

Методи і системи оптично-електронної та цифрової обробки сигналів

Отримані результати можуть бути використані при проектуванні лазерної системи підводного бачення, а також для оцінки можливості її технічного функціонування.

Література

1. Карасик В. Е. Лазерные системы видения: Учебное пособие. / В. Е. Карасик, В. М. Орлов. - М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2001. – 352 с.
2. Зега Э. П. Перенос изображения в рассеивающей среде. / Э. П. Зега, А. П. Иванов, И. Л. Кацев. - Минск: Наука и техника, 1985. – 327 с.
3. Мулламаа Ю.-А. Р. Влияние взволнованной поверхности моря на видимость подводных объектов // Изв. АН СССР. сер. ФАО. – 1975. – т. 11. – № 2. – С. 199 – 205.

Надійшла до редакції
04 червня 2013 року

© Михайленко М. В., Колобродов Н. С., 2013

УДК 535.42

ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ИЗ ЗАДАНИМ РАЗПОДЕЛОМ ИНТЕНСИВНОСТИ

Власенко Ю.С., Балінський Є. Г.

Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут",
м. Київ, Україна

У роботі пропонується ітераційний метод розв'язання оберненої задачі на основі скалярної теорії дифракції до застосування в проектуванні фазових оптичних елементів. Детально описаний ітераційний алгоритм у полярних системах координат застосовується для розрахунку дифракційних оптичних елементів, що формують заданий розподіл інтенсивності в площині спостереження. Звернено увагу на виконання закону збереження енергії та на використання i -ї кількості вихідних площин для осьового розподілу інтенсивності. Наведені приклади розрахунку ДОО, що формують рівномірну освітленість у кільці, точці та в осьовому відрізьку.

Результати розрахованих розподілів інтенсивності дають високу енергетичну ефективність та малу середньоквадратичну похибку, що говорить про високу наближеність розподілів інтенсивності до заданих. Розглянутий ітераційний алгоритм може бути використаний для проектування мультиспектральних спекл - картин. У подальшому планується використання характеристик створюваних ДОО для розрахунку більш складніших фокуляторів та виготовлення їх фотошаблонів.

Ключові слова: дифракційний оптичний елемент, дифракція Френеля, фазова функція.

Вступ

З розвитком лазерної технології виникла низка проблем, пов'язаних із перетворенням оптичного випромінювання, котрі не можна розв'язати за допомогою традиційних оптичних елементів. Одною із таких задач є фокусування випромінювання в задану область простору із необхідним розподілом інтенсивності в ній. Для формування заданого розподілу інтенсивності використовують дифракційні оптичні елементи (ДОО). Розроблена наразі методика розрахунку ДОО, яка основана на наближенні геометричної оптики, не дозволяє оцінити

енергетичну ефективність фокусування та не враховує дифракційні ефекти [1]. Другий метод розрахунку полягає у розв'язанні нелінійного інтегрального рівняння, що пов'язує розподіл інтенсивності в площині фокусування із профілем фази ДОЕ.

У роботі пропонується метод розрахунку ДОЕ з урахуванням дифракції. Метод оснований на ітераційній процедурі пошуку такого профілю фази ДОЕ, за яким отримуємо розподіл інтенсивності, найбільш близький до заданого.

Постановка задачі

Для розрахунку ДОЕ вхідними даними є: розподіл інтенсивності фокусуємого випромінювання, вигляд фокальної області та розподіл інтенсивності в ній. Технологія виготовлення ДОЕ залежить тільки від висоти рельєфу, розміру зон і необхідного матеріалу для виготовлення (метал, скло, кварц, германій, кремній і т.д.) та не залежить від функціонального призначення елемента. Тому основним етапом при проектуванні нових елементів являється розрахунок форми поверхні, що формує заданий розподіл інтенсивності. На це і буде звернено основну увагу в цій роботі.

Розрахунок ДОЕ являється оберненою задачею: необхідно розрахувати характеристики елемента, що перетворює задане випромінювання.

Метою даної роботи являється розв'язання оберненої задачі для розрахунку ДОЕ, призначеного для формування заданого розподілу інтенсивності вздовж оптичної осі та ДОЕ, що формують радіально - симетричні дифракційні картини та фокусують оптичне випромінювання в площині $z = f'$.

