

## СТОКСПОЛЯРИМЕТРИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ОПТИКО-ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ШОРСТКИХ ПОВЕРХОНЬ

Розглянуто закономірності відбивання поляризованого випромінювання від границь розділу шорстких поверхонь із заданими оптичними властивостями. Запропоновані методи вимірювання оптико-геометричних параметрів шорстких поверхонь на основі стокс-поляриметричних вимірювань дифузної та дзеркальної складових.

Regularities of polarized light reflection from the separation boundary of rough surfaces with specified optical properties are examined. The measurement methods of rough surface optical-geometric parameters, based on stockes-polarimetric measurements of diffuse and reflective components, are offered.

Теорія розсіяння випромінювання шорсткою поверхнею базується на представленні поверхні у вигляді неперервного випадкового набору висот і кутів нахилу нерівностей [1-3] або стохастично розподілених мікроплощадок [4]. Структура реальної шорсткої поверхні буде залежати від технології її отримання. Так, при травленні поверхні переважають гладкі нерівності, а при шліфуванні абразивом реалізуються поверхні із нерівностями у вигляді статистичного набору мікроплощадок.

Розсіяння поляризованого випромінювання на плоскій шорсткій поверхні можна описати в загальному випадку матрицями дифузного  $\hat{\beta}(\vec{r}_0, \vec{r})$  і дзеркального  $\hat{\rho}(\vec{r}_0)$  відбивання.

$$\vec{S}(\theta, \varphi) = \left[ \frac{\hat{\beta}(\vec{r}_0, \vec{r}) \cos \theta_0 \Delta \omega_0}{\pi} + \hat{\rho}(\vec{r}_0) \delta(\vec{r}_0 - \vec{r}'_0) \right] \vec{S}(\theta_0, \varphi_0), \quad (1)$$

де  $\vec{S}(\theta, \varphi)$ ,  $\vec{S}(\theta_0, \varphi_0)$  – параметри Стокса розсіяного та опромінюючого пучків із розмірністю променистої яскравості,  $\vec{r}(\theta, \varphi)$ ,  $\vec{r}_0(\theta_0, \varphi_0)$  – одиничні вектори, що характеризують напрямки розсіяння і опромінювання,  $\theta$ ,  $\theta_0$  – полярні кути,  $\varphi$ ,  $\varphi_0$  – азимутальні кути,  $\delta(\vec{r}_0 - \vec{r}'_0)$  – символ Кронекера,  $\vec{r}'$  – напрямок дзеркального відбивання,  $\Delta \omega_0$  – тілесний кут опромінюючого пучка.

У виразі (1) елемент  $\beta_{11}(\vec{r}, \vec{r}_0)$  являє собою коефіцієнт яскравості поверхні. Статистична теорія розсіяння випромінювання шорсткою

поверхнею дозволяє виразити величини  $\hat{\beta}(\vec{r}_0, \vec{r})$ ,  $\hat{\rho}(\vec{r}_0)$  через оптико-геометричні характеристики її структури (функції розподілу висот і кутів нерівностей, радіус кореляції, коефіцієнт заломлення матеріалу  $m=n-i\chi$ ).

Зауважимо, що при розсіянні випромінювання на шорстких поверхнях із гладкими пологими нерівностями деполаризація пучка спостерігатися не повинна. Проте явище деполаризації спостерігається, як правило, для шорстких поверхонь, отриманих за допомогою абразивного шліфування [5]. При нехтуванні ролі повторних відбивань (багатократного розсіяння) деполаризацію слід пов'язати із дифракційним механізмом розсіяння випромінювання на статистично орієнтованих мікроплощадках. Зупинимось на розв'язку обернених задач оптики шорстких поверхонь, що мають явно виражену структуру мікроплощадок.

