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

В.В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник, Д.А. Гуров

СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ ЦЕПОЧКЕ МИКРОПОР В УСЛОВИЯХ ОДНОРОДНОЙ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2017 года

Исследован спектр электромагнитных возбуждений в цепочке микропор. Показано, что в результате однородных упругих деформаций неидеальной 1D-решетки микропор, содержащих квантовые точки, можно добиться необходимого изменения энергетической структуры спектра элементарных возбуждений системы.

Ключевые слова: 1D-решетка микропор-резонаторов, электромагнитные возбуждения, квантовые точки, однородная деформация

1. Введение

Возможность получения так называемого «медленного» света [1] имеет большие перспективы применения при создании устройств квантовой обработки оптической информации. Эффект уменьшения групповой скорости продемонстрирован, например, в различных типах твердотельных многослойных полупроводниковых структур [2], а также в системе связанных волноводных оптических резонаторов [3,4]. При этом ключевую роль в уменьшении групповой скорости в фотонных структурах с запрещенной зоной играют так называемые темные и светлые поляритоны, представляющие собой композицию фотонных состояний внешнего электромагнитного поля и макроскопических (когерентных) возмущений двухуровневой атомной среды.

Особую актуальность в настоящее время приобрели исследования в области фотоники несовершенных структур. В частности, работы авторов посвящены изучению дисперсии поляритонных и экситоноподобных электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов [5–7]. Отметим при этом важность исследований, связанных с модификацией физических свойств материала в результате внешних воздействий (например, упругой деформации [8]), с возможностью контролировать распространение электромагнитных возбуждений в полученных композитных структурах.

Исходя из представлений о неидеальных фотонных решетках, авторы рассмотрели топологически упорядоченную систему пор – туннельно-связанных микрорезонаторов. Выполнено численное моделирование спектра электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микропор-резонаторов, содержащих квантовые точки. Показано, что введением в исследуемую систему определенных дефектов и/или в результате управляемого внешнего воздействия можно добиться обусловленных перестройкой исследуемой структуры изменений энергетического спектра элементарных электромагнитных возбуждений и оптических свойств материала.

В данной работе на основе представлений о фотонных структурах [5–7] рассмотрен неидеальный одномерный поляритонный кристалл – цепочка топологически упорядоченных микропор (туннельно-связанных микрорезонаторов), содержащих атомарные кластеры – квантовые точки. Изучены вызванные однородной упругой деформацией данной 1D-структуры особенности спектра поляритонных возбуждений в решетке микропор, содержащей квантовые точки, и экситоноподобных электромагнитных возбуждений в системе микропор без квантовых точек.

2. Теоретическая модель

Опираясь на разработанный в [5–7,9] подход, рассмотрим электромагнитные возбуждения в решетке микропор с произвольным числом s подрешеток. Причем каждый из туннельно-связанных микропор-микрорезонаторов содержит по одной оптической моде. В исследуемом случае упругих деформаций гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ электромагнитных возбуждений, локализованных в резонаторах, зависит от тензора деформации $\hat{\varepsilon}$.

В предположении малой плотности возбужденных состояний элементов в резонаторной и атомарной подсистемах гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ в одноуровневой модели в приближении Гайтлера–Лондона имеет вид [10]:

$$\hat{H}(\hat{\varepsilon}) = \sum_{\substack{\mathbf{n},\mathbf{m},\alpha,\\ \beta,\lambda,\sigma}} D^{\lambda\sigma}_{\mathbf{n}\alpha,\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon})\hat{\Phi}^{+}_{\mathbf{n}\alpha\lambda}\hat{\Phi}_{\mathbf{m}\beta\sigma} = \sum_{\substack{\alpha,\beta,\lambda,\\ \sigma,k}} D^{\lambda\sigma}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\hat{\varepsilon})\hat{\Phi}^{+}_{\alpha\lambda}(\mathbf{k})\hat{\Phi}_{\beta\sigma}(\mathbf{k}), \qquad (1)$$

