

Спектры и распределение поля фотонной кристаллической структуры с включениями металлических наночастиц

И.А. Глухов^а, С.Г. Моисеев^{а,б}

^а Ульяновский государственный университет, 432017, ул. Л. Толстого 42, Ульяновск, Россия

^б Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 432011, ул. Гончарова 48/2, Ульяновск, Россия

Аннотация

Исследованы спектры пропускания и отражения, а также распределение поля в одномерной фотонно-кристаллической структуре со вставкой, представляющей собой диэлектрический слой, в котором размещен монослой металлических наночастиц. Показано влияние местоположения плазмонного монослоя относительно областей локализации поля в резонаторной области на дефектные моды фотонной структуры.

Ключевые слова: наноплазмоника; фотонный кристалл; дефектная мода; локализация излучения

1. Введение

В последние годы особый интерес исследователей вызывают созданные на основе различных материалов одномерные фотонно-кристаллические структуры (ФКС). Вследствие периодической модуляции показателя преломления фотонный спектр этих структур обладает запрещенной зоной, в которой падающее излучение практически полностью отражается. Это свойство важно для практического применения, поскольку позволяет управлять оптическим излучением в системах передачи информации и в лазерной технике. Особенно примечательна структура типа микрорезонатора Фабри-Перо – два брэгговских зеркала с «дефектным» слоем между ними. Дефектный слой в структуре такого типа играет роль оптической микрополости (микрорезонатора), на которой можно локализовать поле световой волны. Благодаря этому можно усилить многие эффекты взаимодействия излучения с веществом.

Путем варьирования геометрических и физических параметров структуры можно управлять спектральными характеристиками ФКС [1,2], за счет чего значительно возрастает их функциональность. Так, например, благодаря нарушению периодичности структуры или путем применения материалов с управляемыми свойствами (нелинейных, резонансных, магнитогиrotропных) можно существенно модифицировать фотонный спектр ФКС. В качестве материала микрополости фотонно-кристаллического резонатора представляется перспективным использование металлодиэлектрических нанокомпозитных сред, у которых в области плазмонного резонанса наблюдается сильная дисперсия оптических свойств [3,4]. В настоящей работе рассматривается случай ультратонкой резонансной структуры, представленной монослоем металлических наночастиц, плазмонная частота которой совпадает с частотой дефектной моды ФКС.

2. Материальные параметры ФКС и передаточные матрицы

Для расчета отражательной и пропускной способностей одномерной плоско-слоистой структуры с внедренным монослоем наночастиц воспользуемся матричным методом для интерфейсов. Частным случаем интерфейса является граница раздела двух сред. Оптические характеристики такого интерфейса определяются френелевскими коэффициентами отражения и пропускания [5]. Поскольку массив наноразмерных частиц, расположенных в одной плоскости, взаимодействует с электромагнитной волной подобно плоской границе раздела двух сред, он также может рассматриваться как интерфейс с некоторыми собственными коэффициентами отражения и пропускания.

Пусть в слоистой среде имеется N интерфейсов, образванных $N-1$ границами раздела сред и одним монослоем наночастиц. Пространство между интерфейсами заполнено средами с различными показателями преломления n_i ($i = 0 \dots N$). Среда с показателем преломления n_0 и n_N являются полубесконечными. Пусть на слоистую среду в направлении оси z падает плоская монохроматическая волна. Для описания ее распространения в ФКС введем следующие обозначения: $E_i(z_i^-)$ – напряженность поля слева от интерфейса с номером i , $E_i(z_i^+)$ – напряженность поля справа от интерфейса с номером i , E_f – напряженность поля волны, распространяющейся «вперед», E_b – напряженность поля волны, распространяющейся «назад», ω и $k = \omega/c$ – частота и волновое число.

