Известия НАН Армении, Физика, т.45, №6, с.391-400 (2010)

УДК 621.373

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ОПТИЧЕСКОГО СОЛИТОНА В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКНЕ С УЧЕТОМ МНИМОЙ ЧАСТИ РАМАНОВСКОГО ОТКЛИКА СРЕДЫ

Д.Л. ОГАНЕСЯН, А.О. ОГАНЕСЯН, Г.Д. ОГАНЕСЯН, К.А. ОГАНЕСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 1 июля 2010 г.)

Рассмотрено влияние рамановского инерционного отклика среды на устойчивость фемтосекундного солитона первого порядка. Получено численное решение нелинейного уравнения Шредингера высшего порядка с комплексным рамановским членом, описывающим распространение фемтосекундного оптического солитона в одномодовом волокне. Показано, что при определенных условиях, налагаемых на значения коэффициентов уравнения, существует солитонное решение нелинейного уравнения Шредингера высшего порядка. Эти условия приводят к ограничениям на длину волны, типы волокон, максимум энергии. Результаты численных решений находятся в согласии с экспериментальными данными.

1. Введение

Существование оптических солитонов было предсказано в [1,2], экспериментально продемонстрировано в [3] и практически реализуется в существующих системах связи с 2000 г. [4]. Этот успех стал возможным благодаря передаче информации с помощью солитонов и создания соответствующих технических средств [5,6]. Если потери в волокне компенсировать, то солитонные средства связи могут функционировать со скоростью до 100 Гб/с. С целью компенсации потерь в волокне энергия солитонов должна периодически восстанавливаться до первоначальной величины. Для восстановления значения энергии солитона используются обычно два разных подхода [6]. Они осуществляются с помощью сосредоточенных и распределенных схем регенерации солитонов. В сосредоточенной схеме оптический усилитель усиливает солитон после его распространения на некоторое расстояние. В распределенной схеме используется индуцированное рамановское рассеяние или волокно с эрбиевыми добавками [7]. Оба способа требуют периодической накачки энергии вдоль всей длины волокна. С практической точки зрения изучение особенностей процесса распространения фемтосекундного оптического солитона в одномодовом волокне может быть использовано при проектировании оптических систем связи. Динамика фемтосекундного оптического солитона описывается нелинейным уравнением

Шредингера (НУШ), которое содержит члены, определяющие процессы фазовой модуляции и дисперсию групповой скорости.

В [8] получены решения НУШ в виде точного солитонного пакета. Показано, что в частном случае уравнение сводится к НУШ, которое описывает самофокусировку одномерной волны в нелинейной среде с дисперсией. В [9] получены точные решения НУШ более общего типа. Рассмотренная модель применяется при изучении процесса распространения фемтосекундного импульса в оптическом волокне. В [10] численными методами получено решение, описывающее динамику волнового пакета, описываемого НУШ. Показано, что импульс по мере распространения стремится к одному или нескольким солитонным пакетам при условии, что параметры линейной дисперсии третьего порядка и нелинейной дисперсии имеют одинаковый знак. В [11] изучена динамика солитонных и квазисолитонных решений кубического НУШ. Показано, что существование регулярных солитонов обусловлено балансом между нелинейными членами и линейной дисперсией третьего порядка.

При исследовании процесса распространения оптических солитонов в фемтосекундной временной шкале необходимо учитывать также эффекты более высокого порядка, такие как дисперсия высших порядков, образование ударной волны огибающей и индуцированное рамановское рассеяние, вызывающее сдвиг несущей частоты импульса [12]. Действие дисперсии нелинейности при отсутствии дисперсии групповых скоростей приводит к образованию ударной волны на заднем фронте импульса [13]. Это обусловлено зависимостью групповой скорости от интенсивности: вершина импульса начинает двигаться медленнее, чем его края. Дисперсия групповых скоростей ослабляет процесс укручения фронта волны, но тем не менее из-за дисперсии центр импульса смещается.

