

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

УДК 535.015, 535.33.621, 530.182.1

УПРАВЛЕНИЕ ДИССИПАТИВНЫМИ СОЛИТОНАМИ В ВОЛНОВОДНОЙ ЛОВУШКЕ*

А. А. Заболотский

*Институт автоматизи и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: zabolotskii@iae.nsk.su*

Рассмотрен плоский пакет световодов с неоднородно имплантированными примесными резонансными атомами. Найдены условия формирования диссипативных солитонов вследствие конкуренции керровской насыщающейся нелинейности и дифракции в волноводных ловушках, образованных примесными средами. Показано, что применение постоянного электрического поля к примесной резонансной среде с постоянным дипольным моментом позволяет управлять распространением солитонов в Y-образных волноводных ловушках.

Ключевые слова: распространение солитонов, управление траекторией, оптическая ловушка, уравнение Гросса — Питаевского.

Введение. Изучение распространения и удержания солитоноподобных импульсов различной природы в потенциальных ловушках представляет большой практический и теоретический интерес [1]. Механизмы управления оптическими свойствами солитонов в волноводных ловушках, основанные на свойствах экситонов в микроустройствах, могут быть использованы для разработки оптоэлектронных устройств. Механизмы удержания электрондырочной жидкости были продемонстрированы в ловушках разной природы [2–5], в том числе в электростатических [6]. К числу сред, в которых реализуются механизмы самозахвата и локализации солитонов относятся фоторефрактивные материалы. В них автолокализация также может возникнуть в результате фотоэлектрических эффектов [7], диффузии электронов [8] или вследствие резонансного усиления, вызванного возбуждением электрондырочных пар [9].

Механизмы захвата и локализации солитонов в ловушках могут исследоваться в рамках уравнения Гросса — Питаевского [1], которое с разными формами внешних потенциалов используется при описании бозе-эйнштейновской конденсации экситонов и конденсации холодных атомов [1]. Для описания динамики однородной периодической решётки, состоящей из большого числа нелинейно-оптических одномодовых волноводов, нередко применяется феноменологическая модель, при выводе которой считается, что эволюция медленно меняющихся огибающих отдельных мод в плоской системе волноводов может быть представлена дискретным уравнением, учитывающим взаимодействие с ближайшим соседом для слабо перекрывающихся мод. Нелинейные эффекты описываются керровской нелинейностью [10]. Динамика коллективного поведения оптических нелинейных антенн, плоских массивов оптических волноводов, так же как и атомных цепочек, характеризуется богатым набором нелинейно-оптических эффектов, квазисолитонными, бистабильными, вихревыми и другими решениями дискретных эволюционных уравнений [10–14]. Для компенсации потерь используется допирование световодов атомами с энергетическим пе-

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-90475).

реходом, близким к несущей частоте световой волны, распространяющейся в световоде. Эти атомы, квантовые точки и другие подобные среды могут моделироваться двухуровневой средой (ДУС) с резонансным оптическим переходом и с накачкой верхнего уровня. В данной работе рассматривается безынерционная оптическая нелинейность. В качестве безынерционной нелинейной среды для импульсов с длительностью больше 1 пс служат флуоресцентные молекулярные J -агрегаты красителей, обладающие уникальными спектральными свойствами, такими как узкие спектральные полосы, значительные коэффициенты экстинкции, предельно короткое время высвечивания, малые времена релаксации и аномально высокая кубическая восприимчивость [15, 16].

Как правило, в исследованиях динамики солитонов в этих системах, используется однородное по поперечному сечению пакета волноводов распределение атомов.

Целью предлагаемой работы является изучение условий формирования и возможностей управления распространением солитонов, в том числе диссипативных, в волноводных ловушках, образованных примесными ДУС. Рассматривается эволюция поля в однородном плоском массиве волноводов с имплантированными ДУС, распределёнными на плоскости в виде узких валов (стенок) или цепочек холмиков.