Ітераційний алгоритм для проектування радіально – симетричних розподілів інтенсивності

Розглянемо методику застосування ітераційного алгоритму для проектування ДОЕ, які формують світлові пучки заданого розподілу інтенсивності.

Розрахуємо радіальну фазову функцію оптичних елементів, що формують осьовий відрізок, обмежений точками z_1 і z_2 , із заданим розподілом інтенсивності $I_0(z)$ вздовж відрізка $z_1 z_2$; кільце, обмежене внутрішнім R_1 та зовнішнім R_2 радіусами із заданим розподілом інтенсивності $I_0(R)$ та точку з розподілом $I_0(r_0)$. Для того, щоб розрахувати ДОЕ з просторовими розподілами інтенсивності та повністю використати властивість осьової симетрії використовуємо полярну систему координат (r, ϕ) і (ρ, θ) в площині ДОЕ та в площині спостереження:

$$\begin{aligned}x &= r \cos \phi, \quad y = r \sin \phi, \\x_0 &= \rho \cos \theta, \quad y_0 = \rho \sin \theta.\end{aligned}$$

У цьому випадку інтегральне рівняння дифракції Френеля в полярних координатах матиме вигляд [2]:

$$V(\rho, \theta) = \frac{k}{jz} e^{jkz} e^{\frac{jk\rho^2}{2z}} \int_0^\infty V(r) \cdot e^{j\frac{kr^2}{2z}} \cdot J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r dr,$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число; $J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right)$ – функція Бесселя першого роду нульового порядку; z – відстань від площини предмету до площини спостереження; $V(r)$ – розподіл поля в площині предмету.

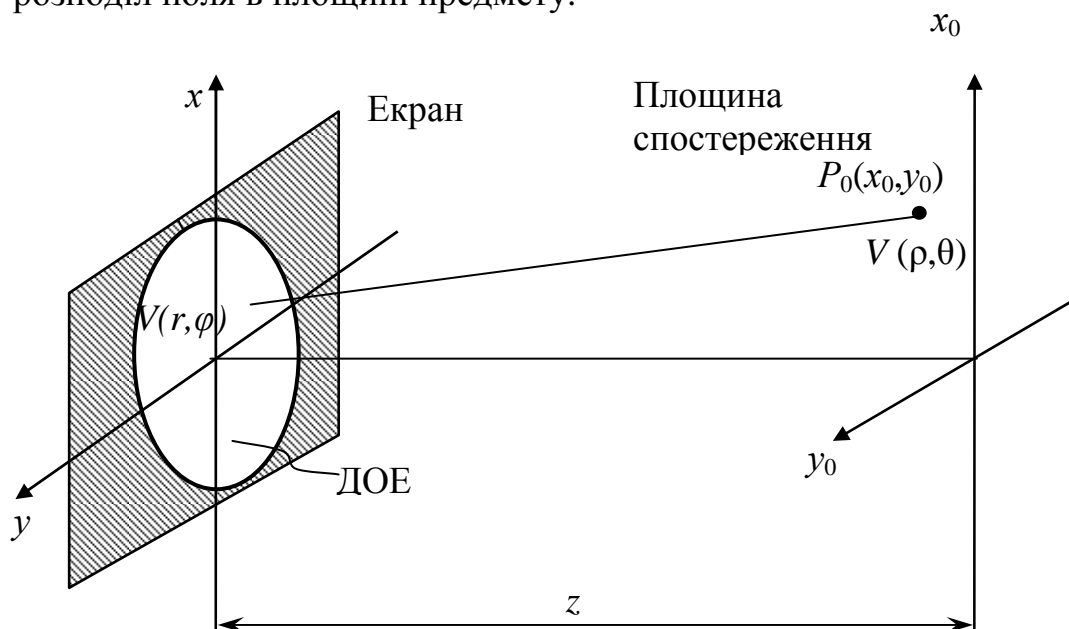


Рис. 1. Схема формування розподілу світлового поля

Нехай ДОЕ освітлюється плоскою світловою хвилею одиничної амплітуди $V_0 = 1$, яка нормально падає на елемент та розповсюджується в додатному напрямку осі z , досягає площини спостереження $x_0 y_0$. Комплексне поле в площині предмета описується функцією $V(r) = \exp[j\phi_{doe}(r)]$ [3]. Нашою кінцевою метою є розрахунок результуючого поля $V(\rho)$ в точці P_0 з координатами (x_0, y_0) (рис. 1) так, щоб фаза $\phi_{doe}(r)$ ДОЕ забезпечувала задану інтенсивність $I_0(\rho)$.

