

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С РЕЗОНАНСНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ НАНОКОМПОЗИТА

С. Я. Ветров^{a*}, А. Ю. Авдеева^{a**}, И. В. Тимофеев^b

^a Сибирский федеральный университет
660074, Красноярск, Россия

^b Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 9 марта 2011 г.

Исследуются спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с дефектным слоем нанокompозита, который состоит из металлических наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице, и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Решена задача расчета спектра пропускания, отражения и поглощения волн p -поляризации подобных структур при наклонном падении света, изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды в зависимости от объемной доли наночастиц и параметров структуры. Установлена существенная зависимость расщепления от концентрации наночастиц в дефекте, толщины дефектного слоя, угла падения. Показано, что существует угол падения, при котором резонансная частота нанокompозита оказывается вблизи края запрещенной зоны либо попадает в область частот сплошного спектра. Возникающая при этом резонансная ситуация приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной полосы прозрачности или дополнительной запрещенной зоны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонные кристаллы (ФК), диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света, вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами [1–4]. Важным свойством ФК является явление локализации электромагнитных волн на дефектах структуры [5–7]. В этом случае в запрещенных зонах (ЗЗ) фотонного кристалла проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. Положением и коэффициентом пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры ФК. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотоннокристаллических волноводов [8], нанорезонаторы с высокой добротностью [9, 10] и низкопороговые лазеры [11, 12], предложены способы повышения эффективности

нелинейно-оптических процессов [13–16]. Если в одномерном ФК два внедренных дефектных слоя разнесены на расстояние, значительно превышающее размер области локализации электромагнитного поля у дефектного слоя, то частота дефектной моды дважды вырождена. При сближении дефектов резонансный характер взаимного влияния дефектных мод приводит к расщеплению частоты и вместо отдельной частоты возникает пара частот, смещенных друг относительно друга, а в ЗЗ спектра пропускания ФК наблюдается один либо два пика. Иначе говоря, расщепление частоты есть результат взаимодействия двух локализованных оптических мод в связанных резонаторах [17–20]. Заметим также, что эффект расщепления связанных осцилляторов идентичен вакуумному расщеплению Раби моды оптического резонатора, заполненного двухуровневыми атомами [21–23]. При заполнении полости резонатора (дефектного слоя) одномерного ФК резонансным газом наблюдаются, в отличие от ФК без дисперсии дефектного слоя, два пика поглощения, когда резонансные частоты атомов и

*E-mail: s.vetrov@inbox.ru

**E-mail: avdeeva-anastasiya@yandex.ru

дефектной моды совпадают. Такая особенность в спектре пропускания возникает из-за расщепления частот дефектной моды ФК и электронного перехода атома, рассматриваемых как два связанных осциллятора. Эффект расщепления моды оптического резонатора, заполненного резонансным газом, можно трактовать иначе. Дефектному слою без атомов соответствует дефектная мода определенной частоты, являющаяся собственной модой резонатора. При заполнении дефектного слоя резонансным газом условие резонанса Фабри–Перо меняется из-за дисперсии показателя преломления и, как следствие, решением соответствующего уравнения являются две собственные моды резонатора [22].

Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурных металл-диэлектрических фотонных кристаллов и на их основе — новых способов управления светом [24, 25]. В нанокompозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [26, 27], при этом оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящем из сферических наночастиц серебра, распределенных случайным образом в диэлектрической матрице. Анализируются эффекты расщепления дефектной моды и локализации электромагнитного поля при изменении объемной доли наночастиц в дефектном слое. Исследуется также модификация спектра пропускания при вариации угла падения, структурных параметров ФК и дефектного слоя.

2. МОДЕЛЬ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ, ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой конечную слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов со структурным дефектом решетки (рис. 1).

