

# Каскадное усиление самоподобных частотно-модулированных импульсов в активных световодах с нормальной дисперсией групповых скоростей

И.О.Золотовский, О.Г.Охотников, Д.И.Семенцов, А.А.Сысолятин, А.А.Фотиади

*Исследуется возможность эффективного усиления самоподобных частотно-модулированных волновых пакетов в неоднородных по длине активных световодах. Рассмотрены особенности динамики импульсов параболической формы с постоянной скоростью частотной модуляции. Получены алгоритмы нахождения оптимальных профилей дисперсии групповых скоростей, обеспечивающих самоподобный режим распространения таких импульсов. Показано, что использование каскадной схемы может обеспечить эффективное усиление отдельных субпикосекундных импульсов указанного типа.*

**Ключевые слова:** симиляритонный импульс, усиление, кубическая нелинейность, частотная модуляция, дисперсия групповых скоростей, активные световоды.

## 1. Введение

Формирование устойчивых самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) импульсов, получивших название симиляритонов, в активной (усиливающей) среде с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) открывает целый ряд возможностей по сравнению с классическими методами усиления импульсов [1–10]. Связано это с тем, что в случае усиления импульсов в среде с аномальной дисперсией трудно избежать влияния развития разнообразных неустойчивостей, а также нежелательного влияния вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), существенно искажающего форму волнового пакета. Однако и в среде с нормальной ДГС возникают определенные трудности. Так, известные методики усиления в однородных световодах чувствительны к «неплановым», случайным вариациям диаметра данных световодов (всегда имеющим место на практике) [11, 12]. В силу этого представляется малоэффективным использование длинных (более 100 м) волоконных усилителей с малым инкрементом усиления  $\gamma \ll 0.1 \text{ м}^{-1}$ .

Для решения этой проблемы представляется эффективным использование компактных неоднородных усилителей с увеличивающейся по длине нормальной ДГС и инкрементом усиления материала световода  $\gamma > 0.1 \text{ м}^{-1}$  (при хорошо контролируемых за счет относительно ма-

лой длины усилителя значениях других управляющих параметров – диаметра световода, дисперсии, нелинейности).

В настоящей работе анализируется динамика ЧМ волнового пакета параболической формы в неоднородном по длине усилителе и ищутся условия его устойчивого (самоподобного) распространения в виде симиляритонного волнового пакета. Предложено использовать в волоконной конфигурации комбинации активного и пассивного волоконных сегментов, что позволяет не только масштабировать выходную мощность за счет последовательного соединения многих каскадов, но и значительно увеличивать эффективность сжатия усиленных импульсов в выходном компрессоре. Показана перспективность использования рамановских волокон в таких системах.

## 2. Условие существования симиляритона

Рассмотрим динамику оптического импульса в неоднородной усиливающей среде. Поле распространяющегося по световоду волнового пакета в этом случае можно представить стандартным образом:

$$E(t, r, z) = \frac{1}{2} e U(r, z) A(t, z) \exp[i(\omega_0 t - \int_0^z \beta'(\xi) d\xi)] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где  $e$  – орт поляризации светового поля;  $U(r, z)$  – функция, описывающая радиальное распределение поля в световоде;  $\omega_0$  – несущая частота волнового пакета;  $\beta'(z)$  – действительная составляющая комплексной константы распространения. Для временной огибающей импульса  $A(t, z)$  справедливо нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) с неоднородными по длине световода коэффициентами [1–5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + iR(z) |A|^2 A = g(z) A, \quad (2)$$

**И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов.** Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: gafzol.14@mail.ru

**О.Г.Охотников.** Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: ORC, Tampere University of Technology, Sähkötalo, K- and L-wings, Korkeakoulunkatu 3 (Hervanta), 33720 Tampere, Finland

**А.А.Сысолятин.** Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

**А.А.Фотиади.** Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: University of Mons, B7000 Mons, Belgium

где  $\tau = t - \int_0^z d\xi/u(\xi)$  – время в бегущей системе координат;  $u(z) = (\partial\beta(z)/\partial\omega)^{-1}$  и  $D(z) = (\partial^2\beta(z)/\partial\omega^2)_0$  – групповая скорость и ДГС световода;  $R(z)$  – коэффициент керровской (кубической) нелинейности. Зависимость параметров световода от продольной координаты  $z$  обусловлена прежде всего их зависимостью от площади моды  $S_m(z)$ . Так, параметр модового усиления связан не только с материальным коэффициентом усиления  $\gamma(z)$ , но и площадью моды следующим соотношением:

