

УДК 535.1

ГЕНЕРАЦИЯ СИМИЛЯРИТОННЫХ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ УСИЛИТЕЛЯХ С РАСТУЩИМ ПРОФИЛЕМ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ

© 2012 К.В. Борисова¹, И.О. Золотовский¹, Д.А. Коробко¹, А.А. Сысолятин²

¹ Ульяновский государственный университет

² Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва

Поступила в редакцию 20.11.2012

Исследуются условия формирования импульсов с параболической асимптотикой огибающей в неоднородных волоконно-оптических усилителях. Определен профиль нормальной дисперсии групповых скоростей, обеспечивающий формирование параболических импульсов с пониженным значением скорости частотной модуляции. На основе проведенного моделирования показано, что наличие чирпа у входного импульса и определенной энергии может привести к сужению спектра, по сравнению с исходно нечирпованным импульсом.

Ключевые слова: оптические усилители, нормальная дисперсия, параболические импульсы.

Одной из наиболее актуальных задач физики волоконных усилителей является создание полностью волоконных систем усиления импульсов пикосекундной длительности до больших энергий (более 100 нДж). Эта проблема тесно связана с интенсивно развивающейся в последнее время концепцией симиляритонного усиления импульсов, связанной с формированием устойчивых самоподобных ЧМ импульсов в активной нелинейной среде с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) [1-3]. Подобные импульсы обладают постоянной скоростью ЧМ (чирпом), пропорциональной инкременту усиления и обратно пропорциональной ДГС усилителя, при этом их форма приобретает характерный параболический вид. Импульсы параболического типа представляют интерес для большого числа приложений – генерации суперконтинуума, оптического процессинга и т.д. Особое внимание привлекает также то, что присущее им практически линейное изменение мгновенной частоты позволяет осуществлять их эффективную компрессию и достигать при этом высоких пиковых мощностей.

Рассмотрим динамику оптического импульса в неоднородном усиливающем световоде с изменяющимися по длине параметрами ДГС и нелинейно-

сти. Для временной огибающей импульса $u(t, z)$ справедливо следующее нелинейное уравнение Шредингера с переменными коэффициентами:

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i \gamma(z) |u|^2 u = \frac{g}{2} u, \quad (1)$$

где z – координата вдоль волокна, t – время в бегущей системе координат, γ – параметр нелинейности волокна, g – инкремент усиления.

Представим параметры дисперсии и кубической нелинейности в виде $\beta_2(z) = \beta_{20} d(z)$ и $\gamma(z) = \gamma_0 r(z)$, где β_{20} и γ_0 – значения соответствующих параметров на входе в световод, а $d(0) = r(0) = 1$. Введем в уравнении (1) новые

переменную $\xi = \int_0^z d(z') dz'$ и огибающую импульса $A(t, z) = u(t, z) \sqrt{r(z)/d(z)}$. В результате для огибающей $A(t, z)$ мы приходим к уравнению с постоянными дисперсией и нелинейностью, но неоднородным по длине усилением:

$$\frac{\partial A}{\partial \xi} - i \frac{\beta_{20}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \gamma_0 |A|^2 A = \frac{\Gamma(\xi)}{2} A. \quad (2)$$

Здесь введен зависящий от переменной ξ эффективный коэффициент усиления:

$$\Gamma(\xi) = \frac{g}{d(\xi)} - \frac{\partial}{\partial \xi} \ln \frac{d(\xi)}{r(\xi)}. \quad (3)$$

Известно, что в активных световодах с нормальной дисперсией возможен самоподобный (симиляритонный) режим распространения импульса. Его особенность заключается в том, что огибающая импульса при достаточно больших пройденных расстояниях ($z \gg 1/g$) асимптотически стремится к параболической форме, мас-

Борисова Кристина Васильевна, аспирант.

E-mail: innov@ulsu.ru

Золотовский Игорь Олегович, кандидат физико-математических наук, директор Центра нанотехнологий и материалов НИТИ. E-mail: rafzol.14@mail.ru

Коробко Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИТИ. E-mail: korobkotat@rambler.ru

Сысолятин Алексей Александрович, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Научного Центра волоконной оптики РАН.