### Дифузне відбивання

У роботі [6], використовуючи модель шорсткої поверхні у вигляді хаотично орієнтованих мікроплощадок (із розміром більше довжини хвилі  $\lambda$ ) із характерним кутовим розподілом, в дифракційному наближенні отримано такий вираз для матриці:

$$\hat{\beta}(\theta, \theta_0, \varphi - \varphi_0) = \frac{\pi f(\theta_N, \theta_0, \theta)}{4 \cos \theta_0 \cos \theta} \begin{vmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 & 0 \\ r_{21} & r_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{33} & r_{34} \\ 0 & 0 & r_{43} & r_{44} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 \text{де } r_{11} &= \frac{1}{2} \left[ |R_p|^2 + |R_s|^2 + D_2 \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} \left( |R_p|^2 + |R_s|^2 \right) \right], \\
 r_{22} &= r_{11} - D_1 |R_p - R_s|^2, \quad r_{12} = r_{21} = \frac{1}{2} \left[ |R_p|^2 - |R_s|^2 - \right. \\
 &\quad \left. - D_1 (|R_p|^2 - |R_s|^2) + D_2 \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} (|R_p|^2 - |R_s|^2) \right], \quad r_{33} = \\
 &= |R_p| |R_s| \cos \alpha + D_1 |R_p - R_s|^2 + D_2 \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} (|R_p| |R_s| \cos \alpha), \\
 r_{44} &= r_{33} - D_1 |R_p - R_s|^2, \quad r_{43} = -r_{34} = |R_p| |R_s| \sin \alpha + \\
 &\quad + D_1 |R_p - R_s|^2 \sin \alpha + D_2 \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} (|R_p| |R_s| \sin \alpha), \\
 D_1 &= 1,7 \left( \frac{\pi b}{\lambda} \right)^{-2}, \quad D_2 = 0,212 \left( \frac{\pi b \cos \delta}{\lambda} \right)^{-2},
 \end{aligned}$$

$R_p = |R_p| \exp(i\alpha_p)$ ,  $R_s = |R_s| \exp(i\alpha_s)$  – Френелівські амплітудні коефіцієнти відбивання,  $\alpha = \alpha_p - \alpha_s$ ,  $\delta$  – кут падіння на окрему мікроплощадку,  $D_1, D_2$  – дифракційні поправки, числові значення яких залежать від середньо-статистичного розміру мікроплощадки  $b$ ,  $f(\theta_N, \theta_0, \theta)$  – ефективна функція розподілу кутів нахилу мікро площадок,  $\theta_N$  – кут між нормаллю до мікроплощадки і нормаллю до середньої лінії поверхні.

Вираз (2) отримано за умови:  $b/\lambda \geq 3$ .

Під ефективною функцією розуміємо співвідношення:

$$f(\theta_N, \theta_0, \theta) = \frac{d\sigma}{d\omega_N} \sigma,$$

де  $d\sigma$  – площа мікроплощадок, що дають дзеркальний блиск в тілесному куті  $d\omega_N$ ,  $\sigma$  – площа поверхні, що опромінюється.

Без врахування дифракції ( $D_1=D_2=0$ ) матриця відбивання окремої мікроплощадки відповідає матриці Мюллера для гладкої поверхні. Вираз (2) описує середнє поле розсіяного випромінювання. При опроміненні поверхні когерентним пучком поле розсіяного випромінювання буде мати спекл-структуру із середнім радіусом  $\lambda l/d$  ( $d$  – діаметр пучка, що опромінює,  $l$  – відстань від зразка до площини спостереження).

Деполаризація випромінювання при відбиванні від шорсткої поверхні з явно вираженою структурою мікроплощадок зумовлена тим, що розсіяний пучок формується дифрагованими променями від мікроплощадок із різними азимутами

поляризації. При цьому загальна інтенсивність визначатиметься сумою інтенсивностей окремих парціальних пучків, що мають різні стани поляризації.

Для кутів розсіяння  $2\delta$  (кут між векторами  $\vec{r}_0, \vec{r}$ ), що відповідають головному куту падіння  $2\delta_A$  у випадку  $\chi \ll n$  ( $m=n-i\chi$  – комплексний коефіцієнт заломлення) із (2) впливає таке інваріантне співвідношення:

$$\frac{\beta\beta}{\beta\beta\beta} = \text{const} = 4 \cos \delta_B \frac{|R_s|^2}{\frac{\partial^2 |R_p|^2}{\partial \delta^2}}. \quad (3)$$

Ліва частина виразу (3) є співвідношенням інтенсивностей "s"- і "p"-компонент розсіяних пучків при опроміненні поверхні лінійно поляризованим у площині падіння пучком ("p"-компонента). Справедливість виразу (3) підтверджена багаторазовими експериментами з поверхнями Ge, Si,  $\text{Cu}_2\text{O}$ , шліфованими абразивами різних розмірів (5–100 мкм). Так, для згаданих шліфованих поверхонь Ge і  $\text{Cu}_2\text{O}$  значення константи із виразу (3) практично не змінюється і відповідно дорівнює 10,5 і 15 для довжини хвилі  $\lambda=560$  нм.

