

ВИМІРЮВАННЯ ОПТИЧНОЇ АКТИВНОСТІ НА ВІДЕОПОЛЯРИМЕТРІ

Я. І. Шопа, М. І. Боднар

*Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра нелінійної оптики
вул. Тарнавського, 107, Львів, 79017, Україна*

(Отримано 16 жовтня 2003 р.)

Розглянуто методику вимірювання оптичної активності на комп'ютеризованому відеополяриметрі. Одержано еліптичність нормальних хвиль та просторовий розподіл фазової затримки для пластинки кристалічного кварцу, вирізаної під кутом 30° до оптичної осі.

Ключові слова: поляриметрія, зображення, кварц, оптична активність.

PACS number(s): 07.60.Fs, 78.20.Ek

I. ВСТУП

Останнім часом значну увагу приділяють розробці швидкісних універсальних методів та приладів для вимірювання кристалооптичних параметрів. Намагання дослідників підвищити їхню інформативність приводить інколи до того, що повний цикл вимірювань на деяких з них триває десятки годин [1]. Тому для прискорення цього процесу створюють принципово нові поляриметри, у яких використовують процедуру повертання кристала [2].

Найсучасніші методи вимірювання реалізують на апаратурі, що включає відеокамери, як фотодетектори. Можливість опрацювання зображень комп'ютерними методами збільшує кількість інформації, яку отримують такими приладами, — у літературі їх часто називають відеополяриметрами (imaging polarimeter) [3]. Вони дають змогу порівняно швидко одержувати інформацію щодо просторового розподілу параметрів анізотропії, хоча принципи їхньої роботи можуть і суттєво відрізнятися [4, 5]. Існують навіть аналогічні прилади, які аналізують стан поляризації у відбитому світлі [6].

Ми побудували відеополяриметр [7, 8], який можна використовувати для вивчення доменної структури у фероїках, установлення однорідності кристалів і фазових пластинок, модуляторів світла, оптичних вікон тощо. З його допомогою можна буде розширити функції традиційних полярископів і поляризаційних мікроскопів, які застосовують для розв'язання аналогічних задач візуальними методами.

II. АПАРАТУРА ТА МЕТОДИКА

Методику вимірювання ОА, аналогічну до описаної в [9, 10], реалізувати на відеополяриметрі значно складніше, ніж за традиційними однопроменевими схемами. Головною проблемою є забезпечення однорідного лінійно поляризованого світла на досить великій площі. Поляризаційні призми з робочими розмірами більшими від 20 мм є унікальними й рідко виготовляються. Конструкції типу призм Аренса, які ми використовували, мають суттєвий недолік — лінію склеювання, яка проходить посередині й наявна на зображеннях. Крім того, площина поляризації цієї

призми паралельна до її діагоналі, що незручно під час досліджень зразків прямокутної форми. Великими можуть бути поляроїди, але якість поляризованого світла, яке ними створюється, невисока, і, крім того, вона залежить від просторових координат [4]. Так само не всі кристалічні зразки придатні для відеополяриметрії, передусім унаслідок недостатньої однорідності та невеликих розмірів.

Одну з можливостей порівняно швидкого вимірювання ОА вздовж оптичної осі запропоновано у праці [11]. Більшість поляриметричних методів з часовою модуляцією та скануванням поляризаторів не дають змоги вимірювати ОА та інші супутні ефекти за час, менший від періоду модуляції або сканування. Розв'язати цю проблему можна, якщо перейти від часової до просторової модуляції стану поляризації світла за відповідним законом. Замість просторового модулятора, можна використати призму Картней–Прата, складену з двох однакових трикутних призм правого й лівого кварцу. Кут повертання площини поляризації лінійно поляризованого світла є пропорційним до координати, причому в центральній її частині сумарне повертання дорівнює нулеві.

