ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 1, с. 28–31

УДК 535.03:519.06

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА НА ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЛЬ

© 2019 г. С. В. Сазонов[1, 2, *], А. А. Калинович[1], Б. Д. Соболев[1], М. В. Комиссарова[1], И. Г. Захарова[1]

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

[2]Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*E-mail: sazonov.sergey@gmail.com

Исследуется формирование оптических пуль при распространении световых пучков-импульсов в планарном волноводе с квадратичной нелинейностью. Рассмотрены случаи неограниченного волновода с квадратичным профилем изменения показателя преломления и волновода с насыщением.

DOI: 10.1134/S0367676519010228

ВВЕДЕНИЕ

Двух- и трехкомпонентные солитоны в среде с квадратичной нелинейностью исследуются с 1974 года, когда впервые была продемонстрирована возможность их существования [1]. Первые работы касались случаев $(1 + 1)\,D$. Притягательность многокомпонентных многомерных солитонов при квадратичной нелинейности связана с их устойчивостью и более низким порогом возбуждения по сравнению с солитонами при кубической нелинейности [2].

Устойчивость световых пучков при квадратичной нелинейности исследовалась либо аналитически с помощью вариационного подхода, либо численно [3, 4]. Показана устойчивость пространственно-временных солитонов при условии, что импульсы на основной и второй гармониках распространяются в режиме аномальной дисперсии. Недавно мы разработали подробную теорию “дышащих” световых пуль, распространяющихся в среде с аномальной дисперсией [5, 6].

Чтобы создать полностью локализованные волны в режиме нормальной дисперсии, необходимо компенсировать как линейные эффекты дифракции, так и дисперсию и нелинейный эффект. Хорошо известна замечательная способность волноводов поддерживать устойчивые солитонные структуры [3]. Геометрия волновода может играть фокусирующую или дефокусирующую роль и конкурировать с тенденциями растяжения.

В настоящей работе мы анализируем возможность образования и устойчивого распространения световых пуль в плоском волноводе с квадратичной нелинейностью. Значительное внимание уделяется режиму нормальной дисперсии на обеих частотах, соответствующих видимому частотному диапазону излучения.

Как известно, распространение оптического импульса-пучка в среде с кубичной нелинейностью может сопровождаться пространственно-временным коллапсом, характер которого зависит от входных параметров. Одним из примеров нелинейного механизма, который может остановить коллапс и способствовать генерации устойчивых пространственно-временных солитонов, так называемых световых пуль, является использование среды с насыщающей нелинейностью [1].

По сравнению с солитонами на кубичной нелинейности многомерные солитоны на квадратичной нелинейности характеризуются гораздо более высокой устойчивостью и низким порогом генерации. Основные ограничения на возможность формирования оптических пуль в однородной среде связаны с видом дисперсии, от которого зависит, является ли среда фокусирующей или дефокусирующей.

В [2] было показано, что при переходе к волноводной геометрии, помимо конкуренции между нелинейностью, дисперсией и дифракцией, важную роль начинают играть фокусирующие свойства волновода. Для волновода с параболическим профилем показателя преломления приближенное аналитическое решение в виде двухкомпонентной оптической пули было получено как для случая аномальной, так и для случая нормальной дисперсии. Однако, поскольку параболическая функция асимптотически неограниченно возрастает, данное решение применимо для случая узких пучков. Реальные волноводы создают сильное изменение показателя преломления в центре, на периферии показатель волновода существенно не меняется. В случае, когда размер пучка сопоставим с размером волновода, этот факт необходимо учитывать.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе в геометрию волновода с квадратичной нелинейностью вводится насыщение, при котором вблизи центра волновода поперечный профиль показателя преломления остается параболическим, а на периферии выходит на константу. Этот случай лучше соответствует реальным ситуациям, нежели параболический профиль. Импульсный режим генерации второй гармоники в таком волноводе при совместном влиянии дифракции и дисперсии описывается следующей системой уравнений для комплексных амплитуд основной частоты ψ_1 и второй гармоники ψ_2:

