

УДК 535.2:535.565.3

© 1992 г. БОКУТЬ Б. В.

КРИСТАЛЛЫ С ПЕРЕСЕКАЮЩИМИСЯ ДИСПЕРСИОННЫМИ
КРИВЫМИ ГЛАВНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ

Дано теоретическое обоснование существования ϵ -изотропии в одноосных и двуосных гиротропных кристаллах. Изучена поляризация электромагнитных волн, распространяющихся в направлениях оптических осей двуосных гиротропных кристаллов, а также в направлении оптической оси в случае превращения их в одноосные кристаллы. Показано, что если плоскость оптических осей планальных двуосных кристаллов будет расположена в плоскости, перпендикулярной плоскости симметрии, то при превращении таких кристаллов в одноосные оптическая ось становится изотропной и проявление гиротропии не будет иметь места.

Неэнантиоморфные одноосные кристаллы классов $\bar{4}2m$, $\bar{4}$ и двуосные кристаллы классов симметрии $2mm$, m , у которых плоскость оптических осей параллельна плоскости симметрии, в проходящем свете не проявляют свойств оптической активности; в направлении оптической оси и плоскостей симметрии эти кристаллы не вращают плоскость поляризации света, а в направлениях волновых нормалей, отличных от направления оптической оси и плоскостей симметрии, свойства активности маскируются большими эффектами дупреломления.

В 1967 г. М. Хобден нашел [1, 2], что кристалл AgGaS_2 , принадлежащий к классу $\bar{4}2m$, обладает замечательным свойством, заключающемся в том, что на длине волны 4974 \AA дупреломление кристалла изменяет знак. Точно на этой длине волны кристалл становится оптически изотропным в отношении диэлектрических свойств (ϵ -изотропным), т.е. на длине волны $\lambda_i = 4974 \text{ \AA}$ главные компоненты тензора диэлектрической проницаемости становятся равными: $\epsilon_o(\lambda_i) = \epsilon_e(\lambda_i)$. Это дает основание считать, что в любом направлении волновых нормалей, отличных от направления оптической оси и не лежащих в плоскостях симметрии, кристалл должен проявлять свойство вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света на этой длине волны. Действительно, пластинки, вырезанные перпендикулярно осям симметрии второго порядка, показали вращательную способность 522 град/мм , причем знаки вращения по обеим осям были различными. В направлении оптической оси и в плоскостях симметрии вращения плоскости поляризации не наблюдалось.

Аналогичные результаты получены и на кристалле CdGa_2S_4 [3, 4], который принадлежит к классу симметрии $\bar{4}$. При комнатной температуре этот кристалл становится ϵ -изотропным на длине волны $\lambda_i = 4872 \text{ \AA}$. Плоскость поляризации линейно поляризованного света на этой длине волны, распространяющегося вдоль особых кристаллографических направлений, перпендикулярных оптической оси, оказалась повернутой на углы $17,3$ и $11,6 \text{ град/мм}$. Под действием температуры точка изотропии кристалла может перемещаться в значительном интервале длин волн — от 4825 \AA при 0° C до 5780 \AA при 400° C .

В [5] сообщалось, что кристалл бензила, относящийся к классу 32, на длине волны $\lambda_i \sim 4200 \text{ \AA}$ также становится ϵ -изотропным. Аналогичной особенностью обладают кристаллы CuGaS_2 [6], CdS , CdSe [7], ZnSe ; GaAs , CdTe [8], LiNbO_3 [9], CdSiP_2 [10].

Следует отметить, что явление пересечения кривых дисперсии главных значений тензора диэлектрической проницаемости известно достаточно давно, в том числе и в двусных кристаллах. Например, кристалл брукита TiO_2 на длине волны $\lambda_i = 5500 \text{ \AA}$ становится одноосным [11]. На длинах волн $\lambda < \lambda_i$ оптические оси лежат в одной главной диэлектрической плоскости кристалла (например, плоскости (a_1, a_3) , $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$), а на длинах волн $\lambda > \lambda_i$ плоскость оптических осей переходит в другую главную диэлектрическую плоскость кристалла (плоскость (a_2, a_3) при $\epsilon_2 < \epsilon_1 < \epsilon_3$). Оптические оси c_1, c_2 на длине волны λ_i схлопываются и оптической осью становится вектор $a_3 = c_1 = c_2 = c$. При этом $\epsilon_1(\lambda_i) = \epsilon_2(\lambda_i)$ (рис. 1).