Схема відповідного поляриметра з просторовою модуляцією площини поляризації лінійно поляризованого світла, яку ми реалізували, є модифікацією відеополяриметра [8] і зображена на рис. 1. Замість фотоприймача тут використано відеокамеру, однак зручніше скористатися лінійними фоточутливими схемами на основі приладів із зарядовим зв'язком (ПЗЗ). Світлодіод тут виконує функції опорного джерела.

Уважатимемо, що кількість фоточутливих елементів лінійного фотоприймача дорівнює N . Тоді залежність пропускання поляризаційної системи від порядкового номера n визначатиметься співвідношенням, яке є узагальненням закону Малюса для цього випадку:

$$J(n) = \frac{I(n)}{I_0(n)} = \tau_0 \cos^2(\alpha_0 + \alpha_s + \alpha_m(n)), \quad (1)$$

де $I_0(n)$, $I(n)$ — інтенсивності світла, які реєструються n -м фоточутливим елементом з досліджуванним кристалом (зразком) і без нього, τ_0 — відносний коефіцієнт пропускання зразка, α_0 — початковий кут між

поляризаторами, α_s — кут повертання площини поляризації світла внаслідок ОА зразка, $\alpha_m(n) = a_0 + bn$ — кут повертання площини поляризації світла призмою

Картней–Прата для n -го фоточутливого елемента, a , b — параметри цієї призми.

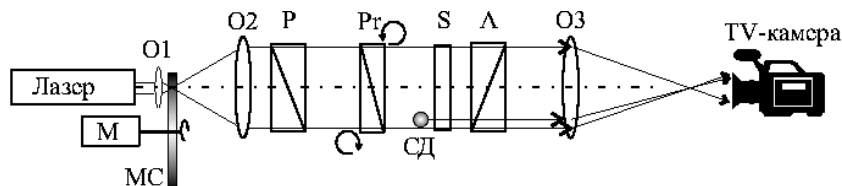


Рис. 1. Схема поляриметра з просторовою модуляцією площини поляризації світла. МС — матове скло, O1, O2 — оптична система формування паралельного світлового пучка, O3 — об’єктив формування зображення зразка, СД — світлодіод, Pr — призма Картней–Прата (просторовий модулятор).

Для найкращого просторового розділення доцільно, щоб між ними існував зв’язок $a_0 = bN/2$. Якщо повертанням аналізатора забезпечити умову

$$\alpha_0 + a_0 + bn_c = 90^\circ, \quad (2)$$

де $n_c \simeq N/2$ — середній номер чутливого елемента, то для невеликих кутів залежність $J(n)$ з (1) буде параболічною, тому її можна записати так:

$$J(n) = A\alpha^2 + B\alpha + C \quad (3)$$

і шукати кут повертання площини поляризації досліджуваним кристалом стосовно початкового (він задається умовою (2)), як $\alpha_0 = -B/(2A)$.

Чутливість такої схеми з просторовою модуляцією залежить від параметрів призми Картней–Прата, кількості чутливих елементів фотоприймача тощо. Перевірку її можливостей проведено з використанням відеокамери як просторового фотоприймача. З усього зображення вибрано стрічку висотою від 2 до 5-ти пікселів.

Лінійні фоточутливі схеми на основі ПЗЗ, у яких кількість елементів може досягати кількох тисяч, а час накопичення заряду — досить малий [12, 13], зручніші для таких застосувань, що справді дає змогу точно реєструвати миттєві значення кута повертання площини поляризації, застосовуючи навіть імпульсні джерела світла. За нашими оцінками, чутливість методу може бути не гіршою від 0.01° .

Однак цікавішим застосуванням відеополяриметра є вимірювання ОА перпендикулярно до оптичної осі. Для реєстрації зображень використано відеокамеру на основі ПЗЗ з розміром матриці 1/3 дюйма (корисна площа $6 \times 5.1 \text{ мм}^2$, горизонтальне розділення — 380 ліній при 582×500 пікселях). Мала порогова освітленість ($0,15 \text{ лк}$) давала змогу працювати з малопотужним лазером і реєструвати зміни світлового потоку за невеликих відхилень поляризатора та аналізатора від умови схрещення та погасання зразка в системі поляризатор–зразок–аналізатор (PSA).

