

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЕСТЕСТВЕННОГО И ИСКУССТВЕННОГО ЯВЛЕНИЙ ПСЕВДОПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ КРИВЫХ МЕТОДОМ «КРЮКОВ» РОЖДЕСТВЕНСКОГО

А. Х. Зильберштейн и Л. Е. Соловьев

В работе исследовано явление псевдопересечения дисперсионных кривых (ПДК) в кристаллах  $\text{CdS-Ga}_2\text{S}_3$  и  $\text{CdS}$ . В кристалле  $\text{CdS-Ga}_2\text{S}_3$ , где имеет место естественное явление ПДК, интерферометрическим методом определена компонента  $\delta_{123}$  тензора гирации в направлении луча перпендикулярно оптической оси кристалла при комнатной температуре. В кристалле  $\text{CdS}$  явление ПДК было индуцировано магнитным полем, и при температуре жидкого азота определена методом «крюков» Рождественского постоянная Верде для случая, когда направление распространения света перпендикулярно оптической оси кристалла.

В работе [1] теоретически предсказан эффект псевдопересечения дисперсионных кривых (ППДК) в гиротропных средах, в которых дисперсионные кривые для «обыкновенного» и «необыкновенного» лучей пересекаются в определенной точке спектра таким образом, что  $n_o(\lambda_0) = n_e(\lambda_0)$ . Эта точка называется изотропной, поскольку при этой длине волны среда обладает оптической изотропией, не вытекающей из свойств симметрии.

Замечательной особенностью подобных сред (в частности, кристаллических) является спектральное поведение света при распространении через систему, состоящую из двух скрещенных поляризаторов и помещенного между ними образца. Как показано в работе [2], в зависимости от взаимной ориентации кристалла и поляризаторов наблюдается либо пропускание, либо поглощение света в чрезвычайно узкой спектральной области. Таким образом, система в целом является узкополосным фильтром. В дальнейшем будет показано, что в некоторых средах параметрами этого фильтра можно управлять, прикладывая внешние поля.

Мы попытаемся трактовать явление ППДК как проявление эффектов пространственной дисперсии света. Не следует считать, что явление реализуется редко. Изотропная точка, как таковая, обнаружена в ряде кристаллов:  $\text{CdS}$  [3],  $\text{CdSe}$  [2],  $\text{MgF}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [4],  $\text{ZnO}$ . Что касается полупроводниковых кристаллов, то наличие в них изотропной точки, по нашему мнению, связано с сильными поляризованными линиями экситонов вблизи края собственного поглощения, что приводит к быстрому росту одного из показателей преломления по мере приближения к краю поглощения. Есть основания предполагать наличие изотропной точки во всех полупроводниковых соединениях класса  $6\text{mm}(C_{6v})$ . Само по себе явление ППДК представляет интерес для изучения дисперсионных особенностей вблизи «псевдорезонанса» (реальный энергетический уровень отсутствует).

### Теоретическая часть

I. Рассмотрим распространение нормальных волн в одноосном кристалле. Направим ось  $z$  (3) вдоль лучевого вектора  $s$ . Тогда можно показать, что дисперсионное уравнение для гиротропного кристалла принимает вид [5]

$$\left(\frac{1}{\bar{n}^2} - \frac{1}{n_0^2}\right)\left(\frac{1}{\bar{n}^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) = \delta_{123}^2 \frac{\omega^2}{c^2} \bar{n}^2, \quad (1)$$

где  $n_0$  и  $n_e$  — показатели преломления «обыкновенного» и «необыкновенного» лучей,  $\delta_{123}$  — член, характеризующий гирацию:  $\epsilon_{ij}^{-1}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon_{ij}^{-1}(\omega) + i\delta_{ijkl}(\omega)k_l$ . В негиротропных средах  $\delta = 0$  и уравнение (1) имеет два решения, соответствующие  $n_0(\omega)$  и  $n_e(\omega)$ . В окрестности изотропной точки можно положить

$$\left. \begin{aligned} n_0(\omega) &= n_{00} + \eta_0(\omega - \omega_0), \\ n_e(\omega) &= n_{00} + \eta_e(\omega - \omega_0). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Обозначив  $\delta_{123} \frac{\omega}{c} \equiv \Delta$  и подставив (2) в (1), получим

$$n_{1,2}^2 = \frac{n_0^2 + n_e^2}{2} \pm \sqrt{\frac{(n_0^2 - n_e^2)^2}{4} + \Delta^2 n_0^2 n_e^2}. \quad (3)$$

