

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРО- МАГНИТНЫХ ВОЛН В ГИРОТРОПНЫХ СРЕДАХ

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрены некоторые поляризационные особенности электромагнитных волн в гиротропных средах и холестерических жидких кристаллах, обусловленные наличием поглощения, поворота плоскости поляризации и необратимости лучей.

1. Взаимное расположение векторов полей и индукций

В работе [1] было отмечено, что электрическое и магнитное поля (последнее в [1] совпадало с магнитной индукцией) суммарной волны, распространяющейся в средах со спиральной структурой, составляют угол, отличный от $\pi/2$. Это свойство спиральных сред рассматривалось более подробно в [2] с привлечением граничной задачи. Было показано, что электрическое поле $\mathbf{E}$, магнитное поле $\mathbf{H}$ и векторы индукций $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ в ситуации брэгговского отражения с большой точностью параллельны друг другу.

Можно убедиться, что обычные гиротропные среды также обладают аналогичным свойством, но выраженным более слабо. Действительно, рассматривая нормальное падение плоско-поляризованной плоской монохроматической волны на границу естественно активной изотропной среды, для косинуса угла между $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ в активной среде получаем не нуль, а величину порядка $\Delta k \cdot k^{-1}$, где $2\Delta k = k^+ - k^-$, $2k = k^+ + k^-$, а k^+ и k^- — численные значения волновых векторов волн с правой и левой круговой поляризацией.

Для бигиротропной среды, описываемой материальными уравнениями

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + i[g_e \mathbf{E}] + (\epsilon_3 - \epsilon) z_0 \mathbf{E}_z, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + i[g_m \mathbf{H}] + (\mu_3 - \mu) z_0 \mathbf{H}_z \quad (1)$$

($\epsilon = \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, $\mu = \mu_{xx} = \mu_{yy}$, $\epsilon_3 = \epsilon_{zz}$, $\mu_3 = \mu_{zz}$, z_0 — орт оси z , g_e и g_m параллельны оси z) в простейшем случае нормального падения и при выполнении условия $g_e \epsilon^{-1} - g_m \mu^{-1} = 0$ (которое соответствует отсутствию эллиптичности в отраженной и преломленной волнах, обычно усложняющей картину волнового поля), получаем аналогичный результат. Неперпендикулярность поля $\mathbf{E}$ к его ротации $\mathbf{B}$ (и поля $\mathbf{H}$ к его ротации $\mathbf{D}$) обусловлена поворотом плоскости поляризации. При его наличии не существует поверхностей, перпендикулярных к $\mathbf{E}$ (или к $\mathbf{H}$); с другой стороны, необходимым и достаточным условием существования поверхностей, перпендикулярных к произвольному вектору $\mathbf{A}$, является условие $\mathbf{A} \cdot \text{rot } \mathbf{A} = 0$ (см. [3]).

2. Круговой дихроизм в условиях отсутствия мнимых частей у параметров гиротропии

Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны в среде (1) вдоль оси z . Подставив $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, $\mu = \mu' + i\mu''$ и считая ϵ' , ϵ'' ,

μ' , μ'' , g_e и g_m действительными, для разности $(k^+)^n - (k^-)^n$ мнимых частей волновых векторов волн с правой и левой круговой поляризацией получаем

$$|(k^+)^n - (k^-)^n| = \frac{\omega}{c} \left| \frac{\mu'' g_e + \varepsilon'' g_m}{(\varepsilon' \mu')^{1/2}} - \frac{(\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'') (\varepsilon' g_m + \mu' g_e)}{2 (\varepsilon' \mu')^{3/2}} \right|; \quad (2)$$

в (2) не учтены члены, содержащие произведения вторых и высших степеней ε'' или μ'' с g_e или g_m , а также члены, содержащие g_e или g_m во второй степени и выше.

