

ВЛИЯНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ И СЛАБОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

О.С. ЕРИЦЯН, И.М. МУРАДЯН, М.С. ГИШЯН, Г.А. ТОВМАСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 июня 1994 г.)

Рассмотрено распространение света вдоль оси холестерического жидкого кристалла в присутствии магнитооптической активности и пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. Получено дисперсионное уравнение. Обсуждено смещение границ области дифракционного отражения и получены выражения для вкладов в поворот плоскости поляризации, обусловленных магнитооптической активностью и пространственной дисперсией.

1. Введение

Право-левая асимметрия пространственной структуры холестерических жидких кристаллов (ХЖК) обуславливает способность вращения плоскости поляризации распространяющегося в них света [1]. Имеются еще два широко распространенных механизма право-левой асимметрии — магнитооптическая активность и пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости, которые также могут существовать в ХЖК, обуславливая новые свойства этих сред. Отметим появление новых областей дифракционного отражения в присутствии сильной пространственной дисперсии [2] и необратимость волн в присутствии магнитооптической активности [3].

Ниже получено дисперсионное уравнение в присутствии упомянутых трех типов право-левой асимметрии, из которого следует обсуждаемая вкратце необратимость волн.

Для упомянутых трех типов гиротропии, как следует из полученных в дальнейшем выражений, характерна различная

зависимость поворота плоскости поляризации от частоты и шага спирали, что дает основание для разделения вкладов различных механизмов гиротропии в общем повороте плоскости поляризации. Думается, что установление вида зависимости от частоты и шага спирали тех вкладов в поворот, которые обусловлены рассматриваемой в настоящей работе слабой пространственной дисперсией и магнитооптической активностью, представляет также самостоятельный интерес.

2. Материальные уравнения, дисперсионное уравнение и соотношения между компонентами амплитуд полей

Материальные уравнения в присутствии пространственной дисперсии и магнитооптической активности имеют вид

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \gamma \operatorname{rot} \mathbf{E} + i[\mathbf{g} \mathbf{E}],$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости, диагональный в локальной системе координат x, y, z ($\epsilon_{xx} = \epsilon_1, \epsilon_{yy} = \epsilon_2$), с осью z , параллельной оси среды, γ — параметр, описывающий пространственную дисперсию, $\mathbf{g}$ — вектор гирации, описывающий магнитооптическую активность и параллельный оси z . Ниже будем рассматривать распространение вдоль оси z , так что если вместо $\gamma \operatorname{rot} \mathbf{E}$ в (1) записать его общее выражение [4]

$$\gamma_{ijl} \frac{\partial E_l}{\partial x_j},$$

то в наших соотношениях будут фигурировать только γ_{xyz} и $\gamma_{yxz} = -\gamma_{xyz}$. В (1) под γ будем подразумевать значение γ_{xyz} , установленное в магнитном поле. Отметим тем не менее, что разложение γ_{ijl} по степеням магнитного поля начинается с квадратичных членов [5], поэтому имея в виду малость γ и считая $\mathbf{g} \sim \gamma$, величину γ можем считать неизменной при внесении среды в магнитное поле, если не учитывать кубические и высшие степени этих параметров. Под ϵ_{ij}

также будем подразумевать значения этих величин, установленные в магнитном поле.

Для получения дисперсионного уравнения будем пользоваться методом перехода в волновом уравнении к компонентам полей и индукций, отнесенным к осям x, y, z локальной системы координат [6,3]. Представим векторы E, D, B, H в виде (записываем выражение только для E)

$$E(z,t) = \sum_m \mathcal{E}_m \exp i(K_m z - \omega t). \quad (2)$$

В соотношениях (2) $K_m = 2\pi/\lambda_m$, λ_m — пространственный период изменения компонент $\mathcal{E}_{mx}$, $\mathcal{E}_{my}$ поля, отнесенных к осям x, y . Подставив (2) в волновое уравнение, приходим к следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \mathcal{E}_{mx} + i \left[\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g \right] \mathcal{E}_{my} &= 0, \\ -i \left[\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g \right] \mathcal{E}_{mx} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \mathcal{E}_{my} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$a = 2\pi/\sigma$, где σ — шаг спирали.

Из (3) получаем уравнение для K_m как условие существования нетривиального решения системы (3):

$$\begin{aligned} K_m^4 - \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 + 2a^2 + 2a \frac{\omega^2}{c^2} \gamma + \frac{\omega^4}{c^4} \gamma^2 \right) K_m^2 - 2 \left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) \frac{\omega^2}{c^2} g K_m + \\ + \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right) - \frac{\omega^4}{c^4} g^2 \right] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (3) получаем также соотношения между амплитудами $\mathcal{E}_{mx}$ и $\mathcal{E}_{my}$ для каждого из четырех фиксированных m (соответствующих четырем решениям уравнения (3)):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{my} &= i \frac{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right)}{\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{mx}, \\ \mathcal{E}_{mx} &= -i \frac{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \gamma a \right)}{\left(2a + \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right) K_m + \frac{\omega^2}{c^2} g} \mathcal{E}_{my}, \end{aligned} \quad (5)$$

3. Необратимость волн

В [3] и [7] необратимость волн рассмотрена для однородных сред, обладающих пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости и для сред со спиральной структурой, в отсутствие пространственной дисперсии (присутствие внешнего магнитного поля везде подразумевается). В (4) присутствуют оба механизма необратимости, соответствующие упомянутым двум ситуациям, так как пространственная дисперсия, закрученность среды, магнитооптическая активность присутствуют одновременно. Поэтому имеются два источника необратимости:

а) Одновременное существование магнитооптической активности ($g \neq 0$) и пространственной дисперсии ($\gamma \neq 0$). При $a=0$ (переход к однородной среде без закрученности) получаем случай, рассмотренный в [7] (но соответствующий случаю распространения волны вдоль направления вектора гирации $\vec{g}$; в [7] направление распространения ничем не ограничено).

