

УДК 548.0

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛОВ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ. I. ДИФРАКЦИОННОЕ ОТРАЖЕНИЕ

Э.М. АРУТЮНЯН¹, А.А. ГЕВОРГЯН²

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 июня 2005 г.)

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

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 представляют собой новый тип искусственно создаваемых материалов, обладающих недостижимыми в естественных диэлектриках (полупроводниках и металлах) физическими характеристиками, так как их свойства зависят как от физических параметров материалов, из которых они образованы, так и 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 диапазонов длин волн, в антенной технике, в оптической связи. Особый интерес представляют хиральные ФК, вследствие более богатых оптических свойств. В работах [3,4] рассмотрено распространение электромагнитной волны через хиральный слой, а в работах [5-7] исследованы особенности распространения электромагнитной волны через периодическую хиральную среду при нормальном падении. В работе [8] рассмотрено отражение света от границы сред “периодически возмущенная нехиральная среда – хиральная среда”. В работах [9,10] развит 4x4 матричный метод для хиральных многослойников. В работе [11] для решения аналогичной задачи применяется метод 4x4 матрицы Берремана. В работе [12] исследованы особенности структуры фотонных запрещенных зон в хиральных многослойных периодических структурах.

Периодическое изменение параметров 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 [13-21]. 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 парателлуриит (TeO_2), теллур (Te), кварц (SiO_2) и др. Изучению акустооптического взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах кварца посвящены работы [16,18,20,21]. В [16] показано, что при дифракции света, распространяющегося под малым углом к оптической оси гиротропного кристалла кварца, на продольной ультразвуковой волне возникает сложная трехпиковая структура брэгговского максимума с эллиптической поляризацией волн в боковых пиках и линейной поляризацией в центральном пике.

В данной работе 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.

2. Отражение и прохождение света через слой естественно-гиротропной среды, находящейся в продольном ультразвуковом поле

Рассмотрим отражение и прохождение света через конечный слой изотропной естественно-гиротропной среды, в которой возбуждена ультразвуковая волна и показатель преломления является промодулированным. Ультразвуковая волна вызывает изменение показателя преломления среды. При этом среда становится периодической с периодом, равным длине 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. Поскольку скорость ультразвука на много порядков меньше скорости света, то периодическое возмущение, вызванное ультразвуком, можно считать стационарным и в волновом уравнении пренебречь зависимостью параметров среды от времени, т.е. при вычислении $(1/c^2)/(\partial^2 D/\partial t^2)$ не дифференцировать параметры среды по времени, а их временную зависимость учитывать в окончательных результатах. Как известно, если в отсутствие оптической активности ($\bar{\gamma} = 0$) так можно поступать при $\Omega/\omega \ll 1$ [22], то при $\bar{\gamma} \neq 0$ следует требовать также

$$\left| \frac{\Omega}{\omega} \Delta \varepsilon \right| \ll \left| \frac{\omega}{c} \bar{\gamma} \right|, \quad (1)$$

чтобы в волновом уравнении было правомерно сохранять $\bar{\gamma}$, пренебрегая при этом производными по времени параметров среды [23]. А это условие сравнительно легко

выполнимо. Будем считать, что модуляция создается плоской ультразвуковой волной и что, следовательно, в среде реализуется брэгговский режим дифракции. В отсутствие ультразвука среда описывается материальными уравнениями, построенными на основе модели оптической активности Друде–Кондона [24,25]:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (3)$$

где ϵ, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, $\bar{\gamma}$ – параметр естественной гиротропии этого слоя, причем знаком $\bar{\gamma}$ определяется характер хиральности среды (при положительном $\bar{\gamma}$ среда правовращающая, при отрицательном $\bar{\gamma}$ – левовращающая). 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 $\bar{\gamma}$ в функции от координаты z . Здесь мы будем предполагать следующие законы изменения этих параметров:

$$\begin{pmatrix} \epsilon(z) \\ \mu(z) \\ \bar{\gamma}(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon \\ \mu \\ \bar{\gamma} \end{pmatrix} \left[1 + \begin{pmatrix} \Delta\epsilon \\ \Delta\mu \\ \Delta\bar{\gamma} \end{pmatrix} \sin(Kz) \right], \quad (4)$$

где глубины модуляции $\Delta\epsilon, \Delta\mu$ и $\Delta\bar{\gamma}$ предполагаются малыми по отношению к единице величинами, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ – длина ультразвуковой волны. Плоскость падения света совпадает с плоскостью (x, z) , а волна падает под углом α к нормали границы слоя, совпадающей с плоскостью (x, z) . Задача решена методом сложения слоев Амбарцумяна [26,27].

