

С. Свелеба¹, І. Катеринчук¹, І. Карпа¹, І. Куньо¹, О. Семотюк¹, Ю. Панківський²

Часові зміни приросту двозаломлення в неспівмірній фазі кристалів $[N(CH_3)_4]_2CuCl_4$

¹Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра нелінійної оптики, вул. ген. Тарнавського, 107. E-mail: kno@electronics.wups.lviv.ua.lviv.ua

²Національний лісотехнічний університет України, кафедра екології, вул. О. Кобилянської, 1.

В роботі проведено дослідження часової залежності двозаломлення та залишкової інтенсивності світла при постійній температурі в неспівмірній фазі кристалів $[N(CH_3)_4]_2CuCl_4$. Встановлено, що за умови, коли сила взаємодії дефект-солітон наближається до сили взаємодії солітон-солітон часова зміна двозаломлення при переході між метастабільними станами зумовлена колективним рухом солітонної ґратки.

Ключові слова: неспівмірна фаза, модульована структура, "в'язка" взаємодія, солітон.

Стаття поступила до редакції 25.03.2008; прийнята до друку 15.09.2009.

Вступ

Процеси зміни фізичних величин при постійній температурі в неспівмірній фазі [1,2] зумовлені двома механізмами: релаксацією неспівмірної структури до свого рівноважного значення (внаслідок пінінгу модульованої структури на дефектах і домішках), та впорядкуванням мобільних дефектів в полі модульованої надструктури. Перший механізм - релаксації [1-3] спричинює часові зміни фізичних величин в кристалі при постійній температурі. Тобто кристал в процесі динаміки модульованої структури до рівноважного стану проходить ряд метастабільних станів - температурний інтервал де хвильовий вектор неспівмірності приймає співмірні значення вищого порядку - співмірні довгоперіодичні фази [4]. За цих умов залежність приросту оптичного двозаломлення при постійній температурі набуває аномальної поведінки аналогічної як за умови "в'язкої" взаємодії дефектів з неспівмірною надструктурою [5]. Наведені в роботі [6] релаксаційні криві $\delta(\Delta n) \sim f(T)$ мали монотонний характер залежності від часу стабілізації температури. Якщо взяти до уваги, що перехідні метастабільні стани розділені бар'єрами вільної енергії, то час перебування в метастабільному стані повинен бути значно більшим від часу проходження через цей бар'єр [7]. Тобто метастабільні стани мали б бути сходинками енергії [7], через які проходить кристал для досягнення термодинамічно рівноважного стану. Проведені в роботі [8] детальні дослідження часової залежності приросту двозаломлення при постійній температурі в НС фазі кристалів $[N(CH_3)_4]_2FeCl_4$ показали, що часова залежність $\delta(\Delta n_c)$ носить аномальний характер

аналогічний до того, що спостерігається у випадку в'язкої взаємодії [5]. Слід зазначити, що з плином часу відстань між аномальними змінами $\delta(\Delta n_c)$ зростає, що добре узгоджується з висновками роботи [9], де зазначено, що при наближенні до рівноважного стану $\Delta = \delta_2 - \delta_1 \rightarrow 0$, $E_c \rightarrow \infty$ (тут δ_1 , δ_2 - параметри неспівмірності у сусідніх метастабільних станах, E_c - енергія активації, яка потрібна для зародження n_s солітонів). Тобто час перебування в нижніх (по енергії) метастабільних станах є значно більший, ніж; час перебування у вищих метастабільних станах [7]. Таким чином пологим ділянкам кінетичної залежності $\delta(\Delta n_c)$ відповідає незмінний період модульованої структури (постійна густина солітонів), а аномальній поведінці $\delta(\Delta n_c)$ - його зміна. Слід відзначити, що поряд із релаксацією солітонної структури при постійній температурі ($T_{ст}$) проходить і упорядкування рухомих дефектів і домішок в полі неспівмірної структури. В результаті цього утворюється хвиля густини дефектів і домішок, яка спричиняє зміну температурної залежності хвильового вектора неспівмірності в околі температури стабілізації [10].

