

Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита, имеющего резонансную дисперсию

С.Я.Ветров, П.С.Панкин, И.В.Тимофеев

Исследованы спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с дефектом структуры, в качестве которого рассмотрен слой анизотропного нанокompозита, внедренного между двумя многослойными диэлектрическими зеркалами. Нанокompозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений ориентационно упорядоченной сферической формы и характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью. Каждой из двух ортогональных поляризаций зондирующего излучения отвечает своя плазменная резонансная частота нанокompозита. Решена задача расчета спектра пропускания волн с s- и p-поляризациями для подобных структур. Изучено спектральное проявление расщепления дефектной моды в зависимости от объемной доли наносфероидов и параметров структуры. Показана существенная зависимость положения максимумов дефектных мод в запрещенной зоне фотонного кристалла и их расщепления от угла падения, поляризации, отношения длин полярной и экваториальной полуосей сферических наночастиц.

Ключевые слова: спектр пропускания, расщепление дефектной моды, плазмонный резонанс, нанокompозит.

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК), диэлектрические свойства которых изменяются периодически, что допускает возможность брэгговской дифракции света, вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами [1–3]. Важным свойством ФК является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры [4, 5]. В этом случае в запрещенных зонах ФК проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. В случае одномерного ФК дефектный слой, внедренный между двумя многослойными зеркалами, представляет собой структуру типа микрорезонатора Фабри–Перо, а локализованные дефектные моды суть собственные моды микрорезонатора. Спектральным положением и коэффициентом пропускания дефектных мод можно эффективно управлять, варьируя геометрические и структурные параметры ФК. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотонно-кристаллических волноводов [6], нанорезонаторы с высокой добротностью [7, 8] и низкопороговые лазеры [9, 10], а также предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [11]. Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов для создания наноструктурированных металлдиэлектрических ФК и, на их основе, новых способов управления светом [12]. Нанокompозит состоит из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной

матрице, и характеризуется резонансной эффективной диэлектрической проницаемостью, тогда как оптические характеристики исходных материалов резонансных особенностей не имеют [13]. Положение резонанса, который лежит в видимой области спектра, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

Были проведены исследования спектральных свойств одномерного ФК с дефектными слоями нанокompозита, содержащими металлические наноразмерные включения сферической [14, 15] или ориентационно упорядоченной сферической формы [16]. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей спектральных свойств одномерного ФК с резонансным поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящим из сферических наночастиц серебра, ориентационно упорядоченных в диэлектрической матрице. Анализируются эффекты расщепления дефектных мод для параллельной и перпендикулярной относительно оптической оси нанокompозита поляризации света при изменении отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Исследуются также угловая и частотная зависимости пропускания для сплюснутых и вытянутых сферических наночастиц.

2. Описание модели и спектр пропускания

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду с резонансным дефектным слоем нанокompозита (рис.1). Этот слой имеет толщину $W_d = 130$ нм и состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_d = 2.56$. Полярная ось наносфероидов ориентирована параллельно оптической оси нанокompозита (ось x). В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой двуокиси циркония (ZrO_2) толщину

С.Я.Ветров, И.В.Тимофеев. Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, просп. Свободный, 79; Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок; e-mail: s.vetrov@inbox.ru, tiv@iph.krasn.ru

П.С.Панкин. Сибирский федеральный университет, Россия, 660041 Красноярск, просп. Свободный, 79; e-mail: pankin.nanotech@mail.ru

Поступила в редакцию 21 марта 2014 г., после доработки – 28 апреля 2014 г.

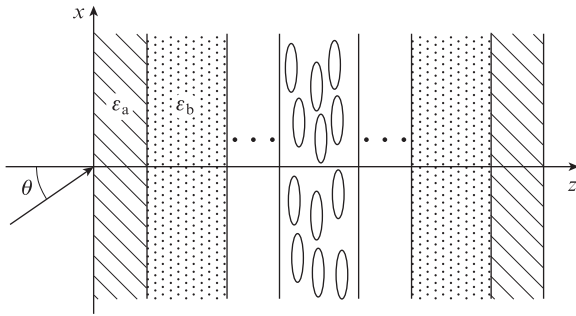


Рис.1. Схематическое представление одномерной ФК-структуры с анизотропным слоем в качестве дефекта.

