

УДК 548.0:535.56

А.А. ГЕВОРГЯН

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ЕСТЕСТВЕННО-ГИРОТРОПНЫХ СРЕД ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрено распространение электромагнитных волн через слой естественно-гиротропной среды, находящейся во внешнем магнитном поле. Задача решена методом  $4 \times 4$  матрицы Беремана. Построены матрицы Джонса, вычислены коэффициенты отражения и пропускания, азимут и эллиптичность поляризации прошедшей волны. Исследованы особенности поляризационных функций собственных мод, собственных поляризаций и поляризационных функций падающей волны, при которых не возбуждается одна из собственных мод. Показано, что в этих средах при определенных условиях возбуждаются три собственные моды.

**1. Введение.** Распространение света в естественно-гиротропной среде во внешнем магнитном поле рассмотрено в работах [1–7]. Одновременное существование естественной и магнитооптической активностей, которые имеют различную природу, приводит к ряду особенностей при взаимодействии света со средой. Самая характерная особенность таких сред – необратимость, т.е. неодинаковость свойств среды в двух взаимно противоположных направлениях [3–7]. Оптические индикатрисы таких сред, описывающие зависимость фазовой скорости волн от направления распространения, являются поверхностями без центра симметрии. Отметим, что все свойства асимметрии обусловлены инвариантностью дисперсионного уравнения, т.е. тем, что при изменении знака волнового вектора (замена  $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ ) дисперсионное уравнение меняется. А это, в свою очередь, следствие того, что дисперсионное уравнение суть полное уравнение четвертой степени, а не биквадратное. Экспериментальному и теоретическому исследованию различных проявлений необратимости посвящены также работы [8–10]. В работах [1–7] рассматривается распространение электромагнитной волны в среде в отсутствие границ, или отражение от полупространства, а задача прохождения света через слой среды конечной толщины рассматривается приближенно. Следующим шагом будет точное решение задачи прохождения света через слой рассматриваемой среды, более близкой к экспериментальной ситуации. Кроме того, как известно, многие современные теории по оптике сложных структур основываются на модели представления среды в качестве многослойной системы. А решение этих задач сводится к точному решению прохождения света через слой конечной толщины.

В данной работе построены матрицы Джонса, вычислены поляриза-

ционные функции, характеризующие особенности этих сред, ряд из которых не проявляется при неучете границ или при приближенном решении граничной задачи.

**2. Материальные уравнения и дисперсионное соотношение.** Для учета естественной гиротропии мы будем использовать материальные уравнения, построенные на основе модели оптической активности Друде-Кондона [11,12]:

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\bar{B} = \mu \bar{H} + \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $\bar{\gamma}$  – тензор естественной гиротропии,  $\epsilon$ ,  $\mu$  – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей соответственно. С учетом магнитооптической активности в присутствии внешнего магнитного поля материальное уравнение (1) принимает вид

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} - \frac{\bar{\gamma}}{c} \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} + i[\bar{g}\bar{E}], \quad (3)$$

где  $\bar{g} = f\bar{H}$ , – вектор магнитооптической активности [13]. Как легко убедиться, при использовании материальных уравнений (2),(3) соблюдается закон сохранения энергии

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \text{div } \bar{S} = 0, \quad (4)$$

где  $U = \frac{1}{8\pi} (\bar{E}\bar{D} + \bar{B}\bar{H})$ ,  $\bar{S} = \frac{c}{4\pi} [\bar{E}\bar{H}]$ . При этом имеют место обычные граничные условия: тангенциальные компоненты полей непрерывны на границе раздела между двумя средами. Внешнее магнитное поле, помимо магнитооптической активности (круговое двупреломление), наводит в среде также анизотропию (линейное двупреломление). Анизотропия, наводимая внешним магнитным полем, обычно слабая, и поэтому в данной работе мы ее не учитываем.

Вывод дисперсионного уравнения произведем при помощи метода  $4 \times 4$  матрицы [14,15]. Комбинируя уравнения Максвелла  $\text{rot} \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$  и

$\text{rot} \bar{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}$  в одно матричное уравнение в декартовых координатах и считая, что временная зависимость компонент полей имеет вид  $\exp(-i\omega t)$ , получаем

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial z & \partial/\partial y \\ 0 & 0 & 0 & \partial/\partial z & 0 & -\partial/\partial x \\ 0 & 0 & 0 & -\partial/\partial y & \partial/\partial x & 0 \\ 0 & \partial/\partial z & -\partial/\partial y & 0 & 0 & 0 \\ -\partial/\partial z & 0 & \partial/\partial x & 0 & 0 & 0 \\ \partial/\partial y & -\partial/\partial x & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = -i \frac{\omega}{c} \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \\ B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$\hat{R}\bar{G} = i\frac{\omega}{c}\bar{C}. \quad (6)$$

