

Селективное переключение стоп-зон в двумерных многокомпонентных фотонных кристаллах

© А.К. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: m.rybin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 6 июня 2008 г.)

Выполнено детальное теоретическое исследование эффектов переключения стоп-зон в двумерных многокомпонентных фотонных кристаллах. Расчеты проведены в рамках аналитической модели, основанной на анализе форм-фактора рассеяния. Ранее такой подход позволил описать экспериментальные данные, полученные при изучении трехмерных фотонных кристаллов — синтетических опалов. В данной работе предложен новый вариант этой модели применительно к классу двумерных фотонных кристаллов. Предсказаны существование резонансных (невывключаемых) стоп-зон и возможность селективного управления световыми потоками, распространяющимися на разных длинах волн. Эти эффекты определяют новые подходы к дизайну двумерных фотонных кристаллов, обладающих заданными оптическими свойствами.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-00642).

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Fx, 42.79.Fm

1. Введение

Многообещающие перспективы применения фотонных кристаллов (ФК) в оптоэлектронике и лазерной технике стимулируют растущий интерес к исследованиям, направленным на поиск эффективных способов управления световыми потоками [1–3]. ФК принято классифицировать в соответствии с числом пространственных направлений, в которых задается модуляция диэлектрической проницаемости: 1D, 2D и 3D ФК. Основываясь на такой классификации, можно проследить последовательное появление дополнительных свойств и соответственно расширение областей возможных приложений ФК разной размерности. Стоп-зона в 1D-структуре является основой для создания высокоэффективных зеркал и микрорезонаторов; протяженные дефекты в 2D-структуре позволяют возбуждать волноводные моды, т.е. управлять световыми потоками; полная запрещенная фотонная зона в 3D-структуре может обеспечить контроль спонтанного излучения [1–3].

Следует отметить одно важное достоинство ФК — возможность достаточно точного расчета фотонной зонной структуры, а также спектров пропускания и отражения света по заданному распределению диэлектрической проницаемости [1–3]. В то же время разработка технологии изготовления высококачественных ФК представляет собой непростую задачу. На сегодняшний день существенный прогресс достигнут в изготовлении 1D и 2D ФК [2,4]. Учитывая расширяющиеся области применения 2D ФК, в настоящей работе будем рассматривать именно эти структуры. Отметим, что теоретически было предсказано, что 2D ФК с гексагональной решеткой при соответствующем контрасте диэлектрических проницаемостей образующих ее материалов обладают полной запрещенной зоной в двух измерениях, которая

наблюдалась экспериментально [5–7]. Что касается 2D ФК с квадратной решеткой, то для них была предсказана и наблюдалась полная запрещенная зона лишь в ТМ-поляризации [8,9].

До последнего времени в большинстве теоретических и экспериментальных работ ФК рассматривались как двухкомпонентные структуры, состоящие из периодически чередующихся в пространстве двух однородных материалов с различными диэлектрическими проницаемостями. В таких ФК все фотонные зоны пропадают одновременно при совпадении диэлектрической проницаемости двух компонент, и селективное управление различными стоп-зонами посредством вариации диэлектрической проницаемости невозможно. При этом малоисследованными остаются многокомпонентные ФК, т.е. периодические структуры, состоящие из трех или более однородных компонент либо из пространственно неоднородных компонент [10,11].

Задача изучения фотонных свойств многокомпонентных структур была поставлена в работах [10,11], в которых теоретически рассматривался случай 3D ФК и экспериментально исследовались модельные 3D ФК — синтетические опалы. Предложенная в [10] теоретическая модель основывалась на хорошо известном факте: брэгговская дифракция света на системе кристаллических плоскостей решетки ФК лежит в основе существования соответствующей стоп-зоны. Следует подчеркнуть, что стандартные теоретические подходы к расчету стоп-зон предполагают непосредственный расчет собственных электромагнитных состояний кристаллической структуры из первых принципов численными методами [5,8,12–14]. В отличие от общепринятых численных подходов в работе [10] для определения условий возникновения и пропадаания стоп-зон рассматривались условия возникновения и пропадаания брэгговской ди-

фракции света на определенных системах плоскостей ФК. Такой подход позволил предложить аналитическую модель, прекрасно описавшую всю совокупность экспериментальных результатов, полученных при изучении синтетических опалов, и отнести сами опалы к классу многокомпонентных ФК [10,11]. Несмотря на то что аналитические методы имеют определенные границы применимости, они позволяют не только производить расчет фотонных свойств, исходя из параметров структуры (так называемая прямая задача), но и моделировать структуру ФК, исходя из требуемых оптических свойств (так называемая обратная задача, для решения которой численные методы практически неприменимы).

