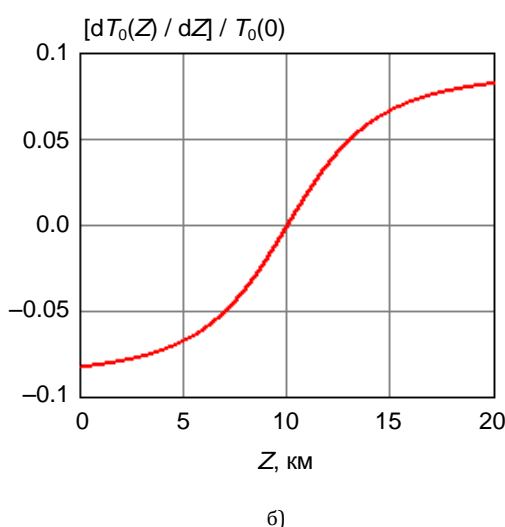
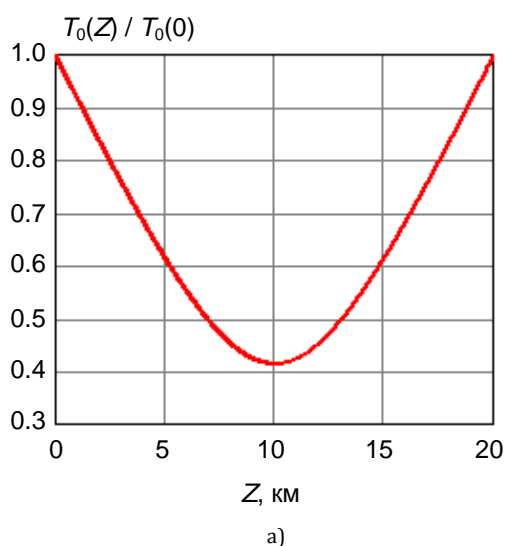


Рис. 6. Зависимости параметров импульса в ОВ длиной 20 км от расстояния в ОВ: а) относительная полуширина; б) производная относительной полуширины

Определим из (21) расстояние Z_{\min} , на котором длительность импульса будет минимальной. Для этого приравняем выражение (21) к нулю. Учитывая, что знаменатель всегда больше 0 и не влияет на результат, получим:

$$Z_{\min} = \frac{-C(0) \cdot T_0^2(0)}{\beta_2 \cdot (1 + C^2(0))} \quad (22)$$

Для $T_0(0) = 11,5 \text{ пс}$, $C(0) = 2,2$ и $\beta_2 = -5 \text{ пс}^2/\text{км}$ из (22) получим $Z_{\min} = 10 \text{ км}$.

На расстоянии Z_{\min} ширина импульса становится минимальной, а чирпинг – равным 0. С дальнейшим увеличением расстояния вновь возникает чирпинг, но другого знака по сравнению с начальным чирпингом $C(0)$. Длительность импульса снова нарастает с увеличением расстояния и на некотором расстоянии Z_{ob} , возвращается к исходной длительности $T_0(Z_{ob}) = T_0(0)$, а чирпинг принимает значение $C(Z_{ob}) = -C(0)$.

Из (21) определим длину волокна Z_{ob} , на которой длительность импульса восстанавливается. Для этого надо выполнить условие:

$$\left(1 + \frac{C(0) \cdot \beta_2 \cdot Z_{ob}}{T_0^2(0)} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot Z_{ob}}{T_0^2(0)} \right)^2 = 1. \quad (23)$$

Из (23) и (22) следует, что:

$$Z_{ob} = \frac{-2 \cdot C(0) \cdot T_0^2(0)}{\beta_2 \cdot (1 + C^2(0))} = 2 \cdot Z_{\min}. \quad (24)$$

На рисунке 7 показаны зависимости длины ОВ Z_{ob} (24), на которой происходит восстановление ширины импульса, от $C(0)$ при различных β_2 и $T_0(0)$ на входе в ОВ.

