

УДК 535.4

**В. І. Юрлов<sup>1</sup>, С. О. Шило<sup>2</sup>, А. С. Лапчук<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Samsung Electro-mechanics CO, LTD,

314, Suwon, Gyunggi-Do, Korea

<sup>2</sup>Інститут проблем реєстрації інформації НАН України

вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна

## **Аналіз впливу конструкційних особливостей дифракційних оптичних модуляторів на контраст зображення**

*Проаналізовано процеси, пов'язані з контрастом зображення, що утворюються за допомогою скануючого оптичного модулятора (СОМ). Показано, що амплітудний дисбаланс елементів оптичного модулятора викликає принципові обмеження на досягнення максимального контрасту в СОМ та в інших світлових модуляторах. Це явище може бути компенсовано коректним дизайном і оптимальним вибором відношення ширин стрічка/отвір.*

**Ключові слова:** дифракція, скануючий оптичний модулятор, оптичне зображення.

### **1. Вступ**

Гратки оптичних модуляторів дифракційного типу були розроблені для застосування в 1D-мірних лазерних проекційних дисплеях [1–5]. Використання скануючого оптичного модулятора (СОМ) і лазерного джерела світла дає зображення з дуже багатю кольоровою гамою і добрим кольоровим насиченням. У лазерних проекційних дисплеях СОМ є одномірним піксельним масивом, зображення якого дає пряму лінію. Двовимірне зображення утворюється скануванням лінійного зображення в перпендикулярному напрямку.

Механізм оптичної модуляції базується на застосуванні активних відбиваючих дифракційних структур, які вносять певний фазовий зсув між двома частинами світлового пучка. Результатом цього фазового зсуву є локальна модуляція інтенсивності різних дифракційних порядків. У фокальну площину (площину просторових частот) системи ставиться діафрагма (фільтр Шлірена), що має апертурні отвори, розташовані так, щоби пропускати тільки певні просторові частоти пучка світла. Діафрагма пропускає тільки бажані дифракційні порядки і відсікає всі інші. Описана процедура перетворює фазову модуляцію оптичного пучка на амплітудну [4].

© В. І. Юрлов, С. О. Шило, А. С. Лапчук

Активний фазовий зсув для відбитого світла забезпечується мікромеханічною структурою, що складається з рухомих дзеркало-подібних стрічок зі щільностями між ними та дзеркального дна. Ці стрічки підвішені над підкладкою на деякій висоті й обладнані спеціальними мікропозиціонерами для переміщення стрічок ввверх-вниз за допомогою прикладеної напруги. Зміна висот стрічок утворює різні оптичні шляхи для світла, що відбивається від стрічок, і дна, що дає змінювати фазовий зсув між цими двома його частинами.

Деякі з цих пристроїв є одновимірними дифракційними ґратками і отримали назву *Grating Light Valves* (GLV): виробляються за допомогою технології *Silicon Light Machine* (SLM) [1]. Пристрої іншого типу розроблені компанією Eastman Kodak [2] і відомі як *Grating Electromechanical Systems* (GEMS). Технологія GEMS побудована на основі двовимірної структури, але вона також утворює одновимірний масив пікселів і має такий же самий модуляційний механізм. Кожен із цих двох приладів використовує електростатичні сили як рушійний механізм (*micro-mechanical actuator*). Скануючий оптичний модулятор [3–5], який був розроблений компанією Samsung Electro-mechanics, використовує схожу дифракційну структуру і мікромеханічний п'єзоелектричний рушійний механізм для зсуву відзеркалюючих стрічок.

Одним із найбільш важливих параметрів цих пристроїв є контраст зображення. В дисплеях контраст визначається як відношення інтенсивностей світла в рівномірно яскравій та рівномірно темній зоні зображення:

$$C = \frac{I_{on}}{I_{off} + I_0}, \quad (1)$$

де  $I_{on}$  — рівень інтенсивності яскравої зони, а  $I_{off} + I_0$  — рівень інтенсивності темної зони. Знаменник у рівнянні (1) має найбільший вплив на ступінь контрасту, оскільки його значення мале, більш того він може змінюватись у дуже широких межах, залежачи від конкретної апаратної реалізації приладу. Наразі, ми вважаємо, що рівень темряви визначається двома некогерентними компонентами:  $I_{off}$  є залишковою інтенсивністю світла, що йде від SLM-стрічок і винятково визначається тільки процесами в SLM;  $I_0$  — є інтенсивність некогерентного розсіяного світла, що йде від оточуючих оптичних компонент. Джерелом цього світла може бути як лазерне випромінювання, так і фонове світло.

Для того щоб досягнути високого ступеню контрасту, необхідно зменшити дві названі компоненти в знаменнику (1). Величина інтенсивності фону  $I_0$  не залежить від фізичних принципів і механізмів функціонування SLM, і тому в цій роботі не аналізується. Далі ми вважатимемо, що досягнення малих значень  $I_0$  відбувається за рахунок оптимізації оптичної системи, належного оптичного дизайну та інших чинників. Але ми сконцентруємося, головним чином, на вивченні залишкового рівня інтенсивності  $I_{off}$ , який визначається конкретним SLM.

Для модуляції світла SLM використовує принципи дифракції, які, в цілому, дуже добре розвинені [1–5], а загальна теорія дифракційних ґраток викладена в

великій кількості монографій і статей [6–11]. Але деякі важливі деталі такі як амплітудна стабільність, умови підвищення співвідношення контрасту і розмір допусків конструкції SLM, що відображаються на розташуванні дифракційних порядків, все ще недостатньо відпрацьовані. В цій статті, ми намагаємося дослідити наявний потенціал для подальшого розвитку проекторів на основі SLM з метою утворення зображення з високим відношенням контрасту. Буде проведений аналіз особливостей появи різних порядків дифракції, а також допуски на розміри ребер SLM.

Головним методом у роботі виступають підходи скалярної дифракції і Фур'є-аналізу. Оптичний модулятор являє собою нескінченну двошарову структуру в 2D-просторі. В частині 2 цієї статті, фрагментарно описаний механізм утворення зображення в СОМ і формулюються умови балансу для досягнення високого контрасту. Частина 3 присвячена аналізу явища *заповнення* і його впливу на контраст. В частині 4 моделюється СОМ дифракційна картина з урахуванням близько польових явищ у шарах СОМ, та подвійне вігнетування в отворах, яке вносить додатковий дисбаланс. Наприкінці ми отримуємо оптимальні розміри СОМ. У заключній частині 5 ми описуємо експерименти і аналізуємо отримані результати. Велику увагу зосередимо на технології СОМ, але потрібно зазначити, що отримані результати можуть застосовуватися до будь-якого просторового модулятора дифракційного типу.

