

ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ В ТЕЛЛУРЕ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ТОКОМ

*Л.Е.Воробьев, Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус,
И.И.Фарбштейн, В.А.Шалыгин, А.В.Штурбин*

Обнаружено изменение скорости вращения плоскости поляризации света, распространяющегося в кристалле Те вдоль главной оси C_3 , при пропускании через кристалл электрического тока. Угол дополнительного вращения пропорционален току и меняет знак при изменении его направления. Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Пропускание тока через гиротропные кристаллы должно приводить к изменению их оптической активности, линейному по току. Это явление описывается тензором третьего ранга $\vec{\theta}$:

$$\delta \epsilon_{\alpha\beta}^a = i \theta_{\alpha\beta\gamma} j_{\gamma}, \quad (1)$$

где j — плотность тока, $\delta \epsilon_{\alpha\beta}^a$ — соответствующее изменение антисимметричной компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}^a$ тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ ($\epsilon_{\alpha\beta}^a = -\epsilon_{\beta\alpha}^a$). При этом, как следует из инвариантности соотношения (1) к инверсии времени, изменение $\epsilon_{\alpha\beta}^a$ вызывается именно протеканием тока j независимо от того, каким внешним воздействием создается этот ток.

Оптическая активность, индуцированная током, не связана с пространственной дисперсией, в отличие от электрооптической активности, или электрогирации, которая вызывается электрическим полем E и описывается тензором четвертого ранга [1 – 3]

$$\delta \epsilon_{\alpha\beta}^a = i \kappa_{\alpha\beta\gamma\delta} E_{\gamma} q_{\delta}, \quad (2)$$

где \mathbf{q} — волновой вектор света в кристалле. Для теллура в использованной нами геометрии опыта ($\mathbf{j}, \mathbf{q} \parallel C_3$) электрогирация не возникает, так как в кристаллах симметрии D_3 компоненты $\kappa_{\alpha\beta z z} = 0$.

На возможность изменения угла поворота плоскости поляризации света при пропускании тока впервые было указано в [4], где это явление названо электрическим аналогом эффекта Фарадея и где проведена оценка константы θ_{xyz} для гиротропной жидкости. В [5] отмечалась возможность наблюдения этого явления в Те. Экспериментально оптическая активность, индуцированная током, ранее не наблюдалась. Приведенные ниже экспериментальные данные и результаты теоретического расчета показывают, что величина эффекта в теллуре на пять порядков превышает предсказанную в [4] оценку для гиротропной жидкости.

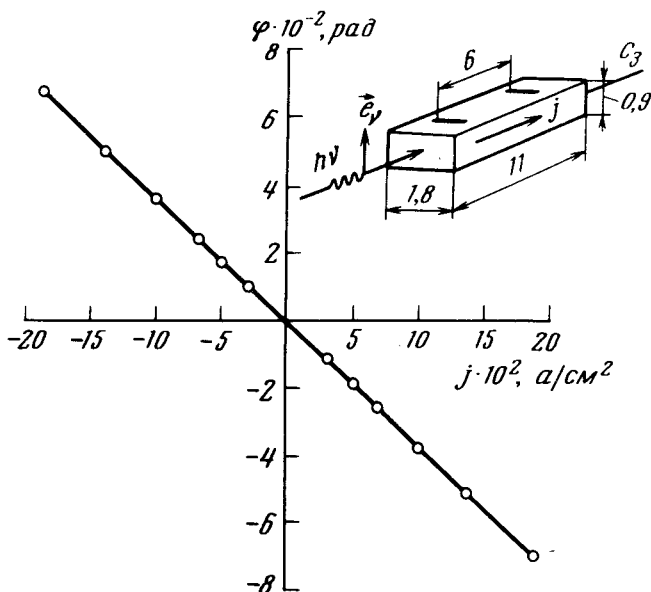


Рис. 1. Зависимость угла вращения ϕ от плотности тока для образца с $\rho = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77 \text{ К}$

Эксперимент. Сфокусированный плоскополяризованный свет CO_2 лазера ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) мощностью $0,1 - 0,3 \text{ Вт}$, работавшего в непрерывном режиме, проходил образец теллура вдоль оси C_3 . Одновременно через образец в том же направлении пропускались импульсы тока длительностью 5 мксек . Форма образца и расположение электродов показаны на рис. 1. Концентрация дырок при $T = 77 \text{ К}$ составляла $\rho = 1,5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. С помощью фотоприемника из Cd Hg Te измерялось вызванное током изменение интенсивности света, прошедшего через анализатор, $I(\chi)$ в зависимости от угла поворота анализатора χ . Эта зависимость в общем случае имеет вид

$$I(\chi) = \frac{1}{2} I [1 + P_{\text{лин}} \cos 2(\chi - \psi)], \quad (3)$$

где I — интенсивность, $P_{\text{лин}}$ — степень линейной поляризации света на выходе из кристалла, ψ — поворот плоскости поляризации в кри-

