

ження, враховуючи потреби неглибокого (2-3мм) проникнення ОВ у біотканину, до В відстань між центрами активних частин ВТ повинна бути істотно меншою за 4,5 мм. Дослідження частотних властивостей запропонованого В при умові, що верхня гранична частота пульсацій F_v відповідає рівню 0.7 амплітуди фотостимулу при $F_v = 1$ Гц, показали, що F_v у більшості порядку 10 Гц, а підвищення струму ВТ на 37,5 % дозволяє підняти F_v у 4 рази. Одержані результати свідчать про можливість створення на підставі одержаних рекомендацій нового типу пульсуючого лікувально-діагностичного ОВ та засобів його формування за допомогою В з параметричним керуванням.

[1] Квантовая электроника в медицине и биологии. Материалы Всероссийских научно-практических конференций по МИЛ-терапии, М. «Медицина», 1995, 1997.

[2] Цыганов А.И., Мартынюк Л.А., Колотилов Н.Н. и др. Справочник по физиотерапии уха, горла и носа. / Под ред. Цыганова А.И. – К.: Здоров'я, 1981.

[3] Заявка №99105462. Світлолікувальний пристрій / Кожухар О.Т., Чучман І.Р., Ратушний Т.Р. // Промислова власність, 1999, №2.

УДК 621.315

Фітьо В. М.

ДУ “Львівська політехніка”, кафедра лазерної техніки та оптоелектронних систем

БАГАТОШАРОВІ ОБ'ЄМНІ ГОЛОГРАМИ ТА ЇХ ВЛАСТИВОСТІ

© В. М. Фітьо, 2000

Розглянуто дифракцію світла на багатошарових об'ємних голограмах методом зв'язаних хвиль. Показано, що в залежності дифракційної ефективності таких голограм від кута падіння пучка на голограму чи від довжини падаючої хвилі спостерігаються осциляції, період яких визначається віддалю між окремими голограмами.

Light diffraction on multi-layered volume holograms by coupled modes method is considered. In dependence of diffraction efficiency of such holograms on angle of incident of beam on hologram or on wave length of incident wave, oscillations are observed. Period of such oscillations is stipulated by distance between separate holograms.

Вступ

На основі одношарових об'ємних голограм розроблені різноманітні оптичні елементи [1], які традиційними методами дуже складно виготовити. Ці голограми також вивчають з метою застосування в голографічних запам'ятовуючих пристроях великої ємності [2]. Для аналізу властивостей таких голограм використовують теорію зв'язаних хвиль [3], за допомогою якої вдається розв'язати хвильове рівняння для середовища, діелектрична проникність якого міняється за періодичним законом. Дво- і багатошарові об'ємні голограми можуть мати значно цікавіші властивості, ніж одношарові за рахунок багатопрменевої інтерференції. Тому теоретичний аналіз таких голограм може виявити певні особливості, що можуть спонукати до подальших експериментальних досліджень і, відповідно, до створення голографічних оптичних елементів нового типу.

Теорія дифракції оптичних хвиль на об'ємних голограмах

Нехай діелектрична проникність вздовж осі Z в об'ємній голограмі завтовшки T (рис.1) міняється відповідно до співвідношення:

$$\varepsilon(x, y, z) = \begin{cases} \varepsilon_a; & -\infty < z < 0, \quad T < z < \infty, \quad -\infty < x < \infty, \\ \varepsilon_a + \varepsilon_1 \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} x\right); & 0 < z < T, \quad -\infty < x < \infty, \end{cases} \quad (1)$$

де Λ – період зміни діелектричної проникності вздовж осі X .

