

Динамика импульсов в оптически связанных активных световодах с различающимися параметрами

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов

Исследуется динамика волнового пакета, который формируется двумя модами, распространяющимися в оптически связанных каналах с различными модовыми инкрементами усиления. Показано, что в случае линейной межмодовой связи в подобно рода структурах излучение распадается на два автономных парциальных импульса с различными значениями эффективных дисперсионных параметров, определяющих их динамику. Также исследуются условия временного сжатия и реализации сверхсветовой скорости максимума огибающей для парциальных импульсов и волнового пакета в целом.

Ключевые слова: динамика волнового пакета, оптически связанные световоды, активные световоды.

1. Введение

Системы оптически связанных световодов (ОСС), которые позволяют реализовать сильную линейную связь волн, распространяющихся в соседних каналах, неизменно привлекают к себе повышенное внимание в связи с широкими возможностями их практического применения при создании устройств управления лазерным излучением [1–4]. Подобные ОСС могут быть получены на основе как волоконных, так и планарных структур [1, 5]. В последние годы внимание исследователей привлекают длиннопериодические волоконные решетки, способные связать моды сердцевины (в том числе усиливающей) и оболочки, причем сердцевина и оболочка имеют различные волноведущие характеристики [6, 7]. Большой интерес представляют также многосердцевинные волоконные матрицы, позволяющие реализовать многоволновую связь в пределах одного световода [8, 9].

Эффективные дисперсионные параметры волновых образований в таких структурах существенно зависят от величины линейной межволновой связи и условий возбуждения световода, что создает реальную возможность эффективного управления динамикой излучения, например длительностью и скоростью максимума огибающей волновых пакетов. При этом оказывается принципиально возможным линейное сжатие импульса сколь угодно малой мощности в области нормальной материальной дисперсии при отсутствии начальной частотной модуляции [10, 11]. Кроме того, возможно достижение скоростей максимумов огибающих, существенно превышающих скорость света в вакууме. Подобная динамика импульса не связана с переносом энергии с указанной скоростью, а представляет собой его «переформирование» в процессе распространения в результате преимущественного усиления переднего фронта [12–19].

В большинстве работ при обсуждении возможностей получения сверхсветовых скоростей рассматриваются импульсы экспоненциальной формы, имеющие пологий передний фронт. Впервые такой импульс был экспериментально зарегистрирован в лазере-усилителе [20], скорость максимума огибающей для него в несколько раз превышала скорость света в вакууме. Однако возможность достижения сверхсветовых скоростей существует и для импульсов гауссовой формы, обладающих резкими передним и задним фронтами. Сверхсветовые режимы в этом случае реализуются, если импульс имеет квадратичную начальную скорость частотной модуляции (ЧМ) и распространяется в среде с дисперсией инкремента усиления [21, 22].

Динамика волновых пакетов, формируемых двумя взаимодействующими модами, исследовалась, как правило, для случая вещественных дисперсионных параметров и одинаковых инкрементов усиления, характеризующих каналы распространения мод. Между тем ряд возможных динамических эффектов может быть связан с комплексностью указанных параметров и их различием. В настоящей работе рассматривается динамика двухмодового волнового пакета, распространяющегося в системе из двух оптически связанных каналов (хотя бы один из которых является усиливающим) с существенно различающимися материальными параметрами. Исследуется возможность реализации в подобно рода системах режимов распространения максимума огибающей волнового пакета со сверхсветовой скоростью.

2. Уравнения динамики и их общие решения

Поле волнового пакета, распространяющегося в системе из двух активных линейно связанных световодов (каналов), может быть представлено в виде

$$E(t, r) = \frac{1}{2} \sum_{j=1,2} \left(e_j R_j(x, y) B_j(t, z) \exp [i(\omega_0 t - \beta_j' z)] + \text{компл. сопр.} \right), \quad (1)$$

И.О.Золотовский, Д.И.Семенцов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: sementsovdi@ulsu.ru

Поступила в редакцию 19 сентября 2005 г., после доработки – 29 мая 2006 г.

