

## S-поляризованный спектр одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита

С. Я. Ветров<sup>1,2,\*</sup>, П. С. Панкин<sup>3,†</sup>, И. В. Тимофеев<sup>1,2‡</sup>

<sup>1</sup>Институт физики имени Л. В. Киренского СО РАН.  
Россия, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38.

<sup>2</sup>ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»,  
институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
кафедра «Теоретическая физика и волновые явления».  
Россия, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79.

<sup>3</sup>ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»,  
институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
кафедра «Базовая кафедра физики твердого тела и нанотехнологий».  
Россия, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79.

Исследованы спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с дефектом структуры, в качестве которого рассмотрен слой анизотропного нанокompозита, внедренного между двумя многослойными диэлектрическими зеркалами. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания фотонного кристалла.

PACS: 42.60.Da; 42.70.Qs. УДК:535.012.2; 535.361; 520.362.

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

Важным свойством фотонных кристаллов (ФК) является локализация электромагнитных волн на дефектах структуры. В этом случае в запрещенной зоне (ЗЗ) ФК появляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам. На основе ФК с дефектными модами созданы новые типы фотоннокристаллических волноводов, нанорезонаторы с высокой добротностью и низкопороговые лазеры, предложены способы повышения эффективности нелинейно-оптических процессов [1].

Новые способы управления светом возникают, если в качестве дефектного слоя в одномерном ФК использовать изотропный [2] или анизотропный [3] слой нанокompозита (НК), состоящий из диспергированных в прозрачной матрице металлических наноразмерных включений сферической, или ориентационно-упорядоченных включений сферической формы.

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собой слоистую среду с резонансным дефектным слоем нанокompозита. Дефектный НК-слой толщиной  $W_d = 130$  нм состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью (ДП)  $\varepsilon_d = 2,56$ . Полярная ось наносфероидов ориентирована параллельно оптической оси НК. В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой двуокиси циркония ( $ZrO_2$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_a = 4,16$  и двуокиси кремния ( $SiO_2$ ) с диэлектрической прони-

цаемостью  $\varepsilon_b = 2,10$ . Толщины слоев равны соответственно  $W_a = 50$  нм и  $W_b = 74$  нм. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из  $N = 19$  слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита со свойствами одноосного вещества в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{||}$  и  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}$ . Диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_{\perp}$ ,  $\varepsilon_{||}$  определяются формулой Максвелла Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли [3]:

$$\varepsilon_{\perp,||} = \varepsilon_d \left[ 1 + \frac{f(\varepsilon_m - \varepsilon_d)}{\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_m - \varepsilon_d)L_{\perp,||}} \right], \quad (1)$$

где  $f$  — фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_d$  и  $\varepsilon_m(\omega)$  — диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы;  $\omega$  — частота излучения. Факторы деполяризации  $L_{\perp,||}$  в (1) зависят от отношения длин полярной  $c$  и экваториальной  $a$  полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида, фактор  $L_{||}$  определяется выражением

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

и для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида,

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

\*E-mail: S.Vetrov@inbox.ru

†E-mail: p.s.pankin@mail.ru

‡E-mail: tiv@iph.krasn.ru

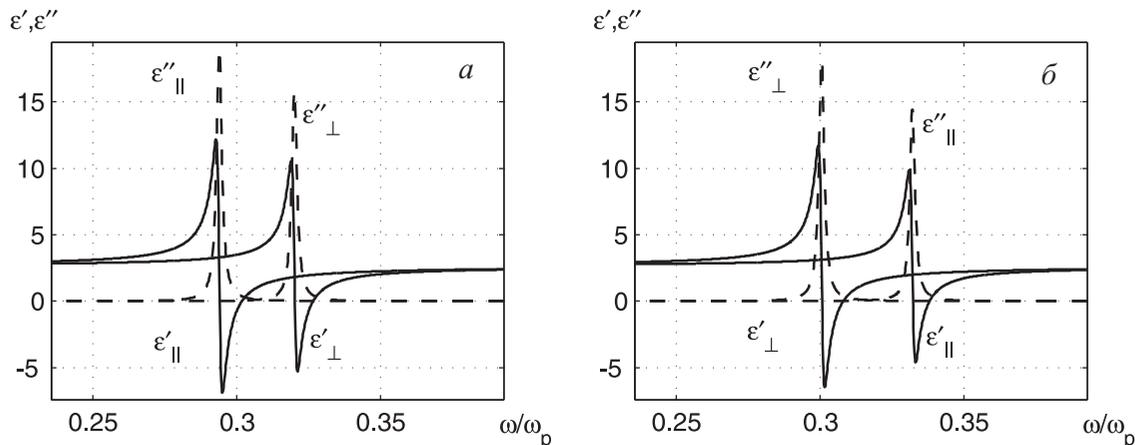


Рис. 1: Частотные зависимости действительных ( $\epsilon'_{\parallel}$ ,  $\epsilon'_{\perp}$ ) и мнимых ( $\epsilon''_{\parallel}$ ,  $\epsilon''_{\perp}$ ) частей эффективной диэлектрической проницаемости НК. Параметр  $\xi = 1,2$  (а),  $\xi = 0,8$  (б),  $f = 0,02$

где  $\xi = c/a$ . Случай  $\xi < 1$  соответствует сплюснутому сфероиду,  $\xi > 1$  — 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  $\epsilon_0$  — постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\gamma$  — величина, обратная времени релаксации электронов. Для серебра  $\epsilon_0 = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0,02$  эВ.