Описание модели. Пусть оптически прозрачная плоская пластина с керровской нелинейностью расположена в (x, y) -плоскости и в плоскость имплантирована ДУС с неоднородной плотностью $N_d(x, y)$. Диэлектрическая проницаемость среды имеет вид $\epsilon_h = n_0^2 + \chi_3 |E|^2$, где n_0 — коэффициент преломления среды, χ_3 — константа керровской нелинейности, E — амплитуда электромагнитного поля. Эволюция квазимонохроматической волны с несущим волновым вектором, направленным по оси x в такой среде, описывается уравнением Максвелла [17, 18]

$$2ik \left(\partial_x + \frac{n_0}{c} \partial_t \right) \mathbf{E} + D \partial_y^2 \mathbf{E} + \frac{k^2 \chi_3}{n_0^2} |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E} = - \frac{4\pi\omega^2 N_d}{c^2} \mathbf{M} R, \quad (1)$$

где \mathbf{M} — вектор дипольного момента резонансного перехода; D — коэффициент, представляющий величину перекрытия полей в соседних волноводах в континуальном приближении и приближении взаимодействия ближайших соседей. В случае однородной среды $D = 1$ и член $\partial_y^2 \mathbf{E}$ описывает поперечную дифракцию. Для электромагнитного поля \mathbf{E} и недиагональной части матрицы плотности ДУС ρ_{ij} использовано приближение медленной огибающей:

$$\mathbf{E}(x, t) = \frac{1}{2} \mathbf{e} \mathcal{E}(x, y, t) e^{ikx - i\omega t} + \text{c. c.}; \quad \rho_{12}(x, y, t) = \frac{1}{2} R(x, y, t) e^{ikx - i\omega t} + \text{c. c.}, \quad (2)$$

где $k\partial_x \mathcal{E} \ll k\mathcal{E}$; $\partial_t \mathcal{E} \ll \omega \mathcal{E}$; $\partial_t R \ll \omega R$; k, ω — несущие волновой вектор и частота соответственно; $\omega n_0 = ck$; \mathbf{e} — единичный вектор, показывающий направление поляризации поля.

С учётом приближения (2) приводим уравнения Блоха для двухуровневой среды [18] к системе уравнений

$$\frac{\partial R}{\partial t} = (i\omega - i\omega_0 - \gamma_2 + i\Omega)R - \frac{i}{\hbar} (\mathbf{eM}) \mathcal{E} R_3, \quad (3)$$

$$\frac{\partial R_3}{\partial t} = -\gamma_1 (R_3 - R_0) - \frac{i}{2\hbar} [(\mathbf{eM})^* \mathcal{E}^* R - (\mathbf{eM}) \mathcal{E} R^*], \quad (4)$$

где $R_3 = \rho_{22} - \rho_{11}$ — разность заселённости уровней; ω_0 — частота перехода; $R_0 = R_3(x, y, 0)$ — начальная разность заселённости уровней. Для поглощающей (усиливающей) двухуровневой среды $R_0 = -1$ (1). Уравнения Блоха трёхуровневой среды могут быть сведены к эффективной двухуровневой среде, в которой $P = \gamma_1 R_0 > 0$ — скорость накачки

верхнего уровня. В присутствии постоянного электрического поля возможен частотный сдвиг $\Omega = (m_{22} - m_{11})E_0\hbar^{-1}$, где $m_{22} - m_{11}$ — постоянный дипольный момент ДУС, E_0 — амплитуда внешнего постоянного поля.

Стационарное решение уравнений (3) и (4) имеет вид

$$R = -\frac{R_3(i\gamma_2 + \nu)}{\gamma_2^2 + \nu^2} \frac{(\mathbf{eM})}{\hbar} \mathcal{E}, \quad (5)$$

$$R_3 = R_0 \left[1 + \frac{\gamma_2 |(\mathbf{eM})\mathcal{E}|^2}{2\hbar^2 \gamma_1 [\gamma_2^2 + \nu^2]} \right]^{-1} \quad (6)$$

(здесь $\nu = \omega - \omega_{12} + \Omega$).

Слабое насыщение. Пренебрегаем далее анизотропией, т. е. $(\mathbf{eM})\mathcal{E} = M\mathcal{E}$. Перейдём к безразмерным переменным:

$$\mathcal{E} = f_0 u; \quad \tau = \frac{f_0^2 k \chi_3}{4n_0} \left(x + \frac{c}{n_0} t \right); \quad \eta = \frac{k f_0}{n_0} \sqrt{\frac{\chi_3}{2D}} y, \quad (7)$$

где f_0 — размерная константа, определяющая характерную величину амплитуды поля. Пусть $f_0 = \hbar\sqrt{\gamma_1\gamma_2}/M$, тогда из (1) получаем уравнение

$$i\partial_\tau u + \partial_\eta^2 u + 2|u|^2 u = Q(\eta) \frac{(i + \nu\gamma_2^{-1})u}{1 + \epsilon|u|^2}, \quad (8)$$

в котором

$$Q(\eta) = \frac{8\pi M N_d(\eta) \gamma_2 \sqrt{\gamma_1 \gamma_2}}{f_0^3 \chi_3 (\gamma_2^2 + \nu^2)} R_0, \quad (9)$$

$$\epsilon = \frac{\gamma_2^2}{2[\gamma_2^2 + (\omega - \omega_{12} + \Omega)^2]}. \quad (10)$$

Правая часть уравнения (8) включает нелинейный потенциал

$$U(\eta) = Q(\eta) \frac{\nu\gamma_2^{-1}}{1 + \epsilon|u|^2}, \quad (11)$$

форма которого определяется распределением двухуровневых примесных частиц $N_d(\eta)$ на плоскости.