В качестве дефектного слоя был выбран слой нанокompозита толщины W_d , состоящий из металли-

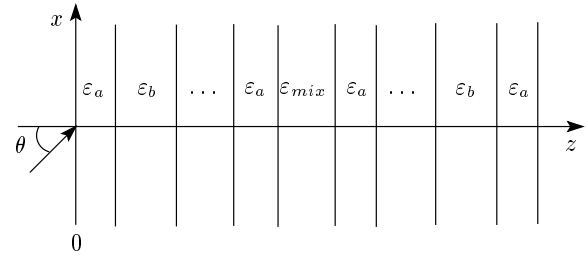


Рис. 1. Схематическое представление одномерной ФК-структуры с дефектом решетки

ческих наночастиц, диспергированных в прозрачной матрице. Дефектный слой внедрен между двумя одинаковыми сверхрешетками с элементарной ячейкой, состоящей из материалов a и b с толщинами слоев соответственно W_a и W_b . Обсуждаемая структура характеризуется диэлектрической проницаемостью нанокompозита $\varepsilon_{mix}(\omega)$. Далее будем считать, что среда, в которую помещена слоистая структура, является вакуумом. Диэлектрическая проницаемость ε_{mix} определяется формулой Максвелла–Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [26–30]:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d/(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \right], \quad (1)$$

где f — фактор заполнения, т. е. доля наночастиц в матрице, $\varepsilon_m(\omega)$ и ε_d — диэлектрические проницаемости соответственно металла, из которого изготовлены наночастицы, и матрицы, ω — частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

где ε_0 — постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p — плазменная частота, γ — величина обратная времени релаксации электронов.

Функция $\varepsilon_{mix}(\omega)$ является комплексной:

$$\varepsilon_{mix}(\omega) = \varepsilon'_{mix}(\omega) + i\varepsilon''_{mix}(\omega). \quad (3)$$

Пренебрегая малым фактором γ^2 , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы f :

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (4)$$

В точке $\omega = \omega_0$ функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль, а $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ принимает максимальное значение. Функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль и в точке

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (5)$$

На промежутке $[\omega_0, \omega_1]$ функция $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$, т.е. в этой области частот наноккомпозит подобен металлу.

Спектры пропускания, отражения и поглощения волн p -поляризации, распространяющихся в плоскости xz ФК с нанодфектом, исследуем методом трансфер-матрицы [31]. Диэлектрические проницаемости слоев зададим в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(0) = 1, & z < z_0, \\ \varepsilon(1) = \varepsilon_a, & z_0 < z < z_1, \\ \varepsilon(2) = \varepsilon_b, & z_1 < z < z_2, \\ \dots & \\ \varepsilon(l_1) = \varepsilon_{mix}, & z_{l_1-1} < z < z_{l_1}, \\ \dots & \\ \varepsilon(N) = \varepsilon_b, & z_{N-1} < z < z_N, \\ \varepsilon(s) = 1. & \end{cases} \quad (6)$$

Для рассматриваемой нами структуры распределение магнитного поля в слоях записывается как

$$H_y(n, t) = [A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} + B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)}] e^{-i\omega t}, \quad (7)$$

где A_n, B_n — амплитуды соответственно падающей и отраженной волн в n -м слое,

$$\alpha_n = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon(n) - \sin^2 \theta}, \quad (8)$$

c — скорость света, θ — угол падения.

Распределение электрического поля в слоях дается выражением

$$E_x(n, t) = \frac{c\alpha_n}{\omega\varepsilon(n)} \times [A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} - B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)}] e^{i\omega t}. \quad (9)$$

Из условия непрерывности E_x, H_y на границе раздела сред $z = z_{n-1}$ получаем систему уравнений, которая может быть представлена как матричное уравнение:

$$\begin{pmatrix} A_{n-1} \\ B_{n-1} \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где трансфер-матрица

$$T_{n-1,n} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+h)e^{-i\alpha_n \gamma_n} & (1-h)e^{i\alpha_n \gamma_n} \\ (1-h)e^{-i\alpha_n \gamma_n} & (1+h)e^{i\alpha_n \gamma_n} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$h = \alpha_n \varepsilon(n-1) / \alpha_{n-1} \varepsilon(n)$, толщины слоев $\gamma_n = z - z_{n-1}$, $n = 1, 2, \dots, N$. Из уравнения (10) следует связь амплитуд волн, A_0, B_0 , соответственно падающей на ФК и отраженной от него, с амплитудой волны A_s , вышедшей из образца, при условии, что отражение волн с правой стороны ФК отсутствует, $B_s = 0$:

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A_s \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$\hat{M} = \hat{T}_{01} \hat{T}_{12} \dots \hat{T}_{N-1,N} \hat{T}_{N,S}, \quad (13)$$

$S = N + 1$, $\gamma_{N+1} = 0$. Коэффициент пропускания определяется выражением

$$T(\omega) = \left| \left(\frac{A_s}{A_0} \right)_{B_s=0} \right|^2, \quad (14)$$

$$T(\omega) = \frac{1}{|\hat{M}_{11}|^2}, \quad (15)$$

где \hat{M}_{11} — элемент матрицы \hat{M} . Аналогично находим коэффициент отражения:

$$R(\omega) = \frac{|\hat{M}_{11}|^2}{|\hat{M}_{21}|^2}. \quad (16)$$

Коэффициент поглощения равен

$$A(\omega) = 1 - T(\omega) - R(\omega). \quad (17)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследуем теперь особенности спектральных свойств ФК с дефектным слоем наноккомпозита, решая численно уравнения (15)–(17) при вариации параметров среды. Для определенности в качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4.16$ и двуокись кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2.10$. Толщины слоев равны соответственно $W_a = 50$ нм и $W_b = 74$ нм.

Диэлектрический слой наноккомпозита толщиной $W_d = 130$ нм состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра $\varepsilon_0 = 5.00$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ [32], для

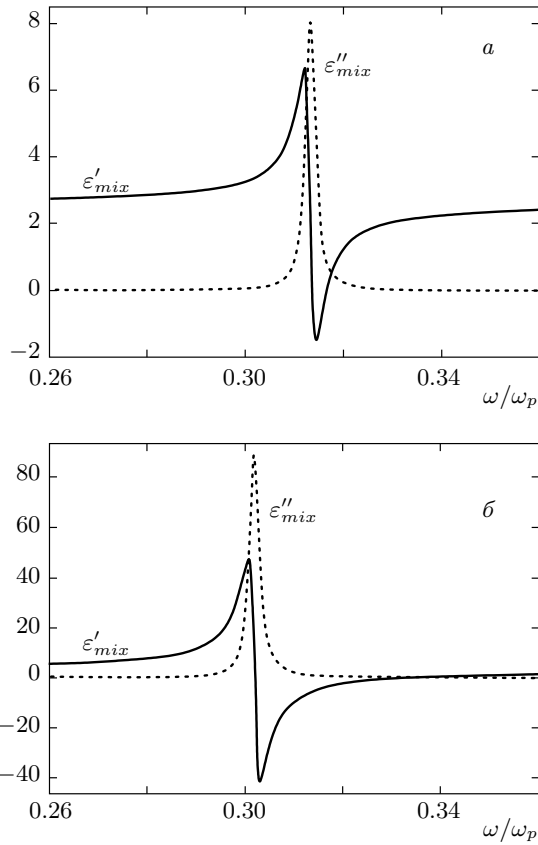


Рис. 2. Зависимости мнимой ϵ''_{mix} (пунктирные линии) и действительной ϵ'_{mix} (сплошные линии) частей эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{mix} от нормированной частоты ω/ω_p . Фактор заполнения $f = 0.01$ (а), 0.1 (б)

стекла $\epsilon_d = 2.56$. Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (1), показывают, что с ростом объемной концентрации наночастиц частота ω_0 , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в низкочастотную область, при этом полуширина резонансной кривой $\epsilon''_{mix}(\omega)$ изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая $\epsilon'_{mix}(\omega)$, увеличивается область частот, для которых $\epsilon'_{mix}(\omega) < 0$. На рис. 2 приведены, для примера, зависимости $\epsilon'_{mix}(\omega)$ и $\epsilon''_{mix}(\omega)$ для двух значений фактора заполнения f .

