



УДК 512.64 + 514.12У

MEASUREMENT OF AMPLITUDE AND PHASE MODULATIONS AND THEIR PHASE SHIFT IN THE PROCESS OF HOLOGRAPHIC RECORDING OF THREE-DIMENSIONAL DIFFRACTION GRATINGS: METHODOLOGY AND FINANCIAL AND ECONOMIC ASPECTS OF DEVELOPMENT

ВИМІРЮВАННЯ АМПЛІТУДНОЇ ТА ФАЗОВОЇ МОДУЛЯЦІЙ ТА ЇХ ФАЗОВОГО ЗСУВУ В ПРОЦЕСІ ГОЛОГРАФІЧНОГО ЗАПИСУ ТРИВИМІРНИХ ДИФРАКЦІЙНИХ РЕШІТОК: МЕТОДИКА І ФІНАНСОВО-ЕКОНОМІЧНІ АСПЕКТИ РОЗВИТКУ

Akhmerov O. Y. / Ахмеров О.Ю.

Zhukov S. O. / Жуков С.О.

Savasteeva O. M. / Савастєєва О.М.

Tyurin O. V. / Тюрин О.В.

Odesa National University named after I.I.Mechnikov

Одеський національний університет, Одеса, Дворянська, 2, 65082

Анотація. Для уявлення про механізми запису 3D голограм пропонується методика вимірювання коефіцієнта поглинання $\Delta\alpha$ та показника заломлення Δn в об'ємі реєструючого середовища у полі двох інтерферуючих світлових хвиль рівної інтенсивності безпосередньо в процесі реєстрації 3D дифракційної решітки. Для вимірювання $\Delta\alpha$ та Δn , а також зміщення дифракційної решітки щодо записуючої її інтерференційної картини в процесі реєстрації дифракційної решітки вимірюється не тільки інтенсивність пучків світла I_1 і I_2 , що вийшли з дифракційної решітки, здійснюється також аналіз залежності I_1 і I_2 від фазового зсуву дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини. Цій фазовий зсув складеться або за рахунок зміщення інтерференційної картини відносно дифракційної решітки, що досягається примусовою короткочасною (порівняно з тривалістю запису решітки) зміною оптичної довжини шляху одного з записуючих променів, або за рахунок зміщення дифракційної решітки щодо записуючої її інтерференційної картини. Залежності I_1 і I_2 від фазового зсуву дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини від 0 до 2π реалізовані в халькогенідних склоподібних напівпровідниках та в лужно-галоїдних кристалах. Наприкінці розглянуто фінансово-економічні аспекти розвитку інноваційно-інвестиційної діяльності та відмічена зацікавленість і роль держави відповідно до інтелектуально-орієнтованого вектору розвитку методів голографії.

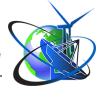
Ключові слова: Дифракційна решітка, голограма, інтерференційна картина, фазовий зсув, амплітудна, фазова модуляція

Одним з найбільш розвинених видів тривимірної візуалізації дійсності виступає голографія, яка в процесі еволюційного розвитку трансформувалася з похідної оптичної науки в окрему галузь інформаційних, телекомунікаційних та фотонних технологій. Перспективи її розвитку є актуальними сьогодні та будуть



ними залишатися такими у майбутньому. Втім, поки зарано говорити про масове впровадження цієї новації в суспільне повсякденне життя, адже можливість генерувати голограми в режимі реального часу поки відсутня з огляду на брак пристроїв, здатних впоратися з візуалізацією надзвичайно великого потоку інформації. Водночас, наявні в сучасному світі можливості використання голографії, зокрема, у нових інформаційних технологіях управління бізнесом, потребують розв'язання певних аспектів щодо такого виду інноваційного фінансування. Однією із характерних ознак забезпечення процесу розвитку сучасних прогресивних економік виступає їх інтелектуальна орієнтованість, яка визначеним способом знаходить власне практичне втілення, з однієї сторони, у формуванні сприятливого середовища та генерації інноваційної продукції, зокрема, в оптичній галузі, та, з іншої сторони, в генеруванні сталих умов стимулювання інвестиційної активності суб'єктів ринку щодо реалізації певних фінансових алокацій в актуальні інноваційні проекти. Отже, сучасний соціально-економічний контекст визначає необхідність розбудови сприятливих умов реалізації інноваційно-інвестиційної діяльності відповідно до інтелектуально-орієнтованого вектору розвитку економічної системи.

З метою розвитку методів голографії потрібно вирішувати цілий комплекс науково-технологічних і організаційних проблем, серед яких окреме місце посідає проблема активізації фінансових інвестицій в оптичну галузь, яка в останні десятиліття перейшла новий рубіж розвитку – цифрову голографію. Саме удосконалення обчислювальних алгоритмів та дослідження новітніх технологічних характеристик оптично цифрових інструментів обробки інформації є головною складовою успішного майбутнього розвитку цифрової голографії. Використання обчислювальних структур, які ґрунтуються на інноваційних нейронних технологіях та характеризуються розгалуженою паралельною архітектурою, дозволяє припустити, що у найближчому майбутньому стане можливим ефективне управління тривимірним візуальним середовищем у віртуальному просторі, що, в свою чергу, стане важливим компонентом системи формування сучасної економіки знань.



