

Нелинейная динамика оптических импульсов в световодах с бегущей волной изменения показателя преломления

М.С.Адамова, И.О.Золотовский, Д.И.Семенов

Исследуется динамика солитоноподобных волновых пакетов в световодах с бегущей волной изменения показателя преломления. Показано, что в таких световодах возможен как режим солитоноподобного распространения импульса, так и режим самокомпрессии в области нормальной дисперсии групповых скоростей. Показано также, что сонаправленное либо встречное распространение импульса и волны оптической неоднородности приводит к незначительным эффектам.

Ключевые слова: световод с бегущей волной показателя преломления, солитоноподобные волновые пакеты, незначительные эффекты, самокомпрессия.

1. Введение

Исследованию оптических свойств световодов с изменяющимся по длине и во времени показателем преломления (ПП) неизменно уделяется пристальное внимание на протяжении нескольких последних десятилетий [1–4]. Подобный устойчивый интерес объясняется тем, что световоды с промодулированными по длине и по времени характеристиками находят широкое применение в качестве высокоэффективных систем управления оптическим и, прежде всего, лазерным излучением [5]. Как правило, при изучении влияния бегущей волны ПП на динамику оптического излучения рассматриваются квазимонохроматические волновые пакеты и эффекты, связанные с изменением их поляризации и со смещением несущей частоты [6, 7]. Вместе с тем, за исключением работы [8], практически не рассматривались импульсные режимы распространения излучения в нелинейных световодах с волной ПП. Как следствие, не были рассмотрены возможности управления динамикой компрессии, длительности и спектральной ширины взаимодействующих с волной ПП импульсов, а также возможность образования солитоноподобных волновых пакетов шредингеровского типа в подобных световодах.

В настоящей работе исследуется динамика параметров оптического импульса, формируемого двумя однонаправленными модами и распространяющегося в световоде с кубической нелинейностью, в котором ПП периодически изменяется по длине и во времени по гармоническому закону. Показано, что динамика параметров подобного импульса сложным образом зависит от параметров световода и вводимого в него излучения и во многом определяется реализуемой в таких световодах

большой межмодовой дисперсией. Обсуждаются возможности образования солитоноподобного волнового пакета в спектральной области с нормальной материальной дисперсией среды, а также незначительный характер компрессии импульса в световоде, связанный с сонаправленным или встречным распространением импульса и волны ПП.

2. Общие соотношения

Рассмотрим световод, ПП которого n зависит от времени и координаты следующим образом:

$$n(r, z, t) = n_0(r)[1 + m \cos(2\pi z/\Lambda - \Omega t)]. \quad (1)$$

Здесь $n_0(r)$ – функция, определяющая радиальное распределение оптической неоднородности в световоде; $m \ll 1$ – глубина модуляции; Ω и Λ – частота и пространственный период волны ПП. Будем считать, что возмущение, наводимое в световоде, имеет большой период (т. е. $\Lambda \gg \lambda$, где λ – длина волны излучения) и обеспечивает связь между однонаправленными волнами. В этом случае суммарное поле E импульса, распространяющегося в промодулированном по длине и по времени световоде, может быть представлено в виде

$$E(r, z, t) = \frac{1}{2} \sum_j \{e_j A_j(t, z) U_j(r) \times \exp[i(\omega_j t - \beta_j z)] + \text{компл. сопр.}\}, \quad (2)$$

где $j = 1, 2$ – номер моды; e_j – орты поляризации мод; $A_j(t, z)$ – временные огибающие модовых импульсов; $U_j(r)$ – функции профиля, описывающие распределение поля соответствующей моды по сечению световода; ω_j и $\beta_j = \beta(\omega_j)$ – несущие частоты и волновые числа распространяющихся в световоде волноводных мод, формирующих единый волновой пакет. Если $\omega_j \gg m\Omega$ и $\beta_j \gg 2\pi m/\Lambda$, то распространение импульса в рассматриваемом световоде может быть описано системой уравнений

М.С.Адамова, И.О.Золотовский, Д.И.Семенов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: sdi@sdi.ulsu.ru, rafzol.14@mail.ru

