

УДК 535.012

Н.Н. Сендер

канд. физ.-мат. наук, зав. каф. математического анализа,
дифференциальных уравнений и их приложений
Брестского государственного университета имени А.С. Пушкина
e-mail: sender@brsu.brest.by

ПРОЯВЛЕНИЕ ГИРОТРОПИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ОТ ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Показано, что гиротропия кристаллов планальных классов средних сингоний проявляется не только в эллиптичности отраженного света, но и в дополнительном скачке фаз отраженных волн, особенно заметном вблизи угла Брюстера. Гиротропия таких кристаллов проявляется тем заметнее, чем ближе показатель преломления окружающей среды к показателям преломления кристалла. Приведенные расчеты верны для идеальной поверхности кристалла, но переходный слой может оказывать влияние на эллиптичность отраженного света, на скачки фаз, а также на модули недиагональных элементов. Оценено влияние переходного слоя при моделировании его тонким поглощающим изотропным слоем и рассчитано отражение от такой системы. Для кристаллов, обладающих «планальной» гиротропией, например, кварца, при толщине слоя 50 ангстрем и поглощении 0,001 также происходит скачок фазы, особенно заметный вблизи псевдобрюстеровского угла падения. Величина этого скачка одного порядка со скачком фазы, который возникает из-за «планальной» гиротропии (но без поверхностного слоя), поэтому довольно сложно отделить вклад гиротропии от поглощения поверхностным слоем и тем более измерить ее экспериментально.

Рассмотрим граничную задачу для главной плоскости падения с учетом материальных уравнений

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i\alpha \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} - i\tilde{\alpha} \vec{E},$$

где ε , μ – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, $\tilde{\alpha}$ – тензор, полученный транспонированием тензора α , $\vec{E}$, $\vec{H}$ – векторы напряженностей электрического и магнитных полей, $\vec{D}$, $\vec{B}$ – векторы индукции тех же полей [1]. Для кристаллов планальных классов средних сингоний тензор гирации имеет вид:

$$\varepsilon^{-1} = 1/\varepsilon_0 + (1/\varepsilon_e - 1/\varepsilon_0) \vec{c} \cdot \vec{c}, \quad \alpha = -\tilde{\alpha} = \alpha_0 \vec{c}^{\times},$$

где $\vec{c}$ – единичный вектор, направленный вдоль оптической оси кристалла, $\vec{c}^{\times}$ – антисимметричный тензор, дуальный вектору $\vec{c}$, $\varepsilon_0 = n_0^2$, где n_0 – показатели преломления квазиобыкновенной волны, $\varepsilon_e = n_e^2$, где n_e – показатели преломления квазинеобыкновенной волны [1].

Поле в граничащей с кристаллом среде, которую считаем изотропной, разложим на s - и p -составляющие:

$$\vec{E} = A_s \vec{a} + A_p [\vec{n} \vec{a}], \quad \vec{H} = [\vec{m} \vec{E}], \quad (1)$$

где $\vec{m} = n\vec{n}$ – вектор рефракции, n – показатель преломления среды, из которой падает волна, $\vec{n}$ – волновая нормаль, $\vec{a} = [\vec{m} \vec{q}]$, $\vec{q}$ – нормаль к границе раздела двух сред, $\vec{b} = [\vec{q} \vec{a}]$ (рисунок 1).

В кристалле распространяются две собственные волны, поляризация которых оказывается специфической. Вектор магнитного поля в квазиобыкновенной волне $\vec{h}_0$ и вектор электрического поля в квазинеобыкновенной волне $\vec{e}_e$ описывают эллипсы в главной плоскости падения

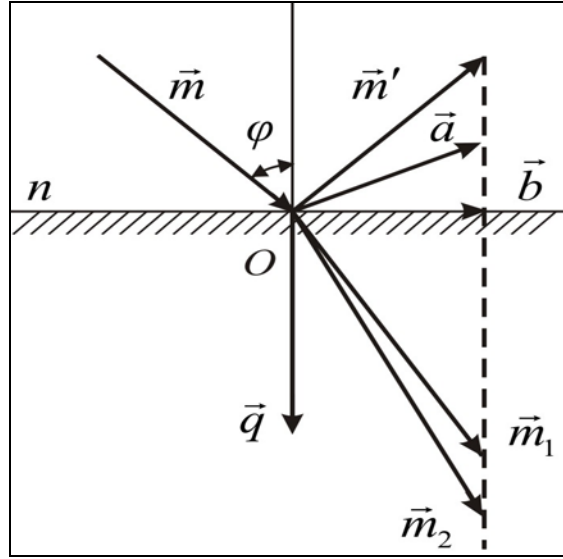


Рисунок 1. – Преломление и отражение света на границе изотропная среда кристалл

$$\begin{aligned} \vec{h}_1 \rightarrow \vec{h}_+ = \vec{h}_e = \varepsilon_0 [\vec{m}_e \vec{c}], \quad \vec{e}_e = \varepsilon_0 \vec{c} - \vec{m}_e \vec{c} \vec{m}_e, \\ \vec{h}_2 \rightarrow \vec{h}_- = \vec{h}_0 = [\vec{m}_0 [\vec{m}_0 \vec{c}]], \quad \vec{e}_0 = [\vec{m}_0 \vec{c}], \end{aligned} \quad (2)$$

