УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ. II. СОБСТВЕННЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Э.М. АРУТЮНЯН¹, С.О. АРУТЮНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН²

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 мая 2006 г.)

Рассмотрено наклонное распространение света через слой гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна. Приведены результаты изучения особенностей собственных поляризаций (СП) и собственных значений передаточной функции для комплексной амплитуды. Обнаружено изменение знака эллиптичности СП при больших углах падения.

1. Введение

В последнее время большой интерес вызывают фотонные кристаллы (ФК) [1,2] (особый класс искусственных структур с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны. 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. Важнейшим свойством ФК является зонная структура их спектра, аналогичная энергетической зонной структуре электронов в полупроводниках. Особый интерес представляют самоорганизующиеся структурнохиральные ФК (холестерические жидкие кристаллы, хиральные смектические жидкие кристаллы) и искусственно-созданные (методом вакуумного напыления) хиральносконструированные тонкослойные структуры (из-за более богатых оптических свойств. Для этих кристаллов фотонная запрещенная зона существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), совпадающей со знаком хиральности среды. Здесь селективное по отношению поляризации дифракционное отражение наблюдается в спектральной области от $\lambda_1 = \sigma n_0$ до $\lambda_2 = \sigma n_e$, где σ - шаг спирали, $n_0 = \sqrt{\varepsilon_{II}}$ и $n_e = \sqrt{\varepsilon_{II}}$ локальные коэффициенты преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, соответственно. Однако периодическое изменение параметров хиральной среды можно осуществлять также внешним ультразвуковым полем. Взаимодействие световых и ультразвуковых волн в кристаллах находит широкое применение для управления

параметрами световых пучков и исследования физических свойств вещества [3-10]. В настоящее время для изготовления акустооптических устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т.д.) широкое применение находят кристаллы, обладающие как хорошими фотоупругими свойствами, так и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлурит (TeO₂), теллур (Te), кварц ((-SiO₂) и др. В последние годы интерес к исследованиям распространения электромагнитной волны в периодических хиральных средах значительно возрос. В работах [11-13] исследованы особенности распространения электромагнитной волны через периодическую хиральную среду при нормальном падении. В [14] рассмотрено отражение света от границы структуры периодически возмущенная нехиральная среда – хиральная среда. В работах [15,16] развит 4х4 матричный метод для хиральных многослойников. В [17] применен метод 4х4 Δ-матрицы Берремана. В [18] исследованы особенности структуры фотонных запрещенных зон в хиральных многослойных структурах.

В работе [19] для решения аналогичной задачи применен модифицированный метод сложения слоев Амбарцумяна, решена граничная задача для конечного слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, изучены его дифракционные свойства, а также отмечена возможность применения этих систем в качестве поляризационных фильтров и зеркал.

В данной работе мы продолжим исследования, начатые в [19], и представим результаты исследования особенностей СП и собственных значений для конечного слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле.

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 [20]. СП и собственные значения дают много информации об особенностях взаимодействия света с системой и поэтому в оптике и особенно в эллипсометрии важное значение имеет вычисление СП и собственных значений для каждой оптической системы. Из определения СП следует, что они должны быть связаны с поляризациями внутренних волн (собственных мод), возбуждаемых в среде. Как показывают наши исследования, СП практически совпадают с поляризациями собственных мод. Однако, в общем случае существуют и 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 учтены влияния диэлектрических границ. Из сказанного следует, что исследование особенностей СП особенно важно в случае неоднородных сред, для которых неизвестно точное решение задачи.

В данной работе представлены результаты детального анализа особенностей СП и собственных значений при наклонном падении для гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле.

2. Теория

Рассмотрим отражение и пропускание света через конечный слой гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле. 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 и $\overline{\gamma}$ в функции от координаты z (ε , μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, $\overline{\gamma}$ – параметр естественной гиротропии этого слоя) [19]. Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon(z) \\ \mu(z) \\ \overline{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon \\ \mu \\ \overline{\gamma} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta \varepsilon \\ \Delta \mu \\ \Delta \overline{\gamma} \end{pmatrix} \sin(Kz) \right],$$
(1)

где глубины модуляции $\Delta \varepsilon$, $\Delta \mu$ и $\Delta \overline{\gamma}$ предполагаются малыми по отношению к единице величинами, $K = 2\pi/\Lambda$, $\Lambda - длина ультразвуковой волны. Плоскость падения света совпадает с плоскостью ($ *x*,*z* $), а волна падает под углом <math>\alpha$ к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью (*x*,*z*). Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (*p*-поляризация) и перпендикулярные (*s*-поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^{p} \mathbf{n}_{p} + E_{i,r,t}^{s} \mathbf{n}_{s} = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^{p} \\ E_{i,r,t}^{s} \end{pmatrix}, \qquad (2)$$

