ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 4, № 3 (2000) с. 327–334

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 3 (2000) p. 327–334

П'ЄЗООПТИКА ФЕРОЇКІВ

М. О. Романюк
Львівський національний університет імені Івана Франка,
фізичний факультет, кафедра експериментальної фізики,
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна
(Отримано 29 березня 2000 р.)

У праці описано основні особливості п'єзооптичного ефекту та зроблено аналіз факторів, що визначають п'єзооптичні властивості фероїків, пов'язані з наявністю доменів, фазових переходів і точок інверсії знака двозаломлення.

Ключові слова: фероїки, домени, фазові переходи, одновісні тиски, п'єзооптичні коефіцієнти, двозаломлення.

PACS number(s): 77.84.Fa, 78.20.Fm, 78.20.Nv

ВСТУП

П'єзооптичний ефект веде свою історію з 1815 р. (Брюстер) і на сьогодні знайшов широке застосування для дослідження розподілу напруг у складних деталях та конструкціях, у вимірювальній техніці, він ліг в основу акустооптики, що бурхливо розвивається як фізична і технічна галузь знань [1–5].

У випадку сеґнетоелектриків та фероїків узагалі цей ефект проявляється двояко — як основа й засіб виявлення та вивчення геометрії й динаміки доменів і як властивість матеріялу, залежна від спонтанних ефектів у зразку, тобто дещо відмінна від того, що має місце у звичайних лінійних діелектриках. Ось ці питання постараємось певною мірою описати в нашій праці, але спочатку відзначимо головні етапи вивчення цього ефекту у фероїках.

Перші застосування п'єзооптики до вивчення фероїків сягають 30–х років, зокрема для дослідження температурних залежностей пружних властивостей кристалів сеґнетової соли. Метод полягав у реєстрації дифракції світла на системі стоячих ультразвукових хвиль, збуджуваних у досліджуваному ізометричному зразку, подібно до методу Лауе у випадку дифракції X–променів на кристалічній ґратці. Отримано чіткі аномалії пружних констант при фазових переходах [5].

У кінці 40-х років на основі спонтанного п'єзооптичного ефекту вперше вдалося візуалізувати домени кристалів титанату барію, дигідрофосфату калію й сеґнетової соли [2,6] та дослідити їх геометрію і динаміку при переполяризації зразка [7,8]. У наступні роки такі роботи виконували в багатьох наукових центрах — Дніпропетровському, Львівському, Ростовському та Ужгородському університетах, в Інституті кристалографії та ін. [2]. Вивчають температурні та спектральні залежності п'єзооптичних коефіцієнтів KDP, сеґнетової соли та тригліцинсульфату [9].

У 80–ті роки розроблено мікроскопічну теорію п'єзооптичного та п'єзогіраційного ефектів [10] у кристалах KDP. У цей період постає питання про необхідність вибору додатних напрямків кристалофізичних осей [11], запропоновано відповідні правила, розроблено методи вимірювання всіх компонент матриць п'єзооптичних коефіцієнтів низькосиметричних кристалів та їхньої просторової залежности [11,12].

На кристалах групи тригліцинсульфату і сеґнетової соли при фазових переходах виявлено аномалії п'єзооптичних коефіцієнтів [13], які не були передбачені тогочасною феноменологічною теорією ефекту [14].

Серед фероїків несумірна фаза вперше виявлена на кристалах фторберилату амонію (ФБА). Спочатку її досліджували дифракційними методами та методами низькочастотної діелектричної спектроскопії. Невдовзі з цією метою використано методи кристалооптики і встановлено високу баричну чутливість досліджуваних властивостей, відкрито нові кристали з несумірною фазою, в т.ч. — цікаву щодо цього групу кристалів типу A_2BX_4 зі складними органічними підґратками [15–17].

На багатьох сеґнетоелектриках виявлено інверсію знака двозаломлення, запропоновано використовувати явище в метрології для задання реперних точок температури й тиску [18]. Тут отримано нові результати й щодо п'єзооптичних характеристик таких матеріялів [19,20].

Зрозуміло, що пояснення виявлених фактів зв'язується з впливом тиску на мікроструктуру, симетрію, фазові переходи та інші оптичні властивості матеріялів, воно сприятиме поглибленому вивченню впливу тиску на властивості фероїків.

I. ФЕНОМЕНОЛОГІЧНИЙ ОПИС П'ЄЗООПТИЧНОГО ЕФЕКТУ У КРИСТАЛАХ

У випадку прозорих кристалів просторова (кутова) залежність показників заломлення описується поверхнею, що має форму еліпсоїда і називається оптичною індикатрисою [4]:

$$a_{ij}x_ix_j = 1\ , \tag{1}$$

де $a_{ij} = 1/\varepsilon_{ij} = 1/n_{ij}^2$ — поляризаційні константи; ε_{ij} — діелектрична проникливість на оптичних частотах; n — показник заломлення, залежний від довжини хвилі λ, поляризації світла, температури, тиску, електричного поля, радіяційних дефектів та ін.