ной $W_a = 50$ нм с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_a = 4.16$ и слой диоксида кремния (SiO_2) толщиной $W_b = 74$ нм с проницаемостью $\epsilon_b = 2.10$. ФК-структура помещена в среду (воздух) с диэлектрической проницаемостью, равной единице, и состоит из $N = 19$ слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокомпозита со свойствами одноосного вещества в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами $\epsilon_{xx} = \epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp}$. Диэлектрические проницаемости ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} определяются формулой Максвелла-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения с малой объемной долей [17, 18]:

$$\epsilon_{\perp, \parallel} = \epsilon_d \left[1 + \frac{f(\epsilon_m - \epsilon_d)}{\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_m - \epsilon_d)L_{\perp, \parallel}} \right], \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице; $\epsilon_m(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения. Факторы деполаризации $L_{\perp, \parallel}$ в (1) зависят от отношения длин полярной (b) и экваториальной (a) полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида, фактор L_{\parallel} определяется выражением

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1 - \xi^2}}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right), \quad (2)$$

а для поля, направленного перпендикулярно оси вращения сфероида, – выражением

$$L_{\perp} = (1 - L_{\parallel})/2, \quad (3)$$

где $\xi = b/a$. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду, а $\xi > 1$ – вытянутому сфероиду. Случай $\xi = 1$, для которого $L_{\perp} = L_{\parallel} = 1/3$ и $\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel}$, соответствует шару. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

где ϵ_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов; ω_p – плазменная частота; γ – величина, обратная времени релаксации электронов. Для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ [19].

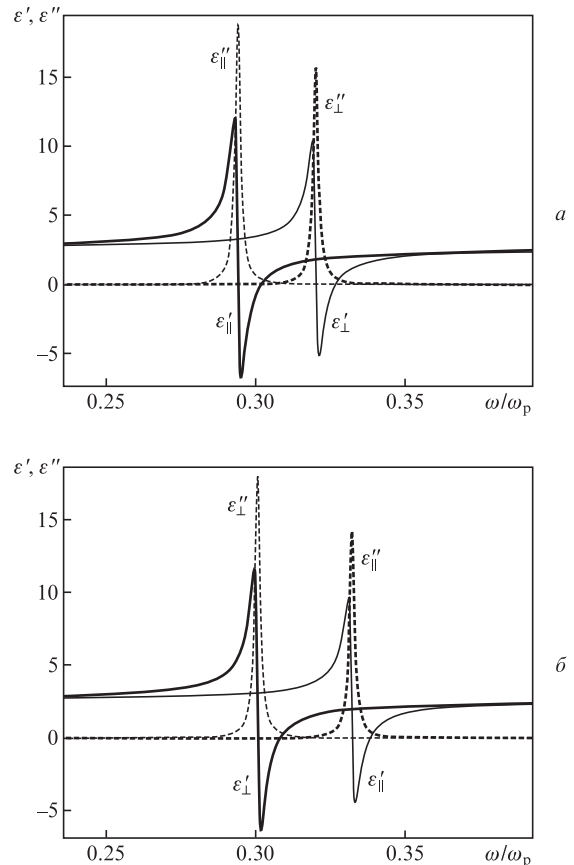


Рис.2. Частотные зависимости действительных ($\epsilon'_{\parallel}, \epsilon'_{\perp}$) и мнимых ($\epsilon''_{\parallel}, \epsilon''_{\perp}$) частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита при $\xi = 1.2$ (а) и 0.8 (б), $f = 0.02$.

Технологии получения нанокомпозита (поляризационного стекла) в видимой или прилегающей к видимой области спектра описаны в [20, 21]. Показано, что приготовленные образцы нанокомпозита характеризуются высокой степенью ориентационной упорядоченности включений и однородностью распределения их по объему стекляннной матрицы. Ориентационная упорядоченность наночастиц в матрице оказалась достаточной для того, чтобы отчетливо проявилась поляризационная избирательность при измерении пропускания [20] или оптической плотности [21].

На рис.2 приведены резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости анизотропной нанокомпозитной среды, вычисленные по формуле (1). Видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида и отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Различие резонансных частот диэлектрических проницаемостей ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} приводит к зависимости оптических свойств нанокомпозита от поляризации падающей волны.

