

БІОСЕНСОРИ

BIOSENSORS

УДК 53.082:612.017.1

КІЛЬЦЕВА ФАЗОВА ДИФРАКЦІЙНА СТРУКТУРА ДЛЯ ППР-СЕНСОРА

І. Д. Войтович, І. О. Яворський

Ін-т кібернетики ім. В.М.Глушкова НАН України, просп. Академіка Глушкова, 40,
03680, Київ, тел. 38-044 5260128, факс: 38-044 5261267,
e-mail:d220@meta.ua

КІЛЬЦЕВА ФАЗОВА ДИФРАКЦІЙНА СТРУКТУРА ДЛЯ ППР-СЕНСОРА

І. Д. Войтович, І. О. Яворський

Анотація. Із використанням принципу Гюйгенса-Френеля розрахована кільцева фазова дифракційна структура, яка може бути використана як основа чутливого рецептора в портативних біосенсорах на базі поверхневого плазмонного резонансу (ППР). Період дифракційної структури $\sim 1\div 2$ мкм, її глибина $< 0,1$ мкм, число кільцевих штрихів $\sim 0,25 \cdot 10^4$. Кільцева структура порівняно з лінійною забезпечує збільшення інтенсивності дифрагованого світлового потоку, що сприяє виявленню ППР. Промодельовано вплив кутового падіння світла на дифракцію. Для формування фазомодуючого середовища можуть бути використані методи нанолітографії, рельєфографії і термопластичні матеріали. Дифракційну структуру передбачається виконати у вигляді кювети для досліджуваної речовини. Розглянуто можливість побудови на основі кільцевої структури ППР-сенсора з комп'ютерним синтезом дифракційного зображення.

Ключові слова: поверхневий плазмонний резонанс, біосенсор, фазова дифракційна структура, нанолітографія, рельєфографія

CIRCULAR PHASE DIFFRACTIONAL STRUCTURE FOR SPR-SENSOR

I. D. Voitovych, I. A. Yavorsky

Abstract. Using Huyghens–Fresnel principle, the circular phase diffraction structure intended to excite a surface plasmon resonance (SPR) was calculated. It can be employed in portable biosensors as a foundation for a sensitive receptor. Period of diffraction structure is $\sim 1\div 2$ μm , its depth is $< 0,1$ μm , a number of circular rulings $\sim 0,25 \cdot 10^4$. Circular structure as against a linear one ensures more intense diffracting light flux, which helps to identify SPR. Impact of angular light incidents on diffraction was simulated.

To create phase modulation setting such techniques as nanolithography, reliefography, and thermoplastic materials were employed. Diffraction structure is to be made as a cuvette for the liquid being studied. An option to build a SPR sensor on the basis of circular structure with computer synthesis of a diffraction image was considered.

Keywords: surface plasmon resonance, biosensor, phase diffraction structure, nanolithography, reliefography

КОЛЬЦЕВАЯ ФАЗОВАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ СТРУКТУРА ДЛЯ ППР-СЕНСОРА

И. Д. Войтович, И. А. Яворский

Аннотация. С использованием принципа Гюйгенса-Френеля рассчитана кольцевая фазовая дифракционная структура, которая может быть использована как основа чувствительного рецептора в портативных биосенсорах на базе поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Период дифракционной структуры $\sim 1\div 2$ мкм, её глубина $< 0,1$ мкм, число кольцевых штрихов $\sim 0,25 \cdot 10^4$. Кольцевая структура по сравнению с линейной обеспечивает увеличение интенсивности дифрагированного светового потока, что способствует выявлению ППР. Промоделировано влияние углового падения света на дифракцию. Для формирования фазомодулирующей среды могут быть использованы методы нанолитографии, рельефографии и термопластические материалы. Дифракционную структуру предполагается выполнить в виде кюветы для исследуемого вещества. Рассмотрена возможность построения на основе кольцевой структуры ППР-сенсора с компьютерным синтезом дифракционного изображения.

Ключевые слова: поверхностный плазмонный резонанс, биосенсор, фазовая дифракционная структура, нанолитография, рельефография

Вступ

Актуальним завданням ППР-сенсоріки залишається створення недорогих портативних біосенсорів, придатних для роботи в польових умовах [1,2]. Основний елемент такого сенсора – чутливий рецептор – повинен бути розрахований на виробництво з використанням існуючих технологій і масове застосування. В цьому плані значні сподівання пов'язуються із можливостями дифракційного збудження ППР і застосування дифракційних структур [2-6].

Слід зазначити, що явище дифракційного збудження спостерігалось ще Р.Вудом у 1902 р. при вивченні оптичних спектрів. Пізніше металеві дифракційні ґратки використовувались для електронно-променевого збудження плазмонів

в перших експериментальних дослідженнях ППР [7]. З появою роботи Кречмана [8] та реалізацією відносно простого методу порушеного оптичного повного внутрішнього відбивання інтерес до дифракційного збудження був, на нашу думку, дещо втрачений – аж до моменту усвідомлення нагальної потреби в портативних ППР-сенсорах.

Виявилось, що для дифракційного збудження ППР достатніми є невеликі кути падіння світла на чутливий рецептор ($< 30^\circ$), завдяки чому, а також відсутності громіздких оптичних призм та імерсійної рідини і незначній товщині самого рецептора (~ 2 мкм) стає можливим зменшення розмірів сенсора. На сьогодні дифракційне збудження з успіхом використовується поряд з іншими відомими методами збудження ППР.

Фазомодулюючі планарні рецептори для сенсорів з дифракційним збудженням можуть бути виконані, наприклад, із недорогих полімерних оптичних матеріалів [9] по технології, подібній (або близькій) до технології цифрових лазерних дисків [10]. Технологія включає фотолітографію з експонуванням резисту тонким світловим променем і дозволяє отримати кільцеві структури прямокутного профілю глибиною $\sim 0,1$ мкм з шириною кільця та інтервалом між ними $\sim 0,1 \div 1,5$ мкм. Існування такої технології спонукало нас обрати об'єктом дослідження дифракційну структуру саме кільцевого (характерного для DVD-дисків) типу. В цілому це відповідає потребам ППР-сенсорики, особливо з урахуванням того, що зазначена технологія вже достатньо опрацьована.

Для досягнення поставленої мети може бути використана й електронна літографія [11]. Це вимагатиме деякого ускладнення програмного забезпечення електронно-літографічної системи, яке традиційно орієнтоване на формування лінійних структур, або ж доповнення її пристроєм для обертового переміщення експонованих зразків.

Разом з тим потреба у фазових наногратках, придатних для збудження ППР-спектрів 1-го порядку з мінімальними фоновими перешкодами (наприклад, у синусоїдальних ґратках з рельєфом глибиною $\sim 0,1$ мкм) [2], допускає застосування й інших фізико-технологічних підходів. Одним із них може бути рельєфографія [12]. Її суть полягає у створенні на поверхні ізолюючого полімера електричного потенціального рельєфу з наступним перетворенням його у деформаційний фазовий рельєф. Фазова рельєфографія зазвичай використовується при оптичній обробці інформації. Проте її застосування в ППР-сенсорикі вимагає додаткової оцінки й уточнення умов та режимів формування нанорозмірного рельєфу.

Спираючись на відомі дані, ми зосередимося на моделюванні кільцевої дифракційної структури і розглянемо можливості побудови таких структур та їх використання в ППР-сенсорах.

1. Моделювання кільцевої дифракційної структури

Дифракційна структура, що пропонується (рис.1), містить металізовані кільцеві виступи і впадини прямокутного профілю глибиною ε і шириною b , сформовані на пластиковій основі з показником заломлення n . Використання кільцевих виступів і впадин однакової ширини пов'язане з необхідністю зменшення оптичного фону [2]. Товщина металізації M відповідає загальноприйнятій для ППР-рецепторів і становить $\sim 30 \div 70$ нм.