Алгоритм розрахунку. Першим етапом ітерації є встановлення зв'язків між площиною ДОЕ та площиною спостереження. Знаходимо розподіл поля в площині спостереження $V(\rho)$ підстановкою вихідної (початкової) фази ДОЕ $\phi_{doe,0}(r)$ до рівняння дифракції Френеля та визначаємо межі інтегрування, що залежать від радіуса R_{doe} ДОЕ

$$V(\rho) = \frac{k}{jz} e^{jkz} e^{\frac{jk\rho^2}{2z}} \int_0^{R_{doe}} V_0 \exp[j\phi_{doe,0}(r)] \cdot e^{j\frac{kr^2}{2z}} \cdot J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r dr.$$

Розрахована комплексна амплітуда поля $V(\rho)$ містить інформацію про фазу

та амплітуду поля. Інформацію про фазу залишаємо незмінною та знаходимо з наступного виразу: $\psi = \arg[V(\rho)]$. Амплітуду поля замінюємо на амплітуду заданого розподілу поля $A(\rho) = \sqrt{I_0(\rho)}$.

Наступним кроком буде рух від площини спостереження у від'ємному напрямку осі z , із заданим розподілом поля $V(\rho) = A \cdot \exp(j\psi)$ до площини ДОЕ. Розподіл поля в площині ДОЕ знаходимо з оберненого перетворення Френеля

$$V(r) = \frac{k}{-jz} e^{-jkz} e^{\frac{jkr^2}{-2z}} \int_0^{\rho_0} A \exp \left[j \cdot \left(\psi - \frac{k\rho^2}{2z} \right) \right] \cdot J_0 \left(\frac{k\rho r}{-z} \right) \rho d\rho.$$

Даний розподіл $V(r)$ є комплексною функцією, що складається з амплітуди та фази розрахованого поля, фаза знаходиться зі співвідношення $\phi = \arg[V(r)]$ та є кінцевим результатом першого етапу ітерації.

Другий етап ітерації полягає в повторенні першого етапу за умови, що початкова фаза ДОЕ $\phi_{doe,0}(r)$ була замінена на результуючу фазу першого етапу $\phi = \arg[V(r)]$ та триває m -стадій. На кожній із цих стадій повинна виконуватися перевірка закону збереження енергії

$$\int_0^{\infty} 2\pi \cdot |V_m(\rho)|^2 \rho d\rho = \int_0^{\infty} 2\pi \cdot I_0(\rho) \rho d\rho.$$

Водночас, відбувається порівняння амплітуди розрахованого хвильового фронту $V_m(\rho)$ в площині спостереження із заданою амплітудою $A = \sqrt{I_0(\rho)}$ в цій площині. Середня квадратична похибка δ надає нам інформацію про точність розрахунків [4]

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum |V_m(\rho) - \sqrt{I_0(\rho)}|^2}{\sum |\sqrt{I_0(\rho)}|^2}}.$$

При розрахунку ДОЕ, які формують повздовжні світлові відрізки, в алгоритмі потрібно звернути увагу на наступне:

- Зміну відстані z . Розподіл інтенсивності $I_v(z)$ відбувається вздовж відрізка $z_1 z_2$, тому він містить i - кількість площин спостереження, розташованих на відстані Δz одна від одної. Перший етап потрібно буде повторити для i -ї кількості площин, пам'ятаючи, що кожній площині відповідатиме своя відстань $z_i = z + \Delta z$.

- Результат першого етапу. Результатом першого етапу буде i - та кількість фазових функцій ДОЕ $\phi_{doe,1}(r), \phi_{doe,2}(r), \dots, \phi_{doe,i}(r)$.

