

А. Е. Рыбалка, В. В. Румянцев, С. А. Федоров, К. В. Гуменник  
Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина», г. Донецк  
283114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ ПОЛЯРИТОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ДЕФЕКТОВ В НЕИДЕАЛЬНОЙ 1D РЕШЕТКЕ МИКРОПОР, СОДЕРЖАЩИХ КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ

A. Ye. Rybalka, V. V. Rumyantsev, S. A. Fedorov, K. V. Gumennyk  
Public institution «A. A. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering»  
283114, c. Donetsk, R. Luxembourg str., 72

## MODELING OF THE DEPENDENCE OF THE OF POLARITON EXCITATIONS STATES DENSITY ON THE CONCENTRATION OF DEFECTS IN A NON-IDEAL 1D LATTICE OF MICROPORES CONTAINING QUANTUM DOTS

В работе в рамках приближения виртуального кристалла выполнено математическое моделирование зависимости плотности состояний поляритонных возбуждений в 1D фотонном кристалле – системе пор (туннельно связанных микрорезонаторов), содержащих, квантовые точки, от концентрации структурных дефектов.

**Ключевые слова:** энергетический спектр поляритонных возбуждений, неидеальный 1D фотонный кристалл, структурные дефекты, приближение виртуального кристалла

In this paper, within the framework of the virtual crystal approximation, mathematical modeling of the dependence of the density of states of polariton excitations in a 1D photonic crystal – a system of pores (tunnel-coupled microresonators) containing quantum dots on the concentration of structural defects is performed.

**Key words:** energy spectrum of polariton excitations, imperfect 1D photonic crystal, structural defects, virtual crystal approximation

## Введение

В настоящее время при создании новых нанокompозитных материалов, как источников когерентного излучения, и устройств, работающих на их основе, особую актуальность приобретает изучение нанокристаллических фотонных систем [1], [2]. Среди задач, которые приходится решать, встает проблема изучения особых структур – поляритонных кристаллов [3]. Последние представляют собой отдельный класс фотонных кристаллов [4], в которых реализуется сильная связь квантовых возмущений среды (экситонов) и оптического поля. Необходимость исследования поляритонных структур порождает новую область науки – поляритонику, как самостоятельный раздел фотоники.

В качестве поляритонных структур рассматриваются, в частности, пространственно периодические системы связанных микропор (резонаторов) [5], [6], а также массивы квантовых точек (КТ), встроенных в фотонные наноструктуры [7], [8]. Значительно вырос в последнее время интерес к изучению оптических мод в комбинированной системе микрорезонаторов, содержащих КТ. В [9] продемонстрировано достижение сильной связи между КТ и таким микрорезонатором. Теоретическому исследованию формирования в цепочке микрорезонаторов квантовых солитонов, связанных с поляритонами нижней дисперсионной ветви (НДВ), посвящены работы [3], [8]. Авторы [3], [8] полагают, что микрорезонаторы могут быть привлекательными для целей квантовой обработки информации.

Интенсивно развивается фотоника несовершенных структур. Например, в работах авторов [9-11] рассмотрено влияние дефектов структуры на дисперсию поляритонных возбуждений в решетке туннельно связанных микрорезонаторов, содержащих КТ, и экситоноподобных возбуждений в микропорах без КТ. Проведенные в рамках неидеальной фотоники исследования показали, что введением в исследуемый объект определенных дефектов или в результате управляемого внешнего воздействия (в частности, упругой деформации [12]) можно добиться необходимых изменений энергетического спектра элементарных электромагнитных возбуждений и оптических его свойств, обусловленных перестройкой структуры.

Важное место в физике конденсированных сред занимают исследования плотности энергетических состояний системы. Знание плотности состояний существенно при определении многих ее характеристик, например, термодинамических и кинематических. В связи с этим, представляет интерес представленное в данной работе моделирование плотности состояний квазичастичных возбуждений в пористом материале – неидеальной одномерной (1D) решетке микропор, содержащих квантовые точки (КТ).

## Теоретическая модель

Общая модель квазичастичных возбуждений в идеальной решетке микропор-резонаторов (фотонной подсистеме), содержащих нанокластеры – КТ (атомарная подсистема), развита авторами ранее в работах [9-11], [13]. В соответствии с этой моделью в дальнейшем предполагаем, что плотность возбужденных состояний структурных элементов в фотонной и атомарной подсистемах решетки мала. В этом случае можно ограничиться квадратичной частью  $\hat{H}^{ex}$  (описывающей элементарные возбуждения) гамильтониана  $\hat{H}$ , которая в одноуровневой модели в приближении