Разложим компоненты амплитуд электрических полей падающей, отраженной и прошедшей волн на проекции, параллельные (p -поляризация) и перпендикулярные (s -поляризация) плоскости падения:

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{pmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{pmatrix}, \quad (5)$$

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

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (6)$$

где $\hat{R}$ и $\hat{T}$ (2×2 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 толщинами $d_1, d_2, d_3, \dots, d_N$. Если их максимальная толщина

достаточно мала, то можно считать, что параметры среды постоянны в каждом слое. Тогда согласно, в частности, [12] задача определения $\hat{R}$ и $\hat{T}$ слоя с $d = \Lambda$ сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\hat{R}_j = \hat{r}_j + \tilde{\hat{t}}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad \hat{T}_j = \hat{T}_{j-1} (\hat{I} - \tilde{\hat{r}}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{t}_j, \quad (7)$$

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

$$\tilde{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \tilde{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (8)$$

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 гиротропного слоя. Аналитическое решение этой задачи хорошо известно [28].

Для вычисления матриц отражения и пропускания всей системы мы снова используем систему разностных матричных уравнений (8), однако в этом случае уже $\hat{r}_j, \hat{t}_j$ (матрицы Джонса для слоя с толщиной $d = \Lambda$). При помощи (5)-(8) 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 $e = \arcsin[2 \operatorname{Im}(\chi) / (1 + |\chi|^2)] / 2$ ($\chi = E_t^p / E_t^s$), круговой и линейный дихроизмы и т.д.

3. Численные расчеты

На рис.1 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны в режиме отсутствия гиротропии (а), в режиме слабой гиротропии (б), в режиме гиротропии (с) и в режиме громадной гиротропии (д). Падающий на слой свет имеет левую (кр.1) и правую (кр.2) круговые поляризации. Среда правовращающая. Угол падения света $\alpha = 45^\circ$. Как видно из рисунков, при наличии гиротропии область дифракционного отражения (ОДО) расщепляется на три области. Как известно [10], условия Брэгга для этих областей имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{k_{z1} + k_{z2}}{2} \\ k_{z1} \\ k_{z2} \end{array} \right\} = m \frac{K}{2}, \quad (9)$$

где k_{1z} и k_{2z} - решения дисперсионного уравнения для однородного слоя: $k_{z1,2} = (\omega/c)n_{z1,2}$, $n_{z1,2} = \sqrt{(1+iF)^2 - n_0^2 \sin^2 \alpha}$, $F = i\gamma/\sqrt{\epsilon\mu}$, $\gamma = (\omega/c)\bar{\gamma}$, n_0 - коэффициент преломления среды, ограничивающей с обеих сторон рассматриваемый однородный гиротропный слой.