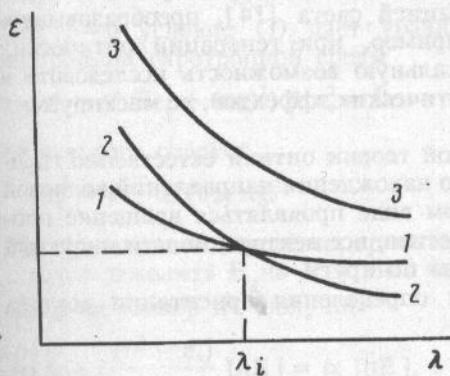


Рис. 1

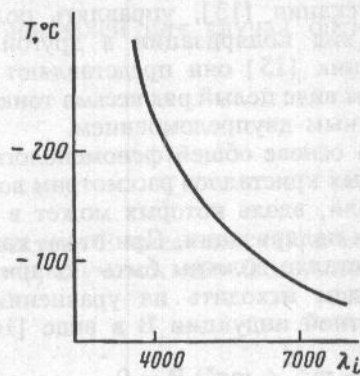


Рис. 2

Рис. 1. Кривые дисперсии главных значений тензора диэлектрической проницаемости ϵ_1 (1), ϵ_2 (2), ϵ_3 (3) кристалла

Рис. 2. Соотношение между длиной волны света λ_i и температурой, при котором кристалл $\text{NH}_4\text{H}_3(\text{SeO}_3)_2$ является оптически одноосным

Рис. 3. Возможное расположение кривых дисперсии диэлектрических проницаемостей ϵ_1 (1), ϵ_2 (2), ϵ_3 (3) для оптически двусного кристалла

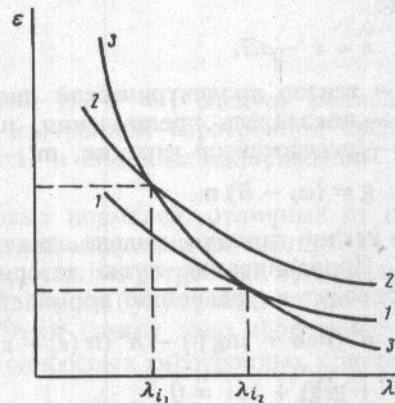


Рис. 3

В этом отношении большой интерес представляет кристалл тригидроселенита аммония $\text{NH}_4\text{H}_3(\text{SeO}_3)_2$, принадлежащий к классу симметрии 222 ромбической сингонии [12]. Этот кристалл обладает значительной вращательной способностью; водный раствор его неактивен. При определенном соотношении между длиной волны λ_i и температурой он становится оптически одноосным, а оптической осью — биссектриса острого угла между оптическими осями кристалла. Как видно из рис. 2, λ_i изменяется в значительном интервале под действием температуры.

Нам представляется, что ничто не запрещает существование таких

двуосных кристаллов, у которых одна дисперсионная кривая, например ϵ_3 , может пересекать в каких-то точках λ_{i_1} и λ_{i_2} две другие дисперсионные кривые главных диэлектрических проницаемостей (рис. 3). При этом, если в области A кристалл был положительным ($\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$), т. е. $\epsilon_2 < \frac{1}{3}(\epsilon)_c$, то в области B он становится отрицательным, а в области C — снова положительным, и плоскость оптических осей перемещается из плоскости главных диэлектрических осей кристалла (a_1, a_3) в плоскость (a_1, a_2) и затем в плоскость (a_3, a_2), а осями одноосного кристалла становятся главные диэлектрические оси кристалла a_1 и a_2 .

Вероятно, не следует исключать и такой случай, когда все три дисперсионные кривые главных диэлектрических проницаемостей пересекутся в одной точке и двуосный кристалл в этой точке будет оптически изотропным.

