

УДК 538.94

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННЫХ КОНДЕНСАТОВ БОЗЕ–ЭЙНШТЕЙНА

© 2024 г. Н. В. Кузнецова¹, Д. В. Макаров^{1*}, Н. А. Асриян², А. А. Елистратов²,
Ю. Е. Лозовик^{3, 4}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Тихоокеанский океанологический институт имени В.И. Ильичева» Дальневосточного отделения Российской академии наук, Владивосток, Россия

²Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова», Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук, Москва, Россия

⁴Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

*e-mail: makarov@poi.dvo.ru

Поступила в редакцию 15.12.2023

После доработки 29.01.2024

Принята к публикации 26.02.2024

Изучена динамика экситон-поляритонного конденсата Бозе–Эйнштейна в оптическом микрорезонаторе. Предложена новая версия стохастического уравнения Гросса–Питаевского для описания эволюции конденсата при немарковском взаимодействии с окружением. С помощью предложенной версии проведен анализ динамики конденсата при разных температурах. Выявлен фазовый переход из однородного во фрагментированное состояние конденсата при температуре около 15 К. Этот фазовый переход сопровождается резким падением плотности конденсата и уменьшением радиуса пространственных корреляций. Обнаружено, что при температуре 10 К радиус корреляций конденсата осциллирует со временем. Полученные результаты указывают на необходимость учета немарковости при взаимодействии конденсата с экситонным резервуаром.

Ключевые слова: экситон-поляритон, конденсат Бозе–Эйнштейна, немарковское стохастическое уравнение Гросса–Питаевского

DOI: 10.31857/S0367676524060074, EDN: PHGQXF

ВВЕДЕНИЕ

Экситон-поляритонный конденсат Бозе–Эйнштейна (БЭК) представляет собой разновидность квантовой жидкости, сформированной взаимодействующими квазичастицами — экситон-поляритонами, т. е. связанными состояниями полупроводниковых экситонов и фотонов. За последние два десятилетия достигнут значительный прогресс в технологии изготовления высокодобротных оптических микрорезонаторов, что сделало экситон-поляритонные конденсаты наблюдаемыми экспериментально [1, 2]. Это обстоятельство, а также наличие уникальных физических свойств, сделали экситон-поляритонные конденсаты Бозе–Эйнштейна объектом активного внимания исследователей [3–10]. В современных экспериментах микрорезонатор для экситон-поляритонов представляет собой полупроводниковую гетероструктуру, состоящую из плоской квантовой ямы, которая граничит с обеих сторон с многослойными брэгговскими отражателями.

В чем же уникальность экситон-поляритонных конденсатов? В первую очередь она связана с их малой эффективной массой, что дает надежду на получение БЭК при комнатных температурах. Это может существенно упростить экспериментальное исследование сопутствующих БЭК экзотических свойств, таких как сверхтекучесть [11], образование квантовых вихрей [12], фазовый переход Березинского–Костерлица–Таулесса [13, 14] и т. д. Во-вторых, экситон-поляритонный БЭК является ярким примером открытой квантовой системы, в которой диссипация, главным образом обусловленная утечкой фотонов, компенсируется за счет внешней лазерной накачки. Эта накачка может быть как когерентной с фотонной модой резонатора, обеспечивая прямое поступление фотонов в микрорезонатор, так и некогерентной. В последнем случае накачивается не фотонная мода, а населенность экситонного резервуара, который в процессе термализации обеспечивает подкачку экситонов в конденсат.

Хотя экситон-поляритонный конденсат и рассматривается как кандидат на получение БЭК при комнатных температурах, современные эксперименты чаще всего проводятся при низких температурах. В этом случае энергетический спектр экситонного резервуара является очень узким, что предполагает достаточно большое время декогеренции и, как следствие, немарковское взаимодействие конденсата с резервуаром [15]. Это означает, что состояние резервуара оказывается зависимым от предыстории эволюции конденсата, что, с одной стороны, существенно затрудняет моделирование поведения конденсата, а с другой — приводит к появлению дополнительных нетривиальных свойств [16]. Первая немарковская модель, описывающая поведение экситон-поляритонного БЭК, была построена в работе [17] для случая пространственно-однородного конденсата. Эта модель получила дальнейшее развитие в работах [18, 19], где было показано, что наличие динамической памяти, обусловленной немарковостью, может служить причиной так называемых релаксационных колебаний [20–22], когда перекачка экситонов между конденсатом и резервуаром носит колебательный характер. В статьях [23, 24] была предпринята попытка построить немарковскую модель, описывающую динамику пространственно-неоднородного конденсата с помощью немарковского стохастического уравнения Гросса–Питаевского. Представленная здесь работа в значительной степени является продолжением [23, 24]. Мы намерены рассмотреть несколько иную модель пространственных флуктуаций конденсата, обусловленных взаимодействием с резервуаром. Как и предыдущих двух статьях, основное внимание будет уделено процессу зарождения конденсата под воздействием некогерентной накачки конденсата, когда когерентная накачка фотонов в микрорезонатор отсутствует.

