

Особенности воздействия структурных дефектов на спектр электромагнитных возбуждений в массиве связанных микрорезонаторов, содержащих квантовые точки

Ю. А. Паладян,* В. В. Румянцев, С. А. Федоров
*Донецкий физико-технический институт имени А. А. Галкина,
отдел теории динамических свойств сложных систем
ДНР, 83114, Донецк, ул. Р. Люксембург, 72*
(Поступила в редакцию 19.05.2022; подписана в печать 12.09.2022)

В связи с появлением оптоэлектронных устройств, использующих различные приложения современной фотоники, начиная от сбора света нанофотонными волноводами до квантовой обработки информации, особую актуальность приобретает изучение нанокристаллических фотонных структур. В настоящей работе представлены результаты исследований зависимости дисперсионных характеристик квазичастичных возбуждений в неидеальной одномерной (1D) решетке микропор, содержащих в одной из подрешеток квантовые точки, от концентрации дефектов структуры, связанных с вариацией положений микропор. Показано, что в результате наличия данных структурных дефектов в 1D двухподрешеточном массиве микропор можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и, следовательно, оптических свойств исследуемой системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра. В рамках приближения виртуального кристалла выполнено численное моделирование зависимости дисперсионных характеристик квазичастиц (поляритонных возбуждений) в неидеальной двухподрешеточной цепочке туннельно связанных микропор (резонаторов) в случае наличия в одной из подрешеток цепочки, в качестве атомарной подсистемы, квантовых точек. Полученный в работе результат исследования зависимости эффективной массы электромагнитных возбуждений от концентрации структурных дефектов открывает возможность управления групповой скоростью данных элементарных возбуждений, а, следовательно, и скоростью передачи сигнала в соответствующем оптоэлектронном устройстве.

PACS: 42.70.Qs, 73.21.Cd, 78.67.Pt, 71.36.+c.

УДК: 539.2+535.

Ключевые слова: одномерная решетка микропор, квантовые точки, структурные дефекты, экситоноподобные возбуждения, поляритонные возбуждения, приближение виртуального кристалла.

ВВЕДЕНИЕ

Среди задач, которые приходится решать при создании новых нанокompозитных материалов [1–5], как источников когерентного излучения, и устройств, работающих на их основе, встает проблема изучения особых структур — поляритонных кристаллов [6]. Последние представляют собой отдельный класс фотонных кристаллов [7], в которых реализуется сильная связь квантовых возмущений (экситонов) среды и оптического поля. Необходимость исследования поляритонных структур порождает новую область науки — поляритонику, как самостоятельный раздел фотоники.

В качестве поляритонных структур рассматриваются как пространственно периодические системы связанных микропор (резонаторов) [8, 9], так и массивы квантовых точек (QDs), встроенных в фотонные наноструктуры [5, 10]. Значительно вырос в последнее время интерес к изучению оптических мод в комбинированной системе микрорезонаторов, содержащих квантовые точки. В частности, в [11] рассмотрены резонаторы на основе дефектов в фотонных кристаллах, в [12] продемонстрировано достижение сильной связи между квантовой точкой и таким микрорезонатором.

Теоретическому исследованию формирования в цепочке микрорезонаторов квантовых солитонов, связанных с поляритонами нижней дисперсионной ветви (НДВ), посвящены работы [6, 12]. Авторы [6, 12] полагают, что микрорезонаторы могут быть привлекательными для целей квантовой обработки информации.

Прогресс, достигнутый в последнее время в плане создания высокодобротных полупроводниковых микрорезонаторов с брэгговскими зеркалами, позволил получить и исследовать бозе-эйнштейновскую конденсацию, а также сверхтекучие свойства НДВ-поляритонов в квантовых ямах, внедренных в полупроводниковые (CdTe/CdMgTe или GaAs) структуры микрорезонаторов [13–15]. Поляритоны в этих системах рассматриваются как термодинамически квазиравновесный двумерный газ взаимодействующих бозонных частиц.