а их тангенциальные составляющие имеют вид:

$$\begin{aligned} r_0 = \vec{h}_0 \vec{b} = \eta_0 (\xi \vec{q} \vec{c} - \eta_0 \vec{b} \vec{c}) - \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} \xi [\vec{m}_0 \vec{c}]^2, \\ l_0 = \vec{l}_0 \vec{a} = \left(1 + i \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} \vec{m}_0 \vec{c} \right) \vec{a} [\vec{m}_0 \vec{c}], \\ r_e = \vec{h}_e \vec{a} = \varepsilon_0 (\xi \vec{q} \vec{c} - \eta_e \vec{b} \vec{c}) = \varepsilon_0 \vec{a} [\vec{m}_e \vec{c}], \\ l_e = \vec{l}_e \vec{b} = \varepsilon_0 \vec{b} \vec{c} - \xi \vec{m}_e \vec{c} - i \alpha_0 (\xi - \vec{m}_e \vec{c} \cdot \vec{b} \vec{c}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\xi = n \sin \varphi$, φ – угол падения, n – показатель преломления окружающей среды, $\vec{m}_{0,e} = \xi \vec{b} + \eta_{0,e} \vec{q}$ – векторы рефракции волн в кристалле, $\vec{n}$ – вектор волновой нормали падающей волны, $\vec{a} = [\vec{m} \vec{q}]$, $\vec{b} = [\vec{q} \vec{a}]$ – единичные векторы (рисунок 1).

Рассмотрим отражение в главной плоскости падения для двух случаев.

1. Волна падает из изотропной среды на кристалл. Решая граничную задачу для амплитуд отраженной (A'_s, A'_p) и преломленных (A_0, A_e) волн, получим

$$A'_s = \frac{\eta l_0 - r_0}{\eta l_0 + r_0} A_s, \quad A'_p = \frac{\eta r_e + n^2 l_e}{\eta r_e - n^2 l_e}, \quad (4)$$

$$A_0 = \frac{2\eta}{\eta l_0 + r_0} A_s, \quad A_e = \frac{2\eta}{n(\eta r_e - n^2 l_e)}, \quad (5)$$

где $\eta = n \cos \varphi$. Упростим полученные выражения, учитывая, что для η_e справедливо выражение [1; 2]

$$\eta_e = \frac{1}{q\varepsilon q} (R - \vec{b}\varepsilon\vec{q}), \quad R = \sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_e (\vec{q}\varepsilon\vec{q} - \xi^2)},$$

поэтому

$$(\eta r_e \pm n^2 l_e) = \left[\varepsilon_0 \varepsilon_e \eta \mp n^2 (R + i\alpha_0 \varepsilon_e \vec{q}\vec{c}) \right] (r_e / \varepsilon_0 \varepsilon_e).$$

Выражения для амплитудных коэффициентов отражения $r_s = A'_s / A_s$ и $r_p = A'_p / A_p$ можно привести к виду:

$$r_s = \frac{\varepsilon_0 (\eta - \eta_0) + i\alpha_0 \left[\xi (\eta + \eta_0) \vec{b}\vec{c} + (\eta\eta_0 - \xi^2) \vec{q}\vec{c} \right]}{\varepsilon_0 (\eta + \eta_0) - i\alpha_0 \left[\xi (\eta - \eta_0) \vec{b}\vec{c} + (\eta\eta_0 - \xi^2) \vec{q}\vec{c} \right]}, \quad (6)$$

$$r_p = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_e \eta - n^2 R - i\alpha_0 n^2 \varepsilon_e \vec{q}\vec{c}}{\varepsilon_0 \varepsilon_e \eta + n^2 R + i\alpha_0 n^2 \varepsilon_e \vec{q}\vec{c}}. \quad (7)$$

2. Волна падает из кристалла на границу с изотропной средой. В случае падения квазиобыкновенной волны ($\eta_0 = n_0 \cos \varphi$, $\xi = n \sin \varphi$)

$$A'_0 = \frac{\eta l_0 - r_0}{\eta l'_0 - r'_0} A_0, \quad A_s = \frac{r'_0 l'_0 - r_0 l_0}{\eta l'_0 + r'_0} A_0. \quad (8)$$

