

## МНОГОЛУЧЕВАЯ СЕЛЕКТИВНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ С «ИЗОТРОПНОЙ ТОЧКОЙ»

А. Х. Зильберштейн, С. Б. Московский и Л. Е. Соловьев

В работах [1, 2] было описано явление селективной интерференции поляризованных лучей в кристаллах с «изотропной точкой  $\lambda_0$ ». Это явление заключается в том, что двупреломляющий кристалл с «изотропной точкой  $\lambda_0$ » (т. е. длиной волны света, на которой двупреломление кристалла равно нулю), обладающий пространственной неоднородностью оптической разности хода по сечению пучка падающего света, будучи помещен в 45-градусной ориентации между параллельными поляризаторами, демонстрирует интерференцию поляризованных лучей, локализованную в узкой спектральной окрестности  $\lambda_0$ . В дальнейшем будем обозначать эту систему (поляризатор—описанный выше кристалл в 45° ориентации—анализатор)—ПКА.

В том случае, когда неоднородность оптической разности хода кристалла по сечению пучка падающего света реализуется клиновидной формой этого кристалла, оптическая ось которого параллельна ребру клина, пропускание системы ПКА ( $T$ ) можно представить в виде [2]

$$T(\lambda) = \frac{1}{h_0} \int_0^{h_0} \cos^2 \left( \frac{\pi \Delta n(\lambda)}{\lambda} h \operatorname{tg} \alpha \right) dh, \quad (1)$$

где  $\cos^2 \frac{\pi \Delta n(\lambda)}{\lambda} l$  — пропускание ПКА с плоскопараллельным кристаллом толщины  $l = h \operatorname{tg} \alpha$  [3],  $\alpha$  — угол клина,  $\Delta n(\lambda)$  — двупреломление клиновидного кристалла,  $h_0$  — высота клина,  $h \in [h_0, 0]$ ,  $\lambda$  — длина волны света.

Как показано в работе [2], интеграл в формуле (1) в случае кристалла с «изотропной точкой  $\lambda_0$ », в окрестности которой двупреломление  $\Delta n(\lambda)$  можно полагать линейно зависящим от длины волны света ( $\Delta n(\lambda) = -\eta(\lambda - \lambda_0)$  [4]), имеет вид

$$T(\lambda) = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{\sin u}{u} \right), \quad (2)$$

где

$$u = 2\pi\eta(\lambda - \lambda_0)l_0/\lambda, \quad l_0 = h_0 \operatorname{tg} \alpha.$$

В настоящей работе рассматривается многолучевая селективная интерференция поляризованных лучей в кристаллах с «изотропной точкой», обладающих неоднородной оптической разностью хода по сечению пучка падающего света. Для создания многолучевой интерференции поляризованных лучей необходимо, чтобы кристалл в системе ПКА представлял собой двупреломляющий эталон Фабри—Перо [5].

Огибающую спектра пропускания  $T_0(\lambda)$  (в окрестности максимума пропускания  $\lambda_0$ ) описанной выше ПКА с эталоном на основе оптически однородной двупреломляющей кристаллической пластины толщиной  $l$  можно представить в виде [5]

$$T_0(\lambda) = \frac{\cos^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda^2} (\lambda^0 - \lambda) \left[ \Delta n(\lambda) - \lambda \frac{d\Delta n(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda^0} \right] l \right\}}{\left\{ \left( 1 + F \sin^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda^2} (\lambda^0 - \lambda) \left( \Delta n(\lambda) - \frac{d\Delta n(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right) l \right] \right)^2 \right\}^{1/2}} \quad (3)$$

где  $F = 4R/(1-R)^2$ ,  $R$  — отражательная способность эталона.

Огибающая спектра пропускания ПКА в последнем случае определяется интерференцией поляризованных лучей в двупреломляющей пластине. Тонкая структура пропускания (которую мы в дальнейшем не будем рассматривать) соответствует суперпозиции различных картин интерференции Фабри—Перо (для обыкновенного и необыкновенного лучей).

Чтобы получить спектральную зависимость огибающей многолучевой интерференции  $\tilde{T}$  в кристалле с «изотропной точкой» и неоднородностью оптической разности хода по сечению пучка, необходимо учесть линейную зависимость двупреломления кристалла от длины волны света  $\lambda$  ( $\Delta n(\lambda) = \eta(\lambda - \lambda_0)$ ) и указанную неоднородность разности хода.

В том случае, когда эта неоднородность обеспечивается формой кристалла в виде оптического клина (высоты  $h_0$ , толщины основания  $l_0$ , с углом  $\alpha$ ), описанного выше, огибающую  $\tilde{T}$  легко получить, проинтегрировав выражение (3) по переменной высоте клина  $h \in [h_0, 0]$  с заменой  $l = h \operatorname{tg} \alpha$

$$\tilde{T}(\lambda) = \frac{1}{h_0} \int_0^{h_0} \frac{\cos^2(kh \operatorname{tg} \alpha)}{[(1 + F \sin^2(kh \operatorname{tg} \alpha))^2]} dh, \quad (4)$$

где

$$k = \frac{\pi}{\lambda_0^2} (\lambda^0 - \lambda) \left[ \Delta n(\lambda) - \lambda \frac{d\Delta n(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right].$$

Произведя необходимые вычисления, выражение (4) можно представить в виде

$$\tilde{T}(\lambda) = \frac{1}{2kh_0 \operatorname{tg} \alpha} \left[ \frac{1}{\sqrt{F+1}} \operatorname{arc} \operatorname{tg}(\sqrt{F+1} \operatorname{tg} x) + \frac{\operatorname{tg} x}{(F+1) \operatorname{tg}^2 x + 1} \right]_0^{2kh_0 \operatorname{tg} \alpha}, \quad (5)$$

где  $x = kh \operatorname{tg} \alpha$ .