На рис. 3а для случая, когда $f = 0$, при неизменных прочих параметрах системы, представлен затравочный спектр пропускания волн p -поляризации при нормальном падении света на ФК, состоящем из $N = 19$ слоев. Из рисунка видно, что при факторе заполнения $f = 0$, когда отсутствует диссипация в системе, ФК практически прозрачен для излучения

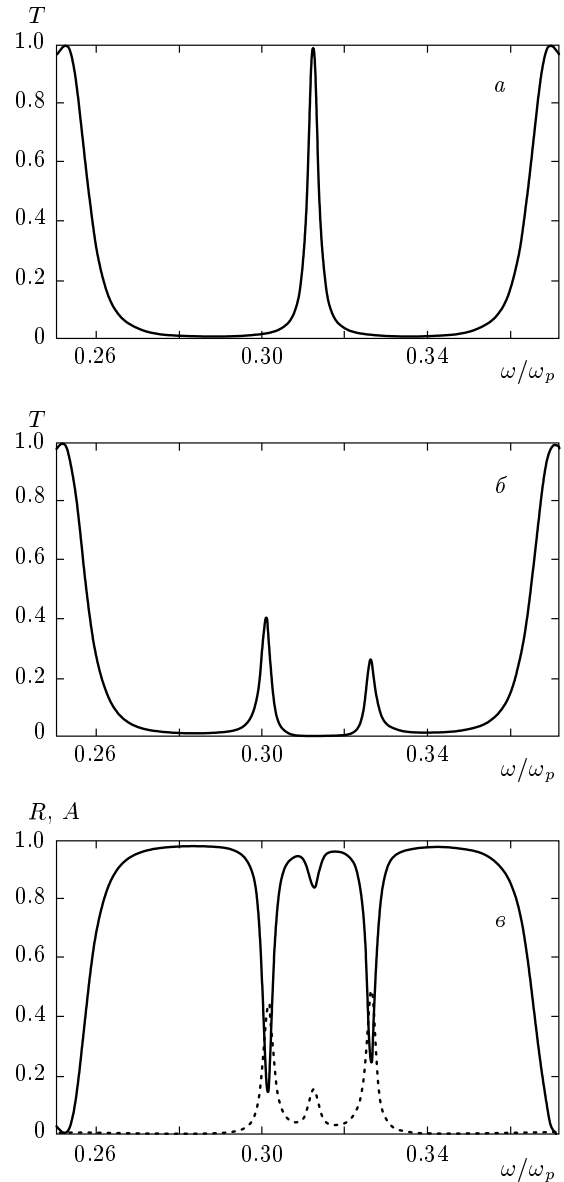


Рис. 3. Коэффициенты пропускания T , отражения R (сплошная линия) и поглощения A (пунктирная линия) для волн p -поляризации как функции частоты. Факторы заполнения $f = 0$ (а), 0.01 (б, в), угол падения $\theta = 0$

с частотой, совпадающей с частотой дефектной моды ω_d , расположенной вблизи центра первой ЗЗ. ЗЗ располагается в диапазоне длин волн от 355 нм до 470 нм.

Проявление эффекта расщепления частоты в спектрах пропускания, отражения и поглощения иллюстрируется соответственно на рис. 3б,в для случая, когда фактор заполнения $f = 0.01$ и резонансная частота нанокompозита ω_0 совпадает с частотой

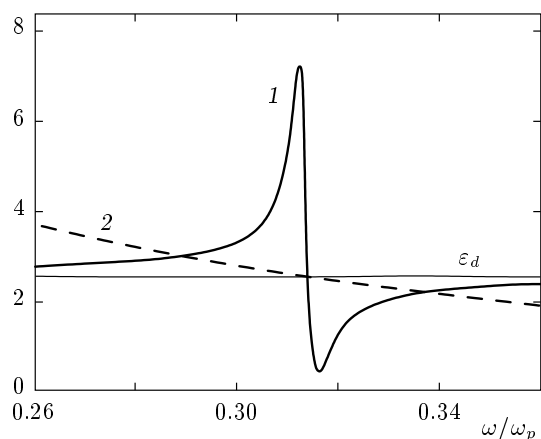


Рис. 4. Графическое решение уравнения (18): частотные зависимости n (1), ω_R/ω (2). Фактор заполнения $f = 0.01$

дефектной моды ω_d . В отличие от ФК-структуры без дисперсии дефектного слоя, наблюдаются два пика пропускания, что обусловлено дисперсией и поглощением в дефекте. Величина расщепления в спектре пропускания $\Delta\lambda \approx 34$ нм, что на два порядка превышает расщепление мод в ФК с близкими параметрами, за исключением дефектного слоя, который заполнен резонансным газом [22, 23]. К расщеплению частоты приводит резонансная ситуация, которая возникает при совмещении резонансной частоты нанокompозита с частотой дефектной моды.

