

Бризерные солитоны нового типа при Ферми-резонансе оптических колебаний в кристаллах

© О.А. Дубовский

Государственный научный центр РФ, Физико-энергетический институт,
249020 Обнинск, Россия

(Поступила в Редакцию 28 сентября 1999 г.)

Показано, что при Ферми-резонансе экситонных оптических возбуждений в кристаллах в дополнение к найденным ранее солитонам — мультиэкситонным связанным комплексам пикового, кратерного и темнового типов с одной несущей частотой, амплитудой и огибающей — существуют нелинейные солитонные возбуждения принципиально нового бризерного типа. Эти периодические солитонные колебания имеют медленно пульсирующую в определенном интервале амплитуду колебаний несущей высокой частоты, причем несущая частота кратна частоте пульсаций. Степень пульсаций определяет в соответствии с кратностью серию несущих частот, сгущающихся к базовой частоте оптических колебаний. Определена пространственная зависимость двух огибающих новых солитонов пикового типа. С увеличением кратности крутизна пространственной огибающей солитона уменьшается и соответственно радиус локализации возбуждений в солитоне возрастает. Отмечены некоторые другие характерные особенности солитонов нового типа.

Работа выполнена при поддержке Российской государственной научно-технической программы "Актуальные направления в физике конденсированных сред", грантов РФФИ и INTAS.

В настоящее время ведутся экспериментальные и теоретические исследования нелинейных оптических возбуждений большой энергии и амплитуды колебаний — солитонов — связанных мультиэкситонных комплексов, образующихся вследствие Ферми-резонанса (ФР) оптических колебаний, приводящего к экситон-экситонному взаимодействию 3-го порядка. Эффект ФР, при котором энергия $\hbar\omega_C$ экситонов одного (C) типа близка к суммарной энергии $2\hbar\omega_B$ двух экситонов другого (B) типа, при взаимодействии $BB \leftrightarrow C$ приводит к ряду характерных особенностей в спектрах колебаний ионных, молекулярных и т.д. кристаллов самой различной структуры и размерности [1]. Типичные энергии колебаний с ФР, например для ионных кристаллов NH_4Cl равны 300 meV, для LiNbO_3 — 350 meV и т.д. В последнее время ведутся исследования нелинейных оптических колебаний в сверхрешетках различного типа с программируемым чередованием слоев мономеров (например, органических молекул в сверхрешетках PTCDA и NTCDA с энергиями экситонов ≈ 2 meV [2]), разрабатываются новые технологии изготовления многослойных решеток для нелинейных оптических устройств, которые в перспективе могут быть использованы для создания оптического компьютера [2–4]. В [5–7] было обращено внимание на важную роль пространственного ФР оптических колебаний в граничащих кристаллических плоскостях, при котором энергия $\hbar\omega_C$ экситона в одной из плоскостей близка к суммарной энергии $2\hbar\omega_B$ двух экситонов в соседней граничащей плоскости интерфейса. В [7] было показано, что в системах типа сверхрешеток вследствие ФР как нелинейного механизма экситон-экситонного взаимодействия 3-го порядка вдоль интерфейса могут распространяться специфические смешанные $BB + C$ экситонные возбуждения (FRIM, Fermi Resonance Interface Modes). Квантовые и классические FRIM определяют эффект

бистабильности [8]. В [9–11] было показано, что возможна генерация нелинейных солитонных возбуждений с высокой энергией — связанных комплексов из FRIM возбуждений. В [12–14] было показано, что исследованные в [9–11] солитоны являются лишь отдельным элементом целого класса солитонных возбуждений, имеющих различные типы ("пиковые", "кратерные" и "темновые") симметричных [12] и антисимметричных [13] огибающих. В [14] было показано, что солитоны найденного в [12,13] типов могут существовать не только в одномерных и двумерных кристаллических решетках, например на интерфейсах в сверхрешетках, но и в трехмерных кристаллах. Различные нелинейные оптические эффекты, связанные с генерацией солитонов, найденных в [9–14] типов, обсуждались в последующем в работах [15–16]. Отметим, что ФР может оказывать существенное влияние на спектры оптических и акустических многофононных колебаний в легких металлах типа бериллия, широко применяемых в технике [17]. Актуально исследование солитонного механизма переноса энергии возбуждения ~ 0.5 eV в биологических белковых структурах [1].

