

НОРМАЛЬНА Й АНОМАЛЬНА ДИСПЕРСІЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ

Наведені результати досліджень дисперсійних ефектів методом маятникових і муарових смуг. Отримано співвідношення для періодів маятникових смуг в околі K -краю поглинання. Встановлена періодична залежність одиничного декременту показника заломлення δ від порядкового номера елементів Z у таблиці Д.І. Менделєєва.

Results of dispersion effect researches carried out by method of pendelösung and moire fringes are indicated. The ratio for periods of pendelösung fringes is obtained in neighborhood of absorption K -edge. Periodic dependence of refractivity decrement on the number Z of element in the D.I.Mendeleev table is established.

Серед великої кількості дифракційних явищ, які спостерігаються при динамічному розсіянні рентгенівських променів, найбільш відомими є маятникові і муарові осциляції, що виникають у результаті когерентної взаємодії хвильових полів у кристалах і багатоблочних кристалічних системах [1-18]. У більшості опублікованих на даний час праць увагу дослідників привертають дослідження дифракційних ефектів у спотворених кристалах, виміри показників заломлення n для фіксованих довжин хвиль, вимірювання переміщень з великою точністю, створення нових типів інтерферометрів [12,13]. Інтенсивно також використовуються можливості, які надають маятникові та муарові осциляції, як інші інтерференційні явища у фізиці, для створення ефективних прецизійних методів дослідження дефектів кристалічної будови [19-24].

Традиційні експериментальні методи визначення структурних амплітуд, що ґрунтуються на вимірюванні інтегральної інтенсивності, залежать від цілого ряду факторів, зумовлених наявністю дефектів у реальних монокристалах [5-7]. Суттєві труднощі виникають також при врахуванні екстинкційних ефектів, поправок на поглинання, на теплове дифузне розсіяння та ін. Крім того, методика вимірювання інтегральної інтенсивності трудомістка, вимагає достатньо складної апаратури і має відносно низьку точність (5%). Методи рентгенівської інтерферометрії і маятникових смуг не пов'язані з вимірюванням енергетичних параметрів розсіяння і

дозволяють проводити необхідні визначення показників заломлення n і відповідних дисперсійних поправок з високою точністю (0,1-0,5%) за геометрією інтерференційної картини.

Числові методи розрахунку атомних амплітуд розсіяння з використанням сучасних ЕОМ дають можливість розрахувати структурні амплітуди F_h з достатньою точністю. Із сукупності суттєвих прийомів розрахунку атомного фактора розсіяння f найбільш надійним прийнято вважати метод Хартрі-Фока, в якому розглядається рух електрона у самоузгодженому полі з урахуванням обмінної взаємодії електронів атомів, разом з тим цей метод не враховує релятивістських ефектів [3,18]. Зауважимо, що для важких атомів є досить суттєвими релятивістські $\Delta f'$ та дисперсійні $\Delta f''$ поправки до f . Водночас, метод маятникових смуг дозволяє з великою точністю (~0,1%) вимірювати величини структурних амплітуд та атомних факторів розсіяння, що має особливо важливе і принципове значення.

1.1 Метод маятникових смуг. Теоретичні співвідношення

Відстань між маятниковими смугами однакова, як у наближенні падаючих сферичних (рис.2а), так і плоских (рис.2б-г) рентгенівських хвиль, однак для сферичних хвиль місце положення максимумів зміщене на $\Lambda/4$ до краю клину, де Λ – екстинкційна довжина. Безпосередній розрахунок інтенсивності вздовж відбиваючих площин приводить до такого співвідношення [2]:

$$I_m = \left(\frac{A'}{2r}\right)(1 + \cos 2\theta) + \left(\frac{A'}{r}\right)(1 + \cos 2\theta) \cos\left(\frac{2\pi r}{\Lambda} - \frac{\pi}{2}\right) \cos 2\pi \Delta r - \left(\frac{A'}{2r}\right)(1 - \cos 2\theta) \sin\left(\frac{2\pi r}{\Lambda} - \frac{\pi}{2}\right) \sin 2\pi \Delta r, \quad (1)$$