E-mail: alexs@lure.gpi.ru

штабирующей с ростом координаты импульса [1-3]. Общий вид импульса параболической формы может быть записан в виде

$$A(t, \xi) = A(\xi) G_{par}(t, \xi) \exp \left[i \left(\varphi(\xi) + \alpha(\xi) t^2 \right) \right], \quad (4)$$

где $\varphi(\xi)$ и $\alpha(\xi)$ – фаза и скорость ЧМ импульса, которая для симиляритона является постоянной величиной. Функция $G_{par}(t, \xi)$ задает форму огибающей параболического импульса и определяется выражением

$$G_{par} = \begin{cases} \sqrt{1 - t^2 / \tau_s^2(\xi)}, & t \leq \tau_s(\xi), \\ 0, & t > \tau_s(\xi), \end{cases} \quad (5)$$

где $2\tau_s(\xi)$ – характерная длительность импульса параболической формы. Амплитуда и фаза асимптотического (при больших z) параболического решения не зависят от начальной формы импульса, а определяются только начальной энергией импульса E_0 и параметрами световода. В случае постоянных по длине световода усиления и нелинейности для больших длин распространения импульса мы можем записать следующие соотношения для амплитуды и длительности импульса [2]

$$A(\xi) = \frac{1}{2} \left(\frac{gE_0}{\sqrt{\gamma\beta_{20}/2}} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{g\xi}{3} \right), \quad (6)$$

$$\tau_s(\xi) = \frac{6\sqrt{\gamma\beta_{20}/2}}{g} A_0 \exp \left(\frac{g\xi}{3} \right).$$

При больших значениях параметра ξ чирп импульса $\alpha(\xi)$ становится постоянной величиной $\alpha_0 = \Gamma / 6\beta_{20}$, что может быть использовано как условие существования асимптотического решения уравнения (2) в виде ЧМ импульса параболической формы. Более детальный анализ (в том числе и с использованием известных вариационных методов), показывает, что эволюция чирпа асимптотически параболического импульса в световоде с постоянным усилением описывается уравнением [4]

$$\frac{\partial \alpha(\xi)}{\partial \xi} = -2\alpha^2(\xi)\beta_{20} + C \frac{E_0\gamma}{\tau_s^3(\xi)} \exp(\Gamma\xi), \quad (7)$$

где C – константа порядка единицы, зависящая от начальной формы импульса. Из уравнения (7) следует, что высокие значения начальной энергии импульса E_0 приводят к росту частотной модуляции $\alpha(\xi)$ и удалению от симиляритонного режима $\alpha(\xi) = const$. Для минимизации искажений импульса и стабилизации его чирпа нами предлагается усиливать импульсы с некоторым начальным значением чирпа $\alpha(0) = \alpha_0$.

При этом выбором начальной энергии E_0 можно добиться выполнения условия $\partial \alpha(\xi) / \partial \xi \rightarrow 0$. Учитывая асимптотические соотношения (6), получаем, что для выхода на асимптотически параболический режим распространения с чирпом α_0 величина начальной энергии импульса должна быть $E_0 \approx 2\alpha_0^2 \beta_{20} \tau_0^3 / C\gamma$, где τ_0 – начальная длительность импульса. С учетом этого соотношения условие существования асимптотического решения уравнения (2) запишется в виде

$$\Gamma = 6\alpha_0\beta_{20} \equiv 3CE_0\gamma / \alpha_0\tau_0^3. \quad (8)$$

Это условие с учетом (3) для эффективного инкремента приводит к уравнению

$$\frac{\partial \beta_2}{\partial z} - g\beta_2(z) + 6\alpha_0\beta_2^2(z) = 0, \quad (9)$$

где мы вернулись к координате z . Проводя решение этого уравнения (которое является уравнением типа Бернулли), находим вид профиля ДГС, который обеспечивает выход начального импульса на симиляритонную асимптотику:

$$\beta_2(z) = \frac{g\beta_{20} \exp(gz)}{g + 6\alpha_0\beta_{20}(\exp(gz) - 1)}. \quad (10)$$

Данный профиль ДГС обеспечивает постоянное вдоль световода эффективное усиление Γ . Для пассивного световода с пренебрежимо малыми оптическими потерями (в случае $g \rightarrow 0$) мы приходим к известному результату [3]

$$\beta_2(z) = \frac{\beta_{20}}{1 + 6\alpha_0\beta_{20}z}, \quad (11)$$

в соответствии с которым зависимость ДГС от координаты, удовлетворяющая условию существования симиляритона, должна иметь гиперболический вид.