Отметим, что все исследованные ранее FRIM солитоны имели одну и ту же основную особенность — это были возбуждения одночастотного типа, у которых взаимно связанные несущая частота и амплитуда колебаний с этой частотой уже в изолированной паре мономеров B и C были вместе, разумеется, с константой ФР ангармонизма единственными базовыми параметрами. В кристаллической системе взаимодействующих мономеров эти параметры определяли пространственную зависимость одиночных огибающих солитонов различного вида.

В настоящей работе показано, что в кристаллах с ФР могут генерироваться солитонные периодические колебания принципиально нового типа с существенно отличающимися от прежних амплитудно-частотными ха-

рактеристиками. Это солитоны бризерного типа с периодически пульсирующей в определенном интервале амплитудой несущей частоты, и эта высокая несущая частота кратна низкой частоте пульсаций амплитуды. Бризеры — солитоны с более сложной, чем в [9,10] (в континуальном приближении), пространственно-временной зависимостью (“дыханием”) интенсивно исследуются в самых различных областях физики. Представляло определенный интерес исследование вопроса о возможности существования солитонов такого бризерного типа применительно к колебаниям FRIM типа. Периодические нелинейные колебания такого типа в соответствующем временном Фурье-представлении имеют бесконечный набор частот. Однако аналитическое рассмотрение проводится в дальнейшем не с применением Фурье-разложения, а с использованием полученных далее точных решений соответствующих нелинейных уравнений. Особенностью нелинейных колебаний такого типа является то обстоятельство, что при фиксированной степени пульсаций амплитуды, определяющей частоту этих пульсаций, существует целая серия термов несущих частот, сгущающихся к базовой частоте мономеров $\omega_C \cong 2\omega_B$. Взаимодействие мономеров — нелинейных осцилляторов — в кристалле приводит к формированию солитонов нового типа, имеющих в отличие от исследованных ранее эту же основную особенность — низкочастотные пульсации амплитуды несущей высокой частоты, кратной частоте пульсаций. В кристалле это приводит к пространственному распределению амплитуд и степени пульсаций на крыльях солитонов с соответствующим видом пространственной зависимости уже двух огибающих отдельного солитона. При этом возникает ряд особенностей, связанных с самим характером колебаний в бризерных солитонах. В частности, крутизна огибающей на крыльях солитона уменьшается с увеличением соответствующей кратности, т.е. радиус локализации возбуждений в солитоне увеличивается.

Далее исследуются колебания этого нового типа, по общему виду огибающей относящиеся к солитонам пикового типа с конечной отрицательной производной огибающей солитона в его центре. В связи с резким усложнением аналитического представления колебаний этого вида в настоящее время затруднительно исследование возможности существования солитонов кратерного и темного типов [12–14]. Исследование этого вопроса в развитие настоящей работы несомненно представляет определенный интерес. В дальнейшем представляется необходимым исследование нелинейных эффектов, изученных ранее [9–16] для прежних FRIM солитонов, применительно теперь уже к солитонам нового вида, найденным в настоящей работе, — первом этапе исследований в этом направлении.

Гамильтониан H кристаллической системы с ФР оптических колебаний мономеров, например молекул в органических сверхрешетках, в узельном представлении

