

ЛИТЕРАТУРА

1. Болотин В. В. Ресурс машин и конструкций / В. В. Болотин — М. : Машиностроение. 1990. — 448 с.
2. Надежность и эффективность в технике : Справочник в 10 т. Т.8. Эксплуатация и ремонт. — М. : 1990. — 320 с.
3. Дерябин И. И. Искусственная почка. Методика и практическое применение / Б. С. Иванов, А. В. Будаев, В. В. Москва // 1973. — №9. — С.55—57.
4. Портативная экстракорпоральная система Кортэкс 01/02 для санитарной авиации и скорой медицинской помощи. КНГЖ. 408732 ТП,ПЗ. — М. : ГосЦНИРТИ/НПП “Кортэкс”. — 406 с.
5. Надежность и эффективность в технике: Справочник в 10 т. Т.9. Техническая диагностика. — М. : Машиностроение. 1987. — 352 с.
6. Червоний А. А. Надежность сложных систем. / А. А. Червоний, В. И. Лукьященко — М. : Машиностроение. 1976. — 288 с.

пост.17.11.14

Численное моделирование трансформации спектра экситоноподобных электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке резонаторов

М. В. СЫЧАНОВА, В. В. РУМЯНЦЕВ*, А. Г. ПЕТРЕНКО**, С. А. ФЕДОРОВ**

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

**Донецкий национальный университет

В рамках приближения виртуального кристалла выполнено численное моделирование трансформации спектра экситоноподобных электромагнитных возбуждений в квазидвумерной бинарной сверхрешетке микрорезонаторов, обусловленной наличием точечных дефектов (вакансий). Исследована зависимость взаимного расположения энергетических зон от концентрации дефектов (вакансий) решетки.

У рамках набліження віртуального кристала виконано числене моделювання трансформації спектру екситоноподібних електромагнітних збуджень в квазідвовимірній бінарній надгратці микрорезонаторів, обумовленої наявністю точкових дефектів (вакансій). Досліджено залежність взаємного розташування енергетичних зон від концентрації дефектів (вакансій) решітки.

The numerical simulation of the transformation spectrum of the exciton-like electromagnetic excitations in 2D binary superlattices of microcavities due to the presence of point defects (vacancies) is performed in framework of the virtual crystal approximation. The dependence of the relative position of the energy zone on the concentration of defects (vacancies) lattice is studied.

Введение. Разработка и использование новых материалов в качестве источников когерентного излучения представляют в настоящее время огромную область экспериментальных и теоретических исследований на стыке различных научных направлений: лазерной физики, физики конденсированного состояния, нанотехнологии, химии, а также информационных наук [1,2]. Среди проблем, которые при этом приходится решать - создание устройств, работающих на основе новых структур – поляритонных кристаллов [3,4], представляющих собой особый класс фотонных кристаллов [5], в которых реализуется сильная связь квантовых возмущений (экситонов) среды и оптического поля.

В частности, такой поляритонной структурой может быть пространственно периодическая система связанных микрорезонаторов [6]. Интерес к изучению оптических мод в системе микрорезонаторов, который появился в связи с созданием оптоэлектронных устройств [7,8], значительно вырос в последнее время.

Здесь стоит отметить резонаторы на основе дефектов в фотонных кристаллах [9], в [10] было продемонстрировано достижение сильной связи между квантовой точкой и таким микрорезонатором, в [3,4] теоретически исследовалось формирование в цепочке микрорезонаторов квантовых солитонов, связанных с поляритонами нижней дисперсионной ветви (НДВ). Авторы [3,4] полагают, что последние могут быть привлекательными для целей квантовой обработки информации. Прогресс, достигнутый в последнее время в плане создания высокочастотных 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 [11]. Поляритоны в этих системах рассматриваются как термодинамически квазиравновесный двумерный газ взаимодействующих бозонных частиц.

Исходя из представлений об идеальных фотонных структурах, развитых ранее [3], в работе [12] рассмотрен неидеальный поляритонный кристалл, как система связанных микрорезонаторов, атомная подсистема которого содержит примесные атомные кластеры. Представляет интерес исследовать подобную неидеальную решетку микрорезонаторов, однако, без атомной подсистемы. Ниже изучена зависимость дисперсии экситоноподобных электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных резонаторов от концентрации точечных дефектов.