Получение симиляритонных импульсов высоких энергий связано с проблемами, которые требуют своего решения. Условия на величину ДГС и инкремента усиления приводят, согласно (8) к тому, что усиливаемый импульс приобретает сильную частотную модуляцию с $\alpha \approx 10^{25} c^{-2}$. Столь высокое значение чирпа приводит к негативным последствиям. Во-первых, это приводит к уширению спектра импульса и выходу его из спектральной полосы усиления, во-вторых, высокий чирп искажает и разрушает импульс еще до его выхода на симиляритонную асимптотику. Таким образом, экспериментальный интерес представляет относительно высокое значение инкремента усиления световода при пониженной частотной модуляции импульса. Осуществить это возможно при помощи усиления импульса в световоде с постоянным инкрементом усиления g , профилем дисперсии (10) и эффективным

усилением $\Gamma = 6\alpha_0\beta_{20} \ll g$. В этом случае выражение (10) задает при малых z быстрый и практически экспоненциальный рост ДГС, а при $z \gg 1/g$ - выходящий на предельное значение $\beta_2 = g/6\alpha_0$. Технологически на сегодняшний день можно изготовить активные кварцевые одномодовые световоды длиной до нескольких км, нормальная ДГС которых растет в пределах $10^{-27} - 5 \cdot 10^{-25} \text{ с}^2/\text{м}$ в соответствии с указанным профилем [5]. Принципиальное увеличение пределов изменения ДГС возможно при использовании фотонно-кристаллических волноводов или чирпованных (с переменным периодом) волоконных решеток. Таким образом, представляется возможным получение мощных симилиаритонных параболических импульсов в волоконно-оптических усилителях (например, эрбиевых) с высоким инкрементом усиления и увеличивающейся с длиной волокна нормальной ДГС. При этом импульс, по сравнению с генерируемым в усилителе с постоянной дисперсией, будет обладать более узким спектром и пониженной частотной модуляцией, что обеспечит его устойчивость.

Ниже приводятся результаты численного моделирования динамики импульса в волоконном усилителе. На основе соотношения (10) были построены профили нормальной ДГС, обеспечивающие динамический режим с выходом на параболическую форму огибающей импульса. Для найденных профилей нормальной ДГС с помощью SSFM-метода [9] проводилось численное моделирование уравнения (1) для следующих материальных параметров световода: $\beta_{20} = 10^{-27} \text{ с}^2/\text{м}$, $g = 0.5 \text{ м}^{-1}$, $\gamma = 1.33 \times 10^{-3} (\text{Вт} \cdot \text{м})^{-1}$.

На рис. 1. приведены профили ДГС $\beta_2(z)$ усилителя, полученные на основе (10) для различных входных значений ДГС. Реализуемые области изменения ДГС на длине усилителя лежат вне технологических пределов стандартных кварцевых волоконных световодов. Поэтому для практической реализации данной методики усиления необходимо использование либо волокон с радиальным W-профилем показателя преломления [5, 6], в которых возможно контролируемое изменение профиля ДГС, либо фотонно-кристаллических световодов, либо световодов с нанесенной решеткой показателя преломления с изменяющимся периодом (чирпованных решеток), нормальная ДГС которых может изменяться в достаточно широких пределах [7, 8]. Отметим, что в настоящее время успешно развиваются технологии получения активных световодов с управляемой гигантской дисперсией, достигающей значений $\alpha \approx 10^{-24} \text{ с}^2/\text{м}$.

На следующих трех рисунках представлены временные зависимости изменения мгновенной частоты $\Delta\omega(t)$ и огибающей импульса $u(t)$, оп-

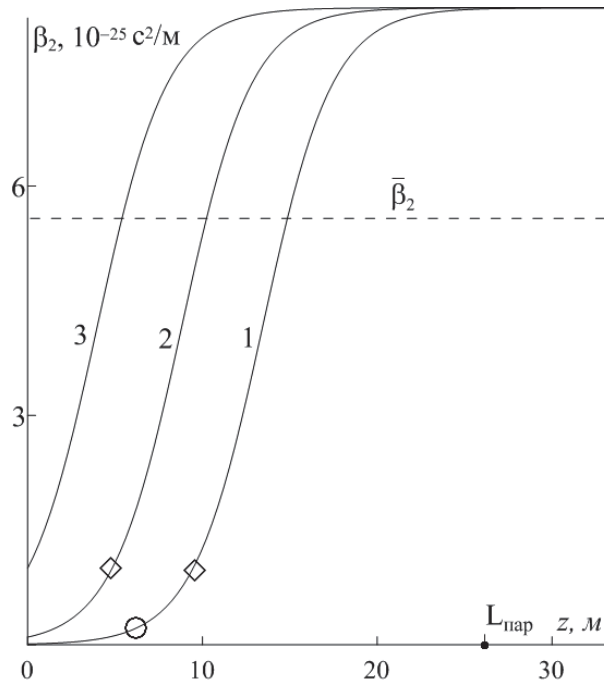


Рис. 1. Профили ДГС, полученные на основе (10), усилителя с параметрами:
 $g = 0.5 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_0 = 10^{23} \text{ с}^2$,
 $\beta_{20} = (0.1, 1, 10) \times 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ (кривые 1-3)