П'єзооптичний ефект, як барична зміна поляризаційних констант, описується співвідношенням

$$\Delta a_{ij} = \pi_{ijkl}\sigma_{kl} = p_{ijkl}r_{kl} = p_{ijkl}S_{klmn}\sigma_{mn} \ , \qquad (2)$$

де π_{ijkl} — п'єзооптичні, p_{ijkl} — пружнооптичні константи, σ_{kl} та r_{kl} — механічні напруги та деформації, S_{klmn} — пружна податливість, пов'язані між собою законом Гука

$$r_{kl} = S_{klmn}\sigma_{mn} \ . \qquad (3)$$

Експериментально визначають переважно коефіцієнти π_{ijkl}, для розрахунків ліпше мати справу з p_{ijkl}, які безпосередньо пов'язують механічну деформацію зразка з деформацією оптичної індикатриси Δa_{ij}.

Виходячи з (2), для баричних приростів показників заломлення n_i отримуємо

$$\Delta n_{ii} = -\frac{n_{ii}^3}{2}\pi_{iimr}\sigma_{mr} \ , \qquad (4)$$

для приростів двозаломлення

$$\delta\Delta n_k = \delta(n_{ii} - n_{jj}) = -\frac{1}{2}[n_{ii}^3\pi_{iimr} - n_{jj}^3\pi_{jjmr}]\cdot\sigma_{mr}$$

$$\simeq -\frac{n^3}{2}\pi_{kr}^*\sigma_r \ , \qquad (5)$$

де $n \sim n_i \sim n_j$, π_{kr}^* — комбінована різниця п'єзооптичних констант, k — напрям поширення світла, r — напрям стиску зразка (i, k, l — напрями кристалофізичних осей).

На експерименті вимірюється різниця ходу Δ_k

$$\Delta_k = d_k(n_i - n_j) \ , \qquad (6)$$

де d_k — товщина зразка за ходом променя, яка також залежить від температури і тиску, так що

$$\delta\Delta_k(\sigma) = -\frac{n^3}{2}\pi_{kr}^*\sigma_r d_k + \Delta n_k d_k S_{kr}\sigma_r \ . \qquad (7)$$

При невеликих вихідних значеннях двозаломлення другим доданком у (7) можна нехтувати, оскільки для характерних числових значень величин, що входять у (7) ($n \sim 1.5$, $\pi_{kl} \sim 10\cdot 10^{-7}$ бар$^{-1}$, $d \sim 1$ см, $\sigma \sim 100$ бар, $S_{kr} \sim 10\cdot 10^{-7}$ бар$^{-1}$, $\Delta n_k \sim 10^{-3}$), перший доданок становить $1.7\cdot 10^{-4}$ см, другий — 10^{-7} см. При $\Delta n_k \sim 10^{-1}$ та в ділянці фазових переходів, де мають місце аномалії S_{kr}, другий доданок уже стає суттєвим.

II. ЕКСПЕРИМЕНТ

Різницю ходу Δ вимірюють будь-якими компенсаторами [4]. Компенсатор Берека при куті компенсації $\sim 1^\circ$ реєструє зміну різниці ходу на $3\cdot 10^{-6}$ см, компенсатор Сенармона з модуляцією площини поляризації дає змогу реєструвати кути порядку хвилин і менше, що відповідає зміні різниці ходу на 10^{-7} см.

Спектральні методи при зміщенні екстремуму інтерференційної картини високого порядку ($k \sim 100$) на 5–10 Å(або $\Delta k \sim 0.3$ смуги) дають змогу реєструвати зміни різниці ходу величиною $\delta\Delta_k = \delta(d\cdot\Delta n) = \delta(k\lambda) \sim 1.5\cdot 10^{-5}$ см, тобто більші, ніж у попередніх, зате в широкій ділянці спектра, метод півхвильових напруг теж забезпечує $\delta\Delta = \lambda/2 \sim 2.5\cdot 10^{-5}$ см.

Баричні зміни товщини зразка за ходом променя розраховують за відомими пружними податливостями або ж вимірюють в імерсійній рідині з відомим показником заломлення, який дорівнює показникові заломлення зразка на відповідній довжині хвилі. При вимірюванні змін показника заломлення він дозволяє точно врахувати баричні зміни товщини, при вимірюванні змін двозаломлення — суттєво знижує похибки, зумовлені змінами розмірів зразка [21].

Орієнтація зразків для вимірювання різних п'єзооптичних коефіцієнтів низькосиметричних кристалів описана в [12]. Загалом вимірюють описані баричні зміни двозаломлення та кут повертання φ_i осей оптичної індикатриси (наприклад, на основі погасання зразка у схрещених поляризаторах), пов'язаний з a_{kl} співвідношенням

$$\mathrm{tg}2\varphi_j = \frac{2a_{jk}}{a_{jj} - a_{kk}} \ , \qquad (8)$$

що розширює можливості експериментатора.

