

05;07

Эффект потери поляризационной зависимости дифракционного отражения в хиральных фотонных кристаллах при наличии анизотропного дефекта

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет, Армения

E-mail: agevorgyan@ysu.am

Поступило в Редакцию 20 февраля 2006 г.

Рассмотрены свойства дефектных мод в хиральных фотонных кристаллах с анизотропным дефектом. Задача решена модифицированным методом сложения слоев Амбарцумяна. Исследовано влияние изменения толщины дефектного слоя и ориентации его оптической оси на свойства дефектных мод. Показано, что при определенных толщинах дефектного слоя среда теряет свое основное свойство, а именно поляризационную зависимость дифракционного отражения.

PACS: 42.70.Qs

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2] — особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств в пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Такие структуры представляют собой новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (а также в полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и от геометрических размеров слоев и периодов их структур. Такие структуры широко используются в современной интегральной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике, в технике миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн, в антенной технике, в оптической связи. ФК позволяют полностью контролировать распространение световых волн [1–4], в них наблюдается явление локализации световых волн. Важнейшим свойством ФК является зонная структура их спектра, аналогичная энергетической зонной структуре

электронов в полупроводниках. Особый интерес представляют хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектики, искусственные хирально-сконструированные кристаллы [5–9] и т.д.) из-за более богатых оптических свойств. Главное отличие хиральных ФК от обычных ФК заключается в том, что для хиральных ФК фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Здесь селективное по отношению к поляризации дифракционное отражение наблюдается в спектральной области от $\lambda_1 = \sigma n_o$ до $\lambda_2 = \sigma n_e$, где σ — шаг спирали, $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$ и $n_e = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ — локальные коэффициенты преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно. Свет с обратной круговой поляризацией не претерпевает дифракционного отражения. Идеальные ФК имеют много применений, но их примесные варианты более полезны, по аналогии с полупроводниками с примесными включениями, имеющими более широкий спектр применения. Введение дефекта в структуру ФК приводит к возникновению дополнительных резонансных мод внутри ФЗЗ. Такие дефектные моды локализованы в позициях дефектов и могут быть использованы для создания узкополосных фильтров и низкочастотных лазеров [10–19]. В соответствии с вышесказанным, дефектные моды в хиральных ФК также обладают рядом поляризационных особенностей, исследования которых в последнее время стали весьма актуальными. Рассматривались хиральные ФК с различными типами дефектов: тонкий слой изотропного вещества, внедренный между двумя слоями хирального ФК [11–14]; дефект, вызванный фазовым скачком спирали на границе раздела двух слоев хирального ФК [13,15,16], и дефект, обусловленный локальным изменением шага спирали [17–19]. В работе [20] экспериментально рассматривался хиральный ФК со слоем анизотропного вещества внутри в качестве дефекта. А в работе [21] рассматривалась трехслойная система, состоящая из двух хирально сконструированных тонких слоев и анизотропного двуслойного слоя между ними.

В данной работе мы теоретически исследуем особенности дефектных мод в хиральных ФК при наличии слоя анизотропного вещества, внедренного между двумя слоями хирального ФК (рис. 1). Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна [22], приспособленным к решению задач данного типа [23,24]. Мы рассматриваем только случай нормального падения света. Хиральный ФК с анизотропным дефектом