Возвращаясь к рассмотрению 2D ФК отметим, что фотонная зонная структура этих объектов детально рассчитана и измерена лишь для двухкомпонентного случая (см., например, [1–3,5–9,12–14]), в то время как многокомпонентные 2D ФК практически не исследовались. Можно отметить лишь работу [15], в которой были рассчитаны поправки к зонной структуре, возникающие при учете третьей компоненты, наличие которой обусловлено появлением слоя окисла на границе раздела двух основных компонент, образующих ФК. Таким образом, целый ряд интересных физических свойств и прикладных возможностей, характерных для многокомпонентных ФК [10,11], до сих пор оставался вне поля деятельности исследователей, занимающихся 2D-структурами. Следует отметить, что задача по созданию многокомпонентных 2D-структур в принципе реализуема с помощью хорошо развитых технологических методик. Такую структуру можно получить, например, нанесением третьей компоненты на двухкомпонентную структуру (твердотельный материал–воздух) методами газовой эпитаксии и др. Более того, практически все 2D ФК, рассматриваемые в литературе как двухкомпонентные, на самом деле являются трехкомпонентными. Дело в том, что после процедуры травления (как ионного, так и электрохимического) на них наносится так называемый пассивирующий слой [4], который по сути является третьей компонентой и при определенных условиях (значительная толщина и заметно различающаяся диэлектрическая проницаемость) может существенно изменять фотонные свойства исходного двухкомпонентного ФК.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию фотонных стоп-зон в многокомпонентных 2D ФК. Аналитический метод, предложенный ранее [10,11] для моделирования процессов селективного переключения стоп-зон в многокомпонентных 3D ФК, распространяется на случай 2D ФК. В качестве модельного многокомпонентного 2D ФК рассматривается структура, состоящая из бесконечных по высоте цилиндров (рассеивателей) с радиальной зависимостью диэлектрической проницаемости. Цилиндры окружены однородным материалом, полностью заполняющим межцилиндровое пространство. Далее этот материал будем называть заполнителем. Диэлектрическую проницаемость одной из компонент будем считать варьируемой, что в эксперименте может быть реализовано посредством внешних

воздействий (поле, температура, деформация) либо заменой заполнителя. В результате проведенных расчетов определены условия пропадаания стоп-зон в зависимости от структурных и диэлектрических параметров 2D ФК. Было продемонстрировано, что в многокомпонентных 2D ФК в отличие от двухкомпонентных возможно селективное выключение конкретной (hk) фотонной стоп-зоны путем модуляции диэлектрической проницаемости одной или нескольких компонент. Картина переключения стоп-зон имеет квазипериодический характер с резонансными особенностями в зависимости от модуля вектора обратной решетки.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 изложен общий теоретический подход к описанию эффектов переключения стоп-зон в многокомпонентных 2D ФК. На его основе в разделе 3 исследуются возможности выключения стоп-зон в двухкомпонентных 2D ФК. В разделе 3 рассматриваются трехкомпонентные 2D ФК, которые являются простейшим примером многокомпонентной 2D-структуры. Несмотря на простоту строения, трехкомпонентные 2D ФК обладают всеми основными свойствами многокомпонентных соединений, более того, они допускают проведение наглядного анализа эффектов переключения фотонных стоп-зон. Основные выводы работы сформулированы в разделе 5.

2. Двумерный фотонный кристалл с произвольной радиальной зависимостью диэлектрической проницаемости

Рассмотрим 2D ФК, образованный бесконечными цилиндрами, оси которых расположены в узлах произвольной моноатомной решетки Бравэ. Для определенности далее будет обсуждаться квадратная решетка с периодом a (рис. 1). Векторы обратной решетки \mathbf{G} и радиус-векторы \mathbf{r} заданы в плоскости, перпендикулярной оси цилиндров. В настоящей работе по аналогии с [10,11] мы используем хорошо известную связь между возникновением стоп-зон в спектре собственных электромагнитных состояний кристалла и брэгговской дифракцией света, а именно считаем, что возникновение (пропадание) брэгговской дифракции на некоторой системе кристаллографических плоскостей является причиной возникновения (пропадания) соответствующей стоп-зоны. Такое предположение справедливо, по крайней мере в случае малого контраста диэлектрической проницаемости $\eta = \max(\varepsilon(\mathbf{r}))/\min(\varepsilon(\mathbf{r}))$ и в случае применимости двухволнового приближения, т.е. в отсутствие многоволновой дифракции. Интенсивность брэгговской дифракции света на системах плоскостей (hk) как функция вектора обратной решетки \mathbf{G} определяется форм-фактором рассеяния света $S(\mathbf{G}_{hk})$ [3] (здесь и далее h и k — индексы Миллера 2D-решетки). Тогда эффект пропадаания (hk) стоп-зоны в 2D ФК определяется равенством нулю форм-фактора рассеяния, который в