Статья построена следующим образом. В следующем разделе описывается теоретическая модель. Затем мы переходим к результатам численного моделирования, которое иллюстрирует особенности процесса зарождения конденсата при различных температурах. В Заключение мы подводим основные итоги работы и намечаем пути дальнейшего развития рассматриваемого в данной статье подхода.

НЕМАРКОВСКОЕ СТОХАСТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ГРОССА–ПИТАЕВСКОГО ДЛЯ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННОГО БЭК

Дисперсионное соотношение для экситон-поляритонов состоит из двух ветвей, нижней и верхней. В экспериментах, как правило, заселяется только нижняя ветвь, в то время как верхняя остается пустой. Пренебрегая вкладом верхней поляритонной ветви, а также не включая когерентную накачку, мы можем записать уравнение Гросса–Питаевского,

описывающее динамику экситон-поляритонного конденсата, в следующем виде:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}_0 \psi(\vec{r}, t) + \hat{D}_{cav} \psi(\vec{r}, t) + \hat{D}_{ex} \psi(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где $\psi(\vec{r}, t)$ — волновая функция конденсата, $\hat{H}_0$ — унитарный одночастичный гамильтониан, $\hat{D}_{cav}$ — оператор, описывающий взаимодействие конденсата с фотонным резервуаром, $\hat{D}_{ex}$ — аналогичный оператор, описывающий взаимодействие конденсата с экситонным резервуаром. Одночастичный гамильтониан задается выражением [25]:

$$\hat{H}_0 = \hat{F}^{-1} [E_{LP}(k)] + \alpha_c |\psi(\vec{r}, t)|^2 + \alpha_r \rho_r(\vec{r}, t), \quad (2)$$

где α_c — константа взаимодействия экситонов конденсата, α_r — константа взаимодействия экситонов конденсата и резервуара, $\rho_r(\vec{r}, t)$ — плотность экситонного резервуара. Первый член в правой части обозначает обратное преобразование Фурье от дисперсионного соотношения для нижнего поляритона, которое в случае нулевой расстройки между основными фотонными и экситонными состояниями описывается формулой

$$E_{LP}(k) = E_0 + \frac{1}{2} \left[E_{cav}(k) - \sqrt{E_{cav}^2(k) + 4\Omega^2} \right]. \quad (3)$$

Здесь E_0 — энергия основного состояния фотона (экситона), а Ω — энергия Раби, характеризующая расщепление верхней и нижней поляритонных ветвей энергетического спектра. Функция $E_{cav}(k)$ описывает закон дисперсии для захваченных микрорезонатором фотонов. Поскольку поперечный размер микрорезонатора является очень малым, дисперсия фотонов может быть приближенно описана параболическим законом

$$E_{cav}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{cav}}, \quad (4)$$

где m_{cav} — эффективная масса фотона в микрорезонаторе.

Одночастичный гамильтониан вида (2) предполагает, что уравнение Гросса–Питаевского является псевдодифференциальным. Однако в малой окрестности нулевого импульса мы можем приближенно аппроксимировать закон дисперсии (3) с помощью параболы, что дает

$$\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + \alpha_c |\psi(\vec{r}, t)|^2 + \alpha_r \rho_r(\vec{r}, t), \quad (5)$$

где m^* — эффективная масса поляритона.

Операторы $\hat{D}_{cav}$ и $\hat{D}_{ex}$ описывают взаимодействие конденсата с фотонным и экситонным резервуарами, соответственно. Фотонный резервуар формируется континуумом мод окружения, поэтому для него уместно использовать марковское приближение, которое с учетом флуктуационно-диссипационной теоремы дает

$$\hat{D}_{cav}\psi(\vec{r},t)=-i\gamma_{cav}\psi(\vec{r},t)+\eta_{cav}(\vec{r},t), \quad (6)$$

где фотонные флуктуации представляют собой дельта-коррелированный белый шум,

$$\langle \eta_{cav}^*(\vec{r},t)\eta_{cav}(\vec{r}',t') \rangle = \frac{\gamma_{cav}}{\Delta x \Delta y} \delta(\vec{r}-\vec{r}')\delta(t-t'), \quad (7)$$

