УДК 548.0

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХИРАЛЬНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ С АНИЗОТРОПНЫМ ДЕФЕКТНЫМ СЛОЕМ

## М.З. АРУТЮНЯН, А.А. ГЕВОРГЯН

#### Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 января 2007 г.)

Рассмотрены свойства дефектных мод в хиральных фотонных кристаллах с анизотропным дефектом. Исследовано влияние изменений толщины дефектного слоя, его местоположения в кристалле и ориентации его оптической оси, а также влияние изменений толщины самого хирального фотонного кристалла на свойства дефектных мод. Показано, что при определенных толщинах дефектного слоя среда теряет свое основное свойство, а именно, поляризационную зависимость дифракционного отражения. При определенных толщинах дефектного слоя эта система из источника правой круговой поляризации превращается в источник левой круговой поляризации, если местоположение слоя в хиральном фотонном кристалле меняется.

#### 1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2]. Такие структуры широко используются в современной интегральной оптике и оптоэлектронике, в лазерной и рентгеновской технике и т.д. [1-4]. 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 [5-7], и т.п.), обладающие более богатыми оптическими свойствами. Главное отличие хиральных ФК (ХФК) от обычных ФК заключается в том, что для ХФК фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. 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 низкопороговых лазеров [8-23]. В соответствии с вышесказанным, дефектные моды в хиральных ФК также обладают рядом поляризационных особенностей, исследование которых в последее время стало весьма актуальным. В последнее время рассматривались ХФК с различными типами дефектов: тонкий слой изотропного вещества,

внедренный между двумя слоями ХФК [9-12,23], дефект, вызванный фазовым скачком спирали на границе раздела двух слоев ХФК [11,13,14,20,21], и дефект, обусловленный локальным изменением шага спирали [11,15,16,20,21]. В работе [23] экспериментально изучен ХФК со слоем анизотропного вещества внутри в качестве дефекта. В [24] рассмотрена трехслойная система, состоящая из двух хирально сконструированных тонких слоев и анизотропного двуосного слоя между ними. В работе [25] сообщено о новых интересных свойствах ХФК с анизотропным дефектом.

В данной работе теоретически исследованы особенности дефектных мод в ХФК при наличии слоя анизотропного вещества, внедренного между двумя слоями ХФК, и выявлены новые особенности этой системы.

#### 2. Результаты и обсуждение

Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна [26], приспособленным к решению задач данного типа [22,25]. Хотя задача решена для общего случая наклонного падения, мы здесь рассматриваем только случай нормального падения света, предполагая, что общий случай будет подробно рассмотрен в нашей следующей работе. ХФК с анизотропным дефектом можно рассматривать как трехслойную систему: два слоя ХФК и анизотропный слой между ними (резонатор Фабри(Перо с дифракционными зеркалами и анизотропной начинкой).

Как показывает численный анализ, наличие дефекта приводит к появлению дефектных мод, распространяющихся в запрещенной зоне и выражающихся в появлении резких пиков или провалов в спектрах отражения в ФЗЗ. 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.

Дефектная мода имеет донорный или акцепторный характер в зависимости от толщины дефектного слоя и его коэффициента преломления: 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 выходит из ФЗЗ, а коротковолновая мода перемещается в сторону длинных волн. Аналогичная картина наблюдается при увеличении  $\overline{n}^d = \sqrt{(\varepsilon^d + \varepsilon_{\perp}^d)/2}$  ( $n_e^d = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^d}$ ,  $n_o^d = \sqrt{\varepsilon^d}$  (коэффициенты преломления дефекта). Как показано в [9], 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. Как показывают наши численные оценки, когда дефектная мода находится в центре ФЗЗ,  $\overline{n}^d$  удовлетворяет соотношению

$$\overline{n}^{d}d = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda^{d}}{2} = \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\overline{n}\sigma}{2},\tag{1}$$

где  $m = 0, 1, 2, ..., \bar{n} = \sqrt{(\varepsilon + \varepsilon_{\perp})/2}$   $(n_e = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}, n_o = \sqrt{\varepsilon}, n_e$  и  $n_o$  ( локальные коэффициенты преломления ХФК), ( ( шаг спирали ХФК, d ( толщина дефекта. Мы рассчитали также, что длина волны дефектной моды приближенно определяется выражением

$$\lambda^{d} \approx \frac{\lambda_{2} + \lambda_{1}}{2} + \frac{\lambda_{2} - \lambda_{1}}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\overline{n}\sigma}\overline{n}^{d}d\right).$$
(2)

Отметим также, что мы рассматривали как случай, когда  $\overline{n_d} > \overline{n}$ , так и случай, когда  $\overline{n_d} < \overline{n}$ .

