

АНАЛІЗ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЕДІНКИ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ КРИСТАЛІВ K_2SO_4 І Rb_2SO_4 ПОБЛИЗУ ТОЧОК ФАЗОВИХ ПЕРЕХОДІВ

О.С. Кушнір¹, М.О. Романюк², В.Й. Стадник², Р.Я. Шопа²,
В.С. Дзюбанський¹

¹ Львівський національний університет імені Івана Франка,
факультет електроніки, вул. Тарнавського, 107, Львів, 79017
e-mail: o_s_kushnir@rd.wups.lviv.ua

² Львівський національний університет імені Івана Франка,
фізичний факультет, вул. Кирила і Мефодія, 8а, Львів, 79005
e-mail: rshopa@yahoo.com

За допомогою модифікованого методу аналізу флуктуаційних явищ на основі теорії Ландау проведено інтерпретацію експериментальних даних для показників заломлення в області температур, що включає фазові переходи в кристалах K_2SO_4 і Rb_2SO_4 . Оцінено температурні межі застосовності згаданого методу, діапазони критичних флуктуацій, знайдено числа Гінзбурга і критичні індекси параметра порядку фазових переходів. З'ясовано вплив неоднорідності матеріалів, пов'язаної з точковими дефектами структури, та зроблено якісні висновки стосовно типу цих дефектів.

1. Вступ

Кристалічні фероїки, зокрема діелектрики групи A_2BX_4 , – це перспективні матеріали функціональної оптоелектроніки. Для практичних розрахунків відповідних робочих елементів потрібні точні значення їхніх оптичних параметрів, включно з інформацією про температурну поведінку останніх. Дослідження властивостей згаданих фероїків актуальні, оскільки багато представників родини A_2BX_4 усе ще недостатньо вивчено.

Об'єктами досліджень у цій праці були представники групи A_2BX_4 – кристали сульфату калію K_2SO_4 і сульфату рубідію Rb_2SO_4 , які викликають зацікавлення з огляду на наявність у них складних фазових переходів (ФП) другого роду з вираженими ознаками першородності [1]. K_2SO_4 – це типовий сегнетоеластик, що

виявляє ФП першого роду при $T_C \approx 860$ К з центросиметричної вихідної фази (просторова група симетрії $P6_3/mmc$) в орторомбічну сегнетоеластичну ($Pm\bar{c}n$ – див., наприклад, [2–5]). Сегнетоеластичний ФП в кристалах K_2SO_4 спричинено пом'якшенням деякої вітки акустичних коливань. Фізичні властивості кристалів Rb_2SO_4 вивчено істотно менше (див. [6]), а в низькотемпературній фазі вони належать до типу β - K_2SO_4 . Відомо також, що псевдогексагонально-орторомбічний ФП $P\bar{3}m1 \rightarrow Pnam$ у Rb_2SO_4 відбувається при $T_C \approx 922$ К [7].

Попри наявні дослідження кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 , у літературі досі кількісно не описано температурну поведінку їхніх оптичних параметрів поблизу точок ФП, де виявляється критична поведінка та флуктуації параметра порядку (ПП). У

наших попередніх роботах, присвячених дослідженню інших кристалічних фероїків (див. [8–10]), для цього було застосовано феноменологічний підхід першої флуктуаційної поправки до теорії Ландау, вперше запропонований у роботі [11]. У згаданих роботах було доведено плідність підходу для інтерпретації спонтанної поляризації, термічного розширення, оптичного двопронезаломлення, оптичної активності та інших явищ у низці власних сегнетоелектриків і кристалів з несумірно-модульованими фазами. Загалом відомо (див. [12, 13]), що таку теорію можна застосувати і для ФП першого роду, близьких до переходів другого роду, хоча приклади практичного зіставлення її висновків з даними експериментів вкрай обмежені. На додаток, використаний раніше варіант теорії не враховував можливого впливу структурних дефектів (див. аналіз у роботах [14, 15]).

Метою цієї роботи є вивчення флуктуаційних явищ у кристалічних фероїках K_2SO_4 і Rb_2SO_4 поблизу точок ФП за експериментальними даними температурних залежностей показників заломлення (ПЗ). Наш аналіз передбачає використання мо-

дифікованого феноменологічного підходу першої флуктуаційної поправки, оцінку температурних меж застосовності методу та діапазонів критичних флуктуацій, а також з'ясування впливу неоднорідностей матеріалів, пов'язаних з дефектами структури, і одержання якісних висновків стосовно типу цих дефектів.