Определим минимальное значение полуширины импульса на протяжении одного ОВ. Для этого подставим значение Z_{\min} из (22) в (20):

$$T_0(Z_{\min}) = \frac{T_0(0)}{\sqrt{1 + C^2(0)}} \quad (25)$$

Таким образом, минимальное относительное значение полуширины импульса зависит только от начального значения чирпинга (рисунок 8).

Определим, как изменяется величина чирпинга на протяжении одного ОВ. Напомним, что гауссовский нечирпированный импульс имеет минимальную ширину. В нашем случае это импульс в ОВ на расстоянии Z_{\min} , имеющий длительность $T_0(Z_{\min})$. Запишем выражение, связывающее величину чирпинга с расстоянием [3]:

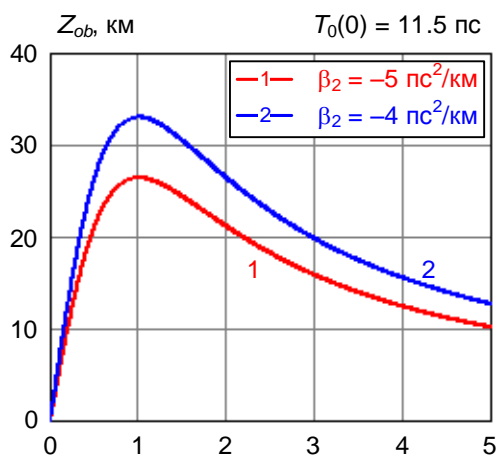
$$T_0(Z) = T_0(Z_{\min}) \cdot \sqrt{1 + C^2(Z)}, \quad (26)$$

из (26) получаем:

$$C(Z) = \sqrt{[T_0(Z)/T_0(Z_{\min})]^2 - 1}. \quad (27)$$

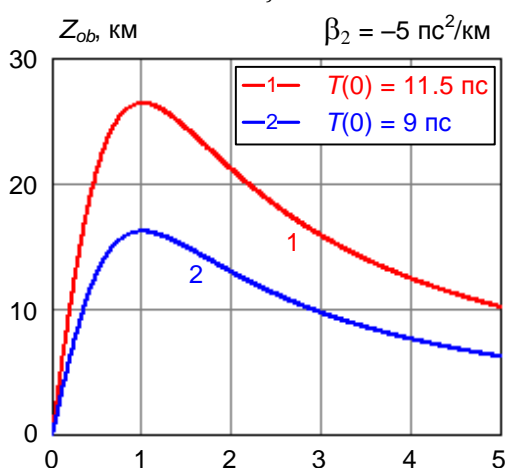
На рисунке 9 приведены результаты расчетов зависимости чирпинга от расстояния в первом ОВ

с отрицательной ДГС по выражениям (20), (25) и (27) при $C(0) = 2,2$, $\beta_2 = -5 \text{ пс}^2/\text{км}$ и $T_0(0) = 11,5 \text{ пс}$.



С(0)

а)



С(0)

б)

Рис. 7. Зависимости длины ОБ Z_{ob} , на которой происходит восстановление первоначальной длительности импульса, от начального chirpinga: а) при различных ДГС первого ОБ; б) при различных длительностях импульса на входе в первое ОБ

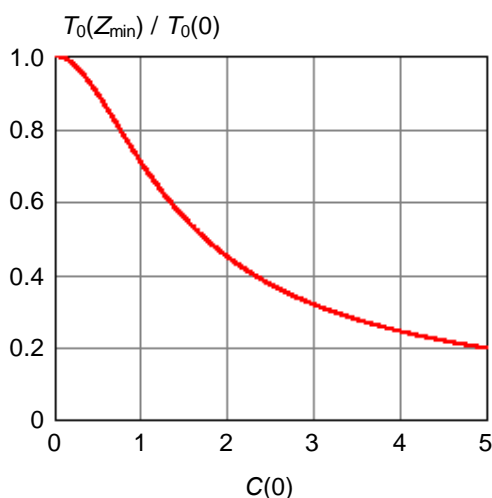


Рис. 8. Зависимость минимальной относительной ширины импульса от начального значения chirpinga на входе в ОБ