Гайтлера-Лондона [14] в результате обобщения работы [8] в случае идеального кристалла принимает вид:

$$\hat{H}^{ex} = \sum_{\substack{\bar{n}, \bar{m}, \alpha, \beta, \\ \lambda, \sigma}} D_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}^{\lambda\sigma} \hat{\Phi}_{\bar{n}\alpha\lambda}^+ \hat{\Phi}_{\bar{m}\beta\sigma} = \sum_{\alpha, \beta=1}^r \sum_{\lambda, \sigma, \vec{k}} D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}) \hat{\Phi}_{\alpha\lambda}^+(\vec{k}) \hat{\Phi}_{\beta\sigma}(\vec{k}), \quad (1)$$

где  $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k})$  – Фурье-образ матрицы  $D_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta}^{\lambda\sigma}$  (индексы  $\lambda, \sigma = 1, 2$ ),  $r$  – число структурных элементов в элементарной ячейке кристаллической структуры.

$$\begin{aligned} D_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}^{11} &= \hbar\omega_{\bar{n}\alpha}^{at} \delta_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta} + W_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}, \quad D_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}^{22} = \hbar\omega_{\bar{n}\alpha}^{ph} \delta_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta} - A_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}, \\ D_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}^{12} &= D_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}^{21} = g_{\bar{n}\alpha} \delta_{\bar{n}\alpha, \bar{m}\beta}, \quad \hat{\Phi}_{\bar{n}\alpha}^{\lambda=2} = \hat{\Psi}_{\bar{n}\alpha}^+, \quad \hat{\Phi}_{\bar{n}\alpha}^{\lambda=1} = \hat{B}_{\bar{n}\alpha}^+ \end{aligned} \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2)  $\omega_{\bar{n}\alpha}^{ph}$  – частота фотонной моды электромагнитного возбуждения, локализованного в  $\bar{n}\alpha$ -ом узле (резонаторе),  $\hat{\Psi}_{\bar{n}\alpha}^+, \hat{\Psi}_{\bar{n}\alpha}^-$  – Бозе-операторы рождения и уничтожения этой фотонной моды в узельном представлении,  $\hbar\omega_{\bar{n}\alpha}^{at}$  – энергия возбуждения КТ в узле  $\bar{n}\alpha$ ,  $\hat{B}_{\bar{n}\alpha}, \hat{B}_{\bar{n}\alpha}^+$  – Бозе-операторы рождения и уничтожения этого возбуждения,  $A_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta}$  – матрица резонансного взаимодействия, характеризующая перекрытие оптических полей резонаторов  $\bar{n}\alpha$ -го и  $\bar{m}\beta$ -го узлов решетки и, следовательно, определяющего вероятность туннельного перехода соответствующего электромагнитного возбуждения,  $W_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta}$  – матрица резонансного взаимодействия КТ в узлах  $\bar{n}\alpha$  и  $\bar{m}\beta$ ,  $g_{\bar{n}\alpha}$  – матрица резонансного взаимодействия КТ в узле  $\bar{n}\alpha$  с локализованным в этом узле электромагнитным полем. Индексы  $\lambda, \sigma$  фиксируют наличие или отсутствие (при значении 2) КТ в соответствующей поре.

В равенстве (1) величины  $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k})$  и  $\Phi_{\alpha\lambda}(\vec{k})$  имеют вид соответственно:

$$D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}) = \sum_{\bar{m}} D_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta}^{\lambda\sigma} \exp\left[i\vec{k} \cdot (\vec{r}_{\bar{n}\alpha} - \vec{r}_{\bar{m}\beta})\right] \text{ и } \hat{\Phi}_{\alpha\lambda}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\bar{n}} \hat{\Phi}_{\bar{n}\alpha\lambda} \exp\left(-i\vec{k} \cdot \vec{r}_{\bar{n}\alpha}\right) \quad (N \text{ - число}$$

элементарных ячеек исследуемой решетки). Заметим, что волновой вектор  $\vec{k}$ , характеризующий собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна.

Расчет собственных значений гамильтониана (1) проводится путем его диагонализации с помощью применения преобразования Боголюбова-Тябликова [14]. Выполнение указанной процедуры, позволяет получить следующее уравнение:

$$\det \left\| D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}) - \hbar\Omega(\vec{k}) \delta_{\alpha\beta} \delta_{\lambda\sigma} \right\| = 0, \quad (3)$$

решением которого является выражение для дисперсионного соотношения  $\Omega(\vec{k})$ , определяющего спектр элементарных возбуждений.

Далее, опираясь на разработанный авторами в [9-11] подход, исходя из представлений о несовершенных фотонных структурах, в рамках приближения виртуального кристалла (ПВК) [15], [16]. Рассмотрим зависимость плотности состояний поляритонных возбуждений в топологически упорядоченной неидеальной двухподрешеточной 1D системе туннельно связанных пор (микрорезонаторов), содержащих КТ, от концентрации дефектов структуры решетки. При этом полагаем, что электромагнит-

ные возбуждения распространяются в цепочке микропор с переменным периодом  $d = a_1^\nu + a_2^\mu$ . Здесь  $a_1^\nu, a_2^\mu$  - варьируемые положения микропор соответственно в первой и второй подрешетках. В данном случае нижний индекс, 1 или 2, отражает номер подрешетки, верхние индексы  $\nu, \mu$  обозначают положение соответствующего резонатора в ячейке, которые также могут принимать значения 1 или 2 (рис. 1). Каждый из туннельно связанных микрорезонаторов содержит по одной оптической моде.

