

Наведено структуру алгоритмів визначення основних електрофізичних параметрів біосигналів, які характеризують стан судин (РЕГ) та головного мозку (ЕЕГ). В результаті моделювання алгоритмів в середовищі ППП МАТНСАД визначено найбільш інформативні ознаки, які характеризують стан людини при мінімальній вибірці вхідного сигналу. Такі алгоритми доцільно використовувати як базу при розробці мікроелектронних систем експрес-аналізу біоелектричних сигналів. У разі виявлення ознак патологічного стану аналіз може бути продовжений за допомогою стаціонарних автоматизованих діагностичних комплексів.

[1] Біомедичні сигнали та їх обробка/ В.Г.Абакумов, В.О.Геранін, О.І. Рибін. - К.:ВЕК+, 1997.-С.352.

[2] Зенков Л.Р., РонкинМ.А. Функциональная диагностика нервных болезней. М.: Медицина, 1991. - С.534.

УДК 53.082.5+535.56

**Шопа Я.І., Серкіз Р.Я., Боднар М.І.**

**Львівський національний університет імені Івана Франка,  
кафедра нелінійної оптики**

## **МОЖЛИВОСТІ ОДНОПРОМЕНЕВОЇ ТА ВІДЕОПОЛЯРИМЕТРІЇ КРИСТАЛІВ**

© Шопа Я.І., Серкіз Р.Я., Боднар М.І., 2000

**Розглядаються принципи реалізації високоточних поляриметричних методик вимірювання основних параметрів природної та індукованої оптичної анізотропії кристалів. Враховано систематичні похибки. Для визначення просторового розподілу параметрів оптичної анізотропії використано відеополяриметр.**

**The principles for high-accuracy polarimetric methods of measuring the main parameters of natural and induced optical anisotropy of crystals are considered. Systematic errors are taken into account. The image-polarimetry have been used for the measurements of spatial distribution of the optical anisotropy parameters characterizing several single crystals.**

### **Вступ**

Сучасна поляриметрія значно розширила свої можливості після створення апаратури з повним комп'ютерним керуванням процесом вимірювання. Її успішно використовують для вивчення таких відомих явищ параметричної кристалооптики, як природні та індуковані ефекти оптичної активності і лінійного двопророменезаломлення. Співіснуючи в кристалах, ці явища разом з тим вимагають різних методичних підходів при вимірюваннях. Використання універсальних методик при багатовимірних експериментах є основною ознакою нового етапу розвитку класичної однопроменевої поляриметрії. Застосовуючи багатоелементні фотоприймачі, можна вимірювати і просторову неоднорідність оптичних анізотропних властивостей прозорих середовищ та найбільш поширених типів поляризаційних пристроїв. Відповідні прилади одержали назву відеополяриметрів. Комп'ютеризація експе-

рименту дає змогу уникнути можливих помилок, особливо під час проведення великої кількості однотипних операцій. Однак удосконалення методик в поляриметрії залишається актуальним. Метою цієї роботи є порівняння можливостей однопроменевих поляриметрів та відеополяриметрів при дослідженні оптичної активності (ОА) та лінійного двопроремнезаломлення (ЛДЗ).

### Особливості експериментальної методики в однопроменевій схемі

Найскладнішою, але водночас і найінформативнішою є методика знаходження ОА при наявності ЛДЗ. В її основу покладено точне вимірювання азимута  $\chi$  еліпса поляризації світла (в загальному випадку) після кристала як функції вхідного азимута лінійно поляризованого світла  $\theta$ . Причому кути  $\chi$  та  $\theta$  є малими ( $\sim 10^{-2}$  рад), тобто вимірювання проводяться в околі кристалофізичних осей біля положення погасання кристала. Для ідеальної поляризаційної системи і малих вхідних азимутів зв'язок між  $\chi$  і  $\theta$  можна описати співвідношенням [1]

$$\chi = \theta \cos \Delta - k \sin \Delta, \quad (1)$$

де  $\Delta = (2\pi/\lambda)\Delta n d$ ,  $\Delta n$  – лінійне двопроремнезаломлення,  $\lambda$  – довжина світлової хвилі у вакуумі,  $d$  – товщина зразка,  $k$  – еліптичність власних хвиль у кристалі, яка визначає його оптичну активність. Однак слід враховувати, що після поляризатора світло має залишкову еліптичність  $p$ , зумовлену його неідеальністю. Крім того, існує також азимутальна систематична похибка  $\delta\chi$ , з точністю до якої можна визначити взаємне положення поляризатора і аналізатора. З урахуванням цього співвідношення (1) набере вигляду [1]:

$$\chi = \theta \cos \Delta + (k - p) \sin \Delta - \delta\chi. \quad (2)$$

Точні абсолютні значення  $\chi$  і  $\theta$  експериментально важко вимірюються (орієнтація осей кристала в поляризаційній системі найчастіше невідома), тому скористатися співвідношеннями (1),(2) для визначення еліптичності власних хвиль  $k$  неможна. Однак легко фіксуються так звані характеристичні азимути та характеристичні еліптичності [2,3].

Метод, який апробований нами в цій роботі, займає проміжне місце між НАУР (high accuracy universal polarimeter) [4] та нуль-поляриметричним методом [1,5]. Він полягає у визначенні трьох характеристичних кутів для падаючого на кристал світла в системі PSA з попереднім узгодженням шкал поляризатора та аналізатора (система РА).

Перетин лінійних залежностей  $\chi_{PSA}(\theta)$  та  $\chi_{РА}(\theta)$  (тут індекси PSA та РА вказують на тип поляризаційної системи), які отримують внаслідок мінімізації виразу для інтенсивності по  $\chi$ , дає положення так званого інваріантного азимута  $\theta_0$ :

$$\theta_0 = (k - p) \operatorname{ctg}(\Delta/2) - \delta\chi / (1 - \cos \Delta). \quad (3)$$

Азимут  $\theta_1$ , при якому на виході поляризаційної системи еліптичність світла  $\varepsilon = 0$ , відповідає глобальному мінімуму інтенсивності світла [4]:

$$\theta_1 = (k - p) \operatorname{ctg} \Delta - (k + q) / \sin \Delta. \quad (4)$$

Третій характеристичний азимут  $\theta_2$  знаходять з умови мінімуму пропускання при схрещених поляризаторах (кут початку відліку у НАУР методі):

$$\theta_2 = -((p + q) \operatorname{ctg}(\Delta/2) + \delta\chi) / 2. \quad (5)$$

В цих виразах поряд із  $p$  присутня також паразитна еліптичність аналізатора  $q$ .

Незважаючи на те, що три характеристичні кути  $\theta_0$ ,  $\theta_1$  і  $\theta_2$  вимірюють незалежно один від одного при скануванні поляризатора в околі  $\theta = 0$ , між ними існує аналітичний

зв'язок. Як видно з (3 - 5), для відповідних різниць цих кутів  $\Delta\theta_{01} = \theta_0 - \theta_1$ ,  $\Delta\theta_{02} = \theta_0 - \theta_2$  і  $\Delta\theta_{12} = \theta_1 - \theta_2$  можна записати:

$$\Delta\theta_{01} \sin\Delta = 2k - \gamma - \delta\chi \operatorname{ctg}(\Delta/2). \quad (6)$$

$$2\Delta\theta_{02} \operatorname{tg}(\Delta/2) = 2k - \gamma - \delta\chi \operatorname{ctg}(\Delta/2). \quad (7)$$

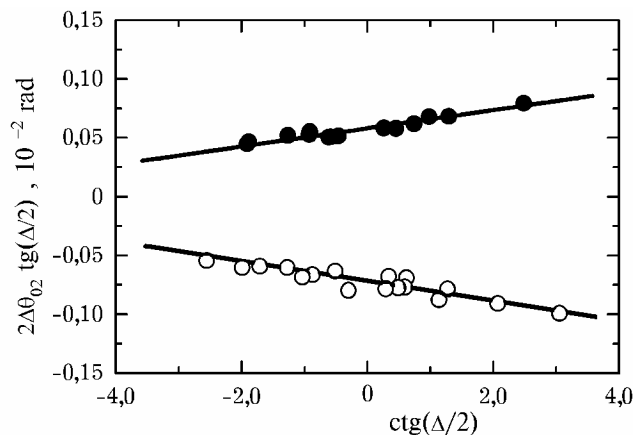
$$2\Delta\theta_{12} \operatorname{ctg}(\Delta/2) = -2k + \gamma + \delta\chi \operatorname{ctg}(\Delta/2). \quad (8)$$