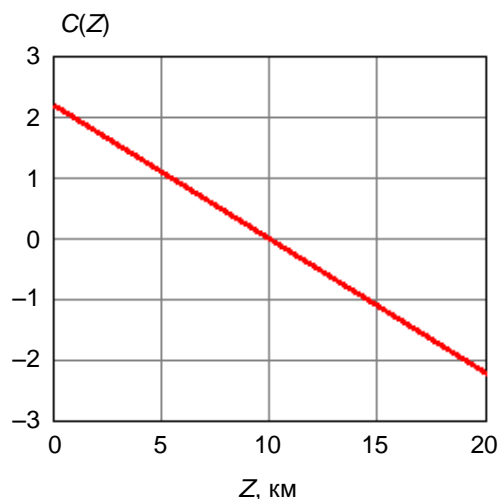


Рис. 9. Зависимость chirpinga от расстояния в первом ОБ

Из рисунка 9 видно, что положительный chirping в первом ОБ линейно уменьшается с увеличением расстояния. На расстоянии $Z = Z_{ob} = 20 \text{ км}$ chirping изменяет свой знак и по модулю становится равным начальному значению $C(Z_{ob}) = -C(0)$.

Рассмотрим изменения пиковой мощности в первом ОБ с изменением расстояния. Энергию гауссовского неchirpированного импульса с пиковой мощностью $P_m(Z_{min})$ в ОБ без потерь на расстоянии Z_{min} можно определить по выражению [3]:

$$W_0 = \sqrt{\pi} \cdot T_0(Z_{min}) \cdot P_m(Z_{min}). \quad (28)$$

При распространении в ОБ без потерь импульс будет сохранять свою энергию, а его пиковая мощность $P_m(Z)$ будет зависеть от расстояния, ширины импульса и его chirpinga.

Выразим пиковую мощность импульса P_{0m} на входе в ОБ без потерь через его энергию и запишем выражение для зависимости пиковой мощности $P_m(Z)$ от расстояния без учета нелинейных явлений:

$$P_{0m} = W_0 / (\sqrt{\pi} \cdot T_0(0)), \quad (29)$$

$$P_m(Z) = \frac{W_0}{\sqrt{\pi} \cdot T_0(Z)} = \frac{P_{0m}}{\sqrt{\left(1 + \frac{C(0) \cdot \beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2}}. \quad (30)$$

При учете коэффициента затухания α в ОБ энергия импульса будет зависеть от расстояния Z и выражение для пиковой мощности (30) надо скорректировать:

$$P_m(Z) = \frac{W_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot Z)}{\sqrt{\pi} \cdot T_0(Z)} = \frac{P_{0m} \cdot \exp(-\alpha \cdot Z)}{\sqrt{\left(1 + \frac{C(0) \cdot \beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 \cdot Z}{T_0^2(0)}\right)^2}}. \quad (31)$$

Если следом за первым поставить второе ОВ с ДГС другого знака, то длительность импульса в нем будет уменьшаться с увеличением расстояния, так как чирпинг на входе во второе ОВ и его ДГС будут иметь разные знаки. Во втором ОВ процессы будут аналогичны процессам в первом ОВ, т.е. уменьшающаяся ширина импульса после достижения минимального значения возвращается к исходной, а чирпинг будет монотонно увеличиваться и на некотором расстоянии практически вернется к значению $C(0)$.

Таким образом, можно сформировать секцию из двух ОВ с разными знаками ДГС и практически пол-

ностью скомпенсировать в ней ХД, оставив для реализации квазисолитонного режима небольшую нескомпенсированную отрицательную ДГС. Ее среднее значение можно определить по выражению (17).

