

DOI: 10.35681/1560-9189.2020.1.1.207749

УДК 617.751

Є. Є. Антонов, О. О. Токалін

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України
вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

Параметри рельєфу та кутовий розподіл інтенсивності світла для осесиметричних поверхневих гомогенізуючих структур

Розроблено метод моделювання геометричних параметрів одиначної мікросферичної структури, який дозволяє розрахувати необхідну глибину рельєфу мікросферичного дифузора для заздалегідь заданого граничного кута відхилення променя. Розраховано кутові залежності коефіцієнтів пропускання світлового променя на поверхні заглиблення у вигляді параболоїда обертання та сферичного сегмента. Експериментально досліджено радіальний профіль гомогенізованих променів для деяких дифузоров, які виготовлено в ІПРІ НАН України.

Ключові слова: мікросферичний дифузор, гомогенізація променів, коефіцієнт пропускання, кутовий розподіл інтенсивностей.

Вступ

Для створення гомогенізованих променів світла в багатьох пристроях сучасних технологій широко застосовуються мікрорельєфні дифузори [1]. Перш за все, це лазерні технології, а також нанолітографія, коли для високоякісного зображення оптичної маски необхідним є рівномірний розподіл інтенсивності випромінювання по всій площі маски. Самим простим дифузором є звичайне матове скло. Для створення більш досконалих дифузоров із заданою кутовою індикатрисою розсіяного випромінювання використовуються більш складні технології. Так, у [2] запропоновано створювати гомогенізуючу структуру шляхом формування на плоскій утворюючій металевій поверхні рельєфної мікроструктури у вигляді конусних заглиблень із використанням твердосплавних інденторів. Така поверхня з конусними заглибленнями в подальшому використовується як штамп для виготовлення методом термопресування [3] мікроконусних дифузоров з оптично прозорих полімерних матеріалів. Аналогічним чином методами індентування та термопресування можна створити дифузори, в яких гомогенізуючим елементом є мікросфери, розміщені відповідним способом на утворюючій поверхні. Для цього необхідно визначити зв'язок між кутом розширення гомогенізованого променя та геометричними параметрами мікросферичної поверхні.

© Є. Є. Антонов, О. О. Токалін

хорди $d_i = 2r_i = 2R_i \sin \alpha_i$, яка задає мінімальну відстань між центрами сусідніх сферичних виступів на утворюючій поверхні.

Промені, які падають на сферичну поверхню в зони, що наближені до центра мікросфери, заломлюються під меншими кутами, і таким чином формується просторова індикатриса розсіяного випромінювання з певним кутовим розподілом інтенсивностей.

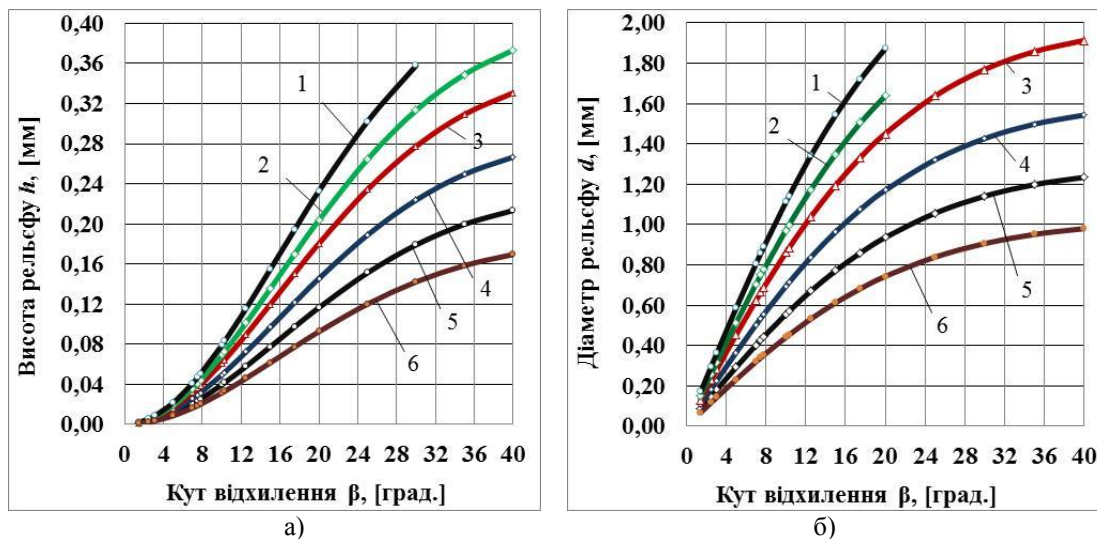


Рис. 2. Кут відхилення β залежно від висоти мікрорельєфу h (а) та відповідний діаметр рельєфу на поверхні (відстань d) між мікросферами (б): 1 — $D = 4,0$ мм; 2 — $3,5$ мм; 3 — $3,1$ мм; 4 — $2,5$ мм; 5 — $2,0$ мм; 6 — $1,588$ мм

