PACS 42.65.Re; 42.65.Tg; 42.65.Wi; 42.81.Dp

Динамика импульсов симиляритонного типа в неоднородных по длине активных световодах

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов, А.К.Сенаторов, А.А.Сысолятин, М.С.Явтушенко

Исследована возможность образования самоподобных частотно-модулированных (ЧМ) волновых оптических пакетов в неоднородных по длине активных световодах для оптических импульсов с начальной гауссовой, секанс-гиперболической или параболической формой. Рассмотрены условия трансформации таких импульсов в устойчивые импульсы параболического типа с постоянной скоростью частотной модуляции. Показано, что использование ЧМ импульсов параболической формы в активных и неоднородных по длине световодах может обеспечить создание полностью волоконной системы типа генератор – усилитель – компрессор с пиковыми мощностями получаемых импульсов до 1 МВт и выше.

***Ключевые слова**: симиляритон, активные световоды, оптические частотно-модулированные волновые пакеты.*

1. Введение

В последнее время широко обсуждаются особенности генерации и распространения в нелинейных средах частотно-модулированных (ЧМ) оптических импульсов параболической формы, практически не подверженных волновой неустойчивости в области спектра, отвечающей нормальной дисперсии групповых скоростей [1 – 12]. Это свойство импульсов параболической формы открывает широкие возможности для создания полностью волоконных систем генерации и усиления субпикосекундных оптических импульсов с энергией до 1 мкДж и пиковой мощностью свыше 1 МВт, а также для генерации устойчивого суперконтинуума. Особый интерес в этом плане представляют световоды с изменяющимися по длине параметрами (дисперсией групповых скоростей, керровской нелинейностью, усилением, площадью моды). Анализу различных особенностей распространения импульсов симиляритонного типа в указанных световодах посвящены работы [10 – 17]. В частности в [14] для нелинейного волоконного усилителя с изменяющимися по длине параметрами найдены условия, при которых имеет место соответствие между солитонами нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) и симиляритонами секанс-гиперболической формы. В [15] аналитически и численно показана возможность уменьшения на два порядка длительности ЧМ симиляритона секанс-гиперболической формы за счет дисперсионных эффектов высших порядков. В [16] исследуется компрессия линейно чирпованного импульса параболической формы в световоде с неоднородным по длине усилением. В [17] предложена схема эффективной генерации параболических импульсов, предполагающая использование неоднородных по длине активных световодов с гиперболическим профилем изменения дисперсии групповых скоростей. В этом случае импульс усиливается практически без сопутствующих шумов.

В настоящей работе обсуждаются особенности распространения ЧМ оптических импульсов различной формы в световодах с плавно изменяющимися параметрами – дисперсией групповых скоростей, кубической нелинейностью, инкрементом усиления и площадью моды, а также рассматриваются условия, при которых у подобного рода волновых пакетов скорость частотной модуляции оказывается постоянной. Для импульсов гауссовой, секанс-гиперболической и параболической форм получены условия образования волновых пакетов с постоянной скоростью частотной модуляции, при которой они приобретают симиляритонный характер, т. е. остаются самоподобными.

2. Основные уравнения

Динамику огибающей $\tilde{A}(t)$ оптических импульсов гауссовой, секанс-гиперболической и параболической форм в неоднородном по длине z одномодовом световоде будем рассматривать, используя нелинейное уравнение Шредингера [18, 19]:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} - \mathrm{i}\frac{D(z)}{2}\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial \tau^2} + \mathrm{i}\rho(z)|\tilde{A}|^2\tilde{A} = g(z)\tilde{A}, \qquad (1)$$

где $\tau = t - \int_0^z \beta_1(z')\mathrm{d}z'$ – время в бегущей системе координат; $\beta_1 = (\partial\beta/\partial\omega)_{\omega_0}$ и $D = (\partial^2\beta/\partial\omega^2)_{\omega_0}$ – дисперсионные параметры первого и второго порядков соответственно; β и ω_0 – волновое число и несущая частота волнового пакета; ρ – параметр нелинейности. Зависимость параметров световода от продольной координаты z связана, прежде всего, с их зависимостью от эффективной площади моды $S(z)$, которая, в свою очередь, зависит от диаметра сердцевины световода и разности показателей

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов, М.С.Явтушенко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru
А.К.Сенаторов, А.А.Сысолятин. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333, Москва, ул Вавилова, 38; e-mail: alexs@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г., после доработки – 10 января 2010 г.

