

Література

1. Гриценко С. П. Лексичний вплив як чинник динаміки структури мови-реципієнта (на матеріалі латинських запозичень українських пам'яток кінця XVI–XVII ст.): дис. ... канд. філол. наук: 10.02.15 / Гриценко Світлана Павлівна. – К., 1999. – 290 с.
2. Яковенко Н. Н. Просвещение и школа на Украине в XIV–XVII вв. / Н. Н. Яковенко // Очерки истории школы и педагогической мысли народов СССР с древнейших времен до конца XVII в. – М.: Педагогика, 1989. – С. 266–282.
3. Хижняк З. І. Києво-Могилянська академія / Зоя Іванівна Хижняк. – К.: Вища школа, 1981. – 221 с.
4. Яковенко Н. Н. Палеографія латинського документального письма на Правобережній Україні: автореф. дис. на соиск. уч. степени канд. истор. наук / Н. Н. Яковенко. – К., 1983. – 22 с.
5. Безбородько Н. И. Язык латинских трактатов украинских философов XVII века / Нина Ивановна Безбородько. – Днепропетровск, 1972. – 137 с.
6. Миронова В. М. Граматичні особливості латинської актової мови XV–XVI ст. в Україні (на матеріалі гродських і земських судових актів Галицької, Сяноцької, Перемишльської і Львівської адміністративних округ Галицької Русі): автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. філол. наук: спец. 10.02.14 «Класичні мови. Окремі індоєвропейські мови» / В. М. Миронова. — К., 1999. — 16 с.
7. Бойко Н. В. Латинськомовна інскрипція в Україні кінця XVI–початку XVIII століть (лексико-граматичний аспект): дис. ... канд. філол. наук: 10.02.14 / Бойко Наталія Василівна. – К., 2006. – 218 с.
8. Щербина Р. А. Латинськомовна історіографія в Україні середини XVII ст. як мовно-культурне джерело (на матеріалі хронік про Визвольну війну українського народу 1648–1657 років): автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. філол. наук: спец. 10.02.14 «Класичні мови. Окремі індоєвропейські мови». – К., 2006. – 19 с.
9. Боровский Я. М. Учебник латинского языка [для гуманитарных факультетов университетов] / Я. М. Боровский, А. В. Болдырев. – 4-е дополн. изд. – М.: Высшая школа, 1975. – 479 с.
10. Monumenta Ucrainae Historica: в 14 т. / [збір. митрополит Андрей Шептицький]. – Vol. II (1624–1648). – Romae, 1965. – 358 p.
11. Monumenta Ucrainae Historica: в 14 т. / [збір. митрополит Андрей Шептицький]. – Vol. IX–X (1075–1632). – Romae, 1971. – 942 p.
12. Monumenta Ucrainae Historica: в 14 т. / [збір. митрополит Андрей Шептицький; видав митрополит Йосиф]. – Vol. XI (1633–1659). Supplementum. – Romae, 1974. – 648 p.
13. Documenta Unionis Berestensis eiusque auctorum (1590-1600) / [collegit P. Athanasius G. Welykuj, OSBM]. – Romae, 1970. – 556 p.
14. Monumenta Ucrainae Historica: в 14 т. / [збір. митрополит Андрей Шептицький]. – Vol. I (1075–1623). – Romae, 1964. – 350 p.

PACS 42.25.Bs;42.65.-K

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА В CDS ПРИ НАЯВНОСТІ ДВОФОТОННОГО ПОГЛИНАННЯ

*Доктор фізико-математичних наук Куліш М.Р.,
кандидат фізико-математичних наук Малиш М.І.*

Досліджено поляризацію світла в CdS при наявності двофотонного поглинання. Показано, що зі зростанням азимуту поляризації φ плавно змінюється кут повороту великої півосі, еліптичність, фокальний параметр та ексцентриситет еліпса поляризації світла.

Light polarization have been investigated in CdS at presence of two photon absorption. It is shownd that angle of turn large semi-major axis, ellipticity, focal parameter and excentricity of light polarization ellipse changing smoothly with increasing polarization azimuth.