талле. Для исследованного образца $P_{\text{лин}}$ составляло 0,83. Эта деполяризация, по-видимому, была вызвана рассеянием света на гранях образца и не связана с циркулярным дихроизмом, который, как показывают оценки, ничтожен.

Изменение интенсивности света на выходе, вызванное током,

$$\Delta I(\chi) = I \cdot P_{\text{лин}} \sin 2\left(\chi - \psi_0 - \frac{\phi}{2}\right) \sin \phi = \phi I P_{\text{лин}} \sin 2\left(\chi - \psi_0 - \frac{\phi}{2}\right), \quad (4)$$

где ψ_0 — поворот плоскости поляризации, связанный с естественной оптической активностью (ЕОА) при $j = 0$, ϕ — поворот, индуцированный током ($\phi \ll 1$). Значение ϕ определялось из величины $\Delta I(\chi)$ в максимуме при $\chi = \psi_0 + \frac{\phi}{2} \pm \frac{\pi}{4}$ для разных значений тока. На рис. 1 приведена зависимость угла вращения ϕ от плотности тока. Видно, что зависимость $\phi(j_z)$ линейна и при $j = 700 \text{ А/см}^2$ $\phi = -2,5 \cdot 10^{-2}$ рад.

Теория. Угол вращения на единицу длины определяется выражением [6]

$$\phi = \frac{\omega}{2c} [n(\sigma_-) - n(\sigma_+)] = -i \frac{\omega}{2c n_1} \text{Re}(\epsilon_{xy}^a), \quad (5)$$

где $n(\sigma_+)$ и $n(\sigma_-)$ — показатели преломления поляризованных по правому и левому кругу световых волн соответственно (связанные с введенными в [6] величинами n_{\pm} соотношением $n(\sigma_{\pm}) = n_{\mp}$). Из общего выражения для тензора $\hat{\epsilon}$ (см, например, [7]) следует, что величину $\delta \epsilon_{xy}^a$ в (1) можно записать в виде

$$\delta \epsilon_{xy}^a = i \frac{4\pi}{\hbar \omega V} \left(\frac{e}{m_0}\right)^2 \sum_{l\mathbf{k}} f_h(-\mathbf{k}) \frac{|p_{lv}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{lv}^+(\mathbf{k})|^2}{\omega_{lv}^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

Здесь $f_h(\mathbf{k})$ — функция распределения дырок, p_{lv}^{\pm} — междузонные матричные элементы оператора импульса, $p^{\pm} = (p_x \pm ip_y)/\sqrt{2}$, $\hbar \omega_{lv} = \mathcal{E}_l(\mathbf{k}) - \mathcal{E}_v(\mathbf{k})$, $\mathcal{E}_r(\mathbf{k})$ — энергия электрона в состоянии (r, \mathbf{k}) .

Мы рассчитали вклад в $\delta \epsilon_{xy}^a$ виртуальных переходов из валентной зоны в зону проводимости теллура. Именно эти переходы, как показывает расчет [8] и экспериментальные данные [9], определяют ЕОА в кристаллах Те.

Оптическая активность, индуцированная током, связана с изменением вероятностей междузонных переходов при изменении функции распределения дырок. Верхняя валентная зона теллура не вырождена и при $k_z > 0$ в волновой функции электронов преобладают состояния с проекцией момента $m_z = 3/2$, а при $k_z < 0$ — состояния с $m_z = -3/2$ [8]. Поэтому вероятность междузонных переходов для право- и левополяризованного света существенно зависит от k_z [8]

$$W_{\mathbf{k}}^{\pm} \sim f_h(-\mathbf{k}) \sum_c |p_{c^{\pm}v}(\mathbf{k})|^2 \sim f_h(-\mathbf{k}) \frac{\mathcal{E}_{\mp} \mp \beta k_z}{2\mathcal{E}}, \quad \text{где } \mathcal{E}^2 = \Delta^2 + \beta^2 k_z^2. \quad (7)$$

При протекании тока, когда преимущественно заполняются состояния дырок с $k_{z,h} = -k_z > 0$, как видно из рис.2, коэффициент поглощения света $a(\sigma_-)$ превышает $a(\sigma_+)$ и соответственно показатель преломления $n(\sigma_-) > n(\sigma_+)$ (при $\beta > 0$).