ределяющие эволюцию формы импульса при его распространении в усилителе. Указанные зависимости, полученные для усилителя с профилем дисперсии 1 (рис. 1), приведены на рис. 2. Кривые 1-3 на этом рисунке отвечают трем длинам распространения импульса: $z = (18, 24, 26.8)$ м, пунктирные кривые - асимптотическим параболическим решениям уравнения (1). Для проведения численного моделирования в качестве входного импульса использовался гауссов импульс с временной огибающей

$$u_0(t) = \sqrt{P_0} \exp(-t^2 / 2t_0^2 - i\alpha_0 t^2), \quad (12)$$

несущей длиной волны $\lambda = 1.557 \text{ мкм}$, длительностью $t_0 = 20 \text{ пс}$, скоростью частотной модуляции $\alpha_0 = 10^{23} \text{ с}^{-2}$ и пиковой входной мощностью $P_0 = 1.4 \text{ Вт}$. При этом начальная энергия импульса составляла $E_0 = 49.6 \text{ пДж}$. Масштабные параметры - начальная дисперсионная длина $L_\beta = t_0^2 / \beta_{20}$ и начальная длина нелинейности $L_\gamma = 1 / \gamma P_0$ при выбранных значениях материальных параметров удовлетворяют условию

$L_\beta \gg L_\gamma$, что является необходимым для формирования параболических импульсов. Штриховая прямая на графике изменения мгновенной частоты отвечает ее линейному росту $\Delta\omega = 2\alpha_0 t$ в соответствие с асимптотикой фазы параболического импульса $\vartheta(z) = \varphi(z) + \alpha(z)t^2$. Штриховым линиям для зависимости $u(t, z)$ отвечают асимптотические решения уравнения (1):

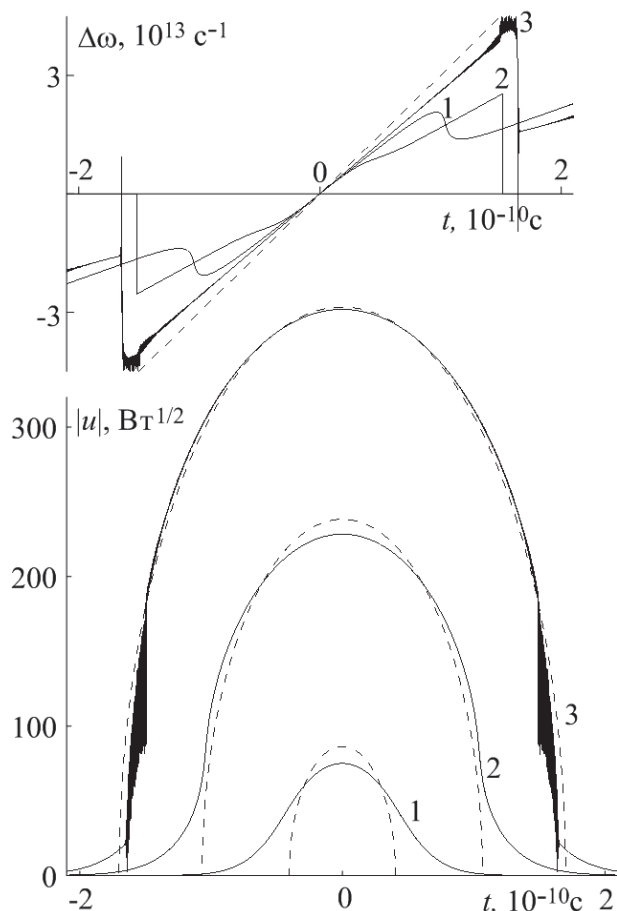


Рис. 2. Эволюция изменения частоты $\Delta\omega(t)$ и огибающей импульса $u(t)$ в усилителе с увеличивающейся ДГС и длиной распространения $z = (18, 24, 26.8)$ м (кривые 1-3); пунктирные кривые – асимптотические решения

$$u_{\omega}(t, z) = \frac{A_0 \exp(gz/2) \sqrt{1-t^2/\tau_s^2(z)}}{(1+(6\alpha_0\beta_{20}/g)(\exp(gz)-1))^{1/6}},$$

$$\tau_s(z) = \frac{A_0}{\alpha_0} \sqrt{\frac{\gamma}{2\beta_{20}}} \left(1 + \frac{6\alpha_0\beta_{20}}{g} (\exp(gz)-1)\right)^{1/3}, \quad A_0 = \frac{1}{2} (6\alpha_0 E_0 \sqrt{2\beta_{20}} \gamma)^{1/3}. \quad (13)$$

Анализ полученных выражений показывает, что на начальной стадии распространения импульса совместное действие усиления, дисперсии и нелинейности приводит к его усилению практически с сохранением своей начальной формы (назовем эту стадию «линейной»). В дальнейшем совместное действие указанных факторов приводит к изменению формы импульса. Начиная с центральной части, происходит приближение формы огибающей импульса к параболической асимптотике. На пройденном расстоянии $L_{\text{пар}} = 26.8$ м форма огибающей импульса уже практически совпадает с асимптотической, а энергия импульса достигает величины $E \approx 25$ мкДж.

