

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЧАСТИЦ С КОНДЕНСИРОВАННЫМ ВЕЩЕСТВОМ**

PACS numbers: 61.05.cc, 61.05.cp, 61.72.Dd, 61.72.jd, 61.72.Nn, 61.72.Qq, 68.55.Ln

### **Дисперсійна (фазова) природа структурної чутливості та інформативності трикристальної дифрактометрії дефектів і деформацій в йонно-імплантованих плівках**

О. С. Скакунова, С. Й. Оліховський, В. Б. Молодкін, Є. Г. Лень,  
Є. М. Кисловський, О. В. Решетник, Т. П. Владімірова, Є. В. Кочелаб,  
В. В. Лізунов, С. В. Лізунова, В. Л. Маківська, М. Г. Толмачов,  
Л. М. Скапа, Я. В. Василик, К. В. Фузік

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадського, 36,  
03680, МСП, Київ, Україна*

З використанням раніше відкритого авторами явища дисперсійної (фазової) структурної чутливості картини багаторазового розсіяння створено теоретичні й експериментальні основи трикристальної динамічної дифрактометрії багат шарових кристалічних систем з неоднорідно розподіленими мікродефектами та макродеформацією. Враховано динамічний характер когерентного і дифузного розсіяння від дефектів у всіх шарах системи, а також багаторазовість розсіяння між шарами.

С использованием ранее открытого авторами явления дисперсионной (фазовой) структурной чувствительности картины многократного рассеяния созданы теоретические и экспериментальные основы трёхкристальной динамической дифрактометрии многослойных кристаллических систем с неоднородно распределёнными микродефектами и макродеформацией. Учтены динамический характер когерентного и диффузного рассеяния от дефектов во всех слоях системы, а также многократность рассеяния между слоями.

With using the previously discovered by authors phenomenon of dispersion (phase) structural sensitivity of multiple-scattering patterns, the theoretical and experimental bases of the triple-crystal dynamical diffractometry of multi-layer crystalline systems with inhomogeneous strain and randomly distributed defects are created. The dynamical character of both coherent and diffuse scattering from defects in all the layers of the system as well as the multiple scattering between layers are taken into account.

**Ключові слова:** динамічна теорія дифракції, дифузне розсіяння, профіль

деформації, структурні дефекти, йонна імплантація, гранат.

(Отримано 26 грудня 2014 р.)

## 1. ВСТУП

У зв'язку з розвитком сучасних методів вирощування майже досконалих кристалів і багат шарових кристалічних систем, а також технологій впливу на їх фізичні властивості шляхом керованого внесення різного роду структурних дефектів, особливої актуальності набула проблема вдосконалення високороздільних рентгенівських дифракційних методів, які широко використовуються для неруйнівних досліджень і контролю структурної досконалості таких кристалів і систем [1–6]. Це удосконалення пов'язане в першу чергу з розвитком теоретичної бази цих методів, зокрема, трикристалної рентгенівської дифрактометрії, яка уможливорює одержати найбільшу кількість інформації про дефектну структуру кристалу завдяки можливості картографування у просторі оберненої ґратниці розподілу когерентної і дифузної складових дифрагованої інтенсивності.

Однак в більшості робіт з використанням цього методу не виходять за рамки якісного аналізу карт розподілу дифрагованої інтенсивності у просторі оберненої ґратниці, причому обмежуються тільки аналізом її дифузної складової на основі кінематичної теорії розсіяння [7–10]. В той же час відомо, що при розгляді дифракційних картин на основі динамічної теорії їх когерентна складова, на відміну від кінематичного підходу, є не менш чутливою до параметрів дефектів, ніж дифузна складова за рахунок відкритого дисперсійного (фазового) механізму впливу дефектів на картину багаторазового розсіяння [11–19].

Епітаксійні плівки залізо-ітріювого гранату (ЗІГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$  на підкладці гадоліній-галійового гранату (ГГГ)  $Gd_3Ga_5O_{12}$  широко застосовуються у різних областях науки і техніки. Ця плівкова система використовується для створення сенсорних пристроїв візуалізації просторового розподілу неоднорідних магнетних полів і надвисокочастотних пристроїв у техніці зв'язку, у пристроях для запису і накопичення інформації в обчислювальній техніці і в планарних хвилевідних структурах оптичних ліній зв'язку і т.д. [20–25]. Такий широкий спектр практичних застосувань, а також велика кількість сучасних фундаментальних наукових досліджень структури і фізичних властивостей плівок ЗІГ (див., наприклад, [26–31]), обумовлюється багатством і часто унікальністю їх фізичних властивостей, зокрема, магнетних, електричних, оптичних і магнетооптичних, які визначаються особливостями їх структури.

Метою даної роботи є подальший розвиток теоретичної та експериментальної бази сучасної високороздільної дифракційної картог-

рафії реальних монокристалів, плівкових та багатошарових систем з використанням результатів узагальненої статистичної динамічної теорії дифракції рентгенівських променів у недосконалих кристалах [32–36] та відкритого на її основі явища дисперсійної (фазової) структурної чутливості динамічної картини розсіяння, яке у порівнянні з відомими традиційними сучасними методами, що використовуються у світі сьогодні, на багато порядків величини підвищило чутливість діагностики та забезпечило вирішення проблеми однозначної багатопараметричної діагностики [18, 19, 37, 38]. В рамках цього підходу буде враховано наявність в таких системах не тільки різних структурних дефектів, але і можливість існування їх неоднорідних просторових розподілів з відповідними неоднорідними деформаціями кристалічної ґратниці.

Запропонований метод вирішення оберненої задачі структурної діагностики таких багатопараметричних систем можна буде застосовувати для моделювання впливу характеристик мікродефектів у плівці ЗП та підкладці ПП, а також параметрів профілю макроскопічної деформації в такого роду плівкових системах на вигляд розподілів когерентної і дифузної складових вимірюваних мап оберненого простору.

В розділах 2 і 3 наведено аналітичні вирази для розрахунку відповідно когерентної та дифузної компонент мап оберненого простору, які вимірюються з допомогою трикристального дифрактометра (ТКД) від недосконалої багатошарової кристалічної системи з однорідно розподіленими дефектами у кожному шарі для випадку геометрії дифракції за Бреґгом. В розділі 4 описано деякі можливі спрощення при проведенні чисельного моделювання мап оберненого простору, які вимірюються на типовому ТКД у випадку геометрії дифракції за Бреґгом.

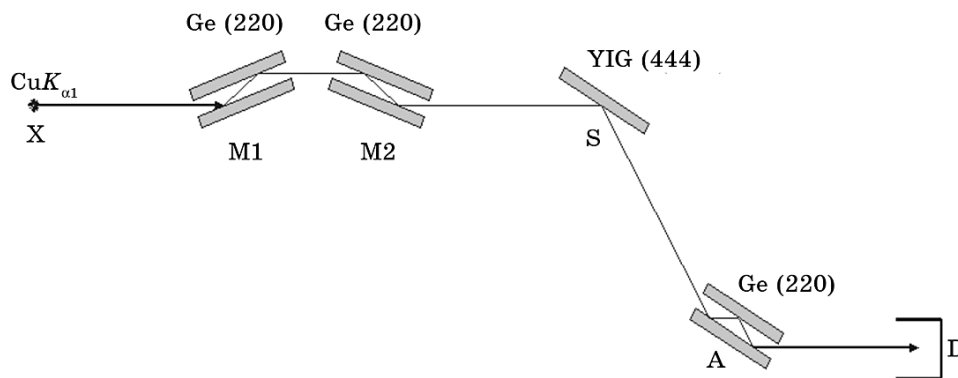
## 2. КОГЕРЕНТНЕ РОЗСІЯННЯ

Інтенсивність дифрагованого рентгенівського випромінення, що реєструється ТКД від досліджуваного кристалу з хаотично розподіленими дефектами, може бути представлена у вигляді суми когерентної ( $I_{\text{coh}}$ ) і дифузної ( $I_{\text{diff}}$ ) компонент [39–42]:

$$I(\Delta\theta, \Delta\theta') = I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta') + I_{\text{diff}}(\Delta\theta, \Delta\theta'), \quad (1)$$

де кути  $\Delta\theta$  і  $\Delta\theta'$  задають відхили кристалів зразка і аналізатора відповідно від їх точних відбивальних положень.

При типовому застосуванні квазібездисперсійної схеми ТКД ( $n, -m, n$ ) з геометрією дифракції за Бреґгом на всіх кристалах використовуваної рентгенооптичної схеми (рис. 1) когерентну компоненту вимірюваної інтенсивності можна записати у вигляді трира-



**Рис. 1.** Схема типового високороздільного ТКД: X — Рентгенова трубка, M1 і M2 — циліндрні монохроматори, S — зразок, D — детектор, A — циліндрний аналізатор, D — детектор.

