

**А.Ф. Константинова, Т.Г. Головина,
К.К. Константинов, Е.А. Евдищенко**

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

НЕОБЫЧНЫЕ СЛУЧАИ ПРОЯВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Введение

Несмотря на то, что оптическая активность в одноосных кристаллах хорошо исследована и по этой теме есть много различных работ, все равно остаются нерешенные вопросы. Представляют интерес особенности проявления оптической активности в одноосных кристаллах разных классов, связанные с различным видом тензора гирации [1].

Во-первых, это кристаллы примитивных 3, 4, 6 (тензор гирации имеет симметричную и антисимметричную части), аксиальных 32, 422, 622 (тензор гирации симметричен) и планальных классов $3m$, $4mm$, $6mm$ (тензор гирации антисимметричен, а оптическая активность проявляется только при наклонном падении света на кристалл [1–3]).

Во-вторых, в кристаллах классов $\bar{4}2m$ и $\bar{4}$ оптическая активность проявляется необычным образом, а в направлении оптической оси вращение плоскости поляризации отсутствует.

В настоящей работе рассмотрены азимуты поляризации χ и эллиптичности k отраженного (r) и прошедшего (t) света.

1. Влияние антисимметричной части тензора гирации на характеристики отраженного и прошедшего света в кристаллах классов 3, 4, 6, 32, 422, 622 и $3m$, $4mm$, $6mm$

Проведем расчет азимута поляризации χ_r и эллиптичности k_r отраженного света и сравним полученные результаты для примитивных, аксиальных и планальных кристаллов. Величины χ_r и k_r можно рассчитать по формулам [1]:

$$(k_r)_{p,s} = \operatorname{tg} \gamma_{p,s}, \quad \sin 2\gamma_{p,s} = \frac{2 \operatorname{Im} \kappa_{p,s}}{1 + |\kappa_{p,s}|^2}, \quad \operatorname{tg} 2(\chi_r)_{p,s} = \frac{2 \operatorname{Re} \kappa_{p,s}}{1 - |\kappa_{p,s}|^2}, \quad (1)$$

где индексы p, s соответствуют p - и s -поляризации падающего света;

$$\kappa_p = \frac{E_{ps}}{E_{pp}} = \frac{2i n_i \eta_i (\alpha_{12} n_i \sin \varphi + (\alpha_{11} + \alpha_{33})(\eta_o - \eta_e) n_o^2 / (n_e^2 - n_o^2) + \alpha_{11} \eta_o)}{(\eta_e + \eta_i)(n_o^2 \eta_i - n_i^2 \eta_o)},$$

$$\kappa_s = \frac{E_{sp}}{E_{ss}} = \frac{2i n_i \eta_i (\alpha_{12} n_i \sin \varphi + (\alpha_{11} + \alpha_{33})(n_o^2 \eta_e - n_e^2 \eta_o) / (n_e^2 - n_o^2) + \alpha_{33} \eta_o)}{(\eta_e - \eta_i)(n_o^2 \eta_i + n_i^2 \eta_o)}, \quad (2)$$

$$\eta_i = n_i \cos \varphi, \quad \eta_{o,e} = \sqrt{n_{o,e}^2 - n_i^2 \sin^2 \varphi}.$$

Здесь φ – угол падения света, n_o, n_e – главные показатели преломления одноосного кристалла, n_i – показатель преломления внешней среды, E_{pp}, E_{ps} и E_{sp}, E_{ss} – компоненты электрического поля отраженной волны, первые индексы p - и s - означают поляризацию падающей волны, вторые – отраженной. Формулы получены без учета многократных отражений и приведены для случая, когда оптическая ось кристалла параллельна плоскости пластинки и перпендикулярна плоскости падения света.

Так как величины χ_r и k_r пропорциональны α_{ij} , в большинстве случаев $|\chi_r| \ll 1, |k_r| \ll 1$. Но величины χ_r и k_r могут принимать большие значения, если знаменатель (2) близок к нулю. Это возможно при p -поляризации падающего света, если угол падения близок к углу Брюстера φ_B ($\tan^2 \varphi_B = \varepsilon_o / n_i^2$). Также знаменатель (2) может быть малым при любом φ , если показатель преломления внешней среды n_i близок к показателям преломления кристалла.

На рисунке 1 показаны зависимости $\chi_r(\varphi)$ и $k_r(\varphi)$ при p - (рисунки 1,а и 1,б) и s -поляризациях (рисунки 1,в и 1,г) падающего света при его падении из среды с показателем ($n_i = 2,265$), близким к показателям преломления кристалла. Для планальных кристаллов (кривые 1) зависимости $k_r(\varphi)$ и $\chi_r(\varphi)$ антисимметричны ($\chi_r(-\varphi) = -\chi_r(\varphi), k_r(-\varphi) = -k_r(\varphi)$), для аксиальных (кривые 2) симметричны ($\chi_r(-\varphi) = \chi_r(\varphi), k_r(-\varphi) = k_r(\varphi)$), а для примитивных (кривые 3) несимметричны ($|\chi_r(-\varphi)| \neq |\chi_r(\varphi)|, |k_r(-\varphi)| \neq |k_r(\varphi)|$). Это также видно из формул (1), (2).

