ЖЭТФ, 2000, том 117, вып. 3, стр. 489–495

ОПТИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

А. А. Афанасьев, Р. А. Власов, А. Г. Черствый [*]

Институт физики Национальной академии наук Беларуси
220072, Минск, Беларусь

Поступила в редакцию 22 июля 1999 г.

Получены точные односолитонные решения модифицированной системы уравнений Максвелла—Блоха, в которой учитываются диполь-дипольные взаимодействия атомов плотной резонансной среды. Проанализированы два режима распространения: «когерентный», когда длительность импульса много меньше обоих времен релаксации ($T_p \ll T_1, T_2$), и «некогерентный», когда длительность импульса является промежуточной по отношению к временам релаксации ($T_2 \ll T_p \ll T_1$). Впервые предсказана возможность солитонного распространения ультракороткого импульса в плотной резонансной поглощающей среде в некогерентном режиме взаимодействия. Отмечены отличия амплитудных и фазовых характеристик рассматриваемых солитонов от соответствующих характеристик солитонов самоиндуцированной прозрачности Макколла—Хана.

PACS: 42.65.Tg, 42.65.Pc, 52.35.Sb

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что в плотных резонансных средах появляется спектральный сдвиг линии поглощения, обусловленный ближним диполь-дипольным взаимодействием атомов. Спектроскопические данные надежно подтверждают влияние ближнего диполь-дипольного взаимодействия — локального поля в плотной резонансной среде — на контур линии резонансного поглощения [2]. Наиболее полный теоретический подход к проблеме локального поля в плотной резонансной среде элегантно продемонстрирован в работе [3], где строго обосновывается обобщение уравнений Максвелла—Блоха при учете ближнего диполь-дипольного взаимодействия. Эта качественная модификация позволила предсказать некоторые другие эффекты помимо чисто спектроскопических. В частности, в стационарном режиме взаимодействия при определенных условиях возможно возникновение внутренней оптической бистабильности, связанной с фазовым переходом первого рода [4].

Нестационарное взаимодействие светового импульса с плотной резонансной средой также может быть подвержено заметному влиянию эффекта локального поля. В этой связи интересно изучение солитонного распространения ультракоротких импульсов в таких средах. Точнее говоря, речь идет о возможности распространения импульсов типа уединенного волнового пакета, который для краткости далее будем называть солитоном. Насколько нам известно, эта проблема рассматривалась лишь в работах [5, 6], где впервые обращалось внимание на влияние ближнего диполь-дипольного взаимодействия на модуляцию огибающей и фазы солитонов в плотной резонансной среде. Однако в работе [5] авторы пренебрегли фазовой модуляцией, а в работе [6] использовался недостаточно общий подход (см., например, налагаемое на частотную расстройку условие (8)).

В настоящей работе мы касаемся двух аспектов затронутой проблемы. Во-первых, нами рассматривается чисто когерентный процесс распространения светового импульса. В этом случае наше рассмотрение является более общим, чем предложенная в [6]

[*] E-mail: lvp@dragon.bas-net.by, cherstvy@dragon.bas-net.by

теория, так как не предполагается никакой взаимозависимости между лоренцевой частотой и частотной отстройкой от резонанса. Это обстоятельство позволяет корректно совершить переход к солитону Макколла—Хана при неизменной отстройке от резонанса.

Во-вторых, нами впервые ставится и решается задача о формировании некогерентного солитона в плотной резонансной среде. Эта ситуация интересна тем, что предполагается практически некогерентное взаимодействие с поглощающей резонансной средой, и тем не менее при определенных условиях возможно формирование солитона. В обоих случаях амплитудные и фазовые характеристики солитонов качественно отличаются от тех, которые присущи солитонам, открытым Макколлом и Ханом [7].