## 2. Утворення зображення в просторовому модуляторі світла дифракційного типу

Концептуально СОМ працює з двома відбиваючими шарами, його роботу зображено на рис. 1,а. Верхній шар утворений із відзеркалюючих рухомих смужок з отворами між ними, проте нижній шар являє собою рівне дзеркало. Верхній шар обладнаний п'єзоелектричними перетворювачами, які здатні зсувати кожну смужку у вертикальному напрямку. Умовно назвемо верхній відзеркалюючий шар: «активним», а нерухоме нижнє дзеркало — «пасивним» шаром. При опроміненні такої структури певна порція світла, що досягає верхніх смужок, відбивається і повертається назад, утворюючи активну компоненту оптичного поля  $S_A(y)$ . Інша частина світла проходить через отвори смужок і відбивається вже від нижнього шару пристрою, даючи розподіл  $S_P(y)$ . Таким чином, віддзеркалене поле є сумою двох вищезгаданих компонент:

$$S_R(y) = S_A(y - T/2) + S_P(y) \cdot \exp(-j \cdot \varphi), \quad (2)$$

де

$$S_A(y) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} S_{0A}(y - iT), \quad (3)$$

$$S_P(y) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} S_{0P}(y - iT). \quad (4)$$

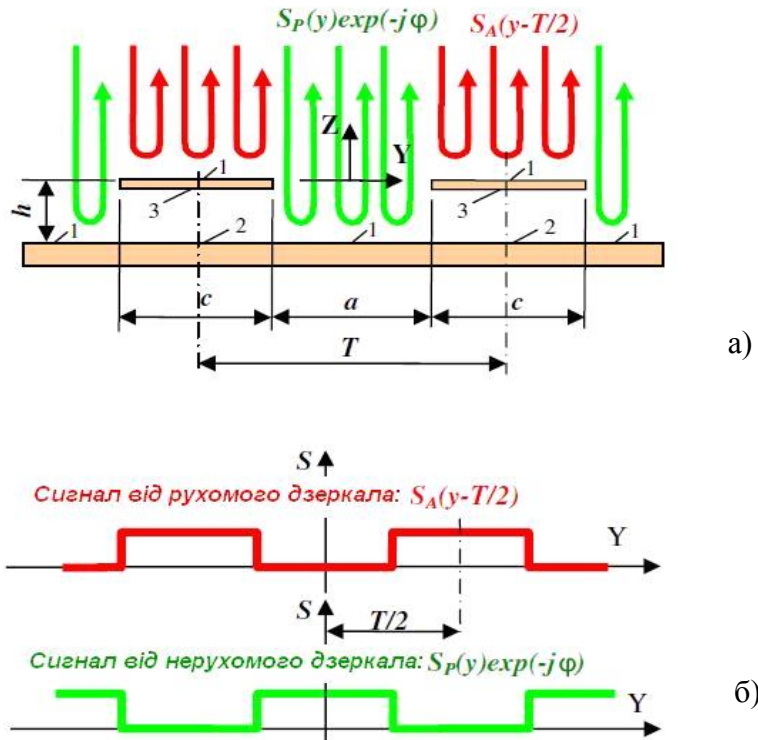


Рис. 1. Дифракційна структура СОМ (а) і розподіл світлового поля на дві компоненти (б)

Поля  $S_{0A}(y)$  і  $S_{0P}(y)$  — це елементарні польові сигнали, що відбилися від однієї смужки та від нижнього шару, пройшовши крізь отвір відповідно;  $T$  — період дифракційної структури СОМ. Наближено, ці польові розподіли можна зобразити графічно (рис. 1,б). При цьому, початок координат знаходиться на верхньому шарі, як це показано на рис. 1, і рухається «вверх-вниз» за допомогою п'єзоелектричного приводу. Фазовий зсув між активною і пасивною компонентами буде ігнорований, оскільки він є рівним для цих польових розподілів. Далі звернемо увагу тільки на різницю фаз між тими компонентами, які записані у правій частині рівняння (2).

Також припустимо, що сигнал від рухомого дзеркала (активний сигнал) має нульовий фазовий зсув, а на пасивний сигнал буде накладено певну фазову затримку  $\varphi$ . Очевидно, що цей фазовий зсув  $\varphi$  є просто оптичною різницею ходу  $2 \cdot h$  променя.

Рис. 2. відображає концептуальну діаграму системи візуалізації, яка використовує технологію СОМ. Власне кажучи, використовуються два можливі системні режими: це режим нульового порядку (рис. 2,а) і режим першого порядку (рис. 2,б). В обох випадках СОМ розташовується в об'єктній площині проєкційної лінзи, а екран — у площині зображення. Діафрагма Шлірена (Schlieren) розміщується в задній фокальній площині проєкційної лінзи. Цей компонент виконує функцію затвора і відсікає деяку частину оптичного пучка у фокальній площині.