Поступила в редакцию 17 апреля 2008 г., после доработки – 31 июля 2008 г.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{\xi_j}{v} \frac{\partial A_j}{\partial \tau} - \frac{id_j}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial \tau^2} + i(\gamma_{sj}|A_j|^2 + \gamma_{cj}|A_{3-j}|^2)A_j \\ \times (\chi^{-2\xi_j} \gamma_{s2} + \gamma_{c2}) / (2q), \end{aligned} \quad (66)$$

$$= i\sigma A_{3-j} \exp[-i\xi_j(\delta\beta z - \delta_\omega \tau)]. \quad (3)$$

Здесь $\xi_j = (-1)^j$; $\tau = t - z/u$ – время в бегущей системе координат; $u = 2u_1u_2/(u_1 + u_2)$; $u_j = (\partial\beta_j/\partial\omega|_{\omega=\omega_j})^{-1}$ – групповые скорости модовых импульсов; $v^{-1} = (u_1 - u_2)/(2u_1 \times u_2)$ – расстройка обратных групповых скоростей мод; $d_j = \partial^2\beta_j/\partial\omega^2|_{\omega=\omega_j}$ – дисперсии групповых скоростей (ДГС) модовых импульсов; σ – коэффициент межмодовой связи, определяемый интегралами перекрытия модовых функций профиля световода; γ_{sj} и γ_{cj} – параметры фазовой само- и кросс-модуляции, определяемые интегралами перекрытия функций профиля соответствующих волновых пакетов с учетом распределений оптической неоднородности по сечению и глубины модуляции по длине световода [9]; $\delta\beta = \beta_1 - \beta_2 - 2\pi/\Lambda$ и $\delta_\omega = \omega_1 - \omega_2 - \Omega$ – межмодовые отстройки; $\Lambda = 2\pi u_{ph}/\Omega$; u_{ph} – скорость решетки изменения ПП, или скорость волны ПП. Отметим, что вид уравнений (3) является предельно общим практически для всех систем с сильной линейной связью однонаправленных волн.

Решение системы (3) в общем случае может быть представлено в виде суперпозиции парциальных импульсов (ПИ):

$$\begin{aligned} A_1(\tau, z) &= [a_1(\tau, z) \exp(iqz) + a_2(\tau, z) \exp(-iqz)] \\ &\times \exp[i(\delta z - \delta_\omega \tau)/2], \\ A_2(\tau, z) &= [\chi a_1(\tau, z) \exp(iqz) + \chi^{-1} a_2(\tau, z) \exp(-iqz)] \\ &\times \exp[-i(\delta z - \delta_\omega \tau)/2], \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$q = \left(\sigma^2 + \frac{\delta^2}{4} \right)^{1/2}; \quad \delta = \delta\beta - \delta_\omega/v; \quad \chi = \frac{(2q + \delta)\psi + 2\sigma}{2q - \delta + 2\sigma\psi};$$

$\psi = A_{20}/A_{10}$; A_{j0} – пиковые начальные амплитуды модовых импульсов, формирующих единый волновой пакет.

Динамика амплитуд соответствующих ПИ во втором приближении теории дисперсии и в случае выполнения неравенства $\delta_\omega \leq 1/\tau_0$ (τ_0 – начальная длительность вводимого в световод излучения), ограничивающего фазовую отстройку модовых импульсов шириной их спектра, согласно (3) и (4) описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{\xi_f \delta}{2qv} \frac{\partial a_f}{\partial \tau} - i \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} \\ + i(G_{sf}|a_f|^2 + G_{cf}|a_{3-f}|^2)a_f = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $f = 1, 2$ – номер ПИ, а $\xi_f = (-1)^f$. В (5) введены эффективная ДГС D_f и эффективные параметры само- и кросс-модуляции соответствующего ПИ:

$$D_f = \frac{d_1 + d_2}{2} + \frac{\xi_f}{q} \left[\frac{\sigma^2}{q^2 v^2} + \frac{\delta(d_1 - d_2)}{4} \right], \quad (6a)$$

