

УДК 535.36

С.О. Тихонов, д-р фіз.-мат. наук, проф.
В.О. Івашкін, студ.**АНАЛІЗ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ФАЗОВИХ ГОЛОГРАФІЧНИХ ГРАТОК**

Доведено придатність двохвильового наближення моделі зв'язаних хвиль до опису параметрів голографічних фазових ґраток на основі фотополімеру ФПК-488. З головних формул теорії знайдено оптичні параметри ґраток – глибина модуляції та кінцева товщина ґраток, які неможливо вимірювати.

Suitability of 2-wave approximation of the coupled waves theory for description of holographic phase gratings recorded on photopolymer compound ФПК-488 is proved. Using the basic formulas of the theory, main grating optical parameters - a depth of modulation and finished thickness are not measured immediately are determined.

Постановка проблеми

Технологія запису голографічних фазових ґраток (ГФГ) на фотополімерах ФПК-488 існує на рівні, який дозволяє застосовувати такі ґратки до потреб оптичного приладобудування [1]. Теоретичним підґрунтям опису ГФГ, наближеним до експерименту, є модель зв'язаних хвиль (МЗХ) [2]. З допомогою моделі зв'язаних хвиль існує можливість розрахувати “приховані” параметри ґраток (глибина модуляції запису n_1 , просторовий період λ та її кінцева товщина T , що невизначена через усадку) з використанням параметрів, які знаходять експериментально (зовнішній кут Брега θ_b в максимумі дифракційної ефективності (ДЕ) $\delta \pm 1_{\max}$, кутове положення перших бічних нулів sinc -функції ДЕ – $\delta \pm 1$ на довжині хвилі світла λ).

Знання цих прихованих параметрів корисне для кращого розуміння та оптимізації процесів та матеріалу голографічного запису [3; 4].

Оцінювання придатності моделі зв'язаних хвиль до фотополімерних голографічних ґраток

Модель зв'язаних хвиль побудована в наближенні виконання гармонічного і поляризаційно-ізотропного відклику з голографічним записом ґраток на використаному матеріалі. Ангармонізм запису проявляється в наявності пучків дифракції у вищих порядках, у той час як теорія побудована в двохвильовому наближенні. Вимірювання дифракції в другому порядку ДЕ₂ показало, що її потужність (за рівних ДЕ₁) пропорційно зменшується з товщиною ґратки T , тобто обернено пропорційна амплітуді модуляції n_1 , і ця закономірність характерна для всіх відомих процесів взаємодії випромінювання з речовиною. Якщо на ГФГ №1 з товщиною до 10 мкм відношення потужностей дифракції в 1-му та 2-му порядках дорівнює 17, то за товщини 100 мкм і більше потужність випромінювання в другому порядку зменшується на порядки.

Тому наближення гармонічного відклику для потреб практичного аналізу параметрів товстих ГФГ на фотополімерах типу ФПК-488 можна вважати достатньо добрим.

Неізотропність відгуку може проявитись в різниці амплітуд просторової модуляції n_1 для двох орієнтацій лінійно поляризованого випромінювання (s -хвилі, p -хвилі). В основу аналізу цього факту покладено визначення ДЕ цієї ґратки для s -орієнтації, p -орієнтації лінійно поляризованого випромінювання, для яких модель зв'язаних хвиль дає різні значення ДЕ у разі рівності амплітуд модуляції n_1 для s -поляризації та p -поляризації.

У моделі зв'язаних хвиль відмінність між ДЕ для цих поляризацій зв'язана з різницею у фазових зсувах $V_{s,p}$:

$$\begin{aligned} \eta(s) &= \sin^2(v_s) = 0 \dots 1, \quad v_s = 0 \dots \alpha \left(\frac{\pi}{2}\right) \\ \eta(p) &= \sin^2(v_s \cos(2\Theta_{in})) = 0 \dots 1, \quad \left(\frac{v_p}{v_s} = \cos(\Theta_{in})\right), \end{aligned} \quad (1)$$

де Θ_{in} – внутрішній кут Брега, який не може перевищувати кут повного внутрішнього відбиття (ПВВ), який дорівнює $\approx 41^\circ$ для $n = 1,53$. Оскільки фазовий зсув для p -поляризації відстає за величиною від s -поляризації, різниця ДЕ(p) відносно ДЕ(s) збільшується з кутом і стає максимальним при $V_s = \pi/2$. Практично можливо працювати з кутами падіння (Брега), не перевищуючими кут Брюстера $\theta_{brs} = 57^\circ$ для коефіцієнта заломлення $n = 1,53$. Тому навіть при куті Брюстера внутрішній кут Брега не буде перевищувати значення 33° .