зової згортки [39–42]:

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta') = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} d\lambda I(\lambda) \int_{-\varphi_m}^{\varphi_m} d\varphi \int_{-x_m}^{x_m} dx G(x, \varphi) R_M(b_M^{-1}[b_S^{-1}(x - \Delta\theta) - \Delta\theta - \Phi_1]) \times \quad (2)$$

$$\times R_{\text{coh}}(b_S^{-1}(x - \Delta\theta) - \Phi_2) R_A(x - \Delta\theta' - \Phi_3),$$

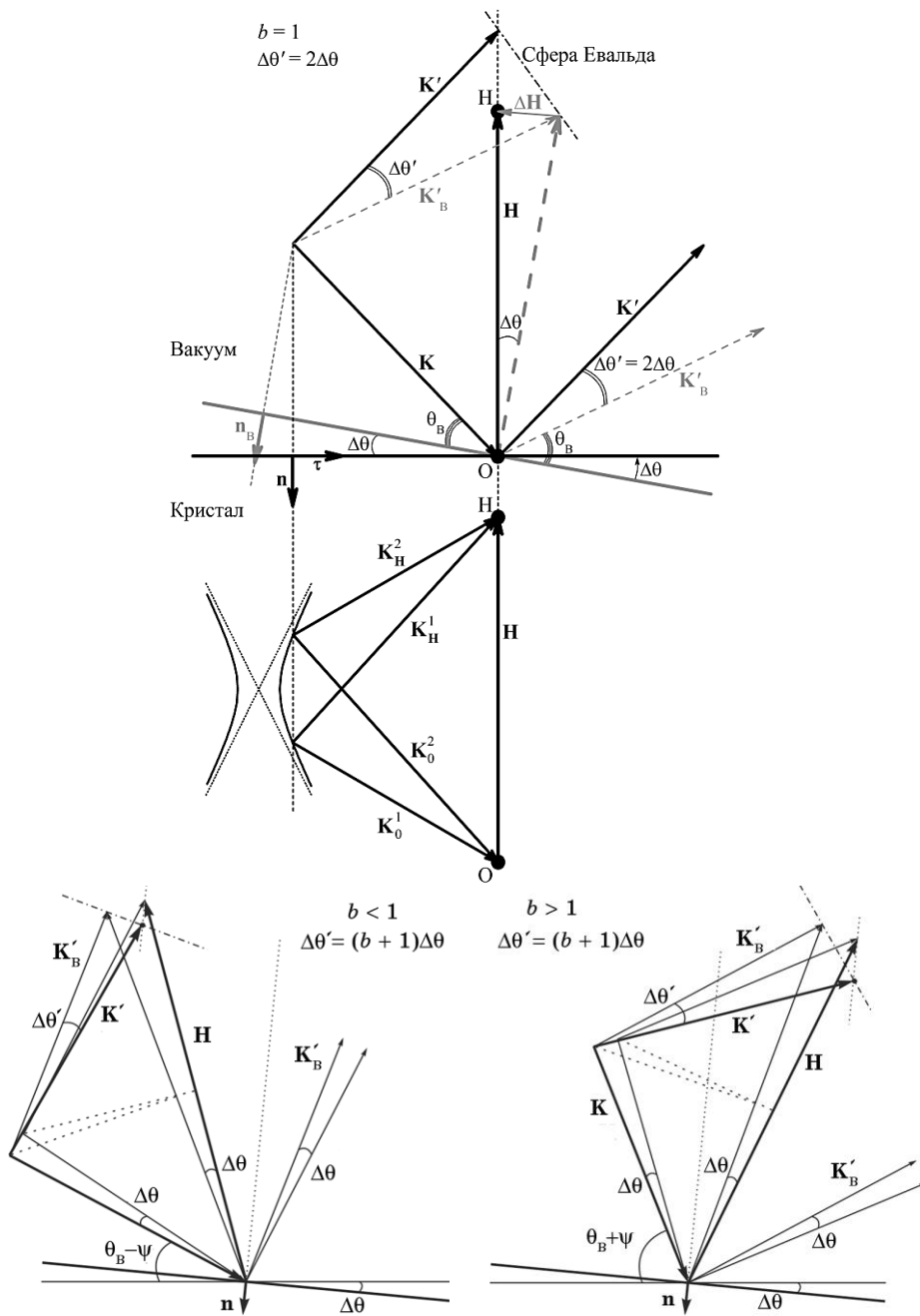
де  $I(\lambda)$  — інтенсивність падаючого на монохроматор випромінення рентгенівських променів,  $x$  — відхилення хвильового вектора дифрагованої у досліджуваному кристалі когерентної пласкої хвилі від точної Бреггової умови відносно кристалу аналізатора (див. рис. 2),  $G(x, \varphi)$  — функція кутового розподілу інтенсивності падаючого пучка,  $R_M$  і  $R_A$  — коефіцієнти відбивання відповідно монохроматора і аналізатора,  $b_M$  і  $b_S$  — параметри асиметрії монохроматора і досліджуваного кристалу. Функція  $I(\lambda)$  описує форму лінії характеристичного рентгенівського випромінення з довжиною хвилі  $\lambda_0$ :

$$I(\lambda) = I_0 / [1 + 4(\lambda - \lambda_0)^2 / w_\lambda^2],$$

де  $w_\lambda$  — ширина лінії,  $2\Delta\lambda$ ,  $2\varphi_m$  і  $2x_m$  — діапазони інтегрування відповідно по довжині хвилі випромінення, вертикальній і горизонтальній розбіжностях падаючого пучка рентгенівських променів. У виразі (2) використано також позначення:

$$\Phi_i = \left( \frac{1}{2} \varphi^2 + \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right) \text{tg} \theta_B^i,$$

де  $\theta_B^i$  — Бреггів кут  $i$ -го кристалу рентгенооптичної схеми (1 — монохроматора, 2 — досліджуваного кристалу, 3 — аналізатора).



**Рис. 2.** Схема відхилів  $\Delta\theta$  і  $\Delta\theta'$  від точних Бреггівих положень хвильових векторів відповідно падаючої ( $\mathbf{K}$ ) і когерентно розсіяної ( $\mathbf{K}'$ ) плоских хвиль у вакуумі в умовах симетричної та асиметричних дифракції за Бреггом.

Функція  $R_{\text{coh}}$  є коефіцієнтом відбивання досліджуваного кристалу. У даному випадку це система «плівка ЗІІ на підкладці ГІІ», яка зі структурної точки зору характеризується наявністю ростових дефектів в об'ємах плівки та підкладки, а також неоднорідних деформацій у поверхневому та перехідному шарах. В дещо спрощеному вигляді її можна представити як багатошарову кристалічну систему з постійною деформацією в кожному з шарів. Для опису дифракції рентгенівських променів у такій системі можна скористатися результатами узагальненої динамічної теорії розсіяння в недосконалих монокристалах з хаотично розподіленими дефектами [32–36] з врахуванням і аналізом переваг, обумовлених встановленим новим механізмом прояву дефектів у законах дисперсії.

Якщо товщина багатошарової недосконалої кристалічної системи, яка складається з  $M$  шарів із сумарною товщиною  $d$  на підкладці, або довжина шляху променя у системі більші за екстинкційну довжину, то для коректного знаходження когерентної компоненти амплітудного коефіцієнта відбивання всієї системи треба скористатися рекурентними співвідношеннями між амплітудними коефіцієнтами відбиття сусідніх шарів в рамках динамічної теорії [36]:

$$R_j = \frac{r_j + R_{j-1}(t_j^2 - \zeta_j r_j^2)}{1 - \zeta_j r_j R_{j-1}}, \quad (3)$$

де  $r_j$  і  $t_j$  — когерентні амплітудні коефіцієнти відбивання і пропускання ізольованого  $j$ -го шару з вектором дифракції  $\mathbf{H}_j$ :

$$r_j = \sqrt{\zeta_j} \left[ y_j + i \sqrt{y_j^2 - 1} \operatorname{ctg}(A_j \sqrt{y_j^2 - 1}) \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$\zeta_j = (CE_j \chi_{\mathbf{H}_j} + \Delta \chi_{\mathbf{H}_j}) (CE_j \chi_{-\mathbf{H}_j} + \Delta \chi_{-\mathbf{H}_j})^{-1},$$

$$t_j = \sqrt{e_j} \left[ \cos(A_j \sqrt{y_j^2 - 1}) - i \frac{y_j}{\sqrt{y_j^2 - 1}} \sin(A_j \sqrt{y_j^2 - 1}) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$e_j = \exp \left[ -iK(\chi_{0j} + \Delta \chi_{00j}) d_j / \gamma_0 - 2iA_j y_j \right]. \quad (6)$$

Вище використано також позначення  $K = 2\pi/\lambda$  — модуль хвильового вектора  $\mathbf{K}$  падаючої на кристал пласкої хвилі,  $\lambda$  — довжина хвилі Рентгенового випромінювання,  $A_j = \pi d_j / \Lambda_j$ ,  $d_j$  — товщина  $j$ -го шару, а екстинкційна довжина означена як

$$\Lambda_j = \lambda \sqrt{\gamma_0 |\gamma_H|} / \sigma_j, \quad \sigma_j^2 = (CE_j \chi_{\mathbf{H}_j} + \Delta \chi_{\mathbf{H}_j}) (CE_j \chi_{-\mathbf{H}_j} + \Delta \chi_{-\mathbf{H}_j}), \quad (7)$$

де  $C$  — поляризаційний множник, який набуває значень 1 або  $\cos(2\theta_B)$  відповідно для  $\sigma$  і  $\pi$  поляризації,  $\theta_B$  — Бреггів кут,  $\chi_{0j}$  і

$\chi_{\pm\mathbf{H}j}$  — Фур'є-компоненти поляризованості кристалу,  $\Delta\chi_{00j}$ ,  $\Delta\chi_{0\mathbf{H}j}$  і  $\Delta\chi_{\mathbf{H}0j}$  — дисперсійні поправки, зумовлені дифузним розсіянням (ДР) від дефектів,  $E = \exp(-L_{\mathbf{H}})$  — статичний фактор Кривоглаза–Дебая–Валлера, індекс  $j$  означає належність величини до  $j$ -го шару.