де r – відстань від точки падіння хвилі на вхідній поверхні до точки спостереження у кристалі,

$$\chi_h = -\frac{e^2 \lambda^2}{\pi m c^2} \cdot \frac{F_h}{V}, \quad V - \text{об'єм елементарної комірки, } F_h = F_0 + \Delta F_h - \text{структурна амплітуда і поправка до структурної амплітуди для відбивання } (hkl),$$

$$A' = A_{\perp, \parallel} = (\gamma_0 \gamma_h)^{1/2} \pi t k C |\chi_h| \cdot \exp(-M),$$

$$M = \frac{6h^2 T}{m K \theta_D} \left[\Phi\left(\frac{\theta}{T}\right) + \frac{1}{4} \left(\frac{\theta}{T}\right)^2 \right], \quad \Phi\left(\frac{\theta}{T}\right) - \text{функція Дебая, } C=1 \text{ або } C=\cos 2\theta \text{ для двох різних станів поляризації рентгенівських променів відповідно, } \theta_D - \text{характеристична температура кристалу, } \gamma_0 \text{ і } \gamma_h - \text{направляючі косинуси падаючої і дифрагованих хвиль.}$$

Λ_{\perp} і Λ_{\parallel} – екстинкційні довжини маятникових смуг для паралельної і перпендикулярної поляризації відповідно. Інші позначення загальноприйняті.

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Lambda_{\perp}} + \frac{1}{\Lambda_{\parallel}} \right); \quad \Delta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Lambda_{\perp}} - \frac{1}{\Lambda_{\parallel}} \right), \quad (2)$$

Перший доданок з рівняння (1) описує фон на рентгенівській топограмі (рис.2). Основна характеристика маятникових осциляцій представлена другим доданком, який визначає інтенсивність смуг, як функцію r . Третій доданок описує коливання фону.

Наявність на топограмах двох видів смуг Λ_{\perp} і Λ_{\parallel} приводить до погіршення їх видності. В окремих місцях топограм маятникові смуги повністю зникають (ефект поляризаційного биття смуг).

Наведені співвідношення (1) і (2) для інтегральних коефіцієнтів проходження і періодів маятникових смуг отримані у припущенні, що частота падаючого рентгенівського випромінювання далека від власних частот розсіюючих атомів. Функція атомного розсіювання з урахуванням поправок на аномальну дисперсію рентгенівських променів K -електронами має вид $f = f_0 + \Delta f' + i \Delta f''$, або $|f| = f_0 + \Delta f' + \frac{1}{2} \frac{(\Delta f'')^2}{(f_0 + \Delta f')}$, де

f_0 – атомний фактор розсіювання для хвиль, значно коротших за довжину хвилі K -краю поглинання.

Вивчення явищ дисперсії, як правило, базується на експериментальному вимірюванні інтегральних інтенсивностей і показників заломлення у залежності від довжини хвилі падаючого випромінювання, або теоретичному розрахунку їх за відомими співвідношеннями [1]. Існують також табульовані дані $\Delta f'$ і $\Delta f''$ для більшості атомів періодичної системи Д.І. Менделєєва [8].

1.2 Експериментальні дослідження

Осциляції хвильового поля у середині досконалого монокристалу можна зафіксувати експериментально у вигляді інтерференційних маятникових смуг, використовуючи зразки клиноподібної форми. Вимірювання відстаней між маятниковими смугами дає можливість безпосередньо визначати структурні амплітуди рентгенівських відбивань без виміру інтенсивності. У випадку симетричної дифракції Лауе співвідношення для періоду маятникових смуг можна представити так:

$$\Lambda = \frac{\cos \theta}{C \frac{\lambda}{\pi V} \frac{e^2}{m c^2} (F_h + \Delta F_h) \text{tg}(\varphi)}, \quad (3)$$

де φ – кут клина.

Для довжин хвиль $\lambda \ll \lambda_K$, $\Delta F_h \approx 0$ і період маятникових смуг може бути вибраним в якості еталону, а відношення Λ/Λ_0 використано для експериментального визначення дисперсійної поправки $\Delta f'$ за періодами маятникових смуг. Співвідношення (1) дозволяє також визначити значення $f + \Delta f'$ абсолютним методом, проте з меншою точністю, адже у даному випадку потрібно враховувати вплив поглинання і температури на період маятникових смуг.

Для отримання маятникових смуг використано двокристальний спектрометр (рис.1). Маятникові смуги отримані від клиноподібних зразків, які виготовлені з високодосконалих бездислокаційних монокристалів (рис.2). Для монокристалів Ge довжина хвилі K -краю поглинання рівна $\lambda_K = 1,1165 \text{ \AA}$. Експериментальне значення Λ_0 для Ge отримано з топограми рис.1б (відбивання (220) MoK_{α} -випромінювання). У даному випадку поправка на аномальну дисперсію до амплітуди атомного розсіювання оцінена за співвідношеннями Хенля [1,8] і складає $4 \cdot 10^{-2}$. Оцінюючи дисперсійну поправку за Кромером [18], для MoK_{α} -

