

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ И ЕСТЕСТВЕННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ СРЕД СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

О. С. ЕРИЦЯН

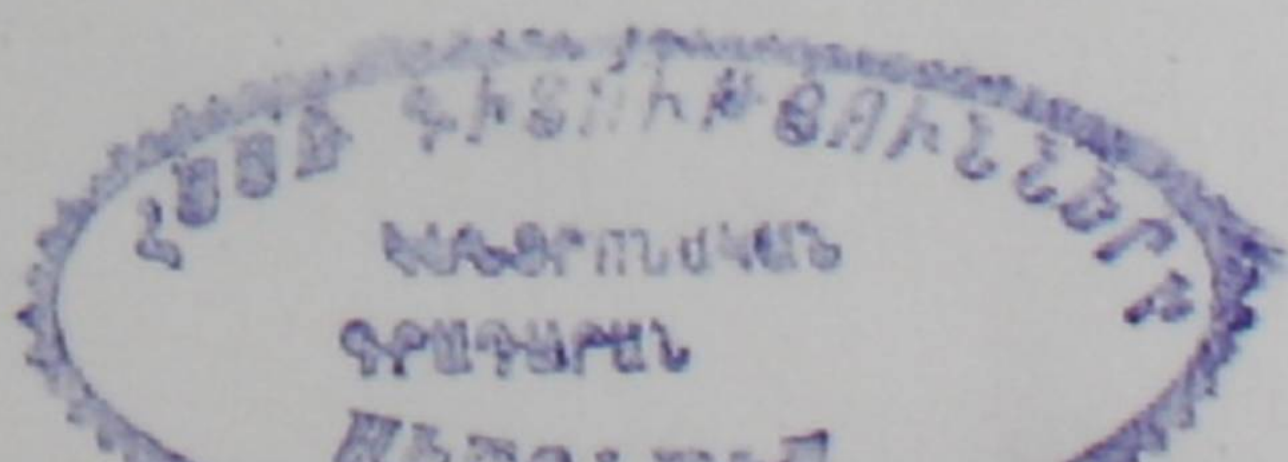
Рассмотрено распространение электромагнитной волны в среде со спиральной структурой при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси спиральности. В приближении теории возмущений найдены соотношения между амплитудами фурье-компонент, при этом в нулевом приближении учтены не две волны (двухволновая теория), а три, что приводит, в частности, к существенному изменению вращательной способности. Получены выражения, описывающие оптический круговой дихроизм рассматриваемых сред, а также приведены некоторые результаты, относящиеся к точному решению дисперсионного уравнения и учету слоистости.

1. Холестерические жидкие кристаллы, представляющие собой среду со спиральной структурой, привлекают внимание исследователей [1—4]. Интересные особенности проявляются в области когерентного отражения, которое, естественно, рассматривается в двухволновом приближении [2]. Точное решение волнового уравнения при распространении света в холестерическом жидком кристалле вдоль оси спиральности в отсутствии магнитного поля найдено в [3] (где, однако, не изучен рассматриваемый ниже оптический круговой дихроизм).

Заметим, что спиральной структурой обладают не только холестерические жидкие кристаллы (такую пространственную структуру имеет, например, кристаллический кварц [5], хотя для проявления спиральности необходимо также наличие определенной анизотропии диэлектрической проницаемости; см. также [6]).

Разлагая поле на фурье-компоненты, из волнового уравнения периодически-неоднородных спиральных сред получаем бесконечную цепочку уравнений (относительно амплитуд фурье-компонент), в которой компоненты амплитуд не разделяются. В одноволновой и двухволновой теории в нулевом приближении берутся, как обычно, одна и две волны соответственно. Увеличение числа волн, учитываемых в нулевом приближении, приводит, естественно, к значениям волнового вектора, более близким к собственным значениям указанной бесконечной цепочки уравнений. Такое уточнение значения волнового вектора оказывается существенным, например, при определении объемного поворота плоскости поляризации (см. пункт 4), являющегося накапливающимся эффектом.