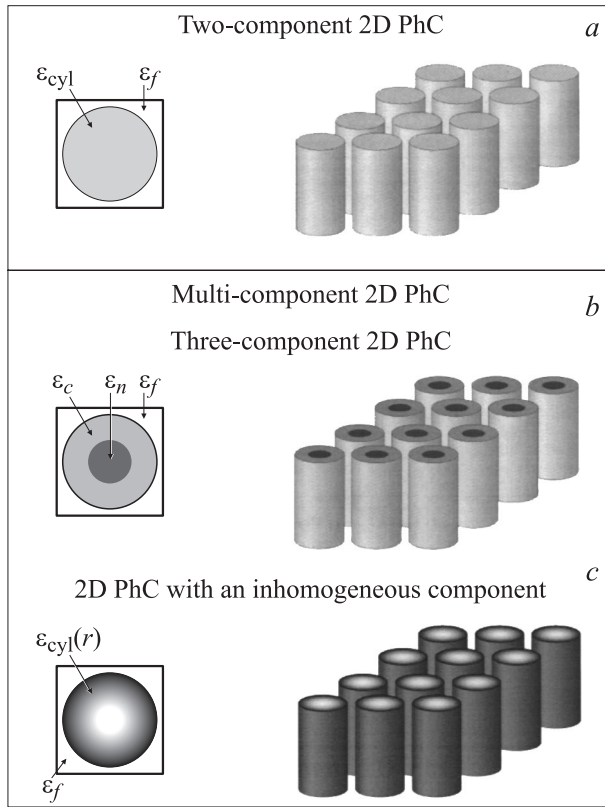


Рис. 1. Классификация 2D ФК по диэлектрическому профилю ячейки: двухкомпонентные (a) и многокомпонентные (b, c). Тип ФК определяется количеством однородных (например, двух (a), трех (b)) или наличием неоднородных компонент (c) в диэлектрическом профиле ячейки кристаллической решетки.

2D-случае принимает вид

$$S(\mathbf{G}_{hk}) = \frac{1}{V_{2D}} \int_{V_{2D}} dr \frac{1}{\varepsilon(r)} \exp(-i\mathbf{G}_{hk} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где $\mathbf{G}_{hk} = h\mathbf{b}_1 + k\mathbf{b}_2$ — вектор обратной решетки 2D-структуры, V_{2D} — площадь ячейки Вигнера–Зейтца, а рассеяние света происходит на системе (hk) плоскостей.

Рассмотрим многокомпонентный 2D ФК, состоящий из бесконечных цилиндров радиуса r_{cyl} (r_{cyl} измеряется в единицах a) с радиальной зависимостью диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{cyl}(r)$. Пространство между цилиндрами заполнено однородным веществом с диэлектрической проницаемостью ε_f . Обратная диэлектрическая проницаемость, которая содержится в формуле (1), для такого многокомпонентного 2D ФК выражается следующим образом:

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \frac{1}{\varepsilon_f} + \left(\frac{1}{\varepsilon_{cyl}(r)} - \frac{1}{\varepsilon_f} \right) \Theta(r_{cyl} - r), \quad (2)$$

где функция Хевисайда определяется как $\Theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и как $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Подставляя выражение (2) в (1) и приравнявая значение форм-фактора

рассеяния $S(\mathbf{G}_{hk})$ к нулю, получаем условие пропадания брэгговской дифракции света на системе (hk) плоскостей, эквивалентное (с учетом описанных ограничений) условию пропадания (hk) стоп-зоны в форме

$$S(\mathbf{G}_{hk}) = \frac{1}{V_{2D}} \int_{V_{2D}} dr \left(\frac{1}{\varepsilon_{cyl}(r)} - \frac{1}{\varepsilon_f} \right) \Theta(r_{cyl} - r) \times \exp(-i\mathbf{G}_{hk} \cdot \mathbf{r}) = 0. \quad (3)$$

При $\mathbf{G} = 0$ условие (3) преобразуется к виду

$$S(0) = \frac{1-f}{\varepsilon_f} + \frac{1}{V_{2D}} \int_{V_{2D}} dr \frac{1}{\varepsilon_s(r)} \Theta(r_s - r) = 0, \quad (4)$$

где $f = \frac{\pi r_{cyl}^2}{V_{2D}}$ — фактор заполнения.