где e_j – орты поляризации; R_j – профильные функции; B_j – временные огибающие модовых составляющих единого волнового пакета; ω_0 – его несущая частота; β_j' – действительная часть константы распространения $\beta_j = \beta_j' - i\beta_j''$. С учетом дисперсионных эффектов первого и второго порядков в условиях существенной отстройки от фазового синхронизма динамика волнового пакета может быть описана следующей системой уравнений для временных огибающих модовых составляющих волнового пакета в каждом из световодов:

$$\frac{\partial B_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial B_1}{\partial t} - \frac{id_1}{2} \frac{\partial^2 B_1}{\partial t^2} = i\sigma B_2 \exp(i\delta z) + \alpha_1 B_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial B_2}{\partial t} - \frac{id_2}{2} \frac{\partial^2 B_2}{\partial t^2} = i\sigma^* B_1 \exp(-i\delta z) + \alpha_2 B_2.$$

Здесь d_j – дисперсия групповых скоростей соответствующих мод в каждом из связанных световодов; $u_j = (\partial\beta_j'/\partial\omega)^{-1}_{\omega=\omega_0}$ – групповые скорости мод в каждом из связанных световодов; $\delta = \beta_1' - \beta_2'$ – расстройка действительных составляющих констант распространения; σ – коэффициент линейной межмодовой связи; $\alpha_j = -\beta_j''$ – модовые коэффициенты усиления.

Проводя замену переменных $B_j = A_j \exp(\alpha_j z)$ и переходя в бегущую систему координат ($\tau = t - z/u$), получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial \tau} - \frac{id_1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} = i\sigma A_2 \exp(i\Delta z), \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A_2}{\partial \tau} - \frac{id_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = i\sigma^* A_1 \exp(-i\Delta z),$$

где $u = 2u_1 u_2 / (u_1 + u_2)$; $v = 2u_1 u_2 / (u_1 - u_2)$; $\Delta = \delta - i(\alpha_2 - \alpha_1)$.

Система уравнений (3) должна решаться совместно с начальными условиями для амплитуд $A_j(\tau, z)$. Считаем, что на вход световода подается частотно-модулированный гауссов импульс, для которого $A_j(\tau, 0) = A_{j0}\theta(\tau)$, где A_{j0} – пиковые значения амплитуд импульсов, вводимых в каждый из световодов, а функция $\theta(\tau)$ определяет форму вводимого в световод волнового пакета. В дальнейшем мы будем рассматривать гауссов частотно-модулированный импульс, для которого указанная функция принимает вид

$$\theta(\tau) = \exp\left[-\frac{(1 + i\alpha_0\tau_0^2)\tau^2}{2\tau_0^2}\right], \quad (4)$$

где τ_0 и α_0 – длительность и скорость частотной модуляции импульса на входе в световод, считающиеся одинаковыми для обеих модовых составляющих волнового пакета.

Решение системы (3) в общем виде может быть представлено как суперпозиция двух парциальных импульсов с огибающими a_1 и a_2 для каждого из световодов:

$$A_1(z, \tau) = [a_1(z, \tau) \exp(iqz) + a_2(z, \tau) \exp(-iqz)] \times \exp[(\alpha_2 + \alpha_1 + i\delta)z/2], \quad (5)$$

$$A_2(z, \tau) = [\kappa a_1(z, \tau) \exp(iqz) - (1/\kappa^*) a_2(z, \tau) \exp(-iqz)] \times \exp[(\alpha_2 + \alpha_1 - i\delta)z/2],$$

где введены параметры $\kappa = [(2q + \Delta)\psi - 2\sigma^*][(2q - \Delta) - 2\sigma\psi]^{-1}$ и $q = (|\sigma|^2 + \Delta^2/4)^{1/2}$, а параметр ψ определяет тип возбуждения световода: $A_2 = \psi A_1$. При $\psi = \pm 1$ имеет место симметричное либо антисимметричное возбуждение, при $\psi = 0$ – одномодовое. Временные огибающие соответствующих парциальных импульсов, согласно (3) и (5), определяются следующим уравнением:

$$\frac{\partial a_f}{\partial z} - (-1)^f K \frac{\partial a_f}{\partial \tau} - i \frac{D_f}{2} \frac{\partial^2 a_f}{\partial \tau^2} = 0, \quad (6)$$

где $f = 1, 2$. Здесь также введены эффективные параметры: первый дисперсионный параметр $K = \Delta/2qv$ и дисперсии групповых скоростей (ДГС) парциальных импульсов

$$D_f = d + \frac{(-1)^f}{q} \left[\frac{|\sigma|^2}{q^2 v^2} + \frac{\Delta(d_1 - d_2)}{4} \right], \quad (7)$$