$$G_{sf} = [(q + \xi_f \delta/2)(\gamma_{s1} + \chi^{-2\xi_f} \gamma_{c1}) + (q - \xi_f \delta/2) \times$$

$$\begin{aligned} G_{cf} = \{ (2q + \xi_f \delta) \gamma_{s1} + (q + \xi_f \delta/2)(\chi^{2\xi_f} - 1) \gamma_{c1} \\ + [q(\chi^{2\xi_f} + 1) - \xi_f(\delta/2)(\chi^{2\xi_f} - 1)] \gamma_{s2} - \xi_f \delta \gamma_{c2} \} / (2q). \end{aligned} \quad (6b)$$

При этом начальные условия для ПИ с учетом (4) принимают вид

$$a_f(\tau, 0) = \frac{1}{2} \left[A_{10} + \xi_f \left(\frac{\delta}{2q} A_{10} - \frac{\sigma}{q} A_{20} \right) \right] \theta(\tau) \equiv a_{f0} \theta(\tau), \quad (7)$$

где $\theta(\tau)$ – функция, определяющая форму временной огибающей импульса.

3. Случай вырождения

Наибольший интерес с точки зрения получения аналитических решений уравнений (5) представляет вырожденная ситуация, в которой поведение всего волнового пакета можно описать только одним ПИ. Именно для такой ситуации удастся получить оптимальные дисперсионные и нелинейные параметры распространяющегося в световоде импульса [10]. Связь между распространяющимися однонаправленными модами наиболее эффективно реализуется в условиях полного фазового синхронизма, когда $\delta = 0$. В этом случае вырождение имеет место при симметричном ($\psi = 1$) либо антисимметричном ($\psi = -1$) возбуждении световода, когда $a_{20} = 0$ и $a_{10} \neq 0$ либо $a_{10} = 0$ и $a_{20} \neq 0$ соответственно. Равенство нулю амплитуды одного из ПИ имеет место не только в начальный момент, но и в процессе распространения импульса для указанных типов возбуждения световода [11].

В общем случае отстройки от фазового синхронизма вырожденная ситуация в соответствии с (7) возможна и для несимметричного возбуждения световода. Так, если выполняется условие $\psi = (-\xi_f q + \delta/2)/\sigma$, то $a_f \neq 0$, $a_{3-f} = 0$, и система уравнений (5) также вырождается в одно нелинейное уравнение Шредингера [12, 13]:

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - \frac{iD_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} + iG_{sf}|a_f|^2 a_f = 0, \quad (8)$$

где $\tau_f = t - z/u_f$ – бегущее время, связанное с соответствующим ПИ; $u_f^{-1} = u^{-1} - \xi_f \delta/(2qv)$ – групповая скорость ПИ. Полученное уравнение описывает динамику импульса в кубически нелинейной среде с эффективными дисперсией D_f и нелинейностью G_{sf} . В это уравнение через отстройку δ входит частота бегущей волны ПП Ω , влияющая таким образом на динамику волнового пакета в световоде. Характерной чертой описываемого уравнением (8) процесса распространения волнового пакета в рассматриваемом световоде является самовоздействие, приводящее к временному уширению волнового пакета или к его сжатию, а также к формированию устойчивых волновых пакетов типа шредингеровских солитонов, возникновение которых связано с балансом между действием эффективной нелинейности и влиянием эффективной дисперсии волноводной среды [12–14]. В случае сильной межмодовой связи дисперсионные свойства определяются эффективной дисперсией парциального импульса D_f , обусловленной материальной дисперсией, межмодовой связью и отстройкой от фазового синхро-

низма. В случае аномальной эффективной дисперсии ($D_f < 0$) и наличия фокусирующих свойств волноводной среды по отношению к соответствующему ПИ ($G_{sf} > 0$) уравнение (8) имеет решение, определяющее так называемые светлые солитоны секанс-гиперболической формы. Решение уравнения (8) для амплитуды ПИ в этом случае имеет вид

$$a_f(\tau, z) = a_{f0} \operatorname{sech}(\tau/\tau_f) \exp(-i\Gamma z), \quad (9)$$