В пункте 2 в приближении одноволновой теории возмущений рассмотрено распространение электромагнитной волны в среде со спиральной структурой при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси спиральности. В пункте 3 приведены основные результаты, получающиеся при учете трех волн в нулевом приближении. Для простоты рассмотрен только случай, когда волна распространяется вдоль оси спиральности. В пункте 4 рассмотрены оптическая активность и круговой дихроизм в отсутствии



магнитного поля, а также определен вклад магнитного поля во вращательную способность. В заключение приведены некоторые результаты, относящиеся к спиральным средам, обладающим слоистостью. Примером таких сред могут служить холестерические жидкие кристаллы в гиперзвуковом поле [4a].

2. Материальные уравнения для сред со спиральной структурой при наличии магнитного поля, направленного вдоль оси спиральности, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} D_x &= [C_0 + f_0(e^{i\frac{4\pi}{\sigma}z} + e^{-i\frac{4\pi}{\sigma}z})] E_x + if_0(e^{i\frac{4\pi}{\sigma}z} - e^{-i\frac{4\pi}{\sigma}z}) E_y - ig E_y, \\ D_y &= [C_0 - f_0(e^{i\frac{4\pi}{\sigma}z} + e^{-i\frac{4\pi}{\sigma}z})] E_y + if_0(e^{i\frac{4\pi}{\sigma}z} - e^{-i\frac{4\pi}{\sigma}z}) E_x + ig E_x, \\ D_z &= \varepsilon_{0z} E_z. \end{aligned} \quad (1)$$

Эти уравнения являются естественным обобщением материальных уравнений для сред со спиральной структурой (см. [2, 3, 7]) на случай наличия магнитного поля. В (1) введены следующие обозначения: $C_0 = \frac{\varepsilon_{0x} + \varepsilon_{0y}}{2}$, $f_0 = \frac{\varepsilon_{0x} - \varepsilon_{0y}}{4}$, ε_{0x} , ε_{0y} , ε_{0z} — главные значения тензора диэлектрической проницаемости, g — проекция вектора гирации на ось z , направленную вдоль оси спиральности, σ — шаг спирали; внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z .

Рассмотрим распространение монохроматической волны частоты ω в среде, описываемой уравнениями (1).

Представим поле $\vec{E}_\omega(\vec{r}, t)$ в виде

$$\vec{E}_\omega(\vec{r}, t) = \vec{E}_{0\omega} e^{i(\vec{k}_0 \vec{r} - \omega t)} + \sum_{s \neq 0} \vec{E}_{s\omega} e^{i(\vec{k}_s \vec{r} - \omega t)} \quad (2)$$

(индекс ω , указывающий частоту, в дальнейшем будем опускать).

Подставив (2) в волновое уравнение

$$\text{grad div } \vec{E} - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{D} \quad (3)$$

и пользуясь соотношениями (1), получим

$$\begin{aligned} & k_x(k_x E_x + k_y E_y + k_{sz} E_{sz}) - k_s^2 E_{sx} = \\ & = -\frac{\omega^2}{c^2} [C_0 E_{sx} + if_0(E_{s-1x} + iE_{s-1y}) - if_0(E_{s+1x} - iE_{s+1y}) - ig E_{sy}], \\ & k_y(k_x E_x + k_y E_y + k_{sz} E_{sz}) - k_s^2 E_{sy} = \\ & = -\frac{\omega^2}{c^2} [C_0 E_{sy} + if_0(E_{s-1x} + iE_{s-1y}) - if_0(E_{s+1x} - iE_{s+1y}) + ig E_{sx}], \\ & k_{sz}(k_x E_x + k_y E_y + k_{sz} E_{sz}) - k_y^2 E_{sz} = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0z} E_{sz}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$k_{sx} = k_{0x}, \quad k_{sy} = k_{0y}, \quad k_{sz} = k_{0z} + s \frac{4\pi}{\sigma}.$$