випромінювання отримаємо величину $8,1 \cdot 10^{-2}$. Враховуючи точність вимірювання кута клину і геометричних параметрів топографії, можна взяти для MoK_α -випромінювання $\Delta f' = 0$, а період маятникових смуг Λ_0 вибрати в якості відносно го еталону. Зауважимо, що метод маятникових смуг дозволяє виміряти величини F_h з точністю 0,1%. Точність визначення $\Delta f'$ методом маятникових смуг обмежується вибором еталонного значення Λ_0 і може бути доведена до 0,1-0,05%. Поблизу K -краю поглинання видність маятникових смуг погіршується і, відповідно, знижується точність вимірювання їх місцезнаходження. Отже, для відношення періодів маятникових смуг його залежність від довжини падаючої хвилі для симетричного випадку Лауе матиме вигляд

$$\frac{\Lambda}{\Lambda_0} = \frac{\cos\theta_0}{\cos\theta} \cdot \frac{C}{C_0} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} \left(\frac{F_h + \Delta F_h}{F_h} \right), \quad (4)$$

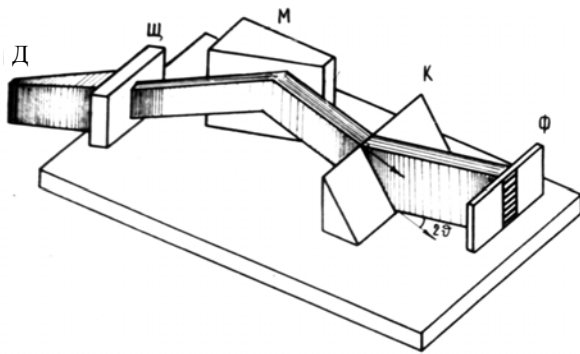


Рис.1. Схема експерименту. Д – рентгенівське джерело; Щ – щілина, М – монохроматор, К – клиноподібний кристал, Ф – фотоматеріал.

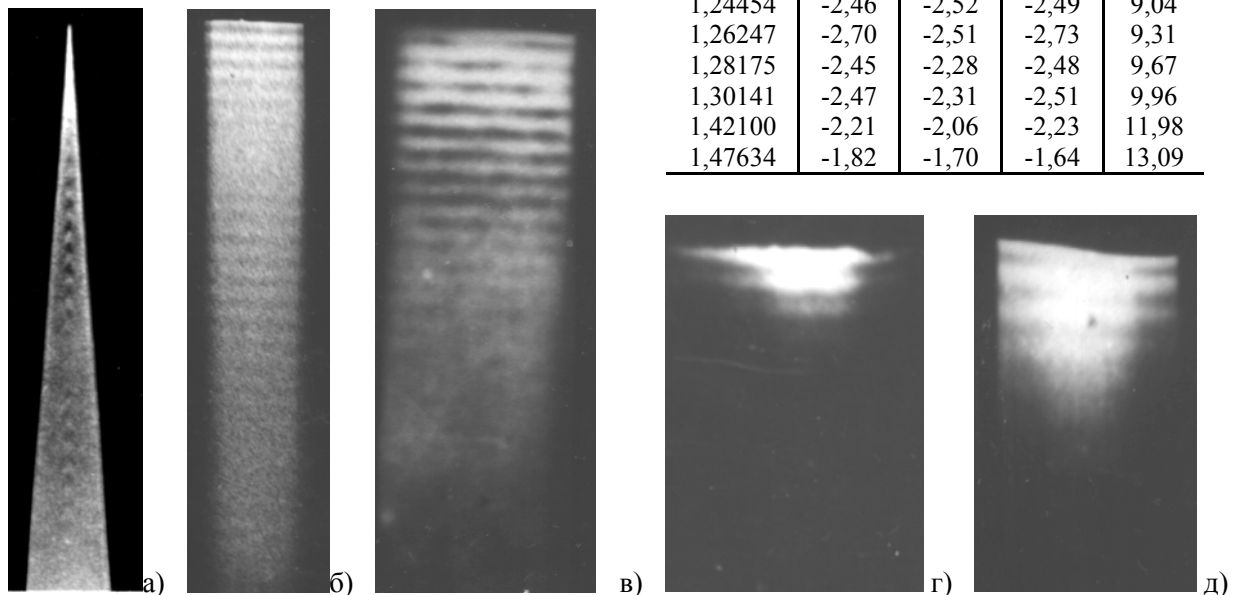


Рис.2. Маятникові осциляції інтенсивності, (220) MoK_α -випромінювання: Si (а), Ge (б), CaF_2 (111) (в), NaCl (г), KCl (д).