Здесь штрихами отмечены величины, относящиеся к отраженной волне. Если на границу падает квазиобыкновенная волна ($\eta_e = n_e \cos \varphi$, $\eta'_e = -(\eta_e + 2\xi \vec{b}\varepsilon\vec{q} / \vec{q}\varepsilon\vec{q})$), то решение граничной задачи имеет вид:

$$A'_e = -\frac{\eta r_e + n^2 l_e}{\eta r'_e + n^2 l'_e} A_e, \quad A_p = \frac{n(r'_e l'_e - r_e l'_e)}{\eta r'_e + n^2 l'_e} A_e. \quad (9)$$

Для коэффициентов отражения $R_0 = A'_0 / A_0$ и $R_e = A'_e / A_e$ имеем

$$R_0 = \frac{\vec{a} [\vec{m}_0 \vec{c}] \left\{ (\eta_0 - \eta) - i \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} \left[\xi (\eta_0 - \eta) \vec{b}\vec{c} + (\xi^2 + \eta\eta_0) \vec{q}\vec{c} \right] \right\}}{\vec{a} [\vec{m}'_0 \vec{c}] \left\{ (\eta_0 - \eta) + i \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} \left[\xi (\eta_0 + \eta) \vec{b}\vec{c} + (\xi^2 - \eta\eta_0) \vec{q}\vec{c} \right] \right\}}, \quad (10)$$

$$R_e = \frac{r_e}{r'_e} \cdot \frac{-\varepsilon_0 \varepsilon_e \eta + n^2 R + i\alpha_0 n^2 \varepsilon_e \vec{q}\vec{c}}{\varepsilon_0 \varepsilon_e \eta + n^2 R - i\alpha_0 n^2 \varepsilon_e \vec{q}\vec{c}}.$$

Случай, когда оптическая ось $\vec{c}$ перпендикулярна плоскости падения ($\vec{c} \parallel \vec{a}$), рассмотрен в [3]

$$A'_s = \frac{\eta - \eta_e}{\eta + \eta_e} A_s + \frac{2i\alpha_0 n \xi \eta}{(\eta + \eta_e)(\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0)} A_p, \quad (11)$$

$$A'_p = \frac{2i\alpha_0 n \xi \eta}{(\eta + \eta_e)(\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0)} A_s + \frac{\varepsilon_0 \eta - n^2 \eta_0}{\varepsilon_0 \eta + n^2 \eta_0} A_p. \quad (12)$$

Проанализируем влияние гиротропии на характеристики света, отраженного кристаллом. Как следует из (6), (7), (11), (12), при падении на кристалл линейно поляризованного света отраженный свет оказывается поляризованным эллиптически, причем эллиптичность $k \sim \text{Im } \omega \sim \alpha_0 / (\eta - \eta_0)$ ($\omega = A'_p / A'_s$). Таким образом, для обеих ориентаций кристалла при $n^2 \rightarrow \varepsilon_0$ эллиптичность отраженного света увеличивается. Однако если при ориентации оптической оси перпендикулярно плоскости падения отра-

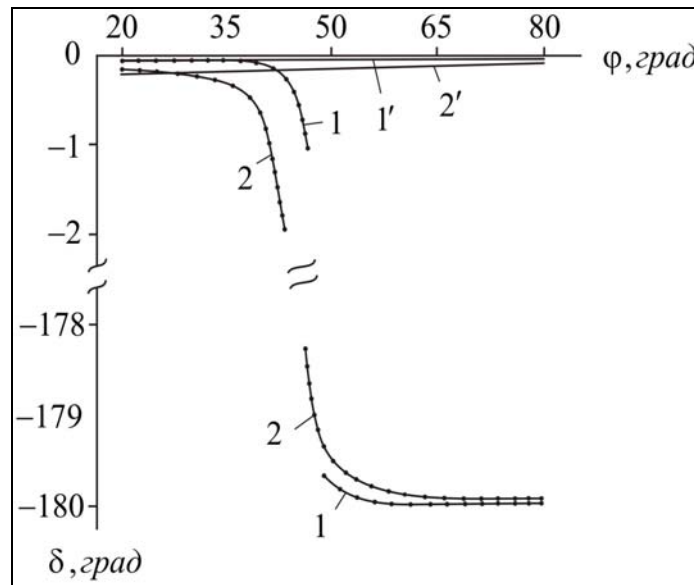
женная волна поляризована эллиптически при любых вещественных A_p и A_s , то в случае главной плоскости падения при A_p или A_s коэффициент равен нулю, отраженная волна будет поляризована линейно.