При переході від одного метастабільного стану до наступного проходить зміна періоду солітонної структури, яка характеризується колективним рухом солітонної ґратки [11]. За наявності хвилі густини дефектів колективний рух солітонної ґратки буде здійснюватись через суперпозицією існуючих хвиль модуляцій. З метою виявлення вкладу колективного руху солітонної ґратки у двозаломлення в даній роботі проведені дослідження часової зміни двозаломлення при постійній температурі в неспівмірній фазі кристалів $[N(CH_3)_4]_2CuCl_4$.

Кристали вирощувались з водного розчину солей $[N(CH_3)_4]Cl$ і $CuCl$ при кімнатній температурі методом повільного випаровування. Температура зразка вимірювалась з точністю $\pm 0,05K$. Приріст двозаломлення вимірювався методом Сенармона, з точністю не гірше $\pm 5 \times 10^{-8}$, за допомогою автоматизованої установки з модуляцією оптичного променя. Товщина досліджуваних зразків становила $\sim 1mm$. Залишкова інтенсивність світлового променя визначалась як інтенсивність світла в мінімумі методу Сенармона. Величину залишкової інтенсивності світла (I_3) визначали як відношення інтенсивності основного променя (I), що пройшов крізь компенсатор Сенармона до її максимального значення (I_{max}), зареєстрованого протягом експерименту ($I = \frac{I}{I_{max}}$).

I. Експериментальна частина

На рис. 1 наведені часові зміни оптичного

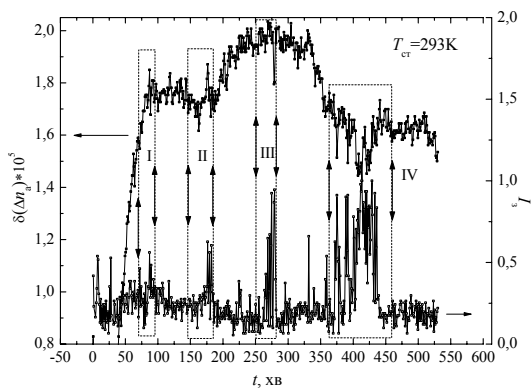


Рис. 1. Часові залежності $\delta(\Delta n_a)$ та I_3 , отримані при стабілізації температури в неспівмірній фазі ($T_{cr} - 293K$) для кристала $[N(CH_3)_4]_2CuCl_4$. Стрілками (I - IV) позначено перехідні інтервали.

двозаломлення ($\delta(\Delta n_a)$) і залишкової інтенсивності світлового променя (I_3) при релаксації кристалічної структури в неспівмірній фазі до свого рівноважного значення. Отримана залежність $\delta(\Delta n_a)$ від часу стабілізації має подібний характер, як за умови "в'язкої" взаємодії, а залишкова інтенсивність основного світлового променя характеризується зростанням величини інтенсивності в перехідному інтервалі (в даному випадку перехідний інтервал це - час необхідний для переходу від одного метастабільного стану до наступного).

З плином часу, на залежності $\delta(\Delta n_a) \sim f(t)$ спостерігаються перехідні інтервали, які характеризуються аномаліями у вигляді "виплесків" величини $\delta(\Delta n_a)$. Їх часовий інтервал зростає із збільшенням часу стабілізації температури (рис. 1).

На рис. 1 стрілками позначено перехідні інтервали (часовий інтервал переходу від одного метастабільного стану до наступного), яким відповідають різкі зміни величини залишкової

інтенсивності, тоді ж як метастабільним областям відповідають монотонні зміни двозаломлення та залишкової інтенсивності. Із отриманих (рис. 1) залежностей $I_3 \sim f(t)$ і $\delta(\Delta n_a) \sim f(t)$ випливає, що їхня аномальна поведінка має спільну природу, оскільки часові інтервали їх існування співпадають. Виходячи з методики вимірювання залишкової інтенсивності її аномальний ріст зумовлений поворотом оптичної індикатриси [13]. Така аномальна поведінка повороту оптичної індикатриси при переході між двома метастабільними станами раніше спостерігалася в умовах "в'язкої" взаємодії солітона з дефектами [14].