2. Результати та їхній аналіз

Температурні залежності головних ПЗ n кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 було одержано за допомогою фотографічного методу Обреїмова [16] для широкого температурного діапазону (80–1000 К), що включав точки ФП (див. [6, 17]). Абсолютна похибка вихідних даних для ПЗ складала біля $2 \cdot 10^{-4}$, а абсолютна точність визначення температури – 0,5–1,0 К.

Згідно з результатами [9, 11], для аналізу впливу ФП зручно використати залежності похідних ПЗ $\xi(T) = dn/dT$. Ці залежності для обох кристалів показано на рис. 1, а на відповідних вставках представлено вихідні графіки $n(T)$.

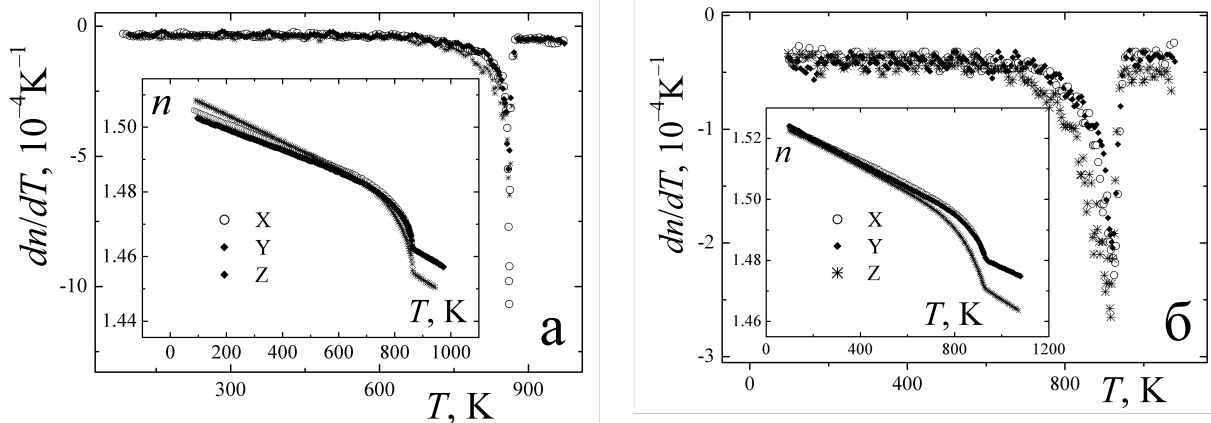


Рис. 1. Температурні залежності похідних ПЗ $\xi = dn/dT$ для кристалічних осей X, Y і Z у кристалах K_2SO_4 (а) і Rb_2SO_4 (б). На вставках – відповідні залежності ПЗ $n(T)$.

Із рис. 1 видно, що, схоже до ФП другого роду, поведінка $\xi(T)$ для досліджених кристалів відрізняється від східчастої, яка передбачається теорією середнього поля. Це пов'язано з флуктуаціями ПП і, можливо, впливом структурних дефектів.

2.1. Вплив флуктуаційних явищ

Якщо не враховувати впливу структурних дефектів, то природно припустити, що поза вузькою областю скейлінгу поблизу температури ФП T_C ці явища можна

описувати мовою першої флуктуаційної поправки (див. [11]):

$$\begin{aligned} \xi^+ &= \xi_B + \lambda^+ \tau^{-1/2} & (\tau > 0), \\ \xi^- &= \xi_B + \xi_L + \lambda^- \tau^{-1/2} & (\tau < 0), \end{aligned} \quad (1)$$

де стрибок похідної ξ_L і параметри λ^\pm не залежать від температури, ξ_B – “фононий” термооптичний коефіцієнт, $\tau = (T - T_C)/T_C$ – відносна температура, а індекси „+” і „-” тут і надалі стосуються відповідно вихідної та низькотемператур-

ної фаз. Для сегнетоелектричних і сегнетоеластичних ФП другого роду з однокомпонентним ПП повинно виконуватись співвідношення $\lambda^-/\lambda^+ = 2\sqrt{2}$ [11,18]. Згідно формул (1), точку Кюрі можна найточніше визначити саме за температурним положенням критичної розбіжності $\xi(T)$. Визначені за цим способом значення T_C наведено в табл. 1.

