

ФОДЧУК І.М., РАРАНСЬКИЙ А.М.,
КШЕВЕЦЬКА М.Л., БАЛОВСЯК С.В.

ТРЬОХКРИСТАЛЬНА РЕНТГЕНІВСЬКА РЕФЛЕКТОМЕТРІЯ.

Представлено експериментальні і теоретичні основи дослідження мікрогеометрії поверхні кристалів методом дво- і трьохкристальної рефлектометрії, що ґрунтується на явищі повного зовнішнього відбивання рентгенівських променів. Встановлені граничні межі застосування даного методу.

Інформація про величину шорсткості поверхні дуже важлива в процесі її полірування і оцінки стабільності структури. Існуючі методи оцінки шорсткості знаходяться на межі своїх можливостей при дослідженні поверхонь вищих класів чистоти з середньостатистичною висотою нерівностей $R_a \leq 0.020$ мкм. Крім того, традиційні методи не дозволяють отримувати безпосередню інтегральну характеристику шорсткості поверхні.

В даній роботі розглядається метод рентгенівської рефлектометрії, як один із можливих методів знаходження інтегральної оцінки шорсткості поверхні матеріалів з параметром $R_a < 0.008$ мкм. Базується метод на явищі повного зовнішнього відбивання (ПЗВ) рентгенівських променів (РП) від поверхні досліджуваного матеріалу. Аналіз стану поверхні тут можливий завдяки чутливості форми і профілю відбитого сигналу до мікрогеометрії поверхні [1-3].

Теоретичні та експериментальні основи методу.

Явище ПЗВ РП можна реалізувати завдяки тому, що показник заломлення їх в середовищі менший одиниці. Тоді, якщо на гладку поверхню плоского зразка під досить малим кутом Φ_0 ковзання падає вузький промінь рентгенівського випромінювання, то він дзеркально відбивається від поверхні і розповсюджується далі під тим же кутом Φ_0 або під кутом $2\Phi_0$ до напрямку падаючого променя [1]. Спостерігається даний ефект в невеликому інтервалі кутів від 0 до

деякого критичного кута $\Phi_{кр}$, який характеризує фізичні властивості речовини зразка і є функцією довжини хвилі λ використаного випромінювання [2]:

$$\Phi_{кр} = \sqrt{2d} = 7.998 \left(r \sum_{i=1}^k C_i \frac{Z_i}{A_i} \right)^{1/2} I, \quad (1)$$

де $\delta=1-n$, n - показник заломлення, ρ - густина речовини матеріалу, C_i - вміст i -тої компоненти, Z - атомний номер, A - атомна маса.

Дослідження мікрогеометрії поверхні на основі ефекту повного зовнішнього відбивання можна здійснити двома методами [3]. Перший метод – інтегральний і полягає у вимірюванні інтегральної інтенсивності відбитого сигналу в залежності від кута падіння променя на кристал. Другий метод - диференціальний (ДК ПЗВ), який полягає в аналізі форми і розподілу інтенсивності профілю відбитого сигналу $I(2\Phi_0)$, інтегральної інтенсивності I_i , пікової інтенсивності I_m та напівширини профілю $\Delta\theta$. Для визначення параметрів шорсткості в інтегральному методі зручно використовувати $\Phi_{кр}$, в диференціальному - I_i та Dq .

Як відомо, традиційні схеми рентгенівських рефлектометрів не відрізняються високою роздільною здатністю [4,5]. Так, при отриманні диференціальних кривих ПЗВ, аналіз кутової розбіжності дзеркально відбитого променя реалізується за допомогою коліматорів. При цьому досягається роздільна здатність в кутах ~ 1 кут.мін., що явно не достатньо для вимірювання розширення дзеркальних кривих в порівнянні з інструментальним максимумом від над-гладких оптичних деталей, коли вказане розширення складає декілька кутових секунд. Висока кутова роздільна здатність може бути досягнута при поєднанні двох факторів: перший - достатньо жорстка колімація падаючого променя (~ 10 кут.сек.); другий - досить висока світлосила (інтенсивність відбитого сигналу на рівні 10 імп./сек.). Окрім цього, для отримання ІК ПЗВ необхідно, щоб лінійна ширина падаючого променя була в межах 10 мкм. Ці вимоги привели до створення схеми експерименту на рис.1. Тут використано штриховий фокус рентгенівської мідної трубки БСВ-27, до-

вга сторона якого перпендикулярна площині рисунку. Для монохроматизації, колімації та концентрації випромінювання в промінь шириною 10 мкм застосовано асиметричний монохроматор, вирізаний з досконалого кристалу кремнію під кутом 19° до відбиваючих площин (111). Колімація променя досягається при допомозі асиметричного монохроматора-коліматора-концентратора в межах до 46,5 кут.сек. без врахування дисперсії однокристалного спектрометра. Складова $K_{\alpha 2}$ -випромінювання мідного антикатоду відділяється щілиною шириною в 10 мкм.