III. ОСОБЛИВОСТІ ФЕРОЇКІВ

Звернемо увагу на такі характерні властивості фероїків, які визначають відмінності їхніх п'єзооптичних та ін. аналогічних властивостей від звичайних діелектриків.

1. Наявність фазових переходів, різних за симетрією фаз, в т.ч. часто і несумірних.

2. Наявність доменної структури, одного або декількох полярних напрямків (одновісні та багатовісні сеґнетоелектрики).

3. Рух доменів під впливом механічних напруг, спряжених зі спонтанною поляризацією.

4. Баричні зміщення температури фазового переходу.

5. Наявність у багатьох фероїків точки інверсії знака двозаломлення, як прояв при певній тем-

пературі й довжині хвилі рівности поляризованости у двох напрямках.

6. Баричні зміщення точки інверсії знака двозаломлення.

7. Високі числові значення п'єзооптичних, п'єзоелектричних, діелектричних та піроелектричних коефіцієнтів (таблиця 1).

Кристал	Симетрія	Константи					
		π_{11}	π_{12}	π_{13}	π_{33}	π_{44}	π_{66}
Берил	D_{6h}	−0.356	0.592	0.739	−0.426	−2.32	—
Кварц	D_3	1.35	2.69	1.94	0.07	−1.13	−0.67
Кальцит	D_{3d}	−0.61	0.92	2.53	0.45	0.35	−0.76
Рубін	D_{3d}	−0.52	0.08	0.13	−0.41	−0.71	−0.30
α–сірка	D_{2h}	0.189	0.182	0.042	0.085	0.173	0.27
Барит	D_{2h}	0.079	3.81	1.64	2.56	0.20	1.39
ADP	D_{2d}	4.40	3.71	0.34	2.65	−6.70	−15.25
KDP	D_{2d}	4.15	4.08	1.12	0.44	−1.47	−10.26
Сеґнетова сіль	D_2	3.1	8.0	3.2	2.9	−2.5	9.8
ТГС	C_{2h}		10.2	15.4		10.5	19.8

Таблиця 1. П'єзооптичні сталі деяких кристалів. Тут: π_{ik} — у 10^{-12} м^2/Н, $T \sim 300$ К, $\lambda \sim 630$ нм.

Розглянемо перераховані фактори.

Взаємне розташування компонент двійника визначається елементами симетрії, які втрачаються при переході зразка в полярну фазу, у зв'язку з чим говорять про осьові, дзеркальні та інверсійні двійники [2].

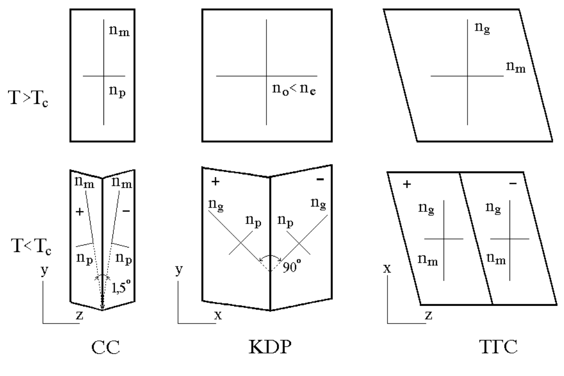

Рис. 1. Зміни елементарної комірки та осей оптичної індикатриси кристалів сеґнетової солі (СС), дигідрофосфату калію (KDP) і тригліцинсульфату (ТГС) при фазовому переході (T_c).

Варто розрізняти також центросиметричні та ацентричні кристали в параелектричній фазі. У першій групі індуковані зміни двозаломлення при фазовому переході квадратично залежать від параметра порядку (поляризації), у другій — лінійно. Відповідно до цього в першій групі домени різної полярности, що виникають при переході в полярну фазу, матимуть однакову механічну та оптичну деформацію і є оптично нерозрізнюваними. Домени другої групи кристалів матимуть різні за знаком механічні та оптичні деформації, тому їх легко візуалізувати [22]. Варто ще виділити кристали, що мають інверсійну вісь симетрії четвертого порядку (рис. 1). Рисунок 1 схематично ілюструє характерні зміни оптичної індикатриси доменів порівняно з параелектричною фазою; їхній вигляд, часові зміни під впливом механічних напруг і жорсткої радіяції показує рис. 2. Там же зображено модель несумірної фази.

Крім лінійного двозаломлення, домени можуть розрізнятись ефектами просторової дисперсії світла, зокрема циркулярним двозаломленням, залежним від напряму спонтанної поляризації компоненти двійника. Це буде основа п'єзооптики та п'єзогірації.

Якщо домени оптично ідентичні, то такий фероїк поводиться як монодоменний і вимірювання загалом є простими. Правда, тут є доменні стінки, так що певна неоднорідність зразка повинна проявлятись.

Якщо домени оптично різні, то слід розглядати три інтервали напруг, спряжених зі спонтанною поляризацією, — нижчих від коерцитивної, рівних з коерцитивною та вищих за неї. Інші напруги (не спряжені з P_c) не приводять до значного руху доменів, тому, знаючи геометрію останніх, можна розраховувати п'єзооптичні коефіцієнти.

