

ВЗАЄМОДІЯ ОРТОГОНАЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАНИХ МОД В КРИСТАЛАХ ІЗ СТРУКТУРОЮ ХАЛЬКОПІРИТУ

Л.М.Сусліков, З.П.Гадьмаші

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

Досліджується поширення ортогонально-поляризованих хвиль в гіротропних кристалах, які мають перетин дисперсійних кривих звичайного та незвичайного показників заломлення.

Взаємодія електромагнітних хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах спостерігається в анізотропних кристалах з просторовою дисперсією, яким властивий перетин дисперсійних кривих показників заломлення на деякій довжині хвилі λ_0 ("ізотропна" точка - IT). Проявляється вона як аномальна смуга пропускання на λ_0 в спектрі системи, яка складається із схрещених поляризаторів і розміщеної між ними орієнтованої відповідним чином кристалічної пластинки [1,2].

В кристалах із структурою халькопіриту (симетрія 42_m) при проходженні променя вздовж кристалографічних осей [100] та [010] взаємодія, яка приводить до переходу однієї моди в іншу, найбільш ефективно відбувається в спектральній області [3]

$$\Delta\lambda = 1,60 \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0)}{\pi\alpha}$$

з максимумом на λ_0 , де $\rho(\lambda_0)$ - питомий оберг на довжині хвилі IT, $\alpha = (d\Delta n / d\lambda)_{\lambda=\lambda_0}$ - крутизна кривої дисперсії двопронезаломлення $\Delta n(\lambda)$ в

околиці IT. Товщина кристалу d при цьому задовільняє умові $\rho(\lambda_0)d = \pi / 2$. При

відході від λ_0 ефективність взаємодії різко спадає. Область найбільш ефективної взаємодії прямо пропорційна величині параметру $\rho(\lambda_0) / \alpha$ кристала.

В даній роботі досліджується кутова дисперсія ефектів взаємодії мод в кристалах із структурою халькопіриту, вирізаних під довільними кутами ξ до оптичної вісі в площині (100). Вона виражається в залежності пропускання $T(\lambda, \xi, \varphi, \theta)$ вказаної системи і спектральної області $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \varphi, \theta)$ найбільш ефективної взаємодії мод від кутів падіння випромінювання на кристал, де φ - кут повороту кристала навколо напрямку проєкції оптичної вісі на площину ξ -зрізу; θ - кут повороту кристала навколо вісі [100]. Величина $\Delta\lambda$ визначається шляхом розв'язання рівняння $T(\lambda, \xi, \varphi, \theta) = 1/2$.

Відомо [4], що

$$T(\lambda, \xi, \varphi, \theta) = \frac{\sin^2 \pi/2 d(\xi, \varphi, \theta) [\delta n^2(\lambda, \xi, \varphi, \theta) + \Delta n^2(\lambda, \xi, \varphi, \theta)]^{1/2}}{1 + \left[\frac{\Delta n(\lambda, \xi, \varphi, \theta)}{\delta n(\lambda, \xi, \varphi, \theta)} \right]^2} \quad (1)$$

де $\delta n(\lambda, \xi, \varphi, \theta)$ - циркулярне двопронезаломлення кристала; $d(\xi, \varphi, \theta)$ - кутова залежність товщини кристала. Підставляючи в (1) аналітичні

співвідношення, які описують кутову дисперсію фізичних параметрів, одержуємо слідуєчі вирази для $T(\lambda, \xi, \varphi, \theta)$ та $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \varphi, \theta)$:

$$T(\lambda_0, \xi, \varphi, \theta) = \sin \pi/2 \frac{\cos 2\varphi \cos^2(\xi + \theta)}{\cos^2 \xi \cos \varphi \cos \theta},$$

$$\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \varphi, \theta) = \frac{[4 \cos^4 \xi \cos^2 \varphi \cos^2 \theta - \cos^2 2\varphi \cos^4(\xi + \theta)]^{1/2}}{\cos^2(\xi + \theta)} \cdot \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0)}{\pi \alpha} \quad (2)$$

Розглянемо закономірності кутової дисперсії $T(\lambda_0)$ та $\Delta\lambda(\lambda_0)$. Розгляд проведемо для кристалу $AgGaS_2$ (симетрія $\bar{4}2_m$, $\lambda_0 = 4974 \text{ \AA}$, $\rho(\lambda_0) = 522 \text{ град/мм}$, $\alpha = 1,87 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$). Нехай $\theta = 0$, а φ змінюється. Кут φ визначає напрям

розповсюдження випромінювання всередині кристала. Межі його зміни визначаються величиною показника заломлення $n(\lambda_0)$. Для $AgGaS_2$ $n(\lambda_0) = 2,70$ і $\varphi = 0 \div \pm 22^\circ$. Тоді

$$T(\lambda_0) = \sin^2 \pi/2 \cdot \frac{\cos 2\varphi}{\cos \varphi}, \Delta\lambda(\lambda_0, \varphi) = (4 \cos^2 \varphi - \cos^2 2\varphi)^{1/2} \cdot \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0)}{\pi \alpha} \quad (3)$$

і не залежать від кута ξ . Із (3) слідує, що $T(\lambda_0, \varphi)$ та $\Delta\lambda(\lambda_0)$ зменшуються із ростом φ (Рис.1). Максимальна зміна $T(\lambda_0, \varphi)$ складає $\sim 12\%$. Зменшення $\Delta\lambda(\lambda_0, \varphi)$ незначне і складає $\sim 1,3\%$ відносно його значення при $\varphi = 0$.