Таблиця 1. Кількісні параметри ФП і критичної поведінки кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 за даними ПЗ без урахування впливу дефектів

Кристал (напрямок)	Точка Кюрі T_C , К	Параметри λ^\pm , $10^{-5} K^{-1}$	Число Гінзбурга G , 10^{-2}	„Сtribок за Ландау” ξ_L , $10^{-5} K^{-1}$	СКВ апроксимації, $10^{-5} K^{-1}$	Відношення $\lambda^-/2\sqrt{2}\lambda^+$
K_2SO_4 (X)	861,5	$\lambda^- = -3,0$ $\lambda^+ = -0,9$	0,3 0,2	$6,0 \pm 2,0$	1,6	1,2
K_2SO_4 (Y)	861,0	$\lambda^- = -3,0$ $\lambda^+ = -0,7$	1,0 0,3	$-4,0 \pm 1,0$	1,1	1,6
K_2SO_4 (Z)	862,0	$\lambda^- = -4,0$ $\lambda^+ = -1,0$	0,7 0,5	$-2,0 \pm 1,0$	1,3	1,4
середнє значення	861,0		$\langle G^- \rangle = 0,7$ $\langle G^+ \rangle = 0,3$		1,3	1,4
Rb_2SO_4 (X)	925	$\lambda^- = -3,0$ $\lambda^+ = -0,5$	4,0 1,0	$-3,0 \pm 0,6$	0,5	2,3
Rb_2SO_4 (Y)	923	$\lambda^- = -3,0$ $\lambda^+ = -0,6$	3,0 1,0	$-5,0 \pm 0,6$	0,7	1,7
Rb_2SO_4 (Z)	921	$\lambda^- = -4,0$ $\lambda^+ = -0,6$	6,0 1,0	$-6,0 \pm 0,8$	0,9	2,4
середнє значення	923		$\langle G^- \rangle = 4,3$ $\langle G^+ \rangle = 1,0$		0,7	2,1

Примітка. Згідно з даними огляду [7], для СК $T_C = 855$ К, а для СР – $T_C = 922$ К.

У табл. 1 подано також температури Кюрі за даними структурних досліджень (див. огляд [7]). Відмінності у значеннях T_C для K_2SO_4 і Rb_2SO_4 для різних кристалофізичних зрізів, швидше за все, об’єктивно відображають експериментальні неточності вихідних даних.

Область застосовності виразів (1) задається умовою, вираженою через число Гінзбурга G ($\tau \ll G \ll \tau^{1/3}$). Цей параметр має фундаментальне значення, відображаючи істотність і діапазон критичних флуктуацій, і пов’язаний з коефіцієнтами

розкладу термодинамічного потенціалу за ступенями ПП. Для багатьох матеріалів, зокрема, й кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 , значення G з літератури невідоме, тому ми проводили оцінку G за характером похідних на рис. 1 (див. [11, 10]).

Ми провели апроксимацію залежностей $\xi(T)$ з рис. 1 виразами (1) у припущенні $\xi_B = const$. Усі параметри ми вважали вільними, кінцево перевіряючи співвідношення $\lambda^-/\lambda^+ = 2\sqrt{2}$. Основні результати апроксимації (див. дані таблиці)

ці 1, зокрема значення середньоквадратичного відхилення (СКВ)) приводять до висновку про те, що підхід флуктуаційної поправки принаймні якісно по-

яснює вплив ФП на температурну поведінку $n(T)$ в кристалах K_2SO_4 і Rb_2SO_4 для всіх кристалофізичних осей.

Таблиця 2. Параметри критичної поведінки кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 за даними ПЗ з урахуванням впливу дефектів.

