

Сенсор хвильового фронту для визначення дефектів наноструктурованих поверхонь

В.В. Бученко*, А.О. Голобородько, В.В. Лендел, О.С. Оберемок

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, вул. Володимирська, 64/13, 01601 Київ, Україна

(Одержано 06.05.2015; опубліковано online 20.10.2015)

Наведено порівняння теоретичних розрахунків та експериментальних результатів впливу інтерференційних явищ на визначення параметрів і структури показника заломлення. Показано особливість формування вихідної хвилі в системі з подвійним Фур'є-перетворенням при відбиванні світла від поверхні зі структурованими локальними неоднорідностями показника заломлення. Проведено теоретичний аналіз та комп'ютерне моделювання роботи сенсора хвильового фронту по виявленню просторового розподілу показника заломлення. Для визначення напрямку зміни показника заломлення пропонується використати дисперсію фази хвильового фронту.

Ключові слова: Сенсор хвильового фронту, Показник заломлення, Амплітудний розподіл.

PACS numbers: 42.15.Dp, 42.25.Bs,
42.30.Kq, 42.87. – d

1. ВСТУП

З розвитком мікро- та наноелектроніки проблема безконтактної діагностики поверхні та виявлення дефектів стала досить актуальною. Оптичні методи діагностики поверхні обмежені довжиною хвилі скануючого випромінювання, але це не означає, що вони взагалі не можуть бути застосовані для таких цілей [1, 2]. Найбільш відомий серед них є інтерферометричний метод. До недоліків цього методу слід віднести громіздку процедуру розшифровки інтерферограм [3]. Такого недоліку позбавлений метод, що базується на прямому вимірюванні хвильового фронту за допомогою сенсорів хвильового фронту, що застосовуються в адаптивній оптиці [4]. Дана методика використовується при тестуванні лінз і дзеркал [5], у задачах неруйнівного контролю поверхні [6, 7] і в офтальмології [8]. Оскільки при цьому безпосередньо визначається фазова інформація, можна чекати підвищення чутливості методу порівняно з вимірюваннями спектрів інтенсивності. Тому метою даної роботи було дослідження можливості визначення неоднорідностей показника заломлення за даними вимірів форми хвильового фронту.

Значною перешкодою в застосуванні сенсорів для прецизійного моніторингу поверхонь є протиріччя між їх чутливістю та просторовим розрізненням. Як правило, просторове розрізнення визначається розмірами мікролінз матриці. Зменшення діаметра мікролінз практично автоматично приводить до зменшення їх фокусної відстані, що позначається на точності відновлення хвильового фронту. Це обмежує пряме використання сенсора Шека-Хартмана для дефектоскопії поверхні. Принцип роботи сенсора, який закладено в даній роботі, передбачає відмову від необхідності обов'язкового проектування зображення досліджуваної поверхні в площину матриці, що обумовлює безпосередню залежність просторового розрізнення приладу від просторової структури матриці. Для зондування поверхні пропонується використовувати лазерний пучок, сфокусований на поверхню, який після відбиття проходить оптичну систе-

му і потрапляє на сенсор. У такому випадку сигнал, що потрапляє на сенсор може розглядатися як фазовий портрет дефекту, і просторова роздільна здатність методу буде залежати лише від загальної апертури сенсора [9].

При цьому, як показано в [10], бездефектна система не спотворює форму хвильового фронту, а система з локальними дефектами поверхні достатньо сильно змінює його, що реєструється експериментально. Для даної конструкції сенсора просторове розрізнення в площині поверхні визначається діаметром сфокусованої точки і обмежується лише довжиною хвилі зондуючого випромінювання. Зазначимо, що подвійний прохід забезпечує відповідне розширення відбитого пучка, що в свою чергу фактично підвищує просторову роздільну здатність.

2. ОСНОВНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

На рис. 1 показано процес формування вторинного поля, відбитого від поверхні. Зондуючий пучок, який формується за допомогою лінзи, відбивається від досліджуваного зразка і, проходячи цей шлях ще раз, виходить із системи.