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Укороченная система уравнений Максвелла—Блоха для комплексных амплитуд электрического поля $\widehat{E} = E\exp[-i(\omega T - kZ)] + \text{c.c.}$ и поляризации $\hat{p} = p\exp[-i(\omega T - kZ)] + \text{c.c.}$, а также для разности населенностей n резонансного атома имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial Z} + \frac{1}{V}\frac{\partial E}{\partial T} = i\frac{2\pi k}{n_0^2}\mu N_0 p, \tag{1}$$

$$\frac{\partial p}{\partial T} = i\frac{\mu}{\hbar}En + i(\Omega + \Omega_L n)p - \frac{p}{T_2}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial n}{\partial T} = i\frac{2\mu}{\hbar}(E^* p - p^* E). \tag{3}$$

Здесь $V = c/n_0$ — фазовая скорость света в среде, n_0 — нерезонансная часть показателя преломления среды, $k = \omega n_0/c$ — волновое число в среде, μ — дипольный момент резонансного перехода, $\Omega = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты поля ω относительно центра ω_0 линии поглощения, $\Omega_L = 4\pi\mu^2 N_0/3\hbar$ — лоренцева частота, определяющая частотный сдвиг вследствие ближних диполь-дипольных взаимодействий [1], T_2 — время поперечной релаксации, N_0 — плотность резонансных атомов. Влияние релаксационного члена в уравнении (2) учитывается лишь при рассмотрении некогерентного взаимодействия. В уравнении (3) мы пренебрегли релаксационным членом вследствие предположения $T_p \ll T_1$, где T_p — длительность импульса, T_1 — время продольной релаксации.

В целях упрощения удобно ввести следующие безразмерные величины:

$$\begin{gathered} \mathcal{E} = \frac{\mu E}{\hbar\omega_p}, \quad z = \frac{\omega_p}{V}Z, \quad t = \omega_p T, \quad \delta = \frac{\Omega}{\omega_p}, \\ \omega_L = \frac{\Omega_L}{\omega_p}, \quad t_2 = \omega_p T_2, \quad \omega_p^2 = \frac{2\pi N_0 \mu^2 \omega}{\hbar n_0^2}. \end{gathered} \tag{4}$$

В соответствии с процедурой масштабирования (4) система (1)–(3) принимает полностью безразмерный вид:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = ip, \tag{5}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = i\mathcal{E}n + i(\delta + \omega_L n)p - \frac{p}{t_2}, \tag{6}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 2i(\mathcal{E}^* p - p^* \mathcal{E}). \tag{7}$$

3. КОГЕРЕНТНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

В этом разделе на основе системы уравнений (5)–(7) рассматривается распространение в плотной резонансной среде оптических импульсов длительностью $T_p \ll T_2$. При этом условии релаксационным членом в (6) можно пренебречь. Для решения системы уравнений (5)–(7) полагаем, что

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}(\tau), \quad p = p(\tau), \quad n = n(\tau), \tag{8}$$

где введена автоволновая переменная $\tau = t - z/v_0$, $v_0 = V_0/V$ — безразмерная скорость солитона.

Будем искать аналитическое решение системы уравнений (5)–(7), зависящее только от переменной τ, при следующих физических предположениях: амплитуда поля и его первая производная на бесконечности обращаются в нуль, производная фазы на бесконечности равна постоянной величине, $n(\pm\infty) = 1$. Из уравнений (5) и (7) находим, что

$$n = 1 - 2\gamma|\mathcal{E}|^2, \tag{9}$$

где $\gamma = 1/v_0 - 1$. Используя (5), (6) и (9), для $\mathcal{E}$ получаем результирующее уравнение

$$\begin{aligned} \gamma\frac{d^2\mathcal{E}}{d\tau^2} - i\left[\delta + \omega_L\left(1 - 2\gamma|\mathcal{E}|^2\right)\right]\gamma\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = \\ = \mathcal{E}\left(1 - 2\gamma|\mathcal{E}|^2\right). \end{aligned} \tag{10}$$

Следуя общепринятой методике, амплитуду $\mathcal{E}$ распространяющегося импульса представим в следующем виде

$$\mathcal{E}(\tau) = A(\tau)\exp[i\phi(\tau)]. \tag{11}$$

Подстановка (11) в уравнение (6) с использованием (5) и (9) дает следующие уравнения для огибающей A и фазы ϕ импульса:

$$\left(\frac{1}{\sqrt{\xi}}\frac{dA}{d\tau}\right)^2 = qA^2 - \frac{1}{2}A^4 - rA^6, \tag{12}$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{\delta+\omega_L}{2} - \frac{\omega_L\gamma}{2}A^2, \tag{13}$$

