PACS 71.36.+c; 03.67.-a; 37.30.+i

Возбуждение когерентных поляритонов в двумерной решетке атомов

И.О.Баринов, А.П.Алоджанц, С.М.Аракелян

Предложен новый тип пространственно-периодической структуры (решеточные модели) – поляритонный кристалл, образованный двумерной решеткой удерживаемых двухуровневых атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем в резонаторе (или в цепочке туннельно-связанных микрорезонаторов), и позволяющий полностью локализовать поляритоны в среде. На примере одномерного поляритонного кристалла выявлены условия получения квантового вырождения газа поляритонов нижней дисперсионной ветви, а также записи и хранения квантовой оптической информации для распространяющегося светового излучения.

Ключевые слова: *когерентные поляритоны, двумерная решетка атомов, квантовая оптическая информация.*

1. Введение

Настоящая работа является развитием направления, которым в последние годы своей жизни особенно активно занимался С.А.Ахманов. Речь идет о заложенных им общих принципах оптической записи и обработки информации на нелинейных образах в пространственно-периодических или неоднородных динамических структурах, возбуждаемых лазерным излучением в нелинейных средах различной природы (см., напр., [1]).

В последнее время большой прогресс был достигнут в области управления макроскопически большим числом ультрахолодных атомов с помощью лазерного излучения [2]. Получение цепочки макроскопических атомных бозе-эйнштейновских конденсатов (БЭК) с помощью охлаждения и удержания атомов в одно- и двумерных оптических решетках позволяет исследовать различные аспекты физики фазовых переходов. Недавно сильное атомно-оптическое взаимодействие было достигнуто для БЭК атомов, помещенных в резонатор [3]. Фактически получение пространственно-периодических структур атомов, заключенных в оптические резонаторы, открывает новые перспективы при исследовании критических явлений в связанных атомно-оптических системах [4]. Современный уровень развития нанотехнологий и нанофотоники делает возможным создание таких структур на основе цепочек связанных микрорезонаторов – так называемых связанных волноводных оптических резонаторов, в которых находятся двух- или трехуровневые атомы [5–7]. Ключевую роль в поведении подобных систем играют светлые и темные поляритоны, представляющие собой бозонные квазичастицы, образуемые линейной суперпозицией фотона и макроскопического (когерентного) возмущения двухуровневой атомной системы.

И.О.Баринов, А.П.Алоджанц, С.М.Аракелян. Владимирский государственный университет, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: alodjants@vpti.vladimir.ru, arak@vlsu.ru

Поступила в редакцию 11 декабря 2008 г., после доработки – 3 марта 2009 г.

В работе [8] нами была рассмотрена проблема получения конденсации Бозе–Эйнштейна, а также фазового перехода Костерлица–Таулеса для поляритонов, образованных при взаимодействии квантованного светового поля с ансамблем двухуровневых атомов в резонаторе. Необходимо отметить, что рассматриваемый фазовый переход может происходить при достаточно высоких (комнатных) температурах из-за малой эффективной массы поляритонов [9]. В работе [10] продемонстрировано макроскопическое заполнение основного состояния с импульсом $k_{\parallel}$ двумерного газа экситон-поляритонов в полупроводниковых наноструктурах (Cd–Te) при температуре 5 К. Сверхтекучие свойства и джозефсоновская динамика таких поляритонов исследованы в [11] и экспериментально наблюдались в [12]. В работе [13] нами было также показано, что при определенных условиях становится возможной реализация оптического клонирования и оптической памяти на основе рассматриваемых резонаторных поляритонов.

В настоящей работе обсуждается модель поляритонного кристалла (ПК), который может быть создан на основе имеющихся технологий и способов управления атомами с помощью лазерного излучения. Замечательной особенностью этих структур является возможность локализации поляритонов, аналогичная возможности локализации света в фотонных кристаллах в нелинейной оптике. В этом случае происходит значительное уменьшение групповой скорости оптического волнового пакета, распространяющегося в такой среде. Вместе с тем ПК может также использоваться для наблюдения БЭК поляритонов нижней дисперсионной ветви.

2. Модели ПК: основные уравнения

Рассмотрим две модели ПК. В модели 1 ансамбль ультрахолодных двухуровневых атомов удерживается глубокой оптической решеткой (рис.1,*a*). Для этого имеется ряд экспериментальных возможностей, одна из которых связана с использованием двукомпонентного (спинорного) конденсата атомов с уровнями $|a\rangle$ и $|b\rangle$ [14, 15].