1. Экситоноподобные электромагнитные возбуждения в неидеальной решетке микрорезонаторов

Одним из способов создания поляритонного кристалла является захват двухуровневых атомов в идеальной (CROW) [3] или неидеальной [12] фотонной структуре, представляющей собой массив связанных микрорезонаторов. В отличие от работ [3,12,8,9], где исследовались связанные резонаторы с допированными в них атомами, в данной работе отсутствует атомная подсистема. Рассматривается лишь двумерная решетка микрорезонаторов, содержащих по одной оптической моде, причем исследуемая решетка содержит произвольное число элементов в ячейке. В такой конфигурации учитывается перекрытие оптических полей, позволяющее фотонам перемещаться вдоль поверхности массива резонаторов.

Гамильтониан H рассматриваемой системы (с учетом [3]) имеет вид:

$$H_{ph} = H_{ph}^0 + H_{int} \quad (1)$$

Здесь

$$H_{ph}^0 = \sum_{\vec{n}\alpha} E_{\vec{n}\alpha} \Psi_{\vec{n}\alpha}^+ \Psi_{\vec{n}\alpha},$$

$$H_{int} = - \sum_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta} A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta} \Psi_{\vec{n}\alpha}^+ \Psi_{\vec{m}\beta} \quad (2)$$

Причем индексы \vec{n} , \vec{m} - двумерные целочисленные вектора решетки, α, β указывают номера подрешеток (общее число подрешеток - σ). $E_{n\alpha} \equiv \hbar\omega_{n\alpha}$, где $\omega_{n\alpha}$ - частота локализованной в $\vec{n}\alpha$ -ом узле (резонаторе) фотонной моды. Величина $A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta}$ определяет перекрытие оптических полей $\vec{n}\alpha$ -го и $\vec{m}\beta$ -го резонаторов и перенос соответствующего возбуждения, $\Psi_{\vec{n}\alpha}^+$, $\Psi_{\vec{n}\alpha}$ - Бозе-операторы рождения и уничтожения фотонной моды. По форме гамильтониан (1) подобен экситонному [13], по этой причине рассматриваемые электромагнитные возбуждения названы авторами экситоноподобными.

Рассматриваемая система микрорезонаторов представляет собой топологически упорядоченную неидеальную решетку со случайно распределенными точечными дефектами - вакансиями или микрорезонаторами с другими (отличными от базовых) параметрами. В этом случае гамильтониан (1) для системы с дефектами не является трансляционно инвариантным. По этой причине величины $\omega_{n\alpha}$ и $A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta}$ являются конфигурационно зависимыми. Общая методика нахождения спектра квазичастичных возбуждений неидеальной топологически упорядоченной системы заключается в нахождении полюсов усредненной резольвенты (которая является трансляционно инвариантной и, следовательно, соответствующий спектр элементарных возбужде-

ний можно характеризовать волновым вектором \mathbf{k}) соответствующего гамильтониана [14]. Расчет указанной резольвенты может быть выполнен лишь в рамках некоторого приближения, определяемого спецификой исследуемой системы. Распространенным методом расчета квазичастичных состояний в неупорядоченных средах является приближение виртуального кристалла (ПВК) [14-16], которое позволяет выявлять особенности и трансформацию спектров элементарных возбуждений, обусловленную изменением концентрации дефектов в несовершенных структурах. В дальнейшем используем именно это приближение для расчета и анализа спектра электромагнитных возбуждений, а также соответствующих оптических характеристик исследуемой неидеальной сверхрешетки.

