

©1994 г.

## ОБ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ CdSnAs<sub>2</sub> И CdGeP<sub>2</sub>

*Р.К. Карымшаков*

Киргизский государственный университет,  
720000, Бишкек, Кыргызстан  
(Получена 11 мая 1993 г. Принята к печати 10 мая 1994 г.)

Предлагается методика определения оптической активности кристаллов точечной группы  $\bar{4}2m$ . Установлено, что для полупроводниковых кристаллов CdSnAs<sub>2</sub> и CdSeP<sub>2</sub> удельная оптическая активность подчиняется закону Био  $\rho_0 = b/\lambda^2$ . Постоянная  $B$  равна 3.48 и 0.32 град·мкм для CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeP<sub>2</sub> соответственно.

В работе также найдена разность главных показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле CdGeP<sub>2</sub>.

Известно, что кристаллы точечной группы  $\bar{4}2m$  [1], к которым относятся тройные алмазоподобные соединения  $A^{IV}B^{IV}C_2^V$ , оптически одноосны и вращение плоскости поляризации при распространении света вдоль оптической оси у этих кристаллов должно отсутствовать. Оптическая активность у кристаллов класса  $\bar{4}2m$  возможна только при распространении света в направлениях, в которых имеется также и двойное лучепреломление.

В данной работе сделана попытка оценить оптическую активность в CdSnAs<sub>2</sub> и CdGeP<sub>2</sub>, относящихся к точечной группе  $\bar{4}2m$ .<sup>1</sup>

В работе [3] при изучении двойного лучепреломления в CdSnAs<sub>2</sub> было обнаружено, что спектр коэффициента пропускания представляет собой интерференционную картину, в которой амплитуды максимумов уменьшаются с уменьшением длины волны. Поскольку такое уменьшение не влияет на определение разности главных показателей преломления обыкновенного ( $n_{\perp}$ ) и необыкновенного ( $n_{\parallel}$ ) лучей, это явление не изучалось вообще. Исследования последних лет показали,

<sup>1</sup> В работе [2] сообщалось, что величина естественной активности в исследованных CdSnAs<sub>2</sub> значительно больше, чем у кварца и даже теллура. В этой работе методика измерения оптической активности ошибочна, как показали контрольные измерения на тех же образцах, любезно предоставленных авторами [2].

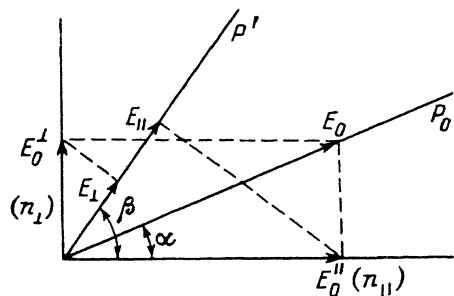


Рис. 1. Схема, поясняющая вывод (2).

что изменение коэффициента пропускания связано с наличием оптической активности в кристалле.

Чтобы оценить влияние оптической активности на двойное лучепреломление обратимся к рис. 1. Поместим между двумя поляризаторами с плоскостями поляризации  $P_0$  и  $P'$  плоскопараллельную пластину из одноосного кристалла. Будем считать, что луч, пройдя через поляризатор  $P_0$ , падает нормально на поверхность образца.

Рассмотрим случай, когда пластина вырезана таким образом, что ее поверхность параллельна оптической оси  $z$  и плоскость поляризации  $P_0$  составляет угол  $\alpha$  с оптической осью кристалла. Световую волну с амплитудой электрического вектора  $\mathbf{E}_0$  можно разложить на две составляющие: одну, поляризованную параллельно оптической оси ( $E_0^{\parallel} = E_0 \cos \alpha$ ), другую — перпендикулярно ( $E_0^{\perp} = E_0 \sin \alpha$ ). Эти две волны на выходе пластины могут быть представлены как

$$\mathbf{E}^{\parallel} = \mathbf{E}_0^{\parallel} \exp(i\omega t - \Gamma_{\parallel} d),$$

$$\mathbf{E}^{\perp} = \mathbf{E}_0^{\perp} \exp(i\omega t - \Gamma_{\perp} d),$$

где  $\Gamma_{\parallel, \perp} = i\omega(n_{\parallel, \perp} - ik_{\parallel, \perp})s/c$  — вектор распространения волны,  $n_{\parallel, \perp}$  и  $k_{\parallel, \perp}$  — показатель преломления и коэффициент экстинкции для необыкновенного и обыкновенного лучей соответственно,  $d$  — толщина образца,  $\omega$  — частота излучения,  $c$  — скорость распространения света в вакууме,  $s$  — единичный вектор, совпадающий с вектором Умова–Пойнтинга.