Математично амплітудний розподіл зондуючого пучка в площині досліджуваної поверхні можна представити так [11]:

$$E_1(\rho, \phi_\rho) = \frac{1}{j\lambda f} \iint E_0(r, \phi_r) \exp[jkl] r dr d\phi_r, \quad (1)$$

де k – хвильовий вектор падаючої хвилі, $E_0(r, \phi_r)$ – комплексний розподіл амплітуди в площині формуючої лінзи, f – фокусна відстань лінзи, l – загальна відстань від лінзи до точок площини зондування ($l^2 = f^2 + |r - \rho|^2$), λ – довжина хвилі зондуючого випромінювання. Вхідний хвильовий фронт будемо вважати плоским, а вхідну апертуру – круглою: $E_0(r, \phi_r) = E_0 \text{circ}(r/a)$ (таке припущення відповідає практиці метрологічних вимірювань). При цьому роз-

* vbuchenko@yandex.ua

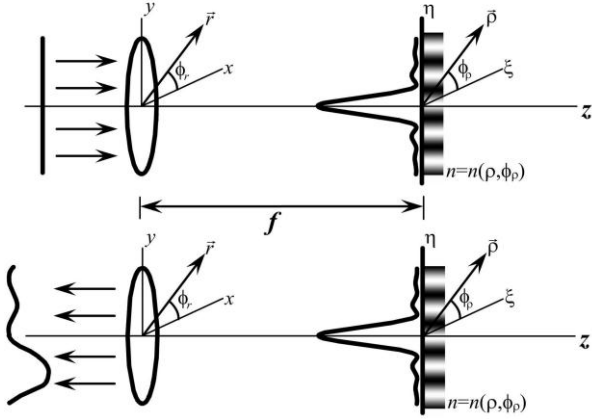


Рис. 1 – Процес формування вторинного поля, відбитого від поверхні. $\rho = \{\rho, \phi_\rho\}$ – координати у площині зондування; $\mathbf{r} = \{r, \phi_r\}$ – координати на вхідній апертурі; f – фокусна відстань формуючої лінзи.

поділ у площині зондування може бути записаний як [12]:

$$E_1(\rho, \phi_\rho) = E_0 \exp \left[jk \left(f + \frac{\rho^2}{2f} \right) \right] \frac{k\alpha^2}{j16f} 2 \frac{J_x(kl\rho/2f)}{kl\rho/2f}. \quad (2)$$

Зрозуміло, що при відбиванні хвилі від поверхні з однорідним показником заломлення розподіл у вихідній хвилі буде відповідати амплітудному розподілу вхідної хвилі внаслідок еквівалентного прямого і зворотного розповсюдження хвилі. Для просторово розподіленого показника заломлення вторинне зображення у вихідній площині $E_2(r, \phi_r)$ (з урахуванням інверсії координат при відбиванні) може бути записане так:

$$E_2(r, \phi_r) = \frac{1}{j\lambda f} \iint E_{1R}(-\rho, \phi_\rho) \exp[-jkl] \rho d\rho d\phi_\rho. \quad (3)$$

де $E_{1R}(-\rho, \phi_\rho) = E_1(-\rho, \phi_\rho)R(-\rho, \phi_\rho)$ – комплексна амплітуда хвилі, відбитої від поверхні (тут $R(-\rho, \phi_\rho)$ – амплітудний коефіцієнт відбиття). Оскільки просторовий розподіл показника заломлення в межах апертури відбиття може бути представлений у вигляді:

$$n(x) = n_0 + \sum_{m=1}^N n_m \cos \left(\frac{2\pi x}{D} m \right), \quad (4)$$

де n_m – парціальні показники заломлення (коефіцієнти розкладу), D – область апертури відбиття. Тоді сумарний коефіцієнт відбивання можна подати в такому вигляді [7]:

$$R(x) \approx R_0 + \sum_{m=1}^{\infty} R_{\pm 1m} \exp \left(j \frac{2\pi m}{D} x \right), \quad (5)$$

