

УДК 535.03:519.06

ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ДВУХ СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДАХ В ПЛОСКОМ КВАДРАТИЧНО-НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ

© 2023 г. А. А. Калинович^{1, *}, И. Г. Захарова^{1, 2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Университет МГУ-ППИ в Шэньчжэне, Шэньчжэнь, Китайская Народная Республика

*E-mail: kalinovich@gmail.com

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Исследована возможность формирования пространственно-временных солитонов (оптических пульс) в связанных квадратично-нелинейных градиентных волноводах в диапазоне нормальной дисперсии групповой скорости. Продемонстрирована генерация оптических пульс при распространении сигнала с начальной гауссовой формой, как на обеих частотах, так и только на основной частоте.

DOI: 10.31857/S0367676523702939, EDN: QUKZOQ

ВВЕДЕНИЕ

Оптические солитоны в квадратично нелинейных средах были впервые теоретически получены в [1]. Поскольку устойчивые солитонные режимы в квадратичных оптических средах формируются при меньших интенсивностях, чем в средах с кубической нелинейностью, двухцветные пространственно-временные солитоны (световые пули) при квадратичной нелинейности вызывают большой интерес исследователей [2]. В настоящем исследовании мы рассматриваем многомерные многокомпонентные квадратичные солитоны, которые интенсивно изучаются, в частности, потому что, в отличие от многомерных кубических солитонов, многомерные солитоны в квадратичной среде могут быть устойчивыми [2, 3].

Световые пули довольно подробно изучались как теоретически, так и экспериментально (см., например, [2, 4, 5]). Известно, что такие солитоны устойчивы в однородных квадратичных средах в диапазоне аномальной дисперсии групповой скорости. Однако, возможно формирование световых пульс при нормальной дисперсии в градиентной нелинейной среде в режиме самофокусировки [6]. В работе [7] с помощью метода усредненного Лагранжиана аналитически получены световые пули в однородной квадратично нелинейной среде и аналитически и численно показана возможность их устойчивого распространения при аномальной дисперсии. При расширении диапазона частот, включая также нормальную дисперсию, можно

получить пространственно-временные солитонные структуры в средах с пространственной неоднородностью – градиентных волноводах [8]. С помощью численного моделирования в [8] также продемонстрировано возникновение солитоноподобных режимов распространения даже, если волновод вводится только на основной частоте. Важно, что в [8] рассматривались планарные градиентные волноводы с одним центром на каждой частоте.

Суммируя сказанное выше, отметим, что оптические солитоны и их применение широко исследуются в последнее время (см. также [9–13]).

В настоящей работе мы продолжаем исследование [8], изучая формирование и распространение двухцветных световых пульс в связанных планарных градиентных волноводах, как на основной, так и на удвоенной частотах.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Мы используем описание процесса генерации второй оптической гармоники в квазиоптическом приближении. Для представления геометрии волновода мы записываем линейную частотную восприимчивость $\chi_{\omega}(r)$ в виде $\chi_{\omega}(r) = \chi_{\omega}^{(0)} [1 + f_{\omega}(r)]$, где r – радиус-вектор, перпендикулярный центральной оси волновода, $\chi_{\omega}^{(0)}$ – линейная восприимчивость среды в одном из центров поперечного сечения волновода, безразмерная функция $f_{\omega}(r)$ описывает профиль волновода. Таким образом,

следуя [8], в случае планарного волновода мы приходим к системе связанных уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{\beta_{\omega}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - \alpha_{\omega} A_1 A_2 e^{i(2k_1 - k_2)z} &= \\ &= \omega g_1(x) A_1 + \frac{c}{2n_{\omega}^{(0)} \omega} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2}, \\ i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{\beta_{2\omega}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \alpha_{2\omega} A_1^2 e^{-i(2k_1 - k_2)z} &= \\ &= 2\omega g_2(x) A_2 + \frac{c}{4n_{2\omega}^{(0)} \omega} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнениях (1) $A_{1,2}$ – медленно меняющиеся комплексные амплитуды гармоник, $\tau = t - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{v_g^{(\omega)}} + \frac{1}{v_g^{(2\omega)}} \right) t$ – время, $v_g^{(\omega)}$ и $v_g^{(2\omega)}$ – линейные групповые скорости на основной ω и удвоенной 2ω частотах в центре волновода, причем $|v_g^{(2\omega)} - v_g^{(\omega)}| \ll v_g^{(2\omega)}, v_g^{(\omega)}$. В дальнейшем мы считаем, что групповые скорости гармоник совпадают $v_g^{(\omega)} = v_g^{(2\omega)} = v_g$.