При $\mathbf{G} \neq 0$ выражение (3) после интегрирования с учетом цилиндрической симметрии задачи и постоянства ε_f сводится к уравнению

$$S(G_{hk}) = \frac{2\pi}{V_{2D}} \left[\int_0^{r_{cyl}} \frac{r J_0(G_{hk} r)}{\varepsilon_{cyl}(r)} dr - \frac{r_{cyl} J_1(G_{hk} r_{cyl})}{G_{hk} \varepsilon_f} \right] = 0, \quad (5)$$

в которое входят знакопеременные функции Бесселя нулевого $J_0(x)$ и первого $J_1(x)$ порядков, $G_{hk} = |\mathbf{G}_{hk}|$. Из уравнения (5) получаем значение для диэлектрической проницаемости одной из компонент, например заполнителя $\varepsilon_f^0(G_{hk})$, которое соответствует отсутствию брэгговской дифракции света на плоскостях (hk) , т.е. пропаданию (hk) фотонной зоны для 2D ФК с произвольным радиально-симметричным профилем диэлектрической проницаемости цилиндрических рассеивателей, образующих моноатомную решетку Бравэ,

$$\varepsilon_f^0(G_{hk}) = \frac{r_{cyl} J_1(G_{hk} r_{cyl})}{G_{hk} \int_0^{r_{cyl}} \frac{r J_0(G_{hk} r)}{\varepsilon_{cyl}(r)} dr}. \quad (6)$$

Формула (6) сразу позволяет сделать два важных вывода, аналогичных тем, которые были сделаны при анализе стоп-зон в 3D ФК [10,11]. Во-первых, в общем случае величина $\varepsilon_f^0(G_{hk})$ зависит от модуля вектора обратной решетки, т.е. она различается для стоп-зон с разными значениями G_{hk} . Следовательно, мы имеем возможность селективно переключать разные (hk) стоп-зоны в 2D ФК. Во-вторых, из-за того, что знаменатель в формуле (6) имеет знакопеременный характер и при определенных значениях G_{hk} обращается в нуль, мы можем для некоторых (hk) стоп-зон получить условие $\varepsilon_f^0(G_{hk}) \rightarrow \infty$, которое соответствует резонансной стоп-зоне. Такая стоп-зона не может быть выключена (иммерсирована) никаким реальным заполнителем.

Остановимся на вопросе влияния типа решетки на полученный результат. Для того чтобы записать выражение для обратной диэлектрической проницаемости в

пределах ячейки Вигнера–Зейтца в виде (2), необходимо, чтобы эта ячейка содержала всего один радиально-симметричный рассеиватель. В таком случае в выражение (5) входит модуль вектора обратной решетки, при этом его направление не играет никакой роли. Это обстоятельство позволяет единым образом рассмотреть различные типы моноатомных 2D-решеток путем изучения всех зависимостей от непрерывного параметра $G = G_{hk} = |\mathbf{G}_{hk}|$, не забывая о том, что они приобретают реальный физический смысл только в дискретном наборе точек G_{hk} , определяемых кристаллической решеткой.

Для справки укажем значения G_{hk} для низкоиндексных (hk) систем плоскостей квадратной решетки, которые определяются по формуле $|\mathbf{G}_{hk}| = G_{hk} = 2\pi\sqrt{(h^2 + k^2)}a^{-1}$ и принимают значения $G_{10} = 6.28$, $G_{11} = 8.89$, $G_{20} = 12.57$, $G_{21} = 14.05$, $G_{22} = 17.77$, $G_{30} = 18.85$, $G_{31} = 19.87$, $G_{32} = 22.65$ в единицах параметра решетки a^{-1} .

