

СВЯЗАННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТАММОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА И НАНОКОМПОЗИТА, СОДЕРЖАЩЕГО ЧАСТИЦЫ С ОБОЛОЧКАМИ

© 2016 г. С. Я. Ветров^{1,2}, П. С. Панкин¹, И. В. Тимофеев^{2,3}

¹Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники

²Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

³Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и спектроскопии

E-mail: ppankin@sfu-kras.ru

Исследуются связанные оптические таммовские состояния, локализованные на краях фотонного кристалла, ограниченного наноккомпозитом. Наноккомпозит состоит из диспергированных в прозрачной матрице сферических наночастиц, имеющих диэлектрическое ядро и металлическую оболочку. Исследуется влияние параметров структуры на спектральные проявления связанных таммовских мод.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно исследуется особый тип локализованных электромагнитных состояний, которые можно возбудить при нормальном падении света на образец – оптические таммовские состояния (ОТС) [1,2]. Данные состояния являются аналогом таммовского поверхностного состояния в физике твердого тела. ОТС может возбуждаться между двумя различными фотонными кристаллами (ФК), имеющими перекрывающиеся запрещенные зоны (ЗЗ) [3] или между ФК и средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (ДП) ϵ (плазмоподобная среда) [4,5]. Поверхностная электромагнитная волна на границе ФК и среды с $\epsilon < 0$ представляет собой неразрывное целое с поверхностным плазмоном – колебаниями свободных электронов вблизи поверхности проводника. Такая связанная мода поля излучения и поверхностного плазмонного возбуждения называется таммовским плазмон-поляритоном (ТПП). Экспериментально ОТС проявляется в виде узкого пика в спектре пропускания образца [6,7].

Потенциальными применениями поверхностных мод и ОТС являются датчики и оптические переключатели [8], многоканальные фильтры [9], усилители фарадеевского вращения [7], усилители эффекта Керра [10], органические солнечные элементы [11] и поглотители [12].

При ограничении ФК плазмopodobной средой с двух сторон, можно получить связанные ТПП [13]. В [5] была показана возможность реализации связанных ТПП, когда в качестве плазмopodobной среды был использован металл-диэлектрический нанокомпозит (НК). Положение частотного интервала, в котором НК подобен металлу, то есть, в котором $\text{Re}(\epsilon(\omega)) < 0$, зависит от ДП материалов НК, концентрации и формы наночастиц, наполняющих его. Это открывает широкие возможности контроля над оптическими свойствами ОТС за счет варьирования параметрами НК.

В настоящей работе исследовано влияние параметров структуры на спектральное проявление связанных ТПП, реализованных в ФК, ограниченном с двух сторон НК, содержащим частицы с оболочками. Расчеты спектральных свойств ФК выполнены с использованием метода трансфер-матрицы.

МОДЕЛЬ

ФК представляет собой чередующиеся слои двуокиси кремния (SiO_2) и двуокиси циркония (ZrO_2) с диэлектрическими проницаемостями и толщинами $\epsilon_a = 2.10$, $W_a = 74$ нм и $\epsilon_b = 4.16$, $W_b = 50$ нм соответственно. ФК ограничен с двух сторон НК-слоем толщиной $W_d = 150$ нм, состоящим из слоистых сферических наночастиц с оболочкой, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с ДП $\epsilon_m = 2.56$. Структура помещена в среду (воздух) с диэлектрической проницаемостью равной единице и состоит из $N = 17$ слоев, включая НК-слои (Рис. 1(а)).

