

УДК 535.2

МАЛОПЕРИОДНЫЕ ДВУХЧАСТОТНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ СОЛИТОНЫ В ОТСУТСТВИЕ ДИСПЕРСИИ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ У ОДНОЙ ИЗ КОМПОНЕНТ

© 2023 г. К. В. Кошкин^{1, *}, С. В. Сазонов^{1, 2, 3}, М. В. Комиссарова¹, А. А. Калинович¹

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

*E-mail: koshkin.kv19@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 24.07.2023 г.

После доработки 14.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Исследована генерация второй гармоники импульсами длительностью в несколько периодов световых колебаний при равенстве нулю коэффициента дисперсии групповой скорости на основной или на удвоенной частоте. С использованием численного моделирования показано, что в обоих случаях при наличии отрицательной дисперсии третьего порядка возможно формирование устойчивых двухчастотных пространственно-временных солитонов.

DOI: 10.31857/S0367676523702952, EDN: QUCPQL

ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные свойства среды, дифракционное уширение и характер дисперсии групповых скоростей (ДГС) существенным образом влияют на возможность формирования пространственно-временных солитонов, также называемых световыми пулями (СП) [1].

За последние двадцать лет формирование параметрических СП на квадратичной нелинейности было продемонстрировано как теоретически [2–5], так и экспериментально [6, 7]. Относительно недавно была развита теория двухчастотных “дышащих” световых пуль, устойчиво распространяющихся в режиме как аномальной, так и нормальной ДГС при генерации второй гармоники [5]. Отметим, что последний случай может быть реализован только в неоднородной среде, например, в волноводе. При этом области устойчивости пространственно-временных солитонов зависят от конкуренции нелинейности, дисперсии, дифракции и геометрических свойств волновода.

Разнообразие нелинейно-дисперсионных эффектов на квадратичной нелинейности зависит от знаков и абсолютных величин коэффициентов ДГС. На каждой из частот коэффициенты ДГС могут быть как положительными, так и отрица-

тельными, их абсолютные величины могут совпадать или существенно отличаться друг от друга [8].

Особый интерес представляет случай, когда несущая частота импульса одной из гармоник находится вблизи нулевой дисперсии, т.е. когда различные участки спектра импульса принадлежат областям нормальной и аномальной ДГС. Временные параметрические солитоны при трехчастотном взаимодействии в отсутствие ДГС у одной из компонент были исследованы еще в сравнительно ранних работах [8]. Режим нулевой дисперсии позволяет существенно снизить мощность входного излучения и повысить скорость передачи информации в системах оптической связи.

Возможность формирования устойчивой двухчастотной световой пули в среде с квадратичной нелинейностью и нулевой ДГС на частоте второй гармоники была продемонстрирована аналитически в работе [9]. Характерно, что при этом временная длительность компоненты световой пули на частоте второй гармоники в два раза короче, чем длительность импульса на основной частоте при равенстве поперечных размеров обеих составляющих.

Следует отметить, что основные закономерности формирования и распространения параметрических световых пуль на квадратичной нелинейности изучены, в основном, для квази-

монохроматических импульсов. По сравнению с квазимонохроматическими двухчастотные пространственно-временные солитоны с малым числом осцилляций электрического поля под огибающей практически не исследованы. Теоретическое описание предельно коротких импульсов требует учета эффектов высших порядков, таких, как линейная дисперсия третьего порядка, дисперсия нелинейности и дисперсия дифракции [10]. В настоящей работе мы анализируем возможность формирования малопериодных СП в режиме нулевой дисперсии, т.е. в отсутствие дисперсии групповой скорости либо на основной частоте, либо на частоте второй гармоники.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Система уравнений, описывающая генерацию второй гармоники в квадратично-нелинейной среде малопериодными импульсами-пучками, выглядит следующим образом:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} = \frac{-\beta_1}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} + i \frac{\gamma_1}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial \tau^3} + a_1 A_1^* A_2 + i b_1 \frac{\partial}{\partial \tau} (A_1^* A_2) + \frac{c}{2n_1 \omega} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} - i \frac{c}{2n_1 \omega^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2}, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} = \frac{-\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} + i \frac{\gamma_2}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial \tau^3} + a_2 A_1^2 + i b_2 \frac{\partial}{\partial \tau} (A_1^2) + \frac{c}{4n_2 \omega} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} - i \frac{c}{8n_2 \omega^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2}, \quad (2)$$

