

## ОПТИМІЗАЦІЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ДИФРАКЦІЙНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ ГОЛОГРАФІЧНИХ ФАЗОВИХ ҐРАТОК

\*Тихонов Є. О., д-р техн. наук; \*\*Лямец О. К., \*\*Батан С. М., \*\*Самодєлов М. В.

\*Інститут фізики НАН України

\*\*Національний авіаційний університет

etikh@iop.kiev.ua

*Розглянуто причини дисперсійної залежності дифракційної ефективності фазових голографічних ґраток. Показано, що залежність фазового набігу ФГГ безпосередньо від довжини хвилі набагато перевищує залежність фазового набігу від дисперсії коефіцієнта заломлення. Знайдено компромісний спосіб збереження форм-фактору дифракційної залежності від довжини хвилі в вікні прозорості фотополімерного матеріалу ґратки.*

**Ключові слова:** голографічна фазова ґратка, дифракційна ефективність, частотна залежність дифракційної ефективності, фазовий зсув, кутова селективність.

*The reasons of dispersion dependence of the diffraction efficiency of holographic phase gratings are viewed. It is shown that phase shift dependence determining the diffraction efficiency directly, considerably exceeds agency from dispersion of refraction index. The compromise expedient of maintenance of the diffraction efficiency formfactor in a wavelength working range for the given grating is offered and implemented.*

**Key words:** holographic phase grating, diffraction efficiency, frequency dependence of diffraction efficiency, phase shift, angular/spectral selectivity.

### Вступ

Ця стаття — частина з циклу досліджень, напрямлених на пошуки можливих застосувань голографічних фазових ґраток (ГФР) об'ємного типу, створюваних за голографічною технологією на самопроявному фотополімерному матеріалі ФПК-488, розробленому в ІФ НАН України [1].

Основною ознакою подібних об'ємних ґраток є їх висока роздільна здатність, пропорційна квадрату активних фазових площин [2] та стовідсоткове значення дифракційної ефективності (ДЕ) внаслідок фазового характеру періодичної структури ґратки [3].

У відомих дослідженнях є відомості з голографічних носіїв на основі неорганічних матеріалів, зокрема фірми Ондакс (США), яка розпочала комерційне виробництво об'ємних голографічних ґраток на цій основі [4].

### Основна частина

Важливою для використань характеристикою дифракційних ґраток є залежність її ДЕ в робочому діапазоні довжин хвиль. Для об'ємних фазових ґраток максимальний робочий діапазон визначається смугою прозорості використовуваного фотополімеру. Для згаданого вище фотополімеру ФПК-488 вікно прозорості знаходиться в ділянці спектра 350—1200 нм. Стовідсоткове ДЕ ґратки досягається при фазових набігах  $\pi/2$ , проте це максимальне та бажане для застосувань значення не зберігається постійним у робочому діапазоні за двох причин: унаслідок очевидної частотної залежності фазового зсуву  $v_{s,p}$  і нормальної дисперсії показника за-

ломлення полімеру, а також його просторової складової модуляції  $n_1 = F(\lambda)$  відповідно. У першому наближенні вважатимемо, що дисперсія глибини модуляції  $n_1 = F(\lambda)$  акрилового полімеру не відрізняється від дисперсії масового коефіцієнта заломлення *материнського полімеру*.

Емпірична залежність дисперсії в смугі прозорості багатьох органічних матеріалів описується формулою Коші:

$$n(\lambda) = (A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4),$$

де  $A, B, C$  — емпіричні параметри [5].

Збіг моделі з експериментом до  $10^{-4}$  досягається при використанні навіть перших двох членів ряду.

Для кількісного аналізу спектральної ширини максимуму ДЕ для випромінювань  $s$ -,  $p$ -поляризацій [6; 3] запишемо їх у формі, що виключає кут Бреґга в такому вигляді:

$$\begin{aligned} \text{ДЕ}_{\max}(s) &= \sin^2(\pi n_1(\lambda)T / \lambda \cos(\theta_{in})) = \\ &= \sin^2(\pi n_1(\lambda)T / \lambda (1 - \lambda^2 / 4\Lambda^2)^{0,5}); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\text{ДЕ}_{\max}(p) = \sin^2(n_p), \quad v_p = n_s(1 - \lambda^2 / \Lambda^2)^{0,5}.$$

На рис. 1. подано розрахунок змін  $\text{ДЕ}(s)$  без урахування дисперсії  $n_1 = F(\lambda)$  у вікні прозорості фотополімеру ФПК-488. Крива 1 вказує, що якщо записати ГФР з максимумом у короткохвильовій частині спектра 0,3 мкм, то на довгохвильовому краю (1,2 мкм) ДЕ знизиться на порядок. Крива 5 вказує, що ГФР з максимумом у середині вікна прозорості — 0,65 мкм, то на довгохвильовому краю спостерігається дворазове зниження ефективності, у той час як на довжині хвилі 0,34 мкм  $\text{ДЕ}(s)$  взагалі падає до нульового значення.