Исходя из развитых авторами ранее представлений о неидеальных одномерных поляритонных структурах [11], в настоящей работе исследуются особенности дисперсии электромагнитных возбуждений в неидеальной 1D решетке микропор, вызванные случайными вариациями их положений. Причем рассмотрены поляритонные возбуждения в неидеальной двухподрешеточной цепочке туннельно связанных микропор (резонаторов), содержащей квантовые точки, и экситоноподобные возбуждения в системе микропор без квантовых точек.

* paladyan0108@yandex.ru

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Опираясь на разработанный в [11, 16, 17] подход, рассмотрим электромагнитные возбуждения в неидеальной двухподрешеточной цепочке микропор (резонаторов) с переменным периодом $d = a_1^\nu + a_2^\mu$. Здесь a_1^ν , a_2^μ - варьируемые положения микропор соответственно в первой и второй подрешетках. В данном случае нижний индекс, 1 или 2, отражает номер подрешетки, верхние индексы (ν, μ) обозначают положение соответствующего резонатора в ячейке, которые также могут принимать значения 1 или 2. Каждый из туннельно связанных микрорезонаторов содержит по одной оптической моде. В общем случае квадратичная часть гамильтониана \hat{H}^{ex} , описывающая элементарные возбуждения в цепочке микропор (как содержащих квантовые точки, так и без них) в предположении, что плотность возбужденных состояний структурных элементов в резонаторной и атомарной подсистемах мала, в приближении Гайтлера-Лондона [18] в одноразмерной модели имеет вид:

$$\hat{H}^{ex} = \sum_{\alpha, \beta=1}^2 \sum_{\substack{n, m, \\ \lambda, \sigma}} D_{n\alpha, m\beta}^{\lambda\sigma} \hat{\Phi}_{n\alpha\lambda}^+ \hat{\Phi}_{m\beta\sigma}, \quad (1)$$

где n, m — номера элементарных ячеек, α, β — номера подрешеток.

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

В выражениях (1) и (2) $\omega_{n\alpha}^{ph}$ — частота фотонной моды электромагнитного возбуждения, локализованного в $n\alpha$ -узле (резонаторе), $\hat{\Psi}_{n\alpha}^+, \hat{\Psi}_{n\alpha}$ — Бозе-операторы рождения и уничтожения этой фотонной моды, $\hbar\omega_{n\alpha}^{at}$ — энергия возбуждения квантовой точки в узле $n\alpha$, $\hat{B}_{n\alpha}, \hat{B}_{n\alpha}^+$ — Бозе-операторы рождения и уничтожения этого возбуждения в узельном представлении, $A_{n\alpha, m\beta}$ — матрица резонансного взаимодействия, характеризующая перекрытие оптических полей резонаторов $n\alpha$ -го и $m\beta$ -го узлов решетки и, следовательно, определяющего вероятность перескока соответствующего электромагнитного возбуждения, $V_{n\alpha, m\beta}$ — матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $n\alpha$ и $m\beta$, $g_{n\alpha}$ — матрица резонансного взаимодействия квантовой точки в узле $n\alpha$ с локализованным в этом узле электромагнитным полем. Индексы λ, σ фиксируют наличие или отсутствие (при значении 2) квантовой точки в соответствующей микропоре.

Расчет спектра $\Omega(k)$ квазичастичных возбуждений рассматриваемой системы проведем, используя аппарат усредненных функций Грина в приближении виртуального кристалла [19, 20]. 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 [18]. Выполнение указанных процедур позволяет получить следующее уравнение для нахождения $\Omega(k)$:

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

где $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(k) = \sum_m \langle D_{n\alpha, m\beta}^{\lambda, \sigma} \rangle \exp[ik \cdot (r_{n\alpha} - r_{m\beta})]$. Заметим, что волновое число k , характеризующее собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна для виртуальной решетки с периодом $\langle d \rangle = \langle a_1^\nu \rangle + \langle a_2^\mu \rangle = C_1^{(1)} a_1^{(1)} + C_1^{(2)} a_1^{(2)} + C_2^{(1)} a_2^{(1)} + C_2^{(2)} a_2^{(2)}$, где $C_{1(2)}^{1(2)}$ — концентрация соответствующих положений микропор a_1^ν, a_2^μ . 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 $a_1(C_1) = a_1^{(1)} + (a_1^{(2)} - a_1^{(1)})C_1$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим подробнее квазичастичные возбуждения в двухподрешеточной 1D виртуальной решетке микропор (резонаторов). Положение микрорезонатора определяет равенство: $r_{n\alpha} = r_n + r_\alpha$. Поэтому положение микропор первой и второй подрешеток в нулевой элементарной ячейке ($r_{n=0} = 0$) задают соотношения соответственно: $r_{01} = 0$ и $r_{02} = a_1(C_1) = d(C_1, C_2) - a_2(C_2)$. Величины $A_{\alpha\beta}(k) = A_{\alpha\beta}(k, C_1, C_2)$ в (2) — фурье-образы матрицы $\langle A_{n\alpha m\beta} \rangle$ взаимодействия микрорезонаторов вследствие перекрытия оптических полей: $A_{\alpha\beta}(k) = \sum_m \langle A_{n\alpha m\beta} \rangle \exp[ik(r_{n\alpha} - r_{m\beta})]$. В рамках используемой модели фурье-образы приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} A_{12}(k, C_1, C_2) &\cong A_{12}[a_1(C_1)] \exp[-ik \cdot a_1(C_1)] + \\ &\quad + A_{12}[a_2(C_2)] \exp[ik \cdot a_2(C_2)], \\ A_{21}(k, C_1, C_2) &\cong A_{21}[a_1(C_1)] \exp[ik \cdot a_1(C_1)] + \\ &\quad + A_{21}[a_2(C_2)] \exp[-ik \cdot a_2(C_2)]. \end{aligned} \quad (4)$$