где фаза, длительность и начальная амплитуда импульса связаны соотношениями $2\Gamma = G_{sf} a_{f0}^2 = |D_f|/\tau_f^2$. Видно, что его длительность определяется эффективными дисперсией и нелинейностью:

$$\begin{aligned} \tau_f &= \left(\frac{|D_f|}{G_{sf} a_{f0}^2} \right)^{1/2} = \left(\frac{|D_f| \tau_0}{G_{sf} W_f} \right)^{1/2} \\ &= (W_{sf}/W_f)^{1/2} \tau_0, \end{aligned} \quad (10)$$

где $W_{sf} = |D_f|/(G_{sf} \tau_0)$ – энергия образования солитона. Согласно (7) энергия ПИ $W_f = a_f^2(\tau, 0) \tau_0$ пропорциональна вводимой в световод энергии $W_0 = (A_{10}^2 + A_{20}^2) \tau_0$:

$$W_f = \left(1 + \xi_f \frac{\delta - 2\sigma\psi}{2q} \right)^2 \frac{W_0}{4(1 + \psi^2)}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что $W_f = W_0/2$ при $\delta = 0$ и $\psi = \pm 1$. Если энергия ПИ W_f достаточно близка к W_{sf} , то реализуется солитонный режим распространения ПИ и, следовательно, всего волнового пакета. При $W_f < W_{sf}$ импульс расплывается, а при $W_f > W_{sf}$ – сжимается, и для степени его компрессии справедливо аппроксимирующее соотношение [12–14]

$$\frac{\tau_0}{\tau_{\min}} = \left(\frac{\tau_0 G_{sf} W_f}{|D_f|} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где τ_{\min} – минимальная длительность импульса. В случае фазового синхронизма мод ($\delta = 0$) эффективные параметры нелинейности для обоих ПИ оказываются одинаковыми и согласно (6б) выражение для них принимает вид $G_{sf} = (\gamma_{c1} + \gamma_{c2} + \gamma_{s1} + \gamma_{s2})/2$. При $\gamma_{sj} = \gamma_s$ и $\gamma_{cj} = \gamma_c$ это выражение преобразуется к виду $G_{sf} = \gamma_c + \gamma_s$. Зависимость эффективных дисперсии и нелинейности от отстройки, межмодовой связи и типа возбуждения световода создает условия для эффективного управления степенью компрессии τ_0/τ_{\min} , которая во многом определяет динамику импульса в световоде.

На рис.1 представлены зависимости τ_0/τ_{\min} от коэффициента межмодовой связи σ при фазовом синхронизме мод ($\delta = 0$) и симметричном ($\psi = 1$) возбуждении световода, при котором $a_1 \neq 0$ и $a_2 = 0$. Построенные зависимости получены для различных входных мощностей импульса $P_0 = A_{10}^2 + A_{20}^2 = 2A_{10}^2$. Условие фазового синхронизма $\delta = 0$ выполняется на частоте волны ПП

$$\Omega = \frac{u_{ph}}{v - u_{ph}} (v\Delta\beta - \Delta\omega), \quad (13)$$

где $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$; $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$. Из приведенных зависимостей видно, что в рассматриваемом случае степень компрессии тем выше, чем больше мощность входного импульса и величина межмодовой связи. Это связано с

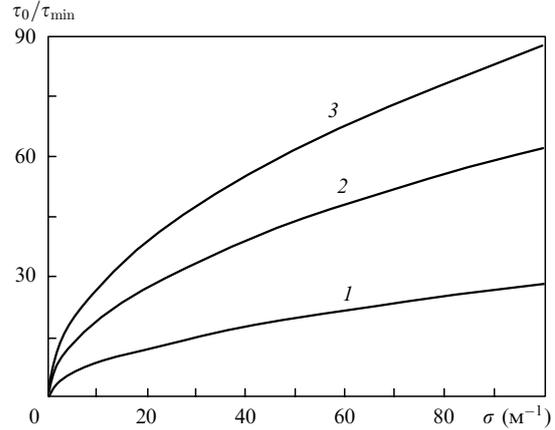


Рис.1. Зависимости степени компрессии импульса τ_0/τ_{\min} от коэффициента межмодовой связи σ для входной мощности импульса $P_0 = 10$ (1), 50 (2) и 100 Вт (3).