Поскольку ПВК заключается в замене конфигурационно зависимых параметров гамильтониана задачи на усредненные их значения, то гамильтониан $\langle H_{ph} \rangle$

«виртуального» кристалла в данном случае имеет вид:

$$\langle H_{ph} \rangle = \sum_{\vec{n}\alpha} \langle E_{\vec{n}\alpha} \rangle \Psi_{\vec{n}\alpha}^+ \Psi_{\vec{n}\alpha} - \sum_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta} \langle A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta} \rangle \Psi_{\vec{n}\alpha}^+ \Psi_{\vec{m}\beta} \quad (3)$$

(угловые скобки в (3) обозначают процедуру конфигурационного усреднения). В отличие от идеальной сверхрешетки в случае несовершенной решетки связанных резонаторов (с варьируемыми характеристиками) величины $E_{\vec{n}\alpha}$ и $A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta}$ являются конфигурационно зависимыми. При использовании случайных величин $\eta_{n\alpha}^v$ они представимы в виде:

$$E_{\vec{n}\alpha} = \sum_{v(\alpha)=1}^{s(\alpha)} E_{\alpha}^{v(\alpha)} \eta_{n\alpha}^{v(\alpha)};$$

$$A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta} = \sum_{v(\alpha), \mu(\beta)=1}^{s(\alpha)r(\beta)} A_{\alpha\beta}^{v(\alpha)\mu(\beta)} (\vec{n} - \vec{m}) \eta_{n\alpha}^{v(\alpha)} \eta_{m\beta}^{\mu(\beta)} \quad (4)$$

причем $\eta_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{v, \mu} = 1$, если в узле $n\alpha(m\beta)$ сверхрешетки находится резонатор $v(\alpha)$ -го или $\mu(\beta)$ -го сорта (при этом общее число сортов равно $s(\alpha)$ и $r(\beta)$ соответственно) $\eta_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{v, \mu} = 0$ - в ином случае. После проведения в соответствии с ПВК процедуры конфигурационного усреднения (аналогично квазичастичному подходу [12,14-16]) из (4) следует, что

$$E_{\vec{n}\alpha} = \sum_{v(\alpha)=1}^{s(\alpha)} E_{\alpha}^{v(\alpha)} C_{\alpha}^{v(\alpha)};$$

$$A_{\vec{n}\alpha\vec{m}\beta} = \sum_{v(\alpha), \mu(\beta)=1}^{s(\alpha)r(\beta)} A_{\alpha\beta}^{v(\alpha)\mu(\beta)} (\vec{n} - \vec{m}) C_{\alpha}^{v(\alpha)} \eta_{\beta}^{\mu(\beta)} \quad (5)$$

Здесь $C_{\alpha}^{v(\alpha)}$, $C_{\beta}^{\mu(\beta)}$ - концентрация соответственно v, μ -го сортов резонаторов, $\sum_{v(\alpha)} C_{\alpha}^{v(\alpha)} = 1$, $\sum_{\mu(\beta)} C_{\beta}^{\mu(\beta)} = 1$.

Конфигурационное усреднение «восстанавливает» трансляционную инвариантность исследуемой системы резонаторов.

Расчет собственных значений гамильтониана (3), который проводится путем его диагонализации в результате применения преобразования Боголюбова-

Тябликова [13], сводится к решению системы алгебраических уравнений порядка σ :

$$\hat{L}(\vec{k})u_\lambda(\vec{k}) = E_\lambda(\vec{k})u_\lambda(\vec{k}). \quad (6)$$

Здесь $u_\lambda(\vec{k})$ - собственные функции матрицы \hat{L} (размерности $\sigma \times \sigma$), элементы которой выражаются через соответствующие характеристики гамильтониана (3):

$$L_{\alpha\beta}(\vec{k}) = \langle E_{\bar{n}\alpha} \rangle \delta_{\alpha\beta} - A_{\alpha\beta}(\vec{k}),$$

$$\begin{aligned} A_{\alpha\beta}(\vec{k}) &= \sum_{\bar{m}} \langle A_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta} \rangle \exp[i\vec{k}(\vec{r}_{\bar{n}\alpha} - \vec{r}_{\bar{m}\beta})] = \\ &= \sum_{\substack{s(\alpha)r(\beta) \\ v(\alpha),\mu(\beta)=1}} A_{\alpha\beta}^{v(\alpha)\mu(\beta)}(\vec{k}) C_\alpha^{v(\alpha)} C_\beta^{\mu(\beta)}, \end{aligned} \quad (7)$$