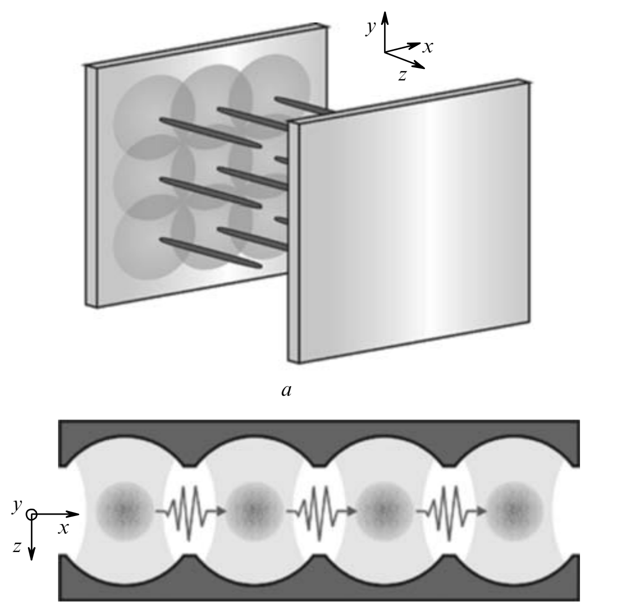

Рис.1. Схематическое изображение двух моделей ПК: удерживаемые ловушкой ансамбли ультрахолодных атомов, помещенные в резонатор и взаимодействующие с квантованным световым полем, распределение которого показано серыми кругами (*а*), и ПК, образованный решеткой микрорезонаторов с макроскопическими ансамблями двухуровневых атомов (*б*).

В данном случае двумерная периодическая структура атомных конденсатов эллиптической (игольчатой) формы может быть создана на основе интерференции двух стоячих волн (они не показаны на рис.1,*а*) вдоль осей x и y соответственно. При этом ансамбли атомов взаимодействуют вдоль оси z со световым полем в резонаторе в условиях сильной связи (см. ниже формулу (2)).

Модель 2 представляет собой решетку из M туннельно-связанных микрорезонаторов в плоскости xy (рис.1,*б*). При этом каждый резонатор содержит двухуровневые атомы, взаимодействующие с электромагнитным полем вдоль оси z. Принципиальным отличием ПК от рассматриваемых в настоящее время структур связанных волноводных оптических резонаторов (см., напр., [6]) является возможность туннелирования фотонов в перпендикулярной к главной оси резонаторов плоскости xy.

Можно показать, что в приближении так называемой сильной связи между соседними ячейками (резонаторами в модели 2), в которых находятся атомы, обе модели, представленные на рис.1, дают одни и те же физические результаты. В данном приближении атомная система может быть описана системой бозонов (бозонных мод), эволюционирующих лишь во времени. При этом пространственные степени свободы являются «замороженными». Такое приближение оказывается справедливым, когда число атомов N в отдельных ячейках относительно невелико ($N \leqslant 10^4$) [14]. При этом высота потенциального барьера, создаваемого между отдельными ячейками оптической решетки, в которых находятся атомные ансамбли, намного больше химического потенциала каждого из них [16]. В противном случае необходимым также является учет пространственного распределения атомной системы, что приводит к формированию пространственно-локализованных атомных структур [17].

В настоящей работе мы не выходим за рамки приближения сильной связи, полностью пренебрегая взаимодействием атомов между собой и полагая ансамбли атомов в ячейках идеальным газом. Именно в этом случае, как будет видно из дальнейшего анализа задачи, в полной мере справедлива поляритонная модель атомно-оптического взаимодействия.

Для определенности рассмотрим модель 1 поляритонного кристалла. Полагаем выполненным условие сильной связи атомно-оптического взаимодействия, при котором параметр этой связи κ в каждой ячейке решетки существенно больше обратного времени когерентности $\tau_{\rm coh}$ атомно-оптической системы:

$$\kappa \gg 1/\tau_{\rm coh}. \qquad (1)$$

Полный гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_{\rm at} + H_{\rm int} + H_{\rm ph}, \qquad (2)$$

где

$$H_{\rm at} = \sum_{j={\rm a,b}} \int \Phi_j^+ \left(-\frac{\hbar^2 \Delta}{2M_{\rm at}} + V_{\rm ext}^{(j)} \right) \Phi_j \, {\rm d}^3 r,$$

$$H_{\rm int} = \hbar\kappa \int (\Psi^+ \Phi_{\rm a}^+ \Phi_{\rm b} + \Phi_{\rm b}^+ \Phi_{\rm a} \Psi) {\rm d}^3 r, \qquad (3)$$

$$H_{\rm ph} = \int \Psi^+ \left(-\frac{\hbar^2 \Delta_\perp}{2M_{\rm ph}} + V_{\rm ph} \right) \Psi {\rm d}^2 r.$$