уменьшением эффективной дисперсии для соответствующего ПИ, имеющим место в случае фазового синхронизма, при увеличении коэффициента межмодовой связи σ .

Численный анализ соотношений (6) и (12) проведем для более общего случая вырождения, имеющего место при $\psi = (q + \delta/2)/\sigma$, когда $a_1 \neq 0$ и $a_2 = 0$. В этом случае энергия первого импульса $W_1 = W_0 \sigma^2 / [q(2q + \delta)]$. Для него эффективная дисперсия согласно (6а) в случае сильной линейной связи между волновыми пакетами (обладающими существенно разными групповыми скоростями) является аномальной в широком диапазоне значений Ω . Аномальность эффективной дисперсии возможна даже в том случае, если оба параметра (d_1 и d_2), характеризующие ДГС каждого из взаимодействующих волновых пакетов, – положительные величины. При этом $\delta = \Delta - 2\pi(1 - \eta)/\Lambda$, где $\Delta = \beta_1 - \beta_2 - (\omega_1 - \omega_2)v^{-1}$ и $\eta = u_{ph}/v$. Если импульс распространяется вдоль направления распространения волны ПП, то $u_{ph} > 0$ и $\eta > 0$, а если навстречу ему, то $u_{ph} < 0$ и $\eta < 0$. Очевидно, что фазовая отстройка δ принимает различные значения при прямом и обратном проходах импульса, что приводит к возникновению невязимых эффектов, т. е. зависимости динамики импульса от направления его распространения.

Следует отметить, что реализация вырожденного случая представляет особый интерес. Как следует из соотношения (6а), ситуация, при которой $D_f < 0$, может быть реализована за счет взаимодействия импульсов с существенно разными групповыми скоростями практически для любых значений материальной дисперсии d_f каждого из волновых пакетов, т. е. в любом частотном диапазоне. Таким образом, при наличии сильного межмодового взаимодействия и соответствующем подборе параметров практически на любых частотах можно реализовать режим нелинейной самокомпрессии для одного из ПИ. При этом эффективная дисперсия ПИ может достигать $\sim 10^{-23}$ с²/м (для $v \sim 10^{11}$ м/с), что более чем на два порядка превышает обычные значения материальной дисперсии для волоконных световодов.

На рис.2 и 3 представлены зависимости эффективной дисперсии ПИ D_f и обратной длины его фазовой самомодуляции $L_f^{-1} = G_{s1} W_1 / \tau_0$ от параметра $\eta = u_{ph}/v$ для световода с различными Λ . Указанные зависимости построены для $\Lambda = 10$ м⁻¹, $v = 10^{11}$ м/с и различных коэффициентов межмодовой связи σ . ДГС взаимодействующих волновых пакетов $d_1 = 2d_2$ выбраны нормальными и

