

Особенности интерференции поляризованных лучей вблизи изотропной точки кристалла CdS

© И.В. Бровченко, В.И. Романенко[¶], В.И. Товстенко

Институт физики Академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

(Получена 17 января 2001 г. Принята к печати 5 марта 2001 г.)

Рассмотрена интерференция поляризованных лучей в тонких кристаллах CdS, расположенных между скрещенными поляризаторами. Показано, что в случае неполной поляризации интерферирующих лучей спектральное положение минимума пропускания вблизи изотропной точки становится зависимым от толщины кристалла.

Некоторое время тому назад в ряде работ [1–5] на основании анализа спектра поляризованных лучей в тонких кристаллах CdS (на образцах, расположенных между скрещенными поляризаторами, и главные оси пропускания которых были сориентированы под углом 45° к оптической оси C кристалла, вблизи изотропной точки наблюдалось смещение минимума пропускания) был сделан вывод о наличии зависимости коэффициента преломления от толщины кристалла. Эффект оказался настолько сильным, что возможные изменения коэффициента преломления за счет структурных дефектов, деформации тонких лепестков, деформации, обусловленной оптическим контактом кристалла с подложкой, и т. п. можно было бы не принимать во внимание и считать главной причиной смещения минимума только наличие зависимости коэффициента преломления от толщины как чисто геометрического фактора.

При коллинеарной установке поляризаторов вблизи точки инверсии в [6] наблюдалась толщинная зависимость спектрального положения максимума интенсивности пропускания. Эффект объяснялся изменением $|\Delta n| = |n_\perp - n_\parallel|$, обусловленным отличием структурных дефектов в кристаллах разной толщины (n_\perp и n_\parallel — коэффициенты преломления для света, поляризованного соответственно перпендикулярно и параллельно оптической оси кристалла).

С другой стороны, в работах [7–11] зависимости коэффициентов преломления от толщины образцов не наблюдалось. Например, в [7] положение резонансов в условиях размерного квантового эффекта хорошо согласовывалось со значениями коэффициента преломления в толстых кристаллах, а в [8–11] непосредственное измерение $n(\lambda)$ для толщин порядка 0.2–1 мкм также не выявило отличий (λ — длина волны света в вакууме).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы показать, что приведенная в [1–6] трактовка интерференционной картины не является однозначной — необыкновенную чувствительность спектрального положения экстремумов вблизи изотропной точки можно объяснить особенностями интерференции, которые появляются при неполной поляризации интерферирующих лучей. Последнее

же обстоятельство, как нам представлялось, всегда имеет место в реальных оптических системах.

Рассмотрим этот вопрос подробнее. Обозначим через y_p отношение интенсивностей наименьшего и наибольшего главных пропусканий входного поляризатора, а через y_a — отношение этих же величин для анализатора. Пусть далее угол скрещивания входного и выходного поляризаторов равен Θ , а угол отклонения оптической оси пластинки от направления наибольшего пропускания входного поляризатора равен β .

Используя теперь результаты из [12–15], можно показать, что при нормальном падении на поверхность кристалла отношение интенсивности прошедшего через оптическую систему света к падающему равно

$$I = 0.5k_p k_a \left[|T_1|^2 S_1^2 F_1 + |T_2|^2 S_2^2 F_2 - |T_1||T_2|S_1 S_2 (1 - y_a) \sin 2(\Theta - \beta) \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \right], \quad (1)$$

где k_p и k_a — квадраты амплитуд наибольшего главного пропускания входного и выходного поляризаторов,

$$S_1 = \sin \beta - \sqrt{y_p} \cos \beta, \quad (2)$$

$$S_2 = \cos \beta + \sqrt{y_p} \sin \beta, \quad (3)$$

$$F_1 = \sin^2(\Theta - \beta) + y_a \cos^2(\Theta - \beta), \quad (4)$$

$$F_2 = \cos^2(\Theta - \beta) + y_a \sin^2(\Theta - \beta), \quad (5)$$

$$T_j = \frac{1 - R_j}{\sqrt{(1 - R_j)^2 + 4R_j \sin^2 k_j}}, \quad (6)$$

$$\alpha_j = k_j + \phi_j, \quad (7)$$

$$\phi_j = \arctg \frac{R_j \sin^2 k_j}{1 - R_j \cos 2k_j}, \quad (8)$$

$$R_j = \left(\frac{n_j - 1}{n_j + 1} \right)^2, \quad (9)$$

$$k_j = 2\pi n_j \frac{l}{\lambda}, \quad (10)$$

где l — толщина образца.

Здесь и далее для амплитуд поля, фаз и коэффициентов преломления индекс $j = 1$ соответствует поляризации,

[¶] E-mail: vr@iop.kiev.ua

перпендикулярной к направлению оптической оси C кристалла, $j = 2$ — параллельной.