$\vec{r}_{\bar{n}\alpha}$ - радиус-вектор резонатора в α -й подрешетке n -й элементарной ячейки. Из условия разрешимости системы уравнений (6):

$$\| \langle E_{\bar{n}\alpha} \rangle \delta_{\alpha\beta} - \bar{h}\omega_\lambda(\vec{k}) \delta_{\alpha\beta} - A_{\alpha\beta}(\vec{k}) \| = 0 \quad (8)$$

следует закон дисперсии $\omega_\lambda(\vec{k})$ электромагнитных возбуждений в решетке исследуемой системы резонаторов.

2. Электромагнитные возбуждения в двухподрешеточной системе микрорезонаторов

Рассмотрим электромагнитные возбуждения в двухподрешеточной ($\sigma = 2$) системе резонаторов. В данном случае выражение (8) - детерминант второго порядка, из которого следует закон дисперсии вида:

$$\omega_\pm(\vec{k}) = \frac{1}{2\hbar} \left\{ \frac{L_{11}(\vec{k}) + L_{22}(\vec{k}) \pm \sqrt{[L_{11}(\vec{k}) - L_{22}(\vec{k})]^2 + 4L_{12}(\vec{k})L_{21}(\vec{k})}}{2} \right\} \quad (9)$$

Здесь

$$L_{11}(\vec{k}) = E_1 - A_{11}(\vec{k}), \quad L_{22}(\vec{k}) = E_2 - A_{22}(\vec{k}),$$

$$L_{12}(\vec{k}) = -A_{12}(\vec{k}), \quad L_{21}(\vec{k}) = -A_{21}(\vec{k}) - \text{матричные элементы оператора } \hat{L}.$$

Для конкретизации проблемы исследуем спектр электромагнитных возбуждений бинарной системы - каждая подрешетка содержит лишь два сорта резонаторов. В этом случае усредненные величины $\langle E_{\bar{n}\alpha} \rangle$ и равны $\langle A_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta} \rangle$:

$$\begin{aligned} \langle E_{\bar{n}1} \rangle &= E_1^{(1)} C_1^{(1)} + E_1^{(2)} C_1^{(2)}; \quad \langle A_{\bar{n}1\bar{m}1} \rangle = A_{11}^{(11)} C_1^{(1)} C_1^{(1)} + \\ &+ (A_{11}^{(12)} + A_{11}^{(21)}) C_1^{(1)} C_1^{(2)} + A_{11}^{(22)} C_1^{(2)} C_1^{(2)}, \\ \langle E_{\bar{n}2} \rangle &= E_2^{(1)} C_2^{(1)} + E_2^{(2)} C_2^{(2)}; \quad \langle A_{\bar{n}2\bar{m}2} \rangle = A_{22}^{(11)} C_2^{(1)} C_2^{(1)} + \\ &+ (A_{22}^{(12)} + A_{22}^{(21)}) C_2^{(1)} C_2^{(2)} + A_{22}^{(22)} C_2^{(2)} C_2^{(2)}, \\ \langle A_{\bar{n}1\bar{m}2} \rangle &= A_{12}^{(11)} C_1^{(1)} C_2^{(1)} + \\ &+ (A_{12}^{(12)} + A_{12}^{(21)}) C_1^{(1)} C_2^{(2)} + A_{12}^{(22)} C_1^{(2)} C_2^{(2)} \\ \langle A_{\bar{n}2\bar{m}1} \rangle &= A_{21}^{(11)} C_2^{(1)} C_1^{(1)} + \\ &+ (A_{21}^{(12)} + A_{21}^{(21)}) C_2^{(1)} C_1^{(2)} + A_{21}^{(22)} C_2^{(2)} C_1^{(2)} \end{aligned} \quad (10)$$

Применительно к решетке микрорезонаторов, содержащей в качестве дефектов лишь вакансии (отсутствие ре-