де R_0 та $R_{\pm 1}$ – коефіцієнти відбиття нульової та перших мод, які у випадку:

$$\Delta n = \sum_{m=1}^N |n_m - n_0| \ll n_0, \quad (6)$$

можуть бути представлені у вигляді [2]:

$$\begin{aligned} R_0^s &\approx \frac{D \cos \alpha - j2\lambda\Delta n \sin 2\alpha - Dn_0 \cos \theta}{D \cos \alpha - j2\lambda\Delta n \sin 2\alpha + Dn_0 \cos \theta} \\ R_0^p &\approx \frac{Dn_0 \cos \alpha + j2\lambda\Delta n \sin 2\alpha - D \cos \theta}{Dn_0 \cos \alpha + j2\lambda\Delta n \sin 2\alpha + D \cos \theta}, \quad (7) \\ R_{\pm 1}^{s,p} &\approx j(1 - R_0^{s,p}) \frac{\lambda\Delta n}{2\pi Dn_0} \frac{\sin 2\alpha}{\cos \theta} \end{aligned}$$

де α та θ – кути падіння та заломлення, що визначаються відповідно до закону Снеліуса ($\sin \alpha = n_0 \sin \theta$). Тепер хвиля на виході формуючої лінзи буде сумою парціальних компонент, амплітуда яких визначається коефіцієнтами відбиття:

$$\begin{aligned} E_2(r, \phi_r) &= \frac{R_0}{j\lambda f} \iint E_1(-\rho, \phi_\rho) \exp(-jkl) \rho d\rho d\phi_\rho + \\ &+ \frac{1}{j\lambda f} \sum_{m=1}^{\infty} \iint R_{\pm 1m}(-\rho, \phi_\rho) E_1(-\rho, \phi_\rho) \exp(-jkl) \times \\ &\times \cos \left(\frac{2j\pi m \rho \cos \phi_\rho}{D} \right) \rho d\rho d\phi_\rho \end{aligned} \quad (8)$$

де перший інтеграл визначає плоску хвилю, а другий суму хвиль з абераціями, які відповідають саме відбиванню від змінного показника заломлення.

Розглядаючи відбивання світла від поверхні з просторово розподіленим показником заломлення потрібно пам'ятати, що відбита компонента вже буде сумою парціальних хвиль, а, отже, у амплітудному розподілі доцільно очікувати появи деякої інтерференційної картини. У випадку, коли кількість значимих коефіцієнтів розкладу показника заломлення (4) достатньо велика, то інтерференційна картина буде ускладнюватись у зв'язку з суттєвим збільшенням кількості парціальних компонент поля. Таке збільшення парціальних компонент може призвести до виникнення фазового спеклу поряд з амплітудним.

3. МОДЕЛЮВАННЯ

Для моделювання процесів взаємодії когерентного випромінювання з локальними неоднорідностями показника заломлення вибрано наступні фіксовані параметри:

- довжина хвилі: $\lambda = 633$ нм;
- фокусна відстань: $f = 22.1$ мм;
- середнє значення показника заломлення середовища: $n_0 = 3.51 + i0.031$ (відповідає показнику заломлення Si(001) [13]);
- глибина зміни показника заломлення: $\Delta n = 0.01, 0.05, 0.1$.

При цьому розмір сфокусованої плями складав близько 8 мкм. Просторовий розподіл показника заломлення задавався наступним чином:

$$n(\rho, \phi_\rho) = n_0 + \Delta n \cos \left(Z_2^0(\rho, \phi_\rho) + Z_2^2(\rho, \phi_\rho) + k\rho \sin \phi_\rho \right), \quad (9)$$

де $Z_2^0(\rho, \phi_\rho)$ та $Z_2^2(\rho, \phi_\rho)$ – поліноми Церніке, що відповідають дефокусуванню та астигматизму. На рис. 2 показано просторовий розподіл показника заломлення, що був використаний для моделювання характеристик відбитої хвилі.

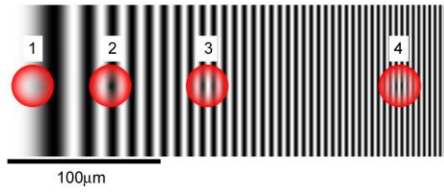


Рис. 2 – Характерний просторовий розподіл показника заломлення

При моделюванні розсіяння світла такою структурою обрано чотири області з різними характерними просторовими частотами розподілу показника заломлення. Ці області позначені на рис. 2: область 1 – характерний розмір сфокусованої плями менший за розмір неоднорідності показника заломлення, область 2 – характерний розмір сфокусованої плями порядку розміру неоднорідності показника заломлення, область 3 – характерний розмір сфокусованої плями більше розміру неоднорідності показника заломлення, область 4 – характерний розмір сфокусованої плями істотно більше розміру неоднорідності показника заломлення. На рис. 3 показано відновлені хвильові фронти для хвиль, відбитих від різних ділянок поверхні зі змінним показником заломлення ($\Delta n = 0.1$).

