

05:07

Оптические свойства хиральных фотонных кристаллов во внешнем статическом магнитном поле

© Э.М. Арутюнян,¹ А.А. Геворгян,²

¹ Институт прикладных проблем физики НАН Армении,
014 Ереван, Армения
e-mail: eduardh@iapp.sci.am

² Ереванский государственный университет,
025 Ереван, Армения
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 22 октября 2007 г.)

Исследовано наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле при наличии внешнего статического магнитного поля. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения зависимостей амплитудных и поляризационных характеристик от длины волны света при различных значениях параметров задачи. Обсуждены возможности применения таких систем.

PACS: 42.25.Bs, 42.70.Qs

Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК), которые позволяют полностью контролировать распространение световых волн [1–5]. Большой интерес, обусловленный, в частности, невзаимностью волн, вызывают также магнитные ФК [6–12]. Интенсивно исследуются как идеально периодические, так и квазипериодические фотонные кристаллы. Важнейшим свойством ФК является зонная структура их спектра. Особый интерес представляют также самоорганизующиеся структурно-хиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектические жидкие кристаллы, и т.д.) благодаря более богатым оптическим свойствам. Для этих кристаллов фотонная запрещенная зона (ФЗЗ) существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Структурно-хиральные ФК создаются также искусственно [13,14]. Однако периодическое изменение параметров хиральной среды, отвечающей одномерному (1D) хиральному ФК, можно осуществить также другими способами. В частности, гиротропный слой, находящийся во внешнем ультразвуковом поле, становится одномерным хиральным ФК. Такие среды в работах [15–17] названы хиральными периодическими (ХПС).

В последние годы интерес к исследованиям распространения электромагнитной волны в ХПС возрос. Оптическая теория ХПС развита в работах [18–31]. В работе [32] рассматривается 1D хиральный квазикристалл. С другой стороны, теория магнитных ФК была развита в работах [6–12] (а также в работах, цитированных в них).

В настоящей работе сделан следующий шаг: рассмотрено отражение и прохождение света через слой ХПС,

находящийся во внешнем статическом магнитном поле. Аналогичные исследования для структурно-хиральных ФК с магнитооптической активностью выполнены в работах [33–38].

Эти среды вызывают особый интерес в связи с нарушением в них как симметрии относительно обращения времени, так и симметрии относительно пространственной инверсии. Нарушение симметрии относительно пространственной инверсии связано с хиральной структурой ФК, а нарушение симметрии относительно обращения времени связано с магнитооптической активностью (спонтанной или индуцированной внешним статическим магнитным полем). Эти среды обладают невзаимностью, дисперсионное уравнение обладает свойством невзаимности $\omega(\mathbf{k}) \neq \omega(-\mathbf{k})$. Следует ожидать, что невзаимная зонная структура проявит ряд интересных и захватывающих свойств.

1. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой изотропного гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, при наличии внешнего статического магнитного поля (рис. 1). Пусть слой среды занимает пространство между плоскостями $z = 0$ и $z = d$ (d — толщина слоя). Плоская ультразвуковая волна распространяется вдоль оси z . Она превращает параметры ε , μ , $\bar{\gamma}$, g_e и g_m в функции от координаты z (ε , μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости; $\bar{\gamma}$ — параметр естественной гиротропии этого слоя, g_e и g_m — параметры, описывающие гироэлектрическую и гиромангнитную магнитооптическую активность (об этих параметрах более подробно см. ниже)). Здесь будем предполагать следующие законы изменения этих

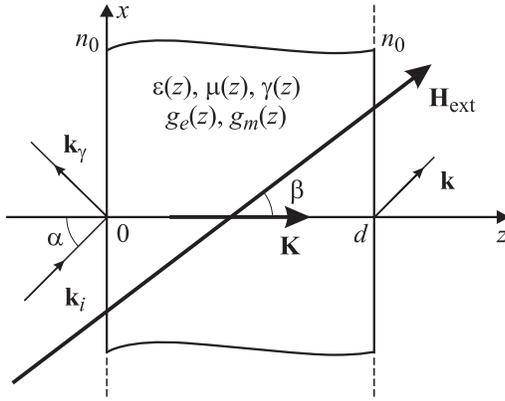


Рис. 1. Схематическое представление геометрии задачи. Гиротропный слой находится во внешнем статическом магнитном поле с напряжением магнитного поля \mathbf{H}_{ext} и ультразвуковом поле с волновым вектором \mathbf{K} .

параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \\ g_e(z) \\ g_m(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 \\ \mu_0 \\ \bar{\gamma}_0 \\ g_{e0} \\ g_{m0} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon \\ \Delta\mu \\ \Delta\bar{\gamma} \\ \Delta g_e \\ \Delta g_m \end{pmatrix} \sin(Kz) \right], \quad (1)$$

где значения глубины модуляции $\Delta\varepsilon, \Delta\mu, \Delta\bar{\gamma}, \Delta g_e$ и Δg_m предполагаются малыми по отношению к единице, $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$, Λ — длина ультразвуковой волны. Это периодическое возмущение изменяется как в пространстве, так и во времени. В частности, если ультразвук представляет собой бегущую волну, то периодическое возмущение перемещается со скоростью ультразвука. Так как скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в уравнениях Максвелла пренебречь зависимостью параметров среды от времени, т.е. при вычислении $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ и $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ не дифференцировать параметры среды по времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие естественной оптической ($\bar{\gamma} = 0$) и магнитооптической активности ($g_e = g_m = 0$) так можно поступать при $\Omega/\omega \ll 1$ [39], то при $\bar{\gamma} \neq 0, g_e \neq 0$ и $g_m \neq 0$ следует требовать также.

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\varepsilon \right|, \quad \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\mu \right|, \quad \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta\bar{\gamma} \right|, \quad \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta g_e \right|, \\ \left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta g_m \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad |g_e|, \quad |g_m|, \quad (2)$$

чтобы в уравнениях Максвелла было правомерно сохранять $\bar{\gamma}, g_e$ и g_m , пренебрегая при этом производными по времени параметров среды. А эти условия легко выполнимы. Будем предполагать, что плоскость падения света совпадает с плоскостью (x, z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающей с

плоскостью (x, z) . Внешнее статическое магнитное поле \mathbf{H}_{ext} составляет угол β с осью z (а также с волновым вектором \mathbf{K} ультразвука, распространяющегося вдоль оси z). Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) плоскости падения

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где индексы i, r, t обозначают падающую, отраженную и прошедшую волны соответственно, а \mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s — орты p - и s -поляризации.

Решение задачи представим в виде

$$\begin{bmatrix} E_r^p \\ E_r^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_t^p \\ E_t^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_i^p \\ E_i^s \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где \hat{R} и \hat{T} — 2×2 матрицы Джонса для данной системы.

Численные расчеты будем проводить по следующей схеме. Сначала вычислим матрицы отражения и пропускания для слоя среды с толщиной, равной длине ультразвуковой волны. Для этого слой толщиной $d = \Lambda$ разобьем на большое число тонких слоев толщиной $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры слоя постоянны в каждом слое. Тогда, согласно [40], задача определения \hat{R} и \hat{T} слоя с толщиной $d = \Lambda$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \hat{t}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \\ \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j \quad (5)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}, \hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ — матрицы Джонса для сред с j и $j-1$ слоями соответственно, \hat{r}_j, \hat{t}_j — матрицы Джонса для j -го слоя, $\hat{0}$ — нулевая матрица, \hat{I} — единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. При наличии внешнего магнитного поля, 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

$$\tilde{\hat{T}}(\beta, g_e, g_m) = \hat{F}^{-1} \hat{T}(-\beta, -g_e, -g_m) \hat{F}, \\ \tilde{\hat{R}}(\beta, g_e, g_m) = \hat{F}^{-1} \hat{R}(-\beta, -g_e, -g_m) \hat{F}, \quad (6)$$

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.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса однородного гиротропного слоя, находящегося во внешнем статическом магнитном поле. Аналитическое решение этой задачи известно [41]. Будем исходить из следующих материальных уравнений для однородного изотропного гиротропного кристалла

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + i[\mathbf{g}_e \mathbf{E}], \quad (7)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + i[\mathbf{g}_m \mathbf{H}], \quad (8)$$

где \mathbf{g}_e и \mathbf{g}_m — векторы, описывающие гироэлектрическую и гиромангнитную магнитооптическую активность.

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы снова воспользуемся системой разностных матричных уравнений (5), однако в этом случае уже \hat{r}_j , \hat{t}_j — матрицы Джонса для слоя толщиной $d = \Lambda$. При помощи (4)–(6) можно вычислить отражение $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и пропускание $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, поворот плоскости поляризации

$$\psi = \arctg[2\operatorname{Re}(\chi)/(1 - |\chi|^2)]/2$$

и эллиптичность поляризации

$$e = \arcsin[2\operatorname{Im}(\chi)/(1 + |\chi|^2)]/2 \quad (\chi = E_t^p/E_i^s),$$

круговой и линейный дихроизмы и т. д.

Перейдем теперь к собственным поляризациям (СП) и собственным значениям амплитуд, так как будем исследовать особенности спектров отражения (пропускания) именно для СП падающей волны. Как известно, СП — это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему, а собственные значения — это значения передаточной функции для комплексной амплитуды, соответствующие СП [42]. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. Для многих сред СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. Тем не менее в общем случае есть определенные отличия: существуют только две СП, тогда как число собственных мод может быть больше двух, причем поляризации всех этих мод могут отличаться друг от друга (например, для невзаимных сред). В СП учтено влияние диэлектрических границ. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП важно в случае неоднородных сред, для которых точное решение задачи неизвестно.