В інтегральному методі зразок обертається навколо вертикальної вісі гоніометра в межах від $\Phi_0 = 0$ до $\Phi_0 \approx 1^{\circ}$. Дзеркально відбитий промінь рееструються детектором з достатньо широким вхідним вікном без аналізу кутового спектру.

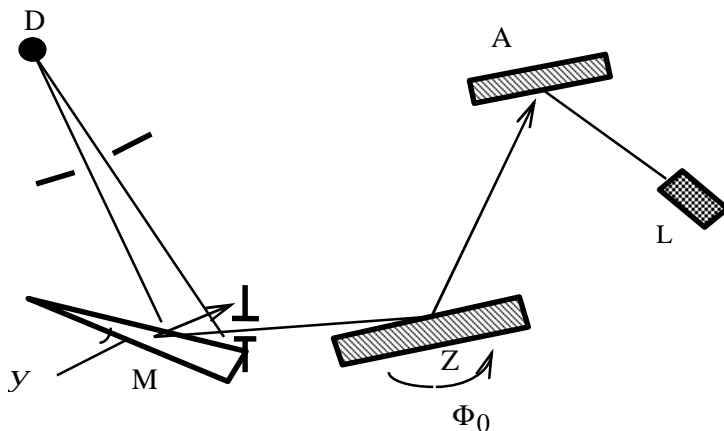


Рис.1. Геометрична схема експерименту.

D - джерело (трубка БСВ-27, Cu);

M - асиметричний монохроматор;

Z - досліджуваний зразок; A - аналізатор;

L - лічильник рентгенівського випромінювання;

Φ_0 - кут ковзання; ψ - кут зрізу монохроматора.

Форма інтегральних кривих ПЗВ досить чутлива до зміни значень параметрів шорсткості поверхні. Співставлення експериментальних кривих з теоретичними дозволяє досить точно оцінити величину параметрів мікросорсткості поверхні [1-3]. Проте, метод ІК ПЗВ поступається чутливістю до незначних шорсткостей диференціальному методу (ДК ПЗВ).

В методі ДК ПЗВ досліджується кутовий розхил дзеркально відбитого променя. Найбільш точно такі дослідження можуть бути проведені при використанні двокристального спектрометра (ДКС) в (n,-n) положенні, в якому перший кристал є монохроматором, що формує падаючий на досліджувану поверхню промінь, а другий є аналізатором кутового розхилу дзеркально відбитого від зразка променя. Роздільна здатність такої схеми дозволяє зафіксувати розширення ДК ПЗВ на рівні 1 кут.сек. в порівнянні з напівшириною інструментального піку.

Для бездисперсійного розміщення ДКС інтенсивність дзеркально відбитого від зразка променя під кутом Φ_0 в залежності від кута повороту α аналізатора описується співвідношенням :

$$I_0(\Phi_0, L) = G(\Phi_0, L) \int_{-\infty}^{+\infty} \int R_m(a') F(b) R_{\Phi p}(\Phi_0 - a + b) R_a[2(\Phi_0 + b) - a + a'] da' db.$$

Тут $R_m(a')$ - коефіцієнт відбивання від монохроматора, R_a - від аналізатора, $2(\Phi_0 + \beta)$ - відхилення дзеркального променя по відношенню до падаючого на поверхню. Для оптично надгладких поверхонь напівширина β функції розподілів нахилів $F(\beta)$ задовольняє нерівність $b \ll \Phi_{кр}$. Якщо кут відхилення при вимірюванні ДК ПЗВ зразка встановити рівним $\Phi_0 \approx 1/2 \Phi_{кр}$, то з врахуванням нерівності $b \ll \Phi_{кр}$ френелівський коефіцієнт відбивання $R_{\Phi p}$ можна вважати постійним і винести за знак інтегралу. Тоді інтеграл з точністю до постійної і зсуву аргументу α на $2\Phi_0$ співпадає з ДКС кривою і описує інструментальну функцію, з якою порівнюється дзеркальний пік ДК ПЗВ. Якщо напівширина $F(\beta)$ значно більша таких

же величин для R_m і R_a , то підінтегральні вирази можна представити δ -функціями і в результаті отримаємо:

$$I_0(\Phi_0, L) \approx F(a)R_{\Phi p}(\Phi_0 + a). \quad (2)$$

Отже для функції розподілу матимемо з точністю до постійної:

$$F(a) \approx \frac{I_0(\Phi_0, a)}{R_{\Phi p}(\Phi_0 + a)}, \quad (3)$$

де $I_0(\Phi_0, L)$ вимірюється експериментально, а $R_{\Phi p}(\Phi_0 + L)$ досить точно вираховується. Для R_m , R_a , $F(\beta)$, що мають вигляд функцій Коші, фізичне розширення ДК ПЗВ в порівнянні з інструментальною кривою ДКС, буде рівне напівширині функції розподілу нахилів:

$$b = \Delta a(\text{ДК ПЗВ}) - \Delta a(\text{ДКС}). \quad (4)$$

Таким чином, для відновлення функції нахилів $F(\beta)$ достатньо виміряти напівширину дзеркальної (ДК ПЗВ) і інструментальної (ДКС) кривих.