$$g_1(x) = \frac{n_{\omega}^{(0)2} - 1}{2cn_{\omega}^{(0)}} f_{\omega}(x), \quad g_2(x) = \frac{n_{2\omega}^{(0)2} - 1}{2cn_{2\omega}^{(0)}} f_{2\omega}(x),$$

$f_{\omega}(x)$ и $f_{2\omega}(x)$ – безразмерные функции, описывающие профили волноводов. $k_1 = k(\omega)$ и $k_2 = k(2\omega)$ – волновые числа для основной и удвоенной частот. β_{ω} и $\beta_{2\omega}$ – параметры дисперсии групповой скорости в центре волновода, $n_{\omega}^{(0)}$ и $n_{2\omega}^{(0)}$ – показатели преломления гармоник, c – скорость света в вакууме, $\alpha_{\omega} = \frac{2\pi\omega}{cn_{\omega}^{(0)}} \chi^{(2)}(2\omega, -\omega)$, $\alpha_{2\omega} = \frac{4\pi\omega}{cn_{2\omega}^{(0)}} \chi^{(2)}(\omega, \omega)$, $\chi^{(2)}(2\omega, -\omega)$ и $\chi^{(2)}(\omega, \omega)$ – коэффициенты нелинейной восприимчивости второго порядка в центре волновода. Первые два слагаемых в правых частях обоих уравнений (1) описывают поперечную неоднородность (волновода) на фазовой и групповой скорости гармоник. Показатели преломления $n_{\omega, 2\omega}^{(0)}$ выражаются через функции профиля волновода $n_{\omega, 2\omega}^{(0)}(x) = 1 + (n_{\omega, 2\omega}^{(0)2} - 1)(1 + f_{\omega, 2\omega}(x))$.

Для проведения численного моделирования (1) мы вводим безразмерные параметры $A_{1,2} = \bar{A}_{1,2} A_{in}$, $z = \bar{z} l_{nl}$, $x = \bar{x} R_{in}$, $\tau = \bar{\tau} \tau_{in}$, $\Delta \bar{k} = \Delta k l_{nl}$, $\Delta k = 2k_1 - k_2$, $l_{nl} = (\alpha_{\omega} A_{in})^{-1}$, $a_{\omega, 2\omega} = R_{in} \bar{a}_{\omega, 2\omega}$. A_{in} – пиковое значение входной амплитуды излучения основной гармоники, R_{in} и τ_{in} – начальные ширины оптического сигнала по пространству и по времени. Чтобы записать уравнения систе-

мы (1) в безразмерном виде, мы вводим также следующий набор параметров: $D_{q1} = \frac{2\pi\omega l_{nl}}{cn_{\omega}^{(0)} a_{\omega}^{(0)}} \chi_{\omega}^{(0)}$, $D_{q2} = \frac{4\pi\omega l_{nl}}{cn_{2\omega}^{(0)} a_{2\omega}^{(0)}} \chi_{2\omega}^{(0)}$, $D_{\tau 1} = \frac{\beta_{\omega} l_{nl}}{2\tau_{in}^2}$, $D_{\tau 2} = \frac{\beta_{2\omega} l_{nl}}{2\tau_{in}^2}$, $D_{x1} = \frac{cl_{nl}}{2\omega n_{\omega}^{(0)} R_{in}^2}$, $D_{x2} = \frac{cl_{nl}}{4\omega n_{2\omega}^{(0)} R_{in}^2}$, $\gamma = \alpha_{2\omega} / \alpha_{\omega}$. В результате имеем

