УДК 535.012

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

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Рассмотрена задача о распространении света в гиротропных кристаллах с антисимметричной частью тензора гирации. Получено общее решение уравнения $\left(1-\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha+\vec{m}^{\times}\varepsilon^{-1}\vec{m}^{\times}+i\vec{\Gamma}^{\times}\right)\vec{H}=0$ *для вектора магнитного поля собственных волн* $\vec{H}$, *применимое к кристаллам всех сингоний. Рассмотрены кристаллы средних и низших сингоний с тензором гирации* $\alpha=\alpha_1+\alpha_2\vec{c}\vec{c}+\alpha_0\vec{c}^{\times}$. *Показано, что для средних сингоний в квазиобыкновенной волне, если* $\vec{n}$ *и* $\vec{c}$ *не ортогональны, всегда имеется составляющая магнитного поля вдоль направления распространения, тогда как в квазинеобыкновенной волне такая составляющая появляется только при наличии несимметричной части тензора* α. *В кристаллах низших сингоний поведение векторов поля в волне аналогично их поведению в случае планальных классов одноосных кристаллов. Однако есть и отличие, которое заключается в том, что в кристаллах класса* $mm2$ *имеется две гирационные постоянные* α_0 *и* α_1. *Наконец, в классе 1 тензор* α *имеет 9 компонент, а соответствующие соотношения становятся весьма громоздкими, поэтому анализ этого случая возможен с привлечением численных методов.*

Как известно, электромагнитное поле в среде без зарядов и токов описывается уравнениями Максвелла [1].

$$\mathrm{rot}\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t},\ \mathrm{rot}\vec{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t},\ \mathrm{div}\vec{B}=0,\ \mathrm{div}\vec{D}=0. \tag{1}$$

Здесь $\vec{E}$ и $\vec{H}$ – векторы напряженностей электрического и магнитного полей, $\vec{D}$ и $\vec{B}$ – векторы индукции тех же полей. Считаем, что в среде отсутствуют свободные электрические заряды и токи.

Ограничимся далее решением уравнения Максвелла (1) в виде плоских гармонических волн, векторы поля и индукции которых пропорциональны $\exp i\left(\omega t-\vec{k}\vec{r}\right)$, где ω – круговая частота электромагнитного поля в среде; $\vec{k}=\frac{\omega}{v}\vec{n}$ – волновой вектор; v – фазовая скорость волны в среде; $\vec{n}$ – единичный вектор волновой нормали.

Введем вектор рефракции [2]

$$\vec{m}=N\vec{n}=\frac{c}{\omega}\vec{k}, \tag{2}$$

где N – показатель преломления среды. Тогда уравнения (1) с учетом (2) можно записать в форме [1]:

$$\vec{D}=-\left[\vec{m},\vec{H}\right],\ \vec{B}=\left[\vec{m},\vec{E}\right],\ \left(\vec{m},\vec{D}\right)=\left(\vec{m},\vec{B}\right)=0. \tag{3}$$

Уравнения (3) необходимо дополнить уравнениями связи и граничными условиями. Будем использовать уравнения связи [1]

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + i\alpha \vec{H}\,,\ \vec{B} = \mu \vec{H} - i\tilde{\alpha}\vec{E}\,, \tag{4}$$

где ε, μ тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, α – псевдотензор гирации (для краткости псевдотензор будем называть тензором), $\tilde{\alpha}$ – тензор, полученный транспонированием тензора α .

Выбранная система уравнений связи (4) имеет преимущества по сравнению с другими системами. Так, закон сохранения энергии соблюдается в обычной форме, а также не изменяются выражения для вектора плотности потока энергии и обычные граничные условия, т.е. они имеют вид:

$$\left[\vec{E}_1 - \vec{E}_2, \vec{q}\right] = 0, \left[\vec{H}_1 - \vec{H}_2, \vec{q}\right] = 0, \left(\vec{D}_1 - \vec{D}_2, \vec{q}\right) = 0, \left(\vec{B}_1 - \vec{B}_2, \vec{q}\right) = 0\,, \tag{5}$$

где $\vec{q}$ – единичный вектор нормали к границе раздела двух сред, направленный из среды 1 в среду 2.