где

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

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

В последнем соотношении равенства (1) (сумма по $\mathbf{k}$) матрицы $D^{\lambda\sigma}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\hat{\varepsilon})$ и $\Phi_{\alpha\lambda}(\mathbf{k})$ имеют вид соответственно: $D^{\lambda\sigma}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\hat{\varepsilon}) = \sum_{\mathbf{m}} D^{\lambda\sigma}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \exp\left[i\mathbf{k}\cdot\left(\mathbf{r}_{\mathbf{n}\alpha}-\mathbf{r}_{\mathbf{m}\beta}\right)\right]$ и $\hat{\Phi}_{\alpha\lambda}(\mathbf{k}) = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{\mathbf{n}}\hat{\Phi}_{\mathbf{n}\alpha\lambda}\exp\left(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{\mathbf{n}\alpha}\right)$ (N – число элементарных ячеек исследуемой решетки). Такое представление матриц оказалось возможным благодаря сохранению трансляционной инвариантности системы при однородных деформациях. Заметим, что волновой вектор $\mathbf{k}$, характеризующий собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна, которая вследствие однородной деформации является функцией тензора деформации $\hat{\varepsilon}$.

Расчет собственных значений гамильтониана (1) проведем путем его диагонализации с помощью преобразования Боголюбова–Тябликова [10]. Выполнение указанной процедуры позволяет получить следующее выражение, определяющее спектр элементарных возбуждений $\Omega(\mathbf{k},\hat{\varepsilon})$:

$$\det\left\| D^{\lambda\sigma}_{\alpha\beta}(\mathbf{k},\hat{\varepsilon}) - \hbar\Omega(\mathbf{k},\hat{\varepsilon})\delta_{\alpha\beta}\delta_{\lambda\sigma}\right\| = 0\,. \tag{3}$$

На основе приведенной выше теории рассмотрим подробнее особенности спектра электромагнитных возбуждений в системе микропор, содержащих квантовые точки.

3. Результаты и обсуждение

Для конкретизации задачи рассмотрим 1D-решетку микропор в однородной, изотропной среде, находящуюся в условиях напряжений (сжатие или растяжение), направленных вдоль оси цепочки. При однородном деформировании исследуемого массива, которое описывается с помощью тензора деформации $\hat{\varepsilon}$, положение каждой микропоры изменяется. Для таких деформаций постоянная $d(\varepsilon)$ 1D-решетки имеет вид

$$d(\varepsilon) = (1+\varepsilon)d_0\,, \tag{4}$$

где d_0 – постоянная решетки недеформированной структуры, ε – соответствующая компонента тензора $\hat{\varepsilon}$. В [11] исследованы экситоноподобные возбуждения в 1D-решетке микропор (без квантовых точек) в условиях однородной упругой деформации. Необходимая в данном случае для получения спектра элементарных возбуждений постоянная $b(\varepsilon)$ обратной деформированной 1D-решетки находится из очевидного соотношения

$$b(\varepsilon)d(\varepsilon) = 2\pi . \tag{5}$$

Исследуем одноподрешеточную однородно деформированную 1D-систему микропор-резонаторов, содержащих квантовые точки. Предполагается, что в такой 1D-цепочке одинаковые микропоры-резонаторы содержат случайным образом квантовые точки двух типов с концентрациями $C_C^{(1)}$ и $C_C^{(2)}$. Причем эти микропоры-резонаторы также случайным образом удалены на расстояниях между ближайшими соседями либо $a_1(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(1)}$, либо $a_2(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(2)}$. Расчет поляритонного спектра такой системы проведем, используя приближение виртуального кристалла [12–14] путем диагонализации усредненного гамильтониана (1). В результате вышеуказанной процедуры получаем систему линейных однородных уравнений, условием разрешимости которой является равенство нулю детерминанта:

$$\begin{Vmatrix} \hbar\left\langle \omega_n^{at}(\varepsilon)\right\rangle_C + \left\langle V(k,\varepsilon)\right\rangle_{C,T} - \hbar\Omega(k,\varepsilon) & \left\langle g_n(\varepsilon)\right\rangle_C \\ \left\langle g_n(\varepsilon)\right\rangle_C & \hbar\omega^{ph}(\varepsilon) - \left\langle A(k,\varepsilon)\right\rangle_T - \hbar\Omega(k,\varepsilon) \end{Vmatrix} = 0 . \tag{6}$$