3. Двухкомпонентный 2D-фотонный кристалл

В большинстве работ, посвященных исследованию 2D ФК, рассматриваются двухкомпонентные структуры, для которых развит целый ряд технологических методик изготовления образцов [2,4]. В случае двухкомпонентного 2D ФК, состоящего из однородных цилиндров с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\text{cyl}} = \text{const}$, окруженных однородным заполнителем ϵ_f , формула (2) приобретает вид

$$\frac{1}{\epsilon(r)} = \frac{1}{\epsilon_f} + \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{cyl}}} - \frac{1}{\epsilon_f} \right) \Theta(r_{\text{cyl}} - r), \quad (7)$$

а из формулы (5) при $|\mathbf{G}| \neq 0$ находим

$$S(G) = \frac{2\pi r_{\text{cyl}}}{GV_{2D}} \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{cyl}}} - \frac{1}{\epsilon_f} \right) J_1(Gr_{\text{cyl}}) = 0. \quad (8)$$

Из соотношения (8) следует, что для двухкомпонентного 2D ФК стоп-зоны пропадают в двух случаях. Первый случай соответствует обращению в нуль разности, заключенной в скобки, т.е. условию оптической однородности среды $\epsilon_{\text{cyl}} = \epsilon_f$. При этом все (hk) стоп-зоны исчезают одновременно, и селективная обработка сигналов посредством модуляции диэлектрической постоянной одной из компонент невозможна.

Кроме того, стоп-зоны пропадают при условии $J_1(Gr_{\text{cyl}}) = 0$. Это означает, что выбор соответствующего радиуса рассеивателя r_{cyl} может обеспечить селективное исчезновение заранее выбранной стоп-зоны. Выпишем первые корни функции Бесселя $J_1(z)$ (рис. 2, *b*) $z_{0,i} = \{0, 3.83, 7.02, 10.17, \dots\}$. Условие селективного выключения (hk) стоп-зон можно записать в виде $r_{\text{cyl}}^0 = z_{0,i}/G_{hk}$ (рис. 2, *a*). Нулевое решение предполагает вырождение цилиндров и поэтому не представляет отдельного интереса. Для остальных корней

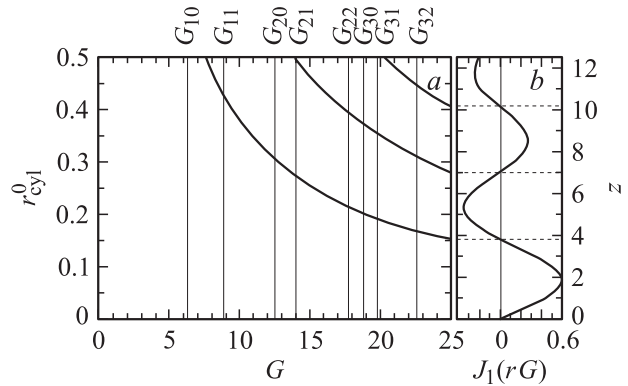


Рис. 2. *a)* Условия выключения (hk) стоп-зон в двухкомпонентных 2D ФК: зависимость соответствующего радиуса рассеивателя r_{cyl}^0 от модуля вектора обратной решетки G . Для примера вертикальными прямыми показаны модули наименьших обратных векторов квадратной решетки G_{hk} . *b)* Функция Бесселя первого рода первого порядка $J_1(rG)$ в масштабе $G = 25$. Нули функции отмечены штриховыми линиями.

функции Бесселя соответствующие зависимости $r_{\text{cyl}}^0(G)$, отвечающие условию селективного исчезновения стоп-зон, представлены на рис. 2, *a*. Отметим, что в случае неперекрывающихся цилиндров существуют геометрические ограничения на варьирование радиуса в интервале $0 \leq r_{\text{cyl}} \leq 0.5$. Это условие определяет минимальное значение модуля вектора обратной решетки $G_{hk} \geq 7.66$, т.е. наиболее низкоиндексную стоп-зону, которую можно выключить подбором r_{cyl} . Таким образом, в двухкомпонентных 2D ФК с квадратной решеткой, состоящей из неперекрывающихся цилиндров, селективное выключение самой низкоиндексной (10) стоп-зоны ($G_{10} = 6.28$) оказывается невозможным.

Итак, выполнение условия $J_1(Gr_{\text{cyl}}) = 0$ определяется единственным параметром r_{cyl} и не зависит от величин ϵ_{cyl} и ϵ_f . Варьируя размеры цилиндров, мы можем создавать двухкомпонентные 2D ФК с определенной выключенной стоп-зоной (hk) , однако не можем селективно обрабатывать световые потоки с помощью изменения (модуляции) диэлектрической проницаемости.