Для $\epsilon \ll 1$ влияние насыщения оптического перехода в ДУС можно учесть, разложив по интенсивности поля

$$R_3 \approx R_0(1 - \epsilon|u|^2). \quad (12)$$

Используя (12), из уравнения (8) получаем

$$i\partial_\tau u + \partial_\eta^2 u + [2 + \epsilon Q(i + \nu\gamma_2^{-1})]|u|^2 u = Q(i + \nu\gamma_2^{-1})u - igu. \quad (13)$$

Последний член в правой части уравнения описывает линейные потери в волноводах, где g_0 — действительная положительная константа. Оценим величину Q . В системе единиц СГС для $\nu \sim \gamma_2$, $M \sim 6 \cdot 10^{-18}$, $\gamma_1 \sim 10^{11}$, $\gamma_2 \sim 10^{12}$ получаем $f_0 \sim 300$ и

$$|Q_{\max}| \sim 2 \cdot 10^{-24} \frac{N_d}{\chi_3}. \quad (14)$$

Здесь величина потенциала задаётся плотностью ДУС и кубической восприимчивостью среды. Одним из условий захвата солитона с амплитудой ~ 1 в ловушку является достаточно большая «глубина» ловушки. В рассмотренных далее примерах ловушек требуется величина $|Q_{\max}| \gtrsim 1$. Для известных оптических сред χ_3 не более 10^{-6} СГС. Поэтому в качестве ДУС могут быть использованы молекулы красителя, для которых при плотности $N_d \ll 10^{-18} \text{ см}^{-3}$ не возникает тушения люминесценции.

Условия существования локализованного диссипативного солитона определяются знаком и формой потенциала и компенсацией потерь. В рассматриваемой задаче потенциал U в общем случае находится из распределения ДУС по плоскости и направления \mathbf{e} поля. Возможны варианты распределений ДУС в виде валов или цепочек холмиков внутри пластины или на её поверхности. Потенциалом можно управлять, изменяя расстройку ν внешним статическим электрическим полем, если у имплантированной двухуровневой среды имеется ненулевой постоянный дипольный момент. К таким ДУС относятся некоторые квантовые точки, обладающие значительным постоянным дипольным моментом, вследствие чего в постоянном электрическом поле наблюдается сдвиг спектров поглощения и усиления. Это свойство используется для формирования электростатических ловушек для экситонов [4, 6].

Рассмотрим случай, когда $\text{sign}R_0\nu > 0$. Здесь для захвата солитона в ловушку требуются две или более стенки ДУС на плоскости. Имплантированные атомы могут располагаться в виде сплошных стенок или в виде цепочек сгустков достаточно близко друг к другу. На рис. 1 показано изменение траектории солитона внутри двух цепочек сгустков примесных атомов. При увеличении расстояния между сгустками атомов или при достаточно большой x -проекции скорости в начальный момент солитон может покинуть ловушку или потерять энергию при рассеянии на потенциальной стенке, трансформируясь в низкоамплитудные осцилляции.

В случае $\text{sign}R_0\nu < 0$ локализация импульсов возникает внутри потенциальной ямы при условии достаточной её глубины и начальной x -проекции скорости солитона, не превышающей критического значения (подробно см. далее). Распространение импульсов внутри