У виразах (4)–(6) нормований кутовий відхил кристалу, що визначається відхилом  $\Delta\mathbf{H}$  вектора оберненої ґратниці  $\mathbf{H}$  підкладки від точного Бреґґового положення і відхилом  $\Delta\mathbf{H}_j$  вектора оберненої ґратниці  $\mathbf{H}_j = \mathbf{H} + \Delta\mathbf{H} + \Delta\mathbf{H}_j$  у  $j$ -му шарі від  $\mathbf{H}$ , означено наступним чином:

$$y_j = (\alpha_j - \alpha_{0j})\sqrt{b} / \sigma_j, \quad (8)$$

$$\alpha_j = (\mathbf{K}_j + \mathbf{H}_j)(\Delta\mathbf{H} + \Delta\mathbf{H}_j) / K_j^2 \approx -(\Delta\theta + \Delta\theta_s^j) \sin(2\theta_B), \quad (9)$$

$$\alpha_{0j} = [\chi_{0j} + \Delta\chi_{\mathbf{H}\mathbf{H}j} + (\chi_{0j} + \Delta\chi_{00j}) / b] / 2, \quad (10)$$

$$\Delta\theta_s^j = (\varepsilon_{\perp}^j \cos^2 \psi + \varepsilon_{\parallel}^j \sin^2 \psi) \operatorname{tg} \theta_B + \operatorname{sgn}(1 - b)(\varepsilon_{\perp}^j - \varepsilon_{\parallel}^j) \sin \psi \cos \psi, \quad (11)$$

де  $\Delta\theta = \Delta H / H$  — кутовий відхил досліджуваного кристалу від точного Бреґґового положення,  $b = \gamma_0 |\gamma_{\mathbf{H}}|^{-1}$  — параметр асиметрії дифракції,  $\gamma_0 = \sin(\theta_B - \psi)$  і  $\gamma_{\mathbf{H}} = \sin(\theta_B + \psi)$  — направляючі косинуси відносно внутрішньої нормалі  $\mathbf{n}$  до вхідної поверхні кристалу відповідно падаючого та дифрагованого пучків Рентгенових променів,  $\psi$  — кут між поверхнею і відбивальними площинами кристалу,  $\varepsilon_{\perp}^j$  і  $\varepsilon_{\parallel}^j$  — нормальна і тангенціальна деформації в  $j$ -му шарі.

Когерентна компонента відбивної здатності багат шарової кристалічної системи, яка складається з  $M$  шарів і містить випадково розподілені дефекти, знаходиться згідно виразу:

$$R_{\text{coh}}(\Delta\theta) = |R_M(\Delta\theta)|^2, \quad (12)$$

де  $R_M(\Delta\theta)$  обчислюється з допомогою рекурентного співвідношення (3) через амплітудний коефіцієнт відбивання підкладки. Якщо підкладка товста ( $\mu_0 d_0 \gg 1$ ,  $\mu_0$  — коефіцієнт фотоелектричного поглинання в підкладці), то її амплітудний коефіцієнт відбивання у відповідності з формулою (10) має вигляд:

$$R_0(\Delta\theta) \approx \zeta^{1/2} \left[ y_0 - \operatorname{sgn}(y_{0r} y_{0i}) \sqrt{y_0^2 - 1} \right], \quad (13)$$

де величини  $y_{0r} = \operatorname{Re} y_0$  та  $y_{0i} = \operatorname{Im} y_0$  позначають відповідно дійсну і уявну частини нормованого кутового відхилу підкладки  $y$  від точного бреґівського положення.

Таким чином, формули (1)–(13) враховують дію дисперсійного механізму впливу дефектів на картину багаторазового розсіяння аналітично та дозволяють контролювати та керувати цим процесом

на практиці.

### 3. ДИФУЗНЕ РОЗСІЯННЯ

Окрім «сильних» Бреґгових хвиль всередині кристалу завдяки розсіянню останніх на флуктуаційних полях статичних зміщень атомів утворюються дифузно розсіяні хвилі, для яких відповідна компонента диференційного коефіцієнта відбивання багат шарової системи має вигляд [36]:

$$r_{\text{diff}}(\mathbf{\kappa}) = \sum_{j=0}^M F_{\text{ext}}^j F_{\text{abs}}^j r_{\text{diff}}^j(\mathbf{\kappa}), \quad (14)$$

де  $\mathbf{\kappa} = k_x \mathbf{e}_x + k_z \mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_x$  і  $\mathbf{e}_z$  — орти в площині розсіяння,  $\mathbf{e}_z$  — внутрішня нормаль до вхідної поверхні кристалу ( $j=0$  відповідає підкладці).

Фотоелектричне поглинання і поглинання внаслідок ДР у шарах, що передують  $j$ -му шару, описуються у виразі (14) множником поглинання:

$$F_{\text{abs}}^j = \prod_{i=j+1}^M e^{-\mu_i d_i}, \quad \mu_j = (\mu_0^j + \mu_{\text{ds}}^j)(1/\gamma_0 + 1/\gamma_{\text{H}})/2, \quad (15)$$

де  $\mu_0^j$  — коефіцієнт фотоелектричного поглинання в  $j$ -му шарі,  $\mu_{\text{ds}}^j$  — коефіцієнт поглинання внаслідок ДР в  $j$ -му шарі. Коефіцієнт поглинання внаслідок ДР в  $j$ -му шарі у випадку наявності в цьому шарі кількох типів випадково розподілених дефектів і при відсутності кореляції між ними описується законом суперпозиції [36]:

$$\mu_{\text{ds}}^j(k_0) = \sum_{\alpha} \mu_{\text{ds}}^{j\alpha}(k_0), \quad (16)$$

де  $\mu_{\text{ds}}^{j\alpha}(k_0)$  — коефіцієнт поглинання внаслідок ДР для дефектів типу  $\alpha$ ,  $k_0 = K\Delta\theta \sin(2\theta_{\text{B}})$ .

Вплив перерозподілу інтенсивності між прямою і дифрагрованою когерентними хвилями в  $j$ -му шарі описується множниками екстинкції:

$$F_{\text{ext}}^0 = |1 - c_0^{\delta}|^2, \quad F_{\text{ext}}^j = \left| \frac{c_j^{\delta'}}{c_j^1 - c_j^2} (1 - c_j^{\delta}) \right|^2, \quad j = \overline{1, M}, \quad (17)$$

$$c_j^{\delta} = (\zeta_j b)^{1/2} [y_j + (-1)^{\delta} \sqrt{y_j^2 - 1}], \quad (18)$$

де індекс  $\delta$  приймає значення 1 або 2 в залежності від знака  $y_{jr} = \text{Re} y_j$ , тобто позначає хвильове поле, яке зберігається в тонкому шарі при  $d_j/\Lambda_{jr} \ll 1$  ( $\Lambda_{jr} = \text{Re} \Lambda_j$ ) або в товстій підкладці при  $\mu_0 d_0 \gg 1$ . Слід відмітити, що формули (16)–(18) враховують ефекти, що обу-



мовлені дією дисперсійного механізму.