Среди нелинейных членов высшего порядка важную роль играет член, ответственный за рамановское рассеяние, которое приводит к смещению центральной длины волны импульса в длинноволновую область [12]. Теоретическое исследование влияния рамановского рассеяния на процесс распространения фемтосекундного импульса проведено в [12,14]. Согласно [14], красное смещение центральной длины волны импульса пропорционально τ_0^{-4}, где τ_0 – длительность импульса. При описании процесса распространения фемтосекундного импульса длительностью меньше 50 фс в НУШ, кроме вышеперечисленных нелинейных членов высшего порядка, необходимо также учитывать мнимую часть рамановского отклика среды [15].

В данной работе исследуется влияние диссипативного рамановского члена на стабильность фемтосекундного солитона первого порядка. Показано, что при некоторых физических условиях, налагаемых на коэффициенты модели, существует аналитическое солитоноподобное решение НУШ высокого порядка с мнимым рамановским членом. Данными физическими условиями определяются выбор диапазона длин волн, тип волокна и параметры импульса. Показано, что если действительная часть рамановского члена равна нулю, то в области длин волн, где коэффициенты дисперсии второго и третьего порядка отрицательны, существует солитоноподобное решение. Путем сведения нелинейного параболического уравнения к системе обыкновенных дифференциальных уравнений получено численное решение НУШ высшего порядка.

2. Аналитическое решение НУШ с мнимой частью рамановского отклика солитонного типа

Рассмотрим процесс распространения фемтосекундного оптического импульса вдоль оси z в одномодовом оптическом волокне. Этот процесс описывается НУШ с учетом нелинейностей высших порядков, которое в обозначениях [6] может быть представлено в виде

$$i\frac{\partial E}{\partial \xi}+\alpha_1\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2}+\alpha_2|E|^2E=i\alpha_3\frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3}+i\alpha_4\frac{\partial}{\partial \tau}\left(|E|^2E\right)+(\alpha_5+i\alpha_6)E\frac{\partial}{\partial \tau}|E|^2, \qquad (1)$$

где $E(\xi,\tau)=A(\xi,\tau)/P_0^{1/2}$, $A(\xi,\tau)$ - медленно меняющаяся амплитуда, P_0 - максимум мощности импульса, $\xi=(z|\beta_2|)/\tau_0^2$, β_2 - дисперсия групповой скорости, τ_0 - длительность импульса, определяемая на полувысоте $T_{\mathrm{FWHM}}=1.763\tau_0$, $\tau=(t-z/v_g)/\tau_0$, v_g – групповая скорость, $\alpha_1=-(1/2)\beta_2/|\beta_2|$, $\alpha_2=N^2= \;=\gamma P_0\tau_0^2/|\beta_2|$, γ-коэффициент нелинейности, N – порядок солитона, $\alpha_3=\beta_3/(6|\beta_2|\tau_0)$, β_3 - дисперсия третьего порядка (ДТП), $\alpha_4=2N^2/(\omega_0\tau_0)$, ω_0 – несущая частота импульса, $\alpha_5=N^2(\tau_R/\tau_0)$, τ_R - постоянная времени, определяемая наклоном линии рамановского усиления в окрестности несущей частоты ω_0, $\alpha_6=\varepsilon\alpha_5$ $(\varepsilon\le 1)$. Член α_5 обусловлен частотной зависимостью коэффициента усиления. Коэффициент α_6 обусловлен нелинейной диссипацией, соответствующей рамановскому рассеянию в волокне [6]. В случае $\alpha_6=0$ солитонное решение для уравнения (1) было получено в [16]. Там же приведены результаты исследования динамики поведения импульса, полученные в ходе численного моделирования. Следует отметить, что в работе рассматривается спектральная область, где имеет место аномальная дисперсия ($\beta_2<0$). Для солитона первого порядка N = 1, когда имеет место баланс между нелинейными эффектами высшего порядка (α_4, α_5, и α_6) и ДТП (α_3), решение типа солитонной волны может быть представлено в виде

$$E(\xi,\tau)=E_0\mathrm{sech}(\tau+\chi\xi)\exp\{i(K\xi-\Omega\tau)\}, \qquad (2)$$

