

КОРЕЛЯЦІЙНО-ОПТИЧНА ДІАГНОСТИКА ВИПАДКОВИХ ТА ФРАКТАЛЬНИХ ШОРСТКИХ ПОВЕРХОНЬ

Подано результати комп'ютерного моделювання та експериментального дослідження дифракції оптичного випромінювання на випадкових і фрактальних поверхнях. Проаналізовано залежність статистичних та стохастичних параметрів поля розсіяного оптичного випромінювання від зони реєстрації та висоти нерівностей поверхні. Запропоновано багатофункціональний пристрій для вимірювання цих параметрів.

The results of computer simulation and experimental study of optical diffraction by random and fractal surfaces are presented. The statistical and stochastic dimensional parameters of the scattered optical radiation with respect to the registration zone as well as of the height parameters and the applied power nonlinearities have been analysed. Finally, a multifunctional measuring device for estimation of these parameters is proposed.

Вступ

На даному етапі розвитку техніки дослідження та контролю шорстких поверхонь досягнуто значних успіхів. Створено багато різноманітних систем діагностики шорстких поверхонь. Загальноновизнану перевагу серед них мають дистанційні, неруйнівні оптичні методи контролю [1-3]. Достойними перспективними є кореляційно-оптичні методи, що базуються на використанні моделі випадкового фазового екрана (ВФЕ) [4].

Проте модель ВФЕ має певні обмеження. Верхня межа діапазону контрольованих висот обмежена довжиною хвилі використовуваного випромінювання. До того ж, нерівності поверхні повинні бути розподілені за нормальним законом. Реальні ж поверхні мають обмежену кількість нерівностей і не обов'язково з гаусівським розподілом висот. Більше того, останнім часом стали відмічати фрактальні властивості шорстких поверхонь [5].

Метою даної роботи було дослідження ефективності та перспектив застосування кореляційно-оптичних методів контролю шорсткості поверхонь із негаусівською статистикою, фрактальних поверхонь та поверхонь із нерівностями, більшими від довжини хвилі.

Модель випадкового фазового екрана і фрактальний підхід

Модель випадкового фазового екрана (ВФЕ) базується на таких припущеннях [4]: в зоні реєстрації присутні всі просторові частоти, що відповідають будові об'єкта, фазові флуктуації об'єкта

малі, $\sigma_S^2 < 1$, радіус кореляції ВФЕ більший за довжину хвилі, $l_s > \lambda$.

З моделі ВФЕ випливають наступні співвідношення між статистичними параметрами об'єкта та поля розсіяного випромінювання [4].

Дисперсія фази σ_ϕ^2 та амплітуди σ_A^2 поля в зоні Фраунгофера

$$\sigma_A^2 = \sigma_\phi^2 = 0,5\sigma_S^2. \quad (1)$$

Індекс мерехтіння в дальній зоні

$$\beta_\infty^2 = 2\sigma_S^2. \quad (2)$$

Поперечна функція когерентності поля не змінюється в залежності від зони реєстрації, дорівнює поперечній функції когерентності граничного поля і визначається за формулою:

$$\Gamma_\perp(\rho) = \exp\left\{\sigma_S^2 [K_S(\rho) - 1]\right\}. \quad (3)$$

Розглянуті співвідношення виконуються для гаусівського розподілу нерівностей висот поверхні. Коли ж кількість нерівностей невелика або має місце відхилення закону їх розподілу від нормального, потрібно враховувати моменти вищих порядків як в структурі поверхні, так і в розподілі поля розсіяного випромінювання.

Принципово відмінним від статистичного підходу є підхід, що базується на теорії стохастичних та хаотичних коливань. Ця теорія описує широкий клас об'єктів та процесів: хаотичні, фрактальні та стохастичні [6]. Для характеристики шорстких поверхонь, згідно з цим підходом, до-

цільно використовувати параметри розмірності: фрактальну розмірність, розмірність Хаусдорфа, спектр сингулярності, кореляційний експонент та інші [7].

Спектральна густина відповідної флуктуаційної компоненти процесу в діапазоні частот, що відповідає прояву в об'єкта фрактальних властивостей, демонструє обернений степеневий характер залежності з ростом частоти [5]:

$$S(f_x) = K_n / f_x^n, \quad (4)$$

де $1 < n < 3$, а замість традиційних параметрів шорсткості введені фрактальні параметри: спектральна сила K_n та спектральний індекс n . Підставою для такої заміни є експериментальні факти, які показують, що для шорстких поверхонь типу фрактальних зміна роздільної здатності вимірювального інструменту приводить до значної зміни статистичних параметрів, що характеризують слабошорстку поверхню [8].

Одновимірні фрактальні поверхні можна класифікувати за значеннями спектрального індексу n або фрактальної розмірності D_f :

$n=1, D_f=2$ – "екстремальний" фрактал;

$n=2, D_f=1,5$ – броунівський фрактал;

$n=3, D_f=1$ – "маргінальний" фрактал, що відповідає диференційованій гладкій кривій.

Проте фрактальний підхід також не універсальний внаслідок того, що реальні фракталоподібні шорсткі поверхні мають обмежений рівень фрактальної будови (є предфракталами) та можуть мати фрактальні властивості по кількох параметрах (є мультифракталами) [9].

Для оцінки ефективності кореляційно-оптичних методів у задачах контролю шорстких поверхонь із негаусівською статистикою ми проводили комп'ютерне моделювання та експериментальні дослідження.

Комп'ютерне моделювання

Вихідними були об'єкти двох типів: випадкові та фрактальні. Висоти випадкового об'єкта задавалися генератором випадкових чисел, розподілених за нормальним законом. Фрактальні об'єкти розраховувалися методом спектральної фільтрації [10]. Розмір об'єктів складав 900×900 пікселів. Далі для випадкових та фрактальних поверхонь застосовувалася процедура двовимірного згладжування нерівностей висот за нормальним та експоненціальним законами з різними дисперсіями. Отже, отримувалися плавні мікронерівності різного поперечного масштабу та прописані різною кількістю точок. У розподіл висот нерівностей

отриманих поверхонь $h^k(x,y)$ вводилися степеневі нелінійності: $k=0,25, 0,5, 2$ та 4 . На рис.1 наведені деякі приклади змодельованих поверхонь:

- а) ($F0$) – фрактальна незгладжена поверхня;

- б) ($F3H1S$) – фрактальна поверхня, згладжена за нормальним законом по трьох пікселях, із степеневу нелінійністю 2 (один раз піднесено до квадрату);

- в) ($R3E$) – випадкова поверхня, експоненційно згладжена по трьох пікселях;

- г) ($R3H2R$) – випадкова поверхня, згладжена за нормальним законом по трьох пікселях, із степеневу нелінійністю $0,25$ (два корені квадратні).

На рис.1 наведені функції розподілу висот нерівностей та статистичні параметри поверхонь: середньоарифметичне відхилення профілю від базової лінії – R_a , середньоквадратичне відхилення профілю – R_q , коефіцієнт асиметрії розподілу Sk та коефіцієнт ексцесу Ku . Всі розглянуті вище приклади стосуються максимального розмаху нерівностей висот поверхні (різниця між максимальною та мінімальною висотами) $h_{\max}=2$ мкм. У модельному експерименті h_{\max} змінювався від $0,1$ мкм до 10 мкм. Це відповідає зміні розмаху фази від $0,5$ до 50 рад.