Наведена на рис. 1 залежність $I_3 \sim f(t)$ при часах витримки більших за часи ($t > 100xv.$) необхідних для утворення хвилі густини дефектів характеризується аномальною зміною I_3 , яка зумовлена поворотом оптичної індикатриси за рахунок виникнення хвилі модуляції з різницею значенням хвильового вектора [10]. Це припущення ґрунтується на висновках роботи [15] де зазначалося, що виникаюча хвиля володіє амплітудним значенням модуляції, більшим за амплітуду хвиль модуляції, що приймають участь у суперпозиції. Згідно рентгеноструктурних досліджень (див. оглядову роботу [16]) кристалом $[N(CH_3)_4]_2CuCl_4$ в неспівмірній фазі притаманний скорельований рух тетраедричних груп, а надструктура характеризується модуляцією їх повороту. Тому зі збільшенням величини деформації надструктури [10, 15], буде проходити зростання величини повороту тетраедричних груп, а отже і можливо величини повороту оптичної індикатриси. Підтвердженням цього виступає залежність $I_3 \sim f(t)$ на рис. 1, де зі збільшенням часу витримки зростає величина аномальної поведінки I_3 при переході між метастабільними станами, внаслідок збільшення часу існування метастабільного стану (зростання кількості дефектів, що приймають участь у формуванні хвилі густини дефектів). Це супроводжується збільшенням сили взаємодії солітонної системи з хвилею густини дефектів, що приводить до появи суперпозиції існуючих хвиль модуляцій, та збільшення її вкладу в аномальні зміни $\delta(\Delta n_a)$ та I_3 .

Отже залежність приросту оптичного двозаломлення $\delta(\Delta n_a)$ та залишкової інтенсивності світла від часу стабілізації температури, характеризується аномальною поведінкою зумовленою виникненням хвилі суперпозиції. Збільшення перехідного інтервалу супроводжується зміною форми аномальної поведінки $\delta(\Delta n_a)$. Така поведінка $\delta(\Delta n_a)$ при переході від одного метастабільного стану до наступного пов'язана із зміною періодичності модульованої структури [17], а отже можливо із колективним рухом солітонної ґратки. Для підтвердження цих міркувань розглянемо феноменологічний опис динаміки модульованої структури.

II. Дискусія та обговорення результатів

У солітонному режимі в неспівмірній фазі під впливом енергії співмірності [11] (внаслідок зростання сили взаємодії надструктури з основною кристалічною решіткою) проходить деформація надструктури, так що ця система складається із доменів, де надструктура є співмірна з вихідною решіткою [11] (фаза $\Theta(x) = 2\pi n$, або $\varphi(x) = \frac{2\pi n}{M}$, де M і n - цілі числа). Ці співмірні просторові області є розділені відносно вузькими доменними стінками (Мак-Міллан назвав їх *discommensurations* - порушення співмірності).