Здесь гамильтониан $H_{\rm at}$ описывает ансамбль невзаимодействующих двухуровневых атомов (идеальный газ) в ловушке, $H_{\rm int}$ – атомно-оптическое взаимодействие в резонаторе в приближении вращающейся волны, а $H_{\rm ph}$ – световое поле в резонаторе в параксиальном приближении; $\Phi_j\,(\Phi_j^+)$ – бозе-операторы уничтожения (рождения) атомов на уровнях $j = {\rm a, b}$; $M_{\rm at}$ – масса свободных атомов; Δ – оператор Лапласа; $V_{\rm ext}^{(j)}$ – общий потенциал удержания атомов, который состоит из гармонического потенциала магнитооптической ловушки и потенциала оптической решетки вдоль осей x и y [18]; $\Psi\,(\Psi^+)$ – оператор уничтожения (рождения) для поля, распространяющегося вдоль оси z резонатора; $M_{\rm ph} = \hbar k_z/c$ – эффективная масса фотона в резонаторе; k_z – проекция волнового вектора светового поля на ось z; $V_{\rm ph}$ – потенциал удержания фотонов в области атомно-оптического взаимодействия, который может быть создан с помощью специальных градиентных линз или волновода с неоднородным показателем преломления [8]; $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$.

Рассматривая последовательность из M ячеек в оптической решетке, представим операторы Φ_j и Ψ в виде

$$\Phi_{\rm a} = \sum_{m=1}^{M} a_m(t) \varphi_m^{\rm a}(\boldsymbol r), \quad \Phi_{\rm b} = \sum_{m=1}^{M} b_m(t) \varphi_m^{\rm b}(\boldsymbol r),$$
$$\Psi(r,t) = \sum_{m=1}^{M} \psi_m(t) \xi_m(\boldsymbol r), \qquad (4)$$

где $\varphi_m^{\rm a,b}(\boldsymbol r)$ и $\xi_m(\boldsymbol r)$ – вещественные функции Ванье, описывающие пространственное распределение атомов и поля в m-й ячейке ($m = 1, \ldots, M$) соответственно. В приближении сильной связи между соседними ячейками функции $\varphi_m^{\rm a,b}$ удовлетворяют соотношениям [16, 17]

$$\int\left|\varphi_m^{\mathrm{a,b}}\right|^2 \mathrm{d}^3r = 1, \qquad \int \varphi_m^{\mathrm{a,b}}\varphi_{m+1}^{\mathrm{a,b}} \mathrm{d}^3r \simeq 1. \tag{5}$$

Аналогичные соотношения верны и для функций $\xi_m(\boldsymbol{r})$. Операторы $a_m(t)$, $b_m(t)$ характеризуют динамические свойства двух компонент (двух мод) ансамбля атомов на нижнем и верхнем уровнях соответственно, оператор $\psi_m(t)$ описывает временную эволюцию поля резонатора в m-й ячейке решетки.

Осуществив подстановку (4) в (3), получаем

$$H_{\mathrm{at}} = \hbar\sum_{m=1}^{M}\big[\omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{a}} a_m^+ a_m + \omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{b}} b_m^+ b_m - \beta_{\mathrm{a}}(a_m^+ a_{m-1} + a_m^+ a_{m+1} + \text{эрмит. сопр.}) - \beta_{\mathrm{b}}(b_m^+ b_{m-1} + \text{эрмит. сопр.})\big],$$

$$H_{\mathrm{int}} = \hbar\sum_{m=1}^{M} g_m(\psi_m^+ a_m^+ b_m + b_m^+ a_m \psi_m), \tag{6}$$

$$H_{\mathrm{ph}} = \hbar\sum_{m=1}^{M}\big[\omega_{m\,\mathrm{ph}}\psi_m^+\psi_m - \alpha(\psi_m^+\psi_{m-1} + \psi_m^+\psi_{m+1} + \text{эрмит. сопр.})\big],$$

где коэффициенты связи $\beta_{\mathrm{a,\,b}}$ и α характеризуют туннелирование атомов (фотонов) между соседними ячейками и определяются интегралами перекрытия функций $\varphi_m^{\mathrm{a,b}}(\boldsymbol{r})$ и $\xi_m(\boldsymbol{r})$ с их производными соответственно. Аналогично определяются и величины $\omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{a,b}}$, $\omega_{m\,\mathrm{ph}}$ [16, 17]. Мы полагаем все коэффициенты атомно-оптического взаимодействия одинаковыми во всех ячейках, так что $g = g_1 = g_2 = \ldots = g_M$.

Перейдем к импульсному $\boldsymbol{k}$-представлению. Воспользовавшись периодичностью структуры ПК, операторы ψ_m, a_m, b_m можно представить в виде

$$a_m = \frac{1}{\sqrt{M}}\sum_{\boldsymbol{k}} a_{\boldsymbol{k}}\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{kn}), \quad b_m = \frac{1}{\sqrt{M}}\sum_{\boldsymbol{k}} b_{\boldsymbol{k}}\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{kn}), \qquad \psi_m = \frac{1}{\sqrt{M}}\sum_{\boldsymbol{k}} \psi_{\boldsymbol{k}}\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{kn}), \tag{7}$$

где $\boldsymbol{n}$ – вектор решетки.