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \bar{A}_1}{\partial \bar{z}} &= D_{q1} p_1(\bar{x}) \bar{A}_1 - D_{\tau 1} \frac{\partial^2 \bar{A}_1}{\partial \bar{\tau}^2} + \\ &+ \bar{A}_1 \bar{A}_2 e^{i\Delta \bar{k} \bar{z}} + D_{x1} \frac{\partial^2 \bar{A}_1}{\partial \bar{x}^2}, \\ i \frac{\partial \bar{A}_2}{\partial \bar{z}} &= D_{q2} p_2(\bar{x}) \bar{A}_2 - D_{\tau 2} \frac{\partial^2 \bar{A}_2}{\partial \bar{\tau}^2} + \\ &+ \gamma \bar{A}_1^2 e^{-i\Delta \bar{k} \bar{z}} + D_{x2} \frac{\partial^2 \bar{A}_2}{\partial \bar{x}^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

В дальнейшем мы будем использовать обозначения безразмерных переменных без черты над ними.

В ходе вычислений на левую границу среды подается сигнал следующего вида:

$$\begin{aligned} A_1(z=0) &= E_{11} \exp(-(x - x_w)^2 - (\tau - \tau_{10})^2 + i\phi_{11}) + \\ &+ E_{12} \exp(-(x + x_w)^2 - (\tau - \tau_{20})^2 + i\phi_{12}), \\ A_2(z=0) &= E_{21} \exp(-(x - x_w)^2 - (\tau - \tau_{10})^2 + i\phi_{21}) + \\ &+ E_{22} \exp(-(x + x_w)^2 - (\tau - \tau_{20})^2 + i\phi_{22}), \end{aligned} \quad (3)$$

где x_w – безразмерная координата центра волновода, E_{11} и E_{12} – начальные амплитуды на основной частоте в правом и левом волноводах, E_{21} и E_{22} – начальные амплитуды на второй гармонике в правом и левом волноводах, τ_{10} и τ_{20} – начальные временные сдвиги, ϕ_{11} , ϕ_{12} , ϕ_{21} , ϕ_{22} – начальные сдвиги фаз. Функция профиля волноводов имеет вид:

$$\begin{aligned} p_{1,2} &= a_{\omega, 2\omega}^{-2} \left[1 - \exp\left(-\frac{(x - x_w)^2}{a_{\omega, 2\omega}^2}\right) - \right. \\ &\left. - \exp\left(-\frac{(x + x_w)^2}{a_{\omega, 2\omega}^2}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

При такой волноводной функции показатели преломления имеют минимумы вблизи $x = \pm x_w$. Оптический пучок удерживается вблизи центра волновода, однако его хвостовые части проникают в зону между волноводами. За счет этого осуществляется взаимодействие между пучками в разных волноводах. Характерная ширина волноводов равна $a_{\omega, 2\omega}$.

При нулевых граничных условиях по поперечному направлению x система (2) имеет следующую