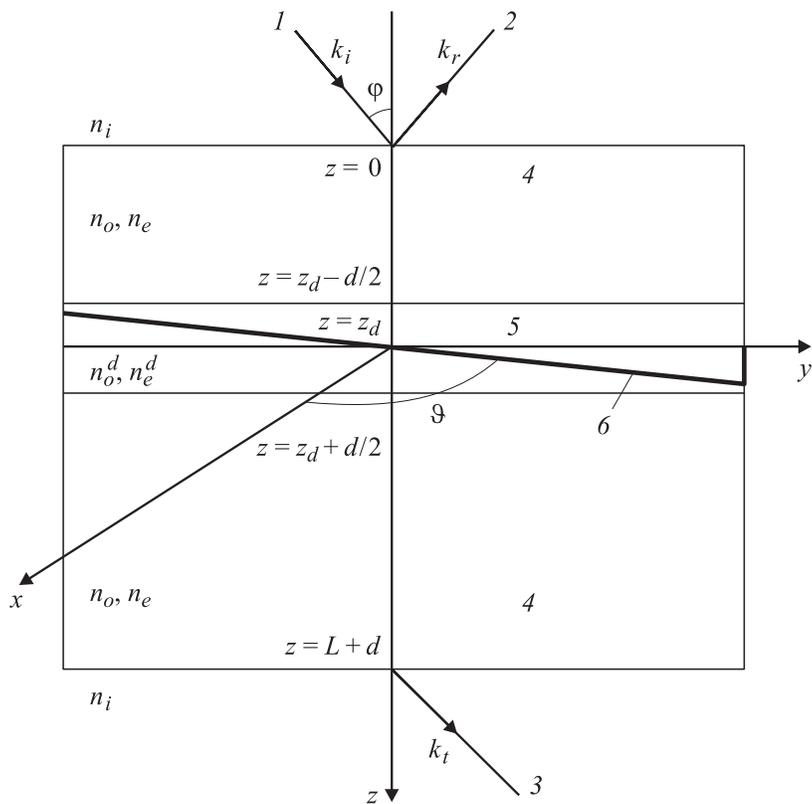


Рис. 1. Схематическое представление хирального ФК с анизотропным дефектом: 1 — падающий свет, 2 — отраженный свет, 3 — преобразованный свет, 4 — хиральный фотонный кристалл, 5 — анизотропный дефект, 6 — оптическая ось дефекта.

можно рассматривать как трехслойную систему: двух слоев хирального ФК и анизотропного слоя между ними (Фабри–Перо резонатор с дифракционными зеркалами и анизотропной начинкой). Согласно [23,24], если имеются точные матрицы Джонса элементов многослойной системы, то точные матрицы Джонса всей системы можно вычислить

согласно следующим рекуррентным матричным уравнениям:

$$\begin{aligned}\hat{R}_j &= \hat{r}_j + \tilde{\hat{t}}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j,\end{aligned}\quad (1)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ — 2×2 матрицы Джонса для сред с j и $(j-1)$ слоями соответственно, \hat{r}_j, \hat{t}_j — матрицы Джонса j -го слоя, $\hat{0}$ — нулевая матрица, \hat{I} — единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света „справа“ и „слева“ связаны между собой соотношениями

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (2)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ при круговых базисных поляризациях и $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях. Используя выражения для элементов матриц Джонса однородного хирального ФК [25] и анизотропного слоя [26], можно вычислить матрицы Джонса всей системы, а затем и другие характеристики системы.

Значения параметров, используемых в данной работе, представлены в таблице.

На рис. 2 представлены спектры отражения правого (сплошная линия) и левого (штриховая линия) круговых поляризаций падающего света для рассматриваемой системы при различных толщинах дефектного слоя. Спираль хирального ФК правая. Рис. 2, а соответствует случаю отсутствия дефекта. Как видно из рисунка, наличие дефекта приводит к появлению дефектных мод, распространяющихся в запрещенной зоне и выражающихся в появлении резких пиков или провалов в спектрах отражения. Если для нерезонансной поляризации (недифрагирующей на структуре среды) падающей волны дефектная мода проявляется в виде пика в спектре отражения внутри ФЗЗ, то для резонансной поляризации падающей волны она проявляется как в виде пика, так и в виде провала в спектре отражения. Причем обе эти моды имеют практически одну и ту же длину волны, а значения коэффициента отражения в центре пиков практически совпадают.