Вступ. Зазвичай коефіцієнт двофотонного поглинання визначається для орієнтації електричного вектора електромагнітної хвилі \mathbf{E} паралельної до оптичної вісі C , або перпендикулярної ([1-3]). Вплив азимуту поляризації φ на інтенсивність світла, що розповсюджується в одновісних кристалах відомий [4,5]. Однак, особливості зміни форми еліпса поляризації, що відбуваються при цьому залишилися не дослідженими. Дана робота присвячена вивченню впливу азимута поляризації на кут повороту великої півосі, еліптичність, фокальний параметр, ексцентриситет еліпса поляризації світла, що розповсюджується в CdS в присутності двофотонного поглинання.

Зразки та методика вимірювання. Досліджувались плоско паралельні одновісні монокристали CdS товщиною 5 мм. Оптична вісь C в них паралельна грані, на яку по нормалі падає потік лінійно поляризованого світла (рис. 1). Монокристали розміщувались між поляризатором та аналізатором. Фіксоване значення кута φ між оптичною віссю C , що орієнтована вздовж осі OY (вставка а), та вектором E , встановлювалось поворотом кристала.

Джерелом світла був рубіновий лазер, що генерує імпульси 1 пм ширини лінії генерації та 20 нс тривалості. Детекторами служили фотопомножувачі ЕЛУ–ФТ. Похибка визначення інтенсивності світла на вході (I_o) та виході (I) зразка не перевищувала 10%. Зміна інтенсивності здійснювалась шляхом перестановки нейтрально-сірих фільтрів з набору, розташованого перед зразком, в набір, що знаходиться за зразком.

При двофотонному поглинанні обернене пропускання $1/T$ зразка залежить від I_o [1,3]:

$$\frac{1}{T} = \frac{I_o}{I} = \frac{\exp(Kd)}{(1-R)^2} + \frac{\beta[\exp(Kd)-1]}{K(1-R)} I_o = A + BI_o, \quad (1)$$

де K та b – коефіцієнти одно- та двофотонного поглинання відповідно, A та B – константи, d – товщина, R – коефіцієнт відбивання зразка.

Скориставшись експериментально визначеною сукупністю значень I та I_o , побудуємо залежність $1/T = f(I_o)$ (рис. 2, точки). Кожна точка в ній усереднена за 20–30 вимірами. Емпірична залежність $1/T = f(I_o)$ апроксимується за методом найменших квадратів прямою лінією. Точка перетину прямої з віссю ординат дає значення константи A , а нахил прямої – константи B .

Підставивши A та B в формули

$$K = \frac{1}{d} \ln[A(1-R)^2], \quad \beta = \frac{BK(1-R)}{A(1-R)^2 - 1}, \quad (2)$$

знаходимо K ($K = 1.8 \text{ см}^{-1}$) та b . Похибка визначення K дорівнює $\pm 10\%$, b – $\pm 20\%$. Зафіксувавши азимут поляризації φ , для ряду значень Ψ знаходимо залежності $1/T = f(I_o)$, а з них – значення I , яким відповідає певна фіксована величина I_o (рис. 2). Скориставшись одержаною сукупністю значень I та Ψ , побудуємо залежність $I = f(\Psi)$ (рис. 3а, точки).

Вплив двофотонного поглинання на поляризацію світла. Нехай на вхідну грань одновісного кристала по нормалі падає потік лінійно поляризованого світла (рис. 1). Якщо $\varphi \neq n\pi/2$, де $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, то можна вважати, що в одному й тому ж напрямку в кристалі розповсюджуються дві компоненти світлового потоку, в одній з яких $E \perp C$, а в іншій – $E \parallel C$. Безпосередньо за передньою гранню інтенсивність цих компонент має наступне значення:

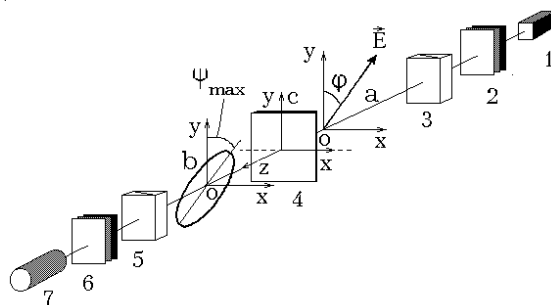


Рис. 1. Блок-схема установки для вимірювання впливу двофотонного поглинання на стан поляризації світла: 1 – рубіновий лазер, 2, 6 – набори каліброваних нейтрально-сірих фільтрів, 4 – монокристал CdS, оптична вісь якого паралельна осі y , 5 – аналізатор (призма Глана), 7 – фотопомножувач ЕЛУ–ФТ. На вставці а показано орієнтацію вектора поляризації електромагнітної хвилі E відносно оптичної осі C на вхідній грані кристала, φ – азимут поляризації. На вставці б показано форму еліпса поляризації на вихідній грані кристала. Ψ_{\max} – кут, на який повернеться велика піввісь еліпса поляризації відносно оптичної осі C після проходження світла крізь кристал.

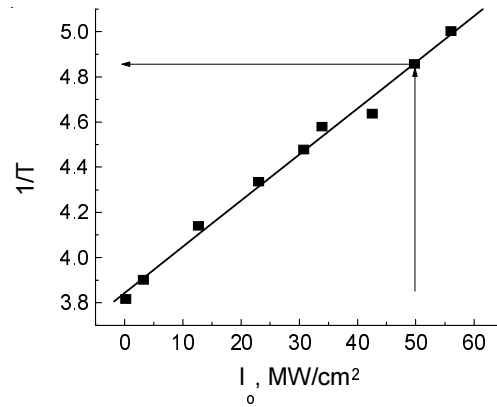


Рис. 2. Залежність оберненого пропускання $1/T$ від інтенсивності I_0 лінійно поляризованого випромінювання, що падає по нормалі на плоско паралельний монокристал CdS товщиною 5 мм. Азимут поляризації $\varphi = -15^\circ$, кутова відстань між оптичною віссю S та положенням площини поляризації світла, що виходить з аналізатора дорівнювала $\Psi = -60^\circ$. Точки – експеримент, пряма – розрахунок за формулою (1). Стрілками показано метод визначення інтенсивності на виході зразка.

$$I_{o\perp} = I_o \cos^2 \varphi, \quad I_{o\parallel} = I_o \sin^2 \varphi, \quad (3)$$

а на виході з кристала вона дорівнює:

$$I_{\perp} = \frac{I_o(1-R_{\perp})^2 \cos^2 \varphi e^{-K_{\perp}d}}{1 + \frac{\beta_{\perp} I_o(1-R_{\perp}) \cos^2 \varphi}{K_{\perp}} \left(1 - e^{-K_{\perp}d}\right)}, \quad (4)$$

$$I_{\parallel} = \frac{I_o(1-R_{\parallel})^2 \sin^2 \varphi e^{-K_{\parallel}d}}{1 + \frac{\beta_{\parallel} I_o(1-R_{\parallel}) \sin^2 \varphi}{K_{\parallel}} \left(1 - e^{-K_{\parallel}d}\right)}. \quad (5)$$

На виході з аналізатора інтенсивність світла буде такою

$$I = I_{\perp} \cos^2 \psi + I_{\parallel} \sin^2 \psi + \sqrt{I_{\perp} I_{\parallel}} \sin(2\psi) \cos \delta, \quad (6)$$

де δ – кут набігу фази.

Дослідження впливу двофотонного поглинання на поляризацію світла, що розповсюджується в CdS, здійснено при $I_o = 50$ МВт/см² і кількох азимутах поляризації φ . Для всіх значень φ залежність $I = f(\Psi)$ має вигляд, аналогічний показаному на рис. 3а. Узгодження розрахованої (суцільна лінія) за формулою (6) залежності з експериментальною (точки), досягалось шляхом вибору величини δ . При оптимальному значенні $\delta = 40^\circ$ похибка апроксимації не перевищує 5%.

З даних рис. 3 легко знаходиться значення мінімальної ($I = I_{\min}$) та максимальної ($I = I_{\max}$) інтенсивності, а також величина кута ($\Psi = \Psi_{\max}$), по досягненні якої $I = I_{\max}$. Далі, скориставшись зв'язком інтенсивності I з напруженістю E електричного поля

$$E[B/cm] = 27.46 \cdot I^{0.5} [Bm/cm^2], \quad (7)$$

знаходимо форму еліпса поляризації (рис. 3b).