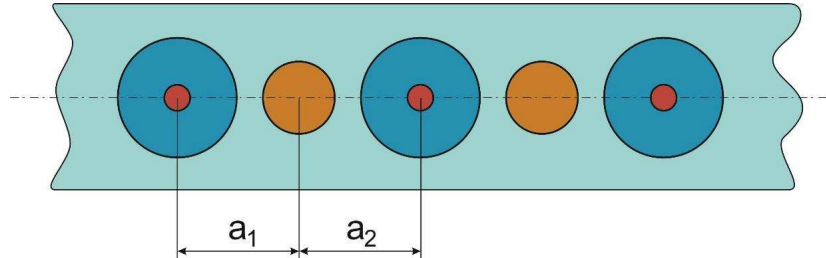


Рисунок 1 Схема двухподрешеточной цепочки туннельно-связанных микропор (резонаторов), содержащая квантовые точки

Расчет спектра  $\Omega(k)$  квазичастичных возбуждений неидеальной фотонной системы проведем, используя аппарат усредненных функций Грина, в приближении ПВК. В указанном приближении усредненная резольвента квазичастичного гамильтониана системы равна резольвенте усредненного гамильтониана. Поэтому величины  $D_{n\alpha, m\beta}^{\lambda\sigma}$  в равенстве (1) следует заменить на их конфигурационно усредненные значения ( $D_{n\alpha, m\beta}^{\lambda\sigma} \rightarrow \langle D_{n\alpha, m\beta}^{\lambda\sigma} \rangle$ ) по всем возможным вариациям положений микропор (процедура конфигурационного усреднения массива микропор обозначена угловыми скобками). Такая операция «восстанавливает» трансляционную инвариантность и позволяет перейти в  $k$ -представление с последующей диагонализацией гамильтониана с помощью процедуры Боголюбова-Тябликова [14]. Выполнение указанных процедур позволяет получить выражение (3) для дисперсионного соотношения  $\Omega(\vec{k})$ , определяющего спектр элементарных возбуждений. Заметим, что волновое число  $k$ , характеризующее собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна для виртуальной решетки с периодом

$$\langle d \rangle = \langle a_1^\mu \rangle + \langle a_2^\nu \rangle = C_1^{(1)} a_1^{(1)} + C_1^{(2)} a_1^{(2)} + C_2^{(1)} a_2^{(1)} + C_2^{(2)} a_2^{(2)},$$

где  $C_{1(2)}^{(1)(2)}$  – концентрация соответствующих положений микропор  $a_1^\nu, a_2^\mu$ . Причем  $C_1^{(1)} + C_1^{(2)} = 1, C_2^{(1)} + C_2^{(2)} = 1$ , следовательно,  $C_1^{(2)} = 1 - C_1^{(1)} \equiv C_1, C_2^{(2)} = 1 - C_2^{(1)} \equiv C_2$ .

Таким образом,  $\langle d \rangle = a_1(C_1) + a_2(C_2) \equiv d(C_1, C_2)$ , где  $a_1(C_1) = a_1^{(1)} + (a_1^{(2)} - a_1^{(1)})C_1, a_2(C_2) = a_2^{(1)} + (a_2^{(2)} - a_2^{(1)})C_2$ .

Особенности спектра исследуемых квазичастиц проявляются в их плотности состояний  $\rho(\Omega)$ . В рамках приближения ПВК на основе приведенной общей модели рассмотрим подробнее плотность состояний элементарных электромагнитных возбуждений в зависимости от концентрации структурных дефектов в неидеальных 1D пористых структурах

## Результаты и обсуждение

Опираясь на приведенную выше общую теорию, рассмотрим поляритонные возбуждения в неидеальной двухподрешеточной ( $\alpha = 1, 2; \beta = 1, 2$ ) 1D решетке микрорезонаторов, содержащих КТ одного сорта в одной из подрешеток (например, в первой). Причем концентрация дефектов структуры, которые связаны с вариацией положений микропор. в данном случае –  $C_1$  и  $C_2$ .