З виразу (4) можна у відносних величинах отримати значення $F_h + \Delta F_h$, включаючи область K -краю поглинання. Значення величини $F_{(220)}^{\text{Mo}}$, визначене нами, виявилось рівним 189,76. Для порівняння використовувались значення F_h , отримані різними авторами. Із співвідношення (4), використовуючи еталонні значення $F_{(220)}^{\text{Mo}}$, отримана експериментальна залежність $\Delta f'_e(\lambda)$ [10,11], яка наведена у таблицях 1,2. Для порівняння з експериментальними наведені також величини $\Delta f'^H$ і $\Delta f'^C$, розраховані методом Хенля [1,8] і з використанням релятивістських хвильових функцій методом Кромера [3]. Величини одиничного декременту показника заломлення δ , які наведені у таблиці 1, визначалися за співвідношенням [1]:

$$\delta = \frac{\lambda^2 e^2 N}{2\pi m c^2} (Z + \Delta f'_e), \quad (5)$$

де Z – число електронів у атомі, N – число атомів в одиниці об'єму. Це співвідношення справедливе тільки з урахуванням незалежності дисперсійної поправки від кута розсіяння.

Таблиця 1. Залежність $\Delta f'$ і δ від довжини хвилі для Ge.

$\lambda, \text{Å}$	$\Delta f'^C$	$\Delta f'^H$	$\Delta f'_e$	$\delta \cdot 10^6$
1,02790	-1,55	-1,45	-1,57	6,40
1,06502	-2,78	-2,60	-2,81	6,61
1,09851	-4,54	-4,24	-4,59	6,64
1,13210	-4,72	-4,41	-4,77	7,01
1,21370	-2,71	-2,53	-2,74	8,60
1,22420	-2,77	-2,59	-2,81	8,73
1,24454	-2,46	-2,52	-2,49	9,04
1,26247	-2,70	-2,51	-2,73	9,31
1,28175	-2,45	-2,28	-2,48	9,67
1,30141	-2,47	-2,31	-2,51	9,96
1,42100	-2,21	-2,06	-2,23	11,98
1,47634	-1,82	-1,70	-1,64	13,09

Таблиця 2. Дисперсійні поправки $\Delta f'$ для CaF_2 .

$\lambda, \text{Å}$	$\Delta f'_H$	$\Delta f'_C$	$\Delta f'_e$
0,70926	0,22	0,203	0,220
1,47634	-	-	0,324
1,5405	0,28	0,341	0,308
1,65784	0,23	-	0,290
1,78892	0,16	-	0,278
2,28996	-0,41	-0,201	-0,250

Аналогічні результати були отримані нами при вимірюванні $n(\lambda)$ для монокристалу флюориту CaF_2 (таблиця 2). Використовувалось відбивання (111). У даному випадку величинами дисперсійних поправок фтору $\Delta f'(F)$ можна знехтувати, оскільки згідно з [8] вони дорівнюють нулю для Cu- і Mo-випромінювання, а для Ca $\lambda_K=3,0702 \text{ Å}$. За нашими даними [10], для MoK_α -випромінювання $\Delta f'(F)=0,021$, що на порядок нижче величин $\Delta f'(\text{Ca})=0,22$ згідно з роботою [1], а також $\Delta f'(\text{Ca})=0,2$ згідно з [8]. Більше того, при використанні відбивання (111) структурна амплітуда $F_h=F_{(111)}=4f(\text{Ca})$, тобто визначається тільки атомною амплітудою Ca.

2. Метод рентгенівської інтерферометрії

З появою рентгенівських інтерферометрів [12,13] виникла можливість вимірювати показники заломлення рентгенівських променів будь-яких речовин: кристалічних, аморфних, рідких і газоподібних. Такі виміри подібні визначенням n у звичайній оптиці і базуються на вимірі зсуву інтерференційних смуг, що викликано зміною оптичної різниці ходу в одному з пучків інтерферометра, внаслідок введення досліджуваного зразка. Метод володіє високою точністю (0,1-0,6%). Висока точність визначення n дозволяє вивчити явище дисперсії для будь-яких матеріалів, навіть в області частот $\omega \gg \omega_K$, де дисперсійні поправки $\Delta f'$ набувають додатних значень і за абсолютною величиною ледь досягають 0,5% від величини f . Однак можливості прецизійного виміру $\Delta f'$ і n методом рентгенівської інтерферометрії було вперше продемонстровано в області нормальної дисперсії для монокристалів LiF, Ge, Si [14,16,17].

2.1 Теоретичні співвідношення

Для проведення експериментальних досліджень потрібно виготовити високодосконалий інтерферометр, в якому відсутній дилатаційні, ротаційні або інші структурні муарові смуги.