где E_0 – комплексная амплитуда, Ω – несущая частота, χ – групповая скорость, K – постоянная распространения. Подставляя (2) в (1) и приравнивая коэффициенты при независимых членах $\mathrm{sech}(\tau+\chi\xi)$, $\mathrm{sech}^3(\tau+\chi\xi)$, $\mathrm{sech}(\tau+\chi\xi)\times$ $\mathrm{th}(\tau+\chi\xi)$ и $\mathrm{sech}^3(\tau+\chi\xi)\mathrm{th}(\tau+\chi\xi)$, получим систему уравнений

$$-K+\alpha_1-\alpha_1\Omega^2-3\alpha_3\Omega+\alpha_3\Omega^3=0, \qquad (3)$$

$$\left(\alpha_4|E_0|^2+6\alpha_3\right)\Omega+\alpha_2|E_0|^2-2\alpha_1=0, \qquad (4)$$

$$\chi-2\alpha_1\Omega-\alpha_3+3\alpha_3\Omega^2=0, \qquad (5)$$

$$\left(3\alpha_4 - 2\alpha_6 + 2i\alpha_5\right)\left|E_0\right|^2 + 6\alpha_3 = 0. \tag{6}$$

Так как коэффициенты α_4, α_5, α_6 и α_3 действительны, то из условия (6) следует, что α_5 должен быть равен нулю. Следовательно, абсолютное значение амплитуды импульса определяется из выражения

$$\left|E_0\right| = \sqrt{\frac{-6\alpha_3}{3\alpha_4 - 2\alpha_6}}. \tag{7}$$

Отсюда получаем, что коэффициенты α_3, α_4 и α_6 должны удовлетворять условию

$$-\frac{6\alpha_3}{3\alpha_4 - 2\alpha_6} > 0. \tag{8}$$

На длине волны, соответствующей минимальным потерям (1.5 мкм), $\varepsilon \approx 0.1$ [14], отношение

$$\frac{3\alpha_4}{2\alpha_6} = \frac{3\alpha_4}{2\varepsilon\alpha_5} = \frac{3}{\varepsilon}\frac{1}{\omega_0\tau_R} \approx 8.28 \tag{9}$$

больше единицы и из (8) следует, что β_3 отрицательно. С другой стороны, так как рассматривается область с аномальной дисперсией, то $\beta_2 < 0$ ($\alpha_1 = -1$).

Сдвиг несущей частоты Ω для солитона, в соответствии с (4) и с учетом (7), может быть представлен в виде

$$\Omega = \frac{3\alpha_2\alpha_3 - 2\alpha_1\alpha_6 + 3\alpha_1\alpha_4}{6\left(\alpha_6\alpha_3 - \alpha_4\alpha_3\right)}. \tag{10}$$

При заданном значении Ω, согласно (10), групповая скорость χ и постоянная распространения K определяются из (5) и (3), соответственно.

Заметим, что стандартные одномодовые волокна со ступенчатым профилем коэффициента преломления не допускают существования солитоноподобных решений, так как в них β_3 всегда положительно, в то время как β_2 отрицательно [6]. Вместе с тем условие одновременной отрицательности коэффициентов β_3 и β_2 может быть реализовано в специальных одномодовых волокнах с компенсированной дисперсионной характеристикой, функционирующих в спектральном диапазоне 1.3–1.6 мкм. Для данных волокон дисперсионные характеристики определяются в соответствии с выражениями

$$\beta_2(\lambda) = -392.3 + 1140.2\times\lambda - 1013.8\times\lambda^2 + 284.1\times\lambda^3 \ \frac{(\text{пс})^2}{\text{км}}, \tag{11}$$

$$\beta_3(\lambda) = -5.3052\times10^{-5}\times\lambda^2\left(1140.2 - 2027.6\times\lambda + 852.3\times\lambda^2\right) \ \frac{(\text{пс})^3}{\text{км}}, \tag{12}$$

где значения коэффициентов были определены экспериментально в работе [17].

