

П'ЕЗООПТИКА 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 вимірвальній техніці, він ліг в основу акустооптики, що бурхливо розвивається як фізична і технічна галузь знань [1–5].

У випадку сегнетоелектриків та фероїків узагалі цей ефект проявляється двоюко — як основа й засіб виявлення та вивчення геометрії й динаміки доменів і як властивість матеріалу, 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 сегнетової 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 сегнетової 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, сегнетової 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, роз-

роблено методи вимірювання всіх компонент матриць п'єзооптичних коефіцієнтів низькосиметричних кристалів та їхньої просторової залежності [11,12].

На кристалах групи тригліцинсульфату і сегнетової 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 сегнетоелектриках 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 матеріалів [19,20].

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

1. ФЕНОМЕНОЛОГІЧНИЙ ОПИС П'ЕЗООПТИЧНОГО ЕФЕКТУ У КРИСТАЛАХ

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

$$a_{ij}x_ix_j = 1, \quad (1)$$

де $a_{ij} = 1/\varepsilon_{ij} = 1/n_{ij}^2$ — поляризаційні константи; ε_{ij} — діелектрична проникливість на оптичних частотах; n — показник заломлення, залежний

II. ЕКСПЕРИМЕНТ

від довжини хвилі λ , поляризації світла, температури, тиску, електричного поля, радіаційних дефектів та ін.

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

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

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

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

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

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

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

для приростів двозаломлення

$$\begin{aligned} \delta\Delta n_k &= \delta(n_{ii} - n_{jj}) = -\frac{1}{2}[n_{ii}^3\pi_{iimr} - n_{jj}^3\pi_{jjmr}] \cdot \sigma_{mr} \\ &\simeq -\frac{n^3}{2}\pi_{kr}^*\sigma_r, \end{aligned} \quad (5)$$

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 кристалогізічних осей).

На експерименті вимірюється різниця ходу Δ_k

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

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

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

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.

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 $5-10 \text{ \AA}$ (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 індикатрисы (наприклад, на основі погасання зразка у схрещених поляризаторах), пов'язаний з a_{kl} співвідношенням

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

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 сегнетоелектрики).
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 рівності поляризованості 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
Сегнетова 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} м²/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].

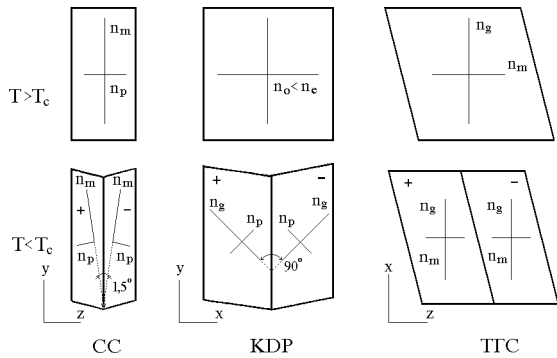


Рис. 1. Зміни елементарної комірки та осей оптичної індикатриси кристалів сегнетової солі (CC), дигідрофосфату калію (KDP) і тригліцинсульфату (ТГС) при фазовому переході (T_c).

Варто розрізняти також центросиметричні та ацентричні кристали в параелектричній фазі. У першій групі індуквані зміни двозаломлення при фазовому переході квадратично залежать від параметра порядку (поляризації), у другій — лінійно. Відповідно до цього в першій групі домени різної полярності, що виникають при переході в полярну фазу, матимуть однакову механічну та оптичну деформацію і є оп-

тично нерозрізняваними. 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 радіації показує рис. 2. Там же зображено модель несумірної фази.

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

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

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 міц-

ністю 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.