Для прозрачного кристалла $\chi_r(\varphi) = 0$, а максимальные значения $k_r(\varphi)$ равны ± 1 в окрестностях точек $\varphi = \pm \varphi_B$ для p -поляризации падающего света; при этом $k_r(\pm \varphi_B) = 0$ [4]. Для поглощающего кристалла максимумы и минимумы $k_r(\varphi)$ уже не доходят до ± 1 (рисунок 1,б); $\chi_r(\varphi) \neq 0$ (рисунки 1,а и 1,в).

Рассмотрим зависимости азимута поляризации χ_r прошедшего света от длины волны λ при наличии изотропной точки по двупреломлению (рисунок 2). Расчеты проведены с учетом многократных отражений. Для кристаллов классов 3, 4, 6 и 32, 422, 622 в изотропной точке видно вращение плоскости поляризации (рисунок 2,а), $\rho \approx \pi(\alpha_{11} + \alpha_{33})/\lambda$. В кристаллах $3m, 4mm, 6mm$ вращение плоскости поляризации отсутствует (рисунок 2,б).

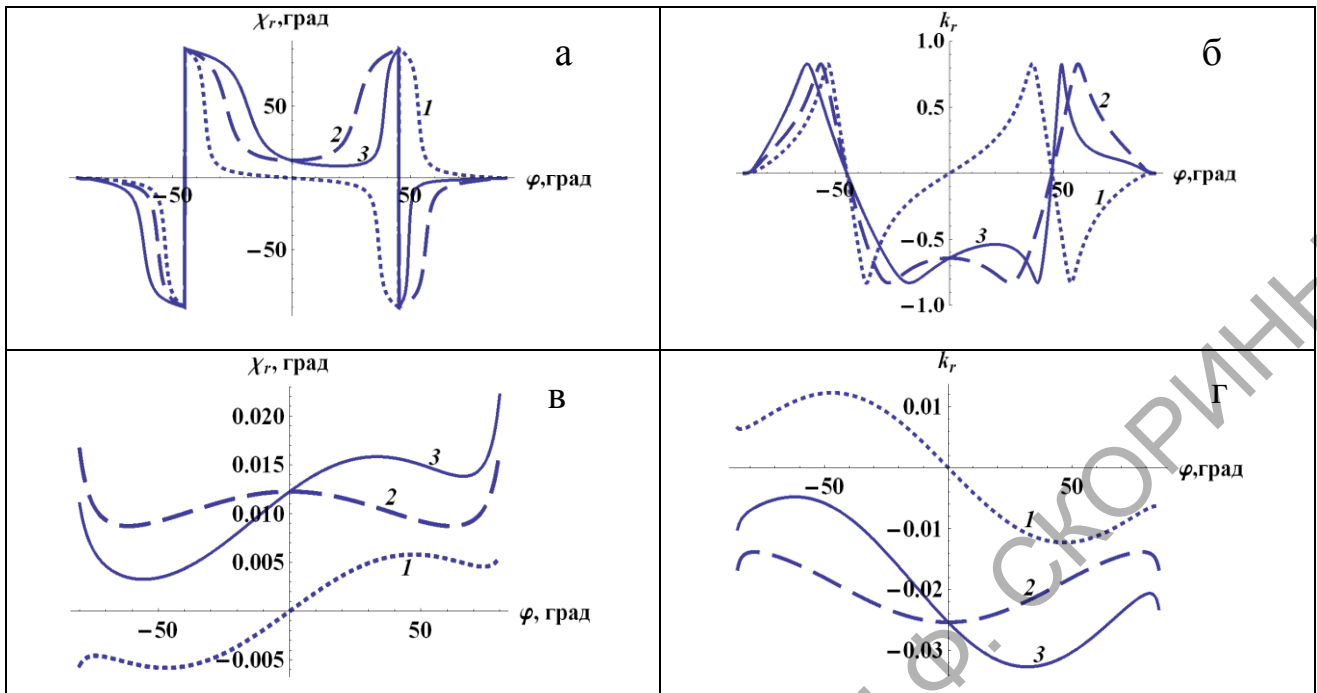


Рисунок 1 – Зависимости χ_r и k_r от угла падения φ ;

а, б – p -поляризация, в, г – s -поляризация падающего света;

$n_o = 2,2597 + i 0,001$, $n_e = 2,4125 + i 0,0012$, $n_i = 2,265$;