$$i\left[\frac{\partial\psi_1}{\partial z}+\left(\varepsilon_1\alpha_1\frac{x^2}{1+x^2/a_1^2}+\delta\right)\frac{\partial\psi_1}{\partial\tau}\right]+\frac{\beta_2^{(1)}}{2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\tau^2}-\gamma_1\psi_1^*\psi_2e^{i\Delta kz}=\varepsilon_1q_1\frac{x^2}{1+x^2/a_1^2}\psi_1+\frac{c}{2n_1\omega}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial x^2},\tag{1}$$

$$i\left[\frac{\partial\psi_2}{\partial z}+\left(\varepsilon_2\alpha_2\frac{x^2}{1+x^2/a_2^2}-\delta\right)\frac{\partial\psi_2}{\partial\tau}\right]+\frac{\beta_2^{(2)}}{2}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial\tau^2}-\gamma_2\psi_1^2e^{-i\Delta kz}=2\varepsilon_2q_2\frac{x^2}{1+x^2/a_2^2}\psi_2+\frac{c}{4n_2\omega}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial x^2}.\tag{2}$$

Здесь $n_{1,2}$ – показатели преломления на первой и второй гармониках в центре волновода; $\beta_2^{(1,2)}$ – коэффициенты дисперсии групповой скорости (ДГС), зависящие от показателя преломления $n_{1,2}(\omega)$; $\tau=t-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\upsilon_{g1}}+\frac{1}{\upsilon_{g2}}\right)z$; $\gamma_1=\frac{4\pi\omega}{cn_1}\chi_2(-\omega;2\omega)$ и $\gamma_2=\frac{4\pi\omega}{cn_2}\chi_2(\omega;\omega)$ – коэффициенты квадратичной нелинейности, пропорциональные восприимчивости второго порядка; $\Delta k=2\omega(n_1-n_2)/c$ – фазовая расстройка; c – скорость света в вакууме; ω – несущая частота основной гармоники; $\delta=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\upsilon_{g1}}-\frac{1}{\upsilon_{g2}}\right)$ – расстройка групповых скоростей. Коэффициенты $\alpha_{1,2}=\frac{n_{1,2}^2-1}{2cn_{1,2}}$ и $q_{1,2}=\omega\alpha_{1,2}$ отвечают за свойства волновода; $a_{1,2}$ – характерные размеры неоднородности волновода, $\varepsilon_{1,2}=+1$ соответствует дефокусирующему волноводу, а $\varepsilon_{1,2}=-1$ – фокусирующему.

Ниже считаем, что, вообще говоря, характерные размеры поперечной неоднородности волновода a_1 и a_2 различны для основной частоты и второй гармоники. Рассмотрим случай равенства фазовых и групповых скоростей $\Delta k=0$, $n_1=n_2=n$, $\delta=0$, $\upsilon_1=\upsilon_2=\upsilon$, $\tau=t-z/\upsilon$. Дисперсионные коэффициенты будем считать связанными соотношением $\beta_2^{(2)}=2\beta_2^{(1)}$. Известно, что в одномерном случае существует солитонное решение вида $\psi_{1,20}=E\,\mathrm{ch}^{-2}(x/r_x)$ [7]. В многомерном случае солитонное решение без волновода существует только при аномальной дисперсии ($\beta_2^{(1,2)}<0$). В случае нормальной дисперсии ($\beta_2^{(1,2)}>0$) для образования оптической пули необходимо компенсирующее воздействие, например, волновод. Мы рассматриваем случаи, когда волновод имеет параболический профиль и профиль с насыщением.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