Согласно введенным обозначениям на интерфейсе с номером m в слое с показателем преломления n_{m-1} напряженности полей распространяющихся навстречу друг другу волн равны $E_f(z_m^-)$ и $E_b(z_m^-)$. На том же интерфейсе, но в слое с показателем преломления n_m они равны $E_f(z_m^+)$ и $E_b(z_m^+)$. Взаимосвязь этих полей на m -ом интерфейсе (слева и справа от него) может быть выражена в виде матричного уравнения:

$$\begin{pmatrix} E_f(z_m^-) \\ E_b(z_m^-) \end{pmatrix} = I_{m-1,m} \begin{pmatrix} E_f(z_m^+) \\ E_b(z_m^+) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$I_{m-1,m} = \frac{1}{t_{m-1,m}} \begin{pmatrix} 1 & -r_{m,m-1} \\ r_{m-1,m} & t_{m-1,m}t_{m,m-1} - r_{m-1,m}r_{m,m-1} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $r_{i,j}$, $t_{i,j}$ - амплитудные коэффициенты отражения и пропускания интерфейса, разделяющего среды с показателями преломления n_i и n_j , при падении световой волны со стороны среды с показателем преломления n_i . В случае плоской границы раздела сред коэффициенты $r_{i,j}$ и $t_{i,j}$ есть френелевские амплитудные коэффициенты отражения и пропускания [5]. Взаимосвязь полей на двух интерфейсах с номерами m и $m+1$, ограничивающих однородный слой с номером m , осуществляется передаточной матрицей одного слоя \hat{F}_m :

$$\begin{pmatrix} E_f(z_m^-) \\ E_b(z_m^-) \end{pmatrix} = \hat{F}_m \begin{pmatrix} E_f(z_m^+) \\ E_b(z_m^+) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\hat{F}_m = \begin{pmatrix} \exp(-i\delta_m) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta_m) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\delta_m = kn_m L_m$ - фазовая толщина слоя.

Применяя выражения (1) - (4) ко всей ФКС, получим связь поля слева от первого интерфейса и справа от последнего интерфейса с номером N :

$$\begin{pmatrix} E_f(z_1^-) \\ E_b(z_1^-) \end{pmatrix} = \hat{G} \begin{pmatrix} E_f(z_N^+) \\ E_b(z_N^+) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\hat{G} = I_{0,1} F_1 I_{1,2} F_2 \cdots F_{N-1} I_{N-1,N}. \quad (6)$$

Заметим, что в среде N с показателем преломления n_N существует только прошедшая волна, поэтому в (5) следует положить $E_b(z_N^+) = 0$.

Отражательная и пропускная способности ФКС рассчитывается по формулам

$$T = \left| \frac{1}{\hat{G}_{11}} \right|^2, \quad R = \left| \frac{\hat{G}_{21}}{\hat{G}_{11}} \right|^2. \quad (7)$$

Для расчета распределения поля по ФКС можно использовать выражения вида (5), в левой части которого элементы столбца заменены на амплитуды локальных полей в соответствующей точке.

3. Спектры отражения и пропускания монослоя наночастиц

Для анализа свойств ФКС с нанокompозитным дефектом в виде монослоя наночастиц, помещенного в диэлектрическую матрицу, необходимо знать амплитудные коэффициенты отражения и преломления монослоя. Аналитический расчет этих коэффициентов является нетривиальной задачей, поэтому в настоящей работе применен численный метод – метод конечных элементов, реализованный в пакете программ физического моделирования COMSOL Multiphysics. Для упрощения рассмотрен случай упорядоченного монослоя, в котором наночастицы расположены в узлах квадратной решетки, лежащей в плоскости (xy) .

С учетом симметрии структуры в качестве области моделирования выбрана четвертая часть элементарной ячейки структуры (рис. 1). Такая область содержит четверть наночастицы и вдоль направления координатных осей x и y имеет размер, равный $1/2$ периода структуры. Для получения всего монослоя необходимо применить к изображенной на рис. 1 области операции отражения (для дополнения до полной ячейки со сферической частицей), а затем трансляцию вдоль координатных осей x и y . Структура, полученная таким образом, будет представлять собой двумерный массив наночастиц, лежащий в плоскости (xy) . Граничные условия выбраны таким образом, чтобы модель соответствовала

случаю нормального (к плоскости монослоя) падения световой волны. Поляризация падающей волны ориентирована параллельно одному из ребер элементарной ячейки монослоя.