преломления сердцевины и оболочки. При этом определяющий эффективное усиление световода параметр

$$g(z) = \gamma(z) - \frac{1}{2S(z)}\frac{\mathrm{d}S(z)}{\mathrm{d}z}, \tag{2}$$

где $\gamma(z)$ – материальный коэффициент усиления; S – эффективная площадь моды. Будем считать, что все зависящие от z параметры являются медленно меняющимися функциями. Если в уравнении (1) провести замены

$$\tilde{A}(\tau, z) = A(\tau, z)\exp\left[\int_0^z g(z')\mathrm{d}z'\right],$$
$$R(z) = \rho(z)\exp\left[2\int_0^z g(z')\mathrm{d}z'\right], \tag{3}$$

то его можно привести к виду

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \mathrm{i}\frac{D(z)}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \mathrm{i}R(z)|A|^2 A = 0. \tag{4}$$

Используя хорошо известную вариационную методику [18, 19], введем лагранжиан

$$\mathscr{L} = \frac{\mathrm{i}}{2}\left(A\frac{\partial A^*}{\partial z} - A^*\frac{\partial A}{\partial z}\right) + \frac{D(z)}{2}\left|\frac{\partial A}{\partial \tau}\right|^2 + \frac{R(z)}{2}|A|^4 + F(z, \tau), \tag{5}$$

вариация которого приводит к уравнению (4). Введение функции $F(z, t)$ позволяет устранить возникающие в лагранжиане (5) сингулярности для некоторых типов волновых пакетов (так, например, для импульсов параболической формы, наиболее перспективных для получения субпикосекундных импульсов с энергиями от 1 мкДж и выше, при τ, стремящемся к длительности импульса $\tau_{\mathrm{p}}(z)$, производная $\partial A/\partial\tau \to \infty$). Эта функция подбирается с учетом формы огибающей вводимого в световод импульса и известных частных решений уравнения (4) для однородного световода [2–8]. При этом необходимо, чтобы обращались в нуль следующие вариации указанной функции: $\delta F/\delta A = \delta F/\delta A^* = 0$. Так, для гауссова и секанс-гиперболического импульсов $F(z, t) = 0$, а для импульсов параболической формы

$$F(z, \tau) = \frac{D(z)W\tau^2}{2\tau_{\mathrm{p}}^3(z)[\tau^2 - \tau_{\mathrm{p}}^2(z)]}, \tag{6}$$

где $W = |A_0|^2\tau_0$ - постоянная по длине световода величина, определяемая начальными условиями возбуждения световода; $A_0 = A(0, 0)$; $\tau_0 = \tau_{\mathrm{p}}(0)$.

Общий вид пробных функций для огибающей импульса запишем следующим образом:

$$A(z, \tau) = A(z)G(z, \tau)\exp\{\mathrm{i}[\varphi(z) + \alpha(z)\tau^2]\}, \tag{7}$$

где $\varphi(z)$ – фаза импульса; $\alpha(z)$ – скорость частотной модуляции (чирп). Для импульсов гауссовой и секанс-гиперболической форм огибающей функция $G(z, \tau)$ соответственно такова:

$$G_{\mathrm{g}} = \exp\left[-\frac{\tau^2}{2\tau_{\mathrm{p}}^2(z)}\right]; \quad G_{\mathrm{sh}} = \mathrm{sech}\left[\frac{\tau}{\tau_{\mathrm{p}}(z)}\right]; \tag{8}$$

для параболической формы

$$G_{\mathrm{par}} = \begin{cases} [1 - \tau^2/\tau_{\mathrm{p}}^2(z)]^{1/2}, & \tau \leqslant \tau_{\mathrm{p}}(z), \\ 0, & \tau > 0. \end{cases} \tag{9}$$