Справедливість виконання (3) свідчить на користь дифракційного механізму розсіяння випромінювання статистично орієнтованими мікроплощадками. Вираз (2) може бути покладений в основу експериментального вивчення статистичної структури шорсткої поверхні та її оптичних констант  $n$  і  $\chi$ . Визначення  $n$  і  $\chi$ , користуючись вимірюваннями матриць дифузного відбивання, найбільш доцільно проводити в головному куті падіння  $\delta_A$ . Значення  $\delta_A$  може бути визначене за нульовими значеннями елемента  $\beta_{44}$ . При цьому дифракційна поправка  $D_2$  не виявляє впливу ( $\frac{\partial^2}{\partial \delta^2} (|R_p| |R_s| \cos \alpha) = 0$ ), а нульові значення елемента  $\beta_{44}$  відповідають різниці фаз  $\alpha = \pi/2$ .

Для визначення другого еліпсометричного параметра  $\psi = \arctg(|R_p|/|R_s|)$  доцільно використати співвідношення  $\beta_{34}/\beta_{11} = -\beta_{43}/\beta_{11}$  при куті розсіяння  $2\delta_A$  (кут падіння на мікроплощадку при цьому дорівнює  $\delta_A$ ). Тоді, відповідно до (2), отримуємо:

$$\sin 2\psi = \frac{1}{1 - D_1} \left[ \frac{\beta_{34}}{\beta_{11}} - \frac{0,124 D_1}{\cos^2 \delta_B} \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} \left( \frac{\beta_{34}}{\beta_{11}} \right) \right]. \quad (4)$$

Необхідні значення дифракційних поправок легко знайти із вимірювання деполаризації лінійно поляризованого випромінювання в головному

куті падіння  $\delta_A$ , при якому  $D_1 = \left(1 - \frac{\beta_{22}/\beta_{11}}{2}\right)$ ,

або при куті падіння  $\delta=0$  де  $D_1 = \left(1 - \frac{\beta_{22}/\beta_{11}}{4}\right)$ .

Знайдені вказаним способом значення  $\alpha=\pi/2$  і  $\psi$  дозволяє за відомими оптичними інваріантами вирахувати оптичні константи  $n$  і  $\chi$ :

$$n^2 - \chi^2 = \sin^2 \delta \left(1 + \frac{\text{tg}^2 \delta (\cos^2 2\psi - \sin^2 \alpha)}{(1 + \sin 2\psi \cos \alpha)^2}\right), \quad (5)$$

$$n\chi = \sin^2 \delta \cdot \text{tg}^2 \delta \frac{\sin 2\psi \cos 2\psi \sin \alpha}{(1 + \sin 2\psi \cos \alpha)^2}.$$

Отримані значення  $n$  і  $\chi$  слід вважати ефективними, оскільки вони можуть суттєво відрізнитися від оптичних констант масивного матеріалу середовища. Величина цієї різниці залежатиме від поверхневих дефектів кристалічної структури, а також від наявності на поверхні субмікроскопічних нерівностей із кореляційним радіусом, набагато меншим від довжини хвилі. Введення ефективного коефіцієнта заломлення для полірованої поверхні Ge при наявності на ній субмікроскопічних нерівностей розміром 100–200 Å було вперше запропоноване в роботі [8]. Розрахунок ефективного коефіцієнта заломлення ( $m_z = n_z - i\chi$ ) у дипольному наближенні можна виконати на основі рівності:

$$\frac{m_z^2 - 1}{m_z^2 + 2} = \mu \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}, \quad (6)$$

де  $\mu$  – фактор заповнення поверхневого шару матеріалом основної речовини із коефіцієнтом заломлення  $m$ .