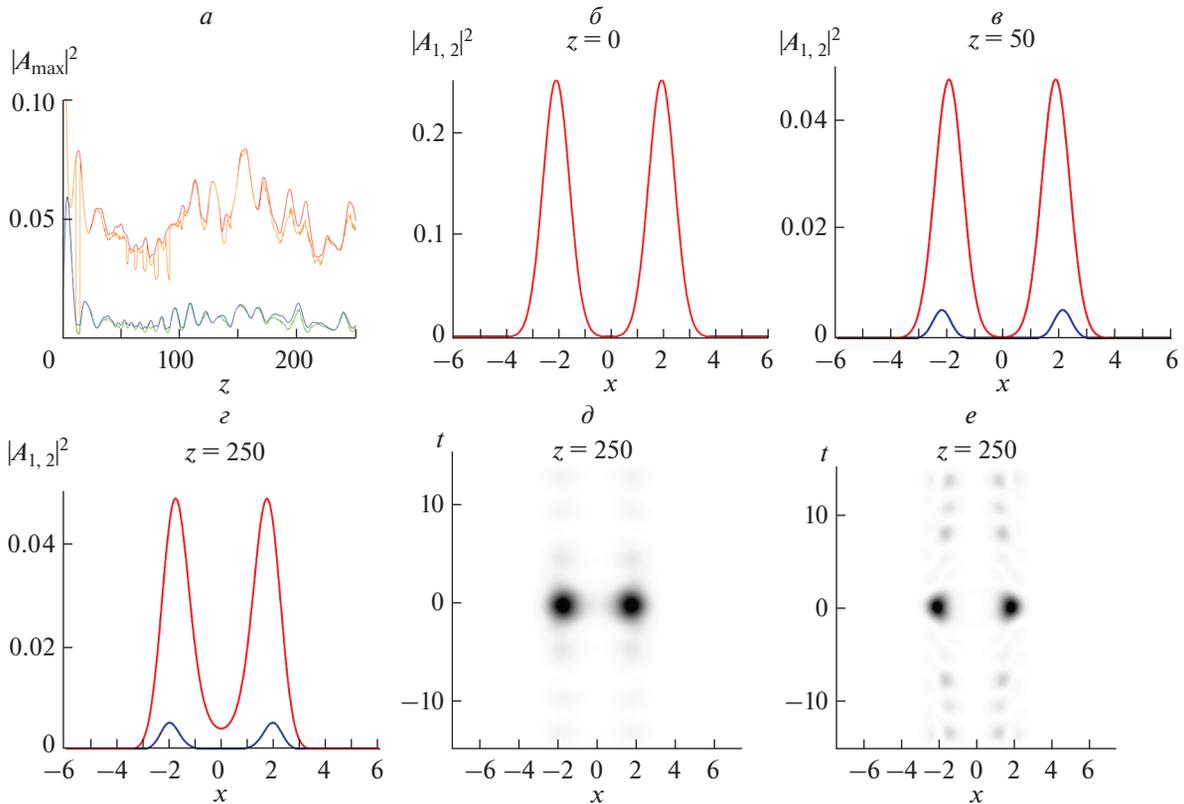


Рис. 1. Генерация пары связанных солитонов синхронными ($\tau_{10} = \tau_{20} = 0$) синфазными ($\phi_{11} = \phi_{12} = 0$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5, E_{12} = 0.5, E_{21} = 0, E_{22} = 0$. Пиковые интенсивности (а) основной частоты (красный и оранжевый для левого и правого волноводов соответственно) и второй гармоники (синий и зеленый для левого и правого волноводов соответственно). Поперечные профили пучков при $\tau = 0$ основной частоты (красный) и второй гармоники (синий) для $z = 0$ (б), $z = 50$ (в), $z = 250$ (е). Распределение амплитуды основной частоты (д) и второй гармоники (е) при $z = 250$. Параметры волновода $x_w = 2, a_w = a_{2w} = 2, D_{q1} = 10, D_{q2} = 10$. Коэффициенты дифракции $D_{x1} = 0.1, D_{x2} = 0.05$, коэффициенты дисперсии $D_{\tau1} = 0.05, D_{\tau2} = 0.1$, коэффициент нелинейности $\gamma = 0.5$.

щие интегралы движения (сохранение энергии и изменение фаз гармоник) [8]:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \int \int_{-\infty}^{\infty} dx d\tau (\gamma |A_1|^2 + |A_2|^2), \\
 I_3 &= \int \int_{-\infty}^{\infty} dx d\tau \{-2\gamma |A_1^2 A_2| \cos(2\phi_1 - \phi_2) + \\
 &+ \Delta k |A_2|^2 + 2\gamma D_{x1} \left| \frac{\partial A_1}{\partial x} \right|^2 + D_{x2} \left| \frac{\partial A_2}{\partial x} \right|^2 - 2\gamma D_{\tau1} \left| \frac{\partial A_1}{\partial \tau} \right|^2 - \\
 &- D_{\tau2} \left| \frac{\partial A_2}{\partial \tau} \right|^2 - 2\gamma D_{q1} p_1(x) |A_1|^2 - D_{q2} p_2(x) |A_2|^2\}
 \end{aligned} \tag{5}$$

$\phi_{1,2}$ — фазы гармоник.

Мы проводим расчеты на основе (2)–(3), используя численный метод, описанный в [8]. Важно, что этот метод гарантирует сохранение интегралов (5), которые контролируются в процессе вычислений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Проведено численное моделирование системы (2) с учетом начальных условий (3) и волнового профиля формы (4). При этом рассматривался режим генерации, когда на вход подается либо только гауссов пучок основной частоты ($E_{21} = 0, E_{22} = 0$), либо одновременно гауссовы пучки основной частоты и второй гармоники. Стоит отметить, что подача одновременно двух-частотного сигнала не задает сразу солитон в волноводе, поскольку он имеет более сложный амплитудный и фазовый профиль. Устойчивое состояние формируется уже в процессе распространения, хотя и несколько эффективнее, чем при генерации только пучком основной частоты. В расчетах пучки в разных волноводах могли иметь как одинаковую начальную фазу ($\phi_{11} = \phi_{12} = 0$), так и различные фазы. Кроме того, между пучками в разных волноводах мог быть временной сдвиг, когда $\tau_{10} \neq \tau_{20}$.