При застосуванні квазибездисперсійної схеми ТКД  $(n, -m, n)$  з геометрією дифракції за Бреггом на всіх кристалах використовуваної рентгенооптичної схеми дифузну компоненту вимірюваної інтенсивності можна записати у вигляді подвійної згортки [39, 41]:

$$I_{\text{diff}}(\Delta\theta, \Delta\theta') = I_0 \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} d\lambda I(\lambda) \int_{-\varphi_m}^{\varphi_m} d\varphi \int_{-x_m}^{x_m} dx G(x, \varphi) \times \quad (19)$$

$$\times R_M(x - \Phi_1) \int_{-\infty}^{\infty} dx' r_{\text{diff}}(\kappa) R_A(x' - \Delta\theta' - \Phi_3).$$

Функція  $r_{\text{diff}}$  в (19) являє собою проінтегровану за вертикальною розбіжністю дифузну компоненту диференціального коефіцієнта відбивання:

$$r_{\text{diff}}(\kappa) = \frac{1}{K} \int dk_y R_D(\mathbf{k}).$$

Компоненти  $k_x$  і  $k_z$  вектора  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$  лежать в площині когерентного розсіяння  $(\mathbf{K}, \mathbf{H})$ , компонента  $k_z$  направлена вздовж нормалі  $\mathbf{n}$  до вхідної поверхні кристалу, а компоненти  $k_x$  і  $k_y = K\varphi$  лежать на поверхні кристалу. Вектор  $\mathbf{k}$  описує відхилення хвильового вектора  $\mathbf{K}'$  дифузної розсіяної хвилі в оберненому просторі від вузла оберненої ґратниці  $\mathbf{H}$ . Вектор  $\kappa = k_x \mathbf{e}_x + k_z \mathbf{e}_z$  описує відхил цього вектора в площині дифракції від вузла оберненої ґратниці  $\mathbf{H}$ , а його компоненти  $k_x$  і  $k_z$  зв'язані лінійними співвідношеннями з кутовими відхиленнями хвильових векторів падаючого ( $x$ ) і розсіяного ( $x'$ ) променів від точних Бреггових напрямків у площині розсіяння. В асиметричному випадку дифракції за Бреггом на зразку ці співвідношення мають вигляд:

$$\begin{cases} k_x = -K[(x + x' - \Phi_1 - \Phi_3) \sin(\theta_B + \psi) - 2(\Delta\theta + x - \Phi_1) \sin \theta_B \cos \psi], \\ k_z = -K[(x + x' - \Phi_1 - \Phi_3) \cos(\theta_B + \psi) + 2(\Delta\theta + x - \Phi_1) \sin \theta_B \sin \psi]. \end{cases} \quad (20)$$

Якщо півширина функції  $r_{\text{diff}}$  у виразі (19) набагато більша півширин коефіцієнтів відбивання  $R_M$  і  $R_A$ , то тоді можна знехтувати дисперсійними ефектами та замінити ці коефіцієнти відбивання  $\delta$ -функціями, помноженими на відповідні інтегральні інтенсивності  $R_{iM}$  і  $R_{iA}$ . У цьому випадку можна користуватись наближеним виразом:

$$I_{\text{diff}}(\Delta\theta, \Delta\theta') \approx I_0 R_{iM} R_{iA} r_{\text{diff}}(k_x, k_z). \quad (21)$$

Функція  $r_{\text{diff}}^j(\kappa)$  у виразі (14) для області Хуаневого розсіяння ( $\kappa_j \leq k_j^m$ ) дається тоді наступним виразом:

$$r_{\text{diff}}^j(\kappa_j) = M_j [A_{\text{H}}(\kappa_j) + A_{\text{S-w}}(\kappa_j) + A_{\text{a}}(\kappa_j)], \quad (22)$$

$$A_{\text{H}}(\kappa_j) = \frac{K}{\pi\sqrt{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2}} \left( 2\beta_{1j} + \beta_{2j} \frac{(\mathbf{H}_j^0 \kappa_j)^2}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2} \right) \text{arctg} \frac{\sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2},$$

$$A_{\text{S-w}}(\kappa_j) = \frac{K}{\pi\sqrt{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2}} \left( \beta_{1j} + \frac{3}{4} \beta_{2j} \frac{(\mathbf{H}_j^0 \kappa_j)^2}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2} \right) \left[ \left( \frac{\pi}{2} - \text{arctg} \frac{\sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\sqrt{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2}} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{k_j^{m2}}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2} - \frac{\sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\sqrt{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2}} \right] + \beta_{2j} \frac{K}{2\pi} \frac{(\mathbf{H}_j^0 \kappa_j)^2}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2} \frac{\sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\sqrt{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2}},$$

$$A_{\text{a}}(\kappa_j) = \frac{K}{\pi H_j} \beta_{3j} \left[ \ln \frac{\sqrt{k_j^{m2} + \mu_{ij}^2} + \sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\sqrt{k_j^{m2} + \mu_{ij}^2} - \sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}} + \frac{2k_j^{m2}}{k_j^{m2} + \mu_{ij}^2} \left( 1 - \frac{\sqrt{k_j^{m2} - \kappa_j^2}}{\sqrt{k_j^{m2} + \mu_{ij}^2}} \right) \right],$$

$$\beta_{ij} = B_{ij} / B_j, \quad i = \overline{1, 3}.$$

В області розсіяння Стокса–Вільсона ( $\kappa_j \geq k_j^m$ ) функція  $r_{\text{diff}}^j(\kappa)$  має вигляд:

$$r_{\text{diff}}^j(\kappa_j) = M_j B_{\text{S-w}}(\kappa_j), \quad (23)$$

$$B_{\text{S-w}}(\kappa_j) = \frac{K k_j^{m2}}{2(\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2)^{3/2}} \left( \beta_{1j} + \frac{3}{2} \beta_{2j} \frac{(\mathbf{H}_j^0 \kappa_j)^2}{\kappa_j^2 + \mu_{ij}^2} \right),$$

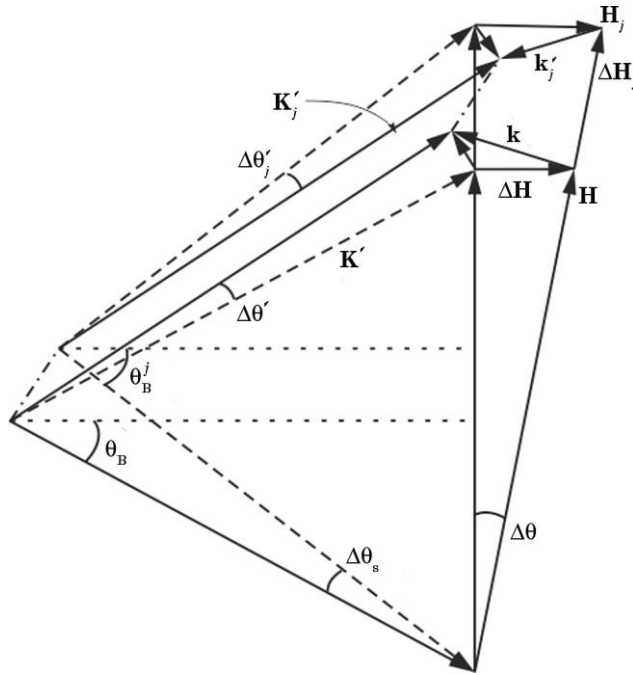
$$M_j = c_j m_{0j} C^2 E_j^2 B_j \gamma_0^{-1} p(d_j), \quad m_{0j} = \frac{\pi}{4} v_c (H_j |\chi_{\text{H}_j}| / \lambda)^2,$$

$$p(d_j) = \frac{1 - \exp(-2\mu_{ij} d_j)}{2\mu_{ij}},$$

де  $\mathbf{H}_j^0 = \mathbf{H}_j / H_j$  — одиничний вектор, причому для підкладки  $\mathbf{H}_0^0 \kappa = k_x \sin \psi + k_z \cos \psi$ , а вектор  $\kappa_j = \kappa + \Delta \mathbf{H}_j$  з  $\Delta \mathbf{H}_j = \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_j$  описує відхил хвильового вектора  $\mathbf{K}'_j$  дифузно розсіяної хвилі в оберненому просторі від вузла оберненої ґратниці  $\mathbf{H}_j$  у  $j$ -му шарі (див. рис. 3).

Константи  $B_{1j}$  і  $B_{2j}$  відрізняються для різних типів мікрodefектів [43], причому припускається, що в кожному  $j$ -ому шарі та в підкладці ( $j = 0$ ) характеристики мікрodefектів можуть бути різними. Далі наведено вирази, в яких заради уникнення надмірного нагромадження позначень індекс  $j$  був опущений. Для сферичних кластерів маємо:

$$B_1 = 0, \quad B_2 = (4\pi A_C / v_c)^2, \quad A_C = \Gamma \varepsilon R_C^3, \quad \Gamma = (1 + \nu)(1 - \nu)^{-1} / 3, \quad (24)$$



**Рис. 3.** Схема відхилення хвильових векторів падаючої ( $\mathbf{K}$ ) і дифузно розсіяних у підкладці ( $\mathbf{K}'$ ) та в  $j$ -му шарі ( $\mathbf{K}'_j$ ) багат шарової структури плоских хвиль в вакуумі,  $\mathbf{H}$  і  $\mathbf{H}_j$  — вектори оберненої ґратниці відповідно підкладки та  $j$ -го шару.