вторичного квантования имеет вид

$$\begin{aligned} H &= H_B + H_C + H_{int}, \\ H_B &= \sum_n \hbar\omega_B b_n^\dagger b_n + \sum_{n \neq m} V_{nm}^{(B)} b_n^\dagger b_m, \\ H_C &= \sum_n \hbar\omega_C c_n^\dagger c_n + \sum_{n \neq m} V_{nm}^{(C)} c_n^\dagger c_m, \\ H_{int} &= \Gamma \sum_n \left[(b_n^\dagger)^2 c_n + c_n^\dagger (b_n)^2 \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) b_n^\dagger , c_n^\dagger , b_n , c_n — Бозе-операторы рождения, уничтожения экситонных возбуждений B и C типов в узле n , например в паре B и C молекул по обе стороны интерфейса, $V_{nm}^{(B,C)}$ — матричные элементы оператора межмолекулярного взаимодействия, определяющие трансляционный перенос экситонов. В составляющей гамильтониана, учитывающей ФР колебаний, константа Γ определяет энергию ангармонического $C \leftrightarrow BB$ взаимодействия 3-го порядка, и эта энергия может составлять величину $\approx 1000 \text{ cm}^{-1}$. Детальное обсуждение такого вида гамильтониана проведено в [7].

Уравнение Гейзенберга для операторов b_n , c_n

$$i\hbar \frac{db_n}{dt} = -[H, b_n], \quad i\hbar \frac{dc_n}{dt} = -[H, c_n] \quad (2)$$

при взаимодействии ближайших соседей $V_{nm}^{(BC)} = V_{B,C} \delta_{n,m+1}$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{db_n}{dt} &= \hbar\omega_B b_n + V_B \sum_1 b_{n+1} + 2\Gamma b_n^\dagger c_n, \\ i\hbar \frac{dc_n}{dt} &= \hbar\omega_C c_n + V_C \sum_1 c_{n+1} + \Gamma b_n^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Для описания высокоэнергетичных нелинейных колебаний с большими числами заполнения при сильной лазерной накачке обычно используется квазиклассическое приближение, в рамках которого все операторы в (3) заменяются их средними значениями $\langle b_n \rangle = B_n$, $\langle c_n \rangle = C_n$, где B_n , C_n — соответствующие смещения. При этом уравнения (3) для средних имеют следующий вид [9,10]:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{dB_n}{dt} &= \hbar\omega_B B_n + V_B \sum_1 B_{n+1} + 2\Gamma B_n^* C_n, \\ i\hbar \frac{dC_n}{dt} &= \hbar\omega_C C_n + V_C \sum_1 C_{n+1} + \Gamma B_n^2. \end{aligned} \quad (4)$$

В [9–16] солитонные решения стоячего типа, т.е. без пространственного смещения солитона, искались в одночастотном, простейшем, как это теперь ясно, виде

$$B_n(t) = B_n \exp\left(-i\frac{\Omega}{2}t\right), \quad C_n(t) = C_n \exp(-i\Omega t). \quad (5)$$

Подстановка $B_n(t)$, $C_n(t)$ с такой временной зависимостью в (4) и последующий анализ системы нелинейных уравнений для амплитуд B_n , C_n давал соответствующую форму огибающей, однозначно связанной с несущей частотой Ω . Основной вид этой связи виден уже из легко получаемой из (4) зависимости от Ω для амплитуд B_0 , C_0 изолированной пары

$$B_0 = \hbar(2\Gamma)^{-1}((\Omega - 2\omega_B)(\Omega - \omega_C))^{1/2},$$

$$C_0 = \hbar(4\Gamma)^{-1}(\Omega - 2\omega_B). \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что решения системы уравнений (4) зависят от параметра Γ/\hbar как от масштабного множителя, и поэтому естественно ввести имеющие размерность частоты величину $b_n(\Gamma/\hbar)B_n$ и соответствующую величину $c_n = (\Gamma/\hbar)C_n$.

Между тем, как будет показано далее, имеется и другое, также периодическое, но гораздо более сложное решение нелинейных уравнений (4) уже для изолированной BC пары. Не приводя для краткости полный аналитический расчет, представим только структурную схему такого решения и его конечный результат. Представим для изолированной пары систему двух уравнений (4) для величин b_0^2 , c_0 в виде

$$i\hbar \frac{db_0^2}{dt} = 2\hbar\omega_B b_0^2 + 4|b_0|^2 c_0, \quad i\hbar \frac{dc_0}{dt} = \hbar\omega_C c_0 + b_0^2 \quad (7)$$