Якщо на таку голограму падає плоска хвиля одиничної амплітуди під кутом θ_0 , то виникають, крім падаючої, ще й дифраговані хвилі. Аналіз поширення оптичних хвиль в періодичному середовищі можна проводити методом зв'язаних хвиль, який в загальному випадку наведений в [3], а один з можливих варіантів розвинений в [4] для об'ємних голограм. З теорії дифракції на товстих голограмах відомо [1, 5], що в багатьох випадках достатньо розглядати лише дві зв'язані хвилі, які дифрагують в нульовому і першому порядках, відповідно під кутом θ_0 і θ_1 . Обмежимося розглядом оптичної хвилі S – поляризації. Подамо напруженість електричного поля так [4]:

$$E(x, z) = \sum_{i=0}^1 A_i(z) \frac{1}{\sqrt{\cos(\theta_i)}} \exp[-j(k_{i,x}x + k_{i,z}z)]. \quad (2)$$

Якщо підставити (2) у хвильове рівняння другого порядку для напруженості електричного поля, в якому діелектрична проникність виражається співвідношенням (1), то матимемо таку систему диференціальних рівнянь [4]:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_0}{dz^2} - 2jk_{0,z} \frac{dA_0}{dz} + a \sqrt{\frac{|\cos(\theta_0)|}{|\cos(\theta_1)|}} A_1 \exp(-j\Delta z) &= 0, \\ \frac{d^2 A_1}{dz^2} - 2jk_{1,z} \frac{dA_1}{dz} + a \sqrt{\frac{|\cos(\theta_1)|}{|\cos(\theta_0)|}} A_0 \exp(j\Delta z) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

де $a = k^2 \frac{n_1}{n_0}$, $n_0 = \sqrt{\varepsilon_a}$, $n_1 = \frac{\varepsilon_1}{2n_0}$, $k^2 = k_i^2 = \left(\frac{2\pi n_0}{\lambda}\right)^2$, $\Delta = k_{1,z} - k_{0,z}$.

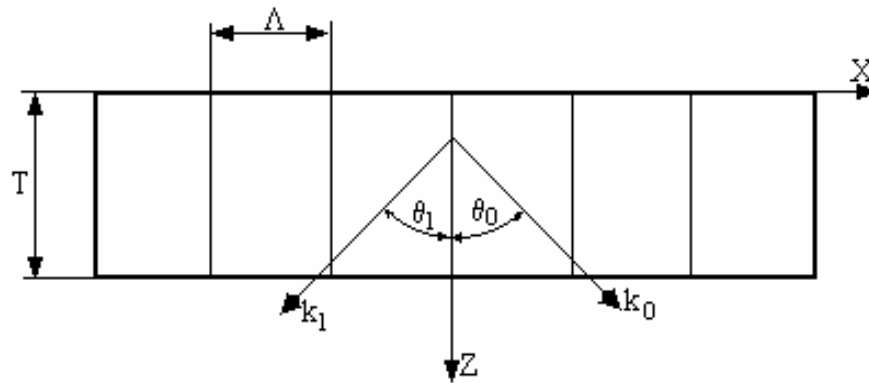


Рис.1. Схематичне зображення поширення плоскої монохроматичної хвилі через періодичне середовище. Λ - період зміни діелектричного середовища вздовж осі X

Кут дифракції θ_1 визначається з умови $K + k_{1,x} - k_{0,x} = 0$ [4], де $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$. Система рівнянь (3) через заміну змінних $A_i(z) = B_i(z) \exp(jk_{i,z}z)$ спрощується і матиме вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 B_0}{dz^2} + k_{0,z}^2 B_0 + a \sqrt{\frac{|\cos(\theta_0)|}{|\cos(\theta_1)|}} B_1 &= 0, \\ \frac{d^2 B_1}{dz^2} + k_{1,z}^2 B_1 + a \sqrt{\frac{|\cos(\theta_1)|}{|\cos(\theta_0)|}} B_0 &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Відомо, що для розгляду дифракції світла на товстих голограмах, коли $n_1 \ll n_0$, використовують параболічне наближення [3], суть якого полягає в тому, що в системі рівнянь (3) нехтують другою похідною. Тоді на основі системи рівнянь (3) заміною змінних $A_0 = C_0 \exp\left(-j\frac{\Delta}{2}z\right)$, $A_1 = C_1 \exp\left(j\frac{\Delta}{2}z\right)$ отримаємо систему:

$$\begin{aligned} \frac{dC_0}{dz} &= j\frac{\Delta}{2}C_0 - j\chi C_1, \\ \frac{dC_1}{dz} &= -j\chi C_0 - j\frac{\Delta}{2}C_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Коефіцієнт зв'язку між зв'язаними хвилями $\chi = \frac{a}{2k\sqrt{\cos(\theta_0)\cos(\theta_1)}}$. Слід зауважити, що для товстих голограм розв'язки системи рівнянь (4) і (5) приводять до однакових результатів. Тому ці системи використовували відповідно для аналізу дифракції на багат шарових голограмах при зміні кута падіння θ_0 плоскої хвилі і довжини хвилі λ .

Особливості дифракції світла на багат шарових голограмах

Системи рівнянь (4, 5) розв'язували методом Рунге-Кутта четвертого порядку (систему (5) можна розв'язати аналітичним методом). В тому місці, де голограма відсутня, $\chi = 0$. На рис. 2 показано зразки багат шарових голограм, які складаються з ідентичних субголограм завтовшки T , розміщених на однакових віддальх d_0 одна від одної.

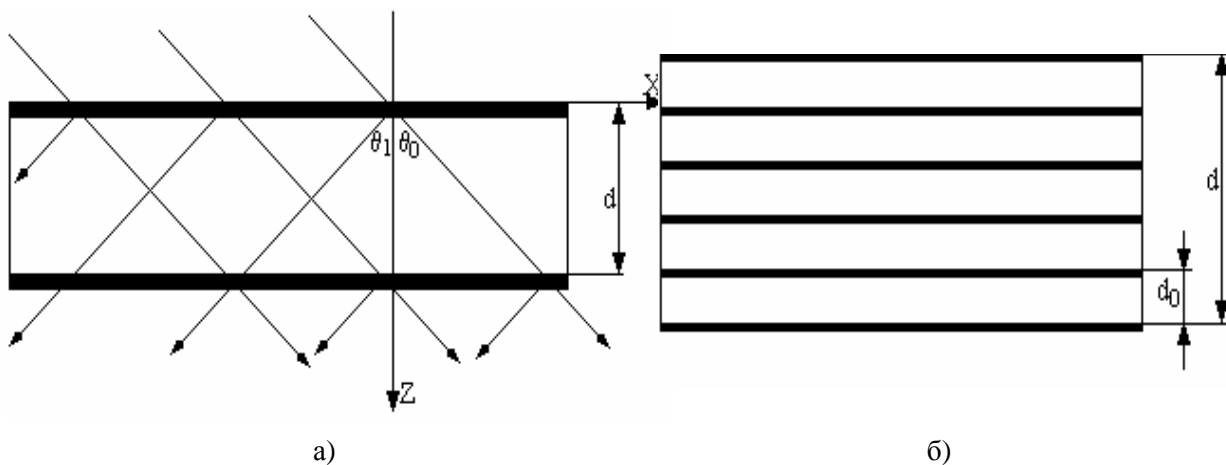


Рис.2. а) двошарова голограма, d – відстань між шарами голограми при товщині голограми T ; б) багат шарова голограма (б голограм), d_0 – відстань між шарами голограми

На рис. 3 показані залежності дифракційної ефективності від кута падіння пучка для звичайної голограми і двошарової голограми (рис.3а) при $T = 10$ мкм і двошарової голограми для $d = 100$ мкм; двошарової голограми при $d = 10$ мм (рис. 3б). Дифракційна ефективність визначається виразом: $\eta = |C_1(d+T)|^2$ або $\eta = |B_1(d+T)|^2$.