Далее для простоты ограничимся рассмотрением лишь одномерной структуры ПК, для которой $\boldsymbol{kn} = mk_x l$, где k_x – проекция волнового вектора светового поля на ось x; l – постоянная решетки. Подставляя (7) в (6), приходим к выражению для гамильтониана в $\boldsymbol{k}$-пространстве:

$$H = \hbar\sum_{\boldsymbol{k}}\Big[\omega_{\mathrm{ph}}(k)\psi_{\boldsymbol{k}}^+\psi_{\boldsymbol{k}} + \omega_{\mathrm{at}}(k)\frac{1}{2}(b_{\boldsymbol{k}}^+ b_{\boldsymbol{k}} - a_{\boldsymbol{k}}^+ a_{\boldsymbol{k}}) + \frac{g}{\sqrt{M}}\sum_{\boldsymbol{q}}(\psi_{\boldsymbol{k}}^+ a_{\boldsymbol{q}}^+ b_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}} + b_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^+ a_{\boldsymbol{q}}\psi_{\boldsymbol{k}})\Big], \tag{8}$$

где $\omega_{\mathrm{ph}}(k)$ и $\omega_{\mathrm{at}}(k)$ определяют дисперсионные соотношения для фотонной и атомной систем структуры ПК соответственно и задаются выражениями

$$\omega_{\mathrm{ph}}(k) = \omega_{m\,\mathrm{ph}} - 2\alpha\cos(kl), \qquad \omega_{\mathrm{at}}(k) = \omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{b}} - \omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{a}} - 2\beta\cos(kl), \tag{9}$$

где $\beta = \beta_{\mathrm{b}} - \beta_{\mathrm{a}}$ – эффективный коэффициент связи атомов в решетке.

3. Квантовое вырождение одномерного газа поляритонов

Выражение (8) в приближении сильной связи представляет собой многочастичный гамильтониан в импульсном представлении, описывающий одномерную периодическую структуру, и может быть проанализирован в терминах темных и светлых поляритонов. Мы рассмотрим его в приближении атомных возмущений малой плотности, когда все атомы занимают в основном нижний уровень $|\mathrm{a}\rangle$ [11]. В этом случае оказывается возможным определение бозе-операторов уничтожения ($\phi_{\boldsymbol{k}}$) и рождения ($\phi_{\boldsymbol{k}}^+$) коллективных возмущений двухуровневой атомной системы в $\boldsymbol{k}$-представлении:

$$\phi_{\boldsymbol{k}} = \sum_{\boldsymbol{q}}\frac{a_{\boldsymbol{q}}^+ b_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}}{\sqrt{M}}, \quad \phi_{\boldsymbol{k}}^+ = \sum_{\boldsymbol{q}}\frac{b_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^+ a_{\boldsymbol{q}}}{\sqrt{M}}. \tag{10}$$

Используя определение (10), гамильтониан системы (8) можно представить в более удобном виде:

$$H = \hbar\sum_{\boldsymbol{k}}\big[\omega_{\mathrm{ph}}(k)\psi_{\boldsymbol{k}}^+\psi_{\boldsymbol{k}} + \omega_{\mathrm{at}}(k)\phi_{\boldsymbol{k}}^+\phi_{\boldsymbol{k}} + g(\psi_{\boldsymbol{k}}^+\phi_{\boldsymbol{k}} + \phi_{\boldsymbol{k}}^+\psi_{\boldsymbol{k}})\big]. \tag{11}$$

Гамильтониан (11) приводится к диагональному виду с помощью преобразований Боголюбова:

$$\Xi_{1\boldsymbol{k}} = \mu_1\psi_{\boldsymbol{k}} - \mu_2\phi_{\boldsymbol{k}}, \quad \Xi_{2\boldsymbol{k}} = \mu_1\phi_{\boldsymbol{k}} + \mu_2\psi_{\boldsymbol{k}}, \tag{12}$$

где

$$\mu_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left[1 \mp \frac{\delta\omega}{\left(\delta\omega^2 + 4g^2\right)^{1/2}}\right] \tag{13}$$

– коэффициенты Хопфилда, удовлетворяющие условию нормировки $\mu_1^2 + \mu_2^2 = 1$; $\delta\omega = \omega_{\mathrm{at}}(k) - \omega_{\mathrm{ph}}(k) = \varDelta - 2(\beta - \alpha)\cos(kl)$ – частотная отстройка, зависящая от квазиимпульса k; $\varDelta \equiv \omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{b}} - \omega_{m\,\mathrm{at}}^{\mathrm{a}} - \omega_{m\,\mathrm{ph}}$ – та же отстройка при $kl = \pi/2 + \pi p$, $p = 0, 1, \ldots$.