Поляритонный спектра  $\Omega(\vec{k})$  для такой системы получаем в рамках теоретической модели [13]. В соответствии с [13] в результате диагонализации усредненного гамильтониана (1) и использования приближений ПВК получаем в приближении ближайших соседей систему линейных однородных уравнений, условием разрешимости которой является равенство нулю детерминанта:

$$\begin{vmatrix} \hbar\omega_1^{at} - V_{11}(k) - \hbar\Omega & g_1 & 0 \\ g_1 & \hbar\omega_1^{ph} - \hbar\Omega(k) & -A_{12}(k) \\ 0 & -A_{21}(k) & \hbar\omega_2^{ph} - \hbar\Omega(k) \end{vmatrix} = 0. \quad (4)$$

Нахождение корней кубического уравнения относительно частоты  $\Omega$ , возникающего при раскрытии детерминанта (4) проведено с использованием программы из библиотеки Matlab fzero.m, в основе которой лежит итерационный алгоритм Ньютона. Причем при численном моделировании соответствующих параметров, определяющих особенности спектра квазичастичных возбуждений  $\Omega(\vec{k})$ , взяты те же значения величин, что и в работе [13]. Поскольку КТ по составу не варьируются, параметр  $g_1$  резонансного взаимодействия квантовой точки в любом узле с локализованным в этом узле электромагнитным полем один и тот же.

На рис. 2 представлены поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот  $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$  исследуемых коллективных возбуждений (поляритонов) в исследуемой 1D решетке микрорезонаторов, содержащих КТ (нумерация поверхностей – снизу вверх) Волновое число  $k$  изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна:  $-\frac{\pi}{d(C_1, C_2)} < k < \frac{\pi}{d(C_1, C_2)}$  (затемненная область плоскости  $(k, C_{1(2)})$  на рис. 1).

Применительно к исследуемому случаю неидеальной 1D системы микрорезонаторов выражение для функции  $\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2)$  плотности состояний имеет вид:

$$\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2) = \frac{d(C_1, C_2)}{2\pi} \sum_i \frac{1}{\left| \frac{d\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)}{dk} \right|_{k_i}}. \quad (5)$$

Расчет (5) проведен для всех значений волнового вектора  $k_i$ , являющихся корнями уравнения  $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2) = \Omega$  в пределах первой зоны Бриллюэна.

На графиках (рис. 3–5) функций  $\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2)$  хорошо видны особенности плотности состояний – сингулярности Ван Хофа, которые, в частности, связаны с наличием локальных минимумов  $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$  в  $k$ -пространстве (рис. 2) – критических точек, в которых групповая скорость обращается в нуль как при значениях  $k = 0$ , так и при  $k \neq 0$ . Заметим, что эти особенности формы дисперсионной поверхности  $\Omega_3(k, C_1, C_2)$  на рис. 2, как и соответствующие сингулярности на рис. 5, свидетельствуют о возможности существования при определенных концентрациях дефектов структуры бозе-эйнштейновского поляритонного конденсата, благодаря наличию у дисперсионных поверхностей  $\Omega_3(k, C_1, C_2)$  локального минимума при значениях  $k \neq 0$  (дополнительно к возможности существования конденсата при  $k = 0$ ).

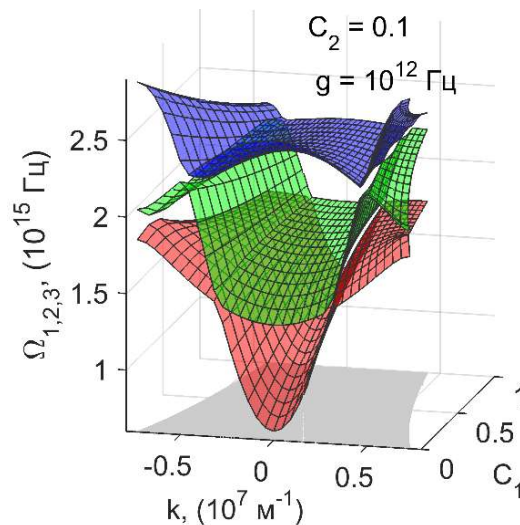


Рисунок 2 – Зависимость дисперсии поляритонов  $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$  от концентрации дефектов структуры при значении параметра  $g \equiv g_1/\hbar$  резонансного взаимодействия квантовой точки в узле с локализованным в этом узле электромагнитным полем