где

$$\begin{aligned} \xi &= 2 - \gamma\omega_L(\delta+\omega_L), \\ q &= \frac{4-\gamma(\delta+\omega_L)^2}{4\gamma\xi}, \\ r &= \frac{\omega_L^2\gamma^2}{4\xi}. \end{aligned} \tag{14}$$

Решение уравнений (12), (13) можно представить в виде

$$A(\tau) = \frac{2\sqrt{q}}{\sqrt{1+\sqrt{1+16rq}\,\mathrm{ch}(2\sqrt{\xi q}\tau)}}, \tag{15}$$

$$\begin{aligned} \phi(\tau) = \frac{\delta+\omega_L}{2}\tau - \\ - \operatorname{arcth}\left[\frac{\sqrt{1+16rq}-1}{4\sqrt{rq}}\,\mathrm{th}\left(\sqrt{\xi q}\tau\right)\right]. \end{aligned} \tag{16}$$

Далее можно ввести в рассмотрение параметр, имеющий смысл длительности импульса $\tau_p = \omega_p T_p$:

$$\tau_p = \frac{1}{\sqrt{\xi q}} = \frac{1}{\sqrt{\dfrac{1}{\gamma} - \left(\dfrac{\delta+\omega_L}{2}\right)^2}}. \tag{17}$$

Отсюда следует соотношение между скоростью солитона и его длительностью:

$$\frac{V}{V_0} - 1 = \frac{\tau_p^2}{1+\left[(\delta+\omega_L)\,\tau_p/2\right]^2}. \tag{18}$$

Легко видеть, что отличие рассматриваемого солитона от солитона Макколла—Хана [7] определяется лоренцевой частотой. Наличие $\omega_L \neq 0$ в (16) приводит к появлению нелинейной фазовой модуляции и, кроме того, ω_L входит аддитивно в слагаемое, описывающее линейную модуляцию. Определяемая формулой (18) скорость солитона параметрически зависит от суммарной расстройки $\delta + \omega_L$. Наконец, наличие ω_L приводит к тому, что площадь импульса становится меньше 2π. Действительно, площадь когерентного солитона с точностью до первого члена разложения по малому параметру ω_L^2 есть

$$\begin{aligned} S = 2\int\limits_{-\infty}^{\infty} A(\tau)d\tau \approx \\ \approx 2\pi\left\{1 - \frac{3\omega_L^2}{32[1+(\delta\tau_p/2)^2]}\right\}. \end{aligned} \tag{19}$$

Несмотря на то что изменение константы ω_L в возможных пределах не приводит к существенному изменению профиля когерентного солитона в плотной резонансной среде, ближние диполь-дипольные взаимодействия могут оказывать значительное влияние на скорость его распространения при определенных длительностях импульса. Кроме того, при распространении когерентного солитона в плотной резонансной среде качественные изменения претерпевает производная его фазы, вследствие чего при $\omega_L \neq 0$ всегда имеет место эффект чирпирования импульса, что подтверждает сделанный в [6] вывод. В отличие от [6], в нашем случае параметры δ и ω_L не связаны никаким условием и в пределе $\omega_L \to 0$ заданная расстройка δ остается неизменной, что обеспечивает корректный предельный переход к солитону Макколла—Хана при $\delta \neq 0$.

Здесь уместно указать на известные аналогии. Система (5)–(7) при $t_2 \to \infty$ сходна с той, которая используется для описания самоиндуцированной прозрачности в молекулярных кристаллах в экситонной области спектра [8], когда в некотором приближении учет межмолекулярного взаимодействия эквивалентен учету рассматриваемого нами ближнего диполь-дипольного взаимодействия. Разумеется, обладают сходством и солитонные решения, полученные для разных физических ситуаций. Тем не менее авторам представилось целесообразным рассмотреть формирование когерентного солитона с несколько более общей точки зрения, допуская применимость системы (5)–(7) при указанном предположении для описания взаимодействия оптических импульсов не только с твердотельными (типа ансамблей примесных двухуровневых атомов), но и с газообразными плотными резонансными средами. Важно также было подчеркнуть и беспороговый характер влияния ближнего диполь-дипольного взаимодействия на формирование солитонов, когда когерентность обеспечивается длительностью импульса, существенно меньшей времени поперечной релаксации. Далее речь пойдет о другом возможном режиме самоиндуцированной прозрачности в плотных резонансных средах (довольно неожиданном при сопоставлении с только что описанным), когда традиционно понимаемое условие когерентности нарушается.

