УДК 535.56 : 548.0

ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ СО СКАЛЯРНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ. II

Ф. А. Лопашин и *А. Н. Сердюков*

Проведено теоретическое рассмотрение оптических свойств поглощающих гиротропных кристаллов в точке пересечения дисперсионных кривых главных значений тензора диэлектрической проницаемости. Показано, что при определенной ориентации волновой нормали такие кристаллы могут обнаруживать недихроичное поглощение, сопровождающееся вращением плоскости поляризации. В некоторых случаях возможен круговой дихроизм при отсутствии оптического вращения.

Продолжая изучение естественной оптической активности ε-изотропных кристаллов, рассмотрим особенности поглощения световых волн в таких кристаллах. Как и в предыдущей работе [1], будем исходить из материальных уравнений

$$\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+i\alpha\mathbf{H},$$
$$\mathbf{B}=\mathbf{H}-i\tilde{\alpha}\mathbf{E},$$

полагая скалярную диэлектрическую проницаемость ε_0 и псевдотензор оптической активности α комплексными величинами. Тильда означает транспонирование.

Здесь мы полагаем, что дисперсионные кривые главных значений вещественной ε' и мнимой ε'' частей тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon=\varepsilon'+i\varepsilon''$ пересекаются при одном и том же значении длины волны $\lambda=\lambda_i$.

При $\mathbf{n}\gamma\mathbf{n}\neq0$, где $\gamma=\mathrm{Sp}\alpha-\tilde{\alpha}$ — псевдотензор гирации, аналогично [1] определим с точностью до членов первого порядка по параметрам гиротропии вещественные и мнимые части комплексных показателей преломления $n_\pm=n'_\pm+in''_\pm$ циркулярно поляризованных монохроматических (с длиной волны λ_i) плоских волн

$$n'_\pm=\sqrt{\frac{\varepsilon'_0}{2}+\sqrt{\frac{\varepsilon'^2_0}{4}+\varepsilon''^2_0}}\pm\frac{1}{2}\mathbf{n}\gamma'\mathbf{n}, \qquad (1)$$

$$n''_\pm=\sqrt{-\frac{\varepsilon'_0}{2}+\sqrt{\frac{\varepsilon'^2_0}{4}+\varepsilon''^2_0}}\pm\frac{1}{2}\mathbf{n}\gamma''\mathbf{n}, \qquad (2)$$

где ε'_0 и ε''_0 — вещественная и мнимая части диэлектрической проницаемости ε_0, γ' и γ'' — вещественная и мнимая части псевдотензора гирации: $\varepsilon_0=\varepsilon'_0+i\varepsilon''_0$, $\gamma=\gamma'+i\gamma''$.

Полученные соотношения (1), (2) означают, что в рассматриваемых кристаллах оптическое вращение должно сопровождаться круговым дихроизмом, причем для конкретного кристалла характер обоих явлений будет определяться ориентацией волновой нормали $\mathbf{n}$. В соответствии с результатами работы [2] из (1), (2) следует, что при падении линейно поляризованной волны на слой толщины d прошедшая волна оказывается эллиптически поляризованной с эллиптичностью (отношением полуосей эллипса поляризации)

$$\tau=\mathrm{th}\,\frac{\pi d\mathbf{n}\gamma''\mathbf{n}}{\lambda_i}, \qquad (3)$$

причем большая ось эллипса поляризации оказывается повернутой на угол

$$\psi = \frac{\pi d \mathbf{n} \gamma' \mathbf{n}}{\lambda_i} \tag{4}$$

по отношению к направлению поляризации падающей волны. Таким образом, распространение электромагнитных волн в гиротропных кристаллах с «изотропной точкой» λ_i, находящейся в окрестности полосы поглощения, в общем случае наряду с оптическим вращением должно сопровождаться преимущественным поглощением одной из двух циркулярно поляризованных волн (круговым дихроизмом). Из формул (3) и (4) следует, что при $\mathbf{n}\gamma''\mathbf{n}=0$ и $\mathbf{n}\gamma'\mathbf{n}\neq 0$ круговой дихроизм отсутствует, так что в ε-изотропном кристалле в принципе могут существовать направления, вдоль которых возможно недихроичное поглощение, т. е. поглощение без изменения эллиптичности волны с одновременным поворотом плоскости поляризации. Наоборот, вдоль направлений $\mathbf{n}$, для которых $\mathbf{n}\gamma'\mathbf{n}=0$, фазовые скорости циркулярно поляризованных волн совпадают, и оптическое вращение исчезает. При этом сохраняется преимущественное поглощение одной из этих волн, если одновременно $\mathbf{n}\gamma''\mathbf{n}\neq 0$.