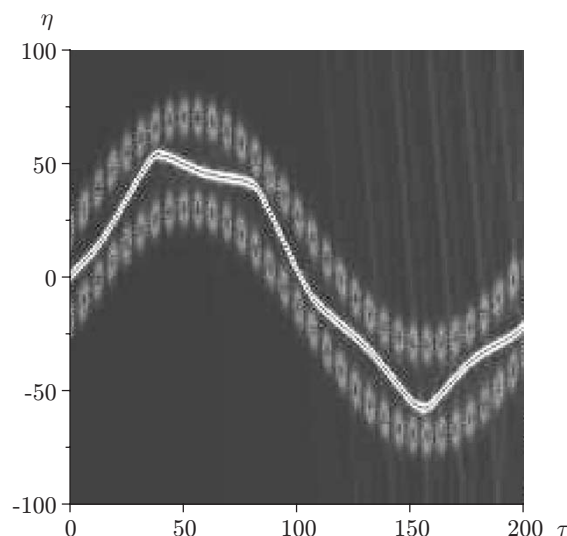


Рис. 1. Траектория солитона в искривлённом волноводе. Численное решение уравнения (13) для $s\nu < 0$, $h = 10$, $a = 1$, $\max Q = 1$, $\epsilon = 0$. Траектория солитона показана светлой линией

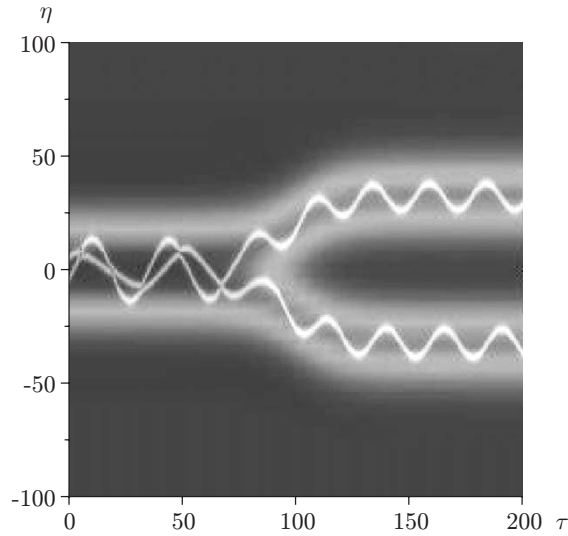


Рис. 2. Траектории солитонов в Y-образном волноводе. Численное решение уравнения (13) для $s\nu < 0$, $h = 10$, $a = 1$. Полуширина волновода 20, максимальная глубина потенциала $\min U = -4$, $\epsilon = 0,2$. Начальное условие $u(0, \eta) = \text{sech}(\eta + 5)e^{i\eta} + \text{sech}(\eta - 5)e^{i0,5\eta}$. Траектории солитонов представлены светлыми тонкими линиями. Светлым фоном показана форма Y-образного потенциала

волноводной ловушки в рассматриваемой схеме контролируется изменением параметров ДУС, таких как расстройка, величина накачки P и направление поляризации поля. Эти параметры системы могут использоваться для создания оптических приборов, в частности оптических переключателей. На рис. 2 и 3 показан механизм управления солитонными траекториями в Y-образном оптическом «переключателе» внутри волноводной ловушки, образованной примесными атомами. На рис. 2 траектории разделяются при некоторых начальных положениях и скоростях солитонов. В области переключения в начале нижней ветви переключателя можно имплантировать молекулы или квантовую точку с анизотропией, которая приводит к образованию «вмороженного» постоянного дипольного момента.

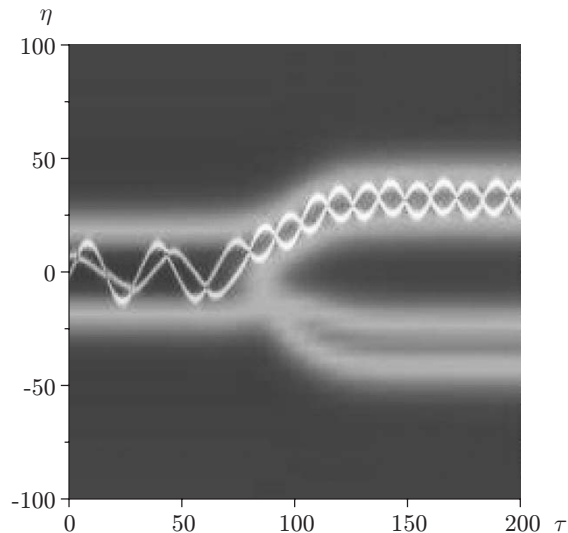


Рис. 3. Траектории солитонов в Y-образном волноводе с «выключенной» нижней ветвью. В начале нижней ветви приложено постоянное поле $E_0 = \gamma_2 \hbar / |M|$, вызывающее сдвиг частоты $\Omega = \gamma_2$. Остальные условия такие же, как для рис. 2

Внешнее, не критическое по амплитуде электростатическое поле приводит к смещению спектра поглощения квантовой точки на величину, близкую его ширине, $\sim \gamma_2$ [6], что существенно (в 2 раза и более) уменьшает глубину потенциала, создаваемого примесными средами. Таким образом, солитон не проникает в нижнюю ветвь переключателя и распространяется по верхней ветви (см. рис. 3).

