

ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Дефектные моды одномерной фотонно-кристаллической структуры с резонансным нанокompозитным слоем

С.Г.Моисеев, В.А.Остаточников

Исследованы дефектные моды структуры типа интерферометра Фабри–Перо, в которой разделяющий брэгговские зеркала слой выполнен из гетерогенного композитного материала с металлическими наноразмерными включениями. Эффективные оптические характеристики нанокompозитного материала имеют резонансные особенности в видимой области спектра, обусловленные поверхностным плазмонным резонансом металлических наночастиц. Показано, что спектральный профиль запрещенной зоны фотонной структуры может модифицироваться вариацией объемной доли и размера наночастиц. Связь расщепления и сдвига дефектных мод со структурными параметрами нанокompозитного слоя исследована расчетно-графическим методом с учетом частотных зависимостей фаз и амплитуд коэффициентов отражения брэгговских зеркал.

Ключевые слова: фотонный кристалл, дефектные моды, нанокompозитная среда, плазмонный резонанс.

1. Введение

Фотонные кристаллы – структуры, оптические свойства которых меняются с периодом, сопоставимым с длиной волны электромагнитного излучения, вызывают большой интерес благодаря своим уникальным электродинамическим характеристикам [1, 2]. Распространяющиеся вдоль направления периодичности фотонно-кристаллической структуры электромагнитные волны испытывают множественные переотражения, что приводит к формированию зонной структуры их спектра. Наличие в спектре чередующихся областей высокого и низкого пропускания (отражения) используется для разработки новых устройств фотоники и оптоэлектроники – фотонно-кристаллических волноводов, брэгговских фильтров, зеркал, резонаторов.

В фотонном кристалле с дефектом решетки (нарушенная периодичность структуры) профиль спектральных кривых пропускания и отражения модифицируется: в области фотонной запрещенной зоны структура пропускает свет в некоторой узкой спектральной полосе, получившей название дефектной. Положением и формой дефектной полосы пропускания можно управлять путем вариации геометрических параметров дефектного слоя [3–7]. На основе дефектных фотонно-кристаллических структур созданы новые типы волноводов [8], нанорезонаторы с высокой добротностью [9, 10], а также предложены способы увеличения интенсивности нелинейно-оптических

процессов [11, 12]. Новые возможности по управлению дефектными модами фотонного кристалла открываются при использовании нанокompозитных материалов, оптические характеристики которых существенно зависят от их внутренней структуры [13–18].

В настоящей работе рассмотрена фотонная структура с нанокompозитным дефектным слоем, выполненным на основе диэлектрической среды, по объему которой равномерно распределены металлические наночастицы. Частота и амплитуда поверхностного плазмонного резонанса наночастиц и, как следствие, эффективные характеристики нанокompозитного слоя зависят от диэлектрической проницаемости исходных материалов, формы, размера и концентрации наночастиц [19–23]. Основное внимание уделено исследованию модификации фотонной запрещенной зоны структуры, выявлению механизмов расщепления и сдвига дефектных мод при вариации размера и объемной доли наночастиц композита.

2. Основные уравнения для фотонно-кристаллической структуры с нанокompозитным слоем

Рассмотрим одномерную фотонно-кристаллическую структуру, образованную плоскопараллельными слоями немагнитных материалов с диэлектрическими проницаемостями ϵ_j ($j = 1, \dots, N$). Пусть электромагнитная волна распространяется вдоль нормали к границам раздела слоев, т. е. вдоль оси стратификации структуры, совпадающей с осью z декартовой системы координат.

Применительно к рассматриваемой структуре решение уравнений Максвелла приводит к двум ортогонально поляризованным собственным волнам с компонентами поля $E_x, H_y, 0$ и $H_x, E_y, 0$. С учетом их пропорциональности множителю $\exp(i\omega t)$ определим координатную зависимость компонент поля для волны первого типа следующим образом:

$$E_{xj} = A_j \exp(-ik_j z) + B_j \exp(ik_j z), \quad H_{yj} = -\frac{i}{k_0} \frac{dE_{xj}}{dz},$$

С.Г.Моисеев. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2; Ульяновский государственный технический университет, Россия, 432027 Ульяновск, ул. Северный Венец, 32; e-mail: serg-moiseev@yandex.ru

В.А.Остаточников. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Казанский федеральный университет, Россия, 420000 Казань, ул. Кремлевская, 18

Поступила в редакцию 25 марта 2016 г., после доработки – 16 мая 2016 г.