4. Трехкомпонентный 2D-фотонный кристалл

Рассмотрим простейшую многокомпонентную 2D-структуру, а именно трехкомпонентный 2D ФК, который образован бесконечными двухкомпонентными цилиндрами. Цилиндры состоят из однородного цилиндрического ядра и однородной оболочки, окружающей это ядро. Параметры ядра — радиус r_n и диэлектрическая проницаемость ϵ_n . Параметры оболочки — внутренний радиус r_n , внешний радиус $r_c \equiv r_{\text{cyl}} \geq r_n$, диэлектрическая проницаемость ϵ_c . Пространство между цилиндрами заполнено однородным веществом с диэлектрической проницаемостью ϵ_f . Как было показано

ранее для 3D ФК [11], трехкомпонентные структуры проявляют основные свойства многокомпонентных ФК, при этом обладая существенным преимуществом для исследователя — возможностью изучения эффектов переключения фотонных зон с помощью аналитического подхода. Для трехкомпонентного 2D ФК обратная диэлектрическая проницаемость (2) преобразуется к виду

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \frac{1}{\varepsilon_f} + \left(\frac{1}{\varepsilon_c} - \frac{1}{\varepsilon_f} \right) \Theta(r_c - r) + \left(\frac{1}{\varepsilon_n} - \frac{1}{\varepsilon_c} \right) \Theta(r_n - r). \quad (9)$$

Подставляя формулу (9) в выражение (3) и производя интегрирование с учетом цилиндрической симметрии, получаем условие отсутствия брэгговской дифракции

$$S(G) = \frac{2\pi}{V_{2D}G} \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_c} - \frac{1}{\varepsilon_f} \right) r_c J_1(Gr_c) + \left(\frac{1}{\varepsilon_n} - \frac{1}{\varepsilon_c} \right) r_n J_1(Gr_n) \right] = 0, \quad (10)$$

на основании которого определяем условия пропадаания стоп-зон для 2D ФК в случаях варьирования диэлектрической проницаемости заполнителя, ядра и оболочки соответственно

$$\frac{1}{\varepsilon_f^0(G)} = \frac{1}{\varepsilon_c} + \left(\frac{1}{\varepsilon_n} - \frac{1}{\varepsilon_c} \right) \frac{J_1(Gr_n)}{J_1(Gr_c)} \frac{r_n}{r_c}, \quad (11a)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_n^0} = \frac{1}{\varepsilon_c} + \left(\frac{1}{\varepsilon_f} - \frac{1}{\varepsilon_c} \right) \frac{r_c J_1(Gr_c)}{r_n J_1(Gr_n)}, \quad (11b)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_c^0} = \frac{\frac{1}{\varepsilon_f} r_c J_1(Gr_c) - \frac{1}{\varepsilon_n} r_n J_1(Gr_n)}{r_c J_1(Gr_c) - r_n J_1(Gr_n)}. \quad (11c)$$

Из уравнений (11) непосредственно следует, что в многокомпонентных 2D ФК в отличие от двухкомпонентных возможно селективное выключение конкретной стоп-зоны путем варьирования диэлектрической проницаемости одной из компонент. Картина выключения стоп-зон имеет квазипериодический характер с резонансными особенностями в зависимости от G , которые можно найти из уравнений (11). Например, для структуры с варьируемой величиной ε_f условие резонанса ($\varepsilon_f^0 \rightarrow \pm\infty$) приводит к следующей формуле:

$$\varepsilon_n J_1(G_{\text{res}} r_c) r_c + (\varepsilon_c - \varepsilon_n) J_1(G_{\text{res}} r_n) r_n = 0. \quad (12)$$

Из этого уравнения следует, что резонансные значения G_{res} определяются как диэлектрическими параметрами ε_f , ε_n и ε_c , так и структурными параметрами r_n и r_c . В частности, в структуре, состоящей из цилиндров ($r_n = 0.25$, $\varepsilon_n = 1.9$), покрытых слоем ($r_c = 0.35$, $\varepsilon_c = 2.3$), первые два резонанса $\varepsilon_f^0(G)$ соответствуют значениям $G_{\text{res}} \approx 11.38$ и 20.54 (вертикальные линии