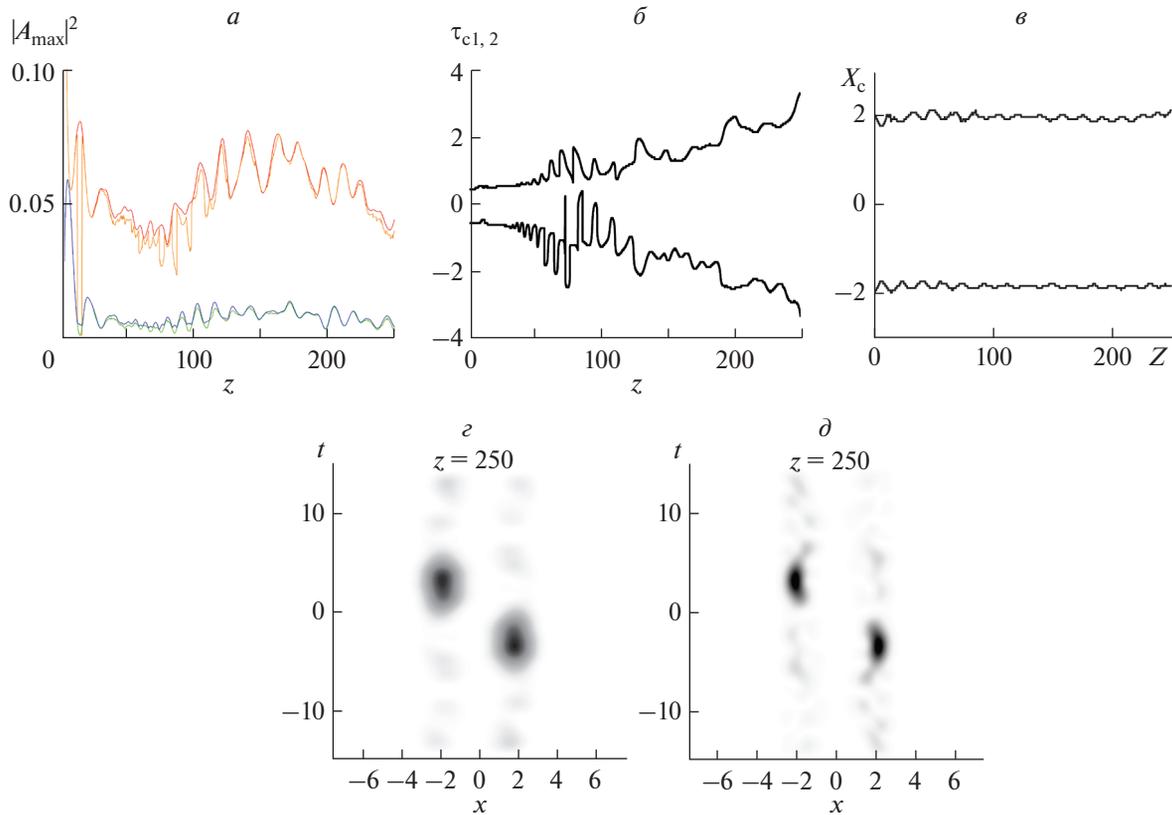


Рис. 2. Генерация пары связанных солитонов несинхронными ($\tau_{10} = 0.5$, $\tau_{20} = -0.5$) синфазными ($\varphi_{11} = \varphi_{12} = 0$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5$, $E_{12} = 0.5$, $E_{21} = 0$, $E_{22} = 0$. Пиковые интенсивности (а) основной частоты (красный и оранжевый для левого и правого волноводов соответственно) и второй гармоники (синий и зеленый для левого и правого волноводов соответственно). Временные (б) и пространственные (в) координаты центров пучков в волноводах. Распределение амплитуды основной частоты (д) и второй гармоники (е) при $z = 250$. Параметры волновода $x_w = 2$, $a_\omega = a_{2\omega} = 2$, $D_{q1} = 10$, $D_{q2} = 10$. Коэффициенты дифракции $D_{x1} = 0.1$, $D_{x2} = 0.05$, коэффициенты дисперсии $D_{\tau1} = 0.05$, $D_{\tau2} = 0.1$, коэффициент нелинейности $\gamma = 0.5$.