Диссипативные солитоны в волноводной ловушке. При учёте потерь в волноводах, т. е. при $g > 0$ в уравнении (13), солитон затухает на длине $\tau \sim g^{-1}$. В то же время в волноводной ловушке при условии накачки $P > 0$ возможно формирование квазистационарного диссипативного солитона при условии компенсации потерь. Рассмотрим случай $\nu > 0$, когда волноводная ловушка может быть образована двумя и более стенками или цепочками холмиков ДУС. Например, если начальная скорость солитона $v_x < 0,5$, то формирование диссипативного солитона в волноводной ловушке, имеющей форму поля диполя с шириной $\sim 10-100$, возможно при условиях

$$-\text{Im}F \gtrsim 0,4; \quad \text{Re}F > g, \quad (15)$$

где

$$F = \max \frac{Q(\eta)(i + \nu\gamma_2^{-1})}{1 + \epsilon|u(0, \eta)|^2}. \quad (16)$$

В условиях насыщения динамика одиночного солитона в ловушке сохраняет черты линейного случая. Здесь также возможно образование диссипативного солитона вследствие компенсации волноводных потерь внутри волноводной ловушки. Солитон движется в ловушке, периодически отражаясь от стен. Рост импульса происходит на границах ловушки, поэтому амплитуда солитона периодически возрастает при попадании в область усиления и уменьшается внутри ловушки. Численное моделирование показало, что компенсация потерь требует более слабой накачки в менее глубокой (с меньшим F) ловушке с более гладкими стенками. Это объясняется длительным взаимодействием солитона с усиливающей частью волноводной ловушки. Если в ловушке присутствуют несколько солитонов, то нелинейное поглощение приводит к потере энергии солитонами с большей начальной скоростью v_x при столкновениях и поглощению энергии солитонами с меньшей v_x ($\tau = 0$), если $U(\tau, \eta) \equiv U(0, \eta)$.

В случае $\text{sign}R_0\nu < 0$ для формирования диссипативного солитона в потенциальной яме, образованной примесными ДУС, также требуется компенсация потерь ($P > 0$). Здесь в начальный момент солитон должен находиться внутри ямы и иметь достаточно малую начальную x -проекцию скорости. В этом случае также возможна компенсация потерь внутри ловушки в условиях усиления как для линейного потенциала, так и в условиях насыщения.

Моделирование динамики солитона. Пусть $\text{sign}R_0\nu < 0$ и потерями можно пренебречь ($\nu/\gamma_2 \gg 1$, $g = 0$). С учётом кубической нелинейности, связанной с насыщающейся нелинейностью, уравнение (13) переписывается в виде неоднородного одномерного уравнения Шрёдингера

$$iu_\tau = -u_{\eta\eta} - 2\sigma|u|^2u - \mathcal{U}(\eta)u, \quad (17)$$

где $\sigma(\eta) = 1 + 0,5\epsilon\mathcal{U}(\eta)$ включает поправку к нелинейности в области ДУС. Потенциал

$$\mathcal{U}(\eta) = - \lim_{\gamma_2 \rightarrow 0} \frac{Q(\eta)}{\gamma_2} (i\gamma_2 + \nu). \quad (18)$$

Гамильтониан, соответствующий уравнению (17), имеет вид

$$\langle H \rangle = \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{\infty} dz [|u_z|^2 - \mathcal{U}(z)|u|^2 - (1 + 0,5\epsilon\mathcal{U}(z))|u|^4], \quad (19)$$

где n_0 — нормировка u , связанная с числом фотонов.

Уравнение (17) при $\mathcal{U} = 0$ имеет решение

$$u^{(s)} = A_0 \operatorname{sech}[A_0(\eta - v\tau)] e^{i[v\eta/2 + A_0^2\tau - v^2\tau/4]} \quad (20)$$

(A_0 — константа, v — скорость солитона).