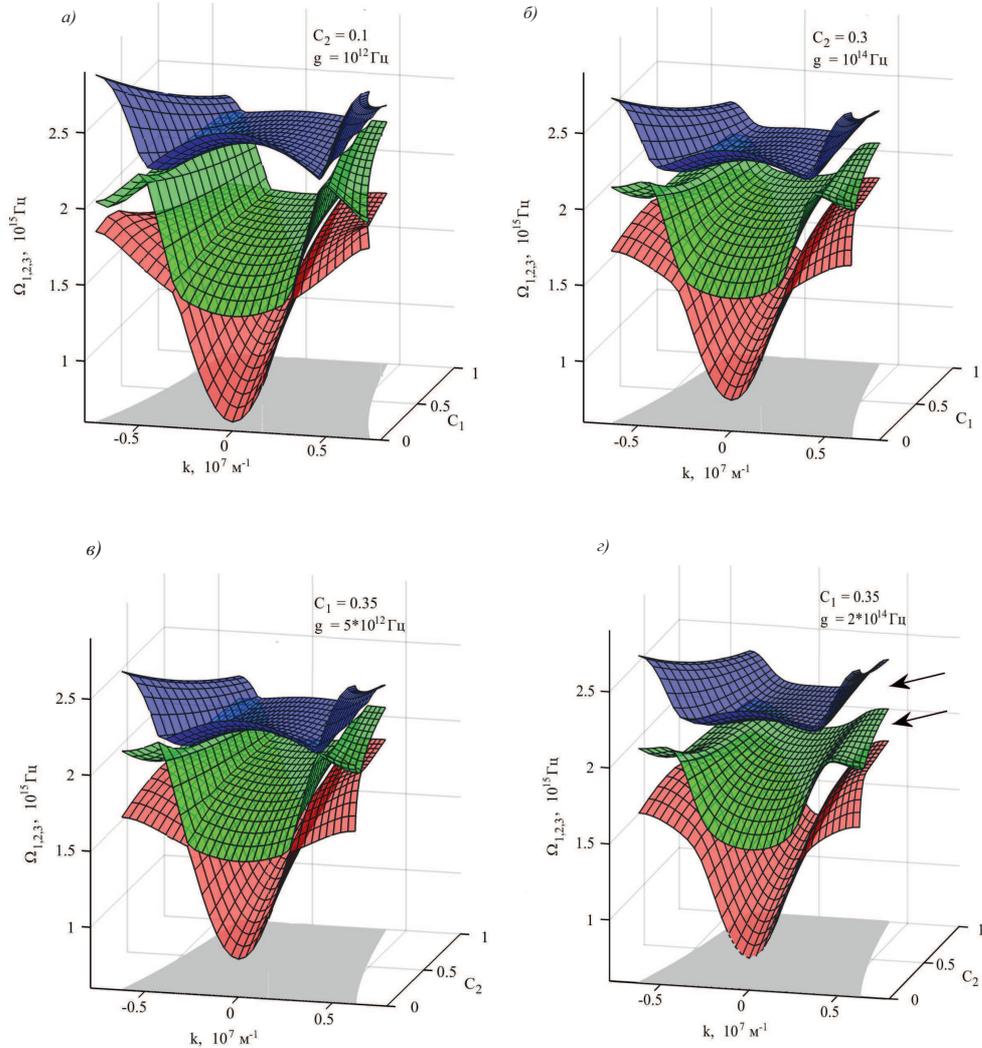


Рис. 1. Зависимость дисперсии поляритонов $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$ от концентрации дефектов структуры для различных значений параметра $g \equiv g_1/\hbar$ резонансного взаимодействия квантовой точки в узле с локализованным в этом узле электромагнитным полем (стрелки указывают на изменение величины «бутылочного горла» в зависимости от величины g)

Величины $A_{12(21)}[a_{1(2)}(C_{1(2)})]$ являются компонентами матрицы $\langle A_{\alpha\sigma m\beta} \rangle$ резонансного взаимодействия, соответствующими ближайшим соседям:

$$A_{12(21)}[a_{1(2)}(C_{1(2)})] = A_{12(21)}[a_{1(2)}(0)] \exp \left[-\frac{a_{1(2)}(C_{1(2)}) - a_{1(2)}(0)}{a_{1(2)}(0)} \right]. \quad (5)$$

В дальнейшем полагаем: $A_{12} \approx A_{21} \gg A_{11}, A_{22}$. Фурье-образ матрицы $\langle V_{n_1 m_1} \rangle$ резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах n_1 и m_1 в рамках применяемой модели имеет вид

$$V_{11}(k) = V_{11}(k, C_1, C_2) \cong 2V_{11}[d(C_1, C_2)] \cos[kd(C_1, C_2)],$$

где $V_{11}[d(C_1, C_2)] = V_{11}[d(0)] \exp[-\frac{|d(C_1, C_2) - d(0)|}{d(0)}]$. Соотношения (1)–(3) показывает, что в общем случае закон дисперсии $\Omega(k)$ элементарных квазичастичных возбуждений в искомой системе микропор определяется как частотными характеристиками решетки резонаторов, так и величинами $A(k)$ и $V(k)$.

Опираясь на общую теорию, данную в разделе 1, далее рассмотрим квазичастичные (поляритонные) возбуждения в двухподрешеточной 1D решетке микрорезонаторов, содержащих квантовые точки одного сорта в одной из подрешеток (например, в первой, т. е. $\alpha = \beta = 1$). В данном случае спектр элементарных возбуждений $\Omega(k)$ определяется в приближении ближайших соседей также соотношениями (1)–(3):