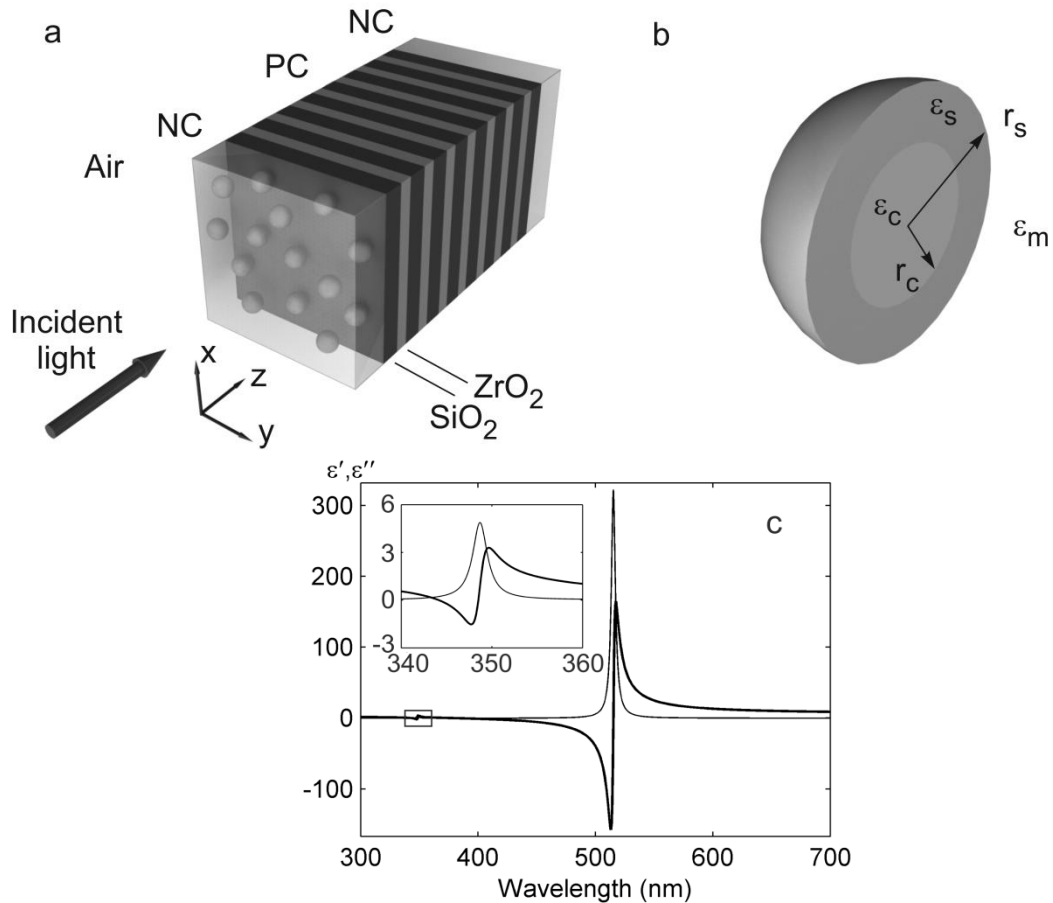


Рис. 1. Схематичное представление одномерного фотонного кристалла, ограниченного нанокompозитными слоями (а) и сечение наночастицы (б) эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита (с). Параметры $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$.

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита определяется формулой Максвелла Гарнетта:

$$\epsilon = \epsilon_m \left(1 + \frac{3fa}{1-f\alpha} \right), \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, т. е. объемная доля наночастиц в композите. Параметр α пропорционален дипольной поляризуемости слоистой наночастицы, и для сферической частицы с ДП ядра ϵ_c и оболочки ϵ_s , находящейся в среде с ДП ϵ_m , определяется следующим выражением [14,17]:

$$\alpha = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + \beta(\epsilon_m + 2\epsilon_s)(\epsilon_c - \epsilon_s)}{(\epsilon_s + 2\epsilon_m)(\epsilon_c + 2\epsilon_s) + 2\beta(\epsilon_s - \epsilon_m)(\epsilon_c - \epsilon_s)}, \quad (2)$$

где $\beta = (r_c/r_s)^3$ – отношение объема ядра частицы к ее полному объему (Рис. 1(б)). В рассматриваемой нами структуре наночастицы состоят из диэлектрического ядра с ДП $\epsilon_c = 3$ и серебряной оболочки с ДП ϵ_s , выражаемой формулой Друде–Зоммерфельда [14,17]:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (3)$$

где ε_0 – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – коэффициент затухания (величина, обратная времени релаксации электронов), ω – частота падающего света. Для серебра $\varepsilon_0 = 5$, $\hbar\omega_p = 9$ эВ, $\hbar\gamma = 0.02$ эВ.

