

УДК 535;538.61

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦАХ АНИЗОТРОПНОГО МАГНИТОАКТИВНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 января 1984 г.)

Рассмотрено отражение и преломление света на границе анизотропного магнитоактивного диэлектрика. Получена формула, описывающая зависимость магнитооптического изменения интенсивности отраженного света от азимута поляризации и эллиптичности поляризации падающей волны при полярном намагничении. Вычислена зависимость азимута поляризации волны, прошедшей через анизотропную магнитоактивную пластинку, от азимута падающей волны и приведены экспериментальный и расчетные графики азимутальной зависимости усиления поворота плоскости поляризации. Обсуждена роль слабой анизотропии в поляризации волн в бигротропной среде.

Рассмотрим некоторые особенности отражения и преломления света на границах анизотропного магнитоактивного диэлектрика, относящиеся к поляризации и интенсивности света, взаимодействующего со средой.

1. Зависимость магнитооптического изменения интенсивности отраженного света от поляризации падающей волны при полярном намагничении. Одной из областей эффективного применения магнитооптических методов исследования является получение информации о среде путем измерения параметров отраженного (а не прошедшего) света [1—7]. В частности, как было показано в [7], магнитооптическое изменение интенсивности отраженного света при меридианальном намагничении пропорционально первой степени модуля $|g_e|$ вектора гирации при круговой поляризации падающего света, в то время как при линейной поляризации оно пропорционально g_e^2 . Ниже рассматривается аналогичная задача при полярном намагничении.

Пусть среда с ненулевыми компонентами тензора диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_2, \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = -ig_e, \quad |\epsilon_2 - \epsilon_1| \gg |g_e| \quad (1)$$

занимает область $z \geq 0$ и плоская волна

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp i(k_x x + k_z z - \omega t) \quad (2)$$

падает из области $z \leq 0$ (вакуум) на границу $z = 0$. При выполнении соотношения

$$|k_0^4 g_e^2 [1 - k_x^2 (k_0^2 \epsilon_1)^{-1}]| \ll |2 \epsilon_2^2 k_x^4 (\epsilon_2 - \epsilon_1)^2 (2 \epsilon_1)^{-2}|, \quad k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 \quad (3)$$

амплитуда E_1 поля отраженной волны имеет вид

$$E_{1x} = A_x E_x + i B_x g_e E_y, \quad E_{1y} = A_y E_y + i B_y g_e E_x, \quad (4)$$

где

$$A_x = -1 + \frac{2 \varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x a_{13}}, \quad B_x = \frac{2 \varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x a_{21}} \left(\frac{a_{11}}{a_{13}} - \frac{k_{0z}'}{k_{0z}} \right),$$

$$A_y = -1 + \frac{2 \sigma \varepsilon_3 k_x}{a_{21} k_{0z}}, \quad B_y = \frac{2 \varepsilon_3}{a_{13}} \left(\frac{\sigma k_x' a_{21}}{a_{21} k_{0z}} - \frac{k_0^2 k_{0z}'}{\sigma \varepsilon_2^2 k_x^3} \right),$$

$$k_{0z} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_3 - k_x^2 \right)^{1/2}, \quad k_{0z}' = (k_{0z}^2 - \sigma k_x^2)^{1/2}, \quad (5)$$

$$a_{11} = \frac{\varepsilon_3 k_{0z}^2}{\varepsilon_2 k_x k_{0z}} \left(1 + \frac{k_{0z} k_z}{k^2} \right) + \frac{k_x k_z}{k^2},$$

$$a_{12} = \frac{\varepsilon_3 k_{0z}'}{\varepsilon_2 k_x} \left(1 + \frac{k_{0z}' k_z}{k^2} \right) + \frac{k_x k_z}{k^2},$$

$$a_{21} = \frac{\sigma \varepsilon_3 k_x}{k_{0z}} \left(1 + \frac{k_{0z}}{k_x} \right), \quad a_{22} = \frac{\varepsilon_3 k_0^2 k_{0z}'}{\sigma \varepsilon_2^2 k_x^3} \left(1 + \frac{k_{0z}'}{k_x} \right),$$