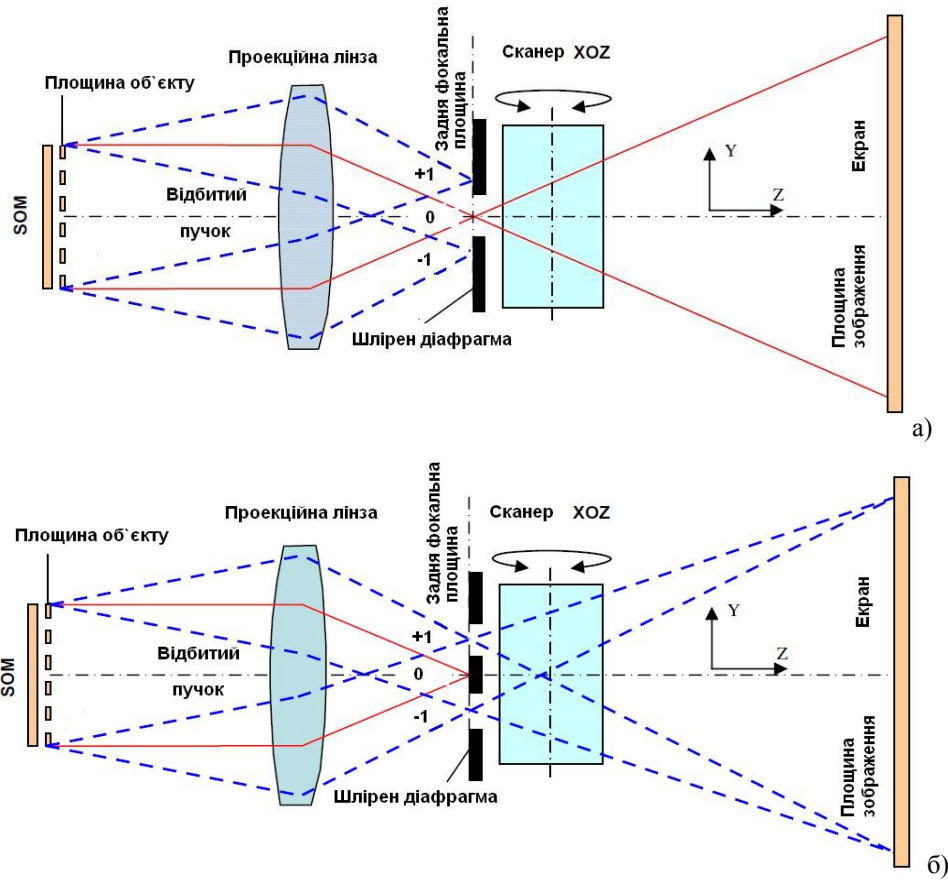


Рис. 2. Концептуальна діаграма дисплею: а) режим нульового порядку; б) режим першого порядку

Для другого режиму, діафрагма має дві щілини для проходження променів +1-го та -1-го порядків дифракції. У цьому випадку тільки порядки  $\pm 1$  приймають участь в утворенні зображення на екрані, а всі інші — відсікаються. Відбиті сигнали  $S_A(y)$  та  $S_B(y)$  (рівняння (2)) є періодичними функціями, які розподілені по  $y$ -координаті з однаковим періодом  $T$ . Ці компоненти сигналу утворюють дискретну дифракційну картину з великою кількістю дифракційних порядків, що розташовані в одних місцях задньої фокальної площини проекційної лінзи. Розклавши рівняння (2) у ряд Фур'є [6], ми отримаємо розподіл дифракційного поля в області просторових частот:

$$G_r(\omega) = G_A(\omega) + G_P(\omega) = 2\pi \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp(-jn\pi) \delta(\omega - n \frac{2\pi}{T}) + 2\pi \cdot \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n \exp(-j\varphi) \delta(\omega - n \frac{2\pi}{T}), \quad (5)$$

де  $A_n$  і  $P_n$  — коефіцієнти ряду Фур'є для активної та пасивної компонент відповідно;  $\omega$  — просторова частота;  $\delta(\omega)$  — дельта-функція Дірака. Рівняння (2) відображає дифракційну картину як суперпозицію двох компонент: від верхнього і нижнього шарів. Тому кожний дифракційний порядок може бути представлений як векторна сума цих двох компонент на комплексній площині. Можна побачити,

що залежно від фазового зсуву  $\varphi$ , амплітуди дифракційних порядків змінюються від максимальних до мінімальних значень.

Але більш важливим параметром, який суттєво впливає на співвідношення контрасту, є залишковий (мінімальний) рівень сигналу ( $I_{off}$ ) в рівнянні (1). У першому наближенні для  $\arg\{A_n\} = \arg\{P_n\}$ , мінімальний рівень сигналу досягається коли

$$\begin{cases} \varphi_n = (2N + 1 + n)\pi, \\ H_n = \frac{2N + 1 + n}{4} \cdot \lambda, \end{cases} \quad (6)$$

де  $n = 0, 1$  — номери дифракційних порядків ( $n = 0$  відповідає нульовому режиму, а  $n = 1$  відповідає режиму першого порядку, які відповідно зображені на рис. 2, а і 2, б);  $N = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  — цілі числа;  $\lambda$  — довжина хвилі;  $H_0$  та  $H_1$  — певні висоти щілин, що забезпечують особливі фазові зсуви  $\Phi_0$  та  $\Phi_1$ , які, в свою чергу, дають деструктивну інтерференцію між активною і пасивною компонентами.

Як витікає з рівняння (5), рівень залишкової інтенсивності  $I_{off}$ , що визначає принципові обмеження за рівнем контрасту, може бути знайдений із наступних співвідношень:

$$I_{off} = \begin{cases} 4\pi^2 |A_n \exp\{-jn\pi\} + P_n \exp\{-j\Phi_n\}|^2; n = 0, \\ 8\pi^2 |A_n \exp\{-jn\pi\} + P_n \exp\{-j\Phi_n\}|^2; n = 1, \end{cases} \quad (7)$$

при цьому  $\Phi_n$  визначається із співвідношення (6).

В ідеальному випадку (рис. 1, б), можна припустити (не беручи до уваги просторовий зсув  $T/2$  і фазовий зсув  $\Phi$ ), що активний і пасивний відбиті сигнали рівні один одному:  $S_A(y) = S_B(y)$ . Тоді їхні внески в усі дифракційні порядки будуть також рівні:  $A_n = P_n$ , а залишковий рівень  $I_{off} = 0$ . Унаслідок вищезгаданих умов співвідношення контрасту не буде мати будь-яких обмежень, окрім паразитного (шкідливого) сигналу, що визначається фоновною компонентою  $I_0$ .

У реальній ситуації  $S_A(y) \neq S_B(y)$ , або іншими словами можна сказати, що вони неточно рівні один одному. Більш того, окрім зсуву  $T/2$  і постійного фазового зсуву  $\Phi$ , ці сигнали можуть мати різні форми амплітуд і різні фазові розподіли. Наприклад, помилки виробництва призведуть до того, що ширина верхніх стрічок  $c$ , не буде дорівнювати розмірам отворів  $a$ , і як наслідок цього, ширини відбитих пучків світла виявляться,  $c \neq a$ . Тоді, внески активних і пасивних сигналів в дифракційні порядки стають різними,  $A_n \neq P_n$ . Таке розбалансування призведе до того, що виникне суттєве збільшення сигналу залишкового рівня,  $I_{off} \neq 0$ .

Як тільки  $A_n$  і  $P_n$  стають комплексними числами виникають дві можливі причини дисбалансу між активними і пасивними компонентами в кожному дифракційному порядку:

1) фазовий дисбаланс:

$$\Delta\Phi_n = \arg\{A_n\} - \arg\{P_n\}; \quad (8)$$

2) амплітудний дисбаланс:

$$\Delta_n = |A_n| - |P_n|. \quad (9)$$

Цей фазовий дисбаланс впливає на рівняння (6). З метою досягнення мінімуму залишкового рівня сигналу, необхідно забезпечити іншу висоту щілини,  $h \neq H_n$ , що забезпечить фазовий зсув  $\Phi + \Delta\phi$  замість того, що нам дає рівняння (6). Таким чином, фазовий дисбаланс легко компенсується під час процедури калібрування схемою курування СОМ, в якій встановлюється відповідна напруга зсуву, що забезпечує оптимальну висоту щілини  $h$  для досягнення мінімального рівня  $I_{off}$ . Зазвичай, фазовий дисбаланс дуже малий і непомітний на фоні флуктуацій висоти щілини.