Азимут еліпса поляризації світла після кристала визначається за формулою, прийнятою для високоточних поляриметрів, які використовують систему PSA [10]:

$$\chi(\theta) = \theta \cos \Gamma - (k - p) \sin \Gamma - \delta\chi, \quad (4)$$

де θ — кут між вектором поляризації падаючого на кристал світла й головною віссю, $\Gamma = (2\pi/\lambda)\Delta nd$ — різниця фаз власних хвиль, k — еліптичність власних хвиль, Δn — лінійне двоприменезаломлення (ЛДЗ), d — товщина зразка в напрямку поширення світла, p — паразитна еліптичність поляризатора, $\delta\chi$ — кутове відхилення від умови ідеального схрещення поляризаторів. На підставі (5), величину різниці фаз Γ можна одержати з тангенса кута нахилу лінійної залежності $\chi(\theta)$, який дорівнює

$$\cos \Gamma = \partial\chi/\partial\theta. \quad (5)$$

Визначення ОА можливе за умови $\theta = 0$ та врахування систематичних похибок p і $\delta\chi$ у формулі (4). Однак під час вимірювань відліки шкал поляризаторів не відповідають реальним азимутам: вхідному θ та вихідному χ . Тому реально відрахований комп’ютером азимут θ' пов’язаний з дійсним азимутом співвідношенням

$$\theta' = \theta + \delta\theta. \quad (6)$$

Тут уведено невідому до початку вимірювань величину $\delta\theta$ — невелике відхилення у встановленні кристала в положення погасання. Цю процедуру зазвичай виконують повертанням зразка до мінімуму пропускання між попередньо схрещеними поляризаторами, але з оптично активним кристалом вона не забезпечує умови $\theta = 0$. Така особливість характерна для всіх методик, які використовують невеликі вхідні азимуты.

Іншою умовою для вимірювань є зміни різниці фаз Γ , яких досягають у поляриметрії різними способами: зміною температури зразка чи його товщини (оріента-

ції) або скануванням довжини світлової хвилі у спектрополяриметрах. Усі ці способи передбачають часові затримки під час експерименту.

Для прискорення процесу можна використати просторові зміни різниці фаз Γ , які зумовлені непостійністю товщини δd кристалічної пластинки. Причому легко підрахувати, що для багатьох кристалів вона може бути дуже незначною й залишатися навіть після ретельної підготовки зразка та перевірки його плоскопаралельності [8]. У кристалі кварцу, зокрема з ЛДЗ $\Delta n = 0.0091$, достатньо, щоб варіації товщини не перевищували $\delta d \approx 0.03$ мм у межах світлового поля 8×12 мм.

Отже, замість зміни температури, яка передбачає нагрівання та термостабілізацію зразка впродовж певного часу, використовується просторова зміна різниці фаз Γ , яка не обов'язково має бути регулярною. Важливо лише, щоб просторові варіації Γ перебували в межах приблизно π радіан.

Головною процедурою відеополяриметра є пошук мінімуму інтенсивності світла на виході поляризаційної системи PSA для кожного пікселя на зображенні зразка при повертанні аналізатора. Типова кількість зображень, які реєструються при різних взаємних розташуваннях поляризатора та аналізатора, дорівнює 50. Це відповідає п'яти положенням поляризатора з кроком 0.4° і 10 положенням аналізатора з кроком 0.2° , сканування здійснюється з допомогою крокових двигунів, які на рис. 1 не показані. Призми Картней–Прата для такої схеми відеополяриметра не використовують.

