01;07

Влияние дисперсии линейной межволновой связи на динамику волнового пакета в световоде с керровской нелинейностью

© И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет

В окончательной редакции 18 июля 2002 г.

Оценено влияние дисперсии коэффициента межволновой линейной связи на дисперсионные параметры и динамику распространяющихся в таких системах оптических импульсов. Показано, что наличие дисперсии межволновой связи в световодах с реализуемой сильной линейной связью способно привести к существенному снижению энергетического порога нелинейного самосжатия импульсов по сравнению с одномодовыми световодами.

В последние годы особое внимание исследователей уделяется анализу ситуаций, когда распространяющееся в световоде излучение может быть представлено в виде двух взаимодействующих между собой волн. Подобная ситуация наиболее характерна для туннельно-связанных оптических волноводов (ТСОВ), периодических структур, анизотропных и гиротропных сред [1]. Эффективные параметры дисперсии подобного рода систем, как правило, являются функциями параметра межмодовой связи [2]. При этом практически не учитывалась дисперсионная зависимость самого коэффициента связи и ее влияние на динамику импульса в системе распределенно-связанных волн. Вместе с тем необходимость подобного анализа обусловлена широким частотным спектром коротких импульсов, различные частотные компоненты которых имеют различную межволновую связь. Это различие наиболее велико для ТСОВ, для которых коэффициент связи сильно зависит от частоты. Наибольший интерес для практических приложений могут представлять полосковые ТСОВ, изготовленные на основе кристаллических структур GaAs [3–5]. В настоящей работе исследуется влияние дисперсии коэффициента линейной межмодовой связи на динамику двухмодового волнового пакета в ТСОВ, обеспечивающем сильную линейную связь однонаправленных волн и обладающем нелинейностью керровского типа.

2. Распространение двухмодового волнового пакета с учетом дисперсии линейной связи, межмодовой расстройки и дисперсии групповых скоростей, а также нелинейности волноведущей среды керровского типа описывается следующей системой уравнений для временны́х огибающих двух ($j = 1, 2$) взаимодействующих мод [6,7]:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{\xi_j}{v}\frac{\partial A_j}{\partial \tau} - i\,\frac{d_j}{2}\frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} + i\left(\gamma_c|A_j|^2 + \gamma_k|A_{3-j}|^2\right)A_j = -i\sigma A_{3-j}. \quad (1)$$

Здесь введены бегущее время $\tau = t - z/u$, где $2u = (u_1 + u_2)$ — групповая скорость волнового пакета, а $u_j = (\partial\beta_j/\partial\omega)^{-1}_{\omega_0}$ — групповая скорость, β_j — константа распространения j-й моды, ω_0 — несущая частота волнового пакета; $d_j = (\partial^2\beta_j/\partial\omega^2)_{\omega_0}$ — параметры дисперсии групповых скоростей; $v^{-1} = (u_1 - u_2)/2u^2$ — расстройка групповых скоростей мод; γ_c и γ_k — параметры нелинейности, определяющие фазовую самомодуляцию и кроссмодуляцию взаимодействующих волн; $\xi_j = (-1)^j$. Учет дисперсии межволновой связи производится заменой параметра σ на оператор

$$\hat{\sigma}_j = \sigma\left(1 - i\xi_j\mu\,\frac{\partial}{\partial\tau}\right), \quad (2)$$

где параметр σ определяется перекрытием профильных функций волноводных мод, а для параметра μ справедливо приближенное соотношение [8]

$$\mu \cong \frac{2}{\omega} + \frac{1}{\sigma}\,\frac{\partial\sigma}{\partial\omega}. \quad (3)$$

При записи (2) учтено (в отличие от [8]), что операторы $\hat{\sigma}_{1,2}$ для связанных волн должны быть комплексно-сопряженными.

Уравнения (1) необходимо решать совместно с начальными условиями для временны́х огибающих A_j, определяемыми условиями возбуждения ТСОВ. Общий вид начальных условий задается соотношением $A_2(\tau, 0) = \psi A_1(\tau, 0)$, где параметр ψ определяет тип возбуждения волокна. При $\psi = \pm 1$ имеют место симметричное либо антисимметричное, а при ψ, $\psi^{-1} = 0$ — одномодовое возбуждение световода. Решение уравнений (1) может быть получено в приближении сильной межмодовой связи, при которой длина межмодового взаимодействия $L_\sigma = |\sigma|^{-1}$