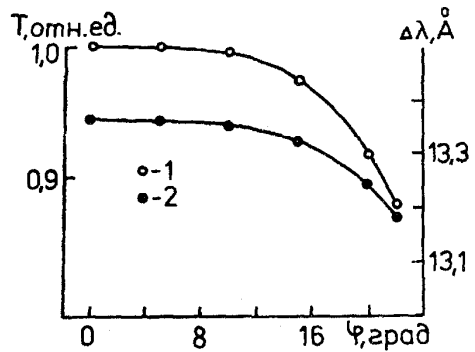


Рис.1. Залежність ефективності $T(\lambda_0)$ (1) і спектральної області $\Delta\lambda$ (2) взаємодії мод від кута φ падіння випромінювання на кристал $AgGaS_2$.

Розглянемо випадок, коли $\varphi = 0$, а θ змінюється від 0 до $\pm 22^\circ$. В цьому випадку

$$T(\lambda_0, \xi, \theta) = \sin^2 \pi/2 \cdot \frac{\cos^2(\xi + \theta)}{\cos^2 \xi \cos \theta}$$

$$\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \theta) = \frac{[4 \cos^4 \xi \cos^2 \theta - \cos^4(\xi + \theta)]^{1/2}}{\cos^2(\xi + \theta)} \cdot \frac{\lambda_0 \rho(\lambda_0)}{\pi \alpha} \quad (4)$$

і характер кутової дисперсії ефектів взаємодії визначається значенням кута зрізу ξ . Аналіз (4) показує, що при даному ξ ефективність взаємодії $T(\lambda_0, \xi, \theta)$ спадає при зміні кута θ як в додатньому, так і від'ємному напрямках. При цьому, чим більше ξ , тим більше зменшення $T(\lambda_0, \xi, \theta)$ при відході від $\theta = 0$ (Рис.2,1).

Закономірності зміни спектральної області $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \theta)$ при фіксованому ξ

визначаються знаком кута θ . При зміні θ в додатньому напрямку $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \theta)$ зростає, при від'ємних θ - зменшується (Рис.2,2). Найбільший інтерес представляє ситуація, коли виконується умова

$$\frac{\cos \xi(\xi + \theta)}{\cos^2 \xi \cos \theta} = 2\pi \quad (5)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$. В цьому випадку $T(\lambda_0, \xi, \theta) = 0$ та $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \theta) = 0$ і, як показує

аналіз, спектральна область взаємодії розчеплюється на дві: $\Delta\lambda_1(\lambda_0, \xi, \theta)$ і $\Delta\lambda_2(\lambda_0, \xi, \theta)$. Центри цих областей локалізовані на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , розміщених симетрично відносно λ_0 . При цьому $T(\lambda_1) = T(\lambda_2) \approx 0.5$ і $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2$.

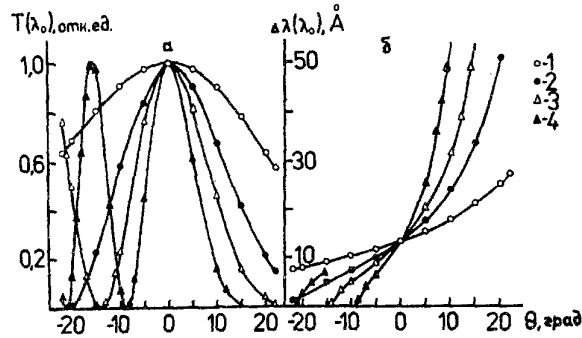


Рис.2. Кутова залежність ефективності $T(\lambda_0, \xi, \theta)$ (а) і спектральної області $\Delta\lambda(\lambda_0, \xi, \theta)$ (б) взаємодії мод при різних значеннях кутів зрізу ξ кристалу $AgGaS_2$. ξ , град.: 1 - 30, 2 - 50, 3 - 60, 4 - 70.

Фізика явища, що спостерігається, пояснюється наступним чином. Відомо [1,2], що взаємодія ортогонально

поляризованих мод здійснюється завдяки ефектам просторової дис-персії, а саме гіротропії. При цьому, якщо різниця фаз $\Delta\Phi$ між взаємодіючими модами задовільняє в ГТ умові $\Delta\Phi(\lambda_0) = 2\rho(\lambda_0)d = (2l+1)\pi$, де $l = 0, 1, 2, \dots$, то ефективна передача енергії із однієї моди в іншу відбувається на довжині хвилі λ_0 , а область взаємодії $\Delta\lambda$ обмежується інтервалом довжин хвиль, в межах яких виконується умова $|\Delta n|/\delta n \leq 1/(2l+1)$. Якщо якимось чином внести додаткову різницю фаз π , то співвідношення $\Delta\Phi = (2l+1)\pi$ буде виконуватись на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , розміщених симетрично відносно λ_0 , що зумовлено зміною знаку Δn при переході через ГТ. В наших дослідженнях додатковий зсув фаз виникає за рахунок збільшення ефективної товщини кристала при похилому падінні променів. При цьому $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2 < \Delta\lambda$, оскільки із ростом θ збільшується довжина шляху, що проходить промінь в кристалі, і, як наслідок, зростає швидкість зміни $d\Delta\Phi/d\lambda$ різниці фаз $\Delta\Phi = 2\pi/\lambda \cdot d(\delta n^2 + \Delta n^2)^{1/2}$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. С.Н. Henry, Phys.Rev. **143**, 2, 627-633 (1966).
2. Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши и др., Опт. и спектр., **51**, В2, 307-311,(1981).
3. Л.М.Сусликов, В.Ю.Сливка, Опт. и спектр., **57**, В4, 716-719 (1984).
4. Л.М.Сусликов, З.П.Гадьмаши, В.Ю.Сливка, Опт. и спектр., **59**, В4, 876-880 (1985).