Обозначив через χ_i отношение комплексных компонент поля на входе системы ($\chi_i = E_i^s/E_i^p$), а через χ_t — то же отношение на выходе системы ($\chi_t = E_t^s/E_t^p$), из (4) получим связь между ними, имеющую вид

$$\chi_t = (T_{ss}\chi_i + T_{sp})/(T_{ps}\chi_i + T_{ss}). \quad (9)$$

Функция $\chi_t = f(\chi_i)$ называется поляризационной передаточной [42] и несет информацию о преобразовании эллипса поляризации при прохождении света через систему. Каждая оптическая система имеет две СП,

получаемые подстановкой $\chi_i = \chi_t$. Отсюда, с учетом (9), для СП χ_1 и χ_2 получим

$$\chi_{1,2} = \frac{T_{ss} - T_{pp} \pm \sqrt{(T_{ss} - T_{pp})^2 + 4T_{ps}T_{sp}}}{2T_{ps}}. \quad (10)$$

Функция

$$F(\chi_i) = \sqrt{\frac{(|T_{ps}\chi_i + T_{pp}|^2 + |T_{ss}\chi_i + T_{sp}|^2)}{(1 + |\chi_i|^2)}} \frac{(T_{ps}\chi_i + T_{pp})}{|T_{ps}\chi_i + T_{pp}|}, \quad (11)$$

называемая передаточной функцией для комплексной амплитуды, несет информацию о преобразовании комплексной амплитуды волны при ее прохождении через оптическую систему [42]. Связанные с СП собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды $V_1 = F(\chi_1)$ и $V_2 = F(\chi_2)$ определяют амплитудные коэффициенты пропускания при падении на систему света с поляризациями $\chi_i = \chi_1$ и $\chi_i = \chi_2$ соответственно.

Аналогичным образом функция

$$G(\chi_i) = \sqrt{\frac{(|R_{ps}\chi_i + R_{pp}|^2 + |R_{ss}\chi_i + R_{sp}|^2)}{(1 + |\chi_i|^2)}} \times \frac{(R_{ps}\chi_i + R_{pp})}{|R_{ps}\chi_i + R_{pp}|}, \quad (12)$$

называется передаточной функцией для комплексной амплитуды отраженной волны. Связанные с СП собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды отраженной волны $W_1 = G(\chi_1)$ и $W_2 = G(\chi_2)$ определяют амплитудные коэффициенты отражения при падении на систему света с поляризациями $\chi_i = \chi_1$ и $\chi_i = \chi_2$ соответственно.

2. Результаты. Обсуждение

На рис. 2 представлены спектры отражения при различных углах падения. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой и второй СП (кривые 1 и 2 соответственно).

Как известно (см., например, [17]), при нормальном падении света СП (как и поляризации собственных мод) для ХПС при отсутствии внешнего магнитного поля приблизительно, а при минимальном влиянии диэлектрических границ, т.е. при $n_0 = \bar{n}$ ($\bar{n} = \sqrt{\varepsilon_m \mu_m}$, ε_m и μ_m — средняя диэлектрическая и магнитная проницаемость среды), практически точно, являются правой (ПКП) и левой (ЛКП) круговыми поляризациями. ПКП и ЛКП являются СП также при наличии внешнего магнитного поля и для холестерических жидких кристаллов (ХЖК).

Однако если для ХЖК ФЗЗ существует только для света с одной круговой поляризацией, совпадающей со знаком хиральности среды, то для ХПС дифрагирующими являются обе круговые поляризации. При наличии внешнего магнитного поля ФЗЗ ХПС для ПКП и ЛКП смещаются друг относительно друга. Частотное смещение зависит от величины параметра магнитооптической активности среды. При изменении направления