На рис. 1 приведены резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных ДП анизотропной нанокompозитной среды, вычисленные по формуле (1). Из рисунка видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида и отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Различие резонансных частот ДП  $\epsilon_{\perp}$  и  $\epsilon_{\parallel}$  приводит к зависимости оптических свойств нанокompозита от поляризации падающей волны.

Для расчета прохождения плоской световой волны  $s$ - и  $p$ -поляризации, использовался метод трансфер-матрицы. Изменение светового поля при прохождении через каждый слой структуры определяется трансфер-матрицей второго порядка, а трансфер-матрица всей структуры, которая связывает амплитуды падающей и выходящих волн, определяется произведением таких матриц.

Для исследуемой структуры проявляется расщепление дефектной моды в ЗЗ, которое подобно расщеплению частоты двух связанных осцилляторов и происходит при близких значениях частоты дефектной моды с резонансными частотами нанокompозита [2].

На рис. 2 показана зависимость от формы наночастиц положений максимумов пиков пропускания, со-

ответствующих дефектным модам в запрещенной зоне спектра пропускания для исследуемой структуры при нормальном падении света. Из рисунка видно, что при близких значениях частоты дефектной моды с резонансными частотами нанокompозита каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны в ЗЗ спектра пропускания отвечает свое расщепление дефектных мод, зависящее от параметра  $\xi$ . Видно, что расщепление увеличивается с ростом степени сплюснутости или вытянутости эллипсоидальной формы наночастиц. При заданной форме наночастиц спектр пропускания и расщепление существенно зависят от поляризации падающей волны. Минимальное расщепление дефектной моды находится вблизи совпадения резонансных частот НК и ФК.

Расщепление также растет с ростом концентрации сфероидов в нанокompозите для обеих поляризаций света, и например при объемной доле наночастиц равной 0,06 достигает 100 нм.

На рис. 3 приведена зависимость от угла падения  $s$ -поляризованного света положений максимумов пиков пропускания, соответствующих дефектным модам. Из рисунка видно, что при увеличении угла падения происходит сдвиг дефектных мод как для вытянутых (рис. 3а), так и для сплюснутых (рис. 3б) наночастиц. Положение дефектных мод в ЗЗ ФК-структуры смещается в сторону коротких длин волн. Такое их поведение может быть наглядно интерпретировано, если представить дефектную моду в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от зеркал резонатора, образуемого 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,  $\theta$  — угол падения света, показывает, что с ростом угла падения длина волны дефектной моды уменьшается, что и наблюдается при численном моделировании. Из рис. 3 также видно, что минимальное расщепление находится вблизи совпадения

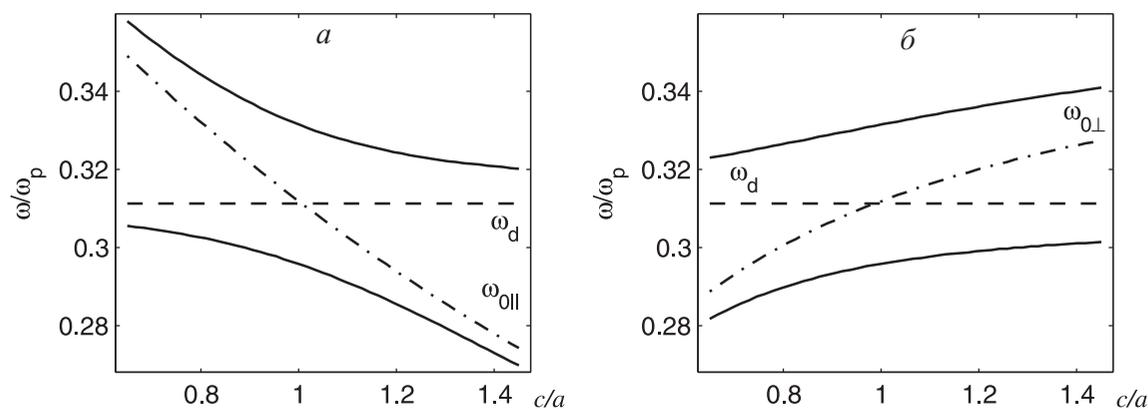


Рис. 2: Зависимость от формы наночастиц положений максимумов пиков пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота дефектной моды ФК и резонансная частота НК. Для параллельной (а) и перпендикулярной (б) (относительно оптической оси НК) поляризации света. Параметр  $f=0,02$ ,  $\theta=0^\circ$