Отримані експериментальні результати вказують на суттєву різницю значень  $n_z$  і  $\chi_z$  від  $n$  та  $\chi$  для шліфованих поверхонь Ge і Si. Характерно, що штучне травлення поверхні, що знімає тонкий поверхневий шар  $\approx 200$  Å робить цю різницю значно меншою.

Отже, енергетичні коефіцієнти відбивання випромінювання від шорстких поверхонь повинні визначатися значеннями  $n_z$  і  $\chi_z$ . Якщо при цьому макроструктурні нерівності достатньо пологі (несуттєве затінення), то при куті опромінення  $\theta_0=0$  коефіцієнт дифузного відбивання можна визначити виразом:

Таблиця 1. Значення коефіцієнтів відбивання шліфованих та полірованих зразків Ge та Si, визначених фотометричним (інтегруюча фаза) та поляриметричним (вираз (7)) методами ( $\lambda=620$ )

Зразки	Вираз (7)	ПШФ
Ge полір.	0,47	0,465
Шліф. M100	0,38	0,375
Шліф. M20	0,27	0,29
M100 травл.	0,42	0,395
M20 травл.	0,312	0,310
Si полір.	0,381	0,379
Шліф M100	0,268	0,260
Шліф. M20	0,23	0,235

$$\rho(\theta_0 = 0) \approx \frac{(n_z - 1)^2 + \chi_z^2}{(n_z + 1)^2 + \chi_z^2}. \quad (7)$$

Рівність (7) очевидна внаслідок практичної незмінності френелівського коефіцієнта відбивання в інтервалі кутів падіння 0–40°.

У таблиці 1 наведено значення коефіцієнта дифузного відбивання для ряду шорстких поверхонь, обчислених за (7), а також виміряних експериментально за допомогою інтегруючої сфери.

Отримані результати добре співвідносяться між собою, хоча при цьому коефіцієнти відбивання шорстких поверхонь майже удвічі менші, ніж для полірованої поверхні. Отже, можна говорити про відповідність поляризаційних і фотометричних вимірювань.

Функція розподілу кутів нахилу мікроплощадок  $f(\theta_N)$  є важливою статистичною характеристикою шорсткої поверхні. Із врахуванням затінення її можна подати у вигляді [4,9]:

$$f(\theta_N, \theta_0, \theta) = f_3(\theta_0) f(\theta_N) f_3(\theta), \quad (8)$$

$f_3(\theta_0) f_3(\theta)$  – функції затінення для опромінюючих та розсіяних пучків.

Відповідно до (2), ефективну функцію розподілу  $\bar{f}(\theta_N, \theta_0, \theta)$  можна виразити через відповідні елементи матриці яскравості  $\beta_{ik}(\vec{r}_0, \vec{r})$  в наближенні одноразового розсіяння. Оскільки в експерименті компонента багатократного розсіяння також присутня, то доцільно для визначення  $\bar{f}(\theta_N, \theta_0, \theta)$  використати такі елементи матриці, де її вклад буде мінімальним. Очевидно, що в елемент  $\beta_{11}$  вклад компоненти багаторазового розсіяння найбільший. Можна показати, що повторне відбивання вносить найменший вклад у елемент  $\beta_{44}$ . Тому в області кутів розсіяння, де відношення  $\beta_{44}/\beta_{11}$  достатньо велике (більше, ніж 0,3–0,4), значення  $\bar{f}(\theta_N, \theta_0, \theta)$  можна знайти із виразу:

$$\begin{aligned} \bar{f}(\theta_N, \theta_0, \theta) = \\ = \frac{4\beta_{44}(\bar{r}_0, \bar{r}) \cos \theta_0 \cos \theta}{\pi \left[ |R_p||R_s| \cos \alpha + D_2 \frac{\partial^2}{\partial \delta^2} (|R_p||R_s| \cos \alpha) \right]} \end{aligned} \quad (9)$$

Отримані значення ефективної функції  $\bar{f}(\theta_N, \theta_0, \theta)$  для різних кутів опромінення і спостереження дозволяють із врахуванням (8) виділити істинну функцію розподілу кутів нахилу мікроплощадок. На рис. 1 наведені характерні функції розподілу  $f(\theta_N)$  і функції затінення  $f_3(\theta)$  для поверхонь Ge і Si, які шліфовані абразивами 20 і 100 мкм.