В (1), (2) A_1 и A_2 – медленно меняющиеся огибающие электрического поля импульса на основной частоте и на частоте второй гармоники, соответственно, $\tau = t - \frac{z}{v_{g2}} \left(\frac{1}{v_{g2}} + \frac{1}{v_{g1}} \right)$ – время, z – направление распространения, $v_{g1,2}$ – групповая скорость на основной и удвоенной частотах, $\beta_{1,2} = \frac{\partial^2 k_{1,2}}{\partial \omega^2}$ – коэффициенты ДГС, $\gamma_{1,2} = \frac{\partial^3 k_{1,2}}{\partial \omega^3}$ – коэффициенты дисперсии третьего порядка (ДТП), $k_{1,2}$ – волновые числа, $a_1 = \frac{4\pi\omega}{cn_1} \chi^{(2)}(2\omega, -\omega)$, $a_2 = \frac{8\pi\omega}{cn_2} \chi^{(2)}(\omega, \omega)$ – коэффициенты нелинейности,

$$b_1 = \frac{4\pi}{cn_1} \left(\chi^{(2)}(2\omega, -\omega) + \omega \frac{\partial \chi^{(2)}}{\partial \omega}(2\omega, -\omega) \right),$$

$b_2 = \frac{8\pi}{cn_2} \left(\chi^{(2)}(\omega, \omega) + \omega \frac{\partial \chi^{(2)}}{\partial \omega}(\omega, \omega) \right)$ – коэффициенты дисперсии нелинейности, $n_{1,2}$ – показатели преломления, $\chi^{(2)}(\omega, \omega)$, $\chi^{(2)}(2\omega, -\omega)$ – восприим-

чивости, индекс $i = 1$ относится к параметрам импульса на основной частоте, а $i = 2$ – на второй гармонике.

БЕЗРАЗМЕРНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для численного эксперимента система (1), (2) при выполнении условия фазового синхронизма ($2k_1 = k_2$, $n_1 = n_2$) безразмерна следующим образом:

$$i \frac{\partial \psi_1}{\partial \bar{z}} = \frac{-D_{\beta_1}}{2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \bar{\tau}^2} + \frac{i D_{\gamma_1}}{6} \frac{\partial^3 \psi_1}{\partial \bar{\tau}^3} + \psi_1^* \psi_2 + i D_{b_1} \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} (\psi_1^* \psi_2) + D_{c_1} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \bar{x}^2} - i D_{c_2} \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \bar{x}^2}; \quad (3)$$

$$i \frac{\partial \psi_2}{\partial \bar{z}} = \frac{-D_{\beta_2}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \bar{\tau}^2} + \frac{i D_{\gamma_2}}{6} \frac{\partial^3 \psi_2}{\partial \bar{\tau}^3} + \eta \psi_1^2 + i D_{b_2} \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} (\psi_1^2) + \frac{D_{c_1}}{2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \bar{x}^2} - i \frac{D_{c_2}}{4} \frac{\partial}{\partial \bar{\tau}} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \bar{x}^2}; \quad (4)$$

где $\psi_{1,2} = \frac{A_{1,2}}{A_{in}}$, $\bar{z} = \frac{z}{l_{nl}}$, $l_{nl} = \frac{1}{a_1 A_{in}}$, $D_{\beta_{1,2}} = \frac{\beta_{1,2} l_{nl}}{\tau_{in}^2}$, $D_{\gamma_{1,2}} = \frac{\gamma_{1,2} l_{nl}}{\tau_{in}^3}$, $\bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_{in}}$, $\bar{x} = \frac{x}{R_{in}}$, $D_{b_1} = \frac{1}{N}$, $D_{b_2} = \frac{\eta}{N}$, $D_{c_1} = \frac{c l_{nl}}{2\omega n_1 R_{in}^2}$, $D_{c_2} = \frac{c l_{nl}}{2\omega^2 n_1 R_{in}^2 \tau_{in}}$, $N = \omega \tau_{in}$, $\eta = \frac{a_2}{a_1}$, A_{in} – начальная пиковая амплитуда на основной частоте, R_{in} – начальная ширина импульса, τ_{in} – начальная длительность импульса.