Амплітудний дисбаланс змінює рівняння (7), а компенсація цього потребує більш точного контролю співвідношення ширини *смужка/отвір* під час виробничого процесу.

### 3. Фактор заповнення

Дифракційна картина, яку утворює ґратка прямокутної форми, вивчалася багатьма дослідниками. Загальні концепції, які покладені в основу роботи такої системи, викладені у фундаментальній праці [7]. Застосування методу Фур'є-перетворень розвинені в [8, 9]. Залежності ефективності бінарної ґратки від фактору заповнення представлені в [10, 11]. Зокрема, в [11] аналізується залежність ефективності від фактору заповнення.

Тим не менше, такі специфічні пристрої як SLM, і такі параметри як коефіцієнт контрасту, ще не аналізувалися у вищезазначених роботах. Проблема стабільності амплітуд парних і непарних дифракційних порядків ніколи ще не розглядалася детально.

Візьмемо будь-яку дифракційну ґратку (пропускаючу або дзеркальну). Нехай бінарна амплітудно-модульована дифракційна ґратка, в якій періодична структура розподілена вздовж осі у таким чином, що амплітуда вихідного поля  $S(y)$  дорівнює 1 в інтервалі  $0,5T$  і 0. Тоді

$$S(y) = \text{rect}\left(\frac{y}{F \cdot T}\right) \otimes \sum_{i=-N/2}^{N/2} \delta(y - i \cdot T), \quad (10)$$

де  $\text{rect}\left(\frac{y}{F \cdot T}\right) = \begin{cases} 1 & \text{якщо } -0,5 \leq y \leq 0,5 \\ 0 & \text{інаше} \end{cases}$  є прямокутною функцією;  $F \approx 0,5$  — фактор заповнення;  $T$  — період ґратки;  $N$  — число отворів (смужок) ґратки.

Для безкінечної ґратки  $N = \infty$  рівняння (10) описує сигнал, ідентичний як активній (без зсуву в  $T/2$ ) так і пасивній відбитим компонентам у SLM (див. (3), (4) і рис. 1,в).

Для відбиваючої ґратки фактор заповнення  $F$  представляє граничну ширину  $c$ , яка має відношення до періоду  $T, F = c/T$ .

Дифракційне поле в області просторових частот  $\omega$  може бути записано як Фур'є-перетворення виразу (10)

$$G(\omega) = R(\omega) \cdot A(\omega), \quad (11)$$

де

$$R(\omega) = F \cdot \text{sinc}(F \cdot T \cdot \omega/2) \quad (12)$$

є поодиноким дифракційним розподілом або обвідною, що визначає амплітуди всіх дифракційних порядків  $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ ;  $\omega$  — просторова частота (як це визначалося вище), а член

$$A(\omega) = \frac{\sin[(N+1) \cdot T \cdot \omega/2]}{\sin(T \cdot \omega/2)} \quad (13)$$

описує масив факторів дифракційних порядків.

Форма обвідної функції  $R(\omega T/2\pi)$  для трьох факторів заповнення (0,47, 0,5 і 0,53) зображена на рис. 3, з якого видно, що утворене дифракційне поле  $G(\omega T/2\pi)$  виступає кривою, яка фіксує положення дифракційних порядків області просторових частот. Горизонтальна вісь відноситься до несучої частоти  $\Omega = 2\pi/T$ , таким чином вона представляє номер дифракційного порядку,  $n = \omega/\Omega$ . Рис. 3 чітко доводить, що навіть малі зміни у факторі заповнення, біля точки  $F = 0,5$ , призводять до ефектів зміни амплітуд різних дифракційних порядків. Можна також побачити, що в областях 0, 2, 4, 6-го дифракційних порядків амплітуда змінюється суттєво, тоді як для 1, 3 і 5-го дифракційних порядків амплітуда залишається стабільною.

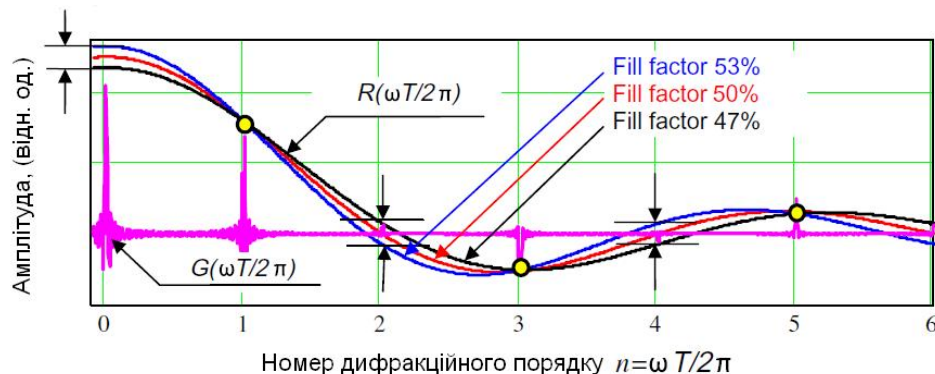


Рис. 3. Поведінка обвідної функції  $R(\omega)$ , коли фактор заповнення (fill factor)  $F$  слабо змінюється



Якщо підставити  $\omega = n \cdot 2\pi / T$  у рівняння (12), то ми отримаємо відносну амплітуду  $n$ -го порядку дифракції в одиницях фактору заповнення  $F$ :

$$R_n = F \cdot \text{Sinc}(F \cdot \pi \cdot n). \quad (14)$$

Ці залежності для різних дифракційних порядків зображені на рис. 4, де також видно однакову поведінку парних і непарних дифракційних порядків. Так, в області, близькій до  $F = 0,5$ , всі парні порядки мають рівний максимум (мінімум) і стабільну поведінку їхніх амплітудних кривих, тоді як непарні порядки мають нахил і нестабільні залежності амплітуд. Для того щоб оцінити потужність цього ефекту, ми розглянемо поведінку похідних  $\partial R_n / \partial F$  поблизу точки  $F = 0,5$ . Провівши диференціювання виразу (14) за змінною  $F$ , знаходимо

$$D_n = \frac{\partial R_n}{\partial F} = \cos(0,5\pi \cdot n + \sigma \cdot \pi \cdot n), \quad (15)$$

де  $\sigma = F - 0,5$  є незначною варіацією фактору заповнення поблизу точки. Для всіх непарних дифракційних порядків ( $n = 2i + 1$ ;  $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ), знаходимо:

$$D_{2i+1}^{\text{Непарн}} = \sin\left(\frac{2i+1}{2}\pi\right) \cdot \sin[(2i+1)\sigma \cdot \pi] \approx (2i+1)\sigma \cdot \pi. \quad (16)$$