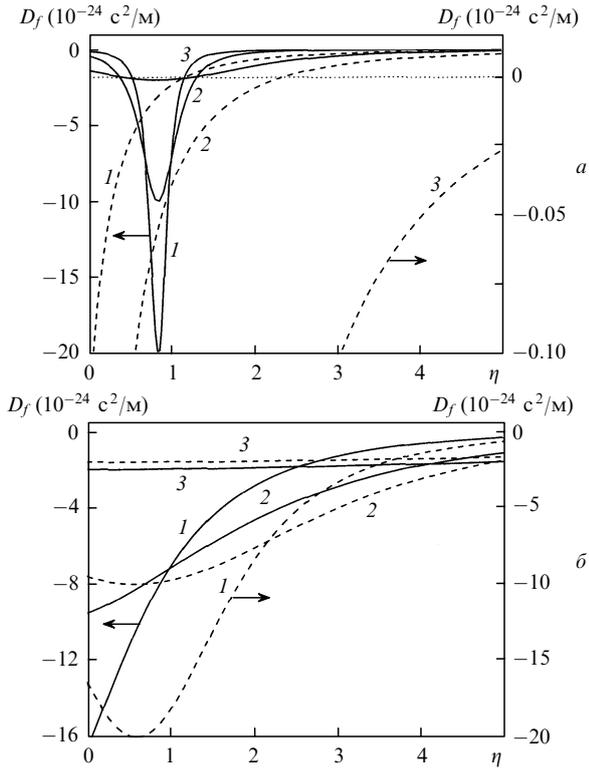


Рис.2. Эффективная дисперсия ПИ D_f в случае вырождения при $\sigma = 5$ (1), 10 (2) и 50 м^{-1} (3), $A = 0.1$ (а) и 1 м (б). Сплошные кривые (левые оси) отвечают сонаправленному распространению импульса и волны ПП, а штриховые кривые (правые оси) – их встречному распространению.

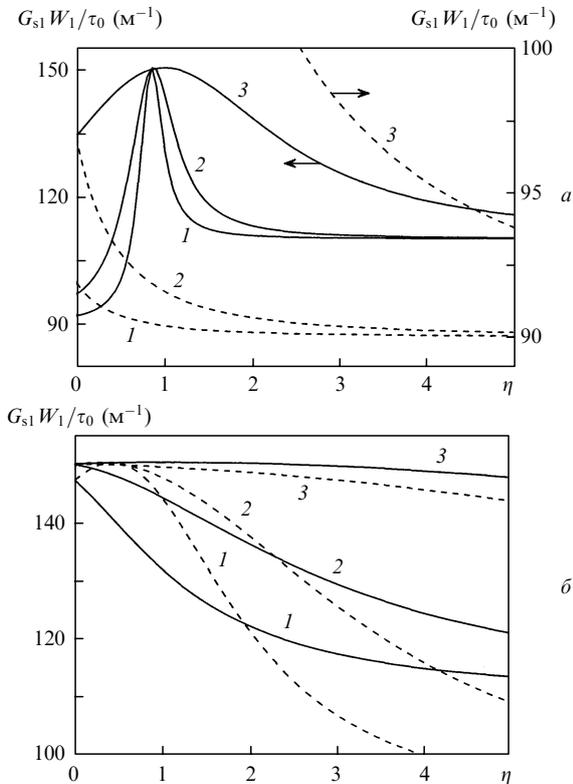


Рис.3. Эффективная нелинейность ПИ в случае вырождения при $\sigma = 5$ (1), 10 (2) и 50 м^{-1} (3), $A = 1$ (а) и 0.1 м (б). Сплошные кривые (левые оси) отвечают сонаправленному распространению импульса и волны ПП, а штриховые кривые (правые оси) – их встречному распространению.

равными $10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, нелинейные модовые параметры $\gamma_{s1} = 0.9 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\gamma_{s2} = 1.1 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\gamma_{c1} = 1.8 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $\gamma_{c2} = 2.2 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, а параметры вводимого излучения $A_{10}^2 = 100 \text{ Вт}$, $A_{20} = \psi A_{10}$. Обращают на себя внимание большие эффективные аномальные дисперсии ПИ (примерно $10^{-23} \text{ с}^2/\text{м}$ и больше), появляющиеся за счет сильной межмодовой связи при возбуждении в световоде бегущей волны ПП, а также возникновение сильной невязимости. В рассматриваемом случае невязимность проявляется как в характере зависимостей $D_f(\eta)$ и $L_f^{-1}(\eta)$ для сонаправленного и встречного распространения импульса и волны ПП (наличие экстремумов указанных функций для «прямого» импульса и монотонное убывание для «обратного»), так и в величинах этих параметров, которые для разнонаправленных импульсов могут различаться в несколько раз.