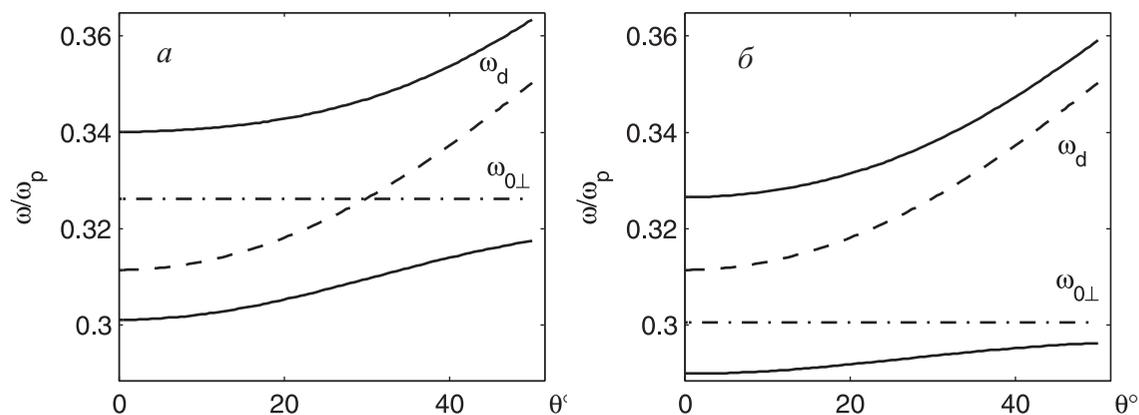


Рис. 3: Зависимость от угла падения  $s$ -поляризованного света положений максимумов пиков пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота дефектной моды ФК и резонансная частота НК. Параметр  $\xi=1,4$  (а),  $\xi=0,8$  (б),  $f=0,02$

резонансных частот НК и ФК.

Зависимость спектров пропускания рассматриваемой структуры от длины волны падающего излучения, формы наночастиц, угла падения света и концентрации наносфероидов в НК может быть использована для управления и разделения излучения по длине волны и поляризации. Так как каждой из двух взаимно ортогональных поляризаций падающего на такую структуру света отвечает свое расщепление дефектной моды, то при падении неполяризованного белого света на такую структуру мы получим четыре узких спектральных полосы линейно поляризованного света (рис. 4) на длинах волн, соответствующих дефектным модам в 3З спектра пропускания.

Также была решена задача расчета угловой и частотной зависимости спектров пропускания для сплюснутых и вытянутых сфероидальных наночастиц. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания фо-

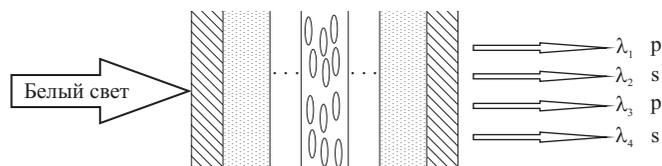


Рис. 4: Схематическое представление селективного поляризатора света, падающего на фотонно-кристаллическую структуру с дефектом из оптически анизотропного нанокompозита

тонного кристалла, которые обусловлены, прежде всего резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от объемной доли наночастиц в дефектном слое. Была рассчитана величина расщепления дефектной моды в зависимости от формы наночастиц, их концентрации в НК и угла падения падающего света.

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. et al.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Princeton: Princeton University Press, 2008).  
 [2] *Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В.* ЖЭТФ.

- 140**, № 5(11). С. 871. (2011).  
 [3] *Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенов Д.И.* Квантовая электроника. **42**, № 6. С. 557. (2012).

## S-polarized spectrum of one-dimensional photonic crystal with anisotropic nanocomposite defect layer

**S. Ya. Vetrov<sup>1,2,a</sup>, P. S. Pankin<sup>2,b</sup>, I. V. Timofeev<sup>1,2,c</sup>**

<sup>1</sup>*Kirensky Institute of Physics. Akademgorodok, Krasnoyarsk, 660036, Russia.*

<sup>2</sup>*Siberian Federal University. Krasnoyarsk, 660041, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>S.Vetrov@inbox.ru, <sup>b</sup>p.s.pankin@mail.ru, <sup>c</sup>tiv@iph.krasn.ru*

Spectral properties are investigated of one-dimensional photonic crystal with structure defect which is considered as an anisotropic nanocomposite layer embedded between two multilayer dielectric mirrors. A number of important features in the transmission spectrum of the photonic crystal are found.

PACS: 42.60.Da; 42.70.Qs

Keywords: transmission spectrum, splitting of the defect mode, plasmon resonance, nanocomposite.

### Сведения об авторах

1. Ветров Степан Яковлевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: 8(391) 249-57-93, e-mail: S.Vetrov@inbox.ru.
2. Панкин Павел Сергеевич — магистрант; тел.: 8(923) 334-64-79, e-mail: p.s.pankin@mail.ru.
3. Тимофеев Иван Владимирович — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник; тел.: 8(391) 249-46-13, e-mail: tiv@iph.krasn.ru.