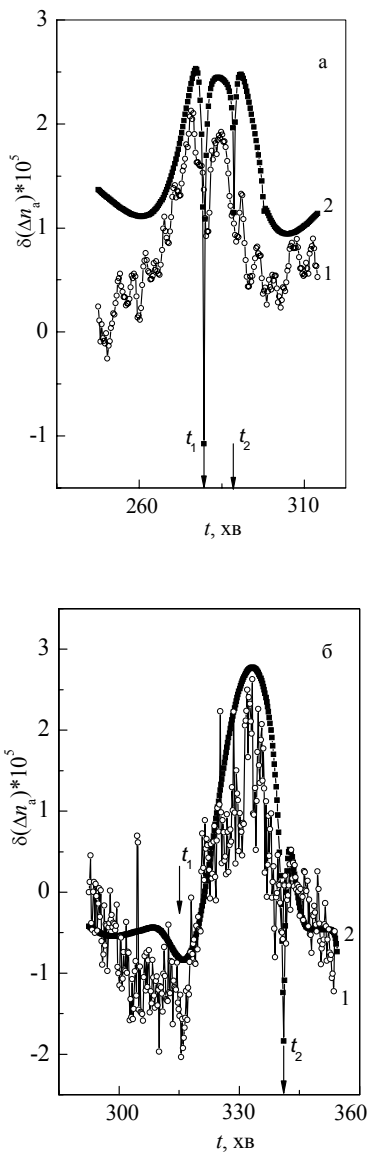


Рис. 2. Часова залежність приросту $\delta(\Delta n_a)$ в перехідному інтервалі $t_1 = 278 \div t_2 = 289$ (а); $t_1 = 315 \text{ хв} \div t_2 = 341 \text{ хв}$ (б), отримана з часової залежності $\delta(\Delta n_a)$ при $T_{\text{ст}} = 293 \text{ К}$ (1), і відповідні теоретичні криві (2), розраховані згідно виразу (7).

$$\text{Виходячи із рівності: } x - x_0 = \int_0^{\Theta} \frac{d\Theta}{(c - 2\xi \cos \Theta)^{1/2}}$$

[11], де $c \geq 2\xi$ - постійна інтегрування, ξ - константа співмірності [11], ці доменні стінки співпадають з статичними солітонами. Вони не виступають як елементи збурення [18]. Тобто ефекти співмірності [11], міняють саму структуру основного стану неспівмірної модуляції, так що в ній існує періодична решітка з статичних солітонів.

Розглянемо колективні збудження (фазони) в системі, які описуються вільною енергією

$$F = M^{-2} F_0 \int dx \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} - M \right)^2 - 2\xi (\cos \Theta - 1) \right] \text{ де } M = 2l,$$

$$Y = \frac{2\xi}{M^2}. \text{ Для цього потрібно додати у вище}$$

наведений підінтегральний вираз доданок $-\frac{1}{S^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2}$

(де S - швидкість фазона при відсутності ефектів співмірності). Умова екстремуму, має вигляд рівняння синус - Гордона для Θ :

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - \xi \sin \Theta = 0 \quad (1)$$

а за умови існування додаткового члена прийме тепер вигляд

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - \frac{1}{S^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial t^2} - \xi \sin \Theta = 0$$

Розв'язок такої системи шукають у вигляді:

$\Theta(x,t) = 2l\varphi$, де $\varphi = \varphi_0(x) + \psi(x,t)$, де $\varphi_0(x)$ - розв'язок статичного рівняння (1), а $\psi(x,t) = \varphi(x)e^{i\omega t}$ - мала добавка. Проводячи лінеаризацію по ψ , знаходимо, що ця величина описується "рівнянням Шредінгера"

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \xi \cos 2l\varphi_0(x)\varphi = \omega^2 \varphi \quad (2)$$

де роль потенціала відіграє величина $V(x) = \xi \cos \Theta_0(x)$. Згідно з (2) спектр колективних коливань такої системи складається з двох віток - акустичної і оптичної [11].

Для опису аномальної поведінки $\delta(\Delta n_a)$ на залежності $\delta(\Delta n_a) \sim f(t)$ розглянемо випадок, коли в перехідному часовому інтервалі існує хвиля густини дефектів, період якої рівний періоду попереднього метастабільного стану, і хвиля модуляції, яка відповідає новому метастабільному стану. Суперпозиція цих двох хвиль модуляції [10] і зумовлює появу хвилі модуляції з різницею значенням $q^* = q_1 - q_2$ яка за даними роботи [19] може спричинити появу аномальної поведінки двозаломлення. На підставі результатів [20] можна припустити, що в разі розгляду впливу дефектів на модульовану структуру, їх можна замінити в першому наближенні, впливом напруженості електричного поля на модульовану надструктуру. В перехідному часовому інтервалі періоди хвиль просторового розподілу густини дефектів і модульованої надструктури не збігаються, але є близькими, тобто $E_1 = bE_0 \cos(l_1\varphi_1)$ і $l_1 \neq l$.