где A_j и B_j – амплитуды полей; $k_j = k_0 \sqrt{\varepsilon_j}$ – постоянная распространения; $k_0 = \omega/c$; ω и c – частота и скорость волны в вакууме. Введем вектор F_j с компонентами E_{xj} и H_{yj} и передаточную матрицу \hat{m}_j , которая связывает амплитуды волнового поля на входной и выходной поверхностях j -го слоя:

$$F_j(z) = \hat{m}_j F_j(z + L_j),$$

где L_j – толщина слоя. В случае нормального падения выражение для передаточной матрицы принимает вид [24]

$$\hat{m}_j = \begin{pmatrix} \cos k_j L_j & -i(\sqrt{\varepsilon_j}) \sin k_j L_j \\ -i\sqrt{\varepsilon_j} \sin k_j L_j & \cos k_j L_j \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Далее рассмотрим структуру, представляющую собой два брэгговских зеркала, разделенных дополнительным (дефектным) слоем материала. Пусть зеркала образованы чередующимися слоями двух различных непоглощающих материалов, причем порядок следования слоев в одном из зеркал инвертирован по отношению к другому. Полная передаточная матрица исследуемой структуры имеет следующий вид:

$$\hat{Q} = (\hat{m}_1 \hat{m}_2)^u \hat{m}_d (\hat{m}_2 \hat{m}_1)^v, \quad (2)$$

где целые положительные числа u и v равны числу бинарных слоев (периодов структуры) в брэгговских зеркалах; \hat{m}_1 , \hat{m}_2 – передаточные матрицы слоев в составе диэлектрических зеркал; \hat{m}_d – передаточная матрица слоя, разделяющего зеркала. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания для всей структуры, помещенной в диэлектрическую среду с показателем преломления n_c , выражаются через элементы матрицы \hat{Q} [24]:

$$R = \left| \frac{(Q_{11} + n_c Q_{12})n_c - (Q_{21} + n_c Q_{22})}{(Q_{11} + n_c Q_{12})n_c + (Q_{21} + n_c Q_{22})} \right|^2, \quad (3)$$

$$T = \left| \frac{2}{(Q_{11} + n_c Q_{12})n_c + (Q_{21} + n_c Q_{22})} \right|^2.$$

Энергетический коэффициент поглощения структуры рассчитывается по формуле $A = 1 - T - R$.

Будем полагать, что для описания оптических характеристик нанокompозитного слоя, помещенного между зеркалами фотонной структуры, применимо приближение эффективной среды. В рамках этого приближения разделяющему слою ставится в соответствие матрица переноса вида (1), записанная для эффективной (усредненной по макроскопической области) диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon'_{\text{eff}} + i\varepsilon''_{\text{eff}}$.

Для нанокompозитных структур различной топологии разработаны модели эффективной среды Бруггемана, Максвелла Гарнета, Ландау–Лифшица и др. [25, 26]. В настоящей работе рассматривается гетерогенная структура матричного типа, представляющая собой диэлектрик (матрица), по объему которого равномерно распределены металлические частицы (включения) сферической формы. Полагается, что доля металлических частиц не превышает нескольких процентов от общего объема материала, что должно обеспечивать высокую пропускную способность композитных слоев, в том числе в области плазмонного резонанса частиц, когда диссипативные потери существенно возрастают. Эффективные оптические харак-

теристики матричных композитов наиболее адекватно описываются соотношением модели Максвелла Гарнета:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_m \left[1 + \frac{3\eta(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{3\varepsilon_m + (1 - \eta)(\varepsilon_p - \varepsilon_m)} \right], \quad (4)$$

где η – объемная доля включений; ε_m и ε_p – диэлектрические проницаемости матрицы и включений соответственно (магнитные проницаемости полагаются равными единице). Для характеристики нанокompозитного материала также будем использовать производную от ε_{eff} величину эффективного комплексного показателя преломления $\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}} = n_{\text{eff}} + i\kappa_{\text{eff}}$. Следует отметить, что приближение эффективной среды Максвелла Гарнета применимо при раз- мере неоднородностей, много меньшем длины волны используемого излучения, т.е. для оптического диапазона размер включений не должен превышать нескольких десятков нанометров.

Для описания оптических свойств металлических наночастиц в составе нанокompозитной среды воспользуемся выражением модели Друде:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \quad (5)$$

где ω_p – плазменная частота свободного электронного газа в неограниченном объеме; ε_0 описывает вклад решетки в диэлектрическую проницаемость металла; γ – коэффициент затухания плазменных колебаний. В общем случае для металлических наночастиц параметр затухания γ является размерно-зависимой функцией [26, 27]. Размерный эффект проявляется, когда средняя длина свободного пробега электронов проводимости превышает размер наночастиц и в релаксацию существенный вклад начинают вносить процессы рассеяния электронов на поверхности частицы. Столкновения электронов с поверхностью наночастицы феноменологически учитываются введением добавки к скорости релаксации, обратно пропорциональной радиусу a частицы:

$$\gamma(a) = \gamma_0 + q \frac{v_F}{a}, \quad (6)$$

где γ_0 – константа затухания для неограниченного объема металла; v_F – скорость электронов при энергии, равной энергии Ферми. Коэффициент пропорциональности q определяется деталями процесса рассеяния электронов на поверхности наночастиц, и для него не существует однозначного выражения. Обычно q полагают равным единице.