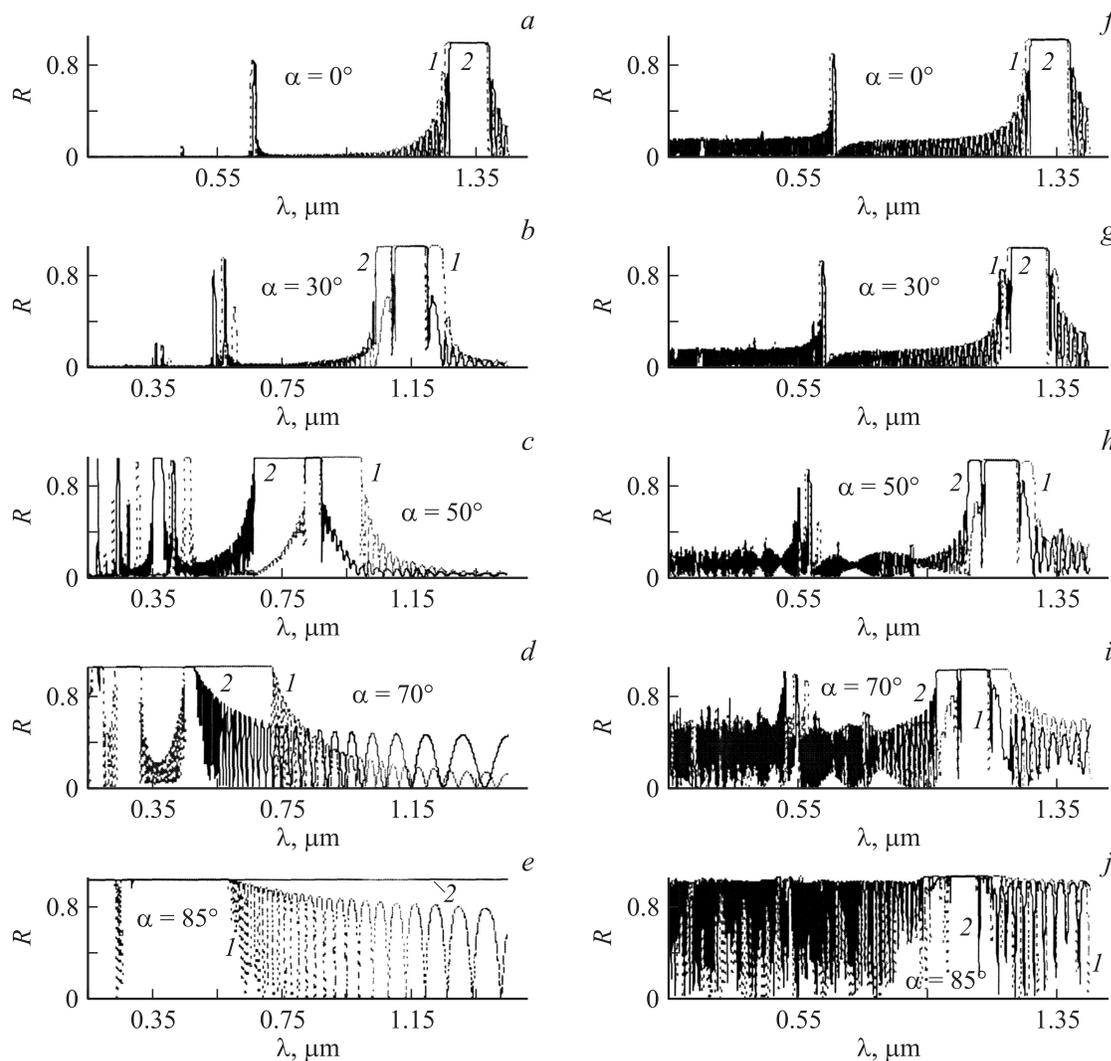


Рис. 2. Спектры отражения при различных углах падения α . Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой и второй СП (кривые 1 и 2 соответственно). Первая колонка соответствует случаю минимального влияния диэлектрических границ ($n_0 = \tilde{n}$), вторая — случаю, когда слой находится в вакууме ($n_0 = 1$). Параметры задачи следующие: $\epsilon_0 = 2.5$, $\mu_0 = 1$, $\gamma_0 = 0.06$, $g_{e0} = 0.04$, $g_{m0} = 0.00001$, $\Delta\epsilon = 0.5$, $\Delta\mu = 0.02$, $\Delta\tilde{\gamma} = 0.001$, $\Delta g_{e0} = 0.001$, $\Delta g_{m0} = 0.0000001$, $\Lambda = 0.4 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 50$, $\beta = \pi/3$.

внешнего магнитного поля на обратное меняются на обратное также направления смещения ФЗЗ для ПКП и ЛКП. А это означает, что такие системы обладают свойством невзаимности, причем в этом случае параметр, характеризующий невзаимность, $N = \frac{T^+ - T^-}{T^+ + T^-}$ (T^+ , T^- — коэффициенты пропускания в случаях, когда свет падает на систему с левой и правой стороны соответственно) вблизи границ ФЗЗ имеет значение порядка единицы. Системы с такими свойствами могут работать как идеальные чисто оптические диоды.

Изменением внешнего магнитного поля и длины волны ультразвука можно изменить частотную ширину области полного отражения и областей селективного отражения, частотное местоположение этих областей. Таким образом, рассматриваемая система может работать как управляемый поляризационный (а при определенных областях — не зависящий от поляризации) фильтр или

зеркало с управляемой шириной и частотным местоположением областей отражения (пропускания).