- Початкову фазу другого етапу ітерації. Другий етап ітерації буде починатися із обчислення середньої фази усіх фазових функцій ДОЕ першого етапу:

$$\phi_{doe,середн}(r) = \frac{\phi_{doe,1}(r) + \phi_{doe,2}(r) + \dots + \phi_{doe,i}(r)}{i}.$$

Значення середньої фази приймається за початкову фазу перетворення із вхідної площини до першої вихідної площини.

Результати досліджень

В якості вхідних даних алгоритму в числовому моделюванні було використано дифракційну лінзу діаметром $d_{doe} = 5$ мм. Моделювання виконувалось на довжині хвилі $\lambda = 780$ нм лазерного діода. Розподілу інтенсивності в широке кільце задавався функцією: $I_0(R) = \frac{d_{doe}^2}{4 \cdot (R_2^2 - R_1^2)}$, радіуси кільця становили

$R_1 = 0.1$ мм і $R_2 = 0.1$ мм. Інтенсивність випромінювання в фокальній точці:

$$I_0(r_0) = \left| \frac{d_{doe}}{2} \cdot \frac{J_1(2\pi r_0 \nu)}{r_0} \right|^2, \text{ та в центрі дифракційної картини } I_0(r_0 = 0) = \left(\frac{\pi \cdot d_{doe}^2}{4\lambda f'} \right)^2.$$

Осьовий відрізок був обмежений точками $z_1 = 78.4$ мм і $z_2 = 80.4$ мм. Заданий

розподіл інтенсивності $I_0(\rho_i) = U_0 \exp\left(\frac{-\rho_i^2}{2 \cdot \rho_{0.6}^2}\right)$ описується функцією Гауса, ін-

тенсивність якого зменшується до 5% на кільці радіусом $r_0 = 25$ мкм і дорівнює нулю за межами цього кільця. Для збереження ітераційного кроку використовується три вихідні площини, які розташовувались на відстані 1 мм одна від одної.

Результатом ітераційного алгоритми стали розраховані фази дифракційних оптичних елементів (рис. 2). Кількість ітерацій складала: кільце – 14, точка – 20, осьовий відрізок – 10.

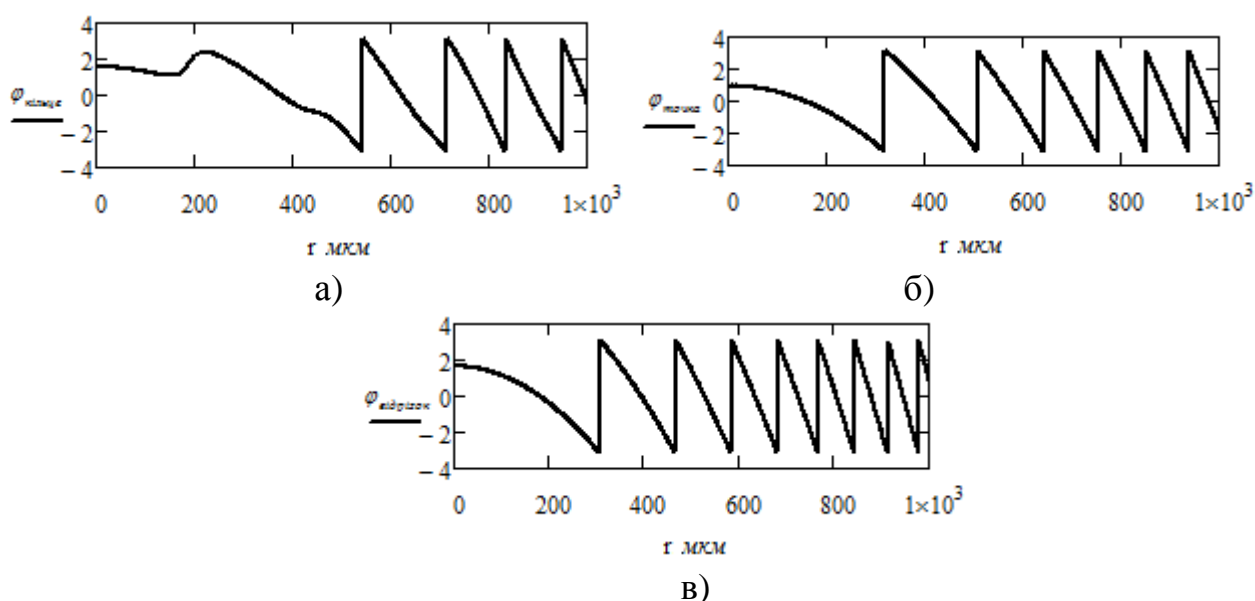


Рис. 2. Фазові функції, де: а – фокусатор в кільце; б – фокусатор в точку; в – фокусатор в осьовий відрізок