4. НЕКОГЕРЕНТНЫЕ СОЛИТОНЫ В ПЛОТНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

В этом разделе нами впервые рассматривается распространение в плотной резонансной среде световых импульсов с длительностями T_p, удовлетворяющими условию $T_2 \ll T_p \ll T_1$. Подобное распространение является по существу «квазистационарным», поскольку при таких условиях поляризация атома p, в отличие от разности населенностей его уровней n, успевает отслеживать изменение поля распространяющегося импульса и в уравнении (2) можно считать $|\partial p/\partial t| \ll |p/T_2|$.

Тогда при $\dot{p} = 0$ из (6) следует

$$p = i\frac{t_2 n\mathcal{E}}{1 - i(\Delta + bn)}, \tag{20}$$

где $\Delta = t_2\delta$, $b \equiv \omega_L t_2 = 4\pi\mu^2 N_0 T_2/(3\hbar)$ — постоянная ближних диполь-дипольных взаимодействий атомов [5]. Принимая во внимание (20) и предполагая существование зависимостей (8), уравнение (7) преобразуем к виду

$$\frac{dn}{d\tau} = -\frac{4t_2 n|\mathcal{E}|^2}{1 + (\Delta + bn)^2}. \tag{21}$$

Разделяя переменные, уравнение (21) при условии $n(\tau = -\infty) = 1$ можно проинтегрировать:

$$\ln n + \frac{2\Delta b}{1+\Delta^2}n + \frac{b^2}{2(1+\Delta^2)}n^2 = \frac{4b\Delta + b^2}{2(1+\Delta^2)} - \frac{4t_2}{1+\Delta^2}\int\limits_{-\infty}^{\tau}|\mathcal{E}|^2 d\tau. \tag{22}$$

Далее предполагается, что разность населенностей незначительно изменяется в процессе прохождения импульса, т. е. $n = 1 - \epsilon$, $\epsilon \ll 1$. Учитывая это, уравнение (22) можно свести к виду

$$n = 1 - \epsilon = 1 - \frac{4t_2}{|\lambda|^2}\int\limits_{-\infty}^{\tau}|\mathcal{E}(\tau')|^2 d\tau', \tag{23}$$

что соответствует кубическому приближению; здесь $\lambda = 1 - i(\Delta + b)$. Соответственно, амплитуда поляризации (20) теперь определяется выражением

$$p = \left[\chi_0 + \chi\int\limits_{-\infty}^{\tau}|\mathcal{E}(\tau')|^2 d\tau'\right]\mathcal{E}, \tag{24}$$

где

$$\chi_0 = i\frac{t_2}{\lambda}, \quad \chi = -i\frac{4t_2^2(1 - i\Delta)}{\lambda^2|\lambda|^2}. \tag{25}$$

С учетом (8) и (24) уравнение (5) принимает вид

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = -\frac{i}{\gamma}\left[\chi_0 + \chi\int\limits_{-\infty}^{\tau}|\mathcal{E}(\tau')|^2 d\tau'\right]\mathcal{E}. \tag{26}$$

Искомое решение, как и ранее, представляется в виде (11), и после подстановки его в (26) приходим к следующим уравнениям для огибающей и фазы:

$$\frac{1}{A^2}\frac{dA^2}{d\tau} = 2\alpha_1 - 2\beta_1\int\limits_{-\infty}^{\tau}A^2(\tau')d\tau', \tag{27}$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \alpha_2 - \beta_2\int\limits_{-\infty}^{\tau}A^2(\tau')d\tau'. \tag{28}$$

Здесь введены параметры

$$\alpha = -\frac{i}{\gamma}\chi_0 \equiv \alpha_1 + i\alpha_2, \quad \beta = \frac{i}{\gamma}\chi \equiv \beta_1 + i\beta_2,$$

где α_j и β_j — действительные величины. Решение уравнения (27) есть

$$A = A_0 \mathrm{sech}[\tau/\tau_p], \tag{29}$$

где длительность солитона определяется как

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha_1} = \frac{\gamma|\lambda|^2}{t_2}, \tag{30}$$