В результате вариационной процедуры приходим к следующей системе уравнений для параметров импульса:

$$\frac{\mathrm{d}\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}z} = 2\,D(z)\,\alpha(z)\,\tau_{\mathrm{p}}, \tag{10а}$$

$$\frac{\mathrm{d}\alpha(z)}{\mathrm{d}z} = \left[\frac{c_1}{\tau_{\mathrm{p}}^4} - 2\,\alpha^2(z)\right]D(z) + \frac{c_2 W}{\tau_{\mathrm{p}}^3}R(z). \tag{10б}$$

В уравнении (10б) введены константы c_1 и c_2. Для гауссова импульса $c_1 = \sqrt{2}, c_2 = 1/2$, для секанс-гиперболического импульса $c_1 = c_2 = 2/\pi^2$, для параболического импульса $c_1 = 0, c_2 = 1$. После исключения из (10) скорости частотной модуляции $\alpha(z)$ для длительности импульса может быть получено следующее уравнение:

$$\frac{\mathrm{d}^2\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}z^2} = \frac{1}{D}\frac{\partial D}{\partial z}\frac{d\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}z} + \frac{2c_1}{\tau_{\mathrm{p}}^3}D^2 + 2c_2\frac{DRW}{\tau_{\mathrm{p}}^2}. \tag{11}$$

Для импульсов параболической формы это уравнение принимает вид

$$\frac{\mathrm{d}^2\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}z^2} = \frac{1}{D}\frac{\partial D}{\partial z}\frac{d\tau_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}z} + 2\frac{DRW}{\tau_{\mathrm{p}}^2}. \tag{12}$$

В случае однородного по z распределения дисперсионного параметра приходим к известному уравнению, полученному в работах [3, 6].

В качестве примера применения уравнения (11) рассмотрим ситуацию, когда необходимо реализовать ЧМ волновой пакет параболической формы, длительность которого меняется линейным образом:

$$\tau_{\mathrm{p}}(z) = \tau_0(1 - Qz), \tag{13}$$

т. е. в случае $Q < 0$ происходит уширение импульса, а в случае $Q > 0$ – его сжатие. В соответствии с уравнением (10а) и соотношением (13) для скорости частотной модуляции в этом случае

$$\alpha(z) = -\frac{Q}{2D(z)(1 - Qz)}. \tag{14}$$

При этом дисперсия групповых скоростей должна удовлетворять условию, которое может быть представлено в виде

$$\frac{1}{D^2}\frac{\partial D}{\partial z} = \frac{2R(z)W}{\tau_0^3 Q(1 - Qz)^2}. \tag{15}$$

Решение этого уравнения при $R(z) = \mathrm{const}$ дает следующую зависимость дисперсионного параметра от координаты:

$$\frac{1}{D} = \frac{1}{D_0} - b\left(\frac{1}{1 - Qz} - 1\right), \tag{16}$$

где $D_0 = D(0)$; $b = 2WR/Q\tau_0^3$. Таким образом, существование параболического импульса с линейной зависимостью длительности от координаты и однородной нелинейностью возможно как при нормальной, так и при аномальной дисперсии, но в случае зависимости $D(z)$, определяемой соотношением (16). Если же входное значение дисперсионного параметра выбрать равным $D_0 = -1/b$, то решением уравнения (15) является линейная зависимость

$$D(z) = D_0(1 - Qz). \tag{17}$$

При этом зависимость скорости частотной модуляции от координаты должна иметь следующий вид:

$$\alpha(z) = \frac{\alpha_0}{(1 - Qz)^2}, \tag{18}$$

где $\alpha_0 = WR/Q\tau_0^3$. Таким образом, для линейного сжатия параболического импульса в случае однородной по длине световода эффективной нелинейности необходима линейно убывающая по модулю аномальная дисперсия. Подобные профили дисперсии групповых скоростей технологически достаточно легко могут быть реализованы на практике [11 – 14]. Отметим, что линейное сжатие импульса имеет место только при его распространении в одном заданном направлении. При распространении в противоположном направлении динамика огибающего импульса будет существенно иной, что указывает на невзаимный характер рассматриваемого процесса.