Такие ϵ -изотропные кристаллы имеют практическое применение. С их помощью можно строить управляемые частотные фильтры с узкой полосой пропускания [13], управлять поляризацией света [14], преобразовывать один вид поляризации в другой, например, при генерации оптических гармоник [15] они представляют уникальную возможность исследовать в чистом виде целый ряд весьма тонких оптических эффектов, не маскируемых линейным двупреломлением.

На основе общей феноменологической теории оптики естественно гиротропных кристаллов рассмотрим вопрос о нахождении направлений волновой нормали, вдоль которых может в чистом виде проявляться вращение плоскости поляризации. При этом, как известно, все векторы поля и индукций в кристалле должны быть поляризованы по кругу.

Будем исходить из уравнения для определения ориентации вектора магнитной индукции B в виде [16]

$$(\hat{\epsilon} + m^x^2 + i\text{ng}^x) B = 0, \quad (1)$$

где

$$\hat{\epsilon} = \epsilon - \alpha\tilde{\alpha}, \quad (2)$$

ϵ — тензор диэлектрической проницаемости, $m = \eta p$ — вектор рефракции, n — показатель преломления, p — единичный вектор волновой нормали, α — псевдотензор гирации, m^x — тензор, дуальный вектору m ,

$$g = (\alpha_c - \tilde{\alpha}) p \quad (3)$$

— вектор гирации, тильда означает транспонирование, «с» — след тензора.

Приравнивание нулю детерминанта тензора, стоящего при B в (1), приводит к уравнению нормалей

$$n^4 (n\hat{\epsilon}n + [ng]^2) - n^2 (n(\tilde{\epsilon}_c - \tilde{\epsilon})n + g\hat{\epsilon}g) + |e| = 0. \quad (4)$$

Для всех одноосных гиротропных кристаллов тензор $\hat{\epsilon}$ может быть записан следующим образом:

$$\hat{\epsilon} = a + bc \cdot c, \quad (5)$$

$$a = \epsilon_o - \alpha_{11}^2 - \alpha_{12}^2, \quad b = \epsilon_e - \epsilon_o + \alpha_{11}^2 + \alpha_{12}^2 - \alpha_{33}^2,$$

причем при $\alpha_{33} = 0$ тензор $\hat{\epsilon}$ относится к инверсионно-примитивному классу кристаллов, при $\alpha_{33} = \alpha_{12} = 0$ — к инверсионно-планальному классу, при $\alpha_{12} = 0$ — к аксиальным классам, при $\alpha_{11} = \alpha_{33} = 0$ — к планальным классам и в общем случае — к примитивным одноосным кристаллам.

Для того чтобы вектор \mathbf{B} был циркулярно поляризован, необходимо выполнение условия ([16], с. 338)

$$[\mathbf{ng}] [\mathbf{n} [\hat{\varepsilon}\mathbf{n}, \hat{\varepsilon}\mathbf{g}]] = 0, \quad (6)$$

$$[\mathbf{n}, (\hat{\varepsilon} - m\hat{\varepsilon}m) [\mathbf{ng}]]^2 - (m\hat{\varepsilon}g) [\mathbf{ng}]^2 = 0. \quad (7)$$

Учитывая (5), равенство (6) принимает форму

$$ab [\mathbf{nc}] [\mathbf{ng}] \cdot [\mathbf{nc}] \mathbf{g} = 0. \quad (8)$$

Исключая случаи расположения волновой нормали в плоскостях симметрии, а также вдоль оптической оси (при $\mathbf{n} = \mathbf{c}$ в аксиальных и примитивных классах кристаллов все векторы поля и индукций поляризованы по кругу), из равенства (8) следует условие круговой поляризации: $b = 0$. Пренебрегая членами второго порядка малости относительно параметров гирации, это условие запишется в виде

$$\varepsilon_o = \varepsilon_e. \quad (9)$$

При $b = 0$ условие (7) дает уравнение нормалей для случая оптически изотропной гиротропной среды

$$n^4 - n^2 (2\varepsilon_o + (\mathbf{ng})^2) + \varepsilon_o^2 = 0,$$

из которого следует

$$n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_o} \pm (1/2) \mathbf{ng}.$$