Операторы $\Xi_{1\boldsymbol{k}}$, $\Xi_{2\boldsymbol{k}}$ характеризуют два типа элементарных возмущений в атомной среде – поляритоны верхней и нижней ветвей с характерными частотами $\Omega_{1,2}(k)$, а также определяют дисперсионные соотношения и зонную структуру ПК. Выражения для этих частот имеют вид

$$\Omega_{1,2}(k) = \frac{1}{2}\big[\omega_{\mathrm{at}}(k) + \omega_{\mathrm{ph}}(k) \pm (\delta\omega^2 + 4g^2)^{1/2}\big]. \tag{14}$$

С помощью (14) можно найти массу поляритонов верхней (индекс 1) и нижней (индекс 2) ветвей:

$$m_{1,2} = \frac{2m_{\mathrm{at}}m_{\mathrm{ph}}(\tilde{\varDelta}^2 + 4g^2)^{1/2}}{(m_{\mathrm{at}} + m_{\mathrm{ph}})(\tilde{\varDelta}^2 + 4g^2)^{1/2} \mp (m_{\mathrm{at}} - m_{\mathrm{ph}})\tilde{\varDelta}}, \tag{15}$$

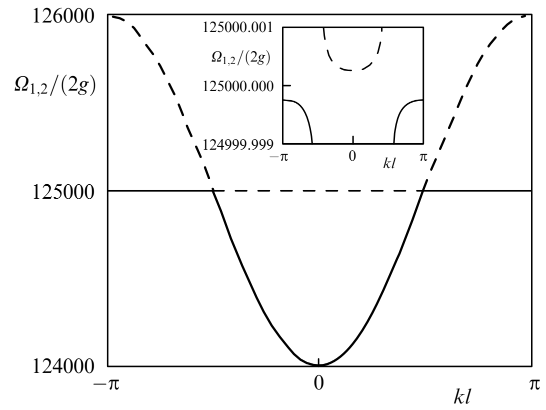

Рис.2. Дисперсионные зависимости Ω_1 (верхняя ветвь, штриховая кривая) и Ω_2 (нижняя ветвь, сплошная кривая) поляритонов как функции приведенного квазиимпульса (вектора Блоха) kl в первой зоне Бриллюэна. Характерная частота атомного перехода $(\omega^{\rm b}_{m\rm at}-\omega^{\rm a}_{m\rm at})/2\pi = 500$ ТГц, $\Delta = 0$, частота атомно-оптической связи $g\times(2\pi)^{-1} = 2$ ГГц, эффективная масса фотона (атома) в решетке $m_{\rm ph} = 5\times10^{-36}$ кг ($m_{\rm at} = 38.5\times10^{-27}$ кг), постоянная решетки $l = 2.24$ мкм. На вставке показана область частот расщепления Раби.

где $\tilde{\Delta} = \Delta - 2(\beta - \alpha)$ – некоторая эффективная отстройка, включающая в себя также характерные частоты α и β; $m_{\rm at} = \hbar/(2\beta l^2)$, $m_{\rm ph} = \hbar/(2\alpha l^2)$ – эффективные массы атомов и фотонов в решетке соответственно.

На рис.2 представлены дисперсионные зависимости $\Omega_{1,2}(k)$ для верхней и нижней поляритонных ветвей в первой зоне Бриллюэна. Ширина запрещенной зоны определяется величиной расщепления Раби – выражением $(\delta\omega^2 + 4g^2)^{1/2}$. В центре зоны (вблизи $k = 0$) дисперсионные зависимости являются параболическими для обеих ветвей; в условиях резонанса ($\delta\omega = 0$) величина расщепления полностью определяется коэффициентом атомно-оптического взаимодействия $2g$ (см. также вставку на рис.2).

Принципиальным моментом является наличие при $k = 0$ минимума зависимостей на рис.2 для поляритонов нижней ветви. Для малых значений квазиимпульса, когда $kl \ll 1$, из (14) имеем

$$\Omega_{1,2}(k) \approx \frac{\hbar k^2}{2m_{1,2}}, \qquad (16)$$

что соответствует закону дисперсии для свободных частиц – поляритонов в минимуме зависимости $\Omega_2(k)$ на рис.2. В этом случае статистические свойства газа поляритонов определяются его размерностью (см., напр., [19]). В частности, для резонансного взаимодействия масса поляритона может быть найдена из выражения (15):

$$m_2 = \frac{2m_{\rm ph}}{1 + m_{\rm ph}/m_{\rm at}}. \qquad (17)$$

В ситуации, когда выполняется условие $m_{\rm ph}/m_{\rm at} \ll 1$ ($\alpha \gg \beta$), масса поляритонов нижней ветви достаточно мала. Например, для взаимодействия двухуровневых атомов натрия с электромагнитным полем в резонаторе при длине волны перехода между уровнями 589 нм эффективная масса фотонов в резонаторе $m_{\rm ph} \simeq 0.5\times10^{-35}$ кг [12]. В этом случае оценка массы поляритона с помощью формулы (17) дает $m_2 \approx 10^{-35}$ кг. Поэтому температура квантового вырождения одномерного газа поляритонов $T_{\rm d} = 2\pi\hbar^2 n_1^2/(m_2 k_{\rm B})$ может быть достаточно высокой ($\sim$300 К при его концентрации $n_1 \simeq 10^4$ см$^{-1}$). Следует, однако, иметь в виду, что пространственно-периодическая структура ПК, приведенная на рис.1, имеет большое время когерентности только при достаточно низких температурах T, когда удержание относительно большого числа атомов становится возможным. В данном случае газ поляритонов можно полагать сильно вырожденным и квантовым, так что выполняется условие $n_1\Lambda_T \gg 1$, где $\Lambda_T = [2\pi\hbar^2/(m_2 k_{\rm B} T)]^{1/2}$ – длина волны де Бройля. В этом пределе формирование когерентных поляритонов в структуре ПК представляет интерес для распределенной записи и хранения квантовой оптической информации [20, 21].