Δx и Δy — размеры сеточной ячейки при численном моделировании. Чтобы описать взаимодействие с экситонным резервуаром, примем во внимание, что конденсатное состояние соответствует некоторой малой окрестности нулевого импульса, т. е. является близким к однородному. Это позволяет нам обобщить на неоднородный случай «однородное» выражение, ранее полученное в [17, 18]:

$$\hat{D}_{ex}\psi(\vec{r},t)=\hbar\int_0^tdt'\Sigma^R(t,t')\psi(\vec{r},t')+\eta_{ex}(\vec{r},t). \quad (8)$$

Как мы видим, оператор, соответствующий взаимодействию с экситонным резервуаром, включает в себя интеграл с ядром памяти, в качестве которого выступает запаздывающая собственнo-энергетическая функция,

$$\Sigma^R(t,t')=i\frac{\rho_r^2\alpha_c^2}{\hbar^2}\frac{e^{-\gamma_{ex}(t-t')}}{1+\left[\frac{k_BT}{\hbar}(t-t')\right]^2}\theta(t-t'), \quad (9)$$

где $\theta(t-t')$ — функция Хэвисайда и T — температура. Моделирование пространственной структуры флуктуаций конденсата, обусловленных взаимодействием с экситонным резервуаром, представляет собой более сложный вопрос. Действительно, предполагая, что собственнo-энергетическая функция является пространственно-однородной, мы, как было отмечено выше, ограничиваем конденсат малой окрестностью фазового пространства в окрестности нулевого импульса. Вообще говоря, сам по себе вывод немарковских уравнений квантовой динамики предполагает разделение гильбертова пространства системы на исследуемую подсистему квантовых состояний (в нашем случае это конденсат) и резервуар [16]. Из этого следует, что флуктуации конденсата тоже должны быть ограничены малой окрестностью нулевого импульса, т. е. они должны быть достаточно гладкими.

Ранее для описания пространственной структуры флуктуаций использовались только полуэмпирические модели. Например, в работе [23] поле флуктуаций представлялось в качестве суперпозиции плоских волн, спектральные веса которых зависели от температуры. В работе [24] пространственная структура экситонных флуктуаций была представлена как дельта-коррелированный белый шум. В этой работе мы предлагаем модель экситонных флуктуаций, представляющую собой комбинацию моделей, рассмотренных в [23] и [24]. Как и в [23], поле флуктуаций представляется в виде суммы

$$\eta_{ex}(\vec{r},t)=\alpha_c\rho_r(\vec{r},t)\sum_{j=1}^{N_k}u(\vec{r},t,k_j), \quad (10)$$

где $u(\vec{r},t,k_j)$ функция Берри [26,27], являющаяся случайной суперпозицией плоских волн

$$u(\vec{r},t,k_j)=\frac{1}{\sqrt{N_w}}\sum_{l=1}^{N_w}\eta_l(t)e^{ik_j(x\cos\theta_j+y\sin\theta_j)}. \quad (11)$$

Однако, в отличие от [23], функции Берри с различными волновыми числами k_j входят в сумму (10) с одинаковыми весами (при этом спектр k_j является эквидистантным), как это должно было быть в случае дельта-коррелированных флуктуаций с отфильтрованной коротковолновой компонентой. Чтобы обеспечить эту фильтрацию, нам необходимо определить диапазон волновых чисел, который мы будем условно считать относящимся к конденсату. В качестве границ этого диапазона мы выберем точки перегиба дисперсионной кривой (3), вырезающие ее центральный участок, внутри которого закон дисперсии можно приближенно считать параболическим (см. рис. 1).

Амплитуды $\eta_l(t)$ в сумме (11) являются статистически независимыми друг от друга случайными функциями, автокорреляционная функция которых определяется келдышевской компонентой собственнo-энергетической функции,

$$\langle \tilde{\eta}_{ex}(\vec{r},t)\tilde{\eta}_{ex}(\vec{r},t') \rangle = i\hbar^2\Sigma^K(t,t'). \quad (12)$$

При низких температурах мы можем упростить вид собственнo-энергетических функций, воспользовавшись аппроксимациями [18]

$$\Sigma^R(t,t')\simeq i\frac{\rho_r^2\alpha_c^2}{\hbar^2}e^{-\gamma_{eff}(t-t')}\theta(t-t'), \quad (13)$$

$$\Sigma^K(t,t')\simeq -i\frac{\rho_r^2\alpha_c^2}{\hbar^2}e^{-\gamma_{eff}(t-t')}. \quad (14)$$

Автокорреляционная функция (12) соответствует комплексному стохастическому процессу Орнштейна—Уленбека, реализации которого являются решениями стохастического дифференциального уравнения в форме уравнения Ланжевена:

$$\frac{d\tilde{\eta}_l}{dt}=-\gamma_{eff}\tilde{\eta}_l+\sqrt{2\gamma_{eff}}\xi_l(t), \quad (15)$$

где ξ_l — комплексный белый шум, удовлетворяющий

$$\langle \xi_l^*(t)\xi_m(t') \rangle = \delta_{lm}\delta(t-t'), \quad (16)$$

Здесь δ_{lm} — символ Кронекера, $\delta(t)$ — дельта-функция.