Используя материальные уравнения (2), (3), вектор  $\bar{C}$  можно представить в виде

$$\bar{C} = \hat{M}\bar{G}, \quad (7)$$

где

$$\hat{M} = \begin{bmatrix} \epsilon & -ig_z & ig_y & i\gamma & 0 & 0 \\ ig_z & \epsilon & -ig_x & 0 & i\gamma & 0 \\ -ig_y & ig_x & \epsilon & 0 & 0 & i\gamma \\ -i\gamma & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & -i\gamma & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & -i\gamma & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad (8)$$

$$\gamma = \frac{\omega}{c}\bar{\gamma}.$$

Решение будем искать в виде плоских волн. Предположим, что плоскость падения совпадает с плоскостью (X,Z), так что  $k_y=0$  и всякие изменения в направлении  $y$  отсутствуют ( $\partial/\partial y=0$ ). Свет падает на слой под углом  $\vartheta_1$  из изотропной среды ( $z<0$ ) с коэффициентом преломления  $n_0$ . Зависимость компонент полей от  $x$  имеет вид  $\exp(ik_x x) = \exp(i\omega n_0 \sin \vartheta_1 x/c)$ , так что  $\partial/\partial x = ik_x$ . Следовательно, из шести уравнений системы (6) два превращаются в линейные алгебраические уравнения, при помощи которых мы можем исключить компоненты  $E_z$  и  $H_z$ . Откуда и получаем известную 4x4 матрицу  $\Delta$  для рассматриваемой среды:

$$\Delta = \begin{bmatrix} \frac{i\mu g_y n_2 \sin \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2} & \mu \left(1 - \frac{n_2^2 \sin^2 \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2}\right) - i\gamma \left(1 + \frac{n_2^2 \sin^2 \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2}\right) - \frac{i\mu g_x n_2 \sin \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2} & 0 & 0 \\ \epsilon - \frac{\mu g_y^2}{\epsilon\mu - \gamma^2} & \frac{i\mu g_y n_2 \sin \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2} & -ig_x + \frac{g_y(\mu g_x + \gamma n_2 \sin \vartheta_2)}{\epsilon\mu - \gamma^2} & -i\gamma \\ i\gamma & 0 & 0 & \mu \\ ig_x + \frac{g_y(\mu g_x + \gamma n_2 \sin \vartheta_2)}{\epsilon\mu - \gamma^2} & i\gamma \left(1 + \frac{n_2^2 \sin^2 \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2}\right) + \frac{i\mu g_x n_2 \sin \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2} & \epsilon \left(1 - \frac{n_2^2 \sin^2 \vartheta_2}{\epsilon\mu - \gamma^2}\right) + \frac{g_x(\mu g_x + 2\gamma n_2 \sin \vartheta_2)}{\epsilon\mu - \gamma^2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Эта матрица при  $\bar{g} = 0$  совпадает с матрицей работы [16], где учитывается только естественная гиротропия.

Следовательно, уравнение (6) можно представить в виде

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = i\frac{\omega}{c}\Delta \psi, \quad (10)$$

где

$$\psi = \begin{bmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{bmatrix}$$

Так как  $\Delta$  – постоянная и не зависит от  $z$ , то зависимость компонент полей от  $z$  можно представить в виде

$$\psi(z) = \psi_j(0) \exp(ik_{jz}z), \quad j=1,2,3,4. \quad (11)$$

Подстановка (11) в (10) дает матричное уравнение для собственных значений

$$[k_z \hat{I} - \frac{\omega}{c} \Delta] \psi(0) = 0, \quad (12)$$

где  $\hat{I}$  – единичная матрица.

Собственные значения этого уравнения являются корнями алгебраического уравнения четвертой степени

$$\det[k_z \hat{I} - \frac{\omega}{c} \Delta] = 0$$

или в явном виде –

$$an_z^4 + bn_z^2 + cn_z + d = 0, \quad (13)$$

где  $n_z = \frac{c}{\omega} k_z / \sqrt{\epsilon\mu}$ ,  $a = (1+F^2)$ ,  $b = -[\eta^2 G_x^2 + 2(1+F^2)(1-n_x^2-F^2)]$ ,  $c = -2G_z \eta [2F(1+F^2) - G_x n_x \eta]$ ,  $d = -n_x^2 G_z^2 \eta^2 + (1+F^2) \{-4n_x(n_x + \eta FG_x) + [(n_x^2+1) + F^2]^2 + \eta^2(G_x^2 + G_z^2)\}$ ,  $G_x = ig_x / \sqrt{\epsilon\mu}$ ,  $G_z = ig_z / \sqrt{\epsilon\mu}$ ,  $g_x = g \sin \theta$ ,  $g_z = g \cos \theta$ ,  $F = i \gamma / \sqrt{\epsilon\mu}$ ,  $\theta$  – угол между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к поверхности слоя,  $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$  – характеристический импеданс среды. При этом предполагается, что  $g_y = 0$ , т.е. внешнее магнитное поле лежит в плоскости падения.

Таким образом, в отличие от случая  $\vec{g} = 0$ , при котором дисперсионное уравнение биквадратное, в этом случае оно является полным уравнением четвертой степени.