$$g(z) = \gamma(z) - \frac{1}{2S_m(z)} \frac{dS_m(z)}{dz}. \quad (3)$$

Здесь площадь моды определяется радиальным распределением поля моды в световоде:

$$S_m(z) = 2\pi \int_0^\infty |U_m(r, z)|^2 r dr. \quad (4)$$

Как известно, особенность симиляритонного распространения импульса состоит в том, что его огибающая независимо от своей начальной формы асимптотически стремится к параболической форме, масштабирующейся с ростом координаты импульса [4–9]. Общий вид временной огибающей импульса, являющийся решением НУШ, может быть представлен следующим образом:

$$A(\tau, z) = A(z) Y_{\text{par}}(z, \tau) \exp[i(\phi(z) + \alpha(z)\tau^2)], \quad (5)$$

где  $\phi(z)$  – фаза импульса;  $\alpha(z)$  – скорость изменения частоты модуляции, которая для симиляритона является постоянной величиной. Функция  $Y_{\text{par}}(\tau, z)$  задает форму огибающей, и для импульса параболической формы она определяется выражением

$$Y_{\text{par}} = \begin{cases} \sqrt{1 - \tau^2/\tau_s^2(z)}, & \tau \leq \tau_s(z), \\ 0, & \tau > \tau_s(z), \end{cases} \quad (6)$$

где  $\tau_s(z)$  – длительность импульса.

Известно, что условие образования устойчивого симиляритона, при котором для НУШ имеется точное решение в виде ЧМ импульса параболической формы, может быть представлено в виде [6–9]

$$g_{\text{eff}} - 3\alpha_0 D_0 = 0. \quad (7)$$

Здесь эффективный инкремент усиления неоднородного световода  $g_{\text{eff}}$  связан не только с его материальным коэффициентом усиления  $\gamma(z)$ , но и с площадью моды  $S_m(z)$ , ДГС  $D(z) = (\partial^2\beta/\partial\omega^2)_0 = d(z)D_0$  и нелинейностью соотношением

$$g_{\text{eff}}(\xi) = \frac{\gamma(\xi)}{d(\xi)} - \frac{\partial S_m/\partial \xi}{2S_m} - \frac{\partial d(\xi)/\partial \xi}{2d(\xi)} + \frac{\partial R/\partial \xi}{2R(\xi)}, \quad (8)$$

где  $\xi = D_0^{-1} \int_0^z D(z) dz$ . Под  $\alpha_0$  и  $D_0$  будем понимать значения соответствующих параметров на входе в световод. В случае однородного активного световода это условие может быть записано в предельно простом виде:  $\gamma_0 - 3\alpha_0 D_0 = 0$ .

Здесь необходимо отметить, что доступные источники пикосекундных импульсов, которые могут быть использованы для получения симиляритонных ЧМ импуль-

сов, как правило, обеспечивают (после прохождения дополнительных диспергирующих элементов) скорость частотной модуляции не более  $10^{23}$ – $10^{24}$  с<sup>-2</sup>. В используемых усиливающих световодах (например, легированных ионами  $\text{Er}^{3+}$ ), сохраняющих одномодовый режим распространения, значения ДГС не превышают  $3 \times 10^{-26}$  с<sup>2</sup>/м [6–8, 13–15]. Как следствие, инкремент усиления однородного световода, обеспечивающий получение ЧМ симиляритона, должен быть существенно меньше  $0.1$  м<sup>-1</sup> (более детальный анализ дает  $\gamma \leq 0.01$  м<sup>-1</sup>). Поэтому для увеличения энергии импульса более чем на порядок длина световода должна значительно превышать 100 м. С другой стороны, эксперименты со световодами, легированными эрбием и висмутом [7, 8], а также численное моделирование [11, 12] показали, что самоподобные ЧМ импульсы весьма чувствительны к флуктуациям инкремента усиления и к вариациям диаметра световода-усилителя. В силу этого обстоятельства использование длинных (свыше 100 м) активных световодов для значительного (более чем на порядок) увеличения энергии импульса представляется весьма затруднительным.

Решением данной проблемы может стать использование для усиления световода малой длины (значительно меньше 10 м), но с большим ( $\gamma > 0,2$  м<sup>-1</sup>) инкрементом и резко увеличивающейся по его длине ДГС. Ниже мы исследуем возможность эффективного «быстрого» усиления ЧМ импульсов параболического типа в неоднородном по длине световоде.

