ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2024, том 88, № 12, с. 1881–1886

УДК 535.2

МАЛОПЕРИОДНЫЕ ДВУХЧАСТОТНЫЕ СВЕТОВЫЕ ПУЛИ ПРИ РАССТРОЙКАХ ФАЗОВЫХ И ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ

© 2024 г. А. А. Калинович[1], К. В. Кошкин[1, *], М. В. Комиссарова[1]

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

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

Поступила в редакцию 15.07.2024
После доработки 19.08.2024
Принята к публикации 30.08.2024

С помощью численного моделирования показана возможность формирования (2D+1) малопериодных (3—5 осцилляций под огибающей) световых пуль в нецентросимметричных средах при генерации второй гармоники и наличии расстроек фазовых и групповых скоростей. Продемонстрировано, что кубичная нелинейность не препятствует формированию пространственно-временных солитонов лишь до определенных значений интенсивности.

Ключевые слова: малоцикловая, световая пуля, солитон

DOI: 10.31857/S0367676524120067, **EDN:** EXDEAB

ВВЕДЕНИЕ

Одновременное линейное расплывание оптических импульсов из-за дисперсии и дифракции может компенсироваться нелинейными эффектами. Это приводит к образованию и распространению световых пуль в средах с различной нелинейностью. Тип нелинейности играет ключевую роль в стабильности пространственно-временных солитонов. Известно, что пространственно-временные солитоны (ПВС) неустойчивы в среде с кубичной нелинейностью. В среде же с квадратичной нелинейностью даже при небольших расстройках фазовых и групповых скоростей могут формироваться и распространяться устойчивые двухцветные световые пули [1—6].

Кубичная нелинейность свойственна не только центросимметричным кристаллам, но и кристаллам, не обладающим центром симметрии. Эта нелинейность становится существенной, сравнимой с основной нелинейностью второго порядка лишь при высокой интенсивности входного сигнала. Кубичная нелинейность оказывает значительное влияние на генерацию второй гармоники (ГВГ), снижая эффективность ГВГ, и на поведение пучков света в среде. В среде с квадратичной и кубичной нелинейностью наблюдаются два типа трехчастотных солитонов [7]. Для их возникновения необходимы определенные соотношения между коэффициентами дисперсии групповой скорости (ДГС), нелинейности и частотами волн.

Благодаря развитию волоконно-оптической связи, область квадратично-кубичной нелинейности стала предметом пристального изучения. Анализ пространственно-временных эффектов для комбинированной нелинейности является сложной задачей, так как конкуренция между двумя нелинейностями может иметь решающее значение. Например, в экспериментальной работе [8] с кристаллом бета-бората бария, который обладает заметной кубичной нелинейностью, были обнаружены самосжимающиеся пространственно-временные солитоны.

В отличие от квазимонохроматических ПВС, малопериодные световые пули на комбинированной нелинейности исследованы в меньшей степени. Настоящая работа посвящена исследованию возможности формирования малопериодных ПВС при учете эффектов высшего порядка, таких как дисперсия третьего порядка, дисперсия нелинейности и т. д.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В книге [9] для описания распространения ультракороткого импульса длительностью меньше одной пикосекунды вводится обобщенное многомерное нелинейное уравнение Шредингера, которое учитывает линейные эффекты высших порядков, таких как дисперсия третьего порядка и дисперсия дифракции. В работе [10] выведены уравнения, описывающие процесс генерации второй гармоники предельно короткими импульсами с учетом дисперсии нелинейности. По аналогии с методами [9,10], можно записать систему квазиоптических уравнений, описывающую распространение малопериодного импульса в среде со смешанной квадратично-кубичной нелинейностью:

$$i\left(\frac{\partial A_1}{\partial z}+\delta\frac{\partial A_1}{\partial \tau}\right)=\frac{-\beta_1}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2}+i\frac{\gamma_1}{6}\frac{\partial^3 A_1}{\partial \tau^3}+$$
$$+(a_1A_1^*A_2+ib_1\frac{\partial}{\partial \tau}\left(A_1^*A_2\right))e^{i\Delta kz}+$$
$$+\frac{c}{2n_1\omega}\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2}-i\frac{c}{2n_1\omega^2}\frac{\partial}{\partial \tau}\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2}+$$
$$+A_1\left(g_{11}\left|A_1\right|^2+g_{12}\left|A_2\right|^2\right); \qquad (1)$$