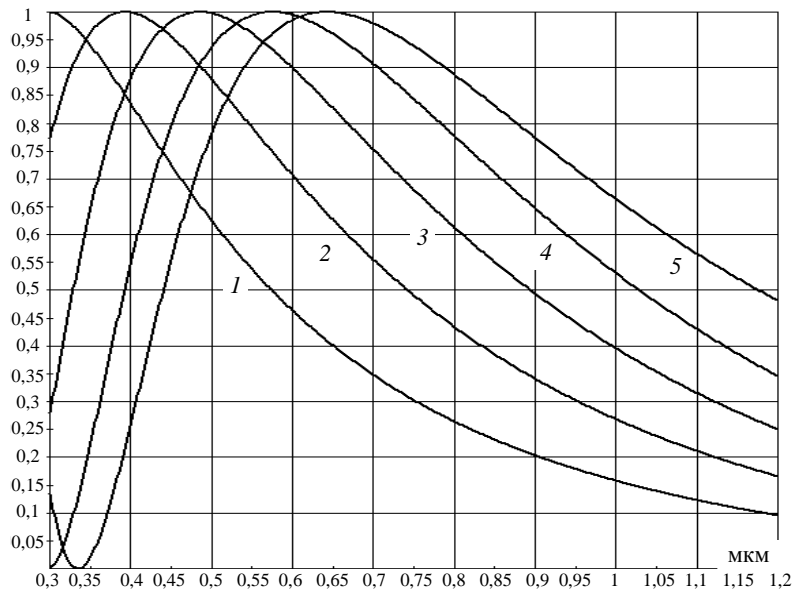


Рис. 1. Варіації максимуму  $DE_{\max}(s) = F(\lambda)$  за різних значень добутку  $(n_1T)$  без урахування дисперсії  $n_1 = F(\lambda)$ ; 1 — 0,15; 2 — 0,20; 3 — 0,25; 4 — 0,30; 5 — 0,35

Шляхом вибору величини  $n_1T \approx 0,3$ , що також впливає на спектральну залежність, компромісна залежність ДЕ досягається для кривої 3 з максимумом ДЕ на 0,5 мкм та з падінням ДЕ на краях смуги пропускання до 30 %.

Наведений розрахунок варіацій  $DE_{\max}$  рис. 1. був зроблений без урахування нормальної дисперсії коефіцієнта заломлення.

Для обліку останньої скористаємося двочленним наближенням Коші у формі

$$n_1T = (A + B/\lambda^2)T.$$

З урахуванням проведених розрахунків варіацій  $DE = F(\lambda)$  при  $n_1(\lambda)T = \text{const}$  (рис. 1) оберемо дисперсійну залежність  $n_1(\lambda)$  у тій самій ділянці спектра для фотополімеру ФПК-488.

Показник заломлення метилнафталіну за температури 20 °С по краях спектра (0,436—0,667 мкм) набуде значення 1,656—1,608, тобто дисперсія досягає величини  $\Delta n = 0,048$  [1; 5].

Оскільки як дифузанти, що формують голографічний запис на фотополімері ФПК-488, використовуються бромнафталін, дисперсії цих споріднених речовин можна вважати однаковими, а відповідну зміну  $n_1$  у цій самій області спектра через дисперсію взяти пропорційною  $\Delta n$ . Тому дисперсійна зміна  $n$  пропорційна амплітуді просторової модуляції  $n_1$  і знаходиться в межах  $10^{-4} \dots 10^{-5}$ .

У такому разі двочленна формула Коші, що враховує дисперсію амплітуди модуляції набуде вигляду:

$$n_1T = (A + B/\lambda^2)T = 0,15 + 10^{-3}/\lambda^2. \quad (2)$$

Підстановка виразу (2) у формулу (1) і графічне представлення відповідного розрахунку варіацій ДЕ (s) зображені графіком рис. 2.

Отже, врахування внеску до фазового зсуву за рахунок дисперсії  $n_1(\lambda)T$  при величинах  $10^{-3}$  не має вагомого впливу (залежності 1, 2 на рис. 2.)

Гіпотетичне збільшення дисперсії до  $10^{-2}/\lambda^2$  особливо посилює залежність  $DE(\lambda)$  — 3, 4 на короткохвильовому краю спектру.

Залежність 5 показує зміну характеру  $DE(\lambda)$  при збільшенні просторової частоти з 1000 до 2000  $\text{мм}^{-1}$ .

Посилення спектральної залежності ДЕ в цьому випадку викликане зростанням дисперсії самої дифракційної структури.