4. Групповая скорость поляритонов

Рассмотрим групповые скорости $v_{1,2} = \partial\Omega_{1,2}(k)/\partial k$ поляритонов в решетке. С помощью (14) для $v_{1,2}$ можно получить выражение

$$v_{1,2} = \frac{\hbar\sin(kl)}{2lm_{\rm ph}}\left[1 + \frac{m_{\rm ph}}{m_{\rm at}} \mp \left(1 - \frac{m_{\rm ph}}{m_{\rm at}}\right)\frac{\delta\omega}{(\delta\omega^2 + 4g^2)^{1/2}}\right]. \qquad (18)$$

Из (18) следует, что для поляритонов с малыми $\boldsymbol{k}$ групповые скорости $v_{1,2}$ также малы. В частности, в пределе $kl \ll 1$ зависимость $v_2(k)$ для поляритонов нижней ветви является линейной, т. е. $v_2 \simeq \hbar k/m_2$. Вместе с тем $v_{1,2} = 0$ на границах зоны Бриллюэна при $kl = p\pi$, $p = 0, \pm 1, \ldots$. В этом случае структура ПК позволяет полностью локализовать поляритоны внутри этой зоны.

Возможность уменьшения групповой скорости поляритонов может быть использована для наблюдения «медленного» света в решетке атомов, что является чрезвычайно актуальным для записи и хранения квантовой оптической информации. В данном случае групповая скорость оптического поля изменяется с помощью атомно-оптической отстройки Δ (или $\tilde{\Delta}$).

Пример такого управления поляритонами нижней дисперсионной ветви с малыми квазиимпульсами k представлен на рис.3. Управление осуществляется вблизи дна «ямы» на рис.2, когда справедливым оказывается параболический закон дисперсии (16). В этом пределе поляритонам можно приписать волновую функцию $\Psi(x, t)$, которая является носителем квантовой информации и удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left(\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_2}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\Psi(x, t) = 0. \qquad (19)$$

Решение уравнения (19) хорошо известно в квантовой физике (см., напр., [22], а также [13]). Поляритоны представляют себой расплывающийся во времени и распространяющийся в структуре ПК когерентный волновой пакет (рис.1,*б*). Характерное время расплывания пакета $\tau_{\rm b} = m_2 f^2/\hbar$ зависит как от массы поляритонов m_2, так и от пространственной ширины пакета f вдоль оси x в начальный момент времени, т. е. от диаметра светового пучка на входе в среду.

Запись и хранение квантовой оптической информации с помощью структуры ПК предполагает трехшаговый физический алгоритм, основанный на управлении групповой скоростью поляритонного волнового пакета в среде, которое осуществляется с помощью варьирования отстройки от резонанса $\tilde{\Delta}$ (рис.3,*а*).

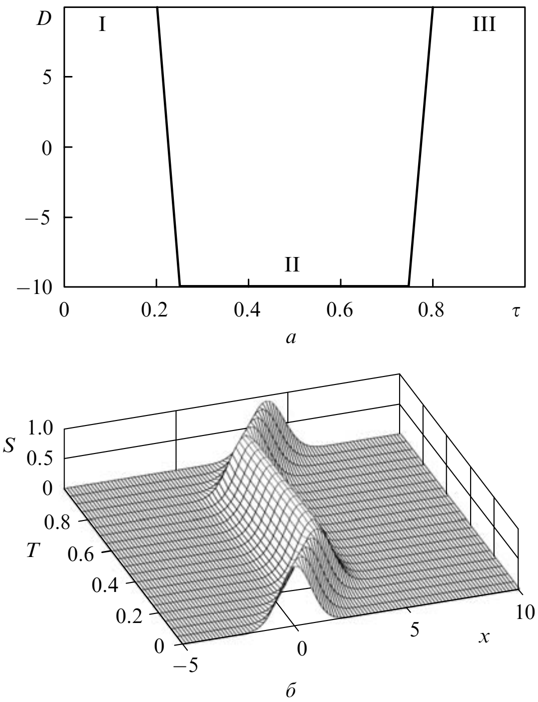

Рис.3. Распространение одномерного поляритонного волнового пакета в структуре ПК: зависимости параметра $D = \tilde{\Delta}/(2|g|)$ от нормированного времени $\tau = \hbar t/(m_{\rm ph} f^2)$ (*а*) и огибающей пакета (плотности вероятности) $S \equiv |\Psi(x,t)|^2/\Psi(0,0)|^2$ от τ и нормированной координаты $X = x/f$ при $k_x f = 10$ (*б*). Указаны стадии записи (I), хранения (II) и считывания (восстановления) (III) оптической информации.

