

Интерференция Обыкновенных и Необыкновенных Лучей в Тетрагональных Кристаллах Дифосфидов Цинка и Кадмия

Стамов И.

Физико - математический факультет

Приднестровский Государственный университет имени Т.Г.Шевченко

г. Тирасполь

istamov51@mail.ru

Abstract – The optical birefringence of tetragonal crystals zinc and cadmium diphosphides are investigated. The ordinary and extraordinary waves interference and cause of the optical activity oscillation effects where studied. It is shown, that the investigations of the chromatic polarization and oscillation effects in the transmission of crystals embedded between two crossed polarizers, allow us to define the birefringence and gyrotory characteristics of the crystals.

Ключевые слова – бифрактивные кристаллы, хроматическая поляризация света, естественная оптическая активность

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы оптике анизотропных сред уделяется значительное внимание. Оптически активные кристаллы с большим двулучепреломлением и полупроводниковыми свойствами представляют интерес для создания оптоэлектронных устройств обработки информации. К таким кристаллам относятся дифосфиды цинка и кадмия. Двулучепреломление и оптическая активность тетрагональных кристаллов CdP₂ и ZnP₂ впервые обнаружены и исследованы в [1,2]. Было установлено, что они являются оптически активными отрицательными кристаллами с высокими значениями параметров бифракции и гирации. В настоящей работе представлены результаты исследования интерференции обыкновенных и необыкновенных лучей в CdP₂ и ZnP₂. Измерение спектров пропускания проведены в случаях, когда волновой вектор световой волны **k** направлен вдоль оптической оси кристалла (совпадает с кристаллографической осью **C**) и когда кристаллографическая ось **C** кристаллов лежит в плоскости пластин и составляет по отношению к главным направлениям поляризатора и анализатора угол ±45° на пластинках разных толщин.

В первом случае пластинки для исследований получены скалыванием по плоскости спайности, в результате чего интерференция наблюдается до значительных толщин кристаллов (~ 0.4 мм).

II. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.1 представлены фрагменты спектров пропускания кристаллов CdP₂ и ZnP₂. Расчеты коэффициента преломления проводились по известной формуле:

$$n_o = \lambda_m \lambda_{m+1} / 2 \cdot d (\lambda_m - \lambda_{m+1}) \quad (1)$$

где m – порядок интерференции ($m = 1, 2, 3, \dots$), $\lambda_m, \lambda_{m+1}, \lambda_{m-1}$ – длины волн максимумов интерференции, d – толщина кристалла, n_o – показатель преломления для обыкновенного луча.

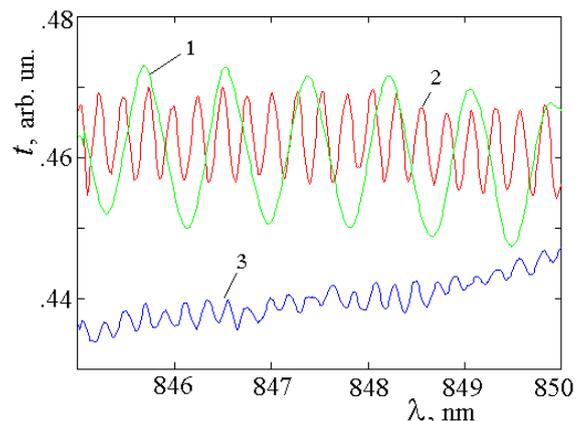


Рис.1. Фрагмент интерференционной картины в кристаллах CdP₂(1,2) и ZnP₂(D_{4h}⁸) (3) для толщин d , мкм: 1 – 84, 2 – 252, 3 – 364.

Спектральная зависимость коэффициента преломления обыкновенных лучей из этих измерений характерна для нормальной дисперсии и для кристаллов ZnP₂ значения величин и ход спектральных зависимостей совпадают с данными в работе [2]. Величины коэффициентов преломления для кристаллов CdP₂ отличаются для кристаллов из разных партий и существенно завышены по сравнению с данными полученными другими методами.