В расчетах использовались следующие параметры волновода: $x_w = 2$, $a_\omega = a_{2\omega} = 2$, $D_{q1} = 10$, $D_{q2} = 10$. Коэффициенты дифракции принимались равными $D_{x1} = 0.1$, $D_{x2} = 0.05$. Дисперсию положили равной $D_{\tau1} = 0.05$, $D_{\tau2} = 0.1$, что соответствует диапазону нормальной дисперсии ($D_{\tau1,2} > 0$). Коэффициент нелинейности положили равным $\gamma = 0.5$, расстройку фазовых скоростей $\Delta k = 0$.

На рис. 1 приведены результаты моделирования в случае генерации синхронными ($\tau_{10} = \tau_{20} = 0$) синфазными ($\varphi_{11} = \varphi_{12} = 0$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5$, $E_{12} = 0.5$, $E_{21} = 0$, $E_{22} = 0$. Начальные параметры пучков в правом и левом волноводах совпадают, поэтому возникающее решение симметрично относительно центра координат. На рис. 1а приведены пиковые интенсивности пучков основной частоты и второй гармоники в правом и левом волноводе. На начальном этапе происходит генерация второй гармоники, ее ин-

тенсивность возрастает. Затем формируются солитоноподобные осциллирующие пучки в правом и левом волноводах. На рис. 1б–1г показаны амплитудные профили основной частоты и второй гармоники при $\tau = 0$ для $z = 0$, $z = 50$, $z = 250$ соответственно. Можно видеть, что при $z = 250$ амплитуда пучка основной частоты между волноводами существенно отличается от нуля, что говорит о том, что пучки в волноводах взаимодействуют между собой. На рис. 1д и 1е приведено распределение интенсивностей при $z = 250$ по времени и поперечной координате основной частоты и второй гармоники соответственно. Можно выделить солитоноподобные пучки вблизи $\tau = 0$ и $x = \pm 2$. Однако, кроме этого, можно отметить, что часть энергии находится в волноводах при других значениях τ . Из графика зависимости интенсивности видно, что пиковая интенсивность осциллирует. Возникшее решение не является точным солитоном, его параметры меняются со временем. В процессе этих изменений неболь-

