# ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ

*В. С. Львов*

Естественная оптическая активность связана с пространственной дисперсией тензора диэлектрической проницаемости кристалла и существует в тех кристаллах, где отличны от нуля компоненты симметричного псевдотензора второго ранга [1].

Известно [1], что уравнение для определения коэффициента преломления $n$ в оптически активной среде имеет вид

$$\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{n_{01}^2}\right)\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{n_{02}^2}\right)=(G_{ik}\alpha_i\alpha_k)^2. \quad (1)$$

Здесь $n_{01}$ и $n_{02}$ — коэффициенты преломления для двух типов волн, распространяющихся вдоль направления $\alpha$ в неактивном кристалле, а псевдотензор $G_{ik}$ имеет порядок отношения атомного размера к длине волны света. Суммирование проводится, как обычно, по повторяющимся индексам.

12 кристаллографических классов из 32 имеют центр инверсии. В этих кристаллах $G_{ik}=0$ и оптическая активность отсутствует. Из-за высокой симметрии она отсутствует и в кристаллах $C_{3h}$, $C_{3v}$, $C_{4v}$, $C_{6v}$, $D_{3h}$ и $T_d$ классов, не имеющих центра инверсии. И только в этих кристаллах оптическая активность появляется при однородной деформации, понижающей их симметрию.

В линейном по деформации $u_{mn}$ приближении

$$G_{ik}=g_{ikmn}\,u_{mn}. \quad (2)$$

Псевдотензор $g_{ikmn}$, симметричный по первой и второй парам индексов, описывает тензооптическую активность, т. е. оптическую активность, вызванную деформацией. Покажем, что $g_{ikmn}\neq 0$ в интересующих нас кристаллографических классах.

Число независимых компонент $k$ тензора $g$ определяется характерами $\chi(q_i)$ представления, по которому преобразовываются компоненты этого тензора при операциях $q_i$ из группы симметрии кристалла [2]

$$k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \chi(q_i).$$

В нашем случае

$$\chi(q_i) = \pm \frac{1}{4} [\chi_F^2(q_i) + \chi_F(q_i^2)]^2,$$

где $\chi_F(q_i)$ — характеры векторного представления группы (см., например, монографию [2]); знак минус следует брать для элементов симметрии $q_i$, включающих инверсию. Для классов $C_{3h}$ и $C_{3v}$ $k = 4$, для $C_{4v}$ $k = 3$, для $C_{6v}$ и $D_{3h}$ $k = 2$, а для кубического кристалла $T_d$ $k = 1$. Таким образом, соображения симметрии разрешают существование тензооптической активности во всех шести классах.

Следует, однако, иметь в виду, что поправка к коэффициенту преломления $n$, обусловленная оптической активностью среды, будет первого порядка по $G_{ik}$, только если $n_{01} = n_{02}$, т. е. тогда, когда свет распространяется вдоль оптической оси (ось $z$ в одноосных кристаллах). Стандартным методом [3] можно определить неисчезающие компоненты $g_{ikmn}$. При этом оказывается, что во всех интересующих нас одноосных кристаллах ($C_{3h}$, $C_{3v}$, $C_{4v}$, $C_{6v}$ и $D_{3h}$) $G_{zz} = g_{zzmn} u_{mn} = 0$ при произвольной деформации. Это происходит неслучайно и связано с тем, что одноосная деформация вдоль оптической оси не понижает симметрии одноосных кристаллов, поэтому наблюдение тензооптической активности в этих кристаллах требует весьма исключительного стечения обстоятельств — их полной оптической изотропии, не вытекающей, однако, из соображений симметрии.

Кубические кристаллы всегда оптически изотропны, небольшое двулучепреломление появляется лишь при деформации. При этом вполне может оказаться так, что $|n_{01} - n_{02}| < |G_{ik} \alpha_i \alpha_k|$. Таким образом, наиболее подходящими для наблюдения тензооптической активности являются кристаллы класса $T_d$. Для них

$$g_{xxyy} = -g_{xxzz} = g_{yyzz} = -g_{yyxx} = g_{zzxx} = -g_{zzyy} = \frac{\omega}{c} g. \tag{3}$$

Предполагая, что $|n_{01} - n_{02}| < |G_{ik} \alpha_i \alpha_k|$, из уравнений (1) и (2) легко определить величину тензооптической активности. Она пропорциональна

$$\delta = g_{ikmn} \alpha_i \alpha_k u_{mn}. \tag{4}$$

Из (3) и (4) видно, что однородная или чисто сдвиговая деформация не вызывает эффекта в $T_d$ кристаллах. Для одноосевой деформации

$$u_{mn} = P[C_{11} + (C_{11} - C_{12}) \beta_m^2], \tag{5}$$

где $\mathbf{P}$ — давление на кристалл, $C_{11}$ и $C_{12}$ — его упругие постоянные, а $\beta = \frac{\mathbf{P}}{P}$. Обозначая через $\theta_\alpha$ и $\varphi_\alpha$ сферические координаты $\boldsymbol{\alpha}$, а $\theta_\beta$ и $\varphi_\beta$ — координаты $\beta$, из (3), (4) и (5) можно получить

$$\delta = gP(C_{11} - C_{12}) \frac{\omega}{2c} \{\cos 2\varphi_\alpha \sin^2 \theta_\alpha (1 - 3\cos^2 \theta_\beta) - \\ - \cos 2\varphi_\beta \sin^2 \theta_\beta (1 - 3\cos^2 \theta_\alpha)\}. \tag{6}$$

Отсюда видно, что тензооптическая активность отсутствует, если свет распространяется вдоль давления ($\boldsymbol{\alpha} \parallel \beta$) и если направление одного из векторов $\alpha$ или $\beta$ совпадает с осью симметрии третьего порядка. Кроме того, $\delta=0$, если $\alpha$ и $\beta$ лежат в одной и той же плоскости отражения или лежат в разных плоскостях, но в таких, которые переходят друг в друга при повороте $S_4$. Максимальный угол поворота плоскости поляризации на единицу длины образца

$$\delta\frac{\omega}{c}\frac{n_0^3}{2}=gP(C_{11}-C_{12})\left(\frac{\omega}{c}\right)^2\frac{n_0^3}{2}$$

должен наблюдаться, когда $\alpha$ и $\beta$ направлены вдоль разных осей $S_4$. Интересно отметить, что эффект меняет знак при замене $\alpha\leftrightarrows\beta$.

Автор выражает искреннюю признательность за обсуждения Г. Е. Пикусу и Ю. В. Шмарцеву, по предложению которого написана эта работа.

**Литература**

[1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. ГИФМЛ, М., 1959.
[2] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963.
[3] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Изд. „Наука“, М., 1964.

Институт полупроводников
АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
1 декабря 1966 г.