Здесь $\left\langle \omega_n^{at}\right\rangle_C = \sum\limits_{\nu=1}^{2} \omega_\nu^{at} C_C^\nu$, $\left\langle g_n\right\rangle_C = g^{(1)}C_C^{(1)} + g^{(2)}C_C^{(2)}$, причем $C_C^{(1)} + C_C^{(2)} = 1$, следовательно,

$$C_C^{(1)} = 1 - C_C^{(2)} \equiv C_C ;$$

$$\left\langle V(k)\right\rangle_{C,T} = \sum_{\nu,\mu=1}^{2} V^{\nu\mu}\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right) C_C^\nu C_C^\mu ,$$

$$V^{\nu\mu}\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right) = \sum_m \left\langle V_{nm}^{\nu\mu}(\varepsilon)\right\rangle_T \exp\left[ikr_{nm}\left(\{C_T\},\varepsilon\right)\right].$$

Аналогично

$$A\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right) = \sum_m \left\langle A_{nm}(\varepsilon)\right\rangle_T \exp\left[ikr_{nm}\left(\{C_T\},\varepsilon\right)\right],$$

где

$$r_{nm}\left(\{C_T\},\varepsilon\right) = d\left(\{C_T\},\varepsilon\right)(n-m) \ \ (C_T^{(1)} + C_T^{(2)} = 1,\ C_T^{(1)} = 1 - C_T^{(2)} \equiv C_T).$$

Угловыми скобками в (6) обозначена процедура конфигурационного усреднения массива микропор по всевозможным вариациям положений микропор T и составу квантовых точек C; $d\left(\{C_T\},\varepsilon\right)$ – период «виртуальной» одномерной решетки резонаторов, полученный в результате усреднения: $d\left(\{C_T\},\varepsilon\right) = C_T^{(1)}a_1(\varepsilon) + C_T^{(2)}a_2(\varepsilon)$.

В приближении ближайших соседей величины $V\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right)$ и $A\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right)$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} V^{\nu\mu}\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right) \\ A\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right) \end{bmatrix} = 2\begin{bmatrix} V^{\nu\mu}\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right] \\ A\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right] \end{bmatrix} \cos\left\{kd\left[\{C_T\},\varepsilon\right]\right\}. \qquad (7)$$

Из (6) следует, что закон дисперсии $\Omega\left(k,\{C_C,C_T\},\varepsilon\right)$ поляритонных возбуждений в искомой неидеальной системе определяется частотными характеристиками как резонаторной, так и атомарной подсистем, а также и явным видом выражений $A\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right)$ и $V^{\nu\mu}\left(k,\{C_T\},\varepsilon\right)$. В дальнейшем в рамках данной модели зависимость параметров $A\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right]$ и $V^{\nu\mu}\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right]$ от степени деформации и концентрации дефектов полагаем (для определенности считаем, что $a_2(\varepsilon) > a_1(\varepsilon)$) следующей:

$$\begin{bmatrix} V^{\nu\mu}\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right] \\ A\left[d\left(\{C_T\},\varepsilon\right),\varepsilon\right] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V^{\nu\mu}\left(a_1\big|_{\varepsilon=0}\right) \\ A\left(a_1\big|_{\varepsilon=0}\right) \end{bmatrix} \exp\left[-\frac{\left|d\left(\{C_T\},\varepsilon\right)-a_1(\varepsilon)\right|}{a_1(\varepsilon)} - \varepsilon\right], \qquad (8)$$

где $a_1\big|_{\varepsilon=0} \equiv a_1$, $a_2\big|_{\varepsilon=0} \equiv a_2$. Величины $A(a_1)$, $V^{\nu\mu}(a_1)$ характеризуют соответственно перекрытие оптических полей соседних резонаторов и взаимодействие соседних квантовых точек в одномерной идеальной решетке, период которой равен a_1. Именно такая цепочка микропор выбрана в качестве базовой при вариации расстояний между ними.