Как показывает численный анализ, при изменении толщины дефектного слоя изменяется также ширина линии дефектной моды нерезонансной круговой поляризации, причем, при определенных интервалах толщины дефектного слоя ФЗЗ становится запрещенной для любой поляризации падающего света. Здесь мы имеем уникальный эффект: среда теряет свое основное свойство, а именно, селективность 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 независящим. На рис.1 представлена зависимость полуширины дефектной линии для нерезонансной поляризации падающей волны от толщины дефектного слоя. Эти особенности обусловлены следующими обстоятельствами. Как известно, в резонаторах (в том числе дифракционных) Фабри(Перо полуширина интерференционных полос определяется коэффициентом отражения дифракционных зеркал ( $\delta\lambda \sim \lambda^2 (1-R)/2\pi n^d d\cos \varphi$ ) а число мод определяется оптической толщиной дефектного слоя. Кроме того, толщина дефектного слоя в данном случае приблизительно (но не точно) удовлетворяет условию  $d = \lambda/2(n_e^d - n_o^d)$ , т.е. дефектный слой является полуволновой пленкой. А такая пленка, в свою очередь, имеет свойство изменять правую круговую поляризацию прошедшего через нее света в левую, и наоборот. В результате при определенных интервалах изменения толщины дефектного слоя возникают две дефектные моды, имеющие достаточно большую полуширину (из-за слабого отражения на дифракционных зеркалах: коэффициент отражения дифракционных зеркал для нерезонансной круговой поляризации достаточно мал) и заполняющие всю область дифракционного отражения.



Рис.1. Зависимость полуширины дефектной линии для нерезонаноной поляризации падающей волны от толщины дефектного слоя. Параметры системы таковы:  $n_e^d = 1.449$ ,  $n_o^d = 1.342$ ,  $n_e = 1.5133$ ,  $n_o = 1.4639$ ,  $\sigma = 0.42$  мкм,  $L = 100 \sigma$ .

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

При дальнейшем увеличении толщины дефектного слоя ширина линии дефектной моды для нерезонансной поляризации падающей волны начинает уменьшаться. Отметим при этом, что дефектная мода для резонансной поляризации падающей волны проявляет себя в виде слабоамплитудных изменений в спектре отражения. Дальнейшее увеличение толщины дефектного слоя приводит к увеличению числа дефектных мод. Ниже мы будем детально исследовать особенности дефектных мод в вышеотмеченных трех случаях, а именно: при малой толщине дефектого слоя ( $d/\sigma$  1/10); при толщинах дефектного слоя, при которых теряется поляризационная зависимость дифракционного отражения ( $d/\sigma$  3); и при тех толщинах дефектного слоя, при которых опять наблюдается одна узкополосная дефектная мода ( $d/\sigma$  5).

Результаты по исследованию влияния ориентации оптической оси дефектного слоя на особенности дефектных мод представлены в работе [25]. Там показано, что изменение ориентации оптической оси приводит как к изменению длин волн дефектных мод, так и к изменению отражения (пропускания) системы на длинах волн дефектных мод, причем в значительных интервалах. А так как на практике возможно управление ориентацией оптической оси дефекта (в частности, внешними полями), то повышается управляемость дефектных мод в рассматриваемых системах.

Как отмечалось во введении, дефектные моды могут быть использованы для создания низкопороговых лазеров. В работах [27,28] показано, что интенсивность спонтанной эмиссии зависит от распределения световой энергии внутри системы. Исследование особенностей распределения световой энергии в системе важно и в другом аспекте, а именно, из-за возможности аккумуляции света. На рис.2 представлена зависимость логарифмической интенсивности световой волны на дефектной моде в центре дефекта  $\ln I = \ln(|E(z-z_d)|^2)$  от толщины дефектного слоя (а) для нерезонансной и (b) для резонансной круговых

поляризаций падающей волны. Как видно из рисунков, существенное накопление световой энергии в дефектном слое происходит при малой толщине дефектного слоя ( $d/\sigma$  1/10 при данных параметрах задачи). При увелич ении толщины дефектного слоя происходит быстрое уменьшение *I*, причем для падающего света с резонансной круговой поляризацией это происходит намного быстрее.



Рис.2. Зависимость интенсивности (логарифмической) волны в центре дефекта от толщины дефекта при падении на систему света с правой (а) и левой (b) круговыми поляризациями. Параметры те же, что и на рис.1.