$$i\left(\frac{\partial A_2}{\partial z}-\delta\frac{\partial A_2}{\partial \tau}\right)=\frac{-\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2}+i\frac{\gamma_2}{6}\frac{\partial^3 A_2}{\partial \tau^3}+$$
$$+\left(a_2A_1^2+ib_2\frac{\partial}{\partial \tau}\left(A_1^2\right)\right)e^{-i\Delta kz}+$$
$$+\frac{c}{4n_2\omega}\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2}-i\frac{c}{8n_2\omega^2}\frac{\partial}{\partial \tau}\frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2}+$$
$$+A_2\left(g_{21}\left|A_1\right|^2+g_{22}\left|A_2\right|^2\right); \qquad (2)$$

В (1)–(2) A_1 и A_2 – медленно меняющиеся огибающие электрического поля импульса на основной частоте и на частоте второй гармоники, соответственно, $\tau=t-\frac{z}{2}\left(\frac{1}{v_{g2}}+\frac{1}{v_{g1}}\right)$ – время, z – направление распространения, $v_{g1,2}$ – групповая скорость на основной и удвоенной частотах, $\delta=\frac{\left(\frac{1}{v_{g1}}-\frac{1}{v_{g2}}\right)}{2}$ – групповая расстройка, $\beta_{1,2}=\frac{\partial^2 k_{1,2}}{\partial\omega^2}$ – коэффициенты ДГС, $\gamma_{1,2}=\frac{\partial^3 k_{1,2}}{\partial\omega^3}$ – коэффициенты дисперсии третьего порядка (ДТП), $k_{1,2}$ – волновые числа, $\Delta k=2k_1-k_2$ – расстройка фазовых скоростей, $a_1=\frac{4\pi\omega}{cn_1}\chi^{(2)}(2\omega;-\omega)$, $a_2=\frac{8\pi\omega}{cn_2}\chi^{(2)}(\omega;\omega)$, $g_{11}=\frac{3\pi\omega}{2cn_1}\chi^{(3)}(\omega;\omega;-\omega)$, $g_{12}=\frac{3\pi\omega}{cn_1}\chi^{(3)}(\omega;2\omega;-2\omega)$, $g_{21}=\frac{6\pi\omega}{cn_2}\chi^{(3)}(2\omega;\omega;-\omega)$, $g_{22}=\frac{3\pi\omega}{cn_2}\chi^{(3)}(2\omega;2\omega;-2\omega)$ – 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, $\chi^{(2)}(\omega,\omega),\chi^{(2)}(2\omega,-\omega)$ – восприимчивости, индекс $i=1$ относится к параметрам импульса на основной частоте, а $i=2$ – на второй гармонике. В систему уравнений (1)–(2) для импульсов фемтосекундной включены такие эффекты высших порядков как: дисперсия третьего порядка, дисперсия квадратичной нелинейности, пространственно-временная фокусировка и керровская нелинейность (второе, четвертое, шестое и седьмое слагаемые в правой части системы соответственно). При распространении квазимонохроматического импульса пикосекундной длительности влиянием этих эффектов обычно пренебрегают ввиду их относительной малости, а наличием в кристалле керровской нелинейности – ввиду малой интенсивности сигнала. Роль слагаемого, содержащего смешанные пространственно-временные производные и ответственного за эффект пространственно-временной фокусировки, была отмечена в главе 7 книги [9].

БЕЗРАЗМЕРНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для проведения численного эксперимента в системе (1)–(2) продольная координата нормируется на квадратичную нелинейную длину, поперечная координата – на поперечный размер входного пучка, а время на длительность импульса на входе в среду:

$$i\frac{\partial\psi_1}{\partial\bar{z}}+i\bar{\delta}\frac{\partial\psi_1}{\partial\bar{\tau}}=\frac{-D_{\beta1}}{2}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\bar{\tau}^2}+\frac{iD_{\gamma1}}{6}\frac{\partial^3\psi_1}{\partial\bar{\tau}^3}+$$
$$+\left(\psi_1^*\psi_2-iD_{b1}\frac{\partial\left(\psi_1^*\psi_2\right)}{\partial\bar{\tau}}\right)e^{i\overline{\Delta k}\bar{z}}+D_{c1}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\bar{x}^2}-$$
$$-iD_{c2}\frac{\partial}{\partial\bar{\tau}}\frac{\partial^2\psi_1}{\partial\bar{x}^2}+\psi_1\left(D_{11}\left|\psi_1\right|^2+D_{12}\left|\psi_2\right|^2\right); \qquad (3)$$

$$i\frac{\partial\psi_2}{\partial\bar{z}}-i\bar{\delta}\frac{\partial\psi_2}{\partial\bar{\tau}}=\frac{-D_{\beta2}}{2}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial\bar{\tau}^2}+\frac{iD_{\gamma2}}{6}\frac{\partial^3\psi_2}{\partial\bar{\tau}^3}+$$
$$+\left(\eta\psi_1^2-iD_{b2}\frac{\partial\psi_1^2}{\partial\bar{\tau}}\right)e^{-i\overline{\Delta k}\bar{z}}+\frac{D_{c1}}{2}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial\bar{x}^2}-$$
$$-i\frac{D_{c2}}{4}\frac{\partial}{\partial\bar{\tau}}\frac{\partial^2\psi_2}{\partial\bar{x}^2}+\psi_2\left(D_{21}\left|\psi_1\right|^2+D_{22}\left|\psi_2\right|^2\right); \qquad (4)$$

Здесь $\psi_{1,2}=\frac{A_{1,2}}{A_{in}}$, $\bar{z}=\frac{z}{l_{nl}}$, $l_{nl}=\frac{1}{a_1A_{in}}$, $D_{\beta_{1,2}}=\frac{\beta_{1,2}l_{nl}}{2\tau_{in}^2}$,

$D_{\gamma_{1,2}}=\frac{\gamma_{1,2}l_{nl}}{6\tau_{in}^3}$, $\bar{\tau}=\frac{\tau}{\tau_{in}}$, $\bar{x}=\frac{x}{R_{in}}$, $\eta=\frac{n_2\chi^{(2)}{}_{(2\omega)}}{2n_1\chi^{(2)}{}_{(\omega)}}$,

$D_{11}=\frac{g_{11}A_{in}}{a_1}$, $D_{b_1}=\frac{1}{N}\frac{\chi^{(2)}{}_{(\omega)}+\omega\frac{\partial\chi^{(2)}{}_{(\omega)}}{\partial\omega}}{\chi^{(2)}{}_{(\omega)}}$,

$$D_{b_2} = \frac{\eta}{N}\frac{\chi^{(2)}{}_{(2\omega)} + \omega\frac{\partial\chi^{(2)}{}_{(2\omega)}}{\partial\omega}}{\chi^{(2)}{}_{(2\omega)}}, D_{c_1} = \frac{cl_{nl}}{2\omega n_1 R_{in}^2},$$

$$D_{c_2} = \frac{cl_{nl}}{2\omega^2 n_1 R_{in}^2 \tau_{in}},\ \overline{\Delta k} = l_{nl}\Delta k,\ \overline{\delta} = \frac{\delta l_{nl}}{\tau_{in}} -,$$

расстройка групповых скоростей, $N \approx \omega\tau_{in}$ — число колебаний поля под огибающей сигнала, A_{in} — начальная пиковая амплитуда на основной частоте, R_{in} — начальная ширина импульса, τ_{in} — начальная длительность импульса, $D_{11} > 0$, — фокусирующая нелинейность, $D_{11} < 0$ — дефокусирующая.