При слабких напругах площі компонент двійників практично не змінюються, при коерцитивних — відбувається переполяризація зразка і різка зміна світлових потоків, яка сприймається як наслідок п'єзооптичного ефекту, при високих напругах йдеться про виклинювання залишкових доменів зникаючої компоненти двійника та про деформацію ґратки, як у монокристалі [22].

Величина одновісних напруг визначається міцністю зразка і є суттєво нижчою, ніж можливі гідростатичні напруги, а надто спонтанні, так що в ділянці коерцитивних полів йдеться лише про зміну анізотропії зразка за рахунок упорядкування доменів.

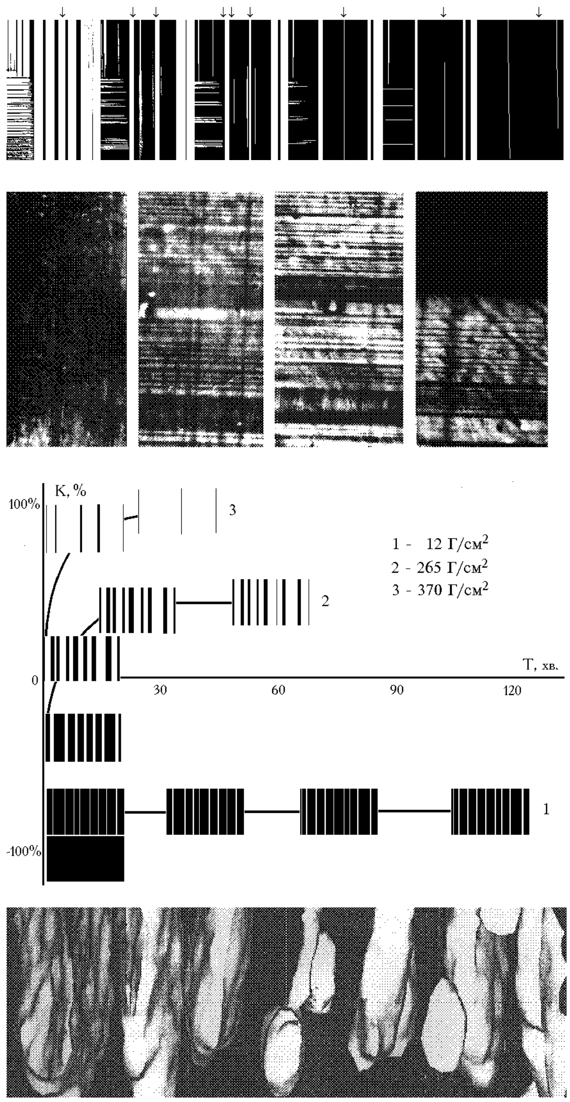

Рис. 2. Баричні (зверху), радіяційні ($0...10^6$ Р) та часові зміни доменної структури кристалів СС під впливом тиску Y_z. Збільшення $\sim 50^{\text{x}}$. Стрілками вказано домени, що різко змінюються під впливом тиску. Внизу — модель "доменів" несумірної фази [23].

Досвід показує, що під впливом заданої напруги швидко встановлюється певне нове співвідношення компонент двійника, яке тривалий час слабо змінюється. Заполяризований стан теж швидко розпадається після зняття напруги і далі повільно (годинами) релаксує до вихідного стану. Тривале витримування зразка в монодоменному чи іншому нестабільному стані приводить до залишкових ефектів — змін вихідної геометрії доменної структури, росту коерцитивного поля та ін. Ситуація нагадує добре вивчені останнім часом ефекти пам'яти, гістерезису та стрибкоподібних змін Δn у несумірних фазах, які пов'язуються з міґрацією домішок і дефектів ґратки до нового положення стінок [15–17]. Отримані при цьому криві $\Delta n(\sigma)$, очевидно, ілюструють насамперед динаміку руху доменів та солітонів. Таке твердження напрошується з порівняння реальної фотографії доменної структури та картини комп'ютерно модельованої структури несумірної фази (рис. 2) [23].

Точне вимірювання п'єзооптичних коефіцієнтів фероїків можливе на монодоменних зразках (на окремих доменах, які часто мають макроскопічні розміри) або при відомих співвідношеннях між розмірами компонент двійника вздовж світлового пучка та в площині його сталої фази, а також взаємною орієнтацією осей їхніх індикатрис. В останньому випадку вимірювання не будуть достатньо точними.

У багатовісних фероїках задача ще більше ускладнюється, і не тільки за рахунок розорієнтації осей доменів, але й через неможливість створення однорідного стиску зразка [24].