Заметим, что при размерах частиц менее 1–2 нм, когда длина волны де Бройля электронов становится сравнимой с размером области их локализации, начинают играть заметную роль эффекты размерного квантования, также приводящие к модификации диэлектрической проницаемости [27]. В настоящей работе рассматривается случай наночастиц диаметром от 4 нм, для которых остается справедливым макроскопическое описание.

3. Спектральные характеристики металло-диэлектрического нанокompозита и моды фотонно-кристаллической структуры

Исследуем резонансные характеристики следующих систем: уединенной металлической наночастицы; объем-

ного массива наночастиц (наноконструкта); одномерной резонаторной структуры с наноконструктивным слоем в ее составе. При проведении численных расчетов в качестве компонентов композитной среды для определенности будем рассматривать матрицу из диоксида кремния (SiO₂) и включения из наночастиц серебра. Современные технологии позволяют создавать на основе этих материалов матричные наноконструктивы с различными структурными параметрами [28–32].

Длина волны λ_p, соответствующая поверхностному плазмонному резонансу отдельной металлической наночастицы сферической формы, встроенной в прозрачную диэлектрическую матрицу с диэлектрической проницаемостью ε_m, определяется из условия ε_p'(λ_p) = -2ε_m(λ_p) [33]. Для серебряной частицы с параметрами ε₀ = 5, v_F = 1.4 × 10⁶ м/с, ω_p = 1.36 × 10¹⁶ с⁻¹, γ₀ = 3.04 × 10¹³ с⁻¹ [34] в матрице с ε_m = 2.25 плазмонный резонанс приходится на длину волны λ_p ≈ 420 нм. Размерный эффект проявляется для наночастиц серебра радиусом менее 5 нм и приводит главным образом к увеличению действительной части диэлектрической проницаемости (5) и к сдвигу плазмонного резонанса наночастицы в длинноволновую область спектра (вследствие особенностей дисперсионных характеристик серебра). Размерный сдвиг резонансной длины волны составляет единицы нанометров.

Резонансные характеристики системы электродинамически взаимодействующих частиц отличаются от таковых для уединенных частиц и тем сильнее, чем меньше среднее расстояние между ними. Для иллюстрации на рис.1 и 2 представлены спектральные зависимости действительной (ε'_{eff}) и мнимой (ε''_{eff}) частей диэлектрической проницаемости наноконструкта, рассчитанные с помощью формул (4)–(6) для разных объемных долей и размеров включений.

Из рис.1 видно, что изменение размера включений (при сохранении их объемной доли) влияет главным образом на амплитуду резонанса. Уменьшение размера частиц ухудшает добротность резонансной системы из-за увеличения параметра затухания (6), что приводит к уменьшению амплитуды и увеличению полуширины резонансных кривых ε'_{eff}(λ) и ε''_{eff}(λ).

Из формул (4) и (5) следует, что отстройка резонанса композита от резонанса уединенной частицы при ω_p ≫ γ₀ + qv_F/a и относительно небольших значениях объемной доли включений (η ≤ 0.1) составляет λ_r - λ_p ≈ ηλ_p/2, где λ_r – резонансная длина волны для композита. Согласно приведенному выражению резонанс эффективной диэлектрической проницаемости композитной среды всегда смещен относительно резонанса уединенной частицы в

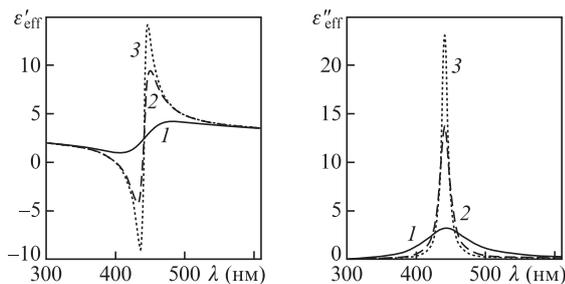


Рис.1. Зависимости действительной (ε'_{eff}) и мнимой (ε''_{eff}) частей эффективной диэлектрической проницаемости наноконструкта от длины электромагнитной волны λ для наночастиц радиусом a = 2 (1), 10 (2) и 20 нм (3). Объемная доля наночастиц η = 0.1.

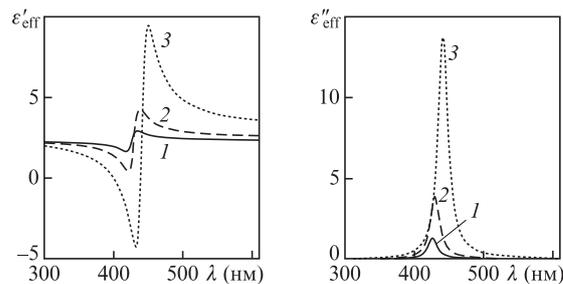


Рис.2. Зависимости действительной (ε'_{eff}) и мнимой (ε''_{eff}) частей эффективной диэлектрической проницаемости наноконструкта от длины электромагнитной волны λ для объемной доли наночастиц η = 10⁻² (1), 3 × 10⁻² (2), 0.1 (3). Радиус наночастиц a = 10 нм.