и будем искать решение первого уравнения этой системы в следующем виде, выделяющем зависящие от времени модуль и фазу величины b_0^2 :

$$b_0^2(t) = \rho(t) \exp(-i\varphi(t)). \quad (8)$$

Подстановка (8) в первое уравнение (7) дает зависимость от ρ , φ для c_0

$$c_0(t) = \frac{1}{4} \exp(-i\varphi(t)) \left(i \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{d\varphi}{dt} - 2\hbar\omega_B \right). \quad (9)$$

Для упрощения и так достаточно громоздких расчетов будем полагать ФР абсолютным, т.е. $\omega_C = 2\omega_B$ точно, хотя, как видно из решения, это и не принципиально. Подстановка (9) во второе уравнение (8) и выделение действительной и мнимой частей дает два связанных нелинейных дифференциальных уравнения второго порядка для ρ , φ , которые с использованием соответствующих процедур сводятся к решению дифференциальных уравнений первого порядка для ρ и φ

$$\frac{d\rho}{dt} = \pm \sqrt{8(\rho_1 - \rho)(\rho - \rho_2) \left(\rho + (\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1})^{-1} \right)}, \quad (10a)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega_C - \frac{2\rho_1\rho_2}{\rho} \sqrt{\frac{2}{\rho_1 + \rho_2}}. \quad (10b)$$

В (10a) наличие двух знаков связано с тем, что это уравнение получено из соответствующего квадратного

уравнения, величины ρ_1 , ρ_2 — константы интегрирования, определяющие границы $\rho_2 \leq \rho \leq \rho_1$ пульсаций $\rho(t)$. Решение уравнения (10a) в виде зависимости $t = t(\rho)$ есть

$$t(\rho) = \frac{1}{\sqrt{2q}} F(\psi(\rho), k), \quad 0 \leq t \leq \frac{T}{2}, \quad (11a)$$

$$t(\rho) = T - \frac{1}{\sqrt{2q}} F(\psi(\rho), k), \quad \frac{T}{2} \leq t \leq T, \quad (11b)$$

где $F(\psi, k)$ — эллиптический интеграл первого рода с модулем k . Константы q , модуль k и период пульсаций T определяются значениями ρ_1 , ρ_2

$$q = \rho_1 + (\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1})^{-1},$$

$$k = \sqrt{\frac{\rho_1 - \rho_2}{q}}, \quad T = \sqrt{\frac{2}{q}} K(k), \quad (12)$$

где $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Функция $\psi(\rho)$ в (11) имеет следующий вид:

$$\psi(\rho) = \arcsin \left(\frac{1}{k} \sqrt{\frac{\rho - \rho_2}{\rho + (\rho_1^{-1} + \rho_2^{-1})^{-1}}} \right). \quad (13)$$

Отсчет времени выбран так, что при $t = 0$ величина $\rho = \rho_2$ наименьшая и $\psi = 0$, при $t = T/2$ величина $\rho = \rho_1$ наибольшая; в конце периода при $t = T$ восстанавливаются значения при $t = 0$. Отметим, что в первом полупериоде зависимость $t(\rho)$ определяется из первого уравнения (11a) со знаком плюс, а во втором полупериоде — из (11a) со знаком минус. В свою очередь фаза $\varphi(t)$ из уравнения (10b) после интегрирования по ρ с использованием (10a) и при учете периодических пульсаций ρ определяется следующим образом:

$$\varphi(\rho) = \omega_C t - \frac{[(2\rho_1 + \rho_2)\Pi(n, \psi(\rho), k) - (\rho_1 + \rho_2)F(\psi(\rho), k)]}{\sqrt{\rho_1(\rho_1 + 2\rho_2)}},$$

$$0 \leq t \leq T/2, \quad (14a)$$

$$\varphi(\rho) = \omega_C t - \left[J - \frac{2[(2\rho_1 + \rho_2)\Pi(n, \psi(\rho), k) - (\rho_1 + \rho_2)F(\psi(\rho), k)]}{\sqrt{\rho_1(\rho_1 + 2\rho_2)}} \right],$$

$$T/2 \leq t \leq T. \quad (14b)$$

В (14) первое соотношение определяет набор фазы при увеличении ρ , а второе — при уменьшении ρ . Функция $\Pi(n, \psi, k)$ — также известная табулированная специальная функция, эллиптический интеграл третьего рода с параметром n . Этот параметр и величина J имеют следующие значения:

$$n = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + 2\rho_2},$$

$$J = \frac{4[(2\rho_1 + \rho_2)\Pi(n, \pi/2, k) - (\rho_1 + \rho_2)K(k)]}{\sqrt{\rho_1(\rho_1 + 2\rho_2)}}. \quad (15)$$