Плотность экситонного резервуара меняется со временем в соответствии с уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_r(\vec{r},t)}{\partial t} = & P_{incoh}(\vec{r}) - \gamma_{ex}R\rho(\vec{r},t) - \frac{2}{\hbar} \text{Im}[\psi^*(\vec{r},t)\eta(\vec{r},t)] - \\ & - 2\text{Im}[\psi^*(\vec{r},t')\int dt'\Sigma^R(t,t')\psi(\vec{r},t')], \end{aligned} \quad (17)$$

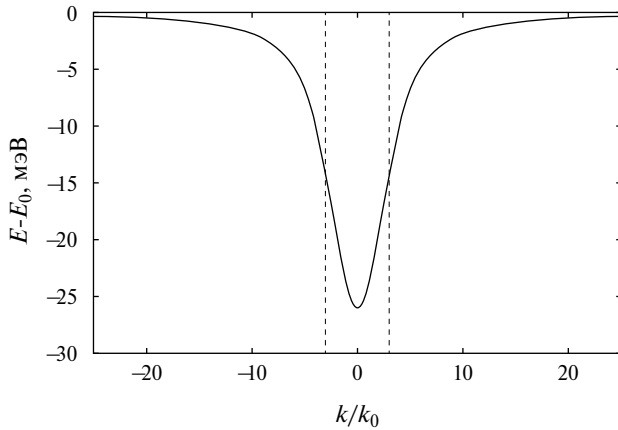


Рис. 1. Дисперсионная характеристика нижних экситон-поляритонов. Вертикальные штриховые линии соответствуют точкам перегиба дисперсионной кривой. Они ограничивают область спектра, внутри которой поляритонные состояния могут условно считаться соответствующими конденсату Бозе–Эйнштейна.

где функция $P_{incoh}(\vec{r})$ описывает профиль некогерентной лазерной накачки экситонного резервуара, а γ_{exR} — скорость распада экситонов резервуара.

Экспоненциальная форма собственно-энергетической функции позволяет свести интегро-дифференциальное уравнение Гросса–Питаевского с нелокальностью во времени к локальному во времени уравнению посредством введения вспомогательной функции «памяти»

$$\phi(\vec{r}, t) = \psi_0(\vec{r})e^{-\gamma_{eff}t} + \int_0^t dt' e^{-\gamma_{eff}(t-t')} \psi(\vec{r}, t'). \quad (18)$$

Эта процедура известна как марковское вложение [15, 28]. Теперь уравнения (1) и (17) приобретают вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \hat{H}_0 \psi(\vec{r}, t) - \frac{i\hbar \gamma_{cav}}{2} \psi(\vec{r}, t) + P_{coh}(\vec{r}, t) + \eta(\vec{r}, t) + i \frac{\alpha_c^2 \rho_r^2(\vec{r}, t)}{\hbar \gamma_{eff}} [\phi(\vec{r}, t) - \psi_0(\vec{r})e^{-\gamma_{eff}t}], \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_r(\vec{r}, t)}{\partial t} = & \frac{1}{\hbar} P_{incoh}(\vec{r}) - \gamma_{exR} \rho_r(\vec{r}, t) - \\ & - \frac{2}{\hbar} \text{Im} \{ \psi^*(\vec{r}, t) \eta(\vec{r}, t) \} - \\ & - 2 \frac{\alpha_c^2 \rho_r^2(\vec{r}, t)}{\hbar^2} \text{Re} \{ \psi^*(\vec{r}, t) [\phi(\vec{r}, t) - \psi_0(\vec{r})e^{-\gamma_{eff}t}] \}. \end{aligned} \quad (20)$$

Эволюции функции «памяти» описывается уравнением

$$\frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \gamma_{eff} [\psi(\vec{r}, t) - \phi(\vec{r}, t)]. \quad (21)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Решение уравнений (19)–(21) позволяет исследовать динамику бозе-конденсата экситон-поляритонов, начиная с момента его зарождения. Положим, что в начальный момент времени отсутствует как конденсат, так и экситонный резервуар. Таким образом, начальные условия имеют вид

$$\psi(t=0) = \phi(t=0) = \rho_r(t=0) = 0. \quad (22)$$

Как уже отмечалось выше, в данной работе мы рассматриваем поведение конденсата в отсутствие когерентной накачки фотонов. В этом случае образование конденсата обусловлено термализацией и спонтанной релаксацией экситонов резервуара. Таким образом, образованию конденсата должно предшествовать хотя бы частичное заполнение экситонного резервуара. Мы будем рассматривать случай постоянной накачки резервуара

$$P_{incoh}(\vec{r}) = \gamma_{exR} \rho_0 w(\vec{r}). \quad (23)$$

Функция $w(\vec{r})$ описывает форму лазерного пятна накачки. В данной работе рассматривается случай пятна с супергауссовым профилем

$$w(\vec{r}) = \exp \left[- \left(\frac{|\vec{r} - \vec{r}_C|}{\sigma_r} \right)^{20} \right]. \quad (24)$$