Видно, що при розсіюванні світла на неоднорідності, розмір якої більше за розмір сфокусованої плями, хвильовий фронт відбитої хвилі перестає бути плоским (рис. 3а). Зауважимо, що при цьому значення кривизни лежить в межах похибки експериментальних вимірювань як для сенсора Шека-Хартмана так і для сенсора хвильового фронту на ефекті Талбота [14].

Зменшення неоднорідності показника заломлення призводить до збільшення кривини відбитої хвилі (рис. 3б та 3в). Потрібно відмітити, що напрямку змі-

ни показника заломлення відповідає напрямку зміни хвильового фронту. При цьому для області 4 (рис. 3.г) спостерігається різке зменшення дисперсії фази відбитої хвилі, хоча форма хвильового фронту подібна до області 3. Вірогідно це пов'язано з тим, що за вказаних просторових частот розподілу показника заломлення формування відбитої хвилі доцільно описувати деяким анізотропним амплітудно-фазовим екраном з відповідними ефективними показниками заломлення [15].

Вплив глибини модуляції показника заломлення на значення відновлених аберацій показано на рис. 4. Видно, що у випадку, коли просторова частота стає співрозмірною з розміром сфокусованої плями відбувається різке збільшення значень коефіцієнтів поліномів Церніке. При цьому дисперсія фази вихідної хвилі [10] теж максимізується. Зауважимо, що отримані залежності щодо впливу глибини модуляції показника заломлення легко пояснити, розглядаючи перерозподіл енергії між дифрагованими хвилями (7). Зрозуміло, що $R_{\pm 1} \rightarrow 0$ при $\Delta n \rightarrow 0$ – це означає, що відбита хвиля (8) не буде містити аберацій, характерних даному розподілу показника заломлення.

4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ

4.1 Експериментальна установка

На рис. 5 зображено експериментальну схему, що використовувалась для вимірювань. Плоский лазерний пучок гелій-неонового лазера, інтенсивність якого регулюється за допомогою поляризаційного атенюатора Р, після проходження коліматора К та круглої діафрагми D розділяється напівпрозорим дзеркалом BS на дві частини.