зонаторов в некоторых узлах решетки), выражения (10) приобретают вид:

$$\begin{aligned} \langle E_{\bar{n}1} \rangle &= E_1^{(1)} C_1^{(1)}; \quad \langle A_{\bar{n}1\bar{m}1} \rangle = A_{11}^{(11)} C_1^{(1)} C_1^{(1)}, \\ \langle E_{\bar{n}2} \rangle &= E_2^{(1)} C_2^{(1)}; \quad \langle A_{\bar{n}2\bar{m}2} \rangle = A_{22}^{(11)} C_2^{(1)} C_2^{(1)} \\ \langle A_{\bar{n}1\bar{m}2} \rangle &= A_{12}^{(11)} C_1^{(1)} C_2^{(1)}, \quad \langle A_{\bar{n}2\bar{m}1} \rangle = A_{21}^{(11)} C_2^{(1)} C_1^{(1)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $C_1^{(1)} \equiv C_1$ - концентрация резонаторов в первой подрешетке, $C_2^{(1)} \equiv C_2$ - концентрация резонаторов во второй подрешетке, $C_{1(2)}^{(1),(2)} \equiv C_{1(2)}^v$ - концентрация вакансий в первой и/или во второй подрешетках. Причем $C_1^{(1)} + C_1^v = 1$, $C_2^{(1)} + C_2^v = 1$. В (11) матричные элементы $A_{11}^{(11)} \equiv A_{11}$, $A_{22}^{(11)} \equiv A_{22}$ - характеристики перекрытия оптических полей между резонаторами одной и того же подрешетки, но разных ячеек, $A_{11}^{(12)} \equiv A_{12}$, $A_{22}^{(21)} \equiv A_{21}$, $A_{11}^{(12)} \equiv A_{12}$, $A_{22}^{(21)} \equiv A_{21}$.

Характер спектра рассматриваемых возбуждений определяется типом рассматриваемых подрешеток, величинами $\langle E_{\bar{n}\alpha} \rangle$ и $\langle A_{\bar{n}\alpha\bar{m}\beta} \rangle$, а также концентрациями вакансий в каждой подрешетке. Ниже проведем расчет для случая квадратной решетки Бравэ с периодом d (рис. 1) в приближении ближайших соседей, [3,13]. Положение резонаторов определяет радиус-вектор $\vec{r}_{\bar{n}\alpha} = \vec{r}_{\bar{n}} + \vec{r}_\alpha$, поэтому положение резонаторов первой и второй подрешеток в нулевой элементарной ячейке (с $\vec{r}_{\bar{n}} = 0$) задают соответственно вектора: $\vec{r}_{01} = 0$ и $\vec{r}_{02} = \vec{a}$.

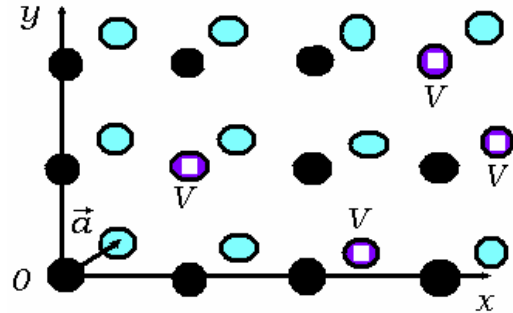


Рис. 1. Неидеальная двумерная бинарная решетка микрорезонаторов с вакансиями

В дальнейшем полагаем, что $a \ll d$. В этом случае величины элементов матрицы $A_{\alpha\beta}(\vec{k})$ в данном приближении с хорошей точностью могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} A_{11}(\vec{k}) &\cong 2A_{11}(d)(\cos k_x d + \cos k_y d), \\ A_{22}(\vec{k}) &\cong 2A_{22}(d)(\cos k_x d + \cos k_y d), \\ A_{12}(\vec{k}) &\cong A_{12}(0) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{a}), \\ A_{21}(\vec{k}) &\cong A_{21}(0) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{a}), \end{aligned} \quad (12)$$