Периодическое продолжение (14) на последующие периоды колебаний показывает, что фаза имеет линейную по t составляющую, связанную не только с ω_C , но и с J , причем с противоположным знаком, и связанный с этим линейный набор фазы происходит через каждый период T . Таким образом, несущая частота Ω , определяющая полный набор фазы после каждого периода пульсаций ρ с частотой $\omega = 2\pi/T$, равна

$$\Omega = \omega_C - \frac{J}{T}, \quad (16)$$

где значения J , T определены соотношениями (15), (12). Сложные функциональные зависимости $t(\rho)$, или, наоборот, $\rho(t)$, и $\varphi(\rho)$, представленные в (11), (14), существенно упрощаются в пределе близких ρ_1 и ρ_2 . При условии $\rho_1 - \rho_2 \ll (\rho_1 + \rho_2)/2$, когда $F(\psi) \approx \Pi(\psi)$ значения $n = 0$, $k = 0$, $J = 2\pi/\sqrt{3}$, $T = \pi\sqrt{2/(3(\rho_1 + \rho_2))}$ и функциональные зависимости от времени модуля и фазы имеют следующий более простой вид:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} - \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} \cos(\omega t), \\ \varphi(t) &= \Omega t - \frac{\rho_1 - \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)\sqrt{3}} \sin(\omega t), \end{aligned} \quad (17)$$

дающий определенное представление о характере рассматриваемых нелинейных колебаний. Отметим осциллирующий характер фазы, что собственно и является особенностью нелинейных колебаний, отличающей их от обычных гармонических биений.

Полностью периодический колебательный процесс будет происходить только в том случае, когда период T низкочастотных пульсаций кратен периоду $2\pi/\Omega$ колебаний с несущей частотой Ω

$$m \frac{2\pi}{\Omega} = T, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

Подстановка (18) в (16) приводит после несложных преобразований к определению зависимостей от кратности m несущих частот $\Omega = \Omega_m$ и величин $\omega = \omega_m$, условно определяющих частоту пульсаций нелинейных колебаний (14)

$$\begin{aligned} \Omega_m &= \omega_C \left(1 - \frac{1}{1 + m(2\pi/J)} \right), \\ \omega_m &= \omega_C \frac{1}{m + (J/2\pi)}. \end{aligned} \quad (19)$$

Нетрудно видеть, что Ω_m представляют серию термов $\Omega_1 < \Omega_2 < \dots < \omega_C$, сгущающихся вблизи ω_C , подобно серии атомных уровней водорода. То, что $\Omega_m < \omega_C$, связано с принятым выше выбором констант интегрирования. Проведенный предварительный анализ показал, что при других значениях этих констант существует и аналогичный высокочастотный набор $\Omega_j > \omega_C$, однако временная зависимость модуля $\rho(t)$ отлична от (11). Несомненно, что более подробное исследование этого

вопроса в дальнейшем представляется необходимым. Детальный анализ приведенных соотношений показывает, что базовыми параметрами исследуемых нелинейных колебаний являются кратность m , величина $x \equiv \rho_2/\rho_1$ как степень пульсаций и естественно ω_C . По фиксированным m , x и (11), (15), (19) определяется k , n , J , ρ_1 , ρ_2 , T , Ω_m , ω_m и затем зависимости $\rho(t)$, $\varphi(t)$, $c(t)$ в инвертированном виде с помощью $t = t(\rho)$. С помощью известных эллиптических функций Якоби sn , cn возможно и прямое представление зависимости $\rho = \rho(t)$ — непосредственно из (14), однако для краткости такое аналитическое представление не приводится. В численных расчетах на компьютере именно указанный выше алгоритм использовался для расчетов зависимостей $t(\rho)$, $\varphi(\rho)$, $c(\rho)$ с последующим простым инвертированием к графическому представлению, например $\rho = \rho(t)$ и других временных зависимостей.