В отличие от ХЖК, в ХПС возбуждаются высшие порядки дифракционного отражения также при нормальном падении. Из рис. 2 видно, что при нормальном падении при данных параметрах задачи наблюдается (со значительной дифракционной эффективностью) дифракционное отражение до третьего порядка.

При наклонном падении (в отсутствие внешнего статического магнитного поля) ФЗЗ (или область дифракционного отражения (ОДО)) расщепляется на три подобласти, с центральной областью полного (не зависящего от поляризации) отражения и боковыми областями селективного (по отношению к поляризации) отражения. В зависимости от параметров задачи эти области или граничат друг с другом, или разделены. Внешнее магнитное поле приводит как к смещению этих

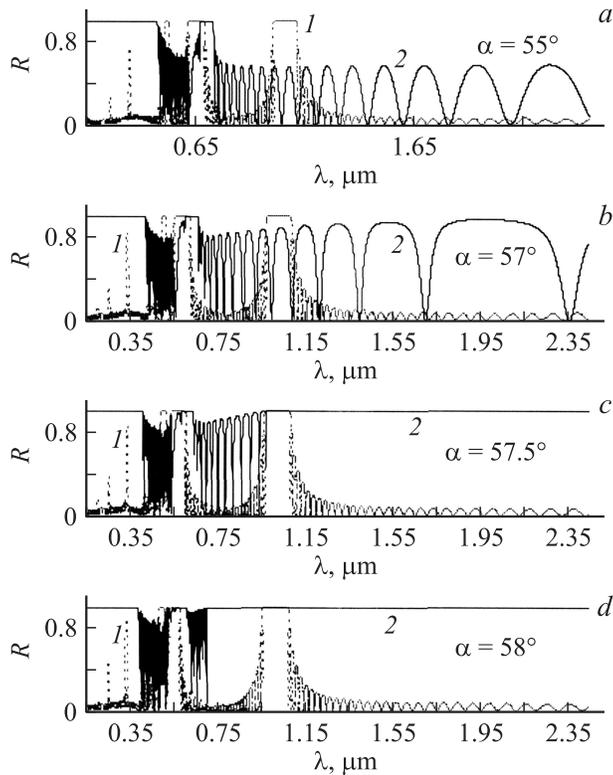


Рис. 3. Спектры отражения вблизи угла полного внутреннего отражения; $\bar{\gamma}_0 = 0.2$, $g_{e0} = 0.2$, $g_{m0} = 0.00001$, $\Delta\bar{\gamma} = 0.01$, $\Delta g_{e0} = 0.01$, $\Delta g_{m0} = 0.0000001$. Остальные параметры и обозначения кривых те же, что и на рис. 1.

областей, так и к изменению их частотной ширины. Центральная область полного отражения так же, как и при нормальном падении, для первой и второй СП смещается в разные стороны, а величина смещения зависит от параметров магнитооптических активностей.

Как видно из рис. 2, при больших углах падения коэффициент отражения света для одной из собственных мод становится равным единице во всей спектральной области (см. рис. 2, *e*) — это проявление эффекта полного внутреннего отражения. При больших значениях параметров естественной оптической активности и магнитооптической активности полное внутреннее отражение для одной из собственных мод происходит при намного меньших углах падения.

Интересная ситуация возникает вблизи угла полного внутреннего отражения. Вблизи этого угла падения происходят сильные изменения отражения (пропускания) при малых изменениях угла падения, что продемонстрировано на рис. 3. Эти свойства могут найти применение, в частности, при создании узкополосных (а также широкополосных) поляризационных управляемых (при помощи изменения угла падения и внешнего магнитного поля) фильтров и зеркал.

Сравнение спектров отражения в случае минимального влияния диэлектрических границ, т.е. при $n_0 = \bar{n}$ (рис. 2, *a-e*), с аналогичными спектрами в случае, когда слой ХПС находится в вакууме, т.е. при $n_0 = 1$

(рис. 2, *f-j*), показывает, что при увеличении угла падения область дифракционного отражения мало смещается в сторону коротких волн, во всяком случае, не по условию Брэгга: $\lambda_B = \bar{n}\Lambda \cos \alpha$ (λ_B — центральная длина волны области дифракционного отражения, \bar{n} — средний коэффициент преломления ХПС, Λ — шаг спирали, α — угол падения). Это также имеет свое объяснение. При наклонном падении света при малых углах падения влияние френелевских отражений на пропускание (отражение) сравнительно мало, однако это влияние критически увеличивается при больших углах падения. При отсутствии диэлектрических границ угол α является одновременно и углом падения, и углом между осью среды (направлением распространения ультразвука) и падающим лучом. При наличии диэлектрических границ из-за преломления света на границе слоя угол падения и угол между лучом в среде и осью среды отличаются друг от друга. Теперь, согласно закону Снелля, угол α должен быть заменен углом

$$\Theta = \arcsin\left(\frac{n_0}{n} \sin \alpha\right). \quad (13)$$

Для более полного представления вкладов каждого из факторов (гиротропии, магнитооптической активности) на брэгговскую дифракцию на рис. 4 представлены спектры отражения:

а) при отсутствии гиротропии и внешнего магнитного поля (рис. 4, *a*),

б) при отсутствии внешнего магнитного поля и наличии гиротропии (рис. 4, *b*),

в) при отсутствии гиротропии и отсутствии внешнего магнитного поля (рис. 4, *c* и *d* соответственно при двух взаимно противоположных направлениях внешнего магнитного поля),

г) при наличии гиротропии, и внешнего магнитного поля, причем в случае, когда внешнее магнитное поле и направление распространения света составляют острый угол (рис. 4, *e*) и, наконец, когда эти направления составляют тупой угол (рис. 4, *f*).

Рассмотрен случай наклонного падения ($\alpha = 45^\circ$). Отметим, что на каждом графике кривые 1 и 2 соответствуют двум СП. А эти поляризации в каждом случае разные. При отсутствии гиротропии и внешнего магнитного поля они ортогональные линейные (*p* и *s*), при наличии гиротропии (или магнитооптической активности) они в общем случае — неортогональные эллиптические поляризации. Кроме того, эти поляризации обладают дисперсией, т.е. не фиксированы и могут изменяться при переходе от одной длины волны к другой. Для демонстрации сказанного на рис. 5 представлены спектры отражения для двух фиксированных ортогональных круговых поляризаций падающего света. Параметры задачи те же, что и на рис. 4, *c*.

На рис. 6 представлена зависимость параметра невзаимности пропускания N от длины волны при наклонном падении света. Как видно из рисунка, существуют области длины волны, где $|N| = 1$. Это означает, что

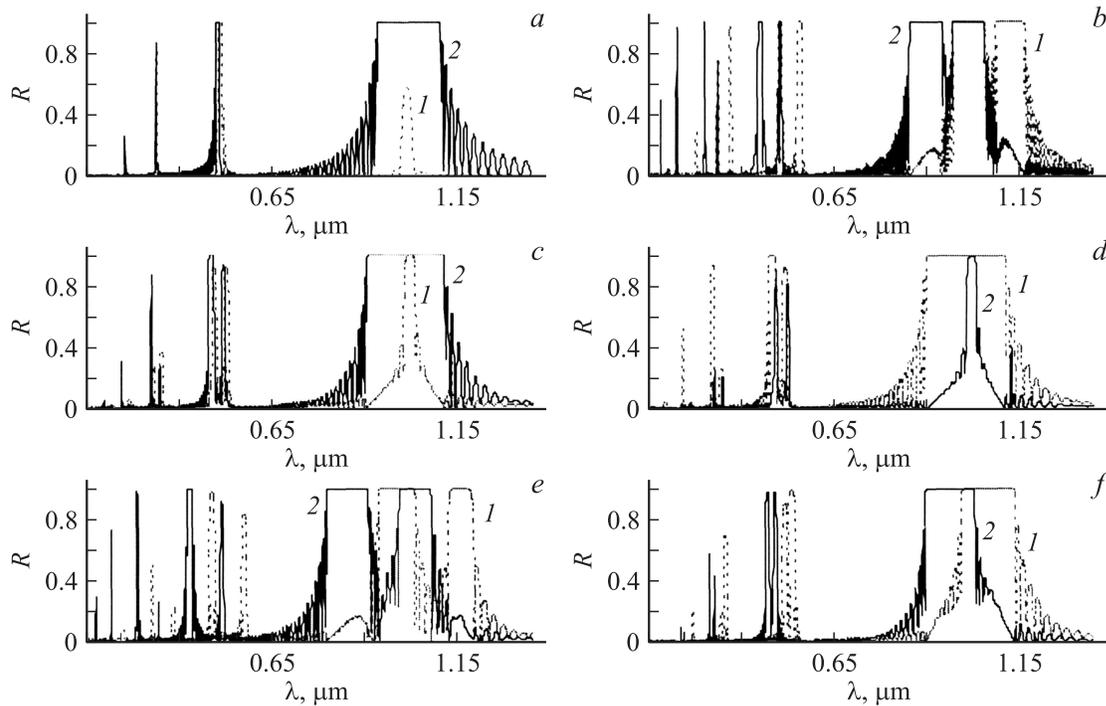


Рис. 4. Спектры отражения: при отсутствии гиротропии и внешнего магнитного поля (*a*); при отсутствии внешнего магнитного поля и наличии гиротропии (*b*); при отсутствии гиротропии и наличии внешнего магнитного поля (*c* и *d* соответственно при двух взаимно противоположных направлениях внешнего магнитного поля); при наличии гиротропии, и внешнего магнитного поля (*e* и *f* соответственно при двух взаимно противоположных направлениях внешнего магнитного поля); $\alpha = 45^\circ$, $\bar{\gamma}_0 = 0.1$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

