

УДК 535.518, 535.568:681.785.3
PACS 42.25.Ja, 07.60.Fs

ЛАЗЕРНИЙ ПОЛЯРИМЕТР ТА ЙОГО ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ

Я. Шопа, Н. Фтомин, І. Соколюк

*Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79005 Львів, Україна
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

Запропоновано удосконалену схему комп'ютеризованого поляриметра для вимірювання параметричних оптичних ефектів у кристалах. Система детектування інтенсивності світла побудована на основі фотодіода, високоімпедансного операційного підсилювача та 24-розрядного програмованого багатоканального АЦП. Як джерела світла використано напівпровідникові лазери з довжинами хвиль 532, 635, 650, 780 нм. Визначено основні параметри поляризаційної системи: величину шумів, коефіцієнт погасання поляризаторів, кутову межу детектування.

Ключові слова: лазер, поляриметрія, АЦП, коефіцієнт пропускання.

Лазерні поляриметри є важливими експериментальними приладами в фізичній оптиці. Їх використовують для вимірювання основних оптичних анізотропних властивостей кристалів (лінійне та циркулярне двозаломлення, лінійний та циркулярний дихроїзм), індукованих параметричних явищ, аналізу параметрів розсіяного світла [1–3]. Для реалізації цих можливостей у поляриметрії існує багато загалом стандартних схем вимірювання, які не зазнають істотних змін упродовж десятків років. У той же час методичні засади та апаратні можливості змінюються [4–6]. Основною ознакою сучасних поляриметрів є застосування комп'ютерного керування експериментом і подальше опрацювання результатів для врахування реальних параметрів апаратури та досліджуваних середовищ. Найбільші труднощі у поляриметрії виникають під час дослідження істотно анізотропних кристалів та малих змін стану поляризації світла.

Для розширення можливостей комп'ютеризованого поляриметра [7, 8], який функціонує за принципом НАУР [9–11], ми запропонували збільшити кількість робочих довжин хвиль (532, 635, 650, 780 нм), застосувати напівпровідникові лазери замість традиційних газових (гелій-неонових). Удосконалено також схеми стабілізації потужності лазерів, цифрової реєстрації інтенсивності світла у двох каналах, а також алгоритм опрацювання результатів.

Оптична поляризаційна схема залишається незмінною, вона містить мінімальну кількість елементів — послідовно розташовані поляризатор-зразок-аналізатор (скорочено PSA). Поляризатор і аналізатор мають механічні приводи на основі крокових двигунів ДШИ-200.

Інтенсивність світла на вході та виході поляризаційної системи (після аналізатора) детектували за допомогою фотодіода ФД-288А, приєднаного до зведеного високоімпедансного (вхідний струм менший від 250 пА) операційного підсилювача AD8646. Відомо, що у фотovoltaїчному режимі фотодіод генерує малий струм, який пропорційний до рівня інтенсивності I світла і забезпечує лінійність світлової характеристики від 6 до 9-ти декад [12]. Сигнал з операційного підсилювача подавали на аналого-цифровий перетворювач (АЦП) в однополярному режимі, а передавання даних у персональний комп'ютер і програмування АЦП здійснювали через паралельний порт LPT.

Стандартне відхилення σ для будь якого АЦП є еквівалентним до значення шуму на вході. Типова величина σ для 24-бітного АЦП CS5528 згідно [13] складає приблизно від 9 to 11 LSB (молодших значущих розрядів). За результатами 1000 перетворень, коли два входи закорочені (рис. 1, *ліворуч*) справді отримали величину $\sigma_0 = 10,2$.