На вход в среду ($\bar{z} = 0$) подаются компоненты на обеих частотах, имеющие гауссовскую огибающую:

$$\psi_1 = E_1 \exp[-\bar{x}^2 - \bar{\tau}^2], \quad \psi_2 = E_2 \exp[-\bar{x}^2 - \bar{\tau}^2]. \quad (5)$$

МАЛОПЕРИОДНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЛИ

На первом этапе были рассмотрены импульсы, имеющие десять осцилляций под огибающей ($N = 10$). Для них нами найдены следующие оптимальные значения входящих в систему (3), (4) безразмерных коэффициентов, при которых гауссовская форма сигналов практически не изменяется, а формирующиеся световые пули устойчивы и распространяются в “дышащем” режиме при аномальной дисперсии на обеих частотах: $D_{\beta_1} = -0.1$, $D_{\beta_2} = -0.2$, $D_{c_1} = 0.1$, $\eta = 0.5$, $D_{c_2} = 0.01$, $D_{b_1} = 0.1$, $D_{b_2} = 0.05$, $D_{\gamma_1} = -0.01$, $D_{\gamma_2} = -0.02$, $E_1 = 1$, $E_2 = 0.5$. В ходе дальнейших численных экспериментов будем использовать те или иные оптимальные коэффициенты в виде фиксированных величин.

Как уже отмечалось во введении, в настоящей работе наши исследования малопериодных двухчастотных пространственно-временных солитонов сфокусированы на режиме нулевой дисперсии. Начнем наш анализ с предположе-

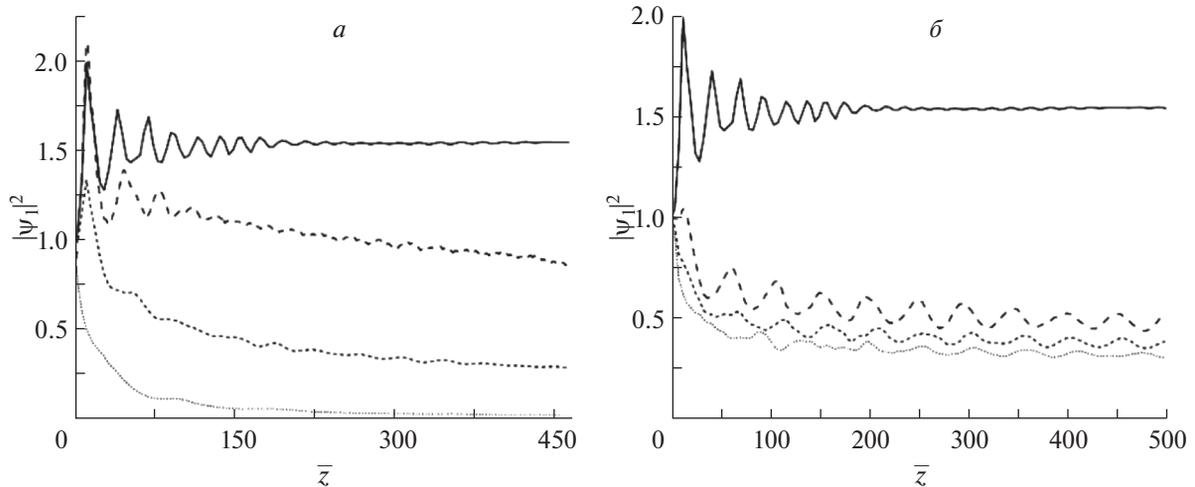


Рис. 1. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты \bar{z} при $N = 10$, $D_{\beta_1} = -0.1$, $D_{\beta_2} = 0$, $D_{c_1} = 0.1$, $D_{c_2} = 0.01$, $D_{b_1} = 0.1$, $D_{b_2} = 0.05$ и различных значениях коэффициентов ДТП: (а) $D_{\gamma_2} = 0$; $D_{\gamma_1} = 0$ (сплошная линия), $D_{\gamma_1} = 0.013$ (пунктир), $D_{\gamma_1} = 0.025$ (короткий пунктир), $D_{\gamma_1} = 0.1$ (точечный пунктир). (б) $D_{\gamma_1} = 0$; $D_{\gamma_2} = 0$ (сплошная линия), $D_{\gamma_2} = 0.01$ (пунктир), $D_{\gamma_2} = 0.025$ (короткий пунктир), $D_{\gamma_2} = 0.05$ (точечный пунктир).