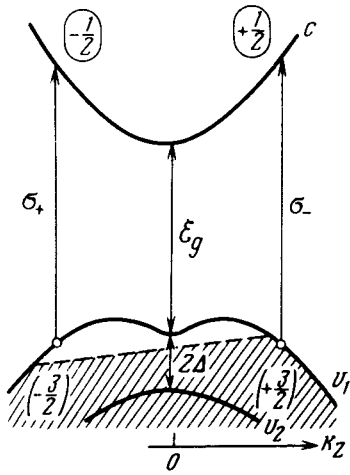


Рис.2.Изменение вероятности межзонных переходов в Те при пропускании тока (для наглядности показан случай вырожденных дырок)

Расчет показывает, что при $(\mathcal{E}_g - \hbar\omega) \gg k_B T$

$$y = \frac{\phi}{j_z L} = \frac{2 \pi e}{c n_{\perp} \Delta} \frac{m_{11}^v}{m^*} \frac{\omega_g v_0}{\omega_g^2 - \omega^2} Q, \quad (8)$$

где $\mathcal{E}_g = \hbar\omega_g$ — ширина запрещенной зоны, $v_0 = \beta/\hbar$ (остальные обозначения см. в [5]). Коэффициент Q в (8) зависит от вида функции распределения $f_h(\mathbf{k})$ и в простейшем случае, когда

$$f_h(\mathbf{k}) = f_0(\mathcal{E}_h) \left[1 + \frac{e E_z}{k_B T} v_z(\mathbf{k}) \tau(\mathcal{E}_h) \right] \text{ и } \tau(\mathcal{E}_h) \sim \mathcal{E}_h^n,$$

где $f_0(\mathcal{E}_h)$ — равновесная больцмановская функция, $\mathcal{E}_h(\mathbf{k}) = -\mathcal{E}_v(-\mathbf{k})$ — кинетическая энергия дырки, $v_z = \partial \mathcal{E}_h / \partial (\hbar k_z)$ — время релаксации дырок по импульсу, имеем

$$Q = a \int_0^{\infty} dx \frac{\sqrt{x}}{1+x} \times \\ \times (a\sqrt{1+x} - 1) \Gamma(n+1, \xi) / \int_0^{\infty} dx \frac{\sqrt{x}}{1+x} (a\sqrt{1+x} - 1)^2 \Gamma(n+1, \xi); \quad (9)$$

где $\Gamma(n+1, \xi)$ — неполная гамма-функция, $\xi = \frac{\Delta}{k_B T} (\frac{a}{2} x - \sqrt{1+x} + 1)$, $a = \hbar^2 \Delta / m_{11}^v \beta^2$. Коэффициент Q слабо зависит от индекса n . При $n = 0$, $a = 0,765$, $\Delta = 63$ мэВ, $T = 77$ К этот коэффициент равен $Q = 1,66$. Соответственно при $m^* = 0,1 m_0$, $\mathcal{E}_g = 0,34$ эВ, $\beta = \pm 2,44 \times$

$\times 10^{-8}$ эВ · см, $\lambda = 10,6$ мкм, $n_{\perp} = 4,8$ получаем

$$\gamma = \pm 2 \pi \cdot 1,45 \cdot 10^{-5} \text{ рад} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{см},$$

что близко к экспериментальному значению $\gamma = -6 \cdot 10^{-5} \text{ рад} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{см}$.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
20 марта 1979 г.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Литература

- [1] И.С.Желудев. Кристаллография, **9**, 501, 1964.
 - [2] Ю.В.Шалдин. ДАН СССР, **191**, 86, 1970.
 - [3] О.Г.Влох, И.С.Желудев, И.М.Климов. ДАН СССР, **223**, 1391, 1975.
 - [4] Н. Б.Баранова, Ю.В.Богданов, Б.Я.Зельдович. УФН, **125**, 348, 1977.
 - [5] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус. Письма в ЖЭТФ, **27**, 640, 1978.
 - [6] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., 1957, § 82.
 - [7] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. § 36.
 - [8] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус. ФТТ, **16**, 1933, 1974.
 - [9] Л.С.Дубинская, И.И.Фарбштейн. ФТТ, **20**, 753, 1978.
-