Для розробки нових та вдосконалення наявних реєструючих середовищ, що використовуються у тривимірній голографії, необхідно мати точне уявлення про механізми запису 3D голограм у кожному конкретному випадку реєструючого середовища, в процесі якого відбувається зміна оптичних характеристик реєструючого матеріалу (коефіцієнта поглинання $\Delta\alpha$ та показника заломлення Δn) у полі двох інтерферуючих світлових хвиль [1]. Але, хоча фотостимульовані зміни коефіцієнтів оптичного поглинання і заломлення спостерігаються у всіх матеріалах та описані в багатьох роботах [2,3], проте фотоіндуковані процеси, що відбуваються в періодичному інтерференційному полі при голографічному запису, досліджені недостатньо. Це пов'язано з тим, що використання для аналізу голографічного запису даних, отриманих при однорідному засвіченні зразків, виявляється не зовсім коректним, бо зовсім не враховується можлива дифузія носіїв заряду та точкових дефектів між областями з неоднаковою освітленістю.

Отже, для з'ясування механізму голографічного запису важливе значення має розробка методів вимірювання характеристик голограми безпосередньо в процесі її реєстрації, які дозволяли би встановлювати в різні моменти запису зміни коефіцієнта поглинання $\Delta\alpha$ та показника заломлення Δn (амплітудну та фазову компоненти голограми [4]), а також фазовий зсув просторового розподілу $\Delta\alpha$ і Δn щодо записуючої інтерференційної картини.

Запропоновані раніше методи, які дозволяють вирішити сформульовані вище завдання, можуть бути реалізовані тільки при фазовому записі [5]. У разі ж амплітудно-фазових голограм роздільний вимір амплітудної та фазової модуляції вдається здійснити або для вже записаної елементарної голограми – тривимірної дифракційної решітки [6], або вони вимірювалися з точністю до деякої постійної величини, за умов, що під час запису не відбувалася зміна середнього показника заломлення та поглинання [7]. Важливо так само підкреслити, що всі методи, що розглядаються, не дають можливості встановити зсув решітки щодо записуючої її інтерференційної картини (фазовий зсув), а, значить, і з'ясувати роль дифузійних процесів в механізмі голографічного запису, а ті методи фазомодульованої голографії, які дозволяють це зробити, вимагають



застосування коштовної та складної апаратури [8].

Нами запропоновано спрощений варіант методу фазомодульованої голографії для роздільного визначення амплітудної та фазової модуляцій та їх фазового зсуву щодо записуючої інтерференційної картини при записі амплітудно-фазової дифракційної решітки, який позбавлений зазначених вище недоліків. Для цього в досліджуваному матеріалі здійснюється запис елементарної голограми (амплітудно-фазової дифракційної решітки) двома пучками світла рівної інтенсивності I_0 , що сходяться (Рис. 1).

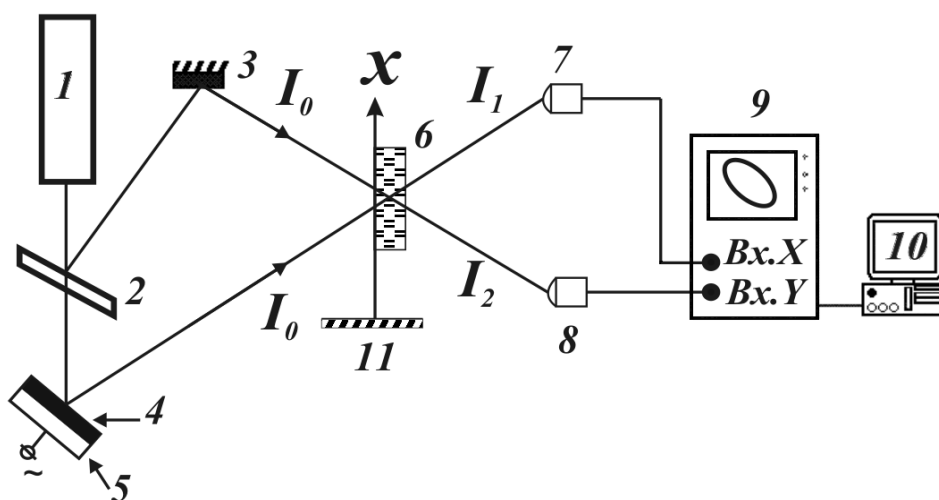


Рис.1. Принципова схема установки для визначення амплітудної та фазової модуляцій при записі амплітудно-фазової дифракційної решітки.