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

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

Для решаемой численно системы уравнений (3)–(4) в условиях синхронизма фазовых и групповых скоростей нами ранее [2] были найдены следующие оптимальные безразмерные параметры, при которых пучок гауссовской формы распространяется в «дышащем» режиме: $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2, D_{\gamma 1} = \frac{D_{\beta 1}}{N}, D_{c1} = 0.1,\ D_{c2} = \frac{D_{c1}}{N}, \eta = 0.5, D_{c2} = = 0.01, D_{b1} = \frac{1}{N},\ D_{b2} = \frac{\eta}{N}, E_1 = 1, E_2 = 0.5.$ Под «дышащим» режимом понимается наличие осцилляций параметров солитона, таких как интенсивность, длительность. В данной работе мы отталкиваемся от приведенных оптимальных значений безразмерных коэффициентов, постепенно увеличивая безразмерные коэффициенты групповых и фазовых расстроек, а также добавляя кубичную нелинейность, считая взаимодействие по прежнему двухчастотным.

Проведем некоторые оценки допустимых значений коэффициентов. Для многих нелинейных анизотропных кристаллов, например $LiNbO_3$, ДГС и ДТП в диапазоне прозрачности можно оценить по формуле Зельмейера [11]. В области частот $\omega \sim 10^{15}$ Гц ДГС может быть отрицательной. При длительности импульса $\tau_{in} \sim 10^{-14}$ с для кристалла ниобата лития в случае длин волн $\lambda \approx 1\text{мкм}\left(\omega \approx 10^{15}\text{ Гц}\right)$, $\left|\beta_1(\omega)\right| \approx 10^{-27} - 10^{-26}\frac{c^2}{\text{см}}$. В этом диапазоне длин волн расстройки фазовых скоростей $\Delta k \sim 0.1$ мкм$^{-1}$, а характерные длины имеют следующие величины: длина группового запаздывания $l_g = \frac{\tau_{in}}{|\delta|} \approx 10\text{мкм}$, дисперсионная длина второго порядка $l_{dis} = \frac{\tau^2}{\left|\beta_1(\omega)\right|} \approx 100\text{мкм}$, дисперсионная длина третьего порядка $l_{dis3} = \frac{\tau^3}{\left|\Upsilon_1(\omega)\right|} \approx 150\text{мкм}$. Если $l_{dis} \approx 5 - 10 l_{nl2}$, то нелинейная длина второго порядка $l_{nl2} = \frac{1}{A_{in} a_1} \approx 10$ мкм. Тогда интенсивность $I \approx 10^{12} - 10^{13}$ Вт/см^2. Безразмерный коэффициент, отвечающий за кубичную нелинейность в таком случае $D_{11} \approx \frac{\chi^{(3)} A_{in}}{\chi^{(2)}} \approx 1$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На первом этапе численные эксперименты мы проводим с учетом только квадратичной нелинейности. В таком случае при условии фазового синхронизма и оптимального набора параметров формируется устойчивая световая пуля при осцилляции интенсивностей обеих гармоник по мере распространения в среде [2]. Зафиксировав расстройку групповых скоростей $\overline{\delta} = 0$, постепенно увеличиваем расстройку фазовых скоростей. Удается найти диапазон значений безразмерного коэффициента $\Delta\overline{k}$, при котором пуля остается устойчивой. На рис. 1а представлены зависимости интенсивности сигнала (при $\overline{\delta} = 0$ и N=10) на основной частоте для разных значений $\Delta\overline{k}$. Так, при значениях $\Delta\overline{k} < 0.8$ наблюдается «дышащий» режим распространения, форма огибающей сигнала остается практически неизменной.

При уменьшении числа осцилляций до N=5, эффекты высшего порядка возрастают в два раза. Проводя ряд экспериментов, находим, что при значениях вплоть до $\Delta\overline{k} = \overline{\delta} = 0.25$ (рис. 1*б*) формируется световая пуля, однако при больших значениях устойчивого режима не наблюдается.

Далее мы уменьшаем число осцилляций под огибающей до N=3 (рис. 2*а*). Предельное значение расстроек фазовых и групповых скоростей, при которых может сформироваться световая пуля $\overline{\delta} = \Delta\overline{k} = 0.2$. Фактически, это иллюстрирует возрастающую роль эффектов высших порядков.