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

$$\mathbf{E}_r = \hat{R}\mathbf{E}_i, \qquad \mathbf{E}_t = \hat{T}\mathbf{E}_i, \tag{3}$$

где \hat{R} и \hat{T} - 2x2 матрицы Джонса 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 с толщиной $d = \Lambda$ разобьем на большое число тонких слоев с толщиной d_i , d_i , $d_{i,1},..., d_N$. Если их максимальная толщина достаточно мала, то можно считать, что параметры среды постоянны в каждом слое. Тогда, согласно, в частности, [21], задача определения \hat{R} и \hat{T} для слоя с d = (сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_{j} = \hat{r}_{j} + \tilde{\hat{t}}_{j} \hat{R}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_{j} \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_{j},$$

$$\hat{T}_{j} = \hat{T}_{j-1} \left(\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_{j} \hat{R}_{j-1} \right)^{-1} \hat{t}_{j},$$
(4)

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 *j*-ого 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

$$\widetilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1}\hat{T}\hat{F}, \quad \widetilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1}\hat{R}\hat{F}, \tag{5}$$

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 ли-

нейных базисных поляризациях.

Таким образом, задача сводится к вычислению матриц Джонса гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно [22].

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (4), однако в этом случае уже \hat{r}_j, \hat{t}_j (матрицы Джонса для слоя с толщиной d = (. При

помощи (2)-(4) можно вычислить отражение $R = \frac{|E_r|^2}{|E_i|^2}$ и пропускание $T = \frac{|E_t|^2}{|E_i|^2}$, поворот

плоскости поляризации $\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{2 \operatorname{Re}(\chi_t)}{1 - |\chi_t|^2} \right]$ и эллиптичность поляризации

 $e = \frac{1}{2} \arcsin\left[\frac{2 \operatorname{Im}(\chi_t)}{1 + |\chi_t|^2}\right] (\chi_t = \frac{E_t^p}{E_t^s}), \text{ круговой и линейный дихроизмы и т.д.}$

Перейдем теперь к СП и собственным значениям амплитуд. Обозначив через χ_i отношение комплексных компонент поля на входе системы ($\chi_i = E_i^p / E_i^s$), а через χ_t - то же отношение на выходе системы ($\chi_t = E_t^p / E_t^s$), из (2) получаем связь между ними, имеющую вид

$$\chi_t = (T_{22}\chi_i + T_{21})/(T_{12}\chi_i + T_{11}).$$
(6)

Функция $\chi_t = f(\chi_i)$ называется поляризационной передаточной функцией [20] и несет информацию о преобразовании эллипса поляризации при прохождении света через систему. Каждая оптическая система имеет две СП, получаемые подстановкой $\chi_i = \chi_t$. Согласно (5) для СП χ_1 и χ_2 получаем

$$\chi_{1,2} = \frac{T_{22} - T_{11} \pm \sqrt{(T_{22} - T_{11})^2 + 4T_{12}T_{21}}}{2T_{12}} \,. \tag{7}$$

Функция

$$F(\chi_i) = \sqrt{\frac{\left(\left|T_{12}\chi_i + T_{11}\right|^2 + \left|T_{22}\chi_i + T_{21}\right|^2\right)}{\left(1 + \left|\chi_i\right|^2\right)}} \frac{\left(T_{12}\chi_i + T_{11}\right)}{\left|T_{12}\chi_i + T_{11}\right|},$$
(8)

называемая передаточной функцией для комплексной амплитуды, несет информацию о

преобразовании комплексной амплитуды волны при ее прохождении через оптическую систему [20]. 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

$$G(\chi_i) = \sqrt{\frac{\left(\left|R_{12}\chi_i + R_{11}\right|^2 + \left|R_{22}\chi_i + R_{21}\right|^2\right)}{\left(1 + \left|\chi_i\right|^2\right)}} \frac{\left(R_{12}\chi_i + R_{11}\right)}{\left|R_{12}\chi_i + R_{11}\right|},$$
(9)

называется передаточной функцией для комплексной амплитуды отраженной волны. Связанные с СП собственные значения передаточной функции для комплексной амплитуды отраженной волны $W_1=G'_1(i)$ и $W_2=G'_1(i)$ определяют амплитудные коэффициенты отражения при падении на систему света с поляризациями $\chi_i = \chi_1$ и $\chi_i = \chi_2$, соответственно. Ниже представлены результаты численного анализа по исследованию особенностей СП и собственных значений для слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле.