Колебания описанного типа в кристаллах естественно коллективизируются. Для их исследования воспользуемся тем же способом, который был применен ранее [12–14] при исследовании пиковых, кратерных и темновых солитонов прежнего типа. Рассмотрим на первом этапе одномерную кристаллическую цепочку из пар BC молекул и исследуем, как и в [12], только симметричные стоячие солитонные решения. По-видимому, обобщение для антисимметричных решений для двумерных и трехмерных кристаллов не вызовет принципиальных затруднений [13,14]. Будем, как и в [12–14], для сокращения числа используемых параметров полагать, что $V_C = V_B = \hbar v$ и что отношение $\alpha \equiv |v|/\omega_C$ мало, как это и имеет место, например, для экситонов Френкеля в молекулярных кристаллах, где $\hbar\omega_C \approx 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$, а $|\hbar v| \approx 10^2 \text{ cm}^{-1}$. При малых $\alpha \approx 10^{-2}$ система уравнений (4) с прежней одночастотной временной зависимостью, указанной выше [12–14], для симметричных состояний цепочки из $2N - 1$ пар BC молекул приводила к системе N зацепляющихся нелинейных уравнений. При этом для малых α и больших N для пиковых, кратерных и темновых солитонов из-за быстрого спада пространственной огибающей на крыльях солитонов не очень существенно, замкнута или разомкнута цепочка. При $N = 2, 3, 4$ соответствующая система уравнений решалась аналитически, и полученные решения, собственно говоря, показали возможность существования пиковых, кратерных и темновых солитонов. Эти же решения использовались затем как вводные данные для компьютерного определения огибающей солитонов при больших N . При этом вследствие малости α , приводящей к резкому уменьшению огибающих на крыльях у пиковых солитонов, результаты точных расчетов можно было аналитически аппроксимировать, используя схему пары центральных нелинейных BC осцилляторов в узле $n = 0$ с большими амплитудами колебаний b_0 , c_0 и последовательно взаимодействующих (с энергией V) с ними и друг с другом без обратной связи соседних пар в узлах n на крыльях, уже с малыми амплитудами колебаний b_n , $c_n \approx \alpha b_{n-1}$, αc_{n-1} . Вследствие

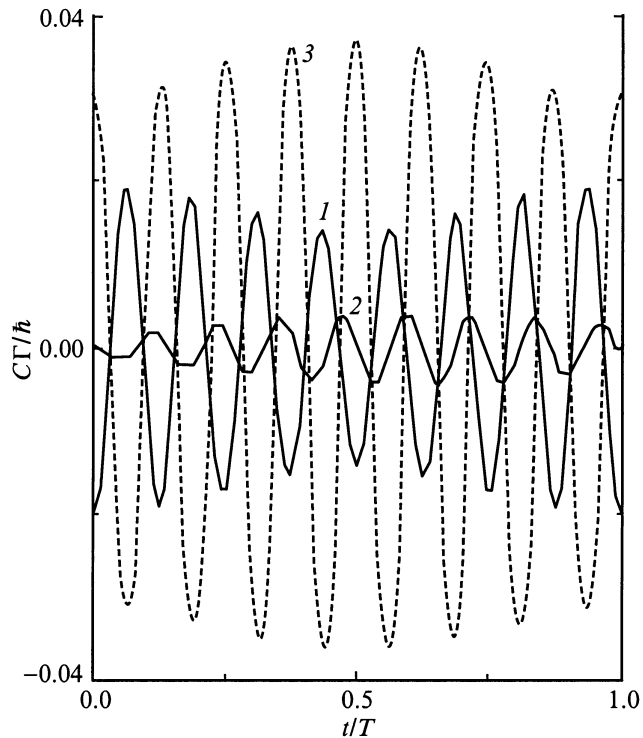


Рис. 1. Нелинейные высокочастотные колебания и низкочастотные пульсации амплитуд бризерных солитонов нового типа при Ферми-резонансе оптических возбуждений.