Первый член в правой части (2) аналогичен члену, полученному в [4] для естественно гиротропных сред. Второй член имеет другое происхождение: он отличен от нуля и в том случае, когда $\mu_{jl} = \delta_{jl}$ или $\varepsilon_{jl} = \delta_{jl}$ (δ_{jl} — символ Кронекера). Таким образом, мы приходим к еще одному типу кругового дихроизма, описываемому вторым членом в (2). В простейшем случае, когда $\mu_{jl} = \delta_{jl}$, $g_e \neq 0$ (гирослектрическая среда), второй член равен $\varepsilon'' g_e (2\varepsilon'^3)^{-1}$, а в случае гиромагнитной среды ($g_e = 0$, $g_m \neq 0$) этот член равен $(\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'') \varepsilon' g_m [2(\varepsilon' \mu')^{3/2}]^{-1}$.

3. Необратимость кругового дихроизма

В естественно горотропных средах, помещенных во внешнее магнитное поле, также имеет место дихроизм, аналогичный дихроизму, описываемому вторым членом в правой части (2). Он обладает некоторой особенностью, которую проще всего рассмотреть в случае распространения волны параллельно внешнему полю. Если волна распространяется в положительном направлении внешнего поля, то вместо второго члена в (2) при $\mu_{jl} = \delta_{jl}$ получаем

$$\delta_{\text{пр.}} = \varepsilon'' (g_e + \gamma) (2\varepsilon'^3)^{-1},$$

где γ — параметр естественной активности. Если же волна распространяется в обратном направлении, то этот член равен

$$\delta_{\text{обр.}} = \varepsilon'' (g_e - \gamma) (2\varepsilon'^3)^{-1}.$$

Неравенство $\delta_{\text{пр.}} \neq \delta_{\text{обр.}}$, обусловленное необратимостью дисперсионного уравнения [5], приводит к тому, что поглощение оказывается неодинаковым при двух взаимно противоположных направлениях прохождения плоско-поляризованного или неполяризованного света через пластинку. Не приводя соответствующих расчетов, укажем, что отношение интенсивностей света, прошедшего через пластинку в одном случае в положительном направлении внешнего магнитного поля, а в другом случае — в обратном направлении (магнитное поле перпендикулярно к пластинке), оказывается пропорциональным выражению

$$\left[\text{ch} \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon'' (g_e + \gamma)}{(\varepsilon')^{3/2}} d \right] \cdot \left[\text{ch} \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon'' (g_e - \gamma)}{(\varepsilon')^{3/2}} d \right]^{-1},$$

где ω — частота волны, d — толщина пластинки.

Такая ситуация имеет место также в случае сред со спиральной структурой при наличии магнитного поля, неперпендикулярного к оси среды.

Действительно, дисперсионное уравнение в случае распространения света вдоль оси спиральной среды (холестерического жидкого кристалла) при переходе к поворачивающейся системе координат принимает вид [6]

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_x - k^2 - a^2\right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_y - k^2 - a^2\right) - \left(2ak - \frac{\omega^2}{c^2} g\right)^2 = 0, \quad (3)$$

где $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ — главные значения компонент тензора диэлектрической проницаемости, $k = 2\pi(\lambda')^{-1}$, λ' — пространственный период („длина волны“) поля в поворачивающейся системе, $a = 2\pi\tau^{-1}$, τ — шаг спирали, g — параметр магнитооптической активности.

Решения k_m ($m = 1, 2, 3, 4$) уравнения (3) имеют вид

$$k_{1,2} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + a^2 \pm B^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \mp \frac{\omega^2}{c^2} ag B^{-\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

$$B = \frac{\omega^4}{c^4} \left(\frac{\varepsilon_x - \varepsilon_y}{2}\right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2},$$

а $k_{3,4}$ получаются из $k_{1,2}$, если перед скобками в выражении $k_{1,2}$ поставить знак минус.