Гиротропия кристаллов планальных классов проявляется также в различных сдвигах фаз s - и p -компонент отраженного света относительно s - и p -компонент падающего. Для главной плоскости падения сдвиги фаз δ_s и δ_p определяются выражениями:

$$\operatorname{tg} \delta_s = \frac{\operatorname{Im} r_s}{\operatorname{Re} r_s} = \frac{2\alpha_0 \left[(\eta^2 + \eta_0^2) \xi \vec{bc} + \eta_0 (\eta^2 - \xi^2) \vec{qc} \right]}{\varepsilon_0 (\eta^2 - \eta_0^2)}, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \delta_p = \frac{\operatorname{Im} r_p}{\operatorname{Re} r_p} = \frac{2\alpha_0 \eta n^2 \varepsilon_0 \varepsilon_e^2 \vec{qc}}{n^4 R^2 - \varepsilon_0^2 \varepsilon_e^2 \eta^2}. \quad (14)$$

Если кристалл не обладает гиротропией, то до угла Брюстера $\Delta = \delta_p - \delta_s = 0$, а при угле Брюстера происходит скачок фаз, равный $-\pi$. Из полученных выражений видно, что при отражении от гиротропных кристаллов сдвиг фаз s - и p -компонент происходит при любых углах падения, причем особенно он заметен вблизи угла Брюстера. По мере приближения показателя преломления окружающей среды к показателю преломления кристалла (точнее, при $\eta \rightarrow \eta_0$, или при $n^4 R^2 \rightarrow \varepsilon_0^2 \varepsilon_e^2 \eta$) изменение сдвига фазы Δ увеличивается и может достигать значительной величины. Зависимость сдвига фаз Δ от угла падения φ показана на рисунке 2 для двух значений показателей преломления окружающей среды.



Для кристалла $n_0 = 1,7643$, $n_e = 1,7655$;
 для окружающей среды $n = 1,6$ (1,1'),
 $n = 1,72$ (2,2'); 1', 2' – s -компонента,
 1, 2 – p -компонента

Рисунок 2. – Зависимость сдвига фаз δ
 s - и p -компонент от угла падения φ

Аналогичные зависимости Δ характерны и для случая, когда оптическая ось кристалла перпендикулярна плоскости падения. Сказанное остается справедливым также при падении света из кристалла на границу с изотропной средой (10).

Таким образом, гиротропия кристаллов планальных классов средних сингоний проявляется не только в эллиптичности отраженного света, но и в дополнительном скачке фаз отраженных волн, особенно заметном вблизи угла Брюстера. Гиротропия таких кристаллов проявляется тем заметнее, чем ближе показатель преломления окружающей среды к показателям преломления кристалла.

Все приведенные расчеты верны для идеальной поверхности кристалла. Но следует иметь в виду, что переходный слой может оказывать влияние как на эллиптичность отраженного света, так и на скачки фаз [2; 4; 5].

Влияние переходного слоя и гиротропии неодинаково, но этот вопрос требует специального рассмотрения. С этой целью далее проанализируем коэффициенты отражения от гиротропного кристалла, на поверхности которого находится тонкий аморфизированный слабопоглощающий слой.

Теперь рассмотрим вклад различных членов тензора гирации для случая отражения в главной плоскости падения. Поэтому получим вначале выражения для векторов поля собственных волн в гиротропных одноосных кристаллах.

Обозначим через $\vec{m}$, $\vec{m}_{1,2}$ векторы рефракции соответственно падающей и преломленных волн (при отсутствии гиротропии $\vec{m}_1 \rightarrow \vec{m}_e$, $\vec{m}_2 \rightarrow \vec{m}_o$, $\vec{m}_e, \vec{m}_o$ – векторы рефракции необыкновенной и обыкновенной волн), $\xi \vec{a} = [\vec{m} \vec{q}]$, $\xi = n \sin \varphi$, φ – угол падения, n – показатель преломления изотропной среды, граничащей с кристаллом, причем

$$\vec{m}_i = \xi \vec{b} + \eta_i \vec{q} \quad (i=1,2), \quad \vec{m}_{0,e} = \xi \vec{b} + \eta_{0,e} \vec{b}. \quad (15)$$

Величины $\eta_{0,e}$ вычисляются по известным соотношениям и являются нулевым приближением для расчета $\eta_{1,2}$, которые находятся из решения полного уравнения четвертой степени (формула (22.48) [1]).

При наличии гиротропии в каждом направлении в кристалле распространяются эллиптически поляризованные волны с векторами магнитного поля $\vec{h}_{1,2}$, в которых o - и e -волны связаны через параметры

$$\begin{aligned} \vec{h}_1 &= \vec{h}_{e_1} + i b_1 \vec{h}_{o_1} + i p_1 \vec{m}_1, \\ \vec{h}_2 &= \vec{h}_{o_2} + i b_2 \vec{h}_{e_2} + i p_2 \vec{m}_2, \end{aligned} \quad (16)$$

причем появляется мнимая составляющая векторов магнитного поля по направлению волновой нормали.