При виготовленні мікросферичних дифузорів з прозорих оптичних пластиків методом термопресування [2] на першому етапі формуються відповідні металеві матриці, найчастіше з використанням твердосплавних інденторів, які в подальшому використовуються як штампи. При створенні матриць на утворюючій поверхні методом індентування [2] формуються сферичні заглиблення необхідної глибини, які розміщуються за певним алгоритмом. Оптимальним є розміщення заглиблень стохастичним чином [2], що дозволяє формувати симетричні за кутом гомогенізації дифузори. Зазначені заглиблення необхідно формувати на відстанях, які не перевищують розраховані діаметри d сферичних кіл на поверхні, тому що промені світла, які проходять через зони без рельєфу, формують центральну нерозсіяну частку пройденого світла під кутом $\beta = 0$ град., яка при застосуванні дифузорів у чотирьох-площинних фотодетекторах є небажаною. З іншого боку, занадто велика кількість індентувань призводить до деформації розрахункового (рис. 1) вигляду заглиблень, перенакладання заглиблень зменшує розміри робочої зони мікросфер на поверхні, що стохастичним чином впливає на граничні кути розсіювання променів. Унаслідок цього індикатриса розсіяного променя розміщується в зоні максимальних кутів відхилення. Оптимальним є розміщення заглиблень на відстанях, що дорівнюють $\sim 0,75$ від розрахункового діаметра d , для певної мікросфери з діаметром D .

Відмітимо, що зміна діаметра мікросфери D не впливає на граничний кут β відхилення променів світла лише за умови, що висота h сформованих заглиблень

Моделювання кутового спектра випромінювання

Розглянемо обмежений пучок паралельного монохромного світлового потоку (I), що поширюється всередині пластини перпендикулярно до її поверхні (уздовж осі Z), який падає на внутрішню поверхню осесиметричного заглиблення на тильній поверхні пластини. Ця поверхня може бути описана як поверхня обертання навколо осі Z довільної утворюючої вигляду $F(r)$, де $F(r)$ — гладка функція, що диференціюється, r — відстань від осі Z (рис. 4,а). Вихідний світловий потік можна розглядати як плоску хвилю, перенесення енергії якої описується вектором Пойнтінга:

$$\vec{S}_I = \frac{c}{4\pi} \vec{E}_I \times \vec{H}_I, \quad (2)$$

де c — швидкість світла; \vec{E}_I та \vec{H}_I — напруженість електричного та магнітного полів падаючої хвилі, відповідно.

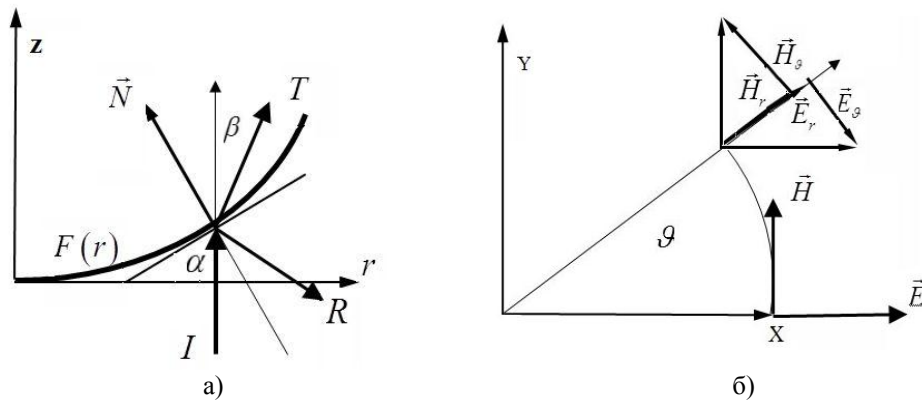


Рис. 4. Схема рефракції на неплоскій поверхні (а) та векторна діаграма напруженостей електромагнітного поля падаючої плоскої хвилі (б)