3. Результаты. Обсуждение

Численное исследование особенностей СП и собственных значений для слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, показывает, что при отсутствии диэлектрических границ (при $\varepsilon_m = \varepsilon, \varepsilon_m$ – средняя диэлектрическая проницаемость рассматриваемой среды, а ε - диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей с обеих сторон рассматриваемый слой) в случае нормального падения СП ортогональны ($\chi_1 \chi_2^* = -1$) и представляют собой ортогональные круговые поляризации.

При наклонном падении СП для слоя гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, перестают быть ортогональными, как это имеет место при наличии поглощения или при наличии диэлектрических границ (т.е. при $\varepsilon_m \neq \varepsilon$). На рис.1 представлены зависимости эллиптичности

$$e_{1} = \frac{1}{2} \arcsin\left[\frac{2 \operatorname{Im}(\chi_{1})}{1 + |\chi_{1}|^{2}}\right]$$
(кр.1) и азимута $\psi_{1} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left[\frac{2 \operatorname{Re}(\chi_{1})}{1 - |\chi_{1}|^{2}}\right]$ (кр.2) первой СП от

длины волны при различных углах падения падающей волны. Эллиптичность

$$e_2 = \frac{1}{2} \arcsin\left[\frac{2 \operatorname{Im}(\chi_2)}{1 + |\chi_2|^2}\right]$$
и азимут $\psi_2 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left[\frac{2 \operatorname{Re}(\chi_2)}{1 - |\chi_2|^2}\right]$ второй СП по модулю

мало отличаются от e_1 и ψ_1 . Как видно из рисунков и как показывают вычисления, при наклонном падении СП представляют собой эллитические поляризации. В области дифракционного отражения (ОДО) эллиптичность СП по модулю значительно уменьшается, претерпевая значительные изменения в пределах области дифракционного отражения. Заметим, что аналогичные закономерности наблюдаются и у структурно хиральных ФК. При больших углах падения в длинноволновой части спектра наблюдается также изменение знака

эллиптичности СП. Такое свойство отсутствует у структурно хиральных ФК. Вне ОДО имеются области, где дифракционное отражение отсутствует, однако имеются резонансные изменения эллиптичности и азимута СП. С увеличением угла падения увеличивается число таких областей.



Рис.1. Зависимость эллиптичности e_1 (кр.1) и азимута ψ_1 (кр.2) первой СП от длины волны при различных углах падения света. Параметры задачи таковы: ε =2.5, μ =1, y =0,05, $\Delta \varepsilon$ =0.5, $\Delta \mu$ = 0.0005, Δy = 0.00001, Λ = 0.4 мкм, d/ =50.

На рис.2а,b,c,d представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны λ при падении на слой ХЖК света с поляризациями $\chi_i = \chi_{1,2}$, т.е. зависимость $R_{1,2} = |G(\chi_{1,2})/E_i|^2$ (кр.1 и 2, соответственно) от длины волны при различных углах (указанных на рисунках) падения света. Сравнение этих графиков с аналогичными графиками при падении на среду света с правой и левой круговыми поляризациями [19], показывает, что если для СП кривые дифракционного отражения имеют хорошо известный вид «столбиков», то для остальных поляризаций соответствующие кривые асимметричны, что является проявлением частотной зависимости СП в пределах области дифракционного отражения. При больших углах падения с значительной интенсивностью возбуждается и дифракционное отражение в высших порядках. Однако, ширина областей дифракционного отражения высших порядков намного меньше. При наклонном падении возникает трехпичковая дифракционная область с центральной областью полного отражения и боковыми областями селективного отражения. В зависимости от угла падения, параметров среды и порядка дифракции эти области или граничат друг с другом, или они могут быть также разделены. С увеличением угла падения область дифракционного отражения сторону

коротких волн, при этом увеличивается и частотная ширина этих областей.



Рис.2. Зависимость $R_{1,2} = |G(\chi_{1,2})/E_i|^2$ (кр.1 и 2, соответственно) от длины волны при различных углах падения света. Параметры те же, что и на рис.1.

Сравнение этих результатов с аналогичными результатами для структурно хиральных ФК показывает, что если в хиральных ФК фотонная запрещенная зона существует только для света с одной круговой поляризацией (при нормальном падении света), то для гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, обе круговые поляризации дифракционные. Это свойство хирального ФК при определенных практических применениях является их важным преимуществом. Однако, то же свойство при других обстоятельствах является важным недостатком хиральных ФК. Поэтому указанные особенности гиротропного кристалла, находящегося в ультразвуковом поле, могут найти определенное применение.

На рис.3 представлена зависимость коэффициента отражения R от угла падения для различных длин волн падающего света при падении на среду света с поляризациями $\chi_i = \chi_{1,2}$.