$$\Delta\theta_{01} (1 + \cos\Delta) = 2\Delta\theta_{02}. \quad (9)$$

де  $\gamma = p - q$ . Останнє співвідношення можна перевіряти експериментально і його виконання слугуватиме критерієм правильності вимірювальних процедур. Хоча теоретично достатньо шукати лише два характеристичні кути із трьох, належить брати до уваги той факт, що точність їх вимірювання неоднакова, особливо в околі значення  $\cos\Delta = -1$ , де  $\theta_1$  визначається важко, а  $\theta_2$  навпаки з найвищою точністю. Найбільш несприятливою є область, де  $\cos\Delta = +1$ , тут усі характеристичні кути вимірюються дуже неточно. Проте, на відміну від методик, які застосовуються в еліпсометрії відбивання, тут немає потреби використовувати компенсатор (систему PSCA) [5].

#### Вилучення систематичних похибок

Для визначення еліптичності власних хвиль  $k$  і, отже, величини ОА на основі співвідношень (6 - 8) дуже важливо попередньо вилучити систематичні похибки  $\gamma$  і  $\delta\chi$ . Найбільш коректно це можна зробити незалежними вимірюваннями характеристичних кутів для двох можливих положень зразка в поляризаційній системі, які одержують при його розгортанні навколо напрямку поширення світла на кут  $90^\circ$ . При такій зміні в орієнтації зразка еліптичність  $k$  і різниця фаз  $\Delta$  змінюють знак на протилежний. Для обробки результатів вимірювань найзручніше використовувати експериментально отримані залежності величин  $2\Delta\theta_{02} \operatorname{tg}(\Delta/2)$  від  $\operatorname{ctg}(\Delta/2)$ . На рис. 1 вони побудовані для пластинки  $x$ -зрізу кристала KDP завтовшки 0,82 мм і довжини хвилі  $\lambda = 633$  нм. Необхідну зміну  $\Delta$  забезпечували нагріванням зразка від 300 до 350 К. Така зміна температури практично не впливає на еліптичність власних хвиль у кристалі  $k$ , яка в межах точності експерименту залишається постійною. Подібна властивість характерна для всіх кристалів групи KDP.



**Рис. 1.** Залежність характеристичної величини  $2\Delta\theta_{02} \operatorname{tg}(\Delta/2)$  від  $\operatorname{ctg}(\Delta/2)$  для кристала KDP:  $\circ$  і  $\bullet$  відповідає двом взаємно перпендикулярним орієнтаціям зразка в поляризаційній системі

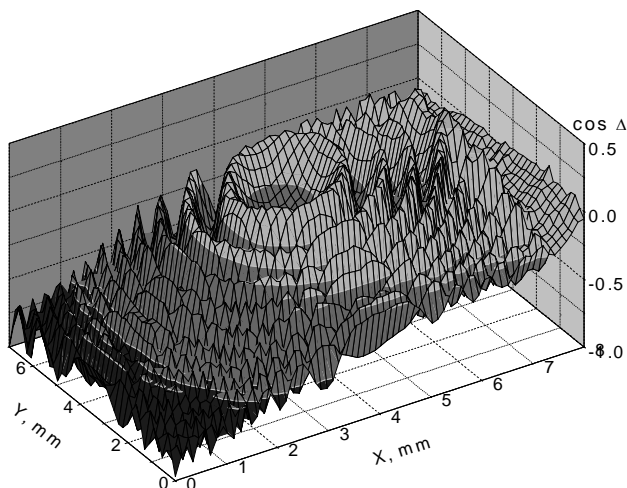
Апроксимація експериментальних залежностей на рис. 1 прямою лінією згідно із співвідношенням (7) дала змогу визначити систематичні похибки  $\gamma = 9,1 \cdot 10^{-5}$  та  $\delta\chi = 6,5 \cdot 10^{-5}$  і розрахувати середнє значення  $k = 3,3 \cdot 10^{-4}$  для цього температурного інтервалу. Як видно, систематичні похибки є співмірними з величиною  $k$ , тому їх врахування є обов'язковим в подібних експериментах. Ця процедура вилучення систематичних похибок успішно апробована і для кристалів ADP, RDP і CDA.

Проте однопроменеві поляриметри, які працюють за описаною схемою, передбачають, що властивості кристалів в межах перетину світлового пучка є однаковими. Зрозуміло, що така умова в загальному випадку не виконується. Тому логічним є перенесення цієї методики на випадок багатопроменевої схеми, у якій для кожного просторово розділюваного елемента зображення знаходилися б свої характеристичні азимутути.