→ Центр пятна расположен в начале координат, $r_C = 0$. Мы рассматриваем случай достаточно широкого пятна с $\sigma_r = 10$ мк. Входящий в (23) параметр ρ_0 характеризует равновесную плотность резервуара в отсутствие обмена населенностью с конденсатом. В данной работе моделирование проводилось для случая $\rho_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Значения констант затухания γ_{cav} , γ_{ex} и γ_{exR} определяются соответствующими временами жизни: $\tau_{cav} = 1/\gamma_{cav} = 3.8$ пс, $\tau_{ex} = 1/\gamma_{ex} = 1$ нс, $\tau_{exR} = 1/\gamma_{exR} = 10$ пс. Параметр взаимодействия между экситонами конденсата α_c равен $6 \cdot 10^{-14} \text{ эВ} \cdot \text{см}^2$, аналогичный параметр для взаимодействия экситонов конденсата и резервуара α_r взят равным $2\alpha_c$. Для численного решения уравнения Гросса–Питаевского использована квадратная сетка с шагом $\Delta x = \Delta y = 0.5$ мк.

Было проведено численное моделирование динамики конденсата для статистического ансамбля из 100 реализаций стохастических процессов, определяющих поля фотонных и экситонных флуктуаций конденсата. В первую очередь обратим внимание на эволюцию плотности конденсата, усредненной по площади пятна накачки,

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\pi r_c^2} \int d\vec{r} f(\vec{r}) |\psi(\vec{r})|^2, \quad (25)$$

где $f(\vec{r})$ — функция, определенная как

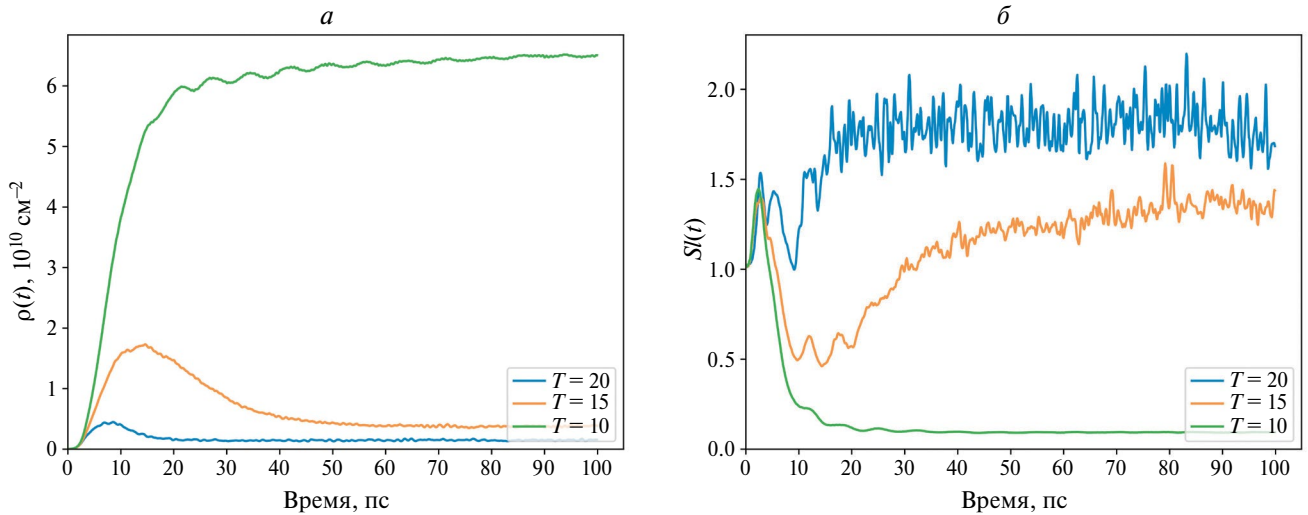


Рис. 2. Временные зависимости усредненной плотности $\bar{\rho}$ (а) и индекса сцинтилляций (б) для различных значений температуры.

$$f(\vec{r}) = \begin{cases} 1, & |\vec{r} - \vec{r}_c| \leq \sigma \\ 0, & |\vec{r} - \vec{r}_c| > \sigma. \end{cases} \quad (26)$$