значительно меньше дисперсионной длины $L_d = \tau_0^2/|d|$, длины нелинейности $L_n = (\gamma I_0)^{-1}$ и длины межмодового разбегания $L_v = v\tau_0$. Здесь τ_0 и $I_0 = |A_{10}|^2 + |A_{20}|^2$ — длительность и интенсивность вводимого в световод импульса, $2d = d_1 + d_2$, $2\gamma = \gamma_c + \gamma_k$. Для световодов на основе кристаллов GaAs параметры линейной связи и нелинейности могут достигать значений $|\sigma| \cong 10^3\,\mathrm{m}^{-1}$ и $\gamma \cong 10^{-9}\,\mathrm{m/W}$ [3], откуда следует, что использование указанного приближения корректно для интенсивности вводимого излучения $I_0 \leqslant 10^{12}\,\mathrm{W/m}^2$ (при площади сечения световода $S \cong 10^{-7}\,\mathrm{cm}^2$). Так как значения параметра материальной дисперсии лежат в интервале $|d_j| \cong 10^{-26}{-}10^{-27}\,\mathrm{s}^2/\mathrm{m}$, используемое приближение корректно для длительности вводимого импульса $\tau_0 \cong 10^{-14}\,\mathrm{s}$ и, следовательно, реальных ограничений на длительность рассматриваемых импульсов практически нет.

В указанном приближении временнáя огибающая соответствующей моды может быть представлена в виде суммы двух парциальных импульсов (ПИ)

$$A_j = (-1)^{j+1} a_1(\tau, z)\exp\bigl(i|\sigma|z\bigr) + a_2(\tau, z)\exp\bigl(-i|\sigma|z\bigr), \qquad (4)$$

где a_f — медленно меняющиеся с координатой z амплитуды ПИ, для которых справедливы следующие уравнения:

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{iD_f}{2}\frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} + 2\gamma\bigl(|a_f|^2 + s|a_{3-f}|^2\bigr)a_f = 0, \quad f = 1, 2. \qquad (5)$$

Здесь параметр $s = \gamma_c/\gamma_k$, а также введена эффективная дисперсия

$$D_f = d + (-1)^f\bigl(1 + (v\sigma\mu)^2\bigr)/v^2|\sigma|, \qquad (6)$$

определяющая дисперсионные свойства волноведущей среды по отношению к ПИ и включающая как материальную, так и межмодовую дисперсию. Для амплитуд ПИ с учетом (4) получаем следующие начальные условия:

$$a_f(\tau; 0) = \frac{1}{2}\left[1 + (-1)^f\psi\right] A_{10}(\tau, 0), \qquad (7)$$

которые необходимо учитывать при решении уравнений (5).

3. Из (5) следует, что при симметричном или антисимметричном двухмодовом возбуждении световода $(A_{20} = \pm A_{10})$ амплитуда одного

из ПИ равна нулю ($a_1 = 0$ при симметричном возбуждении, $a_2 = 0$ при антисимметричном). При этом уравнения (5) вырождаются в одно нелинейное уравнение Шредингера [7]:

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{iD_f}{2}\frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} + 2i\gamma|a_f|^2 a_f = 0, \tag{8}$$

$f = 1$ для антисимметричного и $f = 2$ для симметричного возбуждения световода. Уравнение (8) описывает динамику импульса в кубически нелинейной среде с параметром нелинейности γ и эффективной дисперсией D_f. Характерной чертой процесса распространения волнового пакета в рассматриваемом случае является самовоздействие, приводящее как к его уширению, так и к сжатию, а также к формированию устойчивых волновых пакетов — шредингеровских солитонов, возникновение которых связано с балансом действия нелинейности среды и дисперсии [6,7]. Самосжатие имеет место в случае аномальной эффективной дисперсии ($D_f < 0$) при выполнении условия $L_n < L_D = \tau_0^2/|D_f|$. Если дисперсионное расплывание импульса полностью компенсируется его самосжатием, что имеет место при $L_n = L_D$, то формируется солитоноподобный импульс длительностью $\tau_{\text{и}}$ и плотностью энергии $W_s = |D_f|/\gamma\tau_{\text{и}}$. При этом распространяющийся в световоде волновой пакет не является солитоном в строгом смысле, так как система уравнений (1) в общем случае не является интегрируемой. В данном случае имеет место не солитон как таковой, а импульс с периодически меняющейся длительностью, осциллирующей около значения $\tau_{\text{И}}$. Важно отметить, что образующийся в этом случае волновой пакет может перемещаться, сохраняя свою среднюю длительность, на расстояния, значительно превышающие длину межмодового взаимодействия, которая для рассматриваемого типа ТСОВ составляет $L_\sigma \cong 1\,\text{mm}$. Если плотность вводимой в световод энергии $W_0 = I_0\tau_0$ меньше W_s, то импульс расплывается, а при $W_0 > W_s$ — сжимается. В последнем случае, представляющем наибольший интерес для практических приложений, для степени самосжатия справедливо соотношение

$$\tau_0/\tau_{\text{И}} \cong 4\left(\gamma a_{f0}^2\tau_0^2/|D_f|\right)^{1/2} \cong 8W_0/W_s. \tag{9}$$