где $d = (d_1 + d_2)/2$. Начальные условия (при $z = 0$) для каждого из импульсов с учетом (4) могут быть записаны в виде

$$a_f(\tau, 0) = \frac{1}{2} \left[A_{10} + (-1)^f \left(\frac{\Delta}{2q} A_{10} + \frac{\sigma}{q} A_{20} \right) \right] \theta(\tau). \quad (8)$$

Введенные дисперсионные параметры, определяющие, в конечном счете, динамику волнового пакета, который формируется двумя связанными модами, зависят как от параметров каждого из волноведущих каналов в отдельности, так и от характеристик вводимого излучения. Если даже все дисперсионные параметры в исходной системе (2) являются действительными величинами (что верно в случае $\partial\alpha_j/\partial\omega \simeq 0$, т.е. $\alpha_j = \text{const}$ в исследуемом частотном диапазоне), но при этом $\alpha_1 \neq \alpha_2$, то параметры Δ и q , а также эффективные дисперсионные параметры первого и второго порядков – комплексные величины. Если же $\alpha_2 = \alpha_1 = \alpha$ и вблизи несущей частоты можно считать $\partial\alpha/\partial\omega \simeq 0$, то все дисперсионные параметры являются действительными. Таким образом, в случае различающихся коэффициентов усиления в ОСС эффективные дисперсионные параметры парциальных импульсов являются комплексными. Между тем, именно наличие мнимых составляющих этих параметров приводит к целому ряду интересных и важных эффектов: временному сжатию сколь угодно маломощных импульсов без начальной частотной модуляции, возникновению импульсов со сверхсветовой скоростью максимума огибающей, смещению несущей частоты волнового пакета [22, 23].

3. Динамика парциальных импульсов

Решение уравнения (6) с учетом граничных условий (8) для комплексных амплитуд соответствующих парциальных импульсов может быть записано в виде

$$a_f(\tau, z) = \rho_f(\tau, z) \exp[i\phi_f(\tau, z)], \quad (9)$$

где амплитуда временной огибающей парциального импульса $a_f(\tau, z)$ определяется следующим выражением:

$$\rho_f(\tau, z) = a_{f0} \left(\frac{\tau_0}{\tau_{df}} \right)^{1/2} \exp\left[\frac{(1 + S_f^2) K''^2 z^2 - \tau_{df}^2}{2\tau_{df}^2} \right], \quad (10)$$

а $a_{f0} = a_f(\tau, 0)/\theta(\tau)$. Выражение для фазы ϕ_f временной огибающей парциального импульса, не столь существенное для дальнейшего анализа, здесь не приводится. Кроме того, в (10) введены длительность импульса

$$\tau_{df} = \tau_0^2 \left[\frac{(1 - \chi_{1f})^2 + \chi_{2f}^2}{\tau_0^2 + D_f''(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)z} \right]^{1/2}, \quad (11)$$

а также $\chi_{1f} = (\alpha_0 D_f' - D_f'' \tau_0^{-2})z$, $\chi_{2f} = (\alpha_0 D_f'' + D_f' \tau_0^{-2})z$, $\tau_{sf} = \tau + (-1)^f (K' + S_f K'')z$,

$$S_f = - \frac{(\alpha_0^2 \tau_0^2 + \tau_0^{-2})D_f' z - \alpha_0 \tau_0^2}{1 + (\alpha_0^2 \tau_0^2 + \tau_0^{-2})D_f'' z}.$$

Как следует из приведенных соотношений, в процессе распространения каждый из парциальных импульсов расплывается или сжимается во времени в зависимости от соотношения параметров τ_0 , α_0 , D_f' , D_f'' , а также приобретает дополнительную фазовую модуляцию. Условие, при котором в световоде осуществляется режим временного сжатия, в общем виде записывается как $\partial \tau_{df}/\partial z < 0$ и в случае комплексных дисперсионных параметров определяется неравенством

$$2\alpha_0 \tau_0^2 D_f' + (\alpha_0^2 \tau_0^4 - 1)D_f'' > 0. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при $\alpha_0 = 0$ режим сжатия возможен в случае $D_f'' < 0$, а при $D_f'' = 0$ имеет место классическая ситуация, при которой временному сжатию отвечает условие $\alpha_0 D_f' > 0$. При этом возможность временного сжатия импульса связана с переформировыванием исходного спектра, в результате чего наблюдается преимущественный рост участков спектра, достаточно удаленных от его максимума. Данное временное сжатие нельзя называть компрессией в силу того, что получаемый в этом случае сжатый по времени импульс является частотно-модулированным с $\alpha(z) \neq 0$. Однако, используя разного рода диспергирующие элементы, располагаемые непосредственно за рассматриваемой световедущей системой, чирп импульса можно погасить и, как следствие, получить классическую компрессию, т. е. сжатие импульса, и одновременно $\alpha(z) = 0$ [22].