Иначе говоря, эффект расщепления частоты обусловлен изменением условия резонанса Фабри–Перо из-за дисперсии диэлектрической проницаемости нанокompозита $\varepsilon'_{mix}(\omega)$. Условие резонанса Фабри–Перо имеет вид

$$n(\omega) = \frac{\omega_R}{\omega}, \quad (18)$$

где

$$n(\omega) = \left[\frac{\sqrt{\varepsilon'^2_{mix} + \varepsilon''^2_{mix}} + \varepsilon'_{mix}}{2} \right]^{1/2},$$

$$\omega_R = \frac{\pi cm}{W_d}, \quad m = 1, 2, \dots$$

На рис. 4 приведено графическое решение (18).

Две частоты собственных мод резонатора отчетливо видны в спектре пропускания (рис. 3б). Промежуточное решение в спектре пропускания не проявляется из-за большого поглощения. Без учета потерь ($\gamma = 0$) в спектре пропускания проявляются три пика, соответствующие трем решениям уравнения (18), — побочные с $T = 1$ и промежуточный с

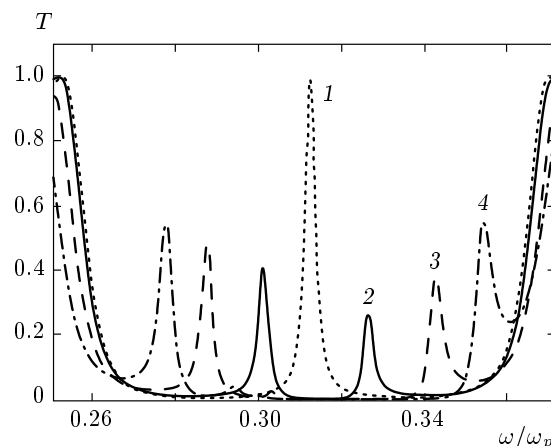


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициента пропускания при различных значениях фактора заполнения: $f = 0$ (1 пунктирная линия), 0.01 (2, сплошная), 0.05 (3, штриховая), 0.1 (4, штрихпунктирная); $\theta = 0$

$T = \infty$ из-за наличия полюса диэлектрической проницаемости на резонансной частоте. Расчеты при $\gamma \neq 0$ показывают, что положение пиков не зависит от потерь, следовательно, изменение расщепления при вариации фактора заполнения обусловлено изменением дисперсионной кривой $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ (см. рис. 2).

На рис. 5 представлен спектр пропускания для различных значений фактора заполнения. Видно, что величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наночастиц в дефектном слое. Так, например, при увеличении f от 0.01 до 0.1, т. е. в 10 раз, расщепление возрастет в три раза и будет равно 101 нм.

На рис. 6 приведены для сравнения пространственные распределения электрического поля на частоте дефектной моды, соответствующей максимуму пропускания, при $f = 0$ (см. рис. 3а) и на частоте высокочастотного пика при $f = 0.01$ (см. рис. 5, сплошная линия). Из рисунка видно, что характер распределения поля внутри ФК с дефектным слоем нанокompозита практически не отличается от случая распределения поля в области дефекта без дисперсии. В обоих случаях поле локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Характерная зависимость спектров пропускания от угла падения θ и толщины дефектного слоя W_d нанокompозита представлена на рис. 7. С изменением θ или W_d возникает расстройка между резонансной частотой нанокompозита и частотой дефектной моды $\Delta\omega = \omega_d - \omega_0$. Из рисунка видно, что при