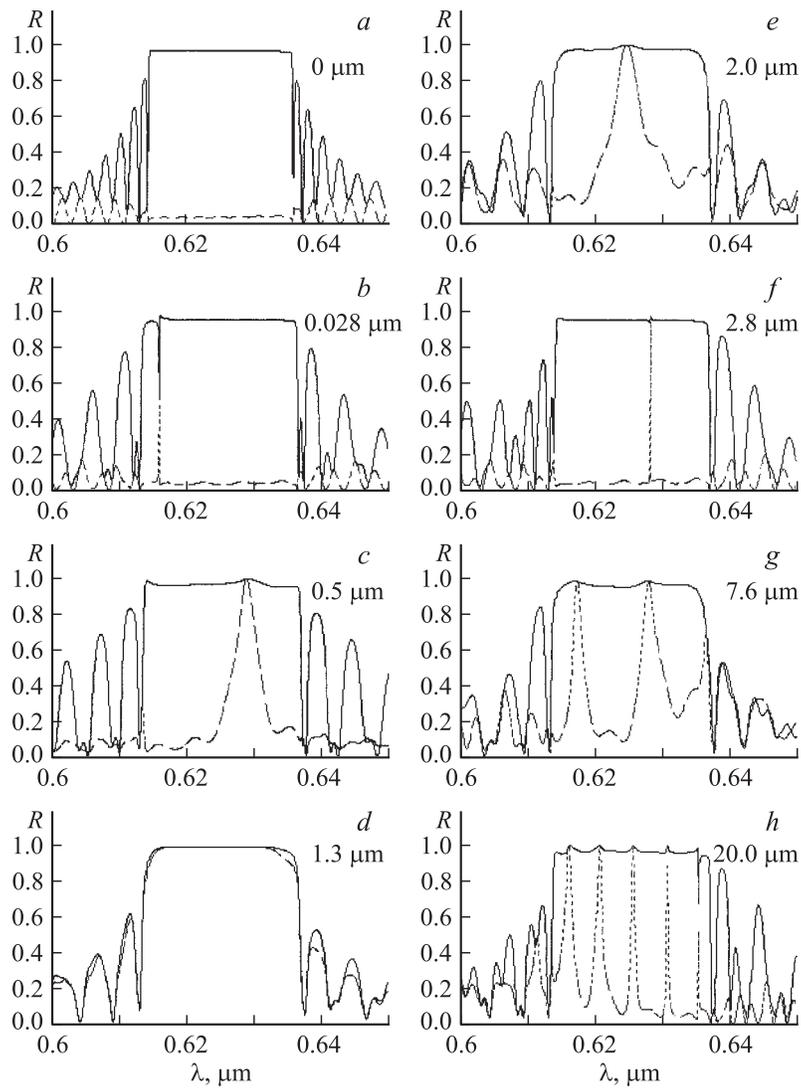


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных толщинах дефектного слоя (указанных на рисунках) в случае падения на систему света с правой (сплошная линия) и левой (штриховая линия) круговыми поляризациями. Спираль хирального ФК правая.

Значения параметров, используемых при вычислениях

Параметры	Символ	Значение
Коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон с рассматриваемой системой	n_i	1.0
Локальные коэффициенты преломления (необыкновенный и обыкновенный) хирального ФК	$n_e = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$	1.5133
	$n_o = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$	1.4639
Коэффициенты преломления (необыкновенный и обыкновенный) дефекта	$n_e^d = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^d}$	1.746
	$n_o^d = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^d}$	1.522
Полоса ФЗЗ	$\Delta\lambda = \sigma(n_e - n_o)$	0.6148–0.6356 μm
Толщина хирального ФК	L	100 σ
Интервал изменения толщины дефектного слоя	Δd	0–50 μm
Позиция дефекта	z_d	50 σ
Ориентации оптической оси дефекта	ϑ	0
Интервал изменения ϑ	$\Delta\vartheta$	0– $\pi/2$
Угол падения	φ	0

Дефектная мода имеет донорный или акцепторный характер в зависимости от толщины дефектного слоя: длина волны дефектной моды увеличивается с минимума до максимума запрещенной зоны с увеличением толщины дефекта, причем вблизи обеих границ зоны появляются две дефектные моды, затем с увеличением толщины дефектного слоя длинноволновая мода выкидывается, а коротковолновая мода перемещается в сторону длинных волн. Аналогичная картина наблюдается при увеличении $n^d = \sqrt{\frac{n_{\parallel}^d + n_{\perp}^d}{2}}$. Как показано в [11], аналогичные закономерности наблюдаются и при наличии изотропного дефекта. Отметим, что в общем случае число дефектных мод в 1D ФК зависит от оптической толщины, которая определяется как произведение коэффициента отражения и геометрической толщины дефектного слоя. На рис. 3, *a* представлена зависимость длины волны дефектной моды от толщины слоя. На рис. 3, *b* представлена зависимость коэффициента пропускания на длине волны