Для описания динамики солитона в ловушке, следуя подходу, развитому в теории бозе-эйнштейновской конденсации [1], будем изучать динамику солитона с переменными параметрами. Введём пробную функцию, аналогичную (20),

$$u = A_0 \operatorname{sech}\left(\frac{\eta - \zeta}{a}\right) e^{i[\phi + q(\eta - \zeta) + b(\eta - \zeta)^2]}. \quad (21)$$

Здесь a , ζ , ϕ , q и b — функции от τ — вариационные параметры. В этом случае u нормализована на $n_0 = 2aA_0^2$. Для вывода уравнений динамики параметров усредняем лагранжиан:

$$\bar{L}(\tau) = \int \mathcal{L}(\eta, \tau) d\eta, \quad (22)$$

где

$$\mathcal{L}(\eta, \tau) = \frac{i}{2}(u_\tau u^* - u_\tau^* u) - |u_\eta|^2 + \mathcal{U}(\eta)|u|^2 + [1 + 0,5\epsilon\mathcal{U}(\eta)]|u|^4. \quad (23)$$

Пусть $\mathcal{U}(\tau, \eta) = U_0 \exp[-(\eta_0 - \eta)^2/h^2]$, где h — ширина волноводной ловушки и η_0 — координата её минимума. Считаем, что $\eta_0 = 0$. Уравнения Эйлера — Лагранжа для \mathcal{L} описывают эволюцию параметров солитона. Усредняя \mathcal{L} , находим

$$\begin{aligned} \bar{L} = & -n_0 \left[\phi_\tau - q\zeta_\tau + \frac{\pi^2}{12} a^2 b_\tau \right] - \frac{n_0}{3a^2} - n_0 q^2 - \frac{\pi^2 n_0 a^2 b^2}{3} + \\ & + \frac{n_0^2}{3a} + \epsilon \frac{n_0^2}{8a^2} F(a, \zeta) + n_0 U_0 \frac{e^{-(b-\zeta)^2/(a+w)} \sqrt{\pi}}{\sqrt{1/a + 1/w}}, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$F(a, \zeta) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{\mathcal{U}(z)}{\cosh^4((z - \zeta)/a)} \approx U_0 \frac{ha\sqrt{\pi} \exp(-4\zeta^2/(4h^2 + a^2))}{\sqrt{4h^2 + a^2}}. \quad (25)$$

При вычислении (25) и последнего слагаемого в (24) мы заменили $\operatorname{sech}[(\eta - \zeta)/a]$ выражением $\exp[-(\eta - \zeta)^2/a^2]$ для упрощения дальнейшего анализа. Как показал численный анализ, для использованных далее значений параметров замена sech -формы амплитуды солитона гауссовой даёт ошибку менее 6 %.

Уравнения Эйлера — Лагранжа для параметров a и ζ приводятся к виду

$$a_{\tau\tau} = \frac{16}{\pi^2 a^3} - \frac{8n_0}{\pi^2 a^2} - \epsilon \frac{6n_0}{\pi^2 a^2} \left[2\frac{F}{a} - \frac{\partial F}{\partial a} \right] - 2\frac{\partial F}{\partial a}, \quad (26)$$

$$\zeta_{\tau\tau} = -\frac{2U_0\sqrt{\pi ah}}{(2h^2 + a^2)^{3/2}} \zeta e^{-2\zeta^2/(2h^2 + a^2)} + \epsilon \frac{n_0}{2a^2} \frac{\partial F}{\partial \zeta}. \quad (27)$$

Численное решение исходного уравнения показывает, что для ширины солитона $a \ll h$ изменением его формы в нулевом приближении можно пренебречь. В этом случае ($a = \text{const}$) уравнение (27) описывает движение массивной частицы с нелинейной частотой. Солитон, имеющий достаточно малую x -проекцию скорости (начальный момент $v_s < v_c$), не покинет ловушку.

Численный анализ уравнения (17), выполненный для $\epsilon = 0$, показал, что при малой начальной скорости ($v_s \ll v_c$) солитон движется по синусоидальной траектории внутри ловушки. Учёт поправки, связанной с ϵ , приводит к малому изменению v_c и частоты осцилляций солитона в ловушке. При большой начальной скорости ($v_s > v_c$) солитон покидает ловушку. С ростом v_s траектория солитона начинает отличаться от синусоидальной. Существует критическое значение скорости $v_s \equiv v_c$, при котором солитон переходит в режим «сёрфинга», т. е. он скользит по прямой линии — границе потенциала. На рис. 4 и 5 показаны результаты численного решения уравнений (17) и (27) соответственно для $h = 10$, $a = 1$, $\epsilon = 0$, $U_0 = 1$ (2). Решения уравнений (17) и (27) дают близкие значения траектории и параметров солитона, в том числе в режиме сёрфинга. Численным анализом решений уравнения (17) находим критическое значение скорости $v_c \approx 0,965$ (1,500), а уравнения (27) — $v_c \approx 1,118$ (1,366). Решение уравнения (17) несимметрично по отношению к замене $\eta \rightarrow -\eta$, а решение уравнения (26) всегда симметрично. Отличие связано с тем, что в последнем случае не учитывается изменение параметра a .