Динамика каждого из парциальных импульсов во многом определяется значениями действительной и мнимой частей дисперсионных параметров, которые для разных импульсов могут существенно различаться. При этом возможна ситуация, когда один из импульсов претерпевает временное сжатие, а другой стремительно расплывается.

Расстояние, на котором длительность соответствующего парциального импульса становится минимальной, определяется следующим образом:

$$z_{mf} = \frac{L_{0f}}{1 + \alpha_0^2 \tau_0^4} \left| \frac{|D_f' + \alpha_0 \tau_0^2 D_f''|}{|D_f|} - 1 \right|, \quad (13)$$

где характерная длина $L_{0f} = \tau_0^2/|D_f''|$. При этом минимальная длительность импульса определяется соотношением

$$\tau_{mf} = \tau_0 \left\{ \frac{|D_f|}{|D_f' + \alpha_0 \tau_0^2 D_f''|} \left[(1 - \chi_{1f} z_{mf})^2 + \chi_{2f}^2 z_{mf}^2 \right] \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

В случае $D_f'' > 0$ импульс после достижения минимальной длительности τ_{mf} при прохождении точки $z = z_{mf}$ начинает уширяться, и при $z \gg z_{mf}$ уширение импульса происходит в соответствии с выражением $\tau_{df} \simeq |D_f| \times (z/D_f'')^{1/2}$. В случае $D_f'' < 0$ импульс после достижения минимальной длительности быстро уширяется при стремлении z к величине $L_{0f}/(1 + \alpha_0^2 \tau_0^4)$, испытывая при этом сильную частотную модуляцию.

4. ОСС с одинаковыми инкрементами усиления

На основе полученных выражений рассмотрим наиболее простую и важную ситуацию, которой отвечают равные инкременты усиления в соседних волноведущих каналах, т. е. $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$. В этом случае $D_f'' = 0$, $K'' = 0$, $A = \delta$ и решение системы (3) может быть представлено следующим образом:

$$\begin{aligned} |A_j|^2 &= |\gamma_j a_{10}|^2 \frac{\tau_0}{\tau_{d1}} \exp\left(-\frac{\tau_{s1}^2}{\tau_{d1}^2} + 2\alpha z\right) \\ &+ \left| \frac{a_{20}}{\gamma_j^*} \right|^2 \frac{\tau_0}{\tau_{d2}} \exp\left(-\frac{\tau_{s2}^2}{\tau_{d2}^2} + 2\alpha z\right) - (-1)^j \text{sign}(a_{10} a_{20}) \\ &\times 2|a_{10} a_{20}| \left(\frac{\tau_0^2}{\tau_{d1} \tau_{d2}} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\tau_{s1}^2}{2\tau_{d1}^2} - \frac{\tau_{s2}^2}{2\tau_{d2}^2} + 2\alpha z\right) \\ &\times \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + 2qz), \end{aligned} \quad (15)$$

где $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = \kappa$. В случае фазового синхронизма ($\delta = 0$) и симметричного либо антисимметричного возбуждения световода параметр $\kappa = \pm 1$ и имеет место вырожденный однопарциальный режим, при котором, согласно (15), $|A_1|^2 = |A_2|^2$. На рис.1 приведена зависимость от пройденного по световоду расстояния квадрата модуля огибающих парциальных импульсов $|a_f|^2$ и волнового пакета $|A|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2$, полученная в отсутствие фазовой расстройки его модовых составляющих ($\delta = 0$), для антисимметричного ($\psi = -1$) и симметричного ($\psi = 1$) типов возбуждения световода. Параметры световода ($\sigma = 100 \text{ м}^{-1}$, $d_1 = d_2 = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 10^{-3} \text{ м}^{-1}$) подобраны таким образом, чтобы эффективная ДГС первого парциального импульса, отличного от нуля при $\psi = -1$ (см. рис.1,а), была равна нулю: $D_1 = 0$. При этом динамика парциального импульса в процессе распространения остается неизменной, а единый волновой пакет формируется двумя модами с одинаковыми огибающими, т. е. $|A_1| = |A_2|$. Интенсивность волнового пакета нарастает по мере его распространения при сохранении его длительности. В случае симметричного возбуждения световода ($\psi = 1$, см. рис.1,б) отличен от нуля второй импульс; при этом $D_2 > 0$, что определяет существенное расплывание как его самого, так и волнового пакета в целом.