На двошарових голограмах спостерігаються осциляції, період яких по куту визначається віддаллю d , а кут, в межах якого осциляції зменшуються до нуля, визначається товщиною окремої субголограми. Аналіз показує, що період осциляції визначається Δ і d . Якщо довжина хвилі – величина постійна, а міняється лише кут падіння на голограму θ_0 , причому $\theta_0 = \varphi_0 + \delta\theta$, то Δ матиме вигляд $\Delta = \frac{4\pi n}{\lambda_0} \sin(\varphi_0) \delta\theta$, де φ_0 - кут Брега. На основі цього співвідношення можна знайти період осциляції по куту для двошарових голограм з умови $\Delta d = 2\pi$. Отже, $\delta\theta$ становить

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{2dn \sin(\varphi_0)}. \quad (6)$$

За формулою (6) можна розрахувати $\delta\theta$ для двошарової голограми, параметри якої відповідають рис. 3б. З цих даних випливає, що для $d = 10$ мм $\delta\theta = 0.29 \cdot 10^{-4}$ рад. З рис.3б також виходить, що значення кутів, при яких спостерігаються мінімуми і максимуми, не залежать від n_1 субголограм.

Якщо кут падіння на голограму не міняється і дорівнює брегівському [3], а міняється довжина хвилі, то $\Delta = \frac{4\pi n}{\lambda_0^2} \sin(\varphi_0) \tan(\varphi_0) \delta\lambda$.

На основі цього співвідношення можна знайти період осциляції дифракційної ефективності у випадку зміни довжини хвилі.

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2dn \sin(\varphi_0) \tan(\varphi_0)}. \quad (7)$$

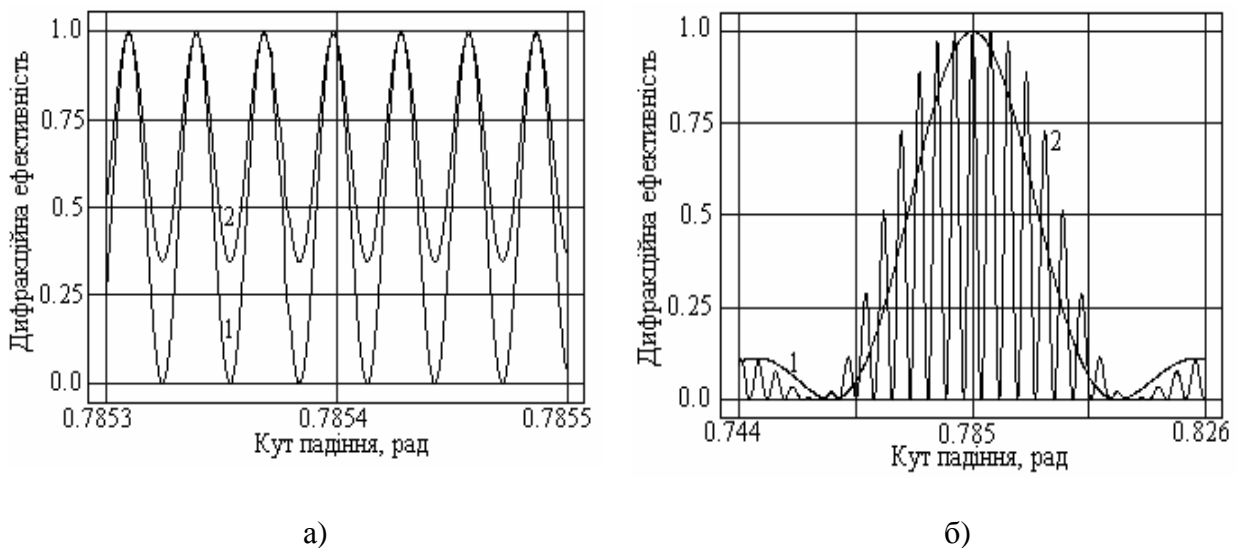


Рис.3. Залежності дифракційної ефективності від кута падіння на голограму. $T = 10$ мкм, $\varphi_0 = \pi/4$, $\lambda_0 = 0.633$, $n_0 = 1.52$: а) 1 – одношарова голограма, $n_1 = 0.022$; 2 – двошарова голограма, $d = 100$ мкм, $n_1 = 0.011$; б) 1 – двошарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.011$; 2 – двошарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.016$ (першої субголограми) і $n_1 = 0.006$ (другої субголограми)

Формули (6) і (7) перевіряли на основі розв'язання диференціальних рівнянь (3) і (4) для різних значень параметрів голограм. Збіг результатів – в межах 1 відсотка.