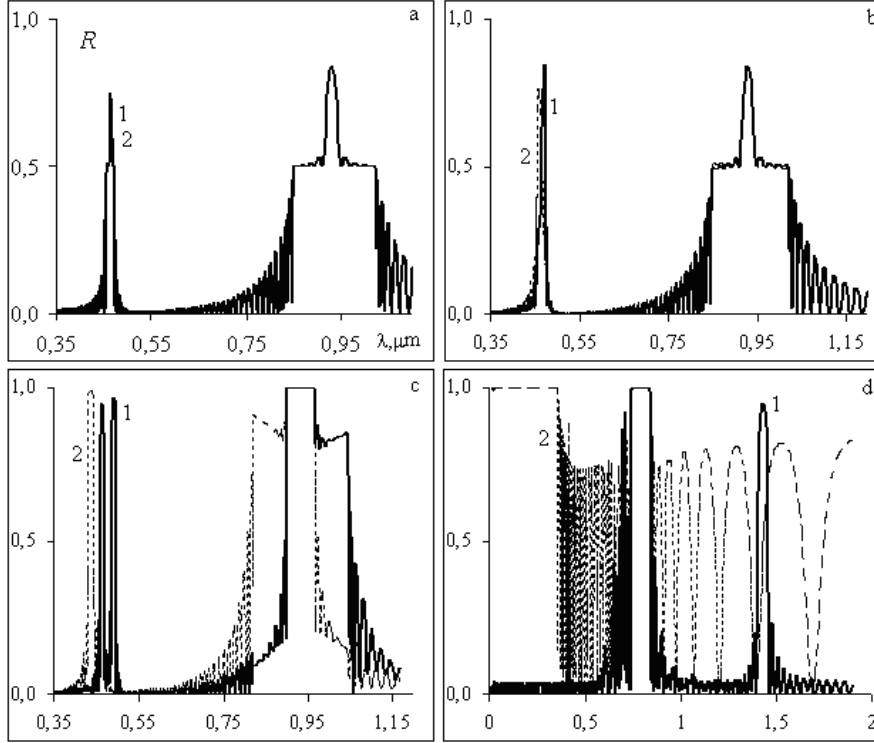


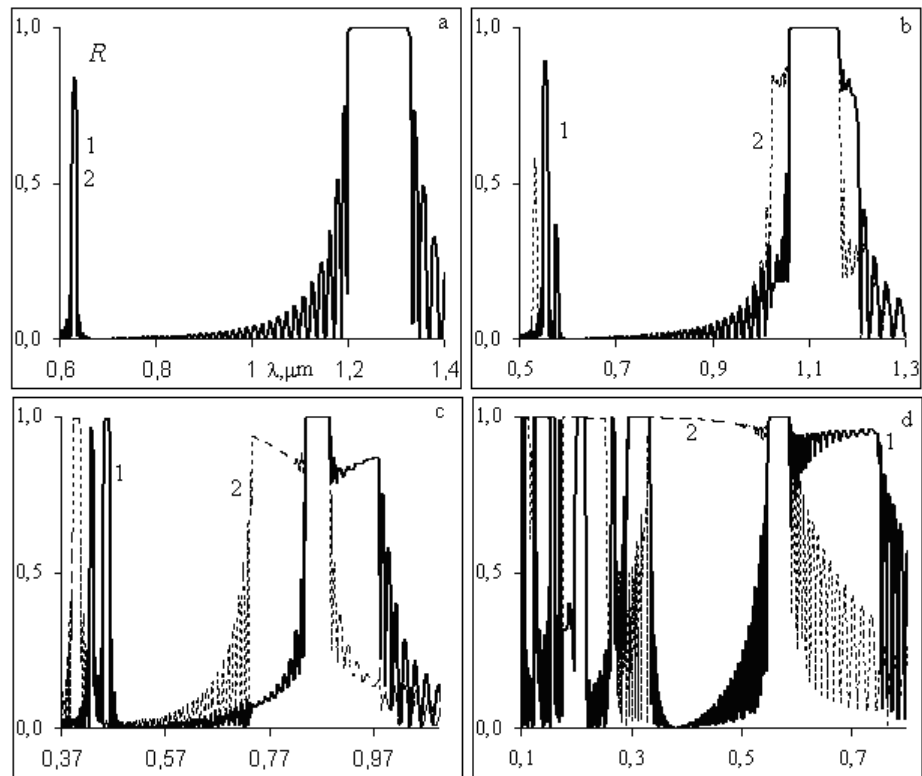
Рис.1. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны в режиме отсутствия гиротропии (а; $\gamma = 0$), в режиме слабой гиротропии (б; $\gamma = 0,0005$), в режиме гиротропии (с; $\gamma = 0,05$) и в режиме громадной гиротропии (д; $\gamma = 0,5$). Падающий на слой свет имеет левую (кр.1) и правую (кр.2) круговые поляризации. Параметры задачи таковы: $\epsilon = 2,5$, $\gamma = 1$, $\Delta\epsilon = 0,5$, $\Delta\mu = 0,0005$, $\Delta\gamma = 0,000001$, $\alpha = 45^\circ$, $\gamma = 0,4$ мкм, $d/\Lambda = 50$.