При $\delta \neq 0$ возможна также вырожденная ситуация, когда единый волновой пакет представлен только одним парциальным импульсом. Это происходит при выполнении условия

$$\psi = -\frac{A}{2\sigma} - (-1)^f \frac{q}{\sigma}. \quad (16)$$

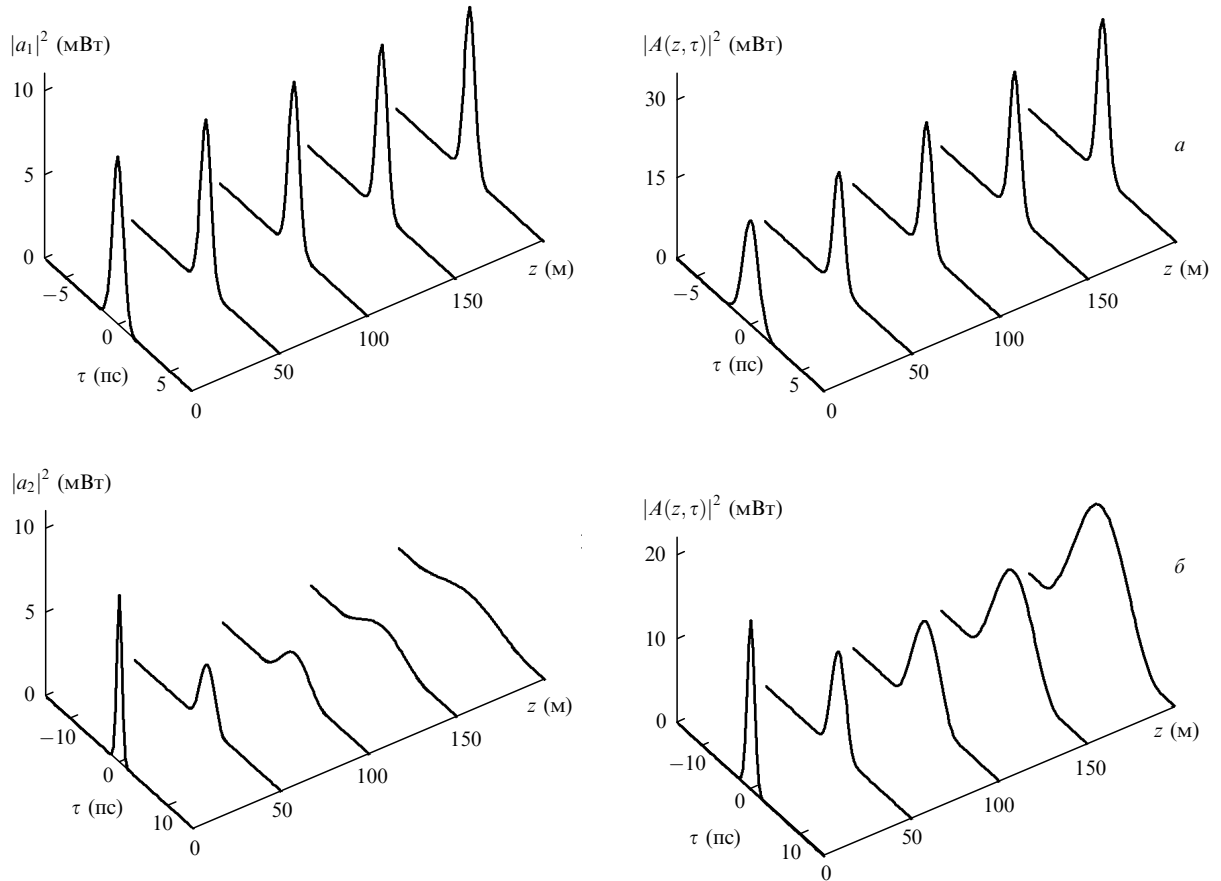


Рис.1. Динамика парциальных импульсов $|a_{1,2}(z, \tau)|^2$ и двухмодового волнового пакета $|A(z, \tau)|^2$ при фазовом синхронизме мод ($\delta = 0$) и антисимметричном ($\psi = -1$) (a) и симметричном ($\psi = 1$) (b) возбуждении световода.