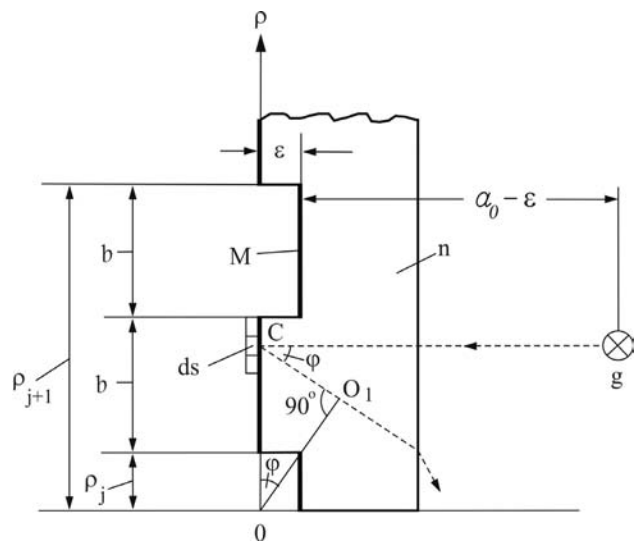


Рис.1. Схема дифракції на кільцевій структурі.

Точкове джерело поліхроматичного випромінювання g знаходиться на відстані a_0 від дифракційної структури, набагато більшій за її розміри (відстань a_0 визначається по краю виступів). Приймається, що світло падає нормально до основи дифракційної структури, і амплітуда та фаза окремої монохроматичної світлової хвилі в усіх точках падіння на виступи (впадини) однакові - надалі це дозволяє значно спростити розрахунки. Дифракція відбувається під кутом φ до нормалі.

У відповідності з принципом Гюйгенса - Френеля [13,14], локальне електричне збудження dE_{φ_j} в точці з вектором r від довільного елемента площі ds j -го кільцевого виступу, який знаходиться на відстані a_0 від джерела світла, має вигляд:

$$d \hat{E}_{\varphi j} = K(\varphi) \cos \varphi \frac{E_0 \cdot e^{ik a_0}}{a_0} \frac{e^{ikr}}{r} ds, \quad (1)$$

де: $K(\varphi)$ - коефіцієнт, що враховує (по Френелю [14]) наявність тільки реверсивної (спрямованої від дифракційної структури) світлової хвилі $\{K(0)=0, K(\pi/2)=1\}$; $\cos \varphi$ - враховує зміну ефективної площі ds при зміні кута дифракції φ ; E_0 - напруженість електричного поля в точковому джерелі; k - хвильове число ($k = \frac{2\pi}{\lambda} n$, де λ - довжина світлової хвилі у вакуумі); $|r| = CO_1$.

Розглянемо розподіл фаз і амплітуд у хвильовому фронті OO_1 . Хоча тут світлові потоки від окремих елементів ds й матимуть різні фази та амплітуди, вони є когерентними і інтерферуватимуть між собою. Ця інтерференція може бути оптично перенесена на фотоприймач, де сформується відповідне дифракційне зображення.

Із рис.1 випливає, що

$$r = \rho \sin \varphi, \quad ds = \rho d\psi d\rho, \quad (2)$$

де: ρ - радіус кола, на якому розміщено площадку ds ; $d\psi$ - елемент зміни азимуту в площині дифракційної структури ($0 \leq \psi \leq 2\pi$). Тоді сумарна величина дифракційного збудження від j -го виступу в напрямку φ матиме вигляд:

$$\hat{E}_{\varphi j} = K(\varphi) \cos \varphi \frac{E_0 e^{ik a_0}}{a_0} \iint_S \frac{e^{ikr}}{r} ds = \quad (3)$$

$$= 2\pi \frac{K(\varphi)}{\sin \varphi} \cos \varphi \frac{e^{ik a_0}}{a_0} \int_{\rho_j}^{\rho_j+b} e^{ik \rho \sin \varphi} d\rho.$$

Проінтегрувавши (3) і скориставшись відомими формулами Єйлера для комплексної форми тригонометричних функцій [15], з урахуванням умови $\left(\frac{K(\varphi)}{\sin \varphi}\right)_{0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}} \rightarrow 1$ остаточно отримаємо:

$$\hat{E}_{\varphi j} = 2\pi \frac{E_0 e^{ik a_0}}{a_0} b \cos \varphi \times \quad (4)$$

$$\times e^{i \frac{1}{2} k (2\rho_j + b) \sin \varphi} \frac{\sin\left(\frac{1}{2} k b \sin \varphi\right)}{\frac{1}{2} k b \sin \varphi}$$

Розглянемо електричне збудження від j -ої кільцевої впадини дифракційної структури. Тут розрахунок буде аналогічний попередньому, тільки скрізь замість a_0 вживаємо $a_0 - \varepsilon$. Така заміна враховує зменшення оптичного шляху і відповідає змінам амплітуди і фази світлової хвилі при дифракції на впадині глибиною ε . Отже, можна записати:

$$\check{E}_{\varphi j} = K(\varphi) \cos \varphi \frac{E_0 e^{ik(a_0 - \varepsilon)}}{a_0 - \varepsilon} \iint_S \frac{e^{ikr}}{r} ds. \quad (5)$$

Оскільки $\varepsilon \ll a_0$, то в (5) перед інтегралом в знаменнику, що відповідає за амплітуду, виконуємо заміну $a_0 - \varepsilon \approx a_0$. При цьому в експоненті чисельника, що відповідає за фазу, подібна заміна не допускається, оскільки фаза світлової хвилі зазнає значних змін на коротких просторових інтервалах. Тоді матимемо:

$$\check{E}_{\varphi j} = 2\pi \frac{E_0 e^{ik(a_0 - \varepsilon)}}{a_0} \cos \varphi \int_{\rho_j+b}^{\rho_j+2b} e^{ik \rho \sin \varphi} d\rho = \quad (6)$$

$$= 2\pi \frac{E_0 e^{ik(a_0 - \varepsilon)}}{a_0} \cos \varphi \times$$

$$\times b e^{i \frac{1}{2} k (2\rho_j + 3b) \sin \varphi} \frac{\sin\left(\frac{1}{2} k b \sin \varphi\right)}{\frac{1}{2} k b \sin \varphi}$$

Порівнявши вирази (4) і (6), знайдемо, що

$$\check{E}_{\varphi j} = e^{-ik\varepsilon} e^{ikb \sin \varphi} \hat{E}_{\varphi j}. \quad (7)$$

Сумарно від однієї j -ої кільцевої пари з виступу і впадини отримаємо

$$E_{\varphi j} = \hat{E}_{\varphi j} + \check{E}_{\varphi j} = \left(1 + e^{ik(b \sin \varphi - \varepsilon)}\right) \hat{E}_{\varphi j}, \quad (8)$$

а від N таких пар -

$$E_{\varphi} = \left(1 + e^{ik(b \sin \varphi - \varepsilon)}\right) \sum_{j=1}^N \hat{E}_{\varphi j}. \quad (9)$$

Підставивши (4) в (9), побачимо, що для відшукування E_φ необхідно знайти суму

$$\sum_{j=1}^N e^{i\frac{1}{2}k(2\rho_j+b)\sin\varphi}. \text{ Оскільки з рис.1 випливає,}$$

що $\rho_j = \frac{b}{2} + 2(j-1)b$ і, відповідно,

$$i\frac{1}{2}k(2\rho_j+b)\sin\varphi = ikb(2j-1)\sin\varphi, \text{ то, по-}$$

значивши $kb\sin\varphi = \delta$, отримаємо суму із N членів геометричної прогресії з першим членом $e^{i\delta}$ та знаменником $e^{i2\delta}$ [15]:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N e^{i\delta(2j-1)} &= e^{i\delta} + e^{i3\delta} + \dots + e^{i(2N-1)\delta} = \\ &= e^{i\delta} \frac{e^{i2\delta N} - 1}{e^{i2\delta} - 1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Отже, можна записати:

$$\begin{aligned} E_\varphi &= 2\pi \frac{E_0 e^{ika_0}}{a_0} b \cos\varphi \left(1 + e^{ik(b\sin\varphi - \varepsilon)}\right) \times \\ &\times e^{i\delta} \frac{e^{i2\delta N} - 1}{e^{i2\delta} - 1} \frac{\sin\left(\frac{1}{2}kb\sin\varphi\right)}{\frac{1}{2}kb\sin\varphi}. \end{aligned} \quad (11)$$