3. Сведение НУШ высокого порядка к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Численное решение НУШ высокого порядка

Уравнение в частных производных (1) является уравнением первого порядка по ξ и третьего по τ. Следовательно, для решения (1) необходимо иметь одно начальное условие и два граничных условия. Начальное условие берется из решения (2) с учетом формул (7) и (10). Представим $E(\xi,\tau)$ в виде $E(\xi,\tau)=v(\xi,\tau)+iw(\xi,\tau)$, $v(\xi,\tau)$ и $w(\xi,\tau)$ - реальная и мнимая части электрического поля. Начальное условие выбирается в виде

$$E(\xi=0,\tau)=E_0\mathrm{sech}(\tau)\exp\{-i\Omega\tau\}. \tag{13}$$

Функция (13) будет использована для сравнения с численным решением. Что касается граничных условий, то они могут быть опущены, так как переменная τ меняется в бесконечной области $-\infty\le\tau\le\infty$, а изменения решения происходят на конечном интервале по τ, поэтому влиянием граничных условий на решение можно пренебречь. Решение НУШ (1) рассматривается в прямоугольнике $0\le\xi\le L$, $0\le\tau\le T$, ограниченном прямыми $\tau_m=mh$ $(m=0,1,2,\ldots,M)$, где $h=T/M$ и $\xi_n=nk$ $(n=0,1,2,\ldots,N)$, $k=L/N$. Заменив в уравнении (1) частные производные функции E по времени τ на конечные разности [17,18], получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений относительно переменной ξ:

$$\begin{gathered}
\frac{\partial v(m)}{\partial\xi}=-\alpha_1 w_{\tau\tau}(m)-\alpha_2 v2w2(m)w(m)+\alpha_3 v_{\tau\tau\tau}(m)-\alpha_4 v(m)v2w2_\tau(m)-\\
-\alpha_4 v2w2(m)v_\tau(m)+\alpha_5 w(m)v2w2_\tau(m),\\
\frac{\partial w(m)}{\partial\xi}=\alpha_1 v_{\tau\tau}(m)+\alpha_2 v2w2(m)v(m)+\alpha_3 w_{\tau\tau\tau}(m)-\alpha_4 w(m)v2w2_\tau(m)-\\
-\alpha_4 v2w2(m)w_\tau(m)-\alpha_6 v(m)v2w2_\tau(m),
\end{gathered} \tag{14}$$

где

$$v_\tau(m)=\begin{cases}
(1/12dx)\left[-25v(1)+48v(2)-36v(3)+16v(4)-3v(5)\right];\ m=1,\\
(1/12dx)\left[-3v(1)-10v(2)+18v(3)-6v(4)+v(5)\right];\ m=2,\\
(1/12dx)\left[v(m-2)-8v(m-1)+8v(m+1)-v(m+2)\right];\ m=3,4,\ldots,M-2,\\
(1/12dx)\begin{bmatrix}-v(M-4)+6v(M-3)-18v(M-2)+10v(M-1)\\+3v(M)\end{bmatrix};\ m=M-1,\\
(1/12dx)\begin{bmatrix}3v(M-4)-16v(M-3)+36v(M-2)-48v(M-1)\\+25v(M)\end{bmatrix};\ m=M
\end{cases} \tag{15}$$

есть конечно-разностная аппроксимация четвертого порядка первой производной $\partial v/\partial\tau$;

$$v_{\tau\tau}(m)=\begin{cases}\left(1/12dx^2\right)\left[45v(1)-154v(2)+214v(3)-156v(4)+61v(5)-10v(6)\right];\ m=1,\\ \left(1/12dx^2\right)\begin{bmatrix}45v(M)-154v(M-1)+214v(M-2)-156v(M-3)\\ +61v(M-4)-10v(M-5)\end{bmatrix};\ m=M,\\ \left(1/12dx^2\right)\left[10v(1)-15v(2)-4v(3)+14v(4)-6v(5)+v(6)\right];\ m=2,\\ \left(1/12dx^2\right)\begin{bmatrix}10v(M)-15v(M-1)-4v(M-2)+14v(M-3)\\ -6v(M-4)+v(M-5)\end{bmatrix};\ m=M-1,\\ \left(1/12dx^2\right)\begin{bmatrix}-v(m-2)+16v(m-1)-30v(m)\\ +16v(m+1)-v(m+2)\end{bmatrix};\ m=3,4,...,M-2\end{cases}\tag{16}$$