В вырожденном случае динамика всего волнового пакета определяется дисперсионными параметрами только одного импульса. С точки зрения управления поведением импульса вырожденная ситуация представляет наибольший практический интерес. На рис.2 представлены зависимости $|a_f|^2$ и $|A|^2$ от координаты z для трех типов возбуждения световода ($\psi = -1, 0, 0.5$) и $\delta = 10$; остальные параметры те же, что и на рис.1. Видно, что в случае антисимметричного возбуждения световода ($\psi = -1$) реализуется однопарциальный режим с $a_1 \neq 0$ и $|A_1| = |A_2|$. Поскольку при выбранных параметрах для указанного случая эффективная ДГС очень мала ($D_1 = 3 \times 10^{-29} \text{ c}^2/\text{м}$), то парциальный импульс и волновой пакет в целом при распространении практически не деформируются, а лишь смещаются в сторону положительных τ , что связано с наличием фазовой расстройки δ . При одномодовом возбуждении световода ($\psi = 0$) реализуется двухпарциальный режим с $|a_{10}| = |a_{20}|$, а в дальнейшем происходит быстрое расплывание импульса a_2 , для которого $D_2 = 1.9 \times 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$, и незначительное уширение импульса a_1 , поскольку $D_1 \ll D_2$. При этом наблюдается разбегание импульсов, что связано с наличием их фазовой расстройки. Суммарный волновой пакет также разделяется на два разбегающихся импульса, один из которых практически не расплывается и усиливается, а другой расплывается существенно. В случае возбуждения световода с $\psi = 0.5$ на входе имеются два парциальных импульса разной амплитуды, разбегающиеся по мере распространения. Динамика волнового пакета в этом случае аналогична динамике импульса.

5. Сверхсветовые связанные волны

Исследуем теперь возможность достижения максимумом огибающей волнового пакета скоростей, большей скорости света c в вакууме. Из выражения (10) для амплитуды ρ_f может быть получено общее выражение для скорости максимума огибающей соответствующего парциального импульса в световоде с различными коэффициентами усиления в отдельных каналах:

$$u_f = \frac{u}{1 - (-1)^f u (S_f K'' + K')} \tag{17}$$

Согласно (17), ситуация, когда $u_f > c$, реализуется для одного из импульсов при выполнении неравенства $(-1)^f u (S_f K'' + K') > 0$. Для простоты проанализируем случай, когда дисперсионными параметрами второго и более высокого порядков можно пренебречь. Подобного рода ситуация реализуется для импульсов с $\tau_d \geq 10^{-9} \text{ с}$. При этом с высокой степенью точности можно считать, что $S_1 = S_2 = \alpha_0 \tau_0^2$. Предположим также, что $\delta \simeq 0$ (т.е. $K' = 0$), а $\alpha_1 \neq \alpha_2$. Тогда выражение (17) для минимальной скорости импульса примет вид

$$u_{mf} = u \left\{ 1 + (-1)^f \frac{u_2 - u_1}{u_2 + u_1} \frac{(\alpha_2 - \alpha_1) \alpha_0 \tau_0^2}{[4|\sigma|^2 - (\alpha_2 - \alpha_1)^2]^{1/2}} \right\}^{-1}, \tag{18}$$

откуда следует, что в рассматриваемом случае сверхсветовой режим распространения для одного из импульсов возможен, если $(-1)^f \alpha_0 (u_2 - u_1) (\alpha_2 - \alpha_1) < 0$. Как пра-