этой малости амплитуд на крыльях нелинейность не существенна и колебания в этих узлах можно считать гармоническими.

В связи со сложностью временной зависимости рассматриваемых в данной работе нелинейных колебаний, которая уже при $N = 2$ приводит к существенным затруднениям при попытке аналитического и чисто компьютерного решения, на первом этапе в данной работе для замкнутой цепочки использовалась при малой α указанная выше схема центрального нелинейного осциллятора $n = 0$ и вынужденных колебаний без обратной связи в последовательности $n \rightarrow 0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \dots$. Последнее отвечало пренебрежению малыми членами порядка α^2 по сравнению с составляющими порядка α . При этом была установлена последовательность уменьшающихся амплитуд b_n, c_n , определяющая пространственные огибающие бризерного солитона нового типа. При нахождении более точного численного решения системы уравнений (4) исходно использовалась указанная выше схема центрального нелинейного осциллятора и связанных с ним последовательно без обратной связи гармонических осцилляторов. Затем найденные пространственно-временные решения использовались для компьютерного решения системы уравнений (4) с использованием рекуррентной процедуры корректировки результатов до получения приемлемой повторяемости результатов.

Полученные на PC PENTIUM с использованием MATHCAD решения представлены на рис. 1 и 2. Используются значения параметров: $m = 8, x = 0.7, \alpha = 0.01$. На рис. 1 во временном интервале $0 \leq t \leq T$ представлены зависимости $\text{Re}(c_0(t))$ (кривая 1), $\text{Im}(c_1(t))$ (кривая 2) и функция $B_0(t) = \text{sign}(f(t))\sqrt{|f(t)|}$ с $f(t) \equiv \rho(t) \cos(\varphi(t))$ (кривая 3), демонстрирующие осцилляции соответствующих величин с высокой несущей частотой Ω , сопровождающиеся низкочастотной пульсацией амплитуд. Эти зависимости дают представление о временном и пространственном характере B - и C -колебаний в центральном и ближайшем к нему узлах. Корневая зависимость для $f(t)$ выбрана для графического разделения кривой 2 с представлением временной зависимости модели колебаний B -типа, но эти колебания идут естественно с фазой $\varphi(t)/2$. Необходимо отметить, что в данном случае наблюдаются не обычные гармонические биения с двумя частотами, а нелинейные колебания с пульсирующей фазой, дающей в разложении Фурье бесконечный набор частот. Такой же в принципе вид, как и на рис. 1, имеют не представленные графически временные зависимости соответствующих действительных и мнимых составляющих $c_n(t), b_n(t)$ с убывающими, как это видно из сравнения кривых 1 и 2, при росте n амплитудами. Некоторые изломы на кривых связаны с техническими возможностями графопостроителя по 100 точкам на рис. 1, выбранным из 200 точек в