Для выполнения численного расчета формулы (1) использовались табличные значения коэффициента n_1 на участке $\lambda = 4950-5250 \text{ \AA}$ из работы [9]. По этим значениям была построена следующая формула:

$$n_1 = n_{\perp} = 2.31452 + \frac{5.344}{\lambda - 4855} + \frac{225.244}{\lambda - 4406.23}. \quad (11)$$

В точках $\lambda = 4950, 5100, 5250 \text{ \AA}$ выражение (11) согласуется с экспериментальными данными с точностью до $\pm 1 \cdot 10^{-6}$, при этом максимальное отклонение в других отдельных точках промежутка не превышает величины $\pm 3.7 \cdot 10^{-3}$. При построении зависимости n_2 от длины волны λ мы воспользовались табличными данными $|n_{\perp} - n_{\parallel}|$ из работы [16] для точек $\lambda = \lambda_i + 150 \text{ \AA}$ и $\lambda = \lambda_i - 100 \text{ \AA}$, где λ_i — точка инверсии:

$$n_2 = n_{\parallel} = 2.38342 + \frac{4.5424}{\lambda - 4827} + \frac{177.7}{\lambda - 4419}. \quad (12)$$

Согласно [9] $n_{\perp}(\lambda_i) = n_{\parallel}(\lambda_i) = 2.661$.

Рассмотрим теперь несколько подробнее формулу (1). В толстых образцах, когда интерференционные пики амплитуд T_1 и T_2 не разрешаются и сами амплитуды являются плавными функциями оптической толщины кристалла nl , спектральное положение минимумов пропускания не зависит от деполяризации интерферирующих лучей, а главный минимум при этом совпадает с точкой инверсии λ_i и соответствует нулевому порядку $m = 0$ интерференции

$$(n_{\perp} - n_{\parallel})l = m\lambda. \quad (13)$$

Для толщин же, при которых, согласно [13], интерференционные минимумы (максимумы) T_j разрешаются, формула (13) не справедлива. Действительно, вблизи точки инверсии, на расстояниях порядка $100-150 \text{ \AA}$ от нее, разность $|n_{\perp} - n_{\parallel}|$ изменяется на величину порядка $0.01-0.03$. В этом случае $|T_1|^2$ и $|T_2|^2$ отличаются друг от друга лишь на несколько процентов. Положив в (1) $n_{\perp} = n_{\parallel}$, а вместе с этим и $T_1 = T_2 = T$, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, получим в рассматриваемом приближении

$$I(\lambda) \approx |T|^2 P(\Theta), \quad (14)$$

где функция

$$P(\Theta) = 0.5k_p k_a \cos^2 \Theta \left[(1 + \sqrt{y_p} \operatorname{tg} \Theta)^2 + y_a (\operatorname{tg} \Theta - \sqrt{y_p})^2 \right] \quad (15)$$

описывает интенсивность света, прошедшего через систему двух скрещенных под углом Θ поляризаторов в отсутствие кристалла.

Нетрудно показать, что максимум этой функции достигается при $\Theta = \Delta$, а минимум — при $\Theta = \Delta + \pi/2$, где

$$\Delta = \operatorname{arctg} \sqrt{y_p}. \quad (16)$$

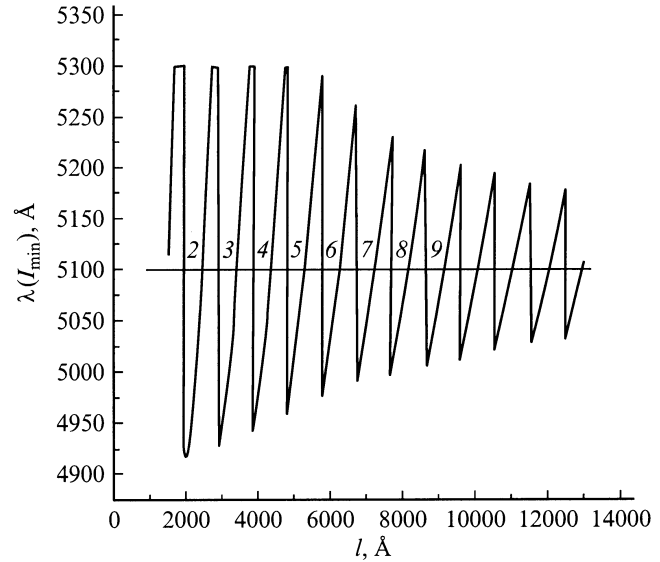


Рис. 1. Зависимость спектрального положения минимума пропускания от толщины кристалла в окрестности точки инверсии кристалла CdS ($4950 \leq \lambda \leq 5250 \text{ \AA}$) при неполной поляризации интерферирующих лучей.