ния об отсутствии дисперсии групповой скорости на частоте второй гармоники. Выясним, что нового привносят эффекты высших порядков в особенности процессов формирования и распространения световых пучей по сравнению с квазимонохроматическим случаем [9].

Проанализируем, каким образом дисперсия третьего порядка влияет на возможность формирования и устойчивость световых пучей. Рисунок 1 иллюстрирует зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты \bar{z} при $N = 10$, $D_{\beta_1} = -0.1$, $D_{\beta_2} = 0$, $D_{c_1} = 0.1$, $D_{c_2} = 0.01$, $D_{b_1} = 0.1$, $D_{b_2} = 0.05$ и различных значениях коэффициентов ДТП. На рис. 1а мы меняем ДТП на основной частоте при нулевой ДТП на частоте второй гармоники ($D_{\gamma_2} = 0$). На рис. 1б, наоборот, изменяется ДТП на частоте второй гармоники при нулевой ДТП на основной частоте ($D_{\gamma_1} = 0$).

При отсутствии ДТП на обеих частотах наблюдаются осцилляции интенсивности примерно до двухсот нелинейных длин (сплошная линия на рис. 1а и 1б), далее интенсивность, длительность и ширина на обеих частотах практически не меняются, формируется устойчивая световая пуля. Обобщенная фаза $\Phi = \varphi_2 - 2\varphi_1$ при этом осциллирует около среднего значения, близкого к нулю, что тоже свидетельствует об устойчивости СП.

Считая ДТП на частоте второй гармоники нулевой ($D_{\gamma_2} = 0$), будем постепенно увеличивать ДТП на основной частоте от нуля до значения

безразмерного коэффициента ДГС на основной частоте ($|D_{\beta_1}| = D_{\gamma_1} = 0.1$). Из анализа рис. 1а видно, что при распространении световой пули по мере увеличения коэффициента D_{γ_1} длительность и ширина солитона увеличиваются, интенсивность существенно падает и, в целом, можно говорить о нарушении солитонного режима. Таким образом, для формирования световой пули безразмерный коэффициент ДТП на основной частоте не должен превышать определенного значения (в эксперименте на рис. 1а: $D_{\gamma_1} < D_{\gamma_{1max}} = 0.1$).

При нулевой ДТП на основной частоте ($D_{\gamma_1} = 0$) с увеличением D_{γ_2} параметры световой пули также будут изменяться (рис. 1б). Вследствие начального уширения световой пули ее интенсивность на обеих частотах уменьшается, после примерно сотни нелинейных длин устанавливается дышащий режим (рис. 1б). При этом солитонный режим возможен при равенстве коэффициентов ДГС на основной и ДТП на удвоенной частотах ($D_{\gamma_2} = |D_{\beta_1}| = 0.1$).

Сравнение рис. 1а и 1б позволяет сделать вывод о том, что в режиме нулевой ДГС на частоте второй гармоники ДТП на основной частоте играет более разрушительную роль, нежели ДТП на удвоенной частоте. Последняя, в каком-то смысле, берет на себя функцию ДГС и поддерживает баланс между нелинейностью и линейной дисперсией.