Характерно, що дані розподілу кутів нахилу можуть бути описані нормальним законом [4,10]. При цьому середній нахил мікроплощадок для даних зразків Si складає 14–16°, а для Ge – 17–19°.

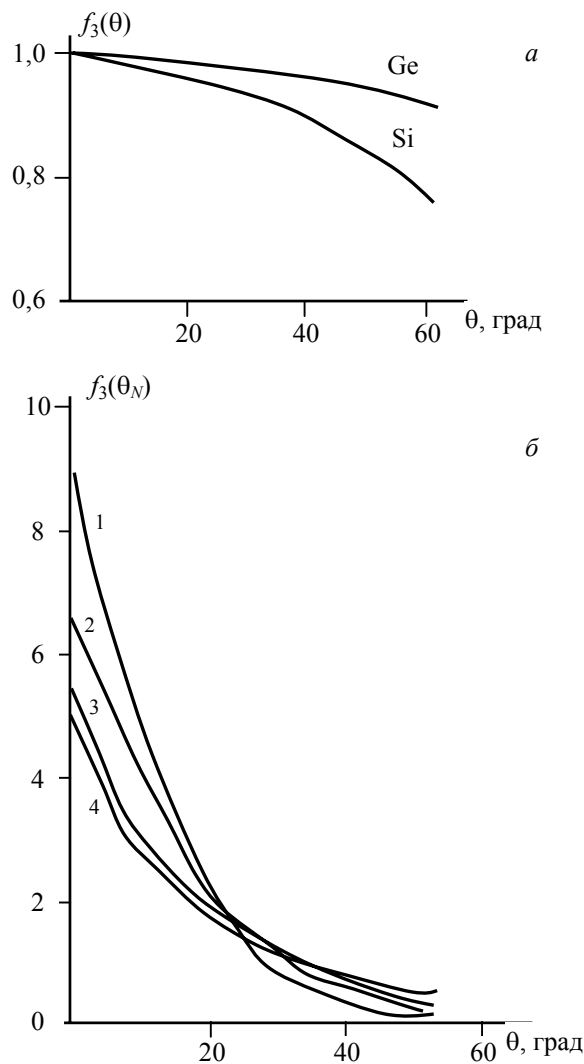


Рис. 1. Функції затінення (а) та функції розподілу мікрограней за напрямком (б) для шліфованих абразивами М100 (1, 3) та М20 (2, 4) зразків Si (1, 2) і Ge (3, 4)

### Дзеркальне відбивання

Розглянемо формування дзеркально відбитого від шорсткої поверхні пучка на основі моделі статистично орієнтованих мікроплощадок із характерним розподілом їх висот та кутів нахилу.

Вважатимемо, що дзеркальна складова формується в результаті інтерференції хвиль, відбитих від статистично орієнтованих мікроплощадок, нормалі до яких задають тілесний кут, що відповідає першій дифракційній плямі. Інтегруючи матрицю Джонса середньостатистичної мікроплощадки розміром  $b$  в межах першої дифракційної плями, переходячи потім до матриці Мюллера, отримаємо нормовану матрицю дзеркального відбивання ізотропно шорсткої поверхні в такому вигляді [11,12]:

$$\frac{\hat{\rho}_3(\theta_0)}{\rho_3(\theta_0)} = \begin{vmatrix} 1 & f_{12} & 0 & 0 \\ f_{21} & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & f_{33} & f_{34} \\ 0 & 0 & f_{43} & f_{44} \end{vmatrix}, \quad (10)$$

$$\text{де } f_{12} = f_{21} = \frac{|R_p|^2 - |R_s|^2}{|R_p|^2 + |R_s|^2} = \cos 2\bar{\psi},$$

$$f_{33} = f_{44} = \frac{2|\bar{R}_p||\bar{R}_s| \cos \bar{\alpha}}{|\bar{R}_p|^2 - |\bar{R}_s|^2} = \sin 2\bar{\psi} \cos \bar{\alpha},$$

$$f_{34} = -f_{43} = \frac{2|\bar{R}_p||\bar{R}_s| \sin \bar{\alpha}}{|\bar{R}_p|^2 - |\bar{R}_s|^2} = \sin 2\bar{\psi} \sin \bar{\alpha},$$

$\bar{R}_p, \bar{R}_s$  – усереднені в межах головної дифракційної плями амплітудні коефіцієнти відбивання середньостатистичної мікроплощадки,  $\bar{\alpha}, \bar{\psi}$  – відповідні їм еліпсометричні параметри.