Численный расчет соответствующих величин выполнен для конкретных модельных значений частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах с собственной частотой $\omega^{ph} = 2\pi\cdot 387.5T$ Hz $\approx 2434\cdot 10^{12}$ Hz. Квантовые точки характеризуются частотами возбуждения $\omega_1^{at} = 2\pi\cdot 191T$ Hz $\approx$ $\approx 1200\cdot 10^{12}$ Hz и $\omega_2^{at} = 2\pi\cdot 202T$ Hz $\approx 1269\cdot 10^{12}$ Hz. Значения параметров $A(a_1)$, $V^{\nu\mu}(a_1)$ считаем равными: $A/2\hbar = 8\cdot 10^{13}$ Hz, $V^{11}/2\hbar = 1\cdot 10^{13}$ Hz, $V^{22}/\hbar = 3\cdot 10^{13}$ Hz, причем полагаем, что $V^{12} \approx V^{21} = 6\cdot 10^{13}$ Hz, $g^{(1)}/\hbar =$ $= 5\cdot 10^{12}$ Hz, $g^{(2)}/\hbar = 1.5\cdot 10^{12}$ Hz. Периоды решетки равны $a_1 = 3\cdot 10^{-6}$ m и $a_2 = 7\cdot 10^{-6}$ m. В рамках используемого приближения величина резонансного взаимодействия квантовой точки в соответствующем узле решетки с локализованным в данном узле электромагнитным полем от параметра ε деформации не зависит. Поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_\pm\left(k,C_C,C_T\right)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов, представлены на рис. 1 при соответствующих значениях концентраций C_C, C_T. При этом надо иметь ввиду, что k изменяется в пределах $-\frac{\pi}{a_2(\varepsilon)+C_T\left[a_1(\varepsilon)-a_2(\varepsilon)\right]} \le k \le +\frac{\pi}{a_2(\varepsilon)+C_T\left[a_1(\varepsilon)-a_2(\varepsilon)\right]}$ (величина C_T изменяется от 0 до 1).

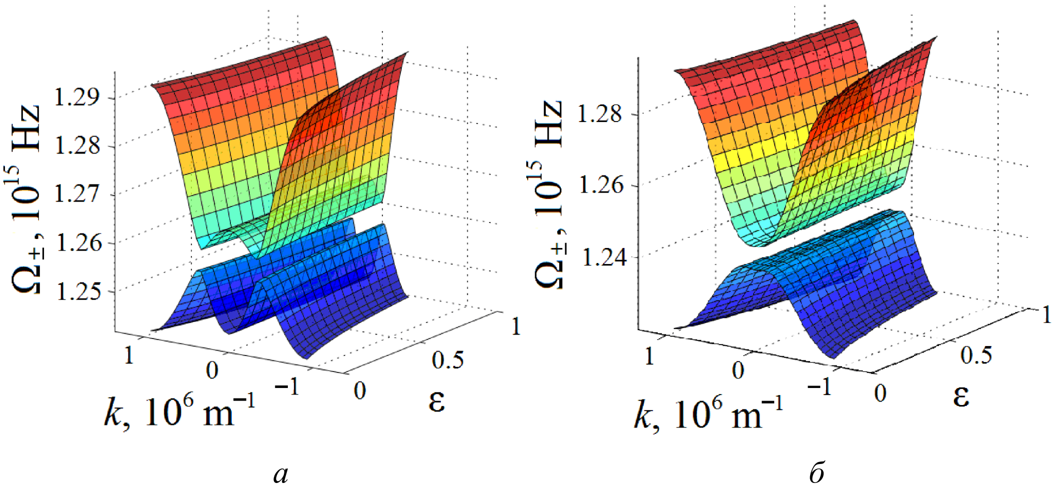

Рис. 1. Дисперсионная зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, C_C, C_T)$ исследуемых поляритонных возбуждений в неидеальной 1D-решетке микропор-резонаторов: *а* – $C_C = 0.2$, $C_T = 0.1$; *б* – $C_C = 0.5$, $C_T = 0.1$