Для формирования световой пули меньшей длительности ($N = 5$, $D_{c_2} = 0.02$, $D_{b_1} = 0.2$, $D_{b_2} = 0.1$)

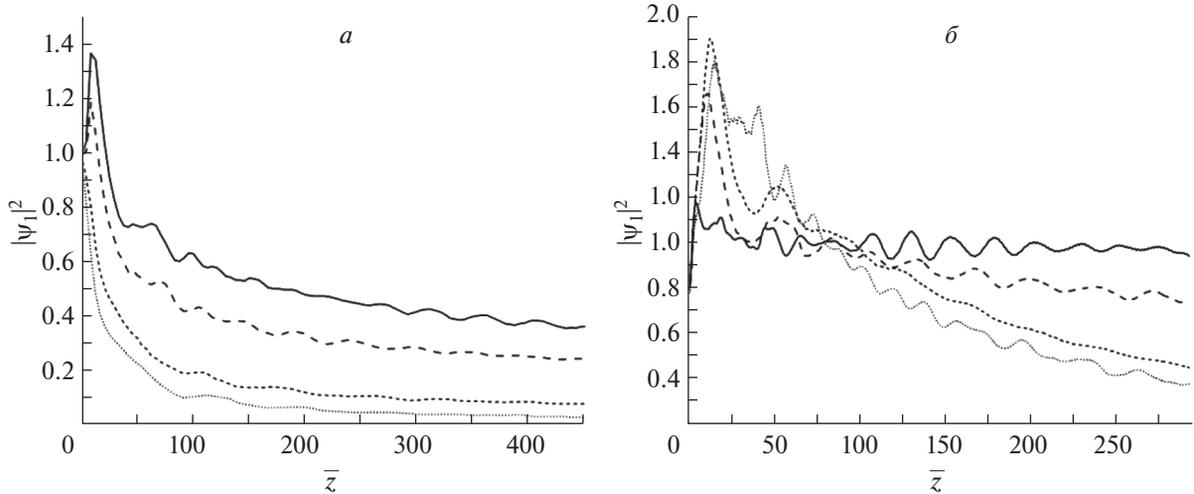


Рис. 2. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты \bar{z} при $N = 5$, $D_{\beta_1} = -0.1$, $D_{\beta_2} = 0$, $D_{c_1} = 0.1$, $D_{c_2} = 0.02$, $D_{b_1} = 0.2$, $D_{b_2} = 0.1$ и различных значениях коэффициентов ДТП: (а) $D_{\gamma_2} = 0$; $D_{\gamma_1} = 0$ (сплошная линия), $D_{\gamma_1} = 0.01$ (пунктир), $D_{\gamma_1} = 0.03$ (короткий пунктир), $D_{\gamma_1} = 0.052$ (точечный пунктир). (б) $D_{\gamma_2} = -0.04$; $D_{\gamma_1} = -0.02$ (сплошная линия); $D_{\gamma_2} = D_{\gamma_1} = 0$ (пунктир); $D_{\gamma_2} = 0$, $D_{\gamma_1} = -0.02$ (короткий пунктир); $D_{\gamma_2} = 0$, $D_{\gamma_1} = -0.05$ (точечный пунктир).

при нулевых ДГС и ДТП на частоте второй гармоники, максимальное значение ДТП на основной частоте не должно превышать максимальной величины: $D_{\gamma_1} < D_{\gamma_{1\max}} \approx 0.05$ (рис. 2а). На рисунке 2б (сплошная линия) приведен пример устойчивого режима. Постепенно увеличивая коэффициент ДГС на основной частоте, находим, что солитонный режим возможен при $|D_{\beta_1}| < |D_{\beta_{1\max}}| \approx 0.6$.

В отсутствие ДГС на основной частоте для световых пучков необходимо наличие отрицательной ДТП. Ключевую роль играет ДТП именно на основной частоте. Так, например, при $D_{\gamma_1} = 0$ интенсивность значительно убывает (рис. 3а) вследствие увеличения поперечного размера световой пули в 2–3 раза после прохождения расстояния $\bar{z} = 500$. Длительность сигнала на основной частоте уменьшается в 2–3 раза, а на частоте второй гармоники возрастает. Если же $D_{\gamma_1} = -0.1$, то интенсивности на обеих частотах (рис. 3а) не убывают, D_{γ_2} при этом может быть как отрицательным (случай на рис. 3а), так и положительным. Вследствие наличия значительной ДТП временной профиль сигнала при прохождении порядка десяти нелинейных длин приобретает модуляцию на переднем фронте, после прохождения расстояния $\bar{z} = 500$ профиль остается приближенно гауссовским. В случае положительной ДТП на основной частоте устойчивый режим не наблюдается.