Кристал (напрямок)	Степінь α	λ^\mp, K^{-1}	λ^-/λ^+	Діапазон задовільної апроксимації $G^*, 10^{-2}$	СКВ апроксимації	Критичний індекс β
$K_2SO_4 (X)$	$\alpha^- = 0,65$ $\alpha^+ = 0,97$	$-4,9 \pm 0,1$ $-7,2 \pm 4,1$	0,68	1,0 0,8	0,04 1,7	$0,18 \pm 0,06$
$K_2SO_4 (Y)$	$\alpha^- = 1,60$ $\alpha^+ = 1,08$	$-6,3 \pm 0,2$ $-7,1 \pm 0,7$	0,89	4,0 3,0	0,1 0,4	$0,19 \pm 0,03$
$K_2SO_4 (Z)$	$\alpha^- = 1,40$ $\alpha^+ = 1,51$	$-5,9 \pm 0,2$ $-7,4 \pm 0,7$	0,80	3,0 1,0	0,1 0,3	$0,23 \pm 0,05$
середнє значення	$\langle \alpha^- \rangle = 1,2$ $\langle \alpha^+ \rangle = 1,2$		0,79	2,7 1,6	0,4	$0,20 \pm 0,05$
$Rb_2SO_4 (X)$	$\alpha^- = 1,46$ $\alpha^+ = 1,85$	$-5,9 \pm 0,1$ $-7,9 \pm 0,8$	0,75	6,0 2,0	0,1 0,5	$0,26 \pm 0,03$
$Rb_2SO_4 (Y)$	$\alpha^- = 1,98$ $\alpha^+ = 0,95$	$-6,2 \pm 0,2$ $-6,3 \pm 0,3$	0,98	10,0 2,0	0,1 0,3	$0,22 \pm 0,03$
$Rb_2SO_4 (Z)$	$\alpha^- = 1,94$ $\alpha^+ = 0,52$	$-6,0 \pm 0,2$ $-5,7 \pm 0,5$	1,05	14,0 2,0	0,1 0,6	$0,26 \pm 0,04$
середнє значення	$\langle \alpha^- \rangle = 1,8$ $\langle \alpha^+ \rangle = 1,1$		0,93	10,0 2,0	0,3	$0,25 \pm 0,03$

Усереднені значення відношення $\lambda^-/2\sqrt{2}\lambda^+$, яке за теорією повинно бути одиницею, складають 1,4 і 2,1 відповідно для K_2SO_4 і Rb_2SO_4 . Враховуючи відтворюваність цього результату, можна виключити його випадковий характер у зв'язку з похибками вихідних даних і самої апроксимації, і припустити, що цей результат пов'язаний з наявністю в обох кристалах точкових структурних дефектів типу „випадкова локальна температура переходу”, які не понижують локальну симетрію матеріалу, зокрема ізоморфних атомів заміщення (докладніше див. відповідну класифікацію дефектів [19–21]). Оскільки за умови низьких концентрацій дефектів і відсутності їхньої взаємодії ефект прямо пропорційний до цієї концентрації, то можна припустити, що середня концентрація дефектів типу „випадкова температура” в кристалах Rb_2SO_4 вища приблизно в 1,5 рази. Загалом це корелює

з тим відомим [6] фактом, що вирощування монокристалів Rb_2SO_4 утруднене й часто приводить до менш якісних зразків.

Для обох досліджених кристалів спостерігаємо закономірність, за якою число Гінзбурга для сегнетофази у 2–4 рази вище ніж для парафази. Точну природу такої асиметрії критичної поведінки наразі не встановлено. Хоча точність оцінки G у вихідній фазі обох кристалів була нижчою, згадану асиметрію спостерігали і в деяких попередніх експериментальних роботах (див. наприклад, [22]). Зазначимо, що усереднені числа Гінзбурга $\langle G \rangle$ для кристалів K_2SO_4 приблизно в п'ять разів нижчі, порівняно з Rb_2SO_4 , що свідчить про істотно вужчий діапазон вияву флуктуацій, меншу кореляційну довжину флуктуацій [18] і відповідне звуження діапазону коректності підходу першої флуктуаційної поправки. Це підтверджується вищим СКВ апроксимації формулами (1)

для K_2SO_4 (додаткове підтвердження впливає з даних табл. 2). Нарешті, оскільки відношення $\lambda^-/2\sqrt{2}\lambda^+$ для Rb_2SO_4 , незважаючи на нижче СКВ, істотніше відхиляється від теоретичного одиничного значення, аніж для K_2SO_4 , то основною причиною цього повинні бути саме дефе-

кти „випадкова температура”, а не недоліки апроксимації. У табл. 1 додатково наведено величини „стрибків за Ландау” ξ_L для всіх зрізів кристалів, які визначаються добутком комбінацій коефіцієнтів у вільній енергії та оптичних сприйнятностей.