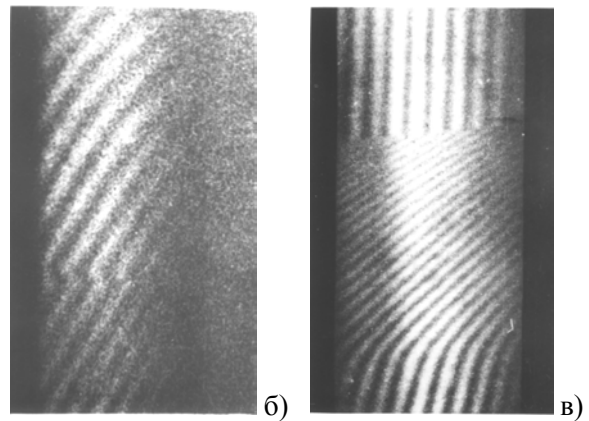
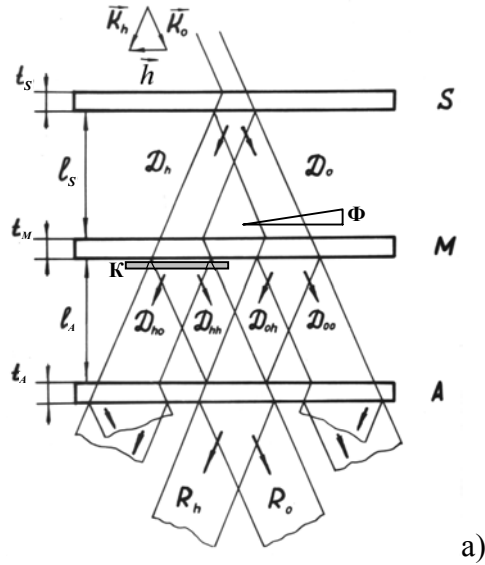


Рис.3. Схема експерименту (а). Зсув фазових муарових смуг при введенні плоского об'єкта (б); клиноподібного (в). CuK_α -випромінювання.

Найбільш поширені трикристалні моноблочні інтерферометри, які працюють за схемою LLL-дифракції (рис.3). Фізичні явища, які проходять при дослідженні дифракції на трьох кристалах, а також умови оптичного фокусування приладу, описані у роботі [12-24].

При введенні клиноподібного зразка Φ (рис.3) із слабпоглинаючого матеріалу в один із інтерферуючих пучків виникає фазовий зсув, який призводить до появи фазових муарових смуг. У даному випадку муарові смуги є фазовим зображенням об'єкта. Якщо помістити плоскопаралельний зразок K на шляху одного із пучків, то відбудеться зсув муарових смуг на величину

$$\Delta N = I + \varepsilon, \quad (6)$$

де I – зсув на ціле число періодів, ε – дробова частина зсуву (рис.3а). Величина ΔN зв'язана з показником заломлення співвідношенням:

$$\delta = 1 - n = \frac{\lambda \Delta N}{t} + 1 - n_d, \quad (7)$$

де n_d – показник заломлення повітря, який у даному методі вже потрібно враховувати. Визначення величини I при значних зсувах муарових смуг, як правило, проводиться розрахунковим шляхом, використовуючи виміряну товщину зразка t та величину δ , розраховану за співвідношенням (7).

Вимірюючи зсув ΔN муарових смуг, можна визначити показник заломлення n , використовуючи методику роботи [13]:

$$1 - n = \lambda [4tg\theta \cdot \sin \alpha / 2]^{1/3} \times \left[\frac{1}{\cos(\theta - \alpha/2)} + \frac{1}{\cos(\theta + \alpha/2)} \right] \cdot \frac{\Delta N}{\Delta Z} + (1 - n_d), \quad (8)$$

де ΔZ – переміщення клинів, α – кут клинів.

Введення двох клинів приводить до значного поглинання інтерферуючих пучків, і вимір їх зсуву можна проводити лише для слабопоглинаючих кристалів.

2.2 Експериментальні результати

Трикристальний рентгенівський інтерферометр, що виготовлений із високоомного бездислокаційного монокристала Si, використовувався для визначення показників заломлення і дисперсійних поправок Ni, Cu, Ge, GaAs, Zn, Fe, Si, NaCl, KCl, CaF₂ [13-18]. Вхідна поверхня пластин інтерферометра відповідала кристалографічній площині (111), відбиваючі площини типу {220}. Зразки Ni, Cu, Zn і Fe виготовлялись із полікристалів, а Ge, Si, GaAs, NaCl, KCl і CaF₂ – із високодосконалих монокристалів. У якості досліджуваних матеріалів вибирались такі, щоб використовуючи характеристичні спектри звичайних антикатодів, максимально наблизитися до K -краю поглинання і забезпечити, по можливості, спостереження нормальної й аномальної дисперсії.