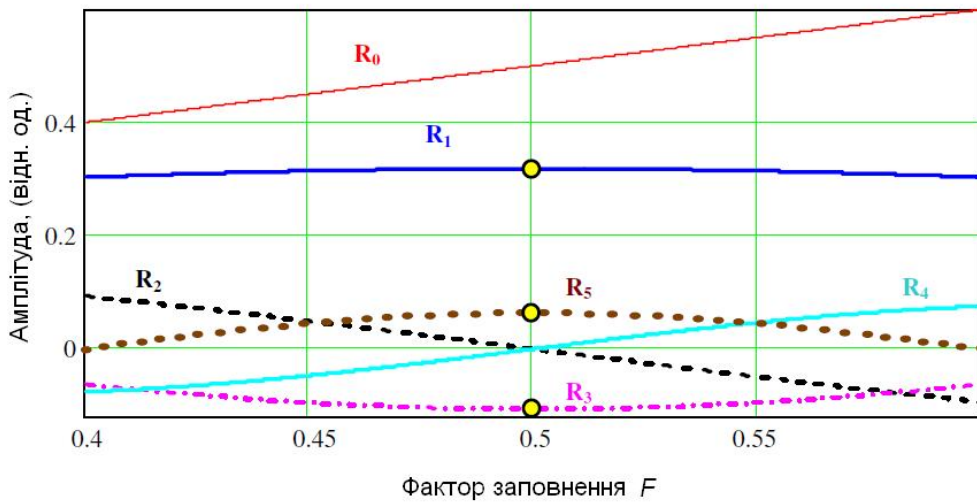


Рис. 4. Залежності амплітуди  $R_n$  від різних дифракційних порядків при  $F = 0,5$

Для всіх парних дифракційних порядків ( $n = 2i$ ;  $i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ )

$$D_{2i}^{\text{Парн}} = \cos(i\pi) \cdot \cos(2i\sigma\pi) \approx \pm 1. \quad (17)$$

Чутливість амплітуди до змін фактору заповнення для непарного дифракційного порядку  $n = 2i + 1$  відносно до чутливості сусіднього непарного дифракційного порядку  $n = 2i$  записується як

$$\frac{D_{2i+1}^{\text{Непарн}}}{D_{2i}^{\text{Парн}}} = (2i + 1)\sigma\pi . \quad (18)$$

З рівнянь (16)–(18) видно, що відносна стабільність непарних дифракційних порядків зменшується зі збільшенням номеру дифракційного порядку і набуває максимуму для  $\pm 1$ -го порядків. Для 0-го дифракційного порядку наближення (17) стає точним і справджується для будь-яких  $\sigma$ .

Фізична природа цього явища дуже проста і лежить в області фазових співвідношень між оптичними компонентами різних дифракційних порядків, які знаходяться в дальній польовій області. Для дифракції Фраунгофера на нескінченній дифракційній ґратці, амплітуда  $n$ -го дифракційного порядку може бути визначена через коефіцієнти ряду Фур'є для гармоніки з номером  $n$ . Розподіл поля в близькій зоні може бути представленим рівнянням (10) з  $N \rightarrow \infty$  для нормально падаючого пучка світла з нескінченним хвильовим фронтом. Зазначені коефіцієнти Фур'є записуються у вигляді:

$$R_n = \frac{1}{T} \int_{-0,5T}^{0,5T} S(y) \cdot \exp(-j \cdot n \frac{2\pi}{T} \cdot y) dy . \quad (19)$$

Коли проміжком інтегрування виступає період  $T$ , то з (10) можна зробити припущення, що  $S(y) = \text{rect}(y/c)$ , тому інтеграл (19) ненульовий тільки всередині інтервалу  $-0,5c < y < 0,5c$ . Таким чином, відносна амплітуда  $n$ -го дифракційного порядку визначається компонентами із зазначеного інтервалу. Більш того, цей інтервал приблизно дорівнює половині періоду,  $c = 0,5T \pm \sigma T \approx 0,5T$ .

На рис. 5 зображено геометричну інтерпретацію інтегральної суми (19). Тривимірний простір має горизонтальну координату  $y$ ; інша горизонтальна координата  $Im$  відноситься до уявної частини комплексної амплітуди, а вертикальна координата  $Re$  — до дійсної частини комплексної амплітуди. Модуль комплексної амплітуди  $|S(y)|$  відображається суцільною лінією (рис. 5).

Фазовий множник у рівнянні (19) призводить до зміни лінійної фази вздовж координати  $y$ , в результаті чого вектор фази  $\exp\{-jn(2\pi/T)y\}$  обертається навколо осі  $y$  за спіральною траєкторією (рис. 5,б, точкова лінія). Можна також побачити, що швидкість обертання залежить від номеру дифракційного порядку  $n$ .

Зміна коефіцієнта заповнення означає додавання (або віднімання) компонент близьких до країв інтервалу  $0,5c < y < 0,5c$ . Як показано на рис. 5,а для нульового порядку дифракції фазовий множник дорівнює 1, а всі компоненти мають однаковий нульовий фазовий зсув (без обертання). Таким чином, усі компоненти інтегральної суми у формулі (19) знаходяться в фазі і забезпечують рівні внески. Амплітуди нульового порядку  $R_0$  змінюється лінійно з коефіцієнтом заповнення ( $F = 0,5 + a$ ), що збігається з формулою (17) і рис. 4.

Для першого порядку дифракції, як представлено на рис. 5,б, вектор комплексної амплітуди  $\exp\{-j(2\pi/T)y\}$  обертається таким чином, що змінює свій фазовий

зсув від  $-\pi/2$  (на лівому краю інтервалу  $c$ ) до  $\pi/2$  (на правому краю інтервалу  $c$ ). Крайові компоненти знаходяться поза фазою (або зі зворотним знаком) і не впливають на (17); вони взаємно усувають одна одну. Збільшення (або зменшення) коефіцієнта  $F$  призводить до збільшення (зменшення) інтервалу  $c$  для цих позафазових компонентів, що не впливають на (17). Таким чином, зміна коефіцієнта заповнення не має впливу на значення амплітуди першого порядку дифракції.