Значення  $\bar{R}_p, \bar{R}_s$  із точністю до величин порядку  $\beta^2, \gamma^3$  ( $\beta = \lambda / (\pi b \cos \theta_0), \gamma = \lambda / (\pi b)$ ) будуть такими:

$$\begin{aligned} \bar{R}_p &= |\bar{R}_p| \exp(i\alpha_p) \approx |\bar{R}_p| \exp(i\alpha_p) + \\ &+ |\bar{R}_p|' \exp(i\alpha_p) \beta + i |\bar{R}_p| \beta \exp(i\alpha_p) \alpha'_p + \\ &+ |\bar{R}_s| \exp(i\alpha_s) \pi \gamma^2, \\ \bar{R}_s &= |\bar{R}_s| \exp(i\alpha_s) \approx |\bar{R}_s| \exp(i\alpha_s) + \\ &+ |\bar{R}_s|' \exp(i\alpha_s) \beta + i |\bar{R}_s| \beta \exp(i\alpha_s) \alpha'_s + \\ &+ |\bar{R}_p| \exp(i\alpha_p) \pi \gamma^2, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\text{де } |R'_p| = \frac{\partial |R_p|}{\partial \delta}, |R'_s| = \frac{\partial |R_s|}{\partial \delta}, \alpha'_p = \frac{\partial \alpha_p}{\partial \delta}, \alpha'_s = \frac{\partial \alpha_s}{\partial \delta},$$

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_p - \bar{\alpha}_s, \bar{\psi} = \arctg | \bar{R}_p | / | \bar{R}_s |.$$

З (10), (11) випливає, що, на відміну від розглянутого випадку дифузного відбивання, для дзеркального відбивання характерна відсутність деполаризації. Матриця Мюллера для статистично ізотропної шорсткої поверхні по формі відповідає матриці полірованої поверхні. Проте еліпсометричні параметри при цьому можуть суттєво відрізнятись, навіть якщо на поверхні відсутні субмікроскопічні нерівності з радіусом кореляції  $a \ll \lambda$ . Це зумовлено тим, що у формуванні дзеркальної складової беруть участь мікроплощинки, орієнтовані по-різному відносно до площини падіння, тобто з різними азимутами. У результаті інтерференції окремих парціальних пучків формується загальна амплітуда, "p" і "s", складові якої ( $\bar{R}_p, \bar{R}_s$ ) залежать від обох френелівських амплітудних коефіцієнтів відбивання. У зв'язку з цим для об'єктів із  $\chi \ll n$  можлива ситуація поблизу головного кута падіння  $\delta_A$ , коли інтенсивність дзеркальної складової "p"-компоненти у шорсткої поверхні може перевищувати відповідну їй інтенсивність для полірованої поверхні.

Вважаючи нормальним закон розподілу висот і кутів нахилу мікроплощадок, отримуємо:

$$\rho_{3p}(\theta) \approx \exp\left(-\frac{16\pi^2\sigma^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^2}\right) \times$$

$$\times |R_p|^2 \left[ 1 + (\beta\alpha'_p)^2 + \left(\frac{\pi\gamma^2}{\text{tg } \psi}\right)^2 \right], \quad (12)$$

де  $\psi = \arctg(|R_p| / |R_s|)$ .

При виконанні умови

$$\left[ 1 + (\beta\alpha'_p)^2 + \left(\frac{\pi\gamma^2}{\text{tg } \psi}\right)^2 \right] > \exp\left(-\frac{16\pi^2\sigma^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^2}\right),$$

коефіцієнт дзеркального відбивання "p"-компоненти шорсткої поверхні повинен перевищувати аналогічне значення для полірованої поверхні.