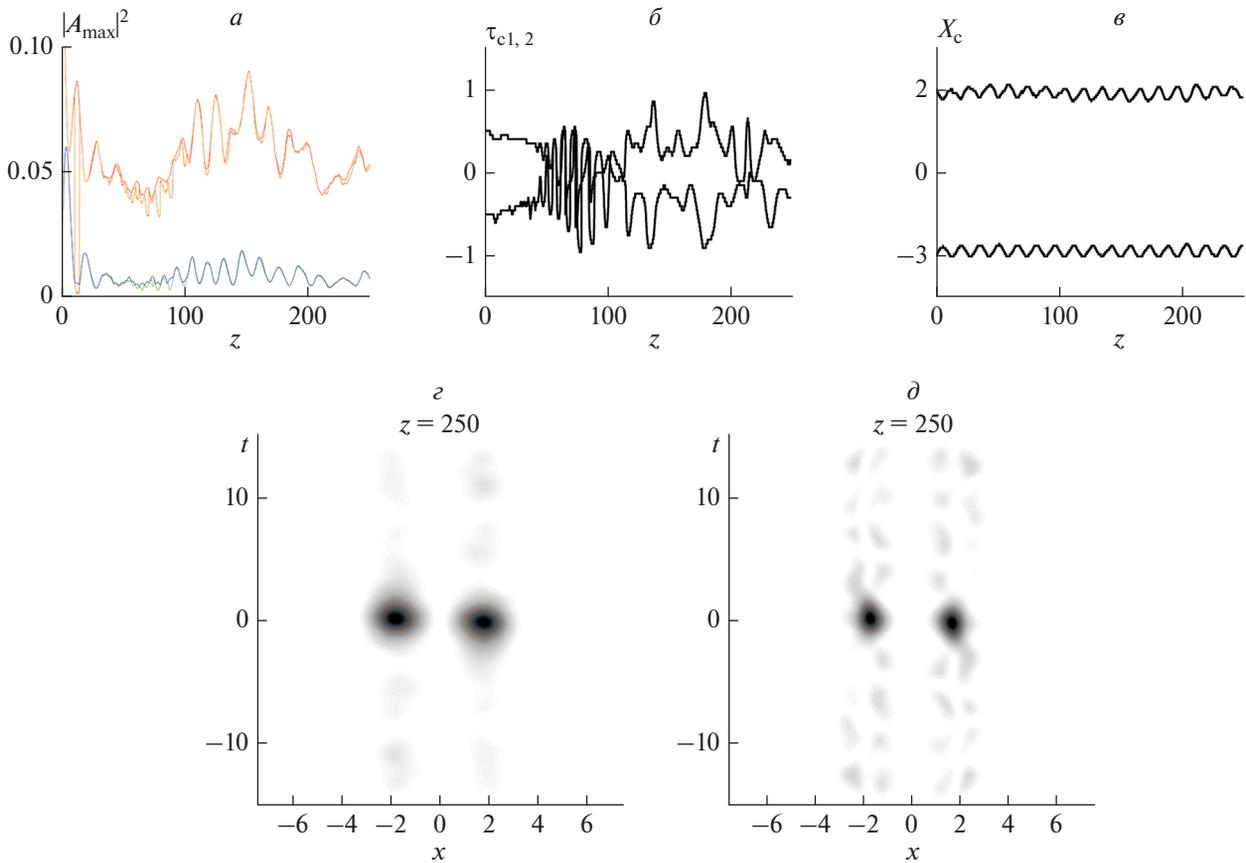


Рис. 3. Генерация пары связанных солитонов несинхронными ($\tau_{10} = 0.5$, $\tau_{20} = -0.5$) противофазными ($\varphi_{11} = 0$, $\varphi_{12} = \varphi_{22} = \varphi_{21} = \pi$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5$, $E_{12} = 0.5$ и второй гармоники $E_{21} = 0.25$, $E_{22} = 0.25$. Аналогично рис. 2.

шая часть энергии отходит от основного пучка, но его интенсивность уменьшается незначительно. В данном случае можно говорить о солитоноподобном решении.

На рис. 2 приведены результаты расчета при генерации несинхронными ($\tau_{10} = 0.5$, $\tau_{20} = -0.5$) синфазными ($\varphi_{11} = \varphi_{12} = 0$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5$, $E_{12} = 0.5$, $E_{21} = 0$, $E_{22} = 0$. В отличие от предыдущего случая, существует начальный временной сдвиг между пучками. Графики интенсивностей, приведенные на рис. 2а аналогичны предыдущему случаю. На рис. 2б и 2в приведены соответственно временные и пространственные координаты максимумов интенсивности в правом и левом волноводах. Поперечные координаты максимумов испытывают небольшие осцилляции, но сильно не отклоняются от центров волноводов. Временные координаты максимумов также испытывают осцилляции, но в целом они отдаляются от $\tau = 0$. Это говорит о том, что пучки в волноводах взаимно отталкиваются. Тот, что прошел раньше, начинает двигаться быстрее, а тот, что позже, медленнее. Распределение интенсивностей при $z = 250$ основной частоты

и второй гармоники на рис. 2г и 2д соответственно подтверждают сделанный вывод.

На рис. 3 приведены результаты расчета генерации солитонов несинхронными ($\tau_{10} = 0.5$, $\tau_{20} = -0.5$) противофазными ($\varphi_{11} = 0$, $\varphi_{12} = \varphi_{22} = \varphi_{21} = \pi$) пучками основной частоты $E_{11} = 0.5$, $E_{12} = 0.5$ и второй гармоники $E_{21} = 0.25$, $E_{22} = 0.25$. Структура рисунка аналогична рис. 2. Динамика пиковой интенсивности показывает, что начальный сигнал гауссовой формы на основной и удвоенной частоте заметно отличается от солитонного. В результате на раннем этапе происходит ряд осцилляций, при которых в волноводах формируются солитоноподобные пучки, аналогичные предыдущему случаю. В целом интенсивность возникающих солитонов несколько выше, за счет того, что изначально присутствующая вторая гармоника удерживает пучок основной частоты от расплывания. Это также подтверждается распределением амплитуды при $z = 250$ (рис. 3г и 3д). По сравнению с предыдущим случаем интенсивность отделившихся от основного пучка частей заметно меньше.