Расчеты величины двулучепреломления по спектрам хроматической интерференции проводились по формуле:

$$(n_e - n_o) = \lambda_m \lambda_{m+1} / d (\lambda_m - \lambda_{m+1}) \quad (2)$$

где m – порядок интерференции ($m = 1, 2, 3, \dots$), $\lambda_m, \lambda_{m+1}, \lambda_{m-1}$ – длины волн максимумов интерференции, d – толщина кристалла, n_e – показатель преломления для необыкновенного луча.

На рис.2 представлены спектральные зависимости ($n_e - n_o$). Величины двулучепреломления для аксиальной и ортогональной ориентаций поляризатора и анализатора [3] представлены на дисперсионных кривых разными значками.

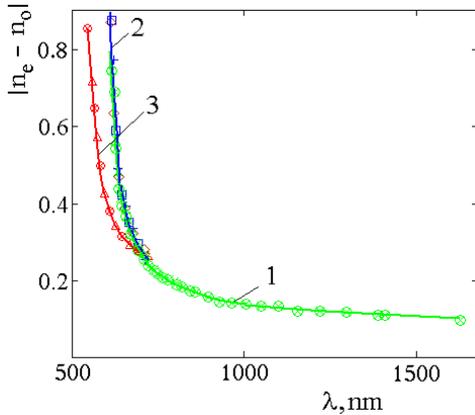


Рис.2. Дисперсия двулучепреломления кристаллов CdP₂ (1,2) и ZnP₂(D_{4h}⁸) (3) для толщин d , мкм: 1 – 173, 2 – 48, 3 – 59.

Величины и характер дисперсии двулучепреломления для кристаллов толщиной >150 мкм близки к представленным в [1,2]. Для тонких кристаллов (десятки мкм) число экстремумов невелико и средние значения двулучепреломления получаются завышенными.

Глубину интерференции можно определить коэффициентом $\gamma = (J_{max} - J_{min}) / (J_{max} + J_{min})$. Из экспериментальных исследований следует, что γ уменьшается с ростом толщины кристаллов (рис.3) и при подходе энергий фотонов к краю фундаментального поглощения.

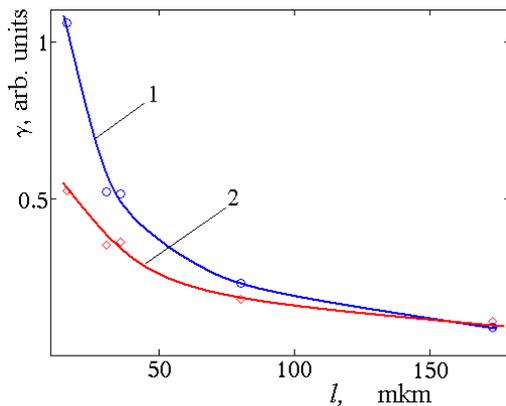


Рис.3. Зависимость коэффициента γ от толщины кристалла CdP₂ на длинах волн λ , нм: 1 – 780, 2 – 660.

Величина γ в дифосфиде цинка в несколько раз выше, чем в дифосфиде кадмия.

Уменьшение амплитуды интерференции при уменьшении длины волны связано с ростом поглощения света в кристалле. Это подтверждается тем, что на более

тонких кристаллах коэффициент γ больше в области края поглощения. Обратная пропорциональная зависимость глубины интерференционной картины от толщины кристаллов может быть объяснена сносом излучения необыкновенной волны, характерным для отрицательных оптически активных кристаллов, и уменьшением области перекрытия интерферирующих волн. Меньшая величина γ в CdP₂, по сравнению с ZnP₂, в области прозрачности может быть связана с поглощением света на структурных дефектах кристаллической решетки CdP₂, ответственных за подавление оптической активности кристалла [4].

Как следует из полученных результатов, более высокое разрешение и меньшая погрешность в определении среднего значения двулучепреломления на заданной длине волны достигается на кристаллах с большей толщиной.

Это обусловлено тем, что период интерференционных осцилляций с увеличением толщины кристалла уменьшается. Наряду с этим, из-за сноса излучения необыкновенной волны, уменьшается амплитуда интерференции и соответственно точность определения длин волн экстремумов.