длинноволновую область спектра, а величина отстройки существенно зависит от объемной доли включений. Это подтверждается представленными на рис.2 зависимостями.

Для наноконструкта смещение резонансной длины волны может составлять десятки нанометров, что значительно превышает размерную отстройку плазмонного резонанса уединенной частицы.

Далее рассмотрим резонаторную структуру типа интерферометра Фабри–Перо, представляющую собой наноконструктивный слой, заключенный между двумя диэлектрическими брэгговскими зеркалами. Максимальное значение отражательной способности зеркал достигается вблизи длины волны λ_B, удовлетворяющей брэгговскому условию резонансного отражения:

$$\lambda_B = \frac{2L_1}{l_1 - 1/2} n_1 = \frac{2L_2}{l_2 - 1/2} n_2, \tag{7}$$

где L_{1,2} и n_{1,2} = √ε_{1,2} – толщины и действительные показатели преломления слоев в составе зеркал; l_{1,2} – целые положительные числа. Условие резонанса Фабри–Перо для непоглощающей структуры имеет следующий вид:

$$\lambda_{od} = \frac{2L_d}{l} n_{od}, \tag{8}$$

где L_d – толщина слоя, разделяющего диэлектрические зеркала; n_{od} = n_d(λ_{od}) – показатель преломления разделяющего слоя на длине волны λ_{od}; l = 1, 2, ... – порядок интерференции. Если параметры структуры согласованы таким образом, что обеспечивается равенство величин (7) и (8), то вблизи длины волны λ = λ_{od} = λ_B, лежащей в области фотонной запрещенной зоны зеркал, слоистая структура пропускает свет, а отражение подавлено (дефектная мода).

Дефектная мода может расщепляться, что приводит к образованию нескольких полос пропускания в пределах фотонной запрещенной зоны. Один из механизмов расщепления мод связан с нарушением периодичности структуры [35–37]. В настоящей работе исследуется расщепление дефектной моды, обусловленное частотной дисперсией диэлектрической проницаемости среды, заполняющей пространство между зеркалами резонатора.

В работах [13, 14] поведение дефектных мод при вариации оптических характеристик резонансного слоя интерпретировано в рамках модели интерферометра Фабри–Перо с использованием резонансного условия (8). Однако применение соотношения (8) для расчета дефектных мод фотонной структуры с резонансной вставкой в

общем случае приводит к неточным результатам, поскольку оно записано без учета зависимости оптических характеристик брэгговских структур от длины волны излучения. Расчет волнового числа дефектной моды должен выполняться с учетом спектральных зависимостей амплитуд и фаз волн на всех границах раздела, в том числе находящихся в области брэгговских зеркал.

В отсутствие поглощения дефектные моды структуры можно найти из условия обращения в нуль коэффициента отражения (первое уравнение в (3)):

$$(Q_{11} + n_c Q_{12})n_c - (Q_{21} + n_c Q_{22}) = 0. \tag{9}$$

После преобразования уравнения (9) с учетом выражений (1) и (2) получим следующее условие для дефектной моды симметричной ($u = v$) фотонной структуры, помещенной в среду с показателем преломления $n_c = 1$:

$$m_{d12}(M_{11}^2 - M_{21}^2) - m_{d21}(M_{22}^2 - M_{12}^2) + 2m_{d11}(M_{11}M_{12} - M_{22}M_{21}) = 0, \tag{10}$$

где

$$m_{d11} = \cos \varphi_d, \quad m_{d21} = n_d^2 m_{d12} = -i n_d \sin \varphi_d$$

– элементы матрицы переноса для центрального (дефектного) слоя, находящегося между диэлектрическими зеркалами;

$$M_{11} = \left(\cos^2 \varphi - \frac{n_2}{n_1} \sin^2 \varphi \right) U_{v-1}(\rho) - U_{v-2}(\rho);$$

$$M_{22} = \left(\cos^2 \varphi - \frac{n_1}{n_2} \sin^2 \varphi \right) U_{v-1}(\rho) - U_{v-2}(\rho);$$

$$M_{21} = n_1 n_2 M_{12} = -i(n_1 + n_2) U_{v-1}(\rho) \cos \varphi \sin \varphi;$$

$U_j(\rho) = \sin[(j + 1) \arccos \rho] / \sqrt{1 - \rho^2}$ – полиномы Чебышева второго рода по переменной $\rho = \cos^2 \varphi - 1/2(n_2/n_1 + n_1/n_2) \times \sin^2 \varphi$; $\varphi_d = (2\pi/\lambda)n_d L_d$ и $\varphi = (2\pi/\lambda)n_1 L_1 = (2\pi/\lambda)n_2 L_2 + \pi k$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) – набег фаз в центральном слое структуры с действительным показателем преломления n_d и в слоях брэгговских зеркал соответственно. В частном случае решением уравнения (10) является условие Фабри–Перо (8).