Топографія проводилась у Cu-, Ni-, Co-, FeK $\alpha\beta$ -

випромінюваннях; використовувались також деякі лінії L -серії випромінювання вольфраму. Результати експериментальних досліджень атомних амплітуд $f_e(0)$ і дисперсійних поправок $\Delta f'_e$ для полікристалічних зразків Ni і Cu у широкій області довжин хвиль подані у таблиці 3. Наведені також величини дисперсійних поправок $\Delta f''^H$, розраховані за співвідношенням Хенля [1,8]. У таблиці 4 наведені також величини δ_e^Δ , отримані методом маятникових смуг [10]. Як правило, величини $\Delta f''^H$ перевищують експериментальні на $\approx 5-10\%$, а також величини $\Delta f'^C$, розраховані за теорією Кромера [3].

Поблизу краю поглинання в області коротких довжин хвиль для Ni спостерігається задовільне узгодження експериментальних величин з теоретичними значеннями робіт [3,18], тоді як у довгохвильовій області значення $\Delta f'_e$ краще узгоджується з розрахованими даними Хенля [1,8].

3.Періодична зміна одиничного декременту показника заломлення

Показник заломлення у загальному вигляді задається співвідношенням $n=1-\delta$, де одиничний декремент $\delta=\alpha+i\beta$. Коефіцієнти α і β пропорційні дійсній і уявній частині функції атомного розсіювання. Оскільки величина δ однозначно пов'язана з коефіцієнтами поглинання, густиною матеріалів і електронною структурою атомів, то можна очікувати періодичну залежність одиничного декременту δ від порядкового номера елементів у таблиці Д.І. Менделєєва.

У даній роботі проведено розрахунки δ методом Хенля [1] для елементів з порядковим номером Z від 11 до 83 з урахуванням дисперсійних поправок $\Delta f'$ і $\Delta f''$. Розрахунки проводилися на ЕОМ. Брались табличні дані для густини матеріалу і масових коефіцієнтів поглинання [8].

Таблиця 3. Дисперсійні поправки $\Delta f'$, одиничний декремент показників заломлення δ і функція атомного розсіювання $f(0)$ для Ni та Cu.

$\lambda, \text{Å}$	Ni, $\lambda_K^{\text{Ni}}=1,4880 \text{ Å}$				Cu, $\lambda_K^{\text{Cu}}=1,3804 \text{ Å}$			
	$\delta_e^\Delta \cdot 10^6$	$\Delta f'_e$	$f_e(0)$	$\Delta f''^H$	$\delta_e^\Delta \cdot 10^6$	$\Delta f'_e$	$f_e(0)$	$\Delta f''^H$
1,39217	20,762	-2,020	25,980	-2,262	18,386	-4,267	24,733	-5,08
1,47630	21,289	-4,310	23,690	-4,655	-	-	-	-
1,50010	21,934	-4,361	23,639	-4,880	23,116	-2,218	26,782	-2,79
1,54050	24,384	-3,081	24,919	-3,567	26,459	-2,129	26,871	-2,54
1,62075	27,316	-2,780	25,220	-2,754	27,248	-1,956	27,044	-2,29
1,65784	29,319	-2,129	25,871	-2,609	28,659	-1,814	27,186	-2,19
1,78892	34,518	-1,841	26,159	-2,180	33,565	-1,655	27,345	-1,96
1,93597	40,624	-1,713	26,287	-	39,448	-1,559	27,441	-1,80

Таблиця 4. Дисперсійні поправки $\Delta f'$, одиничний декремент показника заломлення δ і функція атомного розсіяння $f(0)$ для Ge.

$\lambda, \text{Å}$	Ge, $\lambda_K^{\text{Ge}}=1,1165 \text{ Å}$			
	$\delta_e \cdot 10^6$	$\Delta f'_e$	$f_e(0)$	$\Delta f'_H$
1,24454	9,258	-2,051	29,949	-2,54
1,28175	9,885	-1,853	30,147	-2,52
1,30141	10,263	-1,638	30,362	-2,28
1,47634	13,270	-1,493	30,507	-1,91
1,54050	14,476	-1,437	30,563	-1,80
1,65784	16,789	-1,391	30,609	-1,70
1,78892	19,608	-1,300	30,700	-1,62

Таблиця 5. Дисперсійні поправки $\Delta f'$, одиничний декремент показника заломлення δ і функція атомного розсіяння $f(0)$ для GaAs.