Ми застосовували наступну процедуру розрахунку поля, дифрагованого на шорсткій поверхні.

Розглянемо пропускаючий об'єкт із шорсткою поверхнею. Такий варіант простіший для експериментальної реалізації. Для відбиваючого об'єкта підхід аналогічний. Різниця тільки в фазових затримках променів: для пропускаючого $\varphi(x,y) = k(n-1)h(x,y)$, для відбиваючого $\varphi(x,y) = 2kh(x,y)$, де $h(x,y)$ – рельєф шорсткої поверхні, n – показник заломлення матеріалу шорсткого об'єкта, $k=2\pi/\lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі.

Амплітуда та фаза поля, що отримується в результаті дифракції плоскої хвилі на фазовому рельєфі шорсткої поверхні, можуть бути розраховані за допомогою подвійного дифракційного інтеграла Релея-Зомерфельда [12]:

$$U(\xi, \zeta) = \frac{z}{i\lambda} \iint \frac{A(x,y)}{R^3} \times \exp\{-ik[R+(n-1)h(x,y)]\} dx dy, \quad (5)$$

де $A(x,y)$ – апертурна функція, що відповідає амплітудному пропускаючому шорсткої поверхні,

$R = \sqrt{z^2 + (x-\xi)^2 + (y-\zeta)^2}$ – відстань від точки на об'єкті до точки на площині спостереження, z – відстань між площиною в якій розміщений фрактал до площини спостереження, x, y, ξ, ζ –

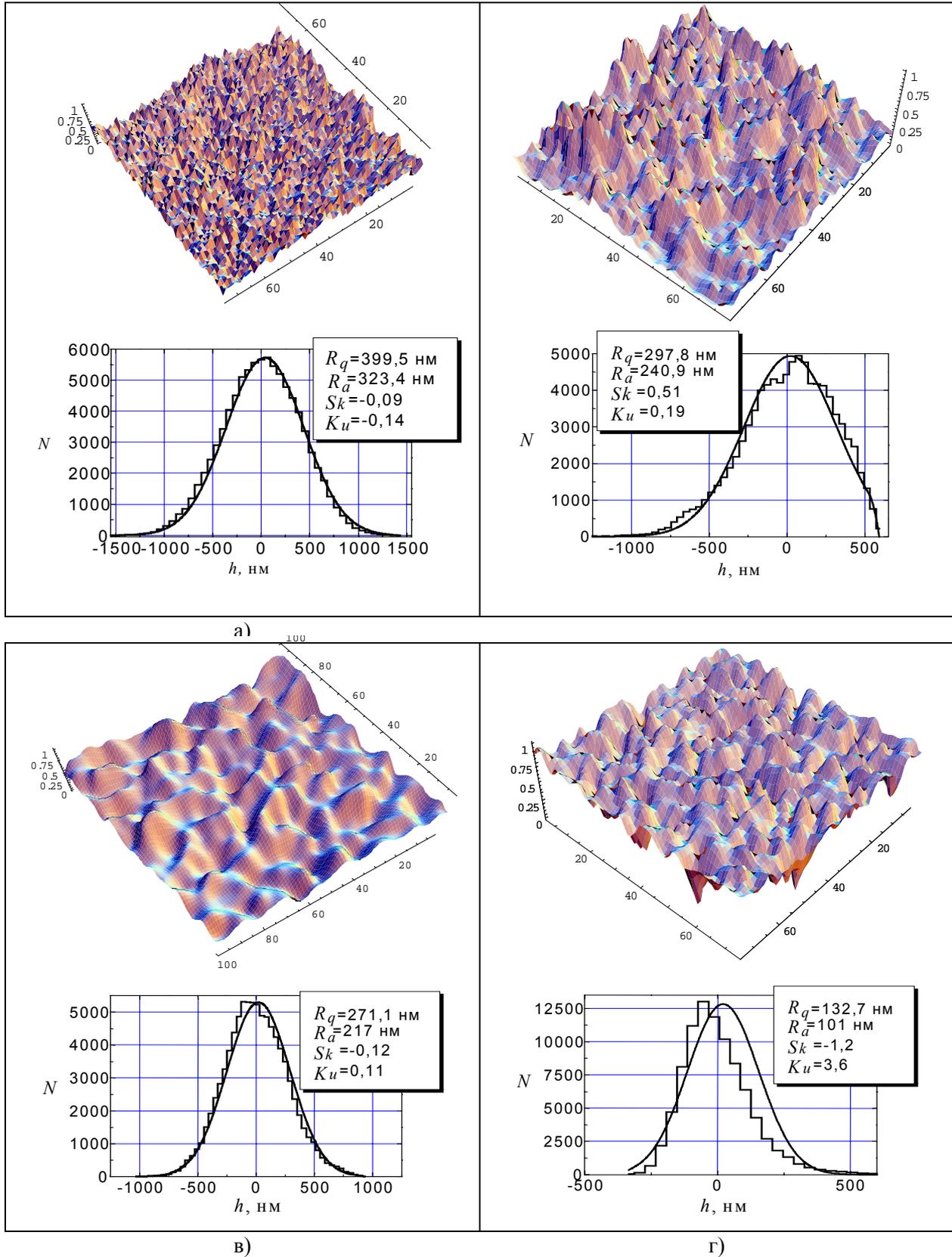


Рис.1. Приклади змодельованих поверхень: $F0$ – фрактальна незгладжена поверхня (а), $F3H1S$ – фрактальна поверхня, згладжена за нормальним законом по трьох пікселях, $k=2$ (б), $R3E$ – випадкова поверхня, експоненційно згладжена по трьох пікселях (в), $R3H2R$ – випадкова поверхня, згладжена за нормальним законом по трьох пікселях, $k=0,25$ (г).

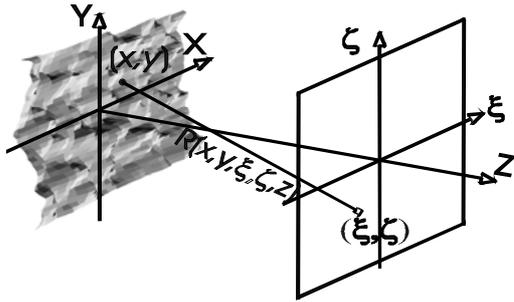


Рис. 2. Формування поля, дифрагрованого на шорсткій поверхні.

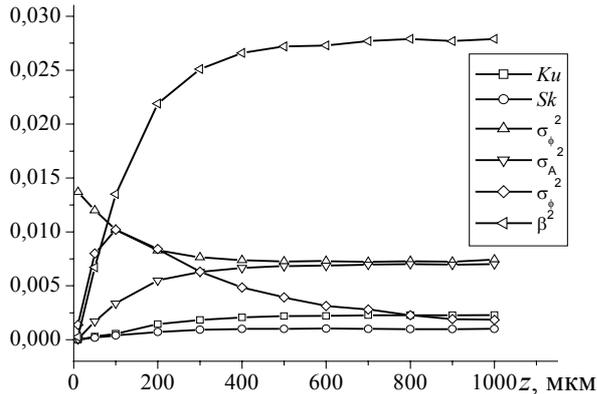


Рис. 3. Залежності статистичних моментів від зони реєстрації для випадкового об'єкта R3H02.