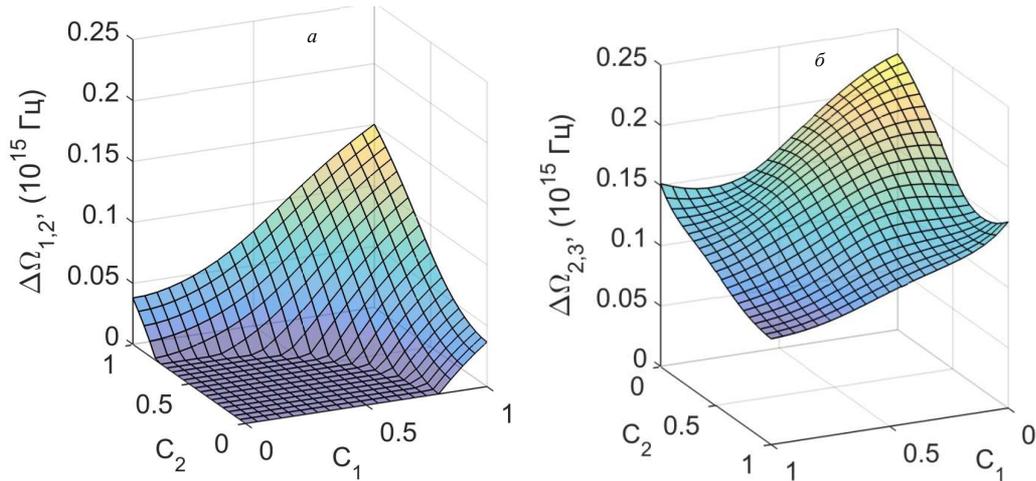


Рис. 2. Зависимость $\Delta\Omega_{12(23)}(C_1, C_2)$ ширины соответствующей запрещенной зоны от концентрации дефектов исследуемой структуры: *a* — $\Delta\Omega_{12}(C_1, C_2)$, *б* — $\Delta\Omega_{23}(C_1, C_2)$

$$\begin{vmatrix} \hbar\omega^{at} - V_{11}(k) - \hbar\Omega(k) & 0 & g_1 & 0 \\ 0 & -\Omega(k) & 0 & 0 \\ g_1 & 0 & \hbar\omega^{ph} - \hbar\Omega(k) & -A_{12}(k) \\ 0 & 0 & -A_{12}(k) & \hbar\omega^{ph} - \hbar\Omega(k) \end{vmatrix} = 0. \quad (6)$$

Поскольку квантовые точки по составу не варьируются, параметр резонансного взаимодействия квантовой точки в любом узле с локализованным в этом узле электромагнитным полем равен g_1 .

Численные расчёты выполнены в среде компьютерного пакета Matlab, который включает в себя язык инженерного программирования с использованием программ, входящих в стандартную библиотеку Matlab. В частности, для численного отыскания корней кубического уравнения относительно частоты Ω , возникающего при раскрытии детерминанта (6), применялась программа из библиотеки Matlab fzero.m, в основе которой лежит итерационный алгоритм Ньютона. При этом для расчета соответствующих величин, определяющих особенности спектра поляритонных возбуждений, выше приведенные данные дополнены значением частоты возбуждения квантовой точки в узле $\omega_2^{gt} = 2\pi \times 202$ ТГц, а также вслед за [10] полагаем: $V_{11}/2\hbar = 1 \times 10^{13}$ Гц, $g_1/\hbar = 5 \times 10^{12}$ Гц.

На рис. 1 представлены поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$ исследуемых коллективных возбуждений (поляритонов) в неидеальной решетке микрорезонаторов, содержащих в одной из подрешеток в одной из подрешеток квантовые точки. Нижний индекс частоты определяет соответствующую поверхность на рис. 1, порядок нумерации на котором — 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 плоско-

сти $(k, C_{1(2)})$ на рис. 1, *a, б, в, г*).

Заметим, что форма дисперсионной поверхности $\Omega_3(k, C_1, C_2)$ на рис. 1, *a, б, в, г* свидетельствует о возможности существования при определенных концентрациях дефектов структуры бозе-эйнштейновского поляритонного конденсата, благодаря наличию локального минимума при значениях $k \neq 0$ (дополнительно к возможности существования конденсата при $k = 0$, на которую указывают поверхности $\Omega_{1,2}(k, C_1, C_2)$).

Зависимость ширины соответствующей запрещенной зоны поляритонного спектра от концентрации дефектов исследуемой структуры приведена на рис. 2, *a, б*.

Немонотонный характер концентрационной зависимости $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$ спектра поляритонных возбуждений исследуемых в работе неидеальных систем проявляются в особенностях зависимости эффективной массы:

$$m_{\text{эфф}}^{(1,2,3)}(C_1, C_2) \equiv \hbar \left(\frac{\partial^2 \Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)}{\partial k^2} \Big|_{k=0} \right)^{-1}, \quad (7)$$

соответствующих квазичастиц (рис.3, *a, б, в*) и, следовательно, дает дополнительный механизм управления групповой скоростью оптических волновых пакетов в изучаемой неидеальной 1D решетке микропор

Значительный интерес представляет проявление указанных особенностей спектра исследуемых квазичастиц в их плотности состояний $\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2)$. Применительно к случаю неидеальной одномерной системы микрорезонаторов выражение для функции