У цьому випадку, за умови існування модуляції вигляді: вздовж осі z густину вільної енергії можна записати у

$$f(z, t) = f_0 - \alpha'_1 \rho^{2l} \cos(2l\varphi) + \frac{\delta \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2} a_1 b E_0 \rho^l \cos(l\varphi - l_1 \varphi_1) + \frac{1}{2} a_1 b E_0 \rho^l \cos(l\varphi + l_1 \varphi_1) + \frac{\mu \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \quad (3)$$

де $f_0 = \alpha \frac{\rho^2}{2} + \beta_1 \frac{\rho^4}{4}$, а α , β , a_1 , α'_1 - коефіцієнти розкладу. Для повнішого опису в термодинамічному потенціалі по аналогії з [21] додамо вираз $\frac{\delta \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2$ і вважатимемо цю величину потенціальною енергією. Таким же чином введемо кінетичну енергію

$$\frac{\mu \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2.$$

Оскільки у перехідному інтервалі проходить зміна періоду надструктури з часом, то для опису аномальної зміни двозаломлення розглянемо залежність φ у вигляді $\varphi_{z,t} = \varphi_0(z) + \psi(z,t)$ [21], де $\varphi_0 = \varphi_1$, $\psi(x,t)$ - описує просторову зміну фази параметра порядку з часом. З огляду на це термодинамічний потенціал (3) прийме вигляд:

$$f(z, t) = f_0 - \alpha'_1 \rho^{2l} \cos(2l(\varphi_1 + \psi)) + \frac{\delta \rho^2}{2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\delta \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 + \frac{\mu \rho^2}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} a_1 b E_0 \rho^l \cos(l\varphi - l_1 \varphi_1) \quad (4)$$

оскільки виразом $\frac{1}{2} a_1 b E_0 \rho^{l-2} \cos(l\varphi_1 + l_1 \varphi_1 + l\psi)$ можна знехтувати в силу його малості в порівнянні з останнім доданком виразу (4).

Рівноважний розподіл фази параметра порядку, яка залежить від часу, знаходимо з рівняння мінімізації даного функціонала:

$$\frac{\partial f(z, t)}{\partial \psi} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial f(z, t)}{\partial \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)} \right) = 0, \text{ оскільки } \varphi_0 = \text{const.}$$

З виразу (4) за умови постійності амплітуди параметра порядку, та $\varphi_0(z)$, оскільки φ_0 описує просторову зміну фази хвилі густини дефектів, отримуємо:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{l \alpha'_1 \rho^{2l-2} \sin(2l(\varphi_1 + \psi))}{\delta} - \frac{1}{4} \frac{a_1 b E_0 \rho^{l-2} l \sin(l\varphi_1 - l_1 \varphi_1 + l\psi)}{\delta}$$

Звідси залежність фази від координати z при переході між метастабільними станами запишемо:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 = \Theta - \frac{\alpha'_1 \rho^{2l-2} \cos(2l(\varphi_1 + \psi))}{\delta} + \frac{1}{2} \frac{a_1 b E_0 \rho^{l-2} l \cos(l\varphi_1 - l_1 \varphi_1 + l\psi)}{\delta} \quad (5)$$

Відтак:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \left[\Theta - 2 \alpha'_1 \rho^{2l-2} \cos(2l(\varphi_1 + \psi)) + \frac{1}{4} \frac{a_1 b E_0 \rho^{l-2} l \cos(l\varphi_1 - l_1 \varphi_1 + l\psi)}{\delta} \right]^{1/2} \quad (6)$$

де Θ - постійна інтегрування.