Використання полярних систем координат дозволило аналітично обчислити інтеграл за однією із змінних, що призвело до істотного збільшення швидкості обчислень, оскільки формула Френеля була представлена для одновимірного інтеграла. Для оцінки якості фокусування використовувалось значення енергетичної ефективності, що характеризує долю енергії, яка фокусується в задану фокальну область. Енергетична ефективність фокусування в кільце дорівнювала 86%, в точку - 94% для осевого відрізка в області фокусування діаметром 50 мкм на відстані 78,4, 79,4 і 80,4 мм від ДОО становила 85%, 93% і 85%. На рис. 3 представлені фокальні розподіли інтенсивності, отримані моделюванням розрахованих ДОО за допомогою ітераційного алгоритму. Отже, результати числового моделювання показали можливість розрахунку ДОО із заданими розподілами інтенсивності.

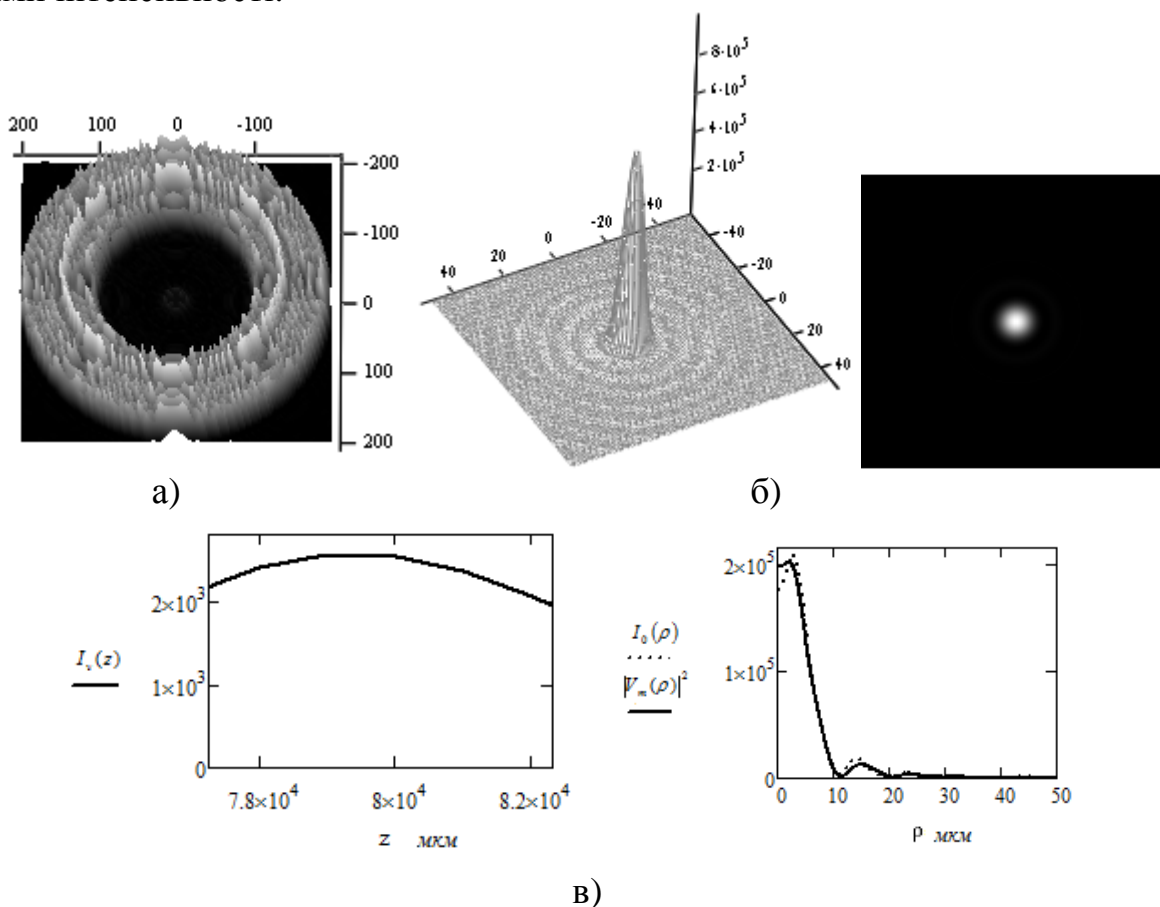


Рис. 3. Розподіл інтенсивності, де: а – фокуса тора в кільце; б – в фокальній точці; в – вздовж відрізка $z_1 z_2$ та в центральній площині спостереження

Висновок

Запропонований метод розв'язання оберненої задачі дозволив розрахувати фазові функції ДОО, що формують радіально - симетричні дифракційні картини, фокусують оптичне випромінювання в точку на площині $z = f'$ та ДОО, призначеного для формування заданого розподілу інтенсивності вздовж оптичної осі.

Результати розрахованих розподілів інтенсивності дають високу енергетичну ефективність та малу середню квадратичну похибку, що говорить про високу наближеність розподілів інтенсивності до заданих.

Розглянутий ітераційний алгоритм може бути використаний для проектування мультиспектральних спекл - картин. У подальшому планується використання характеристик створюваних ДОЕ для розрахунку більш складніших фокусаторів і виготовлення їх фотошаблонів.

Література

1. Cerchberg R. W. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures / R. W. Cerchberg, W. O. Saxton // *Optic.* – 1972. – V. 35. – P. 237 – 246.