На поверхні розділу падаюча світлова хвиля розподіляється на відбиту (R) та пройдену (T), які вже не є плоскими хвилями (рис. 4,а). Проте, якщо характерні розміри та радіуси кривизни поверхні заглиблення істотно перевищують довжину хвилі випромінювання, а результати рефракції розглядаються на відстанях набагато більших довжини хвилі, наближення геометричної оптики залишається справедливим, як і локальні показники заломлення та відображення плоскої хвилі на локальній дотичній плоскій поверхні розділу [5]. Зокрема справедливі локальні формули Френеля [5] для дотичних поверхонь, які дають значення коефіцієнтів трансферу поля через границю розподілу для розкладання на хвилі з горизонтальною (H) і вертикальною (V) поляризацією:

$$T_H = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha}} \quad \text{та} \quad T_V = \frac{2\varepsilon_2 \cos \alpha}{\varepsilon_2 \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_1 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha)}}, \quad (3)$$

де ε_1 та ε_2 — діелектричні проникності по обидва боки від границі розподілу. Тому для визначення кутового розподілу інтенсивності пройденого світла потріб-

но знайти значення напруженостей полів і обчислити вектор Пойнтінга на зовнішній поверхні пластини.

Отримані теоретичні результати

Площина поляризації світла при нормальному падінні на пластину збігається з її плоскою поверхнею, тобто з площиною XOY декартової системи координат. Вибираємо систему відліку так, щоб вісь X збігалася з напрямком напруженості \vec{E} електричного поля (при цьому вісь Y збігається з \vec{H}). При повороті меридіональної площини в циліндричній системі координат (ц.с.к.) навколо осі Z на довільний азимутальний кут ϑ вектори напруженостей зберігають свої напрямки, але при цьому відхиляються від меридіональної площини на той же кут. Їх можна розкласти на радіальну і перпендикулярну до неї дотичну складові, що збігаються з координатами в циліндричній системі координат (ц.с.к.), як показано на рис. 4,б:

$$\vec{E}_I = \vec{E}_r + \vec{E}_\theta = (\vec{i}_r \cos \vartheta - \vec{i}_\theta \sin \vartheta) E_0, \quad (4,а)$$

$$\vec{H}_I = \vec{H}_r + \vec{H}_\theta = (\vec{i}_r \sin \vartheta + \vec{i}_\theta \cos \vartheta) H_0, \quad (4,б)$$

де \vec{i}_r та \vec{i}_θ (а також \vec{i}_z) — орти осей ц.с.к.; E_0 та H_0 — модулі напруженостей електричної і магнітної складових поля. Таке розкладання поля відповідає локальному розкладанню хвилі з довільною поляризацією на хвилі з вертикальною і горизонтальною поляризацією, до яких застосовні локальні коефіцієнти трансферу (3). З огляду на локальне значення кута падіння $\alpha = \arctg F'_r(r)$ значення коефіцієнтів трансферу можна представити у вигляді:

$$T_H(r) = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha}} = \frac{2n_*}{n_* + \xi(r)}, \quad (5,а)$$

$$T_V(r) = \frac{2\varepsilon_2 \cos \alpha}{\varepsilon_2 \cos \alpha + \sqrt{\varepsilon_1} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \alpha)} = \frac{2}{1 + n_* \xi(r)}, \quad (5,б)$$

де $\xi(r) = \sqrt{1 - (n_*^2 - 1) F_r'^2}$, а $n_* = \sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2}$ — відносний коефіцієнт рефракції у першому по ходу променя середовищі (діелектрик). Якщо тильна сторона діелектрика межує з повітрям — $n_* = \sqrt{\varepsilon_1} = n_1$. Як видно із формул (5,а) і (5,б), нахил дотичної до утворюючої поверхні обертання не повинен перевищувати кут $\alpha_{\max} = \arctg \left[(n_*^2 - 1)^{-1/2} \right]$. Ця додаткова умова не суперечить умовам застосовності

наближення геометричної оптики.