Точное решение уравнения (13) имеет вид

$$n_{z1,2} = \sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{-\frac{1}{2} \left( \frac{b}{a} + s + \frac{c}{a\sqrt{s}} \right)}, \quad n_{z3,4} = -\sqrt{\frac{s}{2}} \pm \sqrt{-\frac{1}{2} \left( \frac{b}{a} + s - \frac{c}{a\sqrt{s}} \right)}, \quad (14)$$

где  $s = \frac{b}{3a} + u + \left( \frac{b}{12a} + d \right) / (3ua)$ ,

$$u = \sqrt[3]{\frac{b}{6a^2} \left( d - \frac{b^2}{36a} \right) - \frac{c^2}{16a^2}} \pm \sqrt[3]{\left[ \frac{b}{6a^2} \left( d - \frac{b^2}{36a} \right) - \frac{c^2}{16a^2} \right]^2 - \left( \frac{b^2}{12a^2} + \frac{d}{a} \right)^3} / 27.$$

Подставляя каждое собственное значение  $k_{zj}$  ( $j=1,2,3,4$ ) в уравнение (12), получаем четыре однородных линейных уравнения, которые можно решить относительно элементов соответствующего собственного вектора  $\psi_{mj}(0)$  ( $m=1,2,3,4$ ). Используя  $4 \times 4$  матрицу  $\hat{\psi} = [\psi_{mj}(0)]$ , столбцами которой являются четыре собственных вектора уравнения (12), решение уравнения

(10) можно представить в виде

$$\psi(z) = \hat{L}(z) \psi(0), \quad (15)$$

где

$$\hat{L}(z) = \hat{\psi} \hat{K}(z) \hat{\psi}^{-1}, \quad (16)$$

а  $\hat{K}$  – диагональная матрица, элементы которой определяются значениями  $k_{zm}$ :

$$K_{mm} = \exp(ik_{zm}z) \quad (m=1,2,3,4). \quad (17)$$

**3. Отражение и пропускание света конечным слоем среды.** Согласно уравнениям (15)–(17), 4x4 матрица  $\hat{L}(z)$  связывает  $\psi(d)$  и  $\psi(0)$  на двух граничных поверхностях слоя

$$\psi(d) = \hat{L}(d) \psi(0). \quad (18)$$

Граничные условия для  $\psi$  имеют вид

$$\psi(0^+) = \psi_i(0^+) + \psi_r(0^+), \quad (19)$$

$$\psi(d-0) = \psi_t(d+0). \quad (20)$$

Пусть  $(E_{ip}, E_{is})$ ,  $(E_{rp}, E_{rs})$  и  $(E_{tp}, E_{ts})$  представляют собой компоненты векторов электрического поля падающей, отраженной и прошедшей волн, которые параллельны (p) и перпендикулярны (s) плоскости падения. Тогда, используя уравнения Максвелла, векторы  $\psi_i$ ,  $\psi_r$  и  $\psi_t$  можно представить в виде

$$\psi_i = \begin{bmatrix} E_{ip} \cos \vartheta_1 \\ n_0 E_{ip} \\ E_{is} \\ n_0 \cos \vartheta_1 E_{is} \end{bmatrix}, \quad \psi_r = \begin{bmatrix} -E_{rp} \cos \vartheta_1 \\ n_0 E_{rp} \\ E_{rs} \\ -n_0 \cos \vartheta_1 E_{rs} \end{bmatrix}, \quad \psi_t = \begin{bmatrix} E_{tp} \cos \vartheta_1 \\ n_0 E_{tp} \\ E_{ts} \\ n_0 \cos \vartheta_1 E_{ts} \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Следовательно, согласно (18)–(21) будем иметь

$$\begin{bmatrix} E_{ip} \cos \vartheta_1 \\ n_0 E_{ip} \\ E_{is} \\ n_0 \cos \vartheta_1 E_{is} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} l_{11} & l_{12} & l_{13} & l_{14} \\ l_{21} & l_{22} & l_{23} & l_{24} \\ l_{31} & l_{32} & l_{33} & l_{34} \\ l_{41} & l_{42} & l_{43} & l_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (E_{ip} - E_{rp}) \cos \vartheta_1 \\ n_0 (E_{ip} + E_{rp}) \\ (E_{is} + E_{rs}) \\ n_0 \cos \vartheta_1 (E_{is} - E_{rs}) \end{bmatrix}. \quad (22)$$

4x4 матричное уравнение (22) можно представить в виде двух 2x2 матричных уравнений:

$$\begin{bmatrix} E_{rp} \\ E_{rs} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} E_{tp} \\ E_{ts} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{pp} & T_{ps} \\ T_{sp} & T_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{bmatrix} \quad (23)$$