В (16) сразу учтено, что волны 1 и 2 при преломлении распространяются в различных направлениях, поэтому $\vec{h}_{e_i}$ и $\vec{h}_{o_i}$, из которых комбинируются решения h_i , $i=1,2$ (так же, как и векторы электрического поля $\vec{e}_{o_i}, \vec{e}_{e_i}$) для них различны.

В главной плоскости одноосного кристалла $\vec{h}_{e_i} = \vec{e}_{o_i} = \vec{a}$, $\vec{h}_{o_i} = [\vec{m}_{0,i} \vec{a}]$, причем при вычислении $\vec{h}_{0_1}, \vec{m}_{0_1} = \sqrt{\varepsilon_0} \vec{n}_1$, где $\vec{n}_1$ – фазовая нормаль волны 1. При вычислении $\vec{h}_{0_2}, \vec{m}_{0_2} = \sqrt{\varepsilon_0} \vec{n}_2$.

Наконец, $\vec{e}_{e_i} = -\varepsilon^{-1} [\vec{m}_{e_i} \vec{a}] = -\left\{ (1/\varepsilon_0) [\vec{m}_{e_i} \vec{a}] - \beta \vec{a} [\vec{m}_{0_i} \vec{c}] \vec{c} \right\}$, где $\beta = 1/\varepsilon_e - 1/\varepsilon_o$. Учтем, что для одноосных кристаллов тензор гирации имеет вид [1]

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 \vec{c} \cdot \vec{c} + \alpha_0 \vec{c}^{\times}, \quad (17)$$

где $\vec{c}^{\times}$ – тензор, дуальный вектору $\vec{c}$.

Для векторов электрического поля $\vec{e}_{1,2}$ из уравнений Максвелла

$$\vec{D} = -\left[\vec{m}\vec{H}\right], \quad \vec{B} = \left[\vec{m}\vec{E}\right], \quad (18)$$

$$\vec{m}\vec{D} = \vec{m}\vec{B} = 0$$

и выражений (15) – (17) получаем

$$\vec{e}_1 = \frac{n_1}{\varepsilon_0 n_e} \left[\vec{m}_1 \vec{a}\right] - \beta \frac{n_1}{n_e} \vec{a} \left[\vec{m}_1 \vec{c}\right] \vec{c} - i\varepsilon^{-1} \alpha \vec{a}, \quad (19)$$

$$\vec{e}_2 = \frac{n_2^2}{\varepsilon_0} \vec{a} - ik_2 \frac{n_2}{n_0} \left(\frac{1}{\varepsilon_0} \left[\vec{m}_2 \vec{a}\right] - \beta \vec{a} \left[\vec{m}_2 \vec{c}\right] \vec{c} \right) - i\varepsilon^{-1} \alpha \left[\vec{m}_0 \vec{a}\right],$$

где ε^{-1} – тензор, обратный тензору диэлектрической проницаемости кристалла, а параметры b_i и p_i ($i=1,2$) имеют вид

$$k_1 = - \frac{n_1^2 \left(g_1 - g_2 \left(\vec{n}\vec{c} \right)_1^2 \right)}{\varepsilon_0 - n_1^2 - \varepsilon_0 \delta_1 - \delta_2 \left(\vec{a} \left[\vec{m}_0 \vec{c} \right] \right)^2}, \quad (20)$$

$$k_2 = - \frac{n_2^2 n_{e_2}^2 \left(g_1 - g_2 \left(\vec{n}\vec{c} \right)_2^2 \right)}{n_2^2 - n_{e_2}^2 + n_{e_2}^2 \delta_1},$$

$$p_1 = g_2 \vec{n}_1 \vec{c} \vec{a} \left[\vec{n}_1 \vec{c} \right] - k_1 \frac{\alpha_0}{n_0} \vec{a} \left[\vec{n}_1 \vec{c} \right], \quad (21)$$

$$p_2 = - \frac{\alpha_0}{n_0} \vec{a} \left[\vec{n}_2 \vec{c} \right] + k_2 g_2 \vec{n}_2 \vec{c} \vec{a} \left[\vec{n}_2 \vec{c} \right],$$

где

$$g_1 = \frac{\alpha_1}{\varepsilon_0} - \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\varepsilon_e}, \quad g_2 = g_1 - \frac{2\alpha_1}{\varepsilon_0},$$

$$\delta_1 = \frac{1}{\varepsilon_0} (\alpha_1^2 + \alpha_0^2), \quad \delta_2 = \frac{1}{\varepsilon_e} (\alpha_1 + \alpha_2)^2 - \delta_1.$$

При вычислении $k_{1,2}$ (так же, как и $\eta_{1,2}$) следует удерживать члены второго порядка малости [6], поскольку, как видно из (20), в направлениях, близких к оптической оси $\varepsilon_0 - n_1^2 \sim n_2^2 - n_{e_2}^2 \sim \alpha_i$ (α_i члены порядка параметров гирации $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2$).