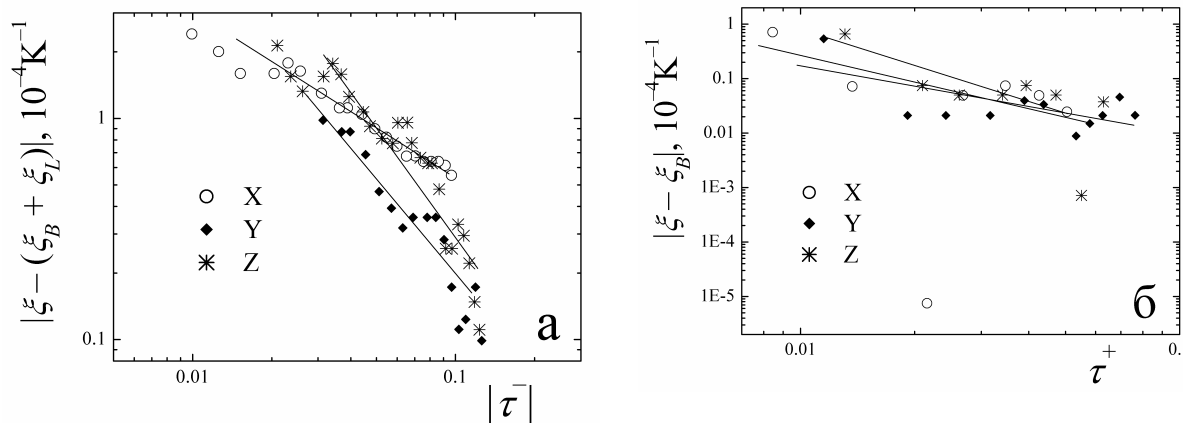


Рис. 2. Залежності похідних ПЗ $\xi = dn/dT$ з виключенням параметрів ξ_B і ξ_L від відносної температури τ у подвійному логарифмічному масштабі для кристалофізичних осей X, Y і Z у кристалах K_2SO_4 та діапазонів нижче (а) і вище (б) точки Кюрі T_C .

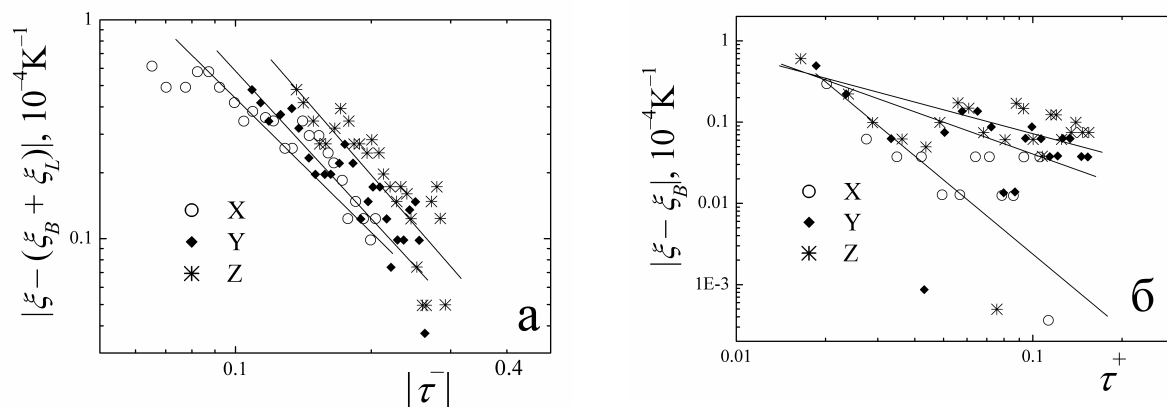


Рис. 3. Залежності похідних ПЗ $\xi = dn/dT$ з виключенням параметрів ξ_B і ξ_L від відносної температури τ у подвійному логарифмічному масштабі для кристалофізичних осей X, Y і Z у кристалах Rb_2SO_4 та діапазонів нижче (а) і вище (б) точки Кюрі T_C .