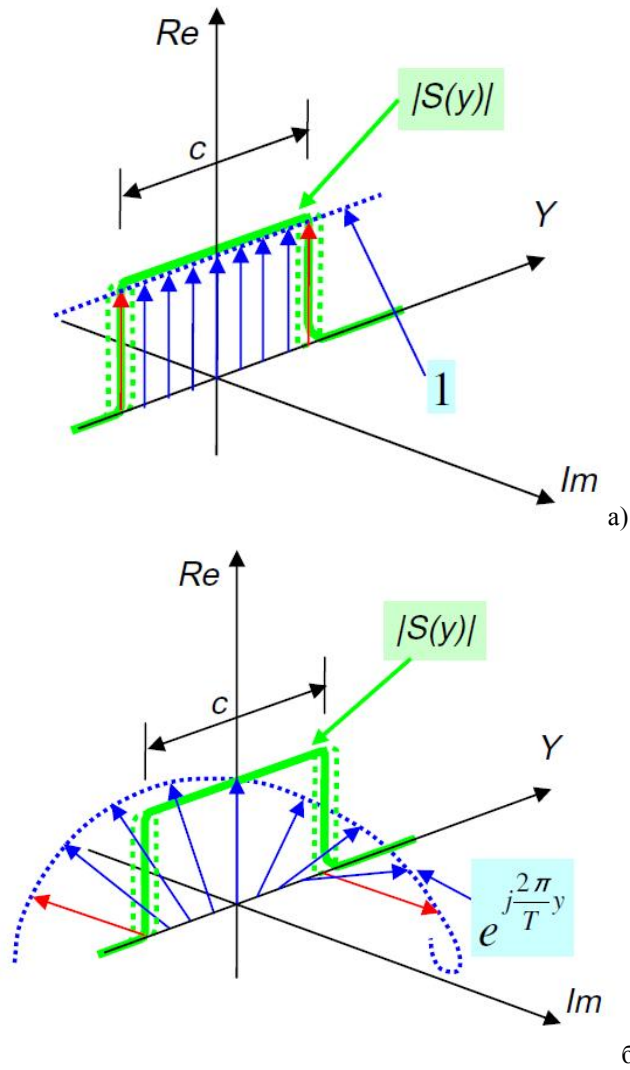


Рис. 5. Компоненти інтегральної суми (19) для нульового (а) і для першого (б) порядків дифракції у трьохвимірному просторі

Придивившись до рівняння (19) и рис. 5, помітно, що для будь-якого непарного дифракційного порядку, ліва і права граничні компоненти знаходяться в протифазі, і не впливають на відповідні дифракційні порядки. Завдяки цьому непарні дифракційні порядки мають відносно стабільну поведінку. Більш того, всі парні дифракційні порядки мають синфазні компоненти на крайніх точках інтервалу  $c$ , даючи позитивні вклади у амплітуду відповідних порядків. Таким чином, навіть парним дифракційним порядкам притаманна нестабільна поведінка процесу.

Найбільш важливими дифракційними порядками в технології СОМ є 0-й та  $\pm 1$ , тому що дифракційні ефекти зміни амплітуди в цих порядках найсильніші.

З попереднього аналізу витікає, що для непарних дифракційних порядків (особливо для першого), крайні частини смужки не так важливі як її середня частина. Виявляється, що пошкодження країв смужки, а також прості помилки в розмірах, не мають суттєвого впливу на амплітуду.

#### 4. Застосування теорії до просторових модуляторів дифракційного типу

Оцінка співвідношень контрасту від адекватності вибору моделі, що описує відбитий сигнал СОМ. Спростуючи, ми припустимо, що початок координатної системи розташований на верхньому відбиваючому шарі (рис. 1), а активна відбита компонента має нульовий фазовий зсув. Далі, ми вважатимемо, що падаюче поле має рівний нескінченний хвильовий фронт і одиничну амплітуду, а відкриті поверхні верхнього та нижнього дзеркал (поверхні 1, рис. 1) є ідеальними рефлекторами, які не дають втрат і не зсувають відбиті сигнали. Ще ми вважатимемо, що закриті протилежні поверхні (поверхні 2 і 3, рис. 1) характеризуються малим відбиванням. Все це насправді має місце, оскільки впродовж процесу виготовлення СОМ, формування відбиваючих шарів алюмінію відбувається головним чином на поверхнях 1, тоді як поверхні 2 і 3 знаходяться в зоні тіні, і фактично недоступні процесу напилування. Оптична якість поверхонь 2 і 3 може бути поганою. Таким чином, ми проігноруємо будь-яке відбиття від поверхонь 2 і 3, а отже відкинемо навіть можливість поширення хвильоводної моди та її впливу на розподіл дифракційного поля.

Для активної відбиваючої компоненти (3) приймемо просту апроксимацію, близьку до рівняння (10):

$$S_A(y-0,5T) = \text{rect}\left(\frac{y}{c}\right) \otimes \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(y-iT-0,5T). \quad (20)$$

З манерою, схожою до [10] та [11], отримаємо:

$$A_n = \left(\frac{c}{T}\right) \text{Sinc}\left(\pi \frac{\pi}{T} \cdot n\right). \quad (21)$$

Рівняння (21) описує амплітуду  $n$ -го порядку дифракції для активної компоненти відбитого поля. Отже, ця компонента, згідно з рівнянням (5), має наступний вигляд:

$$G_A(\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp(-jn\pi) \cdot \delta\left(\omega - n \cdot \frac{2\pi}{T}\right). \quad (22)$$

Далі нам потрібно описати пасивну відбиту компоненту поля, що робиться за декілька кроків. Спершу визначимо функцію пропускання верхнього шару  $S_T(y)$ .

Припустимо, що пучок світла падає на СОМ під прямим кутом і має одиничну амплітуду ( $S_i(y) = 1$ ). Запишемо вираз для оптичного поля, яке проходить крізь отвір у верхніх шарах СОМ як

$$S_{P1}(y) = S_i(y)S_T(y) = \text{rect}\left(\frac{y}{a}\right) \otimes \sum_{i=-\infty}^{\infty} \delta(y - iT). \quad (23)$$

Промінь, що проходить до дна дзеркала, відбивається від його поверхні і повертається назад до верхнього шару, даючи сумарну відстань  $2h$ . Виконавши Фур'є-перетворення рівняння (23), знаходимо амплітуду відбитого поля в частотній області після проходження шляху  $2h$ :

$$G_{P2}(\omega) = \frac{a}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} n\right) \cdot \exp\left\{-j2kh\sqrt{1 - \left(n\frac{\lambda}{T}\right)^2}\right\} \cdot 2\pi\delta\left(\omega - n\frac{2\pi}{T}\right), \quad (24)$$

де  $k = 2\pi/\lambda$  — хвильове число. Оптичне поле (24) ще раз проходить крізь отвори у верхньому шарі СОМ. Таким чином, Фур'є-образ пасивної відбитої компоненти запишеться як

$$\begin{aligned} G_P(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \int G_{P2}(\nu) \cdot G_T(\omega - \nu) d\nu = \\ &= 2\pi \left(\frac{a}{T}\right)^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{i=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} i\right) \cdot \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} m\right) \cdot \exp\left\{-j2kh\sqrt{1 - \left(m\frac{\lambda}{T}\right)^2}\right\} \cdot \delta\left(\omega - (m+i)\frac{2\pi}{T}\right), \end{aligned} \quad (25)$$

де  $G_T(\omega) = \frac{a}{T} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} n\right) 2\pi\delta\left(\omega - n\frac{2\pi}{T}\right)$  є Фур'є-перетворенням функції пропускання верхнього шару.