На рисунке 1с приведена зависимость эффективной ДП НК от длины волны падающего света для выбранных нами параметров нанокompозита. Из рисунка видно, что возникают две резонансные части ДП – коротковолновая и длинноволновая, природа которых связана с плазмонным резонансом наночастиц. При увеличении ДП ядра резко увеличивается коротковолновая резонансная часть ДП, в то время как длинноволновая уменьшается незначительно. При увеличении ДП матрицы происходит обратная ситуация. Кроме того происходит смещение обоих резонансов в длинноволновую область. При уменьшении толщины оболочки увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов и наблюдается движение коротковолновой резонансной части ДП в область коротких длин волн, длинноволновой – в сторону увеличения длины волны. Когда действительная часть ДП НК становится отрицательной величиной, то он становится подобен металлическому зеркалу.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На рисунке 2(а) показан спектр пропускания структуры в зависимости от толщины d первого слоя SiO_2 , непосредственно примыкающего к НК-слою. Вблизи коротковолновой границы ЗЗ ФК видны два пика пропускания. Как было показано в работе [15], эти пики соответствуют связанным ТПП. Световое поле на длине волны этих пиков локализуется на границе между ФК и НК-слоями, и спадает экспоненциально вглубь сверхрешетки и композита. Фактически, свет оказывается между двумя зеркалами – брэгговским и металлическим, так как длина волны ОТС попадает в запрещенную зону фотонного кристалла, а также находится в области отрицательных значений действительной части ДП НК. На рисунке 2(б) показано расталкивание по длине волны пиков, соответствующих связанным ТПП.

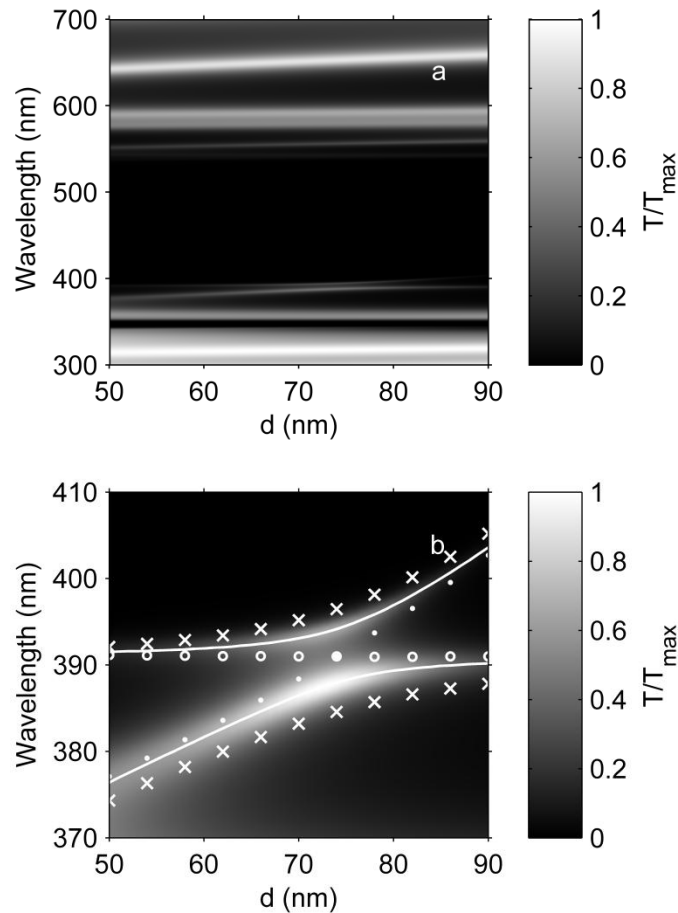


Рис. 2. Спектр пропускания системы в зависимости от толщины d первого слоя SiO_2 при нормальном падении света ($T_{\max} = 0.9144$) (а); В увеличенном масштабе показано движение пиков, соответствующих связанным таммовским плазмон-поляритонам ($T_{\max} = 0.4124$) (б). Показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$ (сплошная) и $N=13$ (крестики). Точками и кружками показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно. Параметры $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$.

Из рисунка 2 видно, что положения пиков и расстояние между ними существенным образом изменяются при изменении толщины d первого слоя. Раздвоение пика объясняется снятием вырождения, которое обусловлено взаимным влиянием локализованных на границе раздела оптических таммовских мод. Как было отмечено в работе [16], при увеличении толщины первого слоя ФК, непосредственно сопряженного с плазмopodobной средой (в нашем случае это НК, имеющий в данном диапазоне длин волн действительную отрицательную часть ДП), длина волны ОТС увеличивается (на рисунке показана точками). Таким образом, изменяется длина волны ОТС, локализованного на границе между НК и слоем переменной толщины. Длина волны второго ОТС, локализованного на другой границе

ФК, не меняется (на рисунке показана кружками). При отстройке длин волн связанных мод ОТС, увеличивается расстояние между пиками. Такое поведение дисперсионных кривых называется квазипересечением. Расстояние между пиками достигает минимума при $d = 74$ нм, т.е. когда структура становится симметричной и длины волн связанных таммовских мод совпадают – их дисперсионные кривые пересекаются.