IV. П'ЄЗООПТИКА МОНОДОМЕННОГО ЗРАЗКА

Згідно з визначенням, $\pi_{ijkl} = \partial a_{ij}/\partial\sigma_{kl}$ при умові сталої поляризації P і температури T, яку важко реєструвати, оскільки при стиску зразка ці величини теж змінюються. За цих умов вважалося, що π_{ijkl} не повинно залежати від температури і є "істинною" характеристикою матеріялу. Тривалий час експерименти ніби підтверджували цю думку.

На практиці реєструється ефективна барична зміна Δn [25]:

$$\pi = \frac{d\Delta n}{d\sigma} = \left(\frac{\partial\Delta n}{\partial\sigma}\right)_{P,T} + \left(\frac{\partial\Delta n}{\partial P}\cdot\frac{\partial P}{\partial\sigma}\right)_T + \frac{\partial\Delta n}{\partial P}\cdot\frac{\partial P}{\partial T}\cdot\frac{\partial T}{\partial\sigma}\,, \tag{9}$$

яка враховує електрооптичний $\partial\Delta n/\partial P$, п'єзоелектричний $\partial P/\partial\sigma$, піроелектричний $\partial P/\partial T$ та п'єзокалоричний $\partial T/\partial\sigma$ ефекти.

Останнє приводить до того, що в ділянці фазового переходу величина π_{ijkl} різко змінюється і, залежно від напряму стиску зразка, може зростати або спадати (рис. 3), а в глибині полярної та параелектричної фази вона слабо залежить від температури.

Прямими експериментами на кристалах групи тригліцинсульфату і сеґнетової соли, які суттєво відрізняються величиною спонтанної поляризації, було встановлено залежність величини $\partial\pi/\partial T$ від спонтанної поляризації та баричного зміщення температури фазового переходу. Урахуванням баричного зміщення температури фазового переходу T_c (таблиця 2) можна пояснити величину і знак температурних змін π_{ijkl}.

Кристал	Баричне зміщення	σ_1	σ_2	σ_3	σ_4	σ_5	σ_6	$\sigma_{\text{гідр.}}$
ТГС	$\partial T_c/\partial\sigma$	-8	-12	22.5	4.5	7.0	-9.3	2.6
KDP	$\partial T_c/\partial\sigma$	-7	8	-3				-2.5
СС	$\partial\lambda_0/\partial\sigma$		135	-110				
	$\partial T_0/\partial\sigma$		100	-100				
	$\partial T_c/\partial\sigma$	10	-8 (-10)	10.7 (в.т.к.) 3.8 (н.т.к.)				

Таблиця 2. Баричні зміщення температури ФП, інверсії знака двозаломлення Δn (К/кбар) та спектрального положення точки Δn_0=0 (нм/кбар).

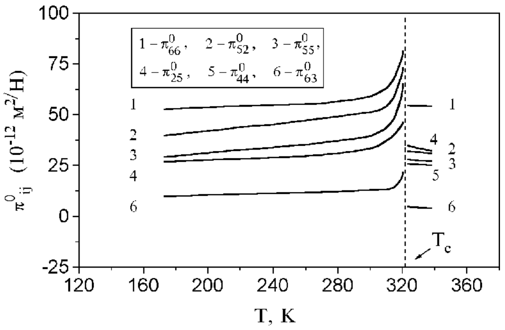

Рис. 3. Температурні залежності комбінованих п'єзооптичних коефіцієнтів кристалів ТГС (λ=630 нм).

На цьому шляху для монодоменного зразка появилась також можливість пояснити певні часові зміни світлових потоків, що проходять через поляризаційну систему і стиснений зразок [26]; у полідоменному зразку ці зміни насамперед хочеться пов'язувати з релаксацією доменів. Такі процеси мають пізнавальне і практичне значення, оскільки визначають можливу чутливість п'єзооптичних давачів тиску та стабільність показів відповідних пристроїв. Цю ситуацію пояснює третій доданок (9) — при стиску змінюється температура зразка, а далі йде її повернення до температури термостата. Швидкість процесів визначається теплоємністю, теплопровідністю й температуропровідністю блоку зразка. У ділянці фазового переходу незначні зміни температури можуть вести до відчутних змін параметрів зразка, при віддаленні від T_c ефект зменшується ($\partial P/\partial T \to 0$).

Про форму цих залежностей можна робити висновок на підставі термодинамічної теорії фазових переходів II роду [2], звідки випливає, що

$$\frac{\partial P_c}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T}\sqrt{\frac{a}{2b}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{a_0}{2b}(T-T_c)} \sim (T-T_c)^{-\beta}\ , \qquad (10)$$

де $\beta = 1/2$. На практиці $\beta < 1/2$, так що вимога $\beta = 1/2$ повинна б бути реалізована за рахунок температурної залежности сталої b. Така залежність говорила б про те, що всі термодинамічні характеристики сеґнетоелектриків при фазовому переході повинні змінюватись нелінійно, за законом, відмінним від $(T-T_c)^{-0.5}$.

Розглянемо кілька якісних міркувань з приводу впливу одновісного тиску на показники заломлення та на температури фазового переходу деяких сеґнетоелектриків.