4. В случае произвольного начального возбуждения рассматриваемой системы выражение для длительности импульса может быть получено с помощью вариационного метода, применявшегося в [9–11]

для анализа систем уравнений, идентичных по виду (5). Не вдаваясь в тонкости используемой методики, приведем выражение для длительности солитоноподобного импульса: $\tau_s \cong D_{ef}/\gamma_{ef} I_0 \tau_0$, где параметры эффективной дисперсии и нелинейности определяются соотношениями

$$D_{ef} = d + \frac{2\psi}{(1+\psi^2)\upsilon^2|\sigma|}\left(1 + (\upsilon\sigma\mu)^2\right), \qquad (10)$$

$$\gamma_{ef} = \gamma\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{\gamma_c - \gamma_k}{\gamma_c + \gamma_k}\left(\frac{\psi^2 - 1}{\psi^2 + 1}\right)^2\right).$$

Режим нелинейного самосжатия в этом случае имеет место при выполнении условия $D_{ef}(\gamma_{ef} I_0 + 2D_{ef}/\tau_0^2) < 0$, что с учетом $D_{ef} < 0$ дает энергетический порог нелинейного самосжатия $I_0 = 2D_{ef}/\gamma_{ef}\tau_0^2$. Численное значение для параметра μ можно оценить, используя выражение $|\mu| \cong 2\pi/\omega_0$, где ω_0 — центральная частота вводимого в ТСОВ импульса [8]. Так как рабочий диапазон $\omega_0 \cong (1{-}4)\cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, а $\sigma = 10^2{-}10^4\,\mathrm{m}^{-1}$, то вклад в дисперсионный параметр, связанный с дисперсией коэффициента связи, лежит в интервале значений $\mu^2|\sigma| \cong (10^{-28}{-}10^{-25})\cdot 2\psi/(1+\psi^2)\,\mathrm{s}^2/m$. Это указывает на достаточно сильное влияние дисперсии коэффициента связи на эффективную дисперсию волновых пакетов в ТСОВ и, следовательно, на важную ее роль в определении динамики импульса для подобного рода световодов. Так, за счет соответствующего подбора центральной частоты ω_0 и условий возбуждения световода представляется возможным снизить значение эффективной дисперсии до значения $|D_{ef}| \cong 10^{-29}{-}10^{-28}\,\mathrm{s}^2/\mathrm{m}$. Это, в свою очередь, позволяет в ТСОВ на основе GaAs снизить величину интенсивности вводимого импульса, необходимую для режима самосжатия, до значений $I_0 \cong 10^5\,\mathrm{W/m}^2$, что на один–три порядка меньше характерных значений пороговой интенсивности для одномодовых кварцевых световодов [6].

Подобные свойства описанных ТСОВ открывают хорошие перспективы для создания миниатюрных оптических компрессоров. Так, вводя в световод с параметрами $\gamma_{ef} \cong 10^{-9}\,\mathrm{m/W}$ и $D_{ef} \cong -10^{-26}\,\mathrm{s}^2/\mathrm{m}$ импульс длительностью $\tau_0 = 10^{-13}\,\mathrm{s}$ и интенсивностью $I_0 = 10^{11}\,\mathrm{W/m}^2$, уже на длине $l_s \cong \sqrt{\tau_0^2/|D_{ef}|\gamma_{ef} I_0} \cong 0.1\,\mathrm{m}$ можно получить импульс предельно малой длительности $\tau_s \cong 10^{-15}\,\mathrm{s}$.

Еще более впечатляющих результатов можно ожидать от использования ТСОВ на основе кристаллов InSb, для которых параметр нелинейности почти на четыре порядка больше, чем у GaAs. Это и возможность управления эффективной дисперсией световода могут позволить снизить энергетический порог нелинейного самосжатия до предельно низких значений $I_0 \cong 10\,\mathrm{W/m^2}$.

Список литературы

[1] *Майер А.А.* // УФН. 1995. Т. 165. № 9. С. 1037–1075.
[2] *Золотовский И.О., Семенцов Д.И.* // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 5. С. 737–739.
[3] *Майер А.А.* // Квант. электрон. 1984. Т. 11. № 2. С. 157–161.
[4] *Chen Y.J., Carter G.M.* // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 43. P. 141–145.
[5] *Mortimor D.B., Arkwright J.M.* // Appl. Opt. 1990. V. 29. P. 1814–1819.
[6] *Агравал Г.* Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. С. 323.
[7] *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
[8] *Майер А.А., Каратаев С.Г.* // Квант. электрон. 1996. Т. 23. № 1. С. 43–46.
[9] *Дианов Е.М., Никонова З.С., Прохоров А.М., Серкин В.Н.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 8. С. 756–759.
[10] *Anderson D.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. P. 3135–3141.
[11] *Маймистов А.И.* // Квант. электрон. 1991. Т. 18. № 6. С. 758–761; 1994. Т. 21. № 4. С. 358–364.