2. Сойфер В. А. Дифракционная компьютерная оптика / Д. Л. Головашкин, Л. Л. Досколович, Н. Л. Казанский, В. В. Котляр и др. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
3. Колобродов В. Г. Дифракційна теорія оптичних систем / Г. С. Тимчик, В. Г. Колобродов. – К.: НТУУ «КПІ», 2011. – 140 с.
4. Петров Н. В. Восстановление волнового фронта при безопорной цифровой ПЗС – регистрации мультиспектральных спекл – картин / Н. В. Петров, В. Г. Беспалов, М. В. Волков // *Наносистемы: физика, химия, математика.* – 2011. – Т. 2. – № 1. – С. 82 – 90.

*Надійшла до редакції
29 травня 2013 року*

© Власенко Ю. С., Балінський Є. Г., 2013

УДК 681.7.066.35

ПРОЕКТУВАННЯ ДИФРАКЦІЙНОГО ДЗЕРКАЛА СФЕРИЧНОЇ ФОРМИ

Голюк І. В., Колобродов В. Г.

*Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
м. Київ, Україна*

У роботі пропонується метод проектування дифракційних дзеркал сферичної форми, які за якістю зображення наближаються до асферичних дзеркал. Процес проектування оснований на використанні закону відбивання для визначення геометричних параметрів зон Френеля. Отримано вирази, що описують профіль дзеркала для різних типів канавок (плоскі, сферичні, параболічні), а також проаналізовано їх вплив на якість фокусування світла. Наведені приклади профілю дзеркал з різними типами канавок, розраховані на основі даного методу.

Використовуючи принципи побудови дифракційних дзеркал, запропоновані в даній статті, можна отримати вирази для знаходження геометричних параметрів дзеркального мікропрофілю нанесеного не тільки на сферичну, а і на поверхню довільної форми, що за своєю дією аналогічний асферичному дзеркалу.

Ключові слова: *дифракційне дзеркало, зони Френеля, мікропрофіль.*

Вступ

Сучасні об'єктиви, які використовуються в космічних оптико-електронних системах дистанційного зондування Землі, часто використовують позаосьові асферичні дзеркала великих розмірів [1]. Розрахунок, виготовлення і контроль таких дзеркал є складним і тривалим процесом. Однак такі дзеркала можна за-