$$\sigma = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3}{\varepsilon_3}, \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Представив поле падающей волны в виде

$$E_y = a e^{i \delta} E_x, \quad (6)$$

для компонент усредненного по периоду световой волны вектора Пойнтинга отраженной волны при действительных A_x, y, B_x, y получаем

$$\bar{S}_{1z} = -\frac{c}{8\pi} E_x^2 \left[\left(\frac{k}{k_x} A_x^2 + \frac{k_z}{k} a^2 A_y^2 \right) + 2 a g_e \sin \delta \left(\frac{k_x}{k} A_y B_y - \frac{k}{k_x} A_x B_x \right) \right], \quad (7)$$

$$\bar{S}_{1z} = -\frac{k_x}{k_z} \bar{S}_{1z}.$$

Из (7) следует, что при $\delta=0$ магнитооптическое изменение интенсивности отраженного света не содержит g_e в первой степени, как и при меридианальном намагничении. Формула (7) дает зависимость этого изменения от эллиптичности и азимута поляризации падающей волны, которые определяются величинами a и δ .

2. *Нормальное прохождение света через анизотропную магнитоактивную пластинку.* Наличие одновременно анизотропии и магнитооптической активности приводит к ряду особенностей взаимодействия света со средой как в безграничной среде [8, 9], так и при наличии границ [10—13]. Анизотропная пластинка обладает также свойством усиливать поворот плоскости поляризации [14] (см. рисунок).

Для получения выражений поля E_4 прошедшей волны, использованных при расчете графиков, воспользуемся разложением полей на компоненты, имеющие поляризацию собственных волн в пластинке [15, 16]. Тогда

$$E_4 = E_4^+ + E_4^-, \quad (8)$$

$$E_4^\pm = \frac{4n_2^\pm}{|\Delta^\pm|} E^\pm e^{-i\delta^\pm},$$

где

$$E_x^\pm = (-A^\mp E_x + iE_y)(A^\mp - A^\mp)^{-1}, \quad E_y^\pm = -iA^\pm E_x^\pm,$$

A^\pm — отношения полуосей эллипсов поляризации собственных волн в пластинке,

$$A^\pm = g_e \left[\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \mp \left(\left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} \right)^2 + g_e^2 \right)^{1/2} \right]^{-1},$$

$$n_2^\pm = \left(\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \pm \left(\left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + g_e^2 \right)^{1/2} \right)^{1/2},$$

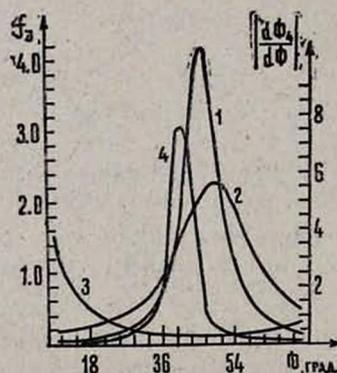
$$\Delta^\pm = \left(\left[4n_2^\pm \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d\right) \right]^2 + \left[2(1 + n_2^{\pm 2}) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d\right) \right]^2 \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$\delta^\pm = \arctg \left[- (1 + n_2^{\pm 2}) (2n_2^\pm)^{-1} \operatorname{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} n_2^\pm d \right) \right],$$

d — толщина пластинки, λ — длина волны в вакууме. Азимут Φ_4 поляризации прошедшей волны, отсчитываемый от оси x , определяется из (8) с помощью формулы

$$\operatorname{tg} \Phi_4 = \frac{A}{2} \pm \left(\left(\frac{A}{2} \right)^2 + 1 \right)^{1/2}, \quad A = (|E_{4y}|^2 - |E_{4x}|^2) (E_{4x}^* E_{4y} - E_{4x} E_{4y}^*)^{-1}; \quad (10)$$

значками штрих и два штриха обозначены действительная и мнимая части.