а амплитуда — пиковое значение — дается выражением

$$A_0 \equiv \frac{1}{\tau_p\sqrt{\beta_1}} = \frac{|\lambda|^2}{2}\sqrt{\frac{1}{\tau_p t_2\,(1 + \Delta^2 - b^2)}}. \tag{31}$$

Из (28) с учетом (29) находим

$$\phi(\tau) = \left(\alpha_2 + \beta_2\tau_p A_0^2\right)\tau - \beta_2\tau_p^2 A_0^2 \ln\left[\mathrm{ch}(\tau/\tau_p)\right]. \tag{32}$$

Для справедливости введенного ранее кубического приближения, как следует из (23), (29) и (31), необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$A_0^2 \ll \frac{|\lambda|^2}{8\tau_p t_2}. \tag{33}$$

Это условие, а также требование положительности подкоренного выражения в (31) приводят к следующим неравенствам

$$\begin{gathered} u \equiv \frac{2[1 + (\Delta + b)^2]}{1 + \Delta^2 - b^2} \ll 1, \\ 1 + \Delta^2 - b^2 > 0, \end{gathered} \tag{34}$$

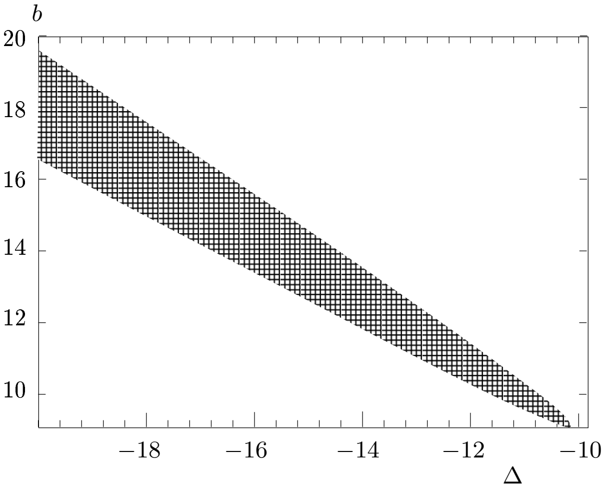

Рис. 1. Область (в переменных b и Δ) справедливости кубического приближения (23), использованного при рассмотрении некогерентного солитона (внутри выделенной области параметров изменение разности населенностей при прохождении импульса составляет менее 1/5)

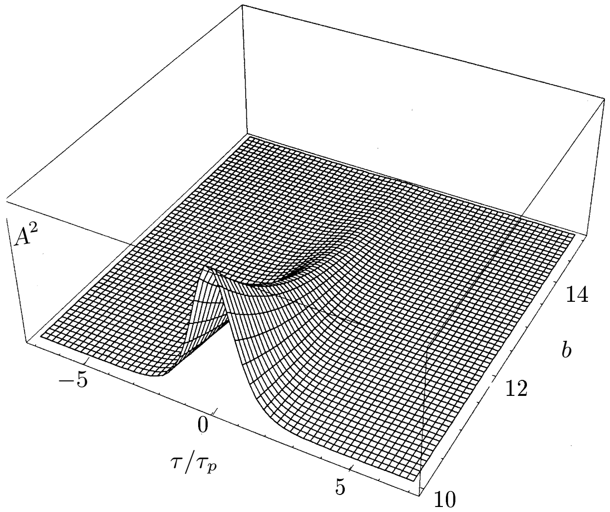

Рис. 2. Зависимость квадрата амплитуды A^2 некогерентного солитона от переменных τ и константы ближних диполь-дипольных взаимодействий b при $T_2 = 10^{-11}$ с, $T_p = 10^{-10}$ с, $\Delta = -16$