Линейное сжатие ЧМ параболического импульса возможно также в условиях нормальной дисперсии и линейной ее зависимости от z, если при этом производная $\partial D/\partial z > 0$. Так, в случае $D(z) = D_0(1 + \kappa z)$, где $D_0 > 0$ и $\kappa > 0$, а нелинейность зависит от координаты как

$$R(z) = \frac{\kappa\tau_0^3 Q}{2D_0 W}\left(\frac{1 - Qz}{1 + \kappa z}\right)^2, \tag{19}$$

реализуется описываемое соотношением (13) линейное сжатие импульса. С практической точки зрения выполнение условия (19) представляется сложной задачей, однако принципиальная возможность временно́го самосжатия излучения в условиях нормальной дисперсии групповых скоростей и уменьшающейся керровской нелинейности представляет несомненный интерес.

Рассмотрим теперь ЧМ импульс секанс-гиперболической формы. Чтобы его длительность зависела от координаты по закону

$$\tau_p(\xi) = \tau_0(1 - Q\xi), \tag{20}$$

где параметр $\xi(z) = \int_0^z \beta(z')\mathrm{d}z'$, а $\beta = D/D_0$, необходимо выполнение условия

$$\frac{2\gamma(\xi)}{\beta(\xi)} - \frac{\partial}{\partial\xi}\ln\left[\frac{S(\xi)\beta(\xi)}{r(\xi)}\right] = \frac{Q}{1 - Q\xi}, \tag{21}$$

где $r = R/R_0$ $(R_0 = R(0))$ [20, 21]. При этом линейное сжатие типа (13) возможно только в том случае, если $D = \mathrm{const}$, $R = \mathrm{const}$ (т. е. $\beta = r = 1$) и для введенного соотношением (2) эффективного инкремента усиления выполняется соотношение

$$g(z) = \frac{Q}{2(1 - Qz)}. \tag{22}$$

Очевидно, что практическая реализация условий (20) – (22), т.е. сложных профилей параметров дисперсии, нелинейности и усиления, является значительно более сложной задачей, чем реализация рассмотренных выше линейных профилей дисперсионного параметра. Этот факт свидетельствует о том, что для реализации режимов нелинейного самосжатия предпочтительнее использовать ЧМ параболические импульсы, нежели ЧМ импульсы секанс-гиперболической формы.

3. Условия образования симиляритонных импульсов

Импульсы, имеющие не нулевую, но постоянную по длине световода скорость частотной модуляции, т. е. импульсы, для которых выполняется условие $\mathrm{d}\alpha/\mathrm{d}z = 0$, обладают способностью устойчиво сохранять свою форму. Именно такие импульсы получили название симиляритонов [6 – 8]. Для импульсов любой формы изменение их длительности в случае постоянной величины $\alpha(z) = \alpha_0$ определяется, согласно (10б), выражением

$$\tau_p(z) = \tau_0 \exp\left[2\alpha_0 \int_0^z D(z')\mathrm{d}z'\right]. \tag{23}$$

Для световода с независящими от координаты параметрами D и R образование симиляритона гауссовой и секанс-гиперболической форм возможно только в случае сильной девиации несущей частоты, т. е. при $|\alpha_0| \gg \tau_0^2$. Для световода с произвольной зависимостью параметров $D(z)$ и $R(z)$ образование симиляритона параболической формы возможно только при выполнении условия

$$\alpha_0^2 = \frac{c_2 WR(z)}{D(z)\tau_0^3}\exp\left[-6\alpha_0 \int_0^z D(z')\mathrm{d}z'\right]. \tag{24}$$

Поскольку параметр нелинейности $R(z)$ всегда положителен, то для образования симиляритонного импульса необходимо также, чтобы дисперсия световода была нормальной, т. е. чтобы выполнялось условие $D(z) > 0$. С учетом (2) и (3) может быть получено общее условие образования волновых пакетов симиляритонного типа:

$$\frac{S(0)}{S(z)}\frac{\rho(z)}{D(z)}\exp\left\{2\int_0^z[\gamma(z') - 3\alpha_0 D(z')]\mathrm{d}z'\right\} = \mathrm{const}. \tag{25}$$