4. Динамика импульса в невырожденном случае

Если рассматриваемая задача не сводится к вырожденным случаям, ее точное аналитическое решение представляется невозможным. В этом случае воспользуемся вариационной методикой нахождения приближенного решения, предложенной в работе [16] и успешно применявшейся для решения широкого круга задач нелинейной оптики [17–20]. Не останавливаясь подробно на особенностях используемого вариационного метода, укажем, что в невырожденном случае фазовая самомодуляция (обусловленная кубической нелинейностью) может привести к компрессии импульса, если выполняется система следующих неравенств:

$$G_{\text{eff}} D_{\text{eff}} < 0, \quad W_0 > W_s = \frac{|D_{\text{eff}}|}{G_{\text{eff}} \tau_0}, \quad (14)$$

где W_s – энергия образования связанного солитоноподобного волнового пакета, а соответствующие эффективные дисперсия и нелинейность совокупного волнового пакета

$$D_{\text{eff}} = \frac{W_1 D_1 + W_2 D_2}{W_1 + W_2} \approx \frac{d_1 + d_2}{2} + \left[\frac{\sigma^2}{q^2 v^2} + \frac{\delta(d_1 - d_2)}{4} \right] \frac{\delta - 2\sigma\psi}{q^2 + (\delta/2 - \sigma\psi)^2}, \quad (15)$$

$$G_{\text{eff}} = \frac{G_{s1} W_1^2 + G_{s2} W_2^2 + (G_{c1} + G_{c2}) W_1 W_2}{(W_1 + W_2)^2} \approx \frac{G_{s1} \mu_1^4 + G_{s2} \mu_2^4 + (G_{c1} + G_{c2})(\mu_1 \mu_2)^2}{4(2 - \mu_1 \mu_2)^2},$$

где $\mu_1 = 1 - \varkappa$; $\mu_2 = 1 + \varkappa$; $\varkappa = (\delta - 2\sigma\psi)/(2q)$. В условиях фазового синхронизма (когда предлагаемая вариационная модель «работает» наилучшим образом) выражения для эффективных ДГС и нелинейности принимают следующий вид:

$$D_{\text{eff}} = \frac{d_1 + d_2}{2} - \frac{2\psi}{1 + \psi^2} \frac{1}{\sigma v^2}, \quad (16)$$

$$G_{\text{eff}} = \frac{\gamma_{s1} + \gamma_{s2} + \gamma_{c1} + \gamma_{c2}}{2} + \frac{\gamma_{s1} + \gamma_{s2} - \gamma_{c1} - \gamma_{c2}}{4} \left(\frac{1 - \psi^2}{1 + \psi^2} \right)^2.$$

При этом в случае справедливости неравенств (13) для импульса секанс-гиперболической формы минимальная длительность солитоноподобного импульса достигается на длине компрессии

$$z_c \approx \tau_0 \left[\frac{\tau_0}{|D_{\text{eff}}| G_{\text{eff}} (W_1 + W_2)} \right]^{1/2}, \quad (17)$$

и выражение для нее имеет вид

$$\tau_{\text{min}} \approx \tau_0 \left[\frac{|D_{\text{eff}}|}{G_{\text{eff}} (W_1 + W_2) \tau_0} \right]^{1/2}. \quad (18)$$

Таким образом, динамика единого двухволнового пакета полностью описывается эффективными нелинейным и дисперсионным параметрами G_{eff} и D_{eff} . Из полученных соотношений следует, что реализация солитоноподобного волнового пакета возможна даже при условиях $d_1 > 0$ и $d_2 > 0$. Поэтому для рассматриваемого нами связанного волнового пакета режим самосжатия или солитоноподобного распространения может быть реализован для видимого и даже УФ диапазонов.

Отметим, что в рассматриваемом случае условие эффективного межмодового синхронизма, т.е. условие, при котором единый волновой пакет не распадается на отдельные автономные ПИ, может быть представлено в виде

$$\delta = \beta_1 - \beta_2 - \frac{\omega_1 - \omega_2}{v} - \frac{2\pi}{A} + \frac{u_1 - u_2}{2u_1 u_2} \frac{2\pi u_{\text{ph}}}{A} \approx 0. \quad (19)$$