Інтенсивність I_φ світла, що дифрагує під кутом φ , знайдемо, помноживши E_φ на комплексно-спряжену функцію E_φ^* :

$$\begin{aligned} I_\varphi &= E_\varphi \cdot E_\varphi^* = 16\pi^2 E_0^2 \frac{b^2}{a_0^2} \cos^2\varphi \times \\ &\times \left(\cos\frac{k(b\sin\varphi - \varepsilon)}{2}\right)^2 \left(\frac{\sin N\delta}{\sin\delta}\right)^2 \times \\ &\times \left(\frac{\sin\left(\frac{1}{2}kb\sin\varphi\right)}{\frac{1}{2}kb\sin\varphi}\right)^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Вираз (12) є близьким до відомих класичних виразів для дифракції [14]. Він свідчить про зростання інтенсивності дифракції від кільцевої структури в $\sim 4\pi^2$ рази порівняно з ідентичною за профілем і кількістю штрихів лінійною структурою, тобто засвідчує концентруючі властивості кільцевої структури. Зазначимо, що мова йде про кільцеві ґратки невеликого розміру ($\rho \leq 5\text{мм}$), коли в дифракції одночасно задіяна вся площа ґратки.

Дифракційне збудження ППР відбувається за умови $2b\sin\varphi = m\frac{\lambda}{n}$, де порядок дифракції $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ [2,4]. Зазвичай беруть $m = \pm 1$. Кут дифракції φ при цьому може бути досить значним, хоча на практиці він обмежується співвідношенням між шириною і глибиною рельєфу та умовою виходу світла із пластикової основи назовні. Скоріше за все, матиме місце не тільки традиційна дифракція, а й часткове розповсюдження приповерхневої електромагнітної хвилі [13].

При $m=1$ і $2b\sin\varphi = \frac{\lambda}{n}$ у виразі (12) отримаємо:

$$\begin{aligned} \cos\varphi &= \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2bn}\right)^2}; \\ \cos\frac{k(b\sin\varphi - \varepsilon)}{2} &= \sin\pi n \frac{\varepsilon}{\lambda}; \delta = kb\sin\varphi = \pi, \end{aligned}$$

відповідно,

$$\left(\frac{\sin N\delta}{\sin\delta}\right)_{\delta \rightarrow \pi} = \pm N; \frac{\sin\left(\frac{1}{2}kb\sin\varphi\right)}{\frac{1}{2}kb\sin\varphi} = \frac{2}{\pi}.$$

Оскільки використовується поліхроматичне випромінювання, то остаточно замість кутового розподілу інтенсивності I_φ можна отримати розподіл за довжинами хвиль I_λ :

$$I_\lambda = 16 \frac{E_0^2}{a_0^2} N^2 \cdot \left[(2b)^2 - \left(\frac{\lambda}{n}\right)^2 \right] \cdot \sin^2 \pi n \frac{\varepsilon}{\lambda}. \quad (13)$$

В межах цього розподілу і відбувається збудження ППР. Проаналізуємо вираз (13).

У нас $N = \frac{\rho}{2b}$ і, наприклад, для ґратки з радіусом $\rho = 5\text{мм}$ і періодом $2b = 2\text{мкм}$ величина $N \sim 0,25 \cdot 10^4$. Це не так багато. Відомі дифрак-

ційні ґратки мають $N \sim 10^4 \div 10^5$ [14]. Виготовлення ж структури з періодом $\sim 1 \div 2$ мкм цілком доступне для сучасної літографії.

Можливі різні співвідношення між періодом ґратки $2b$ і довжиною хвилі λ . Якщо $2b > \lambda$, то й $2b > \frac{\lambda}{n}$ (оскільки $n > 1$), дифракція матиме місце і дифраговане світло вийде назовні. Якщо $2b = \lambda$, то $2b > \frac{\lambda}{n}$, дифракція матиме місце, але дифраговане світло завдяки повному внутрішньому відбиванню від границі «основа ґратки - повітря» назовні може не вийти ($\sin \varphi \sim \frac{1}{n}$). Якщо ж $2b < \lambda$, то цілком можливо, що $2b \geq \frac{\lambda}{n}$. Дифракція при цьому відбуватиметься, але завдяки повному внутрішньому відбиванню світло назовні не вийде ($\frac{1}{n} \leq \sin \varphi \leq 1$). Отже, граничною є умова $2b = \lambda$, а достатньою умовою для виходу світла – $2b > \lambda$.

На рис.2 наведено розподіл інтенсивності дифрагованого світла за довжинами хвиль, який відповідає виразу (13). Найбільш рівномірний розподіл має місце для малих значень ε . Але при цьому й інтенсивність світла також невелика.

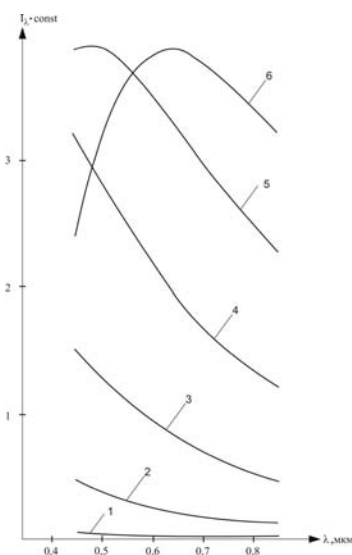


Рис.2. Розподіл інтенсивності дифрагуючого світла за довжинами хвиль:

- 1 - $\varepsilon = 0,01 \text{ мкм}$; 2 - $\varepsilon = 0,03 \text{ мкм}$; 3 - $\varepsilon = 0,06 \text{ мкм}$; 4 - $\varepsilon = 0,1 \text{ мкм}$; 5 - $\varepsilon = 0,15 \text{ мкм}$;
6 - $\varepsilon = 0,2 \text{ мкм}$ ($2b = 2 \text{ мкм}$, $n = 1,61$)

Із (13) випливає, що при збереженні відносно рівномірності розподілу (крива 1) інтенсивність I_λ можна підвищити за рахунок збільшення N . Однак це вимагатиме відповідного збільшення розмірів дифракційної структури, що не завжди є прийнятним. В даному випадку, мабуть, доцільніше використовувати такі величини ε , які дають криву розподілу з максимумом в центрі спектру випромінювання. Наприклад, при $\varepsilon = 0,2$ мкм (крива 6) в діапазоні $0,5 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,85 \text{ мкм}$ відносний перепад інтенсивності не перевищує 20 %, що набагато менше, ніж при інших значеннях ε . Максимальна інтенсивність досягається при $\frac{\varepsilon}{\lambda} = \frac{1}{2n}$. Звісно, при цьому

обов'язково повинно братися до уваги, наскільки ефективно збуджується ППР – наприклад, по даним [2,6], ефективне збудження ППР спостерігається при $\varepsilon \sim 0,03 \div 0,06 \text{ мкм}$. Тому, вірогідніше за все, доведеться орієнтуватися саме на такі значення ε (криві 1-3). Для дифракційної структури також бажано використовувати матеріали з великим n (щоб $\frac{\varepsilon}{\lambda} < 1$).