Уравнения Максвелла (3) и материальные уравнения (4) представляют собой полную систему уравнений. Знание одного из векторов поля или индукции позволяет с помощью (3), (4) установить вид трех остальных.

Исключая из (3) и (4) $\vec{D}$, $\vec{B}$ и $\vec{E}$ (в оптическом диапазоне $\mu = 1$), придем к уравнению для вектора магнитного поля собственных волн $\vec{H}$ [1]:

$$\left(1 - \tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha + \vec{m}^{\times}\varepsilon^{-1}\vec{m}^{\times} + i\vec{\Gamma}^{\times}\right)\vec{H} = 0\,, \tag{6}$$

где $\vec{\Gamma}$ – вектор гирации, который имеет вид [1]:

$$\vec{\Gamma} = \left[Sp\left(\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\right) - \varepsilon^{-1}\alpha\right]\vec{m}\,, \tag{7}$$

где Sp – означает след тензора, $\vec{m}^{\times}$ – антисимметричный тензор, дуальный вектору рефракции $\vec{m}$ [1].

Из уравнения (6) следует уравнение нормалей для определения показателей преломления собственных волн [1]:

$$\left|1 - \tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha + \vec{m}^{\times}\varepsilon^{-1}\vec{m}^{\times} + i\vec{\Gamma}^{\times}\right| = 0\,. \tag{8}$$

Для дальнейшего удобно получить общее решение уравнения (6). С этой целью разложим вектор $\vec{H}$ следующим образом:

$$\vec{H} = a_1\vec{h}_+ + a_2\vec{h}_- + a_3\vec{n}\,,$$

где $\vec{h}_\pm$ – векторы поляризации собственных волн в кристалле (не обязательно единичные) в отсутствие гиротропии, $\vec{n}$ – единичный вектор волновой нормали. Фактически используемый нами подход представляет собой модификацию метода связанных волн [3], двух поперечных $\vec{h}_+, \vec{h}_-$ и продольной волны, распространяющейся вдоль $\vec{n}$. Умножая (6) слева на $\vec{h}_\pm$ и $\vec{n}$, получим систему однородных уравнений, из которых найдем поляризации $\vec{h}_1$ и $\vec{h}_2$ собственных волн гиротропного кристалла.

Если учесть, что $\left(\vec{m}^{\times}\varepsilon^{-1}\vec{m}^{\times}\right)\vec{h}_+ = \left(n^2/n_\pm^2\right)\left(\vec{m}_\pm\varepsilon^{-1}\vec{m}_\pm\right)\vec{h}_+ = -\left(n^2/n_\pm^2\right)\vec{h}_\pm$, $n_\pm$ – показатели преломления для волн $\vec{h}_\pm$, то решение для $\vec{h}_{1,2}$ удобно представить в виде:

$$\vec{h}_1 = \vec{h}_+ + \kappa_1\vec{h}_- + p_1\vec{n},\ \kappa_1 = \frac{g_{12} + \Gamma_1\Gamma_2 - i\Gamma_3}{\left(1-g_{33}\right)\left(1-n^2/n_-^2\right)\vec{h}_-^2 - g_{22} - \Gamma_1^2}, \quad p_1 = i\left(\Gamma_2 - \kappa_1\Gamma_1\right), \tag{9}$$

$$\vec{h}_2 = \vec{h}_- + \kappa_2\vec{h}_+ + p_2\vec{n},\ \kappa_2 = \frac{g_{12} - \Gamma_1\Gamma_2 + i\Gamma_3}{\left(1-g_{33}\right)\left(1-n^2/n_+^2\right)\vec{h}_+^2 - g_{11} - \Gamma_2^2}, \quad p_2 = -i\left(\Gamma_1 - \kappa_2\Gamma_2\right). \tag{10}$$

В выражениях (9), (10) отброшены члены с параметрами гиротропии степени выше второй [4] и введены обозначения (отметим, что для изонормальных волн $\left[\vec{h}_+\vec{h}_-\right] \parallel \vec{n}$):

$$g_{ik} = \vec{h}_i\left(\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha\right)\vec{h}_k,\ g_{i3} = \vec{h}_i\left(\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha\right)\vec{n},$$
$$i,k = 1,2,\ g_{33} = \vec{n}\left(\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha\right)\vec{n}, \tag{11}$$
$$\Gamma_1 = -\vec{\Gamma}\left[\vec{n},\vec{h}_-\right],\ \Gamma_2 = \vec{\Gamma}\left[\vec{n},\vec{h}_+\right],\ \Gamma_3 = \vec{\Gamma}\left[\vec{h}_+,\vec{h}_-\right].$$