В одноволновом приближении для k_0 получаем следующие значения (при $k_y = 0$):

$$k_0^{\pm 2} = \frac{\omega^2}{c^2} C_0 + \frac{\varepsilon_{0z} - C_0}{2\varepsilon_{0z}} k_x^2 \pm \eta^{1/2}, \quad (5)$$

$$\eta = \left(\frac{C_0 - \varepsilon_{0z}}{2\varepsilon_{0z}} \right)^2 k_x^4 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{g^2}{\varepsilon_{0x}} k_x^2 + \frac{\omega^4}{c^4} g^2.$$

В соответствии с расщеплением плоско поляризованной волны на две эллиптически поляризованные волны, следующим из (5), вместо k_{sz} будем иметь пару величин k_{sz}^+ и k_{sz}^- , соответствующих волнам с правой и левой поляризацией, амплитуды которых обозначим через $\vec{E}_s^+$ и $\vec{E}_s^-$. При этом имеем

$$k_{sz}^{\pm} = k_{0z}^{\pm} + s \frac{4\pi}{\sigma}, \quad k_{0z}^{\pm 2} = k_0^{\pm 2} - k_x^2. \quad (6)$$

Условие применимости одноволновой теории возмущений является малость амплитуд $E_{-1}^{\pm}$ и $E_{+1}^{\pm}$ по сравнению с $E_0^{\pm}$, которая следует непосредственно из (4).

3. Учет теперь в нулевом приближении волны $\vec{E}_0$, $\vec{E}_{-1}$ и $\vec{E}_{+1}$. Для простоты рассмотрим случай, когда $k_x = k_y = 0$. Сохраняя в (4) амплитуды $\vec{E}_0$, $\vec{E}_{-1}$ и $\vec{E}_{+1}$, получаем систему однородных уравнений относительно компонент этих амплитуд. Условие существования нетривиального решения при $k_x = k_y = 0$ приводит к дисперсионному уравнению, распадающемуся на следующие два уравнения:

$$\left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 - g) - k_0^2 \right] \left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 + g) - k_{-1}^2 \right] - 4 \frac{\omega^4}{c^4} f_0^2 = 0, \quad (7)$$

$$\left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 + g) - k_0^2 \right] \left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 - g) - k_{+1}^2 \right] - 4 \frac{\omega^4}{c^4} f_0^2 = 0. \quad (8)$$

Уравнение (7) приводит к соотношениям

$$E_{0x} - iE_{0y} = 0, \quad \vec{E}_{+1} = 0, \quad E_{-1y} = iE_{-1x}, \quad (9a)$$

$$E_{-1x} = -\frac{\omega^2}{c^2} f_0 (E_{0x} + iE_{0y}) \left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 + g) - k_{-1}^2 \right]^{-1},$$

а уравнение (8) — к соотношениям

$$E_{0x} + iE_{0y} = 0, \quad \vec{E}_{-1} = 0, \quad E_{+1y} = -iE_{+1x}, \quad (9b)$$

$$E_{+1x} = -\frac{\omega^2}{c^2} f_0 (E_{0x} - i E_{0y}) \left[\frac{\omega^2}{c^2} (C_0 - g) - k_{+1}^2 \right]^{-1}.$$

Таким образом, уравнения (7) и (8) представляют собой дисперсионные уравнения для двух циркулярно поляризованных волн, распространяющихся в среде.