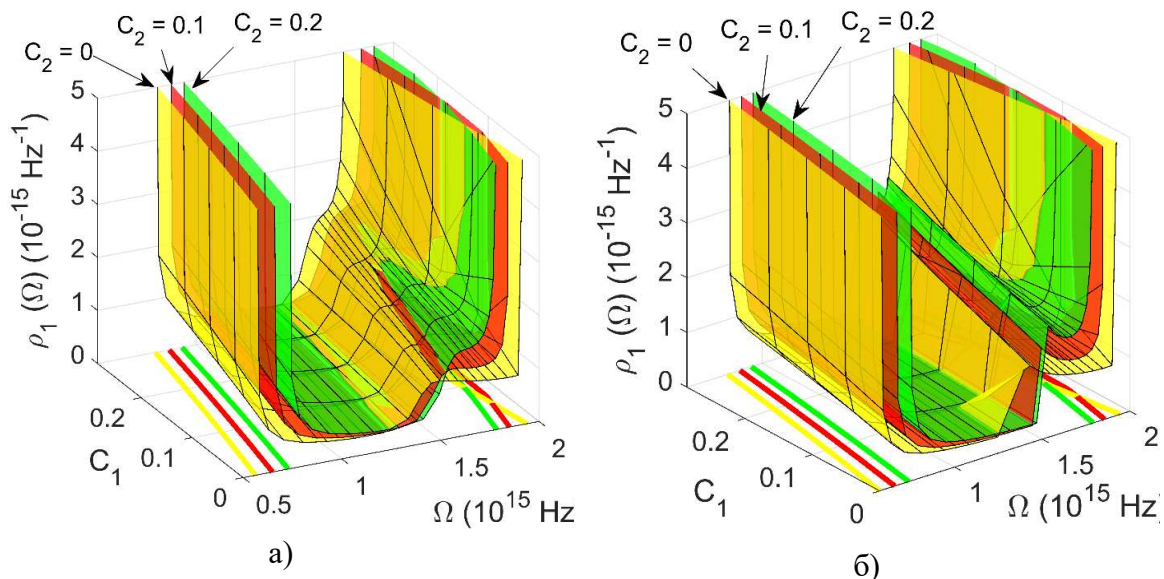


Рисунок 3 – Плотность состояний для первой поляритонной ветви (рис. 2) для  $C_1 = 0; 0.1; 0.2$ , а)  $g = 10^{14}$  Гц, б)  $g = 10^{12}$  Гц

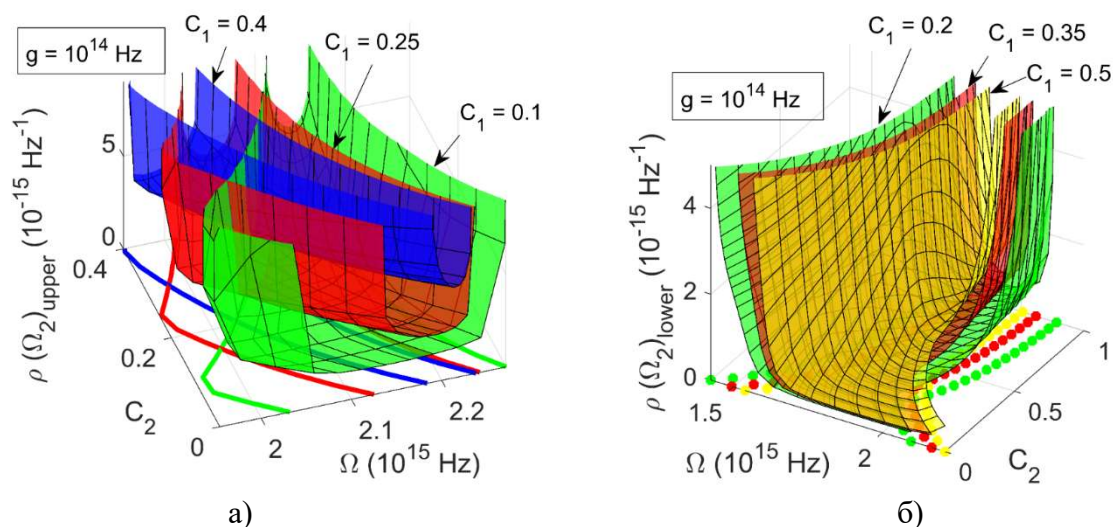


Рисунок 4 – Плотности состояний а) - для верхней части второй поляритонной ветви (рис. 2), при  $g = 10^{14}$  Гц,  $C_1 = 0.1; 0.25; 0.4$ , б) - для нижней части ветви при  $g = 10^{14}$  Гц,  $C_1 = 0.2; 0.35; 0.5$