На рис. 4 подано залежності дифракційної ефективності двох і багатошарових голограм від кута падіння і від довжини хвилі.

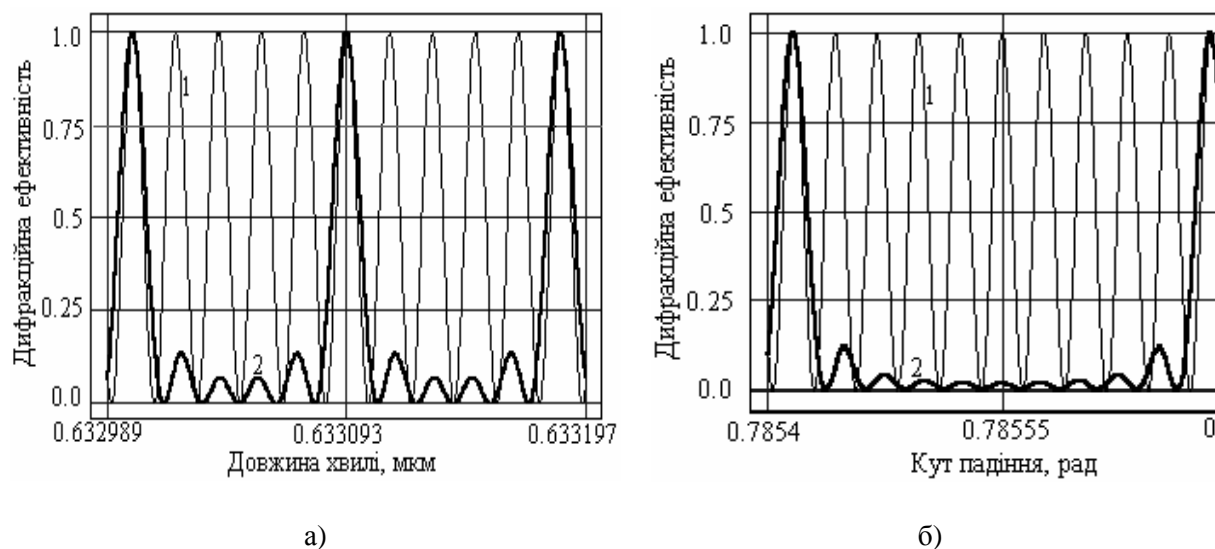


Рис. 4. Залежність дифракційної ефективності багатошарових голограм від кута падіння і від довжини хвилі: а) 1 – двошарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.011$; 2 – одинадцятишарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.002$; б) 1 – двошарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.011$; 2 – шестишарова голограма, $d = 10$ мм, $n_1 = 0.0037$)

Як видно з графіків рис.4, для багатошарових голограм залишається один з $r-1$ піків, де r – кількість субголограм, це пояснюється багатопроменевою інтерференцією в таких голограмах, щось подібне як спостерігається в дифракційних ґратках. Але в нашому випадку основний елемент є субголограма, а в дифракційній ґратці – штрих ґратки. Очевидно, що ці залежності (рис.4) в такому вигляді отримують при періодичному розміщенні субголограм. На рис. 5 наведені залежності дифракційної ефективності від довжини хвилі для одношарових і багатошарових голограм при різних значеннях n_1 . Як видно з рис.5а, максимальна дифракційна ефективність досягається лише при певному значенні n_1 і то лише при виконанні умов Бреґа. Для двошарової голограми при значенні n_1 , більшому від певної величини при рості відхилення від кута Бреґа (або при рості відхилення від довжини хвилі Бреґа) амплітуда осциляцій також зростає, потім досягає максимуму і спадає до нуля, причому завжди знайдеться така довжина хвилі (умови Бреґа не виконуватимуться), при якій дифракційна ефективність близька до одиниці. Максимальна дифракційна ефективність тим ближча до одиниці, чим більша віддаль d між двома субголограмами. Це положення ілюструє графік на рис. 6.