Помимо оценки плотности конденсата, оценим также степень его неоднородности с помощью индекса сцинтилляций,

$$SI = \frac{\langle \bar{\rho}^2 \rangle}{\langle \bar{\rho} \rangle^2} - 1. \quad (27)$$

Рисунок 2 представляет зависимость плотности и индекса сцинтилляций от времени для значений температуры 10, 15 и 20 К. Во всех трех случаях на начальной стадии зарождение конденсата сопровождается образованием отдельных сгустков, о чем свидетельствует рост индекса сцинтилляций. Дальнейшее поведение конденсата качественно зависит от температуры. При температуре 10 К реализуется низкотемпературный режим эволюции, когда конденсат быстро переходит в почти однородное состояние, о чем свидетельствует резкий спад индекса сцинтилляций, при этом достигая достаточно высокой плотности. Двукратное увеличение температуры порождает качественно иную картину, характерную для динамики выше точки фазового перехода Березинского—Костерлица—Таулесса — волновая функция конденсата остается сильно фрагментированной, о чем свидетельствует очень высокое значение индекса сцинтилляций (не менее 1.5), а средняя плотность конденсата является низкой. При температуре 15 К наблюдается переход от низкотемпературного к высокотемпературному режиму в процессе эволюции: в течение первых 15 пикосекунд реализуется низкотемпературный режим с высокой степенью однородности и ростом плотности конденсата, а затем

происходит резкая фрагментация конденсата, что сопровождается падением плотности конденсата.

Таким образом, мы наблюдаем качественные изменения в динамике конденсата при росте температуры на несколько кельвинов. Учитывая то обстоятельство, что рост температуры в рассматриваемой модели сводится исключительно к ослаблению динамической памяти, можно сделать вывод об определяющем влиянии последней на характер формирования и дальнейшей эволюции конденсата. Все это указывает на необходимость учета немарковских эффектов в динамике экситон-поляритонного конденсата.

Переход от однородного к фрагментированному состоянию конденсата безусловно отражается на его фазовой когерентности в пространстве, которую можно оценить с помощью функции когерентности первого порядка,

$$g^{(1)}(\vec{r}, \Delta\vec{r}, t) = \frac{\left| \langle \psi^*(\vec{r} + \Delta\vec{r}/2, t) \psi(\vec{r} - \Delta\vec{r}/2, t) \rangle \right|}{\sqrt{\rho_c(\vec{r} + \Delta\vec{r}/2, t) \rho_c(\vec{r} - \Delta\vec{r}/2, t)}}, \quad (28)$$

где $\rho_c(\vec{r}, t) = |\psi(\vec{r}, t)|^2$. Рисунок 3 демонстрирует эволюцию этой функции, рассчитанной для $\vec{r} = 0$, со временем. При температуре 10 К наблюдаются характерные колебания ее формы со временем. Период этих осцилляций составляет около 5 пс и приблизительно совпадает с малыми колебаниями населенности и индекса сцинтилляций (см. рис. 2). Эти осцилляции могут быть связаны с возбуждением некогерентной коротковолновой компоненты конденсата, возникающей, когда плотность конденсата превышает порог модуляционной неустойчивости. Эта коротковолновая компонента затем излучается из области накачки, приводя к уменьшению плотности конденсата и за счет этого восстанавливая его устойчивость. При температуре 15 К аналогичные