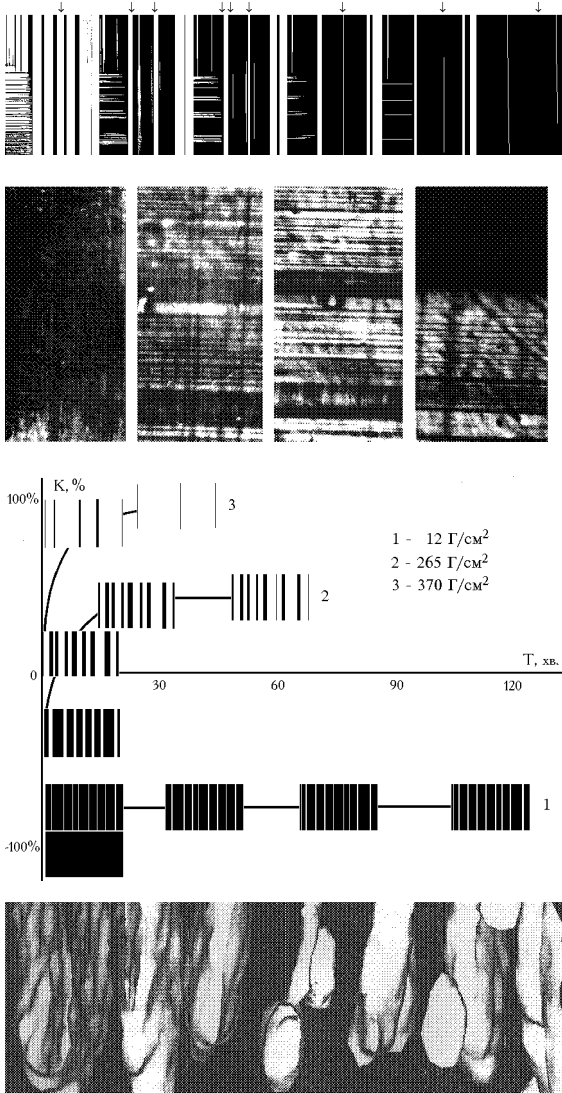


Рис. 2. Баричні (зверху), радіаційні (0...10⁶ Р) та часові зміни доменної структури кристалів СС під впливом тиску Y_z . Збільшення $\sim 50\times$. Стрілками вказано домени, що різко змінюються під впливом тиску. Внизу — модель "доменив" несумірної фази [23].

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'яті, гістерезису та стрибкоподібних змін Δn у несумірних фазах, які пов'язуються з міграцією 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 монодомених 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 матеріалу. Тривалий час експерименти ніби підтверджували цю думку.

На практиці реєструється ефективна барична зміна Δn [25]:

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

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 напрямку 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 сегнетової 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
CC	$\partial \lambda_0 / \partial \sigma$		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 $\Delta n_0=0$ (нм/кбар).

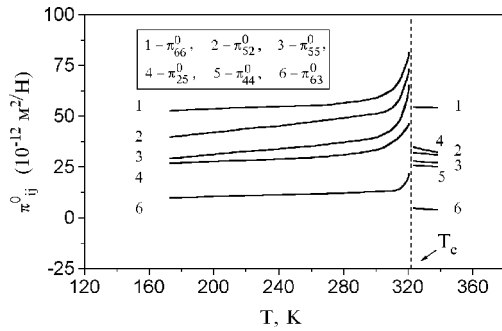


Рис. 3. Температурні залежності комбінованих п'єзооптичних коефіцієнтів кристалів ТГС ($\lambda=630$ нм).

На цьому шляху для монодоменого зразка виявилась також можливість пояснити певні часові зміни світлових потоків, що проходять через поляризаційну систему і стиснений зразок [26]; у полідоменому 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 ($\partial P / \partial T \rightarrow 0$).

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_c}{\partial T} &= \frac{\partial}{\partial T} \sqrt{\frac{a}{2b}} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a_0}{2b}} (T - T_c)^{-\beta}, \end{aligned} \quad (10)$$

де $\beta = 1/2$. На практиці $\beta < 1/2$, так що вимога $\beta = 1/2$ повинна б бути реалізована за рахунок температурної залежності сталої b . Така залежність говорила б про те, що всі термодинамічні характерис-

тики сегнетоелектриків 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 сегнетоелектриків.

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

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

оскільки вздовж напрямку стиску густина частинок N зростає, вона змінюється також у нормальних до осі стиску напрямках (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 діагоналей ромба при стиску кристала KDP вздовж цих діагоналей, а також при зменшенні кута між площиною гліцину I та площиною симетрії, нормальною до полярної осі Y у кристалі ТГС.