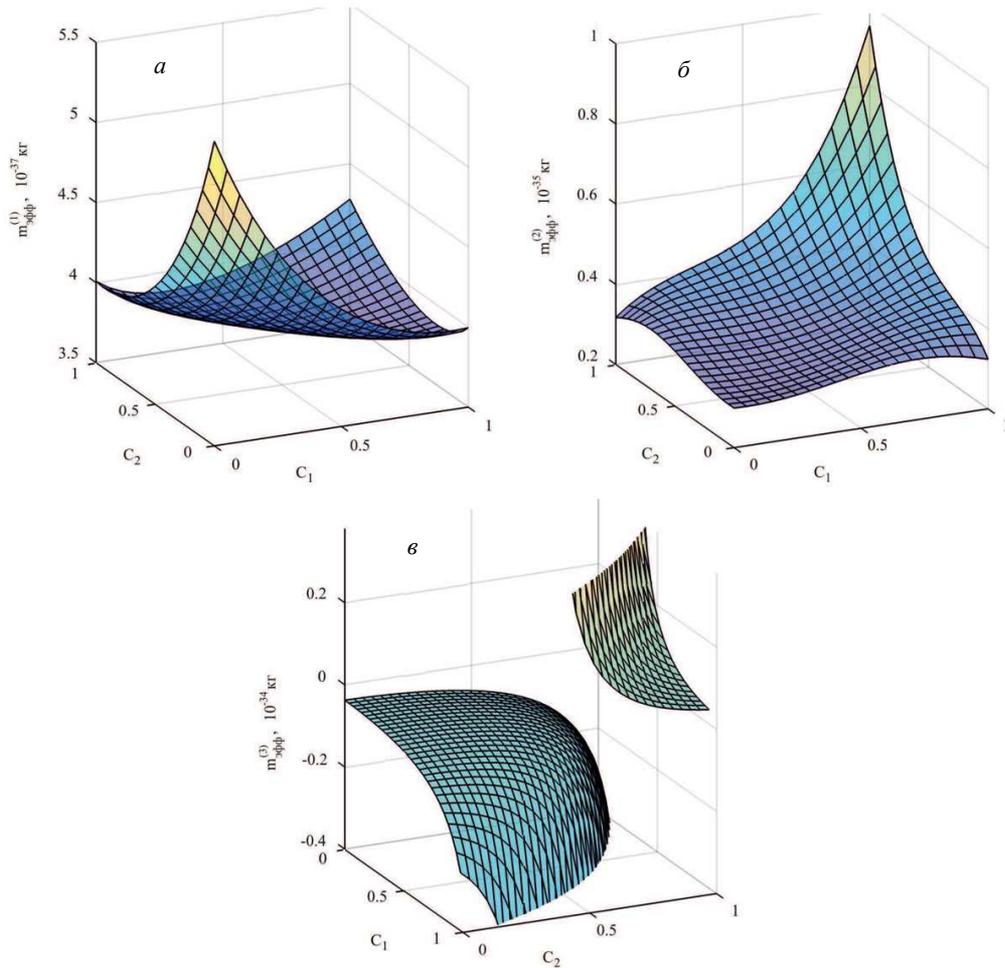


Рис. 3. Зависимость эффективной массы $m_{эфф}^{1,2,3}(C_1, C_2)$ поляритонных возбуждений от концентрации дефектов в 1D неидеальной решетке связанных микропор

$\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2)$ имеет вид:

$$\rho_{1,2,3}(\Omega, C_1, C_2) = \frac{d(C_1, C_2)}{2\pi} \sum_i \frac{1}{\left| \frac{d\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)}{dk} \right|_{k_i}} \quad (8)$$

Расчет (8) 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 рис. 4 а, б, в представлена плотность состояний $\rho_{1,2,3}(\Omega)$ квазичастиц в исследуемой системе, относящаяся к соответствующим дисперсионным поверхностям (рис.1) $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$. При этом кривые $\rho_{1,2,3}(\Omega)$ построены для значений концентраций структурных дефектов $C_1 = 0.1, C_2 = 0.2$. На графиках (рис. 4) функций $\rho_{1,2,3}(\Omega)$ хорошо видны особенности плотности состояний — сингулярности Ван Хова, которые, в частности, связаны с наличием локальных минимумов $\Omega_{1,2,3}(k, C_1, C_2)$ в k -пространстве (см. рис. 1), критических точек, в которых групповая скорость обращается в нуль как при значениях $k \neq 0$,

так и при $k = 0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное в работе изучение зависимости параметров спектра элементарных возбуждений бинарной 1D неидеальной решетки связанных микропор, содержащих квантовые точки, показывает, что в результате внедрения структурных дефектов в массив микропор исследуемой системы можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и, следовательно, оптических свойств данной системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра.