При численном моделировании уравнения (1), (2) были обезразмерены следующим образом: $\psi_1=B_1A_0$, $\psi_2=B_2A_0$, $z=\bar{z}l_{nl}$, $x=\bar{x}R_0$, $a_{1,2}=\overline{a_{1,2}}R_0$, $\tau=\bar{\tau}\tau_0$, $\Delta\bar{k}=\Delta kL_{nl}$, $\delta=\frac{\bar{\delta}\tau_0}{L_{\rm nl}}$, $\alpha_{1,2}=\bar{\alpha}_{1,2}\tau_0L_{nl}^{-1}$, $q_{1,2}=\bar{q}_{1,2}L_{nl}^{-1}$, где A_0 – пиковая амплитуда основной гармоники. Здесь введены следующие характерные длины: длина дисперсионного расплывания $L_{dis}=\frac{2\tau_0^2}{\left|\beta_2^{(1)}\right|}$, дифракционная длина $L_D=\frac{n_1\omega}{c}R_0^2$, нелинейная длина $L_{nl}=\frac{1}{\gamma_1A_0}$. Безразмерные коэффициенты имеют следующий вид: $D_{aj}=\frac{R_0^2}{a_j^2}\overline{\alpha_j}\mathrm{sign}(\varepsilon_j)$,

$$D_{qj}=\frac{R_0^2}{a_j^2}\overline{q_j}\mathrm{sign}(\varepsilon_j),\quad \bar{\gamma}=\frac{\gamma_2}{\gamma_1},\quad D_{\tau1}=\mathrm{sign}\left(\beta_2^{(1)}\right)\frac{L_{nl}}{L_{dis}},$$

$$D_{\tau2}=\mathrm{sign}\left(\beta_2^{(2)}\right)\left|\frac{\beta_2^{(2)}}{\beta_2^{(1)}}\right|\frac{L_{nl}}{L_{dis}},\ D_{x1}=\frac{L_{nl}}{L_D},\ D_{x2}=\frac{n_1}{n_2}\frac{L_{nl}}{L_D}.$$

В итоге мы приходим к следующей безразмерной системе уравнений:

$$i\left[\frac{\partial B_1}{\partial\bar{z}}+\left(D_{a1}\frac{\bar{x}^2}{1+\bar{x}^2/\bar{a}_1^2}+\bar{\delta}\right)\frac{\partial B_1}{\partial\bar{\tau}}\right]+D_{\tau1}\frac{\partial^2B_1}{\partial\bar{\tau}^2}-B_1^*B_2\exp(i\Delta\bar{k}\bar{z})=D_{q1}\frac{\bar{x}^2}{1+\bar{x}^2/\bar{a}_1^2}B_1+\frac{1}{2}D_{x1}\frac{\partial^2B_1}{\partial\bar{x}^2},\tag{3}$$

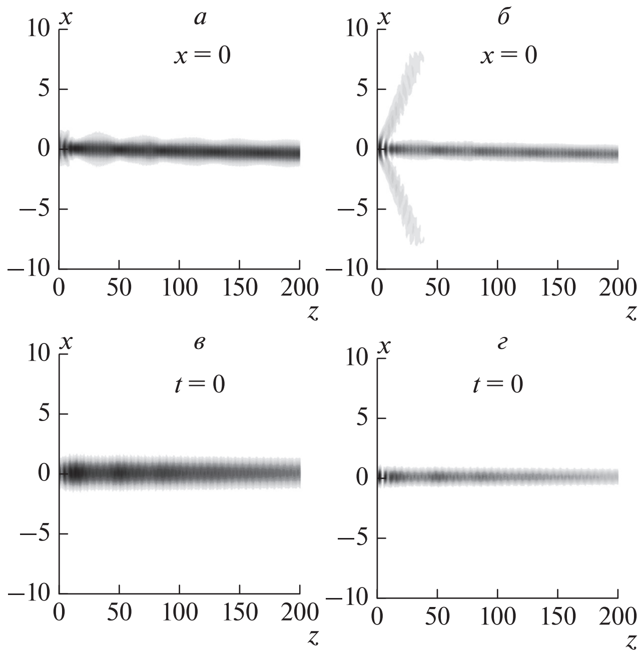

Рис. 1. Распределение интенсивности на центральных сечениях tz (*а*, *б*), xz (*в*, *г*) пучков первой (*а*, *в*) и второй (*б*, *г*) гармоник в случае параболического волновода ($a_{1,2} \to \infty$).