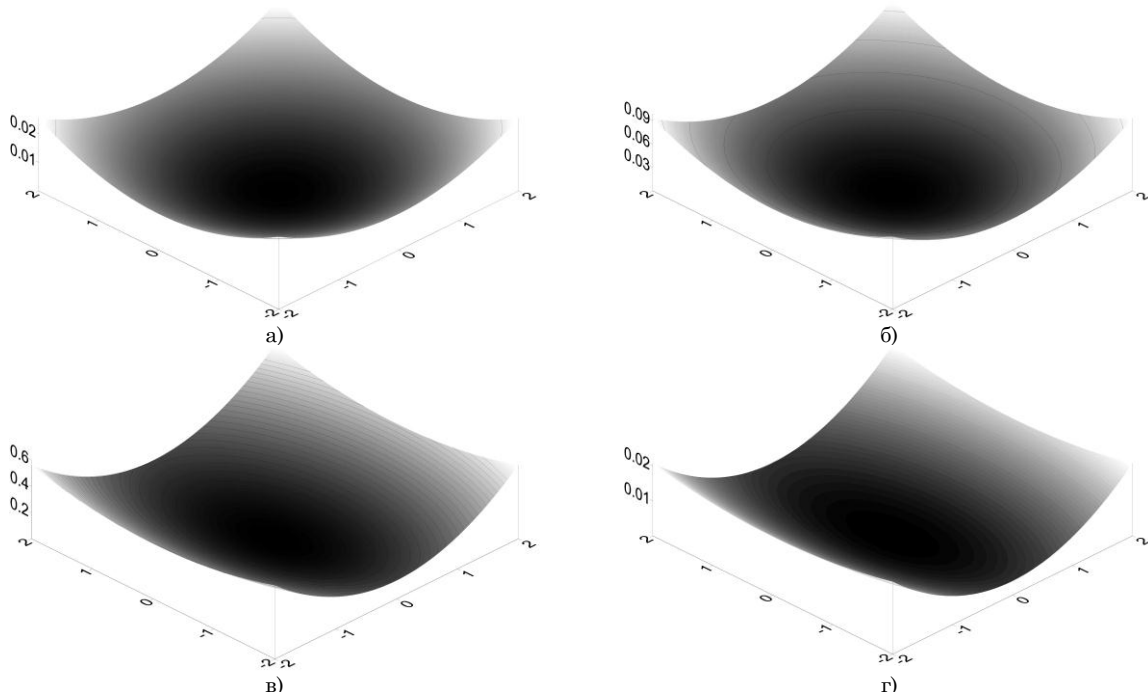


Рис. 3 – Відновлений хвильовий фронт хвилі, відбитої від середовища зі змінним показником заломлення: (а) область 1, (б) область 2, (в) область 3, (г) область 4. Рівні фази позначені в довжинах хвиль, а латеральні розміри – в мм

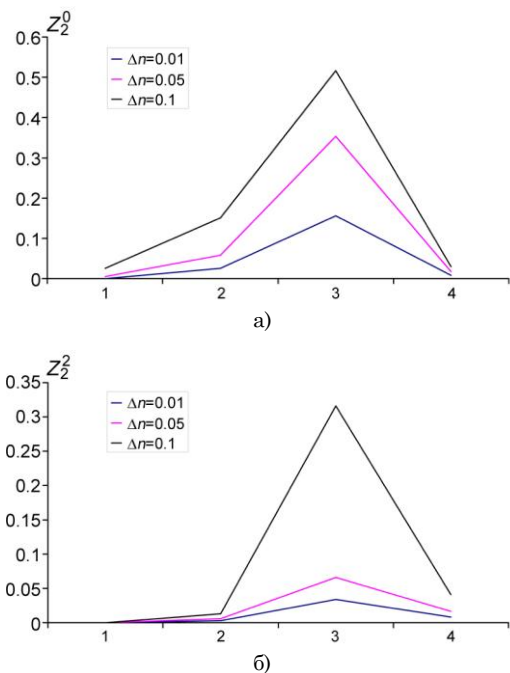


Рис. 4 – Значення коефіцієнтів Церніке аберацій дефокусування (а) та астигматизму (б) для середовищ з різною глибиною модуляції показника заломлення

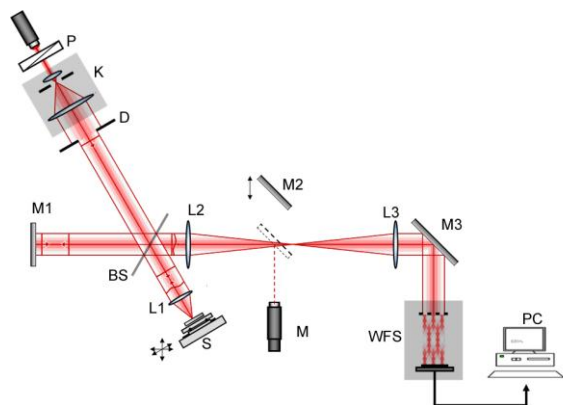


Рис. 5 – Схема експериментальної установки

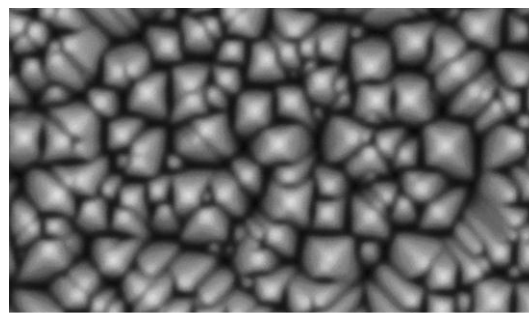
Сам зразок закріплено на столику, який може рухатись у двох ортогональних напрямках у площині, перпендикулярній до осі пучка. Таким чином, існує можливість сканування поверхні зразка з кроком 10 мкм на апертурі у кілька міліметрів. Розмір сфокусованої точки на поверхні зразка міг змінюватись від 5 до 30 мкм залежно від розміру апертури діафрагми D. Відбитий від поверхні зразка пучок після повторного проходження крізь мікрооб'єктив L1 формував об'єктний хвильовий фронт, який за допомогою 4F системи довгофокусних об'єктивів L2-L3, напівпрозорого дзеркала BS та дзеркала M3 переносився у вимірювальну площину сенсора хвильового фронту WFS.