По аналогії з [22] у виразі (6) домінує член $\left[\frac{a_1 b E_0 \rho^{l-2} l \cos(l\varphi_1 - l_1 \varphi_1 + l\psi)}{\delta} \right]^{1/2}$, оскільки величина

косинуса є близькою до одиниці. Як показує опис оптичного двозаломлення [23], приріст $\delta(\Delta n)$ в перехідному інтервалі, при поширенні світла в напрямках перпендикулярних до осі модуляції є пропорційний до просторової зміни фази параметра

порядку, тобто в нашому випадку

$$\delta(\Delta n) \sim \frac{\partial \psi}{\partial z} \approx \left[\Theta + \frac{a_1 b E_0 \rho^{l-2} \cos(l\varphi_1 - l_1 \varphi_1 + l\psi)}{\delta} \right]^{1/2} \quad (7)$$

Проведені теоретичні розрахунки, згідно виразу (7), наведено на рис. 2 а, б. При розрахунку згідно з даними праці [22], використовувалась залежність $\psi(x,t) = U_q(x)e^{i\omega t}$, $U_q(x)$ - є функцією хвильового вектора q [21], $\rho = \text{const } a, b, E_0, \delta$ - сталі величини, l, l_1 - цілі натуральні числа, $\varphi_0 = \arctan(e^{a_2})$. Наведені на рис. 2. залежності $\delta(\Delta n_a) \sim f(t)$ свідчать про існування перехідного інтервалу в межах $278 \text{ хв} \div 289 \text{ хв}$; $315 \text{ хв} \div 341 \text{ хв}$ відповідно.

Отримана згідно виразу (7) теоретична крива відтворює аналогічну експериментальну залежність. Отже утворена хвиля модуляції з різницею значенням хвильового вектора описує аномальну поведінку $\delta(\Delta n_a) \sim f(t)$. Беручи до уваги результати роботи [24], що за умови, коли сила взаємодії між солітонами (F_s) є близькою до сили взаємодії солітон-дефект (F_d), сило-швидкісна залежність солітонної системи носить гістерезисний характер при переході від домішково домінуючої залежності, де спостерігається лінійна залежність швидкості від прикладеної сили, до домішково незалежного руху, де ця залежність є оберненою. Це свідчить, що хвиля суперпозиції характеризується зміною хвильового вектора хвилі модуляції, що підтверджує висновки праці [19].

За умови, коли сила взаємодії між солітонами наближається до сили взаємодії дефект-солітон неспівмірна надструктура переходить із солітонного режиму в стохастичний, що зумовлює появу хаотичної фази. Ця структура, згідно [25], складається з доменоподібних областей, тобто фрагментів співмірних структур з різними періодами.

Середній по всьому хаотичному ансамблю період може бути неспівмірний з періодом вихідної фази кристала. Виникаюча при цьому хаотична фаза характеризується хвильовим вектором, який є змінною величиною і описує колективний рух солітонної ґратки. В нашому випадку, при переході між метастабільними станами проходить зародження нової періодичності, і на цей процес впливає хвиля густини дефектів (хвиля деформації основної решітки кристала [10]). За рахунок утворення біля солітона надлишкової концентрації рухомих дефектів і домішок [24], та її асиметричності відносно положення солітона, відбувається нерівномірне зародження солітонів по кристалі, що приводить до розбиття кристала на доменні блоки з різними періодами [26].

Отже часова зміна двозаломлення при переході між метастабільними станами, зумовлена колективним рухом солітонної ґратки. Питання про енергетичну вигідність реалізації в перехідному інтервалі суперпозиції чи доменоподібної будови багатохвильових модульованих станів потребує подальших досліджень.