Отметим, что в процессе распространения импульса в усилителе происходит изменение chirpa по длине импульса, которое асимптотически

стабилизируется и приводит к линейному росту мгновенной частоты и практически параболической форме огибающей. При выходе на асимптотику (кривые 3 на рис.2) на краях импульса видны зоны разрушения волнового фронта, т. е. происходит так называемый «wave-breaking» [10], связанный с обрушением функции мгновенной частоты. Это происходит из-за того, что на краях импульса более быстрые составляющие с большей частотной модуляцией «обгоняют» медленные.

На рис. 3 зависимости $\Delta\omega(t)$ и $u(t)$ приведены для импульса в усилителе с растущей ДГС, длины распространения $z = L_{\text{пар}} = 26.8$ м и различных значений начального chirpa: $\alpha_0 = 0, 10^{23} \text{ c}^{-2}$ (пунктирная и сплошная линии). Штриховой линии на зависимости $\Delta\omega(t)$ отвечает временной рост мгновенной частоты с $\Delta\omega = (\Gamma / 3\beta_{20})t = 2\alpha_0 t$. Для спектрально ограниченного входного импульса (с нулевым начальным chirпом) для режима усиления характерно отсутствие экспоненциальных хвостов, которые четко проявляются для импульса с начальным chirпом. При этом частотная модуляция (и, как следствие, ширина спектра) исходно chirпованного импульса после существенного его усиления значительно меньше, чем у исходно спектрально ограниченного импульса.

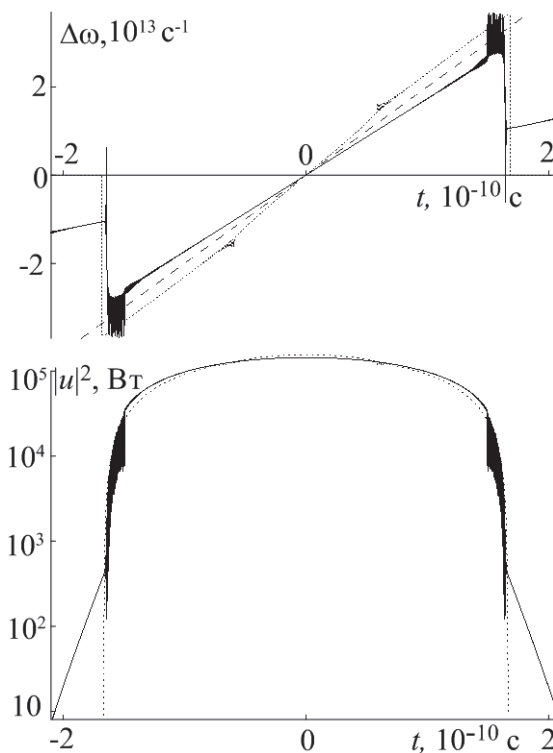


Рис. 3. Эволюция изменения частоты и огибающей импульса в усилителе с увеличивающейся ДГС; начальный chirp $\alpha_0 = 0, 10^{23} \text{ c}^{-2}$ (пунктирная и сплошная кривые), штриховая линия – зависимость $\Delta\omega = \Gamma t / 3\beta_{20} = 2\alpha_0 t$

Для сравнения с полученными результатами нами было проведено моделирование динамики огибающей импульса в усилителе с постоянной ДГС, равной ее среднему значению $\bar{\beta} \approx 5.5 \times 10^{-25} \text{ с}^2/\text{м}$ на длине распространения $L_{\text{пар}} = 26.8 \text{ м}$. В качестве начального выбирался гауссов импульс с пиковой мощностью $P_0 = 1.4 \text{ Вт}$ и длительностью $t_0 = 20 \text{ пс}$. Результаты для зависимостей $\Delta\omega(t)$ и $u(t)$ импульсов с начальным чирпом $\alpha_0 = 0, 10^{23} \text{ с}^{-2}$ представлены на рис. 4 (кривые 1, 2). Пунктирной кривой отвечают зависимости для импульса, прошедшего усилитель той же длины с профилем ДГС (10). Штриховая линия отвечает росту мгновенной частоты по линейному закону $\Delta\omega = (g/3\bar{\beta})t$. Видно, что усиленный импульс с отличным от нуля начальным чирпом в случае постоянной ДГС близок к параболической асимптотике только в центральной своей части. Отметим, что в этой области скорости ЧМ изначально чирпованных импульсов близки друг к другу и значительно снижены по сравнению со скоростью ЧМ исходно нечирпованного импульса.