Рассмотрим случай, когда дисперсия групповой скорости отсутствует на частоте второй гармоники. Такой случай сравнительно проще реализовать в реальных кристаллах. Так как теперь нарушено оптимальное соотношение между коэффициентами ДГС, формирование световых пуль становится возможным только в условиях фазового синхронизма, так как даже при сравнительно небольших расстройках $\Delta\overline{k} = \overline{\delta} = 0.1$ световая пуля заметно уширяется по поперечной и продольной координате, а интенсивность заметно убывает, как показано на рис. 2*б*.

Напомним, что после перехода к безразмерной системе коэффициентов нами исходя из оптимальных безразмерных параметров были приведены оценки допустимых значений параметров системы (3)–(4). При увеличении интенсивности входного

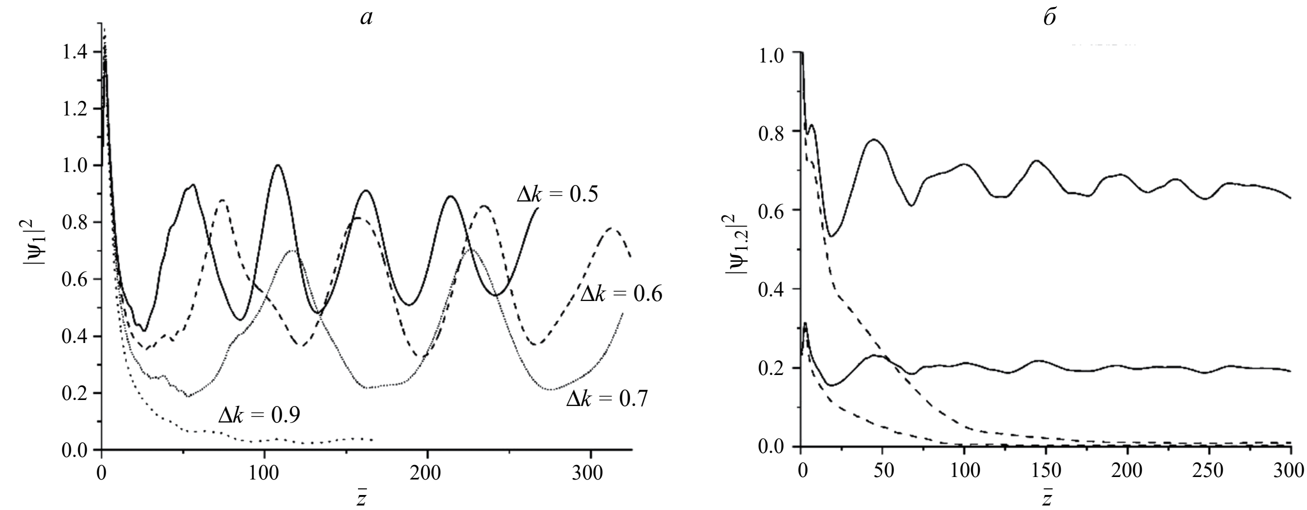

Рис. 1. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ (*а*) при N=10, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.01$, $D_{b1} = 0.1$, $D_{b2} = 0.05$, $\delta = 0$ и различных значениях безразмерной фазовой расстройки: $\Delta k = 0.5$, $\Delta k = 0.6$ (пунктир), $\Delta k = 0.7$ (короткий пунктир), $\Delta k = 0.9$ (точечный пунктир). Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ (*б*) при N=5, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{\gamma 1} = 0.02$, $D_{\gamma 2} = 0.04$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $\delta = \Delta k = 0.25$ (сплошные), $\delta = \Delta k = 0.28$ (пунктир).