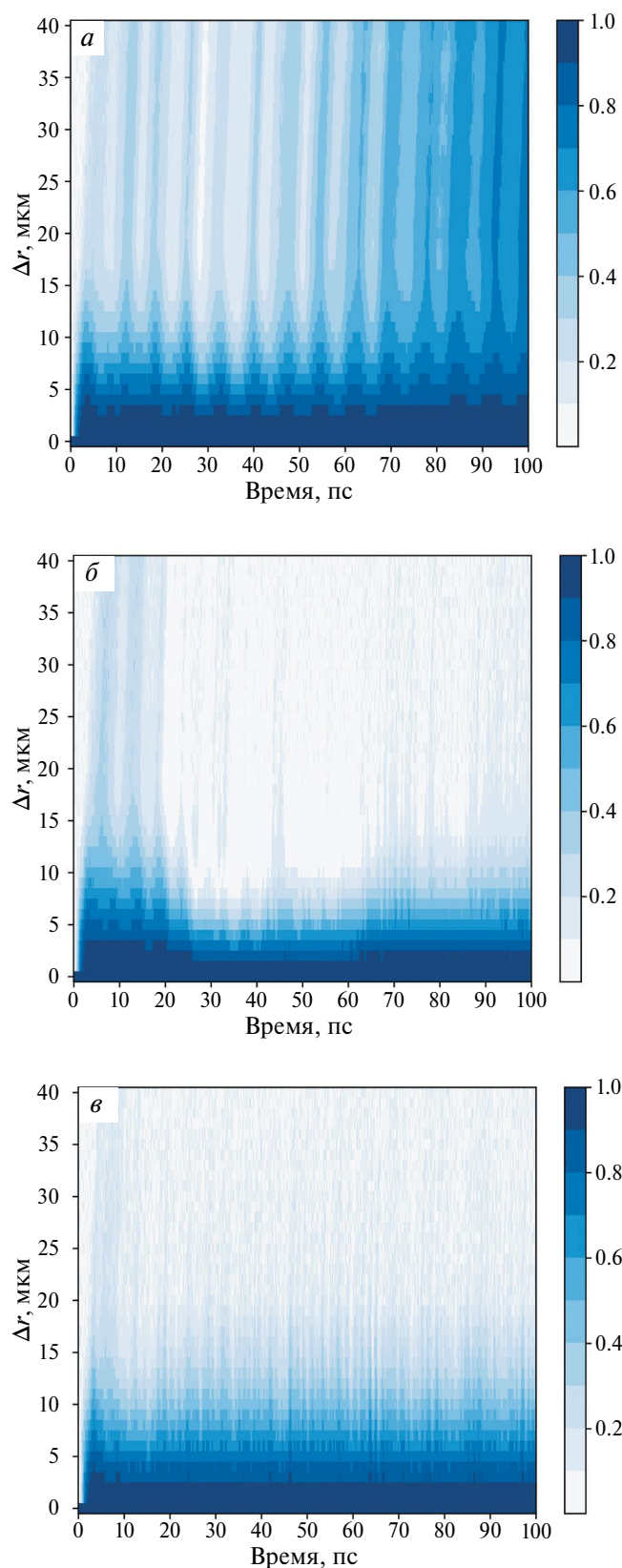


Рис. 3. Изменения функции пространственной когерентности $g^{(1)}(\Delta \vec{r})$ со временем. Значения температуры $T = 10$ (а), 15 (б), 20 (в) К.

осцилляции наблюдаются в течение первых 20 пс, а затем пропадают или становятся более высокочастотными, как в случае температуры 20 К. Происходящий при температуре 10 К процесс «самоочищения» конденсата безусловно требует дальнейшего исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, предложена новая модель, описывающая немарковскую динамику экситон-поляритонного конденсата Бозе—Эйнштейна. В значительной степени данная модель является уточнением моделей, ранее предложенных в работах [23, 24]. Результаты численного моделирования, проведенного с помощью предлагаемой модели, свидетельствуют о важности учета динамической памяти конденсата, связанной с немарковостью. Согласно приведенным в работе результатам, конденсат испытывает фазовый переход из однородного в фрагментированное состояние при температуре около 15 К, причем переход между этими двумя состояниями может происходить непосредственно в процессе эволюции конденсата. Данный эффект свидетельствует о том, что немарковская динамическая память играет ключевую роль в установлении фазовой когерентности конденсата. Помимо этого, полученные результаты указывают на ранее неизвестный эффект осцилляций функции пространственной когерентности первого порядка со временем. Этот эффект представляет особый интерес в контексте развития теории поляритонного лазера.

Работа выполнена в рамках государственной бюджетной тематики ТОИ ДВО РАН «Моделирование разномасштабных динамических процессов в океане» (рег. номер темы 121021700341-2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kasprzak J., Richard M., Kundermann S. et al. // *Nature*. 2006. V. 443. P. 409.
2. Balili R., Hartwell V., Snoke D. et al. // *Science*. 2007. V. 316. No. 5827. P. 1007.
3. Deng H., Haug H., Yamamoto Y. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. No. 2. P. 1489.
4. Тимофеев В.Б. // *Физ. и техн. полупроводников*. 2012. Т. 46. № 7. С. 865; Timofeev V.B. // *Semiconductors*. 2012. V. 46. No. 7. P. 865.
5. Воронова Н.С., Лозовик Ю.Е. // *Письма в ЖЭТФ*. 2018. Т. 108. № 12. С. 805; Voronova N.S., Lozovik Yu.E. // *JETP Lett.* 2018. V. 108. № 12. P. 791.
6. Гаврилов С.С. // *УФН*. 2020. Т. 190. № 2. С. 137; Gavrilov S.S. // *Phys. Usp.* 2020. V. 63. No. 2. P. 123.
7. Седова И.Е., Седов Е.С., Аракелян С.М., Кавокин А.В. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 12. С. 1712; Sedova I.E., Sedov E.S., Arakelian S.M., Kavokin A.V. // *Phys. Usp.* 2020. V. 63. No. 12. P. 1712.