Як уже зазначалось, застосування рентгенівської рефлектометрії, як в методі ІК ПЗВ, так і в методі ДК ПЗВ, по відношенню до визначення напівширини функції нахилів $F(\beta)$, обмежено умовою $0 < \bar{b} < \Phi_{кр}$. Це обмеження пов'язано з тим, що коефіцієнт дзеркального відбивання Френеля близький до одиниці в інтервалі кутів $0 < \Phi_0 < \Phi_{кр}$ і $0 < \Phi < \Phi_{кр}$. Для $\Phi_0 > \Phi_{кр}$, $R_{\Phi p} \rightarrow 0$ і в зв'язку з відсутністю сигналу не може бути отримана інформація про рельєф поверхні. Розглянемо найпростішу модель синусоїдального профілю поверхні з висотою і кроком нерівностей профілю R і S відповідно:

$$y(x) = R \sin\left(2p \frac{x}{S}\right), \quad (5)$$

тоді кутовий нахил профілю і функція їх розподілу матиме вигляд:

$$b \approx \frac{dy}{dx} = \frac{2pR}{S} \cos\left(2p \frac{x}{S}\right), F(b) = \frac{1}{S} \frac{dx}{db} = -\frac{1}{S} \frac{S^2}{4pR} \left[\sqrt{1 - \left(\frac{bS}{2pR}\right)^2} \right]^{-1/2}. \quad (6)$$

Середньоквадратичне відхилення профілю може бути представлено через другий момент функції $F(\beta)$:

$$\bar{b}^2 = \int_{b_1}^{b_2} b^2 F(b) db = \frac{p^2 R^2}{2S^2}, \quad \text{або} \quad \bar{b} = \frac{pR}{\sqrt{2}S}. \quad (7)$$

Якщо припустити, що фізичне розширення ДК ПЗВ порівняне з \bar{b} , то з (7) можна отримати границі застосування методу рентгенівської рефлектометрії. Відношення висоти нерівностей профілю R_a до кроку S_m у визначеному кутовому інтервалі пов'язані з вимірюваними значеннями напівширин ДК ПЗВ Δq^P співвідношенням:

$$\frac{R_a}{S_m} = \frac{\Delta q^P}{4p}, \quad (8)$$

де $\Delta q^P = dq_{\text{вим}} - q_0$. Мінімальне розширення ДК ПЗВ в порівнянні з інструментальною функцією (кривою гойдання ДКС), що визначається експериментально, оцінюється величиною ~ 1 кут.сек., тобто $0.5 \cdot 10^{-5}$ рад. Максимальне розширення ДК ПЗВ рівне критичному куту ПЗВ - $\Phi_{\text{кр}} \approx 0.5 \cdot 10^{-2}$ рад. Тоді для відношення R_a/S_m отримаємо межі:

$$0.5 \cdot 10^{-5} < \frac{R_a}{S_m} < 0.5 \cdot 10^{-2}. \quad (9)$$

Якщо допустити, що крок нерівностей $S_m \approx 1$ мкм, то отримаємо:

$$0.5 \cdot 10^{-5} \text{ мкм} < R_a < 0.5 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}. \quad (10)$$

Нерівності (9) і (10) визначають межі застосування методу рентгенівської рефлектометрії.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРИ

1. Блохин М.А. Оптика рентгеновских лучей.-М.: Гостехиздат, 1953. - 453с.
2. Алиханов А.И. Оптика рентгеновских лучей.- М.: ГТТИ, 1993.- 104с.
3. Синайский В.М. Количественная оценка неровностей обработанных поверхностей высших классов чистоты методами рентгеновской рефлектометрии//Измерительная техника.-1983.- №6.- С.27—29.
4. Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Якушкин И.Г. Об эффекте полного внешнего отражения рентгеновских лучей// ЖЭТФ.- 1985.- **89**, вып.6(12).- С.2124-2132.
5. Ершов О.А., Брытов И.А. Отражение мягкого рентгеновского излучения от тонких слоев алюминия и хрома //Оптика и спектрометрия.- 1967.- **22**, вып.2.- С.305.
6. Cosslett V.E., Nixon W.C. X-Ray Microscopy.- New York: Cambridge Univ. Press, 1960. - 406p.

SUMMARY

FODCHUK I.M., RARANSKY A.M.,
KSHEVETSKA M.L., BALOVSYAK S.V.

OPPORTUNITIES OF THREE-CRYSTAL X-RAY REFLECTOMETRY.

Experimental and theoretical base of crystal surface microgeometry research are presented. The two- and three-crystal x-ray reflectometry method was applied with use the total external reflection phenomenon. Limits of method application are determined.