

## ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

PACS 42.70.Qs; 42.25.Bs; 78.67.Sc

# Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокompозитным слоем

С.Г.Моисеев, В.А.Остаточников, Д.И.Семенцов

*Исследованы особенности спектров пропускания и отражения одномерной фотонно-кристаллической структуры, в которой слой нанокompозита находится между диэлектрическими брэгговскими зеркалами. Каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны отвечает своя плазменная резонансная частота нанокompозита. Если одна из указанных плазменных частот совпадает с частотой дефектной моды в одной из фотонных зон, то возможно полное подавление в спектре пропускания дефектной моды, что делает спектры такой структуры поляризационно чувствительными.*

**Ключевые слова:** нанокompозит, фотонный кристалл, запрещенная зона, дефектная мода.

## 1. Введение

Одномерные слоисто-периодические или фотонно-кристаллические структуры (ФКС), созданные на основе различных материалов, в последние годы обращают на себя пристальное внимание исследователей. Благодаря периодической модуляции показателя преломления фотонный спектр этих структур имеет запрещенную зону, которой соответствует практически полное отражение падающего излучения. Данное свойство является важным для различных практических применений ФКС, в том числе и для управления оптическим излучением в лазерной технике и системах передачи информации. Особый интерес в этом отношении вызывает структура типа микрорезонатора Фабри–Перо, представляющая собой «дефектный» слой, помещенный между двумя брэгговскими фотонно-кристаллическими (ФК) зеркалами. Этот слой в подобной ФКС играет роль оптической микрополости, в которой можно локализовать поле световой волны, в результате чего происходит значительное усиление многих эффектов при взаимодействии излучения с веществом [1, 2].

Функциональность ФКС может быть расширена за счет управления ее спектральными характеристиками путем варьирования геометрических или физических параметров структуры. В частности, фотонный спектр ФКС может быть существенно модифицирован за счет нарушения периодичности структуры [3–5] или применения материалов с управляемыми свойствами – нелинейных, резонансных, магнитогиротропных [6–11]. Перспективным

представляется использование в качестве материала микрополости ФК резонатора металлodieлектрических нанокompозитных сред, у которых в области плазмонного резонанса наблюдается сильная дисперсия оптических свойств [12–16]. В работах [17, 18] исследована взаимосвязь между структурными параметрами плазмонного нанокompозита и спектральными свойствами ФКС. В настоящей работе представлены результаты исследования пропускающей и отражательной способностей одномерной ФКС, имеющей дефект внедрения из нанокompозитного материала, оптические характеристики которого зависят от поляризации световой волны.

## 2. Материальные параметры ФКС

Рассмотрим симметричную микрорезонаторную ФКС, в которой между двумя боковыми диэлектрическими ФК зеркалами, инвертированными относительно друг друга, включен слой из нанокompозита (рис. 1). Подобная структура содержит двойной дефект – инверсию и слой внедрения. Инверсия заключается в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры. Каждая из этих частей является одним из боковых диэлектрических ФК зеркал, представляющих собой периодическую структуру. Ее можно описать одной из следующих формул:  $\hat{N} = (\hat{N}_1 \hat{N}_2)^a$  или  $\hat{N} = (\hat{N}_2 \hat{N}_1)^a$ , где величина  $a$  определяет число периодов структуры в ФК зеркале. Инвертированному периоду отвечает передаточная матрица, элементы которой связаны с элементами матрицы с нормальным периодом соотношением  $\bar{N}_{\alpha\beta} = N_{3-\beta 3-\alpha}$ , где

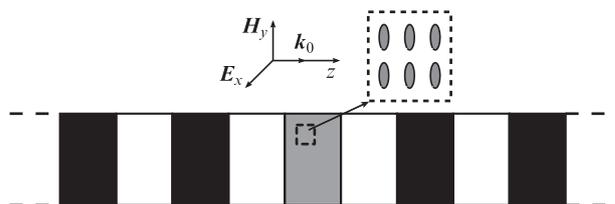


Рис. 1. Схема нанокompозитного микрорезонатора с диэлектрическими брэгговскими зеркалами.

С.Г.Моисеев. Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 432011 Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2; Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: serg-moiseev@yandex.ru

В.А.Остаточников, Д.И.Семенцов. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: ostatichnikov\_vladimir@mail.ru, sementsovdi@mail.ru

Поступила в редакцию 2 февраля 2012 г., после доработки – 2 апреля 2012 г.