Так, для шорсткої поверхні Si при  $\lambda=632,8$  нм, вважаючи  $b \approx 3$ , отримаємо, що в області головного кута  $\delta_A=79^\circ$  значення коефіцієнта відбивання "p"-компоненти повинно складати:

$$\rho_{3p}(\theta) \approx \exp\left(-\frac{16\pi^2\sigma^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^2}\right) \cdot 11,4 |R_p|^2,$$

( $n \approx 3,87, \chi=0,15, \alpha'_p=0,15, \text{tg } \psi=0,05, \beta \approx 0,36, \gamma \approx 0,01$ ).

Ефект перевищення коефіцієнта дзеркального відбивання "p"-компоненти добре спостерігати на шліфованих абразивом 5–20 мкм поверхнях Si і Ge. У таблиці 2 наведено експериментальні значення коефіцієнта відбивання "p" і "s"-компонент для полірованих і шорстких поверхонь Si.

В описаному експерименті мають місце два механізми, що зумовлюють перевищення інтенсивності "p"-компоненти: дифракційне перекриття інтерферуючих пучків, відбитих системою по-різному орієнтованих мікроплощадок і наявність субмікροструктурних неоднорідностей на самих площадках.

Можна вважати, що будь-яка шорстка поверхня включає в себе як великомасштабні неоднорідності з радіусом кореляції  $a > \lambda$ , так і дрібно-масштабні з  $a \ll \lambda$ .

Наявність на поверхні дрібно-масштабних неоднорідностей приводить до того, що інтенсивність відбитого від границі розділу пучка буде визначатися ефективним коефіцієнтом заломлення. При цьому при наявності тільки дрібно-масштабних неоднорідностей поверхня стає такою, що не розсіює.

Припускаючи, що великомасштабна структура поверхні характеризується нормальним розподілом, отримаємо, що коефіцієнт дзеркального відбивання визначатиметься таким виразом:

$$\rho_{3p}(\theta) \approx |R_E(\theta_0)|^2 \exp\left(-\frac{16\pi^2\sigma^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^2}\right), \quad (13)$$

де  $|R_E(\theta_0)|^2$  – ефективний коефіцієнт відбивання границі розділу  $\sigma^2 = \langle h^2 \rangle$  – дисперсія висот нерівностей  $h$ .

Таблиця 2. Експериментальні значення коефіцієнтів відбивання (%) "p" і "s" компонент від полірованої та шліфованої абразивом M100 поверхонь Si для довжини хвилі 632,8 нм

$\theta$	74	76	78	80	82	85
$\rho_{3p}(\theta)$ полір.	2,2	0,3	0,36	1,3	7,2	18,1
$\rho_{3s}(\theta)$ полір.	0,5	1,6	3,5	7,1	13,3	31,5
$\rho_{3p}(\theta)$ шорстк.	86,7	87,5	89,7	94,5	95,3	96,1
$\rho_{3s}(\theta)$ шорстк.	6,7	13,2	19,6	29,1	39,1	61,2

Можна запропонувати таку поляризаційну методику визначення величин  $\sigma^2 = \langle h^2 \rangle$ . Спершу визначають ефективні оптичні константи  $n_z, \chi_z$  із вимірювання еліпсометричних параметрів в умовах проявлення регулярного (дзеркального) відбивання. На основі отриманих значень  $n_z, \chi_z$  розраховується кутовий хід величини:

$$|R_E(\theta_0)|^2 = \frac{|R_{Ep}(\theta_0)|^2 + |R_{Es}(\theta_0)|^2}{2}.$$

Потім отримані значення використовуються для побудови експериментальної залежності

$$\frac{\ln \rho_3(\theta_0)}{|R_E(\theta_0)|^2} \div \frac{\cos^2 \theta_0}{\lambda^2}.$$

Кут нахилу отриманої прямої дає значення  $\sigma$ , яке виявляється достатньо близьким до значень, отриманих із прямих графікометричних вимірювань шорсткої поверхні. Наведені результати вказують також на те, що функцію розподілу висот нерівностей поверхонь, отриманих за допомогою абразивної шліфовки, можна задати нормальним розподілом.