1-лазер; 2-світлоділник; 3-,4-відбивні дзеркала, 5-п'єзокераміка; 6-3D реєструюче середовище; 7,8-фотодіоди; 9-осцилограф; 10-аналізатор (комп'ютер); 11-об'єкт, на якому закріплене 3D реєструюче середовище.

При інтерференції двох плоских світлових хвиль із рівними інтенсивностями I_0 , інтенсивність світла в інтерференційній картині $I(x)$ змінюється згідно із законом:

$$I(x) = 2I_0(1 + \cos Kx), \quad (1.1)$$

де $K = \frac{2\pi}{d}$, d – період інтерференційної картини. При реєстрації інтерференційної картини (тобто дифракційної решітки) просторовий розподіл $\Delta\alpha(x)$ та $\Delta n(x)$ у середовищі, що реєструє (тобто дифракційній решітці) описується формулами:



$$\Delta\alpha(x) = \overline{\Delta\alpha} + \Delta\alpha_0 \cos(Kx + \Delta\psi), \quad (1.2)$$

$$\Delta n(x) = \overline{\Delta n} + \Delta n_0 \cos(Kx + \Delta\psi), \quad (1.3)$$

де $\overline{\Delta\alpha}$ і $\overline{\Delta n}$ – середні по об'єму зміни коефіцієнтів поглинання та заломлення, $\Delta\alpha_0$, і Δn_0 – амплітуди їх модуляцій, $\Delta\psi$ – фазовий зсув дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини (1.1).

Для встановлення $\overline{\Delta\alpha}$, $\Delta\alpha_0$, Δn_0 і $\Delta\psi$ в процесі реєстрації дифракційної решітки нами вимірюється не тільки інтенсивність пучків світла I_1 і I_2 , що вийшли з дифракційної решітки, здійснюється також аналіз залежності I_1 і I_2 від фазового зсуву дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини. Цей фазовий зсув складається або за рахунок зміщення інтерференційної картини відносно дифракційної решітки $\Delta\varphi$, що досягається примусовою короткочасною (порівняно з тривалістю запису решітки) зміною оптичної довжини шляху одного з променів за рахунок зміщення дзеркала, що відбиває, закріпленого на п'єзокераміці (Рис. 1, елемент 5), або за рахунок $\Delta\psi$, що обумовлено зміщенням дифракційної решітки щодо записуючої її інтерференційної картини. У такому випадку загальний фазовий зсув дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини складе $\Delta\psi + \Delta\varphi$.

Кожен з пучків світла I_1 і I_2 , що вийшли з решітки, відповідно з амплітудами A_1 і A_2 формується в результаті інтерференції двох променів – пройшовшого та дифрагованого. Тому отримуємо:

$$A_1 = r_1 \exp[-i(\Phi_r - \Delta\psi - \Delta\varphi)] + s_2 \exp(-i\Phi_s), \quad (1.4)$$

$$A_2 = r_2 \exp(-i\Phi_r) + s_1 \exp[-i(\Phi_s - \Delta\psi - \Delta\varphi)], \quad (1.5)$$

де r_1 , r_2 і s_1 , s_2 – амплітуди, а Φ_r і Φ_s – фази відповідно, пучків світла, що пройшли через решітку і пучків світла, що дифрагували на решітці.

З урахуванням умови рівної інтенсивності падаючих пучків світла для амплітуд r і s отримуємо [1,9]

$$r_1 = r_2 = r = A_0 \exp\left(-\frac{\overline{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \cos(v - iv_\alpha), \quad (1.6)$$

$$s_1 = s_2 = s = iA_0 \exp\left(-\frac{\overline{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \sin(v - v_\alpha), \quad (1.7)$$



$$v = \frac{\pi \Delta n_0 L}{\lambda \cos \theta}, \quad v_\alpha = \frac{\Delta \alpha_0 L}{2 \cos \theta},$$

де L – товщина решітки, θ – кут Брегга, λ – довжина хвилі, v і v_α – параметри, що характеризують, відповідно, фазову та амплітудну складові дифракційної решітки, якщо $v = 0$, то решітка амплітудна, якщо ж $v_\alpha = 0$ – фазова, при $v \neq 0$ і $v_\alpha \neq 0$ – амплітудно-фазова.

Підставляючи (1.6) і (1.7) в (1.4) і (1.5) і помножуючи на комплексно спряжену величину, можна визначити інтенсивності I_1 і I_2 пучків світла, що вийшли з решітки:

$$\begin{aligned} I_1 &= A_1 A_1^* = rr^* + ss^* + rs^* \exp[-i(\Phi_r - \Phi_s - \Delta\psi - \Delta\varphi)] \\ &\quad + sr^* \exp[i(\Phi_r - \Phi_s - \Delta\psi - \Delta\varphi)], \\ I_2 &= A_2 A_2^* = rr^* + ss^* + rs^* \exp[-i(\Phi_r - \Phi_s - \Delta\psi - \Delta\varphi)] \\ &\quad + sr^* \exp[i(\Phi_r - \Phi_s - \Delta\psi - \Delta\varphi)]. \end{aligned}$$