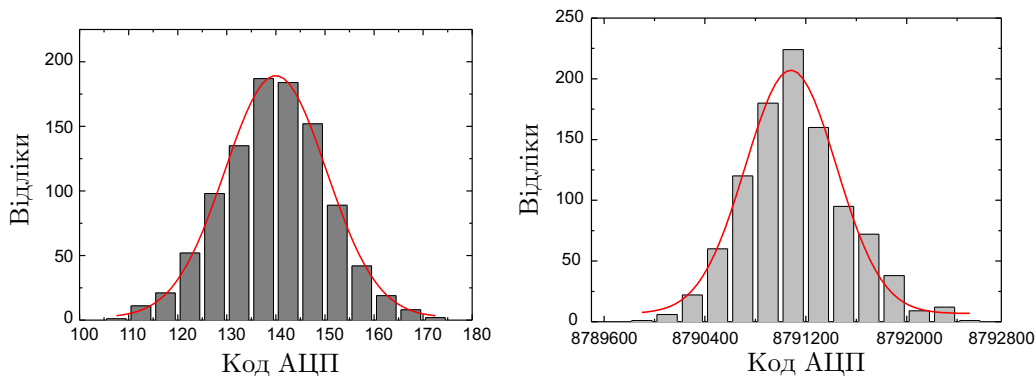


Рис. 1. Гістограма 1000 перетворень АЦП CS5528 в однополярному режимі при закорочених входах (*ліворуч*) та за наявності сигналу з фотоприймача на рівні половини від повної шкали (*праворуч*).

Під час вимірювання постійного сигналу це відповідає відношенню сигнал/шум $K = 117$ дБ, або приблизно 20 біт ефективного динамічного діапазону. Зауважмо, що теоретичний максимум цього відношення, який обмежений лише шумами квантування [14], можна оцінити $K = 6,02 \cdot 24 + 1,76 \approx 146$ дБ.

Ще одним параметром перетворювача є кількість бітів АЦП, які вільні від шумів. Для випадкового білого шуму, з нормальним законом розподілу ймовірностей появи коду, вважають, що це число дорівнює $6\sigma_0$, у нашому випадку це відповідає приблизно 60 LSB, або 6-ти бітам. Отже, вільна від шумів кількість бітів для використовуваного нами зразка АЦП дорівнює 18.

Повний шум реєструючої системи поляриметра залежатиме ще й від властивостей підсилювача фотоструму та стабільності інтенсивності лазера. Згідно (рис. 1, *праворуч*) середнє стандартне відхилення $\sigma_I = 360 \pm 45$ LSB (менше від 9 бітів), тому реальне відношення сигнал/шум оцінюємо на рівні 87 дБ. Важливо також зауважити, що гаусів розподіл гістограми свідчить про переважання білого шуму та неістотний вплив на нього від характерних в електроніці завод на частоті 50 Гц.

Для врахування низькочастотних змін інтенсивності використовували додатковий опорний канал вимірювання перед поляризатором. Періодичні вимірювання в опорному каналі давали змогу знаходити нормувальний коефіцієнт, на який слід помножити кожне значення інтенсивності, виміряне після аналізатора.

Переважно малі поперечні розміри зразків та негативний вплив неоднакової їхньої товщини зумовлюють потребу у фокусуванні лазерного променя з початковим діаметром 5 мм у поляризаційній системі за допомогою довгофокусної (до 400 мм) лінзи. Тоді за відомими [2] розрахунками кут розходження пучка дорівнює $\theta = 6,25 \times 10^{-2}$. А подальші обчислення показують, що для довжин хвиль 635 та 650 нм напівпровідникових лазерів у площині кристалічного зразка (т. зв. перетяжці) гаусів пучок має мінімальний радіус $w_0 = 0,032$ мм. Також на віддалі $z = 5,2$ мм по обидва боки від цієї площини радіус пучка зростає лише у $\sqrt{2}$ разів, тому хвильовий фронт у цих межах можна вважати плоским.

Перед тим, як використовувати поляриметр для будь-яких точних вимірювань, потрібно з'ясувати ступінь поляризації світла, щоб передбачити та врахувати пов'язані з цим з похибки. Основною характеристикою лінійного поляризатора є ступінь P поляризації пучка природного світла після проходження крізь нього [1]:

$$P = \frac{I_0 - I_m}{I_0 + I_m}, \quad (1)$$

де I_0 – інтенсивність, що відповідає коливанням світлової хвилі, які мають максимальну амплітуду, а I_m – інтенсивність, що відповідає коливанням із мінімальною амплітудою. Якщо вздовж осі пропускання поляризоване світло з інтенсивністю I_0 проходить без змін, то вздовж осі погасання поляризатора його інтенсивність I_m істотно менша на величину «коефіцієнта пропускання» поляризатора $\eta = I_m/I_0$, причому