2.2. Урахування впливу дефектів типу „випадкове поле”

Зауважмо, що описаний вище підхід безпосередньо не враховує впливу структурних дефектів, які перетворюють кристалічну структуру на неоднорідну, що якісно схоже до впливу локальної неоднорідності ПП (тобто, флуктуацій). Найпринциповіше тут урахування дефектів

типу „випадкове локальне поле напружень”, які понижують локальну симетрію кристала [13, 21], особливо т. зв. дефектів S-типу. Це, зокрема, точкові дипольні дефекти (або заряджені дефекти в сегнетоелектрику), атоми у міжвузлях тощо. Відомо, що степінь τ , який в формулах (1) дорівнює $-1/2$, не змінюється за наявності дефектів типу “випадкова температура”, але дефекти S-типу модифікують ці вира-

зи так, що за низки додаткових умов маємо степінь $-3/2$ (див. [11]). Найбільш загальним у цьому плані був би вираз $\xi \sim \lambda_1 \tau^{-1/2} + \lambda_2 \tau^{-3/2}$, який об'єднує вплив флуктуацій і дефектів останнього типу (див. [23, 24]). Проте з практичних міркувань така багатопараметрична апроксимація у нашому випадку потерпала б від істотно нижчої точності та неоднозначності визначення основних параметрів.

Виходячи з цих міркувань, ми модифікували формули (1) до простішого вигляду (див. [22, 25]):

$$\begin{aligned} \xi^+ &= \xi_B + \lambda^+ \tau^{-\alpha} & (\tau > 0), \\ \xi^- &= \xi_B + \xi_L + \lambda^- \tau^{-\alpha} & (\tau < 0), \end{aligned} \quad (2)$$

де ефективний степінь α за наявності низькосиметричних дефектів перебуває в діапазоні від $1/2$ до $3/2$. Якщо в залежностях $\xi(\tau)$, здобутих на підставі даних експерименту для сегнетофази (див. рис. 1), позбутися внесків ξ_B і ξ_L , вважаючи їх константами, то степінь α можна знайти, будуючи залежності $\xi(\tau)$ у подвійному логарифмічному масштабі (див. рис. 2 і 3). Результати відповідної апроксимації для K_2SO_4 і Rb_2SO_4 у діапазонах температур, не вужчих, аніж діапазони, що відповідають області застосовності підходу першої флуктуаційної поправки, схематично показано лініями на рис. 2 і 3. Зазначимо, що така апроксимація точніша, ніж апроксимація, проведена у припущенні, що кристали вільні від дефектів (порівн. СКВ у табл. 1 і 2).

У табл. 2 представлено основні результати для параметрів критичної поведінки з урахуванням дефектів „випадкове поле” S-типу. Діапазони G^* задовільної лінійної апроксимації залежностей $\xi(\tau)$ дають змогу додатково оцінити область застосовності нашого підходу. Їх можна трактувати як дуже грубу, суто якісну оцінку верхньої межі для чисел Гінзбурга. Відповідні значення G^* подано в табл. 2 (зазначимо нижчу точність оцінки α у вихідних фазах обох кристалів). Схоже до відношення параметрів G , відношення параметрів G^* для кристалів Rb_2SO_4 і

K_2SO_4 приблизно становить 3, що додатково засвідчує ширший діапазон застосовності прийнятого нами феноменологічного підходу для Rb_2SO_4 . Це корелює і з нижчим СКВ апроксимації для останніх кристалів. Нарешті, усереднені відношення G^*/G для того ж кристала, але різних фаз, складають приблизно 4 і 2 відповідно для K_2SO_4 і Rb_2SO_4 , що підкреслює згадану вище асиметрію флуктуаційної поведінки вище та нижче точки Кюрі.

Як видно з табл. 2, степені α для обох кристалів систематично більші за $1/2$, що однозначно засвідчує присутність дефектів типу „випадкове поле”. Зокрема, для K_2SO_4 маємо $\alpha \approx 1,2$, а для Rb_2SO_4 – $\alpha \approx 1,5$. Асиметрія для парафази та сегнетофази тут виявляється лише для кристалів Rb_2SO_4 , а для K_2SO_4 вона неістотна. Зазначмо, що вищий степінь α для Rb_2SO_4 , порівняно з K_2SO_4 (за результатами для низькотемпературної фази – приблизно в 1,5 рази, а за усередненими даними – в 1,3 рази), підтверджує вищу концентрацію дефектів типу „випадкове поле” в Rb_2SO_4 . Цікаво, що це відношення збігається з відношенням параметрів $(\lambda^-/2\sqrt{2}\lambda^+)_{K_2SO_4} / (\lambda^-/2\sqrt{2}\lambda^+)_{Rb_2SO_4}$ для