Найдем решения уравнений (7) и (8) при $g=0$. Подставляя $k_0 = k'_0 + \frac{2\pi}{\sigma}$ и $k_0 = k''_0 - \frac{2\pi}{\sigma}$ соответственно в (7) и (8), получаем биквадратные уравнения относительно k'_0 и k''_0 , каждое из которых имеет по четыре корня для k_0 . Требованию малого отличия k_0 от $\frac{\omega}{c} \sqrt{C_0}$ при малых значениях $f_0 C_0^{-1}$ удовлетворяют следующие корни:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\sigma} \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} C_0 + \frac{4\pi^2}{\sigma^2} - 2 \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} C_0 \frac{4\pi^2}{\sigma^2} + \frac{\omega^4}{c^4} f_0^2}} \quad (10a)$$

и

$$k_0 = -\frac{2\pi}{\sigma} + \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} C_0 + \frac{4\pi^2}{\sigma^2} + 2 \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} C_0 \frac{4\pi^2}{\sigma^2} + \frac{\omega^4}{c^4} f_0^2}}; \quad (10б)$$

при этом верхний знак в (10a) должен быть выбран для частот, удовлетворяющих условию $\frac{\omega}{c} \geq \frac{2\pi}{\sigma} (C_0 + 2|f_0|)^{-\frac{1}{2}}$, а нижний знак — для остальной области частот.

В области

$$\frac{2\pi}{\sigma} (C_0 + 2|f_0|)^{-\frac{1}{2}} \leq \frac{\omega}{c} \leq \frac{2\pi}{\sigma} (C_0 - 2|f_0|)^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

величина k_0 , определяемая из (10a), становится комплексной. Для волны, распространяющейся в положительном направлении оси z , имеем $k_{0z} = k_0$, и $k_{0z} = \text{Im } k_0$. Вышеуказанным выбором верхнего и нижнего знаков в (10a) обеспечивается затухание (а не неограниченное возрастание) амплитуды волны с комплексным значением z -компоненты волнового вектора.

4. Рассмотрим теперь естественную оптическую активность и круговой дихроизм. Обозначим правые части (10a) и (10б) соответственно через k_0^+ и k_0^- . Амплитуды соответствующих волн обозначим через $\vec{E}_0^+$ и $\vec{E}_0^-$. Как было указано выше, имеют место соотношения

$$E_{0x}^+ - i E_{0y}^+ = 0, \quad E_{0x}^- + i E_{0y}^- = 0.$$

Поворот плоскости поляризации результирующей волны

$$\vec{E}_0^+ e^{i(k_{0z}^+ z - \omega t)} + \vec{E}_0^- e^{i(k_{0z}^- z - \omega t)}$$

определяется, как известно, разностью $\Delta k_z = k_{0z}^+ - k_{0z}^-$ (и имеет смысл, конечно, если E_0^+ и E_0^- не сильно отличаются друг от друга).

При соблюдении условий

$$\frac{\omega^4}{c^4} f_0^2 \ll \frac{\omega^2}{c^2} C_0 \frac{4\pi^2}{\sigma^2}$$

и

$$\frac{\omega^4}{c^4} f_0^2 \ll \left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - \frac{4\pi^2}{\sigma^2} \right)^2,$$

находя приближенные значения корней, получаем выражение

$$\Delta k_z = - \frac{\omega^4}{c^4} f_0^2 \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - \frac{4\pi^2}{\sigma^2} \right) \frac{2\pi}{\sigma} \right]^{-1}, \quad (12)$$

которое совпадает с результатом, полученным в [3].

Из формул (10а) и (10б) следует наличие оптического кругового дихроизма. Действительно, как указано выше, в области, определяемой неравенствами (11), k_0^+ становится комплексной, что приводит к затуханию волны $\vec{E}_0^+(z, t)$. Таким образом, в этой области одна из циркулярно поляризованных волн распространяется с затуханием в среде, а другая — без затухания, что находится в соответствии с наблюдаемым на эксперименте [4] круговым дихроизмом. Следует отметить, что затухание одной из циркулярно поляризованных волн не связано с истинным поглощением (оно связано с отражением от периодических неоднородностей спиральной среды), хотя ход кривой дисперсии вращения внешне напоминает дихроизм, обусловленный различным поглощением право- и лево-поляризованных волн [4, 9].