2. Кільцева дифракційна структура при змінних кутах падіння світла

На рис.3 зображено реальний хід світлових променів в основі дифракційної ґратки. Зазвичай $\theta > 0$, $\theta_m > 0$, і падіння світла на ґратку не є перпендикулярним. Не зупиняючись на механізмі ППР, запишемо кілька загальних умов, необхідних для його дифракційного збудження і виходу світла назовні:

$$\frac{\sin \theta}{\sin \theta_m} = n, \quad \varphi \leq \varphi_0 = \arcsin \frac{1}{n}, \quad \varphi_0 < \theta_0, \\ \sin \theta_m + \sin \varphi = \sin \theta_0, \quad (14)$$

де: θ - кут падіння світла на основу ґратки, θ_l - кут падіння на металізацію, φ_0 - кут повного внутрішнього відбивання, θ_0 - резонансний кут. З цих умов випливає, що мінімальний кут падіння світла іззовні на основу θ_{\min} визначається як

$$\sin \theta_{\min} = n(\sin \theta_0 - \sin \varphi_0). \quad (15)$$

Якщо, наприклад, $n = 1,161, \theta_0 = 50^\circ$, $\varphi_0 = 38,35^\circ$, то отримуємо $\theta_{\min} = 13,56^\circ$ і $\theta_{M \min} = 8,36^\circ$. Очевидно, що чим менші для досліджуваних проб кути θ_0 і вужчий діапазон їх зміни, тим менші зовнішні кути падіння θ доведеться використовувати.

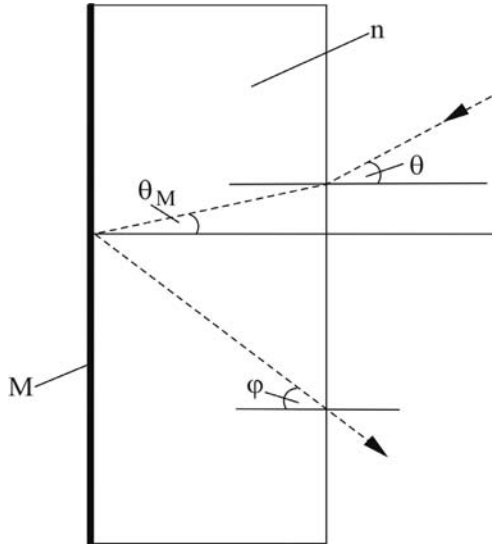


Рис.3. Хід світлових променів в основі дифракційної структури.

Як бачимо, на θ і φ накладаються певні обмеження, пов'язані з фізичними характеристиками основи (n) і ППР (θ_0). Цілком природно, що при визначенні резонансу для створення кутової розгортки світла дифракційну структуру доцільно опромінювати світловим потоком з кутовою розбіжністю (збіжністю). При цьому умова перпендикулярності падіння світла порушується. Зазначимо, що коректне врахування змінного кута падіння вимагає додаткових чисельних розрахунків.

На рис.4 наведена схема дифракції при використанні розбіжного світлового потоку. Тепер необхідно враховувати зміну відстані від точкового джерела випромінювання до дифракційної структури при зміні кута падіння θ . Такі зміни призведуть до зміни фаз у дифрагуючому світлі і відповідних змін у кутовому розподілі його інтенсивності. Зрозуміло, що мова йде не про відстань до реального джерела світла, а про відстань до точки, з якої розходить (або в якій сходиться) світловий потік безпосередньо перед його потраплянням (або після) на дифракційну структуру і яку умовно

можна вважати джерелом випромінювання.

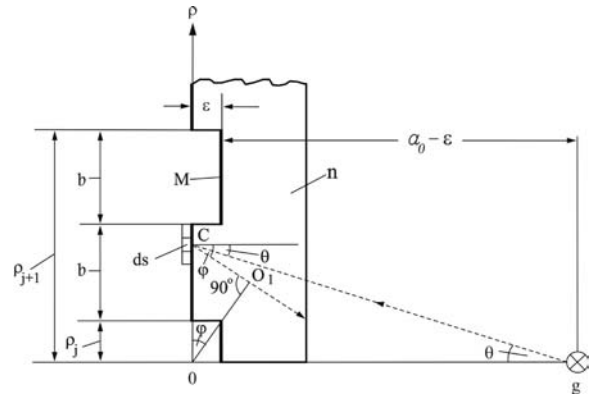


Рис.4. Схема дифракції на кільцевій структурі при змінному куті падіння світла

З метою спрощення розрахунків приймемо, що товщина основи ґратки значно менша відстані до джерела випромінювання і кути падіння світла на основу й металізацію однакові, тобто заломлення падаючого світла в основі дифракційної структури відсутнє.

Із принципу Гюйгенса–Френеля та рис.4 впливає, що з урахуванням кута падіння θ локальне електричне збудження під кутом φ в точці з вектором r від елемента ds j -го кільцевого виступу матиме вигляд:

$$d \hat{E}_{\varphi j} = K(\varphi) \cos \varphi \frac{E_0 e^{ik \frac{a_0}{\cos \theta}}}{a_0 \cos \theta} \frac{e^{ikr}}{r} ds. \quad (16)$$

Якщо $\frac{K(\varphi)}{\sin \varphi} \rightarrow 1$, $\frac{a_0}{\cos \theta} = \sqrt{\rho^2 + a_0^2}$, $r = \rho \sin \varphi$, $ds = \rho d\psi d\rho$, то отримуємо вираз

$$d \hat{E}_{\varphi j} = E_0 \cos \varphi \frac{e^{ik(\sqrt{\rho^2 + a_0^2} + \rho \sin \varphi)}}{\sqrt{\rho^2 + a_0^2}} d\psi d\rho, \quad (17)$$

який важко проінтегрувати по змінній ρ . Тому обмежимося невеликими кутами падіння, коли $\rho < a_0$. До речі, в роботах [5,6], присвячених дифракційному збудженню ППР, пропонують

ся саме незначні кути падіння світла аж до нормального падіння включно.

Використавши перші три члени розкладу в ряд, в (17) в показнику експоненти чисельника при $\rho \ll a_0$ отримаємо $\sqrt{\rho^2 + a_0^2} = a_0 + \frac{\rho^2}{2a_0}$ (для фази світлової хвилі), а в знаменнику - $\sqrt{\rho^2 + a_0^2} = a_0 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{a_0} \right)^2 \right] \approx a_0$ (для амплі-

туди). Для амплітуди величина $\frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{a_0} \right)^2 \in$

величиною другого порядку малості і її можна не враховувати. Тоді:

$$d\hat{E}_{\varphi j} = \frac{E_0 \cos \varphi e^{ik \frac{(1+\cos^2 \varphi)}{2} a_0} e^{ik \frac{(\rho+a_0 \sin \varphi)^2}{2a_0}}}{a_0} d\psi d\rho. \quad (18)$$

Провівши інтегрування по ψ та виконавши

заміну $\frac{\rho + a_0 \sin \varphi}{\sqrt{2a_0}} = z$, матимемо:

$$\hat{E}_{\varphi j} = \frac{4\pi}{\sqrt{2a_0}} E_0 \cos \varphi e^{ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} a_0} \int_{A_j}^{B_j} e^{ikz^2} dz, \quad (19)$$

$$\text{де: } A_j = \frac{\rho_j + a_0 \sin \varphi}{\sqrt{2a_0}},$$

$$B_j = \frac{\rho_j + b + a_0 \sin \varphi}{\sqrt{2a_0}}, \quad \rho_j = \frac{b}{2} + 2(j-1)b.$$

При визначенні інтегралу в (19) скористаємось формулами Єйлера [15]:

$$\begin{aligned} \int_{A_j}^{B_j} e^{ikz^2} dz &= \int_{A_j}^{B_j} \cos kz^2 dz + i \int_{A_j}^{B_j} \sin kz^2 dz = \\ &= \int_0^{B_j} \cos kz^2 dz - \int_0^{A_j} \cos kz^2 dz + i \int_0^{B_j} \sin kz^2 dz - \\ &\quad - i \int_0^{A_j} \sin kz^2 dz \end{aligned}$$