Во-первых (стадия I), для записи квантовой информации выбираем такую отстройку $\tilde{\Delta}$, чтобы выполнялось условие $\tilde{\Delta} \gg 2|g|$; на рис.3,*а* этому соответствует интервал времени $0 \leqslant \tau \leqslant 0.25$. В данном случае поляритоны нижней дисперсионной ветви являются фотоноподобными, т. е. $\Xi_{2\boldsymbol{k}} \simeq -\psi_{\boldsymbol{k}}$ ($\mu_1 \simeq 0, \mu_2 \simeq -1$) и эффективная масса $m_2 \simeq m_{\rm ph}$ (см. формулы (12), (13), (15)). Волновой пакет при этом распространяется со скоростью υ_2, определяемой выражением

$$\upsilon_2 = \frac{\hbar k}{m_{\rm ph}} = 2\alpha l^2 k, \tag{20}$$

и смещается вдоль оси x – из точки $x = 0$ в точку $x = \upsilon_2 t$ (рис.3,*б*). Например, для квазиимпульса $k = 10^5$ м$^{-1}$ оценка групповой скорости поляритонов υ_2 составляет 2×10^6 м/с.

Во-вторых (стадия II), для отображения оптической информации на когерентные атомные возмущения среды мы переключаем отстройку, сделав ее отрицательной, т. е. $\tilde{\Delta} \ll -2|g|$. В этом пределе поляритоны нижней ветви становятся атомоподобными, так что $\Xi_{2\boldsymbol{k}} \simeq \phi_{\boldsymbol{k}}$ ($\mu_1 \simeq 1$, $\mu_2 \simeq 0$) (рис.3). При $m_{\rm ph}/m_{\rm at} = \beta/\alpha \ll g^2/\Delta^2$ их групповая скорость [7]

$$\upsilon_2 = \frac{\hbar k g^2}{m_{\rm ph}\tilde{\Delta}^2} = \frac{2\alpha l^2 k g^2}{\tilde{\Delta}^2}. \tag{21}$$

При выполнении более строгого условия $g^2/\tilde{\Delta}^2 \ll m_{\rm ph} \times m_{\rm at}^{-1} \ll 1$ групповая скорость поляритонов нижней ветви

$$\upsilon_2 = \frac{\hbar k}{m_{\rm at}} = 2\beta l^2 k, \tag{22}$$

что соответствует скорости атомов в решетке. В частности, для атомов натрия с эффективной массой $m_{\rm at} = 38.5 \times 10^{-27}$ кг при том же значении волнового вектора групповая скорость таких поляритонов $\upsilon_2 = 2.6 \times 10^{-4}$ м/с [21].

Фактически выражение (22) определяет нижний допустимый предел скорости оптического волнового пакета в структуре ПК для данного значения квазиимпульса. В этом пределе информация, содержащаяся в световом пучке, полностью записывается и хранится атомными возмущениями. Для характерного времени расплывания имеем оценку $\tau_{\rm b} = m_{\rm at} f^2/\hbar \approx 3.7$ с при диаметре входного пучка $f \simeq 10^{-4}$ м. Данный временной масштаб (интервал $0.25 \leqslant \tau \leqslant 0.75$ на рис.3,*а*) и определяет максимальное время хранения информации квантовым газом двухуровневых атомов натрия. Точнее, необходимым условием такой записи информации является выполнение неравенства $\tau_{\rm stor} \ll \tau_{\rm b}$, которое означает сохранение формы волнового пакета в течение всего времени хранения квантового состояния, где $\tau_{\rm stor}$ определяет время хранения информации атомной системой.

Наконец, в-третьих (стадия III), для восстановления (считывания) оптической информации на выходе из среды через интервал времени $\tau_{\rm stor}$ мы должны сделать поляритоны снова фотоноподобными, переключая отстройку $\tilde{\Delta}$ в обратную сторону. На рис.3,*а* характерное время обратного переключения волнового пакета $\tau_{\rm retr}$ определено промежутком времени $0.75 \leqslant \tau \leqslant 0.8$. На выходе из среды (при $\tau = 1$) мы опять имеем оптический волновой пакет, но смещенный вдоль оси x в плоскости, перпендикулярной оси резонатора.