$\alpha, \beta = 1, 2$  [19]. ФК зеркала имеют конечное число периодов структуры, состоящих из двух слоев изотропных диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_j$  и толщинами  $L_j$  ( $j = 1, 2$ ). Будем считать, что в исследуемом диапазоне частот поглощением можно пренебречь, поэтому  $\epsilon_j$  – действительные величины, а  $\hat{N}$  и  $\hat{N}^{-1}$  – унимодулярные матрицы с определителями, равными единице. Для моделирования оптических свойств структуры будем использовать следующие значения диэлектрических проницаемостей материалов слоев ФК зеркал:  $\epsilon_1 = 5.52$  ( $\text{TiO}_2$ ),  $\epsilon_2 = 2.25$  ( $\text{SiO}_2$ ) [20].

В качестве дефектного слоя ФКС рассматривается наноккомпозит, представляющий собой диэлектрическую среду, в объеме которой равномерно распределены металлические наночастицы в форме эллипсоидов вращения. Предполагается, что все наночастицы ориентированы вдоль оси вращения, совпадающей с осью  $x$ . Такой наноккомпозит имеет свойства одноосного кристалла, и его эффективная диэлектрическая проницаемость в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами  $\epsilon_x = \epsilon_{\parallel}$  и  $\epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon_{\perp}$ . (Здесь и далее параметры с индексами  $\parallel$  и  $\perp$  отвечают двум ориентациям вектора электрического поля волны – вдоль и поперек оптической оси наноккомпозита.)

Для анализа оптических свойств ФКС воспользуемся приближением эффективной среды. Из множества известных моделей эффективной среды наноккомпозиту рассматриваемого типа наилучшим образом отвечает модель Максвелла–Гарнета, в соответствии с которой выражения для эффективных проницаемостей имеют вид [21]

$$\epsilon_{\perp, \parallel} = \epsilon_m \left[ 1 + \frac{\eta(\epsilon_p - \epsilon_m)}{\epsilon_m + (1 - \eta)(\epsilon_p - \epsilon_m)g_{\perp, \parallel}} \right], \quad (1)$$

где  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_p$  – диэлектрические проницаемости матрицы и включений соответственно;  $\eta$  – объемная доля включений;  $g_{\perp, \parallel}$  – геометрические факторы, учитывающие влияние формы наночастицы на величину индуцированного на ней дипольного момента. Пренебрегая поглощением и частотной дисперсией диэлектрика, применяемого в качестве матрицы композита, можно считать параметр  $\epsilon_m$  постоянной и действительной величиной. Для диэлектрической проницаемости металлических наночастиц используем выражение

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

где  $\omega_p$  – плазменная частота;  $\epsilon_0$  – вклад решетки;  $\gamma$  – параметр релаксации. Геометрический фактор определяется через отношение длин полярной и экваториальной полуосей наночастицы  $\xi = b_0/a_0$  следующим образом:

$$g_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left( 1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1 - \xi^2}}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right), \quad g_{\perp} = (1 - g_{\parallel})/2. \quad (3)$$

Магнитные проницаемости всех слоев структуры считаем равными единице.

Для определенности при численном анализе в качестве материала наночастиц будем использовать серебро, для которого  $\omega_p = 1.36 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$ ,  $\epsilon_0 = 5$ ,  $\gamma = 3.04 \times 10^{13} \text{ c}^{-1}$  [22]. Другие параметры расчета выбраны следующими:

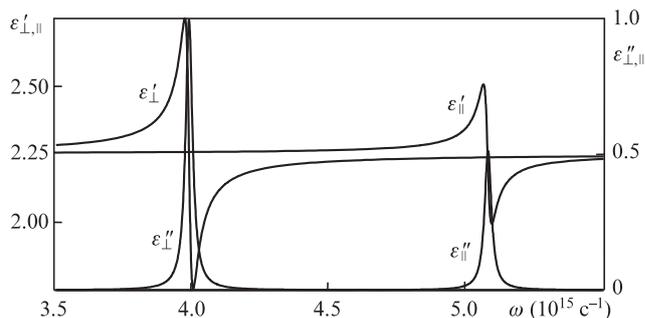


Рис.2. Частотные зависимости действительных ( $\epsilon'_{\perp, \parallel}$ ) и мнимых ( $\epsilon''_{\perp, \parallel}$ ) частей эффективной диэлектрической проницаемости наноккомпозита с включениями из серебра.