Величины $\kappa_{1,2}, p_{1,2}$ представляет собой параметры связи, невозмущенных за счет гиротропии решений уравнений Максвелла для волн $\vec{h}_+, \vec{h}_-$ и продольной волны $\vec{h} \parallel \vec{n}$.

Уравнение нормалей для определения показателей преломления сводится к виду $\kappa_1 \cdot \kappa_2 = 1$.

Векторы электрического поля найдем с помощью уравнений (3), (4)

$$\vec{e}_{1,2} = -\varepsilon^{-1}\left[\vec{m},\vec{h}_{1,2}\right] - i\varepsilon^{-1}\alpha\vec{h}_{1,2}. \tag{12}$$

Подставляя сюда выражения (9), (10), получим

$$\vec{e}_1 = \left(n/n_+\right)\vec{e}_+ + \left(n/n_-\right)\kappa_1\vec{e}_- - i\varepsilon^{-1}\alpha\vec{h}_+,\ \vec{e}_2 = \left(n/n_-\right)\vec{e}_- + \left(n/n_+\right)\kappa_2\vec{e}_+ - i\varepsilon^{-1}\alpha\vec{h}_-, \quad \vec{e}_\pm = -\varepsilon^{-1}\left[\vec{m}_\pm,\vec{h}_\pm\right]. \tag{13}$$

При отсутствии гиротропии ($\alpha = 0$) $\kappa_{1,2} = p_{1,2} = 0$ и $\vec{h}_1 = \vec{h}_+$, $n = n_+$, $\vec{h}_2 = \vec{h}_-$, $n = n_-$. В прозрачных кристаллах ($\vec{h}_\pm$ – линейные векторы) в направлениях, не совпадающих с направлением оптической оси, члены $1 - n^2/n_\pm^2$ пропорциональны величине линейного двулучепреломления, т.е. много больше остальных членов, входящих в выражения (9), (10). Поэтому поляризация изонормальных волн определяется значением «продольной» составляющей Γ_3 вектора гирации ($\sim \pm i\Gamma_3/\left(n_+^2 - n_-^2\right)$). В направлении оптической оси $1-n^2/n_{\pm}^2 \sim \Gamma_3$, поэтому в (9), (10) для определения поляризации изонормальных волн следует учитывать члены второго порядка малости [4]. Полученные выражения (9) и (10) общие и применимы к кристаллам всех сингоний.

Перейдем к рассмотрению кристаллов средних сингоний. В классах $3m, 4mm, 6mm$ имеем:

$$\varepsilon^{-1} = 1/\varepsilon_0 + \left(1/\varepsilon_e - 1/\varepsilon_0\right)\vec{c}\cdot\vec{c}, \alpha = -\tilde{\alpha} = \alpha_0 \vec{c}^{\times}, \tag{14}$$

где $\vec{c}$ – единичный вектор, направленный вдоль оптической оси кристалла, $\varepsilon_0 = n_0^2$, $\varepsilon_e = n_e^2$, n_0, n_e – показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Поляризация собственных волн в отсутствии гиротропии ($\alpha = 0$) определяется выражениями [1]:

$$\begin{aligned} &\vec{h}_1 \to \vec{h}_+ = \vec{h}_e = \varepsilon_0\left[\vec{m}_e, \vec{c}\right], \vec{e}_e = \varepsilon_0\vec{c} - \vec{m}_e\vec{c}\vec{m}_e, \\ &\vec{h}_2 \to \vec{h}_- = \vec{h}_0 = \left[\vec{m}_0, \left[\vec{m}_0, \vec{c}\right]\right], \vec{e}_0 = \left[\vec{m}_0, \vec{c}\right], \end{aligned} \tag{15}$$

где m_0, m_e – векторы рефракции обыкновенной и необыкновенной волн.