На следующих двух рисунках приведена эволюция спектра импульса в усилителе с увеличивающейся и постоянной ДГС. В случае увеличивающейся дисперсии (рис. 5) зависимость спектральной

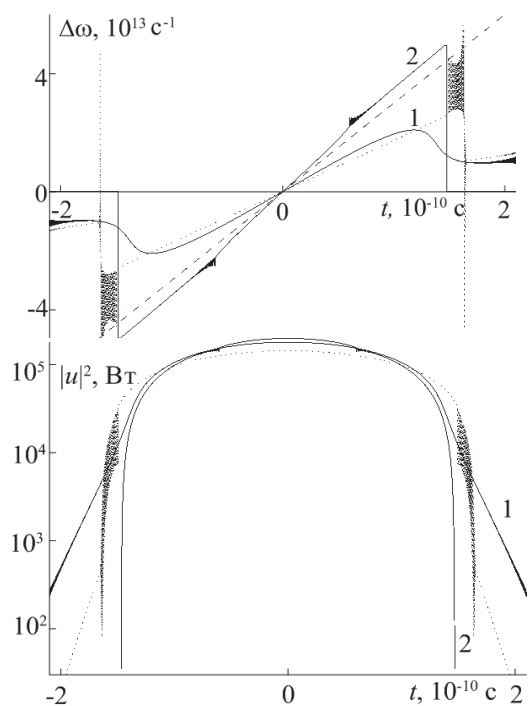


Рис. 4. Эволюция изменения частоты и огибающей импульса в усилителе с постоянной ДГС $\bar{\beta} = 5.5 \cdot 10^{-25} \text{ с}^2/\text{м}$; начальный чирп $\alpha_0 = 0, 10^{23} \text{ с}^{-2}$ (кривые 1, 2), пунктирная кривая – импульс после усилителя с профилем ДГС (10), штриховая линия - зависимость $\Delta\omega = (\Gamma/3\bar{\beta})t$

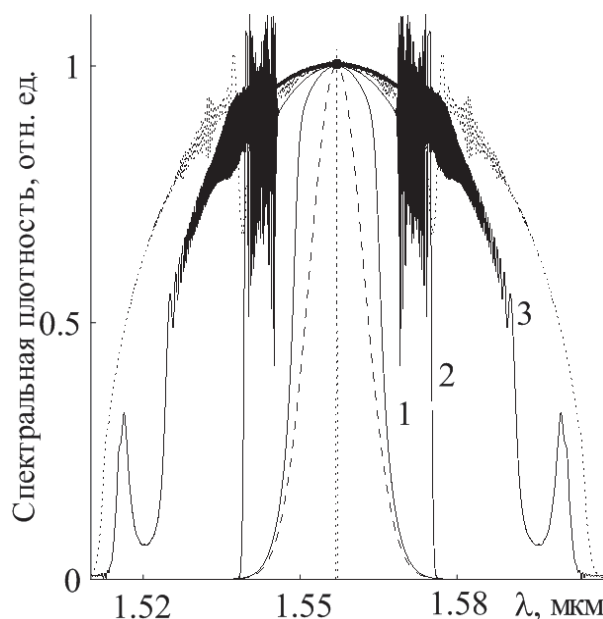


Рис. 5. Эволюция спектра импульса в усилителе с увеличивающейся ДГС: $z = (18, 24, 26.8) \text{ м}$ (кривые 1-3), штриховая линия - спектр входного гауссового импульса, пунктирные линии – спектры входного и выходного (на длине $L_{\text{пар}} = 26.8 \text{ м}$) импульса без начального чирпа