есть аппроксимация четвертого порядка второй производной с условиями Дирихле на правом и левом концах границы, а

$$v_{\tau\tau\tau}(m)=\begin{cases}0,\quad m=1,2,3,\\ 0,\quad m=M-2,M-1,M,\\ \left(1/8dx^3\right)\begin{bmatrix}v(m-3)-8v(m-2)+13v(m-1)-13v(m+1)\\ +8v(m+2)-v(m+3)\end{bmatrix};\ m=4,5,...,M-3\end{cases}\tag{17}$$

является семиточечной центрированной конечноразностной аппроксимацией третьей производной. В (17) весовые функции считаются с помощью стандартных формул. На концах интервалов по τ $(m=1,2,3,M-2,M-1,M)$ значения производных $\nu_{\tau\tau\tau}$ полагают равными нулю, так как по предположению эти границы не влияют на решение. Первые, вторые и третьи производные *w* вычисляются так же, как для ν в соответствии с формулами (15)–(17). В (14) $v2w2(m)=v(m)^2+w(m)^2$ является значением огибающей импульса в дискретный момент времени *m*. В (14) $v2w2_\tau(m)$ есть первая производная огибающей импульса, которая вычисляется по конечно-разностной схеме (15). Система (14) решается методом Рунге-Кутта [19]. Относительная и абсолютная погрешности во время вычислений выбирались равными 10^{-7}.

4. Численные результаты и обсуждение

При моделировании рассматривались одномодовые оптические волокна с компенсированной дисперсионной характеристикой, обладающие слабой дисперсией в спектральном диапазоне 1.3–1.6 мкм с дисперсионными зависимостями (11) и (12). Согласно (11) и (12), в спектральном диапазоне 1.467 мкм < λ < 1.595 мкм β_2 и β_3 отрицательны, а при 1.595 мкм $\beta_2=0$. Для этого типа волокон в упомянутой спектральной области коэффициент нелинейности γ = 3 $\text{В}^{-1}\cdot$ км^{-1}, время рамановского отклика $\tau_R=3$ фс. Центральная длина волны

λ_0 при моделировании выбиралась равной 1.569 мкм, а длительность импульса $\tau_0 = 50$ фс. При длине волны λ_0 значения соответствующих коэффициентов равны $\beta_2 = -1.716$ пс^2/км, $\beta_3 = -7.462$ пс^3/км, $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_3 = -0.0145$. Для заданных значений параметров при пиковой мощности импульса $P_0 = 228.792$ Вт $\alpha_2 = N^2 = 1$ $\left(|E_0| = 1\right)$, $\alpha_4 = 0.033$, $\alpha_5 = 0.06$, $\varepsilon = 0.1$, $\alpha_6 = 0.006$. Зависимость пиковой мощности импульса от длины волны определяется по формуле $P_0 = N^2 \left|\beta_2(\lambda)\right| / \gamma\tau_0^2$. Длина дисперсии $L_d(\lambda) = \tau_0^2 / \left|\beta_2(\lambda)\right|$ для рассматриваемого значения длительности импульса и дисперсии второго порядка равна 14.57 м. Вычисления проведены при шаге $h = T/M$, равном 0.005, где T – длина безразмерной временной шкалы.

На рис.1 представлена эволюция импульса на десяти дисперсионных расстояниях, когда $\alpha_5 \neq 0$, полученная в ходе численного решения (14). Как видно из рисунка, пик импульса по мере распространения запаздывает и появляется сдвиг по направлению движения. Для импульсов 100 фс или короче спектральная ширина входных импульсов достаточно большая, что приводит к эффективному усилению длинноволновых спектральных компонент импульса за счет коротковолновых компонент, которые в свою очередь действуют как накачка. Таким образом, энергия от коротковолновых компонент непрерывно перекачивается в длинноволновые компоненты. Такое преобразование энергии проявляется как смещение спектра импульса в длинноволновую область и это смещение с расстоянием увеличивается [20]. Запаздывание пика импульса, показанное на рис.1, обусловлено уменьшением групповой скорости, имеющем место в результате смещения пика импульса спектра.