прямокутні координати в площині об'єкта та в площині спостереження, відповідно (рис.2). На противагу дифракційному інтегралу Кігхгофа [4], інтеграл (5) можна застосовувати для довільних відстаней від об'єкта до площини спостереження.

У нашому дослідженні замінюємо інтегрування сумуванням, поділяючи об'єкт та поле дифракції в площині спостереження на елементарні площадки.

Отримавши дійсну та уявну частини комплексної амплітуди $U(\xi, \zeta)$, можемо розрахувати модуль амплітуди $A(x, y)$, фазу $\varphi(x, y)$, інтенсивність $I(x, y)$ результуючого поля, всі можливі їх статистичні моменти та кореляційні функції поля.

Важливими, з точки зору діагностики шорсткої поверхні, є такі статистичні параметри поля: дисперсія амплітуди σ_A та фази σ_{ϕ} , змішаний момент квадрату фази та амплітуди $\langle \varphi^2 A \rangle$, індекс мерехтіння β^2 , коефіцієнти асиметрії Sk та ексцесу Ku розподілу інтенсивності поля.

Розглянемо, насамперед, результати комп'ютерного моделювання дифракції оптичного випромінювання на шорстких поверхнях з висотами меншими від довжини хвилі. На рис.3 зображені залежності статистичних моментів від зони реєстрації для випадкового об'єкта R3H02 (ви-

падкова шорстка поверхня, згладжена за нормальним законом по трьох пікселях), який вибрано як типовий приклад.

Дисперсія амплітуди σ_A^2 в площині об'єкта дорівнює нулю, плавно зростає в міру віддалення від об'єкта і в дальній зоні прямує до половини значення дисперсії фази об'єкта. Значення дисперсії фази σ_{ϕ}^2 починається із значення дисперсії фази об'єкта, плавно спадає і в дальній зоні також прямує до половини дисперсії фази об'єкта. Індекс мерехтіння β^2 приблизно в чотири рази перевищує дисперсію амплітуди поля, проте має незначні флуктуації. Такий хід даних статистичних моментів узгоджується з основними співвідношеннями моделі ВФЕ [4]. Проте, як видно з рис.3, ненульовими, хоча й дуже малими, є й коефіцієнти асиметрії, ексцесу та змішаного моменту амплітуди та квадрату фази розподілу поля, на відміну від розподілу фази самого об'єкта. Очевидно, це пов'язано з хвильовою природою формування поля когерентного оптичного випромінювання.

З ростом висоти нерівностей шорсткої поверхні до значення довжини хвилі значення дисперсії амплітуди та фази в дальній зоні також збільшуються за лінійним законом. Для висот, більших від довжини хвилі, дисперсія фази виходить на насичення в районі π . Дисперсія амплітуди зростає і не перевищує значення 0,5.

Індекс мерехтіння β^2 із зростанням висоти шорсткої поверхні прямує в дальній зоні до одиниці, а в зоні фокусування для висот, більших від довжини хвилі, має максимум, значення і положення якого на осі z зв'язане з дисперсією фази об'єкта та його радіусом кореляції [4]. Проте ці зв'язки справедливі лише для нормального розподілу висот шорсткої поверхні.

Значно чутливішим до зміни висоти нерівностей у всьому досліджуваному діапазоні виявився коефіцієнт ексцесу розподілу інтенсивності поля Ku . На рис.4 показано залежність коефіцієнта ексцесу від зони реєстрації для різних розмахів висот рельєфу шорсткої поверхні (карта рельєфу поверхні для різних висот одна й та сама). Ця залежність має яскраво виражений максимум, який припадає на зону фокусування нерівностями поверхні.

З рис.4 видно, що максимальне значення залежності $Ku(z)$ різко зростає із збільшенням висоти нерівностей шорсткої поверхні. Цей факт можна пояснити так. Дифрагване поле утворюється в результаті інтерференційного складання

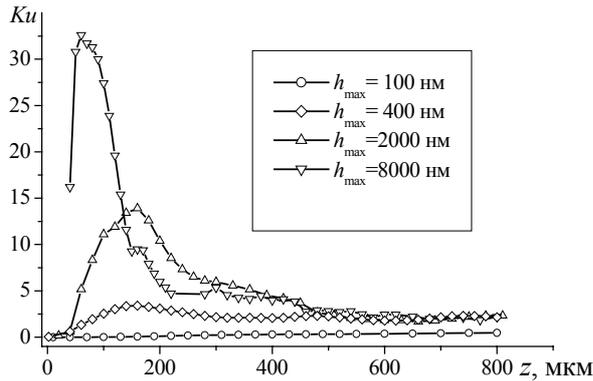


Рис. 4. Залежність коефіцієнта ексцесу від зони реєстрації для різних розмахів висот рельєфу шорсткої поверхні.

парціальних хвиль від кожної точки поверхні по амплітуді з врахуванням їх фазових затримок. Найбільші нелінійності в розподілі інтенсивності спостерігаються в зоні фокусування (каустики) окремою середньостатистичною неоднорідністю. Причому, збільшення висоти нерівностей означає збільшення крутизни профілю поверхні (при незмінному радіусі кореляції нерівностей). Це приводить до крутішого хвильового фронту і, отже, до більш вузьких піків у розподілі інтенсивності в зоні фокусування. Отже, є всі підстави вважати, що коефіцієнт ексцесу можна використати як параметр для діагностики h_{max} .

Введення степеневих нелінійностей у гаусівський розподіл висот принципово не міняє залежності статистичних параметрів поля від зони реєстрації. Так, дисперсія фази та амплітуди поля ведуть себе аналогічно. Дещо зміщуються максимуми в залежностях $\beta^2(z)$, $\sigma_A^2(z)$ та $\sigma_\phi^2(z)$. Спостерігається такий самий різкий ріст коефіцієнта ексцесу зі збільшенням висоти нерівностей шорсткої поверхні.

Статистичні параметри поля випромінювання, розсіяного фрактальними поверхнями, ведуть себе інакше, ніж розсіяного випадковими поверхнями. Так, для висот, менших від довжини хвилі, дисперсія фази та амплітуди в дальній зоні не збігаються (рис.5). З рис.5 видно суттєву різницю (у кілька разів) між дисперсіями фази та амплітуди в дальній зоні. Ця особливість може слугувати критерієм оцінки типу поверхні: фрактальна чи випадкова.

Інші статистичні моменти поля, розсіяного фрактальною поверхнею: $\beta^2(z)$, $k_e(z)$, $k_A(z)$, ведуть себе подібно до моментів поля, розсіяного випадковою поверхнею (рис.5).