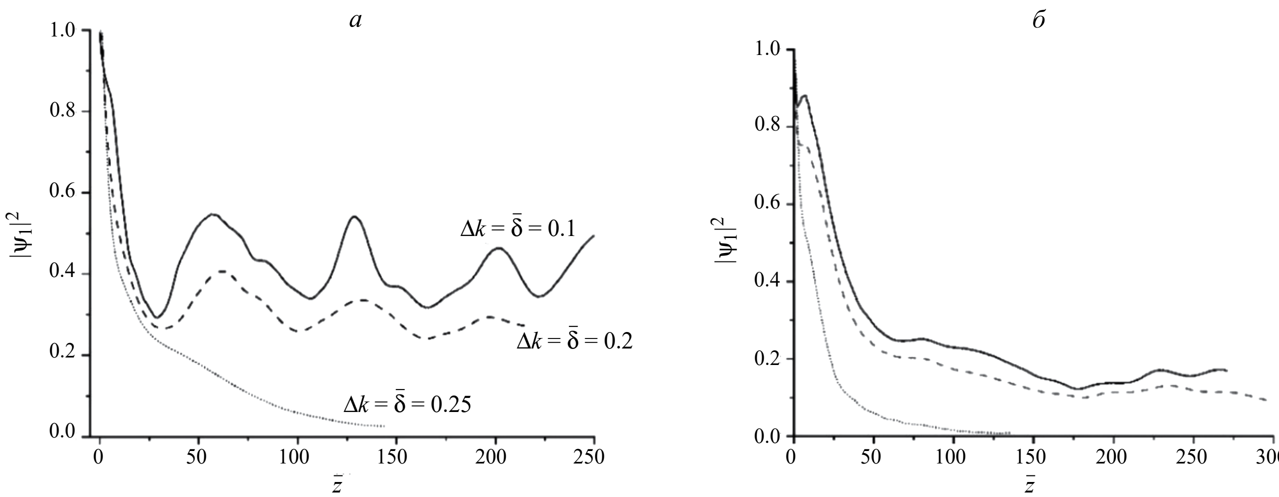

Рис. 2. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ (*а*) при N=3, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.0333$, $D_{b1} = 0.333$, $D_{b2} = 0.166$, $\delta = \Delta k$ и различных значениях безразмерной фазовой расстройки: $\Delta k = 0.1$ (сплошная), $\Delta k = 0.2$ (пунктир), $\Delta k = 0.25$ (короткий пунктир). Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной частоте $|\psi_1|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ (*б*) при N=5, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = 0$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $\bar{\delta} = 0.1$ и различных значениях безразмерной фазовой расстройки: $\Delta k = 0$ (сплошная), $\Delta k = 0.1$ (пунктир), $\Delta k = 0.25$ (короткий пунктир).

импульса возрастает безразмерный коэффициент, ответственный за наличие кубичной нелинейности $D_{11} \approx \frac{\chi^{(3)} A_{\text{in}}}{\chi^{(2)}}$. Поэтому на следующем этапе мы учитываем коэффициент D_{11}, выбирая коэффициенты, равные $D_{11} = 0.1$, $\bar{\delta} = \Delta k = 0.1$ (рис. 3*а*), $\bar{\delta} = \Delta k = 0.2$ (сплошные), $\bar{\delta} = \Delta k = 0.3$ (пунктир) (рис. 3*б*). В обоих случаях заметнее становится начальная компрессия солитона, однако во последнем случае световая пуля не формируется. Увеличение фазовых и групповых расстроек приводит к уменьшению средней интенсивности световой пули.

При увеличении коэффициента кубичной нелинейности до $D_{11} = 0.15$ существенных отличий не наблюдается. Для сравнения на рис. 4*а* и 4*б* приведены четыре случая с разным значением коэффициента D_{11}. При дальнейшем увеличении до значения $D_{11} = 0.5$ наблюдается сильная самокомпрессия после прохождения всего двух-трех нелинейных длин, после чего световая пуля не формируется.