Теперь перейдем к исследованию влияния изменения положения дефектного слоя в системе на особенности дефектных мод. Как показывает численный анализ, в случае малой толщины дефектого слоя ( $d/\sigma$  1/10) туннелирование света с резонансной круговой поляризацией и резонансное отражение света с нерезонансной круговой поляризацией происходят в случае, когда дефект находится вблизи центра (но не в центре); кривые зависимостей пропускания T и интенсивности I от позиции дефекта отличаются определенной асимметрией. Сильное накопление света происходит также в случае нахождения дефекта вблизи центра системы. В случаях, когда дефект находится вблизи краев системы (особенно вблизи правого края), влияние дефекта несущественно.



Рис.3. Зависимости пропускания T (а) и интенсивности (логарифмической) волны (b) в центре дефекта от позиции дефекта в системе при падении на систему света с правой (кр.2) и левой (кр.1) круговыми поляризациями.  $\lambda = 0.6161$  мкм, d = 0.028 мкм,  $n_e^d = 1.746$ ,  $n_o^d = 1.522$ ,  $L = 100\sigma$ . Остальные параметры те же, что и на рис.1.

На рис.3 представлены зависимости пропускания Т и интенсивности І от положения дефекта z/σ в случае падения на систему света с нерезонансной (кр.1) и резонансной (кр.2) круговыми поляризациями, при тех толщинах дефектного слоя, при которых теряется поляризационная зависимость дифракционного отражения (а это в случае, когда дефект находится в центре системы, происходит при  $d/\sigma$  3). Здесь наблюдаются интересные закономерности. Так, когда дефект находится вблизи правого края системы, система полностью пропускает свет с правой круговой поляризацией и полностью отражает свет с левой круговой поляризацией. А когда дефект находится вблизи левого края системы, наблюдается обратное, а именно, система полностью пропускает свет с левой круговой поляризацией и полностью отражает свет с правой круговой поляризацией. В случае, когда дефект находится вблизи центра системы, она отражает свет с любой поляризацией. Эти свойства дефектных ХФК можно использовать для создания источников эллиптической поляризации с управляемой эллиптичностью. Действительно, в частности, в случае холестерических жидких кристаллов (ХЖК) регулирование местоположения анизотропного дефекта в системе можно осуществлять внешним статическим электрическим полем. Конструируя электроды с продольной толщиной *d*/σ 3 (вдоль оси ХЖК) и последовательно подключая напряжение к этим электродам, можно перемещать дефект с правого края до левого (вдоль оси среды), что позволяет управлять эллиптичностью как отраженного, так и прошедшего сигналов. Эллиптичность поляризации изменяется от -1 до +1 при перемещении дефекта с одного конца системы до другого. Далее, исследование зависимости вращения плоскости поляризации прошедшего света от позиции дефекта показывает, что вращение изменяется практически линейно (с изменением z/o). Это свойство системы может быть применено в изоляторах, для управления вращением плоскости поляризации.

Наши исследования показывают, что на дефектные моды существенно влияет также толщина самого ХФК. Прежде всего отметим, что увеличение толщины ХФК приводит к уменьшению ширины линии дефектных мод. Исследование зависимостей длины волны дефектной моды, коэффициента пропускания на длине волны дефектной моды от толщины ХФК (при интенсивности I в центре дефекта на длине волны дефектной моды от толщины ХФК (при

этом предполагается, что дефект находится в центре системы, а толщина дефекта удовлетворяет условию  $d/\sigma$  1/10) показывает, что туннелирование света с резонансной круговой поляризацией происходит в случае, когда толщина ХФК не слишком большая ( $L/\sigma \le 170$ , L - толщина ХФК). При больших толщинах ХФК туннельное пропускание практически отсутствует, а дефектная мода для резонансной поляризации падающей волны проявляется в виде слабоамплитудных изменений в спектре отражения. Сильное накопление света для резонансной поляризации падающей волны также происходит при малых толщинах ХФК. Для света с нерезонансной поляризацией падающей волны при увеличении  $L/\sigma$  величины T и Iидут к насыщению, осциллируя вокруг определенных значений.