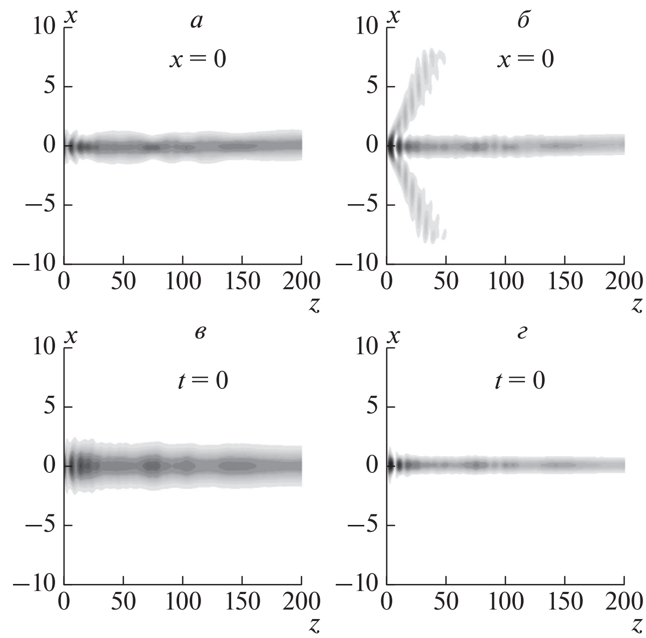

Рис. 2. Распределение интенсивности на центральных сечениях tz (*а*, *б*), xz (*в*, *г*) пучков первой (*а*, *в*) и второй (*б*, *г*) гармоник в при волноводе с радиусом насыщения $a_{1,2} = 1$.

$$i\left[\frac{\partial B_2}{\partial \bar{z}} + \left(D_{a2}\frac{\bar{x}^2}{1+\bar{x}^2/\bar{a}_2^2} - \bar{\delta}\right)\frac{\partial B_2}{\partial \bar{\tau}}\right] + D_{\tau 2}\frac{\partial^2 B_2}{\partial \bar{\tau}^2} - \\ - \bar{\gamma}B_1^2\exp(-i\Delta\bar{k}\bar{z}) = D_{q2}\frac{\bar{x}^2}{1+\bar{x}^2/\bar{a}_2^2}B_2 + \frac{1}{4}D_{x2}\frac{\partial^2 B_2}{\partial \bar{x}^2}. \quad (4)$$

Далее мы опускаем черту над обозначениями переменных.

Рассмотрен процесс генерации пули мощным пучком основной частоты. В качестве начального условия в соответствии с [8] использовалось:

$$\psi_{10} = E_1\,\mathrm{ch}^{-2}(x/r_x)\,\mathrm{ch}^{-2}(\tau/r_\tau), \quad \psi_{20} = 0. \quad (5)$$

Прежде всего была найдена пульсирующая оптическая пуля в параболическом волноводе. В наших уравнениях этому соответствует случай $a_{1,2} \to \infty$. На рис. 1 приведено распределение амплитуд первой и второй гармоник в центральных сечениях xz и tz. Использовались следующие безразмерные параметры: $D_{\tau 1} = 0.025$, $D_{\tau 2} = 0.05$ (случай нормальной дисперсии), $D_{q1} = -1$, $D_{q2} = -2$ (фокусирующий волновод), $D_{x1} = 0.3$, $D_{x2} = 0.3$, $\alpha_1 = \alpha_2 = -0.01$. Видно, что возникшая в начале вторая гармоника распадается на части по времени, при этом основная часть остается в центре, и еще две части отстают или опережают центр. Затем оставшаяся в центре часть при взаимодействии с основной частотой образует оптическую пулю, которая распространяется в пульсирующем режиме.

Затем при тех же условиях параболический волновод был заменен на волновод с насыщением. На рис. 2 приведены распределения амплитуд первой и второй гармоник в центральных сечениях xz и tz. Параметр насыщения волновода был $a_{1,2} = 1$, т.е. равен начальной ширине пучка. Однако из рис. 1 видно, что возникающая пуля имеет насколько меньший размер, чем входной пучок. Соответственно, для большей части пули профиль волновода близок к параболическому. При этом, в отличие от случая параболического волновода, возникает оптическая пуля без пульсации.