Вблизи границ области частот, определяемой неравенствами (11), величина k_0^+ может быть представлена в виде

$$k_0^+ = \frac{2\pi}{\tau} \left(1 \pm \sqrt{v^2 - f_0^2 C_0^{-2}} \right), \quad (13)$$

где

$$v = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{\tau} \frac{c}{\sqrt{C_0}}, \quad |v| \ll 1.$$

Разложение (13) справедливо, если v не является величиной низшего порядка малости по отношению к $f_0 C_0^{-1}$. В соответствии с вышеуказанным выбором знаков в (13) должен быть выбран нижний знак, если $v \leq -|f_0 C_0^{-1}|$, и верхний знак, если $v \geq -|f_0 C_0^{-1}|$. Формулой (13) определяется также частотная зависимость мнимой части k_0^+ (при $v^2 < f_0^2 C_0^{-2}$), т. е. круговой дихроизм.

Заметим, что в двухволновом приближении для k_0^+ получаем значение, совпадающее с правой частью (10а), а для k_0^- вместо (10б) получаем

$$k_0^- = \frac{\omega}{c} \sqrt{C_0}.$$

Поэтому разность Δk , вычисленная в двухволновом приближении, будет значительно отличаться от разности, вычисленной на основании формул (10а) и (10б), так как правая часть (10б) значительно от-

личается от $\frac{\omega}{c} \sqrt{C_0}$. Так, при $\frac{\omega}{c} \sqrt{C_0} \approx \frac{2\pi}{\sigma}$ получаем $|k_0^- - \frac{\omega}{c} \sqrt{C_0}| \approx \approx \frac{2\pi}{\sigma} f_0^2 C_0^{-2}$.

Относительно холестерических жидких кристаллов в оптической области заметим следующее. Из-за малости параметра g по сравнению с C_0 и f_0 ветви дисперсионного уравнения незначительно смещаются при наличии магнитного поля и поэтому, как нетрудно убедиться, изменение разности $k_0^+ - k_0^-$, возникающее в результате включения магнитного поля, незначительно. Следовательно, доминирующим воздействием магнитного поля на вращательную способность является не возникновение добавочной магнитной активности, а изменение параметров среды [8], в частности, параметра σ , приводящее к изменению Δk .

Из-за малости параметра g по сравнению с C_0 и f_0 корни уравнений (7) и (8) при $g \neq 0$ будут мало отличаться от корней при $g=0$. Обозначим корни уравнений (7) и (8) при $g \neq 0$ через $k_0^+(g)$ и $k_0^-(g)$ и представим их в следующем виде:

$$k_0^+(g) = k_0^+ + \delta k_0^+, \quad (14a)$$

$$k_0^-(g) = k_0^- + \delta k_0^-. \quad (14b)$$

Подставляя (14a) и (14b) соответственно в (10a) и (10b) и сохраняя первую степень параметра $g C_0^{-1}$ и величин $\frac{c}{\omega} \delta k_0^+$ и $\frac{c}{\omega} \delta k_0^-$, получаем следующие выражения для δk_0^+ и δk_0^- :

$$\begin{aligned} \delta k_0^+ &= \frac{\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} g (k_{+1}^{+2} - k_0^{+2})}{k_{+1}^+ \left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - k_0^{+2} \right) + k_0^+ \left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - k_{+1}^{+2} \right)}, \\ \delta k_0^- &= \frac{-\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} g (k_{+1}^{-2} - k_0^{-2})}{k_{+1}^- \left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - k_0^{-2} \right) + k_0^- \left(\frac{\omega^2}{c^2} C_0 - k_{+1}^{-2} \right)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$k_{+1}^+ = k_0^+ \mp \frac{4\pi}{\sigma}, \quad k_{+1}^- = k_0^- \mp \frac{4\pi}{\sigma}.$$

Разностью $\delta k_0^+ - \delta k_0^-$ обусловлена добавочная оптическая активность, вызванная магнитным полем. Для холестерических жидких кристаллов, далеко от области (11), считая $g C_0^{-1} \sim 10^{-5}$, $f_0 C_0^{-1} \sim 10^{-2}$, получаем $\delta k_0^+ - \delta k_0^- \sim 10^{-3} \Delta k$.