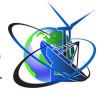
Пучок, що дифрагував, формується в результаті відбиття падаючого світла від оптично більш щільних площин решітки, у яких $n = \bar{n} + \Delta n$. Оскільки, при цьому відбувається втрата на півхвилі [10] і, отже, $\Phi_r - \Phi_s = \pi$, то для I_1 і I_2 остаточно отримуємо

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \exp\left(-\frac{\overline{\Delta\alpha}L}{\cos \theta}\right) [ch2v_\alpha - sh2v_\alpha \cos(\Delta\psi + \Delta\varphi) \\ &\quad - \sin 2v \sin(\Delta\psi + \Delta\varphi)], \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} I_2 &= I_0 \exp\left(-\frac{\overline{\Delta\alpha}L}{\cos \theta}\right) [ch2v_\alpha - sh2v_\alpha \cos(\Delta\psi + \Delta\varphi) \\ &\quad + \sin 2v \sin(\Delta\psi + \Delta\varphi)]. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Аналогічні вирази для інтенсивностей I_1 і I_2 наведені в [11, 12] для випадку, коли в процесі запису відбулося тільки зміщення решітки, що реєструються щодо записуючої просторово стабільної інтерференційної картини, тобто коли $\Delta\varphi = 0$.

Розглянемо, яку криву описуватиме кінець вектора I , якщо його проекції на ортогональні осі I_1 і I_2 визначаються формулами (1.8) і (1.9), при зміні фазової неузгодженості $\Delta\psi + \Delta\varphi$ від 0 до 2π (передбачається, що зміна фази між



пучками, що падають $\Delta\varphi$ відбувається за такий проміжок часу, коли решітку можна вважати стаціонарною, тобто $\Delta\psi = \text{const}$).

Для візуального спостереження цієї кривої достатньо сигнали з фотодіодів 7 і 8 (Рис. 1) подати на вхід X і Y осцилографа або двокоординатного самописця. Як випливає з (1.8) і (1.9), при різниці фаз $\Delta\psi + \Delta\varphi = 0, \pi$ і 2π інтенсивності I_1 і I_2 рівні незалежно від співвідношення амплітудного (v_α) і фазового (v) вкладу в дифракцію. Тому в цьому випадку кінець вектора I завжди знаходиться на прямій OO_1 , що проходить через початок координат під кутом 45° (Рис. 2). При $\Delta\psi + \Delta\varphi = 0$ или 2π величина I мінімальна, а при $\Delta\psi + \Delta\varphi = \pi$ – максимальна (умовно це відображається відрізками O_1 та O_2 на прямій OO_1 , (Рис. 2).

Якщо ж перейти до системи координат XO_1Y , в якій вісь X збігається з прямою OO_1 , а її початок зміщено щодо точки O (Рис. 2) на відрізок $OO_1 = X_0$

$$X_0 = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \text{ch}2v_\alpha. \quad (1.10)$$

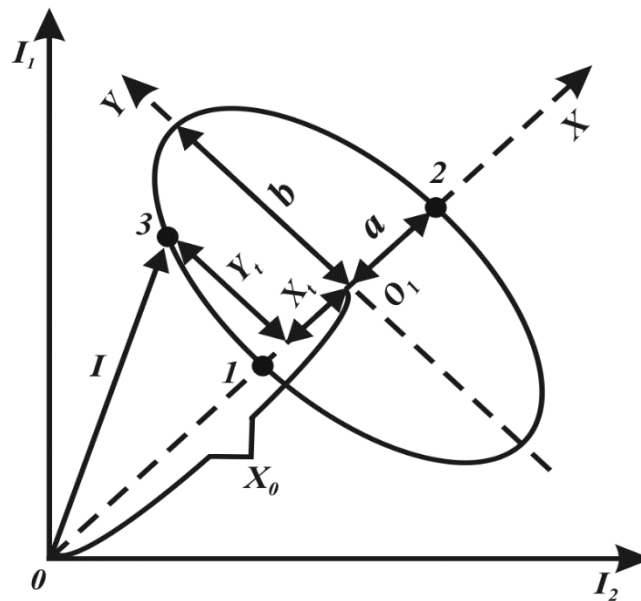


Рис. 2. Траєкторії, що описуються кінцем вектора I при зміні фазового неузгодження $\Delta\psi + \Delta\varphi$ від 0 до 2π .