Соотношение (10) позволяет определить дефектную моду резонаторной структуры с учетом практически всех факторов (за исключением диссипативных потерь): спектральных зависимостей набег фаз, амплитуд и фаз коэффициентов отражения и пропускания на границах раздела сред, обусловленных как изменением соотношения между длиной волны и толщиной слоев, так и дисперсией показателя преломления. Поскольку получение аналитического выражения для длины волны дефектной моды из соотношения (10) является нетривиальной задачей, в рамках настоящей работы анализ резонансных условий будет проведен расчетно-графическим способом.

Результаты численного решения уравнения (10) представлены на рис.3 и 4 в виде зависимостей $\delta n(\lambda) = [n_d(\lambda) - n_{0d}]/n_{0d}$. Несложно убедиться в том, что на длине волны $\lambda_{0d} = \lambda_B$ величина δn принимает целочисленные значения, удовлетворяющие условию резонанса Фабри–Перо (8): $\delta n(\lambda_{0d}) = 0, 1, 2, \dots$ для соответствующего порядка интерфе-

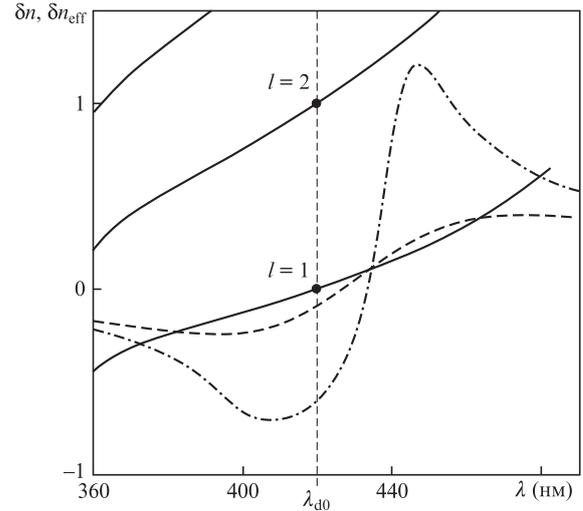


Рис.3. Моды фотонной структуры $\delta n(\lambda) = n_d(\lambda)/n_{0d} - 1$ (сплошные кривые), полученные численным решением уравнения (10), и дисперсионные кривые $\delta n_{\text{eff}}(\lambda) = n_{\text{eff}}(\lambda)/n_m - 1$ для нанокompозитного материала с наночастицами радиусом $a = 2$ нм (штриховая кривая) и 10 нм (штрих-пунктирная кривая). Здесь и на рис.4 жирными точками показаны значения, удовлетворяющие условию резонанса Фабри–Перо (8) для разных порядков интерференции l , а вертикальная линия соответствует длине волны $\lambda_{0d} = 420$ нм. Объемная доля наночастиц $\eta = 0.1$. Решение уравнения (10) получено в условиях пренебрежения диссипацией энергии в нанокompозитном слое.

ренции $l = 1, 2, 3, \dots$. Диэлектрические проницаемости и толщины слоев в составе диэлектрических зеркал здесь и далее по тексту выбраны следующими: $\epsilon_1 = 2.25$ (SiO_2), $\epsilon_2 = 5.52$ (TiO_2), $L_1 = 70$ нм, $L_2 = 44.7$ нм, что отвечает случаю четвертьволновых слоев для длины волны $\lambda_B = 4L_1 n_1 = 4L_2 n_2 \approx 420$ нм. Число бинарных слоев в каждом зеркале равно восьми. Показатель преломления центрального слоя на длине волны 420 нм принят равным 1.5 ($n_{0d} = 1.5$), что совпадает с показателем преломления матрицы композита n_m . Толщина разделяющего зеркала $L_d = 140$ нм, что обеспечивает выполнение условия $\lambda_B = 2L_d n_m$.