Після введення нового індексу  $n = m + i$  та перегрупування компонент у сумі рівняння (25), остаточно отримаємо

$$G_P(\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n \delta\left(\omega - n\frac{2\pi}{T}\right), \quad (26)$$

де коефіцієнти Фур'є  $P_n$  обчислюються як

$$P_n = \left(\frac{a}{T}\right)^2 \sum_{i=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} i\right) \text{Sinc}\left(\pi \frac{a}{T} (n - i)\right) \times \exp\left\{-j2kh\sqrt{1 - \left((n - i)\frac{\lambda}{T}\right)^2}\right\}. \quad (27)$$

Комбінуючи рівняння (22) і (26), та приймаючи до уваги вирази (21) і (27), знаходимо відбите поле в області просторових частот, яке дуже подібне до (5)

$$G_r(\omega) = G_A(\omega) + G_P(\omega) = 2\pi \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n \delta\left(\omega - n\frac{2\pi}{T}\right), \quad (28)$$

де

$$G_n = A_n \exp(-jn\pi) + P_n = \frac{\gamma}{1+\gamma} \text{Sinc}\left(\frac{\gamma}{1+\gamma}\right) \exp(-jn\pi) + \left(\frac{\gamma}{1+\gamma}\right)^2 \times \sum_{i=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}\left(\frac{i\pi}{1+\gamma}\right) \text{Sinc}\left(\frac{n-i}{1+\gamma}\pi\right) \cdot \exp\left\{-j2kh\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{T}\right)^2}\right\}, \quad (29)$$

де  $\gamma = c/a$  є відношення край-отвір. Також приймалося до уваги, що в рівнянні (29)  $a + c = T$ ,  $c/T = \gamma/(1 + \gamma)$  і  $a/T = 1/(1 + \gamma)$ .

Таким чином, загальне відбите поле в області просторових частот описується рядами Фур'є, які застосовуються для дискретних дифракційних розподілів. Щоб повернутися до просторової області, ми зробимо зворотне Фур'є-перетворення рівняння (28) і знайдемо відбите ближнє поле:

$$S_r(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_n \exp(-jn \frac{2\pi}{T} y). \quad (30)$$

Розподіл амплітуди ближнього поля (модуль виразу (30)) для  $c = a = T/2 = 5 \mu\text{м}$ ,  $h = 1596 \text{ нм}$ ,  $\lambda = 532 \text{ нм}$  зображений на рис. 6. Тут використувалася 1001 гармоніка з рівняння (30) і 2001 член суми з правої частини (29).

З рис. 6. видно, що розподіл амплітуди відбитого пучка над отворами відрізняється від розподілу над стрічками. Під час дифракції і відсічки всередині SOM, сигнал, який йде від отворів, має бокові провали в розподілі амплітуди. Фактично, пучок стає вужчим ніж отвір з шириною  $a$ . Навіть без помилок у розмірах ( $c = a$ ), активна і пасивна компоненти не рівні одна одній:  $S_A \neq S_P$ . Отже, амплітудний дисбаланс, який щойно описаний рівнянням (9), дійсно зменшує контраст зображення, як обговорювалося вище.

Можна спробувати компенсувати цей дисбаланс сигналів, змінивши співвідношення розмірів *стрічка/отвір*,  $\gamma = c/a \neq 1$ . Для отримання оптимального співвідношення  $\gamma_0$  потрібно знайти залежність *контрасту* від співвідношення *стрічка/отвір*. Відносна інтенсивність, що усереднена за період  $T$ , розраховується за допомогою теореми Парсевала для рядів Фур'є [6]. Після цього знаходимо інтенсивності для нульового як  $|G_0|^2$  і для першого як  $2|G_1|^2$  порядків дифракції на екрані. З рівняння (29) витікають наступні вирази для інтенсивностей:

— у режимі нульового порядку (рис. 2,*a*)

$$I_0(h, \gamma) = |G_0|^2 = \left| \frac{\gamma}{1+\gamma} + \left(\frac{1}{1+\gamma}\right)^2 \times \sum_{i=-\infty}^{\infty} \text{Sinc}^2\left(\frac{i\pi}{1+\gamma}\right) \cdot \exp\left\{-j2kh\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{T}\right)^2}\right\} \right|^2; \quad (31)$$

— у режимі першого порядку (рис. 2,*a*):

$$I_1(h, \gamma) = |G_{+1}|^2 + |G_{-1}|^2 = 2 \left| \left( \frac{1}{1+\gamma} \right)^2 \times \sum_{i=-\infty}^{\infty} \text{Sinc} \left( \frac{i\pi}{1+\gamma} \right) \text{Sinc} \left( \pi \frac{1-i}{1+\gamma} \right) \cdot \exp \left\{ -j2kh \sqrt{1 - (1-i)^2 \frac{\lambda^2}{T^2}} \right\} - \frac{\gamma}{1+\gamma} \text{Sinc} \left( \pi \frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \right|^2 \quad (32)$$