Тоді, координати (X, Y) кінця вектора I задаються виразами



$$X = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) \operatorname{sh} 2v_\alpha \cos(\Delta\varphi + \Delta\psi), \quad (1.11)$$

$$Y = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) \sin 2v \sin(\Delta\varphi + \Delta\psi). \quad (1.12)$$

Звідси, виключаючи аргумент $\Delta\psi + \Delta\varphi$, отримуємо, що траєкторія, яку описує кінець вектора I , являє собою еліпс

$$\frac{X^2}{a^2} + \frac{Y^2}{b^2} = 1, \quad (1.13)$$

де

$$a = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) \operatorname{sh} 2v_\alpha, \quad (1.14)$$

$$b = \sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) \sin 2v \quad (1.15).$$

Визначаючи для цього еліпса величини півосей a і b , а також величину зміщення початок координат XO_1Y X_0 (Рис. 2), можна встановити окремо як амплітудну v_α і фазову v модуляції, так і середнє поглинання $\bar{\alpha}L$. З рівнянь (1.10) та (1.14) маємо:

$$\operatorname{th} 2v_\alpha = \frac{a}{X_0}, \quad \text{звідси } v_\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arcth} \frac{a}{X_0}. \quad (1.16)$$

Відповідно для фазового вкладу та середнього поглинання з рівнянь (1.10), (1.14) та (1.15) отримуємо

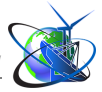
$$\sin 2v = \frac{b}{\sqrt{X_0^2 - a^2}}, \quad \text{звідси}$$

$$v = \frac{\pi}{2}m + (-1)^m \arcsin\left(\frac{b}{\sqrt{X_0^2 - a^2}}\right), \quad (1.17)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$

$$\exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos \theta}\right) = \sqrt{\frac{X_0^2 - a^2}{2I_0^2}}, \quad \text{звідси}$$

$$\bar{\alpha}L = \frac{1}{2} \cos \theta \ln \sqrt{\frac{2I_0^2}{X_0^2 - a^2}}. \quad (1.18)$$



Оскільки величина півосі a пропорційна амплітудній, а півосі b – фазовій модуляції, то у разі чисто фазового запису ($v_\alpha = 0$ і, відповідно, $a = 0$) еліпс перетворюється на пряму, паралельну осі Y і проходить через точку O_1 , а при чисто амплітудному запису ($v = 0$ і, відповідно, $b = 0$) – у пряму, спрямовану по осі X . У разі амплітудно-фазового запису ($v_\alpha \neq 0, v \neq 0$) форма еліпса («витягнутість» вздовж осі X або Y) залежить від вкладу амплітудної або фазової модуляції.

Таким чином, тільки за виглядом еліпса, без додаткових розрахунків, можна якісно оцінити співвідношення зазначених модуляцій при реєстрації решітки. Так, наприклад, нами були зареєстровані траєкторії, що описуються кінцем вектора I при зміні фазового неузгодження $\Delta\varphi$ від 0 до 2π при умові, що $\Delta\psi = \text{const}$, для решітки, записаної в халькогенідних склоподібних напівпровідниках (ХСН) та для решітки, записаної в лужно-галоїдних кристалах (ЛГК). Як і слід було очікувати, у ЛГК переважно реалізується амплітудна [13], а ХСН – фазова [14] складові (Рис. 3).

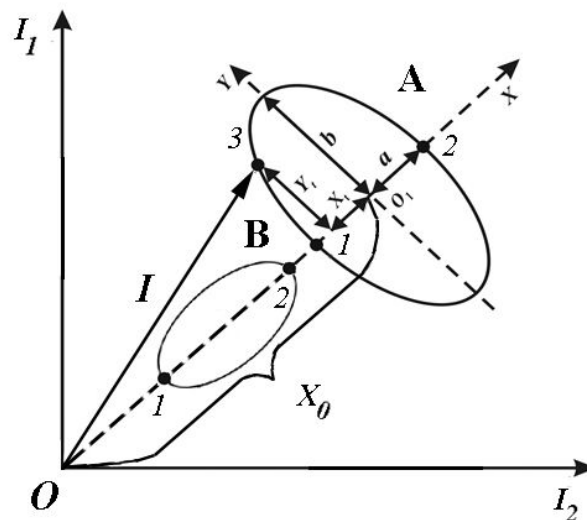
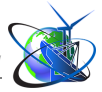


Рис. 3. Траєкторії, що описуються кінцем вектора I при зміні фазового неузгодження $\Delta\varphi$ між пучками від 0 до 2π при умові, що $\Delta\psi = \text{const}$:

А) для решітки, записаної в ХСН, В) для решітки, записаної в ЛГК.

Розглянемо тепер коли фазова неузгодженість $\Delta\psi + \Delta\varphi$ здійснюється тільки в результаті зміщення записаних дифракційних решіток щодо інтерференційної картини, що створює її, тобто в результаті зміни $\Delta\psi$ а $\Delta\varphi = 0$.