На рис. 3 приведены распределения амплитуд первой и второй гармоник в центральных сечениях xz и tz в случае меньших параметров насыщения волновода $a_{1,2} = 0.75$. Видно, что большая часть энергии входного пучка рассеивается, говорить об оптической пуле уже нельзя. С уменьшением параметров волновода $a_{1,2}$ распад пучка происходит на меньших продольных расстояниях z. Часть энергии с хвостов уходит на периферию, из-за чего падает интенсивность в центре пучка и оптическая пуля не возникает. Это показывает, что для получения реальных оптических пуль, ширина которых сопоставима с шириной волновода, необходимо увеличивать нелинейность или, что то же самое, увеличивать интенсивность падающей

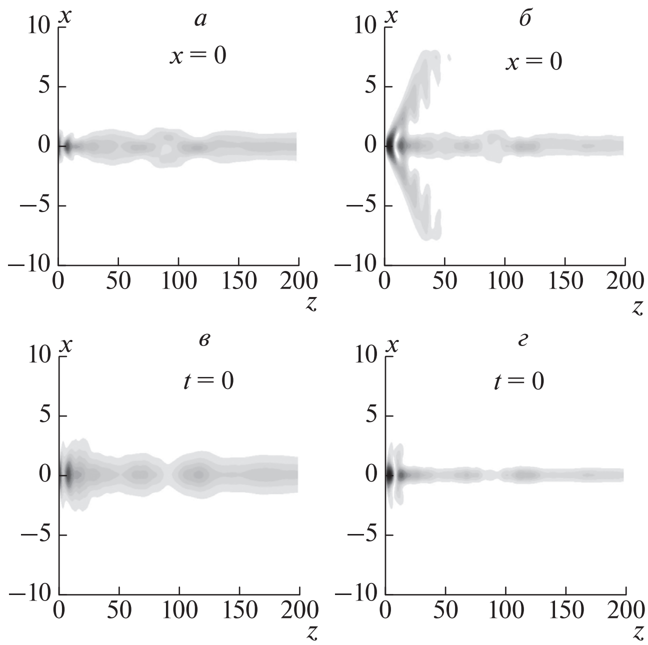

Рис. 3. Распределение интенсивности на центральных сечениях tz (*а*, *б*), xz (*в*, *г*) пучков первой (*а*, *в*) и второй (*б*, *г*) гармоник в при волноводе с радиусом насыщения $a_{1,2} = 0.75$.

волны. Данный результат достаточно прозрачен с физической точки зрения. Действительно, если $x > a_{1,2}$, среда становится практически однородной. В этом случае при положительной групповой дисперсии образование пуль невозможно [5]. Таким образом, насыщение поперечного фокусирующего профиля показателя преломления препятствует формированию световых пуль при генерации второй гармоники в области положительной групповой дисперсии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено формирование оптических пуль в волноводах с параболическим профилем и профилем с насыщением при положительной дисперсии. Показано, что в параболическом волноводе возможно формирование таких пуль. В волноводе с насыщающим профилем пули формируются в случае, когда параметр насыщения больше ширины пули, в противном случае начальный пучок рассеивается.

Исследование выполнено за счет гранта Российского Научного Фонда (проект № 17-11-01157).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 730.
2. *Kivshar Y.S., Agrawal G.* // Optical Solution from Fiber to Photonic Crystals. New York: Academic press, 2003. 540 p.
3. *Malomed B.A., Drummond P., He H. et al.* // Phys. Rev. 1997. E 56. P. 4725.
4. *Skryabin D.V., Firth W.J.* // Opt. Commun. 1998. V. 148. P. 79.
5. *Sazonov S.V., Mamaikin M.S., Komissarova M.V., Zakharova I.G.* // Phys. Rev. 2017. E 96. P. 022208.
6. *Sazonov S.V., Mamaikin M.S., Zakharova I.G., Komissarova M.V.* // Phys. of Wave Phenom. 2017. V. 25. P. 83.
7. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны. М.: Физматлит, 2005. 648 с.
8. *Sazonov S., Kalinovich A., Zakharova I. et al.* // EPJ Web of Conf. 2017. V. 161. P. 02009.