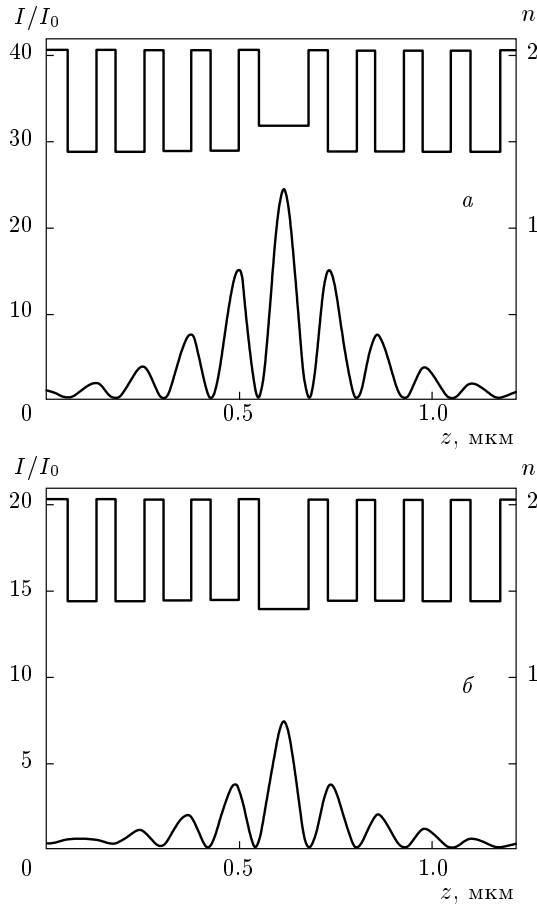


Рис. 6. Распределения показателя преломления, а также интенсивности поля, нормированной на входную интенсивность I_0 , $f = 0$ (а), 0.01 (б)

уменьшении толщины дефектного слоя от 130 нм до 120 нм положение границ запрещенной зоны практически не меняется, а увеличение угла падения от 0 до 30° приводит в соответствии с условием Брэгга к их заметному высокочастотному сдвигу. Частоты двух дефектных мод в 3З ФК-структуры смещаются в сторону высоких частот с одинаковой модификацией формы пиков пропускания как при уменьшении толщины дефектного слоя так и при увеличении угла падения света. Такое поведение частот можно понять, если представить дефектную моду ФК-структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от стенок резонатора, образуемого нанодефектом с толщиной W_d . Если к тому же пренебречь частотной зависимостью показателя преломления в области положения пиков пропускания, тогда условие резонанса имеет вид

$$\lambda = 2W_d \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}.$$

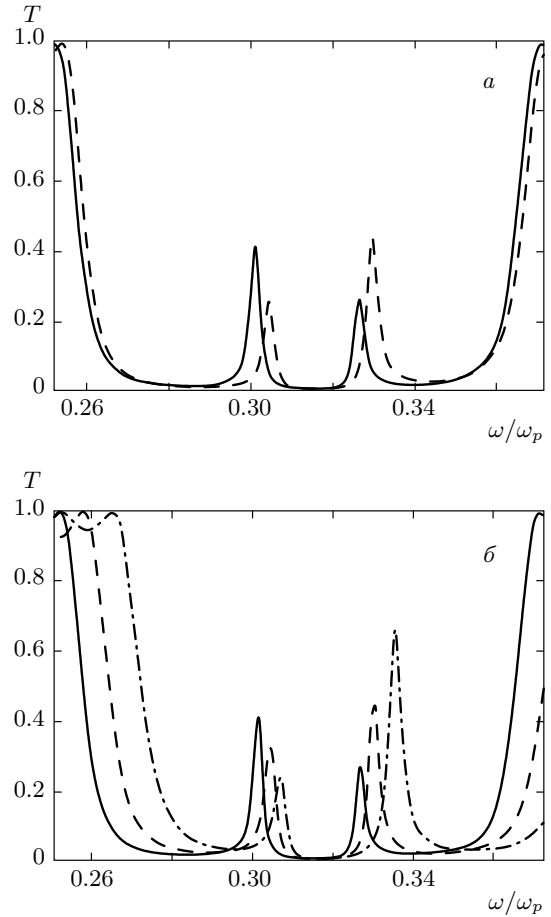


Рис. 7. Спектры пропускания при различных значениях толщины дефектного слоя (а) и угла падения (б). На рис. а $W_d = 130$ (сплошная линия), 120 (штриховая) нм. На рис. б $\theta = 0$ (сплошная линия), 20° (штриховая), 30° (штрихпунктирная)

Следовательно, с уменьшением толщины W_d либо увеличением угла падения θ частоты мод сдвигаются в высокочастотную область, что и наблюдается при численном моделировании.