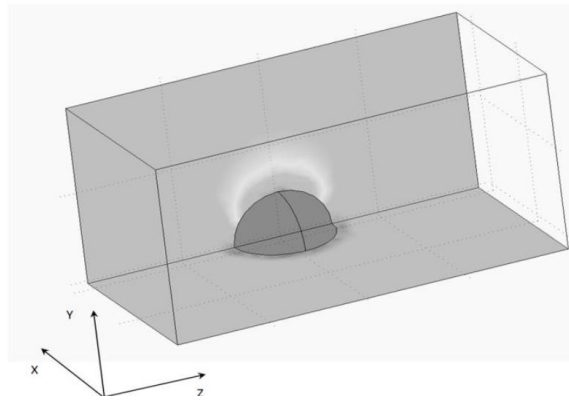


Рис. 1. Область моделирования в пакете Comsol Multiphysics.

В настоящей работе в качестве среды, в которой взвешен монослой наночастиц, выбран непоглощающий материал с постоянной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_m = 2.25$. Для расчета диэлектрической проницаемости металлических наночастиц использовано соотношение теории Друде [5]:

$$\epsilon_p(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma}, \tag{8}$$

где ω_p – плазменная частота; ϵ_0 – вклад решетки; γ – параметр релаксации. Для определенности при численном анализе в качестве материала наночастиц будем использовать серебро, для которого $\omega_p = 1.36 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$, $\epsilon_0 = 5$, $\gamma = 3 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$.

Результаты моделирования оптических свойств монослоя серебряных наночастиц представлены на рис. 2. Видно, что в области поверхностного плазмонного резонанса наночастиц (резонансная длина волны приходится на 435 нм) спектры отражения и пропускания монослоя претерпевают существенные изменения. Амплитуды наблюдаемых величин в резонансной области зависят от поверхностной концентрации наночастиц: с уменьшением среднего расстояния между наночастицами резонанс становится более выраженным, ширина резонансных кривых увеличивается, наблюдается частотный сдвиг резонанса в область коротких длин волн. Таким образом, спектральные характеристики монослоя металлических наночастиц зависят от внутренних геометрических параметров, что позволяет в некоторой степени контролировать его влияние на спектр ФКС.

4. Анализ свойств фотонного кристалла с монослоем наночастиц

Рассмотрим ФКС, в которой между двумя диэлектрическими зеркалами размещен дефектный слой, состоящий из диэлектрической матрицы и монослоя наночастиц. Передаточная матрица такой структуры может быть представлена в следующем виде:

$$N = I_{0,1} F_1 \cdots I_{d-1,d} F_{d1} F_s F_{d2} I_{d,d+1} \cdots F_{N-1} I_{N-1,N} = M^a D M^b, \tag{9}$$

где F_s – передаточная матрица монослоя наночастиц, F_{d1} и F_{d2} – передаточные матрицы слоев, обрамляющих монослой наночастиц, M^a и M^b – передаточные матрицы, описывающие диэлектрические зеркала, содержащих a и b бинарных слоев соответственно. Бинарные слои диэлектрических зеркал состоят из двух слоев изотропных диэлектриков с вещественными проницаемостями ϵ_j и толщинами L_j ($j = 1, 2$). Для моделирования оптических свойств структуры приняты значения $\epsilon_1 = 6.25$ и $\epsilon_2 = 2.25$. Толщина слоев структуры отвечает условиям $L_{1,2} = \lambda_0 / 4 \sqrt{\epsilon_{1,2}}$, толщина дефектного слоя равна $L_d = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_d}$, где λ_0 – длина волны в вакууме, рассчитанная для центральной частоты запрещенной зоны. Наличие в ФКС дефектного слоя приводит к появлению в фотонной запрещенной зоне узкой спектральной области пропускания с пиковым значением показателя прохождения близким к единице.