Кривые 1, 2, 3 определяют зависимость f_J от Φ при $d = 1010,1$ мкм, $\lambda = 0,6438$ мкм, $\epsilon_1 = 2,40684$, $\epsilon_2 = 2,37869$, соответственно для $g = 10^{-8}$, 10^{-3} и 10^{-2} . Кривая 4 определяет зависимость коэффициента усиления по азимуту от азимута Φ (эксперимент проведен для кварцевой пластинки, вырезанной параллельно оптической оси, $d = 3,307$ мм; ошибка измерения на пике графика не превышает 0,7).

Отношение разрешающих способностей r_2/r_1 устройства, измеряющего азимут, которое представлено на рисунке (f_J), определяется следующим образом. Будем задаваться изменением интенсивности δJ , обусловленным поворотом поляризатора (николь) на некоторый угол. Последний расположен так, чтобы направление его пропускания было перпендикулярно большей полуоси эллипса поляризации света, падающего на николь. Обозначим этот угол через $\delta\Phi$, когда перед анализатором нет уси-

лительной пластинки, и через $\delta\Phi_4$, когда такая пластинка поставлена. Тогда, пренебрегая потерями интенсивности на отражения, для отношения

$$f_J = (r_2/r_1)^2, \text{ где } r_2 = d\Phi_4/\delta\Phi_4, r_1 = d\Phi/\delta\Phi,$$

получаем

$$f_J = \frac{1 - e^2}{1 + e^2} \left(\frac{d\Phi_4}{d\Phi} \right)^2; \quad (11)$$

e —эллиптичность поляризации прошедшей волны.

В конце настоящего пункта приведем некоторую детализацию роли границ. Как показано в [17], результаты расчета прохождения света через анизотропную естественно гиротропную пластинку, основанного на принципе суперпозиции [18] без учета границ, совпадают с результатами, основанными на электромагнитной теории, также без учета границ. Выражения (8) и (9) показывают, что границы влияют как на амплитуды E_4^\pm , имеющие поляризацию собственных волн в пластинке (которые фигурируют в принципе суперпозиции), так и на разность фаз между ними, которая сильно влияет на поляризацию прошедшей волны, если даже пренебречь влиянием границ на амплитуды.

3. *Поляризация волн, преломленных в бигиротропную среду.* В работах [19, 20] исследовано отражение света на границе бигиротропной среды. В частности, показано, что при экваториальном намагничивании по отраженному свету можно определять в отдельности гироэлектрический и гиромангнитный параметры. В работе [21] установлено, что в бигиротропной среде возможно явление однопреломления [15, 22].

Ниже мы вкратце рассмотрим влияние слабой анизотропии ($|\varepsilon_2 - \varepsilon_1| \sim g_e^2$, $|\mu_2 - \mu_1| \sim g_m^2$, см. выражения (12)) на поляризацию волн в бигиротропной среде со следующими отличными от нуля параметрами:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_2, \quad \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -ig_e, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_1, \quad (12)$$

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_2, \quad \mu_{xy} = -\mu_{yx} = ig_m, \quad \mu_{zz} = \mu_1, \quad \left| \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right| \sim \left| \frac{g_m}{\mu_2} \right|.$$

Пусть плоская волна с волновым вектором \mathbf{k} ($k_x, 0, k_z$) падает на границу $z=0$ среды (12). Для z -компонент волновых векторов преломленных волн получаем

$$k_{2z}^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_2 \mu_2 + g_e g_m) - \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) k_x^2 \pm \pm \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 \left(\frac{g_e}{\varepsilon_2} + \frac{g_m}{\mu_2} \right) \frac{k_{0z}}{k_0}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}, \quad k_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}. \quad (13)$$