$\eta = 10^{-3}$ ,  $\xi = 0.55$ ,  $\epsilon_m = 2.25$  ( $\text{SiO}_2$ ). Приведенным параметрам отвечает наноккомпозит, получение которого описано в работе [23]. Для приготовления подобных наноккомпозитов широко используется низкотемпературная технология, при которой размяченная (при температуре  $\sim 600^\circ\text{C}$ ) смесь стекла и серебряных наночастиц раскатывается, вытягивается или экструдирована под давлением до получения пленок, включающих наночастицы требуемой формы и ориентации. Приготовленные по указанной технологии наноккомпозитные образцы характеризуются высокой степенью ориентационной упорядоченности включений и однородностью заполнения ими объема матрицы [23–27].

На рис.2 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей эффективных диэлектрических проницаемостей наноккомпозитной среды. Видно, что приведенные зависимости имеют резонансный характер. При этом резонансные частоты диэлектрических проницаемостей  $\epsilon_{\perp}$  и  $\epsilon_{\parallel}$  различаются ( $\omega_{\perp} = 3.99 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_{\parallel} = 5.07 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ), что приводит в конечном счете к зависимости оптических свойств наноккомпозита от поляризации распространяющейся волны. Наблюдаемые резонансы связаны с плазмонными резонансами наночастиц, причем частоты этих резонансов оказываются зависящими от ориентации оптической оси наночастиц относительно светового вектора электромагнитной волны [15, 28, 29].

### 3. Передаточные матрицы

Направим ось  $z$  перпендикулярно границам раздела слоев и будем считать, что волна в структуре распространяется вдоль этой оси, а среда, в которую помещена ФКС, является вакуумом. В этом случае решение уравнений Максвелла приводит к двум собственным ортогонально поляризованным волнам с компонентами электромагнитного поля  $(E_x, H_y, 0)$  и  $(H_x, E_y, 0)$ . Для слоисто-периодической структуры удобно ввести двухкомпонентный вектор  $\mathbf{F}$  с компонентами  $E_x, H_y$  (для волны первого типа) и передаточную матрицу всей структуры  $\hat{G}$ , которая связывает амплитуды падающей и выходящей волн:  $\mathbf{F}_t = \hat{G}\mathbf{F}_0$ . Для рассматриваемой ФКС с дефектным слоем внедрения и двумя ФК зеркалами передаточная матрица  $\hat{G} = \hat{N}^a \hat{D} \hat{N}^b$ , где  $\hat{N}^a = (\hat{N}_1 \hat{N}_2)^a$  и  $\hat{N}^b = (\hat{N}_2 \hat{N}_1)^b$  – передаточные матрицы бездефектных ФК зеркал, состоящих из  $a$  и  $b$  периодов соответственно [19]. Правое ФК зеркало представляет собой инвертированную структуру, т. к. порядок следования слоев в ней изменен. Передаточная матрица дефектного слоя имеет вид

$$\hat{D} = \begin{pmatrix} \cos(k_d L_d) & i\sqrt{\varepsilon_d} \sin(k_d L_d) \\ -(i/\sqrt{\varepsilon_d}) \sin(k_d L_d) & \cos(k_d L_d) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $L_d$  – толщина дефектного слоя;  $k_d = k_0 \sqrt{\varepsilon_d}$ ;  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{\perp}$  в зависимости от типа (т.е. поляризации) распространяющейся в структуре волны.

Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для ФКС, помещенной в вакуум, выражаются через элементы матрицы  $\hat{G}$  и имеют вид

$$r = \frac{G_{11} + G_{12} - G_{21} - G_{22}}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}, \quad t = \frac{2}{G_{11} + G_{12} + G_{21} + G_{22}}. \quad (5)$$

Энергетические коэффициенты отражения и пропускания  $R = |r|^2$  и  $T = |t|^2$ .