Подальшому дослідженні факторів, що визначають ступінь спектральної залежності  $DE_{\max}$  має бути приділено особливу увагу в зв'язку з застосуванням таких ГФР у спектральних приладах та лазерах з переналаштуванням частоти генерації.

Одним із практичних висновків проведеного розгляду є запис ґраток із заниженою ДЕ на довгохвильовому крилі функціонування спектрального приладу з метою підвищення її величини на короткохвильовому краю без змін формфактору.

На рис. 3. подано успішні результати використання зазначеного прийому: ДЕ монотонно наростає з переходом у короткохвильову частину спектра, при цьому зберігається форма кутової (і пов'язаної з нею спектральної) залежності, яка

визначає роздільну здатність ґратки та системи з її використанням.

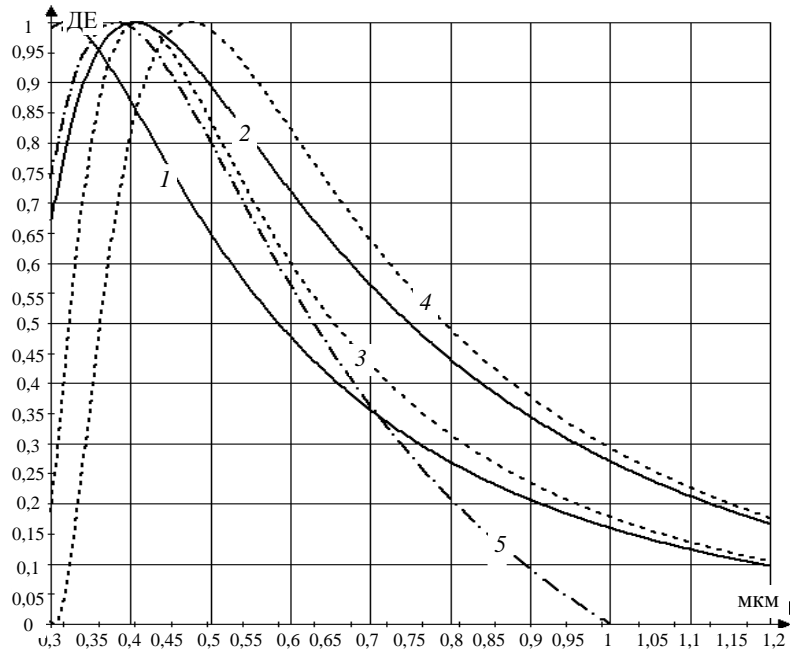


Рис. 2. Варіації  $DE(s) = F(\lambda)$  з урахуванням дисперсії амплітуди модуляції  $n_1$ :  
 1 —  $(n_1T) = 0,15 + 10^{-3}/\lambda^2$ ; 2 —  $0,20 + 10^{-3}/\lambda^2$ ; 3 —  $0,15 + 10^{-3}/\lambda^2$ ;  
 4 —  $0,20 + 10^{-2}/\lambda^2$ ; для залежностей 1, 2, 3, 4 просторовий період  $\Lambda = 1$  мкм;  
 5 —  $n_1T = 0,20 + 10^{-3}/\lambda^2$ ,  $\Lambda = 0,5$  мкм

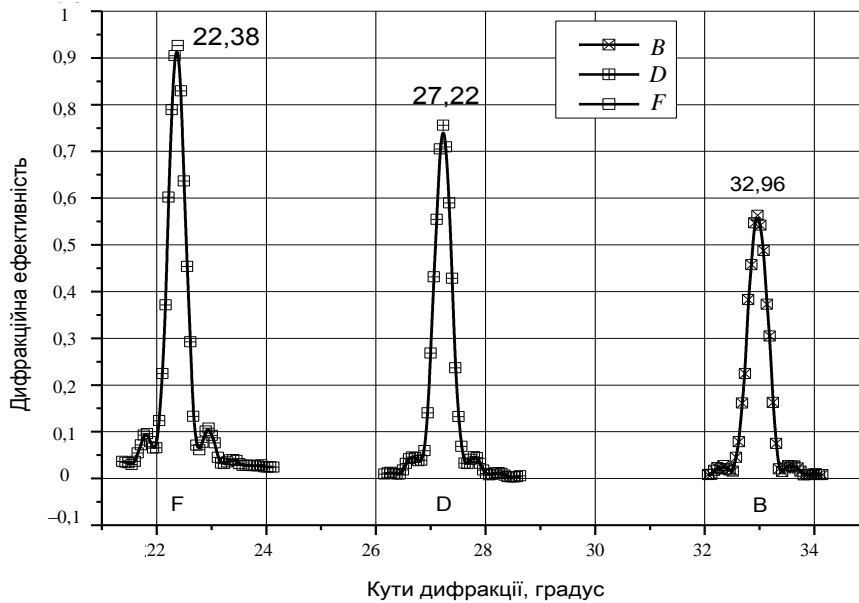


Рис. 3. Кутові залежності  $DE(s)$  ГФР на довжинах хвиль 632,8 нм (B), 532 нм (D) і 441 нм (F) (вгорі наведені відповідні значення кутів Брегга в максимумах DE. Запис здійснено з пониженням DE на хвилі 632,8 нм)