Тому, якщо в процесі будь якого часу запису відбувається зазначене зміщення $\Delta\psi$, то кінець вектора I з проекціями I_1 і I_2 зміщуватиметься в точку еліпса, що задається рівняннями (1.13) – (1.15). Розглянемо тепер деякі окремі випадки:

1. Кінець вектора I знаходиться на прямій OO_1 і не змінює свого положення під час запису. Це відповідає умові $\Delta\psi = 0$ або $\Delta\psi = \pi$. При виконання першої умови значення I_1 і I_2 мінімальні (кінцю вектора I відповідає точка 1 на прямій OO_1), дифракційна решітка не зміщена відносно інтерференційної картини, що записує її і, отже, запис є негативним. У випадку ж $\Delta\psi = \pi$ інтенсивності I_1 і I_2 максимальні (кінцю вектора I відповідає точка 2 на прямій OO_1), дифракційна решітка зміщена щодо інтерференційної картини, що її записує, а запис є позитивним. Оскільки як при негативному, так і при позитивному записах кінець вектора I знаходиться на прямій OO_1 , для встановлення характеру запису необхідно провести додаткові вимірювання, пов'язані зі з'ясуванням залежності I від фазової неузгодженості між пучками $\Delta\varphi$, що падають. Якщо при таких вимірах, коли кінець вектора I описує еліпс, відбувається збільшення проекції I на вісь X , отже, початкове значення I було мінімальним, а запис – негативним. Якщо ж навпаки, при вимірі, що розглядається, проекція I на вісь X зменшується, то, значить, первісне значення I було максимальним, а запис – позитивним.

2. Кінець вектора I під час запису не знаходиться на прямій OO_1 , а змінює своє положення і, в будь-який момент часу запису, кінцю вектора I відповідає деяка точка на еліпсі, що не збігається з точками 1 і 2 (наприклад, точка 3 на рис. 2). Це відповідає умові $\Delta\psi \neq 0$ або $\Delta\psi \neq \pi$ та $\Delta\psi \neq 2\pi$. Ґрунтуючись на описаних вище міркуваннях та прийомах вимірювань можна за положенням цієї точки на еліпсі для будь-якого моменту запису встановити величину фазового зміщення $\Delta\psi$ дифракційної решітки щодо записуючої інтерференційної картини. Підставляючи координати X_1 і Y_1 для точки 3 (Рис. 2) в (1.11) і (1.12), отримаємо

$$X_1 = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \text{sh} 2v_\alpha \cos(\Delta\varphi + \Delta\psi),$$

$$Y_1 = -\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \sin 2v \sin(\Delta\varphi + \Delta\psi).$$



Звідси, при умові, що $\Delta\varphi = 0$, маємо

$$\cos(\Delta\psi) = \frac{X_1}{-\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \operatorname{sh} 2v_\alpha} = -\frac{X_1}{a},$$

або

$$\sin(\Delta\psi) = \frac{Y_1}{-\sqrt{2}I_0 \exp\left(-\frac{2\bar{\alpha}L}{\cos\theta}\right) \sin 2v} = -\frac{Y_1}{b}.$$

З'ясуємо тепер середньоквадратичну помилку визначення v , v_α , $\bar{\alpha}L$. Оскільки величини a , b , X_0 одного порядку, то природно припустити, що відносні похибки їх виміру однакові:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta b}{b} = \frac{\Delta X_0}{X_0} = \delta.$$

Звідси, з урахуванням виразів (1.16), (1.17) та (1.18) для середньоквадратичних помилок величин v , v_α , $\bar{\alpha}L$ отримуємо:

$$\begin{aligned}\Delta v_\alpha &= \frac{\delta}{2\sqrt{2}} \operatorname{sh} 4v_\alpha; \\ \Delta v &= \frac{\delta}{2} \sqrt{1 + \frac{1 + th^4 2v_\alpha}{(1 - th^2 2v_\alpha)^2}} \operatorname{tg} 2v; \\ \Delta(\bar{\alpha}L) &= \frac{\delta \cos \theta}{2} \sqrt{1 + \frac{1 + th^4 2v_\alpha}{(1 - th^2 2v_\alpha)^2}}.\end{aligned}$$

Відповідні залежності для відносних похибок $\frac{\Delta v_\alpha}{v_\alpha \delta}$, $\frac{\Delta v}{v \delta}$ та $\frac{\Delta(\bar{\alpha}L)}{(\bar{\alpha}L) \delta}$ наведені на рис. 4.

З отриманих залежностей випливає, що у переважній області значень v , v_α , $\bar{\alpha}L$ похибка їх визначення ненабагато перевищує похибку прямих вимірювань. Для значень $v_\alpha \approx 1$, $\bar{\alpha}L \approx 0$ і $v = \frac{\pi}{4}(2n - 1)$, де $n = 1, 2, 3, \dots$, похибка дуже велика і ці значення з вимірювань слід виключити.