#### 4. Численный анализ

Исследуем оптические характеристики рассматриваемой ФКС. Будем считать, что оптические толщины слоев ФК зеркал одинаковы, т.е.  $L_1 \sqrt{\varepsilon_1} = L_2 \sqrt{\varepsilon_2} = L_0$ , а оптическая толщина нанокompозитного слоя равна  $2L_0$ . При указанных толщинах слоев спектральная линия дефектной моды располагается в центре запрещенной зоны бездефектной ФКС. На рис.3 представлены частотные зависимости коэффициентов пропускания и отражения для дефектной ФКС  $(\hat{N}_1 \hat{N}_2)^6 \hat{D}(\hat{N}_2 \hat{N}_1)^6$  с нерезонансным дефектным слоем с действительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_d = \varepsilon_m = 2.25$  и резонансным дефектным слоем с параметрами, соответствующими рис.2. Приведенные зависимости относятся к первой запрещенной фотонной зоне с центральной частотой  $\omega_{\perp} = 3.99 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ , отвечающей структуре с  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\perp}$  и толщинами слоев  $L_1 = 79 \text{ нм}$ ,  $L_2 = 50 \text{ нм}$ ,  $L_d = 157 \text{ нм}$  (оптические толщины  $L_1 \sqrt{\varepsilon_1} =$

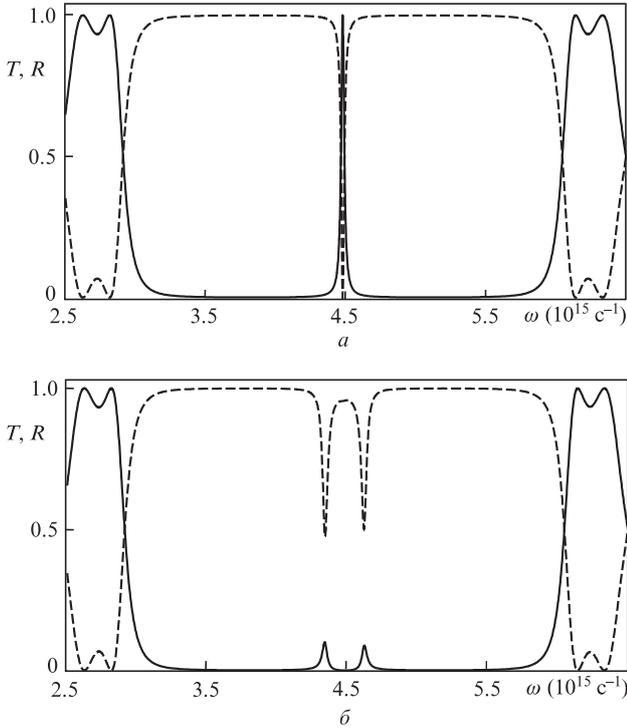


Рис.3. Спектры пропускания (сплошные кривые) и отражения (штриховые кривые) для ФКС  $(\hat{N}_1 \hat{N}_2)^6 \hat{D}(\hat{N}_2 \hat{N}_1)^6$  с нерезонансным (а;  $\varepsilon_d = \varepsilon_m$ ) и резонансным (б;  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\perp}(\omega)$ ) дефектными слоями.

$L_2 \sqrt{\varepsilon_2} = L_d \sqrt{\varepsilon_m}/2 = 118 \text{ нм}$ ). Двойной дефект – инверсия плюс внедрение – нарушает периодичность ФКС и приводит к возникновению узких полос пропускания в центре фотонных зон – так называемых дефектных мод [19]. Для нерезонансной структуры, которую мы считаем непоглощающей, коэффициент отражения  $R = 1 - T$ . В этом случае коэффициент пропускания для дефектной моды на частоте  $\omega = \omega_{\perp}$  достигает максимально возможного значения  $T = 1$ . Для резонансной структуры на указанной частоте наблюдается практически полное подавление пропускания для волны с соответствующим типом поляризации, т.е. с компонентами  $H_x, E_y, 0$ , и появление двух симметрично расположенных пиков, соответствующих малой прозрачности структуры. Для волны с ортогональной поляризацией  $(E_x, H_y, 0)$  спектры  $T(\omega)$  и  $R(\omega)$  являются практически такими же, как и для структуры с нерезонансным дефектом. На частоте  $\omega_{\perp}$  коэффициент пропускания волны с этой поляризацией практически равен единице. Связано это с тем, что в указанной области частот с большой степенью точности  $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_m$ .