В заключение приведем некоторые результаты, относящиеся к случаю наличия слоистости в среде со спиральной структурой. Слоистость будем учитывать на основании точного решения волнового уравнения в отсутствии слоистости следующим образом (в [3] оно получено другим путем). Введем

систему координат x', y', z' так, чтобы оси z и z' совпадали, а оси x' и y' совпадали с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости. Перейдя в волновом уравнении к компонентам, отнесенным к осям x', y' , получаем следующее дисперсионное уравнение (при распространении волн вдоль оси z):

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x} - k^2 - a^2\right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0y} - k^2 - a^2\right) - 4a^2 k^2 = 0, \quad (16)$$

где $a = \frac{2\pi}{\sigma}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda'}$, λ' — период поля в системе x', y', z' .

Точное решение волнового уравнения имеет вид

$$\vec{E}'(z, t) = \sum_{m=1}^4 \vec{E}_m e^{i(k_m z - \omega t)}, \quad (17)$$

где k_m — корни биквадратного уравнения (16). Знак штрих означает, что компоненты отнесены к осям x', y' .

Пусть теперь в среде имеется также слоистость. При этом $\varepsilon_{0x}, \varepsilon_{0y}$ и a будут зависеть от координат. В простейшем случае заменим их величинами $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ и a' , где

$$\varepsilon_x = \varepsilon_{0x} + \varepsilon_{1x} \cos bz, \quad \varepsilon_y = \varepsilon_{0y} + \varepsilon_{1y} \cos bz, \quad a' = a_0 + a_1 \cos bz. \quad (18)$$

Из-за наличия слоистости каждая из нормальных волн в (17) будет возбуждать пространственные гармоники. Если учитывать их в двухволновом приближении, то сами величины k_m претерпят изменение. Обозначим их новые значения через $k_{m,0}$; для s -ой гармоники будем иметь $k_{m,s} = k_{m,0} + sb$.

Учитывая в волновом уравнении волны с $k_{m,0}$ и $k_{m,-1}$, получаем следующее уравнение для $k_{m,0}$:

$$\Delta_{m,0} \Delta_{m,-1} + \varphi_m = 0, \quad (19)$$

где $\Delta_{m,0}$ и $\Delta_{m,-1}$ получаются из левой части (16) соответственно заменой $k \rightarrow k_{m,0}$, $k \rightarrow k_{m,-1}$ и $\varepsilon_{0x,y} \rightarrow \varepsilon_{0x,y} - \frac{a_1^2}{4} \frac{c^2}{\omega^2}$,

$$\begin{aligned} \varphi_m = & -a_y^2 \beta_{m,0x} \beta_{m,-1x} - a_x^2 \beta_{m,0y} \beta_{m,-1y} - 8a_x a_y k_{m,0} k_{m,-1} + \\ & + a_x^2 a_y^2 + a_1^4 \left(k_{m,0} - \frac{b}{2}\right)^4 - a_1^2 \left(k_{m,0} - \frac{b}{2}\right)^2 [\beta_{m,0x} \beta_{m,-1y} + \\ & + \beta_{m,-1x} \beta_{m,0y} + a_x a_y] - a_1 \left(k_{m,0} - \frac{b}{2}\right) [4\beta_{m,0x} a_x a_0 k_{m,-1} + \\ & + 4\beta_{m,-1y} a_y a_0 k_{m,0} + 2\beta_{m,-1x} a_x a_0 k_{m,0} + 2\beta_{m,0y} a_y a_0 k_{m,-1}], \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} a_{x,y} &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_{1x,y}}{2} - a_0 a_1, \quad \beta_{m,0x,y} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x,y} - k_{m,0}^2 - a_0^2, \quad \beta_{m,-1x,y} = \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{0x,y} - k_{m,-1}^2 - a_0^2. \end{aligned}$$

Эти соотношения соответствуют прямым волнам в (17); для обратных волн надо заменить $k_m, -1$ на $k_m, +1$.