Обратимся к рассмотрению конкретных кристаллических классов, которые допускают отмеченные особенности естественной оптической активности и кругового дихроизма.

1. Класс $\bar{4}$. Тензор гирации для кристаллов этого класса в декартовой системе координат x, y, z с осью z, направленной вдоль зеркально-поворотной оси четвертого порядка, представится в виде матрицы

$$\gamma = \begin{pmatrix} \gamma_0 & \gamma_1 & 0 \\ \gamma_1 & -\gamma_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

или в ковариантной форме

$$\gamma = \gamma_0 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}) + \gamma_1 (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot \mathbf{a}),$$

где $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ — единичные векторы осей x и y; точка означает прямое (диадное) произведение векторов. При наличии поглощения в кристаллах компоненты тензора гирации являются в общем случае комплексными параметрами [2, 3]. Выделяя вещественную и мнимую части

$$\gamma_0 = \gamma_0' + i\gamma_0'', \quad \gamma_1 = \gamma_1' + i\gamma_1''$$

и вводя угол θ между вектором волновой нормали и осью z и угол φ между проекцией $\mathbf{n}$ на плоскость (x, y) и осью x, для выражений (3) и (4) получаем

$$\tau = \operatorname{th}\left[\frac{\pi d}{\lambda_i}(\gamma_0'' \cos 2\varphi + \gamma_1'' \sin 2\varphi) \sin^2\theta\right], \tag{5}$$

$$\psi = \frac{\pi d}{\lambda_i}(\gamma_0' \cos 2\varphi + \gamma_1' \sin 2\varphi) \sin^2\theta. \tag{6}$$

Из этих выражений следует, что при соблюдении неравенства $\gamma_0'\gamma_1'' \neq \gamma_0''\gamma_1'$ в кристаллах рассматриваемого класса возможно недихроичное поглощение вдоль направлений волновой нормали, определяемых углом φ, для которого

$$\gamma_0'' \cos 2\varphi + \gamma_1'' \sin 2\varphi = 0$$

или

$$\operatorname{tg} 2\varphi = -\frac{\gamma_0''}{\gamma_1''}. \tag{7}$$

При этом будет происходить поворот плоскости поляризации, определяемый, согласно (6), (7), выражением

$$\psi = \frac{\pi d (\gamma_0'\gamma_1'' - \gamma_0''\gamma_1')}{\lambda_i \sqrt{\gamma_0''^2 + \gamma_1''^2}} \sin^2\theta. \tag{8}$$

При угле φ, для которого

$$\operatorname{tg} 2\varphi = -\frac{\gamma_0'}{\gamma_1'}, \tag{9}$$

ψ обращается в нуль, так что оптическое вращение отсутствует. Однако выражение (5) для эллиптичности τ прошедшей волны, если падающая волна поляризована линейно, вообще говоря, отлично от нуля

$$\tau = \operatorname{th}\left[\frac{\pi d\,(\gamma_0''\gamma_1' - \gamma_0'\gamma_1'')}{\lambda_i\sqrt{\gamma_0'^2 + \gamma_1'^2}} \sin^2\theta\right]. \tag{10}$$

Таким образом, в ε-изотропных кристаллах класса $\bar{4}$ вдоль направлений волновой нормали с азимутом φ, определяемым равенством (9), возможен циркулярный дихроизм при отсутствии оптического вращения.