Рис.3. Зависимость $R_{1,2} = |G(\chi_{1,2})/E_i|^2$ (кр.1 и 2, соответственно) от угла падения при различных длинах волн света. Параметры те же, что и на рис.1.



Рис.4. Зависимость эллиптичности *е*₁ первой СП от угла падения при различных длинах волн света. Параметры те же, что и на рис.1.

На рис.4 показана зависимость эллиптичности *e*¹ от угла падения для различных длин волн падающего света. Как видно из рисунка, в длинноволновой области спектра *e*¹ при больших углах падения меняет знак. С увеличением длины волны увеличивается то значение угла падения, при котором происходит изменение знака эллиптичности СП.

4. Заключение

В данной работе нами исследованы особенности СП и собственных значений для слоя гиротропной среды, находящейся в ультразвуковом поле. Нами обнаружено изменение знака эллиптичности СП при больших углах падения, а также сильные изменения эллиптичности СП в областях образования дифракционного отражения.

Отметим, что из-за изменения СП изменяется также характер дифракционного отражения излучения в среде. Так как ширина областей дифракционного отражения, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами задачи, то ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовые дискриминаторы, мультиплексеры для циркулярно поляризованных волн, они могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn. Photonic Crystals. Prinston, Prinston Univ., 1995.
- 2. K.Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
- 3. A.Yariv, P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York, Wiley, 1984.
- 4. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, Wiley, 1988.
- 5. В.И.Балакший, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
- 6. N.S.Kharusi, G.W.Farnell. Can. J. Phys., 47, 2719 (1969).
- 7. A.W.Werner, D.L.White, W.A.Bonner. J. Appl. Phys., 43, 4489 (1972).
- 8. В.Н.Белый, С.Н.Курилкин. Опт. и спектр., 76, 1027 (1994).
- 9. Г.В.Кулак. Опт. и спектр., 98, 947 (2005).
- 10. А.М.Дьяконов, Ю.В.Илисаский, Э.З.Яхкинд. Ж
Т $\Phi,$ 51, 1434 (1981).
- 11. D.L.Jaggard, N.Engheta, et al. IEEE Trans. Antennas Propag., 37, 1447 (1989).
- 12. A. Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. Int. J. Eng. Sci., 27, 1267 (1989).
- 13. K.M.Flood, D.L.Jaggard. IEEE J. Quantum Electron., 30, 339 (1994).
- 14. A.Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. J. Opt. Soc. Am. A, 6, 1675 (1989); erratum, 7, 951 (1990).
- 15. О.В.Иванов, Д.И.Семенцов. Кристаллография, 45, 534 (2000).
- 16. D.L.Jaggard, X.Sun. J. Opt. Soc. Am. A, 9, 804 (1992).
- 17. А.Ф.Константинова, Б.В.Набатов и др. Кристаллография, 47, 879 (2002).
- 18. K.M.Flood, D.L.Jaggard. J. Opt. Soc. Am. A, 13, 1395 (1996).
- 19. Э.М.Арутюнян, А.А.Геворгян. Изв. НАН Армении, Физика, 41, 37 (2006).
- 20. R.M.A.Azzam, N.M. Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
- 21. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., 88, 586 (2000).
- 22. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., **91**, 830 (2001).

ԳԵՐՁԱՅՆԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ։ II. ՍԵՓԱԿԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄՆԵՐ ԵՎ ՍԵՓԱԿԱՆ ԱՐԺԵՔՆԵՐ

Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս.Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Քննարկված է ուլտրաձայնի դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղով լույսի թեք անցումը։ Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով։ Բերված են դաշտի սեփական բնեռացումների և կոմպլեքս լայնույթի համար փոխանցման ֆունկցիայի սեփական արժեքների առանձնահատկությունների հետազոտության արդյունքները։ Յույց է տրված, որ սպեկտրի որոշակի տիրույթում լույսի անկման անկյան մեծ արժեքների դեպքում դիտվում է սեփական բնեռացման էլիպսականության նշանի փոփոխություն։

OPTICAL PROPERTIES OF GYROTROPIC CRYSTALS IN AN ULTRASOUND FIELD. II. NATURAL POLARIZATIONS AND EIGENVALUES

E.M. HARUTYUNYAN, S.H. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN

The light oblique transmission through a gyrotropic crystal layer being in an ultrasonic field is considered. The problem is solved by the Ambartsumian layer addition method. The specific properties of the natural polarizations and eigenvalues of the transfer function for the complex amplitude are considered. The change of sign of the ellipticity of natural polarizations at large values of the incidence angle is revealed.