Важным свойством фотонных структур с запрещенной зоной является возможность получения так называемого «медленного» света [1]. Этот эффект имеет большие перспективы применения при создании устройств квантовой обработки оптической информации. В частности, эффективное уменьшение групповой скорости квазичастиц продемонстрировано в связанных волноводных оптических резонаторах [15], различных типах твердотельных многослойных полупроводниковых структур [2]. Ключевую роль в уменьшении групповой скорости в подобных системах играет характер зависимости эффективной массы $m_{\text{eff}}^{(\pm)}$ электромагнитных возбуждений от степени деформации и концентрации соответствующих дефектов структуры исследуемой системы:

$$m_{\text{eff}}^{(\pm)}(\varepsilon, C_C, C_T) \equiv \hbar \left(\left. \frac{\partial^2 \Omega_{\pm}(\varepsilon, k, C_C, C_T)}{\partial k^2} \right|_{k=0} \right)^{-1}. \qquad (9)$$

Анализ графиков функции $m_{\text{eff}}^{(\pm)}(\varepsilon, C_C, C_T)$ (рис. 2) показывает, что выбор конкретного диапазона величин ε, C_C, C_T, характеризующих соответствующую величину деформации и дефектности структуры, позволяет достичь необходимых параметров «медленного» света.

Немонотонный характер концентрационной зависимости эффективной массы исследуемых квазичастиц $m_{\text{eff}}^{(\pm)}(\varepsilon, C_C, C_T)$ отражает особенности поляритонного спектра $\Omega_{\pm}(\varepsilon, k, C_C, C_T)$ таких неидеальных систем и, следовательно, дает дополнительный механизм управления групповой скоростью оптических волновых пакетов в изучаемой неидеальной структуре.