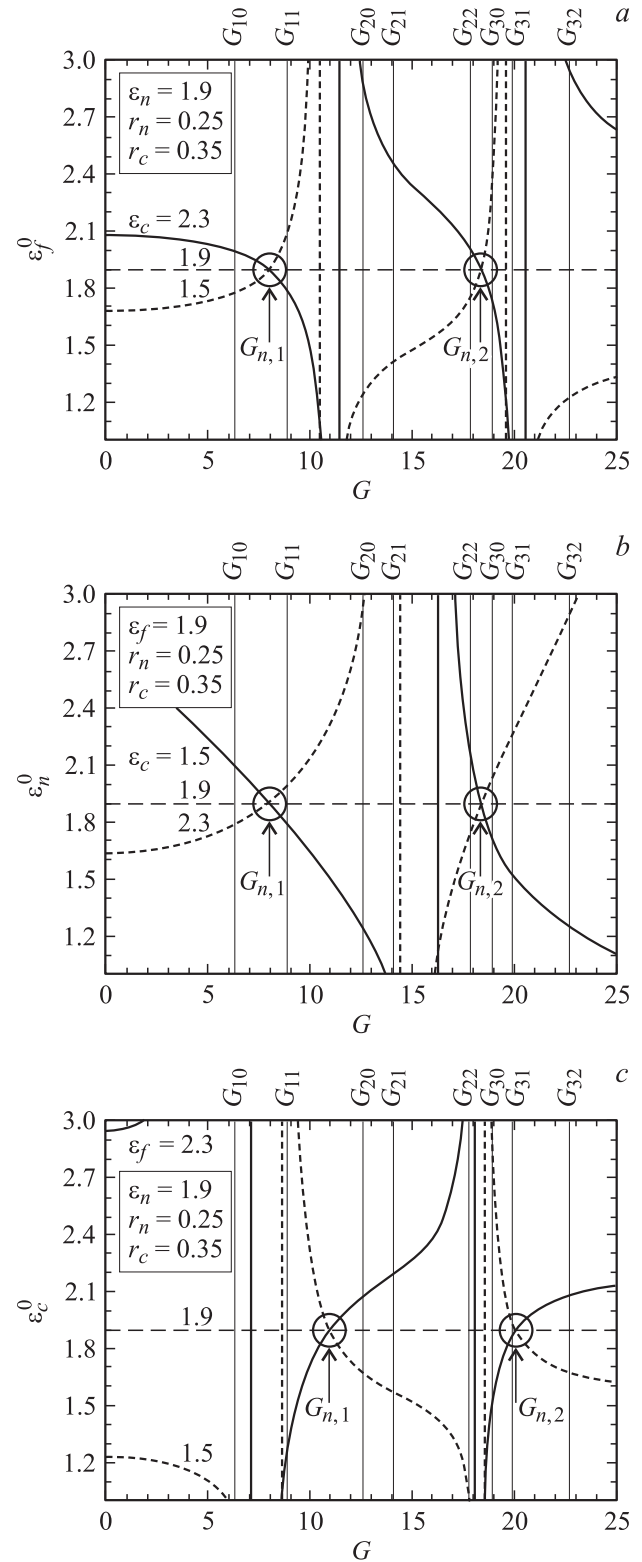


Рис. 3. Условия выключения стоп-зон в трехкомпонентных 2D ФК. Зависимость диэлектрической проницаемости заполнителя ε_f^0 (a), ядра ε_n^0 (b) и оболочки ε_c^0 (c) от модуля вектора обратной решетки G . Рассеиватели состоят из цилиндров радиуса $r_n = 0.25$, окруженных оболочкой $r_c = 0.35$. Модули наименьших обратных векторов квадратной решетки G_{hk} показаны вертикальными прямыми. Кружками отмечены квазипериодические особые точки G_n .

на рис. 3, а). Стоп-зона, отвечающая системе резонансных (hk) плоскостей (условие $G = G_{\text{res}}$), существует всегда и не может быть выключена с помощью изменения диэлектрической проницаемости заполнителя.

Важно подчеркнуть, что выполнение резонансного условия $G_{hk} = G_{\text{res}}$ может быть реализовано путем выбора соответствующих параметров многокомпонентной структуры. Для примера определим параметры структуры трехкомпонентного 2D ФК с варьируемой ε_f , резонансной стоп-зоной G_{hk} путем подбора диэлектрической проницаемости ε_c . Из уравнения (12) получаем значения ε_c , при которых (hk) фотонная зона становится резонансной ($G_{hk} = G_{\text{res}}$),

$$\varepsilon_c(G_{\text{res}}) = \varepsilon_n \left[1 - \frac{J_1(G_{\text{res}}r_c)r_c}{J_1(G_{\text{res}}r_n)r_n} \right]. \quad (13)$$

Следует отметить, что резонансные условия определяются для варьирования только одной из компонент структуры (заполнитель, ядро или оболочка), причем условие резонанса нарушается при изменении параметров другой компоненты. Для приложений ФК на практике важной задачей является создание структур со стоп-зоной, „устойчивой“ к изменениям диэлектрической проницаемости разных компонент. Однако условие устойчивости резонанса фотонной зоны (hk) при изменении всех трех компонент не реализуется, так как детерминант однородной системы уравнений, соответствующих системе (11a)–(11c), тождественно равен -2 . Тем не менее можно создать структуру, в которой одновременно выполняются резонансные условия по двум компонентам, при этом в реальных ФК в качестве третьей можно выбрать материал с диэлектрической проницаемостью, достаточно устойчивой к внешним воздействиям, например воздух.