или

$$\bar{E}_r = \hat{R} \bar{E}_i, \quad \bar{E}_t = \hat{T} \bar{E}_i,$$

где  $\hat{R}$  и  $\hat{T}$  – матрицы Джонса для рассматриваемого слоя. Для элементов матриц Джонса получаем

$$R_{pp} = - \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \xi_i^- \alpha_j^- \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta_1,$$

$$R_{ps} = - \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} (\xi_j - \xi_i) \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / (\cos \vartheta_1 \Delta_1),$$

$$R_{sp} = -2 \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \alpha_i \beta_j \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l \cos \vartheta_1 / \Delta_1,$$

$$R_{ss} = \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \xi_i^+ \alpha_j^+ \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l / \Delta_1, \quad (24)$$

$$T_{pp} = -\sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \alpha_i^- \alpha_j^+ (\xi_k - \xi_l) f_k f_l f_j / \Delta_1,$$

$$T_{ps} = -\sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \xi_i^+ \alpha_j^+ (\xi_l - \xi_k) f_k f_l f_j / (\cos \vartheta_1 \Delta_1),$$

$$T_{sp} = 2 \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \alpha_i^- \xi_j^- \alpha_k \beta_l f_k f_l f_j \cos \vartheta_1 / \Delta_1,$$

$$T_{ss} = 2 \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \xi_i^+ \xi_j^- \alpha_k \beta_l f_k f_l f_j / \Delta_1, \quad i,j,k,l=1,2,3,4,$$

где  $\Delta_1 = \sum_{i,j,k,l} e_{ijkl} \xi_i^+ \alpha_j^- \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l$ ,  $\alpha_i^\pm = \alpha_i \pm \beta_i$ ,  $\xi_i^\pm = 1 \pm \xi_i$ ,  $\alpha_i = (1 + F^2)(n_x^2 + n_{zi}^2 -$

$1 + F^2) / [(1 + F^2)(2Fn_{zi} - \eta G_z) + n_x \eta (G_z n_x - G_z n_z)]$ ,  $\beta_i = -(F + n_{zi} \alpha_i) / (\eta n_0 \cos \vartheta_1)$ ,  $\xi_i = \cos \vartheta_1 \cdot [(1 + F^2) + (Fn_{zi} - G_z \eta) \alpha_i] / (\eta n_{zi} n_0)$ ,  $f_i = \exp(ik_z d)$ ,  $e_{ijkl}$  – символ Леви-Чивита,  $n_0$  – коэффициент преломления среды, граничащей с обеих сторон со слоем рассматриваемой среды. При этом предполагается, что параметром магнитооптической активности граничащей среды можно пренебречь по сравнению с параметрами активности слоя рассматриваемой среды.

Для коэффициентов отражения и пропускания согласно их определениям получаем

$$R_i = \{ (|R_{pp}|^2 + |R_{sp}|^2) |E_{ip}|^2 + (|R_{ps}|^2 + |R_{ss}|^2) |E_{is}|^2 + 2 \operatorname{Re} [ (R_{ss}^* R_{sp} + R_{pp} R_{ps}^*) E_{ip} E_{is}^* ] \} / (|E_{ip}|^2 + |E_{is}|^2), \quad (25)$$

$$T_i = \{ (|T_{pp}|^2 + |T_{sp}|^2) |E_{ip}|^2 + (|T_{ps}|^2 + |T_{ss}|^2) |E_{is}|^2 + 2 \operatorname{Re} [ (T_{ss}^* T_{sp} + T_{pp} T_{ps}^*) E_{ip} E_{is}^* ] \} / (|E_{ip}|^2 + |E_{is}|^2), \quad (26)$$

а для поляризационной функции прошедшей волны –

$$\chi_i = E_{ip} / E_{is} = (T_{pp} \chi_i + T_{ps}) / (T_{sp} \chi_i + T_{ss}), \quad (27)$$

где  $\chi_i = E_{ip} / E_{is}$  – поляризационная функция падающей волны. Следовательно, для азимута  $\varphi$  и эллиптичности  $e$  при прохождении света через конечный слой рассматриваемой среды имеем [17]

$$\varphi = 0.5 \operatorname{arctg} [2 \operatorname{Re}(\chi_i) / (1 - |\chi_i|^2)], \quad (28)$$

$$e = \operatorname{tg} \{ 0.5 \operatorname{arcsin} [2 \operatorname{Im}(\chi_i) / (1 + |\chi_i|^2)] \}. \quad (29)$$

**4. Поляризационные функции.** С помощью заданного значения  $k_{x2} = k_x = \omega / cn_0 \sin \vartheta_1$  определяются четыре значения  $k_{zi}$ , и выражение поля в среде принимает вид [13,17]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{m=1}^4 \vec{E}_m \exp[i(k_x x + k_{zi} z - \alpha t)], \quad (30)$$