Граничні умови на неплоскій поверхні можна узагальнити за допомогою таких виразів [5]: $\vec{N} \times (\vec{E}_T - \vec{E}_I) = 0$, $\vec{N} \cdot (\varepsilon_2 \vec{E}_T - \varepsilon_1 \vec{E}_I) = 0$ & $\vec{H}_T = \vec{H}_I$. З урахуванням цих граничних умов напруженості полів на зовнішній поверхні можна представити у вигляді узагальнених формул Френеля:

$$\begin{aligned} \vec{E}_T &= T_H \vec{E}_I - \frac{\vec{N} \cdot \vec{E}_I}{\sin^2 \alpha} \times \\ &\times \left\{ \left[T_H - T_V (\sin^2(\alpha + \beta) + n_* \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha) \right] \vec{N} + \left[T_H \cos \alpha - n_* T_V \cos(\alpha + \beta) \right] \vec{i}_z \right\}, \\ \vec{H}_T &= T_V \vec{H}_I - \frac{\vec{N} \cdot \vec{H}_I}{\sin^2 \alpha} \times \\ &\times \left\{ \left[T_V - n_*^{-1} T_H (n_*^{-1} \sin^2(\alpha + \beta) + \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha) \right] \vec{N} + \left[T_V \cos \alpha - n_*^{-1} T_H \cos(\alpha + \beta) \right] \vec{i}_z \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{Оскільки } \cos(\alpha + \beta) = \sqrt{1 - n_*^2 \frac{\text{tg}^2 \alpha}{1 + \text{tg}^2 \alpha}} = \frac{\xi}{\sqrt{1 + F_r'^2}},$$

та $\vec{N} \cdot \vec{E}_I = N_r E_r = E_0 \sin \alpha \cos \vartheta$, $\vec{N} \cdot \vec{H}_I = N_r H_r = H_0 \sin \alpha \sin \vartheta$, то

$$\begin{aligned} \vec{E}_T &= T_H \vec{E}_I - \frac{E_0 \cos \vartheta}{F_r'} \sqrt{F_r'^2 + 1} \left[(T_H - \phi n_* T_V) \vec{N} + \frac{T_H - \xi n_* T_V}{\sqrt{F_r'^2 + 1}} \vec{i}_z \right], \\ \vec{H}_T &= T_V \vec{H}_I - \frac{H_0 \sin \vartheta}{n_* F_r'} \sqrt{F_r'^2 + 1} \left[(n_* T_V - \phi T_H) \vec{N} + \frac{n_* T_V - \xi T_H}{\sqrt{F_r'^2 + 1}} \vec{i}_z \right], \end{aligned} \quad (7)$$

де для скорочення використано позначення:

$$\phi = \frac{n_* F_r'^2 + \xi}{F_r'^2 + 1}. \quad (8)$$

Неважко помітити, що вирази для напруженостей полів на неплоскій поверхні розділу мають симетричний вигляд відносно один одного, тільки коефіцієнт T_V на відміну від коефіцієнта T_H входить в обидві формули у вигляді твору $n_* T_V$. Таким чином, коефіцієнти при векторах \vec{E}_I , \vec{H}_I , \vec{N} та \vec{i}_z виражаються через характеристики поверхні розділу та діелектричні проникності межуючих діелектриків. Слід зазначити, що узагальнені коефіцієнти трансферу полів для неплоскої поверхні мають тензорний характер. Тепер залишається тільки обчислити вектор Пойнтінга:

$$\vec{S}_T = \frac{c}{4\pi} \vec{E}_T \times \vec{H}_T = T_H T_V \vec{S}_I - \Delta \vec{S}, \quad (9)$$

де

$$\begin{aligned} \Delta \vec{S} &= \frac{c}{4\pi} E_0 H_0 \left\{ \begin{aligned} &T_H \frac{\sin \vartheta}{n_* F_r'} R_F (\vec{i}_r \cos \vartheta - \vec{i}_\theta \sin \vartheta) \times \left[(n_* T_V - \phi T_H) \vec{N} + \frac{n_* T_V - \xi T_H}{R_F} \vec{i}_z \right] + \\ &+ T_V \frac{\cos \vartheta}{F_r'} R_F (\vec{i}_r \sin \vartheta + \vec{i}_\theta \cos \vartheta) \times \left[(T_H - \phi n_* T_V) \vec{N} + \frac{T_H - \xi n_* T_V}{R_F} \vec{i}_z \right] \end{aligned} \right\} - \\ &- \frac{c}{4\pi} E_0 H_0 \frac{\sin 2\vartheta}{2n_* F_r'^2} R_F (\phi - \xi) (T_H^2 - n_*^2 T_V^2) \vec{N} \times \vec{i}_z, \end{aligned} \quad (10)$$

та $R_F = \sqrt{F_r'^2 + 1}$.