рассматриваемая система может работать как идеальный оптический диод, полностью пропускающий свет заданной поляризации в одном направлении и полностью блокирующий свет при его обратном направле-

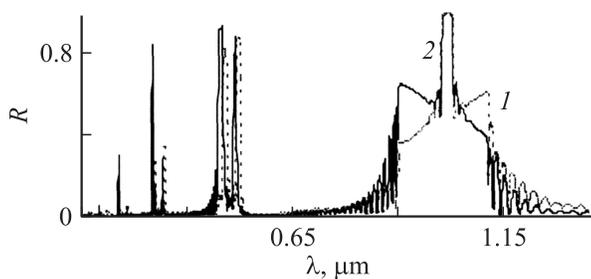


Рис. 5. Спектры отражения. Падающий на слой свет имеет правую и левую круговые поляризации (кривые 1 и 2 соответственно). Параметры те же, что и на рис. 4.

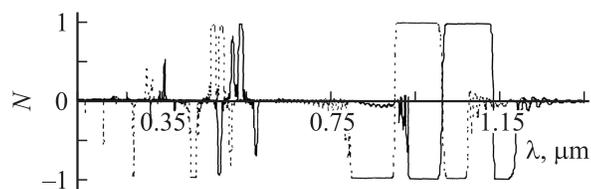


Рис. 6. Зависимость параметра невязимости пропускания N от длины волны при наклонном падении света. Параметры те же, что и на рис. 4.

нии распространения. Изменением внешнего магнитного поля и длины волны ультразвука можно изменить как частотную ширину этих областей, так и их частотное местоположение. Таким образом, рассматриваемая система может работать как управляемый идеальный оптический диод с управляемой шириной и частотным местоположением областей диодного отражения (пропускания). Она может работать также как управляемый оптический затвор.

Перейдем к исследованию особенностей угловой зависимости отражения (пропускания).

На рис. 7 представлена зависимость коэффициента отражения от угла падения. Падающий на слой свет имеет поляризацию, совпадающую с первой и второй СП (кривые 1 и 2 соответственно). Как видно из рисунка, кривые $R(\alpha)$ отличаются асимметрией по отношению к оси ординат: $R(-\alpha) \neq R(\alpha)$. Это новое проявление невязимости. Асимметрия исчезает, если направление внешнего магнитного поля совпадает с нормалью к плоскости раздела сред (если $\beta = 0^\circ$). И это также естественно, так как в этом случае исчезает причина невязимости в плоскости раздела сред. Отметим, что таким свойством обладают также однородные естественно гиротропные среды, находящиеся во внешнем статическом магнитном поле [41].

В представленном случае дифракционный характер взаимодействия света со средой приводит к тому, что при одних углах падения происходит многократное

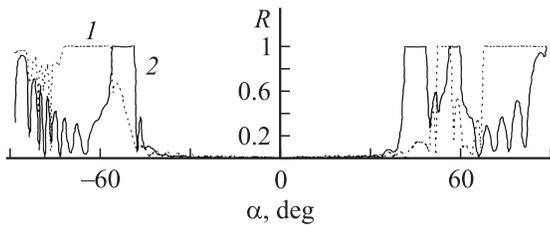


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения R от угла падения α . $\lambda = 0.85 \mu\text{m}$. Остальные параметры те же, что и на рис. 4.

увеличение невязности, а при других углах падения, наоборот, происходит подавление невязности. Из-за невязного дифракционного отражения на определенных длинах волн формируются определенные области изменения угла падения, где модуль параметра невязности

$$N(\alpha) = \frac{T(\alpha) - T(-\alpha)}{T(\alpha) + T(-\alpha)}$$

равняется единице. Эти свойства рассматриваемой системы могут найти определенное применение в оптоэлектронике и эллипсометрии.

Заключение

В настоящей работе исследованы особенности спектров гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле при наличии внешнего статического магнитного поля. Внешнее магнитное поле приводит к частотному смещению ФЗЗ для ЛКП и ПКП (они смещаются в противоположные стороны на оси частоты), причем при изменении направления внешнего статического магнитного поля на обратное изменяется также направление этих смещений. Это свойство рассматриваемой системы позволяет использовать их в качестве узкополосных (или широкополосных) фильтров и зеркал с управляемой (при помощи внешнего магнитного поля) частотной шириной и частотным местоположением ФЗЗ.