Уравнение для определения ориентации вектора \mathbf{E} имеет вид (1), в котором следует заменить \mathbf{B} на \mathbf{E} . При $b = 0$, $\varepsilon_o = \varepsilon_e$ с учетом $\mathbf{nE} = 0$ и умножения слева на тензор \mathbf{n}^* , получим

$$\mathbf{E} = i \frac{(n^2 - \varepsilon_o)}{n\mathbf{ng}} [\mathbf{nE}] = i\kappa [\mathbf{nE}],$$

причем $\kappa^2 = 1$. Поэтому

$$\mathbf{E} = \pm i [\mathbf{nE}],$$

т. е. вектор \mathbf{E} также поляризован по кругу. Из $\kappa^2 = 1$ следует выписанное уравнение нормалей для оптически изотропной гиротропной среды. Аналогично можно показать, что векторы \mathbf{H} и \mathbf{D} также поляризованы по кругу.

Таким образом, в направлениях волновых нормалей, отличных от направления оптической оси, векторы магнитной индукции (и векторы \mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{H}) будут поляризованы по кругу для тех одноосных гиротропных кристаллов, у которых главные диэлектрические проницаемости будут равны на какой-то определенной длине волны $\varepsilon_o(\lambda_i) = \varepsilon_e(\lambda_i)$. Этим самым дано теоретическое обоснование существования ε -изотропии в одноосных гиротропных кристаллах.

Обратимся к двuosным гиротропным кристаллам класса 2. В псевдотензоре α для таких кристаллов

$$\alpha = \alpha_{11}\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_1 + \alpha_{22}\mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_2 + \alpha_{33}\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}_3 + \alpha_{13}\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_3 + \alpha_{31}\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}_1, \quad (10)$$

тройка ортонормированных векторов \mathbf{a}_i ($i = 1, 2, 3$) является главными диэлектрическими осями кристалла. Отметим, что при $\alpha_{13} = \alpha_{31} = 0$ псевдотензор (10) будет относиться к двuosным гиротропным кристаллам класса 222.

Рассмотрим случай, когда плоскость оптических осей ($\mathbf{c}_1, \mathbf{c}_2$) перпендикулярна кристаллографической оси второго порядка L_2 , причем

$L_2 \parallel a_2$. Тогда векторы a_i будут выражаться через c_1, c_2 следующим образом:

$$a_1 = \frac{c_1 + c_2}{\sqrt{2(1 + c_1 c_2)}}, \quad a_2 = \frac{[c_1 c_2]}{\sqrt{[c_1 c_2]^2}}, \quad a_3 = \frac{c_1 - c_2}{\sqrt{2(1 - c_1 c_2)}}. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получаем выражения для векторов гирации (3) при распространении волн вдоль оптических осей c_1 и c_2 соответственно

$$g_{(c_1)} = (\beta - \delta_+) c_1 + (\gamma - \delta_-) c_2, \quad g_{(c_2)} = (\beta + \delta_+) c_2 + (\gamma - \delta_-) c_1, \quad (12)$$

где $\beta = (1/2)(\alpha_{11} + 2\alpha_{22} + \alpha_{33})$,

$$\delta_{\pm} = (1/2)(\delta_{13} \operatorname{ctg} V \pm \alpha_{31} \operatorname{tg} V),$$

$$\gamma = (1/2)(\alpha_{33} - \alpha_{11}).$$

Здесь V — полуугол между оптическими осями c_1, c_2 . Так как $c \epsilon c_i = a^2 |\epsilon|$, $c_i (\bar{\epsilon}_c - \bar{\epsilon}) c_i = 2a |\epsilon|$, то для показателей преломления из уравнения нормалей имеем

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{a} \pm \frac{1}{a\sqrt{a}} \{(a + bc_1 c_2) c_g - bc_k g\}, \quad (13)$$