В частности, выполнено численное моделирование зависимости дисперсионных характеристик поляритонных возбуждений в случае наличия в одной из подрешеток цепочки в качестве атомарной подсистемы квантовых точек. Полученный в работе результат исследования зависимости эффективной массы электромагнит-

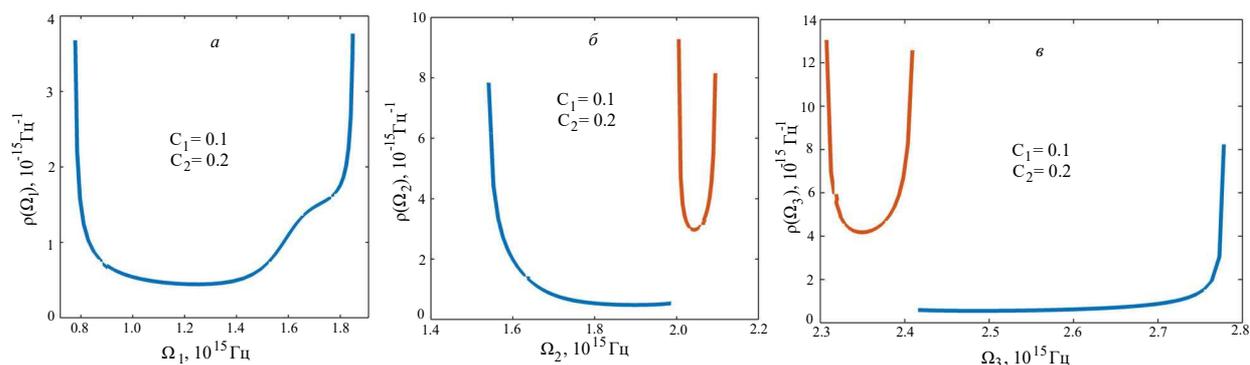


Рис. 4. Плотности состояний квазичастиц в исследуемом 1D массиве микропор при концентрации структурных дефектов: $C_1 = 0.1$, $C_2 = 0.2$

ных возбуждений от концентрации структурных дефектов открывает возможность управления групповой скоростью данных элементарных возбуждений, а следовательно, и скоростью передачи сигнала в соответствующем оптоэлектронном устройстве. Представленные результаты позволяют расширить возможности со-

здания нового класса функциональных пористых материалов — поляритонных систем (массивов микропор, содержащих квантовые точки), позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в таких композитных структурах путем управляемого внедрения в них структурных дефектов.