Для расчета прохождения плоской s-поляризованной световой волны с компонентами электромагнитного поля E_y, H_x, H_z использовался метод матрицы переноса [22]. Изменение светового поля при прохождении через каждый слой структуры определяется матрицей переноса второго порядка, а матрица всей структуры, которая связывает амплитуды падающей и выходящих волн, является произведением таких матриц:

$$M = T_{01}T_{12} \dots T_{N-1N}T_{NN+1}, \quad (5)$$

где

$$T_{j-1j} = \frac{1}{2} \left(\begin{matrix} (1 + h_j) \exp(-i\alpha_j \gamma_j) & (1 - h_j) \exp(i\alpha_j \gamma_j) \\ (1 - h_j) \exp(-i\alpha_j \gamma_j) & (1 + h_j) \exp(i\alpha_j \gamma_j) \end{matrix} \right), \quad (6)$$

где $h_j = \sqrt{\varepsilon^{(j)} - \sin^2 \theta} / \sqrt{\varepsilon^{(j-1)} - \sin^2 \theta}$; $\varepsilon^{(j)}$ – диэлектрическая проницаемость j -го изотропного слоя; $\alpha_j = (\omega/c) \times \sqrt{\varepsilon^{(j)} - \sin^2 \theta}$; c – скорость света; толщины слоев $\gamma_j = z_j - z_{j-1}$; z_j – координата границы раздела j -го и примыкающего к нему справа $j+1$ -го слоев; $\gamma_{N+1} = 0$; $j = 1, 2, \dots, N$; θ – угол падения света. Для j -го анизотропного слоя в (6) величина $h_j = \sqrt{\varepsilon_{yy}^{(j)} - \sin^2 \theta} / \sqrt{\varepsilon^{(j-1)} - \sin^2 \theta}$, а $\alpha_j = (\omega/c) \times \sqrt{\varepsilon_{yy}^{(j)} - \sin^2 \theta}$.

Матрица переноса для р-поляризованной волны с компонентами электромагнитного поля E_x, E_z, H_y получается заменой в (6) h_j на

$$h_j = \frac{\varepsilon^{(j-1)} \sqrt{\varepsilon_{zz}^{(j)} - \sin^2 \theta}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}^{(j)} \varepsilon_{zz}^{(j)} (\varepsilon^{(j-1)} - \sin^2 \theta)}},$$

а α_j на

$$\alpha_j = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}^{(j)} - \sin^2 \theta}{\varepsilon_{zz}^{(j)}}}.$$

Энергетический коэффициент пропускания T определяется выражением

$$T(\omega) = \frac{1}{|M_{11}|^2}, \quad (7)$$

где M_{11} – элемент матрицы M .

3. Результаты расчетов и их обсуждение

Исследуем теперь особенности спектральных свойств ФК с дефектным слоем нанокompозита при вариации параметров среды. Поляризационную чувствительность спектра пропускания иллюстрирует рис.3. Видно, что при близких значениях частоты дефектной моды и резонансных частот нанокompозита каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны в запрещенной зоне спектра пропускания отвечает свое расщепление дефектных мод, зависящее от параметра ξ . Величина расщепления, которое подобно расщеплению частоты двух связанных осцилляторов, растет с ростом концентрации сфероидов в нанокompозите при обеих поляризациях света и, например, при объемной доле наночастиц, равной 0.06, достигает 100 нм. При этом форма спектра пропускания существенно зависит от поляризации падающего света.

На рис.4 приведена зависимость величины расщепления от отношения длин полярной и экваториальной полуосей сфероидальных наночастиц. Видно, что величина расщепления увеличивается с ростом степени сплюснутости или вытянутости эллипсоидальной формы наночастиц. При заданной форме наночастиц величина расщепления существенно зависит от поляризации падающей волны.