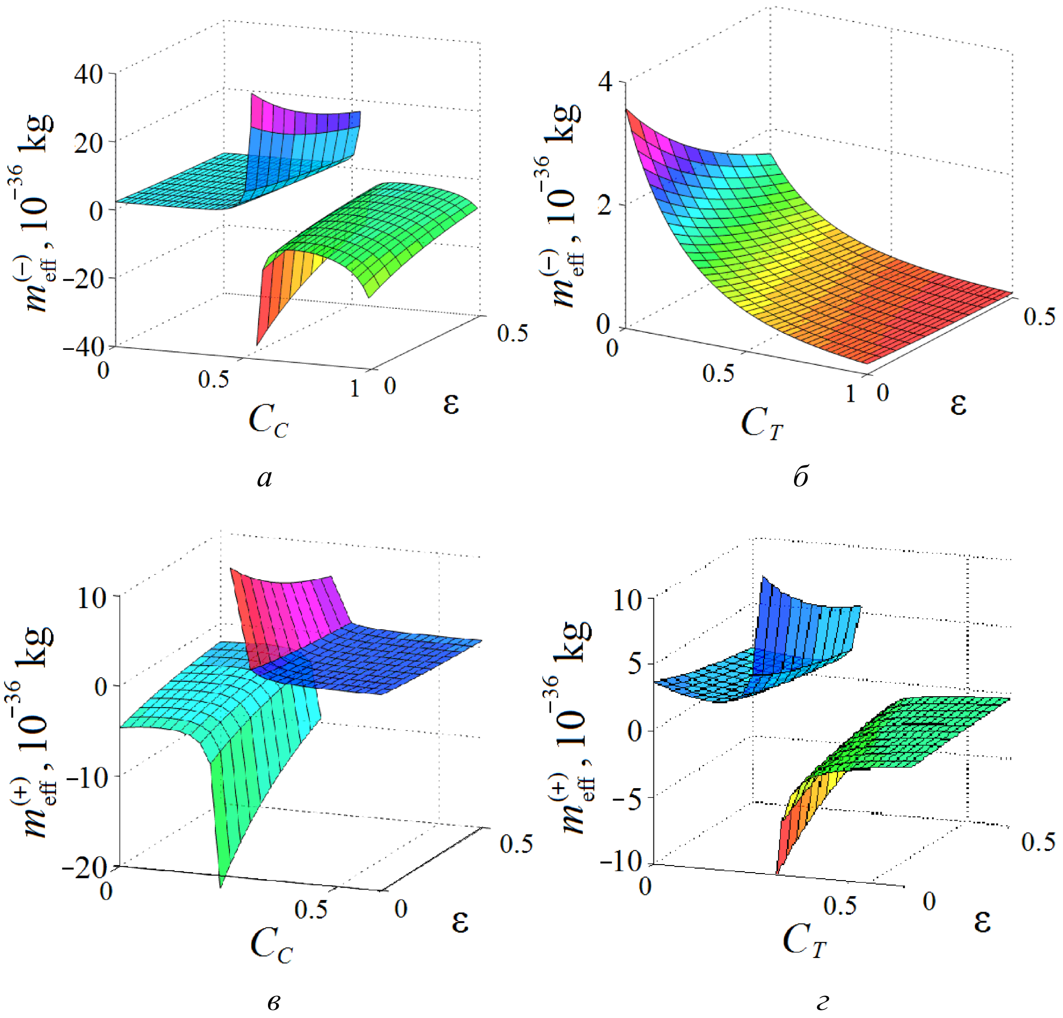

Рис. 2. Концентрационные зависимости эффективных масс $m_{\text{eff}}^{(-)}$ (*а*, *б*) и $m_{\text{eff}}^{(+)}$ (*в*, *г*) исследуемых квазичастиц в условиях ε = 0–0.5 от величины деформации и дефектности структуры: *а* – C_T = 0.1, *б* – C_C = 0.2, *в* – C_T = 0.2, *г* – C_C = 0.3

Значительный интерес представляет проявление особенностей спектра исследуемых квазичастиц в их плотности состояний $\rho(\Omega, C_C, C_T)$. Применительно к случаю неидеальной одномерной системы микрорезонаторов выражение для функции $\rho(\Omega, C_C, C_T)$ имеет вид

$$\rho_{\pm}(\Omega, \varepsilon, C_T) = \frac{d(C_T)}{2\pi} \int \delta\left[\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_T) - \Omega\right] \mathrm{d}k\,. \qquad (10)$$

Интегрирование в (10) проводится в пределах первой зоны Бриллюэна. На рис. 3 представлена концентрационная зависимость плотности состояний исследуемых электромагнитных возбуждений в верхней $\rho_+(\Omega)$ и нижней $\rho_-(\Omega)$ поляритонных зонах.

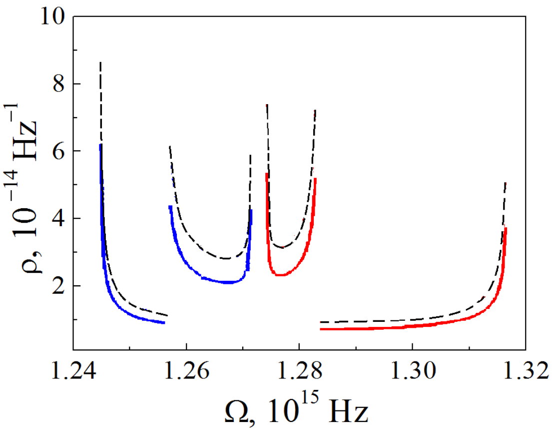

Рис. 3. Концентрационная зависимость плотности состояний в верхней ρ_+ и нижней ρ_- поляритонных зонах для значений концентраций $C_C = 0$, $C_T = 0.4$ при $\varepsilon = 0$ (---) и $\varepsilon = 0.4$ (—)

Следует отметить, что область определения функции плотности состояний $\rho(\Omega, \varepsilon, C_T)$ вдоль оси Ω зависит от концентрации C_T, благодаря концентрационной зависимости периода $d(\{C_T\})$ решетки «виртуального» кристалла (а следовательно, и границы зоны Бриллюэна). Хорошо видно, что функция $\rho(\Omega, \varepsilon, C_T)$ имеет сингулярности лишь на краях частотного интервала, как и в [16] для фононного спектра одномерных структур.