У працях [3,4] показано, що важливою діаг-

ностичною характеристикою ВФЕ є поперечна функція когерентності поля $\Gamma_\perp(\rho)$ (рівняння (3)). Для гаусівського розподілу висот поверхні з $\Gamma_\perp(\rho)$ можна отримати кореляційну функцію нерівностей поверхні. Проте в багатьох практичних випадках достатньо знання лише дисперсії висот поверхні R_q . В цьому випадку міряють функцію когерентності поля на хвості (при досить великому поперечному зміщенні, більшому за радіус кореляції нерівностей):

$$\Gamma_\perp(\rho > l_S) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \exp\{-\sigma_S^2\} \quad (6)$$

Для реальних об'єктів гаусівська статистика спостерігається далеко не завжди. Очевидно, що для різних типів об'єктів хід $\Gamma_\perp(\rho)$ буде різний. На рис.6а, б показано $\Gamma_\perp(\rho)$ для фрактального та випадкового об'єктів. З рисунка видно, що вигляд та хід $\Gamma_\perp(\rho)$ для фрактального та випадкового об'єктів відрізняються. Для фрактального об'єкта в ближній зоні поперечна функція когерентності поля не виходить на насичення. Це пов'язано з тією особливістю фракталу, що радіус кореляції нерівностей фрактальної поверхні зростає з ростом поперечних масштабів поверхні. Аналогічні висновки наведені в праці [5], де відзначається зростання радіусу кореляції надгладких поверхонь до значення поперечного розміру об'єкта.

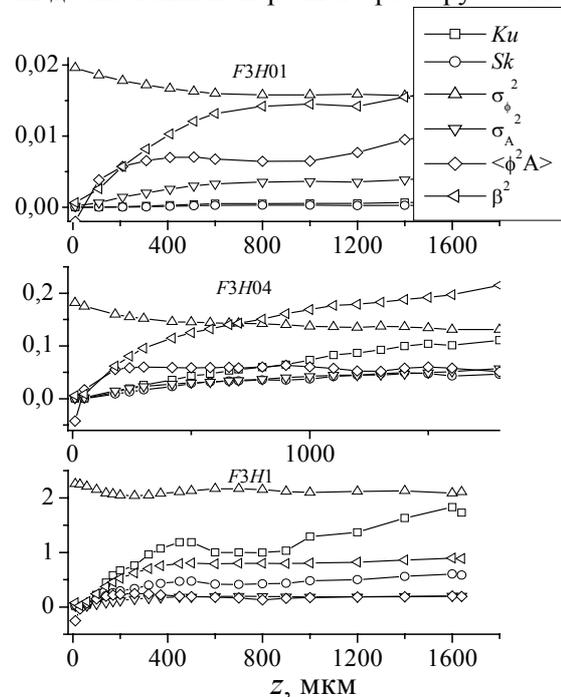


Рис.5. Статистичні параметри поля, розсіяного фрактальними поверхнями усередненими по трьох пікселях за нормальним законом: F3H01 – $h_{max}=100$ нм, F3H04 – $h_{max}=400$ нм, F3H1 – $h_{max}=1000$ нм.

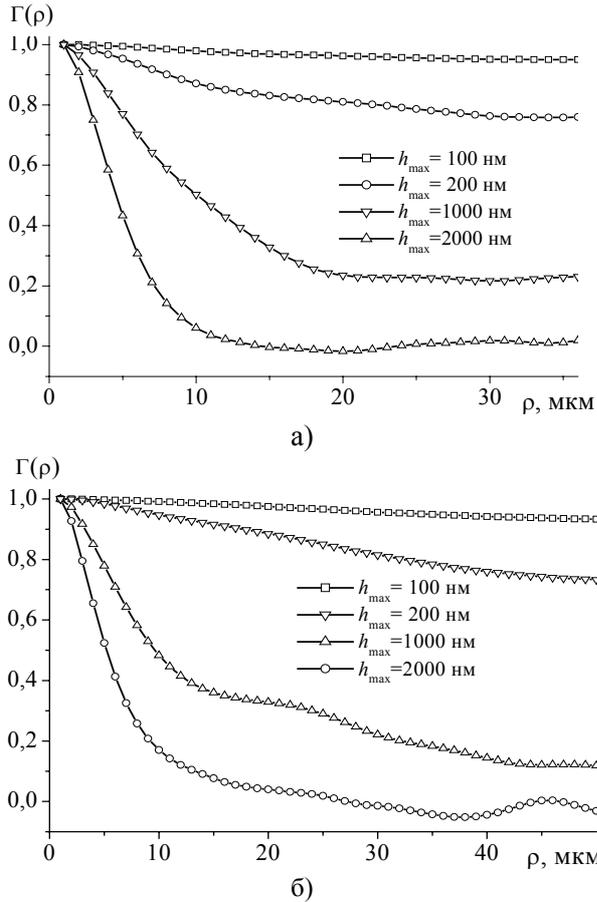


Рис.6. $\Gamma_{\perp}(\rho)$ для випадкового (а) та фрактального (б) об'єктів з різними висотами.

Введення степеневих нелінійностей у розподіл висоти випадкових та фрактальних поверхонь приводить до зміни R_q при одному й тому самому максимальному розмаху висот.

У табл.1 наведені значення дисперсії фази σ_{φ} цих поверхонь отримані з розподілу висоти h та з вимірювання функції когерентності поля в дальній зоні cf . Для випадкових поверхонь розходження значень дисперсій не перевищує 10%. Для фрактальних поверхонь значення дисперсії, отримані з вимірювань поперечної функції когерентності поля, вищі приблизно на 40%.

Таблиця 1. Значення дисперсії фази σ_{φ} для фрактальної та випадкової поверхонь з різними висотами h_{\max} , отримані з розподілу висоти (h) та з вимірювання функції когерентності поля в дальній зоні (cf) для степеневих нелінійностей: 0 – без не лінійностей, 1R – $k=0,5$, 1S – $k=2$, 2R – $k=0,25$, 2S – $k=4$.

h_{\max} (нм)	σ_{φ}	Фрактальна поверхня			Випадкова поверхня				
		0	1R	1S	0	1R	2R	1S	2S
100	h	0,019	0,010	0,022	0,018	0,011	0,004	0,017	0,006
	cf	0,023	0,014	0,030	0,016	0,013	0,004	0,018	0,005
200	h	0,078	0,040	0,090	0,073	0,208	0,017	0,068	0,027
	cf	0,087	0,051	0,103	0,072	0,212	0,017	0,071	0,025
400	h	0,313	0,160	0,360	0,290	0,043	0,070	0,270	0,102
	cf	0,339	0,188	0,392	0,307	0,047	0,074	0,274	0,097

Дослідження розмірнісних характеристик об'єктів та полів

Отримані модельні об'єкти та розраховані поля можна характеризувати також параметрами, що використовуються в теорії стохастичних та хаотичних коливань. Це фрактальна розмірність D_f ; спектр сингулярності $f(a)$, кореляційний експонент ν .

Фрактальна розмірність може бути отримана кількома незалежними методами: з аналізу рельєфу поверхонь за методом площ трикутних призм або об'єму кубів [12], з аналізу профілів поверхні [6,13], з нахилу спектра потужності, отриманого шляхом Фур'є-перетворення від кореляційної функції рельєфу поверхні $h(x,y)$ [5,6], з вимірювання нахилу спектра потужності в полі розсіяного оптичного випромінювання, зареєстрованого в дальній зоні [14].