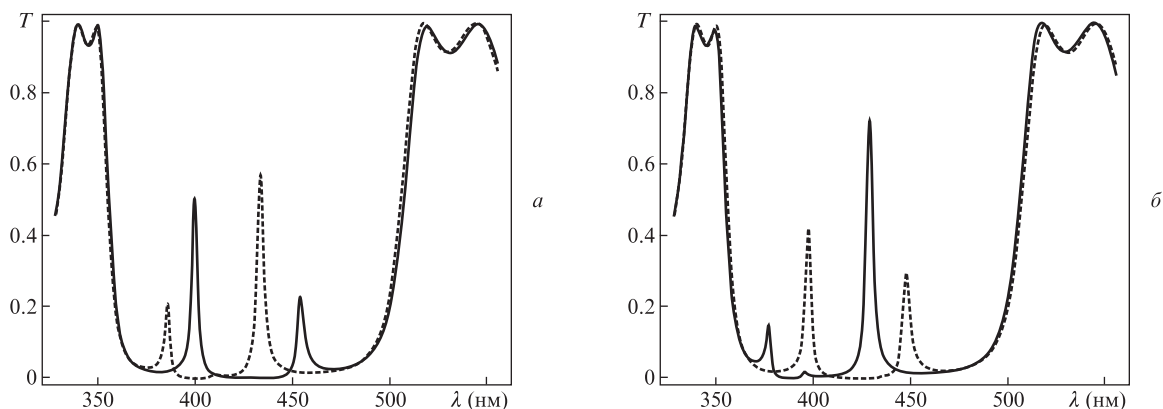


Рис.3. Коэффициент пропускания системы как функция длины волны при параллельной (сплошная кривая) и перпендикулярной (пунктирная кривая) относительно оптической оси нанокompозита поляризации света для $\xi = 1.2$ (а) и 0.8 (б), $f = 0.02$, $\theta = 0$.

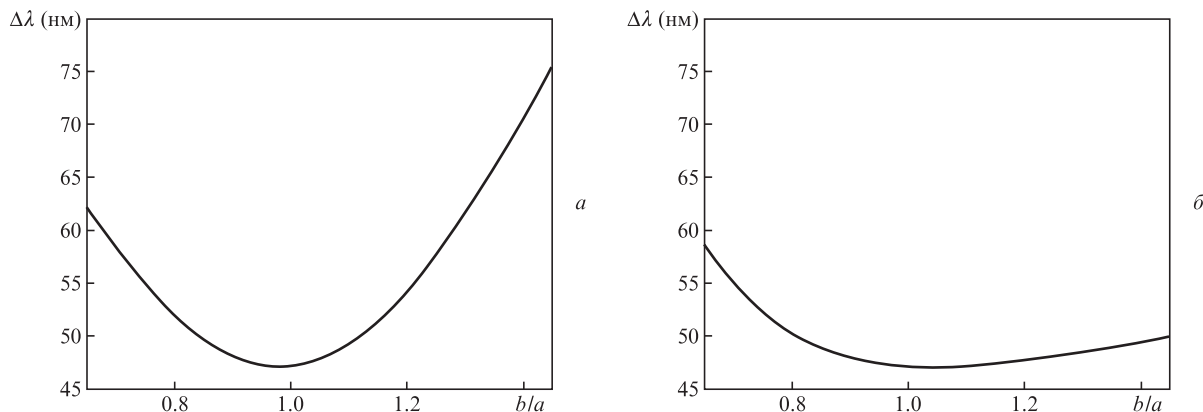


Рис.4. Зависимости расщепления дефектной моды от отношения длин полярной и экваториальной полуосей при параллельной (а) и перпендикулярной (б) относительно оптической оси нанокompозита поляризации света для $f = 0.02$, $\theta = 0$.