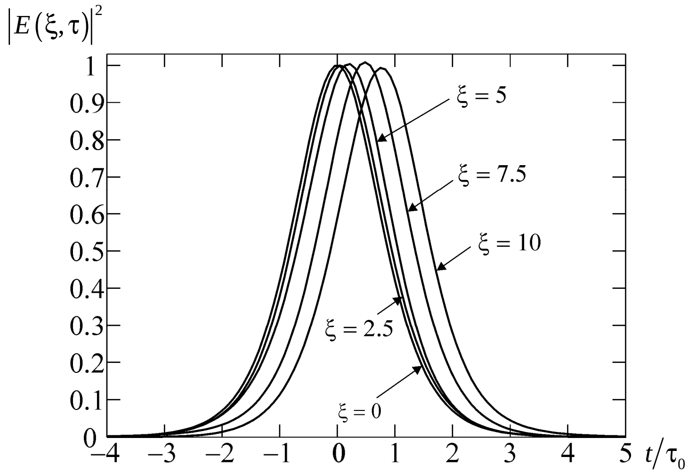

Рис.1. Эволюция временного профиля импульса на расстоянии десяти дисперсионных длин при $\alpha_5 \neq 0$.

На рис.2 представлена зависимость запаздывания пика импульса от расстояния, где показано, что τ_d возрастает как $\xi^2 = \left[\left(z|\beta_2|\right)/\tau_0^2\right]^2$. Так как ξ сопоставимо с τ_0^{-2}, τ_d меняется, как τ_0^{-4}. Так как τ_d прямо пропорционально длинноволновому смещению, то последнее также пропорционально τ_0^{-4}, что согласуется с теоретической моделью, представленной в [14].

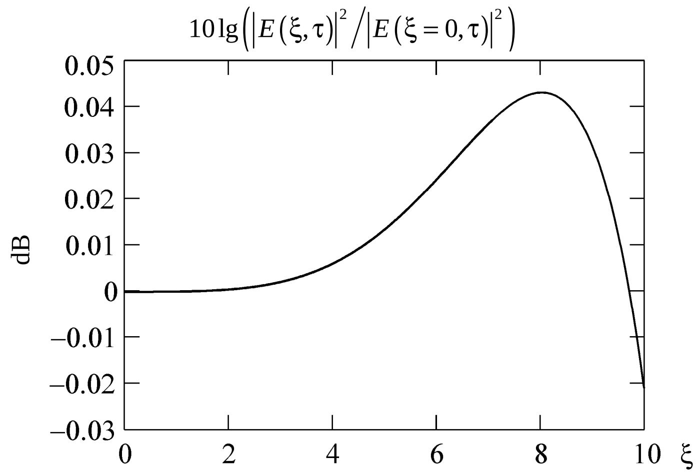

Рис.2. Зависимость задержки максимума импульса от пройденного расстояния: $\tau_d = 0.0275(\xi + 0.5)^2 - 0.006875$.

На рис.3 показана зависимость максимального значения пика импульса в зависимости от расстояния. Как видно из рисунка, до $\xi = 8$ максимальное значение импульса возрастает, потом начинает убывать. Начальное увеличение максимума импульса, как было отмечено выше, определяется увеличением длинноволновой компоненты спектра импульса за счет коротковолновой компоненты того же импульса. После $\xi = 8$ максимум импульса начинает уменьшаться в основном за счет действия дисперсии среды.