Учитывая далее только члены не выше первого порядка малости, из выражений (9) – (11) найдем:

$$\begin{aligned} &\vec{h}_1 = \varepsilon_0\left[\vec{m}_e, \vec{c}\right], \vec{e}_1 = \varepsilon_0\vec{c} - \vec{m}_e\vec{c}\vec{m}_e - i\alpha_0\left[\vec{c}, \left[\vec{m}_e, \vec{c}\right]\right], \\ &\vec{h}_2 = \left[\vec{m}_0, \left[\vec{m}_0, \vec{c}\right]\right] - i\frac{\alpha_0}{\varepsilon_0}\left[\vec{m}_0, \vec{c}\right]^2\vec{m}_0, \vec{e}_2 = \left(1 + i\frac{\alpha_0}{\varepsilon_0}\vec{m}_0\vec{c}\right)\left[\vec{m}_0, \vec{c}\right], \end{aligned} \tag{16}$$

причем в линейном по α_0 приближении $n_{1,2} = n_{e,0}$. Таким образом, в волне с индексом «1» (назовем ее квазиобыкновенной) вектор магнитного поля описывает эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению колебаний электрического вектора. Во второй волне, квазинеобыкновенной, наоборот, эллипс, перпендикулярный вектору магнитного поля, описывает электрический вектор волны.

В одноосных кристаллах классов 3, 4, 6 тензор α имеет три независимых компоненты [1]:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2\vec{c}\vec{c} + \alpha_0\vec{c}^{\times}.$$

Поскольку в них

$$\Gamma_3 = \varepsilon_0^2\left[\vec{m}, \vec{c}\right]^2\left(\gamma_1 - \gamma_2\left(\vec{n}, \vec{c}\right)^2\right),$$

где

$$\varepsilon_0\gamma_1 = \alpha_1 + \left(\alpha_1 + \alpha_2\right)\varepsilon_0/\varepsilon_e, \ \gamma_2 = \alpha_2\varepsilon_e + \alpha_1\left(\varepsilon_0 - \varepsilon_e\right)/\varepsilon_0\varepsilon_e,$$

то обычное эллиптическое двулучепреломление, обусловленное гиротропией, имеет место для всех направлений распространения, причем

$$\begin{aligned} &\kappa_1 = -\frac{i\Gamma_3}{\left(1 - n_e^2/n_0^2\right)\vec{h}_e^2}, \ p_1 = i\varepsilon_0\gamma_2 n_e^2\left(\vec{n}, \vec{c}\right)\left[\vec{n}, \vec{c}\right]^2, \\ &\kappa_2 = -\frac{i\Gamma_3}{\left(1 - n_e^2/n_0^2\right)\vec{h}_0^2}, \ p_2 = -i\frac{\alpha_0}{n_0}\left[\vec{m}_0, \vec{c}\right]^2. \end{aligned} \tag{17}$$

Таким образом, в квазиобыкновенной волне, если $\vec{n}$ и $\vec{c}$ не ортогональны, всегда имеется составляющая магнитного поля вдоль направления распространения, тогда как в квазинеобыкновенной волне такая составляющая появляется только при наличии несимметричной части тензора α.

Рассмотрим теперь кристаллы низших сингоний. Введем правую тройку ортов $\vec{U}_1$, $\vec{U}_2$, $\vec{U}_3$, совпадающую с главными осями тензора ε. Считаем, что орт $\vec{U}_3$ направлен вдоль кристаллографической оси z кристалла. Для кристаллов класса $mm2$ тензор α имеет вид [1]:

$$\alpha = \alpha_1\left(\vec{U}_1 \cdot \vec{U}_2 + \vec{U}_2 \cdot \vec{U}_1\right) + \alpha_0 \vec{U}_3^{\times}.$$

Поскольку $\Gamma_3 \sim \vec{n}\vec{\Gamma} \sim \left(\vec{n},\vec{U}_1\right)\left(\vec{n},\vec{U}_2\right)$, то при распространении света в плоскостях симметрии кристалла, перпендикулярных $\vec{U}_1$ или $\vec{U}_2$, вращение плоскости поляризации невозможно (включая и направления оптических осей).