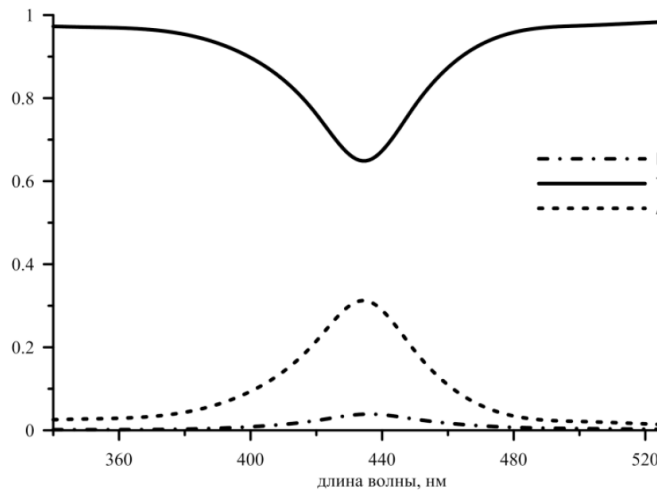


Рис. 2. Спектры отражения, пропускания и поглощения монослоя серебряных наночастиц. Период структуры составляет 10 нм.

На рис. 3 и рис. 4 показано распределение поля (квадрата амплитуды напряженности электрического поля) и спектры пропускания и отражения ФКС типа M^5DM^5 в зависимости от местоположения монослоя плазмонных наночастиц. Местоположение монослоя наночастиц в области дефекта задано соотношениями $L_{d1} = L_d / 2 + \Delta$, $L_{d2} = L_d / 2 - \Delta$, где L_d – толщина центрального слоя, который разделен монослоем наночастиц на две области толщинами L_{d1} и L_{d2} соответственно (область толщиной L_{d1} расположена со стороны падения внешней электромагнитной волны). Таким образом, Δ является величиной смещения монослоя от центра ФКС. Параметры диэлектрических слоев ФКС согласованы таким образом, что в ее центре, то есть для $\Delta = 0$, амплитуда поля близка к нулю (узел стоячей волны), а при смещении на $\Delta = \pm 71$ нм амплитуда достигает максимального значения (пучность стоячей волны). Из представленных зависимостей видно, что при нахождении монослоя наночастиц в области узла энергии ($\Delta = 0$), распределение поля и спектры пропускания и отражения практически аналогичны случаю ФКС без монослоя. Такая особенность объясняется практически полным отсутствием электродинамического взаимодействия между монослоем и световой волной в узле стоячей ЭМВ. Фактически, монослой находится в области "электромагнитной тени". В случае же расположения наночастиц в области сильного поля ($\Delta = 71$ нм), когда интенсивность рассеяния ЭМВ монослоем наибольшая, наблюдается трансформация дефектной моды, проявляющаяся в уменьшении ее амплитуды и расщеплении на спектральных кривых.

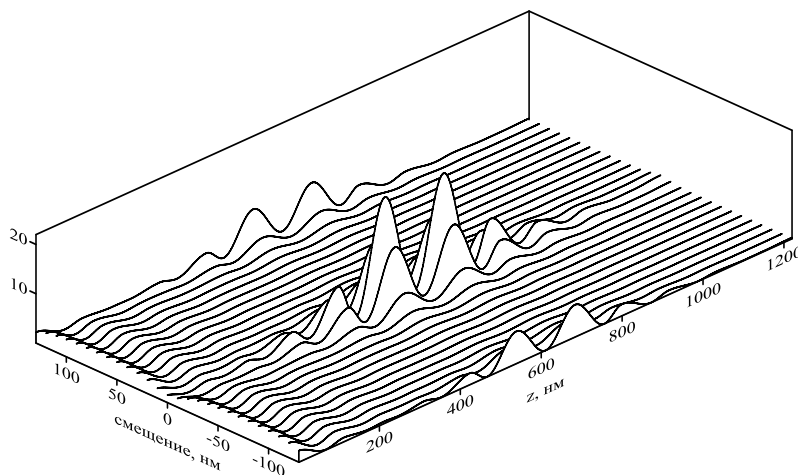


Рис. 3. Распределение амплитуды электромагнитного поля (в относительных единицах) по ФКС в зависимости от величины смещения монослоя наночастиц о центра структуры.