Для отношения полуоси эллипса поляризации, лежащей в плоскости распространения, к полуоси, перпендикулярной этой плоскости, находим

$$e^\pm = 1 \mp \frac{k_x^2}{k_{0z} k_0} \left[\left(\frac{g_m}{\mu_2} - \frac{g_e}{\varepsilon_2} \right) - \frac{(\mu_2 - \mu_1)/\mu_1 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\varepsilon_1}{g_m/\mu_2 + g_e/\varepsilon_2} \right]. \quad (14)$$

Из (14) следует, что хотя величины анизотропии диэлектрической и магнитной проницаемостей пропорциональны второй степени H^{ext}

(H^{ext} — напряженность внешнего магнитного поля), их вклады в эллиптичность пропорциональны первой степени H^{ext} . При $(g_e/\epsilon_2) = (g_m/\mu_2)$ эллиптичность, пропорциональная первой степени H^{ext} , целиком обусловлена квадратичными по H^{ext} членами — анизотропией. В случае, когда компоненты ϵ_{ij} пропорциональны μ_{ij} ($\epsilon_{ij} = \text{const } \mu_{ij}$), выражение в квадратных скобках в (14) обращается в нуль и волны имеют круговую поляризацию независимо от направления распространения: имеет место компенсация двух источников эллиптичности — гиротропии и анизотропии.

В случае однопреломления, когда

$$(\epsilon_2/\mu_2) = (\epsilon_3/\mu_3) = -(g_e/g_m), \quad (15)$$

для амплитуд преломленной (E_2) и отраженной (E_1) воли получаем (E_x, E_y — компоненты амплитуды падающей волны):

$$\begin{aligned} E_{2x} &= 2 \Delta_0^{-1} [(1 - (k/k_z) b_x) E_x - i(k_z/k) a_y E_y], \\ E_{2y} &= 2 \Delta_0^{-1} [(1 + (k_z/k) b_y) E_y + i(k/k_z) a_x E_x], \\ E_{1x} &= E_{2x} - E_x, \quad E_{1y} = E_{2y} - E_y, \quad \Delta_0 = \left(1 + \frac{k_z}{k} b_y\right) \left(1 - \frac{k}{k_z} b_x\right), \\ a_x &= \frac{\omega}{c} g_m k_{2z} [1 + k_x^2 \epsilon_2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u, \end{aligned} \quad (16)$$

$$a_y = \frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} [g_m \mu_2^{-1} - g_e k_x^2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u,$$

$$b_x = -\frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} u, \quad b_y = \frac{\omega}{c} \mu_2 k_{2z} [1 + k_x^2 \epsilon_2 (k_{2z}^2 \epsilon_3)^{-1}] u,$$

$$u = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \mu_2^2\right)^{-1}, \quad k_{2z} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_2 \mu_2 + g_e g_m) - \frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} + \frac{\mu_2}{\mu_3}\right) k_x^2\right)^{1/2}.$$

Согласно (16) отраженная и преломленная волны имеют эллиптическую поляризацию при плоской поляризации падающей волны, в чем и выражается гиротропия среды, несмотря на отсутствие поворота плоскости поляризации.

Замечание. В работе [23] показано, что в кристаллах с разными знаками y -компонент тензора диэлектрической проницаемости поверхность волновых векторов является открытой поверхностью — гиперboloидой, что приводит, в частности, к особенностям в геометрических законах отражения и преломления. Аналогичная ситуация может осуществляться также в магнитоактивном ферромагнетике вблизи ферромагнитного резонанса. Действительно, считая для простоты диэлектрическую проницаемость ϵ_2 скаляром, при

$$\begin{aligned} k_z^2 &\gg |4(\omega^2/c^2) \epsilon_2 \mu_3|, \quad \mu_3 \approx 1 \quad (k_z^2 = k_x^2 + k_y^2) \\ \text{получаем} \\ k_{2z}^2 + [(\mu_2 + \mu_3)(2\mu_3)^{-1} \mp |(\mu_2 - \mu_3)(2\mu_3)^{-1}|] k_x^2 &= \\ = (\omega^2/c^2) \epsilon_2 \mu_2 \mp \frac{1}{2} (\omega^2/c^2) \epsilon_2 g^2 \mu_3^{-1} |(\mu_2 - \mu_3)(2\mu_3)^{-1}|^{-1}, \quad g = i\mu_{xy} = -i\mu_{yx}. \end{aligned} \quad (17)$$