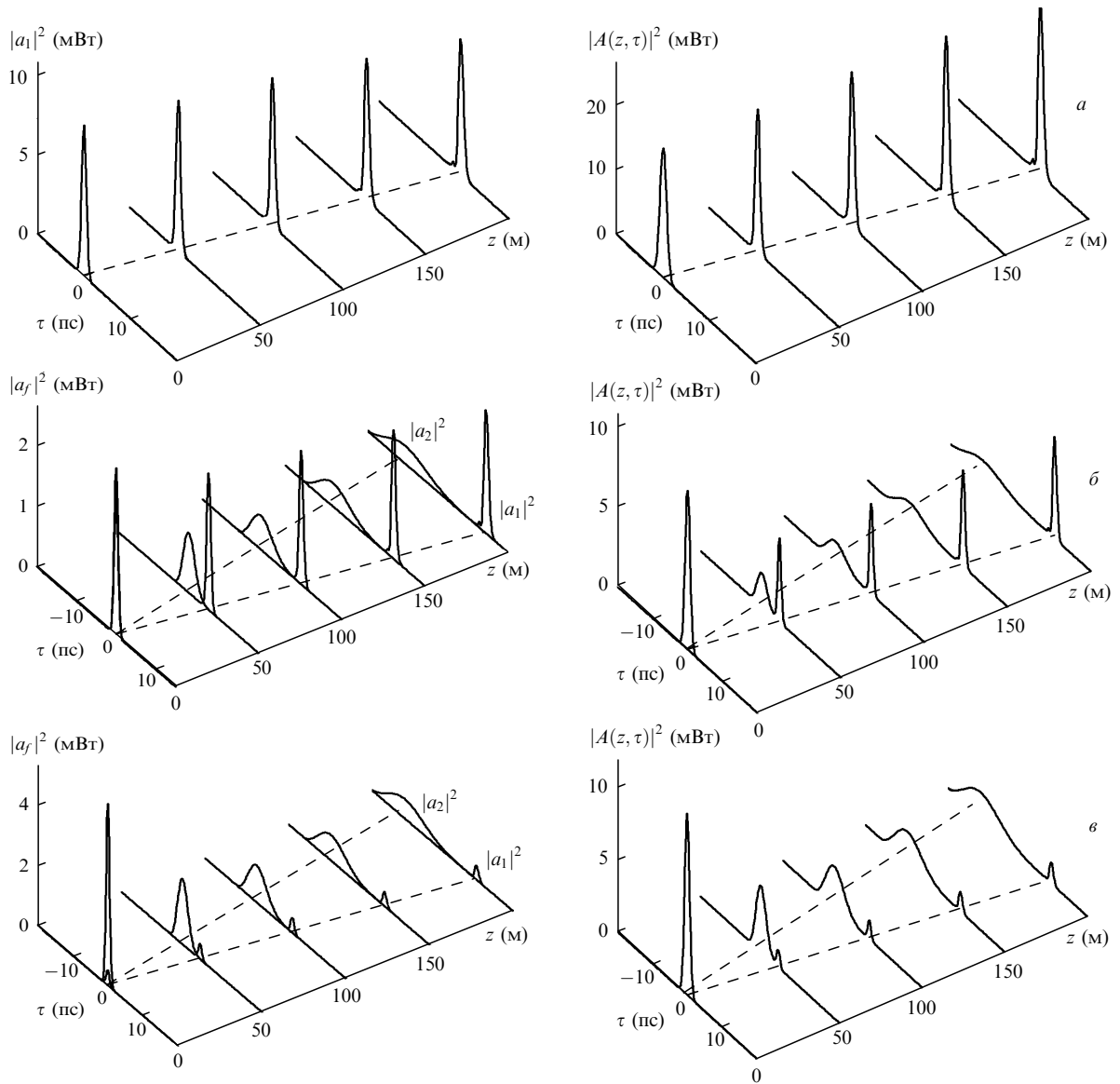


Рис.2. Динамика парциальных импульсов и волнового пакета при отстройке от фазового синхронизма ($\delta = 10$) и различных типах возбуждения: $\psi = -1$ (а), 0 (б) и 0.5 (е).

вило, при $\alpha_j > \alpha_{3-j}$ имеет место $u_j < u_{3-j}$, и можно считать, что $(u_2 - u_1)(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$. Следовательно, условием сверхсветового режима в большинстве случаев является неравенство $(-1)^f \alpha_0 > 0$, т.е. для максимума огибающей первого парциального импульса этот режим может быть реализован при $\alpha_0 < 0$, а для второго – при $\alpha_0 > 0$.

При параметрах световода и волнового пакета $\alpha_1 \simeq 0$, $\alpha_2 \simeq 1 \text{ м}^{-1}$, $|\sigma| \simeq 100 \text{ м}^{-1}$, $u_1 \simeq 0.9c$, $u_2 \simeq 0.8c$, $\tau_0 \simeq 10^{-9} \text{ с}$ режим сверхсветовой скорости для первого импульса возможен, если $\alpha_0 < 0$ и лежит в интервале $5.2 \times 10^{20} \text{ с}^{-2} \leq |\alpha_0| \leq 3.4 \times 10^{21} \text{ с}^{-2}$. Если же $\alpha_0 > 0$, то при тех же условиях возможна реализация сверхсветового режима распространения для второго импульса. Интересно, что в случае $|\alpha_0| \tau_0^2 \geq 3400$ скорость максимума огибающей одного из импульсов может стать отрицательной (для первого – при $\alpha_0 < 0$, а для второго – при $\alpha_0 > 0$). Достижение максимумом огибающей парциального импульса сверхсветовых скоростей в активных средах не противоречит выводам теории относительности о предельной скорости распространения сигнала, поскольку оно не связано с переносом энергии с указанной скоростью, а представляет собой переформирование волнового пакета в

результате усиления, более существенного на его переднем фронте [12].

