

НОВИЙ МЕТОД ВИМІРЮВАННЯ ДИСПЕРСІЇ ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ АНІЗОТРОПНИХ КРИСТАЛІВ

Л.М. Сусліков, З.П. Гадьмаші, С.В. Кун, Є.Ю. Переш

Ужгородський державний університет, 294000, Ужгород, вул. Волошина, 54

Розроблено оригінальний метод вимірювання дисперсії двоприсломлення од-новісних кристалів. Дано аналітичний розгляд фізики методу та представлені експериментальні результати, одержані на кристалі $\text{Cs}_3\text{Sb}_2\text{Br}_9$.

Одним із найбільш відомих і точних методів визначення величини і дисперсії дво-променезаломлення $\Delta_n(\lambda)$ анізотропних кристалів є метод інтерференції поляризованих променів. Сутність його полягає в аналізі інтерференційної картини, яка спостерігається при проходженні оптичного випромінювання через систему двох схрещених (або паралельних) поляризаторів, між якими поміщується плоскопаралельна орієнтована пластинка кристалу деякої товщини d . Оптична вісь кристалу встановлюється під кутом 45° до головної вісі од-ного із поляризаторів. Двоприсломлення визначається із виразу $\Delta_n(\lambda)d = k\lambda$, де k - порядок інтерференційного екстремуму на довжині хвилі λ . Основна задача при цьому полягає у правильному визначенні порядків k інтерференції. Існують різні способи їх визначення. Один із них полягає в припущенні еквідистантності розміщення екстремумів інтерференції в далекій інфрачервоній (ІЧ) області [1], другий - передбачає послідовне сточування товщини зразка до значення, при якому k -й екстремум займає положення $(k-1)$ -го [2,3]. Перший потребує проведення поляризаційних вимірювань в далекій ІЧ-області. Крім того, умова еквідистантності не завжди виконується. Другий спосіб також має цілий ряд суттєвих недостатків. По-перше, необхідність прецизійних вимірювань зміни товщини кристалу; по-друге, необхідність багаторазового вилучення зразка із лабораторної системи, що ускладнює відтворенність; по-третє, механічне пошкодження зразка, і, нарешті, ні один із цих способів знаходження k непридатний для визначення двоприсломлення шаруватих

кристалів, у яких оптична вісь перпендикулярна площині зколу, а поверхня виходу шарів погано під-дається механічній обробці.

В даній роботі пропонується новий метод визначення порядків інтерференції k при-датний для дослідження двоприсломлення анізотропних кристалів незалежно від особливостей їх кристалічної побудови. Суть методу полягає в слідуєчому. У відомій оптичній схемі методу інтерференції поляризованих променів [1] кристал виставляється таким чи-ном, щоб мати можливість змінювати кут φ між напрямком оптичної вісі та напрямком світ-лового променя, а саме: оптична вісь кристалу розташована в горизонтальній площині і перпендикулярна поверхні поляризаторів, які виставлені паралельно один одному та під кутом 45° до вертикалі, перпендикулярної оптичній вісі. Тоді спектр двоприсломлення-ючої інтерференції, записаний при різних кутах φ , характеризується зсувом інтерференційних екстремумів. Цей зсув зумовлений кутовою зміною двоприсломлення кристалу в площині, що містить оптичну вісь. Вказана кутова дисперсія $\Delta_n(\varphi)$ описується виразом:

$$\Delta_n(\varphi) = \Delta_{n\perp} \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

де $\Delta_{n\perp}$ - двоприсломлення кристалу при $\varphi = 90^\circ$, тобто при нормальному падінні. У самому загальному випадку, маючи спектр інтерференції при деякому куті φ_1 падіння світлового променя, фіксуємо довільний максимум k -го порядку, локалізований на довжині хвилі λ . Для нього виконується умова

$$\Delta_{n1}d_1 = k\lambda, \quad (2)$$

де $\Delta_{n1} = \Delta_n(\varphi_1)$; $d_1 = d(\varphi_1)$ - товщина кристалу для променя, який поширюється під кутом φ_1 до оптичної вісі. Для d_1 маємо

$$d_1 = d / \cos[\arcsin(\sin\varphi_1/n)] \quad (3)$$

де d - товщина кристалу при нормальному падінні, n - середній показник заломлення. Зменшуючи, або збільшуючи кут падіння φ відносно значення φ_1 , добиваємося зсуву відповідно $(k-1)$ або $(k+1)$ -го максимуму до співпадання його з положенням k -го максимуму. Нехай цей кут $\varphi_2 < \varphi_1$. Тоді маємо

$$\Delta_{n2}d_2 = (k-1)\lambda, \quad (4)$$

де d_2 визначається по (3) при заміні $\varphi_1 \rightarrow \varphi_2$. Із (2) та (4) находимо

$$k = \Delta_{n1}d_1 / (\Delta_{n1}d_1 - \Delta_{n2}d_2). \quad (5)$$

З врахуванням (1) та (3) вираз (5) набуває вигляд

$$k = \sin^2\varphi_1 / (\sin^2\varphi_1 - \eta \sin^2\varphi_2), \quad (6)$$

де η - коефіцієнт, який враховує зміну товщини кристалу при його повороті. Він рівний

$$\eta = d_2 / d_1 = \cos[\arcsin(\sin\varphi_1/n)] / \cos[\arcsin(\sin\varphi_2/n)] \quad (7)$$