Це означає, що у двошарових голограмах при значенні $n_1 > \frac{\lambda_0 \cos(\varphi_0)}{4T}$ [5] завжди знайдеться кут падіння на голограму при заданій довжині хвилі, коли дифракційна ефективність близька до одиниці. Одношарові голограми такої унікальної властивості не мають.

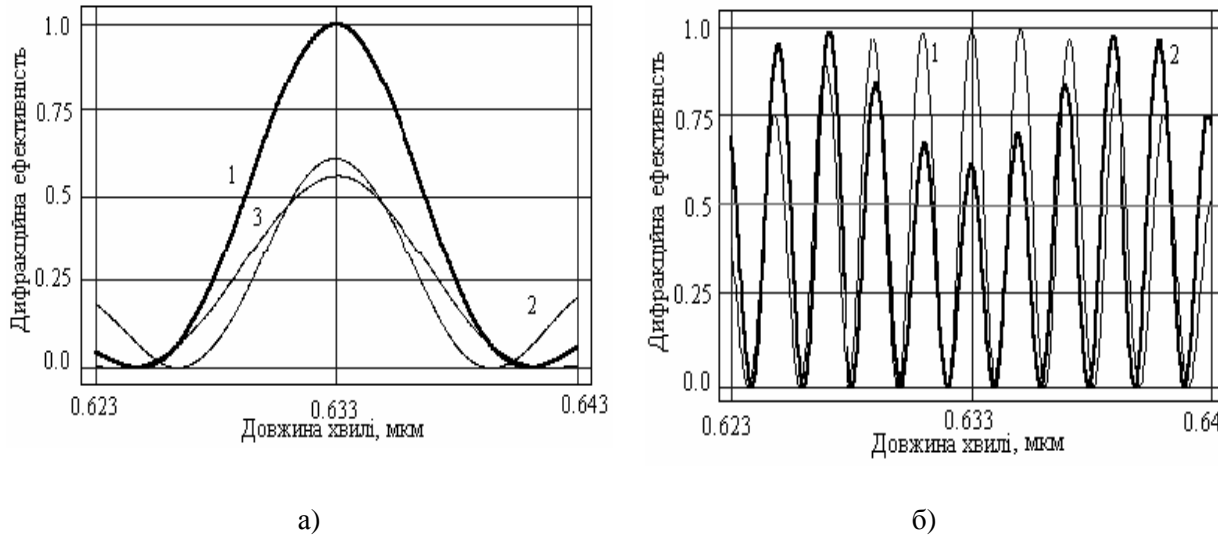


Рис. 5. Залежність дифракційної ефективності від довжини хвилі: а) одношарова голограма, $T = 20$ мкм, 1 – $n_1 = 0.011$; 2 – $n_1 = 0.016$; 3 – $n_1 = 0.006$; б) двошарова голограма, $T = 10$ мкм, $d = 100$ мкм, 1 – $n_1 = 0.011$; 2 – $n_1 = 0.016$

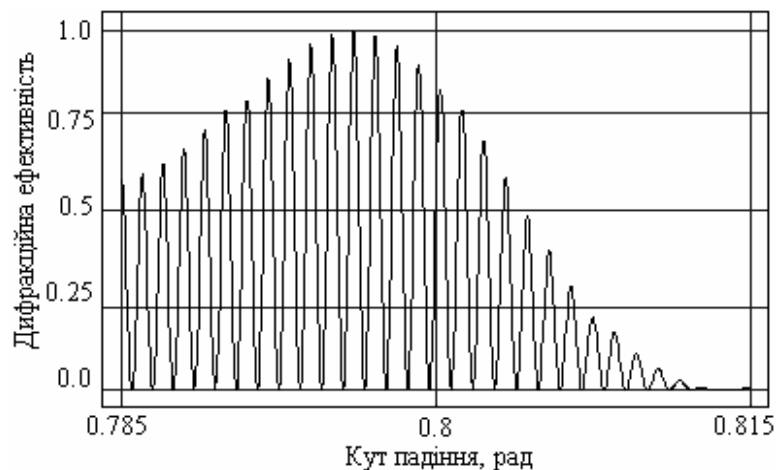


Рис. 6. Залежність дифракційної ефективності для двошарової голограми від кута падіння, $d = 300$ мкм, $\lambda = 0.633$ мкм, $n_1 = 0.0167$

Багатошарові голограми доцільно виготовляти за один технологічний цикл з використанням рідких фотополімерних композицій. Самі фотополімери за своїми характеристиками [7] (дифракційна ефективність 100 відсотків, висока роздільна здатність, чутливість у всій видимій області спектра) і сама технологія запису можуть забезпечити виготовлення багатошарових голограм з характеристиками, що передбачені теоретично.