При выполнении условия (16) в рассматриваемой системе связанных световодов распространяется только один импульс, поэтому можно реализовать ситуацию, при которой в одном из каналов распространяется только сверхсветовой импульс. Скорость максимума огибающей отдельного парциального импульса, а при вырожденном режиме – всей моды, может оказаться также отрицательной ($u_{mf} < 0$). В этом случае максимум волнового пакета образуется в самом начале импульса и смещается в сторону, противоположную направлению распространения. Подобного рода ситуация для активной среды экспериментально наблюдалась в работе [24].

Интересно, что при $\alpha_1 = \alpha_2$ и $\delta \neq 0$, скорости максимумов огибающих импульсов, согласно (17), определяются соотношением

$$u_{mf} = 2u_1u_2 \left[u_1 + u_2 + (-1)^f \frac{\delta(u_2 - u_1)}{(4|\sigma|^2 + \delta^2)^{1/2}} \right]^{-1}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что скорость любого из парциальных импульсов в этом случае не может превышать скорости света в вакууме или быть отрицательной. При этом скорости u_{mf} уже не зависят от начальной частотной модуляции и остаются различными для каждого из импульсов.

Проведенный анализ показывает, что в активных световодах с асимметрией коэффициентов усиления в каналах распространения единый волновой пакет распадается на автономные импульсы, дисперсионные параметры которых зависят как от параметров каждого из связанных световодов, так и от условий ввода в них излучения. Таким образом, изменяя условия возбуждения световода, можно эффективно управлять дисперсионными параметрами импульсов и, как следствие, динамикой (длительностью, скоростью максимума огибающей, частотной модуляцией и т. д.) волнового пакета в целом.

1. Майер А.А. *УФН*, **165**, 1037 (1995).
2. Абдуллаев Ф.Х. *ЖТФ*, **68**, 1 (1998).
3. Усиевич Б.А., Сычугов В.А., Нурлигареев Д.Х. и др. *Квантовая электроника*, **34** (4), 371 (2004).
4. Нурлигареев Д.Х., Голант К.М., Сычугов В.А., Усиевич Б.А. *Квантовая электроника*, **35** (10), 917 (2005); Усиевич Б.А., Нурлигареев Д.Х., Сычугов В.А., Голант К.М. *Квантовая электроника*, **35** (6), 554 (2005).
5. Авруцкий И.А., Дианов Е.М., Звонков Б.Н. и др. *Квантовая электроника*, **24** (2), 123 (1997).
6. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г. и др. *Квантовая электроника*, **35** (12), 1085 (2005).
7. Иванов О.В., Никитов С.А., Гуляев Ю.В. *УФН*, **176**, 175 (2006).
8. Biswas A. *Opt. Quantum Electron.*, **35**, 221 (2003).
9. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам* (М.: Физматлит, 2005).
10. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **86**, 737 (1999).
11. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **27** (3), 273 (1999).
12. Ораевский А.Н. *УФН*, **168**, 1311 (1998).
13. Курицки Г., Кожекин А.Е., Кофман А.Г., Блаубор М. *Оптика и спектроскопия*, **87**, 551 (1999).
14. Zamboni M., Fontana F., Recami E. *Phys. Rev. E*, **67** (3), 036620 (2003).
15. Kuzmich A., Dogariu A., Wang L.J., Milonni P.W., Chiao R.Y. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3925 (2001).
16. Сазонов С.В. *УФН*, **171**, 663 (2001).
17. Brunner N., Scarani V., Wegmuller M., Legre M., Gisin N. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (20), 203902 (2004).
18. Sahrai M., Tajalli N., Kapale K., Suhail Zubairy M. *Phys. Rev. A*, **70** (2), 023813 (2004).
19. Разанов Н. *УФН*, **175** (2), 163 (2005).
20. Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1969).
21. Вайнштейн Л.А. *УФН*, **118** (2), 339 (1976).
22. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **34** (9), 852 (2004).
23. Золотов А.В., Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Письма в ЖТФ*, **27**, 22 (2001).
24. Акульшин А.М., Чиммино А., Опат Д.И. *Квантовая электроника*, **32** (7), 567 (2002).