Эти системы могут работать как управляемый идеальный оптический диод с управляемой шириной и частотным местоположением областей диодного отражения (пропускания), а также как оптический затвор. Как показывают наши расчеты, путем изменения величины и направления внешнего магнитного поля можно управлять углом дифракционного отражения (а также интервалом дифракционного отражения по углу), т.е. рассматриваемую систему можно использовать как управляемый дефлектор.

Список литературы

- [1] Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals. Princeton, N.J.: U. Princeton Press. 1995. 184 p.
- [2] Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer, 2001. 253 p.
- [3] Yablonovich E. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2059.
- [4] John S. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2486.
- [5] Pendry J. // J. Mod. Opt. 1994. Vol. 41. P. 209.
- [6] Ivanov O.V., Sementsov D.I. // Pure Appl. Opt. 1997. Vol. 6. P. 455.
- [7] Hermann C., Kosobukin V.A. et al. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 235–422.
- [8] Figotin A., Vitebski I. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 63. P. 066 609.
- [9] Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. R277.
- [10] Jonsson F., Flytzanis C. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. P. 063 902.
- [11] Kosobukin V.A. // Solid St. Commun. 2006. Vol. 139. P. 92.
- [12] Baryshev A.V., Kosobukin V.A. et al. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 205 118.
- [13] Hodgkinson L.J., Wu Q.H., Torn K.E. et al. // Opt. Commun. 2000. Vol. 184. P. 57.
- [14] Jaggard D.L., Horn M.W., Demirel M.C., Lakhtakia A. // Polymer. 2005. Vol. 46. P. 9544.
- [15] Арутюнян Э.М., Геворгян А.А. Изв. НАН Армении. Физика. 2006. Т. 41. С.37.
- [16] Арутюнян Э.М., Арутюнян С.О., Геворгян А.А. // Изв. НАН Армении. Физика. 2007. Т. 42. С. 24.
- [17] Геворгян А.А. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 75.
- [18] Jaggard D.L., Engheta N. et al. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1989. Vol. 37. P. 1447.
- [19] Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. // Int. J. Eng. Sci. 1989. Vol. 27. P. 1267.
- [20] Flood K.M., Jaggard D.L. // IEEE J. Quantum Electron. 1994. Vol. 30. P. 339.
- [21] Lakhtakia A., Varadan V.V., Varadan V.K. // A. 1989. Vol. 6. P. 1675; erratum, 1990. Vol. 7. P. 951.
- [22] Иванов О.В., Семенцов Д.И. // Кристаллография. 2000. Т. 45. С. 534.
- [23] Jaggard D.L., Sun X. // JOSA. A. 1992. Vol. 9. P. 804.
- [24] Borzdov A.N. // Electromagnetics. 1999. Vol. 19. P. 501.
- [25] Slepuyan G.Ya, Gurevich A.V., Maksimenko S.A. // Phys. Rev. E. 1995. Vol. 51. P. 2543.
- [26] Cory H., Rosenhouse I. // Electromagnetics. 1997. Vol. 17. P. 317.
- [27] Vecchi M., Golatola P. // Eur. Phys. J. B. 1999. Vol. 8. P. 399.
- [28] Kim K., Lee D.-H., Lim H. // Europhys. Lett. 2005. Vol. 69. P. 207.
- [29] Константинова А.Ф., Набатов Б.В. и др. // Кристаллография. 2002. Т. 47. С. 879.
- [30] Flood K.M., Jaggard D.L. // JOSA. A. 1996. Vol. 13. P. 1395.
- [31] Ivanov O.V., Sementsov D.I. // Pure Appl. Opt. 1997. Vol. 6. P. 455.
- [32] Zhukovsky S.V., Galynsky V.M. // J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. 2006. Vol. 8. P. 489.
- [33] Ерицян О.С. // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. С. 115.
- [34] Геворгян А.А. // Уч. зап. ЕГУ. 1987. № 2. С. 66.
- [35] Gevorgyan A.H. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. Vol. 382. P. 1.
- [36] Геворгян А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 8. С. 77.
- [37] Koerdts C., Düchs G., Rikken G.L.J.A. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 073 902.
- [38] Bita I., Thomas E.L. // JOSA. B. 2005. Vol. 22. P. 1199.
- [39] Островский Л.А., Степанов Б.Н. // Изв. вузов. Радиотехника. 1971. Т. 14. С. 484.
- [40] Gevorgyan A.H., Papoian K.V., Pikichian O.V. // Opt. Spectrosc. 2000. Vol. 88. P. 586.
- [41] Геворгян А.А. // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. С. 830.
- [42] Azzam R.M.A., Bashara N.M. Ellipsometry and Polarized light. Amsterdam: North-Holland, 1977. 558 p.