$\lambda, \text{Å}$	GaAs, $\lambda_K^{\text{Ga}}=1,9157 \text{ Å}$, $\lambda_K^{\text{As}}=1,0450 \text{ Å}$		
	$\delta_e \cdot 10^6$	$\Delta f'_e$	$f_e(0)$
1,28175	10,223	-1,958	62,042
1,39217	12,113	-1,687	62,313
1,47630	13,652	-1,546	62,454
1,50010	14,104	-1,509	62,491
1,54050	14,897	-1,412	62,588
1,65784	17,260	-1,386	62,614
1,78892	20,108	-1,353	62,647

Розрахунок проводився для довжин хвиль характеристичного $K_{\alpha 1}$ -випромінювання Sr, Co, Cu, Mo, Ag анодів. Для таких елементів як Na, Cl, Ar, Kr, Te, Rh, Xe, Re, Hg значення дисперсійних поправок взяті з [8,18].

На рис.4 зображена залежність одиничного декременту показника заломлення δ від порядкового номера Z для $\text{Mo}K_{\alpha 1}$ - і $\text{Cu}K_{\alpha 1}$ -випромінювань. На розрахункову криву для $\text{Cu}K_{\alpha}$ -випромінювання нанесені експериментальні значення δ_{em} , отримані методом рентгенівської інтерферометрії.

Аналіз наведених даних показує, що теорія Хенля достатньо добре описує залежність δ від Z . Експериментальні дані δ_{em} , отримані методом рентгенівської інтерферометрії для легких атомів, збігаються з теоретичними. Для великих Z експериментальні значення δ практично відсутні. Деякі розходження з теорією Хенля спостерігаються тому, що у реальному атомі навіть K -електрони утворюють складну електронну структуру і наближення Хенля водневоподібності K -електронів не завжди справджується. В той же час, теорія Хенля узгоджується з експериментальними результатами при $Z \leq 36$.

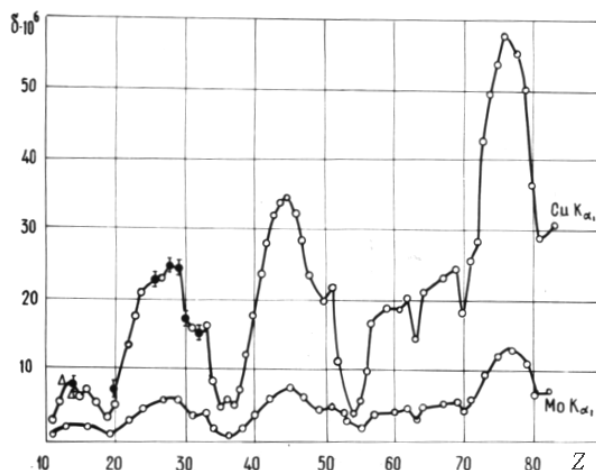


Рис.4. Періодична залежність δ від Z .

Варто зазначити, що застосування методів маятникових і муарових смуг для дослідження нормальної і аномальної дисперсії рентгенівських променів у кристалах не вичерпуються їх можливості. Застосування зазначених методів дозволило дослідити рентгенівські дифракційні муарові зображення часткових дислокацій, дефектів пакування, двійникових границь і смуг росту [19-24]. На основі отриманих результатів побудовані оптичні аналоги муарових зображень основних типів дефектів для дилатаційної, ротаційної та змішаної муарових картин [19-24]. Запропонований новий метод вимірювання енергії дефекту упакування. Виявлений дифракційний ефект муар-маятникової взаємодії. Проведено моделювання у досконалих інтерферометрах полів зміщень і деформацій, які виникають при епітаксійному рості плівок, при дії на аналізатор зосереджених навантажень, термоградієнта, при механічному та лазерному пошкодженні його поверхні. Побудовані просторові розподіли деформацій в околі дефектів та виявлені загальні закономірності формування муарових зображень. Запропонований новий метод експериментального відтворення локальних розорієнтацій атомних площин $\alpha(\vec{r})$. Розроблений метод визначення знаку деформації і планарного розподілу температур.