а. В непосредственной близости от изотропной точки, когда  $|n_0 - n_e| \ll |\Delta|$

$$n_{1,2}^2 = \frac{n_0^2 + n_e^2}{2} \pm \delta_{123} \frac{\omega}{c} n_{00}^5. \quad (4)$$

б. Достаточно далеко от изотропной точки  $|n_0 - n_e| \gg |\Delta|$

$$n - n_0 \approx \delta_{123}^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{n_{00}^6}{4(\eta_0 - \eta_e)(\omega - \omega_0)}. \quad (5)$$

При  $\delta_{123} = 0$  нормальные волны поляризованы линейно, в то время как при учете пространственной дисперсии можно показать [5], что в случае а нормальные волны имеют круговую поляризацию и в самой изотропной точке должно наблюдаться вращение плоскости поляризации падающего линейно поляризованного света ( $\varphi$  — удельное вращение)

$$\varphi = \frac{\pi}{\lambda_0} (n_1 - n_2) = \frac{2\pi^2}{\lambda_0^2} n_{00}^4 \delta_{123}.$$

В случае б распространяются две эллиптически поляризованные волны

$$\left. \begin{aligned} D_y^{(1)} &= i\rho D_x^{(1)}, \\ D_y^{(2)} &= -i \frac{1}{\rho} D_x^{(2)}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где

$$\rho = \delta_{123} \frac{\omega}{2c} n_{00}^4 \frac{1}{n_0 - n_e}. \quad (7)$$

Величина  $\rho$  характеризует степень эллиптичности нормальных волн (отношение полуосей эллипса).

Аналогичные рассуждения применимы не только для гиротропных сред, но и в тех случаях, когда  $\delta_{123} = 0$  (как например, в CdS, CdSe, ZnO). В этих кристаллах отсутствует центр инверсии, что позволяет наблюдать явление тензооптической активности, которое внешне проявляется так же, как и естественное явление ППДК [2]. Подобными свойствами обладают также кристаллы с изотропной точкой, помещенные в продольное магнитное поле.

II. В отличие от [2], где мы наблюдали спектр пропускания системы, здесь мы провели исследование дисперсии нормальных волн вблизи изотропной точки, используя методику интерференции поляризованных лучей. Мы определяли с помощью двупреломляющего кварцевого клина степень эллиптичности выходящего из кристалла света. Измеряя зависимость  $\rho$  от частоты, можно получить значение параметра  $\Delta_{123}$ , характеризующего либо естественную оптическую активность, либо тензооптическую актив-

ность [6], либо постоянную Верде  $R$  для тех направлений, в которых эти явления трудно наблюдать из-за сильного двулучепреломления.

Можно показать, что если на кристалл, в котором  $\delta_{123} \neq 0$ , пустить свет, поляризованный, например, параллельно оптической оси, то вблизи изотропной точки на выходе из кристалла свет станет эллиптически поляризован и

$$\frac{D_{\text{ВМХ.}}^x}{D_{\text{ВМХ.}}^y} = \frac{1}{\rho \sqrt{2 + 2 \cos \alpha}},$$

где  $\alpha = \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2) l$ .

В тех условиях, в которых проводился опыт,  $\alpha \ll 1$ , поэтому

$$\frac{D_{\text{ВМХ.}}^x}{D_{\text{ВМХ.}}^y} \approx \frac{1}{2\rho}. \quad (8)$$

Вышедший из кристалла свет анализировался с помощью кварцевого двулучепреломляющего клина, острая грань которого расположена под углом  $45^\circ$  к плоскости поляризации падающего света. Доказательство того, что клин компенсирует разность хода, привносимую кристаллом (эта разность хода равна  $4\rho$ ), весьма громоздко и здесь не приводится.

III. Попытаемся применить метод «крюков» для анализа интерференционной картины, полученной с помощью клина и пластинки из кристаллического кварца. Уравнение интерференционной полосы, развернутой в спектр имеет вид [7, 8]

$$by_k - f(\lambda) + rd = k\lambda, \quad (9)$$

где  $by_k$  — разность фаз, вносимая клином ( $y$  — вдоль щели);  $f(\lambda)$  — разность фаз, вносимая кристаллом;  $rd$  — вклад в разность фаз от кварцевой пластинки.