Для мало периодных сигналов с $N = 3$ увеличиваем коэффициенты дисперсии нелинейности и дисперсии дифракции: $D_{c_2} = 0.03$, $D_{b_1} = 0.333$, $D_{b_2} = 0.166$. Остальные коэффициенты неизмен-

ны. На рис. 3б представлены интенсивности на основной частоте в случае $D_{\beta_2} = 0$ при различных ДТП. В случае, изображенном сплошной линией (рис. 3б), длительность сигнала возрастает примерно в 1.3 раза на обеих частотах после прохождения 150 нелинейных длин, после чего практически перестает меняться. Ширина пучка незначительно увеличивается на основной частоте, интенсивность после 150 нелинейных длин не меняется.

На рис. 4 приведены интенсивности на основной и удвоенной частотах под огибающей в случае отсутствия ДГС на обеих частотах. ДТП при этом отрицательна. При $N = 5$ интенсивность не убывает (рис. 4), при прохождении 15 нелинейных длин появляется модуляция на переднем фронте временного профиля сигнала, в дальнейшем форма остается гауссовской.

Проведем некоторые оценки возможности экспериментального наблюдения таких ПВС в режиме нулевой дисперсии групповой скорости. Для анизотропных кристаллов KDP и LiNbO₃ ДГС и ДТП в диапазоне прозрачности можно оценить по формуле Зельмейера [11]: KDP: $\omega \approx 2 \cdot 10^{15}$ Гц, $\beta_1(\omega) \approx -3.2 \cdot 10^{-28}$ с²/см, $\beta_2(2\omega) \approx 0$, $\gamma_1(\omega) \approx 50 \cdot 10^{-44}$ с³/см, $\gamma_2(2\omega) \approx 10^{-44}$ с³/см. LiNbO₃: $\omega \approx 10^{15}$ Гц, $\beta_1(\omega) \approx -1.53 \cdot 10^{-26}$ с²/см, $\beta_2(2\omega) \approx 0$, $\gamma_1(\omega) \approx 120 \cdot 10^{-42}$ с³/см, $\gamma_2(2\omega) \approx 5.8 \cdot 10^{-42}$ с³/см.

Как видно по приведенным выше оценкам, в инфракрасном диапазоне ($\omega \sim 10^{15}$ Гц) ДГС может быть отрицательной. При нулевой дисперсии