Виконані підрахунки свідчать, що при $n = 1...3$ та $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1| \leq 20^\circ$; коефіцієнт $\eta \approx 1$. В окремому випадку, при $\varphi_1 = 90^\circ$, маємо

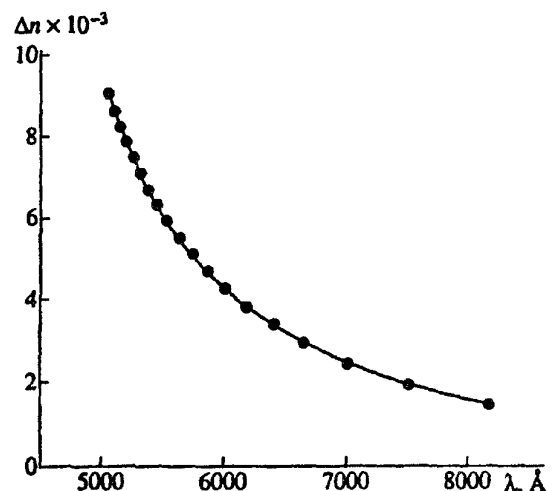
$$k = 1 / (1 - \eta \sin^2\varphi_2). \quad (8)$$

Таким чином, ототожнюючи порядки максимумів інтерференційної картини, що спостерігається при φ_1 , можна розрахувати дисперсію $\Delta_n(\varphi_1, \lambda)$. Після того, використовуючи (1), одержуємо дисперсію істинного

двопроменезаломлення $\Delta_{nL} = n_e - n_o$. Попередня експериментальна перевірка запропонованого методу була виконана на відомому кристалі тіогалату срібла. Виміри $\Delta_n(\lambda)$, виконані по методиці, викладеній в [4,5] та по даному методу дають повне співпадання результатів.

В даній роботі досліджується двопроменезаломлення $\Delta_n(\lambda)$ монокристалів $Cs_3Sb_2Br_9$. Ці кристали шаруваті, добре зколюються по площинам спайності.

Виміри двопроменезаломлення виконувались на плоскопаралельному зразку товщиною $d = 1,565$ мм при кімнатній температурі в спектральному діапазоні $0,5 \div 0,8$ мкм. В якості поляризаторів використовувались призми Глана-Томпсона. Спочатку був записаний спектр двозаломлюючої інтерференції при $\varphi_1 = 60^\circ$. Зафіксувавши максимум порядку k , локалізований на довжині хвилі 5731 \AA , шляхом повороту кристалу на кут $\varphi_2 = 55^\circ 35'$, був досягнутий зсув інтерференційної картини таким чином, що на довжині хвилі 5731 \AA спостерігався максимум порядку $(k-1)$. Одержана крива дисперсії $\Delta_n(\lambda)$ кристалу $Cs_3Sb_2Br_9$ представлена на рисунку.



Двопроменезаломлення монокристала $Cs_3Sb_2Br_9$

Вона є плавною, без аномалій і має вигляд, характерний для широкозонних напівпровідників: різкий зріст Δ_n при наближенні до краю поглинання та

монотонне зменшення Δn в області прозорості. Відсутність будь-яких відомостей про структуру енергетичних зон кристалу $CS_3Sb_2Br_9$ ускладнює аналіз одержаних результатів. З іншого боку, для

отримання інформації відносно параметрів зонної структури необхідні дослідження температурних та баричних залежностей двозаломлення $CS_3Sb_2Br_9$.

ЛІТЕРАТУРА

1. В.М.Малинко, С.Ф.Терехова, УФЖ. **12**, 4, 621-636 (1967).
2. С.А.Абагян, Г.А.Иванов и др., ФТП, **4**, 12, 2379-2382 (1970).
3. С.А.Абагян, Г.А.Иванов и др., ФТП, **5**, 8, 1630-1631 (1971).
4. C.Schwartz, D.S.Chelma, B.Ayrault, R.C.Smith, Opt.Comm. **5**, 4, 244-247 (1975).
5. Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, И.Ф.Копинец и др., Опт.и спектр., **49**, 1, 97-99 (1980).