Анализ формул (5) и (6) позволяет определить направления волновой нормали в кристалле, вдоль которых оптическое вращение или круговой дихроизм будут максимальными. Вращение будет максимальным в плоскости (x, y) для значений φ, удовлетворяющих соотношению

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{\gamma_1'}{\gamma_0'},$$

и будет достигать величины

$$\psi = \frac{\pi d}{\lambda_i}\sqrt{\gamma_0'^2 + \gamma_1'^2},$$

причем направление вращения меняется на противоположное при повороте вокруг z на угол $\pi/2$.

Круговой дихроизм также достигает наибольшей величины в плоскости (x, y) при значении φ, определяемом из выражения

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{\gamma_1''}{\gamma_0''},$$

и приводит к эллиптичности

$$\tau = \operatorname{th}\left(\frac{\pi d}{\lambda_i}\sqrt{\gamma_0''^2 + \lambda_1''^2}\right).$$

2. Классы 3, 32, 4, 422, 6, 622. В декартовой системе координат x, y, z с осью z, ориентированной вдоль кристаллографической оси высшего порядка, тензор гирации имеет следующий матричный вид

$$\gamma = \begin{pmatrix} \gamma_1 & \gamma_3 & 0 \\ -\gamma_3 & \gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_2 \end{pmatrix}, \tag{11}$$

причем для кристаллов классов 32, 422 и 622 параметр γ_3 обращается в нуль. Как и в предыдущем случае, представляя комплексные параметры γ_1 и γ_2 тензора гирации через из вещественные γ_1', γ_2' и мнимые γ_1'', γ_2'' части

$$\gamma_1 = \gamma_1' + i\gamma_1'', \quad \gamma_2 = \gamma_2' + i\gamma_2''$$

и вводя угол θ между оптической осью кристалла и волновой нормалью $\mathbf{n}$, из (3), (4), (11) получим выражения для величин τ и ψ применительно к кристаллам рассматриваемых классов

$$\tau = \operatorname{th}\left[\frac{\pi d}{\lambda_i}(\gamma_1'' \sin^2\theta + \gamma_2'' \cos^2\theta)\right], \tag{12}$$

$$\psi = \frac{\pi d}{\lambda_i}(\gamma_1' \sin^2\theta + \gamma_2' \cos^2\theta). \tag{13}$$

Если вещественные параметры γ_1' и γ_2' имеют различные знаки, то аналогично случаю непоглощающих кристаллов [1] оптическое вращение будет отсутствовать вдоль направлений, образующих коническую поверхность, для которой

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{\gamma_1'}{\gamma_1' - \gamma_2'}}. \tag{14}$$

При этом оптическая активность может проявляться лишь в форме кругового дихроизма, который будет определяться формулой для эллиптичности

$$\tau = \mathrm{th}\left[\frac{\pi d\,(\gamma_1'\gamma_2'' - \gamma_1''\gamma_2')}{\lambda_i\,(\gamma_1' - \gamma_2')}\right], \tag{15}$$

вытекающей из соотношений (12), (14).

Круговой дихроизм будет отсутствовать вдоль конуса направлений, для которых

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{\gamma_1''}{\gamma_1'' - \gamma_2''}}, \tag{16}$$

если различаются знаками параметры γ_1'' и γ_2''. В этих направлениях недихроичное поглощение будет сопровождаться поворотом плоскости поляризации линейно поляризованной волны. С учетом (16) из (13) находим величину такого поворота

$$\psi = \frac{\pi d\,(\gamma_1'\gamma_2'' - \gamma_1''\gamma_2')}{\lambda_i\,(\gamma_2'' - \gamma_1'')} \tag{17}$$

при прохождении кристаллического слоя толщины d.

В кристаллах рассматриваемых классов оптическое вращение и круговой дихроизм будут достигать наибольших величин в направлениях, перпендикулярных и параллельных оптической оси.

Литература

[1] Б. В. Бокуть, Ф. А. Лопашин, А. Н. Сердюков. Опт. и спектр., *40*, 319, 1976.
[2] Б. В. Бокуть, А. Н. Сердюков, В. В. Шепелевич. Опт. и спектр., *37*, 120, 1974.
[3] H. Nakano, H. Kimura, J. Phys. Soc. Japan, *27*, 519, 1969.

Поступило в Редакцию 10 февраля 1975 г.