где  $\vec{E}_m$  – амплитуды собственных мод. Из системы (21) для компонент амплитуд собственных мод получаем

$$E_{mx} = 2(-1)^{m+1} \left[ \sum_{j,k,l=1}^4 e_{mjkl} \xi_k \alpha_j' f_k f_l (E_{ix} \alpha_j' - E_{iy} \xi_j') \right], E_{my} = \alpha_m E_{mx}, E_{mz} =$$

$$= (n_{zm} - \xi_m' \eta - F \alpha_m) E_{mx} / n_x,$$

$$H_{mx} = \beta_m' E_{mx}, H_{my} = \xi_m' E_{mx},$$

$$H_{mz} = [(n_x^2 + F^2) \alpha_m + F n_{zm} - F \xi_m' \eta] / (n_x \eta), m=1,2,3,4, \quad (31)$$

где  $\xi_m^{\pm} = 1 \pm \xi_m'$ ,  $\alpha_m^{\pm} = \alpha_m \pm \beta_m'$ ,  $\beta_m' = \beta_m \cos \vartheta_1 / n_0$ ,  $\xi_m' = \xi_m n_0 / \cos \vartheta_1$ .

Для описания поляризационных особенностей собственных мод определим поляризационные функции собственных мод  $\chi_m^b = E_{mp} / E_{ms}$  ( $m=1,2,3,4$ ), для которых из (31) получаем

$$\chi_m^b = \sqrt{1 + [(n_{zm} - \eta \xi_m' n_0 \cos \vartheta_1 - F \alpha_m) / n_x]^2} / \alpha_m. \quad (32)$$

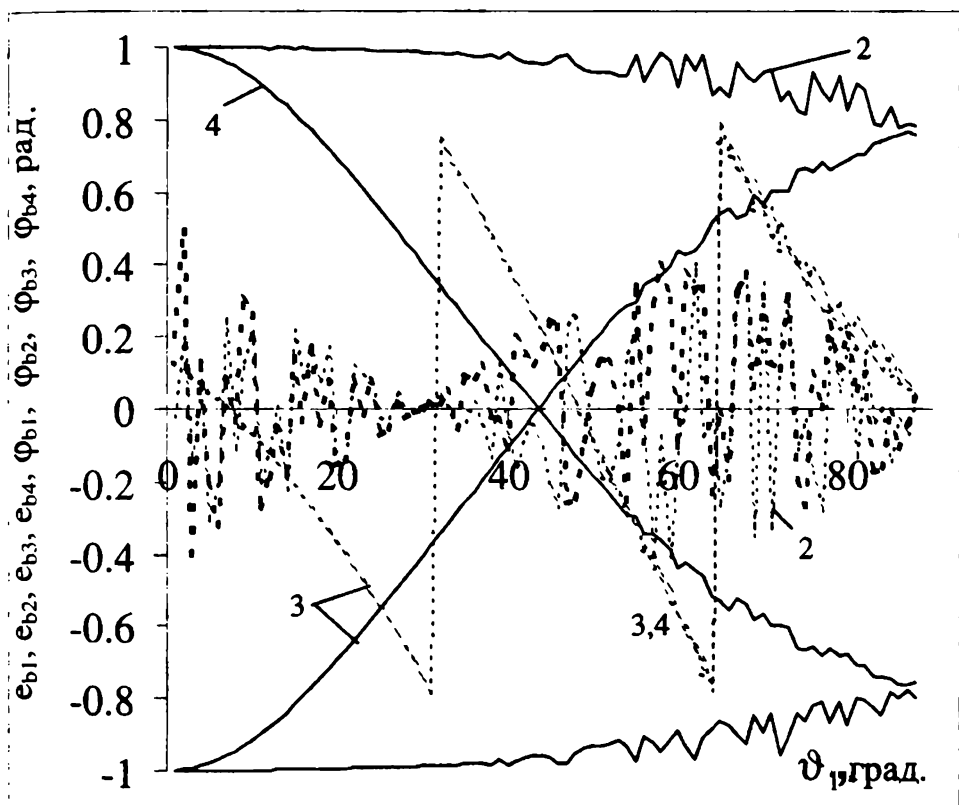


Рис. 1. Зависимость эллиптичностей  $e_{bj}$  (сплошные кр. 1,2,3,4) и азимутов  $\varphi_{bj}$  (штриховые кр. 1,2,3,4) поляризации  $\chi_j^b$  ( $j=1,2,3,4$ ) от угла падения  $\vartheta_1$ . Параметры слоя таковы:  $\epsilon = 2.5 + 0.0001i$ ,  $\mu = 1.5 + 0.i$ ,  $\lambda = 0.6 \text{ мкм}$ ,  $d = 1000 \text{ мкм}$ ,  $\theta = 30^\circ$ ,  $g = 0.001$ ,  $\gamma = 0.001$ ,  $n_0 = 1$ .