Для шорстких поверхонь із довільною функцією розподілу висот нерівностей  $\psi(h)$  інтенсивність дзеркальної складової в першому наближенні повинна визначатися величиною  $\langle h^2 \rangle - \langle h \rangle^2$ . Цей результат впливає з розрахунку середньої амплітуди регулярного відбивання.

$$\begin{aligned} \bar{R}_3(\theta_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} R(\theta_0, h) \psi(h) \exp\left(-\frac{i4\pi h \cos\theta_0}{\lambda}\right) dh = \\ &= \bar{R}(\theta_0) \left[ 1 - \frac{i4\pi h \cos\theta_0}{\lambda} \langle h \rangle - \left(\frac{4\pi h \cos\theta_0}{\lambda}\right)^2 \frac{\langle h^2 \rangle}{2!} - \dots \right], \end{aligned}$$

де амплітудний коефіцієнт відбивання профілю поверхні  $R(\theta_0, h)$  замінений середнім значенням  $\bar{R}(\theta_0)$ .

Переходячи до енергетичного коефіцієнта відбивання з точністю до величини порядку  $(\langle h \rangle / \lambda)^4$ , отримуємо:

$$\rho_3(\theta_0) \approx |\bar{R}(\theta_0)|^2 \left[ 1 - \left(\frac{4\pi \cos\theta_0}{\lambda}\right)^2 (\langle h^2 \rangle - \langle h \rangle^2) + \dots \right]$$

Отже, для довільної функції розподілу інтенсивність регулярного (дзеркального) відбивання визначається дисперсією  $\sigma_h^2 = \langle h^2 \rangle - \langle h \rangle^2$ . Слід враховувати при відхиленні функції розподілу висот нерівностей шорсткої поверхні від нор-

мального закону, що має місце для частково полірованих поверхонь.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Топорец А.С.* Оптика шероховатой поверхности. – Ленинград: Машиностроение, 1982.
2. *Бас Ф.Г., Фукс И.М.* Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1972.
3. *Garcia N., Gelli V.* Exact multiple scattering waves from random rough surfaces // Optics Communications. – 1979. – **30**, No.3. – P.278-281.
4. *Кошелёв Е.М., Бородулин В.П., Зембрицкий А.П., Пузанов А.А.* Диффузное отражение света от неровной поверхности // Вестник Моск. ун-та, сер. Физика, астрономия. – 1977. – **18**, вып. 5. – С.25-34.
5. *Полянский В.К.* Матрица рассеяний излучения на матовой поверхности в дифракционном приближении // Оптика и спектроскопия. – 1968. – **24**, вып. 2. – С.989-994.
6. *Сахновский М.Ю., Сербунов Я.М., Кунецкий М.Г.* Применения матриц отражения для изучения оптических свойств шероховатых поверхностей // Журнал прикладной спектроскопии. – 1983. – **39**, вып.1. – С.118-125.
7. *Сахновский М.Ю., Сербунов Я.М.* Исследование влияния характера обработки на оптические свойства шероховатых поглощающих поверхностей вектор-поляризационным методом // Журнал прикладной спектроскопии. – 1986. – **44**, вып. 3. – С.455-462.
8. *Fenstermaker C.A., Mc. Grackin F.L.* Errors arising from surface roughness in ellipsometric measurement of the refractive index of a surface // Surf. Science. – 1969. – **16**, No. 1. – P.85-95.
9. *Сахновский М.Ю., Сербунов Я.М.* Определение функции распределения микрограней по направлениям с учётом затенений шероховатых поверхностей вектор-поляризационным методом // Оптика и спектроскопия. – 1988. – **65**, вып. 2. – С.493-496.
10. *Сахновский М.Ю., Сербунов Я.М.* Исследования статистической структуры шероховатых поверхностей вектор-поляризационным методом // Оптика и спектроскопия. – 1986. – **61**, вып. 5. – С.1079-1084.
11. *Сахновский М.Ю., Караванов В.Б.* Матрица зеркального отражения шероховатых поверхностей // Оптика и спектроскопия. – 1988. – **65**, вып. 3. – С.610-614.
12. *Сахновский М.Ю., Караванов В.Б.* Определение высоты неровности шероховатой поверхности на основе стохастических измерений // Оптика и спектроскопия. – 1990. – **68**, вып. 4. – С.905-909.