где $a = \epsilon_2^{-1}$, $b = (1/2)(\epsilon_3^{-1} - \epsilon_1^{-1})$, $i, k = 1, 2$, причем $i \neq k$. Введем в рассмотрение лучевые векторы $s_{1,2} = (a + bc_1 c_2) c_{1,2} - bc_{2,1}$. При этом (13) можно переписать следующим образом:

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{a} \pm \frac{1}{a\sqrt{a}} s_g. \quad (14)$$

Теперь из (12) и (13) имеем выражения для показателя преломления

$$n_{\pm(c_1)}^2 = \epsilon_2 \pm \frac{1}{2} \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} \left\{ \frac{\alpha_{11}}{\epsilon_1} (1 - c_1 c_2) + 2 \frac{\alpha_{22}}{\epsilon_2} + \frac{\alpha_{33}}{\epsilon_3} (1 + c_1 c_2) - \left(\frac{\alpha_{13}}{\epsilon_1} + \frac{\alpha_{31}}{\epsilon_3} \sqrt{[c_1 c_2]^2} \right) \right\}, \quad (15)$$

$$n_{\pm(c_2)}^2 = \epsilon_2 \pm \frac{1}{2} \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} \left\{ \frac{\alpha_{11}}{\epsilon_1} (1 - c_1 c_2) + 2 \frac{\alpha_{22}}{\epsilon_2} + \frac{\alpha_{33}}{\epsilon_3} (1 + c_1 c_2) + \left(\frac{\alpha_{13}}{\epsilon_1} + \frac{\alpha_{31}}{\epsilon_3} \right) \sqrt{[c_1 c_2]^2} \right\}.$$

Учитывая, что $1 - c_1 c_2 = 2 \sin^2 V$, $1 + c_1 c_2 = 2 \cos^2 V$, $\sqrt{[c_1 c_2]^2} = 2 \sin V \cos V$, выражения (15) можно записать в виде

$$n_{\pm(c_1, c_2)}^2 = \epsilon_2 \pm \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} \left\{ \frac{\alpha_{11}}{\epsilon_1} \sin^2 V + \frac{\alpha_{22}}{\epsilon_2} + \frac{\alpha_{33}}{\epsilon_3} \cos^2 V \mp \left(\frac{\alpha_{13}}{\epsilon_1} + \frac{\alpha_{31}}{\epsilon_3} \right) \sin V \cos V \right\}.$$

Отметим, что из (13) и (14) следует условие изотропии оптических осей двuosных гиротропных кристаллов

$$s_g = (a + bc_1 c_2) c_g - bc_k g = 0. \quad (16)$$

Легко показать, что это условие аналогично условию изотропии оптических осей, полученному в [17]

$$c_d = 0,$$

где $q = ((\epsilon^{-1}\alpha)_c - \epsilon^{-1}\alpha) c_r$.

Из уравнения (1) и уравнений Максвелла с учетом (12), (13) получаем ориентацию векторов поля и индукций (ограничиваемся первым порядком малости относительно параметров гирации) в случае $n = c_1$

$$\begin{aligned} E_+ &= \mathcal{E}_+ ([s_1 [c_1 c_2]] - ia [c_1 c_2]), \\ E_- &= \mathcal{E}_- (a [c_1 c_2] - i [s_1 [c_1 c_2]]), \\ B_\pm &= -an_\pm \mathcal{E}_\pm ([c_1 c_2] \pm i [c_1 [c_1 c_2]]), \\ H_\pm &= \mathcal{H}_\pm ([c_1 c_2] \pm i [c_1 [c_1 c_2]]), \\ D_\pm &= -n_\pm \mathcal{H}_\pm ([c_1 [c_1 c_2]] \mp i [c_1 c_2]). \end{aligned} \quad (17)$$

При $n = c_2$ в (17) необходимо сделать замену $c_1 \rightleftharpoons c_2$, $s_1 \rightarrow s_2$.