Из (19) следует, что в случае $u_1 \approx u_2$, т.е. при выполнении равенства $\partial\beta_1/\partial\omega|_{\omega=\omega_1} = \partial\beta_2/\partial\omega|_{\omega=\omega_2}$, динамика волнового пакета практически не зависит от частоты модуляции волноводной среды Ω . При этом оказывается возможным реализовать эффективную связь между однонаправленными волнами, имеющими существенно различные несущие частоты. Эффективная связь между такими волнами может иметь место в световоде без модуляции ПП ($2\pi/A = 0$ и $\Omega = 0$), если

$$\beta_1 - \beta_2 - \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \frac{u_1 - u_2}{u_1 u_2} \approx 0. \quad (20)$$

Подобное условие может быть выполнено, если в спектральном диапазоне, расположенном между несущими частотами взаимодействующих волновых пакетов ($\omega_1 < \omega < \omega_2$), существуют зоны с аномальной ДГС. Следовательно, получаемые связанные состояния солитоноподобных волновых пакетов могут существовать в спектральных диапазонах, соответствующих как аномальной, так и нормальной ДГС рассматриваемого световода.

5. Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что динамика двухволнового пакета в среде с кубической нелинейностью и бегущей волной ПП схожа с поведением импульса в одномодовом нелинейном световоде с эффек-

тивными дисперсией и кубической нелинейностью. При этом подобная среда обладает значительной невязанностью по эффективным нелинейным и в особенности дисперсионным параметрам, которая исчезает в случае стационарной решетки ПП (т.е. при $\Omega = 0$ и, как следствие, при $u_{\text{ph}} = 0$). Показаны, в частности, существенное влияние условий ввода излучения на соответствующие эффективные параметры и сильная их зависимость от отстройки от фазового синхронизма, которая, в свою очередь, зависит от частоты вводимого излучения и параметров волны ПП (прежде всего, ее фазовой скорости). Установлена возможность получения больших эффективных дисперсий распространяющихся в световоде ПИ. Все это делает перспективным использование подобных систем для создания полностью оптических логических элементов, компактных систем управления лазерным излучением, компрессоров и т.д.

Особо отметим возможность создания на основе подобных структур элементов для компенсации дисперсии в волоконно-оптических линиях связи. Сегодня для таких целей используются брэгговские световоды со стационарной модуляцией ПП [13], но в этом случае получение гигантских значений ДГС практически всегда сопряжено с нежелательным искажением формы импульса в результате частичного отражения от неоднородной структуры брэгговского световода. В этой связи представляет интерес использование брэгговских решеток с нестационарным изменением ПП в качестве резонаторных элементов лазерных систем, что будет нами рассмотрено в следующей работе.

1. Барсуков К.А., Геворкян Э.А., Звонников Н.А. *Радиотехника и электроника*, № 5, 908 (1975).
2. Барсуков К.А., Геворкян Э.А. *Радиотехника и электроника*, № 9, 1733 (1986).
3. Шварцбург А.Б. *УФН*, **170** (12), 1297 (2000).
4. Шварцбург А.Б. *УФН*, **175** (8), 833 (2005).
5. Маслов А.В., Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **23** (10), 933 (1996).
6. Антонов С.Н., Булюк А.Н., Гуляев Ю.В. *Квантовая электроника*, **16** (11), 2310 (1989).
7. Булюк А.Н. *Квантовая электроника*, **22** (1), 75 (1995).
8. Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **22** (5), 509 (1995).
9. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987, с. 199).
10. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **86** (5), 737 (1999).
11. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **27** (3), 273 (1999).
12. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 310).
13. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны* (М.: Физматлит, 2005, с. 647).
14. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 323).
15. Litchinitser N.M., Eggleton B.J., Patterson D.B. *J. Lightwave Technol.*, **15** (3), 1303 (1997).
16. Anderson D. *Phys. Rev. A*, **27**, 3135 (1983).
17. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **18** (6), 758 (1991).
18. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **21** (4), 358 (1994).
19. Malomed B.A., Skinner P.L., Chu P.L., Peng G.D. *Phys. Rev. E*, **53** (4), 4084 (1996).
20. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Теоретическая и математическая физика*, **135** (1), 107 (2003).