Виконавши заміну $kz^2 = \frac{\pi \xi^2}{2}$, можна записати:

$$\int_{A_j}^{B_j} e^{ikz^2} dz = \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \int_0^{X_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi - \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \times \quad (20)$$

$$\int_0^{Y_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi + i \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \int_0^{X_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi - \\ - i \sqrt{\frac{\pi}{2k}} \int_0^{Y_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi,$$

$$\text{де: } X_j = \sqrt{\frac{2k}{\pi}} B_j, \quad Y_j = \sqrt{\frac{2k}{\pi}} A_j.$$

Остаточно матимемо:

$$\hat{E}_{\varphi j} = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\pi k a_0}} E_0 e^{ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} a_0} \cos \varphi \{ [C(X_j) - \\ - C(Y_j)] + i [S(X_j) - S(Y_j)] \}, \quad (21)$$

$$\text{де } C_1(x_j) = \int_0^{x_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi,$$

$$C_1(y_j) = \int_0^{y_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi, \quad S_1(x_j) = \int_0^{x_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi,$$

$$S(Y_j) = \int_0^{Y_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi - \text{інтеграли Френеля [16].}$$

Розглянемо електричне збудження від впадини на дифракційній ґратці. Тут розрахунок буде аналогічним до попереднього, тільки a_0 замінюємо на $a_0 - \varepsilon$. Зробивши відповідні викладки, отримаємо:

$$\hat{E}_{\varphi j} = \frac{4\pi}{\sqrt{2a_0}} E_0 \cos \varphi e^{ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} (a_0 - \varepsilon)} \int_{A_j}^{B_j} e^{ikz^2} dz \quad (22)$$

Після визначення в (22) інтегралу матимемо:

$$\hat{E}_{\varphi j} = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\pi k a_0}} E_0 \cos \varphi e^{ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} a_0} e^{-ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} \varepsilon} \times \quad (23)$$

$$\times \{ [C_1(x_j) - C_1(y_j)] + i [S_1(x_j) - S_1(y_j)] \}$$

$$\begin{aligned} \text{де: } C_1(x_j) &= \int_0^{x_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi, \\ C_1(y_j) &= \int_0^{y_j} \cos \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi, \quad S_1(x_j) = \int_0^{x_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi, \\ S_1(y_j) &= \int_0^{y_j} \sin \frac{\pi \xi^2}{2} d\xi, \quad x_j = \sqrt{\frac{2k}{\pi}} B_{1j}, \\ y_j &= \sqrt{\frac{2k}{\pi}} A_{1j}, \quad A_{1j} = \frac{\rho_j + b + a_0 \sin \varphi}{\sqrt{2a_0}}, \\ B_{1j} &= \frac{\rho_j + 2b + a_0 \sin \varphi}{\sqrt{2a_0}} \quad (C_1(x_j), C_1(y_j), \\ S_1(x_j), S_1(y_j) &\text{ - інтеграли Френеля [16]).} \end{aligned}$$

Суперпозиція $\hat{E}_{\varphi j}$ та $\check{E}_{\varphi j}$ дасть $E_{\varphi j}$ від однієї j -ої пари із виступу та впадини:

$$\begin{aligned} E_{\varphi j} &= \frac{2\pi^2}{\sqrt{\pi k a_0}} E_0 \cos \varphi e^{ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} a_0} \cdot \\ &\{ [C(X_j) - C(Y_j)] + i [S(X_j) - S(Y_j)] + \\ &+ e^{-ik \frac{1+\cos^2 \varphi}{2} \varepsilon} \cdot ([C_1(x_j) - C_1(y_j)] + \\ &+ i [S_1(x_j) - S_1(y_j)]) \} \end{aligned} \quad (24)$$

Відповідно від N таких j -их пар

$$\text{матимемо } E_{\varphi} = \sum_{j=1}^N E_{\varphi j}.$$

Інтенсивність дифракції $I_{\varphi} = E_{\varphi} \cdot E_{\varphi}^*$.

Остаточно з урахуванням і $y_j = X_j$

$$\text{отримаємо: } A_{1j} = B_j$$

$$\begin{aligned} I_{\varphi} &= \frac{4\pi^3 E_0^2}{a_0 k} \cos^2 \varphi \cdot \left\{ \left[\sum_{j=1}^N C(X_j) - \sum_{j=1}^N C(Y_j) \right]^2 + \right. \\ &+ \left[\sum_{j=1}^N S(X_j) - \sum_{j=1}^N S(Y_j) \right]^2 + \left[\sum_{j=1}^N C_1(X_j) - \sum_{j=1}^N C_1(Y_j) \right]^2 \\ &+ \left[\sum_{j=1}^N S_1(x_j) - \sum_{j=1}^N S_1(X_j) \right]^2 + 2 \cdot \left(\sum_{j=1}^N C_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(X_j) - \right. \\ &- \left[\sum_{j=1}^N C(X_j) \right]^2 - \sum_{j=1}^N C_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(Y_j) + \\ &+ \sum_{j=1}^N C(X_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(Y_j) + \sum_{j=1}^N S_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(X_j) - \\ &- \left[\sum_{j=1}^N S(X_j) \right]^2 - \sum_{j=1}^N S_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(Y_j) + \\ &+ \sum_{j=1}^N S(X_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(Y_j) \left. \right) \cdot \cos [k(2 - \sin^2 \varphi) \varepsilon] + \\ &+ 2 \cdot \left(\sum_{j=1}^N S_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(X_j) - \sum_{j=1}^N S_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(Y_j) + \right. \\ &+ \sum_{j=1}^N S(X_j) \cdot \sum_{j=1}^N C(Y_j) - \sum_{j=1}^N C_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(X_j) + \\ &+ \sum_{j=1}^N C_1(x_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(Y_j) - \\ &- \left. \sum_{j=1}^N C(X_j) \cdot \sum_{j=1}^N S(Y_j) \right) \cdot \sin [k(2 - \sin^2 \varphi) \varepsilon] \left. \right\} \quad (25) \end{aligned}$$

У вираз (25) в різних комбінаціях входять суми шістьох інтегралів Френеля — $C(X_j)$, $C(Y_j)$, $S(X_j)$, $S(Y_j)$, $C_1(x_j)$, $S_1(x_j)$.

Обчислення I_{φ} при зміні j в інтервалі $1 \leq j \leq N$ (де $N \sim 2500$) зводиться до виконання набору стандартних обчислювальних операцій — визначення табличних функцій, знаходження сум, виконання процедур множення, зведення в степінь тощо — і не вимагає застосування якихось особливих програмно-алгоритмічних засобів. Чисельне моделювання кільцевої структури при невеликих кутах падіння світла не виявляє принципових якісних

змін у дифракційному зображенні.

3. Формування дифракційної структури методом фазової рельєфографії

Розглянемо процес утворення фазомодулюючого рельєфу на ізоляційному полімері під дією електричного заряду.

Попередньо зазначимо, що існують різноманітні моделі формування подібного роду рельєфу. Зазвичай спільним в цих моделях є підхід до полімера як в'язкої нестискуваної ньютонівської рідини з вільною поверхнею, деформація якої в електричному полі розглядається, виходячи із передумови про неперервність реологічних процесів, що відбуваються в полімері. В математичному плані завдання зводиться до вирішення системи диференціальних рівнянь з частковими похідними (рівняння Нав'є-Стокса, рівняння неперервності тощо) та знаходження виразів, які описують деформацію у просторі і часі [12,17-19].

Слід зауважити, що вирішення задачі загалом є досить складним, і багато з отриманих раніше результатів мають лише теоретичне значення. Тому часто доводиться керуватися експериментальними даними, а для оцінок звертатися до спрощених моделей [20]. Одна з таких моделей – енергетична – розглядається в нашій роботі.

Нехай на провідній основі розміщено тонкий ізолюючий прошарок полімерного матеріалу товщиною $d \sim 0,20 \div 0,50$ мкм (рис.5,а). Важливо, щоб полімер мав високий питомий опір ($\rho_v \sim 10^{15} \div 10^{17}$ Ом·см) та температуру розм'якшення $T \sim 100 \div 150^\circ\text{C}$. Такими матеріалами можуть бути високочутливі до електричного заряду термопластики [17].