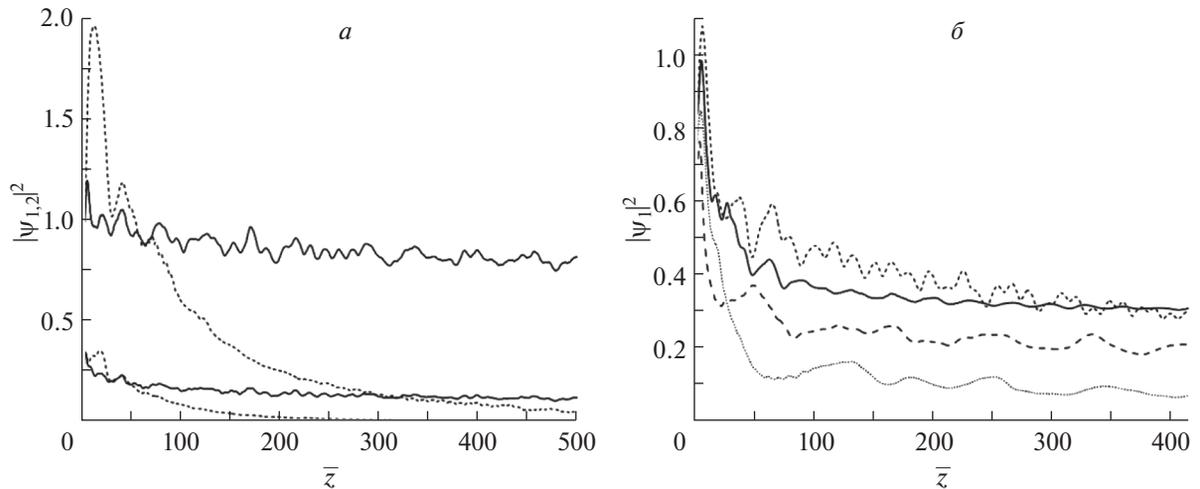


Рис. 3. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала ($N = 5$) на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ (сплошные верхняя и нижняя линии) (а) от продольной координаты \bar{z} в случае $D_{\beta_1} = 0, D_{\beta_2} = -0.2, D_{\gamma_2} = -0.2, D_{\gamma_1} = -0.1$, пунктирные верхняя и нижняя линии соответствуют случаю $D_{\gamma_1} = 0$. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала $|\psi_1|^2$ ($N = 3$) на основной частоте (б) от продольной координаты \bar{z} в случае $D_{\beta_1} = -0.1, D_{\beta_2} = 0$ при различных ДТП: $D_{\gamma_2} = -0.2, D_{\gamma_1} = -0.1$ (сплошная); $D_{\gamma_2} = 0.2, D_{\gamma_1} = 0$ (пунктир); $D_{\gamma_2} = -0.066, D_{\gamma_1} = -0.033$ (короткий пунктир), $D_{\gamma_2} = D_{\gamma_1} = 0$ (точечный пунктир).

групповой скорости на частоте второй гармоники дисперсия третьего порядка на этой частоте существенно меньше, чем на основной частоте, и при этом оба коэффициента ДТП положительны.

Используем безразмерные коэффициенты, при которых в нашем численном эксперименте были выявлены те или иные закономерности формирования и распространения световых пульс. Так, для кристалла ниобата лития в случае $N = 5, \omega \approx 1015$ Гц, $\tau = 5$ фс характерные длины имеют следующие величины: дисперсионная длина второго порядка

$$l_{dis} = \frac{2\tau^2}{|\beta_1(\omega)|} \sim 30 \text{ мкм}, \text{ дисперсионная длина третьего}$$

порядка $l_{dis3} = \frac{6\tau^3}{|\gamma_1(\omega)|} \sim 60 \text{ мкм}$. Если $l_{dis} \approx 3 - 4l_{nl}$, то

$$\text{нелинейная длина } l_{nl} = \frac{1}{A_{in}a_1} \sim 7.5 \text{ мкм}. \text{ При коэффици-$$

циенте нелинейности $\chi^{(2)} \sim 10^{-8}$ СГСЭ, интенсив-

ность $I = \frac{c}{4\pi} A_{in}^2 \sim 10^{13}$ Вт/см². Для кристалла KDP

аналогично получаем: $N = 5, \tau = 2.5$ фс, коэффициент нелинейности $\chi^{(2)} \sim 10^{-9}$ СГСЭ, $l_{dis} \sim 0.04$ см,

$l_{nl} \sim 0.01$ см. Тогда интенсивность $I \sim 10^{12}$ Вт/см².

Отметим, что при столь высоких интенсивностях и длительностях импульсов в несколько фемтосекунд тепловые процессы не успевают развиваться. Поэтому здесь не следует ожидать разрушений кристаллов.

Напомним, что наш численный эксперимент показал, что в отсутствие ДГС на основной частоте необходимым условием формирования и устойчивого распространения световых пульс является отрицательная ДТП. Ранее было показано, что знак дисперсии может меняться за счет учета пространственной дисперсии в микронеоднородных средах [12].

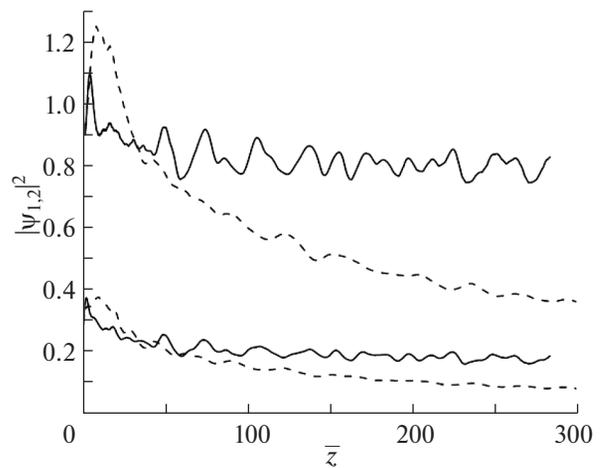


Рис. 4. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты \bar{z} в случае $D_{\beta_1} = D_{\beta_2} = 0, D_{\gamma_2} = -0.2, D_{\gamma_1} = -0.1$, сплошные верхняя и нижняя линии соответствуют случаю $N = 5$, пунктирные верхняя и нижняя линии соответствуют случаю $N = 3$.