альной плотности от длины волны получена для импульсов, прошедших в световоде расстояния $z = (18, 24, 26.8) \text{ м}$ (кривые 1-3). Штриховой линии отвечает спектр начального гауссового импульса (12) с начальным чирпом $\alpha_0 = 10^{23} \text{ с}^{-2}$. Пунктирными кривыми отвечают спектры входного и прошедшего расстояние $z = 26.8 \text{ м}$ импульсов без начального чирпа. Видно, что на начальном этапе усиления, где импульс практически сохраняет гауссову форму, спектр также практически не изменяется. При дальнейшем распространении импульса совместное действие нелинейности и дисперсии приводит к уширению спектра и искажению его формы. Это выражается в формировании по краям спектра интенсивных низко- и высокочастотной компонент. При дальнейшем приближении к параболической асимптотике центральная часть спектра выравнивается и также сходится к форме близкой к параболе, что соответствует симилиритонной модели усиления. Выделяющиеся компоненты отвечают «хвостам» импульса с частотной модуляцией, связанной с начальным чирпом. Ширина спектра импульса на длине $L_{\text{пар}} = 26.8 \text{ м}$ составляет $\Delta\lambda \approx 60 \text{ нм}$, что лежит в пределах полосы усиления эрбиевых оптических усилителей. Спектр импульса без начального чирпа имеет существенно большую ширину – $\Delta\lambda \approx 80 \text{ нм}$.

На рис. 6 представлены спектры импульсов в световоде с постоянной ДГС $\beta_2 = \bar{\beta}_2 = 5.5 \times 10^{-25} \text{ с}^2/\text{м}$ и длиной распространения $L_{\text{пар}} = 26.8 \text{ м}$. Зависимостям 1, 2 отвечают

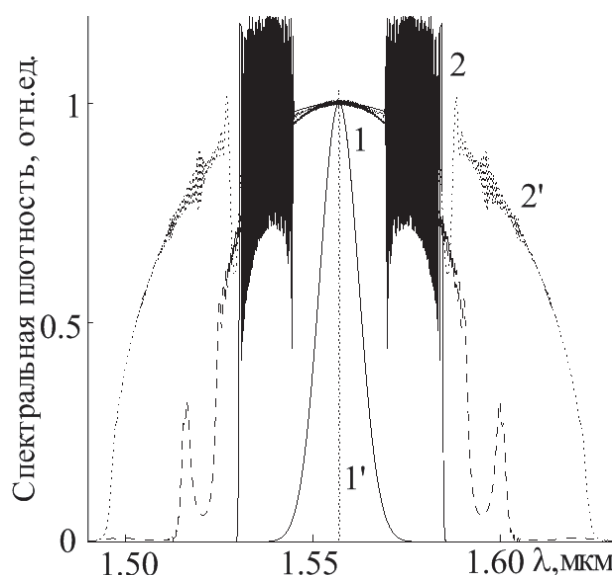


Рис. 6. Эволюция спектра импульса в усилителе с постоянной ДГС на длине m : кривые 1 и 2 – спектры входного и выходного импульсов с начальным чирпом, и – спектры входного и выходного импульсов без начального чирпа; штриховая линия – спектр выходного импульса с начальным чирпом в усилителе с растущей ДГС

спектры входного и выходного импульсов с начальным чирпом $\alpha_0 = 10^{23} \text{ с}^{-2}$, а зависимостям 1' и 2' – спектры входного и выходного импульсов без начального чирпа. Для сравнения на этом рисунке штриховой линией обозначен спектр импульса с начальным чирпом $\alpha_0 = 10^{23} \text{ с}^{-2}$ после распространения в усилителе с профилем ДГС (10). Отмечаем, что изначально чирпованный импульс, прошедший усиление с постоянной ДГС обладает немного меньшей шириной спектра по сравнению с импульсом, прошедшем усилитель с растущей ДГС. Импульс без начального чирпа после прохождения усилителя близок к параболической асимптотике, обладает значительно более высокой скоростью ЧМ и более широким спектром ($\Delta\lambda \approx 120 \text{ нм}$), чем изначально чирпованный импульс. т.е. можно говорить, что практическое получение импульсов с подобной шириной спектра крайне затруднительно.

Важным свойством волоконного усилителя с растущей ДГС является наличие скейлинга, т.е. сохранение формы огибающей выходного импульса при изменении энергии начального импульса и соответствующем изменении начальной ДГС и длины усилителя. Действительно, на начальном этапе с почти экспоненциальным ростом ДГС усиление импульса происходит с сохранением гауссовой формы огибающей. При этом можно утверждать, что усиление для разных профилей ДГС эквивалентны, если при равных ее значениях усили-

ваемые импульсы обладают одинаковыми энергиями. На рис.1 кружком отмечена точка профиля ДГС 1, усиление из которой эквивалентно усилению по профилю 2. Аналогично ромбами отмечены точки профилей 1 и 2, усиление из которых эквивалентно усилению по профилю 3. Так, при вводе гауссова импульса с энергией $E_0 = 496 \text{ пДж}$ в усилитель с начальной дисперсией $= 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ (профиль 2) и длиной m , на выходе будет получен импульс с характеристиками, отвечающими кривой 3 на рис. 2. Область скейлинга ограничивается областью экспоненциального роста ДГС, т.е. $m < m_{\text{sk}}$. Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что все результаты моделирования усиления по профилю ДГС 1 можно перенести на усиление более мощных начальных импульсов в усилителях меньшей длины и меньшего диапазона изменения ДГС, что представляет большой практический интерес.