$$P = \frac{1 - \eta}{1 + \eta}. \quad (2)$$

За умови проходження світла крізь два поляризатори, коефіцієнти пропускання яких дорівнюють відповідно η_1 та η_2 отримаємо, що без врахування поглинання та відбивання світла інтенсивність I на виході з системи поляризатор-аналізатор дорівнюватиме:

$$I(\theta) = \frac{I_0}{2}((1 + \eta_1\eta_2) \cos^2 \theta + (\eta_1 + \eta_2) \sin^2 \theta), \quad (3)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого неполяризованого пучка світла, θ – кут між відповідними осями поляризатора і аналізатора. Рівняння (3) – це узагальнений закон Малюса, який за умови ідеальних поляризатора та аналізатора, перетворюється у відомий закон Малюса [3]. Для експериментального визначення коефіцієнта пропускання вважатимемо поляризатор та аналізатор однаковими $\eta_1 = \eta_2 = \eta$:

$$I(\theta) = \frac{I_0}{2}((1 + \eta^2) \cos^2 \theta + 2\eta \sin^2 \theta). \quad (4)$$

Далі зручно зробити заміну $\alpha - \alpha_0 = \theta - \pi/2$, де α – покази шкали аналізатора; α_0 – кут нульового відліку системи, при якому інтенсивність I мінімальна. Коли

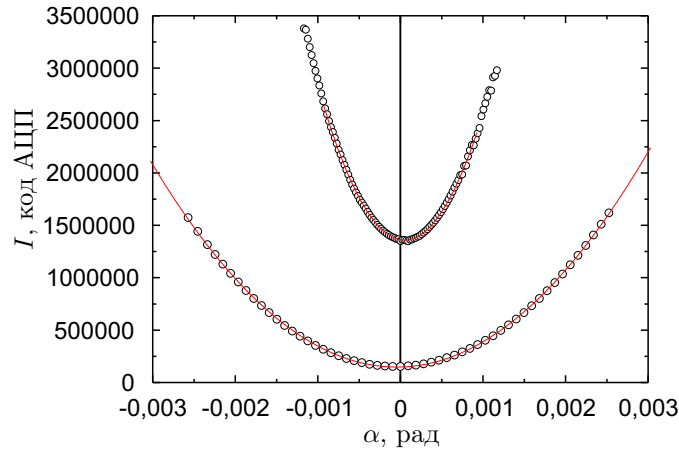


Рис. 2. Експериментальні залежності (о) інтенсивності I світла (в одиницях коду АЦП) від кута α повороту аналізатора для двох (635 нм та 780 нм) довжин хвиль випромінювання лазерів. Суцільні криві побудовано на підставі апроксимації даних формулою (5). Стандартне відхилення виміряних інтенсивностей від параболічних залежностей є меншим від розмірів точок на графіках.

кут $\theta \rightarrow \pi/2$ (біля схрещеного положення поляризатора та аналізатора), можна вважати, що $\cos^2(\theta - \pi/2) = \sin^2(\alpha - \alpha_0) \approx (\alpha - \alpha_0)^2$, а $\sin^2(\theta - \pi/2) = \cos^2(\alpha - \alpha_0) \approx (1 - (\alpha - \alpha_0)^2)^2$.

У результаті отримуємо формулу [15]

$$I(\alpha) = \frac{I_0}{2}((\alpha - \alpha_0)^2 + 2\eta(1 - (\alpha - \alpha_0)^2)^2) \approx \frac{I_0}{2}((\alpha - \alpha_0)^2 + 2\eta), \quad (5)$$

з якої також можна вилучити малі за порядком величини додатки, зокрема пропорційні до η^2 та α^4 .