Существенная зависимость положения пиков пропускания от толщины первого слоя ФК открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной структуры. Для этого первому слою следует придать форму острого клина. Границы слоя перестанут быть плоскопараллельными, однако одномерное приближение останется справедливым при надлежащем выборе ширины оптического пучка.

При уменьшении числа слоев ФК происходит увеличение расстояния по длине волны между пиками, соответствующими связанным ТПП (растет величина расщепления). Это связано с тем, что расстояние между НК-слоями уменьшается, увеличивается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, что приводит к более сильной связи мод и расталкиванию пиков (Рис. 2(b)).

На рисунке 3а представлено поведение пиков, соответствующих связанным ТПП при изменении угла падения s-поляризованного света на структуру. Длины волн ОТС, возбуждаемых на обеих границах ФК и НК независимо друг от друга совпадают, поэтому не наблюдается ситуация квазипересечения. При увеличении угла падения света длина волны каждого из взаимодействующих ОТС уменьшается, что ведет к уменьшению длин волн, соответствующих расщепленным пикам. При увеличении угла падения поле на длине волны ОТС спадает вглубь ФК быстрее, уменьшается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, это приводит к более слабой их связи и уменьшению расталкивания пиков. Они асимптотически приближаются к длине волны несвязанного ОТС – вырождение состояний уменьшается. Крестики на рисунке показывают, что при уменьшении числа слоев ФК расстояние между пиками увеличивается.