Розкриваючи дужки і виконуючи векторне множення ортів, можна переко-
натися, що останній член скорочується, як і можна було очікувати з умов симетрії
вихідної моделі. Тому остаточно маємо

$$\vec{S}_T = n_*^{-1} \left[(T_H \sin \vartheta)^2 + (n_* T_V \cos \vartheta)^2 \right] \frac{\vec{i}_r (n_* - \xi) F_r' + \vec{i}_z (n_* F_r'^2 + \xi)}{F_r'^2 + 1} \text{mod } \vec{S}_I, \quad (11)$$

де $\text{mod } \vec{S}_I = (c/4\pi) E_0 H_0 = S_0$.

Легко перевірити, що модуль дрібного співмножника, який визначає напря-
мок вектора Пойнтінга нормований на одиницю, і отже локальний кут розсіюван-
ня пройденого світлового потоку буде

$$\beta = \text{arctg} \left(\frac{n_* - \xi}{n_* F_r'^2 + \xi} F_r' \right). \quad (12)$$

Максимально можливий кут нахилу визначається обмеженням нахилу до-
тичної до утворюючої поверхні $F(r)$: $\beta_{Max} = \text{arctg}(F_r'^{-1}) = \text{arctg} \sqrt{n_*^2 - 1}$.

З отриманого виразу випливає, що в разі лінійно поляризованого світла аксі-
альна симетрія випромінювання відсутня, але цього і слід було очікувати, так як
лінійно поляризоване світло не має аксіальної симетрії. Для неполяризованого
світла перший масштабний множник у виразі для вектора Пойнтінга потрібно
усереднити по азимутальному куту, що призводить до виразу

$$\vec{S}_T = \frac{T_H^2 + n_*^2 T_V^2}{2n_*} \frac{\vec{i}_r (n_* - \xi) F_r' + \vec{i}_z (n_* F_r'^2 + \xi)}{F_r'^2 + 1} S_0 = \vec{K}_T(r) S_0, \quad (13)$$

де

$$\vec{K}_T(r) = K_T \frac{\vec{i}_r (n_* - \xi) F_r' + \vec{i}_z (n_* F_r'^2 + \xi)}{F_r'^2 + 1}, \quad (14)$$

$$K_T = \text{mod } \vec{K}_T(r) = 2n_* \left[(n_* + \xi)^{-2} + (\xi n_* + 1)^{-2} \right]. \quad (15)$$

Граничний перехід при $F_r' \rightarrow 0$ відповідає коефіцієнту пропускання плоскій
поверхні при нормальному падінні світла: $K_{T0} = 4 \frac{n_*}{(n_* + 1)^2}$. З іншого боку

$$K_{T0} = 1 - R_0 = 1 - \left(\frac{n_* - 1}{n_* + 1} \right)^2 = \frac{4n_*}{(n_* + 1)^2}, \text{ де } R_0 = \left(\frac{n_* - 1}{n_* + 1} \right)^2 \text{ — коефіцієнт відбиття світ-}$$

ла від плоскої поверхні діелектрика при нормальному падінні. Це повністю збігає-
ться з граничним значенням для отриманих результатів. З урахуванням того, що
напрямок вектора Пойнтінга збігається з напрямком хвильового вектора випромі-
нювання, вираз (14) описує локальний кутовий спектр випромінювання на зовніш-
ній поверхні мікрозаглиблення. Крім того, коефіцієнт $K_T(r)$ спільно з визначен-

ням локального кута розсіювання $\beta(r)$ описують в параметричному вигляді кутовий розподіл інтенсивності розсіяного світла:

$$K_T(r) = \frac{2n_*}{(n_* + \xi)^2} \left[1 + \left(\frac{n_* + \xi}{1 + \xi n_*} \right)^2 \right] \text{ та } \beta(r) = \arctg \left(\frac{n_* - \xi}{n_* F_r'^2 + \xi} F_r' \right). \quad (16)$$

Для визначення кутового спектра в зоні Фраунгофера необхідно врахувати також дифракційне розширення спектра, що планується на наступному етапі дослідження.