Из (17) видно, что векторы H_\pm , B_\pm , D_\pm являются круговыми, а векторы E_\pm поляризованы эллиптически. Эксцентриситет эллипсов поляризации есть

$$e = \frac{b \sqrt{[c_1 c_2]^2}}{\sqrt{a^2 + b^2 [c_1 c_2]^2}}. \quad (18)$$

Следовательно, величина эллиптичности векторов E_\pm зависит от величины анизотропии кристалла $b = (1/2) (\epsilon_3^{-1} - \epsilon_1^{-1})$ и от величины угла между оптическими осями. Из (18) следует, что круговая поляризация векторов E_\pm может быть достигнута в следующих двух случаях: 1) при выполнении условия $b = 0$, т. е. когда двуосный гиротропный кристалл превращается в ϵ -изотропный на какой-то определенной длине волны (например, $\epsilon_3(\lambda_i) = \epsilon_1(\lambda_i)$) и 2) при $c_1 = c_2$, т. е. когда двуосный кристалл превращается в одноосный. Вероятно, возможен случай, когда двуосный кристалл превращается в изотропный на какой-то длине волны λ_i ($\epsilon_1(\lambda_i) = \epsilon_2(\lambda_i) = \epsilon_3(\lambda_i)$).

Если дисперсия главных диэлектрических проницаемостей будет такова, что на длине волны λ_i $\epsilon_2(\lambda_i) = \epsilon_3(\lambda_i)$, то при этом $c_1 = c_2$, $c_1 c_2 = 1$ и все векторы поля оказываются поляризованными по кругу. В соответствии с (15) в этом случае имеем

$$n_{\pm(c_1)}^2 = n_{\pm(c_2)}^2 = \epsilon_2 \pm \sqrt{\epsilon_2 (\alpha_{22} + \alpha_{33})}. \quad (19)$$

Пусть плоскость оптических осей (c_1 , c_2) будет параллельна кристаллографической оси L_2 . Будем считать, что

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{c_1 + c_2}{\sqrt{2(1 + c_1 c_2)}}, \quad a_2 = \frac{c_1 - c_2}{\sqrt{2(1 - c_1 c_2)}}, \\ a_3 &= \frac{[c_1 c_2]}{\sqrt{[c_1 c_2]^2}} \end{aligned} \quad (20)$$

и $\epsilon_1 > \epsilon_3 > \epsilon_2$, так что $a = \epsilon_3^{-1}$, $b = (1/2) (\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1})$. В этом случае

$$n_{\pm(c_1)}^2 = n_{\pm(c_2)}^2 = \epsilon_3 \pm \frac{1}{2} \epsilon_3 \sqrt{\epsilon_3 \left\{ \frac{\alpha_{11}}{\epsilon_1} (1 - c_1 c_2) + \frac{\alpha_{22}}{\epsilon_2} (1 + c_1 c_2) + 2 \frac{\alpha_{33}}{\epsilon_3} \right\}}. \quad (21)$$

Векторы E_\pm будут поляризованы эллиптически, а векторы H_\pm , B_\pm , D_\pm — по кругу, как это представлено выражениями (17).

Следовательно, в случае расположения плоскости оптических осей (c_1 , c_2) в плоскости, перпендикулярной оси L_2 , большие оси эллипсов

векторов E_{\pm} поворачиваются вдоль c_1 и c_2 на разные углы, и эти углы могут иметь разные знаки в зависимости от величины компонент псевдотензора гирации. Если же плоскость оптических осей будет параллельна оси L_2 , то большие оси эллипсов E_{\pm} поворачиваются вдоль c_1 и c_2 на один и тот же угол и имеют одинаковые знаки. Это же имеет место и для кристаллов класса 222.

Если на длине волны λ , $\epsilon_3(\lambda) = \epsilon_2(\lambda)$, то показатели преломления (21) принимают значения (19) и поворот плоскости поляризации будет таким же, как и в случае превращения двуосного кристалла класса 2 в одноосный, у которого плоскость оптических осей была расположена перпендикулярно кристаллографической оси второго порядка [18, 19].