В качестве такой среды с отрицательной ДТП рассмотрим микронеоднородную гранулированную среду со статическим показателем преломления среды $n \approx 1$ (гранулы LiNbO_3). Дисперсионное соотношение и коэффициенты дисперсии второго и третьего порядков выглядят следующим образом [12]:

$$k \approx \frac{N_0\omega}{c} + \frac{\epsilon_1\omega^3}{c} + \frac{\epsilon_2\omega^5}{c}, \quad (6)$$

$$\beta = 6 \frac{\epsilon_1\omega}{c} + 20 \frac{\epsilon_2\omega^3}{c}, \quad (7)$$

$$\gamma = 6 \frac{\epsilon_1}{c} + 60 \frac{\epsilon_2\omega^2}{c}, \quad (8)$$

где могут $\epsilon_{1,2}$ быть отрицательными величинами, если среднее расстояние между гранулами больше определенного значения.

Таким образом, ДГС и ДТД могут быть одновременно отрицательными в микронеоднородных средах, что, несомненно, представляет лучшие возможности для формирования малопериодных световых пульс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Генерация второй гармоники малопериодными импульсами-пучками описывается системой квазиоптических уравнений, в которой учтены такие эффекты высших порядков как дисперсия третьего порядка, дисперсия нелинейности и дисперсия дифракции. Распространение сигнала в квадратично-нелинейной среде исследовано при помощи численного моделирования.

Показана возможность формирования малопериодных ($N = 10, 5, 3$) пространственно-временных солитонов в случае отсутствия ДГС на частоте второй гармоники, знак ДТД может быть как положительным, так и отрицательным.

В случае отсутствия ДГС на основной частоте световая пуля формируется при наличии отрицательной ДТД. Более существенную роль играет ДТД на основной частоте.

Показано, что ПВС может быть устойчивым при отсутствии ДГС на обеих частотах только при наличии отрицательной ДТД. Наличие эффектов высших порядков приводит к изменению групповых скоростей обеих компонент СП.

Проведены оценки дисперсии второго и третьего порядков, длительностей, интенсивностей сигнала для случая пяти осциллирующей под огибающей в анизотропных кристаллах. В микронеоднородных средах дисперсия третьего порядка может быть отрицательной, что способствует формированию двухкомпонентных световых пульс.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Silberberg Y. // Opt. Lett. 1990. V. 15. P. 1282.
2. Kanashov A.A., Rubenchik M. // Physica D. 1981. V. 4. P. 122.
3. Skryabin D.V., Firth W.J. // Opt. Commun. 1998. V. 148. P. 79.
4. Malomed B.A., Drummond P., He H. et al. // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4725.
5. Sazonov S.V. // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. No. 4. Art. No. 043828.
6. Liu X., Beckwitt K., Wise F. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 1328.
7. Liu X., Qian L., Wise F. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 2. P. 83.
8. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. М.: Наука, 1988.
9. 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. 355.
10. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005.
11. Nikogosyan D.N. Nonlinear optical crystals: a complete survey. Springer, 2005.
12. Сазонов С.В. // Опт. и спектроск. 1995. Т. 79. № 2. С. 282.

Few-cycle two-frequency spatiotemporal solitons in the absence of group velocity dispersion at one of the components

K. V. Koshkin^{a, *}, S. V. Sazonov^{a, b, c}, M. V. Komissarova^a, A. A. Kalinovich^a

^aLomonosov Moscow State University, Moscow, 191991 Russia

^bNational Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

^cMoscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 125993 Russia

*e-mail: koshkin.kv19@physics.msu.ru

The second harmonic generation by few-cycle pulses is studied when the group velocity dispersion coefficient is equal to zero at the fundamental or doubled frequency. Using numerical simulation, it is shown that in both cases, in the presence of a negative third-order dispersion, the formation of stable two-frequency spatiotemporal solitons is possible.

Keywords: few-cycle, light bullet, soliton