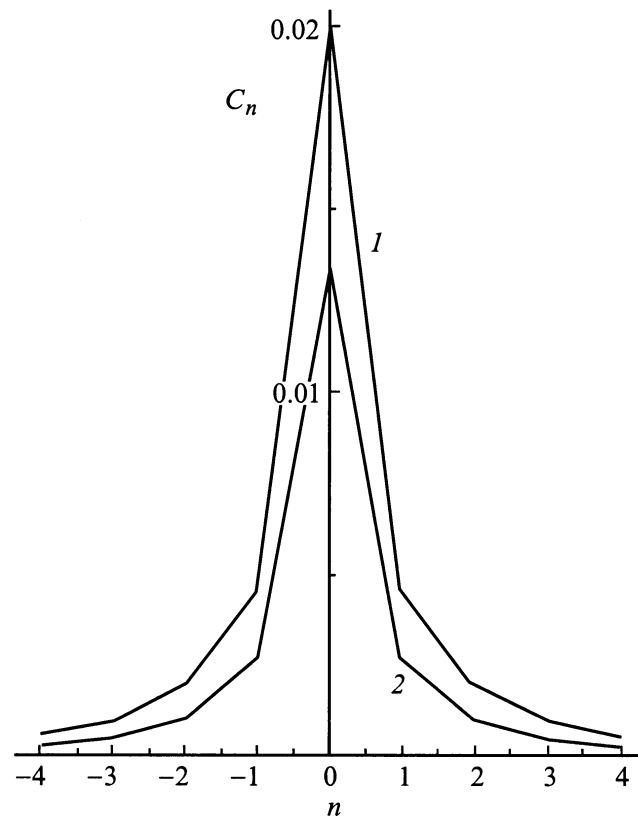


Рис. 2. Бинарные пространственные огибающие бризерных солитонов нового типа.

MATHCAD, которые дают абсолютно гладкие кривые. Не приводящиеся для краткости результаты расчетов и соответствующие графики для $n = 2, 3, \dots$ с предельным по компьютерным ресурсам значением $n = 8$ подтвердили существование солитонного решения обсуждаемого типа и позволили определить пространственную зависимость соответствующих огибающих. На рис. 2 представлены пространственные зависимости двух огибающих $\max |c_n|$ (кривая 1) и $\min |c_n|$ (кривая 2), проведенные по максимальным и минимальным значениям модуля $c_n(t)$. Видно, что уменьшение амплитуд с ростом n идет не с параметром α , а несколько медленнее, что связано с величиной параметра кратности m . Как показали численные расчеты и соответствующие аналитические оценки, с ростом m уменьшение огибающих замедляется и соответственно радиус локализации возбуждений в солитоне возрастает. Исследование всех связанных и с этим, и с другими эффектами деталей солитонных колебаний данного типа представляет интерес в дальнейшем.

В заключение автор считает своим долгом выразить искреннюю признательность В.М. Аграновичу за полезные замечания.

Список литературы

- [1] В.М. Агранович, Й.Й. Лалов. УФН **146**, 2, 267 (1985).
- [2] F.F. So, S.R. Forrest, Y.Q. Shy, W.H. Steier. Appl. Phys. Lett. **56**, 7, 674 (1990).
- [3] F.F. So, S.R. Forrest. Phys. Rev. Lett. **66**, 20, 2649 (1991).
- [4] V.M. Agranovich. Mol. Liq. Cryst. **230**, 1, 13 (1993).
- [5] V.M. Agranovich, R.D. Atanasov, G.F. Bassani. Chem. Phys. Lett. **199**, 6, 621 (1992).
- [6] V.M. Agranovich. Physica Scripta **T49**, 5, 699 (1993).
- [7] V.M. Agranovich, O.A. Dubovsky. Chem. Phys. Lett. **210**, 4–6, 458 (1993).
- [8] V.M. Agranovich, J.B. Page. Phys. Lett. **A183**, 5/6, 651 (1993).
- [9] В.М. Агранович, А.М. Камчатнов. Письма в ЖЭТФ **59**, 6, 397 (1994).
- [10] V.M. Agranovich, O.A. Dubovsky, A.M. Kamchatov. J. Phys. Chem. **98**, 51, 13 (1994).
- [11] V.M. Agranovich, S.A. Darmanyan, O.A. Dubovsky, A.M. Kamchatnov, E.I. Ogievetsky, P. Reineker, Th. Neidlinger. Phys. Rev. **B53**, 23, 15451 (1996).
- [12] О.А. Дубовский, А.В. Орлов. ФТТ **38**, 4, 1221 (1996).
- [13] О.А. Дубовский, А.В. Орлов. ФТТ **38**, 6, 1931 (1996).
- [14] О.А. Дубовский, А.В. Орлов. ФТТ **41**, 4, 712 (1999).
- [15] S. Darmanyan, A. Kobyakov, F. Lederer. Phys. Rev. **B57**, 2, 957 (1998).
- [16] V.M. Agranovich, S.A. Darmanyan, O.A. Dubovsky, K.I. Grigorishin, A.M. Kamchatnov, Th. Neidlinger, P. Reineker. Phys. Rev. **B57**, 26, 2461 (1998).
- [17] О.А. Дубовский, А.В. Орлов. ФТТ **39**, 3, 542 (1997).