Подальше програмне опрацювання на комп'ютері зображень, записаних у графічному форматі, складається з таких етапів:

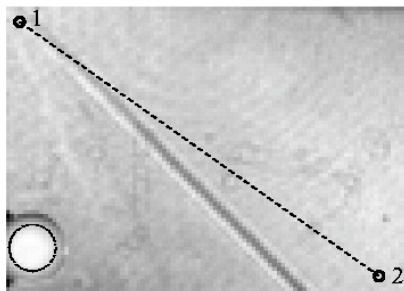
- усереднення зображень у межах квадрата розміром від 2×2 до 10×10 пікселів;
- виділення частини поля, яке заповнюється випромінюванням світлодіода, і нормування зображень шляхом ділення кожного значення інтенсивності на середню інтенсивність світлодіода;

- виділення частини зображення зразка, для якої потрібно визначати параметри оптичної анізотропії;
- пошук мінімумів пропускання поляризаційної системи для кожної точки виділеного зображення й кожного фіксованого розташування поляризаторів;
- розрахунок просторового розподілу різниці фаз і змін ЛДЗ;
- побудова діаграм і створення файлів експорту даних, які забезпечують використання результатів іншими програмами.

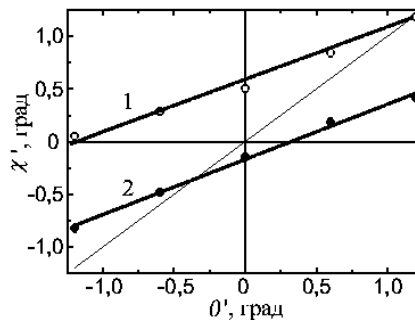
III. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАНЬ

Оцінено можливості відеополяриметра для дослідження оптично активного кристала. Як об'єкт вибрано пластинку кристалічного кварцу, вирізану під кутом $\sim 30^\circ$ до кристалофізичної осі z . Еліптичність нормальних хвиль для такого напрямку майже на порядок вища порівняно з напрямком, який перпендикулярний до оптичної осі. Це дає підстави нехтувати паразитною еліптичністю поляризатора p та азимутальною похибкою $\delta\chi$, які за величиною значно менші від k [10] і не впливають на результати, перебуваючи у межах похибки експерименту.

На рис. 2,а видно програмно усереднене у вікні 4×4 пікселі зображення досліджуваної пластинки. Інтерференційних явищ, характерних для ніобату літію [8], тут не спостерігаємо, оскільки показники заломлення для кварцу значно менші, а варіації товщини цього зразка — більші. Добре помітна лінія склеювання поляризатора, яка після усереднення майже не впливає на кінцеві результати. У лівому нижньому куті видно зображення світлодіода, інтенсивність випромінювання якого є сталою під час експерименту, а її середнє значення (у виділеному круговому полі) використовується для нормування всіх зображень та врахування змін у чутливості відеокамери. Вважається, що інтенсивність лазера також не змінюється.



а



б

Рис. 2. Зображення на відеополяриметрі кристалічної пластинки кварцу, вирізані під кутом 30° до оптичної осі (а). Середня товщина пластинки $d = 1.7$ мм. Виділено точки 1 та 2, для яких побудовані залежності вихідного азимута χ' від вхідного азимута θ' (б), та лінію, вздовж якої вибрано дані для розрахунку ОА.

Експериментальні залежності $\chi'(\theta')$ на рис. 2,б побудовані лише для двох точок на зображеннях кристалічного зразка. Повна кількість таких залежностей, які аналізує програма, дорівнює кількості пікселів після процедури усереднення й зазвичай перевищує кілька тисяч. Якщо вважати зразок оптично однорідним (принаймні за величиною ЛДЗ та ОА), то зміни кутів нахилу прямих на цьому рисунку потрібно пояснювати змінами товщини d , які й приводять до градієнта різниці фаз Γ .