Висновки

Результати теоретичного аналізу показали, що багатошарові голограми за своїми властивостями відрізняються від звичайних об'ємних голограм. Завдяки їхнім властивостям багатошарові голограми можуть мати декілька застосувань. Їх можна використати в системах електронної стабілізації частоти напівпровідникового лазера [6], замінивши дорогий інтерферометр Фабрі-Перо, можна також застосувати як високоточний давач зміни кута повороту. Багатошарові голограми як дифракційний елемент з певними характеристиками

можуть бути використані в лазерній техніці для селекції довжин хвиль генерації лазерів, в спектральних приладах. Але для з'ясування можливості їх застосування у такий спосіб необхідні додаткові, переважно, експериментальні дослідження.

[1] T. K. Gaylord, M. G. Moharam, Analysis and Applications of Optical Diffraction by Gratings, IEEE. 1985, Vol. 73, N 5, p. 53 – 103.

[2] IBM Holographic Optical Storage Team, Holographic storage promises high data density, Laser Focus World, November 1986, p. 81.

[3] A.Yariv, P. Yeh, Optical waves in crystals, A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, New York., 1984.

[4] V. M.Fitio, A new approach to the diffraction theory of volume holograms with spatial change of refraction index, Proc. SPIE, 2000, Vol. 4148.

[5] H.Kogelnic, Coupled wave theory for thick hologram gratings, Bell Syst. Tech. J., 1969, Vol. 48, p. 2909 – 2947.

[6] X. Такума, Физика полупроводниковых лазеров, М. Мир, 1989, с.310.

[7] Тихонов Е. А., Смирнова Т. Н., Гюльназаров Э. С., Голографическая запись на фотополимерных материалах, Квантовая электроника, Київ, Наукова думка, 1991, №40, с.1-25.

УДК 621.373.43:537.523

Чигінь В.І., Вакарин Е.В.* , Скульський М.Ю.

ДУ “Львівська політехніка”

***Інститут конденсованих середовищ НАН України**

РОЗДІЛЕННЯ ГАЗОВИХ СУМІШЕЙ ПРИ ЗАКРУЧЕННІ ІОНІЗОВАНОГО ПОТОКУ В ПЕРЕХРЕСНИХ ЕЛЕКТРИЧНОМУ І МАГНІТНОМУ ПОЛЯХ

© Чигінь В.І., Вакарин Е.В., Скульський М.Ю., 2000

Здійснено теоретичні оцінки основних параметрів закручення іонізованого газового потоку в перехресних електричному і магнітному полях та ефективності розділення його компонент із відмінними атомними масами завдяки відцентровій силі. Показано, що, прикладаючи напругу U 1000..10000 В між центральним електродом-дротом (діаметр 0,01 м) і циліндром (діаметр 0,1 м) та аксіального магнітного поля H 0.05..1 Т при ступені іонізованості γ газової суміші 10^{-7} .. 10^{-5} , у камері завдовжки 0,1 м можна досягнути обертової швидкості газу десятки-сотні м/с і ступеня розділення R водню і пари сірки десятки-тисячі одиниць. Значення R експоненційно зростає із ростом U , H , γ і молекулярної маси сірки модифікацій S_L .. S_8 . Експериментально перевірена принципова можливість використання нового типу низьковольтних іонізаторів для підвищення ступеня іонізованості газового потоку.

The estimations of the main parameters of ionised gas flow rotation in crossed electric and magnetic fields and also the separating efficiency of gas components with