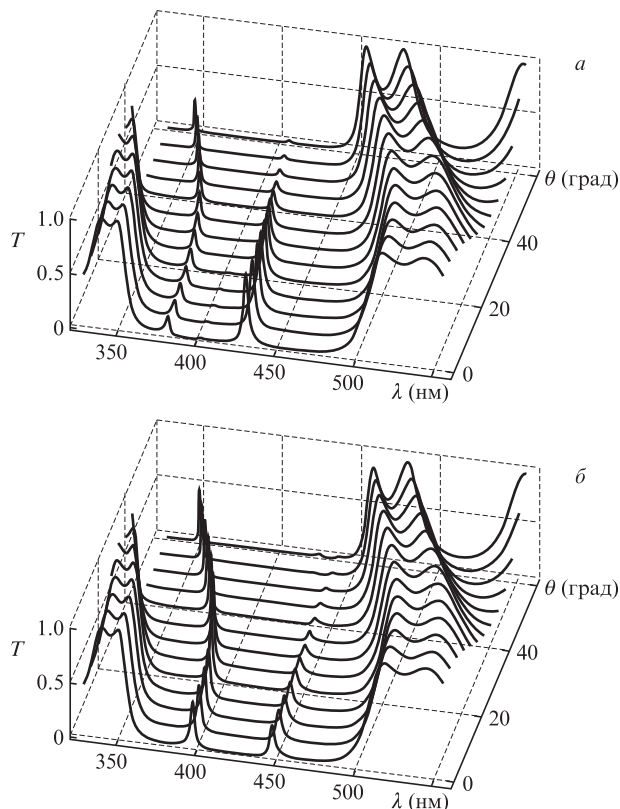


Рис.5. Коэффициент пропускания системы как функция длины волны и угла падения света с s-поляризацией при $\xi = 1.4$ (а) и 0.8 (б), $f = 0.02$.

Угловая чувствительность спектра пропускания для света с s-поляризацией представлена на рис.5. Видно, что при увеличении угла падения происходят сдвиг частоты дефектных мод, а также изменение ширины и положения запрещенной зоны как для вытянутых (рис.5,а), так и для сплюснутых (рис.5,б) наночастиц.

Границы запрещенной зоны сдвигаются в коротковолновую область в соответствии с брэгговским условием. Положение дефектных мод в запрещенной зоне ФК-структуры также смещается в сторону меньших длин волн. Такое их поведение может быть наглядно интерпретировано, если представить дефектную моду в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от зеркал резонатора, который образован нанодфектом с толщиной, соответствующей собственной моде резонатора. Действительно, условие резонанса $\lambda = 2W_d \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$, где n – показатель преломления дефектного слоя, показывает, что с ростом угла падения длина волны дефектной моды уменьшается, что и наблюдается при численном моделировании.

4. Заключение

Выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК со структурным, резонансно поглощающим анизотропным слоем нанокompозита, состоящим из ори-

ентационно упорядоченных серебряных наночастиц сферической формы, 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 объемной доли наночастиц в дефектном слое. Результаты получены методом матрицы переноса. Решена задача расчета угловой и частотной зависимости пропускания для сплюснутых и вытянутых сферических наночастиц. Показано, что каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны отвечает свое расщепление дефектной моды в запрещенной зоне, что делает спектры пропускания такой ФК-структуры поляризационно чувствительными. Угловая и поляризационная чувствительности спектров пропускания рассматриваемой структуры могут быть использованы для управления излучением и его селекции по длине волны и поляризации.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ (№ 3.1276.2014/К), а также при поддержке грантов Президиума РАН (№ 24.29 и 24.31), ОФН РАН (№ III.9.5), СО РАН (№ 43 и 101), Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (№ МК-250.2013.2), РФФИ (№ 14-02-31248) и совместного проекта Национального научного совета Тайваня и СО РАН.

1. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton: Princeton University Press, 2008).
2. Sakoda K. *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin: Springer, 2004).
3. Busch K., Lölkes S., Wehrspohn R.B., et al. *Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization* (Weinheim: Wiley-VCH, 2004).
4. John S. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2486 (1987).
5. Smith D.R., Dalichaouch R., Kroll N., et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 314 (1993).
6. Желтиков А.М. *УФН*, **170**, 1203 (2000).
7. Liang G., Han P., Wong H. *Opt. Lett.*, **29**, 192 (2004).
8. Vuckovic J., Loncar M., Mabuchi H., et al. *Phys. Rev. E*, **65**, 016608 (2001).
9. Akahane Y., Asono T., Song B.S., et al. *Nature*, **425**, 944 (2003).
10. Painter O., Lee R.K., Yariv A., et al. *Science*, **284**, 1819 (1999).
11. Манцызов Б.И. *Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов* (М.: Физматлит, 2009).
12. Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А. *УФН*, **179**, 1018 (2009).
13. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **72**, 641 (2000).
14. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. *ЖЭТФ*, **140**, 871 (2011).
15. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В. *Оптика и спектроскопия*, **113**, 571 (2012).
16. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **42**, 557 (2012).
17. Sihvola A. *Electromagnetic Mixing Formulas and Applications* (London: Institution of Engineering and Technology, 2008).
18. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. *УФН*, **177**, 619 (2007).
19. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
20. Stookey S.D., Araujo R. *J. Appl. Opt.*, **7**, 777 (1968).
21. Wang D., Guo S., Yin S. *Opt. Eng.*, **42**, 3585 (2003).
22. Yeh P. *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 742 (1979).