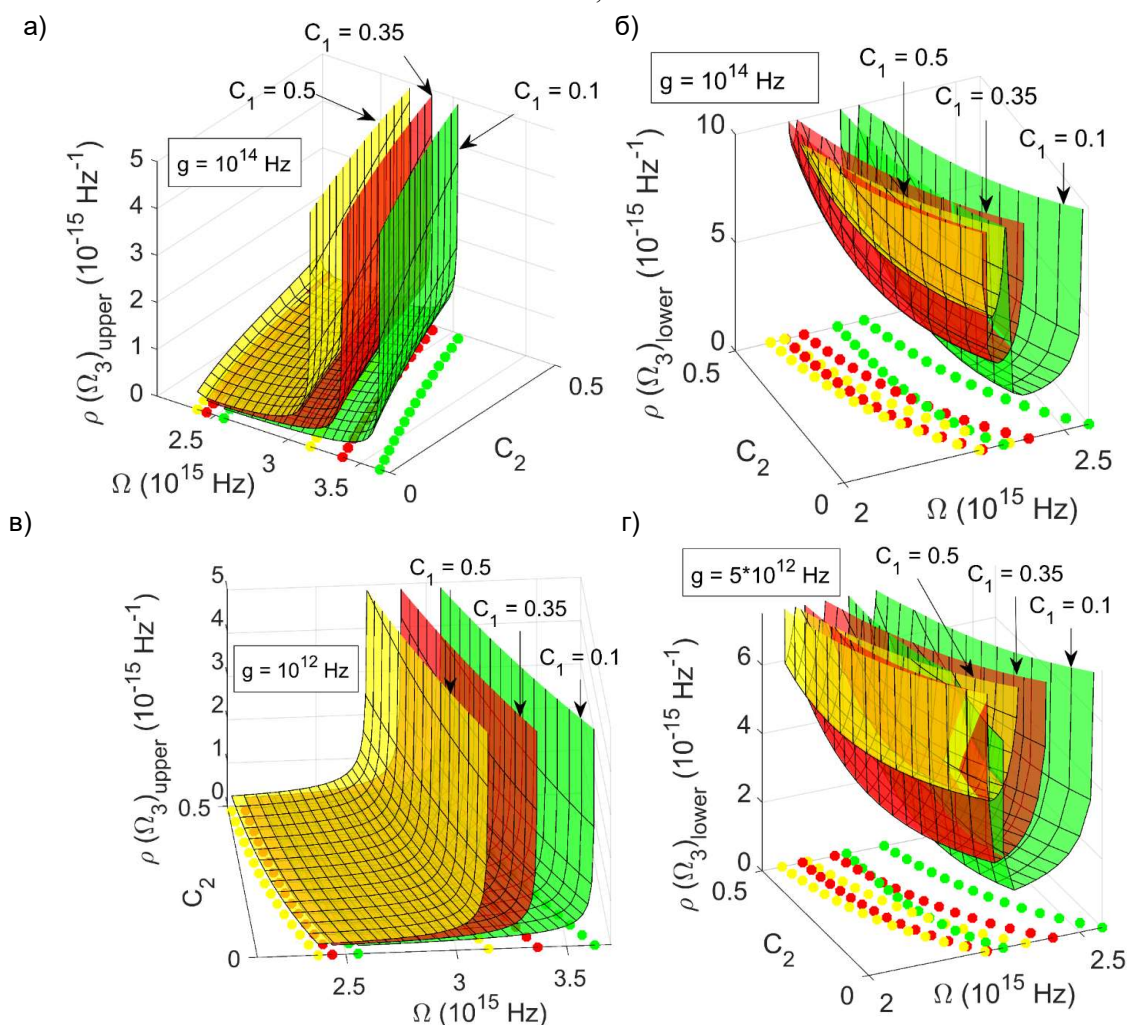


Рисунок 5 – Плотности состояний: а) для верхней части, б) для нижней части третьей поляритонной ветви (рис. 2), для  $g = 10^{14}$  Гц,  $C_1 = 0.1; 0.35; 0.5$ , в) для верхней части для  $g = 10^{12}$  Гц,  $C_1 = 0.1; 0.35; 0.5$ , г) для нижней части второй поляритонной ветви (рис. 1), для  $g = 5 \times 10^{12}$  Гц,  $C_1 = 0.1; 0.35; 0.5$

## Заключение

Полученные в работе результаты исследования поляритонных возбуждений в неидеальной одномерной решетке микропор, содержащих квантовые точки, показали, как проявляются особенности спектра исследуемых квазичастиц в их плотности состояний. В рамках приближения ПВК на основе общей модели рассмотрена плотность состояний элементарных электромагнитных возбуждений в зависимости от концентрации структурных дефектов (вариации положений микропор) в исследуемой пористой структуре. Отметим, что внедрением в изучаемую сверхрешетку определенных структурных дефектов можно добиться необходимого изменения ее энергетического спектра и, как следствие перенормировки энергетической структуры, изменения оптических свойств кристаллической сверхрешетки [17], [18]. Результат данного исследования также указывает на возможность образования при определенных концентрациях дефектов структуры в исследуемой структуре бозе-эйнштейновского поляритонного конденсата, благодаря наличию локального минимума в спектре квазичастичных возбуждений  $\Omega(\vec{k})$  при значениях  $k \neq 0$ , дополнительно к известной возможности существования конденсата при  $k = 0$ .