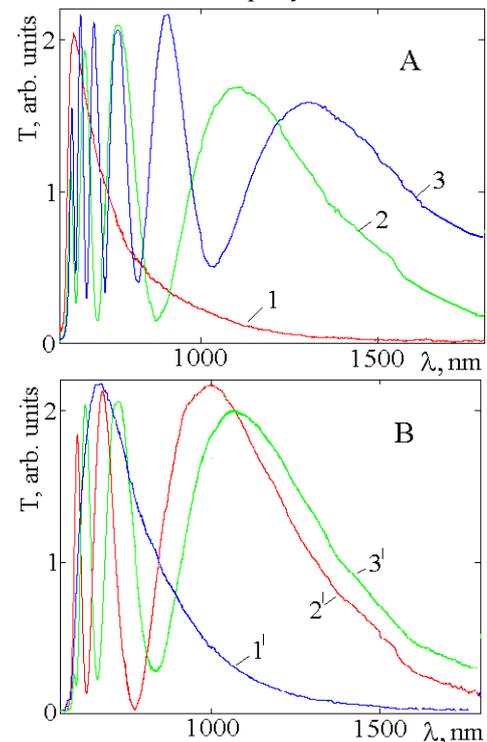


Рис. 4. Спектральная зависимость пропускания T кристаллов CdP₂ (A) и ZnP₂ (B) для толщин d , мм: 1 – 0.296, 2 – 0.980, 3 – 1.624, 1' – 0.364, 2' – 1.006, 3' – 1.442.

В области края фундаментального поглощения величины двулучепреломления, полученные по интерференции обычных и необыкновенных волн, значительно больше, чем в работах [1,2]. Спектры пропускания кристаллов CdP₂ и ZnP₂, помещенных между скрещенными поляризаторами так, что волновой вектор света \mathbf{k} направлен вдоль

кристаллографической оси C , имеют осциллирующий характер (рис. 4).

Интенсивность прошедшего света в такой системе определяется соотношением:

$$I = I_0 t \cos^2(\varphi) \quad (3)$$

где t – коэффициент пропускания пластинки, $\varphi = \varphi_o \pm \varphi_x$, $\varphi_x = \rho l$, ρ – реальная часть комплексного оптического вращения, φ_o – угол между главными направлениями поляризаторов, l – толщина кристалла, φ_x – фазовое слагаемое, дополнительно сдвигающее плоскость поляризации световой волны к фазовому сдвигу φ_o . Знак «+» в уравнении (3) обозначает, что кристалл вращает плоскость поляризации света влево, знак «-» – вправо.

Условием минимума пропускания кристаллической пластины, помещенной между скрещенными поляризаторами, является равенство фазового сдвига:

$$\varphi = \pi(N+1/2) \quad (4)$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$

Коэффициент t , учитывающий поглощение и отражение кристалла без учета интерференции обыкновенных лучей (толстые кристаллы), определяется формулой:

$$t = (1 - R)^2 [1 + (\alpha \lambda / 4 \lambda n_o)^2] / (e^{\alpha l} - R^2 \cdot e^{-\alpha l}) \quad (5)$$

где R – коэффициент отражения света, α – коэффициент поглощения света, λ – длина волны света.

Дисперсионные кривые вращательной способности кристаллов CdP_2 описываются уравнением [4]:

$$\rho = A_1 (1 - 2m_1) \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_{o1}^2)^2 \quad (6)$$

где λ_{o1} – длина волны, соответствующая энергетическому зазору E_{gd} в $\mathbf{k}=0$, A_1 – константа, m_1 – коэффициент, определяющий долю фрагментов лево и право вращающих цепочек, задающих знак вращения и характер дисперсионной зависимости.

Экспериментальные зависимости удельного вращения для кристаллов ZnP_2 от длины волны могут быть представлены зависимостью [4]:

$$\rho = A_2 m_2 \lambda^2 / (\lambda^2 - \lambda_{o2}^2)^2 + \rho_o \quad (7)$$

где ρ_o – удельное вращение плоскости поляризации света при $\lambda \rightarrow \infty$, λ_{o2} – длина волны, соответствующая энергетическому порогу E_{gd} в $\mathbf{k}=0$, A_2 – константа, m_2 – коэффициент, принимающий значения -1 или 1 .