Таким чином, при відомій формі утворюючої поверхні обертаня мікрозаглиблення отримані результати дозволяють розрахувати кутовий спектр розсіювання, а з урахуванням параметрів оптичної системи, яка спрямовує світловий потік на світлочутливий майданчик фотоприймача (ФП), розрахувати і розподіл освітленості сформованої світлової плями, і диференційний сигнал ФП.

Як приклад розрахунків можна розглянути параболоїд обертаня з утворюючою поверхнею $F(r) = 4h_0 \left(\frac{r}{d_0} \right)^2$ або сферичний сегмент з поверхнею

$$F(r) = R - \sqrt{R^2 - r^2} \text{ з радіусом } R = \frac{h_0}{2} \left[1 + \left(\frac{d_0}{2h_0} \right)^2 \right], \text{ де } h_0 \text{ — глибина та } d_0 \text{ — діаметр}$$

заглиблення на поверхні пластини.

Результати розрахунків кутових залежностей коефіцієнтів пропускання на поверхні заглиблення у вигляді параболоїда обертаня (рис. 5) і заглиблення у вигляді сферичного сегмента (рис. 6) розраховані для одних і тих же співвідношень $h_0/d_0 = 0,10$ та $0,15$ для коефіцієнта рефракції $n_e = 1,5$.

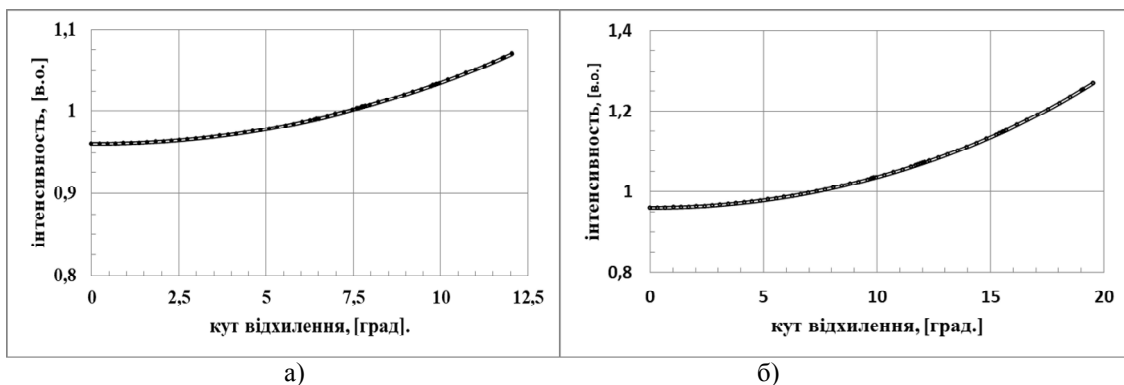


Рис. 5. Кутові спектри розсіювання параболоїда: а) $h_0/d_0 = 0,1$, б) $h_0/d_0 = 0,15$

Як елементи розсіювання, окрім мікрозаглиблень, можна використовувати і мікроступи, тобто відбитки мікрозаглиблень. Схема рефракції для цього випадку утворюючої поверхні показана на рис. 7.

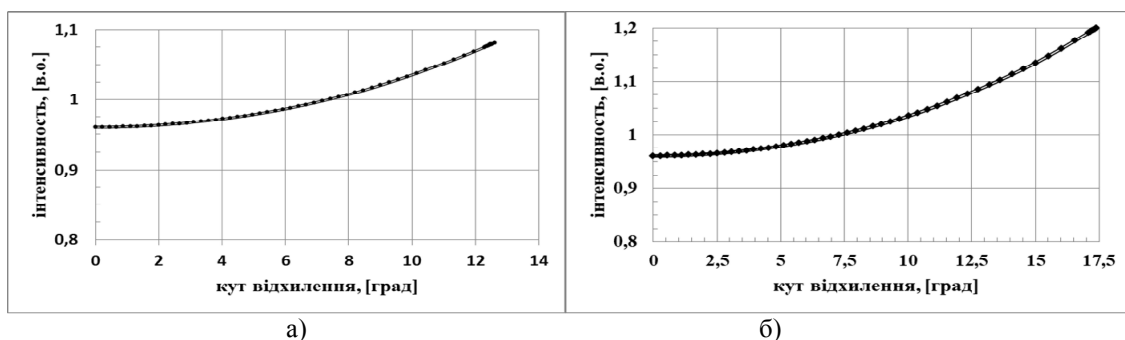


Рис. 6. Кутові спектри розсіювання сферичного сегмента: а) $h_0/d_0 = 0,1$; б) $h_0/d_0 = 0,15$