Варьируемый угол падения является удобным параметром для качественной перестройки спектра пропускания ФК-структуры. При увеличении угла падения θ низкочастотный край 3З сдвигается к резонансной частоте дефектного слоя ω_0 . При $\theta = 55^\circ$ в 3З спектра пропускания низкочастотный пик практически исчезает, остается высокочастотный пик, соответствующий дефектной моде. Существенно, что при этом угле падения резонансная частота ω_0 оказывается вблизи низкочастотной границы 3З. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления 3З,

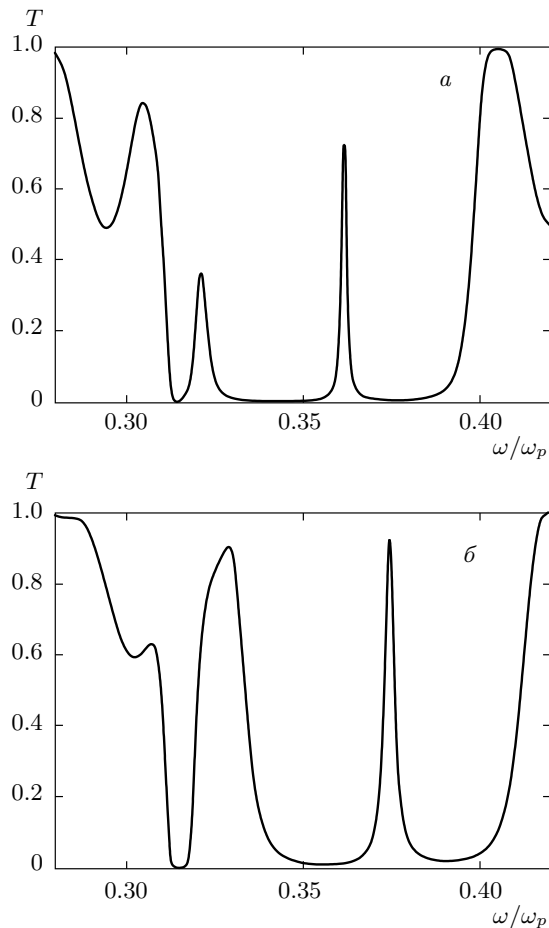


Рис. 8. Спектры пропускания при различных углах падения, $\theta = 55^\circ$ (а), 65° (б). Фактор заполнения $f = 0.01$, число слоев $N = 35$. Остальные параметры те же, что и для рис. 7

т. е. в ЗЗ появляется дополнительная полоса пропускания шириной 5 нм (рис. 8а). При $\theta = 65^\circ$ частота ω_0 совпадает с частотой побочного первого максимума сплошного спектра пропускания, возникшая резонансная ситуация в этом случае приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной ЗЗ (рис. 8б), ширина которой приблизительно равна 10 нм. Заметим, что приведенные значения ширины на четыре порядка больше ширины полосы прозрачности в ЗЗ, а также ширины дополнительной ЗЗ в спектре пропускания слоистой среды, в которой одним из чередующихся слоев является резонансный газ [33].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК со структурным резонансно поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящем из сферических серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания ФК, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения f . Результаты получены с помощью метода трансфер-матрицы.

Показано, что расщепление дефектной моды весьма чувствительно к концентрации наночастиц f и может достигать значения 100 нм. Световое поле, соответствующее дефектным модам, локализовано вблизи дефекта в области размера, соизмеримого с длиной волны. Показана также возможность эффективного управления спектром пропускания ФК путем изменения угла падения. При заданном значении фактора заполнения f существуют углы падения, при которых возникают качественные изменения в спектре пропускания ФК — появляются дополнительные полосы пропускания и запрещенные зоны. Важно отметить, что ФК с дефектным слоем нанокompозита, заполненного серебряными наночастицами, позволяет работать в видимом диапазоне частот.