Баричні зміни показників заломлення n та двозаломлення випливають з дисперсійної формули Зельмейєра (у загальноприйнятих позначеннях)

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m(\omega_1^2 - \omega^2)}\ , \qquad (11)$$

оскільки вздовж напряму стиску густина частинок N зростає, вона змінюється також у нормальних до оси стиску напрямах (через коефіцієнт Пуассона). Очевидно, при цьому змінюються ймовірності переходів та контури смуг поглинання з центральною (ефективною) частотою ω_0, однак для якісної оцінки виявилось достатньо взяти до уваги лише очевидну залежність $\Delta n \sim \Delta N$. Ці міркування перевірено експериментально на ряді кристалів [19,20]. Загалом $\Delta n(\Delta N)_{\lambda_1} \leq \Delta n(\Delta\lambda_1)_N$.

Баричні зміни температури фазових переходів теж випливають з порівняння спонтанних та баричних деформацій ґратки при рості P_c.

Якщо ці деформації збігаються за знаком, то росте сумарна поляризація P і температура фазового переходу теж повинна зростати, у протилежному разі вона спадає [27].

Ці міркування зручно ілюструвати змінами різниці діягоналей ромба при стиску кристала KDP вздовж цих діягоналей, а також при зменшенні кута між площиною гліцину I та площиною симетрії, нормальною до полярної оси Y у кристалі ТГС.

На кристалах KDP ця задача виглядає особливо прозоро, коли зразок монодоменний. Тиски, більші від коерцитивних, завжди б задавали напрям осі X (менша діягональ) не залежно від того, чи у вихідному стані зусилля були направлені по осі X, чи по осі Y домена, тому тоді можна було очікувати тільки баричного росту T_c. Експеримент показує зміну знака приросту T_c від зміни напряму стиску на 90° у площині XY. Очевидно, при тисках, менших від коерцитивних, маємо справу з різними доменами, реєструємо зміщення, визначені переважаючою компонентою двійника, тобто проявляється залежність знака ΔT_c від зміни напряму стиску у площині XY на 90°. Стиск виводить зразок зі стабільного стану при цій температурі, і такі зміщення T_c можна б трактувати як переходи між нестабільними станами або в нестабільні стани [29]. Охолодження зразка з парафази під тиском не змінить наведених міркувань і результатів, оскільки використовувані тиски 200 бар суттєво менші, ніж коерцитивні, і, дуже ймовірно, менші від напруг внутрішнього походження, які визначають вихідну геометрію після фазового переходу. Остаточно можемо сказати, що баричні зміщення T_c на уніполярному зразку визначаються більшою компонентою двійника, маємо картину, подібну до тої, що очікується на монодоменному зразку, хоча менш чітку.

N п/п	Хемічна формула	Назва кри- стала	Симетрія		Особлива темпера- тура, K		Особливий напрям	
			ПФ	СФ	T_c	T_i	P_c, η	$\Delta n = 0$
1.	K_2SO_4	СК	$p6$	$pmcm$	856	—	Z	X, Y
2.	$LiKSO_4$	ЛКС	$p6$	$p31c$	181	234	Y	Y
3.	$(NH_4)_2SO_4$	СА	$pmcn$	$p2_1cm$	223	—	X	Y
4.	$RBNH_4SO_4$	РАС	mmm	2	120	—	Y	Y
5.	K_2ZnCl_4	КЦХ	$pmcn$	$p2_1cn$	403	553	X	Y
6.	$(NH_4)_2BeF_4$	ФБА	$pmcn$	$p2_1cn$	175	181	Y	Y
7.	KH_2PO_4	KDP	$42m$	$2mm$	122	—	Z	—
8.	КД$_2$PO$_4$	ДКДР	$42m$	$2mm$	212	—	Z	—
9.	$KNaC_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	СС	222	2	255 298	—	X	Z, Z
10.	$NaNH_4C_4H_4O_6 \cdot 4H_2O$	АСС	222	2	109	—	Y	Y, Z
11.	$(NH_2CH_2COOH)_3 \cdot H_2SO_4$	ТГС	$2/m$	2	322	—	Y	—
12.	$(NH_2CH_2COOH)_3 \cdot H_2BeF_4$	ФБА	$2/m$	2	345	—	Y	—

Таблиця 3. Досліджувані кристали.

V. ВПЛИВ ТИСКУ НА ІНВЕРСІЮ ЗНАКА ДВОЗАЛОМЛЕННЯ

У ряді фероїків виявлено [18] точку інверсії знака двозаломлення $\Delta n = 0$ (таблиця 3), часто існують дві такі точки в різних ділянках спектра і відповідно точка $\partial \Delta n / \partial \lambda = 0$ (рис. 4). Ці особливості приводять до нових залежностей $\Delta n(\sigma)$. Справді, оскільки зумовлене тиском вислідне двозаломлення визначається виразом [28]

$$\Delta n = \sqrt{(\Delta n_0 + A\sigma)^2 + B^2\sigma^2}\ , \qquad (12)$$

де Δn_0 — вихідне двозаломлення, A та B — актуальні п'єзооптичні коефіцієнти, то при даному σ Δn залежатиме від величини і знака Δn_0, тобто від довжини хвилі в ділянці точки інверсії знака Δn, на якій проводимо вимірювання.