С учетом выражения (4) для эффективного инкремента усиления условие (3) принимает вид

$$\frac{\partial D}{\partial z} - f(z)D(z) + 6\alpha_0 D^2(z) = 0, \quad (9)$$

где  $f(z) = 2\gamma(z) - S_m^{-1}(\partial S_m/\partial z) + R^{-1}(\partial R/\partial z)$ . Полученное уравнение имеет вид уравнения Бернулли [16], и его решение позволяет найти необходимый профиль изменения ДГС, обеспечивающий самоподобный режим распространения ЧМ импульсов параболического типа. Общий вид его можно записать следующим образом:

$$D(z) = \frac{D_0 F(z) \exp\left[2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right]}{1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z F(z') \exp\left[2 \int_0^{z'} \gamma(z'') dz''\right] dz'}, \quad (10)$$

где  $F(z) = R(z)S_{m0}/R_0S_m(z)$ . Далее мы будем рассматривать так называемые световоды с W-профилем радиального распределения показателя преломления [13, 14]. Для указанных световодов нелинейность и площадь моды слабо зависят от внешнего диаметра световода. В этом случае с большой степенью точности можно принять  $F(z) = 1$ , поэтому для активного W-световода справедливо соотношение

$$D(z) = \frac{D_0 \exp\left(2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right)}{1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z \exp\left(2 \int_0^{z'} \gamma(z'') dz''\right) dz'}. \quad (11)$$

Введем эффективный инкремент усиления

$$G_{\text{eff}}(z) = \exp\left(2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right), \quad (12)$$

равный относительному увеличению энергии импульса на длине  $z$ , т.е.  $G_{\text{eff}}(z) = W(z)/W(0)$ . С учетом (12) соотношение (11) можно переписать в виде

$$D(z) = \frac{D_0 G_{\text{eff}}(z)}{1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{\text{eff}}(z') dz'} \quad (13)$$

На рис.1 представлены профили ДГС, полученные на основе соотношения (13) и обеспечивающие самоподобный режим распространения ЧМ импульса параболического типа при фиксированных параметрах  $\tau_0 = 10^{-12}$  с,  $D_0 = 2 \times 10^{-27}$  с<sup>2</sup>/м и варьируемых параметрах  $\alpha_0 = 10^{24}$  с<sup>-2</sup>,  $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2$  и  $0.4$  м<sup>-1</sup> (рис.1,а) и  $\gamma = 0.1$  м<sup>-1</sup>,  $\alpha_0 = (0.1, 1, 2$  и  $4) \times 10^{23}$  с<sup>-2</sup> (рис.1,б). Видно, что с увеличением длины световода ДГС выходит на предельное значение  $D_\infty = \gamma/3\alpha_0$ , величина которого растет с ростом нелинейности  $\gamma$  при фиксированной начальной скорости частотной модуляции  $\alpha_0$  и уменьшается с ростом  $\alpha_0$  при фиксированном параметре  $\gamma$ . При малых длинах световода ( $\gamma z \ll 1$ ) искомый профиль ДГС близок к экспоненциальному:  $D(z) \approx D_0 \exp(2\gamma z)$ .

Для длительности симиляритонного импульса в общем случае справедливо соотношение [9]

$$\tau_s(z) = \tau_0 \exp\left(2\alpha_0 \int_0^z D(z') dz'\right) \quad (14)$$

С учетом соотношения (13) это выражение может быть представлено в виде

$$\tau_s(z) = \tau_0 \left(1 + 6\alpha_0 D_0 \int_0^z G_{\text{eff}}(z') dz'\right)^{1/3} \quad (15)$$