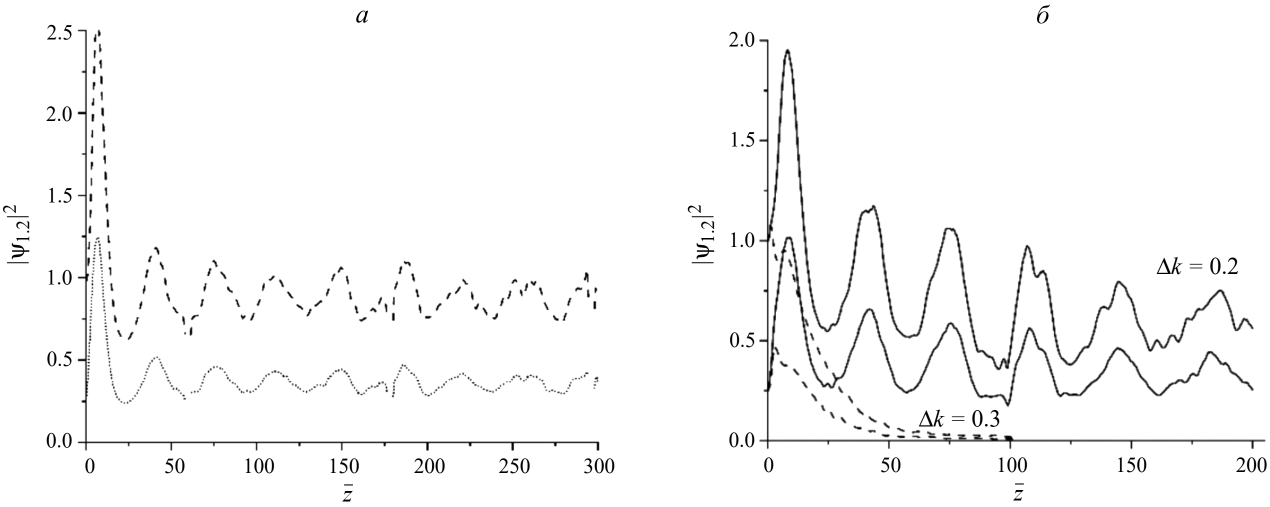

Рис. 3. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ при наличии кубичной нелинейности (*а*); N=5, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $D_{11} = 0.1$, $\delta = \Delta k = 0.1$. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ (*б*) при N=5, $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $\delta = \Delta k$ и различных значениях безразмерной фазовой расстройки: $\Delta k = 0.2$ (сплошные), $\Delta k = 0.3$ (пунктир).