1 – $\alpha_{11} = \alpha_{33} = 0$, $\alpha_{12} \neq 0$; 2 – $\alpha_{11}, \alpha_{33} \neq 0$, $\alpha_{12} = 0$; 3 – $\alpha_{11}, \alpha_{33}, \alpha_{12} \neq 0$;
 $\alpha_{11} = 1,9 \cdot 10^{-3} + i \cdot 10^{-6}$, $\alpha_{33} = -5,7 \cdot 10^{-3} - i 1,5 \cdot 10^{-6}$, $\alpha_{12} = -3,5 \cdot 10^{-3} - i 2 \cdot 10^{-6}$

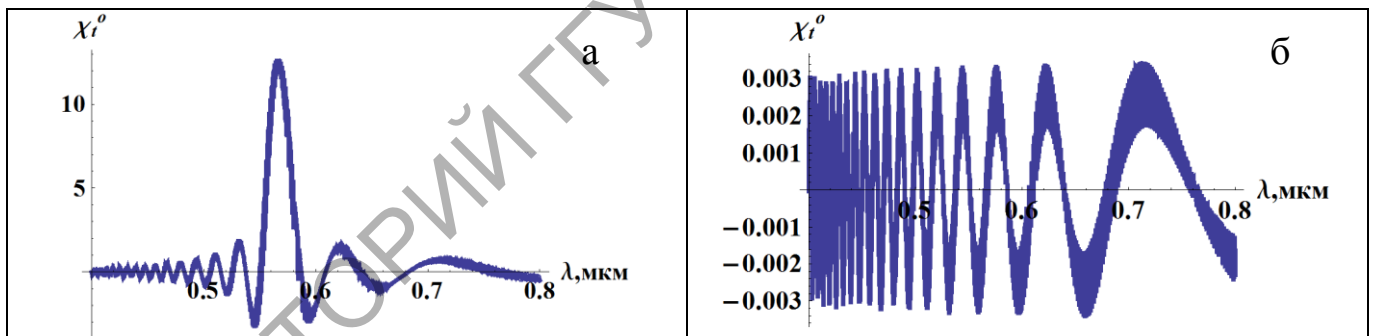


Рисунок 2 – Зависимости $\chi_r(\lambda)$ при наличии изотропной точки;

а – классы 3, 4, 6 и 32, 422, 622; б – 3m, 4mm, 6mm;

свет падает под углом $\varphi = 30^\circ$; $d = 0,1$ мм, $n_t = 1$, $n_i = 1$, $\alpha_{11} = 1,9 \cdot 10^{-4}$,
 $\alpha_{33} = -5,7 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_{12} = -3,5 \cdot 10^{-4}$

2. Особенности проявления оптической активности в кристаллах классов $\bar{4}2m$ и $\bar{4}$

В кристаллах классов $\bar{4}2m$ и $\bar{4}$ тензор гирации имеет необычный вид ($\alpha_{22} = -\alpha_{11}$, $\alpha_{33} = 0$, $\alpha_{21} = \alpha_{12}$) [1]. Для класса $\bar{4}2m$ величина $\alpha_{12} = 0$, если оси

координат X, Y направлены вдоль осей 2-го порядка (рисунок 3,а). Если X, Y выбраны как перпендикуляры к плоскостям симметрии, то $\alpha_{11} = 0$, а $\alpha_{12} \neq 0$.

Рассчитан азимут поляризации χ света, прошедшего через пластинку кристалла $\bar{4}2m$. Пластинка вырезана параллельно оптической оси, плоскость падения света перпендикулярна оптической оси. Но при этом возможна разная ориентация пластинки относительно осей 2-го порядка и плоскостей симметрии. На рисунке 3,б показана величина χ при разных ориентациях (угол ψ) оси 2-го порядка. При $\psi = 0$ (ось 2-го порядка параллельна поверхности пластинки, плоскости симметрии расположены под углом 45° к ней) получаем $\chi(-\varphi) = \chi(\varphi)$; при $\psi = 45^\circ$ (обе оси 2-го порядка расположены под углом 45° к поверхности, одна из плоскостей симметрии параллельна поверхности) $\chi(-\varphi) = -\chi(\varphi)$. В остальных случаях $\chi(-\varphi) \neq \chi(\varphi)$, что показано на рисунке 3, в для $\psi = 30^\circ$.

В кристалле класса $\bar{4}$ есть только ось $\bar{4}$, а зависимости $\chi(\varphi)$ в общем виде несимметричны (рисунок 3,в).