При отражении p - или s - линейно поляризованного света возникает соответственно s - и p -компоненты, которые описываются недиагональными компонентами матрицы отражения

$$R = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{pmatrix}, \quad r_{12} \neq r_{21}. \quad (22)$$

При наличии гиротропии все компоненты матрицы R в общем случае комплексны: $r_{ik} = |r_{ik}| e^{i\delta_{ik}}$, где $|r_{ik}| = \sqrt{R_e(r_{ik})^2 + \text{Im}(r_{ik})^2}$, $\text{tg} \delta_{ik} = \text{Im}(r_{ik}) / R_e(r_{ik})$.

Коэффициенты R имеют вид

$$\begin{aligned} r_{11} &= (\alpha_2^- \beta_1^- - \alpha_1^- \beta_2^-) / 3, \\ r_{22} &= (\alpha_2^+ \beta_1^+ - \alpha_1^+ \beta_2^+) / 3, \\ r_{12} &= 2n\eta(a_2 d_1 - a_1 d_2) / 3, \\ r_{21} &= 2n\eta(b_1 c_2 - b_2 c_1) / 3, \\ 3 &= \alpha_1^+ \beta_2^- - \alpha_2^+ \beta_1^-, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_{1,2} &= \eta a_{1,2} + \alpha_{1,2}, \quad \beta_{1,2} = \varepsilon b_{1,2} - \eta c_{1,2}, \\ \alpha_{1,2}^\pm &= \alpha_{1,2} \pm \eta a_{1,2}, \quad \beta_{1,2}^\pm = \varepsilon b_{1,2} \pm \eta c_{1,2}, \\ a_1 &= \frac{n_1}{n_0} k_1 - i \frac{\alpha_1}{\varepsilon_0}, \\ a_2 &= \frac{n_2}{n_0} + i \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} (\xi \sin \theta + \eta_{0_2} \cos \theta), \\ b_1 &= - \left(\frac{1}{\varepsilon_e} \eta_1 - \beta (\xi \cos \theta - \eta_2 \sin \theta) \sin \theta \right) - i \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} \cos \theta, \\ b_2 &= - \left(\frac{1}{\varepsilon_e} \eta_2 - \beta (\xi \cos \theta - \eta_2 \sin \theta) \sin \theta \right) (k_2 + i \alpha_1) + \\ &\quad + i \frac{\alpha_2}{\varepsilon_e} (\xi \cos \theta - \eta_2 \sin \theta) \sin \theta, \\ e_1 &= 1, \quad c_2 = k_2, \quad d_1 = k_1 \eta_{0_1} + i p_1 \xi, \quad d_2 = \eta_{0_2} + i p_2 \xi, \\ \eta_{0_{1,2}} &= \frac{n_0 \eta_{1,2}}{\sqrt{\xi^2 + \eta_{1,2}^2}}, \\ k_1 &= - \frac{i \varepsilon_0 n_1^2 \left(\gamma_1 - \gamma_2 \left(\vec{\vec{n}c} \right)_1^2 \right)}{n_0 n_1 (\varepsilon_0 - n_1^2 - g_{22})}, \\ k_2 &= - \frac{i n_0 n_2 \left(\gamma_1 - \gamma_2 \left(\vec{\vec{n}c} \right)_2^2 \right) n_{e_2}^2}{n_2^2 - n_{e_2}^2 + n_{e_2}^2 \delta_1}, \\ p_1 &= \gamma_2 \left(\vec{\vec{n}c} \right)_1 (\xi \cos \theta - \eta_1 \sin \theta) 1/n_1 - k_1 \frac{\alpha_0}{n_1 n_0} (\xi \cos \theta - \eta_1 \sin \theta), \\ p_2 &= - \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} (\xi \cos \theta - \eta_2 \sin \theta) + k_2 \gamma_2 \frac{\left(\vec{\vec{n}c} \right)_2 n_2}{\varepsilon_0} (\xi \cos \theta - \eta_2 \sin \theta), \\ g_{22} &= \varepsilon_0 \delta_1 + \delta_2 (\xi \cos \theta - \eta_{0_1} \sin \theta)^2, \\ \delta_1 &= \frac{1}{\varepsilon_0} (\alpha_1^2 + \alpha_0^2), \quad \delta_2 = \frac{1}{\varepsilon_e} (\alpha_1 + \alpha_2)^2 - \delta_1, \\ \left(\vec{\vec{n}c} \right)_{1,2} &= \frac{\xi \sin \theta + \eta_{1,2} \cos \theta}{\sqrt{\xi^2 + \eta_{1,2}^2}}, \end{aligned}$$

$$n_{1,2} = \sqrt{\xi^2 + \eta_{1,2}^2},$$

$$\gamma_1 = \frac{\alpha_0}{\varepsilon_0} + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\varepsilon_e},$$

$$\gamma_2 = \alpha_1 \beta + \frac{\alpha_2}{\varepsilon_e} = \gamma_1 - 2 \frac{\alpha_1}{\varepsilon_0},$$

$$\beta = 1/\varepsilon_e - 1/\varepsilon_0,$$

$$\xi = n \sin \varphi, \quad \eta = n \cos \varphi, \quad \varepsilon_0 = n_0^2, \quad \varepsilon_e = n_e^2,$$