где характеристика перекрытия оптических полей $A_{11(22)}(d)$ - определяет вероятность перескока электромагнитного возбуждения между ближайшими соседями в первой (второй) подрешетке, $A_{12(21)}(a)$ - вероятность переноса возбуждений между резонаторами первой (второй) и второй (первой) подрешеток нулевой ячейки. Подстановка полученных в (12) выражений для величин $A_{\alpha\beta}(\vec{k})$ в первое из соотношений (7), а затем - в (9), позволяет получить закон дисперсии $\omega_{\pm}(\vec{k}, C_1^v, C_2^v)$ электромагнитных возбуждений для рассматриваемой модельной системы (рис. 2). Численный расчет соответствующих величин выполнен для конкретных модельных значений частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах первой и второй подрешетках, соответственно $\omega_1 = 6 \cdot 10^{15}$ $\text{\AA}\ddot{o}$, $\omega_2 = 8 \cdot 10^{14}$ $\text{\AA}\ddot{o}$, а также значений параметров перекрытия оптических полей резонаторов $A_{11}/2\hbar = 3 \cdot 10^{14}$ $\text{\AA}\ddot{o}$, $A_{22}/2\hbar = 5 \cdot 10^{13}$ $\text{\AA}\ddot{o}$, причем полагаем, что $A_{12}/2\hbar \approx A_{21}/2\hbar = 5 \cdot 10^{13}$ $\text{\AA}\ddot{o}$, а период решетки равен $d = 3 \cdot 10^{-7}$ м. Поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов, представлены на рис. 2 для конкретных значений концентрации вакансий в первой $\tilde{N}_1^v = 0,9$ и второй $\tilde{N}_2^v = 0,4$ подрешетках.

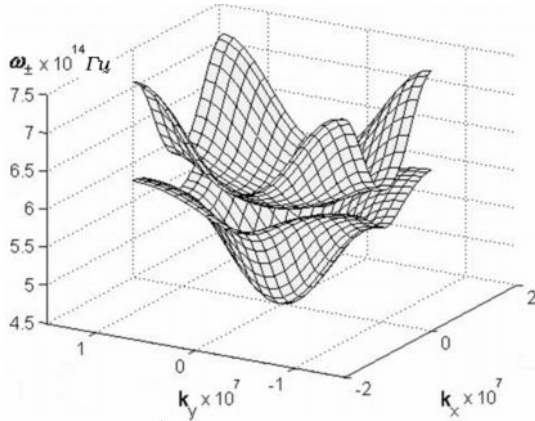


Рис.2. Закон дисперсии $\omega_{\pm}(\vec{k}, C_1^v, C_2^v)$ электромагнитных возбуждений для неидеальной квазидвумерной бинарной решетки микрорезонаторов при значениях концентрации вакансий в первой $\tilde{N}_1^v = 0,9$ и второй $\tilde{N}_2^v = 0,4$ подрешетках.

Графическое изображение дисперсионной зависимости $\omega_{\pm}(\vec{k}, C_1^v, C_2^v)$ в виде двух поверхностей соответствует наличию двух подрешеток в системе резонаторов (см. также формулу (9)). Последнее аналогично давидовскому расщеплению экситонной зоны для молекулярного кристалла с двумя молекулами в ячейке [17]. Очевидно, размер и взаимное расположение энергетических зон определяется концентрацией дефектов (вакансий) решетки. На рис.3 представлена концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны $\Delta\omega(\tilde{N}_1^v, \tilde{N}_2^v)$. Поверхность $\Delta\omega(\tilde{N}_1^v, \tilde{N}_2^v)$ - немонотонна, в некотором диапазоне $\Delta\omega(\tilde{N}_1^v, \tilde{N}_2^v)$ величина ширины

запрещенной зоны - мала, а при $\tilde{N}_1^v = \tilde{N}_2^v = 1$ она, как и следовало ожидать, обращается в нуль. Таким образом, в некоторой области $(C_1^v, C_2^v) \in (0,1)$, электромагнитные возбуждения проходят практически беспрепятственно (см. рис.3) через двухподрешеточную бинарную систему микрорезонаторов.