На рисунках 10а–10в показаны зависимости относительной длительности (20), чирпинга (27) и пиковой мощности (30) оптических импульсов от расстояния в секции из двух ОВ без потерь. Расчеты проведены без учета нелинейных явлений при параметрах: $l_a = l_n = 20$ км, $\beta_{2a} = -5$ пс²/км, $\beta_{2n} = 4,9$ пс²/км, $\Delta\bar{\beta}_2 = -0,05$ пс²/км, $T_0(0) = 11,5$ пс и $C(0) = 2,2$.

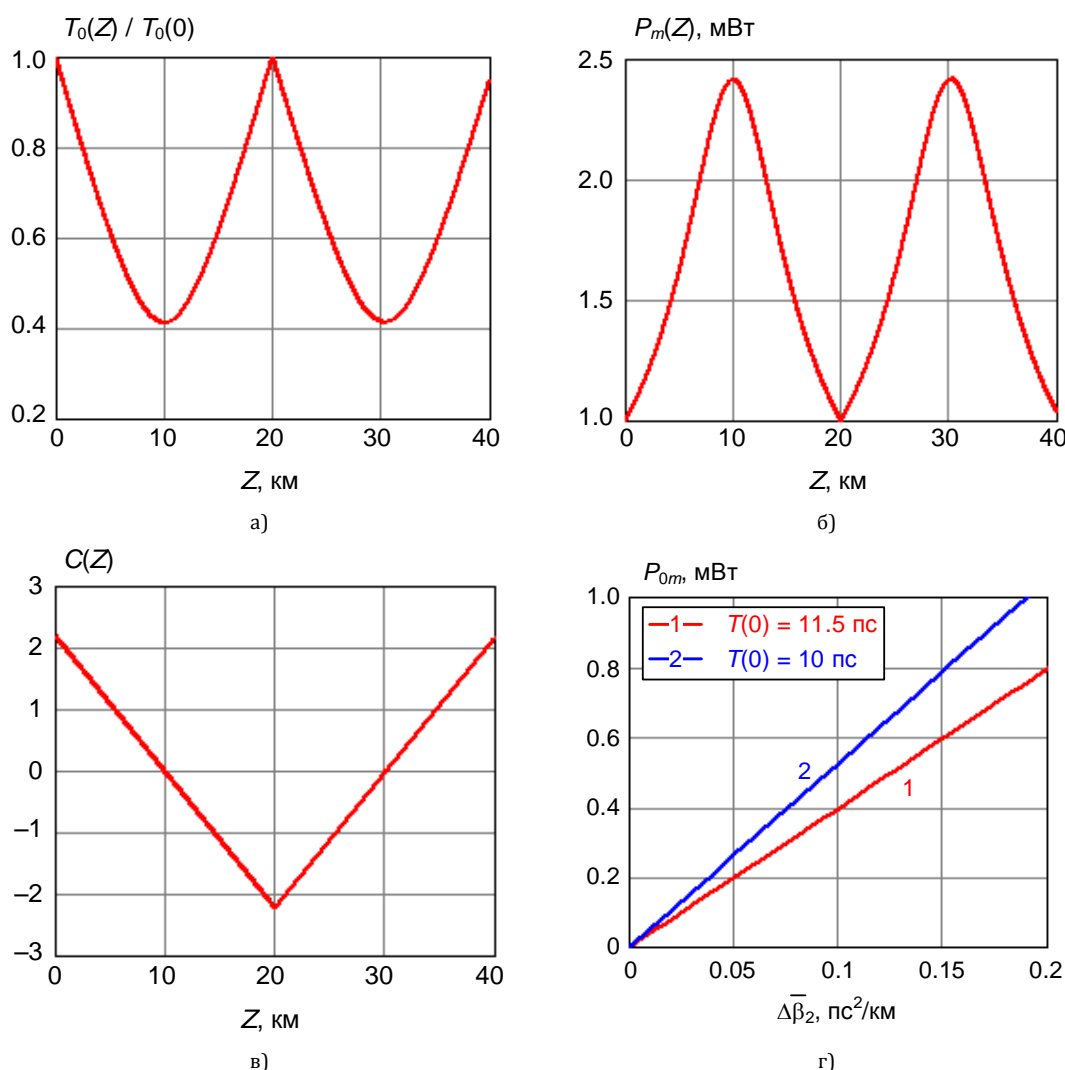


Рис. 10. Параметры УД солитона в секции из двух ОВ без потерь: а) зависимость относительной полуширины от расстояния; б) зависимость пиковой мощности от расстояния; в) зависимость чирпинга от расстояния; г) зависимость пиковой мощности на входе секции от средней ДГС

3.2. Учет ФСМ

Отметим, что в схеме линейного тракта ВОСС с использованием УД солитонов влияние ФСМ сравнительно небольшое по сравнению с влиянием ХД. Оценим величину входной пиковой мощности P_{0m} для компенсации остаточной средней ХД $\Delta\bar{\beta}_2$ в секции из двух ОВ без потерь по выражению:

$$P_{0m} = \Delta\bar{\beta}_2 / (\gamma \cdot T_0^2(0)). \tag{32}$$

На рисунке 10г приведена зависимость (32) необходимой для формирования УД солитона пиковой мощности на входе УУ, состоящего из одной или нескольких секций ОВ без потерь, от остаточной ДГС. Видно, что необходимая мощность при

$\Delta\bar{\beta}_2 = 0,05 \text{ пс}^2/\text{км}$ в ОВ без потерь очень мала и составляет всего $P_{0m} = 0,2 \text{ мВт}$.

Определим по (10) и (11) входную пиковую мощность $P_{0mу}$ для поддержания на УУ длиной 120 км средней величины пиковой мощности $\bar{P}_m = 0,2 \text{ мВт}$ (32), необходимой для формирования квазифундаментального солитона в ОВ с потерями: $P_{0mу} = G \cdot \ln(G) \cdot P_{0m}/(G - 1) = 1,11 \text{ мВт}$. Коэффициент усиления ОУ был принят равным $G = 250$ (24 дБ).