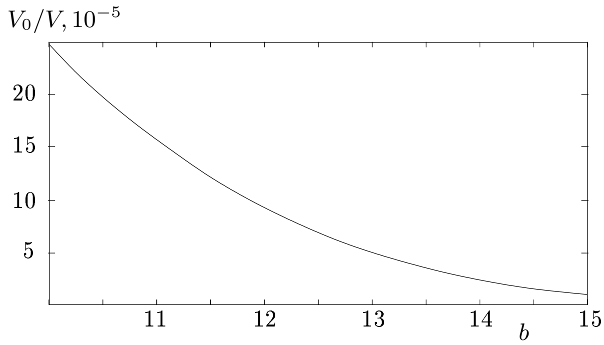

Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости $v_0 \equiv V_0/V$ некогерентного солитона от постоянной ближних диполь-дипольных взаимодействий b для $T_2 = 10^{-11}$ с, $T_p = 10^{-10}$ с, $\Delta = -16$

для выполнения которых можно найти некоторое оптимальное соотношение между параметрами b и Δ, минимизирующее функцию u:

$$\Delta_{opt} = -(b+1), \tag{35}$$

причем

$$u(\Delta_{opt}) = \frac{2}{1+b}. \tag{36}$$

Примечательно, что формирование солитона нетривиально обеспечивается конечными значениями b и Δ, при этом необходимыми условиями являются $b \gg 1$, $|\Delta| \gg 1$ и $\Delta < 0$. Эти требования отражают уникальные свойства рассматриваемого солитона, который может существовать только в плотных резонансных средах при параметрах, определяемых неравенствами (34) (см. рис. 1). Фактически они свидетельствуют о пороговом характере влияния ближнего диполь-дипольного взаимодействия на формирование солитона.

Зависимость скорости солитона от его длительности очевидным образом получается из (30):

$$1/v_0 - 1 = t_2\tau_p/|\lambda|^2. \tag{37}$$

Хотя эта формула внешне напоминает ту, которая получена Макколлом и Ханом [7], тем не менее существует принципиальное отличие, связанное с решающей ролью t_2 и $|\lambda|^2$ (а, значит, и расстройки).

Фаза (32), как и в случае когерентного солитона, содержит линейную и нелинейную части. Любопытно, что теперь площадь солитона явно зависит не только от параметров b и Δ, но и от его длительности τ_p:

$$S = \frac{2\pi}{\sqrt{\beta_1}} = \pi|\lambda|^2\sqrt{\frac{\tau_p}{t_2\,(1+\Delta^2-b^2)}}. \tag{38}$$

Очевидно, что площадь некогерентного солитона может существенно отличаться от 2π.

На рис. 2 представлена зависимость огибающей некогерентного солитона (29) от параметра ближних диполь-дипольных взаимодействий b. Рисунок 3 иллюстрирует зависимость скорости некогерентного солитона от константы ближних диполь-дипольных взаимодействий.

Приведенное аналитическое рассмотрение формирования некогерентного солитона хорошо согласуется с результатами численного моделирования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уединенные волновые пакеты (солитоны) в плотных резонансных средах обладают весьма специфическими свойствами. Это обусловлено существованием ближнего диполь-дипольного взаимодействия резонансных атомов, что приводит к характерной (линейной и нелинейной) фазовой модуляции (чирпированию). Специфична прежде всего сама возможность когерентного и некогерентного режимов солитонного распространения импульсов. Рассмотренный когерентный солитон является естественным обобщением стандартного солитона самоиндуцированной прозрачности, и различие в их свойствах хотя и слабое, но достаточно принципиальное и поэтому вполне заслуживает внимания. Более принципиальным выглядит вопрос о возможности некогерентного солитонного распространения импульсов. Нами предсказана возможность формирования некогерентного солитона, амплитудно-фазовые характеристики которого качественно отличаются от характеристик обычного солитона самоиндуцированной прозрачности. Решающую роль при этом играет интенсивность межатомных взаимодействий (параметр b) и отрицательные частотные расстройки действующего поля $\Delta < 0$, благодаря которым обеспечивается само существование солитона.