Динамика поперечной координаты максимумов интенсивности аналогична предыдущему случаю, они испытывают небольшие осцилляции вблизи центров волноводов. Временные координаты максимумов, в отличие от предыдущего случая не удаляются друг от друга, а осциллируют вблизи и несколько притягиваются. Это говорит о том, что изначально противофазные пучки обладают притяжением друг к другу, то есть сигнал, запущенный раньше, начинает двигаться медленнее, а более поздний сигнал — быстрее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрено формирование и распространение пространственно-временных солитонов в паре связанных оптических волноводов в плоском квадратично-нелинейном кристалле. Показано, что такие солитоны могут существовать в диапазоне нормальной дисперсии групповой скорости, тогда как в отсутствие волноводов это невозможно. С помощью численного моделирования получено, что синфазные солитоны отталкиваются, а противофазные — притягиваются. За счет этого групповая скорость солитонов в каждом волноводе может меняться в зависимости от наличия солитона в другом волноводе и разнице фаз между ними.

Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета “Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карамзин Ю.Ф., Сухоруков А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 8. С. 734.
2. Kivshar Y.S., Agrawal G. Optical solitons: from fibers to photonic crystals. Academic press, 2003. 540 p.
3. Manassah J.T. // Opt. Lett. 1992. V.17. P. 1259.
4. Skryabin D.V., Firth W.J. // Opt. Commun. 1998. V. 148. P. 79.
5. Malomed B.A., Drummond P., He H. et al. // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4725.
6. Raghavan S., Agrawal G.P. // Opt. Commun. 2000. V. 180. P. 377.
7. Sazonov S.V., Mamaikin M.S., Komissarova M.V., Zakharova I.G. // Phys. Rev. E. 2017. V. 96. Art. No. 022208.
8. Kalinovich A.A., Komissarova M.V., Sazonov S.V., Zakharova I.G. // PLoS ONE. 2019. V. 14. No. 8. Art. No. e0220840.
9. Сазонов С.В. // Опт. и спектроск. 2022. Т. 130. № 12. С. 1846; Sazonov S.V. // Opt. Spectrosc. 2022. V. 130. No. 10. P. 549.
10. Сазонов С.В., Комиссарова М.В. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 6. С. 355; Sazonov S.V., Komissarova M.V. // JETP Lett. 2020. V. 111. No. 6. P. 320.
11. Калинович А.А., Захарова И.Г., Комиссарова М.В., Сазонов С.В. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. Т. 86. № 1. С. 25; Kalinovich A.A., Zakharova I.G., Komissarova M.V., Sazonov S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 1. P. 9.
12. Петров В.М., Шамрай А.В., Ильичев И.В. и др. // Фотоника. 2020. Т. 14. № 5. С. 414; Petrov V.M., Shamray A.V., Ilyichev I.V. et al. // Photonics Russ. 2020. V. 14. No. 7. P. 414.
13. Гарнаева Г.И., Неведьев Л.А., Низамова Э.И. // Журн. прикл. спектроск. 2022. Т. 89. № 4. С. 562; Garnaeva G.I., Nefediev L. A., Nizamova E.I. // J. Appl. Spectrosc. 2022. V. 89. No. 4. P. 726.

Optical solitons in two coupled waveguides in a planar quadratically nonlinear crystal

A. A. Kalinovich^{a, *}, I. G. Zakharova^{a, b}

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^bMSU-BIT University, Shenzhen, 518172 China

*e-mail: kalinovich@gmail.com

The possibility of the formation of spatial-temporal solitons (optical bullets) in coupled quadratically nonlinear gradient waveguides in the range of normal dispersion of the group velocity is investigated. The generation of optical bullets by as well an initial Gaussian beam is demonstrated at both frequencies and only at the fundamental frequency.