Отже, можна було б вимірювати просторові розподіли параметрів оптичної анізотропії (виявляти залишкові напруження у кристалах, вивчати доменну чи двійникову структуру, досліджувати вплив неоднорідних полів, контролювати якість поляризаційних елементів). Природно, що такі прилади одержали назву відеополяриметрів [6].

### Відеополяриметр

Нами зібрана така сама апаратура за схемою PSA, як і у випадку однопроменевого поляриметра. Джерелом світла є гелій-неоновий лазер ( $\lambda = 633$  нм). Процес вимірювання повністю автоматизований: поляризатор і аналізатор за допомогою крокових двигунів обертаються з кутовим розділенням  $0,01^\circ$ , а зображення досліджуваних зразків у паралельному поляризованому світлі вводяться в комп'ютер у стандартному форматі і потім обробляються для кожного вікна розміром від  $2 \times 2$  до  $10 \times 10$  пікселів незалежно. Передбачено також калібрування телекамери, врахування нелінійності її світлової характеристики та автоматичного регулювання підсилення.



**Рис. 2.** Просторовий розподіл косинуса різниці фаз  $\Delta$  для пластинки з ніобату літію середньою товщиною 0,5 мм, виміряний на відеополяриметрі

Після тестування та перевірки апаратури на виконання співвідношень (1)-(2) було проведено ряд експериментів для реалізації на ній методики однопроменевої схеми. Досліджували фазові пластинки, виготовлені із ніобату літію  $\text{LiNbO}_3$ , з середньою товщиною 0,5 мм. Умови експериментів такі: кількість точок (кроків поляризатора) – 5; кількість вимірів (кроків аналізатора) на точку – 10; діапазон сканування поляризатором –  $2^\circ$ ; аналізатором –  $2^\circ$ . Зареєстровані просторові зміни  $\cos\Delta$  (рис. 2), які свідчать про значне відхилення від плоскопаралельності поверхонь фазової пластинки (похибка вимірювань становить 5,6 %).

Крім того, відбуваються періодичні зміни  $\cos\Delta$ , які добре корелюють з інтерференційною картиною у вигляді концентричних кілець, що виникає в паралельному монохроматичному світлі за рахунок його багатократного відбивання від поверхонь кристалічної пластинки. Просторові розподіли параметрів оптичної анізотропії фазової пластинки на рис. 2 одержані з розділенням, не гіршим від 0,1 мм.

Однак повної реалізації методики однопроменевого поляриметра тут досягнути не вдалося, характеристичні кути визначали неточно і залежності, аналогічної до наведеної на рис. 1, не одержано. Основною причиною є гірша якість поляризаторів (тут використано поляроїди), а також недостатнє розділення за інтенсивністю (256 градацій яскравості).

### Висновки

Порівняння можливостей однопроменевих поляриметрів та відеополяриметрів з комп'ютерним керуванням показує, що сфери їх використання мають бути різними. Це, зокрема, високоточне вимірювання параметрів оптичної анізотропії (ОА та ЛДЗ) з урахуванням систематичних похибок (для однопроменевих схем) та одержання просторових розподілів ЛДЗ і попередній оперативний контроль якості елементів поляризаційної оптики на виробництві (для багатопроменевих схем).

[1] Vlokh O.G., Kushnir O.S. and Shopa Y.I. Study of the optical activity of ferroelectric lead germanate // *Acta Physica Polonica A*. 1992. V. 81. P. 571-578.

[2] Shopa Y.I., Kravchuk M.O. Study optical activity in  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  with high-accuracy polarimetric methods // *Phys. stat. sol. (a)* 1996 V. 158. P. 275-280.

[3] Shopa Y.I., Kravchuk M.O. and Vlokh O.G. Methods and apparatus for optical diagnostics with high-accuracy polarimetry // *Proceedings SPIE*. 1995. V. 2648 P. 674-679.

[4] Kobayashi J. and Uesu Y. A new optical method and apparatus "HAUP" for measuring simultaneously optical activity and birefringence of crystals. 1. Principles and construction // *J. Appl. Cryst.* 1983 V.16 P. 204-211.

[5] Azzam R.M.A. and Bashara N.M. *Ellipsometry and polarized light: Ch.2*. North-Holland Physics Publishing. Amsterdam.1988.

[6] Pezzaniti J.L., Chipman R.A. Linear polarization uniformity measurements // *Opt. Eng.* 1995. V. 34(6). P. 1568-1573.