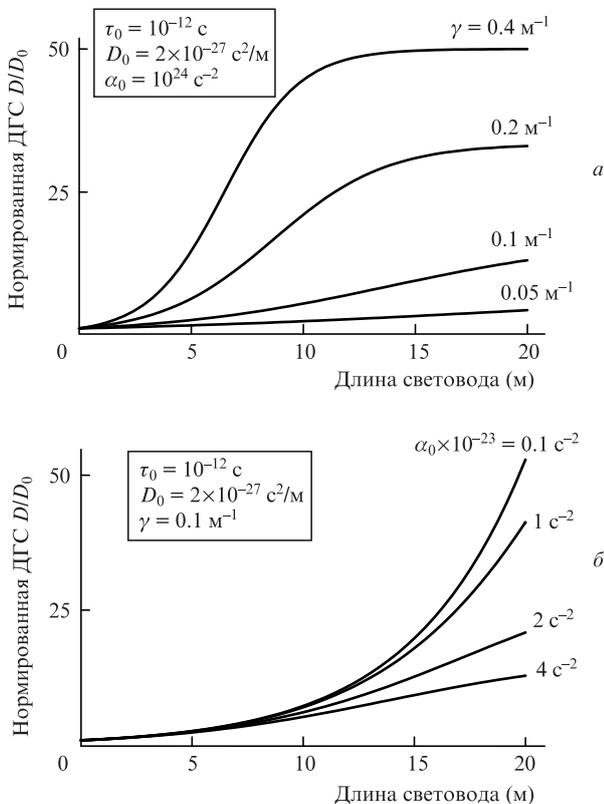


Рис.1. Зависимости нормированной ДГС, обеспечивающие самоподобный режим распространения импульса, от пройденного расстояния при  $\alpha_0 = 10^{24}$  с<sup>-2</sup>,  $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2, 0.4$  м<sup>-1</sup> (а) и  $\gamma = 0.1$  м<sup>-1</sup>,  $\alpha_0 = (0.1, 1, 2, 4) \times 10^{23}$  с<sup>-2</sup> (б).

Если световод с высокой степенью точности можно считать пассивным, т.е. принять  $\gamma = 0$ , то для длительности импульса получаем известное соотношение  $\tau_s(z) = \tau_0(1 + 6\alpha_0 D_0 z)^{1/3}$ .

На рис.2 приведена зависимость нормированной длительности симиляритонного импульса от пройденного по световоду расстояния для следующих параметров:  $D_0 = 2 \times 10^{-27}$  с<sup>2</sup>/м,  $\alpha_0 = 10^{24}$  с<sup>-2</sup>,  $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2$  и  $0.4$  м<sup>-1</sup>. Из рисунка следует, что с ростом пройденного расстояния длительность импульса на выходе из световода увеличивается тем быстрее, чем больше усиление.

Отметим также, что в общем случае энергия образования симиляритона параболического типа определяется выражением [9]

$$W_{s0} = 8D_0\alpha_0^2\tau_0^3/3R_0, \quad (16)$$

из которого следует ее сильная зависимость от  $\alpha_0$ . При распространении импульса по неоднородному активному световоду его энергия растет и в общем случае может быть представлена следующим образом:

$$W_s(z) = W_{s0} \exp\left(2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right) \quad (17)$$

Заметим, что формирование ЧМ импульса параболического типа возможно и при энергиях вводимого излучения, несколько отличных от  $W_{s0}$ . С хорошей степенью точности условием возникновения симиляритона можно считать попадание начальной энергии  $W_0$  в интервал  $(0.75-1.25) W_{s0}$ .

Особый интерес для решения задачи увеличения энергии ЧМ (чирпированных) пико- и субпикосекундных импульсов представляют ВКР-усилители, способные обеспечивать однородное усиление в широком диапазоне частот (обеспечить так называемый сглаженный контур усиления) [17–19]. Для усилителя с большой мощностью накачки  $P_p$ , высокой эффективностью преобразования излучения накачки с частотой  $\omega_p$  в последовательность генерируемых импульсов и, как следствие, достаточно компактного по длине (менее 100 м) можно пренебречь собственными потерями стоксовой волны и волны накачки. В этом случае в приближении неистощимой накачки для параметра, определяющего усиление стоксова импульса, можно записать простое соотношение [17–20]

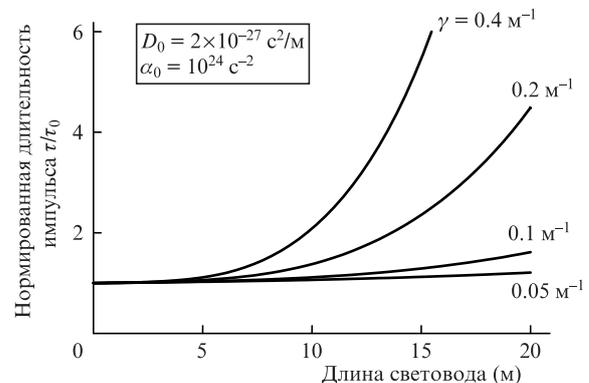


Рис.2. Зависимости нормированной длительности импульса от пройденного расстояния при  $D_0 = 2 \times 10^{-27}$  с<sup>2</sup>/м,  $\alpha_0 = 10^{24}$  с<sup>-2</sup> и  $\gamma = 0.05, 0.1, 0.2, 0.4$  м<sup>-1</sup>.