Експеримент показує, що під впливом тиску точка інверсії знака Δn зміщується за спектром λ (або за температурою), а це можливо при умові, що $B(\sigma) \to 0$, тобто при баричному наближенні до точки $\Delta n = 0$ підвищується симетрія тензора π_{ijkl} [30].

Подібно до двозаломлення, стиск зразка у площині сталої фази променя веде до практично лінійного зміщення λ_0, зі зміною напряму стиску в цій же площині на 90° наступає зміна знака $\partial \lambda_0 / \partial \sigma$ (рис. 5).

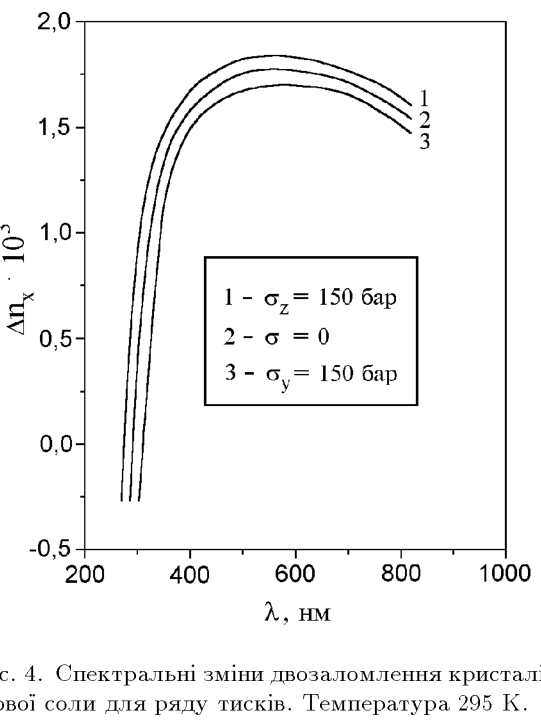

Рис. 4. Спектральні зміни двозаломлення кристалів сеґнетової соли для ряду тисків. Температура 295 K.

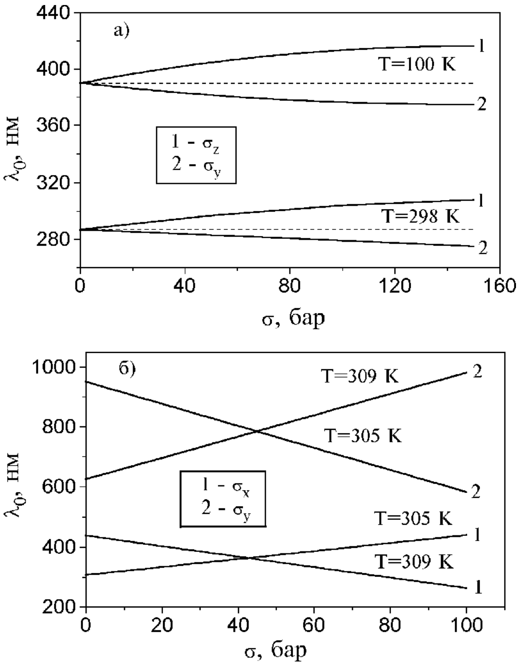

Рис. 5. Баричні зміщення точки інверсії знака двозаломлення кристалів сеґнетової соли (а) та фторберилату амонію (б).

Для різних кристалів $\partial\lambda_0/\partial\sigma$ має різні абсолютні значення, тобто одні кристали ліпше підходять для вимірювання температури, інші — для вимірювання тиску [18]. При цьому слід пам'ятати, що температура створює ізотропний вплив на кристал, а одновісний стиск — анізотропний.

На підставі викладеного можна дати такі характеристики п'єзооптичних властивостей фероїків та особливостей їх досліджень.

ГОЛОВНІ ПІДСУМКИ

У ділянці ФП мають місце аномалії п'єзооптичних коефіцієнтів, пов'язані з впливом вторинних ефектів, зумовлених баричним зміщенням температури ФП та п'єзокалоричним ефектом.

1. Точка інверсії знака двозаломлення під впливом одновісного тиску зсувається за спектром (при $T = \mathrm{const}$) або за температурою (при $\lambda = \mathrm{const}$). Відповідні коефіцієнти на порядок вищі за коефіцієнти зміщення температури ФП.

2. Стиск зразка в ділянці точки інверсії знака Δn викликає спектральні залежності π_{ijkl} та зменшення анізотропії цього тензора.

3. Прецизійні вимірювання п'єзооптичних характеристик фероїків слід проводити на монодоменних зразках.

4. На полідоменних зразках потрібно розрізняти ділянки напруг, спряжених з P_c, більших, рівних та менших за коерцитивні.