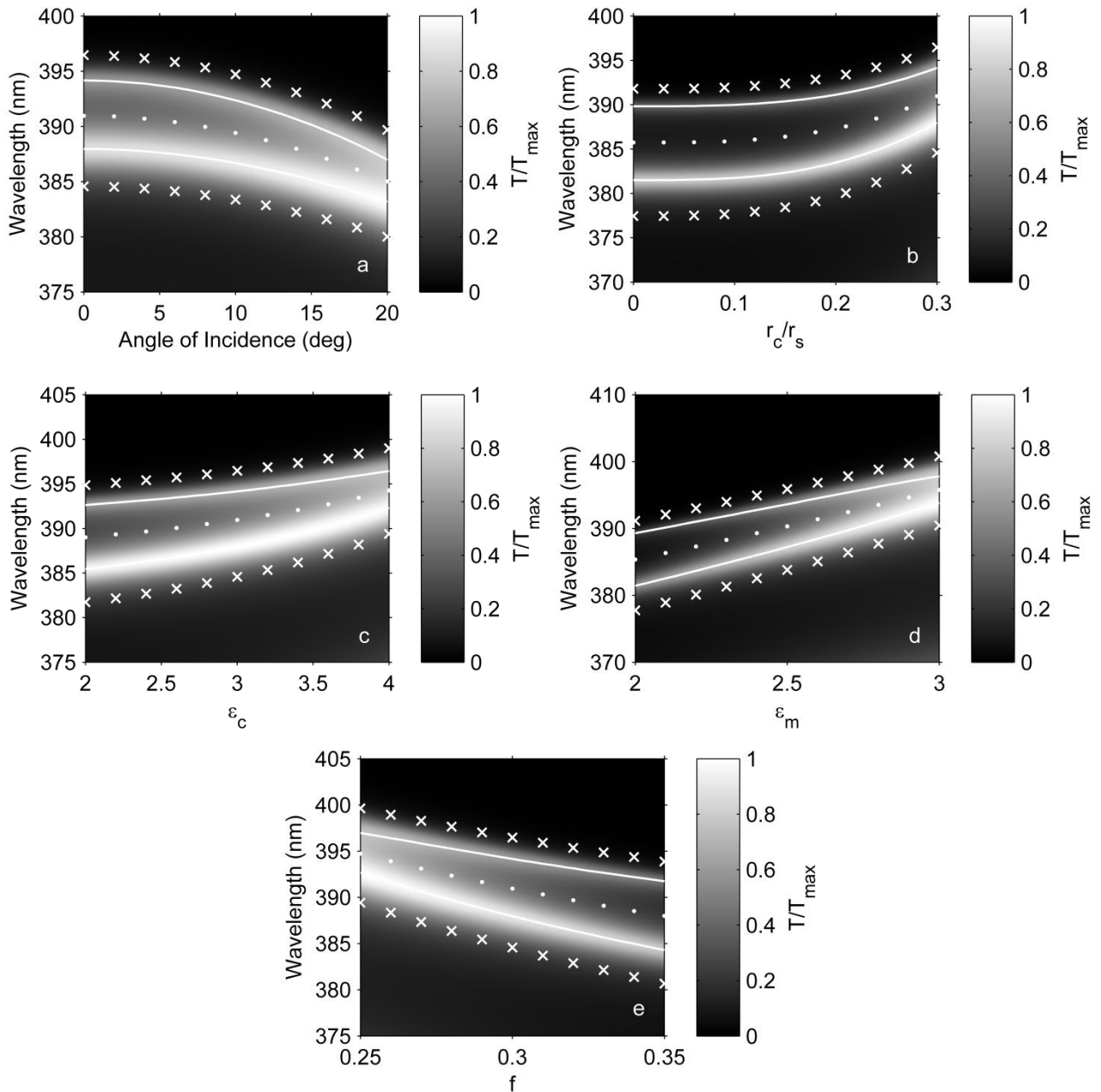


Рис. 3. Спектр пропускания системы в зависимости от угла падения θ ($T_{\max} = 0.4637$) (a); отношения радиуса ядра r_c к радиусу частицы r_s ($T_{\max} = 0.4078$) (b); ДП ядра ($T_{\max} = 0.4096$) (c); ДП матрицы ($T_{\max} = 0.4077$) (d); фактора заполнения f ($T_{\max} = 0.4519$) (e). Показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$ (сплошная) и $N=13$ (крестики). Точками показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно (кривые совпадают). Если параметр не изменяется, то его значение равно $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$, $\theta = 0$.

В настоящее время существуют технологии изготовления наночастиц, которые позволяют изменять размеры ядра и оболочки в широких пределах [17]. Это открывает

дополнительную возможность настройки положения пиков пропускания при создании таких структур. На рисунке 3b показано движение пиков при росте отношения r_c/r_s . Из рисунка видно, что пики смещаются в длинноволновую область. Это связано с тем, что ДП НК имеет две резонансные области, которые отвечают двум поверхностным плазмонам, локализованным в частице на двух границах металлической оболочки – с ядром, и с матрицей (Рис. 1с). В наших расчетах проявляется более сильный из этих резонансов – длинноволновый, соответствующий внешней границе. При уменьшении толщины оболочки увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов, и наблюдается расталкивание мод – движение коротковолнового края резонансной области ДП в короткие длины волн, длинноволнового – в сторону увеличения длины волны. Поэтому область отрицательных значений действительной части ДП НК сдвигается в длинноволновую область, а вместе с ней и длина волны ОТС, локализованных на краях ФК (на рисунке показана точками). Механизм уменьшения величины расщепления пиков, соответствующих связанным ТПП такой же, как и в случае увеличения угла падения света и связан с более резким спадом поля вглубь структуры на длине волны ОТС.

На рисунках 3с и 3d показано движение пиков в зависимости от ДП ядра наночастицы и матрицы нанокompозита. При увеличении ДП как ядра, так и матрицы, происходит смещение обоих резонансов ДП НК в длинноволновую область. Поэтому и область отрицательных значений действительной части ДП НК смещается в сторону увеличения длины волны, а вместе с ней и длина волны ОТС, локализованных на краях ФК. Механизм уменьшения величины расщепления пиков такой же, как и для рисунка 1а.

Также можно управлять положением пиков, варьируя фактор заполнения f (Рис. 3е). При увеличении f , область отрицательных значений действительной части ДП НК, соответствующая длинноволновому резонансу ДП смещается в сторону коротких длин волн, а вместе с ней и длина волны ОТС, локализованных на краях ФК. Вследствие этого и расщепленные пики двигаются в сторону уменьшения длины волны. При этом спад поля на длине волны ОТС вглубь ФК становится медленным, увеличивается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, это приводит к более сильной их связи и увеличению расталкивания пиков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы спектральные свойства одномерного фотонного кристалла, ограниченного нанокompозитными слоями, включающими наночастицы с диэлектрическим ядром и металлической оболочкой.

Показана возможность управления положением расщепленных пиков пропускания, соответствующих связанным таммовским плазмон-поляритонам посредством вариации параметров нанокompозита.