Для опису цих експериментальних графіків використаємо вираз, що одержуємо з (5)

$$\chi' = (\theta + \delta\theta) \cos \Gamma + k \sin \Gamma. \quad (7)$$

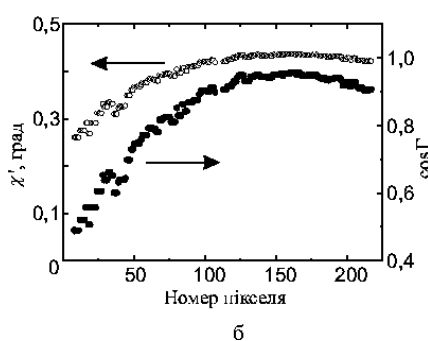
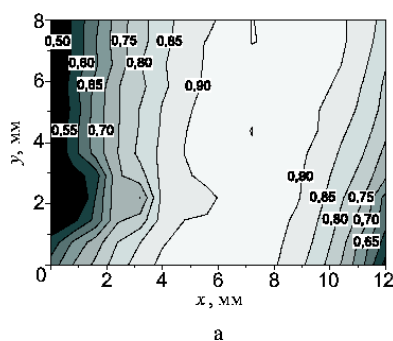


Рис. 3. Топологія величини $\cos \Gamma$ на кристалічній пластинці (а) та залежності $\cos \Gamma$ і χ' від однієї з просторових координат — номера стовпця відповідного пікселя (б) для виділеної лінії між точками 1 і 2 на рис. 2,а.

Характерно, що значення $\cos \Gamma = 1$ тут не досягається (центральна частина топології на рис. 3,а), на відміну від аналогічних залежностей, одержуваних нагріванням зразка. Усе ж цих даних достатньо для розрахунку еліптичності власних хвиль k .

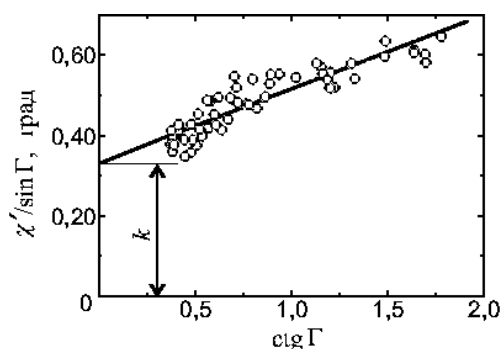


Рис. 4. Залежність вихідного азимута χ' від величини $\text{ctg} \Gamma$ для вибраних точок зображення.

Вибравши на зображенні масив окремих пікселів, які перебувають на лінії між точками 1 та 2 (рис. 2,а), та побудувавши експериментальну залежність відрахованого на поляриметрі вихідного азимута еліптично поляризованого світла χ' від величини $\text{ctg} \Gamma$ (рис. 4), одержимо дані, які можна апроксимувати рівнянням

Уважаючи, що у співвідношенні (7) еліптичність власних хвиль k та азимут θ є сталими величинами, для розрахунку їхніх значень можна використати набір залежностей

$$\chi' / \sin \Gamma = k + (\theta + \delta\theta) \text{ctg} \Gamma, \quad (8)$$

які легко отримати на відеополяриметрі.

Серед п'яти вхідних азимутів θ' лінійно поляризованого світла найоптимальніше вибрати найближчий до нульового, тобто третій за порядком, або в нашій системі відліку кутів $\theta' = 0$. Для нього й побудована топологія (просторові зміни) величини $\cos \Gamma$ та вихідного азимута χ' (рис. 3).

Згідно зі співвідношенням (8), точка перетину прямої з віссю Oy визначає $k = 0.33 \pm 0.01$ град. Ця величина добре узгоджується з виміряною на однопроменевому поляриметрі для цього ж зразка (0.35 град) шляхом його переміщення стосовно лазерного променя, а також із розрахованою на підставі даних про ОА кристала кварцу [14, 15].

З кута нахилу прямої знаходимо також $\theta' = \theta + \delta\theta = 0.19 \pm 0.01$ град і, таким чином, реальну орієнтацію кристалофізичних осей стосовно початку відліку азимута θ' під час вимірювань. Критична поведінка робочого співвідношення (8) в околі $\cos \Gamma = 1$ дещо обмежує початкові умови для визначення ОА, але вона так само впливає й на інші способи вимірювань.