На рис. 6 показана форма солитона, найденная численным решением уравнения (17), для скорости v_s , близкой к v_c , на границе потенциальной ловушки для значения v_s , немно-

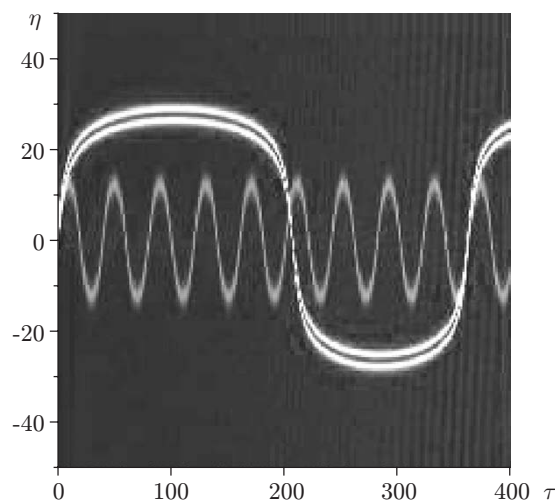


Рис. 4. Численное решение уравнения (17). Траектории солитонов показаны светлыми линиями. Движению по синусоидальной траектории отвечает $v_s = 0,9$; движению со скольжением по границе потенциала — $v_s = 0,965$

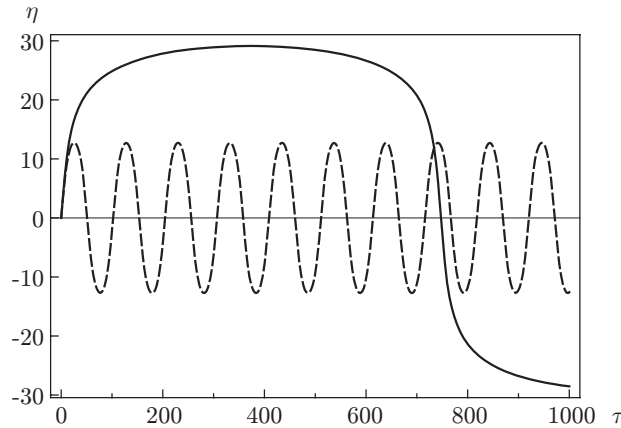


Рис. 5. Численное решение уравнения (27). Движению по синусоидальной траектории отвечает $v_s = 1,0$ и нелинейная динамика $v_s = 1,118$

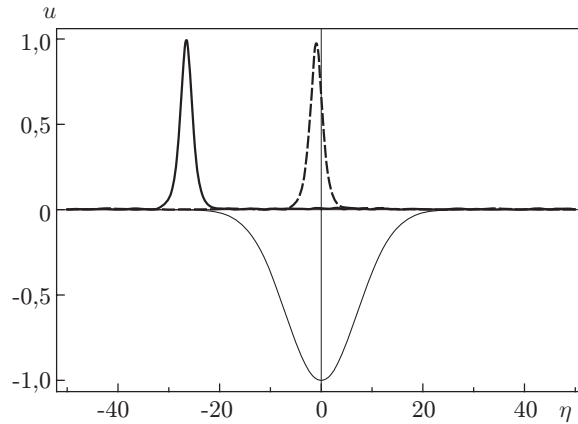


Рис. 6. Численное решение уравнения (17) для $h = 10$, $a = 1$, $\epsilon = 0$, $U_0 = 1$. Форма солитона внутри ловушки показана пунктирной линией и на границе ловушки в условиях, близких к режиму сёрфинга, сплошной толстой линией. Поперечное сечение потенциальной ловушки ($-U$) дано тонкой линией

го меньшего v_c . Как видно из рисунка, ширина солитона a меняется несущественно со временем τ , что оправдывает применение использованного выше приближения.