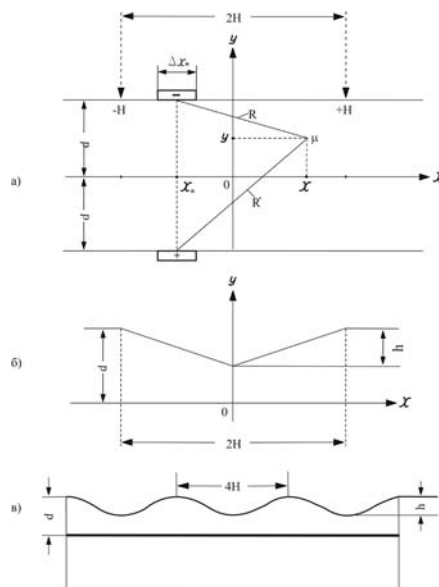


Рис.5. Формування нанорельєфу на термопластику.

Нанесемо на вільну поверхню термопластика нескінченною смугою шириною $2H$ негативний заряд густиною q . Тоді в провідній основі на умовній “глибині” d від границі з термопластиком дзеркально наведеться такий же за величиною позитивний заряд.

У відповідності із методом дзеркальних відображень [21], локальні електричні поля в довільній точці термопластика μ від негативно зарядженого елемента поверхні Δx_* та його дзеркального зображення в провідній основі визначаються як

$$E_R = -\frac{2q}{\chi R} \Delta x_*, \quad E_{R'} = \frac{2q}{\chi R'} \Delta x_*, \quad (26)$$

де: χ - діелектрична стала термопластичного матеріалу, R і R' - радіус-вектори точки μ відносно елемента Δx_* та його дзеркального зображення ($R = \sqrt{(x - x_*)^2 + (d - y)^2}$, $R' = \sqrt{(x - x_*)^2 + (d + y)^2}$). Оскільки $E_R = -\frac{\partial U_R}{\partial R}$, $E_{R'} = -\frac{\partial U_{R'}}{\partial R'}$, то заряджений елемент Δx_* і його зображення створять в точці μ потенціал

$$\Delta U = \frac{2q}{\chi} (\ell n R - \ell n R') \Delta x_*. \quad (27)$$

Потенціал від всієї зарядженої смуги шириною $2H$ запишеться через інтеграл

$$U(x, y) = \frac{2q}{\chi} \int_{-H}^{+H} (\ell nR - \ell nR') dx_* \quad (28)$$

Нормальну складову електричного поля можна знайти, скориставшись виразом

$$E_y = -\frac{\partial}{\partial y} U(x, y) = -\frac{q}{\chi} \int_{-H}^{+H} \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \ell n[(x - x_*)^2 + (d - y)^2] - \frac{\partial}{\partial y} \ell n[(x - x_*)^2 + (d + y)^2] \right\} dx_* \quad (29)$$

Виконавши інтегрування, отримаємо:

$$E_y(x, y) = \frac{2q}{\chi} \left[\operatorname{arctg} \frac{x - H}{y - d} - \operatorname{arctg} \frac{x + H}{y - d} + \operatorname{arctg} \frac{x + H}{y + d} - \operatorname{arctg} \frac{x - H}{y + d} \right] \quad (30)$$

Аналогічним шляхом знаходиться і тангенціальна складова:

$$E_x(x, y) = -\frac{q}{\chi} \ell n \frac{(y - d)^2 + (x + H)^2}{(y - d)^2 + (x - H)^2} \quad (31)$$

Після досягнення термопластиком (при нагріванні в процесі «проявлення») температури розм'якшення негативно заряджена смуга електростатично притягнеться до провідної основи, і електричне поле виконає роботу проти сил поверхневого натягу, спрямовану на формування рельєфу. При цьому поверхнева енергія термопластика зростає. Інші фактори, які пов'язані з протіканням реологічних процесів в полімері і впливають на величину енерговитрат (зміну температури, в'язкості, опору тощо), ми не враховуємо, оскільки час «проявлення» малий ($\Delta t \sim 10^{-1} \div 10^{-2} c$), часова постійна електричного розрядження поверхні зберігається досить високою ($\tau = \chi \rho_v \sim 3 \cdot 10^3 c$), а очікувана глибина деформації ($h \sim 10 \div 60 \text{ нм}$) суттєво менша товщини термопластика d і переміщення матеріалу буде незначним.

Слід підкреслити, що формування нанорозмірних деформацій з плавним профілем, які важко сформувати іншими методами, в нашому випадку пов'язане саме з використанням надтонких ($\sim 0,2 \div 0,5 \text{ мкм}$) прошарків полімерного матеріалу, який в розм'якшеному стані має властивості ізолюючої рідини з поверхневим натягом. При цьому зарядові потенціали не перевищують $10 \div 20 B$, а діючі на полімер електричні поля ($\sim 10^5 B \cdot \text{см}^{-1}$) менші пробійних. Головне, щоб пондеромоторні сили, які виникають в полімерному матеріалі під дією електричних полів, були достатніми для подолання так званого «граничного напруження зсуву», яке характеризує полімер [20]. Зазвичай в рельєфографії використовуються прошарки матеріалу товщиною $\sim 3 \div 10 \text{ мкм}$, а потенціали поверхні сягають $\sim 300 B$.

Оскільки за час перебування термопластика в розм'якшеному стані його поверхневий потенціал практично не змінюється і глибина деформації невелика, то приймаємо, що нанорельєф формується при незмінній по координаті у нормальній складовій електричного поля. Для її визначення можна скористатися виразом (30) при $y = d$:

$$E_y(x, d) = \frac{2q}{\chi} \left[\pi + \operatorname{arctg} \frac{H + x}{2d} + \operatorname{arctg} \frac{H - x}{2d} \right] \quad (32)$$

Відповідне рівняння енергетичного балансу при переміщенні в полі $E_y(x, d)$ зарядженої з густиною q смуги довжиною $L \rightarrow \infty$ і шириною $2H$ та утворенні деформації такої ж довжини і ширини з трикутним перерізом глибиною h (рис.5,б) матиме вигляд:

$$\iint_{(x,y)} -q E_y(x, d) L dx dy = \sigma \cdot \Delta S, \quad (33)$$

де σ - коефіцієнт поверхневого натягу термопластика, ΔS - приріст його поверхні при виникненні деформації. За умови $h \ll 2H$

$$\Delta S = 2LH \left(\sqrt{1 + \left(\frac{h}{H} \right)^2} - 1 \right) \approx \frac{Lh^2}{H} \quad (34)$$

Тоді, з урахуванням напрямку переміщення зарядженої смуги по y , для рівняння енергетичного балансу можна записати:

$$\frac{2q^2}{\chi} \int_{-H}^{+H} \left(\pi + \operatorname{arctg} \frac{H+x}{2d} + \operatorname{arctg} \frac{H-x}{2d} \right) dx \cdot \int_{d-\frac{h}{H}(H-x)}^d dy = \sigma \frac{h^2}{H} \quad (35)$$

Після інтегрування остаточно отримаємо [15]:

$$\pi \frac{H^2}{2} + 2(H^2 - d^2) \operatorname{arctg} \frac{H}{d} + (4d^2 - H^2) \cdot \operatorname{arctg} \frac{H}{2d} + 2Hd \ln \frac{4d^2 + H^2}{4(d^2 + H^2)} = \frac{\sigma \chi h}{4q^2} \quad (36)$$

Вираз (36) пов'язує параметри нанорельєфу h і H з характеристиками термопластика σ , χ , d і поверхневим зарядом q .