Заключение

Выполненное в работе изучение зависимости параметров спектра элементарных возбуждений бинарной неидеальной 1D-решетки связанных микропор показывает, что в результате упругих деформаций исследуемой системы можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и, следовательно, оптических свойств системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра. Этот вывод проиллюстрирован на конкретном примере 1D-решетки микрорезонаторов, содержащих квантовые точки, в условиях однородной деформации. В частности, наличие деформации и дефектов структуры системы может приводить к увеличению эффективной массы соответствующих электромагнитных возбуждений и уменьшению их групповой скорости (по сравнению с идеальным фотонным кристаллом). Представленные результаты численного моделирования позволяют расширить возможности создания нового класса функциональных материалов – фотонных кристаллических систем (цепочек микропор), позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в таких композитных структурах, находящихся под внешним воздействием.

1. *P.W. Milonni*, Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light, Institute of Physics Publishing, Bristol (2005).
2. *A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, P.R. Hemmer*, Phys. Rev. Lett. **88**, 023602 (2002).
3. *M.A. Kaliteevskii*, Tech. Phys. Lett. **23**, 120 (1997).

4. *K.J. Vahala*, Nature **424**, 839 (2003).
5. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Proskurenko*, Physica **B442**, 57 (2014).
6. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin*, Nature. Sci. Rep. **4**, 6945 (2014).
7. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin*, Superlattices and Microstructures **89**, 409 (2016).
8. *S.V. Dmitriev, Y.A. Baimova*, Tech. Phys. Lett. **37**, 451 (2011).
9. *E.S. Sedov, A.P. Alodjants, S.M. Arakelian, Y.Y. Lin, R.-K. Lee*, Phys. Rev. **A84**, 013813 (2011).
10. *В.М. Агранович*, Теория экситонов, Наука, Москва (1968).
11. *В.В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник, А.Г. Петренко*, Вестник Луганского национального университета им. В. Даля № 2(4), ч. 1, 88 (2017).
12. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk*, Low Temperature Physics **42**, 447 (2016).
13. *J.M. Ziman*, Models of disorder: The theoretical physics of homogeneously disordered systems, Cambridge University Press, Cambridge (979).
14. *V.F. Los'*, Theor. Math. Phys. **73**, 1076 (1987); DOI: 10.1007/BF01022966.
15. *Z.S. Yang, N.H. Kwong, R. Binder, A.L. Smirl*, J. Opt. Soc. Am. **B22**, 2144 (2005).
16. *А.М. Косевич*, Физическая механика реальных кристаллов, Наукова думка, Киев (1981).

V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, D.A. Gurov

SPECTRUM OF ELECTROMAGNETIC EXCITATIONS IN A NONIDEAL CHAIN OF MICROPORES UNDER HOMOGENEOUS ELASTIC DEFORMATION

The spectrum of electromagnetic excitations in a micropores chain is studied. It is shown that, as a result of homogeneous elastic deformations of a nonideal 1D micropores lattice containing quantum dots, it is possible to achieve the necessary change in the energy structure of the spectrum of elementary excitations of the system.

Keywords: 1D micropore-resonator array, electromagnetic excitations, quantum dots, homogeneous deformation

Fig. 1. The dispersion dependence of the frequencies $\Omega_{\pm}\left(k, C_C, C_T\right)$ of the investigated polariton excitations in the nonideal lattice of 1D micropores-resonators: *а* – $C_C = 0.2$, $C_T = 0.1$; *б* – $C_C = 0.5$, $C_T = 0.1$

Fig. 2. Concentration dependences of the effective mass of quasiparticles under study $m_{\text{eff}}^{(-)}$ (*а*, *б*) and $m_{\text{eff}}^{(+)}$ (*в*, *г*) at $\varepsilon = 0$–0.5 with respect to the strain and structure imperfection: *а* – $C_T = 0.1$, *б* – $C_C = 0.2$, *в* – $C_T = 0.2$, *г* – $C_C = 0.3$

Fig. 3. Concentration dependence of density of states in the upper ρ_+ and lower polariton zones for the values of concentrations $C_C = 0$, $C_T = 0.4$ at $\varepsilon = 0$ (---) and $\varepsilon = 0.4$ (—)