5. На полідоменних зразках треба враховувати співвідношення площ (об'ємів) та орієнтацію осей оптичної індикатриси компонент двійника, оскільки вимірюється різниця ходу.

6. Релаксаційні процеси, що характеризують баричні зміни світлових потоків через схрещені поляризатори і стиснений зразок, можуть бути зумовлені динамікою доменів чи солітонів та п'єзокалоричним ефектом.

[1] Т. С. Нарасимхамурти, *Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов* (Мир, Москва, 1984).
[2] И. С. Желудев, *Физика кристаллических диэлектриков* (Наука, Москва, 1968).
[3] Л. Файлон, *Оптический метод исследования напряжений* (Гостехиздат, Москва–Ленинград, 1940).
[4] М. О. Романюк, *Кристалооптика* (ІЗМН, Київ, 1997).
[5] Л. Бергман, *Ультразвук и его применение в науке и технике* (Иностаранная литература, Москва, 1957).
[6] М. В. Классен–Неклюдова, А. А. Штернберг, М. А. Чернышева, Докл. Акад. наук СССР **63**, 527 (1948).
[7] R. J. Abe, J. Phys. Soc. Jpn. **13**, 244 (1958).
[8] И. С. Желудев, Н. А. Романюк, Кристаллография **4**, 710 (1959).
[9] О. Г. Влох, *Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике* (Вища школа, изд–во при ЛГУ, Львов, 1984).
[10] И. В. Стасюк, препринт ИТФ–84–58Р (Київ, 1984).
[11] Б. Г. Мыцык, А. С. Андрущак, препринт ИТФ–90–32Р (Киев, 1990).
[12] Б. Г. Мыцык, Н. А. Романюк, В. В. Остапюк, Кристаллография **37**, 531 (1992).
[13] Н. А. Романюк, Б. Г. Мыцык, В. М.Варикаш, Изв. Акад. наук БССР, сер. физ.–мат. наук № 6, 105 (1980).
[14] А. С. Сонин, А. С. Василевская, *Электрооптические кристаллы* (Атомиздат, Москва, 1971).
[15] О. Г. Влох, Б. В. Каминский, И. И. Половинко, С. А. Свелеба, Укр. фіз. журн. **35**, 708 (1988).
[16] О. Г. Влох, А. В. Китык, О. М. Мокрый, Физ. тверд. тела **31**, 312 (1989).
[17] Ю. М. Высочанский, В. Ю. Сливка, *Сегнетоэлектрики семейства $Sn_2P_2Se_6$: свойства в окрестности точки Лифшица* (Світ, Львів, 1994).
[18] М. О. Романюк, *НТШ у Львові. Фіз. збірник I*, 291 (1993).
[19] В. Й. Стадник, М. О. Романюк, В. Ф. Вахулович, Укр. фіз. журн. **42**, 1245 (1997).
[20] V. Y. Stadnyk, M. O. Romanyuk, Phys. Status Solidi A **158**, 289 (1996).
[21] Н. А. Романюк, Б. Г. Мыцык, Приборы техн. эксп. № 1, 171 (1988).

[22] М. О. Романюк, І. С. Желудєв, Вісн. Львів. ун–ту, сер. фіз. № 1(8), 133 (1962).

[23] K. Parlinski, Cond. Matter News **4**, 13 (1995).

[24] Е. Г. Фесенко, В. Г. Гавриляченко, А. Ф. Семенчев, *Доменная структура многоосных сегнетоэлектрических кристаллов* (Изд–во Ростов. ун–та, Ростов–на–Дону, 1990).

[25] Б. Г. Мыцык, Н. А. Романюк, Укр. фіз. журн. **28**, 538 (1983).

[26] M. O. Romanyuk, B. G. Mytsyk, N. M. Demyanyshyn, A. S. Andrushchak, Ya. V. Pryriz, Ferroelectrics **203**, 101 (1997).

[27] И. С. Желудев, Н. А. Романюк, Кристаллография **11**, 610 (1966).

[28] М. О. Романюк, М. М. Романюк, В. Й. Стадник, Журн. фіз. досл. **4**, 596 (1997).

[29] І. Стасюк, Р. Левицький, І. Зачек, А. Моїна, *Перша Українська школа–семінар з фізики сегнетоелектриків та споріднених матеріалів. Тези доповідей* (Львів, 1999), с. 4.

[30] М. М. Романюк, *Перша Українська школа–семінар з фізики сегнетоелектриків та споріднених матеріалів. Тези доповідей* (Львів, 1999), с. 77.

PIEZOOPTICS OF FERROICS

M. O. Romanyuk

The Ivan Franko National University of Lviv, Physical Faculty, Chair of Experimental Physics, 8 Kyrylo i Mefodii Str., Lviv, UA–79005, Ukraine

The main peculiarities of the piezooptic effect are described and the analysis of factors which determine the piezooptical properties of ferroics connected with domains, phase transitions and birefringence sign inversion points is performed.