$$G_{\text{eff}}(z) = \exp(G_R z), \quad (18)$$

где  $G_R = g_R(\omega_p) P_{p0}/S_{\text{eff}}(\omega_p)$ ;  $g_R$  – коэффициент рамановского усиления и  $S_{\text{eff}}$  – эффективная площадь моды, зависящая в случае неоднородного световода от продольной координаты:

$$S_{\text{eff}}(z) = \frac{2\pi \left( \int_0^\infty |U(r, z)|^2 r dr \right)^2}{\int_0^\infty |U(r, z)|^4 r dr}. \quad (19)$$

В случае световодов, легированных германием [20], для коэффициента рамановского усиления справедливо неравенство  $g_R(\omega_p)/S_{\text{eff}}(\omega_p) > 0.1$  (мВт)<sup>-1</sup>. При этом совокупная мощность используемых накачек может не превышать нескольких ватт, обеспечивая рамановский инкремент усиления  $G_R \geq 0.2$  м<sup>-1</sup>, что достаточно для десятикратного усиления субпикосекундных импульсов на длинах не более 10 м. Существенная разность между мощностью накачки и средней мощностью генерируемых импульсов (как правило, она не превышает 10 мВт) в рассматриваемом рамановском усилителе позволяет полностью пренебречь истощением накачки. А ввиду малости его длины можно пренебречь также и влиянием собственных потерь волны накачки.

Таким образом, в случае неистощимой накачки, представляющей наибольший практический интерес, соотношения (13) и (15) преобразуются к простому виду

$$D(z) = \frac{D_0 \exp(G_R z)}{1 + \delta(\exp(G_R z) - 1)}, \quad (20)$$

$$\tau_s = \tau_0 [1 + \delta(\exp(G_R z) - 1)]^{1/3},$$

где  $\delta = 6\alpha_0 D_0 / G_R$ .

Для пассивного световода с малыми оптическими потерями ( $\gamma \rightarrow 0$ ) ДГС, удовлетворяющая условию существования симиларитона, должна иметь гиперболический профиль, т.е.  $D(z) = D_0(1 + 6\alpha_0 D_0 z)^{-1}$ . Как будет показано ниже, соответствующие «пассивные» световоды могут использоваться для дополнительной модуляции симиларитонов (увеличения длительности), а главное – в качестве элементов-переходников между усиливающими (активными) сегментами каскадного усилителя.

Из соотношения (9) следует, что эффективное усиление ЧМ импульсов, для которых выполняется начальное условие  $\gamma/3\alpha_0 > D_0$ , должно осуществляться с помощью световодов с увеличивающейся дисперсией. В случае выполнения начального условия  $\gamma/3\alpha_0 < D_0$  для эффективного усиления должны использоваться световоды с уменьшающейся дисперсией, а при  $\gamma/3\alpha_0 \approx D_0$  – однородные по длине световоды. Особенности современных источников лазерных импульсов и имеющихся усилителей однозначно свидетельствуют в пользу первого сценария усиления ЧМ импульсов, т.е. использования активных световодов с увеличивающейся дисперсией, длиной менее 10 м и относительно большим ( $\gamma > 0.2$  м<sup>-1</sup>) усилением. Этот вывод принципиально отличается от выводов работ [1–6], в которых для усиления симиларитонов предлагалось использовать световоды с плавно уменьшающейся ДГС. Отдельно следует отметить, что в случае предлагаемого быстрого (на длине менее 10 м) усиления chirпированных

импульсов влияние дисперсионных эффектов высших порядков, начиная с третьего, можно считать крайне незначительным.

Отметим также, что для реализации устойчивого режима усиления желательно, чтобы в некотором интервале частот инкремент усиления являлся постоянной величиной, слабо зависящей от частоты, т.е.  $\partial^n G_R / \partial \omega^n = 0$ . Задача создания однородного по частоте профиля усиления («flat»-профиля) может быть эффективно решена с помощью использования многоволновых накачек – методики, достаточно широко применяемой в технологиях оптоволоконной связи [17–19].