Будь-який еліпс характеризується кутовим положенням великої півосі відносно декартових координат, еліптичністю, коефіцієнтом стиснення, ексцентриситетом та фокальним параметром. Кожен з цих параметрів залежить від величини коефіцієнта двофотонного поглинання.

Кут повороту великої півосі еліпса Ψ_{\max} залежить від азимута поляризації φ наступним чином:

$$\operatorname{tg}(2\Psi_{\max}) = \frac{2I_{\perp}^{0.5} I_{\parallel}^{0.5}}{I_{\parallel} - I_{\perp}} \cos \delta. \quad (8)$$

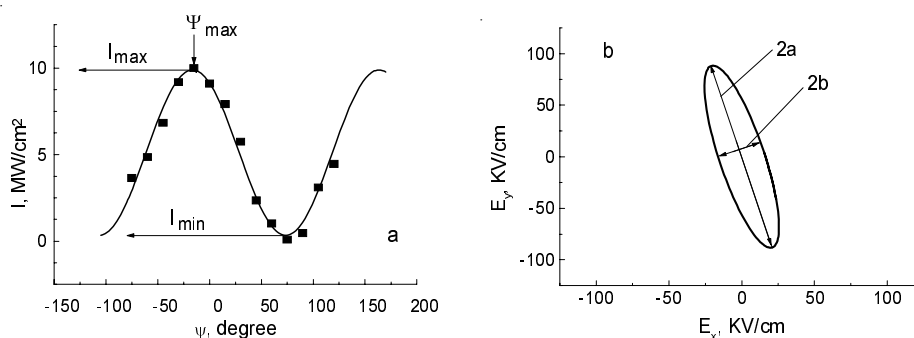


Рис. 3. Залежність інтенсивності I світла на виході з кристала CdS від кута повороту аналізатора Ψ (a) та форма еліпса поляризації (b).

Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок за формулою (6). Азимут поляризації $\varphi = -15^\circ$, $I_0 = 50 \text{ MBт/см}^2$. $2a$ та $2b$ – довжина великої та малої осі еліпса поляризації відповідно.

При апроксимації емпіричної залежності $\Psi_{\max} = f(\varphi)$ в формулу (8) підставлялись значення $R_{\perp} = R_{\parallel} = 0,2$, $I_0 = 50 \text{ MBт/см}^2$ та K_{\perp} , K_{\parallel} , β_{\perp} , β_{\parallel} , одержані в результаті обробки залежностей $1/T = f(I_0)$, знайдених при $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$. Виявилось, що розрахована (рис. 4а, суцільна лінія) та емпірична (точки) залежності Ψ_{\max} від φ кількісно узгоджуються між собою.

Мірою відхилення еліпса від кола є еліптичність χ :

$$\chi = \frac{b}{a} = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}}, \quad (9)$$

де b та a – довжина малої та великої півосі еліпса поляризації (рис. 3b), I_{\min} та I_{\max} – мінімальне та максимальне значення інтенсивності на виході з аналізатора (рис. 3а). Інтенсивності I_{\min} та I_{\max} оцінювались за допомогою формули (6), в яку вводились відомі значення K_{\perp} , K_{\parallel} , β_{\perp} , β_{\parallel} та значення кута Ψ_{\max} , розраховане за формулою (8).

В повній відповідності з формулою (9) при $\varphi = 0^\circ$ та $\varphi = 90^\circ$ еліпс вироджується в пряму лінію. Максимальне ж наближення до кола досягається при $\varphi = -45^\circ$ (рис. 4b).

Ексцентриситет еліпса має значення:

$$\xi = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}}}. \quad (10)$$

Згідно з рис. 4с, спостерігається кількісне узгодження емпіричної залежності ξ від φ з залежністю, розрахованою за формулою (10). Мінімальне значення ξ реалізується при $\varphi = -45^\circ$.