## Список литературы

1. Nature Nanotechnology [Текст] / Söllner, S. Mahmoodian, S. Lindskov Hansen et al. – 2015. – V. 10. – P. 775.
2. Lodahl P. Quantum Science and Technology [Текст] / Lodahl P. – 2018. – V. 3. – P. 013001.
3. Phys. Rev. A. [Текст] / Sedov E. S., Alodjants A. P., Arakelian S. M., Chuang Y.-L., Lin Y. Y., Yang W.-X., Lee R.-K. – 2014. – V. 89. – P. 033828.
4. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light [Текст] / Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D. – Second Edition. Princeton: Princeton University Press, 2008.
5. Kaliteevskii M. A. Tech. Phys. Lett. [Текст] / Kaliteevskii M. A. – 1997. – V. 23(2). – P. 120-121.
6. Vahala K. J. Nature [Текст] / Vahala K. J. – 2003. – V. 424. – P. 839-846.
7. Tighineanu P., Sørensen A. S., Stobbe S., and Lodahl P. The Mesoscopic Nature of Quantum Dots in Photon Emission [Текст] // P. Michler (Ed.), Quantum Dots for Quantum Information Technologies. Nano-Optics and Nanophotonics. – Cham: Springer, 2017.
8. Alodjants A.P. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. [Текст] / Alodjants A. P., Barinov I. O., Arakelian S. M. – 2010. – V. 43. – P. 095502.
9. Superlattices and Microstructures [Текст] / Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Gurov D. A., Kavokin A. V. – 2018. – V. 120. – P. 642-649.
10. Nature. Scientific Reports [Текст] / Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Sychanova M. V., Kavokin A. V. – 2014. – V. 4. – P. 6945.
11. Superlattices and Microstructures [Текст] / Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Sychanova M. V., Kavokin A. V. – 2016. – V. 89. – P. 409-418.
12. Dmitriev S. V. Technical Physics Letters [Текст] / S. V. Dmitriev, Y. A. Baimova. – 2011. – V. 37, № 5. – P. 451-454.
13. Physica B: Condensed Matter [Текст] / Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Paladyan Yu. A. – 2019. – V. 571, 15. – P. 296-300.
14. Агранович В. М. Теория экситонов [Текст] / В. М. Агранович. – М. : Наука, 1968.
15. Лось В. Ф. ТМФ [Текст] / Лось В. Ф. – 1987. – Т. 73, № 1. – С. 85-102.
16. Займан Дж. Модели беспорядка [Текст] / Займан Дж. – М. : Мир, 1982.
17. Journal of Physics: Conference Series [Текст] / Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk, K. V., Rybalka A. Ye., Zavorotnev Yu. D. – 2021. – V. 2052. – P. 012036.
18. Групповая скорость распространения электромагнитных возбуждений в неидеальной 1D решетке микропор [Текст] / Румянцев В.В., Федоров С.А., Гуменник К.В., Рыбалка А.Е. // ФТВД. – 2021. – Т. 31, № 3. – С.19-30.



19. Румянцев В. В. Моделирование генерации экситонных поляритонов в алмазоподобных полупроводниках полем движущейся b-частицы [Текст] / В. В. Румянцев // Проблемы искусственного интеллекта. – 2019. – № 1 (12). – С. 27–40.
20. Галинский М. К. Математическое моделирование структуры электромагнитного пространственно-временного волнового пакета [Текст] / М. К. Галинский, В. В. Румянцев, С. А. Федоров // Проблемы искусственного интеллекта. – 2021. – № 1 (20). – С. 37–43.
21. Румянцев В. В. Введение в поляритонику [Текст] / В. В. Румянцев, С. А. Федоров // Проблемы искусственного интеллекта. – 2022. – № 2 (25). – С. 29–40.