В пределе однородных по длине световодов для импульсов параболической формы из (25) получаются соотношения, совпадающие с уже известными решениями [3 – 9]. Так, для постоянных значений параметров в (25) с учетом переменного верхнего предела интегрирования получаем известные [1 – 9] выражения для условия образования симиляритона и его длительности соответственно:

$$\gamma(0) - 3\alpha_0 D(0) = 0, \tag{26}$$

$$\tau_p(z) = \tau_0 \exp(2\gamma z/3). \tag{27}$$

Наряду с условием (26) можно записать также выражения для энергетического порога образования симиляритона:

$$W_s = 2\frac{D(0)\,\alpha_0^2\,\tau_0^3}{c_2\rho(0)} = \frac{W_0}{c_2}. \tag{28}$$

Следовательно, энергия образования симиляритона параболической формы является наименьшей: $W_{\rm s} = W_0$. Данное обстоятельство объясняет тот экспериментальный факт, что ЧМ импульсы при выполнении соответствующих условий, независимо от своей начальной формы, асимптотически стремятся к форме параболической, масштабирующейся с ростом координаты импульса [1 – 12].

При реализации квазисолитонного (т. е самоподобного) режима распространения волнового пакета важным является выполнение условия

$$\left(\frac{\partial g}{\partial\omega}\right)_{\omega_0} = \left(\frac{\partial\gamma}{\partial\omega}\right)_{\omega_0} - \frac{1}{2S}\left(\frac{\partial^2 S}{\partial\omega\partial z} - \frac{1}{2S}\frac{\partial S}{\partial\omega}\frac{\partial S}{\partial z}\right)_{\omega_0} \simeq 0, \quad (29)$$

которое фактически является резонансным условием, предполагающим совпадение несущей частоты с частотой, соответствующей максимуму эффективного параметра усиления. Отличие от нуля мнимой составляющей дисперсионного параметра первого порядка, который определяет вклад в эффективный инкремент усиления, способно приводить к возникновению целого ряда важных эффектов (смещение несущей частоты, образование волн со сверхсветовой скоростью распространения максимума огибающей и т. д.). Влияние этих эффектов на образование и динамику самоподобных волновых пакетов, как правило, нежелательно. Прежде всего это связано с возможным развитием неустойчивостей, приводящих к смещению несущей частоты волнового пакета. Если несущая частота смещается из области, допускающей образование симиляритона, волновой пакет теряет свои солитонные свойства [22, 23].

Оценка смещения (затягивания) несущей частоты в область, соответствующую максимуму инкремента усиления, для импульса параболической формы на длине световода z дается выражением

$$\Delta\omega_{\rm s} = \int_0^z \frac{\partial g(z')}{\partial\omega}[\Delta\omega(z')]^2 {\rm d}z', \quad (30)$$

где $\Delta\omega \simeq 2(\tau_{\rm p}^{-2} + \alpha^2\tau_{\rm p}^2)^{1/2}$ – спектральная ширина волнового пакета, а параметры $\tau_{\rm p}$ и α определяются из системы уравнений (10).

4. Скорость максимума огибающей импульса

Отдельный интерес представляет вопрос о скорости максимумов огибающих ЧМ волновых пакетов в соответствующих условиях. Так, для импульсов параболической формы скорость максимума огибающей с высокой степенью точности может быть описана соотношением [20]

$$u_{\rm m}(z) \simeq u_{\rm g}(z)\left\{1 + \alpha(z)u_{\rm g}(z)\left(\frac{\partial g}{\partial\omega}\right)_{\omega_0} \times \tau_0^2 \exp\left[4\int_0^z D(z')\alpha(z'){\rm d}z'\right]\right\}^{-1}, \quad (31)$$

где $u_{\rm g}(z)$ – групповая скорость волнового пакета, а его скорость частотной модуляции находится из уравнения

$$\frac{d\alpha}{{\rm d}z} = -2D\alpha^2 + \frac{RW}{\tau_0^3}\exp\left[-6\int_0^z D(z')\alpha(z'){\rm d}z'\right]. \quad (32)$$

Из соотношения (17) видно, что при выполнении неравенств

$$-1 < \alpha(z)u_{\rm g}(z)\left[\frac{\partial g}{\partial\omega}\right]_{\omega_0}\tau_0^2 \times \exp\left[4\int_0^z {\rm d}D(z')\alpha(z'){\rm d}z'\right] < \frac{u_{\rm g}}{c} - 1 \quad (33)$$