На рис. 4. наведено кутові експериментальні залежності форм і величин DE аналогічної ГФР пропускаючого типу, у якій при записі максимальна DE вибиралася в червоній області спектра на довжині хвилі 632,8 нм. Відповідно спостерігається спад DE у бік коротких довжин хвиль, при цьому на 441 нм на центральній частоті Брегга з'являється провал, який описується в теорії як пере-

модуляція внаслідок перевищення фазового зсуву над  $90^\circ$  (див. залежність (1)). Подібна істотна зміна форми кутової залежності DE робить непридатним застосування подібної ґратки в спектральному приладі взагалі.

Зростання бічних дифракційних максимумів, що спостерігається вже в середині видимого діапа-

зону ґратці ускладнює проблему їх аподізації, також важливу при розробці спектральних приладів.

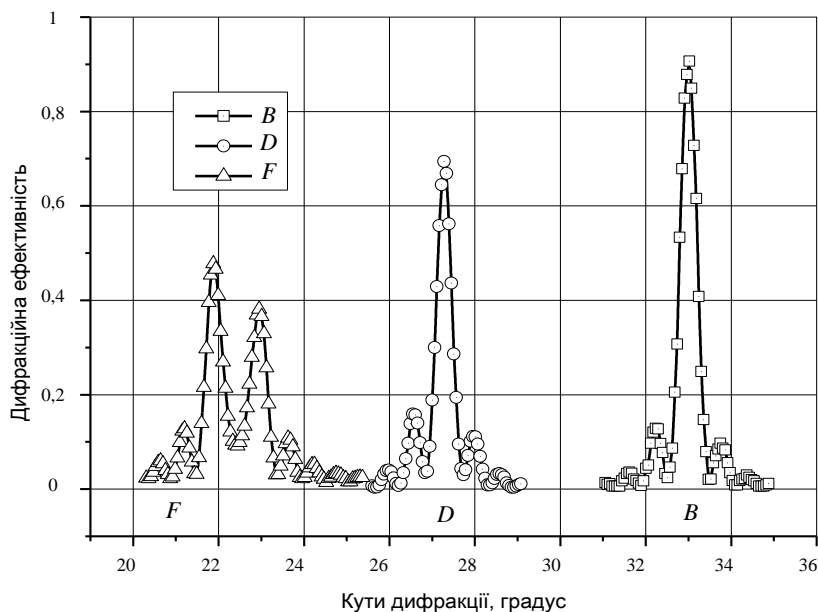


Рис. 4. Кутові залежності ДЕ( $s$ ) ГФР на довжинах хвиль 632,8 нм ( $B$ ), 532 нм ( $D$ ) і 441 нм ( $F$ ) (запис здійснено з максимумом ДЕ на хвилі 632,8 нм)

### Висновок

Таким чином, проведення експериментів з оптимізації оптичних параметрів ґраток з підтримкою теоретичної моделі [6] вказує на її надійність. Особливо важливим є результат з доведенням існування умов збереження форми кутового Бреггівського резонансу у порівняно широкому спектрі та при допустимих для спектрального приладобудування варіаціях ДЕ.

### ЛІТЕРАТУРА

1. Тихонов Е. А. Квантовая электроника / Е. А. Тихонов, Э. С. Гюльназаров, Т. Н. Смирнова. — К. : Наук. думка. — № 40, (1991). — С. 3—20.

2. Тихонов Е. А., Тютюнник А. А. Измерение длины волны света с применением дифракционных брегговских решеток // Оптический журнал. — Т. 74. — № 8, (2007). — С. 12—18.

3. Тихонов Е. А. Анализ и измерение параметров голографических брегговских решеток / Вестник С.Пб., Академия инженерных наук им. А. М. Прохорова. — № 4, (2008). — С. 57—78.

4. Moser Cr., Ho L., Meyer E., Hovermeyer F. J. Physics D: Applied Physics 41, (2008), 224003.

5. Иоффе Б. В. Рефракметрические методы в химии/ Б. В. Иоффе. — М. : ГИФМЛ, Наука, 2004. — 360 с.

6. Kogelnik H. Bell Sys. Techn. J. / H. Kogelnik, 1969. — Vol. 48, #9. — P. 2909—2930.

Стаття надійшла до редакції 13.10.10.