Заключение. В данной работе рассматривался новый физический механизм локализации солитонов в плоской системе волноводов, образованной примесными ДУС. Четыре возможных варианта ловушек, зависящих от знаков ν и R_0 , позволяют эффективно управлять эволюцией и направлением распространения солитонов. Продемонстрировано, что релаксационные потери в волноводах можно компенсировать локально в области имплантированных атомов, что приводит к формированию устойчивых диссипативных солитонов. В реальных оптических средах необходимо учитывать диссоциацию возбуждений, диффузии носителей, неоднородность среды и прочие эффекты. Однако, как показал численный анализ, следует ожидать, что в плоской среде явления, определяемые локализацией солитонов в волноводных ловушках, сохранятся и с учётом этих эффектов. В качестве плоского пакета волноводов выступают супрамолекулярные структуры типа J -агрегатов красителей или сопряжённых полимеров [19]. Результаты работы могут быть использованы для изучения влияния имплантированных в среду или помещённых на нанорасстояниях от них ДУС на динамику экситонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Giorgini S., Pitaevskii L., Stringari S.** Theory of ultracold atomic Fermi gases // *Rev. Mod. Phys.* 2008. **80**, N 4. P. 1215–1274.
2. **Trauernicht D. P., Mysyrowicz A., Wolfe J. P.** Strain confinement and thermodynamics of free excitons in a direct-gap semiconductor // *Phys. Rev. B.* 1983. **28**, N 6. P. 3590–3592.
3. **Sturge M. D., Grabbe P., Harbison J. P. et al.** Strain-induced lateral confinement of excitons in GaAs-AlGaAs quantum well microstructures // *Appl. Phys. Lett.* 1988. **53**, N 9. P. 782–791.
4. **Zimmermann S., Govorov A. O., Hansen W. et al.** Lateral superlattices as voltage-controlled traps for excitons // *Phys. Rev. B.* 1997. **56**, N 20. P. 13414–13421.
5. **Huber T., Zrenner A., Wegscheider W., Bichler M.** Electrostatic exciton traps // *Phys. Status Solidi A.* 1998. **166**, N 1. P. R5–R6.
6. **Krau J., Kotthaus J. P., Wixforth A. et al.** Capture and release of photonic images in a quantum well // *Appl. Phys. Lett.* 2004. **85**, N 24. P. 5830–5832.
7. **Valley G. C., Segev M., Crosignani B. et al.** Dark and bright photovoltaic spatial solitons // *Phys. Rev. A.* 1994. **50**, N 6. P. R4457–R4460.
8. **Crosignani B., DelRe E., Di Porto P. et al.** Self-focusing and self-trapping in unbiased centrosymmetric photorefractive media // *Opt. Lett.* 1998. **23**, N 12. P. 912–914.
9. **Chauvet M., Hawkins S. A., Salamo G. J. et al.** Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in InP:Fe // *Opt. Lett.* 1996. **21**, N 7. P. 1333–1335.
10. **Christodoulides D. N., Joseph R. I.** Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides // *Opt. Lett.* 1988. **13**, N 9. P. 794–796.
11. **Eisenberg H. S., Silberberg Y., Morandotti R. et al.** Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays // *Phys. Rev. Lett.* 1998. **81**, N 16. P. 3383–3386.
12. **Chen W., Mills D. L.** Gap solitons and the nonlinear optical response of superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1987. **58**, N 2. P. 160–163.
13. **Sipe J. E., Winful H. G.** Nonlinear Schroedinger solitons in a periodic structure // *Opt. Lett.* 1988. **13**, N 2. P. 132–133.
14. **Заболотский А. А.** Сверхкороткие импульсы электромагнитного поля в плоском массиве волноводов с двухуровневыми средами // *Письма в ЖЭТФ.* 2009. **94**, вып. 12. С. 918–920.
15. **De Boer S., Wiersma D. A.** Dephasing-induced damping of superradiant emission in J-aggregates // *Chem. Phys. Lett.* 1990. **165**, N 1. P. 45–53.
16. **J-Aggregates** /Ed. T. Kobayashi. Singapore: World Scientific, 1996. 240 p.
17. **Doktorov E. V., Vlasov R. A.** Optical solitons in media with resonant and non-resonant self-focusing nonlinearities // *Opt. Acta.* 1983. **30**, N 2. P. 220–232.
18. **Маймистов А. И., Манькин Е. А.** Распространение ультракоротких оптических импульсов в резонансном световоде // *ЖЭТФ.* 1983. **85**, № 10. С. 1177–1181.
19. **Заболотский А. А.** Самолокализация экситонов и нелинейно-оптические свойства J-агрегатов в тонкой периодической среде // *ЖЭТФ.* 2008. **133**, № 2. С. 466–476.

Поступила в редакцию 22 января 2014 г.