Более строго можно учесть влияние ФСМ на процессы распространения УД солитонов с помощью НУШ (12), применявшегося ранее для ВУД. Однако из-за чередования знаков ДГС лучше использовать размерные величины Z и t и переписать (12) в виде [4]:

$$i \frac{\partial B}{\partial Z} - \frac{\beta_2(Z)}{2} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + \gamma \cdot p(Z) \cdot |B|^2 \cdot B = 0, \quad (33)$$

где $B(Z, t) = A(Z, t)/\sqrt{p(Z)}$; Z – длина в естественных единицах; $p(Z)$ – решение (7) уравнения (6).

Уравнение (33) можно решить численно методом расщепления и быстрого преобразования Фурье [4]. Можно найти приближительное периодическое решение подгонкой параметров входного импульса (его длительности, чирпинга и пиковой мощности). Форма таких УД солитонов ближе к гауссовской, чем к секансной, как у фундаментальных солитонов.

В [4] обосновано, что УД солитон отвечает периодическому решению системы из двух дифференциальных уравнений первого порядка для полуширины импульса $T_0(Z)$ и чирпинга $C(Z)$:

$$\frac{dT_0(Z)}{dZ} = \beta_2(Z) \cdot \frac{C(Z)}{T_0(Z)}, \quad (34a)$$

$$\frac{dC(Z)}{dZ} = \frac{\gamma \cdot W_0 \cdot p(Z)}{\sqrt{2\pi} \cdot T_0(Z)} + \frac{\beta_2(Z)}{T_0^2(Z)} \cdot (1 + C^2(Z)). \quad (34б)$$

Эти уравнения решаются с периодическими граничными условиями:

$$T_0(0) = T_0(L_A), \quad C(0) = C(L_A), \quad (34в)$$

чтобы обеспечить восстановление начального состояния квазисолитонного импульса после каждого ОУ.