Зависимость положения расщепленных пиков от толщины первого слоя фотонного кристалла и от угла падения может быть полезна при создании перестраиваемых фильтров на основе данной структуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2016 г. (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке стипендии Президента РФ (№ СП-227.2016.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Vinogradov A.P., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M. and Lisyansky A.A.* Surface states in photonic crystals // *Phys. Usp.* 2010. V.53. P. 243–56.
2. *Kavokin A., Shelykh I. and Malpuech G.* Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. 261105(1-4).
3. *Kavokin A.V., Shelykh I.A. and Malpuech G.* Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. 233102(1-4).
4. *Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Kavokin A.V. and Shelykh I.A.* Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. 165415(1-5).
5. *Vetrov S.Ya., Bikbaev R.G. and Timofeev I.V.* Optical Tamm States at the Interface between a Photonic Crystal and a Nanocomposite with Resonance Dispersion // *JETP.* 2013. V. 117. P. 988-98.
6. *Sasin M.E., Seisyan R.P., Kaliteevski M.A., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Egorov A.Yu., Vasil'ev A.P., Mikhlin V.S. and Kavokin A.V.* Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. 251112(1-3).
7. *Goto T., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Baryshev A.V., Vinogradov A.P., Inoue M., Lisyansky A.A. and Granovsky A.B.* Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. 113902(1-3).
8. *Zhang W.L. and Yu S.F.* Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium // *Opt. Commun.* 2010. V. 283. P.2622-6.
9. *Zhou H., Yang G., Wang K., Long H. and Lu P.* Multiple optical Tamm states at a metal–dielectric mirror interface // *Opt. Lett.* 2010. V. 35. P. 4112-4.
10. *Vinogradov A.P., Dorofeenko A.V., Erokhin S.G., Inoue M., Lisyansky A.A., Merzlikin A.M. and Granovsky A.B.* Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. 045128(1-8).
11. *Zhang X-L., Song J-F., Li X-B., Feng J. and Sun H-B.* Optical Tamm states enhanced broad-band absorption of organic solar cells // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. 243901(1-5).
12. *Gong Y., Liu X., Lu H., Wang L. and Wang G.* Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide // *Opt. Exp.* 2011. V 19. P. 18393-8.
13. *Iorsh I., Panicheva P.V., Slovinskii I. A. and Kaliteevskii M. A.* Coupled Tamm plasmons // *Tech. Phys. Lett.* 2012. V. 38. №4. P.351-3.

14. *Sihvola A.* Electromagnetic Mixing Formulas and Applications. London: The Institution of Engineering and Technology, 2008. P. 284.

15. *Vetrov S.Ya., Pankin P.S. and Timofeev I.V.* Spectral properties of a photonic crystal conjugated to nanocomposite containing shell particles// Memoirs of the Faculty of Physics. 2015. № 4. 154315(1-4).

16. *Beletskii N.N., Borysenko S.A., and Gvozdev N.I.* Interaction of plasma and defective modes in one-dimensional layered periodic dielectric structures bordering upon plasma-like media // Radiophysics and Electronics. 2013. V.4. № 3. P. 55-63.

17. *Klimov V.* Nanoplasmonics. Boca Raton: CRC Press, 2014. P. 567.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ В СТАТЬЕ

Рис. 1. Схематичное представление одномерного фотонного кристалла, ограниченного нанокompозитными слоями (а) и сечение наночастицы (б) эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита (с). Параметры $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$.

Рис. 2. Спектр пропускания системы в зависимости от толщины d первого слоя SiO_2 при нормальном падении света ($T_{\max} = 0.9144$) (а); В увеличенном масштабе показано движение пиков, соответствующих связанным таммовским плазмон-поляритонам ($T_{\max} = 0.4124$) (б). Показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$ (сплошная) и $N=13$ (крестики). Точками и кружками показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно. Параметры $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$.

Рис. 3. Спектр пропускания системы в зависимости от угла падения θ ($T_{\max} = 0.4637$) (а); отношения радиуса ядра r_c к радиусу частицы r_s ($T_{\max} = 0.4078$) (б); ДП ядра ($T_{\max} = 0.4096$) (с); ДП матрицы ($T_{\max} = 0.4077$) (д); фактора заполнения f ($T_{\max} = 0.4519$) (е). Показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК $N=17$ (сплошная) и $N=13$ (крестики). Точками показано положение ОТС для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно (кривые совпадают). Если параметр не изменяется, то его значение равно $f = 0.3$, $r_c/r_s = 0.3$, $\epsilon_m = 2.56$, $\epsilon_c = 3$, $\theta = 0$.