На кристалах KDP ця задача виглядає особливо прозоро, коли зразок монодомений. Тиски, більші від коерцитивних, завжди б задавали напрям осі X (менша діагональ) 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 напрямку 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 напрямку стиску у площині XU 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 парафазі 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. Остаточоно можемо сказати, що баричні зміщення T_c на уніполярному зразку визначаються більшою компонентою двійника, маємо картину, подібну до тої, що очікується на монодоменому зразку, хоча менш чітку.

N п/п	Хемічна формула	Назва кристала	Симетрія		Особлива температура, К		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	КДР	$42m$	$2mm$	122	—	Z	—
8.	KD_2PO_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 фероіків 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]

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

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 $B(\sigma) \rightarrow 0$, 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 напрямку стиску в цій же площині

на 90° наступає зміна знака $\partial \lambda_0 / \partial \sigma$ (рис. 5).

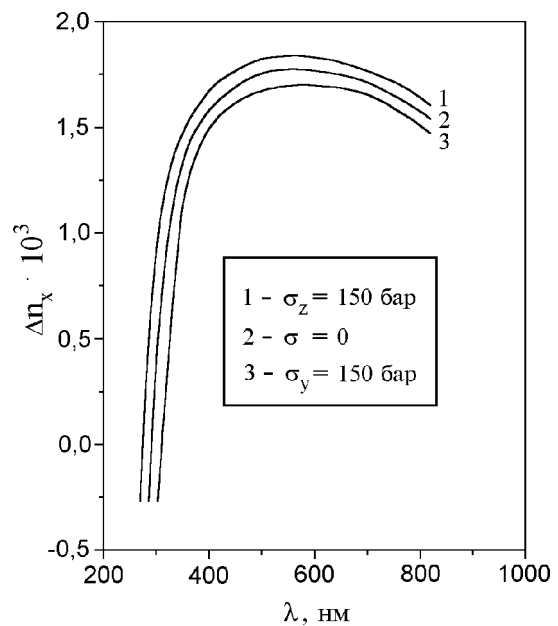


Рис. 4. Спектральні зміни двозаломлення кристалів селітрової соли для ряду тисків. Температура 295 К.

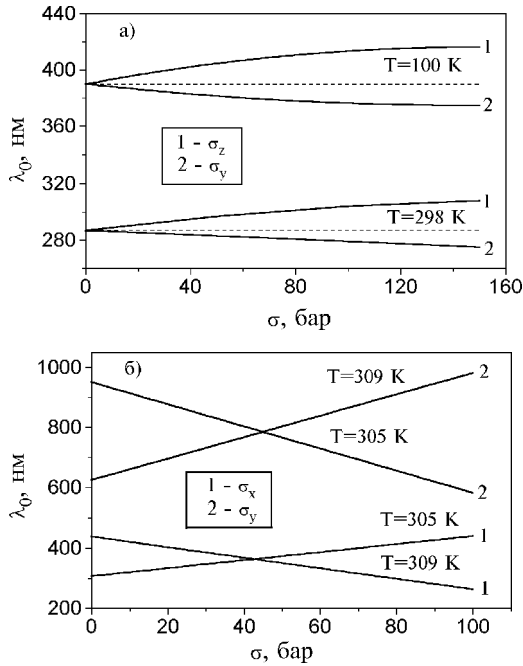


Рис. 5. Баричні зміщення точки інверсії знака двозаломлення кристалів сегнетової соли (а) та фторберилату амонію (б).

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 одно-вісний 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 $T = \text{const}$) або за температурою (при $\lambda = \text{const}$). 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 зміщення анізотропії цього тензора.
3. Прецизійні вимірювання п'єзооптичних характеристик фероїків слід проводити на монодомених зразках.
4. На полідомених зразках потрібно розрізняти ділянки напруг, спряжених з P_c , більших, рівних та менших за коерцитивні.
5. На полідомених 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, *Кристаллооптика* (ІЗМН, Київ, 1997).
 [5] Л. Бергман, *Ультразвук и его применение в науке и технике* (Иностранная 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. Остапок, 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 Sn₂P₂Se₆: 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. Желудев, 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. Мыщук, Н. А. Романюк, Укр. фіз. журн. 28, 538 (1983).
- [26] М. О. 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-семинар з фізики сегнетоелектриків та споріднених матеріалів. Тези доповідей* (Львів, 1999), с. 4.
- [30] М. М. Романюк, *Перша Українська школа-семинар 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.