Если отражение в боковых областях носит селективный по отношению к поляризации падающей волны характер (т.е. R меняется при изменении поляризации падающей волны), то в центральной области отражение не зависит от поляризации падающей волны. В коротковолновой ОДО полное дифракционное отражение претерпевает свет с правой круговой поляризацией, а в длинноволновой ОДО (свет с левой круговой поляризацией). В первом порядке отражения эти области граничат друг с другом, они очень напоминают отражение света от слоя холестерического жидкого кристалла при наклонном падении. Во втором порядке отражения эти области разделены. При огромной гиротропии наблюдается отражение только в первом порядке, причем, если центральный пик практически не смещается, то коротковолновый пик смещается в сторону коротких волн, а длинноволновый пик – в

сторону длинных волн. Изменяются также их ширины.

На рис.2 представлены спектры отражения при различных углах падения. Как видно из рисунков и как показано в [12], трехпиковое отражение наблюдается только при наклонном падении света. При больших углах падения наблюдается отражение также в высших порядках.

Рис.2. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при



различных углах падения света: а) $\alpha=0^\circ$, б) $\alpha=30^\circ$, в) $\alpha=50^\circ$, д) $\alpha=70^\circ$. $\gamma=0,05$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

На рис.3 представлена зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных значениях глубины модуляции. Увеличение глубины модуляции приводит к увеличению дифракционной эффективности и увеличению ширины дифракционных областей.

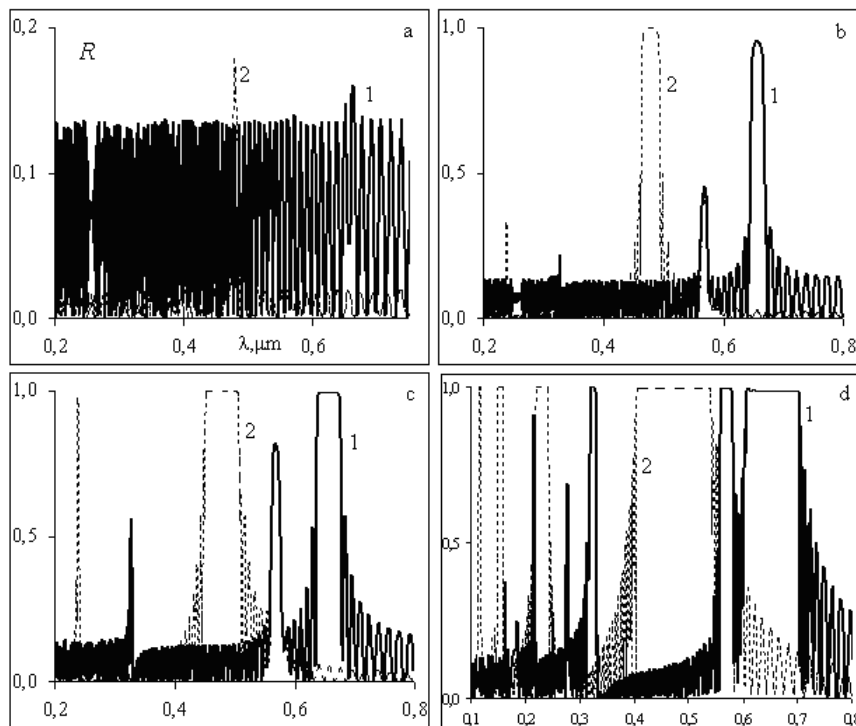


Рис.3. Зависимость коэффициента отражения R от длины волны при различных значениях глубины модуляции $\Delta\epsilon$: а) $\Delta\epsilon = 0.005$, б) $\Delta\epsilon = 0.05$, в) $\Delta\epsilon = 0.1$, г) $\Delta\epsilon = 0.25$. $\gamma = 0.05$, $\alpha = 45^\circ$. Остальные параметры те же, что и на рис.1.