обох кристалів, одержаним за умови нехтування впливу дефектів (див. табл. 1). Іншими словами, концентрація дефектів обох згаданих типів у Rb_2SO_4 вища, ніж у K_2SO_4 . По суті, критична поведінка в кристалах Rb_2SO_4 повинна бути зумовлена найперше дефектами, а не флуктуаційними явищами.

З іншого боку, відношення коефіцієнтів λ^-/λ^+ для сегнетофази і парафази, одержане в рамках теорії з урахуванням впливу дефектів, становить 0,8 і 0,9 відповідно для K_2SO_4 і Rb_2SO_4 . Таке відношення дещо відрізняється від величини, знайденої в роботі [22].

На завершення знайдемо критичний індекс ПП η ФП у кристалах K_2SO_4 і Rb_2SO_4 , уведений згідно співвідношення $\eta(\tau) \propto \tau^\beta$. Ураховуючи симетрію вихідних фаз цих кристалів і дозволені симет-

рією взаємодії між ПП, спонтанною деформацією x_s та ПЗ, можна прийти до виразу $n(\tau) \propto x_s \propto \eta^2$ (див. [2, 3]). Тоді критичний індекс β знайдемо, урахувавши за допомогою стандартних методів нормальний температурний хід ПЗ $n(T)$, виокремлюючи спонтанний приріст $n_s(T)$, зумовлений впливом ФП, і будуючи залежність $n_s(\tau)$ у подвійному логарифмічному масштабі. Необхідною додатковою процедурою тут є виключення з аналізу діапазону помітних флуктуацій і впливу дефектів поблизу точки Кюрі, у якому вираз $n(\tau) \propto \tau^{2\beta}$ втрачає фізичний зміст, а також виключення діапазону температур, віддалених від T_c , де теорія Ландау стає неточною (докладніше див. [9, 10]). Основні результати представлено в табл. 2. Критичні індекси для обох кристалів ($\beta \approx 0,20$ і $\beta \approx 0,25$ відповідно для K_2SO_4 і Rb_2SO_4) приблизно відповідають значенням, що випливають із термодинамічної теорії Ландау для ФП першого роду, близького до трикритичної точки ($\beta \approx 1/4$ – див. теоретичний аналіз [2]). Тобто, поза областю впливу дефектів і критичних флуктуацій ФП у кристалах

K_2SO_4 і Rb_2SO_4 поведуться майже за класичною теорією.

3. Висновки

У рамках феноменологічного підходу першої флуктуаційної поправки до теорії Ландау проаналізовано результати, одержані для ПЗ сегнетоеластичних кристалів K_2SO_4 і Rb_2SO_4 у широких температурних діапазонах, що включають області ФП. Показано, що ці результати задовільно описуються в рамках згаданого підходу, причому принциповим є врахування впливу точкових структурних дефектів на поведінку ПЗ в околі порівняно малих відносних температур. Окрім впливу точкових дефектів типу „випадкова температура”, що приводить до незначного відхилення зв’язків параметрів апроксимації залежностей похідних ПЗ ξ від відносної температури τ , визначальним є вплив дефектів „випадкове поле” S- типу, які зумовлюють відхилення згаданих залежностей від ступеневого закону $\xi(\tau) \sim \tau^{-1/2}$. Знайдено діапазони застосовності феноменологічного підходу, числа Гінзбурга та критичні індекси ПП ФП у кристалах K_2SO_4 і Rb_2SO_4 .