IV. ВИСНОВКИ

Традиційні однопроменеві схеми, які працюють за принципами високоточної поляриметрії, також достатньо універсальні, а чутливість і точність їхніх результатів значно вища, ніж у відеополяриметрів [16]. Перевагою цього способу вимірювання ОА є порівняно висока швидкість одержання результатів, оскільки не вимагається окремих експериментів при різних температурах зразка чи його орієнтаціях. Запис та програмне опрацювання зображень виконується упродовж кількох хвилин.

Очевидно, що використання відеополяриметра для розрахунку ОА кристалів за наявності ЛДЗ є лише одним із варіантів його функціонування. Комп'ютерна вимірювальна система, яка працює за описаною схемою, може переорієнтовуватись на різні задачі поляриметрії. При цьому практика показує, що більше часу інколи вимагає відповідна адаптація програмного забезпечення, ніж модифікація механічної, оптичної та електронної частин апаратури.

Оскільки спряження потужних персональних комп'ютерів із цифровими камерами, відеокамерами та іншими типами багатоеlementних фотоприймачів сьогодні стає легкодоступним, запропонований спосіб установлення топології фазової затримки кристалічних зразків та визначення ОА можна реалізувати на деяких поширених візуальних пристроях — поляризаційних мікроскопах, полярископах.

-
- [1] W. Kaminsky, Rep. Prog. Phys. **63**, 1575 (2000).
 [2] D. Mucha, K. Stadnicka, W. Kaminsky, A.M. Glazer, J. Physica C **9**, 10829 (1997).
 [3] J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, Proc. SPIE. **1317**, 280 (1990).
 [4] J. L. Pezzaniti, R. A. Chipman, Opt. Eng. **34**, 1558 (1995).
 [5] A. Bajor, Z. Galazka, Proc. SPIE **3094**, 169 (1997).
 [6] P. Gerligang, M. H. Smith, R. A. Chipman, Opt. Express. **10**, 420 (1999).
 [7] Y. I. Shopa, M. I. Bodnar, D. I. Savitsky, Proc. SPIE **4148**, 242 (2000).
 [8] Y. Shopa, Ukr. J. Phys. Opt. **1**, 90 (2000).
 [9] Я. І. Шопи, Журн. фіз. досл. **5**, 70 (2001).
 [10] Y. Shopa, Ukr. J. Phys. Opt. **2**, 58 (2001).
 [11] О. В. Слободянюк, *Розповсюдження та взаємодія нормальних світлових хвиль в гіротропних та анізотропних кристалах. Автореферат дисерт. докт. фіз.-мат. наук* (Київ, 1994).
 [12] *CCD Arrays, Cameras and Displays* (Holst, Gerald C., 1996).
 [13] G. W. Kent, Laser Focus World **37**, 79 (2001).
 [14] В. А. Кизель, В. И. Бурков, *Гиротропия кристаллов* (Наука, Москва, 1980).
 [15] P. Gomez, C. Hernandez, J. Opt. Soc. Am. B **15**, 1147 (1998).
 [16] Я. І. Шопи, Р. Я. Серкіз, М. І. Боднар, Вісн. Держ. ун-ту "Львівська політехніка" **401**, 119 (2000).

THE MEASURING OF OPTICAL ACTIVITY WITH IMAGING POLARIMETER

Y. I. Shopa, M. I. Bodnar

*Ivan Franko National University of Lviv, Department for Nonlinear Optics
 107 Tarnavskiy St., Lviv, UA-79017, Ukraine*

The method of optical activity measuring on the computerized imaging polarimeter is considered. Normal wave ellipticity and spatial distribution of phase retardation were acquired for the plate of crystalline quartz cut out under 30° to the optical axis.