Для расчета полученных особенностей в спектре пропускания ФК могут быть использованы резонансы дефектного слоя, заполненного другими металлическими наночастицами с другими геометрическими размерами ФК-структуры.

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-7810.2010.3; РНП.2.1.1.3455; № 27.1 и № 3.9.1 РАН; № 5 и № 144 СО РАН; гос. контракта 02.740.11.0220 по ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals*, Princeton Univ. Press, Princeton (1995), p. 137.
2. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, Berlin (2004).
3. K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn et al., *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization*, Wiley-VCH, Weinheim (2004).

4. В. Ф. Шабанов, С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, *Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности*, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2005).
5. S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
6. D. R. Smith, R. Dalichaouch, N. Kroll et al., J. Opt. Soc. Amer. B **10**, 314 (1993).
7. А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, А. В. Тарасшин, ЖЭТФ **117**, 691 (2000).
8. А. М. Желтиков, УФН **170**, 1203 (2000).
9. P. Han and H. Wong, Opt. Lett. **29**, 192 (2004).
10. J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi et al., Phys. Rev. E **65**, 016608 (2001).
11. Y. Akahane, T. Asono, B.-S. Song et al., Nature **425**, 944 (2003).
12. O. Painter, R. K. Lee, A. Yariv et al., Science **284**, 1819 (1999).
13. B. M. Shi, Z. Jeang, X. F. Zhon et al., J. Appl. Phys. **91**, 6769 (2002).
14. М. Г. Мартемьянов, Т. В. Долгова, А. А. Федянин, ЖЭТФ **125**, 527 (2004).
15. Т. В. Долгова, А. И. Майдыковский, М. Г. Мартемьянов и др., Письма в ЖЭТФ **73**, 8 (2001).
16. M. Soljacic and J. D. Joannopoulos, Nature Mater. **3**, 211 (2004).
17. R. P. Stanley, R. Houdre, V. Oesterle et al., Appl. Phys. Lett. **65**, 2093 (1994).
18. М. А. Калитеевский, ЖТФ **68**, 94 (1998).
19. С. Я. Ветров, А. В. Шабанов, ЖЭТФ **120**, 1126 (2001).
20. А. В. Шабанов, С. Я. Ветров, А. Ю. Карнеев, Письма в ЖЭТФ **80**, 206 (2004).
21. Y. Zhu, D. J. Gauthier, S. E. Morin et al., Phys. Rev. Lett. **64**, 2499 (1990).
22. G. Khitrova, H. M. Gibbs, F. Jahnke et al., Rev. Mod. Phys. **71**, 1591 (1999).
23. В. Г. Архипкин, С. Я. Ветров, А. А. Заболотский и др., в кн. *Фотонные кристаллы и нанокompозиты: структурoобразование, оптические и диэлектрические свойства*, ред. В. Ф. Шабанов, В. Я. Зырянов, Изд-во СО РАН, Новосибирск (2009), с. 72.
24. С. Г. Тиходеев, Н. А. Гиппиус, УФН **179**, 1003 (2009).
25. P. N. Dyachenko and Yu. V. Miklyaev, Optical Memory and Neural Networks (Information Optics) **16**, 198 (2007).
26. А. Н. Ораевский, И. Е. Проценко, Письма в ЖЭТФ **72**, 641 (2000).
27. А. Н. Ораевский, И. Е. Проценко, КЭ **31**, 252 (2001).
28. J. C. Maxwell-Garnett, Phil. Trans. Roy. Soc. London **203**, 385 (1904).
29. А. В. Турик, Г. С. Радченко, А. И. Чернобабов, С. А. Турик, Письма в ЖЭТФ **79**, 512 (2004).
30. Л. А. Головань, В. Ю. Тимошенко, П. К. Кашкаров, УФН **177**, 619 (2007).
31. P. Yeh, J. Opt. Soc. Amer. **69**, 742 (1979).
32. P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B **6**, 4370 (1972).
33. А. М. Желтиков, А. Н. Наумов, П. Баркер и др., Опт. и спектр. **89**, 309 (2000).