Коефіцієнт пропускання η визначали для двох однакових призм Глана [3], які вважають найдосконалішими у сучасній поляриметричній апаратурі. Використовували автоматизований поляриметр [8, 16], в якому роздільна здатність кутових відлікових пристроїв дорівнює $0,00134^\circ$ на один крок мотора та залежить від властивостей механічних приводів поляризаторів. Вимірювання інтенсивності проводили у вказаному вище діапазоні кутів повороту аналізатора біля положення погасання, тому можна було використати чутливий приймач випромінювання (фотодіод) з динамічним діапазоном, який обмежений головним чином параметрами операційного підсилювача та АЦП.

Ступінь наближення останнього виразу (5) до точної формули (4) перевіряли для кутів $-0,002 \leq \alpha \leq 0,002$ (приблизно в межах $\pm 0,15^\circ$ від положення очікуваного мінімуму α_0). Далі вимірявши експериментально (до 100 точок) залежність $I(\alpha)$ згідно (5) та апроксимувавши її параболою $I(\alpha) = a\alpha^2 + b\alpha + c$ за допомогою методу найменших квадратів, знаходили інтенсивність $I_0 = 2a$ світла на вході до поляризаційної системи, кут нульового відліку: $\alpha_0 = -b/2a$ та $2\eta = c/a - b^2/4a^2$.

Як приклад на рис. 2 та у таблиці 1 подано результати вимірювань, апроксимації та розрахунків параметрів для різних довжин хвиль згідно поданих вище співвідношень. Типові експериментальні залежності для двох довжин хвиль (635 та 780 нм) дають змогу оцінити їхню якість за коефіцієнтом детермінації $R^2 = 0,99976$ (для 780 нм). Він вказує, зокрема, наскільки виміряні за допомогою АЦП інтенсивності відповідають теоретичній залежності (5). Ймовірність того, що коефіцієнт R може бути нульовим, складає менше 0,0001. З рис. 2 також можна одержати, що стандартне відхилення апроксимаційної параболи від експериментальних точок не перевищує 6400 LSD (приблизно 12 біт), тому його не помітно на графіках.

Різна потужність лазерів, відмінності у спектральній чутливості фотодіода та вплив юстування системи під час заміни лазерів зумовлюють відмінності у параметрах I_0 , та α_0 . У той же час коефіцієнти погасання η та похибки $\Delta\alpha_0$ вимірювання кута погасання поляризаційної системи вказують на її високу якість. Так, $\Delta\alpha_0 \approx 0,0001$ град, що дає підстави відносити поляриметр до класу високоточних.

Реально похибка визначення α_0 трохи вища, оскільки під час експериментального пошуку положення мінімуму вимірюють від 15 до 25 значень інтенсивності I світла після аналізатора (кодів АЦП) залежно від кута α повороту аналізатора у діапазоні $\pm 0,5^\circ$ біля мінімуму пропускання поляризаційної системи. Також якість зразків суттєво впливає на похибку вимірювання $\Delta\alpha_0$.

Незначні відмінності у коефіцієнтах пропускання η для довжин хвиль 635 та 650 нм дають підстави вважати цей параметр поляризаторів сталим у вузькому спектральному інтервалі та використовувати його надалі для спрощення процедури врахування систематичних похибок у поляриметрі типу НАУР, як це запропоновано у [16]. Очевидно також, що за величиною мінімальної інтенсивності I_m можна кількісно оцінювати еліптичність світла після ізотропного зразка, наприклад, у випадку його поширення вздовж оптичної осі кристала [17]. Врахування впливу двозаломлення на результат вимірювання малих індукованих ефектів просторової дисперсії у кристалах є особливо важливим під час вимірювання низки відомих та нових параметричних оптичних ефектів.

Список використаної літератури

Табл. 1. Параметри поляризаційної системи, виміряні для різних робочих довжин хвиль напівпровідникових лазерів

$\lambda, \text{нм}$	$\eta, 10^{-7}$	$\Delta\eta, 10^{-9}$	$I_0, \text{в.о.}$	$\Delta I_0, \text{в.о.}$	$\alpha_0, 10^{-4} \text{ рад}$	$\Delta\alpha_0, 10^{-7} \text{ рад}$
532	14,50	2,04	$3,667 \times 10^{11}$	$1,16 \times 10^8$	1,50882	5,282
635	6,98	1,56	$4,340 \times 10^{11}$	$2,19 \times 10^8$	-0,49039	16,58
650	5,40	1,01	$4,286 \times 10^{11}$	$1,22 \times 10^8$	0,42277	5,210
780	9,93	4,00	$13,55 \times 10^{11}$	$1,74 \times 10^9$	0,48203	10,19