Література

1. К.С. Александров, Б.В. Безносиков, Структурные фазовые переходы в кристаллах (семейство сульфата калия), Новосибирск: Наука, 1993, 287 с.
2. M. Miyake, S. Iwai, Phys. Chem. Minerals. 7, 211 (1981).
3. Н.А. Романюк, В.М. Габа, З.М. Урсул, В.И. Стадник, Опт. спектроск. 62, 94 (1987).
4. V.Yo. Stadnyk, M.O. Romanyuk, O.Z. Chyzh, V.F. Vachulovych, Condens. Matter Phys. 10, 45 (2007).
5. В.И. Стадник, Н.А. Романюк, О.З. Чиж, Опт. спектроск. 102, 51 (2007).
6. З.М. Урсул, Дис. канд. физ.-мат. наук, Львов: ЛГУ им. И. Франко, 1988, 153 с.
7. P.E. Tomaszewski, Phase Trans. 38, 127 (1992).
8. О.С. Кушнір, Р.Я. Шопа, П.О. Нек, І.І. Половинко, Наук. вісн. Ужгородського ун-ту, сер. Фізика, 17, 115 (2005).
9. O.S. Kushnir, R.Y. Shopa, R.O. Vlokh, Ukr. J. Phys. Opt. 9, 169 (2008).
10. Y.I. Shopa, O.S. Kushnir, D. Adamenko, R.Y. Shopa, V.S. Dzyubanski, R.O. Vlokh, O.G. Vlokh, Ukr. J. Phys. Opt. 10, 71 (2009).

11. N.R. Ivanov, A.P. Levanyuk, S.A. Minyukov, J. Kroupa, J. Fousek, J. Phys.: Condens. Matter 2, 5777 (1990).
12. A.P. Levanyuk, S.A. Minyukov, M. Vallade, J. Phys.: Condens. Matter 9, 5313 (1997).
13. A.P. Levanyuk, Phase Trans. 76, 253 (2003).
14. A.P. Levanyuk, S.A. Minyukov, M. Vallade, J. Korean Phys. Soc. 32, S62 (1998).
15. A.P. Levanyuk, A.S. Sigov, Phase Trans. 63, 39 (1985).
16. М.О. Романюк, Кристаллооптика, Київ: ІЗМН, 1997, 432 с.
17. М.О. Романюк, Журн. фіз. дослідж. 10, 358 (2006).
18. Б.А. Струков, А.П. Леванюк, Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М.: Наука, 1983, 240 с.
19. A.P. Levanyuk, A.S. Sigov, Ferroelectrics 63, 39 (1985).
20. А.П. Леванюк, А.С. Сигов, Изв. АН СССР, сер. физ. 45, 1640 (1981).
21. А.А. Исавердиев, Н.И. Лебедев, А.П. Леванюк, А.С. Сигов, Физ. тверд. тела 31, 272 (1989).
22. М.М. Major, P.H.M. van Loosdrecht, H. van Kempen, S.B. Molnar, V.Yu. Slivka, Physica B 202, 152 (1994).
23. A. Oleaga, A. Salazar, M. Massot, Yu.M. Vysochanskii, Thermochromica Acta 459, 73 (2007).
24. P.P. Guranich, R.V. Kabal, A.G. Slivka, E.I. Gerzanich, Ukr. J. Phys. Opt. 2, 179 (2001).
25. М.М. Major, P.H.M. van Loosdrecht, H. van Kempen, S.B. Molnar, V.F. Motrij, J. Phys.: Condens. Matter. 5, 6023 (1993).

ANALYSIS OF TEMPERATURE BEHAVIOUR OF REFRACTIVE INDICES IN K_2SO_4 AND Rb_2SO_4 CRYSTALS IN THE VICINITY OF PHASE TRANSITION POINTS

**O.S. Kushnir¹, M.O. Romanyuk², V.Yo. Stadnyk², R.Y. Shopa²,
V.S. Dzubanski¹**

¹ Electronics Department, Lviv Ivan Franko National University, 107 Tarnavski St., 79017 Lviv, e-mail: o_s_kushnir@rd.wups.lviv.ua

² Physics Department, Lviv Ivan Franko National University, 8 Kyrylo i Mefodiy St., 79005 Lviv, e-mail: rshopa@yahoo.com

Using modified technique for the analysis of fluctuation phenomena based of the Landau theory, we have interpreted experimental data for the refractive indices in the temperature ranges that include the phase transition points in K_2SO_4 and Rb_2SO_4 crystals. The temperature limits of applicability of the above method and the intervals of the critical fluctuations are estimated. The Ginzburg numbers and critical indices of the order parameter of the phase transitions are found. The influence of inhomogeneity of these materials related to the point structural defects is elucidated and some qualitative conclusions concerning the types of the defects are drawn.