Считая среду поглощающей, подставляя в (4) $\varepsilon_x = \varepsilon'_x + i\varepsilon''_x$, $\varepsilon_y = \varepsilon'_y + i\varepsilon''_y$ и разделяя действительные и мнимые части k_m , приходим к выражениям

$$k'_{1,2} = u'_{1,2} \mp \frac{\omega^2}{c^2} agv', \quad k''_{1,2} = \pm u''_{1,2} \mp \frac{\omega^2}{c^2} agv'', \quad (5)$$

$$k'_{3,4} = -u'_{1,2} \mp \frac{\omega^2}{c^2} agv', \quad k''_{3,4} = \mp u''_{1,2} \mp \frac{\omega^2}{c^2} agv''.$$

Как следует из (5), мнимые части всех величин k_m отличны друг от друга по абсолютному значению (отличны также действительные части, что было отмечено в [6]). Это приводит к необратимости дихроизма и к той неодинаковости поглощения при взаимно противоположных направлениях прохождения волны через пластинку, которые имели место в естественно гиротропных средах при наличии внешнего магнитного поля. Следует отметить, что направление распространения волн в спиральной среде не определяется знаком k_m , так как последние относятся не к лабораторной системе координат, а к поворачивающейся. Однако необратимость остается и в лабораторной системе. В этом можно убедиться, рассматривая случай $\omega^2 c^{-2} (\varepsilon'_x + \varepsilon'_y) > 4a^2$; тогда $k_{1,2}$ соответствуют прямым волнам, $k_{3,4}$ — обратным, и «прямое» (или «обратное») в лабораторной системе совпадает с «прямым» (или «обратным») в поворачивающейся системе.

В заключение отметим, что в естественно гиротропных средах, помещенных во внешнее магнитное поле, необратимость дихроизма имеет место и в том случае, когда дихроизм обусловлен мнимыми частями параметров гиротропии. Действительно, в случае распространения волны в положи-

тельном направлении внешнего магнитного поля разность $\delta'_{\text{пр.}}$ мнимых частей волновых векторов право- и лево-поляризованных волн равна

$\delta'_{\text{пр.}} = \omega c^{-1} (g_e' + \gamma'') \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$, а при обратном направлении распространения —

$\delta'_{\text{обр.}} = \omega c^{-1} (g_e' - \gamma'') \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$, где g_e' и γ'' — мнимые части параметров активностей g_e и γ . Неравенство $\delta'_{\text{пр.}} \neq \delta'_{\text{обр.}}$ и означает, что имеет

место необратимость дихроизма, которая, как и в рассмотренных выше случаях, должна привести к неодинаковости поглощения волны при ее прохождении через пластинку в двух взаимно противоположных направлениях.

Ереванский государственный
университет

Поступила 5.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 344 (1976).
2. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 83 (1978).
3. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, ГИТТЛ, М., 1955, т. II.
4. Б. В. Бокунь, Ф. И. Федоров. Оптика и спектроскопия, 7, 558 (1959).
5. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 251 (1977).
6. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 217 (1968).

ՀԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱՆԻՔՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌՈՑՄԱՆ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը հիրոտրոպ միջավայրում: Ցույց է տրված, որ բեռնացման հարթության պտույտը հանգեցնում է դաշտերի ոչ-հղահայացությանն ինդուկցիայի վեկտորներին գումար ալիքում: Ցույց է տրված նաև, որ գոյություն ունի հիրոտրոպիայի պարամետրերի կեղծ մասերի առկայության հետ չկապված շրջանային դիֆրոկում: Այդ դիֆրոկումը հանգեցնում է այն բանին, որ երբ հարթ բեռնացած (կամ բնական) լույսը երկու փոխադարձ հակադիր ուղղություններով անցնում է մագնիսական դաշտում գտնվող բնական հիրոտրոպ քիթեղի միջով, անցած լույսի ինտենսիվությունները տարբեր են լինում:

SOME PARTICULARITIES OF THE POLARIZATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN GYROTROPIC MEDIA

H. S. ERITSYAN

Some particularities of electromagnetic waves polarization in gyrotropic media and in cholesteric liquid crystals are considered.