1. *Р. Аззам, Н. Башара* Эллипсометрия и поляризованный свет (М.: Мир, 1981).
2. *А. Яриб, П. Юх* Оптические волны в кристаллах (М.: Наука, 1987).
3. *М. Борн, Э. Вольф* Основы оптики (М. : Наука, 1970).
4. *C. L. Folcia, J. Ortega, J. Etzibarria*, J. Phys. D : Appl. Phys. **32**, 2266 (1999).
5. *C. Hernández-Rodríguez, P. Gómez-Garrido*, J. Phys. D : Appl. Phys. **33**, 2985 (2000).
6. *E. Dijkstra, H. Meekes, M. Kremers*, J. Phys. D: Appl. Phys. **24**, 1861 (1991).
7. *Y. Shopa*, Ukr. J. Phys. Opt. **2**, №2, 58 (2001).
8. *Я.І. Шопя*, Журн. фіз. досл. **5**, № 1, 70 (2001).
9. *J. R. L. Moxon, A. R. Renshaw*, J. Phys. : Condens. Matter. **2**, 6807 (1990).
10. *J. R. L. Moxon, A. R. Renshaw, I. J. Tebbutt*, J. Phys. D : Appl. Phys. **24**, 1187 (1991).
11. *J. Kobayashi, T. Asahi, M. Sakurai et al.* Phys. Rev. B. **53**, № 17, 11784 (1996).
12. *W. Jung, G. Water* Op Amp applications handbook (Elsevier, 2005).
13. <http://www.cirrus.com/en/products/cs5521-22-23-24-28.html?prodKey=CS5528>
14. *K.C. Pohlman* Principles of Digital Audio (McGraw-Hill Companies, Inc., 2005).
15. *Я. Шопя, О. Куцуй* Вісник Львів. ун-ту. Сер. фіз. **40**, 137 (2007).
16. *Y. Shopa, N. Ftomyn* //Proc. SPIE **7388**, 73880X1; doi:10.1117/12.853217 (2009).
17. *Y. Vasylyuk, O. Kvasnyuk, Y. Shopa, R. Vlokh* J. Opt. Soc. Am. A. **30**, №5, 891 (2013).

Стаття надійшла до редакції 16.10.2014
прийнята до друку 19.11.2014

LASER POLARIMETER AND ITS MAIN PARAMETERS

Y. Shopa, N. Ftomyn, I. Sokolyuk

*Ivan Franko National University of Lviv
Kyrylo and Mefodiy Str., 8, 79005 Lviv, Ukraine
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

An improved scheme of computerized polarimeter for measuring optical parametric effects in crystals is proposed. The detection system of light intensity is based on photodiode, high input impedance operational amplifier and a 24-bit programmable multi-channel ADC. Semiconductor lasers with wavelengths of 532, 635, 650 and 780 nm are used as the light sources. Main parameters of the polarimeter, such as magnitude of the noise, extinction ratio of polarizers, angular detection limit are determined.

Key words: laser, polarimetry, ADC, extinction ratio.

ЛАЗЕРНЫЙ ПОЛЯРИМЕТР И ЕГО ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Я. Шопя, Н. Фтомын, И. Соколюк

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко
ул. Кирилла и Мефодия 8, 79005 Львов, Украина
e-mail: shopa@franko.lviv.ua*

Предложена усовершенствованная схема компьютеризированного поляриметра для измерения параметрических оптических эффектов в кристаллах. Система детектирования интенсивности света построена на основе фото диода, высокоимпедансного операционного усилителя и 24-разрядного программируемого многоканального АЦП. В качестве источников света использованы полупроводниковые лазеры с длинами волн 532, 635, 650, 780 нм. Определены основные параметры поляризационной системы: величина шумов, коэффициент погасания поляризаторов, угловой предел детектирования.

Ключевые слова: лазер, поляриметрия, АЦП, коэффициент пропуска-ния.