где n – показатель преломления среды, из которой падает волна, φ – угол падения, θ – угол между направлением волновой нормали $\vec{n}$ и оптической оси $\vec{c}$, η_1, η_2 , как указывалось выше, находятся из решения полного уравнения четвертой степени (формула (22.48) [1].

Эти выражения анализировались численно для кристалла кварца ($\alpha_1 = -3,54 \cdot 10^{-5}$, $\alpha_2 = 10,84 \cdot 10^{-5}$ [7], α_0 полагалось равным 10^{-5}). Результаты анализа представлены в виде зависимости модулей $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ от угла падения φ (рисунки 3, 4).

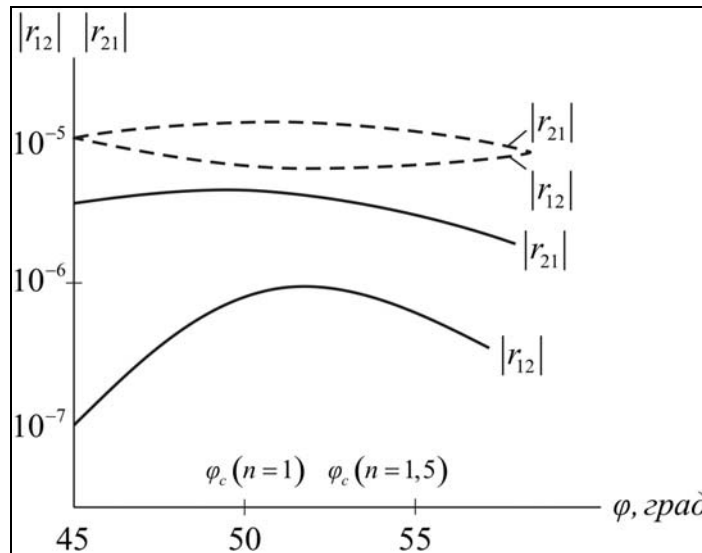
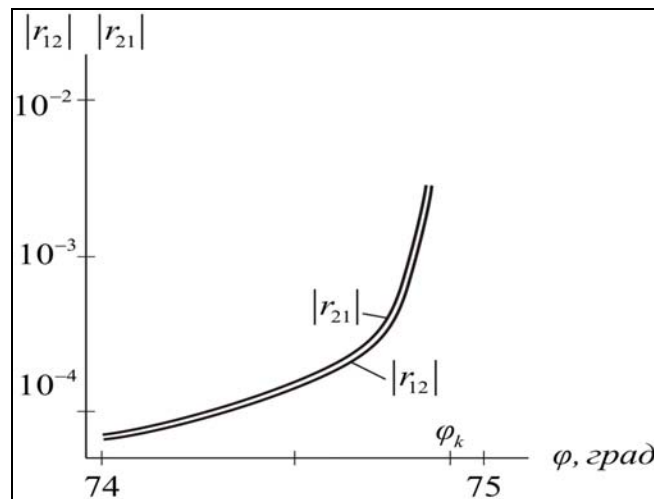


Рисунок 3. ——— Зависимость $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ от угла падения φ для кварца при $\alpha_0 = 0$ ($n = 1$, $n_0 = 1,554246$, $n_e = 1,553355$), φ_c – угол падения при котором преломленная волна в отсутствии гиротропии выходит на оптическую ось.
 - - - то же самое при $n = 1,5$

Наличие гиротропии, описываемой в (3) членом $\alpha_0 \vec{c}^{\rightarrow \times}$ (называемой иногда «планальной» гиротропией), не приводит к вращению плоскости поляризации и не дает вклад в недиагональные компоненты матрицы R . Диагональные компоненты r_{11} и r_{22} содержит мнимые добавки $\sim \alpha_0$. Для главной плоскости падения наличие этого члена проявляется таким же образом, как и малое поглощение, т.е. в дополнительном скачке фаз особенно заметном вблизи псевдобрюстеровского угла падения.

Как следует из рисунков 3 и 4, модули $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ увеличиваются на порядок, когда показатель преломления граничащей с кристаллом среды близок к показателям преломления кристалла n_0 и n_e . Особенно значительный рост $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ имеет место тогда, когда показатель преломления иммерсионной жидкости n больше n_0 и n_e . Так, для кварца модули $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ становятся почти на три порядка больше вблизи критического угла отражения, чем для границы воздух-кристалл.