Плече з мікроскопом M використовується для візуального контролю фокусування пучка на досліджуваній поверхні.

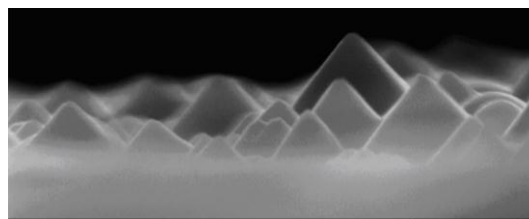
4.2 Експериментальні зразки

Було проведено експериментальне дослідження зразків, які виготовлялись із пластин кремнію

r-типу марки КДБ – 7,5 орієнтації (100) з початковою товщиною 200 мкм. Після попередньої підготовки (підкладка оброблялась в 5 % розчині HF протягом 30 сек) на поверхню було напилено півки оксиду індію-олова (ІТО – indium tin oxide) на модернізованій установці вакуумного напорошення ВУП-5 методом магнетронного реактивного розпорошення на постійному струмі металічної мішені зі сплаву ІnО-5 в розряді суміші газів із об'ємними долями 2/3 аргону та 1/3 кисню. Початковий тиск у вакуумній камері складав $2\div3 \times 10^{-5}$ тор, потім напускалася газова суміш до тиску 7×10^{-3} тор. Відстань від мішені до підкладки ~ 45 мм, струм розряду складав 200 мА, товщина півки становила 12 нм. На рис. 6 наведено зображення поверхні кремнієвої підкладки у растровому електронному мікроскопі. Як видно з рисунка, зразки мають не гладку поверхню, а дещо текстуровану. Висота пірамідок такої поверхні $\sim 1\div5$ мкм. При формуванні наноструктурованого кремнію на підкладках монокристалічного кремнію відбувається зміна не тільки структурних властивостей, що призводить до зміни ширини забороненої зони і прояву квантоворозмірних ефектів, але й утворення на поверхні нових сполук кремнію з підвищеним вмістом водню й аморфного кремнію. Така складна структура обумовлює прояв нових електрофізичних, фотоелектричних та фотолумінесцентних властивостей.



а)



б)

Рис. 4 – Зображення поверхні кремнієвої підкладки з різним збільшенням та під різними кутами

Зазначимо, що керувати дисперсією показника заломлення можна за рахунок неоднорідностей в розподілі електричного поля, що може бути викликано локальними дефектами структури [16]. Таким чином, неоднорідності у напруженості поля можуть бути трактовані як неоднорідності діелектричної проникності зразка, а, отже, і показника заломлення. При цьому змінюватись буде лише дисперсія показника заломлення, а статистика розподілу буде

залишатись сталою. Тому на поверхню плівки було нанесено контакти із срібла методом термічного випаровування із молібденової лодочки товщиною 0.5 мкм крізь магнітну маску.

5. РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

Результати вимірювання форми хвильового фронту для точок, що лежать на прямій, яка перпендикулярна до лінії, що з'єднує два електричних контакти зразку (відстань до одного з контактів 50 мкм), показано на рис. 7.

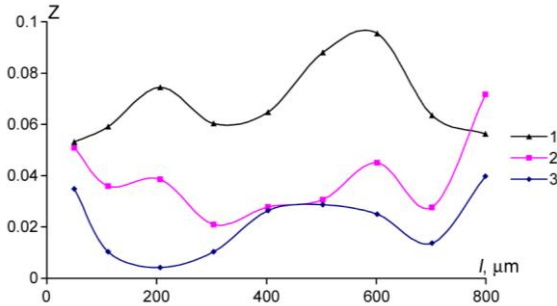


Рис. 7 – Значення модуля коефіцієнтів Церніке для різних точок зразка залежно від відстані l до електричного контакту: 1 – астигматизм, 2 – кома, 3 – трілисник

За референтний хвильовий фронт було взято розподіл фази хвилі, відбитої від зразку без напруги, який був порівняний з фронтом, що відбився від тих же точок зразку, коли різниця потенціалів між контактами дорівнювала 80В. Для врахування похибок, пов'язаних з можливим локальним розігрівом зразка, аберації нахилу були видалені, а данні усереднювались по 5 вимірах. Відмітимо, що значення дефокусу відмінне від нуля та має відносно однакове значення для всіх відстаней. Оскільки, як показали теоретичні результати, саме напрямом зміни показника заломлення визначає радіус хвилі по відповідній осі (рис. 3), то враховуючи структуру зразку (рис. 6) можна сказати, що такий результат є досить очікуваним.