Рассмотрим моноклинные кристаллы класса m . Пусть плоскость оптических осей будет параллельна плоскости симметрии и при этом векторы a_i имеют вид (20). Псевдотензор гирации для таких кристаллов есть

$$\alpha = \alpha_{13}a_1 \cdot a_3 + \alpha_{31}a_3 \cdot a_1 + \alpha_{23}a_2 \cdot a_3 + \alpha_{32}a_3 \cdot a_2.$$

Здесь $\epsilon_1 > \epsilon_3 > \epsilon_2$, $a = \epsilon_3^{-1}$, $b = (1/2)(\epsilon_2^{-1} - \epsilon_1^{-1})$. Для векторов гирации в направлениях c_1 и c_2 имеем

$$g_{(c_1, c_2)} = \beta_{\pm} [c_1, c_2],$$

$$\beta_{\pm} = - (1/2) \left(\frac{\alpha_{13}}{\sin V} \pm \frac{\alpha_{31}}{\cos V} \right).$$

Отсюда ясно, что $c_1 g = c_2 g = 0$ и поэтому из (13) и (16) следует, что $n_{\pm}^2 = \epsilon_3$, т. е. кристалл не проявляет гиротропных свойств. Оптические оси кристалла являются изотропными.

Пусть теперь оптические оси будут расположены в плоскости, перпендикулярной плоскости симметрии. Векторы a_i будут выражаться через векторы c_i формулами (11), а псевдотензор α примет вид

$$\alpha = \alpha_{13}a_1 \cdot a_3 + \alpha_{31}a_3 \cdot a_1 + \alpha_{12}a_1 \cdot a_2 + \alpha_{21}a_2 \cdot a_1.$$

Для векторов гирации имеем выражения:

$$g_{(c_1, c_2)} = \mp \beta_{\pm} c_1 \mp \beta_{\mp} c_2 - \gamma [c_1, c_2],$$

$$\beta_{\pm} = (1/2) (\alpha_{31} \operatorname{tg} V \pm \alpha_{13} \operatorname{ctg} V),$$

$$\gamma = (1/2) \frac{\alpha_{12}}{\sin V}.$$

(22)

Теперь из (13) имеем:

$$n_{\pm(c_1)}^2 = \epsilon_2 \mp \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} (\alpha_{13}/\epsilon_1 + \alpha_{31}/\epsilon_3) \sqrt{[c_1, c_2]^2},$$

$$n_{\pm(c_2)}^2 = \epsilon_2 \pm \epsilon_2 \sqrt{\epsilon_2} (\alpha_{13}/\epsilon_1 + \alpha_{31}/\epsilon_3) \sqrt{[c_1, c_2]^2}.$$

(23)

Векторы E_{\pm} оказываются поляризованными эллиптически и имеют вид (17), остальные векторы поля и индукций поляризованы по кругу.

Как видно из (23), вдоль оптических осей поворот большой оси эллипса поляризации осуществляется на равные по величине углы, но разные по знаку. Удельное вращение можно записать в виде

$$\rho_{(c_1, c_2)} = \mp \frac{\pi \epsilon_2}{2\lambda} \left(\frac{\alpha_{13}}{\epsilon_1} + \frac{\alpha_{31}}{\epsilon_1} \right) \sqrt{[c_1, c_2]^2}.$$

(24)

Максимальные по величине углы поворота большой оси эллипса поляризации будут достигаться в том случае, когда угол между оптическими осями будет равен $\pi/2$.

Предположим, что на длине волны λ_i такой кристалл превращается в одноосный. Для определенности пусть $\varepsilon_2(\lambda_i) = \varepsilon_3(\lambda_i)$. В этом случае $c_1 = c_2 = a_1$, $\varepsilon = \varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) a_1 \cdot a_1$, $g = -(\alpha_{13}a_3 + \alpha_{12}a_2)$ и уравнение нормалей дает $n_{\pm}^2 = \varepsilon_2$, т. е. оптическая ось одноосного кристалла становится изотропной и никаких проявлений гиротропии не будет иметь места. Этот результат виден из (23), (24) при $c_1 = c_2$.