Для решения системы (34) выразим из (34a) $C(Z)$:

$$C(Z) = \frac{T_0(Z)}{\beta_{2a}} \cdot \frac{dT_0(Z)}{dZ}. \quad (35a)$$

Подставим (35a) в (34б) и получим одно дифференциальное уравнение второго порядка для ОВ с отрицательной ДГС:

$$\frac{T_0(Z)}{\beta_{2a}} \cdot \frac{d^2 T_0(Z)}{dZ^2} - \frac{\beta_{2a}}{T_0^2(Z)} - \frac{\gamma \cdot W_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot Z)}{\sqrt{2\pi} \cdot T_0(0)} = 0. \quad (35б)$$

Для решения (35б) использовался численный метод Рунге-Кутты. В качестве начальных условий

использовалась длительность чирпированного импульса $T_0(0) = 11,5 \text{ пс}$ и производная от длительности $dT_0(0) / dZ$, которую можно получить из (21). Она составляет $-0,095 \text{ пс}/\text{км}$.

Результаты решения (35) для зависимости относительной мощности и чирпинга от расстояния в ОВ с отрицательной ДГС и ранее используемыми параметрами представлены на рисунке 11. Видно, что результаты более простых расчетов без учета ФСМ совпадают с решением НУШ.

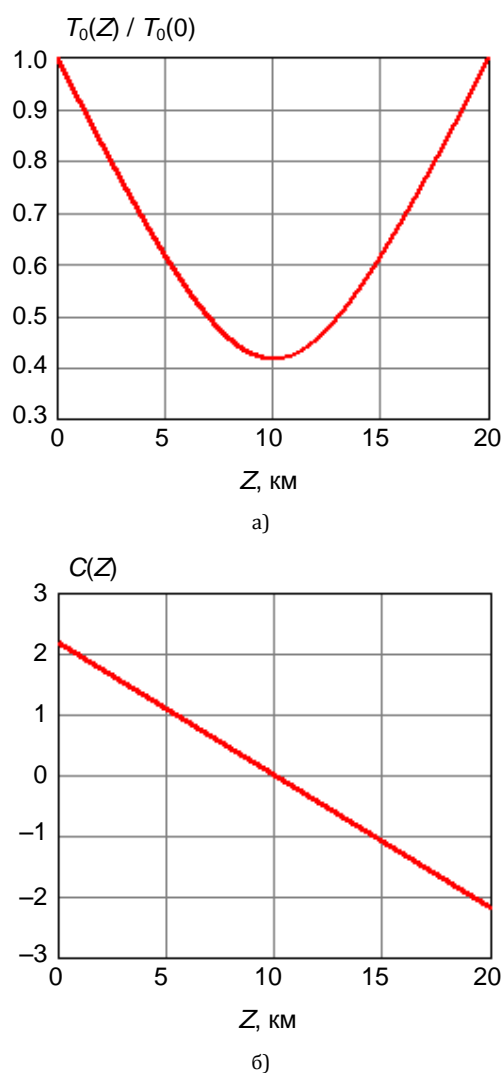


Рис. 11. Зависимости параметров импульса от расстояния в ОВ длиной 20 км: а) относительная полуширина; б) чирпинг

Для проверки теоретических положений проводилось моделирование процессов распространения УД солитонов в схеме ВОСС, приведенной на рисунке 12.

Схема содержит генераторы ГБП и ГСИ, ФПУ, как в схеме на рисунке 3, а также элементы, позволяющие изменять количество УУ $N_{уу}$ и количество секций M на каждом УУ (каждая секция состоит из двух ОВ с разными знаками ДГС), ОУ и ОФ, установленные в конце каждого УУ.