Нетрудно показать, что рабочей формулой для измерения  $\delta_{123}$  методом крюков будет

$$\delta_{123} = \frac{1}{8n_{00}^4} (\lambda_k - \lambda'_k)^2 (\eta_0 - \eta_e) k, \quad (10)$$

где  $k$  — порядок интерференции,  $\lambda_k$  и  $\lambda'_k$  — спектральное положение «крюков».

### Экспериментальная часть

I. Отметим сразу, что наблюдаемые в сульфиде и селениде кадмия [2] картины качественно демонстрируют все эффекты, которые должны наблюдаться в гиротропной среде, хотя известно, что в этих кристаллах  $\delta = 0$ . Мы предположили, что в кристаллах существуют напряжения, понижающие их симметрию. Действительно, отжиг кристаллов при  $T = 400^\circ \text{C}$  в течение суток приводит к уменьшению эффекта, хотя полного исчезновения добиться не удалось.

В чистом виде явление ППДК, теоретически рассмотренное в [1] наблюдается в кристаллах  $\text{CdS-Ga}_2\text{S}_3$ , обладающих симметрией  $\bar{4}(S)$ . Для этого класса характерной особенностью тензора гирации является отсутствие компонент, приводящих к вращению плоскости поляризации вдоль оптической оси, в то время как в остальных направлениях существует двулучепреломление. Мы наблюдали явление ППДК при  $T = 77$  и  $300^\circ \text{K}$ . Этим кристаллам (в отличие от наших наблюдений в  $\text{CdS}$ ,  $\text{CdSe}$  и особенно  $\text{ZnO}$ ) свойственно сильное температурное смещение изотропной точки от 4480 до 4790 Å. Ширина линии ППДК значительно больше, чем в селениде и сульфиде кадмия, что связано с малой величиной угла пересечения. Мы провели дисперсионный анализ эффекта и получили «крюки» (рис. 1, а), по которым измерили величину  $\delta_{123} = (1.0 \pm 0.5) \cdot 10^{-11}$  см для одного из направлений, перпендикулярных оси кристалла.

II. В отожженных кристаллах сульфида кадмия мы наблюдали тензооптическую активность при приложении «чистых» деформаций, т. е.

по возможности вдоль оси второго порядка. При этом симметрия кристалла понижается от  $6\ m\ (C_{6v})$  до  $3\ m\ 2\ (C_{2v})$ . В этом случае из-за эффекта тензооптической активности появляются недиагональные коэффициенты в тензоре гирации. Если напряжение  $F \perp C_6$  (при этом  $F \parallel C_2$ ), а  $K \parallel F$ ,