б) Одновременное существование магнитооптической активности и закрученности ($g \neq 0, a \neq 0$). Необратимость при $g \neq 0$ отсутствует, когда одновременно равны нулю a (нет закрученности) и γ (нет пространственной дисперсии).

В конце настоящего пункта отметим, что с помощью (4) можно определить смещение граничных частот области дифракционного отражения ХЖК при одновременном присутствии пространственной

дисперсии и магнитооптической активности. А именно, смещенные границы определяются из условия, что на граничных частотах уравнение (4) должно иметь кратные корни (см. [3], случай $\gamma=0$).

4. Поворот плоскости поляризации

Поворот плоскости поляризации θ на длине пути луча L определяется по формуле [1, 2]:

$$\theta = \frac{k^4 \Delta^2}{8a(k^2 - a^2)} L, \quad k = \frac{\omega}{c} \sqrt{(\epsilon_1 + \epsilon_2)/2}, \quad \Delta = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (6)$$

Этой формулой можно пользоваться при выполнении условия $k \ll a$, как раз обеспечивающего малую эллиптичность поляризации суммарной волны в среде при падении на ее границу плоскополяризованной волны [3].

4.1 Вклад пространственной дисперсии

Согласно [3], учет пространственной дисперсии эквивалентен замене в дисперсионном уравнении $a \rightarrow a + \delta a$, где $\delta a = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma$. Поэтому изменение $\delta \theta_\gamma$ поворота плоскости поляризации, обусловленное присутствием пространственной дисперсии, равно

$$\delta \theta_\gamma = \frac{\partial \theta}{\partial a} \delta a \quad (7)$$

Пользуясь соотношением (6) для θ , получаем (пренебрегая k^2 в выражении $k^2 - a^2$)

$$\delta \theta_\gamma = -\frac{3}{16} k^4 \Delta^2 a^{-4} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma L. \quad (8)$$

Этой формулой определяется вклад пространственной дисперсии в общий поворот плоскости поляризации.

4.2 Вклад магнитооптической активности

Такой вклад обусловлен тем, что параметр g входит с различными знаками в изменение величин K_m , соответствующих дифрагирующей и недифрагирующей поляризации [3] (т.е. внешнее магнитное поле ускоряет волну с одной циркулярной поляризацией и замедляет волну с обратной циркулярной поляризацией):

$$\begin{aligned} K_{1,2}(g) &= K_{1,2} + \frac{\omega^2}{c^2} g B', \\ K_{3,4}(g) &= K_{3,4} - \frac{\omega^2}{c^2} g B', \\ B &= \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

K_m — корни уравнения (4) при $g=0$, $K_m(g)$ — корни при $g \neq 0$. С помощью выражения для угла поворота плоскости поляризации на длине пути луча L [1,2]

$$\theta = \frac{1}{2} [(K_1 + a) - (K_3 - a)] L, \quad (10)$$

из которого получается также выражение (6) для θ , приходим к следующей формуле для магнитооптического вклада в угол поворота плоскости поляризации:

$$\delta\theta_g = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} g}{\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2} \right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}} L. \quad (11)$$

Последнее соотношение можно записать в следующем виде, пренебрегая первым членом в подкоренном выражении относительно второго:

$$\delta\theta_g = \frac{\frac{\omega}{c} g L}{2a \sqrt{\frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}} \quad (12)$$

Таким образом, углы поворота, обусловленные закрученностью среды, пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости и магнитооптической активностью, имеют совершенно различную зависимость от частоты, шага спирали, а также от компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Отметим, что само существование величины g обусловлено частотной дисперсией диэлектрической проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Беляков, А.С. Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. В.Г. Каменский, Е.И. Кац. Оптика и спектр., 45, 1106 (1978).
3. О.С. Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, "Айастан", 1988.
4. В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М, Наука, 1979.
5. М.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М. - Л, ТИТЛ, 1951.
6. С. W. Oseen. Trans. Farad. Soc., 29, 883 (1933).
7. О.С. Ерицян. УФН, 138, 645 (1982).

INFLUENCE OF MAGNETOOPTICAL ACTIVITY AND WAVE SPATIAL DISPERSION ON THE OPTICAL PROPERTIES OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

H. (O.) S. ERITSYAN, I. M. MURADYAN, M. S. GISHYAN, H. H. TOVMASIAN

The light propagation along the axis of the cholesteric liquid crystals in the presence of magneto-optical activity and spatial dispersion of dielectric permittivity is considered. The dispersion equation is obtained. The shift of the diffracted reflection region's boundaries is discussed and the expressions for the contribution to the rotation of the polarization plane, conditioned by the magneto-optical activity and the spatial dispersion, are obtained.