### 3. Компрессия частотно-модулированных импульсов

Как следует из проведенного анализа, режим усиления импульса параболической формы в среде с нормальной дисперсией сопровождается увеличением его длительности при сохраняющейся скорости частотной модуляции. Дальнейшее увеличение пиковой мощности импульса за счет его временного сжатия желательно осуществлять в пассивной диспергирующей среде, обеспечивающей минимальное влияние нелинейных эффектов (с тем, чтобы максимально избежать развития разного рода неустойчивостей [9, 10]). Данная процедура может быть осуществлена уже за пределами усиливающего световода: либо в пассивном световоде с аномальной дисперсией и малой кубической нелинейностью (для чего могут быть использованы микроструктурированные световоды с поллой сердцевиной), либо на паре дифракционных решеток, играющих роль эффективного дисперсионного элемента. В настоящее время именно последняя методика является наиболее отработанной для получения лазерных импульсов большой энергии [21, 22].

Длительность спектрально-ограниченного импульса, имеющего на входе в компрессор (после прохождения световода-усилителя длиной  $L$ ) параметры  $\tau_s(L)$  и  $\alpha_0$ , после прохождения компрессора определяется соотношением [9, 23]

$$\tau_{\text{com}} = \frac{\tau_s(L)}{(1 + \alpha_0^2 \tau_s^4(L))^{1/2}}. \quad (21)$$

Если выполняется неравенство  $\alpha_0 \tau_s^2(L) \gg 1$ , то  $\tau_{\text{com}} \sim 1/\alpha_0 \tau_s(L)$ . При этом пиковая мощность сжатого импульса

$$P_{\text{max}} \cong P_0 \alpha_0 \tau_0 \tau_s(L) \exp\left(2 \int_0^L \gamma(z) dz\right). \quad (22)$$

Из полученных соотношений следует, что чем больше мы «растянем» во времени импульс с постоянной и отличной от нуля скоростью частотной модуляции, тем больше импульс может быть сжат и тем большая пиковая мощность может быть получена после его прохождения через компрессор.

### 4. Каскадная схема усиления

Как было показано выше, использование длинных активных световодов с малым инкрементом усиления для значительного увеличения энергии импульса представляется весьма затруднительным, поэтому предпочтительнее использовать световоды с большим усилением и резко

увеличивающейся по длине ДГС. Однако в этом случае возникают проблемы значительного увеличения ДГС за счет уменьшения диаметра световода, поскольку уменьшение диаметра должно приводить к росту оптических потерь. Между тем в световодах W-типа необходимое по длине варьирование ДГС удается обеспечить при относительно малом изменении внешнего диаметра волокна. Используемая в настоящее время технология вытяжки позволяет существенно изменять дисперсию даже при незначительном изменении внешнего диаметра световода (как правило, не более 3 мкм на длине 100 м), что при среднем его диаметре 100–125 мкм является очень малой величиной. В таких световодах эффективная площадь моды и коэффициент нелинейности могут считаться практически постоянными на всей его длине [13, 14].

Следует также отметить, что в волоконном световоде при одномодовом режиме распространения волнового пакета величина ДГС  $D(z)$  скорее всего не может превышать  $5 \times 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ . Так как в усиливающем световоде, поддерживающем одномодовый режим, для энергии солитоноподобного импульса и ДГС с хорошей степенью точности выполняется соотношение

$$\frac{D(z)}{D_0} = \frac{W(z)}{W_0} = \exp\left(2 \int_0^z \gamma(z') dz'\right), \tag{23}$$

то энергия импульса на выходе из усилителя не может быть увеличена более чем на порядок. Решением проблемы может стать использование каскадной схемы, когда элемент с большим усилением и резким увеличением ДГС сменяется пассивным элементом с плавно уменьшающейся дисперсией. При этом сегмент-усилитель с уменьшающимся диаметром оболочки плавно переходит в сегмент-модулятор (в котором импульс без усиления растягивается во времени) с увеличивающимся до начальных значений диаметром. При этом входной и выходной размеры двухэлементного каскада оказываются одинаковыми и в нем сохраняется одномодовый режим распространения импульса.