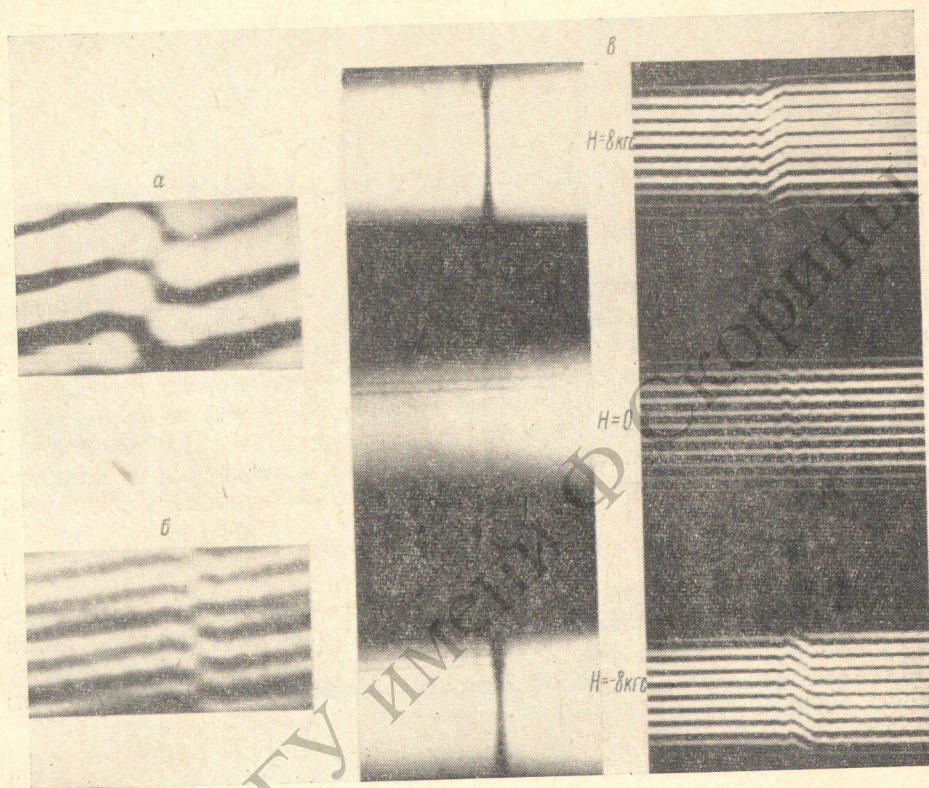


Рис. 1.

*a* — «крюки» в  $CdS-Ga_2S_3$ ,  $T=300^\circ K$ ; *б* — «крюки» в  $CdS$ ,  $H=8000$  гс,  $T=77^\circ K$ ; *в* — дисперсия и поглощение в  $CdS$  вблизи изотропной точки (отожженный кристалл),  $T=77^\circ K$ .

то гирация не должна наблюдаться. На самом деле небольшой эффект существует, но происходит заметное увеличение при изменении угла между  $k$  и  $F$ .

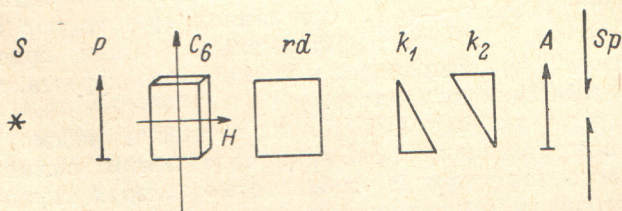


Рис. 2.

$P, A$  — поляризатор,  $rd$  — кварцевая пластина,  $k_1, k_2$  — кварцевый клин,  $C_6$  — оптическая ось кристалла,  $H$  — магнитное поле.

III. Для исследования явления ППДК в магнитном поле мы использовали особо оптически однородные кристаллы сульфида кадмия,<sup>1</sup> почти полностью свободные от внутренних напряжений. Эти кристаллы имеют вид правильных шестигранных призм. Наблюдение производилось в уста-

<sup>1</sup> Мы глубоко признательны Б. А. Казенному и Р. Х. Нани за предоставление кристаллов для исследования.

новке, представленной на рис. 2. Образец помещен между двумя поляризаторами и наблюдается эффект в магнитном поле  $H \parallel k$  с помощью кварцевой пластинки и сдвоенного кварцевого клина (один кристаллический, другой плавленный) для компенсации геометрического преломления. Измерения проводились в полях вплоть до 13 кгс методом крюков (рис. 1,б) по формуле (10). Порядок интерференции  $k$  определялся счетом полос (при этом пренебрегаем дисперсией двулучепреломления в кварце). Величина  $n_{00}$  и  $(\eta_0 - \eta_e)$  взяты из работы [3]. Полученные значения  $\delta_{123}$  можно связать с постоянной Верде. Измерения дают для  $\lambda_0 = 5110 \text{ \AA}$   $R = 3.3 \cdot 10^{-3}$  град./мм гс.

#### Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, В. С. Рудаков. Вестн. ЛГУ, 16, 170, 1967.
- [2] Л. Е. Соловьев, В. С. Рудаков. Вестн. ЛГУ, 4, 23, 1968.
- [3] H. Gobrecht, A. Bartshat. Zs. Physik, 156, 131, 1959.
- [4] V. Chandrasekharan, H. Damany. Appl. Optics, 3, 674, 1964.
- [5] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии. Изд. «Наука», М., 1965.
- [6] В. С. Львов. ФТТ, 9, 1275, 1967.
- [7] Н. П. Пенкин. Спектроскопия газоразрядной плазмы, 63. Л., 1970.
- [8] А. М. Шухтин. Спектроскопия газоразрядной плазмы, 110. Л., 1970.

Поступило в Редакцию 21 февраля 1972 г.