Усі вимірювання ДЕ виконуються так, щоб виключити вплив утрат на Френелівське відбиття і поглинання всередині ГФГ:

$$ДЕ = P_{\text{диф}} / (P_{\text{диф}} + P_{\text{пр}}),$$

де P_i – потужності дифрагованого та пропущеного лазерних променів.

Типово для всіх зразків ГФГ при фазовому зсуві $V \leq \pi/2$, $DE(s) > DE(p)$, але для висновків потрібна кількісна оцінка. Визначимо внутрішній кут Брега із системи (1):

$$\cos(2\Theta_{in}) = \frac{\arcsin(DE(p))^{0.5}}{\arcsin(DE(s))^{0.5}} = (n^2 - \sin^2(2\Theta_{out}))^{0.5} / n. \quad (2)$$

Визначений точно кут Брега Θ_{out} знаходимо із виразу (2):

$$\Theta_{out} = 0.5 \arcsin \left\{ n \sqrt{1 - \left(\frac{\arcsin(DE(p))^{0.5}}{\arcsin(DE(s))^{0.5}} \right)^2} \right\}; \quad (3)$$

$$\Theta_{out} \leq \Theta_{brs} = 57^\circ.$$

Рівняння (3) дозволяє знайти зовнішній кут Брега через вимірювання відповідних величин ДЕ. Збіг розрахованого та визначеного внутрішніх кутів Брега є тестом на поляризаційну ізоτροпність матеріалу ФПК-488 та придатність теорії зв'язаних хвиль для опису ґраток з цього голографічного матеріалу. За аналогією з визначенням ступеня дихроїзму поглинання, визначимо ступінь неізоτροпності голографічного запису як

$$I_{nso} \sim (\Theta_{outm} - \Theta_{out}) / (\Theta_{outm} + \Theta_{out}),$$

де субіндекси відносяться до кутів вимірних і розрахованих за зазначеною формулою. Подібна оцінка ізоτροпності відгуку буде обмежена лише точністю зв'язаних з нею вимірів.

Вимірювання коефіцієнта заломлення полімерного шару з голографічним записом, що потребує формула (3), не зводиться до рутинної процедури, оскільки шар знаходиться між двома скляними підкладками і міцно до них приклеєний, а процес запису змінює (збільшує) неоднозначно початкову величину коефіцієнта заломлення дифузанта, що формує величину n_1 відповідає за запис фотополімера). Тому під час вимірювання знімається одна зі скляних підкладок і оперативно проводиться вимірювання n на відкритій поверхні (оскільки відбувається поступове випаровування дифузанта).

Метод вимірювання коефіцієнта заломлення оснований на Френелівському відбитті поверхнею лінійно поляризованого випромінювання p -поляризації з мінімумом при куті Брюстера $\text{tg}(\Theta_{br}) = n(\lambda)$.

Метод вимірювання індексу рефракції, як і широко використовуваний за кутом ПВВ, ґрунтується на знаходженні лише одного параметра – кута Брюстера, що забезпечує мінімум похибок. Одна з причин, чому серед існуючих методів підхід на вимірюванні кута Брюстера не отримав

належного розвитку, – необхідність застосування математичних методів визначення істинного мінімуму відбиття, оскільки навіть у разі низького рівня шуму цифрової реєстрації ряд точок вимірювання існує в області шумів, що перевищують сигнал. Крім того, вимірювання кута Брюстера будуть коректними у разі використання випромінювання високого ступеня поляризації (більше 0,99) і можливо малої розбіжності. Останні дві перепони зникають при використанні програм комп'ютерної обробки експерименту та лазерного випромінювання. Цей метод завдяки використанню відбиття від поверхні не має обмежень за агрегатним станом матеріалу, його поглинання в області вимірювань, що помітно розширює його можливості.