В данной работе мы не приводим оценку качества (надежности) сохраняемой информации. В [13] нами рассчитана оценка параметра надежности сохраняемой информации при учете изменения только формы волнового пакета. Однако в общем случае этого недостаточно. Необходимым является также анализ преобразования квантового состояния светового поля на основе структуры ПК с учетом ее декогерентности (см., напр., [23]). Анализ данной задачи представляет самостоятельный интерес и выходит за рамки настоящей работы. В этой связи отметим лишь, что в реальной экспериментальной ситуации интервал времени записи, хранения и считывания информации все же ограничен временем декогерентности структуры ПК. Таким образом, вполне оправданным является использование конденсата атомов, которые обладают достаточно большим временем макроскопической когерентности, составляющим десятки микросекунд по экспериментальным данным [24].

5. Заключение

В работе рассмотрена решеточная модель когерентных поляритонов в пространственно-периодической структуре – ПК, образованном решеткой ансамблей двухуровневых атомов, эффективно взаимодействующих с электромагнитным полем в резонаторе (или двумерной решетке резонаторов) в рамках приближения сильной связи. Показано, что структура ПК позволяет полностью локализовать поляритоны нижней дисперсионной ветви, что может быть использовано, во-первых, для квантового вырождения газа поляритонов и, во-вторых, для существенного замедления светового импульса в рассматриваемой среде. Данные когерентные свойства ансамбля поляритонов обсуждаются нами с точки зрения пространственно-распределенной квантовой записи, хранения и считывания информации, связанной с распространяющимся оптическим волновым пакетом.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-02-99011-р_офи, 08-02-99028-р_офи и 08-02-99013-р_офи, а также федеральными программами Министерства образования и науки РФ.

1. *Новые физические принципы оптической обработки информации*. Под ред. С.А.Ахманова, М.А.Воронцова (М.: Наука, 1990).
2. Bloch I. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys*., **38**, S629 (2005).
3. Brennecke F., Donner T., Ritter S., Bourdel T., Kohl M., Esslinger T. *Nature*, **450**, 268 (2007).
4. Hartmann M.J., Brandao F., Plenio M.B. *Nature*, **2**, 849 (2006).
5. Aoki T., Dayan B., Wilcut E., Bowen W.P., Parkins A.S., Kippenberg T.Y., Vahala K.Y., Kimble H.J. *Nature*, **443**, 671 (2006).
6. Zhou L., Lu J., Sun C.P. *Phys. Rev. A*, **76**, 012313 (2007).
7. Yanik M.F., Fan S. *Phys. Rev. Lett*., **92**, 083901 (2004).
8. Аверченко В.А., Алоджанц А.П., Аракелян С.М., Багаев С.Н., Виноградов Е.А., Егоров В.С., Столяров А.И., Чехонин И.А. *Квантовая электроника*, **36**, 532 (2006).
9. Kavokin A., Malpuech G., Laussy F.P. *Phys. Lett. A*, **306**, 187 (2003).
10. Kasprzak J., Richard M., Kundermann S., Baas A., et al. *Nature*, **443**, 409 (2006).
11. Alodjants A.P., Arakelian S.M., Bagayev S.N., Egorov V.S., Leksin A.Yu. *Appl. Phys. B*, **89**, 81 (2007).
12. Lai C.W., Kim N.Y. Utsunomiya S., Roumpos G., Deng H., Fraser M.D., Byrnes T., Recher P., Kumada N., Fujisawa T., Yamamoto Y. *Nature*, **450**, 529 (2007).
13. Alodjants A.P., Arakelian S.M., Leksin A.Yu. *Laser Phys*., **17**, 1 (2007).
14. Anglin J.R., Vardi A. *Phys. Rev. A*, **64**, 013605 (2001).
15. Cirac J.I., Lewenstein M., Molmer K., Zoller P. *Phys. Rev. A*, **57**, 1208 (1998).
16. Smerzi A., Trombettoni A., Kevrekidis P.G., Bishop A.R. *Phys. Rev. Lett*., **89**, 170402 (2002).
17. Brazhny V.V., Konotop V.V. *Mod. Phys. Lett. B*, **18**, 627 (2004); Alfimov G.L., Kevrekidis P.G., Konotop V.V., Salerno M. *Phys. Rev. E*, **66**, 046608 (2002).
18. Kramer M., Menotti C., Pitaevskii L., Stringari S. *Eur. Phys. J. D*, **27**, 247 (2003).
19. Petrov D.S., Gangardt G.M., Shlyapnikov G.V. *J. Phys. IV France*, **116**, 7 (2004).
20. Mishina O.S., Kupriyanov D.V., Müller J.H., Polzik E.S. *Phys. Rev. A*, **75**, 042326 (2007).
21. Fleischauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. A*, **65**, 022314 (2002).
22. Карлов Н.В., Кириченко Н.А. *Начальные главы квантовой механики* (М.: Физматлит, 2004).
23. He Q.Y., Reid M.D., Giacobino E., Cviklinski J., Drummond P.D. E-print arXiv:0808.2010v1 [quant-ph] 14 Aug 2008.
24. Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V. *Nature*, **409**, 490 (2001).