- Kavokin A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1453.
8. *Сейсян Р.П., Ваганов С.А.* // ФТП. 2020. Т. 54. № 4. С. 327; *Seisyan R.P., Vaganov S.A.* // Semiconductors. 2020. V. 54. P. 399.
9. *Васильева О.Ф., Зинган А.П., Васильев В.В.* // Опт. и спектроск. 2022. Т. 130. № 12. С. 1840; *Vasilieva O.F., Zingan A.P., Vasiliev V.V.* // Opt. Spectrosc. 2022. V. 130. No. 12. P. 1567.
10. *Chen X., Alnatah H., Mao D.* // Nano Lett. 2023. V. 23. No. 20. P. 9538.
11. *Лозовик Ю.Е., Семенов А.Г.* // Теор. и матем. физ. 2008. № 2. С. 372; *Lozovik Yu.E., Semenov A.G.* // Theor. Math. Phys. 2008. No. 2. P. 154.
12. *Немировский С.К.* // Квант. электрон. 2020. Т. 50. № 6. С. 556; *Nemirovskii S.K.* // Quantum Electron. V. 49. No. 5. P. 436.
13. *Лозовик Ю.Е., Семенов А.Г., Вилландер М.* // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. № 3. С. 176; *Lozovik Yu.E., Semenov A.G., Willander M.* // JETP Lett. 2006. V. 84. No. 3. P. 146.
14. *Лозовик Ю.Е., Семенов А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 1. С. 30; *Lozovik Y.E., Semenov A.G.* // JETP Lett. 2007. V. 86. P. 28.
15. *Alliluev A.D., Makarov D.V.* // J. Russ. Laser. Res. 2022. V. 43. No. 1. P. 71.
16. *De Vega I., Alonso D.* // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. No. 1. Art. No. 015001.
17. *Elistratov A.A., Lozovik Yu.E.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. Art. No. 014525.
18. *Makarov D.V., Elistratov A.A., Lozovik Yu.E.* // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. Art. No. 126942.
19. *Asriyan N.A., Elistratov A.A., Lozovik Yu.E.* // Quantum. 2023. V. 7. P. 1144.
20. *De Giorgi M., Ballarini D., Cazzato P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. Art. No. 113602.
21. *Opala A., Pieczarka M., Matuszewski M.* // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. No. 19. P. 5312.
22. *Tian C., Chen L., Zhang Y. et al.* // Nano Lett. 2022. V. 22. No. 7. P. 3026.
23. *Alliluev A.D., Makarov D.V., Asriyan N.A. et al.* // Phys. Lett. A. 2022. V. 453. Art. No. 128492.
24. *Alliluev A.D., Makarov D.V., Asriyan N.A. et al.* // J. Low Temp. Phys. 2024. V. 214. P. 331.
25. *Deligiannis K., Squizzato D., Minguzzi A., Canet L.* // Europhys. Lett. 2020. Art. No. 67004.
26. *Berry M.V.* // J. Physics A. 1977. V. 10. No. 12. P. 2083.
27. *Максимов Д.Н., Садреев А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 86. № 9. С. 584; *Maksimov D.N., Sadrееv A.F.* // JETP Lett. 2008. V. 86. No. 9. P. 584.
28. *Li X.* // Phys. Lett. A. 2021. V. 387. Art. No. 127036.

Spatial coherence of exciton-polaritonic Bose–Einstein condensates

N. V. Kuznetsova¹, D. V. Makarov^{1*}, N. A. Asriyan², A. A. Elistratov², Yu. E. Lozovik^{3,4}

¹*Il'ichev Pacific Oceanological Institute of the Far-East Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, 690041, Russia*

²*Dukhov Research Institute of Automatics, Moscow, 127030, Russia*

³*Institute of Spectroscopy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840, Russia*

⁴*National Research University Higher School of Economics, Moscow, 101000, Russia*

*e-mail: makarov@poi.dvo.ru

Dynamics of exciton-polariton Bose–Einstein condensate in an optical microcavity is considered. A novel version of stochastic Gross–Pitaevskii equation for description of condensate evolution under non-Markovian interaction with environment is proposed. Using the proposed version, analysis of condensate dynamics for various temperatures is carried out. The phase transition from a homogeneous to fragmented condensate state near temperature of 15 K is found. This phase transition is accompanied by drop of condensate density and decrease of correlation length. It is found that correlation length oscillates with time for the temperature of 10 K. The results obtained indicate the necessity to take into account non-Markovianity of condensate interaction with the excitonic reservoir.

Keywords: exciton-polariton, Bose-Einstein condensate, non-Markovian stochastic Gross-Pitaevskii equation