де  $\varepsilon$  — деформація на межі кластера,  $R_c$  — радіус кластера,  $\nu$  — Пуассонів коефіцієнт. Для кругових дислокаційних петель

$$B_1 = \frac{4}{15} (\pi |\mathbf{b}| R_L^2 \nu_c)^2, \quad B_2 = \beta B_1, \quad \beta = \frac{1}{4} (3\nu^2 + 6\nu - 1) / (1 - \nu)^2, \quad (25)$$

де  $\mathbf{b}$  — Бюргерсів вектор,  $R_L$  — радіус петлі. Константа  $B_3$  у виразі (15) має вигляд  $B_3 = 2L_H B^{1/2} / c_\alpha$ , де для випадку кластерів  $B = B_2$ , а для випадку дислокаційних петель  $B = B_1$ ,  $c_\alpha$  — концентрація дефектів типу  $\alpha = 1$  або  $2$  (L або C) на один вузол кристалічної ґратниці. Показник статичного фактора Кривоглаза–Дебая–Валлера для дислокаційних петель і аморфних сферичних кластерів (або частинок нової фази) обчислюється згідно наступних виразів [43]:

$$L_H \cong \frac{1}{2} n_L R_L^3 (Hb)^{3/2}, \quad (26)$$

$$L_H \cong \begin{cases} 1,5 n_c \nu_c n_0 \eta^4, & \eta < 1,67, \\ 2,5 n_c \nu_c n_0 \eta^3, & \eta \geq 1,67, \end{cases} \quad (27)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{H|A_c|}}{R_0} = \sqrt{\Gamma|\varepsilon|HR_c}, \quad n_0 = \frac{4\pi R_c^3}{3v_c}, \quad (28)$$

де  $n_\alpha = c_\alpha/v_c$ .

Параметр  $k_j^m = 1/R_{\text{eff}}^{mj}$  у виразах (22) і (23) є радіусом межі в просторі оберненої ґратниці між областями розсіяння Хуаневого і Стокса–Вільсона для дефектів типу  $\alpha$  у  $j$ -му шарі, а  $R_{\text{eff}}^{mj}$  є ефективним радіусом дефектів типу  $\alpha$  у цьому шарі. Для дислокаційних петель ефективний радіус описується виразом:

$$R_{\text{eff}}^{1j} = R_{Lj} \sqrt{H_j |b_j| E_j},$$

а для кластерів він має вигляд:

$$R_{\text{eff}}^{2j} = \sqrt{H_j |A_{cj}| E_j},$$

де  $A_{cj}$  — потужність кластера у  $j$ -му шарі.

Компоненти  $k_x$  і  $k_z$  вектора  $\mathbf{k}$ , що описує відхилення хвильового вектора дифузно розсіяної хвилі  $\mathbf{K}'$  в площині дифракції від вузла оберненої ґратниці  $\mathbf{H}$ , в асиметричному випадку дифракції за Бреггом на зразку згідно (20) мають у виразах (21) і (22) вигляд:

$$\begin{cases} k_x = -K[\Delta\theta' \sin(\theta_B + \psi) - 2\Delta\theta \sin \theta_B \cos \psi], \\ k_z = -K[\Delta\theta' \cos(\theta_B + \psi) + 2\Delta\theta \sin \theta_B \sin \psi]. \end{cases} \quad (29)$$

Інтерференційний коефіцієнт поглинання у формулах (21) і (22) враховує дисперсійні (фазові) ефекти у фотоелектричному поглинанні та залежить від кутових відхилень  $\Delta\theta$  і  $\Delta\theta'$  (індекс  $j$  також опущений):

$$\mu_i(\Delta\theta, \Delta\theta') = \frac{\mu_0}{2\gamma_0} \frac{1+b}{2} \frac{E}{|g|} [r_i(z) + r_i(z')], \quad (30)$$

де використано позначення:

$$r_i(z) = \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{u^2 + v^2} - u)}, \quad u = (z^2 - g^2)E^{-2} + \kappa^2 - 1, \quad v = 2(zgE^{-2} - p),$$

$$z = \frac{\Delta\theta \sin(2\theta_B)}{C|\chi_{rH}|} \sqrt{b}, \quad z' = \frac{\Delta\theta' \sin(2\theta_B)}{C|\chi_{rH}|} \sqrt{b},$$

$$g = -\frac{|\chi_{i0}|}{|\chi_{rH}|} \frac{\sqrt{b} + 1/\sqrt{b}}{2C}, \quad \kappa = \frac{|\chi_{iH}|}{|\chi_{i0}|}.$$

У формулах (21) і (22) інтерференційний коефіцієнт поглинання

$\mu_i$  відіграє роль параметра обрізання і усуває розбіжність при  $k \rightarrow 0$ . Його наявність дозволяє коректно описати внесок дифузної компоненти розсіяння в області когерентних піків, де цей внесок різко зменшується (приблизно на порядок) за рахунок того, що  $\mu_i$  зростає від величини порядку  $\mu_0$  до величини порядку  $\pi/\Lambda$ , що також є ефектом, обумовленим дисперсійним механізмом.

#### 4. МОДЕЛЮВАННЯ МАП ОБЕРНЕНОГО ПРОСТОРУ ДЛЯ ІМПЛАНТОВАНИХ ПЛІВОК

Вимірювання мап оберненого простору широко використовується на практиці для характеристики дефектної структури різноманітних сучасних монокристалічних, плівкових і багат шарових структур, зокрема, гранатових [44, 45]. Якщо Бреґґові кути для монохроматора, досліджуваного кристалу і аналізатора близькі, тоді у виразі (2) можна знехтувати дисперсійними ефектами і обмежитись одноразовою згорткою:

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta') \approx I_0 \int_{-x_m}^{x_m} dx R_M(b_M^{-1}[b_S^{-1}(x - \Delta\theta) - \Delta\theta]) R_{\text{coh}}(b_S^{-1}(x - \Delta\theta)) R_A(x - \Delta\theta). \quad (31)$$

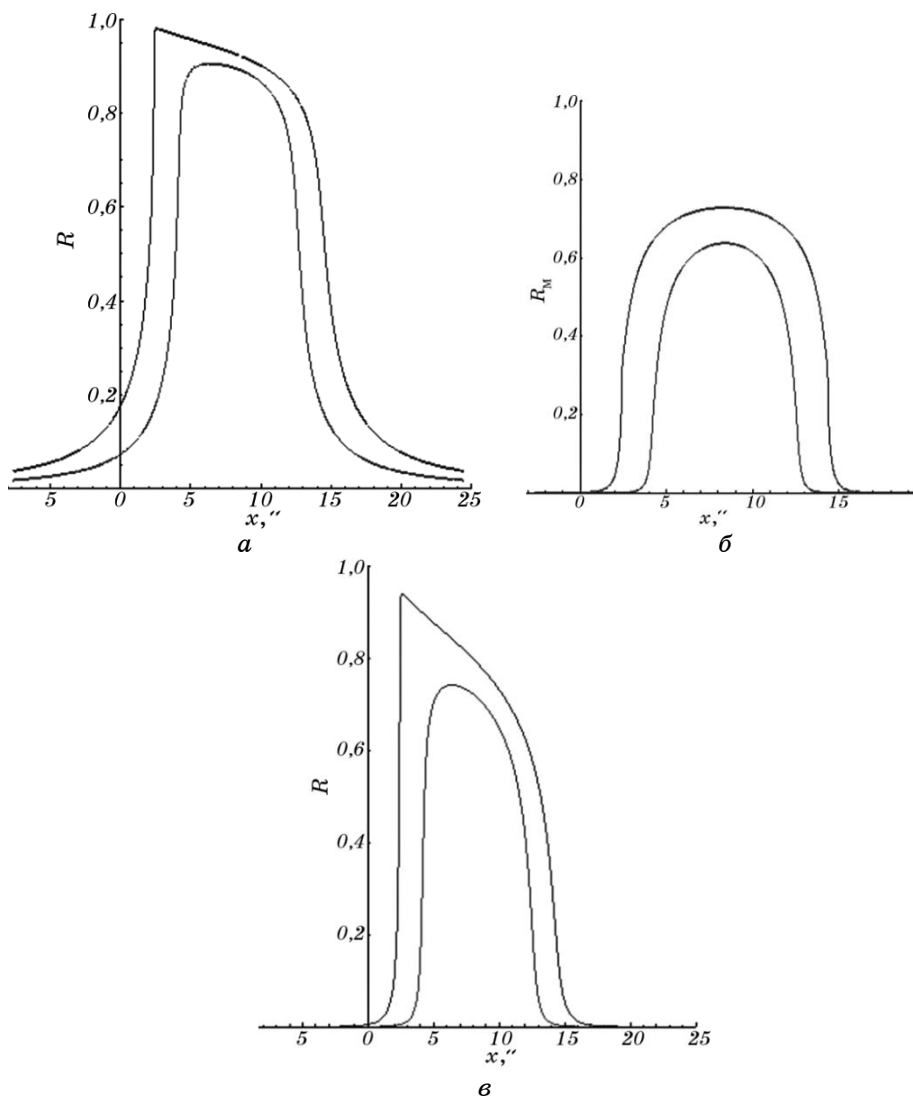
Це спрощення додатково забезпечується тим, що у типових ТКД (рис. 1) для мінімізації впливу на мапи інструментальних факторів у блоках монохроматора і аналізатора застосовують багаторазові відбивання [46] (детальний аналіз ефектів згортки див., наприклад, в роботах [47, 48]).