Помимо резонанса другой характерной особенностью функций $\varepsilon_f^0(G)$, $\varepsilon_n^0(G)$, $\varepsilon_c^0(G)$ является ряд квазипериодически повторяющихся точек $G = G_0$, в которых условие $\varepsilon_i^0(G_0) \equiv 0$ выполняется независимо от оставшихся двух переменных ε_j и ε_k (индексы i, j, k соответствуют перестановкам индексов f, n, c). Исключение составляет лишь тривиальный случай $\varepsilon_f = \varepsilon_c = \varepsilon_n$ (горизонтальные пунктирные линии на рис. 3). Особенность в точках $G = G_0$ возникает при обращении в нуль знаменателей в уравнениях (11).

Кроме того, отметим еще один ряд квазипериодически повторяющихся особых точек $G = G_n$, в которых ε_i^0 не зависит от величины ε_j (рис. 3). Здесь пара индексов (i, j) замещается на (f, c) , (n, f) , (c, f) и (c, n) . Значения G_n находятся из уравнений

$$r_c J_1(Gr_c) = r_n J_1(Gr_n) \quad (14)$$

для $\varepsilon_f^0(G)$, $\varepsilon_n^0(G)$ и

$$J_1(Gr_c)J_1(Gr_n) = 0 \quad (15)$$

для $\varepsilon_c^0(G)$. Отметим, что квазипериодический характер всех особенностей (G_{res} , G_0 , G_n) определяется соответствующим поведением функций Бесселя (рис. 2, б).

5. Заключение

В настоящей работе аналитическая модель, разработанная ранее для расчета фотонных свойств 3D ФК, была адаптирована к 2D ФК. Предсказаны не наблюдавшиеся экспериментально эффекты селективного переключения стоп-зон в 2D ФК, которые подробно проанализированы для случая трехкомпонентных 2D ФК. Продемонстрировано, что добавление третьей компоненты позволяет наблюдать ряд новых явлений, присущих многокомпонентным ФК.

1) В трехкомпонентных 2D ФК возможно селективное выключение фотонных зон посредством варьирования диэлектрической проницаемости одной из компонент в том случае, если стоп-зона не является резонансной.

2) Если стоп-зона является резонансной, то варьирование величины диэлектрической проницаемости соответствующей компоненты не может привести к ее выключению. Существует возможность создать структуру, у которой резонансные условия вырождаются для двух компонент.

Авторы благодарны А.А. Каплянскому за поддержку и критические замечания, Ю.Э. Китаеву, В.А. Кособукину и К.Б. Самусеву за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. Photonic crystals: molding the flow of light. 2nd ed. Princeton Univ. Press (2008). 304 p.
- [2] Photonic crystals: physics, fabrication and applications / Eds K. Ionoue, K. Ohtaka. Springer (2004). 348 p.
- [3] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. 2nd ed. Springer (2004). 272 p.
- [4] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevičius, S. Matsuo, H. Misawa. J. Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Rev. **2**, 35 (2001).
- [5] R.D. Meade, K.D. Brommer, A.M. Rappe, J.D. Joannopoulos. Appl. Phys. Lett. **61**, 495 (1992).
- [6] U. Grüning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Busch. Appl. Phys. Lett. **68**, 747 (1996).
- [7] T. Krauss, L. de la Rue, S. Brand. Nature **383**, 699 (1996).
- [8] R. Meade, A. Rappe, K. Brommer, J. Joannopoulos. J. Opt. Soc. Am. B **10**, 328 (1993).
- [9] W. Robertson, G. Arjavalingam, R. Meade, K. Brommer, A. Rappe, J. Joannopoulos. Phys. Rev. Lett. **68**, 2023 (1992).
- [10] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, P.B. Lim, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. Phys. Rev. Lett. **99**, 063 906 (2007).
- [11] M.V. Rybin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, K.B. Samusev, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **77**, 205 106 (2008).
- [12] R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, J.D. Joannopoulos, O.L. Alerhand. Phys. Rev. B **48**, 8434 (1993).
- [13] K. Sakoda. Phys. Rev. B **51**, 4672 (1995).
- [14] K.M. Leung, Y. Qiu. Phys. Rev. B **48**, 7767 (1993).
- [15] A. Glushko, L. Karachevtseva. Photon. Nanostruct.: Fundam. Applic. **4**, 141 (2006).