Безусловно, поиск плотных резонансных сред с $b \gg 1$ не прост и представляет собой в каком-то смысле самостоятельную проблему. Перспективы здесь в значительной степени представляются такими же, как и в давно ведущемся поиске плотных резонансных сред для экспериментальной реализации фазового перехода первого рода и связанной с ним внутренней оптической бистабильности (необходимое условие их наблюдения по бистабильному отражению или прохождению есть $b > 4$ [9], и оно принципиально неосуществимо в газах). Поэтому можно ориентироваться на те соображения по этому поводу, которые появились в литературе в последние годы. Например, в работе [10] в качестве сред с большим значением параметра b предлагались ансамбли примесных ионов O_2^- в кристаллах KCl и связанных I_2-экситонов в кристаллах CdS. Однако авторы работы [11] считают, что более перспективными средами такого типа сегодня являются молекулярные кристаллы при низких температурах. Их параметры действительно могут благоприятствовать достижению большой величины b в экситонной области спектра (при $\mu^2 \geq 10^{-36}$ СГСЭ и плотности экситонных состояний $N_0 \geq 10^{18}$ см$^{-3}$). Что касается формирования некогерентного солитона, то использование таких сред может обеспечить не только достижение условия $b \gg 1$, но и выбор требуемой промежуточной длительности инжектируемых оптических импульсов, так как здесь время поперечной релаксации (обусловленное рассеянием на акустических фононах) T_2 равно приблизительно 10^{-11}–10^{-10} с, а время продольной релаксации (время жизни экситона) T_1 составляет величину порядка 10^{-8}–10^{-3} с [12]; т. е. требование $T_2 \ll T_p \ll T_1$ легко выполнимо для длительностей импульсов наносекундного диапазона.

Таким образом, некогерентный солитонный режим распространения импульсов в принципе может быть реализован только в твердотельных плотных резонансных средах, для которых есть потенциальная возможность подобрать подходящие значения параметров b, T_1 и T_2. Термин «некогерентный солитон» в данном случае, как можно ожидать, является несколько условным. По мнению авторов, формирование такого солитона есть результат конкуренции некогерентного процесса дефазировки с характерным временем T_2 ($T_p \gg T_2$) и когерентного по своей природе ближнего диполь-дипольного взаимодействия, приводящего к коллективному эффекту локального поля. Подобное качественное объяснение, по-видимому, допустимо в случае постулирования когерентного характера взаимодействия с нелинейной средой для солитона любого типа.

Необходимо отметить, что формирование некогерентного солитона рассматривалось также в [13], но для комбинированной среды, состоящей из усиливающей резонансной (без ближнего диполь-дипольного взаимодействия) и нерезонансной (кубической) компонент, причем наличие нерезонансной компоненты предполагалось обязательным. Отличие нашего случая заключается в том, что нелинейная среда может быть однокомпонентной поглощающей резонансной, характеризующейся необходимой высокой плотностью атомов, обеспечивающей достаточно интенсивное ближнее диполь-дипольное взаимодействие, причем обязательна отрицательная частотная расстройка приложенного поля.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (проект Ф97-062).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Friedberg, S. R. Hartmann, and J. T. Manassah, Phys. Rep. C **7**, 101 (1973). F. A. Hopf and C. M. Bowden, Phys. Rev. A **32**, 268 (1985).

2. J. J. Maki, M. S. Malcuit, J. E. Sipe, and R. W. Boyd, Phys. Rev. Lett. **67**, 972 (1991).

3. C. M. Bowden and J. P. Dowling, Phys. Rev. A **47**, 1247 (1993).

4. Y. Ben-Aryeh, C. M. Bowden, and J. C. Englund, Phys. Rev. A **34**, 3917 (1986).

5. C. R. Strong, C. M. Bowden, and L. A. Allen, Opt. Commun. **67**, 387 (1988).

6. C. M. Bowden, A. Postan, and R. Inguva, J. Opt. Soc. Amer. B. **8**, 1081 (1991).

7. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. **18**, 308 (1967); Phys. Rev. **183**, 457 (1969); Phys. Rev. A **2**, 861 (1970).

8. А. М. Агранович, В. И. Рупасов, ФТТ **18**, 801 (1976).

9. R. Friedberg, S. R. Hartman, and J. T. Manassah, Phys. Rev. A **39**, 3444 (1989).

10. M. E. Crenshaw, M. Scalora, and C. M. Bowden, Phys. Rev. Lett. **68**, 911 (1992).

11. В. А. Малышев, Э. Конехеро Харке, Опт. и спектр. **82**, 630 (1997).

12. А. М. Агранович, *Теория экситонов*, Наука, Москва (1968).

13. E. V. Vanin, A. I. Korytin, A. M. Sergeev et al., Phys. Rev. A **49**, 2806 (1994).