скорость максимума огибающей становится больше скорости света в вакууме. Таким образом, условия, при которых может существовать сверхсветовая скорость максимума огибающей волнового пакета, предполагают неустойчивость несущей частоты, которая смещается в спектральную область, где $\partial g/\partial\omega \to 0$ и $u_{\rm m} \to u_{\rm g}$. Для световода с изменяющимся по длине диаметром сверхсветовая волна может возникать даже в неактивной среде (т. е. при $\gamma(z) = 0$), но в том случае, если

$$\frac{\partial^2 S}{\partial\omega\partial z} \neq \frac{1}{2S}\frac{\partial S}{\partial\omega}\frac{\partial S}{\partial z}. \quad (34)$$

Отметим, что сверхсветовая скорость максимума огибающей не противоречит постулатам специальной теории относительности, а объясняется известным эффектом переформирования волнового пакета [24 – 26].

5. Временное сжатие симиляритонных 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 (это необходимо для того, чтобы избежать, насколько это возможно, соответствующих шумов и аберраций, а также развития различного рода неустойчивостей [18, 19, 22 – 27]). Данная процедура может быть осуществлена уже за пределами усиливающего световода: либо в пассивном световоде с аномальной дисперсией, либо на паре дифракционных решеток, играющих роль эффективного дисперсионного элемента. В настоящее время именно эта технология получения лазерных импульсов большой энергии является наиболее отработанной (так, дифракционные решетки используются в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу для получения лазерных импульсов с петаваттной пиковой мощностью [28 – 30]).

Длительность спектрально-ограниченного импульса с параметрами $\tau_{\rm p}(L)$ и $\alpha(L)$ на входе в компрессор после прохождения компрессора определяется соотношением [22, 31]

$$\tau_{\rm com} = \frac{\tau_{\rm p}(L)}{[1 + \alpha^2(L)\tau_{\rm p}^4(L)]^{1/2}}, \quad (35)$$

где L – длина световода-модулятора. В случае выполнения неравенства $\alpha(L)\tau_{\rm p}^2(L) \gg 1$ имеем $\tau_{\rm com} \approx [\alpha(L)\tau_{\rm p}(L)]^{-1}$. Пиковая мощность сжатого импульса симиляритонного типа после прохождения компрессора в соответствии с соотношениями (10) и (16) такова:

$$P_{\mathrm{m}} = P_0\alpha_0\tau_0^2 \exp\left\{2\int_0^L [\gamma(z) + \alpha_0 D(z)]\mathrm{d}z\right\}. \quad (36)$$

Для однородного световода, способного обеспечить симиляритонный режим распространения импульса, пиковая мощность

$$P_{\mathrm{m}} = P_0\alpha_0\tau_0^2 \exp(8\alpha_0 D_0 L) = P_0\alpha_0\tau_0^2 \exp(8\gamma(0)L/3). \quad (37)$$

Из полученных соотношений следует, что чем больше мы «растянем» во времени импульс с постоянной и отличной от нуля скоростью частотной модуляции, тем более короткий импульс может быть получен после его прохождения через компрессор. Предлагаемая схема усиления и последующей компрессии импульсов активно используется в настоящее время в твердотельных лазерных системах для получения импульсов высокой мощности [23–25, 27]. Подобная схема с симиляритонным режимом усиления и решеточным компрессором позволит получать импульсы длительностью до 10 фс с энергией порядка 10 мкДж и, как следствие, с огромной (для полностью волоконных лазерных систем) мощностью порядка 1 ГВт. Так, в стандартных активных световодах с дисперсией $D = 10^{-26}$ с^2/м симиляритонный режим распространения импульсов с увеличением энергии от 10 нДж до более 1 мкДж на длине 10 м возможен при инкременте усиления $\sim$0.5 м$^{-1}$ и скорости частотной модуляции $\alpha_0 \simeq 1.7\times10^{25}$ с$^{-2}$. На длине усиливающего световода 100 м при $\alpha_0 \simeq 1.7\times10^{24}$ с$^{-2}$ инкремент усиления может составить всего 0.05 м$^{-1}$. При столь малом инкременте усиления можно использовать импульсы с относительно небольшой начальной скоростью частотной модуляции, что позволяет уменьшить влияние шумов и снизить вероятность развития неустойчивостей различного типа. Последнее обстоятельство может оказаться особенно ценным для создания высокоэффективных полностью волоконных генераторов суперконтинуума, устойчивого к шумам накачки, шириной до октавы и более. Отметим, что создание световода длиной 100 м, легированного ионами эрбия Er^{3+} с концентрацией, обеспечивающей необходимый уровень усиления, не представляется в настоящее время технически сложной задачей.