Як було показано [10], при збільшенні $\Delta n/n_0$ дисперсія фази вихідного хвильового фронту збільшується. На рис. 8 показано залежність дисперсії фази вихідної хвилі від відстані до контакту.

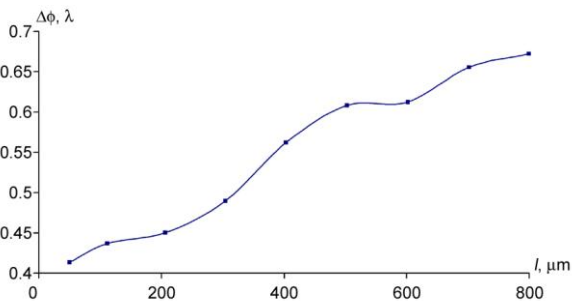


Рис. 8 – Залежність дисперсії фази у вихідній хвилі від відстані до контакту

Тобто, зрозуміло, що дисперсія фази вихідної хвилі однозначно вказує на напрямом зміни показника

заломлення n_0 , при цьому чутливість можна регулювати шляхом зміни кривизни хвильового фронту, що падає на поверхню. В загальному випадку це можна робити як змінюючи фокусну відстань лінзи, яка формує зондуєчий пучок, так і за допомогою зміни вхідної апертури.

З іншого боку, при збільшенні різниці потенціалів між контактами, тобто при збільшенні напруженості електричного поля на поверхні зразка, буде збільшуватись і дисперсія показника заломлення. Можна очікувати і відповідний вплив на дисперсію фази відбитої хвилі. Тому було проведено дослідження зміни кута нахилу хвильового фронту на краю апертури сенсора в залежності від прикладеної напруги (в досліджуваній точці найбільше буде проявлятися вплив дисперсії показника заломлення). Зондуєчий пучок було сфокусовано в точку, що знаходилась на відстані 50 мкм від контакту на осі, що з'єднує контакти.

В табл. 1 показано кута нахилу хвильового фронту вздовж осі між контактами (вісь X) та перпендикулярно до неї (вісь Y) в залежності від прикладеної напруги.

Таблиця 1 – Значення зміщення (в довжинах хвиль) від різниці потенціалів між контактами.

U, В	Зміщення X, λ	Зміщення Y, λ
0	0.32 ± 0.22	0.2 ± 0.24
20	0.28 ± 0.34	5.27 ± 0.3
40	0.06 ± 0.39	18.94 ± 0.59
60	0.24 ± 0.31	43.29 ± 1.48
80	0.23 ± 0.32	69.62 ± 2.31

Впродовж дослідження напруга піднімалась від 0 до 80 В з кроком 20 В. Після кожної зміни напруга залишалась незмінною протягом 1 хвилини. За цей час досягалось певне насичення значення кута нахилу хвильового фронту. Як видно з рисунку збільшення напруги призводить до збільшення кута нахилу хвильового фронту. В той же час, кут нахилу хвильового фронту вздовж осі Y практично не змінюється. Це викликано збільшенням дисперсії показника заломлення через зростаючу напруженість електричного поля на поверхні вздовж осі, що з'єднує два контакти, тобто вздовж осі X.

6. ВИСНОВКИ

Запропоновано для детектування локальних неоднорідностей показника заломлення поверхні за допомогою сенсора хвильового фронту використовувати сфокусований лазерний пучок, що значно підвищує просторову роздільну здатність методу. Методом числового моделювання показано відмінність впливу локальних неоднорідностей показника заломлення на відбиту хвилю у системі з подвійним Фур'є перетворенням. Теоретично та експериментально показано принципову можливість визначати відносні зміни показника $\Delta n/n_0$ заломлення за даними вимірювань хвильового фронту. Запропоновано використовувати дисперсія фази вихідної хвилі для визначення напрямку зміни показника заломлення n_0 .