У табл. 2 наведені результати розрахунків та вимірювань фрактальної розмірності рельєфу досліджуваних поверхонь за методом площ трикутних призм D_f^t , з аналізу профілів поверхні D_f^p та по Фур'є-перетворенню від експериментально помірної кореляційної функції рельєфу поверхні D_f^c . Значення фрактальної розмірності D_f^t та D_f^p відрізняються не більше, ніж на 5%, і знаходяться в межах 2,30-2,65, тоді як D_f^c набуває на 15% більші значення. Очевидно, це викликано принципово різними процедурами розрахунку фрактальної розмірності. Крім того, спостерігається зменшення значень фрактальної розмірності із збільшенням ступеня згладжування поверхні, а також із введенням степеневих нелінійностей.

Процедуру розрахунку фрактальної розмірності об'єкта ми застосували до двовимірного розподілу інтенсивності поля. На рис.7 наведені залежності фрактальної розмірності D_f^t від зони

Таблиця 2. Фрактальні розмірності, отримані для різних висот та типів поверхні.

Розмірність Поверхня	D_f^t	D_f^p	D_f^c
R0	2,503	2,49	2,55
R1R	2,44	2,47	2,51
R1S	2,48	2,48	2,53
R2R	2,32	2,36	2,42
R2S	2,35	2,39	2,44
F0	2,44	2,45	2,42
F1R	2,36	2,38	2,44
F1S	2,45	2,43	2,48
F2R	2,26	2,31	2,36
F2S	2,38	2,36	2,39

реєстрації z для випадкових (а, в) та фрактальних (б) об'єктів з різним максимальним розмахом висот, різним згладженням та різними степеневими нелінійностями.

Для дальньої зони реєстрації поля ступінь згладжування нерівностей суттєво не впливає на фрактальну розмірність і фрактальна розмірність не залежить від максимального розмаху висот як для випадкових, так і для фрактальних поверхонь.

Фрактальна розмірність поля інтенсивності, розсіяного випадковими поверхнями, має певні особливості в ближній зоні. На рис.9с показано залежності D_f^t від z для випадкових поверхонь із максимальним розмахом висот 0,2 мкм та степеневими нелінійностями 0,25; 0,5; 2 та 4. Спостерігається зменшення D_f^t на 10% в ближній зоні для $k > 1$ та на 20% – для $k < 1$. Тобто по залежності фрактальної розмірності розподілу інтенсивності поля від z у ближній зоні можна якісно діагностувати наявність нелінійності в розподілі висот досліджуваного об'єкта.

Досить ефективною виявилася оцінка кореляційного експонента як розподілу висот об'єкта так і поля розсіяного випромінювання.

У працях [15,16] було показано, що кореляційний експонент ν можна використовувати для оцінки складності об'єктів. З роботи [15] витікає, що кореляційний експонент зв'язаний з числом гармонік з несумірними періодами, якими задається будова об'єкта.

Такі дослідження велися для одновимірних реалізацій: просторових або часових. При розрахунку ν для одновимірної фазової координати використовувалась процедура Пакарда-Такенса [17,18].

Пряме використання процедури Пакарда-Такенса для двовимірних шорстких поверхонь та для складних реальних об'єктів затруднене, в зв'язку з великими масивами точок розрахунку.

Запропоновано деякі операції цієї процедури проводити в оптичному тракті [16].

Ми визначали кореляційний експонент розподілу інтенсивності поля традиційно – по процедурі Пакарда-Такенса ν_{PT} та з кореляційної функції інтенсивності поля ν_{cf} . Проте існує можливість оцінки кореляційного експоненту поля безпосередньо з вимірювань поперечної функції когерентності поля ν_{fc} . На рис.8 зображено хід трьох незалежно визначених кореляційних експонентів від зони реєстрації для випадкових (а,б) і фрактальних (в,г) поверхонь з різними висотами нерівностей.

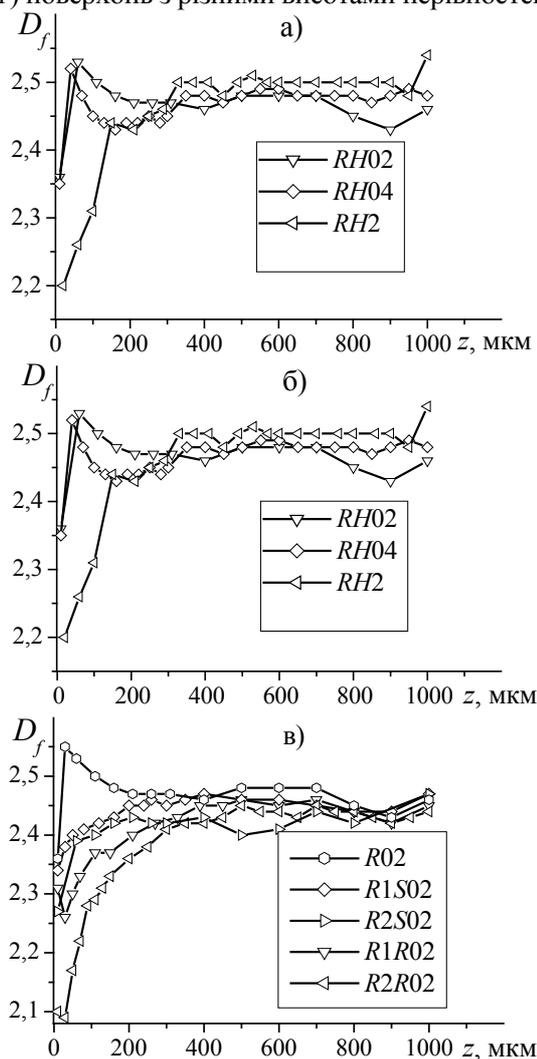


Рис. 7. Залежність фрактальної розмірності інтенсивності поля D_f^t від зони реєстрації z для: випадкових поверхонь: RH02 ($h_{max}=200$ нм), RH04 ($h_{max}=400$ нм), RH2 ($h_{max}=2000$ нм) (а), фрактальних поверхонь з $h_{max}=200$ нм: F0H2 (не згладжена), F2H2 (згладжена по двох точках за нормальним законом), F5H2 (згладжена по п'яти точках за нормальним законом) (б), випадкових поверхонь з $h_{max}=200$ нм зі степеневими нелінійностями: R02 ($k=0$), R1R02 ($k=0,5$), R1S02 ($k=2$), R2R02 ($k=0,25$), R2S02 ($k=4$) (в).