Зокрема, в оптичній схемі високороздільного рентгенівського дифрактометра типу PANalytical X'Pert Pro MRD XL, яку зображено на рис. 1, в якості коліматора використовуються два щілинні монохроматори германію з дворазовими відбиваннями Ge (220), які розташовані в дисперсійному положенні один відносно одного, а в якості аналізатора — щілинний кристал германію з триразовим відбиттям Ge (220) (при використанні характеристичного випромінювання  $\text{CuK}_{\alpha 1}$  Бреґґів кут для таких монохроматора і аналізатора дорівнює приблизно  $23^\circ$ ). Для такого ТКД у формулах (2), (19), (21) і (31) слід покладати (див. рис. 4):

$$R_M(x) = R^2(x)R^2(-x + 2x_0), \quad R_A(x) = R^3(x), \quad (32)$$

$$R_{1M} = \int_{-\infty}^{\infty} dx R^2(x)R^2(-x + 2x_0), \quad R_{1A} = \int_{-\infty}^{\infty} dx R^3(x),$$

де величина кутового зміщення  $x_0$  враховує взаємний відхил кристалів монохроматора від точних відбивальних положень за рахунок ефекту рефракції:



**Рис. 4.** Коефіцієнти відбиття відповідно кристалу Ge (а), Бартельсового монохроматора (б) і аналізатора з триразовим відбиттям Ge (220) (в) для  $\sigma$ - і  $\pi$ -компонент поляризації характеристичного випромінення  $\text{CuK}_\alpha$ .

$$x_0 = \frac{1 + b_M^{-1}}{2 \sin(2\theta_B^M)} |\chi_{r0}|. \quad (33)$$

Додатково слід зауважити, що для практичних розрахунків у виразі (31) доцільно провести заміну змінної інтегрування  $x = \Delta\theta(1 + b_S) + b_S z$ :

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta') \approx I_0 b_S \int_{-\infty}^{\infty} dz R_M(b_M^{-1}z) R_{\text{coh}}(z + \Delta\theta) R_A(b_S z + \Delta\theta(1 + b_S) - \Delta\theta'). \quad (34)$$

У цьому виразі фізичний сенс змінної  $z$  полягає в тому, що вона описує відхилення хвильового вектора дифрагрованої в останньому кристалі монохроматора когерентної пласкої хвилі від точної Бреггівської умови зі сторони вхідної поверхні досліджуваного кристалу.

При виборі режиму сканування  $\Delta\theta' = (b_S + 1)\Delta\theta$  вираз (34) буде описувати вимірювану когерентну компоненту коефіцієнта відбивання досліджуваного кристалу (див. також [49]):

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta' = (b_S + 1)\Delta\theta) \approx I_0 b_S \int_{-\infty}^{\infty} dz R_M(b_M^{-1}z) R_A(b_S z) R_{\text{coh}}(z + \Delta\theta). \quad (35)$$

У випадку застосування у блоках монохроматора і аналізатора багаторазових відбивань (див. (32)) можна вважати, що добуток коефіцієнтів відбиття монохроматора і аналізатора у виразі (35) має властивості  $\delta$ -функції:

$$R_M(b_M^{-1}z) R_A(b_S z) \approx R_{\text{iMA}}(b_M, b_S) \delta(z), \quad (36)$$

$$R_{\text{iMA}}(b_M, b_S) = \int_{-\infty}^{\infty} dz R_M(b_M^{-1}z) R_A(b_S z), \quad (37)$$

що дозволяє звести вираз (35) до простого вигляду:

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta' = (b_S + 1)\Delta\theta) \approx I_0 b_S R_{\text{iMA}}(b_M, b_S) R_{\text{coh}}(\Delta\theta). \quad (38)$$

При кількісному аналізі вимірних мап на початковому етапі можна уникнути необхідності проводити інтегрування у виразі (34). Максимального спрощення у практичних розрахунках мап можна досягти, якщо замінити коефіцієнт відбиття монохроматора  $\delta$ -функцією, що можливо, зокрема, завдяки застосуванню багаторазових відбивань у блоці монохроматора, коли

$$R_M(z) \approx R_{\text{iM}} \delta(z). \quad (39)$$

Тоді замість виразу (34) одержимо:

$$I_{\text{coh}}(\Delta\theta, \Delta\theta') \approx I_0 b_S b_M R_{\text{iM}} R_{\text{coh}}(\Delta\theta) R_A(\Delta\theta(1 + b_S) - \Delta\theta'). \quad (40)$$

Очевидно, що спрощена формула (40), яка нехтує згорткою з коефіцієнтом відбивання монохроматора, не дає опису так званої смужки монохроматора на мапі.

Для побудови мап оберненого простору, які вимірюються у випа-

дку геометрії дифракції за Бреґгом, корисно також записати на основі співвідношень (29) зв'язок куткових відхилів ТКД з імпульсними координатами:

$$\begin{cases} \Delta\theta = \frac{k_x \cos(\theta_B + \psi) - k_z \sin(\theta_B + \psi)}{K \sin(2\theta_B)}, \\ \Delta\theta' = -\frac{k_x \sin \psi + k_z \cos \psi}{K \cos \theta_B}. \end{cases} \quad (41)$$

Підстановка цих виразів у формули (2) і (19) або (21) і (31) чи (40), дозволяє проводити всі розрахунки мап безпосередньо в координатах оберненого простору.

Таким чином, представлені вище формули надають можливість для ефективного (з мінімізацією обчислювальних затрат) кількісного і самоузгодженого аналізу когерентної і дифузної компонент мап оберненого простору від недосконалих кристалів, у яких наявні одночасно неоднорідні поля статичних зміщень з великими градієнтами деформацій на інтерфейсах окремих шарів та хаотичні поля статичних зміщень від випадково розподілених мікродефектів різних типів.

## 5. РЕЗЮМЕ І ВИСНОВКИ

На основі статистичної динамічної теорії дифракції рентгенівських променів у недосконалих кристалах створено теоретичну модель трикристалльної динамічної дифрактометрії багатопарових кристалічних систем з неоднорідною деформацією і випадково розподіленими дефектами. У моделі аналітично враховано та проаналізовано ефекти дії механізму дисперсійного (фазового) формування чутливості до структурних параметрів та характеристик дефектів як когерентного, так і дифузного розсіяння від дефектів різних типів у всіх шарах системи, а також враховано багаторазовість когерентного розсіяння між шарами.

Використання аналітичних виразів для диференційних розподілів інтенсивності когерентного і дифузного розсіяння від дефектів різних типів, які є справедливими в усіх точках оберненого простору біля розглядуваного вузла оберненої ґратниці включно з тими, де проявляються екстинкційні ефекти, забезпечує можливість коректного аналізу мап від різноманітних кристалічних структур з дефектами. Самоузгоджений опис когерентної і дифузної складових динамічної картини Бреґґ-дифракції уможливорює проводити кількісний аналіз повних мап оберненого простору, тобто, суми їх когерентної і дифузної компонент, з метою знаходження за ними характеристик дефектної структури кристалів, шляхом моделю-



вання на основі отриманих формул експериментальних мап, що буде виконано у другій частині роботи в окремій наступній статті. Врахування інструментальних факторів ТКД, в першу чергу, вертикальної розбіжності дифузно розсіяних хвиль, забезпечує коректність опису вимірюваних карт оберненого простору.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. D. K. Bowen and B. K. Tanner, *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* (London: Taylor and Francis Ltd: 1998).
2. V. Holý, U. Pietch, and T. Baumbach, *High-Resolution X-Ray Scattering from Thin Films and Multilayers* (Berlin–Heidelberg: Springer: 1998).
3. P. F. Fewster, *X-Ray Scattering from Semiconductors* (London: Imperial College Press: 2000).
4. *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press: 2009).
5. M. Schmidbauer, *X-Ray Diffuse Scattering from Self-Organized Mesoscopic Semiconductor Structures* (Berlin–Heidelberg: Springer: 2010).
6. А. М. Афанасьев, П. А. Александров, Р. М. Имамов, *Рентгенодифракционная диагностика субмикронных слоев* (Москва: Наука: 1989).
7. V. Holý and J. Kuběna, *phys. status solidi (b)*, **170**, No. 1: 9 (1992).
8. A. A. Lomov, P. Zaumseil, and U. Winter, *Acta Crystallogr. A*, **41**, No. 3: 223 (1985).
9. B. C. Larson and W. G. Schmatz, *Phys. Rev. B*, **10**, No. 6: 2307 (1974).
10. L. A. Charniy, A. N. Morozov, V. T. Bublik, K. D. Scherbachev, I. V. Stepanova, and V. M. Kaganer, *J. Cryst. Growth*, **118**: 163 (1992).
11. V. B. Molodkin, M. V. Kovalchuk, A. P. Shpak, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, A. I. Nizkova, E. G. Len, T. P. Vladimirova, E. S. Skakunova, G. E. Ice, R. A. Barabash, and I. M. Karnaukhov, *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press: 2009), p. 391.
12. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len, E. N. Kislovskii, V. P. Kladko, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, and B. V. Sheludchenko, *phys. status solidi (a)*, **206**, No. 8: 1761 (2009).
13. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, E. G. Len, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, V. V. Lizunov, and S. V. Lizunova, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **13**, No. 4: 353 (2010).
14. С. В. Лизунова, В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, Е. С. Скакунова, В. В. Молодкин, В. В. Лизунов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 6: 791 (2011).
15. С. В. Лизунова, В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, Е. С. Скакунова, В. В. Молодкин, В. В. Лизунов, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 7: 855 (2011).
16. В. Б. Молодкин, М. В. Ковальчук, В. Ф. Мачулин, Э. Х. Мухамеджанов, С. В. Лизунова, С. И. Олиховский, Е. Г. Лень, Б. В. Шелудченко,