На рис.6 наведені залежності $h(q)$ при $d=0,2\text{мкм}$ і $d=0,5\text{мкм}$ та для поліестірола з пластифікаторами ($\sigma = 28\text{дин} \cdot \text{см}^{-1}$, $\chi = 2,5$), обраного нами як термопластичний матеріал [17]. Незавжди бачити, що в діапазоні $q \sim (2 \div 20) \cdot 10^{-3} \text{К} \cdot \text{см}^{-2}$ можна отримати рельєф глибиною $h \sim (0,01 \div 0,06)\text{мкм}$. При цьому зміна товщини термопластика d мало впливає на характер наведених залежностей і призводить лише до їх незначного зсуву по горизонталі.

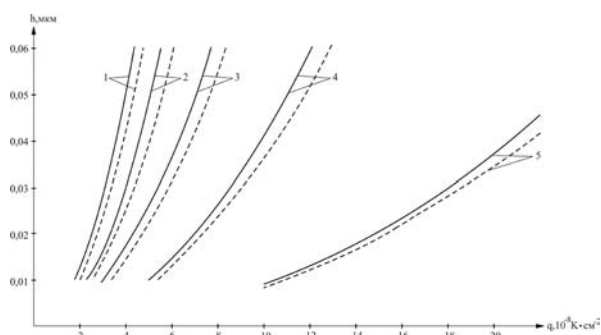


Рис.6. Залежність глибини нанорельєфу h від густини нанесеного заряду q :

1 - $2H = 1\text{мкм}$; 2 - $2H = 0,8\text{мкм}$; 3 - $2H = 0,6\text{мкм}$;

4 - $2H = 0,4\text{мкм}$; 5 - $2H = 0,2\text{мкм}$

(— $d = 0,2\text{мкм}$; - - - $d = 0,5\text{мкм}$)

При використанні набору заряджених смуг шириною $2H$ і періодом $4H$ рельєф складатиметься із нанорозмірних впадин (як результату вдавлення матеріалу смугами) і виступів (як результату видавлення). Завдяки поверхневому натягу і в'язкості матеріалу зазначений рельєф в процесі формування дещо згладиться і в дійсності буде подібним до синусоїдального (рис.5,в). Цьому сприятиме і тангенціальне електричне поле $E_x(x, y)$, яке на периферії зарядженої смуги при $x = \pm H$ досягає максимальних значень (див. (31)) і зміщуватиме термопластик по горизонталі.

Оцінки показують, що, наприклад, експонування кільцевої наноструктури радіусом $\rho = 0,5\text{см}$ з числом штрихів $N = 2500$ може бути виконане низькоенергетичним ($\sim 1 \div 2\text{кеВ}$) електронним променем діаметром $2H = 1\text{мкм}$ з густиною струму $j \sim 0,1\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$ за час $\Delta t \sim 20\text{с}$ при середній швидкості обертання експонованого зразка $\omega \sim 60\text{с}^{-1}$. Струм променя і швидкість обертання корегуються у відповідності з електрофізичними характеристиками термопластичного матеріалу.

Ще один можливий варіант побудови кільцевої дифракційної структури базується на використанні фотопровідності. Фотопровідник розміщується між провідною основою і термопластиком. Вільна поверхня термопластика заряджається одним із відомих способів - наприклад, за допомогою іонізації повітря. Експонування виконується тонким лазерним променем, а електростатичне зображення (електричний потенціальний рельєф) утворюється під термопластиком завдяки перерозподілу провідності в освітлених і неосвітлених місцях фотопровідника. Формування механічного рельєфу на термопластику, як і раніше, відбувається в процесі теплового «проявлення» електростатичного зображення. Роздільна здатність і швидкодія способу в основному визначатимуться властивостями фотопровідника.

Заключним технологічним етапом є формування жорсткої репліки зі структури з дифракційним нанорельєфом. Для цього на охолоджену поверхню термопластика вакуумно-термічним способом наносять тонку провідну плівку (наприклад, із Ni), яка надалі слугуватиме електродом і основою у гальванопластичному процесі створення репліки. Подібні репліки передбачається використати при масовому виготовленні рецепторів методом інжекційного лиття під тиском [10].

4. ППР-сенсори із кільцевими дифракційними структурами

а) Сенсор із кюветою у вигляді дифракційної ґратки

У відповідності із отриманими вище даними, одна із можливих схем сенсорів з дифракційним збудженням ППР може бути подібною до описаних, наприклад, в [5,6]. Такий сенсор (рис.7,а) містить джерело світла 1, поляризатор 2, напівпрозоре дзеркало 3 та змінну кювету 4. Кювета виконана з оптичного пластика, а її дно має робочу зону у вигляді кільцевої дифракційної ґратки діаметром $\sim 5 \div 10$ мм. Збіжний світловий потік, продифрагувавши на кюветі, потрапляє в об'єктив 5 і на фоточутливу матрицю 6. На матриці формується дифракційне зображення від усієї робочої зони, яке містить корисну інформацію. Ця інформація спостерігатиметься у формі затемнених кілець, ширина і контрастність яких характеризуватимуть ППР [5].

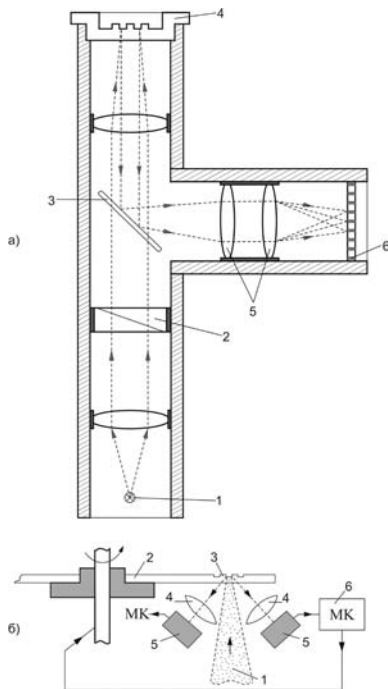


Рис.7. ППР-сенсори з кільцевими дифракційними структурами:

а) Сенсор із кюветою у вигляді дифракційної ґратки: 1 - джерело світла, 2 – поляризатор, 3 – напівпрозоре дзеркало, 4 – кювета, 5 – об'єктив, 6 – фоточутлива матриця;

б) Сенсор із комп'ютерним синтезом дифракційного зображення: 1 – світловий штамп, 2 – диск, 3 – смуга із кільцевих виступів і впадин, 4 – лінзи, 5 – фотоприймачі, 6 – мікрокомп'ютер.

Зазначимо, що завдяки багаторазовому відбиванню при переходах через оптичні поверхні коефіцієнт використання світлового потоку в сенсорі не перевищує $10 \div 15\%$. Тому кювета з оптичними концентруючими властивостями, сприяючи підвищенню інтенсивності дифракції, принаймні частково компенсуватиме вказаний фактор.

Також зазначимо, що наведена схема розрахована на використання світлових потоків з мінімальною кутовою збіжністю ($< 10^\circ$), які до того ж опромінюють дифракційну структуру з боку пластикової основи. При виведенні дифрагованого світла назовні тут можуть виникнути труднощі, пов'язані з повним внутрішнім відбиванням. Тому при потребі у збільшенні кутової розгортки світла (для виявлення резонансу) і, відповідно, у збільшенні кутів збіжності схему сенсора доведеться переорієнтувати на опромінення дифракційної структури з боку металізації.

б) Сенсор із комп'ютерним синтезом дифракційного зображення

Намагання побудувати зручний у користуванні портативний ППР-сенсор із належними характеристиками по шумозахищеності, контрастності та швидкодії наводить на думку про доцільність досягнення цієї мети за рахунок обробки інформації – наприклад, шляхом комп'ютерного синтезу дифракційного зображення. Така можливість ґрунтується на математичному формулюванні (1) принципу Гюйгенса-Френеля, яким визначається електричне збудження від елементарної опромінюваної площадки розміром ds .