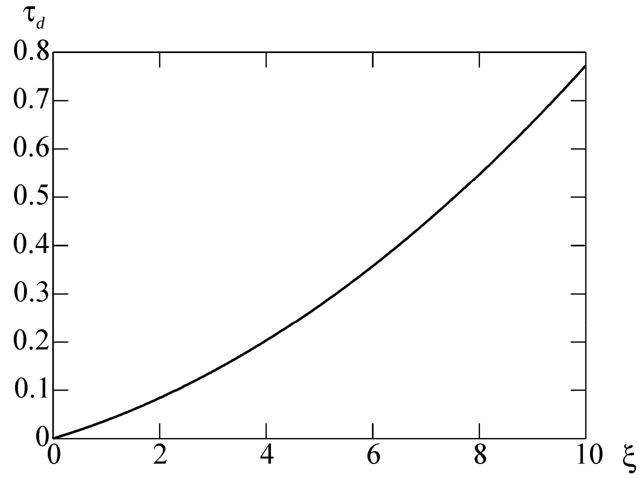

Рис.3. Зависимость максимального значения импульса от пройденного расстояния.

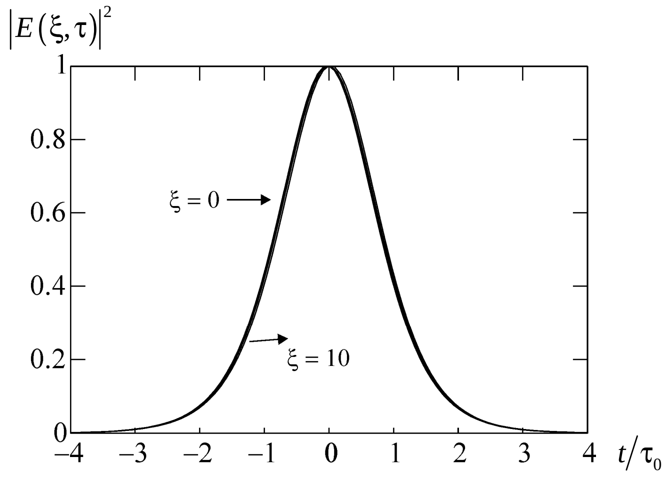

Рис.4. Эволюция временного профиля импульса на расстоянии десяти дисперсионных длин при $\alpha_5 = 0$.

На рис.4 представлена эволюция импульса через десять длин дисперсии при $\alpha_5 = 0$, полученная численным решением уравнения (14). Как видно из рисунка, имеет место распространение солитонной волны. Среднеквадратичное отклонение значения вектора ошибки $\left(\left|E(\xi=0,\tau)\right|^2 - \left|E(\xi,\tau)\right|^2\right)$, полученное во время вычислений, когда $\alpha_5 = 0$ равно 1.3759×10^{-3} при $\xi = 2.5$; 2.5492×10^{-3} при $\xi = 5$; 5.2174×10^{-3} при $\xi = 7.5$; 8.1397×10^{-3} при $\xi = 10$.

5. Заключение

НУШ высокого порядка сведено к системе обыкновенных дифференциальных уравнений. Методом Рунге-Кутта получено численное решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Исследован процесс влияния диссипативного рамановского члена на стабильность фемтосекундного солитона первого порядка. Показано, что при $\alpha_5 = 0$ существует аналитическое солитонное решение НУШ высшего порядка. Получена зависимость запаздывания пика импульса от пройденного расстояния при $\alpha_5 \neq 0$. Показано, что запаздывание пика пропорционально τ_0^{-4}, что согласуется с опубликованными экспериментальными данными. С целью оценки корректности предлагаемого численного метода вычислено среднеквадратичное отклонение значения вектора ошибки, соответствующее разности между аналитическим и численно полученным солитонными решениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.Hasegawa, F.Tappert.** Appl. Phys. Lett., **23**, 142 (1973).
2. **A.Hasegawa, F.Tappert.** Appl. Phys. Lett., **23**, 171 (1973).
3. **L.F.Mollenauer, R.H.Stolen, J.P.Gordon.** Phys. Rev. Lett., **45**, 1095 (1980).
4. **P.Andrekson.** LEOS newsletter, **13**, 3 (1999).
5. **A.Hasegawa, K.Kodama.** Solitons in Optical Communications. Oxford University Press, 1995.
6. **G.P.Agrawal.** Nonlinear Fiber Optics. New York, Academic Press, 2001.