Как видно из (31), при определенных поляризациях падающей волны  $\chi_m^b = E_{ip} / E_{is}$  ( $m=1,2,3,4$ )  $E_{mx} = 0$ , т.е. в среде не возбуждается  $m$ -ая собственная мода. Из этого условия для поляризационных функций  $\chi_m^b$  получаем

$$\chi_m^b = \frac{\cos \vartheta_1 \sum_{m,j,k,l=1}^4 e_{mjkl} \alpha_j^- \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l}{\sum_{m,j,k,l=1}^4 e_{mjkl} \xi_j^+ \xi_k^- \alpha_l^+ f_k f_l} \quad (33)$$

Известно, что часто в основу классификации оптических устройств удобно положить собственные поляризации. Собственные поляризации – это две поляризации, которые не изменяются при прохождении света через систему. Каждая оптическая система имеет две собственные поляризации  $\chi_{1,2}^c$ :

$$\chi_{1,2}^c = \{T_{pp} - T_{ss} \pm [(T_{pp} - T_{ss})^2 + 4T_{ps}T_{sp}]^{1/2}\} / 2T_{sp} \quad (34)$$

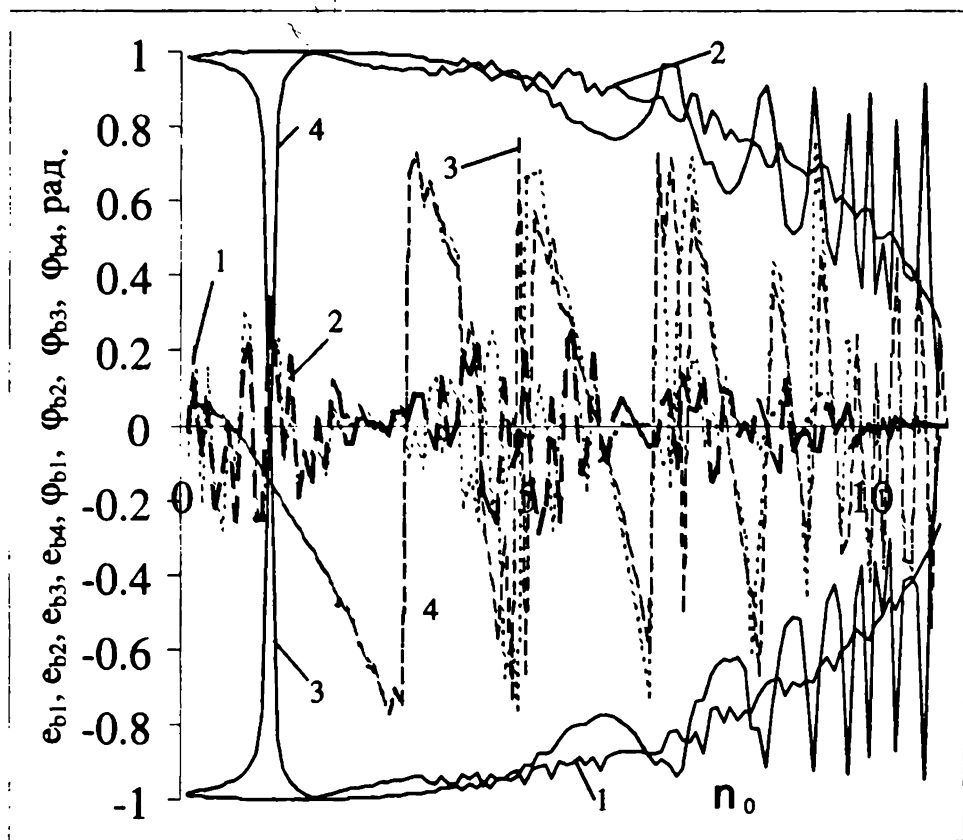


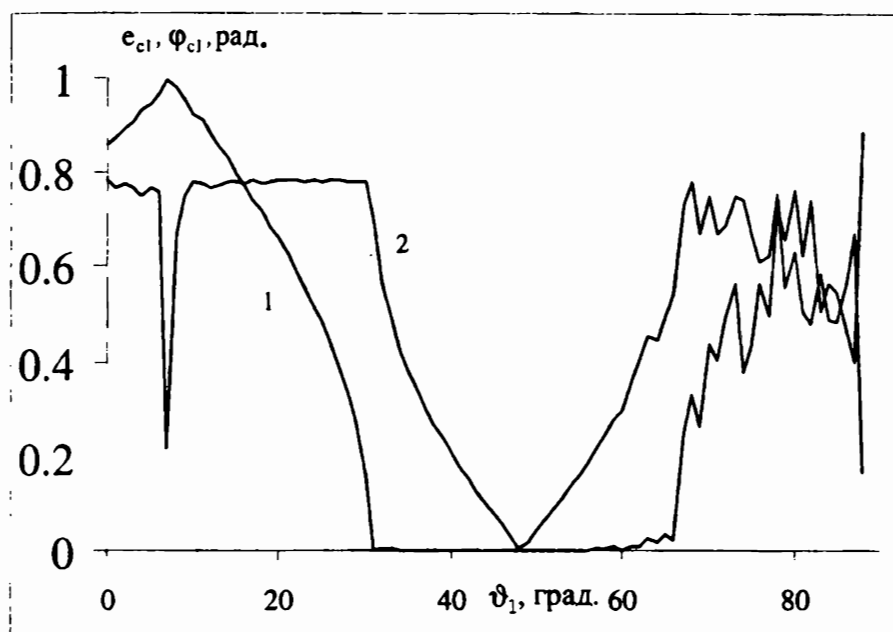
Рис. 2. Зависимость эллиптичностей  $e_{bj}$  (сплошные кр. 1,2,3,4) и азимутов  $\Phi_{bj}$  (штриховые кр. 1,2,3,4) поляризации  $\chi_j^b$  ( $j=1,2,3,4$ ) от величины коэффициента преломления  $n_0$ .  $\vartheta_1=10^\circ$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 1