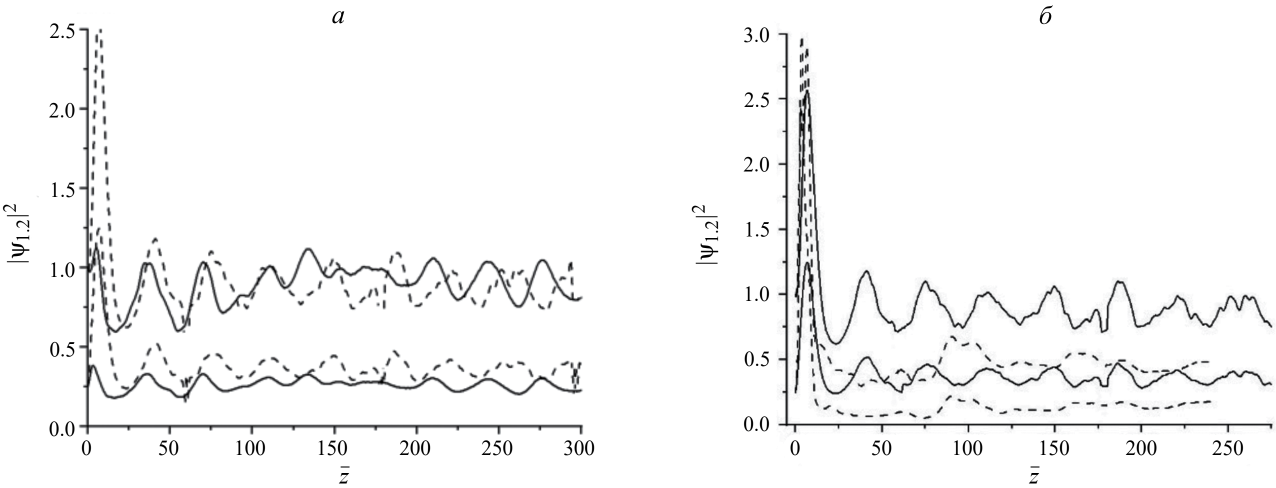

Рис. 4. Зависимости пиковых интенсивностей сигнала (N=5) на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ при наличии кубичной нелинейности (*а*); $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $\delta = \Delta k = 0.1$, $D_{11} = 0.1$ (пунктир), $D_{11} = 0$ (сплошные). Зависимости пиковых интенсивностей сигнала ($N = 5$) на основной и удвоенной частотах $|\psi_{1,2}|^2$ от продольной координаты $\bar{z}$ при наличии кубичной нелинейности (*б*), $D_{\beta 1} = -0.1$, $D_{\beta 2} = -0.2$, $D_{c1} = 0.1$, $D_{c2} = 0.02$, $D_{b1} = 0.2$, $D_{b2} = 0.1$, $\delta = \Delta k = 0.1$, $D_{11} = 0.25$ (пунктир), $D_{11} = 0.15$ (сплошные).

Используя приведенные выше оценки характерных интенсивностей для кристалла ниобата лития, коэффициенту $D_{11} = 0.5$ на частоте $\omega \sim 10^{15}$ Гц соответствует интенсивность $I \approx 10^{11} - 10^{12}$ Вт/см^2, а нелинейные длины второго и третьего порядков $l_{n12} \approx l_{n13}$ принимают значения нескольких десятков микрометров. Таким образом при столь высоких интенсивностях по причине наличия сильной самокомпрессии устойчивость малопериодных световых пуль нарушается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ малопериодных параметрических световых пуль требует учета совместного влияния дифракции и дисперсии высшего порядка, квадратичной, а также зачастую и кубичной нелинейностей. Для решения этой задачи была исследована система связанных квазиоптических уравнений. Мы демонстрируем, что формирование световых пуль остается возможным в определенном диапазоне расстроек фазовых и групповых скоростей, а также при наличии кубичной нелинейности. Для кристалла ниобата лития проведена оценка характерных нелинейных и дисперсионных длин, а также длительности и интенсивности импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Skryabin D.V., Firth W.J.* // Opt. Commun. 1998. V. 148. P. 79.
2. *Кошкин К.В., Сазонов С.В., Калинович А.А., Комиссарова М.В.* // Изв РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 1. С. 68*; Koshkin K.V., Sazonov S.V., Kalinovich A.A., Komissarova M.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 1. P. 56
3. *Malomed B.A., Drummond P., He H. et al.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 4725.
4. *Sazonov S.V., Kalinovich A.A., Komissarova M.V., Zakharova I.G.* // Phys. Rev. A. 2019. V. 100. Art. No. 033835.
5. *Liu X., Beckwitt K., Wise F.* // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 1328.
6. *Liu X., Qian L., Wise F.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. No. 2. P. 83.
7. *Комиссарова М.В., Сухоруков А.П.* // Изв РАН. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 12. С. 189*; Komissarova M.V., Sukhorukov A.P.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1992. V. 56. No. 12. P. 1995.
8. *Šuminas R., Tamošauskas G., Valiulis G., Dubietis A.* // Opt. Letters. 2016. V. 41. No. 9. P. 2097.
9. *Кившарь Ю.С., Агравал Г.П.* Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005*; Kivshar Y.S., Agrawal G.P.* Optical solitons: from fibers to photonic crystals. N.Y.: Academic Press, 2005.
10. *Trofimov V.A., Stepanenko S., Razgulin A.* // PLoS ONE. 2019. V. 14. No. 12. Art. No. e0226119.
11. *Nikogosyan D.N.* // Nonlinear optical crystals: a complete survey. Springer Science+Business Media Inc., 2005.

Few-cycle two-frequency light bullets with detuning of phase and group velocities

A. A. Kalinovich[1], K. V. Koshkin[1, *], M. V. Komissarova[1]

[1]Lomonosov Moscow State University, Moscow, 191991 Russia
**e-mail: koshkin.kv19@physics.msu.ru*

Using numerical modeling, the possibility of forming (2D+1) short-period (3—5 oscillations under the envelope) light bullets in non-centrosymmetric media with the second harmonic at the presence of phase and group velocities mismatches is shown. It is demonstrated that cubic nonlinearity does not prevent the formation of space-time solitons only up to certain intensity values.

Keywords: few-cycle, light bullet, soliton.