4. Заключение

В данной работе мы изучили особенности дифракции света в гиротропном слое с периодически модулированными параметрами. Картина дифракции в этом случае намного богаче, чем в случае негиротропного слоя. Появляются три области дифракционного отражения (вместо одной) в каждом порядке дифракции. Дифракционное отражение в центральном пике не носит селективного (по отношению к поляризации падающей волны) характера, тогда как в боковых пиках оно имеет селективный характер. Собственные моды имеют правую и левую круговые поляризации. Однако при больших значениях глубины модуляции, при больших углах падения и при больших значениях параметра гиротропии поляризации собственных мод значительно отличаются от круговых, что приводит к изменению дифракционного отражения в боковых пиках. Ширина областей дифракционного отражения, их частотное местоположение и частотное расстояние определяются параметрами задачи, ими можно управлять. Следовательно, такие системы можно использовать как управляемые поляризационные фильтры и зеркала, преобразователи поляризации мод, модовых дискриминаторов, мультиплексоров для циркулярно поляризованных волн, они могут быть использованы как источники круговой (эллиптической) поляризации.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.Joannopoulos, R.Meade, J.Winn. Photonic Crystals. Princeton, Princeton Univ., 1995.
2. K.Sakoda. Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin, Springer, 2001.
3. S.Bassiri, C.H.Papas, N.Engheta. J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1450 (1988).
4. M.P.Silverman, J.Badoz. J. Opt. Soc. Am. A, **11**, 1894 (1994).
5. D.L.Jaggard, N.Engheta, et al. IEEE Trans. Antennas Propag., **37**, 1447 (1989).
6. A.Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. Int. J. Eng. Sci., **27**, 1267 (1989).
7. K.M.Flood, D.L.Jaggard. IEEE J. Quantum Electron., **30**, 339 (1994).
8. A.Lakhtakia, V.V.Varadan, V.K.Varadan. J. Opt. Soc. Am. A, **6**, 1675 (1989); erratum, **7**, 951 (1990).
9. О.В.Иванов, Д.И.Семенцов. Кристаллография, **45**, 534 (2000).
10. D.L.Jaggard, X. Sun. J. Opt. Soc. Am. A, **9**, 804 (1992).
11. А.Ф.Константинова, Б.В.Набатов и др. Кристаллография, **47**, 879 (2002).
12. K.M.Flood, D.L.Jaggard. J. Opt. Soc. Am. A, **13**, 1395 (1996).
13. A.Yariv, P.Yeh. Optical Waves in Crystals. New York, Wiley, 1984.
14. P.Yeh. Optical Waves in Layered Media. New York, Wiley, 1988.
15. В.И.Балакий, В.Н.Парыгин, Л.Е.Чирков. Физические основы акустооптики. М., Радио и связь, 1985.
16. N.S.Kharusi, G.W.Farnell. Can. J. Phys., **47**, 2719 (1969).
17. A.W.Werner, D.L.White, W.A.Bonner. J. Appl. Phys., **43**, 4489 (1972).
18. В.Н.Белый, С.Н.Курилкин. Опт. и спектр., **76**, 1027 (1994).
19. А.М.Дьяконов, Ю.В.Илисаский, Э.З.Яхкинд. ЖТФ, **51**, 1434 (1981).
20. Н.Белый, Н.С.Казак, С.Н.Кулак. ЖПС, **67**, 105 (2000).
21. Г.В.Кулак. ЖПС, **67**, 370 (2000).
22. Л.А.Островский, Б.Н.Степанов. Изв. ВУЗов, Радиотехника, **14**, 484 (1971).
23. О.С.Ерицян. ЖЭТФ, **117**, 115 (2000).
24. E.U.Condon. Rev. Mod. Phys., **9**, 432 (1937).
25. P.Drude. The Theory of Optics. Longmans Green, New York, 1992.
26. В.А.Амбарцумян. Изв. АН Арм.ССР. Естественные науки, **1-2**, 31 (1944).
27. А.А.Геворгян, К.В.Папоян, О.В.Пикичян. Опт. и спектр., **88**, 647 (2000).
28. А.А.Геворгян. Опт. и спектр., **91**, 830 (2001).

ԳԵՐՉԱՅՆԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԳԻՐՈՏՐՈՂ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ: I. ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄ

Է.Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Քննարկված է գերձայնային դաշտում գտնվող գիրոտրոպ բյուրեղով լույսի թեք անցումը: Խնդիրը լուծված է շերտերի գումարման Համբարձումյանի մեթոդով: Բերված են անդրադարձման սպեկտրները խնդրի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում: Քննարկված են այդպիսի համակարգերի կիրառման հնարավորությունները:

OPTICAL PROPERTIES OF GYROTROPIC CRYSTALS IN ULTRASOUND FIELD.
I. DIFFRACTION REFLECTION

E.M. HARUTYUNYAN, A.H. GEVORGYAN

The light oblique transmission through a gyrotropic crystal layer being in ultrasound field is considered. The problem is solved by the Ambartsumian layer addition method. The reflection spectra at different values of problem are presented. Possible applications of such systems are considered.