Для кварца $n = 1,6$, $n_0 = 1,554246$, $n_e = 1,553355$

Рисунок 4. – Зависимость $|r_{12}|$ и $|r_{21}|$ от угла падения φ

Приведенные расчеты верны для идеальной поверхности кристалла. Но переходный слой может оказывать влияние на эллиптичность отраженного света, на скачки фаз [2; 4; 5], а также на модули недиагональных элементов. Оценим это влияние. Про моделируем его тонким поглощающим изотропным слоем и рассчитаем отражение от такой системы. Поскольку выражения довольно громоздки, проводился численный анализ на ЭВМ. Была составлена программа расчета компонент матрицы отражения от системы изотропный поглощающий слой на гиротропном кристалле.

Для кристаллов, обладающих «планальной» гиротропией, например, кварца, при толщине слоя $h = 50^\circ \text{Å}$ и поглощении 0,001 также происходит скачок фазы, особенно заметный вблизи псевдобрюстеровского угла падения. Величина этого скачка одного порядка со скачком фазы, который возникает из-за «планальной» гиротропии (но без поверхностного слоя), поэтому довольно сложно отделить вклад гиротропии от поглощения в поверхности слоем и тем более измерить ее на эксперименте.

Численно анализировать также влияние переходного слоя на модули недиагональных элементов кристалла кварца. Коэффициент поглощения слоя и его толщина h (слабое поглощение $\sim 10^{-3}$ и h до десятков ангстрем) незначительно влияют на значения недиагональных элементов. Проведенные расчеты показывают, что наибольшее влияние на недиагональные элементы матрицы отражения оказывает показатель преломления слоя. Если он больше показателя преломления кристалла (n_0 и n_e), то модули недиагональных элементов вблизи критического угла имеют величину $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$, т.е. в этом случае влияние его незначительно. В случае же, когда показатель преломле-

ния слоя меньше n_0 и n_e , из-за наличия слоя значения модулей недиагональных элементов уменьшаются до значений $\sim 10^{-4}$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
2. Федоров, Ф. И. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами / Ф. И. Федоров, В. В. Филиппов. – Минск : Наука и техника, 1976. – 222 с.
3. Бокуть, Б. В. Электромагнитные волны в оптически активных и нелинейных кристаллах : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.05 / Б. В. Бокуть. – Минск, 1972. – 270 л.
4. Скалецкая, М. И. О возможности применения метода эллипсометрии к исследованию прозрачных материалов / М. И. Скалецкая, Г. Т. Петровский, Е. К. Скалецкий // Оптика твердого тела : сб. ст. / Ин-т кристаллографии АН СССР. – М., 1983. – С. 143–155.
5. Гусев, С. С. К учету поверхностного переходного слоя на полимерных пленках в методе ИК эллипсометрии / С. С. Гусев, Н. И. Стаськов, В. В. Филиппов // Эллипсометрия – метод исследования физико-химических процессов на поверхности твердых тел : сб. ст. / Сиб. отделение АН СССР. – М., 1981. – С. 22.
6. Филиппов, В. В. К учету членов второго порядка малости в теории гиротропии / В. В. Филиппов // Докл. АН БССР. – 1983. – Т. 27, № 5. – С. 409–411.
7. Константинова, А. Ф. Оптическая активность кристаллов в направлениях отличных от направления оптической оси. Одноосные кристаллы / А. Ф. Константинова, Н. Р. Иванов, В. Н. Гречушников // Кристаллография. – 1969. – Т. 14, № 2. – С. 283–292.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 15.03.2017

Sender N.N. The Manifestation of Gyrotropy at the Reflection of Light from Uniaxial Crystals

It is shown that gyrotropy of crystals of planal class of middle syngony manifests itself not only in ellipticity of the reflected light, but also in the additional phase jump of the reflected waves, especially near the Brewster angle. Gyrotropy of such crystals manifests itself the more noticeable the closer the refractive index of the environment to the refractive indices of the crystal. The calculations correct for a perfect crystal surface, but the transition layer can affect the ellipticity of the reflected light, jump phases and modules of the nondiagonal elements. The influence of the transition layer, simulating it by isotropic thin absorbing layer is defined, and the reflection from such a system is calculated. For crystals with «planel» gyrotropy, for example quartz, with a layer thickness of 50 angstroms and the absorption of 0.001 also there is a jump phase, especially noticeable near pseudobrewster angle of incidence. The magnitude of this jump is of the same order with the jump phase, which arises from the «planel» gyrotropy (without surface layer), so it is quite difficult to separate the contribution of gyrotropy from absorbing by surface layer, and especially to measure it experimentally.