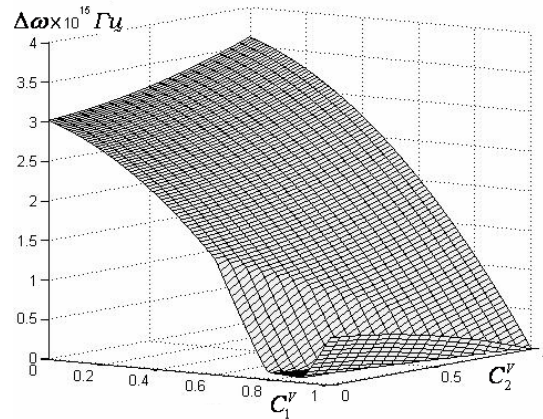


Рис.3. Концентрационная зависимость ширины запрещенной зоны $\Delta\omega(C_1^v, C_2^v)$ неидеальной квазидвумерной бинарной решетки микрорезонаторов.

Выводы

Последние эксперименты и теоретические исследования демонстрируют повышенный интерес к разработке источников когерентного излучения и созданию соответствующих новых материалов на основе использования поляритонных структур, в частности, пространственно периодических систем связанных микрорезонаторов [6,18,19].

В настоящей работе в рамках ПВК-приближения выполнено численное моделирование трансформации спектра экситоноподобных электромагнитных возбуждений квазидвумерной бинарной сверхрешетки микрорезонаторов, обусловленной наличием точечных дефектов. Исследование особенностей поляритонного спектра (и определяемых ими физических величин, например, плотности состояния элементарных возбуждений и характеристик нормальных электромагнитных волн) более сложных резонаторных комплексов требует привлечения и более сложных методов расчета (в зависимости от поставленной задачи): метода когерентного потенциала (одно- или многоузельного), [14], метода усредненной Т-матрицы, [20], и их модификаций. Проведенное в работе исследование весьма актуально, поскольку оно открывает дополнительные возможности по созданию новых метаматериалов, позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в рассматриваемых композитных материалах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cai W. and Shalae V. Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications. Springer. 2010. 200 p.
2. Razeghi M., Technology of Quantum Devices. Springer. 2010. 569 p.

3. Alodjants A. P., Barinov I. O., Arakelian S. M. // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2010. V.43. P. 095502.
 4. Sedov E. S. et al. // *Phys. Rev.* 2011. V.A84. P.013813.
 5. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D., *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light / Second Edition*, Princeton: Princeton University Press. 2008. 286 p.
 6. Vahala K. J. // *Nature*. 2003. V. 424. P.839.
 7. Калитиевский М. А. // *Письма в ЖЭТФ*. 1997. Т.23. № 3. 74 с..
 8. Голубев В. Г., Дукин А. А., Медведев А. В. и др. // *ФТП*. 2003. Т.37. Вып.7. 860 с.
 9. Vučković J. et al. // *Phys. Rev.* 2001. V. E65. P.016608.
 10. Englund D., Majumdar A., Faraon A. et al // *PRL*. 2010. V.104. P. 073904.
 11. Amo A. et al. // *Nature Physics*. 2009. V. 5. P.805.
 12. Alodjants A. P., Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Proskurenko M. V. // *Functional Materials*. 2014. V.21. N2. P. 211.
 13. Агранович В. М. *Теория экситонов*. М. : Наука. 1968. 382 с.
 14. Займан Дж. *Модели беспорядка*. М. : Мир. 1982. 592 с.
 15. Румянцев В. В., Федоров С. А. // *Оптика и спектроскопия*. 2007. Т.102. №1. 75 с.
 16. Rumyantsev V. V., Fedorov S. A., Gumennyk K. V. *Photonic Crystals : Optical Properties, Fabrication and Applications. Chapter 8.* / ed. William L. Dahl, NY: Nova Science Publishers, Inc. 2011. P.183—200.
 17. Давыдов А. С. *Теория молекулярных экситонов*. М. : Наука. 1968. 296 с.
 18. Del'Haye P. D. et al. // *Nature*. 2007. V 450. P.1214.
 19. Hou D., Ning B., Wu J., Wang Z., Zhao J. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.102. P.151104.
 20. Лось В. Ф. // *ТМФ*. 1987. Т.73. N1. 85 с.
- пост.28.11.14