Свелеба С.А. – доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник;

Катеринчук І.М. – кандидат фізико-математичних наук, асистент;

Семотюк О.В. – інженер;

Куньо І.М. – аспірант;

Карпа І.В. – аспірант;

Панківський Ю.І. – кандидат фізико-математичних наук, асистент;

- [1] О.Г. Влох, И.И. Половинко, С.А. Свелеба. Проявление эффектов термической памяти в спектрах поглощения кристаллов $[N(CH_3)_4]_2CoCl_4$ // *ФТТ*, **31**(2), сс. 277-280 (1989).
- [2] F. Mogeon, G. Dolino, M. Vallade. Kinetic crossover from continuous to discontinuous behavior in the inc phase of quartz. // *Phys. Rev.Lett.*, **62**, pp. 179-182 (1989).
- [3] О.Г. Влох, И.И. Половинко, В.И. Мокрый, С.А. Свелеба. Двулучепреломление и пьезооптические свойства кристаллов $[N(CH_3)_4]_2FeCl_4$ // *УФЖ*, **35**(3), сс. 349-352 (1990).
- [4] В.А. Головки, А.П. Леванюк. Скачки симметрии при наличии “дьявольской лестницы” и их возможные проявления в макроскопических свойствах кристалла // *ФТТ*, **23**(10), сс. 3170-3177 (1981).
- [5] С.А. Свелеба, И.Н. Катеринчук, О.В. Семотюк, И.И. Половинко, Ю.М. Фургала, О.И. Фищыч. Взаимодействие волны плотности дефектов с модулированной структурой в кристаллах с несоизмерной фазой // *ЖЛС.*, **72**(5), сс. 632-639 (2005).
- [6] S. Sveleba, V. Kapustianik, I. Polovinko, M. Bublyk, V. Zhmurko. Behaviour of the optical indicatrix and small-angle light scattering in the case of “devil’s staircase” // *Phys.Stat.Sol.(b)*, **183**, pp 291-298 (1994).
- [7] M. Hiroyuki, K. Hiroyuki. Relaxation of the modulated structures near the lock in transition in K_2ZnCl_4 // *Jap.J.Appl.Phys.*, **24**(2), pp. 802-804 (1985).
- [8] I. Polovinko, S. Sveleba, V. Kapustianik, V. Zhmurko. Manifestation of amplitude and phase order parameter in the birefringence properties of TMA- $FeCl_4$ crystals // *Phys.Stat.Sol. (a)*, **135**, pp. 143-150 (1993).
- [9] B. Morosin, E. Lingafelter. The crystal structure of tetramethylammonium tetrachlorozincate and tetrachlorocobaltate // *Acta Crystallogr.*, **12**(8), pp. 611-612 (1959).
- [10] Б.Ш. Багаутдинов, И.М. Шмытько. Дифракционные свидетельства образования волн плотности дефектов в несоизмерных модулированных структурах // *Письма в ЖЭТФ*, **59**(3), сс. 171-174 (1994).
- [11] Л.Н. Булаевський, Д.И. Холмский. Эффекты соизмеримости и коллективные возбуждения в системах с волнами зарядовой плотности // *Письма в ЖЭТФ*, **74**(5), сс. 1863-1870 (1978).