Сенсор волнового фронта для определения дефектов наноструктурированных поверхностей

В.В. Бученко, А.А. Голобородько, В.В. Лендел, Е.С. Оберемок

Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
ул. Владимирская, 64/13, 01601 Київ, Україна

Приведено сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов воздействия интерференционных явлений на определение параметров и структуры показателя преломления. Показана особенность формирования исходящей волны в системе с двойным Фурье-преобразованием при отражении света от поверхности со структурированными локальными неоднородностями показателя преломления. Проведен теоретический анализ и компьютерное моделирование работы сенсора волнового фронта по выявлению пространственного распределения показателя преломления. Для определения направления изменения показателя преломления предлагается использовать дисперсию фазы волнового фронта.

Ключевые слова: Сенсор волнового фронта, Показатель преломления, Амплитудное распределение.

Wavefront Sensor for the Determination of Nanostructured Surface Defects

V.V. Buchenko, A.A. Goloborodko, V.V. Lendel, O.S. Oberemok

Taras Shevchenko National University of Kyiv, 64/13, Volodymyrska Str., 01601 Kyiv, Ukraine

The comparison of the theoretical calculations and experimental results of the influence of interference phenomena on the determination of the parameters and the structure of the refractive index is presented. The feature of the original wave formation in the system of double Fourier transform with the reflection of light from the surface with structured local inhomogeneities of the refractive index is shown. The theoretical analysis and computer simulation of the wavefront sensor operation to detect the spatial distribution of the refractive index are performed. It is proposed to use the wavefront phase dispersion to determine the direction of the refractive index change.

Keywords: Wavefront sensor, Refractive index, Amplitude distribution.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- O.V. Angelsky, S.G. Hanson, A.P. Maksimyak, P.P. Maksimyak, *Appl. Opt.* **44**, 5091 (2005).
- D.V. Podanchuk, V.N. Kurashov, A.A. Goloborodko, M.M. Kotov, V.P. Dan'ko, O.O. Parhomenko, *Proc. SPIE* **8338**, 83380F (2011).
- O.V. Angelsky, A.P. Maksimyak, P.P. Maksimyak, S.G. Hanson, *Opt. Express* **14**, 7299 (2006).
- D.M. Alloin, J.-M. Mariotti, *Adaptive Optics for Astronomy* (NATO ASI Series: Kluwer Academic Publ.: 1994).
- V.A. Sterligov, Yu.V. Subbota, Yu.M. Shirshov, L.P. PocheKaylova, Eu.F. Venger, R.V. Konakova, I.Yu. Ilyin, *Appl. Opt.* **38**, 2666 (1999).
- J.C. Wyant, *Appl. Opt.* **52**, 1 (2013).
- A.A. Goloborodko, *Proc. SPIE* **9066**, 90660Z (2013).
- S. Manzanera, C. Canovas, P.M. Prieto, P. Artal, *Opt. Express* **16**, 7748 (2008).
- A.A. Goloborodko, V.N. Kurashov, D.V. Podanchuk, N.S. Sutyagina, M.M. Kotov, *Proc. SPIE* **7388**, 73880P (2009).
- A.O. Holoborodko, V.I. Hryhoruk, M.M. Kotov, V.N. Kurashov, D.V. Podanchuk, N.S. Sutyagina, *Ukr. J. Phys.* **53** No 10, 946 (2008).
- J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (N.Y.: McGraw-Hill: 1996).
- M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics* (Oxf.: Pergamon Press: 1986).
- A.A. Goloborodko, M.V. Eпов, L.Y. Robur, T.V. Rodionova, *J. Nano-Electron. Phys.* **6** No 2, 02002 (2014).
- D. Podanchuk, A. Kovalenko, V. Kurashov, M. Kotov, A. Goloborodko, V. Danko, *Appl. Opt.* **53**, B223 (2014).
- O.I. Barchuk, A.A. Goloborodko, V.N. Kurashov, *Proceedings of the 11th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*, 375 (Eds. by E.I. Veliev, A.I. Nosich, W. Ross Stone) (IEEE: Kharkiv: 2006).
- D.J. Griffiths, *Introduction to electrodynamics* (N.J.: Prentice Hall: 1999).