В спектральной окрестности «изотропной точки  $\lambda_0$ », где, как указано в работе [4], двупреломление кристалла  $\Delta n(\lambda)$  ведет себя линейно в зависимости от длины волны [ $\Delta n(\lambda) = \eta(\lambda - \lambda_0)$ ], величина  $x$  имеет следующий вид:

$$x = h \operatorname{tg} \alpha \frac{\pi}{\lambda_0^2} (\lambda - \lambda_0) [\lambda \eta].$$

Подставив последнее выражение в соотношение (5), получим окончательно

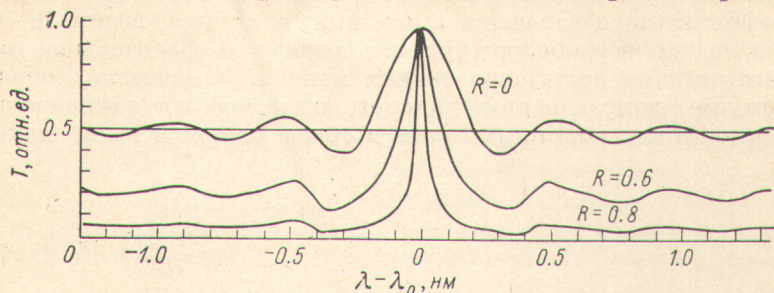
$$\tilde{T}(\lambda) = \frac{1}{u} \left[ \frac{1}{\sqrt{F+1}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left( \sqrt{F+1} \operatorname{tg} \frac{u}{2} \right) + \frac{\operatorname{tg} \frac{u}{2}}{(F+1) \operatorname{tg}^2 \frac{u}{2} + 1} \right]. \quad (6)$$

Легко видеть, что в отсутствие отражения зеркал эталона ( $R=0$ , т. е.  $F=0$ ), формула (6) имеет вид (2). Таким образом, при  $R=0$  выражение (6) описывает не огибающую, а собственно спектр пропускания системы ПКА.

С помощью ЭВМ по формуле (6) был рассчитан вид огибающей спектра пропускания системы ПКА с двупреломляющим эталоном на основе клиновидного кристалла CdS ( $\eta=6000 \text{ см}^{-1}$ ,  $\lambda_0=6100 \text{ \AA}$  [4]) для различных значений  $R$  (см. рисунок).

Таким образом, нами получен вид спектра (огибающей) селективной многолучевой интерференции поляризованных лучей в кристаллах с «изотропной точкой». Легко видеть (см. рисунок), что огибающая этого спектра зависит от отражательной способности  $R$  эталона Фабри—Перо, внутри которого расположен двупреломляющий клиновидный кристалл. Существенно отметить, что при увеличении  $R$  происходит не только уменьшение спектральной ширины максимумов пропускания системы ПКА, но и «сбегание» дополнительных максимумов к основному ( $\lambda_0$ ).

Отметим в заключение, что, как следует из соотношения (6) и рисунка, описанная выше система ПКА может быть использована как узкополосный оптический фильтр. Этот фильтр по сравнению с традиционными поляризационно-оптическими фильтрами [6, 7] обладает рядом преимуществ:



Огибающая спектра многолучевой селективной интерференции, рассчитанная по формуле (6) для клиновидного кристалла CdS, помещенного в эталон Фабри—Перо.

$R$  — отражательная способность эталона,  $T$  — пропускание ПКА,  $\lambda$  — длина волны света.

1) его можно использовать в широком спектральном интервале, так как он обладает пропусканием лишь в окрестности «изотропной точки» (в отличие от фильтров Вуда [7], Лио [6] и их модификаций);

2) изменением отражательной способности зеркал эталона  $R$  можно в широких пределах варьировать ширину полосы пропускания этого фильтра;

3) с помощью вращения одного из поляризаторов ПКА и регистрации сигнала на переменной частоте, равной удвоенной частоте вращения поляризатора (как указано в работах [1, 2]), можно избавиться от фона, который в самом неблагоприятном случае ( $R=0$ ) составляет половину интенсивности падающего света [см. (2)].

#### Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, А. Х. Зильберштейн. Опт. и спектр., 45, 735, 1978.
- [2] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Ж. прикл. спектр., 31, 313, 1979.
- [3] Н. И. Калитеевский. Волновая оптика. «Наука», М., 1971.
- [4] И. В. Баранец, А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 37, 285, 1974.
- [5] Masakatsu Okada, Satoshi Shimizu, Shogo Ieigi. Appl. Optics, 14, 917, 1975.
- [6] А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский. Техника и практика спектроскопии. «Наука», М., 1976.
- [7] R. W. Wood. Zs. Phys., 15, 313, 1914.

Поступило в Редакцию 22 мая 1980 г.

УДК 548.0 : 535.34

### КРАЙ ЭКСИТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПРАВИЛО УРБАХА В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiH и LiD

А. А. О'Коннель-Бронин, В. Г. Плеханов, В. А. Пустоваров  
Ф. Ф. Гаврилов и С. О. Чолах

Одним из интересных аспектов изучения оптических материалов является исследование края их собственного поглощения. К настоящему времени по спектрам отражения установлено, что наиболее низкоэнергетическим собственным электронным возбуждением в кристаллах LiH и LiD является экситонный резонанс в области 5 эВ [1]. Люминесцентными