-
- [1] Sullner I., Mahmoodian S., Lindskov Hansen S., Leonardo M., Javadi A., Kirsanske G., Pregnolato T., Haitham Wael Abdel R Abou El-Ella, Eun-Hye Lee, Jin Dong Song et al. // *Nature Nanotechnology*. 2015. **10**, N 9. P. 775.
- [2] Lodahl P. // *Quantum Sci. Technol.* 2018. **3**, N 1. P. 013001.
- [3] Guzman-Silva D., Mejna-Cortüs C., Bandres M.A., Rechtsman M.C., Weimann S., Nolte S., Segev M., Szameit A., Vicencio R. A. // *New J. Phys.* 2014. **16**, P. 063061.
- [4] Vicencio R. A., Cantillano C., Morales-Inostroza L., Real B., Mejna-Cortüs C., Weimann S., Szameit A., Molina M. I. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. **114**, P. 245503.
- [5] Shiqi Xia, Ramachandran A., Shiqiang Xia, Denghui Li, Xiuying Liu, Liqin Tang, Yi Hu, Daohong Song, Jingjun Xu, Leykam D. et al. // *Phys Rev. Lett.* 2018. **121**, P. 263902.
- [6] 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. **89**, N 3. P. 033828.
- [7] 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.
- [8] Kaliteevskii M.A. // *Tech. Phys. Lett.* 1997. **23**, N 2. P. 120.
- [9] Vahala K.J. // *Nature*. 2003. **424**, P. 839.
- [10] Tighineanu P., Surensen A. S., Stobbe S., Lodahl P. *The Mesoscopic Nature of Quantum Dots in Photon Emission*, in: P. Michler (Ed.), *Quantum Dots for Quantum Information Technologies. Nano-Optics and Nanophotonics*, Cham. Springer, 2017.
- [11] Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Gurov D.A., Kavokin A.V. // *Superlattices and Microstructures*. 2018. **120**, P. 642.
- [12] Alodjants A.P., Barino I.O., Arakelian S.M. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2010. **43**, P. 095502.
- [13] Kasprzak J., Richard M., Kundermann S., Baas A., Jeambrun P., Keeling J.M.J., Marchetti F.M., Szymanska M.H., Andre R., Staehli, J.L. et al. // *Nature*. 2006. **443**, N 7110. P. 409.
- [14] Balili R., Hartwell V., Snoke D., Pfeiffer L., Westet K. // *Science*. 2007. **316**, N 5827. P. 1007.
- [15] Amo A., Lefrere J., Pigeon S., Adrados C., Ciuti C., Carusotto I., Houdrú R., Giacobino E., Bramati A. // *Nature Physics*. 2009. **5**, P. 805.
- [16] Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Sychanova M., Kavokin A. // *Nature. Sci. Rep.* 2014. **4**, P. 6945.
- [17] Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Sychanova M. // *Physica B*. 2015. **461**, P. 32.
- [18] Agranovich V.M. *Theory of Excitons*. Nauka, M., 1968.
- [19] Ziman J.M. *Models of disorder: The theoretical physics of homogeneously disordered systems*. Cambridge University Press. Cambridge, 1979.
- [20] Los' V.F. // *Theor. Math. Phys.* 1987. **73**, № 1. P. 1076.

excitations in an array of coupled microcavities containing quantum dots**Yu.A. Paladyan^a, V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov**

¹*Department of Theory of Complex Systems Dynamic Properties, A.A. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering
Donetsk 83114, DPR
E-mail: ^apaladyan0108@yandex.ru*

In connection with the advent of optoelectronic devices using various applications of modern photonics, ranging from light collection by nanophotonic waveguides to quantum information processing, the study of nanocrystalline photonic structures is of particular relevance. This paper presents the results of studying the dependence of the dispersion characteristics of quasiparticle excitations in a nonideal one-dimensional (D) lattice of micropores containing quantum dots in one of the sublattices on the concentration of structural defects associated with the variation in the positions of micropores. It is shown that as a result of the presence of these structural defects in a 1D two-sublattice array of micropores, it is possible to achieve the necessary change in the energy structure of electromagnetic excitations and, consequently, the optical properties of the system under study, due to the rearrangement of the electromagnetic spectrum. Within the framework of the virtual crystal approximation, we numerically simulate the dependence of the dispersion characteristics of quasiparticles (polariton excitations) in a nonideal two-sublattice chain of tunnel-coupled micropores (resonators) in the case where one of the sublattices of the chain contains quantum dots as an atomic subsystem. The result obtained in the study of the dependence of the effective mass of electromagnetic excitations on the concentration of structural defects opens up the possibility of controlling the group velocity of these elementary excitations, and, consequently, the signal transmission rate in the corresponding optoelectronic device.

PACS: 42.70.Qs, 73.21.Cd, 78.67.Pt, 71.36.+c.

Keywords: one-dimensional lattice of micropores, quantum dots, structural defects, exciton-like excitations, polariton excitations, virtual crystal approximation.

Received 19 May 2022.

Сведения об авторах

1. Паладян Юлия Александровна — мл. науч. сотрудник; e-mail: paladyan0108@yandex.ru.
2. Румянцев Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; e-mail: vladimir.rumyantsev2011@yandex.com.
3. Федоров Станислав Афанасьевич - канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: stan.fedorov2012@yandex.ua.