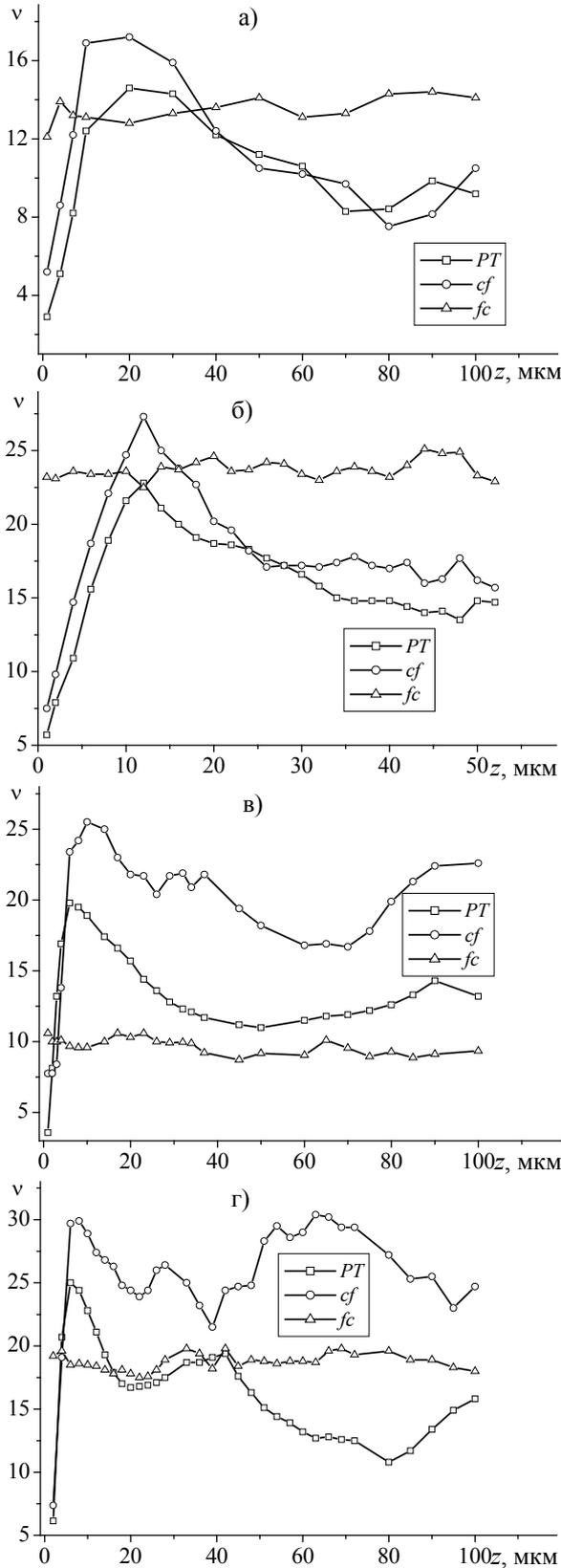


Рис. 8. Залежність кореляційних експонентів від зони реєстрації для випадкових (а, б) та фрактальних (в, г) поверхонь із висотами нерівностей h_{\max} 100 нм (а, в) та 2000 нм (б, г).

З рис.8 можна зробити висновок, що v_{fc} значно менше залежить від зони реєстрації, ніж v_{cf} та v_{PT} як для випадкових, так і для фрактальних поверхонь. Для випадкових поверхонь значення v_{PT} та v_{cf} мало відрізняються між собою, але значно змінюються із ростом z . Це пояснюється нестабільністю статистичних параметрів інтенсивності вздовж напрямку поширення поля. Для фрактальних об'єктів значення v_{PT} та v_{cf} сильно відрізняються внаслідок малої статистичної однорідності об'єкта і поля. Що ж стосується експериментального визначення кореляційного експонента, то значення v_{fc} значно простіше визначити з вимірювань поперечної функції когерентності поля за допомогою інтерферометра зсуву. З цих причин та внаслідок слабкої залежності від зони реєстрації, будемо використовувати саме v_{fc} для діагностики випадкових та фрактальних поверхонь.

Типовий хід залежності кореляційного експонента поля дифрагованого оптичного випромінювання від зони реєстрації для випадкового об'єкта згладженого по трьох точках за нормальним законом з максимальним розмахом висоти $h_{\max}=100, 400, 800, 1600, 3200$ та 6400 нм, показано на рис.9.

Спостерігається збіг ходу залежностей для $h_{\max} \leq \lambda$. Для $h_{\max} \geq \lambda$ значення кореляційного експонента зростають із ростом h_{\max} . Подібна залежність кореляційного експонента від h_{\max} спостерігається і для фрактальних об'єктів, правда його абсолютні значення дещо менші. Введення степеневих нелінійностей у розподіл висот поверхні приводить до зменшення кореляційного експонента для об'єктів з $k < 1$. Очевидно, це пов'язано із зменшенням дисперсії фази об'єкта з ростом степеневих нелінійностей.

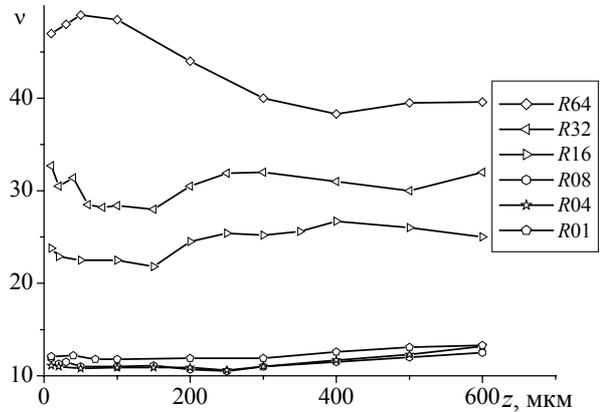


Рис. 9. Залежності кореляційного експонента від зони реєстрації поля для випадкового об'єкта згладженого по трьох точках за нормальним законом з $h_{\max}=100, 400, 800, 1600, 3200$ та 6400 нм .

Залежності на рис.9 дозволяють прогнозувати перспективність використання кореляційного експонента як діагностичного параметра для $h_{\max} \geq \lambda$.

Експериментальні дослідження

Описані вище модельні дослідження необхідні для розробки багатофункціональної системи для діагностики шорстких поверхонь різної структури. Така система діагностики повинна дозволити вимірювання розподілу інтенсивності поля, співвісного накладання опорної хвилі (для отримання зображення профілю поверхні, дисперсії фази граничного поля) та вимірювання поперечної функції когерентності поля (для визначення кореляційної функції, спектра потужності та R_q розподілу висот поверхні, оцінки кореляційного експонента поля). Всі ці операції можна виконати за допомогою системи, оптична схема якої зображена на рис.10. Як джерело оптичного випромінювання використовується одномодовий He-Ne-лазер L . Телескопічна система T формує хвилю з плоским фронтом. Світлоподільники $BS1$, $BS2$ та дзеркала $M1$, $M2$ утворюють інтерферометер Маха-Цандера, в одному з плечей якого розташовано досліджуваній пропускаючий об'єкт з шорсткою поверхнею S (варіант схеми для відбиваючого об'єкта принципово не відрізняється і тому не розглядається). Поляризатори $P1$ та $P2$ дозволяють регулювати інтенсивність опорного каналу інтерферометра. Введення в хід променів інтерференційного блока I дозволяє виконувати амплітудне розділення об'єктного пучка та задавати поперечний зсув між отриманими компонентами. Об'єкт O проектує довільний поперечний переріз поля випромінювання, розсіяного шорсткою поверхнею на приймальну матрицю CCD -камери. Отримане зображення передається в комп'ютер для подальшої обробки.