Известно, что при отсутствии гиротропии собственные волны распространяются в плоскостях, перпендикулярных векторам $\vec{U}_1$, $\vec{U}_2$, $\vec{U}_3$, полностью аналогичны обыкновенной и необыкновенной волнам в одноосных кристаллах [5]. Так, для $\vec{n}$, лежащих в плоскости, ортогональной вектору $\vec{U}_1$, имеем

$$\vec{h}_+ = \vec{h}_e = \vec{U}_1 \,||\, \left[\vec{m}_e, \vec{U}_3\right],\ \vec{h}_- = \vec{h}_0 = \left[\vec{n}, \vec{U}\right] \,||\, \left[\vec{m}_0, \left[\vec{m}_0, \vec{U}_3\right]\right], \tag{18}$$

$$n_+^2 = n_e^2 = \varepsilon_2\varepsilon_3 \Big/ \left\{\varepsilon_2 + \left(\varepsilon_3 - \varepsilon_2\right)\left(\vec{n},\vec{U}_3\right)^2\right\},\ n_-^2 = \varepsilon_1.$$

После несложных вычислений находим

$$\begin{gathered}\vec{h}_1 = \vec{U}_1,\ \vec{e}_1 = \left(\frac{1}{\varepsilon_3}\vec{m}\vec{U}_2\vec{U}_3 - \frac{1}{\varepsilon_2}\vec{m}\vec{U}_3\vec{U}_2\right) - \frac{i\left(\alpha_0+\alpha_1\right)\vec{U}_2}{\varepsilon_2},\\ \vec{h}_2 = \left[\vec{n},\vec{U}_1\right] - i\frac{\alpha_1-\alpha_0}{\varepsilon_e}\vec{m}\vec{U}_2\vec{n},\ \vec{e}_2 = \frac{n}{\varepsilon_1}\left\{1 - i\left(\alpha_0+\alpha_1\right)\vec{m}\vec{U}_3\right\}\vec{U}_1.\end{gathered} \tag{19}$$

В случае когда свет распространяется в плоскости, ортогональной вектору $\vec{U}_2$,

$$\begin{gathered}\vec{h}_1 = \vec{U}_2,\ \vec{e}_1 = \frac{\vec{m}\vec{U}_1}{\varepsilon_3}\vec{U}_3 - \frac{\vec{m}\vec{U}_3}{\varepsilon_1}\vec{U}_1 + i\frac{\alpha_0-\alpha_1}{\varepsilon_1}\vec{U}_1,\\ \vec{h}_2 = \left[\vec{n},\vec{U}_2\right] - i\frac{\left(\alpha_1+\alpha_0\right)\vec{m}\vec{U}_1}{\varepsilon_1}\vec{n},\ \vec{e}_2 = \frac{n}{\varepsilon_2}\left\{1 + i\left(\alpha_0+\alpha_1\right)\vec{m}\vec{U}_3\right\}\vec{U}_2.\end{gathered} \tag{20}$$

Следовательно, поведение векторов поля в волне аналогично их поведению в случае планальных классов одноосных кристаллов.

Однако есть и отличие, которое заключается в том, что в кристаллах класса $mm2$ имеется две гирационные постоянные – α_0 и α_1.

Поэтому, если $\alpha_0 \sim \alpha_1$, то, как следует из (19), (20), частично происходит компенсация влияния одной и второй постоянных на поляризацию волн в кристалле.

В кристаллах класса m тензор α имеет четыре независимых параметра, которые удобно представить в виде компонент двумерных векторов $\vec{a}$ и $\vec{b}$ [1]:

$$(\vec{a}\vec{U}_3 = \vec{b}\vec{U}_3 = 0):\ \alpha = \vec{b}\vec{U}_3 + \vec{U}_3\vec{b} + \vec{a}^{\times}.$$

Вычисляя Γ_3, найдем:

$$\Gamma_3 \sim \vec{n}\vec{\Gamma} = \left(\vec{n}, \vec{U}_3\right)\left(\vec{R}, \vec{n}\right), \tag{21}$$

где вектор $\vec{R}$ лежит в плоскости, ортогональной $\vec{U}_3$, и имеет вид:

$$\begin{gathered} R = \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_3}\right)\vec{b}\vec{U}_1 - \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_3}\right)\vec{a}\vec{U}_2\right]\vec{U}_1 + \\ + \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{1}{\varepsilon_3}\right)\vec{b}\vec{U}_2 + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_3}\right)\vec{a}\vec{U}_1\right]\vec{U}_2. \end{gathered} \tag{22}$$