Для негиротропных немагнитоактивных сред все эти поляризации при отсутствии поглощения линейны, причем  $\chi_1^a = -\chi_3^a = \chi_1^b = -\chi_3^b = \chi_1^c$ ,  $\chi_2^a = -\chi_4^a = \chi_2^b = -\chi_4^b = \chi_2^c$ , а эти две независимые поляризации ортогональны ( $\chi_1^c \chi_2^c = -1$ ). Гиротропия и магнитооптическая активность существенно усложняют картину.

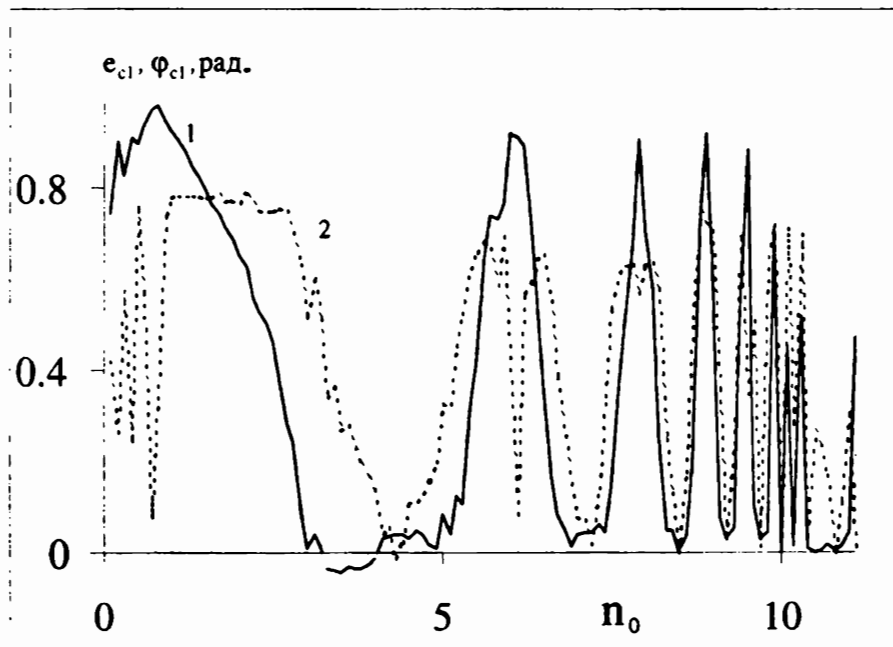
На рис. 1 представлены зависимости эллиптичностей  $e_{bj}$  и азимутов  $\Phi_{bj}$



поляризации  $\chi_j^b$  ( $j=1,2,3,4$ ) от угла падения  $\vartheta_1$ , а на рис. 2 – от величины коэффициента преломления  $n_0$ . На рис. 3 представлены зависимости эллиптичности  $e_{cl}$  (1) и азимута  $\varphi_{cl}$  (2) собственной поляризации  $\chi_j^c$  ( $j=1,2,3,4$ ) от



а)



б)

Рис. 3. Зависимость эллиптичности  $e_{cl}$  (1) и азимута  $\varphi_{cl}$  (2) собственной поляризации  $\chi_j^c$  от угла падения  $\vartheta_1$ ; а)  $n_0=1$  и от величины коэффициента преломления  $n_0$ ; б)  $\vartheta_1=45^\circ$ . Остальные параметры те же, что и на рис. 1.

угла падения  $\vartheta_1$  ( $a, n_0=1$ ) и от величины коэффициента преломления  $n_0$  ( $b, \vartheta_1=45^\circ$ ).

Ниже резюмируются полученные результаты.

При  $\gamma \neq 0$ , но  $\bar{g} = 0, \chi_j^a$  представляют ортогональные круговые поляризации. При наличии внешнего магнитного поля все поляризации  $\chi_1^a$  превращаются в квазикруговые поляризации, причем все они отличаются друг от друга и не ортогональны ( $\chi_1^a \chi_2^{a*} \neq -1, \chi_3^a \chi_4^{a*} \neq -1$ ). Эти поляризации практически не изменяются с изменением длины волны и угла падения.

При  $\gamma = 0$ , но  $\bar{g} \neq 0, \chi_j^a$  опять квазикруговые и неортогональные, но, как показывает численный анализ, неортогональность пропорциональна  $g^4$ . Таким образом внешнее магнитное поле снимает определенную вырожденность поляризации собственных мод.