Для волны с компонентами волнового поля  $E_x, H_y, 0$  спектры пропускания и отражения, отвечающие первой фотонной зоне структуры  $(\hat{N}_1 \hat{N}_2)^6 \hat{D}(\hat{N}_2 \hat{N}_1)^6$ , представлены на рис.4. Эти спектры аналогичны приведенным на рис.3. Однако в этом случае  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\parallel}$ , и для совпадения резонансной частоты  $\omega_{\parallel} = 5.070 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$  с центральной частотой фотонной зоны нужно, чтобы оптические толщины слоев  $L_1 \sqrt{\varepsilon_1} = L_2 \sqrt{\varepsilon_2} = L_d \sqrt{\varepsilon_m}/2 = 93 \text{ нм}$  (реальные толщины  $L_1 = 62 \text{ нм}$ ,  $L_2 = 40 \text{ нм}$ ,  $L_d = 124 \text{ нм}$ ). Здесь также на центральной частоте имеют место практически полное подавление пропускания структуры для волны рассматриваемого типа и полная ее прозрачность для волны с ортогональной поляризацией. Таким образом, введение в ФКС дефектного слоя из нанокompозитного материала делает ее спектры пропускания и отражения поляризационно чувствительными.

Можно также подобрать параметры нанокompозита и ФКС в целом таким образом, чтобы резонансные частоты  $\omega_{\perp}$  и  $\omega_{\parallel}$  совпадали с центральными частотами соседних запрещенных фотонных зон ( $\omega_{\perp} = 3.967 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$  и  $\omega_{\parallel} = 5.100 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ). На рис.5 приведены спектры пропускания и отражения ФКС в условиях, когда вектор электрического поля падающей световой волны ориентирован перпендикулярно и параллельно оптической оси нанокompозита. Материальные параметры структуры выбраны такими же, как и для рис.2, а реальные толщины  $L_1 = 554 \text{ нм}$ ,  $L_2 = 354 \text{ нм}$ ,  $L_d = 1108 \text{ нм}$  (оптические толщины  $L_1 \sqrt{\varepsilon_1} = L_2 \sqrt{\varepsilon_2} = L_d \sqrt{\varepsilon_m}/2 = 833 \text{ нм}$ ). Видно, что для

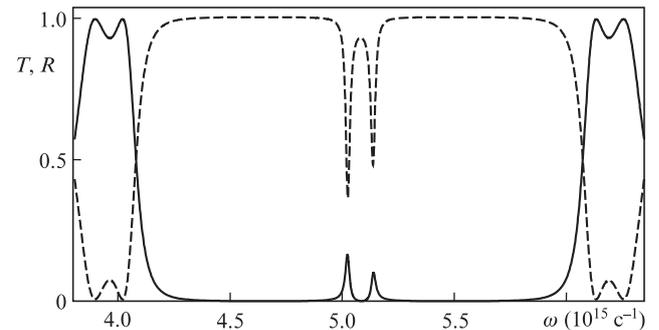


Рис.4. Спектры пропускания (сплошная кривая) и отражения (штриховая кривая) для ФКС  $(\hat{N}_1 \hat{N}_2)^6 \hat{D}(\hat{N}_2 \hat{N}_1)^6$  при  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\parallel}(\omega)$ .