В минимуме пропускания

$$P_{\min}(\Theta = \Delta + \pi/2) = 0.5k_p k_a y_a (1 + y_p) < P(\Theta = \pi/2) = 0.5k_p k_a (y_a + y_p). \quad (17)$$

Таким образом, при $P(\Theta) \neq 0$ минимум пропускания вблизи точки инверсии будет определяться не условием (13), а более сложным, с учетом значений амплитуд T_j в окрестности λ_i . В силу этого обстоятельства положение минимума будет зависеть, вообще говоря, от толщины кристалла и совпадет с λ_i только для тех l , которые удовлетворяют условию либо минимума интерференции Фабри-Перо для амплитуд $T(\lambda_i)$

$$4n_i l = (2m + 1)\lambda_i, \quad (18)$$

либо максимума

$$2n_i l = m\lambda_i. \quad (19)$$

В чистом виде условие (13) применимо только в идеальном случае, когда $y_p = y_a = 0$, $\Theta = \pi/2$, $\beta = \pi/4$.

На рис. 1 представлено спектральное положение минимума пропускания $\lambda(I_{\min})$, рассчитанное по формуле (1), для различных значений l . Для упрощения вычислений считалось, что поляризаторы являются гомогенными, т. е. $y_p = y_a = y$, $k_p = k_a = k$, а величина k была положена равной единице. Предполагалось также, что при юстировке системы в отсутствие кристалла угол скрещивания поляризаторов был установлен на минимум пропускания ($\Theta = \Delta + \pi/2$), а угол между оптической осью кристалла и направлением наибольшего пропускания входного поляризатора считался равным $\pi/4$. С учетом деполяризационных свойств окон криостата эффективное

отношение наименьшего пропускания к наибольшему было положено равным $5 \cdot 10^{-3}$.

Интерференционные минимумы, совпадающие с λ_i и удовлетворяющие условию (18), на рисунке пронумерованы в соответствии с их порядком. Минимумы $\lambda(I_{\min}, l)$, для которых выполняется условие (19), на линии $\lambda_i = 5100 \text{ \AA}$ перемежаются с точками минимума из (18). Периодичность интерференции по l для обоих типов экстремумов равна $\lambda_i/2n_i \approx 958.3 \text{ \AA}$. Как видно из рисунка, вблизи толщин, которые удовлетворяют условию (19), функция $\lambda(I_{\min}, l)$ изменяется заметно быстрее, чем на других участках кривой, а с уменьшением толщины кристалла — увеличивается как скорость изменения $\lambda(I_{\min}, l)$, так и полный размах длин волн от $\lambda_{\min}(I_{\min}, l)$ до $\lambda_{\max}(I_{\min}, l)$. В реальной экспериментальной ситуации это обстоятельство из-за наличия в образце ступенек роста в один или несколько постоянных решеток может привести к резко отличающимся оптическим свойствам различных участков кристалла.

Расчет функции (1) для других значений параметров оптической схемы u, Θ и β показал, что для одних и тех же толщин, кроме тех, которые удовлетворяют условию (18), с увеличением (уменьшением) u растет (уменьшается) отклонение минимума интенсивности от точки инверсии λ_i . Положением минимума можно управлять и соответствующими изменениями углов Θ и β .

$\lambda(I_{\min}), \text{ \AA}$ (эксперимент)	$l, \text{ \AA}$ кристалла (эксперимент)	$l, \text{ \AA}$ кристалла (расчет)
5080	12 900	12 800
5042	8000	7880
5034	6000	6000
5015	5000	5020
4975	3600	3980
4932	2700	2940
4922	1800	1920

В таблице приведено сопоставление нашего расчета с экспериментальными данными работ [1,2,4]. В первой колонке представлены экспериментальные значения положений минимума пропускания для толщин образцов второй колонки, в третьей колонке — полученные расчетным путем по формуле (1) значения l для экспериментальных значений $\lambda(I_{\min})$ из первой колонки.

Несоответствие на 6–10% экспериментальных и расчетных толщин для последних трех образцов связана, как нам представляется, со следующими факторами: погрешностью в определении значений $\lambda(I_{\min})$ из графиков работ [1,2,4]; значительной экспериментальной погрешностью в определении положения точки минимума из-за большой ширины полосы в очень тонких кристаллах [1]; большей, нежели для толстых кристаллов, относительной погрешностью при измерении толщин тонких образцов. Последнее обстоятельство обусловлено вкладом добавочной фазы ϕ (8) в оптическую толщину кристалла.