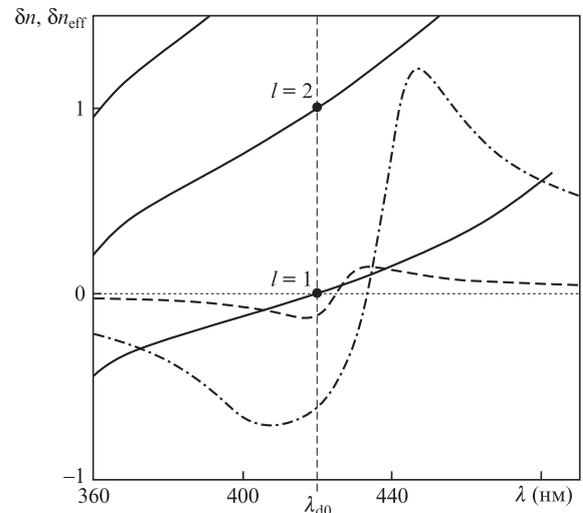


Рис.4. Моды фотонной структуры $\delta n(\lambda) = n_d(\lambda)/n_{0d} - 1$ (сплошные кривые), полученные численным решением уравнения (10), и дисперсионные кривые $\delta n_{\text{eff}}(\lambda) = n_{\text{eff}}(\lambda)/n_m - 1$ для объемной доли наночастиц $\eta = 10^{-4}$ (пунктирная линия), 10^{-2} (штриховая кривая) и 10^{-1} (штрих-пунктирная кривая). Радиус наночастиц $a = 10$ нм.

На рис.3 и 4 также приведены рассчитанные с помощью выражений (4)–(6) дисперсионные кривые $\delta n_{\text{eff}}(\lambda) = [n_{\text{eff}}(\lambda) - n_m]/n_m$ для нанокompозитных материалов, различающихся размером и объемной долей включений.

Очевидно, что полное пропускание излучения (подавление отражения) структурой достигается в точках пересечения кривой дисперсии показателя преломления разделяющего слоя $\delta n_{\text{eff}}(\lambda)$ и кривых $\delta n(\lambda)$. При фиксированных параметрах зеркал количество и координаты точек пересечения определяются формой кривой $\delta n_{\text{eff}}(\lambda)$. В конечном счете это означает, что дефектные моды фотонной структуры зависят от размера и объемной доли наночастиц в композитной вставке. В представленных на рис.3 и 4 случаях число дефектных мод равно трем, но оно может увеличиться, если крылья резонансной кривой $\delta n_{\text{eff}}(\lambda)$ будут иметь пересечения с кривыми $\delta n(\lambda)$ для второго ($l = 2$) и последующих порядков интерференции, что может наблюдаться, например, при увеличении концентрации включений. Заметим, что для наночастиц малого размера резонансные кривые имеют более пологую форму (см. рис.1), и, как следствие, число точек их пересечения с кривыми $\delta n(\lambda)$ (число решений уравнения (10)) может равняться единице.

Следует отметить, что в реальных металлодиэлектрических композитах всегда присутствует поглощение, которое оказывает влияние на амплитуду дефектных мод. Как показывает численный анализ функций $R(\lambda)$ и $T(\lambda)$ (3) для реальных сред, потери в композитном слое в общем случае приводят к изменению спектральной формы и дополнительному частотному сдвигу дефектных мод. Модификация дефектных мод в данном случае обусловлена изменением амплитудно-фазовых характеристик парциальных волн, преломленных и отраженных на границах раздела с нанокompозитным слоем, характеризующимся эффективным показателем преломления с отличной от нуля мнимой частью. Тем не менее представленный выше расчетно-графический метод может применяться также для реальных структур (с поглощающим разделяющим слоем), но в условиях, когда потери на один проход поглощающего слоя относительно малы, т. е. при $(2\pi/\lambda)\kappa_d L_d \ll 1$, где κ_d – коэффициент экстинкции (мнимая часть комплексного показателя преломления) резонансного слоя.

4. Спектры отражения и пропускания фотонно-кристаллической структуры с резонансным слоем

Исследуем влияние объемной доли и размера наночастиц на энергетические характеристики слоистой структуры с конфигурацией и параметрами, приведенными в предыдущем разделе статьи. Спектры отражения и пропускания фотонной структуры, рассчитанные с помощью выражений (1)–(3), представлены на рис.5 и 6.

При малой объемной доле наночастиц ($\eta \ll 10^{-3}$) нанокompозит по оптическим характеристикам практически идентичен собственной диэлектрической матрице для любых длин волн: $\varepsilon_{\text{eff}}(\lambda) \approx \varepsilon_m = \text{const}$, т. е. $\delta n_{\text{eff}}(\lambda) \approx 0$. Из рис.3 и 4 видно, что для $\delta n_{\text{eff}} = 0$ имеется только одна точка пересечения. В этом случае в фотонной запрещенной зоне возникает единственная дефектная мода.

С ростом объемной доли включений ($\eta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$) различие дисперсионных характеристик композитной среды и материала матрицы возрастает, что наиболее замет-

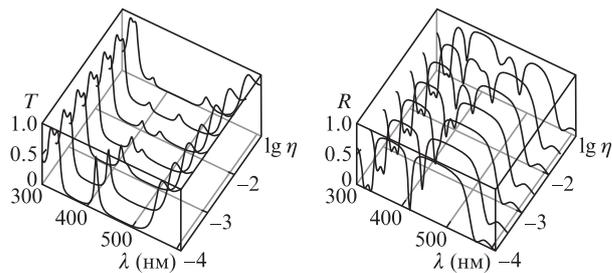


Рис.5. Коэффициенты пропускания T и отражения R как функции длины волны λ и объемной доли металлических частиц η . Радиус наночастиц $a = 10$ нм. Параметры структуры приведены в тексте статьи.