Розглянемо функціональні можливості такої системи.

Інтерференційний блок виведено і опорна хвиля перекрита. У цьому випадку, переміщуючи разом об'єкти O та CCD -камеру вздовж ходу променів, можна зареєструвати двохвимірний розподіл інтенсивності поля для довільної зони реєстрації. Далі розраховуються довільні статистичні моменти та кореляційні функції розподілу інтенсивності.

Інтерференційний блок виведено, накладається опорна хвиля. Такий варіант застосовується для шорстких поверхонь з висотами, меншими за довжину хвилі, і дозволяє безпосеред-

ньо визначити середньоквадратичне відхилення профілю від базової лінії та отримати двохвимірний рель'єф шорсткої поверхні.

Побудуємо зображення досліджуваної поверхні в площині CCD -камери за допомогою об'єктива O . Результат інтерференційного складання двох хвиль, одна з яких є плоско, інша – фазово модульованою хвилею, можна записати:

$$I_S(x,y) = A_0^2 + A^2(x,y) + 2A_0A(x,y)\cos\varphi(x,y), \quad (7)$$

де $I_S(x,y)$ – результуюча інтенсивність поля, $A(x,y)$ та A_0 – амплітуди об'єктної та опорної хвиль відповідно, $\varphi(x,y)$ – різниця фаз між опорною та об'єктними хвилями. Вважаючи, що $\langle A(x,y) \rangle = A_0$, $\langle \varphi(x,y) \rangle = \varphi_0 + \pi$, і припускаючи, що флуктуації малі, тобто $\tilde{\varphi}(x,y) < 20^\circ$, співвідношення (7), після усереднення по площі пучка, набуває вигляду

$$\langle I_S(x,y) \rangle / I_0 = \sigma_\varphi^2, \quad (8)$$

де $\sigma_\varphi^2 = \langle \tilde{\varphi}^2(x,y) \rangle$ – дисперсія фази. Із співвідношення (8) знаходимо R_q .

Рель'єф шорсткої поверхні можна отримати, якщо середня фаза об'єктної хвилі буде відрізнятися від фази опорної хвилі на $\pi/2$. Тоді при рівних інтенсивностях опорної та об'єктної хвилі отримаємо двохвимірний рель'єф поверхні:

$$h(x,y) = \frac{1}{k(n-1)} \left(\frac{\langle I_S(x,y) \rangle}{2I_0} - 1 \right). \quad (9)$$

В обох випадках прецизійні регулювання різниці ходу в плечах інтерферометра виконуються за допомогою дзеркала $M2$, закріпленого на п'єзокераміці.

Інтерференційний блок введено. Це приводить до перекривання опорного каналу та утворення інтерферометра поперечного зсуву для вимірювання поперечної функції когерентності поля. Поперечний зсув між пучками здійснюється за допомогою дзеркала $M2$. Якщо висоти шорсткої

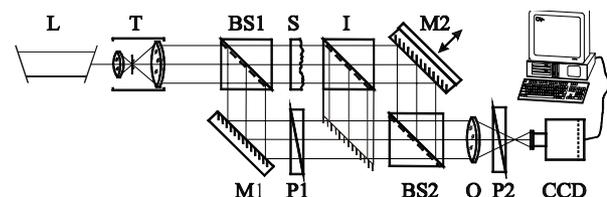


Рис. 10. Схема експериментальних досліджень: L – He-Ne-лазер, T – телескопічна система, $BS1$, $BS2$ – світлоподільники, $M1$, $M2$ – дзеркала, S – досліджуваний об'єкт з шорсткою поверхнею, $P1$, $P2$ – поляризатори, I – інтерференційний блок, O – об'єктив, CCD – цифрова камера.

поверхні менші за довжину хвилі оптичного випромінювання, що використовується, то в цьому випадку в об'єктному пучку існує регулярна (когерентна) складова, відносно якої оцінюється зміна контрасту інтерференційної картини. Для заданого поперечного зсуву при строго співвісних пучках (в нулі інтерференційної смуги) достатньо поміряти мінімальне та максимальне значення інтенсивності результуючого поля як суму сигналів від всіх фоточутливих елементів матриці і розрахувати видність інтерференційної картини.

Особливістю даного інтерферометра є те, що він дозволяє також досліджувати поля, розсіяні шорсткими поверхнями з висотами, більшими за довжину хвилі. Проте процедура зняття інформації та її обробка дещо інша. Для заданого поперечного зсуву, за допомогою дзеркала $M2$ між пучками задається модуляція різниці ходу в межах довжини хвилі. Це приведе до модуляції інтенсивності від мінімального до максимального значення на кожному елементі CCD -камери. Далі сумуються всі максимальні та всі мінімальні значення інтенсивності по всіх елементах CCD -камери та визначається видність складного інтерференційного поля. Маючи видність інтерференційної картини для різних поперечних зсувів між пучками, можна побудувати поперечну функцію когерентності поля.

Поперечна функція когерентності поля дозволяє знайти: R_q для слабошорстких поверхонь, кореляційну функцію поверхні, Фур'є-перетворення від якої дає спектр потужності поверхні, кореляційний експонент поля розсіяного випромінювання.

Така експериментальна установка дозволила перевірити результати комп'ютерного моделювання. Для цього з допомогою методу фотолітографії на фоторезисті було виготовлено випадкові та фрактальні поверхні. Як приклад на рис.11 зображено змодельований розподіл амплітудного пропускання фотошаблону, з якого фотолітографічно отримувалася фазовий профіль пропускаючої шорсткої поверхні розміром 450×450 мкм. Нелінійності в розподілі висоти досягалися зміною концентрації проявника та часу експонування фоторезисту. Висота нерівностей поверхні змінювалася за допомогою імерсійних рідин.

На рис.12 зображені експериментально виміряні (схема установки зображена на рис.10) розподіли інтенсивності поля дифрагованого випромінювання на таких відстанях від поверхні: 20, 50 та 100 мкм. З метою виконання умови не-

скінченної протяжності об'єкта, розмір досліджуваного поля брався в 2,5 раза меншим (150×150 мкм). У цьому експерименті як імерсія використовувалася суміш гліцерину з водою. Розмах модуляції фазового профілю поверхні був еквівалентним максимальному розмаху висот профілю $h_{\max} = 200$ нм.

На рис.13 зображено розраховані та експериментально отримані залежності статистичних моментів поля від зони реєстрації. Хід вказаних залежностей свідчить про добру відповідність експериментальних результатів та результатів розрахунку, хоча експериментальні результати набувають дещо меншого значення. Це швидше за все, викликано усереднюючою дією оптичних елементів експериментальної установки.

Рис.14а ілюструє експериментально отриманий розподіл інтенсивності в схемі з співвісною опорною хвилею, а рис.14б – розрахований із цього розподілу за допомогою співвідношення (9) рельєф досліджуваної поверхні. Практично, це центральна частина об'єкта, зображеного на рис.14. Статистичні параметри змодельованого об'єкта та отримані з експериментальних досліджень добре узгоджуються.