#### 3. Заключение

В заключение отметим, что мы исследовали свойства дефектных мод ХФК с анизотропным дефектом. Вывыявлен уникальный эффект - потеря поляризационной зависимости дифракционного отражения при определенных толщинах (или при определенном значении коэффициента преломления) дефектного слоя. Показано, что управляя позицией дефектного слоя, можно получить источник света с эллиптической поляризацией с управляемой эллиптичностью. Показано, что сильное накопление света на дефектной моде происходит как при малой толщине самого дефектного слоя, так и при сравнительно малой толщине хирального ФК.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. E.Yablonovich. Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987).
- 2. S.John. Phys. Rev. Lett., 58, 2486 (1987).
- 3. J.D.Joannopoulos, R.D.Meade, J.N.Winn. Photonic Crystals. Princeton, U. Princeton Press, N.J., 1995.
- 4. J.Pendry. J. Mod. Opt., 41, 209 (1994).
- 5. P.G.De Gennes, J.Prost. The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon, 1993.
- 6. I.J.Hodgkinson, Q.H.Wu, et al. Opt. Commun., 184, 57 (2000).
- 7. S.Pursel, M.W.Horn, et al. Polymer, 46, 9544 (2005).
- 8. O.Painter, R.K.Lee, et al. Science, 284, 1819 (1999).
- 9. Y.-C.Yang, C.-S.Kee, et al. Phys. Rev. E, 60, 6852 (1999).
- 10. I.J.Hodgkinson, Qi. H.Wu, et al. Opt. Commun., 210, 201 (2002).
- 11. J.Schmidtke, W.Stille. Eur. Phys. J. E, 12, 553 (2003).
- 12. А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, **40**, 32 (2005).
- 13. V.I.Kopp, A.Z.Genack. Phys. Rev. Lett., 89, 033901 (2002).
- 14. J.Schmidtke, W.Stille, H.Finkelman. Phys. Rev. Lett., 90, 083902 (2003).
- 15. **А.В.Шабанов, С.Я.Ветров, А.Ю.Корнеев.** Письма в ЖЭТФ, **80**, 206 (2004).
- 16. T.Matsui, M.Ozaki, K.Yoshino. Phys. Rev. E, 69, 061715 (2004).
- 17. R.Ozaki, T.Sanda, et al. Jpn. J. Appl. Phys., 45, 493 (2006).
- 18. M.Becchi, S.Ponti, J.A.Reyes, C.Oldano. Phys. Rev. B, 70, 033103 (2004).
- 19. I.J.Hodgkinson et al. Phys. Rev. Lett., 91, 223903 (2003).
- 20. J.-Y.Chen, L.-W.Chen. J. Phys. D, Appl. Phys., 30, 1118 (2005).
- 21. J.-Y.Chen, L.-W.Chen. Phys. Rev. E, 71, 061708 (2005).
- 22. A.H.Gevorgyan, A.N.Kocharian, G.A.Vardanyan. Opt. Commun., 259, 455 (2006).
- 23. M.H.Song, B.Park, et al. Adv. Mater., 16, 779 (2004).
- 24. A.Lakhtakia, V.C.Venugopal, M.W.McCall. Opt. Commun., 177, 57 (2000).

25. A.H.Gevorgyan. Tech. Phys. Lett., 32, 698 (2006).

26. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР, Естественные науки, 1-2, 31 (1944).

27. J.Schmidtke, W.Stille. Eur. Phys. J. B, 31, 179 (2003).

28. K.L.Woon, M.O'Neill, et al. Phys. Rev. E, 71, 041706 (2005).

# ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ԱՐԱՏԱՅԻՆ ՇԵՐՏՈՎ ՔԻՐԱԼ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

## Մ.Չ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Քննարկված են անիզոտրոպ արատներով քիրալ ֆոտոնային բյուրեղների արատային մոդերի հատկությունները։ Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի ձևափոխված մեթոդով։ Յույց է տրված, որ արատի շերտի որոշակի հաստության դեպքում միջավայրը կորցնում է դիֆրակցիոն անդրադարձման բևեռային կախվածությունը։ Արատի որոշակի հաստության դեպքում նրա դիրքի փոփոխությունը բերում է նրանով անցած (անդրադարձած) լույսի շրջանային բևեռացման նշանի փոփոխությանը։

# OPTICAL PROPERTIES OF CHIRAL PHOTONIC CRYSTALS WITH AN ANISOTROPIC DEFECT LAYER

## M.Z. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN

We discuss properties of defect modes in chiral photonic crystals with an anisotropic defect. The problem is solved by Ambartsumian's layer addition modified method. The influence of the defect layer thickness variation and its location in the crystal and its optical axis orientation, as well as chiral photonic crystal thickness variation on defect modes properties is investigated. It is shown that at certain values of the defect layer thickness the medium loses its main property, namely, the diffraction reflection's polarization dependence.