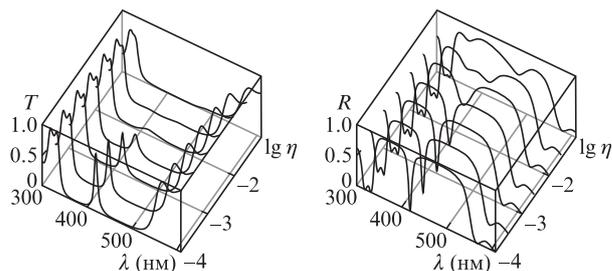


Рис.6. То же, что и на рис.5, но для радиуса наночастиц $a = 2$ нм.

но в области плазмонного резонанса частиц (см. рис.2). Увеличение амплитуды резонанса $n_{\text{eff}}(\lambda)$ приводит в общем случае к увеличению числа решений уравнения (10) от одного до трех (см. рис.4). Вследствие этого возникает расщепление дефектной моды, причем частотные сдвиги между центральной и боковыми модами оказываются тем сильнее, чем больше объемная доля наночастиц в композитной вставке. Расщепление мод хорошо видно на рис.5, который отвечает случаю частиц радиусом 10 нм. Однако в представленном случае из трех возможных наблюдаются только две крайние моды, поскольку частота центральной моды близка к частоте плазмонного резонанса, и поэтому мода эффективно поглощается нанокompозитным слоем. Отметим, что размер частиц оказывает существенное влияние на число дефектных мод в спектрах структуры. Например, в случае наночастиц радиусом 2 нм формируется единственная дефектная мода (рис.6). Как было указано выше, это происходит вследствие более пологой формы резонансной кривой $\delta n_{\text{eff}}(\lambda)$, которой отвечает единственный корень уравнения (10).

В случае нанокompозитного слоя с относительно большой долей включений ($\eta > 10^{-2}$) на формирование спектра фотонной структуры оказывают существенное влияние диссипативные потери и модификация амплитудно-фазовых характеристик отражения от границ раздела резонансного слоя. Увеличение концентрации и уменьшение размера наночастиц приводят к возрастанию диссипативных потерь в композитном слое и, как следствие, к сглаживанию линий дефектных мод в спектре пропускания. При этом, если дефектная мода приходится на область резонансного поглощения в композите, она может быть полностью подавлена в спектре пропускания (см. $T(\lambda)$ на рис.6). С ростом объемной доли включений спектральная ширина плазмонного резонанса увеличивается, что вызывает смещение дефектных мод в сторону краев фотонной запрещенной зоны структуры (это хорошо иллюстрирует рис.5).

5. Заключение

В настоящей работе исследованы спектральные характеристики одномерной фотонно-кристаллической структуры, один из слоев которой обладает резонансными свойствами. Резонансный слой выполнен из нанокompозитного материала с металлическими наночастицами, имеющими плазмонный резонанс в оптической области спектра. Представленные результаты получены на основе метода матриц переноса и приближения эффективной среды.

Рассмотренная слоистая структура подобна интерферометру Фабри–Перо, где в роли разделяющего диэлектрического зеркала слоя выступает гетерогенный нанокompозит, имеющий свойства сильно диспергирующей среды с пиком поглощения в области плазмонного резонанса включений. Оптические характеристики нанокompозита, в частности резонансная частота эффективной диэлектрической проницаемости, определяются размером и объемной долей металлических включений. Вследствие этого изменение структурных параметров нанокompозита приводит к модификации дефектных мод фотонно-кристаллической структуры. Показано, что вариация объемной доли и размера наночастиц вызывает расщепление и сдвиг мод структуры вблизи резонанса нанокompозитного слоя. Расчет спектра дефектных мод требует учета спектральных зависимостей амплитуд и фаз всех парциальных волн, возникающих из-за переотражений на внутренних границах фотонной структуры, в результате наложения которых формируются спектры отражения и пропускания. При малых потерях в нанокompозитном слое ($\kappa_d \ll \lambda/(2\pi L_d)$) дефектные моды могут быть найдены с помощью уравнения (9) и расчетно-графического метода его решения.