## References

1. Söllner, S. Mahmoodian, S. Lindskov Hansen et al. *Nature Nanotechnology*. 2015. V. 10. P. 775.
2. Lodahl P. *Quantum Science and Technology*. 2018. V. 3. P. 013001.
3. Sedov E. S., Alodjants A. P., Arakelian S. M., Chuang Y.-L., Lin Y. Y., Yang W.-X., Lee R.-K. *Phys. Rev. A*. 2014. V. 89, P. 033828.
4. Joannopoulos J.D., Johnso S.G., Winn J.N., Meade R.D. *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light*. Second Edition. Princeton: Princeton University Press, 2008.
5. Kaliteevskii M. A. *Tech. Phys. Lett.* 1997. V. 23(2). P. 120-121.
6. Vahala K.J. *Nature*, 2003. V. 424. P. 839-846.
7. Tighineanu P., Sørensen A. S., Stobbe S, and Lodahl P. The Mesoscopic Nature of Quantum Dots in Photon Emission. P. Michler (Ed.), *Quantum Dots for Quantum Information Technologies. Nano-Optics and Nanophotonics*, Cham: Springer, 2017.
8. Alodjants A. P., Barinov, I. O., Arakelian S. M. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2010. V.43. P. 095502.
9. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Gurov D.A., Kavokin A.V. *Superlattices and Microstructures*. 2018. V. 120. P. 642-649
10. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Sychanova M. V., Kavokin A. V. *Nature. Scientific Reports*. 2014. V. 4 -P. 6945.
11. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Sychanova M. V., Kavokin A. V. *Superlattices and Microstructures*. 2016. V. 89. P. 409-418.
12. Dmitriev S. V., Baimova Y. A. *Technical Physics Letters*. 2011. V. 37, № 5. P. 451-454.
13. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V., Paladyan Yu. A. *Physica B: Condensed Matter*. 2019. V. 571, 15. P. 296-300
14. Agranovich V. M. *Theory of Excitons*. [Теория экситонов] Moscow. Nauka Publishers, 1968
15. Los' V. F. *Theor. Math. Phys.* [TMF] 1987. V. 73, N1. P. 85-102.
16. Ziman J. M. *Models of disorder: The theoretical physics of homogeneously disordered systems* [Modeli besporyadka], Cambridge University Press, Cambridge, 1979.
17. Rumyantsev V. V., Fedorov S.A., Gumennyk K V, Rybalka A Ye Zavorotnev Yu.D. *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V, 2052. P. 012036
18. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk, K V, Rybalka A Ye. *PhTHP*. [Gruppovaya skorost' rasprostraneniya elektromagnitnykh vozbuzhdeniy v neideal'noy 1D reshetke mikropor]. 2021. V. 31, № 3. P. 19-30.
19. Rumyantsev V. V. Modelirovaniye generatsii eksitonnykh polyaritonov v almazopodobnykh poluprovodnikakh polem dvizhushcheyasya b-chastitsy [Simulation of exciton polariton generation in diamond-like semiconductors by the field of a moving b-particle]. *Problemy iskusstvennogo intellekta* [Problems of artificial intelligence]. 2019, No 1 (12), P. 27-40.
20. Galinsky M. K., Rumyantsev V. V., Fedorov S. A. Mathematical Modeling of the Structure of an Electromagnetic Space-Time Wave Packet *Problems of Artificial Intelligence* [Problemy iskusstvennogo intellekta], 2021, no. 1(20), pp. 37-43.
21. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A. *Introduction to Polaritonics* [Vvedeniye v polyaritoniku]. *Problems of artificial intelligence* [Problemy iskusstvennogo intellekta]. 2022 № 2 (25), P. 29-40.

## РЕЗЮМЕ

*A. Ye. Rybalka, V. V. Rumyantsev, S. A. Fedorov, K. V. Gumennyk  
Modeling of the Dependence of the Of Polariton Excitations States Density  
on the Concentration of Defects in a non-ideal 1D Lattice of Micropores Containing  
Quantum Dots*

The results obtained earlier by the authors of the study of the features of electromagnetic wave propagation in an imperfect 1D superlattice of tunnel-coupled microresonators containing quantum dots have been transferred to similar calculations of the dependence of the density of states of polariton excitations in a given 1D photonic crystal on the concentration of structural defects. Numerical modeling.

In this paper, within the framework of the virtual crystal approximation, mathematical modeling of the dependence of the density of states of polariton excitations in a 1D photonic crystal - a system of pores (tunnel-coupled microresonators) containing quantum dots on the concentration of structural defects is performed.

By introducing certain structural defects into the studied superlattice, it is possible to achieve the necessary change in its energy spectrum and, as a consequence of renormalization of the energy structure, changes in optical properties. crystal superlattice. The result of this study also indicates the possibility of formation of structural defects at certain concentrations in the studied structure of the Bose-Einstein polariton condensate.

## РЕЗЮМЕ

*А. Е. Рыбалка, В. В. Румянцев, С. А. Федоров, К. В. Гуменник  
Моделирование зависимости плотности состояний поляритонных  
возбуждений от концентрации дефектов в неидеальной 1D решетке микропор,  
содержащих квантовые точки*

Полученные авторами ранее результаты исследования особенностей распространения электромагнитной волны в несовершенной 1D сверхрешетке туннельно связанных микрорезонаторов, содержащих, квантовые точки, перенесены на аналогичные расчеты зависимости плотности состояний поляритонных возбуждений в данном 1D фотонном кристалле от концентрации структурных дефектов.

Численное моделирование. В работе в рамках приближения виртуального кристалла выполнено математическое моделирование зависимости плотности состояний поляритонных возбуждений в 1D фотонном кристалле - системе пор (туннельно связанных микрорезонаторов), содержащих, квантовые точки, от концентрации структурных дефектов.

Внедрением в изучаемую сверхрешетку определенных структурных дефектов можно добиться необходимого изменения ее энергетического спектра и, как следствие перенормировки энергетической структуры, изменения оптических свойств. Кристаллической сверхрешетки. Результат данного исследования также указывает на возможность образования при определенных концентрациях дефектов структуры в исследуемой структуре бозе-эйнштейновского поляритонного конденсата.

Статья поступила в редакцию 17.06.2022.