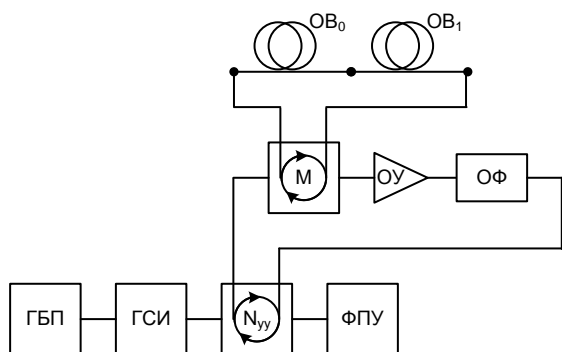


Рис. 12. Схема для моделирования ВОСС с использованием УД-солитонов

На рисунке 13 и в таблице 2 показаны результаты моделирования процессов прохождения импульсов по ВОЛТ, состоящему из нескольких ранее рассмотренных секций ОВ с чередующимися знаками ДГС. Шумы на рисунке 13б не показаны.

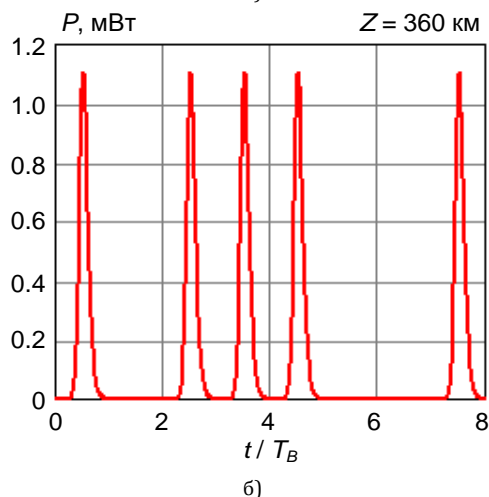
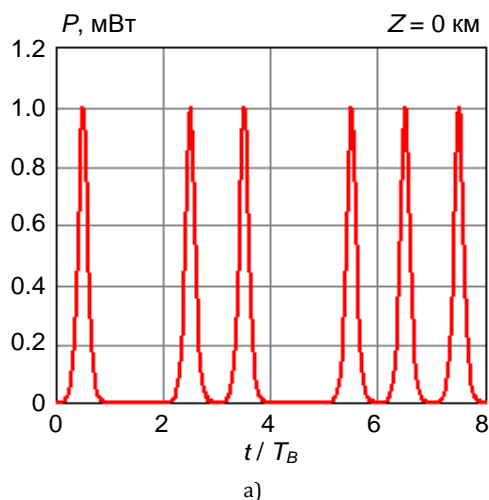


Рис. 13. Формы импульсов: а) на входе ВОЛТ; б) на выходе ВОЛТ длиной 360 км

Моделирование проведено при ранее использованных параметрах, а также при $M = 3$, $N_{yy} = 3$ и $G = 355$ (25,5 дБ).

Результаты моделирования для различных входных пиковых мощностей и расстояний, при-

веденные в таблице 2 показывают, что режим УД солитонов поддерживается в ВОСС на больших расстояниях при расчетных значениях пиковой мощности на входе. Увеличение мощности от 1 до 10 мВт повышает качество связи, т.е. Q -фактор возрастает, а длительность выходного импульса не превышает длительность входного до расстояний 360 км. Видно, что сохранение квазисолитонного режима на больших расстояниях требует тонкой настройки усиления на каждом УУ.

ТАБЛИЦА 2. Результаты моделирования процессов распространения секансных импульсов в квазисолитонной ВОСС с несколькими УУ

Пиковая мощность P_{0m} на входе ВОЛТ, мВт	Длина ВОЛТ, км	Пиковая мощность P_{1m} на выходе ВОЛТ, мВт	Длительность импульса на выходе ВОЛТ, пс	Q -фактор	Отношение пиковых мощностей P_{1m} / P_{0m}
1	120	1,04	17,0	16,1	1,04
1	240	1,10	18,0	11,1	1,10
1	360	1,10	19,0	9,20	1,10
1	480	1,13	21,0	8,68	1,13
1	600	1,26	22,5	9,40	1,26
3	120	3,15	20,0	28,5	1,05
3	240	3,20	16,0	19,8	1,07
3	360	3,20	19,0	16,8	1,07
3	480	3,30	23,0	15,6	1,10
3	600	3,70	25,0	16,9	1,23
10	120	10,2	17,0	51,0	1,02
10	360	10,9	20,0	31,0	1,09
10	480	9,80	24,0	29,1	0,98
10	600	10,4	28,0	28,5	1,04