7. **A.Hasegawa.** Opt. Lett., **8**, 650 (1983).
8. **R.Hirota.** J. Math. Phys., **14**, 805 (1973).
9. **M.J.Potasek, M.Tabor.** Phys. Letters A, **154**, 449 (1991).
10. **E.M.Gromov, L.V.Piskunova, V.V.Tyutin.** Phys. Letters A, **256**, 153 (1999).
11. **V.I.Karpman, J.J.Rasmussen, A.G.Shagalov.** Phys. Rev. E, **64**, 026614 (2001).
12. **F.M.Mitschke, L.F.Mollenauer.** Opt. Lett., **11**, 659 (1986).
13. **D.L.Hovhannisyan.** Opt. Commun., **196**, 103 (2001).
14. **J.P.Gordon.** Opt. Lett., **11**, 662 (1986).
15. **W.-P.Hong,** Z. Naturforsch., **58a**, 667 (2003).
16. **G.P.Agrawal, C.Headley.** Phys. Rev. A, **46**, 1573 (1992).
17. **F.M.Sears, L.G.Cohen, J.Stone.** J. Lightwave Technol., **LT-2**, 181 (1984).
18. **W.E.Schiesser, G.W.Griffiths.** A Compendium of Partial Differential Equation Models, Method of Lines Analysis with Matlab. Cambridge University Press, 2009.
19. **J.H.Mathews, K.K.Fink.** Numerical Methods Using Matlab. 4th edition, Prentice Hall, 2004.
20. **D.Hovhannisyan, S.Manucharyan**. Microw. Opt. Techn. Let., **47**, 359 (2005).

ՖԵՄՏՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍՈԼԻՏՈՆԻ ՄԻԱՄՈԴ ՄԱՆՐԱԹԵԼՈՒՄ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԹՎԱՅԻՆ ՄՈԴԵԼԱՎՈՐՈՒՄԸ, ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՌԱՄԱՆՅԱՆ ԱՐՁԱԳԱՆՔԻ ԿԵՂԾ ՄԱՍԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Դ.Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,
Գ.Դ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Կ.Ա.ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է միջավայրի ռամանյան իներցիոն արձագանքի ազդեցությունը առաջին կարգի ֆեմտովայրկյանային սոլիտոնի կայունության վրա: Կառուցված է ոչ գծային, բարձր կարգի ռամանյան կոմպլեքս անդամ պարունակող Շրեդինգերի հավասարման (ՈԳՇՀ) թվային լուծում, որը նկարագրում է ֆեմտովայրկյանային օպտիկական սոլիտոնի տարածումը միամոդ մանրաթելում: Ցույց է տրված, որ հավասարման գործակիցների վրա դրված որոշակի պայմանների դեպքում գոյություն ունի բարձր կարգի ՈԳՇՀ-ան սոլիտոնա-յին լուծում: Այդ պայմանները բերում են ալիքի երկարության, մանրաթելի տեսակի և էներ-գիայի մաքսիմումի որոշակի սահմանափակումների: Ստացվաց արդյունքները համապա-տասխանում են փորձնական արդյունքներին:

NUMERICAL MODELING OF FEMTOSECOND OPTICAL SOLITON PROPAGATION IN A SINGLE-MODE FIBER WITH ALLOWANCE FOR THE RAMAN RESPONSE IMAGINARY PART

D.L. HOVHANNISYAN, A.H. HOVHANNISYAN,
G.D. HOVHANNISYAN, K.A. HOVHANNISYAN

The impact of the dissipative Raman term on the femtosecond first-order soliton stability is studied. The numerical solution of nonlinear high-order Schrodinger equation (NLSE) with the complex Raman term describing the femtosecond optical soliton propagation in single mode fiber is obtained. It is shown that under some conditions on the coefficients of the equation there exists a soliton solution of the high-order NLSE. These conditions lead to the restrictions on the wavelengths, the types of optical fibers, and the peak of power. Numerical simulations closely follow to the published experimental data.