В отличие от негиротропных немагнитоактивных, в гиротропных или магнитоактивных средах в общем случае  $\chi_j^a$  отличаются от  $\chi_j^b$ .

На поляризации  $\chi_j^b$  влияют наличие диэлектрических границ и поглощение.

При отсутствии поглощения  $\zeta = 1/(\eta n_0) = 1, g = 0$  и  $\gamma \neq 0, \chi_j^b$  представляют ортогональные круговые поляризации. В гиротропных или магнитоактивных средах при  $\zeta \neq 1$  или при наличии поглощения  $\chi_j^b$  неортогональны, все они отличаются друг от друга и изменяются с изменением угла падения. А это означает, что в отличие от негиротропных немагнитоактивных сред, в которых могут возбуждаться две или четыре собственные моды, при определенных условиях может возникать ситуация, когда в среде возбуждаются две идущие вперед и только одна идущая назад моды и – наоборот. В отличие от  $\chi_j^a$  поляризации  $\chi_j^b$  сильно изменяются с изменением длины волны, причем отличие  $\zeta$  от единицы приводит к увеличению амплитуд этих изменений. Зависимость  $\chi_j^b$  от длины волны и толщины слоя носит осцилляционный характер, причем для различных поляризаций  $\chi_j^b$  амплитуды этих осцилляций различны.

В отличие от негиротропных немагнитоактивных в гиротропных или магнитоактивных средах собственные поляризации в общем случае неортогональны и нелинейны, однако эллиптичности и азимуты этих поляризаций равны по модулю. Зависимость  $\chi_j^c$  от длины волны и толщины слоя носит осцилляционный характер.

*Кафедра общей физики*

*Поступила 05.03.2001*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Волькенштейн М.В., Бютнер Э.К. – ЖЭТФ, 1951, т. 21, с.1132–1138.
2. Айвазян Ю.М., Мергелян О.С. – Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 1964, т. 17, с.125–127.
3. Ерицян О.С. – Изв. АН АрмССР, Физика, 1968, т. 3, с.217–219.
4. Ерицян О.С. – Изв. АН АрмССР, Физика, 1969, т. 4, с.180–186.
5. Hognreich R.M., Shtrikman S. – Phys. Rev., 1969, v. 171, p.1065–1074.
6. Белый В.Н., Сердюков А.Н. – Кристаллография, 1974, т. 19, с.1279–1280.
7. Бокуть Б.В., Гиргель С.С. – Опт. и спектр., 1980, т. 49, с.738–741.

8. Маркелов В.А., Новиков М.А., Туркин А.А. – Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, с.404–407.
9. Krichevtsev V.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V., Gridnev V.N. – J.Phys. Condens. Matter., 1993, v. 5, p.8233.
10. Новиков М.А., Хышов А.А. – Опт. и спектр., 1999, т. 87, с.416–418.
11. Condon E.U. – Rev.Mod.Phys., 1937, v. 9, p.432–457.
12. Drude P. The Theory of Optics. N.Y.: Longmans Green, 1992.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, М.: Наука, 1982.
14. Berreman D.W. – J. Opt. Soc. Am., 1972, v. 62, p.502–510.
15. Oldano C. – Phys. Rev., A, 1989, v. 40, p.6014–6020.
16. Georgieva E. – JOSA. A. 1995, v.10, p.2203–2211.
17. Аззам Р., Башара Н. – Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԲՆԱԿԱՆ  
ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԲԵՎԵՌԱՅԻՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԸ

Ամփոփում

Քննարկվել է լույսի անցումը արտաքին մագնիսական դաշտում գտնվող բնական գիրոտրոպ միջավայրի շերտով: Խնդիրը լուծվել է Բերեմանի  $4 \times 4$  մատրիցների եղանակով: Կառուցվել են Ջոնսի մատրիցները, հաշվվել են անցման և անդրադարձման գործակիցները, անցած լույսի բևեռացման ազիմուտը և էլլիպսականությունը: Ուսումնասիրվել են սեփական մոդերի բևեռացման ֆունկցիաների և սեփական բևեռացումների առանձնահատկությունները: Ցույց է տրվել, որ որոշակի պայմանների դեպքերում այս միջավայրերում գրգռվում են միայն երեք սեփական մոդեր:

A.H. GEVORGYAN

POLARIZATION FUNCTIONS OF NATURAL GYROTROPIC MEDIA  
EXISTING IN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Summary

The propagation of electromagnetic waves through a layer of naturally gyrotropic media in an external magnetic field is considered. The problem is solved by a method  $4 \times 4$  matrix of Beremann. The Jones matrixes are constructed; the reflection and transmission coefficients, the polarization azimuth and ellipticity of a passing wave are calculated. The specific features of polarization functions of own modes, eigen polarizations and polarization functions of an incident wave at which one of the own modes is not excited are investigated. It is shown, that in these media under certain conditions three own modes are excited.