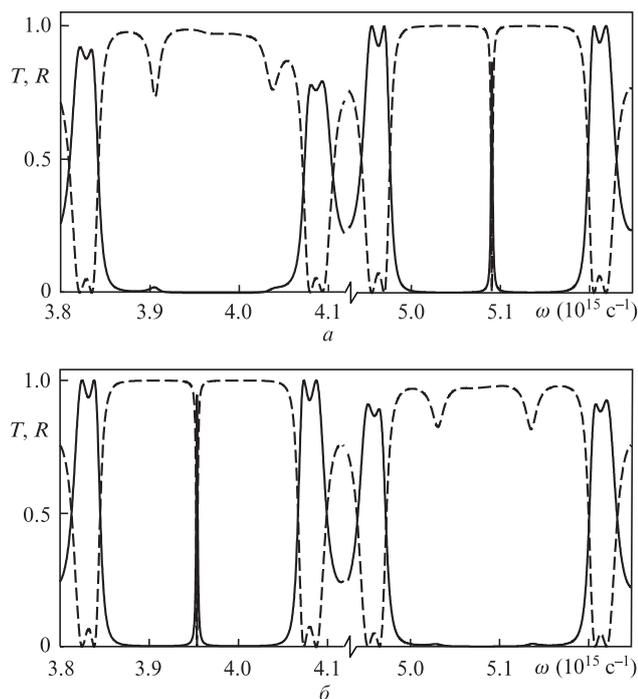


Рис.5. Спектры пропускания (сплошные кривые) и отражения (штриховые кривые) для ФКС  $(\tilde{N}_1\tilde{N}_2)^6\tilde{D}(\tilde{N}_2\tilde{N}_1)^6$  при  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\parallel}(\omega)$  (а) и  $\varepsilon_d = \varepsilon_{\perp}(\omega)$  (б).

каждой поляризации волны возбуждается один из двух плазмонных резонансов наночастиц, что приводит к подавлению дефектной моды на соответствующей резонансной частоте, т.е. в соответствующей фотонной зоне. При выбранных толщинах слоев указанные соседние фотонные зоны имеют номера 7, 9, поскольку при равенстве оптических толщин слоев ФКС в спектрах ее пропускания и отражения имеются только нечетные зоны [19]. Из представленных зависимостей видно, что смена поляризации волны на ортогональную приводит к смене запрещенной фотонной зоны, в которой имеет место подавление дефектной моды. Это свойство рассмотренной ФКС может быть использовано для поляризационного управления лазерным излучением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы» Министерства образования и науки РФ.

- Inoue K., Ohtaka K. *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications* (Berlin: Springer, 2004).
- Маньязов Б.И. *Когерентная и нелинейная оптика фотонных кристаллов* (М.: Физматлит, 2009).
- Желтиков А.М., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. *ЖЭТФ*, **117**, 691 (2000).
- Zabolotin A.E. et al. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 2216 (2011).
- Ветров С.Я., Шабанов А.В. *ЖЭТФ*, **120**, 1126 (2001).
- Andreani L.C., Cattaneo F., Guizzetti G., et al. *Physica E*, **17**, 402 (2003).
- Архипкин В.Г., Мысливец С.А. *Квантовая электроника*, **39**, 157 (2009).
- Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Авдеева А.Ю. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 111 (2010).
- Ерохин С.Г., Виноградов А.П., Грановский А.Б., Инуе М. *ФТТ*, **49**, 477 (2007).
- Hamidi S.M., Tehranchi M.M. *J. Lightwave Technol.*, **28**, 2139 (2010).
- Елисеева С.В., Семенцов Д.И. *ЖЭТФ*, **139**, 235 (2011).
- Ораевский А.Н., Проценко И.Е. *Квантовая электроника*, **31**, 252 (2001).
- Сухов С.В. *Квантовая электроника*, **35**, 741 (2005).
- Моисеев С.Г. *Изв. вузов. Сер. Физика*, **52** (11), 7 (2009).
- Moiseev S.G. *Appl. Phys. A*, **103**, 775 (2011).
- Moiseev S.G. *Appl. Phys. A*, **103**, 619 (2011).
- Дьяченко П.Н., Микляев Ю.В. *Компьютерная оптика*, **31**, 31 (2007).
- Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. *ЖЭТФ*, **140**, 871 (2011).
- Елисеева С.В., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **109**, 790 (2010).
- Tsurumachi N., Yamashita S., Muroi N., Fuji T., Hattori T., Nakatsuka H. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **11**, 38 (1999).
- Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (М.: Мир, 1986).
- Johnson P.W., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
- Wang D., Guo S., Yin S. *Opt. Eng.*, **42**, 3585 (2003).
- Stookey S.D., Araujo R. *J. Appl. Opt.*, **7**, 777 (1968).
- Lentz W.P., Seward III T.P., Shay G.C. U.S. Patent No. 4,486,213 (1984).
- Kuang-Hsin K.L., Nolan D.A. U.S. Patent No. 4,282,022 (1981).
- Borek R., Berg K.-J., Berg G. *Glastech. Ber.*, **71**, 352 (1998).
- Климов В.В. *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2010).
- Моисеев С.Г. *Оптика и спектроскопия*, **111**, 264 (2011).