Проведені за описаною технологією вимірювання коефіцієнта заломлення шару полімеру із записаними ґратками на ФПК-488 дали величину, що дорівнює 1,56 на довжині хвилі 632,8 нм He-Ne лазера.

На рис. 1 подано дані з ДЕ s -поляризації, p -поляризації ґратки з просторовою частотою ($908,55 \text{ мм}^{-1}$), в околиці максимуму ДЕ за кутом дифракції, що дорівнює 20,388 град.

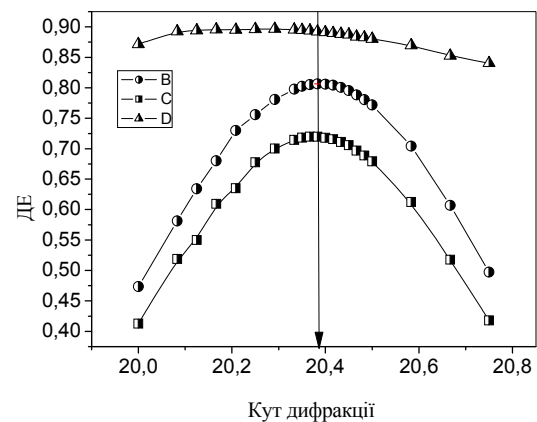


Рис. 1. Дифракційна ефективність ґраток для $s(B)$ -поляризації; $p(C)$ -поляризації та їх відношення – залежність D

Розрахункове значення кута Брега за значенням ДЕ для двох поляризацій ($DE(s) = 0,815$, $DE(p) = 0,710$) отримаємо під час числового рішення рівняння (3) рівним 20,11 град. Степінь анізоτροпії при цьому становить 0,69 %.

Процедура подібного розрахунку указує на велику залежність розрахункового кута Брега від точності вимірювання ДЕ. Більша відмінність в ДЕ у s -поляризації, p -поляризації очікується зі збільшенням кута Брега, відповідно для ґраток з більшою просторовою частотою за заданої довжини хвилі. Можлива анізоτροпія запису у таких ґраток може виявитися сильніше.

Вимірні дані за $DE(s) = 0,97$ і $DE(p) = 0,71$ для ґраток з просторовою частотою 2255 мм^{-1} і кутом Бреґа $45,44$ град на $632,8 \text{ нм}$ подано на рис. 2.

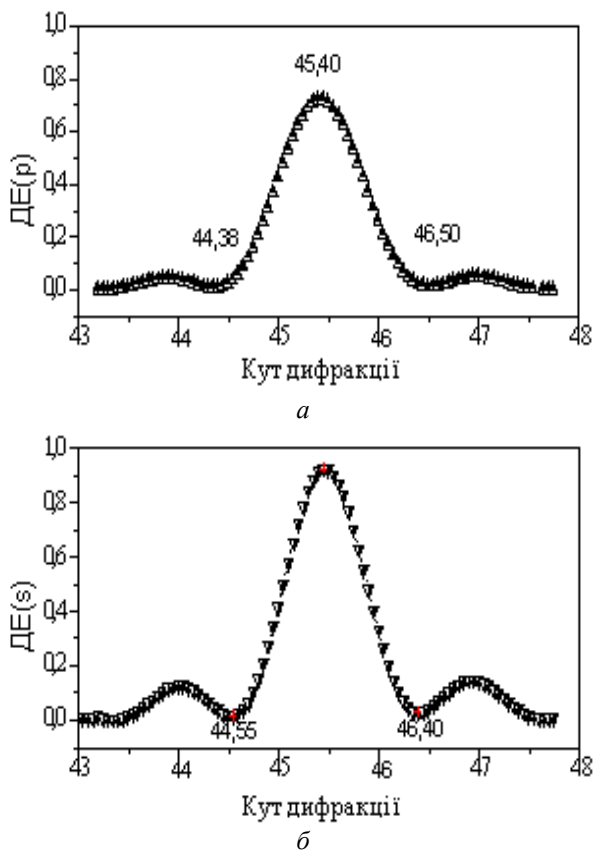


Рис. 2. Дифракційна ефективність ґраток з просторовою частотою $2251,3 \text{ мм}^{-1}$:

a – $DE(p) = 0,729$;
b – $DE(s) = 0,922$

Слід внести поправку на величину $DE(s)$ за цих кутів падіння через помітне зростання відбиття на вихідній грані підкладки, що приводить до $DE(s) \approx 1$. Спостерігається і деяке зростання коефіцієнта заломлення унаслідок більш ніж двократного збільшення просторової частоти до значення $\approx 1,57$. Підстановка цих значень у формулу (3) приводить до величини $\Theta_{\text{out}} = 44,11^\circ$. Ступінь анізотропії при цьому становить $1,48\%$. Точність вимірювань DE і коефіцієнта заломлення, що вимагають трьох значущих цифр після коми, недостатня для розрахунків за формулою (3). Проте на нижчих просторових частотах збігу розрахункових і вимірних кутів достатньо для висновку про наявність ізотропного відгуку при голографічному записі на матеріалі ФПК-488 і висновку про правомірність подальших розрахунків параметрів ґраток на основі МЗХ [1].

Визначення товщини та амплітуди модуляції дифракційного шару

Дифракційна ефективність фазової голографічної ґратки пропусаючого типу в моделі на основі МЗХ для *s*-поляризації описується виразом [2]:

$$\eta_s = \frac{\sin^2(v_s (1 + (\frac{n}{n_1}) \delta \sin 2\Theta)^{0,5})}{1 + (\frac{n}{n_1}) \text{tg} 2\Theta)^2}. \quad (4)$$

Залежність (4) вимірюється експериментально з високою кутовою точністю відносно таких характерних точок, як максимум і перші нульові значення DE , що визначають кутову селективність ґратки. Щоб отримати можливість визначити параметри ґратки, які не визначаються безпосередньо, а саме – амплітуду просторової модуляції коефіцієнта заломлення n_1 і кінцеву товщину ґратки T , відмінну від початкової внаслідок просідання матеріалу у процесі запису, – знайдемо розв'язок рівняння (4) відносно згаданих нульових значень дифракційної ефективності

$$\eta_s = 0;$$

$$\sin^2(v_s (1 + (\frac{n}{n_1}) \delta \sin 2\Theta)^{0,5}) = 0,$$

$$(\dots) = m\pi$$

$$\text{для } m=1 \quad v_s (1 + (\frac{n}{n_1}) \delta \sin 2\Theta)^{0,5} = \pi.$$

Звідси

$$1 + (\frac{n}{n_1} \delta \sin 2\Theta)^2 = \frac{\pi^2}{v_s^2}. \quad (5)$$

Знаходимо з рівняння (5) значення δ

$$\frac{n^2}{n_1^2} \delta^2 \sin^2(2\Theta) = \frac{\pi^2}{v_s^2} - 1; \quad (6)$$

$$\frac{n}{n_1} \delta \sin(2\Theta) = \sqrt{\frac{\pi^2}{v_s^2} - 1};$$

$$\delta = \frac{\frac{n_1}{n} \sqrt{\frac{\pi^2}{v_s^2} - 1}}{\sin(2\Theta)}.$$

Підставимо значення фазового набігання для *s*-поляризованого променя

$$v_s = \frac{\pi n_1 T}{\lambda \cos \Theta}$$

у випадку нульової відстройки від точного кута Брега, використовуючи закон Снелліуса (щоб перейти до зовнішнього кута, який вимірюється на експерименті):

$$\sin \Theta_{\text{out}} = n \sin \Theta.$$

Відповідно отримаємо такий вираз для значення фазового набігання s -поляризації у разі переходу до зовнішнього кута Брега:

$$v_s = \frac{2\pi n_1 T n \sin \Theta}{2\lambda \cos \Theta n \sin \Theta} = \frac{\pi n_1 T}{\Lambda \sin 2\Theta^{\text{out}}}. \quad (7)$$

Підставимо значення фазового набігання V_s у формулу (6):

$$\delta = \frac{n_1}{\sin 2\Theta} \sqrt{\frac{\Lambda^2 \sin^2 2\Theta}{n_1^2 T^2}} - 1. \quad (8)$$