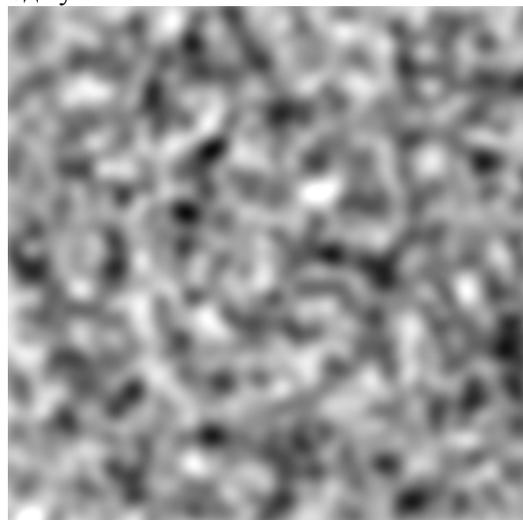


Рис.11. Змодельований розподіл амплітудного пропускання фотошаблону.

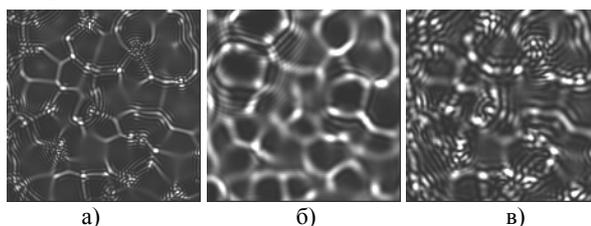


Рис.12. Експериментально поміряні розподіли інтенсивності поля дифрагованого випромінювання на відстанях від поверхні: 20 мкм (а), 50 мкм (б) та 100 мкм (в).

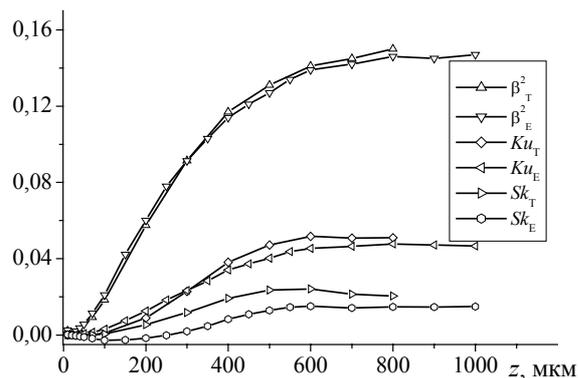


Рис.13. Розраховані (T) та експериментально отримані (E) залежності статистичних моментів поля від зони реєстрації.

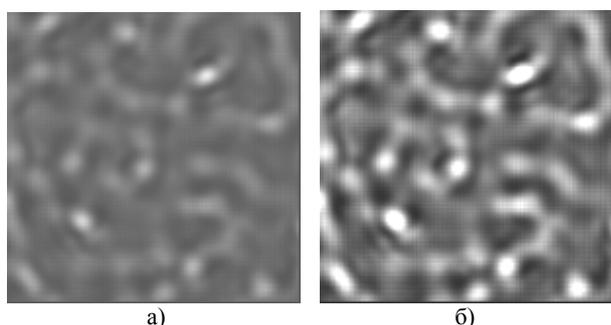


Рис.14. Експериментально отриманий розподіл інтенсивності в схемі з співвісною опорною хвилею (а) та рельєф досліджуваної поверхні (б).

Висновки

Отже, у праці наведені результати модельних та експериментальних досліджень розсіяння оптичного випромінювання випадковими та фрактальними поверхнями. Проаналізовано експериментальні та теоретичні залежності статистичних та стохастичних параметрів поля випромінювання від зони реєстрації, висотних параметрів та степеневих нелінійностей рельєфу об'єкта.

Встановлено, що з ходу залежностей дисперсії амплітуди та фази поля від зони реєстрації можна зробити висновок про тип досліджуваної поверхні (фрактальна чи випадкова).

Встановлено, що найбільш чутливими до зміни висоти нерівностей поверхні є коефіцієнт ексцесу та кореляційний експонент поля. Причому коефіцієнт ексцесу можна використовувати в якості діагностичного параметра в діапазоні висот від 0,1 до 20 мкм, а кореляційний експонент – 0,8-20 мкм.

Запропонована експериментальна установка дозволила зберегти переваги вже розроблених авторами інтерферометрів для контролю слабошорстких поверхонь – високу чутливість, швидкодію та віброзахисність, контроль параметрів

поверхні з h_{\max} , більшим за довжину хвилі. Крім того, система має значно ширші функціональні можливості – дозволяє вимірювати статистичні моменти та параметри розмірності випадкових та фрактальних поверхонь із різним ступенем нелінійності.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Bennett J.M., Mattson L. Introduction to Surface Roughness and Scattering. - Washington: D.C., 1989.
2. Ogilvy J.A. Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces. - Bristol, Philadelphia and New York: Adam Hilger, 1991.
3. Angelsky O.V., Maksimyak P.P., Hanson S. The Use of Optical-Correlation Techniques for Characterizing Scattering Object and Media // SPIE Press PM71. - Bellingham, 1999.
4. Рытов С.М., Кравцов А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику: Случайные поля. - М.: Наука, 1978. - ч.2.
5. Church E.L. Fractal surface finish // Appl. Opt. - 1988. - 27. - P.1518-1526.
6. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. - М.: Наука, 1987.
7. Федер Е. Фракталы. - М.: Мир, 1991.
8. Church E.L., Takacs P.Z. Effect non-vanishing tip size in mechanical profile measurements // Proc. SPIE. - 1991. - 1332. - P.504-514.
9. Arneodo A. Wavelet analysis of fractals // Wavelets, G.Erlebacher, M.Y.Hussaini, L.M.Jameson, ed, Oxford: Oxford University Press, 1996. - P.352-497.
10. Peitgen H.O., Saupe D. The Science of Fractal Images. - New York: Springer-Verlag, 1988.
11. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. - М.: Мир, 1970.
12. Clarke K.S. Computation of the fractal dimension of topographic surfaces using the triangular prism surface area method // Computers and Geosciences. - 1986. - 12, No.5. - P.713-122.
13. Dubuc B., Quiniuo J.F., Roques-Carmes C., Tricot C. Evaluation the fractal dimensions of profiles // Phys. Rev. - 1989. - 39. - P.1500-1512.
14. Dogariu A., Uozumi J., Asakura T. Angular power spectra of fractal structures // J. Mod. Opt. - 1994. - 41, No.4. - P.729-738.
15. Angelsky O.V., Maksimyak P.P., Perun T.O. Optical correlation method for measuring spatial complexity in optical fields // Optics Letters. - 1993. - 18. - P.90-92.
16. Angelsky O.V., Maksimyak P.P., Perun T.O. Dimensionality in optical fields and signals // Appl. Opt. - 1993. - 32. - P.6066-6071.
17. Packard N.H., Grutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw P.S. Geometry from a time series // Opt. Lett. - 1980. - 45. - P.712-716.
18. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Lect. Notes in Math. - 1981. - 898. - P.366-381.