Похідна від утворюючої у вигляді $\Omega'(r) = -F'_r(r)$ присутня тільки в r -компоненті кутового спектра розсіювання, а у всіх інших виразах ця похідна присутня тільки в ступені 2. Тому кутовий спектр для даної схеми рефракції відрізняється від отриманого раніше тільки знаком r -компоненти. Поблизу поверхні кутовий спектр сходиться, але на великих відстанях, де можна застосувати використований метод, він інвертується в спектр, який розходиться. Тому всі отримані результати справедливі і для інверсної структури, оскільки абсолютна величина кута відхилення променя від вертикалі β при рівності похідних залишається однією і тією ж.

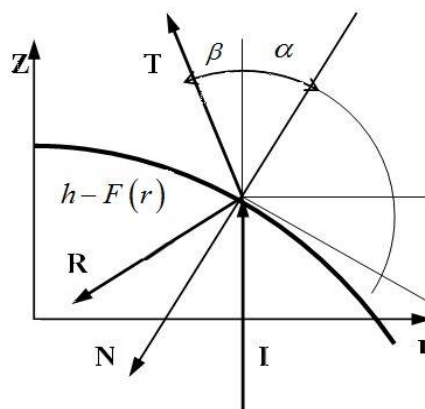


Рис. 7. Схема рефракції світлового променя на інверсній структурі

Експериментальне дослідження дифузорів

Експериментально було досліджено деякі зразки дифузорів з мікросферичною структурою поверхні з різним діаметром сфер, виготовлені в ІПРІ НАН України.

Індикатриси гомогенізованого світла формувалися за допомогою «зеленого» лазера з довжиною хвилі $\lambda = 0,532$ мкм, для реєстрації світлових інтенсивностей використовувався фотодіод типу ФД288А, який переміщувався від центра індикатриси (кут $\beta = 0$ град.) в радіальному напрямку, крок сканування становив 2,0 град.

Для ілюстрації на рис. 8,а наведено отриману індикатрису розсіювання для мікросферичного дифузора зі сферами діаметром $D = 2,5$ мм, які розміщувалися на утворюючій поверхні стохастичним чином. Висота мікрорельєфу $h \approx 70$ мкм, що відповідає розрахунковому граничному куту відхилення $\beta = 12$ град.

На рис. 8,б наведено зображення структури поверхні зазначеного дифузора, яке отримано за допомогою мікроскопу типу МБС-10 зі збільшенням $98\times$. Індикатриса гомогенізованого світла для цього дифузора ілюструється рис. 3,а.

Реально отримане граничне значення кута індикатриси практично збігається з розрахунковими даними, що свідчить про відповідність кроку та глибини сформованих мікросфер теоретичним даним.

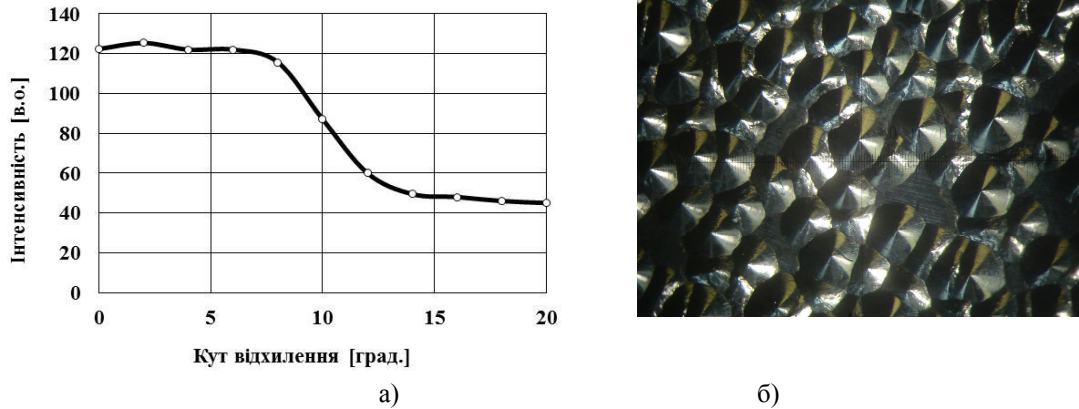


Рис. 8. Реальна кутова індикатриса розсіювання для дифузора зі сферами діаметром $D = 2,5$ мм (а) та структура поверхні цього дифузора (б)