Отже, представлені експериментальні та теоретичні дослідження маятникових осциляцій та муарових картин демонструють можливості розглянутих методів у дослідженні нових дифракційних ефектів, у встановленні взаємозв'язку між параметрами дифракційної картини і ступенем структурної досконалості досліджуваних кристалів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Джеймс Р. Оптические дифракции рентгеновских лучей. - М.: ИЛ, 1950.
2. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. - М.: Наука, 1982.
3. Cromer D.T. Anomalous Dispersion Corrections Computed from Self-Consistent Field Relativistic Dirac-Slater wave Functions // Acta Cryst. - 1965. - **18**, No.1. - P.17-23.
4. Kato N. A theoretical study of Pendellosung Fringes. Part.I. Central Considerations // Acta Cryst. - 1961. - **14**, No.5. - P.526-533.- No.6. - P.627-636.
5. Hildebrandt G. Die Absorption von Röntgenstrahlen in Germanium in einem Dreistrahlfall der Interferenz // Phys.Stat.Sol. - 1966. - **15**, No.2. - P.131-136.
6. Batterman B.W, Patel J.K. Pendellosung measurement of the atomic Scattering Factor of germanium // J.Appl.Phys. - 1968. - **39**, No.3. - P.1882-1887.
7. Persson E, Zielinska-Romohosinska E, Gerward L. The determination of the atomic Scattering Factor of germanium by Pendellosung method // Acta Cryst. - 1970. - **26**, No.5. - P.514-518.
8. International Tables for X-ray Crystallography: in 3 V. - General Editor Lonsdale K. Birmingham, England: Kynoch Press, 1972. V.1-3.
9. Hildobrandt G, Steparson J.D, Wagenfeld H. Normale und anomal Absorption von Röntgenstrahlen in Germanium und Silicium // Z. Naturforsch. - 1973. - **28a**, No.1. - S.588-600.
10. Дроздовский В.Б, Кшевецкая М.Л, Михайлюк И.П, Раранський Н.Д. Исследование аномального рассеяния рентгеновских лучей вблизи К-края поглощения методом маятниковых полос // УФЖ. - 1970. - **15**, №9. - С.1562-1565.
11. Боядзян ГС, Михайлюк И.П, Раранский Н.Д. Определение структурных амплитуд арсенида галлия методом маятниковых полос // УФЖ. - 1972. - **17**, №8. - С.1360-1361.
12. Bonse U, Hart M. X-ray Interferometr // Appl.Phys. Today. - 1970. - **23**, No.8. - P.26-31.
13. Bounse U. Greaff W. Three beam case X-ray Interferometr // Acta Cryst. - 1975. - **31**, pt.3. - P.254-261.
14. Дроздовский В.Б, Михайлюк И.П, Раранский Н.Д. Определение показателей преломления методом рентгеновской интерферометрии // УФЖ. - 1972. - **17**, №7. - С.1212-1214.
15. Bonse U., Materlik G. Dispersionskontur für Nickel nahe der K-Absorptionskante // Z.Phys. - 1972. - **253**, No.3. - S.232-239.
16. Дроздовский В.Б, Михайлюк И.П, Раранский Н.Д. Исследование аномального рассеяния рентгеновских лучей вблизи К-края поглощения с помощью трех кристалльного интерферометра // УФЖ. - 1974. - **19**, №7. - С.1214-1215.
17. Дроздовский В.Б, Михайлюк И.П, Раранский Н.Д. Интерферометрическое исследование показателей преломления // УФЖ. - 1974. - **19**, №8. - С.1391-1392.
18. Cromer D.T. Liberman D. Relativistic calculation of Anomalous Scattering Faktors for X-ray // J.Chem. Phys. - 1970. - **53**, No.5. - P.1891-1898.
19. Раранский Н.Д, Шафранюк В.П. Дефекты границ сопряжений и релаксации напряжений в эпитаксиальных системах Si-Si, Ge-Si, GaP-Si // УФЖ. - 1985. - **30**, №1. - С.127-132.
20. Раранский Н.Д, Шафранюк В.П, Фодчук И.М. Муаровые изображения полос роста в бездислокационном монокристалле Si // УФЖ. - 1985. - **30**, №1. - С.133-135.
21. Раранский Н.Д, Шафранюк В.П, Фодчук И.М. Рентгеноинтерферометрическое изображение полей деформаций вокруг дислокационных скоплений // Металлофизика. - 1985. - **7**, №5. - С.63-71.
22. Раранский Н.Д, Фодчук И.М, Сергеев В.Н, Гимчинский О.Г. и др. Влияние ультразвуковых деформаций на муаровые картины // Металлофизика. - 1993, No.1. - С.47-52.
23. Raransky N.D., Struk Ja.M., Fodchuk I.M., Raransky A.N. Solution of X-Ray Diffraction Inverse Problems in Optics // Proc. SPIE. - Bellingham. - 1993. - **2108**. -P.321-326.
24. Raransky N.D., Struk Ja.M., Fodchuk I.M., Shafranuk V.P., Raransky A.N. The Applied Possibilities of X-Ray Interferometry // Proc. SPIE.- Bellingham. - 1995. - **2647**. - P.457-467.