Фокальний параметр

$$p = \frac{b^2}{a} = \frac{27.46I_{\min}}{2\sqrt{I_{\max}}} \quad (11)$$

визначає зміну еліпса поляризації в точках перетину хорди, проведеної через фокус паралельно до малої осі. Емпірична та розрахована за формулою (11) залежності p від φ показані на рис. 4d.

Висновки. Одержано співвідношення, що описують вплив двофотонного поглинання на стан поляризації світла в одновісних кристалах. Показано, що вони кількісно описують експериментально встановлені зміни параметрів еліпса поляризації при розповсюдженні світла в CdS. Особливості впливу двофотонного поглинання на стан поляризації світла потрібно враховувати при розробці високоефективних генераторів другої гармоніки; перетворювачів тривалості імпульсу в струм; поляризаційних модуляторів та демодуляторів світла, призначених для передачі інформації за допомогою імпульсів фемтосекундної тривалості.

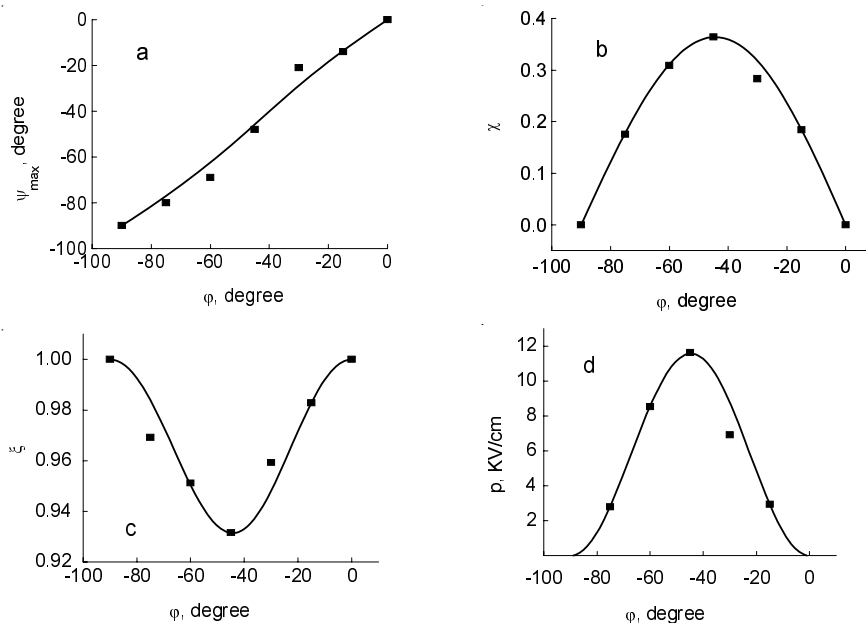


Рис. 4. Залежність від азимута поляризації φ кута ψ_{\max} повороту великої півосі еліпса поляризації відносно оптичної осі C (а), еліптичності χ (b), ексцентриситету ξ (с), фокального параметра p (d) еліпса поляризації.

Інтенсивність збуджуючого світла $I_0 = 50 \text{ МВт/см}^2$. $\lambda = 694,3 \text{ нм}$.
Суцільні криві – розрахунок за формулами: а – (8), b – (9), с – (10), d – (11).

Література

1. М.С. Бродин, Д.Б. Гоер, З.А. Демиденко и др. Двухфотонное поглощение в смешанных полупроводниковых кристаллах A^2B^6 // Квантовая электроника (Киев).-1976, в. 10.- С. 56-66.
2. Р.А. Балтрамеюнас, В.И. Гаврюшин, Ю.Ю. Вайткус. Влияние примесей на двухфотонное поглощение в монокристаллах CdS // ФТП.- Т. 18.- С. 1150-1153.
3. M. E. de Souza, Cid B. de Araujo Two-photon absorption in hexagonal CdS // Solid State Communication.-1983.- V.48.- P. 967-970.
4. Д.П. Дворников, Е.Л. Ивченко, И.Д. Ярошецкий. Линейно-циркулярный дихроизм в кристаллах A^2B^6 вблизи края двухфотонного поглощения // ФТП.- 1978.- Т.12.- С. 1571-1576.