6. Заключение

Таким образом, в работе рассмотрены условия образования самоподобных частотно-модулированных импульсов различной формы в усиливающих средах. Выявлены условия возникновения устойчивых импульсов параболической формы в средах с нормальной дисперсией. Показано, что использование частотно-модулированных импульсов симиляритонного типа (не подверженных влиянию волновой неустойчивости) позволит создать полностью волоконные лазерные системы с большими пиковыми мощностями ($P_{\mathrm{m}} \gg 1$ МВт). Отметим, что в рассматриваемом процессе сильного сжатия и сильной частотной модуляции не учитывались многие эффекты, имеющие место в световодах при высоких мощностях распространяющегося излучения (дисперсионные и нелинейные эффекты высших порядков, ВКР и др.). Изучение влияния указанных эффектов на особенности формирования самоподобных импульсов, несомненно, представляет практический интерес, особенно в ситуации, когда спектральная ширина волнового пакета становится сравнимой с его несущей частотой.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (ГК № 02.740.11.5093, 02.740.11.5059 и 02.740.11.0224).

1. Fermann M.E., Kruglov V.I., Thomsen B.C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 6010 (2000).
2. Tamura K., Kubota H., Nakazawa M. *IEEE. J. Quantum Electron.*, **36**, 773 (2000).
3. Kruglov V.I., Peacock A.C., Dudley J.M., Harvey J.D. *Opt. Lett.*, **25**, 1753 (2001).
4. Limpert J., Schreiber T., Clausnitzer T., et al. *Opt. Express*, **10**, 628 (2002).
5. Hirooka T., Nakazava M. *Opt. Lett.*, **29**, 498 (2004).
6. Finot Ch., Millot G., Dudley J. M. *Opt. Lett.*, **29**, 2533 (2004).
7. Parmigiani F. *IEEE Phot.Techn. Lett.*, **18**, 7 (2006).
8. Dudly J.M., Finot C., Richardson D.J., Millot G. *Nature*, **3**, 597 (2007).
9. Ilday F., Wise F., Kartner F. *Opt. Express*, **12**, 2731 (2004).
10. Parmigiani F. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **18**, 7 (2006).
11. Плоцкий А.Ю., Сысолятин А.А., Латкин А.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 397 (2007).
12. Latkin A.I., Turitsyn S.K., Sysoliatin A.A. *Opt. Lett.*, **32**, 331 (2007).
13. Sysoliatin A.A., Dianov E.M., Kouyukhov A.I., et al. *Laser Phys.*, **17**, 1 (2007).
14. Sysolyatin A.A., Nolan D.A. *J. Nonlinear Opt. Phys. & Mater.*, **16**, 171 (2007).
15. Ponomarenko S.A., Agrawal G.P. *Opt. Lett.*, **32**, 1659 (2007).
16. Kruglov V.I., Mechin D., Harvey J.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 833 (2007).
17. Finot Ch., Parmigiani F., Petropoulos P., Richardson D. *Opt. Express*, **14**, 3161 (2006).
18. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристалам* (М.: Физматлит, 2005).
19. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. *Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки* (М.: Физматлит, 2003).
20. Serkin V.N., Hasegava A. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 4502 (2000).
21. Серкин В.Н., Хасэгава А. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 89 (2000).
22. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **34**, 852 (2004).
23. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **33**, 268 (2003).
24. Ораевский А.Н. *УФН*, **168**, 1311 (1998).
25. Андреев А.Ю., Киржниц Д.А. *УФН*, **166**, 1135 (1996).
26. Розанов Н.Н. *УФН*, **175**, 181 (2005).
27. Блонский И.В., Кадан В.Н., Шпотюк О.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **89**, 636 (2009).
28. Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. *Rev. Modern Phys.*, **78**, 309 (2006).
29. Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке С.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005).
30. Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **178**, 1006 (2008).
31. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).