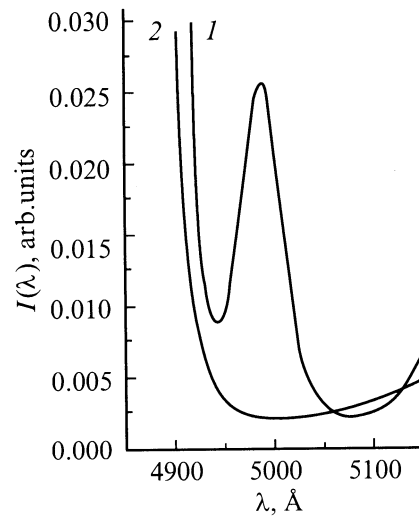


Рис. 2. Зависимости интенсивности пропускания от длины волны вблизи изотропной точки кристалла CdS при неполной поляризации интерферирующих лучей: 1 — $l = 12\,800 \text{ \AA}$; 2 — $l = 5020 \text{ \AA}$.

Нежелательный эффект устраняется с помощью методов [17], которыми авторы [1–5] не пользовались.

Представленные на рис. 2 зависимости интенсивности пропускания от длины волны для кристаллов с $l = 5020$ и $12\,800 \text{ \AA}$ качественно согласуются с формой кривых из работ [2,3] — хорошо видна обратно пропорциональная зависимость ширины полосы от оптической толщины кристалла, характерная для экстремумов интерференции Фабри–Перо [13].

Проведенный в работе анализ показал, что при независимом от толщины кристалла коэффициенте преломления [7–11] в эксперименте с интерференцией неполностью поляризованных лучей в тонких кристаллах CdS, которые расположены между скрещенными поляризаторами, спектральное положение минимума пропускания вблизи изотропной точки будет зависеть от толщины кристалла, и, таким образом, результат [1–5] можно объяснить не только толщиной зависимостью коэффициента преломления, но и неполной поляризацией интерферирующих лучей, обусловленное несовершенствами элементов оптической системы.

В коллинеарных поляризаторах аналогичной зависимостью от толщины кристалла вблизи изотропной точки будет обладать максимум пропускания.

Список литературы

- [1] M.I. Strashnikova, V.Ya. Reznichenko, V.V. Cherny, V.N. Myasnikov. Sol. St. Commun. **47**, 375 (1983).
- [2] M.I. Strashnikova, V.Ya. Reznichenko, V.V. Cherny. Phys. St. Sol. (b), **141**, K153 (1987).
- [3] M.I. Страшникова, В.Я. Резниченко, В.В. Черный. Укр. физ. журн., **32**, 187 (1978).

- [4] В.Я. Резниченко, М.И. Страшникова, В.В. Черный. Укр. физ. журн., **33**, 535 (1988).
- [5] V.Ya. Reznichenko, M.I. Strashnikova, V.V. Cherny. Phys. St. Sol. (b), **152**, 675 (1989).
- [6] С.А. Абагян, Г.А. Иванов, Ю.А. Ломов, Ю.Е. Шандрин. ФТП, **4**, 2379 (1970).
- [7] В.А. Киселев, И.В. Макаренко, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. ФТТ, **19**, 1348 (1977).
- [8] I.V. Makarenko, I.N. Uraltsev, V.A. Kiselev. Phys. St. Sol. (b), **98**, 773 (1980).
- [9] M.P. Lisitsa, S.F. Terekhova, N.A. Onishenko. Phys. St. Sol. (b), **115**, 187 (1983).
- [10] М.П. Лисица, С.А. Бойко, С.Ф. Терехова, З.Л. Денисова. ЖПС, **36**, 100 (1982).
- [11] V.A. Kiselev, I.N. Uraltsev, I.V. Makarenko. Sol. St. Commun., **59**, 591 (1985).
- [12] Б.И. Степанов, В.П. Грибковский. *Введение в теорию люминесценции* (Минск, АН БССР, 1963).
- [13] Н.И. Калитеевский. *Волновая оптика* (М., Высш. шк., 1978).
- [14] У. Шерклифф. *Поляризованный свет* (М., Мир, 1965).
- [15] В.И. Товстенко. Укр. физ. журн., **22**, 1897 (1977).
- [16] J.M. Bieniewski, S.J. Czyrak. J. Opt. Soc. Amer., **53**, 496 (1963).
- [17] М.П. Лисица, Н.Т. Цвелых. Завод. лаб., **22**, 1072 (1956).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarities of the polarized beam interference near the isotropic point of CdS crystal

I.V. Brovchenko, V.I. Romanenko, V.I. Tovstenko

Institute of Physics of the National Academy
of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev-28, Ukraine

Abstract The interference of polarized beams in thin crystals placed between crossed polarizers has been analyzed. It is shown that in the case of imperfect polarization of the interfering beams the spectral position of the minimal transmission near the isotropic point depends on the crystal thickness.