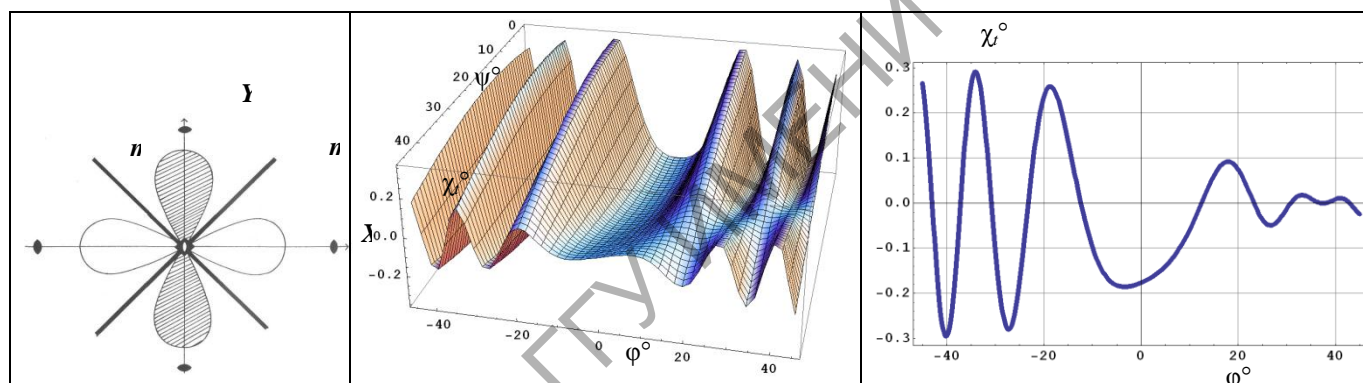


Рисунок 3 – Сечение поверхности гирации кристалла $\bar{4}2m$ (а); зависимость χ от угла падения φ и угла отклонения ψ оси 2-го порядка от поверхности пластинки (б); зависимость $\chi(\varphi)$ при $\psi = 30^\circ$ (в)

Заключение

Рассмотрено влияние антисимметричной части тензора гирации α_{12} на азимуты поляризации χ и эллиптичности и k_r отраженного света в кристаллах классов $3m, 4mm, 6mm$, и проведено сравнение кристаллов классов 3, 4, 6 и 32, 422, 622. Показано, что при $\alpha_{12} \neq 0$ величины χ и k_r при положительных и отрицательных углах падения различны (при чисто антисимметричном тензоре гирации они противоположны). Показано, что величина α_{12} не оказывает влияния на азимут поляризации χ в изотропной точке.

Для кристаллов классов $\bar{4}2m$ показано, что зависимости χ от угла падения для положительных и отрицательных углов падения имеют принципиально разный вид при разной ориентации осей 2-го порядка и плоскостей симметрии относительно поверхности пластинки.

Литература

1. Федоров, Ф.И. Теория гиротропии / Ф.И. Федоров. – Минск : Наука и техника, 1976. – 456 с.
2. Федоров, Ф.И. К вопросу об оптической активности кристаллов планальных классов средних сингоний / Ф.И. Федоров, Б.В. Бокуть, А.Ф. Константинова // Кристаллография. – 1962. – Т. 7. – Вып. 6. – С. 910–915.
3. Константинова, А.Ф. Оптические свойства кристаллов / А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. – Минск : Наука и техника, 1995. – 304 с.
4. Головина, Т.Г. Особенности проявления оптической активности в различных одноосных кристаллах / Т.Г. Головина, А.Ф. Константинова, Е.А. Евдищенко, К.К. Константинов // Кристаллография. – 2016. – Т. 61. – № 4. – С. 588–595.

Г.В. Кулак, Г.В. Крох, Т.В. Николаенко

УО «Мозырский государственный педагогический университет
имени И.П. Шамякина», Мозырь, Беларусь

ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ РЕЖИМ ДИФРАКЦИИ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА УЛЬТРАЗВУКЕ В ГИРОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В настоящее время значительный интерес для оптических технологий представляют квазибездифракционные световые поля, которые соответствуют световым пучкам с сохраняющимся в процессе распространения поперечным распределением амплитуды поля. Наиболее известным классом квазибездифракционных полей являются бесселевы световые пучки (БСП) [1]. Для изготовления акустооптических (АО) устройств обработки информации (модуляторов, дефлекторов, фильтров, процессоров, датчиков и т. д.) широкое применение находят кристаллы, обладающие хорошими фотоупругими свойствами и гиротропией. К таким кристаллам в первую очередь относятся парателлурит (TeO_2), теллур (Te), германат и силикат висмута ($Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}SiO_{20}$), кварц ($\alpha-SiO_2$) и др. В связи с этим актуальна задача исследования различных режимов АО взаимодействия БСП в таких кристаллах [2]. При этом следует учитывать, что наилучшими характеристиками обладают АО устройства в промежуточном режиме дифракции [2]. В настоящей работе с использованием материальных уравнений для гиротропного диэлектрика [3] и метода медленно-изменяющихся амплитуд (ММА) исследован промежуточный режим АО дифракции БСП нулево-