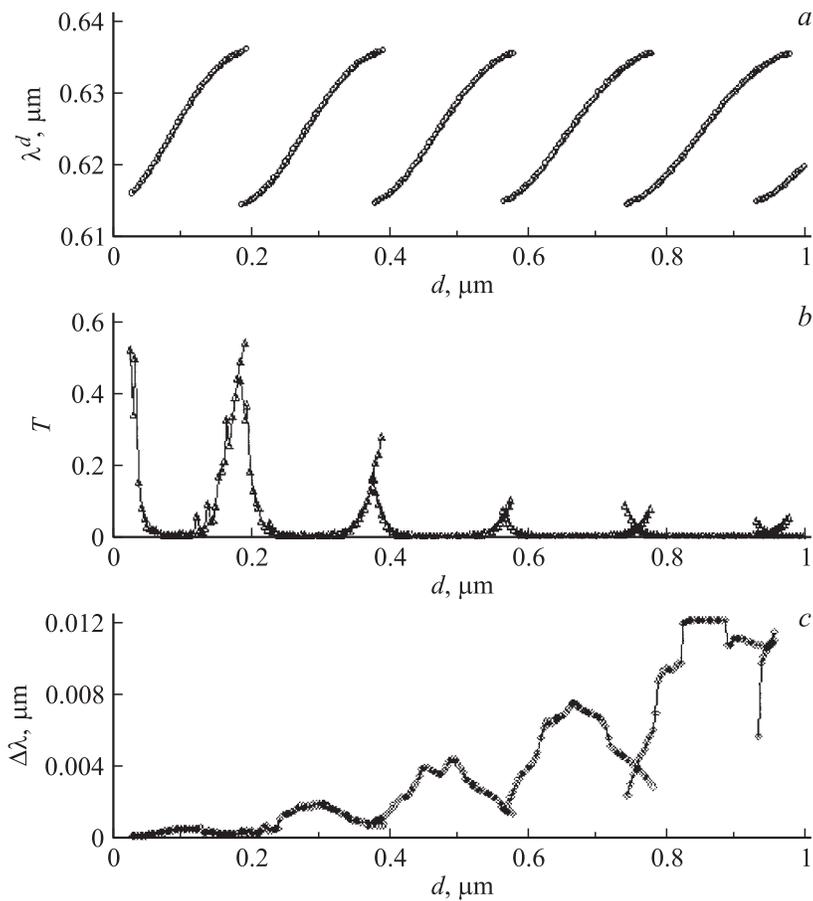


Рис. 3. Зависимости длины волны дефектной моды λ^d (a), коэффициента пропускания T на длине волны дефектной моды для резонансной поляризации падающей волны (b) и полуширины дефектной линии для нерезонансной поляризации падающей волны от толщины дефектного слоя (c).

дефектной моды для резонансной поляризации падающей волны от толщины дефектного слоя.

Как видно из рис. 2, при изменении толщины дефектного слоя изменяется также ширина линии дефектной моды, причем при опре-

деленных интервалах толщины дефектного слоя фотонная запрещенная зона становится запрещенной для любой поляризации падающего света (рис. 2, *d*). Здесь мы имеем уникальный эффект: среда теряет свое основное свойство, а именно селективное по отношению к поляризации дифракционного отражения. В этих интервалах толщин дефектного слоя теряется поляризационная зависимость дифракционного отражения хиральных ФК: дифракционное отражение претерпевает свет с любой поляризацией, т. е. становится поляризационно независимым. На рис. 3, *c* представлена зависимость полуширины дефектной линии для нерезонансной поляризации падающей волны от толщины дефектного слоя. Эти особенности обусловлены следующими обстоятельствами. Как известно, в резонаторах Фабри–Перо полуширина интерференционных полос определяется коэффициентом отражения зеркал, а число мод определяется оптической толщиной дефектного слоя. Это приводит к тому, что при определенных интервалах изменения толщины дефектного слоя возникают две дефектные моды, имеющие достаточно большую полуширину (из-за слабого отражения на дифракционных зеркалах) и заполняющие всю область дифракционного отражения.

Так как для однородного слоя хирального ФК запрещенная зона существует только для одной круговой поляризации, то при определенных практических применениях это свойство является их важным преимуществом. Однако то же свойство при других обстоятельствах является важным недостатком хиральных ФК. Поэтому выявленный эффект значительно уширяет область возможных применений хиральных ФК.

При дальнейшем увеличении толщины дефектного слоя ширина линии дефектной моды для нерезонансной поляризации падающей волны начинает уменьшаться (рис. 2, *e, f*). Отметим при этом, что дефектная мода для резонансной поляризации падающей волны проявляет себя в виде слабоамплитудных изменений в спектре отражения (рис. 2, *c–h*). Дальнейшее увеличение толщины дефектного слоя приводит к увеличению числа дефектных мод (рис. 2, *g, h*).

А теперь перейдем к исследованию влияния ориентации оптической оси дефектного слоя на особенности дефектных мод. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента отражения R на длине волны дефектной моды для резонансной поляризации и изменения длины волны дефектной моды $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ (λ_0 — длина волны дефектной моды при $\vartheta = 90^\circ$) от угла ϑ , определяющего ориентацию оптической оси.