Оскільки можна знайти фазове набігання V_s з формули (4) як

$$v_s = \arcsin \sqrt{\eta_{\text{max}}}, \quad (9)$$

то прирівнявши праві частини рівнянь (7) та (9), отримаємо

$$\arcsin \sqrt{\eta_{\text{max}}} = \frac{\pi n_1 T}{\Lambda \sin 2\Theta},$$

звідки знаходимо товщину ґраток

$$T = \frac{\Lambda \sin 2\Theta \arcsin \sqrt{\eta_{\text{max}}}}{\pi n_1}. \quad (10)$$

Далі знайдемо величину амплітуди модуляції n_1 , підставивши вираз (10) у формулу (8):

$$n_1 = \frac{\delta \sin 2\Theta}{\sqrt{\frac{\pi^2}{v_s^2} - 1}}.$$

Після підстановки виразу для n_1 в формулу (9) отримаємо вираз для кінцевої товщини ґратки T :

$$T = \frac{\Lambda v_s \sqrt{\frac{\pi^2}{v_s^2} - 1}}{\pi \delta}.$$

Проведемо розрахунки прихованих параметрів для наведених прикладів ґраток залежності ДЕ типової ГФГ пропускаючого типу (рис. 3) знаходимо потрібні величини: $h_{\text{max}} = 0,987$; $d = 5,1$; $\Theta_{\text{out}} = 20,45$, $\lambda = 632,6$ нм; просторовий період ґратки $L = 905,61$ нм.

Підставивши ці значення, отримаємо $T = 13,6$ мкм, $n_1 = 0,029$.

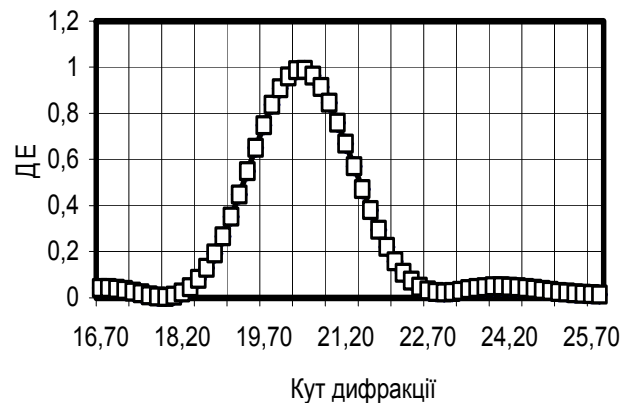


Рис. 3. Залежність дифракційної ефективності від кута дифракції

Висновки

Показано, що наближення, використані під час побудови теорії дифракції ГФГ [2], виконуються в голографічних ґратках, записаних на фотополімерному матеріалі ФПК-488, що надає підстави для використання теорії для описання їх дифракційних оптичних параметрів, які вимірюються безпосередньо під час експерименту.

Виконані розрахунки дозволили, виходячи з головних формул теорії [2], знайти приховані оптичні параметри ґраток – глибину модуляції та кінцеву товщину, які неможливо поміряти безпосередньо.

Проведено розрахунки цих оптичних параметрів на записаних ґратках, результати яких покращують розуміння процесу запису на самопроявному голографічному матеріалі ФПК-488 та дають підстави для оптимізації деяких характеристик досліджуваних ґраток.

Література

1. Tikhonov E.A., Tyutyunnik A.A. Measuring the Wavelength of Light Using Bragg Diffraction Grating // Journal of Optical Technology. – 2007. – Vol. 74, No 8. – P. 521–525.
2. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram grating / Bell Sys.Techn.J. – 1969. – Vol. 48. No. 9. – P. 2909–2918.
3. Смирнова Т.Н., Сарбаев Т.А., Тихонов Е.А. Голографическая запись отражательных решеток в фотополимерах с изменяющимся средним показателем преломления. Оптика и спектроскопия. – 1997. – Т. 83, № 5. – С. 774–782.
4. Сахно О.В., Смирнова Т.Н., Тихонов Е.А. Характеристики голографической записи при предельно достижимых толщинах регистрирующего фотополимерного материала // ЖТФ. – 1993. – Т. 63, № 12. – С. 70–80.