Таким образом, в настоящей работе предложена методика формирования параболических импульсов в оптических усилителях с увеличивающейся ДГС. Вычислен профиль ДГС усилителя, обеспечивающий генерацию мощных асимптотически параболических импульсов с пониженным значением скорости частотной модуляции и контролируемой шириной спектра. В качестве начального предлагается использовать исходно чирпованный импульс с определенным значением начальной энергии. Применение этой методики возможно при использовании технологий фотонно-кристаллических световодов, волокон с чирпованными решетками или так называемых световодов-компенсаторов дисперсии с дисперсией групповых скоростей свыше $10^{-25} \text{ с}^2/\text{м}$. Скейлинговые свойства модели могут быть также использованы для создания оконечного усилителя в каскадной схеме усиления и генерации импульсов высоких и сверхвысоких энергий.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках федеральных целевых программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы» и «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы»

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., Dudley J.M., Harvey J.D.* Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol.84. №10. P.6010.

2. *Dudley J. M., Finot C., Richardson D. J., Millot G.* Self-similarity in ultrafast nonlinear optics // *Nature Physics*. 2007. Vol.3. P.597.
3. *Hirooka T., Nakazawa M.* Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fibre with normal group-velocity dispersion // *Optics Letters*. 2004. 29, (5) 498.
4. *Золотовский И.О., Семенов Д.И., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Явтушенко М.С.* Динамика импульсов симиларитонного типа в неоднородных по длине активных световодах // *Квант.электрон.* 2010. Т.40. №3. С.229.
5. *Лихачев М.Е., Бубнов М.М., Зотов К.В., Медведков О.И., Липатов Д.С., Яшков М.В., Гурьянов А.Н.* Алюмофосфосиликатные оптические волокна легированные эрбием // *Квант. Электрон.* 2010. Т. 40. №7. С.633.
6. *Ахметшин У.Г., Богатырев В.А., Сенаторов А.К., Сысолятин А.А., Шалыгин М.Г.* Новые одномодовые волоконные световоды с изменяющейся по длине плоской спектральной зависимостью хроматической дисперсии // *Квант. Электрон.* 2003. Т.33. №3. С. 265.
7. *Kraus S., Lucki M.* Dispersion compensating photonic crystal fiber with enhanced properties achieved by modified core geometry // *Advances In Electrical And Electronic Engineering*, Vol. 10, №2, p.101 (2012).
8. *Auguste J. L., Blondy J. M., Maury J., Marcou J., Dussardier B., Monnom G., Jindal R., Thyagarajan K. and Pal B.P.* Conception, realization, and characterization of a very high negative chromatic dispersion fiber // *Optical Fiber Technology*, Vol.8, p.89 (2002).
9. *Agrawal J G.P.* *Nonlinear Fiber Optics*. London: Academic Press, 1995.
10. *Tomlinson W.J., Stolen R. H. and Johnson A. M.* Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers // *Opt.Lett.*, 10 9 457 (1985).

SIMILARITON PARABOLIC PULSE GENERATION IN OPTICAL FIBER AMPLIFIER WITH INCREASING CHROMATIC DISPERSION

© 2012 C.V. Borisova¹, I.O. Zolotovskii¹, D.A. Korobko¹, A. A. Sysolyatin²

¹Ulyanovsk State University

²Fiber Optics Research Center RAN, Moscow

The conditions for generation of pulse with asymptotic parabolic envelope are studied in inhomogeneous optical fiber amplifiers. We have defined the normal group velocity dispersion profile, which leads to the formation of parabolic pulses with low frequency modulation rate. Simulation results show that the input pulse of certain energy with the start chirp has finally narrower bandwidth compared to the initially unmodulated pulse.

Keywords: optical amplifiers, normal dispersion, parabolic pulses.

Christina Borisova, Graduate Student. E-mail: innov@ulsu.ru

Igor Zolotovskii, Candidate of Physics and Mathematics, Director of Nanotechnology and Materials Center of Research Institute of Technology. E-mail: rafzol.14@mail.ru

Dmitry Korobko, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow at the Research Institute of Technology. E-mail: korobkotam@rambler.ru.

Alexey Sysolyatin, Candidate of Physics and Mathematics, Senior Research Fellow at the Fiber Optics Research Center RAN. E-mail: alexs@lure.gpi.ru