В качестве примера предложенной схемы усиления рассмотрим двухэлементный каскад. Будем считать, что на выходе из элемента-усилителя ДГС и энергия импульса достигают максимальных значений  $D_{\max}$  и  $W_{\max}$ . Вследствие малой длины этого элемента длительность распространяющегося в нем импульса меняется незначительно. В следующем за усилителем пассивном элементе уменьшение ДГС и увеличение длительности импульса определяются соотношениями

$$D = D_{\max} (1 + 6\alpha_0 D_{\max} z)^{-1}, \quad \tau_s(z) = \tau_0 (1 + 6\alpha_0 D_{\max} z)^{1/3}, \tag{24}$$

а энергия импульса практически не меняется (как правило, потери существенно меньше 1 дБ/км). Общая длина двухэлементного каскада  $L = L_1 + L_2$ , где длина элемента-усилителя  $L_1$  с учетом (21) определяется соотношением

$$\text{Ln}\left(\frac{D_{\max}}{D_0}\right) = 2 \int_0^{L_1} \gamma(z) dz. \tag{25}$$

При постоянном по длине усилении

$$L_1 = \frac{1}{2\gamma} \text{Ln}\left(\frac{D_{\max}}{D_0}\right).$$

В этом случае длина элемента-модулятора каскада

$$L_2 = \left(\frac{W_s}{W_0} - 1\right) \frac{1}{6\alpha_0 D_{\max}}. \tag{26}$$

На рис.3 для активных световодов с W-профилем приведено изменение по длине каскада нормированных дисперсии  $D(z)$  и энергии импульса  $W(z)$ . Указанные зависимости построены для  $D_0 = 2 \times 10^{-27} \text{ с}^2/\text{м}$ ,  $\alpha_0 = 10^{24} \text{ с}^{-2}$  и  $\gamma = 0.1, 0.2$  и  $0.3 \text{ м}^{-1}$  и соответственно  $L_1 = 10, 5.5$  и  $3 \text{ м}$ . Как следует из приведенных зависимостей, энергия импульса в усилителе увеличивается приблизительно в  $D_{\max}/D_0$  раз. После этого импульс должен пройти через пассивный элемент-модулятор длиной  $L_2 = L - L_1$ , на выходе из которого значение ДГС снижается до  $D_0$ . При этом общее увеличение пиковой мощности импульса, прошедшего подобный каскад, после погашения чирпа (например, с использованием дифракционных решеток) и с учетом возможности сжатия длительности импульса до  $\tau_{\text{com}} = \tau_0 (D_{\max}/D_0)^{-1/3}$  составит

$$P_{\text{com}}(L) \simeq P_0 (D_{\max}/D_0)^{4/3}. \tag{27}$$

Проведенные выше оценки показывают, что после погашения чирпа волнового пакета его пиковая мощность может увеличиться в 15–25 раз в зависимости от параметров световода-усилителя.

При прохождении одного двухэлементного каскада (изготовленного из стандартных типов активных волоконных световодов) энергия импульса, скорее всего, не сможет вырасти более чем на порядок, поэтому для большего усиления необходимо последовательно соединить нескольких двойных (усилитель-модулятор) элементов. Для сложных каскадов, состоящих из  $N$  идентичных двойных элементов, пиковая мощность импульса после прохождения всего каскада общей длиной  $L = N(L_1 + L_2)$  и после погашения в нем чирпа (т.е. после сжатия импульса) составит

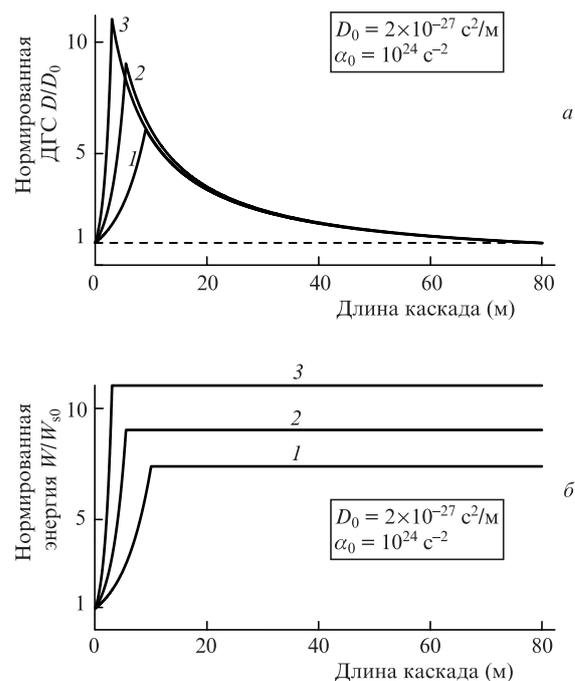


Рис.3. Зависимости нормированных ДГС (а) и энергии импульса (б) от пройденного расстояния в двухэлементном каскаде при  $\gamma = 0.1 \text{ м}^{-1}$  и  $L_1 = 10 \text{ м}$  (1),  $\gamma = 0.2 \text{ м}^{-1}$  и  $L_1 = 5.5 \text{ м}$  (2),  $\gamma = 0.3 \text{ м}^{-1}$  и  $L_1 = 5.3 \text{ м}$  (3).