Розбіжність експериментальних і теоретичних даних щодо кутового розподілу гомогенізованого променя світла можна пояснити тим, що розрахунки було виконано для одиначної елементарної структури у вигляді параболоїда обертання та сферичного сегмента, в той час як експериментально досліджувалася мікросферична структура, яка сформована з 1600 точок за стохастичним алгоритмом їхнього розміщення на поверхні. Внаслідок рандомізації положень центрів окремих елементів відбувається часткове перекриття периферійних областей цих елементів, у результаті чого внесок перекритих областей у сумарний потік розсіяного випромінювання знижується пропорційно сумарній площі перекриття. Відповідно зменшується інтенсивність випромінювання саме для великих кутів розсіювання, які відповідають периферії сферичних елементів.

Окрім того, розрахунок проводився в умовах, коли може бути застосовано наближення плоскої хвилі, тобто для широкого радіально однорідного променя світла, тоді як в експерименті використовувався пучок лазера шириною ~ 15 мм, сформований конденсорним об'єктивом. Інтенсивність такого променя зменшується з ростом радіусу. Для коректного порівняння даних експерименту з розрахунками необхідно врахувати радіальний розподіл інтенсивності світла в промені лазера і помножити на форму спектра.

Ще однією причиною розбіжностей може бути те, що через дифракційне розширення променя кутовий спектр випромінювання кожного окремого елемента поверхневої структури в зоні Фраунгофера згладжується. Розглянуті причини істотно змінюють форму кутового розподілу випромінювання окремого елемента і будуть досліджені в подальшому.

Висновки

Запропоновано метод моделювання геометричних параметрів одиначної мікросферичної гомогенізуючої структури, який дозволяє розрахувати необхідну

глибину рельєфу мікросферичного дифузора на металевій матриці (висоту рельєфу на пластиковому відбитку) для кожного заздалегідь заданого граничного кута відхилення променя. Отримана глибина (висота) рельєфу визначає максимальну відстань між сусідніми сферичними мікрорівнями на утворюючій поверхні дифузора, оскільки занадто велика відстань між окремими мікросферами призводить до появи в гомогенізованому промені нерозсіяної центральної компоненти, що неприпустимо при практичному застосуванні таких дифузорів.

Розраховано кутові залежності коефіцієнтів пропускання світлового променя на поверхні заглиблення у вигляді параболоїда обертання та сферичного сегмента для одиничної елементарної структури. Експериментально досліджено радіальний профіль гомогенізованого променя для деяких дифузорів, виготовлених в ІПРІ НАН України.

Розглянуто причини спостережених розбіжностей експериментальних і теоретичних даних щодо кутового розподілу гомогенізованого променя світла. Зазначені питання, зокрема часткове перекриття периферійних областей мікросферичних елементів внаслідок рандомізації процесу індентування мікрозаглиблень та роль дифракції випромінювання, яка може істотно змінювати радіальний розподіл випромінювання окремого мікросферичного елемента, будуть більш детально розглянуті в наших подальших дослідженнях.

1. Грейсух Г.И., Безус Е.А., Быков Д.А., Ежов Е.Г., Степанов С.А. Дифракционные элементы в оптических системах современной оптоэлектроники. *Оптический журнал*. 2009. Т. 76. № 7. С. 25–29.

2. Петров В.В., Коростельов О.П., Смішко Г.П., Брицький О.І., Шанойло С.М., Антонов Є.Є., Крючин А.А., Косяк І.М., Христин В.М. Спосіб виготовлення оптичного дифузора. Патент України № 120022. Бюл. № 17 від 10.09.2019 р.

3. Fu M.L., Hu W.J., Le Z.C., Manko D.Y., Antonov E.E., Kryuchyn A.A., Petrov V.V. Design and Fabrication of Rigid Fresnel Prisms for Complex Treatment of Strabismus in Children. *Acta Photonica Sinica*. 2017. Vol. 46. No. 11. P. 1123003.

4. Петров В.В., Антонов Є.Є., Шанойло С.М. Хроматизм світла, дифракція та гострота зору в мікропризмових лінзах Френеля. *Рєєєтрація, зберігання і оброб. даних*. 2010. Т. 12, № 1. С. 49–54.

5. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Москва: Наука, 1972. 424 с.

6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. Москва: ФИЗМАТГИЗ, 2005. 656 с.

Надійшла до редакції 05.04.2020