Заключение

Проведенные исследования показали, что:

1) Поддерживать квазисолитонный режим на значительных расстояниях и увеличить длину УУ позволяет использование специальных ОВ с экспоненциально уменьшающейся с расстоянием ДГС. Однако такие ОВ не выпускаются серийно.

2) Специальное ОВ можно успешно заменить на четыре последовательно соединенных ОВ с уменьшающейся ДГС. Однако это требует увеличения входной пиковой мощности и сопровождается нежелательным увеличением влияния четырехволнового смещения на процессы распространения сигналов.

3) Наилучшие результаты по реализации квазисолитонного режима в ВОСС позволяет получить решение, основанное на использовании на УУ нескольких секций, состоящих из двух ОВ с отрицательной и положительной ДГС, значения которых выбраны так, чтобы остаточная ДГС в секции имела небольшое отрицательное значение.

К сожалению, часть результатов теоретических расчетов и моделирования квазисолитонных ВОСС

с управлением дисперсией не удалось привести в настоящей статье из-за ее ограниченного объема. В результате не были описаны схемы с УД солитонами, использующие чередование ОВ и распределенное оптическое усиление. Не исследованы так-

же предельные возможности по повышению скорости передачи и использованию спектрального уплотнения в квазисолитонных ВОСС. С согласия редакции эти вопросы будут рассмотрены в следующем номере журнала.

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. 5–11. DOI:10.31854/1813-324x-2018-1-5-12.
2. 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. DOI:10.31854/1813-324x-2018-2-26-35.
3. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика: Пер. с англ. М.: Мир, 1996. 323 с.
4. 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.
5. User's Reference // Optical Communication System Design Software (OptiSystem). Optiwave. 2014.

* * *

PROPERTIES OF TEMPORARY OPTICAL SOLITONS IN OPTICAL FIBERS AND THE POSSIBILITY OF THEIR USE IN TELECOMMUNICATIONS. PART 3

E. Andreeva¹, M. Bylina¹, S. Glagolev¹, S. Dotsenko¹, 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., Dotsenko S., Chaimardanov P. Properties of Temporary Optical Solitons in Optical Fibers and the Possibility of their Use in Telecommunications. Part 3 // Proceedings of Telecommunication Universities. 2018. Vol. 4. Iss. 3. PP. 5–16.

Abstract: *In the third part of the paper, a theoretical study of the propagation processes of pulses having the form of hyperbolic secant has been carried out using special single-mode optical fibers with decreasing chromatic dispersion. Simulation has shown that the soliton regime is maintained at the longitude at considerable distances even in the presence of losses in the special fibers, which are compensated by discrete optical amplifiers. Using the simulation, it is also shown that instead of special fibers, several series-connected optical fibers can be successfully used with discretely decreasing group velocity dispersion (GVD). Quasi-soliton fiber-optic communication systems are also theoretically considered, in fiber-optic linear paths of which sections consisting of two optical fibers with different signs of GVD are used. And the residual GVD in the section has a negative sign. This allows, in combination with an op-amp, to realize a quasisoliton mode of operation in the fiber-optic linear path. Quasisoliton pulses are also called solitons with a controlled dispersion. Calculations and modeling using the OptiSystem allowed obtaining engineering formulas and recommendations for designing quasi-soliton fiber-optic communication systems.*

Keywords: *optical soliton, temporary optical soliton, single-mode optical fiber, fiber optic communication system, group velocity dispersion, self-phase modulation, optical fiber with decreasing chromatic dispersion, optical amplification, solitons with a controlled dispersion, simulation.*