Это уравнение при $\mu_2 < 0$, $\mu_3 > 0$ ($\mu_3 \approx 1$) в случае верхнего знака описывает гиперболоиду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кринчик Г. С., Четкин М. В. УФН, 98, 3 (1969).
2. Кринчик Г. С., Верховин А. Н. ЖЭТФ, 51, 1321 (1966).
3. Кринчик Г. С., Шаматов У. Н. ФТТ, 20, 3415 (1978).
4. Зубов В. Е., Кринчик Г. С., Лысков В. А. ЖЭТФ, 81, 1489 (1981).
5. Лысков В. А., Зубов В. Е., Кринчик Г. С. ФТТ, 23, 2165 (1981).
6. Кринчик Г. С., Зубов В. Е., Лысков В. А. Оптика и спектроскопия, 55, 204 (1983).
7. Кринчик Г. С. ФММ, 7, 181 (1959).
8. Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Шаповалов В. И. Микроэлектроника, 2, 337 (1973).
9. Лисовский Ф. В., Маркелова О. С., Шаповалов В. И. ФТТ, 16, 3570 (1974).
10. Тронько В. Д. Оптика и спектроскопия, 29, 354 (1970).
11. Спорик В. В., Тронько В. Д., Цимбаревич В. И. ФТТ, 16, 1517 (1974).
12. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 49, 920 (1980).
13. Бокуть Б. В., Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 49, 1064 (1980).
14. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, № 2 (1986).
15. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Изд. АН БССР, Минск, 1958.
16. Гиргель С. С. Оптика и спектроскопия, 46, 819 (1979).
17. Козырев С. П. и др. Кристаллография, 20, 1033 (1975).
18. Най Дж. Физические свойства кристаллов. Изд. ИЛ, М., 1960.
19. Кринчик Г. С., Четкин М. В. Оптика и спектроскопия, 6, 703 (1959).
20. Кринчик Г. С., Четкин М. В. ЖЭТФ, 36, 1924 (1959).
21. Барковский Л. М. Оптика и спектроскопия, 38, 115 (1975).
22. Федоров Ф. И. Оптика и спектроскопия, 2, 514 (1957).
23. Ерицян О. С. Кристаллография, 23, 461 (1978).

ԼՈՒՅՍԻ ԱՆԿՐԱԿԱՐՁՈՒՄԸ ԵՎ ԲԵԿՈՒՄԸ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՄԱԳՆԵՏԱԱԿՏԻՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻՆ

2. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է անիզոտրոպ մագնիսակտիվ միջավայրի սահմանից անդրադարձած լույսի ինտենսիվության մագնիսաօպտիկական փոփոխությունը: Քննարկված է լույսի անցումն այդպիսի միջավայրի, հարթ-զուգահեռ շերտով և ուսումնասիրված է բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացումը արտաքին մագնիսական դաշտի տարբեր արժեքների դեպքում: Ներկայացված են բևեռացման հարթության պտույտի ուժեղացման փորձարարական արդյունքները:

REFLECTION AND REFRACTION OF LIGHT ON BOUNDARIES OF AN ANISOTROPIC MAGNETOACTIVE DIELECTRIC

H. S. ERITSYAN

The reflection and refraction of light on the boundary of an anisotropic magnetoactive dielectric is considered. The dependence of polarization azimuth of the wave passing through the anisotropic magnetoactive plate, on the azimuth of an incident wave is calculated and the measured azimuthal dependence of the amplification of the polarization plane rotation is given. The role of slight anisotropy in the polarization of waves in a bigyrotropic medium is discussed and the reflection of light from the bigyrotropic medium in the absence of polarization plane rotation is considered.