Следовательно, на длинах волн, меньших или больших λ_i , вдоль оптических осей должен наблюдаться поворот большой оси эллипса вектора напряженности электрического поля на равные углы с различными знаками, а при $\lambda = \lambda_i$ гиротропные свойства кристалла исчезают, ось становится изотропной. Исчезновение гиротропных свойств сопровождается уменьшением удельного вращения большой оси эллипса поляризации пропорционально синусу угла между оптическими осями. Получается так, что при схлопывании оптических осей, вдоль которых происходило вращение на равные углы, но противоположные по знаку, происходит полная компенсация этих поворотов [19].

Аналогичное рассмотрение для ромбических гиротропных кристаллов класса $2mm$ приводит к следующим результатам. Если плоскость оптических осей параллельна плоскости симметрии, то, как и в случае моноклинных кристаллов класса m , когда $(c_1, c_2) \parallel m$, свойства гиротропии в кристалле не будут проявляться.

Если же плоскость оптических осей будет расположена в плоскости, перпендикулярной плоскостям симметрии кристалла, то вдоль оптических осей векторы E_{\pm} будут эллиптическими (см. (17)), а все остальные векторы будут поляризованы по кругу. Показатели преломления в направлениях c_1 и c_2 будут представлены выражениями (23).

Если дисперсия главных диэлектрических проницаемостей будет такова, что на длине волны λ_i , $\varepsilon_2(\lambda_i) = \varepsilon_3(\lambda_i)$ и кристалл превращается в одноосный, то вдоль этой оптической оси, как и в случае моноклинных кристаллов класса m при $(c_1, c_2) \perp m$, кристалл теряет свойства гиротропии.

Следовательно, оптические оси двусосного гиротропного кристалла принципиально отличаются от оптической оси одноосного гиротропного кристалла. Вдоль оптической оси одноосных аксиальных и примитивных кристаллов все векторы поля и индукций являются круговыми, чего нет в двусосных гиротропных кристаллах в направлениях оптических осей. И только при $c_1 = c_2$ все векторы поля и индукций становятся круговыми в кристаллах классов 2 и 222 . В кристаллах же классов m и $2mm$ при этом условии оптическая ось становится изотропной.

Список литературы

1. Hobden M. V. // Nature. 1967. V. 216. P. 678.
2. Hobden M. V. // Acta cryst. 1968. V. A24. P. 676.
3. Hobden M. V. // Nature. 1968. V. 220. P. 871.
4. Hobden M. V. // Acta cryst. 1969. V. A25. P. 633.
5. Кизель В. А., Красцов Ю. М., Шамраев В. Н. // Оптика и спектроскопия. 1964. Т. 17. № 6. С. 863.
6. Boyd G. D., Kasper H., McFee J. H. // IEEE. J. Quant. Electron. 1971. V. 7. № 12. P. 563.
7. Соловьев Л. Е., Бабинский А. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 5. С. 291.
8. Соловьев Л. Е., Чайка М. О. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 4. С. 970.
9. Smith D. S., Riccins H. D. // Opt. Commun. 1976. V. 17. № 3. P. 332.
10. Амбразявичюс Г., Бабонас Г., Карпус В. // Физ. и техн. полупроводников. 1978. Т. 12. № 11. С. 2034.

11. Шубников А. В. Основы оптической кристаллографии. М.: Изд-во АН СССР, 1958. 206 с.
12. Иванов Н. Р., Константинова А. Ф.//Кристаллография. 1970. Т. 15. № 3. С. 490.
13. Зильберштейн А. Х., Козлов Ю. Г., Рудаков В. С., Соловьев Л. Е. Интерференционно-поляризационный фильтр: А. С. № 637768. 1978.
14. Бокуть Б. В., Сотский Б. А.//ЖПС. 1973. Т. 19. С. 926.
15. Бокуть Б. В., Сердюков А. Н.//ФТТ. 1971. Т. 13. № 10. С. 2873.
16. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск: Наука и техника, 1978. 456 с.
17. Бокуть Б. В.//Кристаллография. 1969. Т. 14. С. 1002.
18. Бокуть Б. В.//Докл. АН БССР. 1990. Т. 34. № 9. С. 790.
19. Бокуть Б. В.//Докл. АН БССР. 1990. Т. 34. № 11. С. 986.

Институт физики
АН Белоруссии

Поступила в редакцию
14.10.1991