Если на пути такого луча поставить анализатор, плоскость поляризации которого  $P'$  составляет угол  $\beta$  по отношению к оптической оси, компоненты амплитуды электрического вектора после прохождения через анализатор определяются как  $E_{\parallel} = E_0 \cos \alpha \cos \beta$ ,  $E_{\perp} = E_0 \sin \alpha \sin \beta$ , в результате чего электрическое поле световой волны на выходе анализатора можно представить как  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_{\perp}$ ,  $E = E_0 \{ \exp i\omega [t - (n_{\parallel} - ik_{\parallel})d/c] \cos \alpha \cos \beta + \exp i\omega [t - (n_{\perp} - ik_{\perp})d/c] \sin \alpha \sin \beta \}$ , а для интенсивности света находим

$$I = \mathbf{E} \mathbf{E}^* = I_0 \exp(-2k\omega d/c) \left\{ \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \sin \alpha \cos \alpha \sin \beta \cos \beta [\exp(2\pi i d \Delta n / \lambda) + \exp(-2\pi i d \Delta n / \lambda)] \right\}, \quad (1)$$

где  $k \simeq k_{\parallel} \simeq k_{\perp}$ ,  $\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ ,  $I_0$  — интенсивность света в падающей волне. (Если оптическая ось составляет угол  $\varphi$  с поверхностью образца, то следует произвести замену [3]  $\Delta n$  на  $\Delta n_{\varphi} = \Delta n \cos \varphi$ ). Отсюда получается выражение для оптического пропускания кристалла

$$T = \frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{4\pi kd}{\lambda}\right) \left[ \cos^2(\alpha - \beta) + \frac{1}{2} \sin 2\alpha \sin 2\beta \left( \cos \frac{2\pi d \Delta n}{\lambda} - 1 \right) \right]. \quad (2)$$

Формула (2) при  $k = 0$  переходит в формулу А.Б.Шубникова [4], что и следовало ожидать.

Предположим теперь, что образец обладает естественной оптической активностью и на толщине образца  $d$  плоскость поляризации повернется на угол  $\rho = \rho_0 d$ , где  $\rho_0$  — удельное вращение плоскости поляризации. Тогда угол  $\alpha$  в зависимости от направления вращения плоскости поляризации следует заменить на  $\alpha \pm \rho$ .

Условия эксперимента можно выбрать так, чтобы  $\alpha = \beta = 45^\circ$ , тогда амплитуды электрических векторов обоих лучей, вышедших из пластинки, будут одинаковыми (предполагается, что дихроизма нет). При этих условиях формула (2) примет вид

$$T = \exp(-4\pi kd/\lambda) \left[ \frac{\cos 2\rho \cos(2\pi d \Delta n/\lambda) + 1}{2} \right]. \quad (3)$$

Как видно, зависимость коэффициента пропускания от длины волны модулируется функцией  $\cos 2\rho$ , спадает как  $\exp(-4\pi kd/\lambda)$ .

### Результаты эксперимента и их обсуждение

В полупроводниках коэффициент поглощения на свободных носителях далеко за краем поглощения не зависит от ориентации электрического вектора относительно оптической оси и очень мал, т.е.  $k \simeq 0$ . Это дает возможность опустить экспоненциальный множитель в (3). Тогда получаем зависимость

$$2\rho = \arccos \left[ \frac{2T - 1}{\cos(2\pi d \Delta n/\lambda)} \right], \quad (4)$$

которую сравнительно легко проверить экспериментально.

Измерения проводились на экспериментальной установке, аналогичной описанной в работе [2].

Для эксперимента использовался плоскопараллельный образец  $\text{CdSnAs}_2$  толщиной  $d = 460$  мкм, угол между тетрагональной осью и поверхностью составлял  $\varphi = 50.5^\circ$ . Результаты эксперимента приведены на рис. 2 (точки). Найденное из периода интерференции значение  $\Delta n_{\varphi}$  оказалось равным 0.086 и почти не зависело от длины волны. На основании формулы (4) по значениям  $T$  в интерференционных максимумах и минимумах можно определить экспериментальные значения  $\rho$ . Экспериментальную зависимость  $2\rho(\lambda)$  для  $\text{CdSnAs}_2$  приведенную на рис. 3 (точки 1), можно описать с использованием закона дисперсии Био

$$\rho_0 = B/\lambda^2, \quad (5)$$

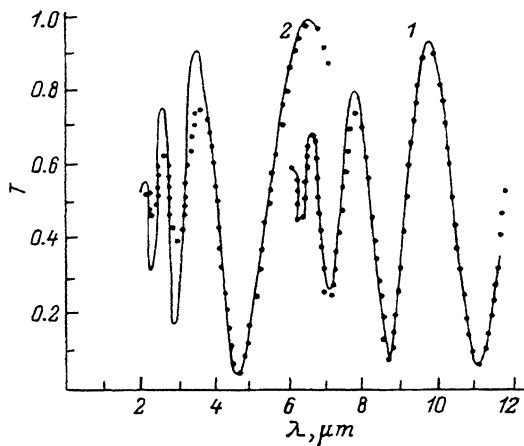


Рис. 2. Спектры оптического пропускания  $\text{CdSnAs}_2$  (1) и  $\text{CdGeP}_2$  (2): точки — эксперимент, сплошные линии — расчет соответственно по (6) для  $\text{CdSnAs}_2$  и по (7) для  $\text{CdGeP}_2$ .