Следовательно, при распространении света в плоскости, ортогональной вектору $\vec{R}$ или вектору $\vec{U}_3$, обычное эллиптическое двулучепреломление отсутствует. В последнем случае поляризация векторов поля определяется соотношениями:

$$\begin{gathered} \vec{h}_1 = \vec{U}_3,\ \vec{e}_1 = \frac{\vec{m}_e\vec{U}_1}{\varepsilon_2}\vec{U}_2 - \frac{\vec{m}_e\vec{U}_2}{\varepsilon_1}\vec{U}_1 - i\vec{E}, \\ \vec{h}_2 = \left[\vec{n}, \vec{U}_3\right] - i\Gamma_3\vec{n},\ \vec{e}_2 = \frac{1}{n_0}\left\{1 - \frac{i}{\varepsilon_3}\left(\vec{b}\left[\vec{m}_0, \vec{U}_3\right] + \vec{a}\vec{m}_0\right)\right\}\vec{U}_3, \end{gathered} \tag{23}$$

$$\begin{gathered} n_0 = \sqrt{\varepsilon_3},\ n_e^2 = \varepsilon_1\varepsilon_2 \Big/ \left[\varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\left(\vec{n}\vec{U}_2\right)^2\right], \\ \Gamma_1 = \frac{1}{\varepsilon_2}\left(-\vec{a}\vec{U}_1 - \vec{b}\vec{U}_2\right)\vec{m}\vec{U}_2 + \frac{1}{\varepsilon_1}\left(\vec{a}\vec{U}_2 + \vec{b}\vec{U}_1\right)\vec{m}\vec{U}_1, \\ \vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_1}\left(\vec{b}\vec{U}_1 - \vec{a}\vec{U}_2\right)\vec{U}_1 + \frac{1}{\varepsilon_1}\left(\vec{b}\vec{U}_2 + \vec{a}\vec{U}_1\right)\vec{U}_2. \end{gathered} \tag{24}$$

Наконец, в классе 1 тензор α имеет 9 компонент, а соответствующие соотношения становятся весьма громоздкими, поэтому анализ этого случая возможен с привлечением численных методов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.

2. Федоров, Ф. И. Оптика анизотропных сред / Ф. И. Федоров. – Минск : Изд-во АН БССР, 1958. – 380 с.

3. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх. – М. : Мир, 1987. – 616 с.

4. 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.
5. Федоров, Ф. И. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами / Ф. И. Федоров, В. В. Филиппов. – Минск : Наука и техника, 1976. – 222 с.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 31.01.2019

Sender N.N. **Propagation of Light in Gyrotropic Crystals**

The problem of light propagation in gyrotropic crystals with antisymmetric part of the gyration tensor is considered. The general solution of the equation $\left(1-\tilde{\alpha}\varepsilon^{-1}\alpha+\vec{m}^{\times}\varepsilon^{-1}\vec{m}^{\times}+i\vec{\Gamma}^{\times}\right)\vec{H}=0$ *for the vector of the magnetic field of its own waves* $\vec{H}$ *applicable to crystals of all syngonies is obtained. Crystals of the average and lower crystal systems with the tensor of gyration* $\alpha=\alpha_1+\alpha_2\vec{c}\vec{c}+\alpha_0\vec{c}^{\times}$ *are considered. It is shown, that for. It is shown that for the average syngonies in a quasi-ordinary wave, if* $\vec{n}$ *and* $\vec{c}$ *are not orthogonal, there is always a component the magnet field along the propagation direction, whereas in a quasi-ordinary wave such component appears only in the presence of an asymmetric part of the tensor* α *. In crystals of lower syngonies, the behavior of the field vectors in the wave is similar to their behavior in the case plannal classes of uniaxial crystals. However, there is a difference, which lies in the fact that in the crystals of class* $mm2$ *there are two gyration constants* α_0 *and* α_1*. Finally, in class 1, the tensor* α *has 9 components, and the corresponding relations become very cumbersome, so the analysis of this case is possible with the involvement of numerical methods.*