На рис.7,б наведена принципова схема ППР-сенсора із синтезом дифракційного зображення. Клиновидний p -поляризований світловий потік (світловий штамп) 1 опромінює на рецепторному диску 2 смугу із кільцевих виступів та впадин 3. В межах області опромінення розміщується велика кількість вже згадуваних площадок ds . Вони створюють вторинне (дифраговане) випромінювання, в результаті чого з допомогою лінз 4 на фотоприймачах 5 формуються відповідні дифракційні зображення. Такі зображення можна інтерпретувати як локальні за походженням, оскільки вони утво-

рені за короткий проміжок часу дією одиночного світлового штампу на обмежену ділянку дифракційної структури. Але в подібному зображенні міститься вся інформація, яка стосується ППР (якщо він має місце), хоча інтенсивність самого зображення й невелика.

При обертанні диску дифракція від окремих локальних областей буде реєструватися всіма пікселями фотоприймачів 5, а відповідні дані накопичуватимуться в пам'яті мікрокомп'ютера (МК) 6 і слугуватимуть базою для синтезу дифракційного зображення. Оскільки число оборотів в одному вимірювальному циклі може бути значним ($M \sim 100$), то й загальна інтенсивність подібного зображення, зростаючи (при запам'ятовуванні) пропорційно M , також буде значною. В той же час статистичні шуми інтегруватимуться і змінюватимуться $\sim \frac{1}{\sqrt{M}}$, в результаті чого досягається досить високе ($\sim \sqrt{M}$) співвідношення «сигнал / шум».

На практиці рецепторний диск повинен мати діаметр $\sim 10 \div 12$ см та кільцеву робочу зону шириною $\sim 2 \div 3$ см для зручного розміщення проб, а світловий штамп повинен бути поліхроматичним і мати прямокутний переріз шириною $\sim 150 \div 200$ мкм довжиною $\sim 500 \div 1000$ мкм, зорієнтований більшою стороною паралельно штрихам на диску. При цьому загальна кількість кільцевих штрихів становитиме $\sim 2,5 \cdot 10^4$, а дифракція (на відміну від кювети) буде подібною до дифракції від лінійної структури. Наявність у фотореєструючому тракті двох симетричних гілок із лінз 4 і фотоприймачів 5 забезпечує контроль за роботою сенсора.

Отже, перевагами сенсора з комп'ютерним синтезом дифракційного зображення, поряд із можливістю використання недорогих чутливих рецепторів на пластиковій основі, слід вважати високі очікувані динамічний діапазон і контрастність при виявленні ППР, а також принципову можливість дослідження багатьох (принаймні – кількох десятків) проб в одному вимірювальному циклі. При цьому необхідно обрати таку топологію розміщення проб в кільцевій робочій зоні на диску, щоб процес їх пошуку та ідентифікації міг бути автоматизований.

Висновки

1. Відомий метод дифракційного збудження ППР, маючи суттєві переваги перед іншими методами (менші кути падіння світла на рецептор, відсутність імерсійної рідини та громіздких оптичних призмних структур тощо), які відкривають шлях до побудови портативних сенсорів, певний час активно не впроваджувався в ППР-сенсорику, оскільки потребував чутливих рецепторів з фазовим рельєфом і, відповідно, розробки прецизійного технологічного процесу їх створення.

На сьогодні нагальна необхідність в широкому практичному застосуванні ППР-сенсорів дозволяє визначити дифракційне збудження ППР як оптимальний базовий принцип, що може бути використаний при їх побудові. При цьому пріоритет, на нашу думку, повинен бути наданий саме недорогим портативним сенсорам (в тому числі з комп'ютерним синтезом дифракційного зображення), рецептори яких пропонується формувати у вигляді кювет і рухомих дисків на основі кільцевих фазових дифракційних структур.

2. Доцільність використання кільцевих дифракційних структур як основи чутливих рецепторів пов'язана з можливістю їх масового виробництва із полімерних матеріалів (оптичних пластиків) за допомогою методів нанолітографії і технології, напрацьованої для цифрових лазерних дисків. Такі рецептори важитимуть $\sim 20 \div 30$ Г і коштуватимуть $\sim 15 \div 20$ центів.

3. Інтенсивність і спектральний діапазон дифракції від кільцевої структури (а відтак – і дифракційного збудження ППР) визначаються числом кільцевих штрихів, їх періодом, шириною і глибиною та показником заломлення матеріалу. Такі структури мають підвищені (порівняно з лінійними) оптичні концентруючі властивості. Невеликі кути падіння світла якісно не впливають на характер дифракції від кільцевої структури.

4. Метод фазової рельєфографії, на відміну від інших, дозволяє створити кільцеві дифракційні наноструктури синусоїдального профілю, придатні для збудження ППР з мінімальними фоновими перешкодами. При цьому можливість тиражування зазначених наноструктур способом реплікації зберігається.

Література

1. *Войтович І.Д., Яворський І.О.* Особливості побудови і функціонування портативних мультипробних ППР-сенсорів // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2011. – Т.2(8), №3. – с.44-53.
2. *Войтович І.Д., Корсунський В.М.* Сенсори на основі плазмонного резонанса: принципи, технології, застосування. – Київ: «Сталь», 2011. – с. 34-41, 273- 330.
3. *Homola J.* Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species // *Chemical Review*. – 2008. - V.108, No 2. – p. 470-471.
4. *Homola J.* Electromagnetic Theory of Surface Plasmons. – In «Surface Plasmon Resonance Based Sensors». – Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors. - Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006. – p. 35-41.
5. *Piliarik M., Homola J.* SPR Sensor Instrumentation. – In «Surface Plasmon Resonance Based Sensors». – Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors. –Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 2006. – p.109-112.
6. *Yoon K.H., Shuler M.L., Kim S.J.* Design optimization of nano-grating surface plasmon resonance sensors // *Optics Express*. – 2006. – V.14, No 11. – p.4842-4849.
7. *Teng Y.Y., Stern E.A.* Plasma Radiation from metal Grating Surfaces // *Physical Review Letters*. – 1967. – V.19, No 9. – p. 511-514.
8. *Kretschmann E., Raether H.* Zur Plasmarezonanz-emission in festen Körper // *Z. Naturforsch.* – 1968. –Bd. 23, No 5. – p. 615-617.
9. www.ochki.net/articles/article-2-392.html
10. *Овсянников В.* Тиржірування CD DVD дисків (www.rostoc-cd.kiev.ua/ihowtirag.htm)
11. Електронно-лучева технологія в виготовленні мікроелектронних приборів (под ред. Дж.Р.Брюэра). – М.: «Радио и связь», 1984. – 336 с.
12. *Гуцко Ю.П.* Фізика рельєфографії. – М.: «Наука», 1999. - 520 с.
13. *Зоммерфельд А.* Оптика. – М.: «И.Л.», 1953. – с.239-246, 298-305.
14. *Калитеевский Н.И.* Волновая оптика. – М.: «Наука», 1971. – с.207-208, 222-243.
15. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. – М.: «Наука», 1986. – с.109,139, 358.
16. Справочник по специальным функциям (под ред. М.Абрамовица и И.Стиган). – М.: «Наука», 1979. – с.123-125.
17. *Гуцко Ю.П.* Фазовая рельефография. – М.: «Энергия», 1974. – 200с.
18. *Находкин Н.Г.* Некоторые физические аспекты термопластической записи информации // сб. «Способы записи информации на бессеребряных носителях», Киев, 1969. – вып.1. – с.8.
19. *Находкин Н.Г., Кувшинский Н.Г., Почерняев И.М.* Управляемые фазовые термопластические среды для регистрации и обработки информации // сб. «Способы записи информации на бессеребряных носителях», Киев, 1974. – вып.5. – с.3-18.
20. *Василевский Ю.А.* Возникновение, методы и свойства термопластической и фотопластической записи // сб. «Термопластическая запись» (под ред. Ю.А.Василевского). – М.: «Искусство», 1966. –164с.
21. *Яворский И.А., Одарич О.Н.* Расчёт электрических полей, возникающих в многослойных полупроводниковых структурах под действием электронного облучения // Электронное моделирование. – 1994. – Т.16, №2. – с.38- 41.