где  $B = 3.48$  град·мкм. Таким образом, из (3) с учетом (5) получим

$$T = \frac{\cos(2B/\lambda^2) \cos(2\pi d\Delta n/\lambda) + 1}{2}. \quad (6)$$

Значения  $T$ , рассчитанные по формуле (6), в зависимости от длины волны показаны на рис. 2 (сплошная линия). Видно, что расчет и эксперимент в пределах ошибки удовлетворительно согласуются.

Аналогичный эксперимент проведен для образца  $\text{CdGeP}_2$  толщиной  $d = 610$  мкм, вырезанного в плоскости (110). В этом случае оптическая ось  $c$  была параллельна поверхности. Установлено, что разность главных показателей преломления кристалла хорошо описывается формулой  $\Delta n = 0.011 + D/\lambda^2$ , где  $D = 0.015$  мкм<sup>2</sup>. Оптическая активность для  $\text{CdGeP}_2$  подчиняется закону (6) со значением  $B = 0.32$  град·мкм. Таким образом, для  $\text{CdGeP}_2$  расчетная формула для оптической прозрачно-

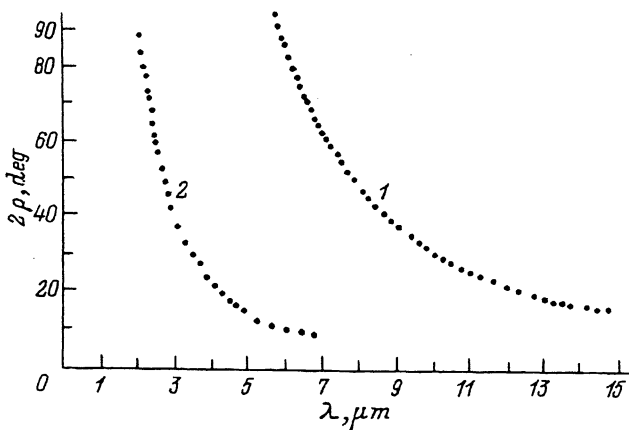


Рис. 3. Спектральные зависимости углов поворота плоскости поляризации в  $\text{CdSnAs}_2$  (1) и  $\text{CdGeP}_2$  (2), полученные из эксперимента с использованием (3).

сти имеет вид

$$T = \frac{1}{2} \left[ \cos \frac{2d\pi}{\lambda} \left( 0.011 + \frac{0.015}{\lambda^2 [\text{мкм}^2]} \right) \cdot \cos \frac{2dB}{\lambda^2} + 1 \right]. \quad (7)$$

Расчетная кривая, полученная по формуле (7) для  $\text{CdGeP}_2$ , также приведена на рис. 2. Как видно, зависимости коэффициента прозрачности от длины волны, рассчитанные по формулам (6) и (7), вблизи края поглощения для  $\text{CdGeP}_2$  немного отличаются. Видимо, в этой области спектра нельзя пренебрегать различием  $k_{\parallel}$  и  $k_{\perp}$ .

Таким образом, в  $\text{CdSnAs}_2$  и  $\text{CdGeP}_2$  удельная оптическая активность следует закону дисперсии Био (5), известному для других материалов в видимой области спектра.

### Заключение

Разделение оптической активности и двойного лучепреломления в кристаллах точечной группы  $42m$  позволило установить, что удельная оптическая активность следует зависимости  $\rho_0 = B/\lambda^2$  для  $\text{CdSnAs}_2$  и  $\text{CdGeP}_2$ ; значения  $B$  оказались равными 3.48 и 0.32 град·мкм соответственно. Разность главных показателей преломления в  $\text{CdGeP}_2$  описывается выражением  $\Delta n = 0.011 + 0.015/(\lambda^2 [\text{мкм}]^2)$ .

### Список литературы

- [1] Дж. Най. *Физические свойства кристаллов*. (М., Мир, 1967).
- [2] Г.А. Сухарулидзе, В.М. Тучкевич, Ю.И. Уханов, Ю.В. Шмарцев. *ФТТ*, **8**, 1159 (1966).
- [3] Р.К. Карымшаков, Ю.И. Уханов, Ю.В. Шмарцев. *ФТП*, **4**, 362 (1970).
- [4] А.В. Шубников. *Оптическая кристаллография*. (М.-Л., 1950).
- [5] Р.К. Карымшатов. Автореф. канд. дис. (Ташкент, 1971).

Редактор Л.В. Шаронова