- С. В. Дмитриев, Е. С. Скакунова, В. В. Молодкин, В. В. Лизунов,  
В. П. Кладько, Е. В. Первак, *Успехи физики металлов*, **12**: 295 (2011).
17. Е. N. Kislovskii, V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len',  
B. V. Sheludchenko, S. V. Lizunova, T. P. Vladimirova, E. V. Kochelab,  
O. V. Reshetnik, V. V. Dovganyuk, I. M. Fodchuk, T. V. Litvinchuk, and  
V. P. Klad'ko, *J. of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron  
Techniques*, **7**, No. 3: 523 (2013).
18. В. В. Лизунов, В. Б. Молодкин, С. В. Лизунова, Н. Г. Толмачев,  
Е. С. Скакунова, С. В. Дмитриев, Б. В. Шелудченко, С. М. Бровчук,  
Л. Н. Скапа, Р. В. Лехняк, Е. В. Фузик, *Металлофиз. новейшие технол.*,  
**36**, № 7: 857 (2014).
19. В. В. Лизунов, В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, С. В. Лизунова,  
Н. Г. Толмачев, А. И. Низкова, Е. С. Скакунова, С. В. Дмитриев,  
Б. В. Шелудченко, Т. Г. Сыч, Е. В. Фузик, Р. В. Лехняк, Л. Н. Скапа,  
Я. В. Василек, *Металлофиз. новейшие технол.*, **37**, № 2: 265 (2015).
20. T. H. Johansen and D. V. Shantsev, *Magneto-Optical Imaging* (Dordrecht,  
Netherlands: Springer: 2004).
21. S. Sugano and N. Kojima, *Magneto-Optics* (Berlin: Springer: 2000).
22. R. J Gambino and T. Suzuki, *Magneto-Optical Recording Materials* (New York:  
IEEE Press: 1999).
23. P. Paroli, *Thin Solid Films*, **114**, Nos. 1–2: 187 (1984).
24. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical  
Materials* (Philadelphia: Inst. of Physics Publ.: 1997).
25. T. Wehlius, T. Körner, S. Leitenmeier, A. Heinrich, and B. Stritzker, *phys.  
status solidi (a)*, **208**, No. 2: 252 (2011).
26. Y. Yamasaki, Y. Kohara, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B*, **80**, No. 14: 140412(R)  
(2009).
27. T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, K. Nishimura, H. Uchida,  
and M. Inoue, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 11: 7330 (2004).
28. G. F. Dionne and G. A. Allen, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 11: 7333 (2004).
29. R. J. Wojciechowski, A. Lehmann-Szweykowska, R. Micnas, G. A. Gehring,  
and P. E. Wigen, *Phys. Rev. B*, **69**, No. 21: 214434 (2004).
30. P. Baettig and T. Oguchi, *Chem. Mater.*, **20**, No. 24: 7545 (2008).
31. Y.-N. Xu, Z. Gu, and W. Y. Ching, *J. Appl. Phys.*, **87**, No. 9: 4867 (2000).
32. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, E. G. Len', and  
E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **227**, No. 2: 429 (2001).
33. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len', and  
E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **231**, No. 1: 199 (2002).
34. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, I. M. Fodchuk,  
E. S. Skakunova, E. V. Pervak, and V. V. Molodkin, *phys. status solidi (a)*, **204**,  
No. 8: 2606 (2007).
35. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, T. P. Vladimirova,  
E. S. Skakunova, R. F. Seredenko, and B. V. Sheludchenko, *Phys. Rev. B*, **78**,  
No. 22: 224109 (2008).
36. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. S. Skakunova, E. N. Kislovskii, and  
I. M. Fodchuk, *phys. status solidi (a)*, **206**, No. 8: 1790 (2009).
37. В. Б. Молодкин, М. В. Ковальчук, И. М. Карнаухов, В. Ф. Мачулин,  
В. Е. Сторишко, Э. Х. Мухамеджанов, А. И. Низкова, С. В. Лизунова,  
Е. Н. Кисловский, С. И. Олиховский, Б. В. Шелудченко, С. В. Дмитриев,

- Е. С. Скакунова, В. В. Молодкин, В. В. Лизунов, В. А. Бушуев, Р. Н. Кютт, Б. С. Карамурзов, А. А. Дышеков, Т. И. Оранова, Ю. П. Хапачев, *Основы динамической высокоразрешающей дифрактометрии функциональных материалов* (Нальчик: Кабардино-Балкарский Университет: 2013).
38. В. Б. Молодкин, М. В. Ковальчук, И. М. Карнаузов, В. Е. Сторишко, С. В. Лизунова, С. В. Дмитриев, А. И. Низкова, Е. Н. Кисловский, В. В. Молодкин, Е. В. Первак, А. А. Катасонов, В. В. Лизунов, Е. С. Скакунова, Б. С. Карамурзов, А. А. Дышеков, А. Н. Багов, Т. И. Оранова, Ю. П. Хапачев, *Основы интегральной многопараметрической диффузодинамической дифрактометрии* (Нальчик: Кабардино-Балкарский Университет: 2013).
39. В. Б. Молодкин, С. И. Олиховский, М. Е. Осинковский, В. В. Кочелаб, А. Ю. Казимиров, М. В. Ковальчук, Ф. Н. Чуховский, *Металлофизика*, **6**, № 3: 7 (1984).
40. V. V. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, V. P. Krivitsky, V. F. Machulin, I. V. Prokopenko, G. E. Ice, and V. C. Larson, *Металлофиз. новейшие технол.*, **20**, № 11: 29 (1998).
41. С. Й. Оліховський, В. Б. Молодкін, Є. М. Кисловський, О. В. Решетник, Т. П. Владімірова, Є. Г. Ленъ, Дж. Е. Айс, Р. О. Барабаш, Р. Келер, Д. О. Григор'єв, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 7: 949 (2005).
42. А. П. Шпак, В. Б. Молодкін, С. Й. Оліховський, Є. М. Кисловський, О. В. Решетник, Т. П. Владімірова, Р. І. Барабаш, Д. О. Григор'єв, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 9: 1223 (2005).
43. М. А. Кривоглаз, *Дифракция рентгеновских лучей и нейтронов в идеальных кристаллах* (Киев: Наукова думка: 1983).
44. И. М. Фодчук, В. В. Довганюк, И. И. Гуцуляк, И. П. Яремий, А. А. Бончик, Г. В. Савицкий, И. М. Сыворотка, Е. С. Скакунова, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 9: 1209 (2013).
45. И. М. Фодчук, И. И. Гуцуляк, Р. А. Заплитный, И. П. Яремий, А. Ю. Бончик, И. И. Сыворотка, *Металлофиз. новейшие технол.*, **35**, № 7: 993 (2013).
46. P. Zaumseil and U. Winter, *phys. status solidi (a)*, **70**, No. 2: 497 (1982).
47. R. A. Cowley, *Acta Crystallogr. A*, **43**, No. 6: 825 (1987).
48. E. L. Garstein, M. Mandelbrot, and D. Mogilyanski, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **31**, No. 1: A57 (2001).
49. P. Zaumseil, *phys. status solidi (a)*, **91**, No. 1: K31 (1985).

## REFERENCES

1. D. K. Bowen and B. K. Tanner, *High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography* (London: Taylor and Francis Ltd: 1998).
2. V. Holý, U. Pietch, and T. Baumbach, *High-Resolution X-ray Scattering from Thin Films and Multilayers* (Berlin–Heidelberg: Springer: 1998).
3. P. F. Fewster, *X-Ray Scattering from Semiconductors* (London: Imperial College Press: 2000).
4. *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press:

- 2009).
5. M. Schmidbauer, *X-Ray Diffuse Scattering from Self-Organized Mesoscopic Semiconductor Structures* (Berlin–Heidelberg: Springer: 2010).
  6. A. M. Afanas'ev, P. A. Aleksandrov, and R. M. Imamov, *Rentgenodifraktsionnaya Diagnostika Submikronnykh Sloev* (Moscow: Nauka: 1989) (in Russian).
  7. V. Holý and J. Kuběna, *phys. status solidi (b)*, **170**, No. 1: 9 (1992).
  8. A. A. Lomov, P. Zaumseil, and U. Winter, *Acta Crystallogr. A*, **41**, No. 3: 223 (1985).
  9. B. C. Larson and W. G. Schmatz, *Phys. Rev. B*, **10**, No. 6: 2307 (1974).
  10. L. A. Charniy, A. N. Morozov, V. T. Bublik, K. D. Scherbachev, I. V. Stepanyeva, and V. M. Kaganer, *J. Cryst. Growth*, **118**: 163 (1992).
  11. V. B. Molodkin, M. V. Kovalchuk, A. P. Shpak, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, A. I. Nizkova, E. G. Len, T. P. Vladimirova, E. S. Skakunova, G. E. Ice, R. A. Barabash, and I. M. Karnaukhov, *Diffuse Scattering and the Fundamental Properties of Materials* (Eds. R. I. Barabash, G. E. Ice, and P. E. A. Turchi) (New Jersey: Momentum Press: 2009), p. 391.
  12. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len, E. N. Kislovskii, V. P. Kladko, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, and B. V. Sheludchenko, *phys. status solidi (a)*, **206**, No. 8: 1761 (2009).
  13. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, Ye. M. Kyslovskyy, E. G. Len, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, V. V. Lizunov, and S. V. Lizunova, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **13**, No. 4: 353 (2010).
  14. S. V. Lizunova, V. B. Molodkin, S. J. Olikhovskyy, O. S. Skakunova, V. V. Molodkin, and V. V. Lizunov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **33**, No. 6: 791 (2011) (in Russian).
  15. S. V. Lizunova, V. B. Molodkin, S. J. Olikhovskyy, O. S. Skakunova, V. V. Molodkin, and V. V. Lizunov, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **33**, No. 7: 855 (2011) (in Russian).
  16. V. B. Molodkin, M. V. Koval'chuk, V. F. Machulin, E. Kh. Mukhamedzhanov, S. V. Lizunova, S. I. Olikhovskiy, E. G. Len, B. V. Sheludchenko, S. V. Dmitriev, O. S. Skakunova, V. V. Molodkin, V. V. Lizunov, V. P. Klad'ko, and E. V. Pervak, *Uspehi Fiziki Metallov*, **12**: 295 (2011) (in Russian).
  17. E. N. Kislovskii, V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. G. Len, B. V. Sheludchenko, S. V. Lizunova, T. P. Vladimirova, E. V. Kochelab, O. V. Reshetnik, V. V. Dovganyuk, I. M. Fodchuk, T. V. Litvinchuk, and V. P. Klad'ko, *J. of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **7**, No. 3: 523 (2013).
  18. V. V. Lizunov, V. B. Molodkin, S. V. Lizunova, M. G. Tolmachyov, O. S. Skakunova, S. V. Dmitriev, B. V. Sheludchenko, S. M. Brovchuk, L. M. Skapa, R. V. Lekhnyak, and K. V. Fuzik, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **36**, No. 7: 857 (2014) (in Russian).
  19. V. V. Lizunov, V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, S. V. Lizunova, N. G. Tolmachev, H. I. Nizkova, O. S. Skakunova, S. V. Dmitriev, B. V. Sheludchenko, Ya. V. Vasylyk, T. G. Sych, K. V. Fuzik, R. V. Lekhnyak, and L. M. Skapa, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **37**, No. 2: 265 (2015) (in Russian).
  20. T. H. Johansen and D. V. Shantsev, *Magneto-Optical Imaging* (Dordrecht,

- Netherlands: Springer: 2004).
21. S. Sugano and N. Kojima, *Magneto-Optics* (Berlin: Springer: 2000).
  22. R. J Gambino and T. Suzuki, *Magneto-Optical Recording Materials* (New York: IEEE Press: 1999).
  23. P. Paroli, *Thin Solid Films*, **114**, Nos. 1–2: 187 (1984).
  24. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Philadelphia: Inst. of Physics Publ.: 1997).
  25. T. Wehlius, T. Körner, S. Leitenmeier, A. Heinrich, and B. Stritzker, *phys. status solidi (a)*, **208**, No. 2: 252 (2011).
  26. Y. Yamasaki, Y. Kohara, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B*, **80**, No. 14: 140412(R) (2009).
  27. T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, K. Nishimura, H. Uchida, and M. Inoue, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 11: 7330 (2004).
  28. G. F. Dionne and G. A. Allen, *J. Appl. Phys.*, **95**, No. 11: 7333 (2004).
  29. R. J. Wojciechowski, A. Lehmann-Szweykowska, R. Micnas, G. A. Gehring, and P. E. Wigen, *Phys. Rev. B*, **69**, No. 21: 214434 (2004).
  30. P. Baettig and T. Oguchi, *Chem. Mater.*, **20**, No. 24: 7545 (2008).
  31. Y.-N. Xu, Z. Gu, and W. Y. Ching, *J. Appl. Phys.*, **87**, No. 9: 4867 (2000).
  32. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, E. G. Len', and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **227**, No. 2: 429 (2001).
  33. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. N. Kislovskii, E. G. Len', and E. V. Pervak, *phys. status solidi (b)*, **231**, No. 1: 199 (2002).
  34. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, I. M. Fodchuk, E. S. Skakunova, E. V. Pervak, and V. V. Molodkin, *phys. status solidi (a)*, **204**, No. 8: 2606 (2007).
  35. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii, T. P. Vladimirova, E. S. Skakunova, R. F. Seredenko, and B. V. Sheludchenko, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 22: 224109 (2008).
  36. S. I. Olikhovskii, V. B. Molodkin, E. S. Skakunova, E. N. Kislovskii, and I. M. Fodchuk, *phys. status solidi (a)*, **206**, No. 8: 1790 (2009).
  37. V. B. Molodkin, M. V. Koval'chuk, I. M. Karnaukhov, V. F. Machulin, V. E. Storizhko, E. Kh. Mukhamedzhanov, A. I. Nizkova, S. V. Lizunova, E. N. Kislovskii, S. I. Olikhovskii, B. V. Sheludchenko, S. V. Dmitriev, E. S. Skakunova, V. V. Molodkin, V. V. Lizunov, V. A. Bushuev, R. N. Kyutt, B. S. Karamurzov, A. A. Dyshekov, T. I. Oranova, and Yu. P. Khapachev, *Osnovy Dinamicheskoy Vysokorazreshayushchey Difraktometrii Funktsional'nykh Materialov* (Nal'chik: Kabardino-Balkarskiy Universitet: 2013) (in Russian).
  38. V. B. Molodkin, M. V. Koval'chuk, I. M. Karnaukhov, V. E. Storizhko, S. V. Lizunova, S. V. Dmitriev, A. I. Nizkova, E. N. Kislovskiy, V. V. Molodkin, E. V. Pervak, A. A. Katasonov, V. V. Lizunov, E. S. Skakunova, B. S. Karamurzov, A. A. Dyshekov, A. N. Bagov, T. I. Oranova, and Yu. P. Khapachev, *Osnovy Integral'noy Mnogoparametricheskoy Diffuznodinamicheskoy Difraktometrii* (Nal'chik: Kabardino-Balkarskiy Universitet: 2013) (in Russian).
  39. V. B. Molodkin, S. I. Olikhovskii, M. E. Osinovskiy, V. V. Kochelab, A. Yu. Kazimirov, M. V. Koval'chuk, and F. N. Chukhovskiy, *Metallofizika*, **6**, No. 3: 7 (1984) (in Russian).
  40. V. B. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, S. I. Olikhovskii, E. N. Kislovskii,

- O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, V. P. Krivitsky, V. F. Machulin, I. V. Prokopenko, G. E. Ice, and B. C. Larson, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **20**, No. 11: 29 (1998).
41. S. J. Olikhovsky, V. B. Molodkin, Ye. M. Kyslovsky, O. V. Reshetnik, T. P. Vladimirova, Ye. G. Len, G. E. Ice, R. O. Barabash, R. Kehler, and D. O. Grigoriev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 7: 947 (2005) (in Ukrainian).
42. A. P. Shpak, V. B. Molodkin, S. J. Olikhovs'ky, Ye. M. Kyslovs'ky, O. V. Reshetnyk, T. P. Vladimirova, R. I. Barabash, and D. O. Hryhor'yev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 9: 1223 (2005) (in Ukrainian).
43. M. A. Krivoglaz, *Difraktsiya Rentgenovskikh Luchey i Neytronov v Neideal'nykh Kristallakh* (Kiev: Naukova Dumka: 1983) (in Russian).
44. I. M. Fodchuk, V. V. Dovganiuk, I. I. Gutsuliak, I. P. Yaremiy, A. Y. Bonchyk, G. V. Savytsky, I. M. Syvorotka, and O. S. Skakunova, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 9: 1209 (2013) (in Russian).
45. I. M. Fodchuk, I. I. Gutsuliak, R. A. Zaplitnyy, I. P. Yaremiy, A. Y. Bonchyk, and I. I. Syvorotka, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 7: 993 (2013) (in Russian).
46. P. Zaumseil and U. Winter, *phys. status solidi (a)*, **70**, No. 2: 497 (1982).
47. R. A. Cowley, *Acta Crystallogr. A*, **43**, No. 6: 825 (1987).
48. E. L. Garstein, M. Mandelbrot, and D. Mogilyanski, *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **31**, No. 1: A57 (2001).
49. P. Zaumseil, *phys. status solidi (a)*, **91**, No. 1: K31 (1985).