Вследствие наличия слоистости появляются две новые частоты $\omega_{\alpha, \beta}$ брэгговского отражения, которые на основе более простых выражений одноволновой теории могут быть оценены по формуле

$$\frac{\omega_{\alpha, \beta}}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{0x} + \epsilon_{0y}}{2}} = \left| a_0 \pm \frac{b}{2} \right|. \quad (21)$$

Если $b < 2a_0$, то обе новые частоты относятся к одной ветви дисперсионного уравнения, а если $b > 2a_0$, то одна из новых частот относится к одной ветви, а другая—ко второй.

Наличие слоистости приводит также к смещению границ дихроичной области (11). Это смещение и появление новых частот брэгговского отражения, в принципе, может быть использовано для модуляции (в том числе — поляризационной, так как разным ветвям дисперсионного уравнения соответствуют волны с различными поляризациями) света.

Выражаю глубокую благодарность О. С. Мергеляну за обсуждение результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 5.III.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Материалы I конференции по жидким кристаллам, Иваново, 1972; Тезисы II научной конференции по жидким кристаллам, Иваново, 1973; И. Г. Чистяков. Жидкие кристаллы, Изд. Наука, М., 1966.
2. В. А. Беляков, В. Е. Дмитриенко. ФТТ, 15, 2427 (1973).
3. Е. И. Кац. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
4. А. П. Капустин. Электрооптические и акустические свойства жидких кристаллов, М., 1973.
- 4а. J. Vasci. Compt. Rend., 270B, 1589 (1970).
5. А. В. Шубников. Кварц и его применение, М.—Л., 1940.
6. С. В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма, М., 1965; И. Е. Дзялошинский. ЖЭТФ, 46, 1420 (1964).
7. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 31 (1974).
8. P. Pincus. J. Appl. Phys., 41, 974 (1970).
9. Л. Веллюз, М. Легран, М. Грожан. Оптический круговой дихроизм, М., 1967.

ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՄԱԳՆԵՒՍԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ԲՆԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ. Ս. ԵՐԻՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը պարուրային կառուցվածք ունեցող միջավայրում, պարուրայնության առանցքին զուգահեռ մագնիսական դաշտի առկայությամբ: Գրգռումների տեսության մոտավորությամբ ստացված են ամպլիտուդային և փուլային Ֆուրյե-կոմպոնենտների համար, ընդ որում զրոյական մոտավորությամբ հաշվի է առնված ոչ թե երկու ալիք (երկալիքային տեսություն), այլ երեքը, որը հանգեցնում

է, մասնավորապես, պտտման ընդունակության էական փոփոխության: Ուսումնասիրված է քննարկվող միջավայրերի օպտիկական շրջանային դիֆրակցիան: Վերջում բերված են արդյունքներ գիսակերպի ճշգրիտ լուծման և շերտավորության հաշվառման վերաբերյալ:

MAGNETO-OPTICAL AND NATURAL OPTICAL ACTIVITY OF HELICOIDAL MEDIA

H. S. ERITSYAN

The propagation of an electromagnetic wave in the helicoidal medium in the presence of a magnetic field parallel to the optical axis is considered. In the perturbation theory approximation the relationships between the amplitudes of wave components are found: in zero-order approximation the consideration of three waves leads particularly to the essential change of the formula describing the rotation ability. The expressions describing the optical circular dichroism are obtained and some results concerning the exact solution of the dispersion equation and the medium lamination are given.