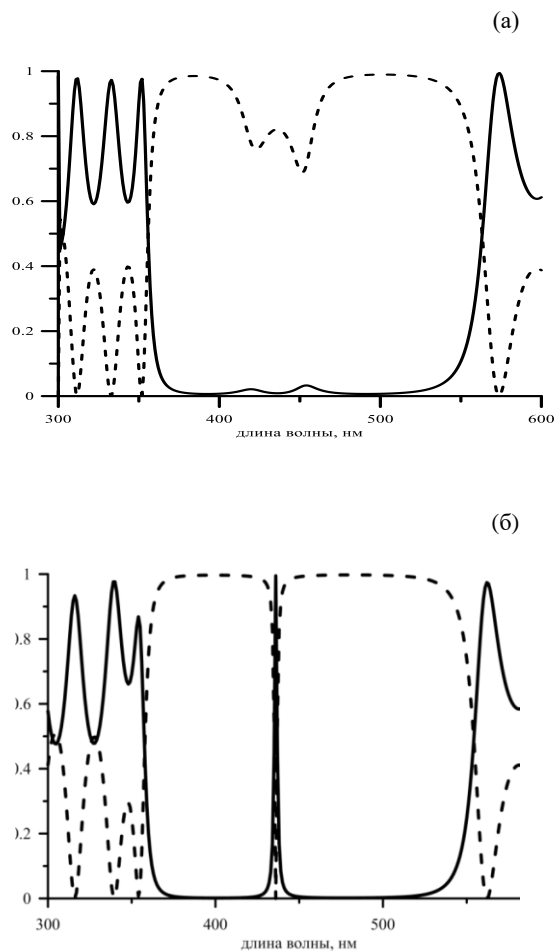


Рис. 4. Спектры пропускания (штриховая линия) и отражения (сплошная линия) ФКС при смещении монослоя на (а) $\Delta = 71$ нм, (б) $\Delta = 0$.

5. Заключение

Продемонстрирована возможность управления коэффициентами пропускания и отражения, отвечающих дефектной моде в фотонной запрещенной зоне ФКС, за счет применения монослоя металлических наночастиц. Показано, что амплитуда дефектной моды существенным образом зависит от местоположения монослоя наночастиц. Зависимость спектральных характеристик слоистой структуры от местоположения плазмонного монослоя связана с неоднородностью распределения электромагнитного поля в области, разделяющей брэгговские зеркала ФКС.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проекты № 3.5698.2017/П220 и № 3.8388.2017/ИТР) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проекты № 15-07-08111 и № 17-02-01382).

Литература

- [1] Воробьев, Л.Е. Оптические свойства наноструктур / Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин – Санкт-Петербург: Наука, 2001. – 188 с.
- [2] Гапоненко, С. В. Оптика наноструктур / С.В. Гапоненко, Н.Н. Розанов, Е.Л. Ивченко и др. – Санкт-Петербург: «Недра», 2005. – 326 с.
- [3] Моисеев, С.Г. Дефектные моды одномерной фотонно-кристаллической структуры с резонансным нанокомпозитным слоем / С.Г. Моисеев, В.А. Остаточников // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 8. – С. 743–748.
- [4] Ветров, С.Я. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокомпозита / С.Я. Ветров, А.Ю. Авдеева, И.В. Тимофеев // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 140, № 5. – С.871–878.
- [5] Борн, М. Основы оптики. / М. Борн, Э.М. Вольф – М: Наука, 1970. – 855 с.