Анализ (3-7) показывает, что минимумы в пропускании CdP_2 и ZnP_2 будут проявляться на длинах волн $\lambda_l = [A_1 (1 - 2m_1) l / \pi(N+1)]^{1/2} + [A_1 (1 - 2m_1) l / \pi(N+1) + \lambda_{o1}^2]^{1/2}$ и $\lambda'_l = [A_2 m_2 l / 4 (\pi(N+1) - l \rho_o)]^{1/2} + [A_2 m_2 l / 4 (\pi(N+1) + \lambda_{o2}^2)]^{1/2}$. Для кристаллов толщиной 1 мм и $m_1=0$, $m_2=1$, $N=0$, λ_l и λ'_l составляют 0.790 мкм и 0.75 мкм соответственно.

Первый минимум не будет проявляться в спектрах пропускания, когда толщины кристаллов будут меньше $l < \lambda_k^2 \pi / A_1 2 (1 - 2m_1)$ для CdP_2 и $l' < \lambda_k^2 (\pi/2 - l \rho_o) / A_2 2 m_2$ для ZnP_2 , где λ_k – длина волны края поглощения кристалла. Край поглощения CdP_2 и ZnP_2 определяется непрямыми переходами [5] и может быть найден из (5), где коэффициент поглощения представлен формулой:

$$\alpha = C \cdot (hc/\lambda - E_{gi})^2 \quad (8)$$

где C – константа, E_{gi} – ширина запрещенной зоны полупроводника. Если коротковолновую границу полосы

прозрачности кристалла λ_k определять по $t = 0.05$, то эта величина, вычисленная из (3,7), будет составлять 0.626 и 0.579 мкм для CdP_2 и ZnP_2 соответственно.

Значения длин волн минимумов и максимумов в спектральной характеристике пропускания кристаллов будут изменяться при изменении угла между поляризаторами φ_o . Количество экстремумов и спектральные интервалы между ними определяются толщиной кристалла, удельным вращением плоскости поляризации света и углом между главными направлениями поляризаторов. При уменьшении толщины кристалла и величины удельного вращения плоскости поляризации количество экстремумов сокращается. По максимумам (минимумам) в пропускании кристалла можно определить удельное вращение плоскости поляризации света, а внося управляемый сдвиг фазы между поляризаторами, по спектральному положению остальных экстремумов – дисперсию удельного вращения гиротропного кристалла.

III. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, интерференционные явления в бифрактивных кристаллах позволяют получить дополнительную информацию об их оптических свойствах. Особенности этих явлений могут служить основой методик контроля технологии получения совершенных кристаллов.

Высокие значения двулучепреломления и удельного вращения плоскости поляризации излучения позволяют создавать на этих кристаллах компактные приборы обработки оптических сигналов.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] V.V. Borshch, V.S.Koval, I.V.Potykevich, I.V. Fekeshgazi. "Birefringence and optical activity of CdP_2 " Phys. Stat. Sol. (a) **44**, K15 (1977).
- [2] В.В.Борщ, В.Д.Влас, М.П.Лисица, С.И.Лукаш, И.И.Тычина, И.В.Фекешгази. "Дисперсия двулучепреломления и оптической активности дифосфида цинка" Оптика и спектроскопия, **20**, 1246 (1977).
- [3] Стамов И.Г. "Исследование хроматической поляризации света в дифосфидах цинка и кадмия" Тезисы VIII Международной научно-практической конференции «Математическое моделирование в образовании, науке и производстве» 3-5 октября, 2013, ИПУ, Тирасполь, С. 99.
- [4] Стамов И.Г., Панасенко В.В. "Подавление оптической активности кристаллов дифосфида кадмия, связанное с нарушениями стехиометрического состава и кристаллической структуры на наноразмерном уровне" Труды XII Международной конференции «Опто, нанoeлектроника, нанотехнологии и микросистемы», Ульяновск, 2010, С.170.
- [5] S.I.Beril, N.N.Syrbu, I.G.Stamov, V.V.Zalamai. "Birefringence and band structure of CdP_2 crystals" Physica B.: Condensed matter, Vol.422, (2013), pp.12-19.