$$P_{\text{com}}(L) \simeq P_0(D_{\text{max}}/D_0)^{4N/3}. \quad (28)$$

Отметим, что важнейшим фактором успешности такого усиления является правильное профилирование ДГС в соответствии с профилем инкремента усиления световода. В качестве компактных усилителей, обеспечивающих сверхбыстрое усиление ЧМ импульсов, могут быть использованы либо активные световоды с брэгговскими решетками, период которых меняется по длине (чирпированные решетки), либо активные фотонно-кристаллические структуры. В таких структурах можно обеспечить увеличение ДГС более чем на 2–3 порядка на очень малой длине, не превышающей нескольких сантиметров, а также соответствующее увеличение энергии ЧМ волнового пакета.

## 5. Заключение

В настоящей работе получены условия возникновения устойчивых импульсов параболической формы в световодах с W-профилем радиального распределения показателя преломления в области нормальной ДГС. Получено выражение для профиля ДГС, обеспечивающего оптимальное «быстрое» усиление ЧМ импульсов параболической формы. Показана предпочтительность использования в качестве усилителей ЧМ импульсов симиляритонного типа световодов с увеличивающейся дисперсией и относительно большим инкрементом усиления (свыше  $0.2 \text{ м}^{-1}$ ). Предлагаемая схема усиления и последующего сжатия ЧМ импульсов активно используется в настоящее время в твердотельных лазерных системах для получения импульсов высокой мощности. Подобная схема с симиляритонным режимом усиления и решеточным компрессором может позволить получать импульсы с длительностью до 100 фс и энергией  $\sim 100$  нДж, а также, как следствие, с рекордной (для полностью волоконных лазерных систем) мощностью свыше 100 кВт.

Настоящая работа выполнена при поддержке Минобрнауки в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития на-

учно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы».

1. Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., Dudley J.M., Harvey J.D. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6010 (2000).
2. Chang G., Winful H.G., Galvanauskas A., Norris T.B. *Phys. Rev. E*, **72**, 016609 (2005).
3. Dudley J.M., Finot C., Richardson D.J., Millot G. *Nature*, **3**, 597 (2007).
4. Hirooka T., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **29**, 498 (2004).
5. Anderson D., Desaix M., Karlson M. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 1185 (1993).
6. Latkin A., Turitsyn S.K., Sysoliatin A. *Opt. Lett.*, **32**, 331 (2007).
7. Плоцкий А.Ю., Сысолятин А.А., Латкин А.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 397 (2007).
8. Andrianov A.V., Muraviov S.V., Kim A.V., Sysoliatin A.A. *JETP Lett.*, **85**, 364 (2007).
9. Золотовский И.О., Семенцов Д.И., Сенаторов А.К. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 212 (2010).
10. Зейтуниан А.С., Паланджан К.А., Есаян Г.Л., Мурадян Л.Х. *Квантовая электроника*, **40**, 327 (2010).
11. Абдуллаев Ф.Х., Навотный Д.В. *Письма в ЖТФ*, **28**, 39 (2002).
12. Абдуллаев Ф.Х., Абдумаликов А.А., Байзаков Б.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 176 (1997).
13. Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К. и др. *Квантовая электроника*, **33**, 265 (2003).
14. Sysolyatin A.A., Nolan D.A. *J. Nonlin. Opt. Phys. & Mat.*, **16**, 171 (2007).
15. Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Зотов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **40**, 633 (2010).
16. Камке Э. *Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям* (М.: Физматлит, 1976).
17. Grant A.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1503 (2002).
18. Yoshihiro Emori, Soko Kado, Shu Namiki. *Opt. Fiber Technol.*, **8** (2), 107 (2002).
19. Кобцев С.М., Пустовских А.А. *Квантовая электроника*, **34**, 575 (2004); **34**, 1054 (2004).
20. Дианов Е.М., Абрамов А.А., Бубнов М.М., Прохоров А.М., Шипулин А.В., Гурьянов А.Н., Девярых Г.Г., Хопин В.Ф. *Квантовая электроника*, **22** (7), 643 (1995).
21. Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 309 (2006).
22. Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке С.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005).
23. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).