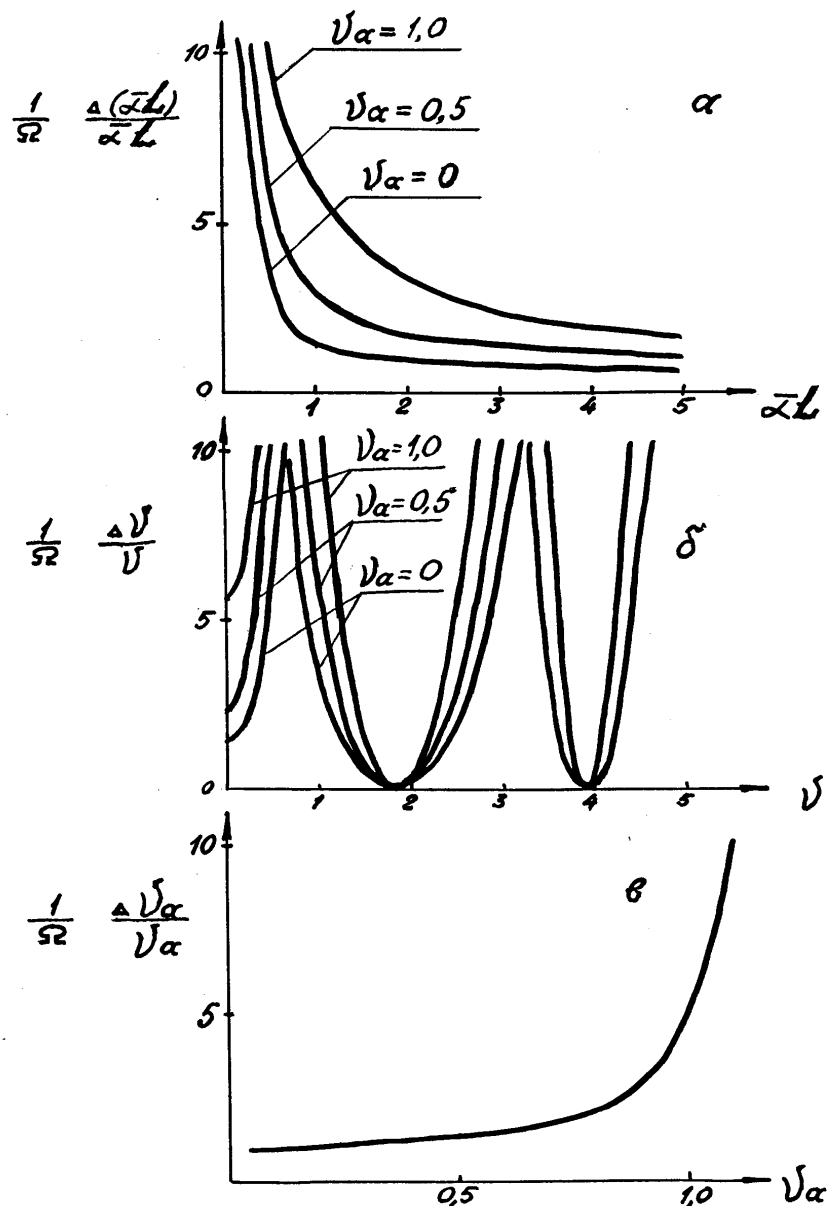


Рис. 4. Відносні похибки визначення середнього поглинання (а), коефіцієнтів фазової (б) і амплітудної (в) модуляцій тривимірної пропускаючої дифракційної решітки, при різних значеннях ν_α з використанням формул (1.16), (1.17) і (1.18).

Щодо напрямів фінансування інновацій, зокрема, розробок, заснованих на процесах голографічного запису, наприклад, в маркетинговій діяльності та менеджменті, потрібно зазначити, що кон'юнктурні умови функціонування сучасних бізнес-суб'єктів зумовлюють особливу роль інновацій як потужного інструменту стимулювання трансформаційних процесів розвитку бізнес-



суб'єктів, запорукою забезпечення їх конкурентоспроможності в рамках ринкового середовища. Запровадження новітніх інтелектуально-орієнтованих технологій в технологічні, виробничі, маркетингові або адміністративно-управлінські процеси комерційної діяльності створює можливості каталізації процесів підприємницького розвитку. Інтелектуально-орієнтоване інвестування інноваційної діяльності в сучасному світі реалізується шляхом фінансування досліджень, розробки стартапів, створення спеціальних організаційних утворень як середовища розробки та імплементації інновацій (акселератори, бізнес-інкубатори тощо), а також через формування внутрішньо-організаційних механізмів впровадження інноваційних проектів. Одним з найбільш перспективних векторів інтелектуально-орієнтованого інвестування інноваційної діяльності в сучасному світі виступає фінансування стартап-проектів, зокрема, венчурне фінансування. Венчурний капітал застосовується в якості економічного інструменту для початкового фінансування основної діяльності компанії, стабілізації її ринкових позицій та забезпечення сталого розвитку: інвестор надає необхідний обсяг інвестиційних ресурсів через формування власної частки у статутному капіталі або забезпечує реалізацію механізму пов'язаного кредитування. До основних переваг венчурного фінансування потрібно віднести високі темпи акумулювання інвестицій, що не залежать від загального обсягу заощаджень в економіці, а також перспективу одержання надприбутків в разі успішної реалізації стартап-ідеї. Водночас, основним недоліком є високий рівень ризикованості прийняття інвестиційних рішень, які в майбутньому можуть виявитися неефективними щодо мінімізації економічних втрат та вибору пріоритетних напрямків інвестиційної діяльності.