Расщепление и сдвиг дефектных мод характерны для фотонно-кристаллических структур с резонансным слоем любой природы. В случае же применения нанокompозитного материала становится возможным управлять спектральными характеристиками фотонной структуры путем вариации объемной доли, формы и размера наночастиц. В настоящей работе рассмотрена модель нанокompозитной среды на основе диоксида кремния. Нанокompозиты со стеклянной матрицей с равномерным распределением металлических наночастиц могут быть получены, например, методом ионной имплантации [31, 32] или высокотемпературным сплавлением опалов с имплантированными наночастицами металла (описанных, например, в работе [38]). Следует отметить, что с позиций изложенной в статье теории материал матрицы нанокompозита не имеет принципиального значения (ограничения могут быть только из-за особенностей технологии изготовления нанокompозита), и эффект расщепления дефектной моды может наблюдаться для иных материалов при условии выбора толщин слоев фотонной структуры, необходимых для подстройки частоты дефектной моды к частоте плазмонного резонанса нанокompозита. На практике в качестве матрицы нанокompозита может использоваться любой светопропускающий материал с положительной диэлектрической проницаемостью, т. е. может применяться нанокompозит на основе газа (аэрозоли), жидкости или

жидкокристаллической среды (коллоидные системы), а также иной твердой среды, например ПММА [39].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 14.Z50.31.0015, задание № 3.2202.2014/К), а также РФФИ (грант № 15-07-08111).

1. Sakoda K. *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin: Springer, 2005).
2. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. *Photonic Crystals* (Princeton: Princeton University Press, 1995).
3. Yang Y.-C., Kee C.-S., Kim J.-E., et al. *Phys. Rev. E*, **60**, 6852 (1999).
4. Schmidtke J., Stille W., Finkelmann H. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 083902 (2003).
5. Kopp V.I., Genack A.Z. *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 033901 (2002).
6. Шабанов А.В., Ветров С.Я., Карнеев А.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, 206 (2004).
7. Gevorgyan A.H., Harutyunyan M.Z. *Phys. Rev. E*, **76**, 031701 (2007).
8. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
9. Akahane Y., Asano T., Song B.-S., Noda S. *Nature*, **425**, 944 (2003).
10. Painter O., Lee R.K., Scherer A., et al. *Science*, **284**, 1819 (1999).
11. Shi B., Jiang Z.M., Zhou X.F., Wang X. *J. Appl. Phys.*, **91**, 6769 (2002).
12. Долгова Т.В., Майдыковский А.И., Мартемьянов М.Г., Федянин А.А., Акипетров О.А. *ЖЭТФ*, **75**, 17 (2002).
13. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. *ЖЭТФ*, **140**, 871 (2011).
14. Ветров С.Я., Панкин П.С., Тимофеев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 881 (2014).
15. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **42**, 557 (2012).
16. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. *Письма в ЖЭТФ*, **100**, 413 (2014).
17. Vetrov S.Ya., Pyatnov M.V., Timofeev I.V. *Phys. Rev. E*, **90**, 032505 (2014).
18. Ветров С.Я., Панкин П.С., Тимофеев И.В. *Оптика и спектроскопия*, **119**, 69 (2015).
19. Maxwell Garnett J.C. *Phil. Trans. Royal Soc. London. Ser. A*, 237 (1906).
20. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 641 (2000).
21. Сухов С.В. *Квантовая электроника*, **35**, 741 (2005).
22. Moiseev S.G. *Appl. Phys. A*, **103**, 775 (2011).
23. Моисеев С.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **52** (11), 7 (2009).
24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
25. Spanier J.E., Herman I.P. *Phys. Rev. B*, **61**, 10437 (2000).
26. Kreibig U., Vollmer M. *Optical Properties of Metal Clusters* (Berlin: Springer, 1995).
27. Хлебцов Н.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 504 (2008).
28. Simo A., Polte J., Pfänder N., Vainio U., Emmerling F., Rademann K. *J. Am. Chem. Soc.*, **134**, 18824 (2012).
29. Wang Dawei, Guo Shiju, Yin Sheng. *Opt. Eng.*, **42**, 3585 (2003).
30. Stookey S.D., Araujo R.J. *Appl. Opt.*, **7**, 777 (1968).
31. Stepanov A.L., Hole D.E., Townsend P.D. *J. Non-Cryst. Solids*, **260**, 65 (1999).
32. Stepanov A.L. *Rev. Adv. Mater. Sci.*, **26** (1-2), 1 (2010).
33. Maier S.A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Berlin: Springer Science & Business Media, 2007).
34. Yannopoulos V., Modinos A., Stefanou N. *Opt. Quantum Electron.*, **34**, 227 (2002).
35. Bayindir M., Kural C., Ozbay E. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **3**, S184 (2001).
36. Елисеева С.В., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **55**, 72 (2012).
37. Dadoenkova N.N., Zabolotin A.E., Lyubchanskii I.L., Lee Y.P., Rasing T. *J. Appl. Phys.*, **108**, 093117 (2010).
38. Gorelik V.S., Zlobina L.I., Troitskii O.A., Chanieva R.I. *Inorg. Mater.*, **45**, 785 (2009).
39. Muzalev P.A., Kosobudskii I.D., Kul'batskii D.M., Ushakov N.M. *Inorg. Mater.: Appl. Res.*, **3** (1), 40 (2012).