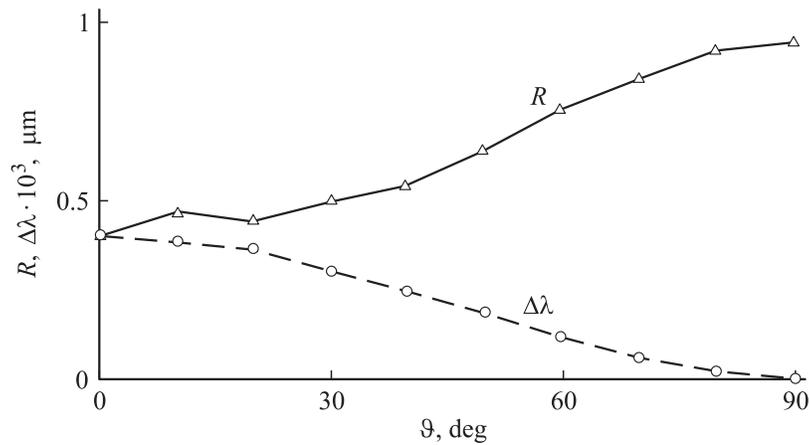


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения R на длине волны дефектной моды для резонансной поляризации и изменения длины волны дефектной моды $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ (λ_0 — длина волны дефектной моды при $\vartheta = 90^\circ$) от угла ϑ . $d = 0.030 \mu\text{m}$.

Как видно из рисунка, изменение ориентации оптической оси приводит как к изменению длины волны дефектной моды, так и к изменению отражения (пропускания) на длине волны дефектной моды.

В заключение отметим, что мы исследовали свойства дефектных мод хиральных ФК с анизотропным дефектом и выявили уникальный эффект, заключающийся в потере поляризационной зависимости дифракционного отражения при определенных толщинах (или при определенном значении коэффициента преломления) дефектного слоя. Мы показали, что управлять дефектными модами можно изменением как оптической толщины дефектного слоя, так и ориентации его оптической оси.

Выражаю благодарность рецензенту за полезные замечания.

Список литературы

- [1] *Yablonovich E.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2059.
- [2] *John S.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2486.
- [3] *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.* Photonic Crystals. U. Princeton Press, Princeton, N.J., 1995.

- [4] *Pendry J.* // *J. Mod. Opt.* 1994. V. 41. P. 209.
- [5] *De Gennes P.G., Prost J.* *The Physics of Liquid Crystals.* Oxford: Clarendon, 1993.
- [6] *Hodgkinson L.J., Wu Q.H., Torn K.E.* et al. // *Opt. Commun.* 2000. V. 184. P. 57.
- [7] *Pursel S., Horn M.W., Demirel M.C., Lakhatakia A.* // *Polymer.* 2005. V. 46. P. 9544.
- [8] *Yablonovich E., Gmitter T.J., Meade R.D.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 67. P. 3380.
- [9] *Yokoyama H., Suzuki M., Nambu Y.* // *Appl. Phys. Lett.*, 1991. V. 58. P. 2598.
- [10] *Painter O., Lee R.K., Scherer A.* et al. // *Science.* 1999. V. 284. P. 1819.
- [11] *Yang Y.-C., Kee C.-S., Kim J.-E.* et al. // *Phys. Rev. E.* 1999. V. 60. P. 6852.
- [12] *Hodgkinson I.J., Wu Qi h., Arnold M.* et al. // *Opt. Commun.* 2002. V. 210. P. 201.
- [13] *Schmidtke J., Stille W.* // *Eur. Phys. J. E.* 2003. V. 12. P. 553.
- [14] *Геворгян А.А.* // *Изв. НАН Армении. Физика.* 2005. Т. 40. С. 32.
- [15] *Kopp V.I., Genack A.Z.* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 033901.
- [16] *Schmidtke J., Stille W., Finkelman H.* // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90. P. 083902.
- [17] *Шабанов А.В., Ветров С.Я., Корнеев А.Ю.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2004. Т. 80. С. 206.
- [18] *Matsui T., Ozaki M., Yoshino K.* // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 69. P. 061715.
- [19] *Chen J.-Y., Chen L.-W.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005. V. 30. P. 1118.
- [20] *Song M.H., Park B., Shin Ki-Ch.* et al. // *Adv. Mater.* 2004. V. 16. P. 779.
- [21] *Lakhtakia A., Venugopal V.C., McCall M.W.* // *Opt. Commun.* 2000. V. 177. P. 57.
- [22] *Амбарцумян В.А.* // *Изв. АН АрмССР. Естественные науки.* 1944. Т. 1–2. С. 31.
- [23] *Gevorgyan A.H., Kocharian A., Vardanyan G.A.* // *Opt. Commun.* 2006. V. 259. P. 455.
- [24] *Геворгян А.А.* // *ЖТФ.* 2006. V. 76. N 3. P. 96.
- [25] *Геворгян А.А.* // *Опт. и спектр.* 2000. Т. 89. С. 685.
- [26] *Wohler H., Fritsch M., Haas G., Mlynski D.A.* // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1991. V. 8. P. 536.