Якщо ж з'ясовувати можливості використання інновацій, заснованих на процесах голографічного запису, в стратегічних галузях, потрібно відзначити зацікавленість і роль держави щодо підтримки процесів інтелектуально-орієнтованого фінансування інноваційної діяльності, яка може знаходити практичне втілення у широкому спектрі функціональних форм і напрямків. Одними з найбільш використовуваних видів залучення державного



фінансування в частині забезпечення інтелектуально-орієнтованого інвестування є забезпечення прямого інвестування інноваційних проєктів, формування сприятливих умов для їх розробки і створення відповідного специфічного інфраструктурного середовища, яке через фінансову локалізацію, запровадження специфічних фіскальних режимів та інформаційно-консультативного простору формує максимально сприятливе середовище розробки і просування стартап-проєктів, які створюються в оптичній галузі на основі використання технології голографічного запису.

Література

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. Пер. с англ. – М., Мир, 1973. – 686 с.
2. Шварц К.К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. // Рига: Зинатне. 1986. – 232 с.
3. Neo Jang., Sanghera Jaskinder. S, MacKenzie John D. Chalcobalide glasses for infrared fiber optics. // Opt. Eng. – 1991. – V.80, N4. – P.470-479.
4. Алексеев-Попов А.В., Гевелюк С.А. Определение вкладов амплитудной и фазовой модуляций в дифракционную эффективность объемных голограмм. // Оптическая голография, Л., 1983, с.14-24.
5. Денесюк Ю.И., Савостьяненко И.А., Васильева Б.И. Особенности записи голограмм в регистрирующей среде реоксан. // УФН. – 1990. – Т.26. – С.139-143.
6. Алексеев-Попов А.В., Дьяченко Н.Г., Мандель В.Е. Тюрин А.В. Дисперсия оптических параметров в толстых амплитудно-фазовых голограммах. // Опт. и спектр. – 1990. – Т.47, вып. 3. – С.583-587.
7. Tomlinson W.J., Aumfler G.D. Technique for refractive index changes in photochromatic materials. // Appl, Opt. – 1975. – V.14, N5. – P.1100-1104.
8. Bader T.R. Hologram Gratings. Amplitude and Phase components. // Appl. Opt. -1975. – V.14, N12. – P.2818-2819.
9. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thuck Hologram Gratings. // The Bell System TECHNICAL JOR. – 1969. – V. 48, N9. – P.2909-2947.



10. Ландсберг Г.С. // Оптика. – М.: Наука, 1976. – 928 с.
11. Виницкий В.Л., Кухтарев И.В. Динамическая голография. // Киев: Наукова думка 1983. – 86 с.
12. Алексеев-Попов А.В., Гевелюк С.А. Влияние сдвига между амплитудными и фазовыми компонентами на свойства трехмерных амплитудно-фазовых голограмм. // Оптическая голография с записью в трехмерных средах. – Л.: Наука. 1989. – С. 25-32.
13. Озолс А.О. Предельные характеристики амплитудно-фазовых голограмм на аддитивно окрашенных кристаллах KBr. // Изв. АН Латв. ССР. Сер. физ. и техн. наук. – 1978. – 35, с.16-25.
14. Цукерман В.Г. Запись голограмм в халькогенидных материалах системы As-S. // Новые регистрирующие среды для голографии. – Л.: Наука, 1983. – С. 45-64.

Abstract. To understand the mechanisms of recording 3D holograms, a method of measuring the absorption coefficient $\Delta\alpha$ and the refractive index Δn in the volume of the recording medium in the field of two interfering light waves of equal intensity directly during the recording of a 3D diffraction grating is proposed. To measure $\Delta\alpha$ and Δn , as well as the displacement of the diffraction grating relative to its recording interference pattern, during the recording of the diffraction grating, not only the intensity of the light beams I_1 and I_2 , that emerged from the diffraction grating is measured, but also the dependence of I_1 and I_2 on the phase shift of the diffraction grating relative to the recording interference pattern is analyzed. This phase shift will be formed either by shifting the interference pattern relative to the diffraction grating, which is achieved by a forced short-term (compared to the duration of the grating recording) change in the optical path length of one of the recording rays, or by shifting the diffraction grating relative to the interference pattern recording it. The dependencies of I_1 and I_2 on the phase shift of the diffraction grating relative to the recording interference pattern from 0 to 2π are implemented in chalcogenide glassy semiconductors and in alkali halide crystals. Finally, the financial and economic aspects of the development of innovative and investment activities are considered and the interest and role of the state in accordance with the intellectually oriented vector of the development of holography methods are noted.

Key words. Diffraction grating, hologram, interference pattern, phase shift, amplitude, phase modulation