- [12] І. Половинко, О. Рузак, С. Свелеба, І. Катеринчук, О. Семотюк, О. Фіщич. Автоматизація температурних досліджень приросту оптичного двопронезаломлення методом Сенармона // *Вісник Львів ун-ту Серія фізична.*, **35**, сс. 48-53 (2002).
- [13] І. Куньо, І. Карпа, С. Свелеба, І. Катеринчук, О. Семотюк, О. Фіщич, Ю. Панківський. Поворот оптичної індикатриси в неспівмірній фазі кристалів $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]_2\text{ZnCl}_4$ // *Вісник Львівського Університету. Серія фізична.*, **40**, сс. 42-48 (2007).
- [14] G. Dolino, F. Mogeon, V. Soula. Optical studies of the incommensurate phase of quartz // *Phase Transitions.*, **36**, pp. 129-144 (1991).
- [15] Б.Ш. Багаутдинов, М.С. Новиковаю. Структурные аспекты диэлектрической аномалии при 161К в кристаллах $\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ // *ФТТ*, **44**(12), сс. 2189-2192 (2002).
- [16] К.С. Александров, Б.В. Безносиков. *Структурные фазовые переходы в кристаллах (семейство сульфата калия)*. Новосибирск: ВО «Наука», 287 с. (1993).
- [17] [O.G. Vlokh, I.I. Polovinko, S.A. Sveleba, V.S. Zhmurko, V.B. Kapustianik. Manifestation of interaction of incommensurate modulated structure with defects in the birefringence properties of $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]_2\text{FeCl}_4$ crystals. // *Ferroelectrics*, **131**, pp. 137-143 (1992).
- [18] И.О. Кулик, И.К. Янсон. *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих тунельных структурах*. «Наука», Москва, 592 с. (1970).
- [19] S. Sveleba, O. Semotyuk, I. Katerynychuk, Yu. Furgala and Yu. Pankivskiy. The Stochastic Mode of the Modulated Structure in $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]_2\text{MeCl}_4$ Dielectric Crystals // *Acta Physica polonica A*, **109**(6), pp. 695-700 (2006).
- [20] I. Polovinko, S. Sveleba, M. Bublyk, V. Kapustianik. *3rd Intern. Semp. On Domain Structure of Ferroelectrics and Related Materials, Zakopane, Sept. 6-9 1994*, Wroclaw: Wroclaw University, pp. 4-6 (1994).
- [21] A.L. Fetter, M.J. Stephen. Fluctuations in a Josephson Junction. // *Phys. Rev.*, **168**(2), pp. 475-480 (1968).
- [22] С.А. Свелеба, І.М. Катеринчук, О.В. Семотюк, І.М. Куньо. Взаємодія модульованої структури з дефектами у кристалах з несумірною фазою // *Журнал фізичних досліджень*, **9**(1), сс. 334-350 (2005).
- [23] S.A. Sveleba, I.I. Polovinko, V.S. Zhmurko, Yu.I. Pankivsky. Manifestation of coexistence of the long – periodic phase with the incommensurate phase // *Acta Phys.Polonica (A)*, **96**(3, 4), pp. 437-444 (1999).
- [24] D.J. Srolovitz, R. Eykholt, D.M. Barnett, J.P. Hirth. Moving discommensurations interacting with diffusing impurities // *Phys. Rev. B.*, **35**(12), pp. 6107-6121 (1987).
- [25] Ю.А. Изюмов, В.М. Сыромятникова. *Фазовые переходы и симметрия кристаллов*. «Наука», Москва, 248 с. (1984).
- [26] K. Tsuda, N. Yamamoto, K. Yagi. Electron microscope study on commensurate-incommensurate phase transition of Rb_2ZnCl_4 crystals. // *J.Phys.Soc.Jpn.*, **57**(6), pp. 2057-2068 (1988).

S. Sveleba¹, I. Katerynychuk¹, I. Karpa¹, I. Kunyo¹, O. Semotyuk¹, Yu. Pankivskiy²

The Relaxations the Incommensurate Phase Transition in the $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]_2\text{CuCl}_4$

¹Lviv National Ivan Franko University, Department of Non-Linear Optics, Tarnavskogo st. 107, Lviv, UA79008. E-mail: kno@electronics.wups.lviv.ua.lviv.ua

²National University of Forestry of Ukraine, Department of Ecology, O.Kobylyanskoi st. 1, Lviv, UA-79005.

The time dependencies of optical birefringence and residual intensity at constant temperature has been studied in the incommensurate phase of $[\text{N}(\text{CH}_3)_4]_2\text{CuCl}_4$ crystals. It has been set, that when the defect-soliton interaction force approaches soliton-soliton interaction force, the time behavior of birefringence at the transition between metastable states is caused by the collective motion of soliton lattice.