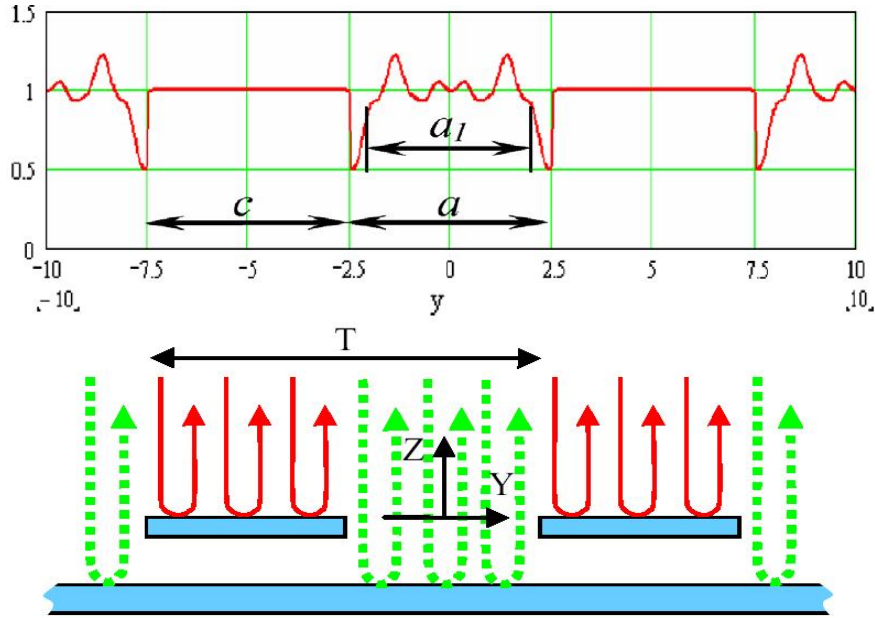


Рис. 6. Розподіл амплітуди ближнього поля для відбитого променя

Рівняння (31) і (32) визначають будь-яку інтенсивність у зображенні СОМ від висоти щілини  $h$ . Для обчислення контрасту, потрібні найбільші і найменші значення  $I_{on} = I(H, \gamma)$  і  $I_{off} = I(H + 0,25\lambda + h, \gamma)$  відповідно. Сигнал фону ( $I_0 = 0$ ) ігнорується. Таким чином, маємо змогу оцінити потенціально можливе значення контрасту зображення

$$C_n(\gamma) = \frac{I_n(H_n, \gamma)}{I_n(H_n + 0,25\lambda + h_n, \gamma)}, \quad (33)$$

де індекси  $n = 0,1$  визначають режими порядків дифракції (рис. 2,а і 2,б відповідно);  $H_0$  і  $H_1$  — висоти щілин кратні  $\lambda/4$ , що визначаються співвідношенням (6), і повертанням СОМ до статусу «On» (максимальної яскравості) для нульового і першого режимів відповідно. Додаткові зсуви висот  $h_0$  і  $h_1$  вводяться для компенсації фазового дисбалансу (8), також у нульовому і першому режимах відповідно. Ці величини мусять забезпечити мінімальний рівень залишкової інтенсивності  $I_{off} = I(H + 0,25\lambda + h, \gamma)$  для оптимального співвідношення *стрічка/отвір* ( $\gamma = \gamma_{0,1}$ ) і задовольняють наступним рівнянням:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h_{0,1}} I_{0,1}(H_{0,1} + 0,25\lambda + h_{0,1}, \gamma_{0,1}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial \gamma_{0,1}} I_{0,1}(H_{0,1} + 0,25\lambda + h_{0,1}, \gamma_{0,1}) &= 0. \end{aligned} \quad (34)$$

Залежності контрасту (33) для режимів нульового і першого порядків зображені на рис. 7. Вони були чисельно підраховані з (33) для наступних параметрів:  $T = 10 \mu\text{м}$ ,  $H_0 = 1596 \mu\text{м}$ ,  $H_1 = 1463 \mu\text{м}$  і  $\lambda = 532 \text{ нм}$ . У широкій області значень  $\gamma$  контраст у режимі першого порядку в сотні разів більше ніж у режимі нульового порядку. Наближаючись до оптимальних співвідношень *стрічка/отвір* ( $\gamma_0$  і  $\gamma_1$ ), значення контрасту прямує до нескінченності, оскільки ми не взяли до уваги фон та інші погіршуючі фактори. З цього видно, що можна збільшити контраст зображення в СОМ, якщо компенсувати фазові і амплітудні дисбаланси в системі.

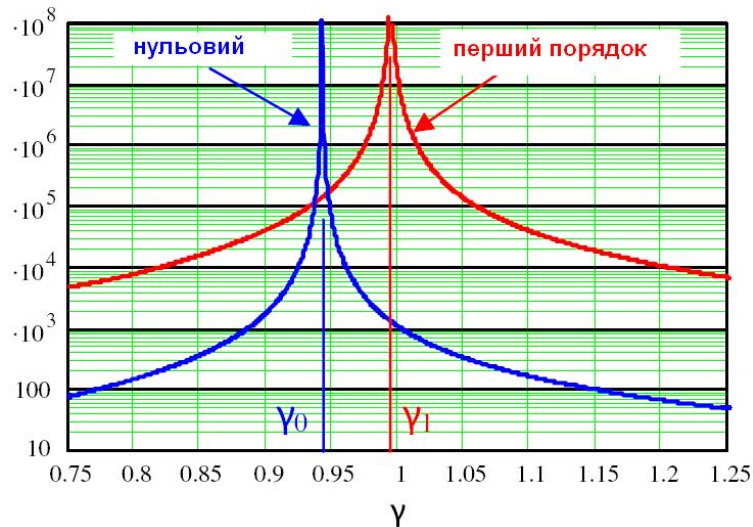


Рис. 7. Ідеальне значення контрасту для режимів нульового  $C_0(\gamma)$  і першого порядку  $C_1(\gamma)$  залежно від відношення *стрічка/отвір*  $\gamma$ . Відносний рівень фону дорівнює нулю

Як показано в частині 3, амплітуда першого порядку є більш стабільною (менш чутливою до варіацій фактору заповнення  $\sigma$ ) ніж амплітуда нульового. З цього можна зробити висновок, що в режимі першого порядку СОМ має відносно малий амплітудний дисбаланс. Це і є головною причиною того, що контраст в режимі першого порядку високий в широкому діапазоні значень  $\gamma$ .

Співвідношення між фактором заповнення  $F$  і коефіцієнтом *стрічка/отвір*  $\gamma$  записується так:

$$\gamma = \frac{c}{a} = \frac{F_A}{1 - F_A} = \frac{1 - F_P}{F_P} = \frac{1 + 2\sigma}{1 - 2\sigma} \approx 1 + 4\sigma, \quad (35)$$



де  $F_A = c/T = 0,5 + \sigma$  — фактор заповнення для активної компоненти (верхній шар);  $F_P = a/T = 0,5 - \sigma$  — фактор заповнення для пасивної складової сигналу (нижній шар);  $\sigma$  — варіація фактору заповнення. З рівняння (35) витікає, що коли для обох сигналів фактори заповнення співпадають  $F_A = F_P = 0,5$ , тоді  $\gamma = 1$ . Якщо підвищити значення фактору заповнення  $F_P$  для пасивної компоненти відбитого сигналу, інший фактор  $F_A$  зменшиться на так ж саму величину. Зміни коефіцієнта  $\gamma$  (*стрічка/отвір*) будуть пропорційні змінам фактору заповнення. З цього випливає, що чутливість коефіцієнта заповнення до змін є пропорційною до співвідношення розмірів *стрічка/отвір*.

Коли амплітуда першого порядку не дуже чутлива до  $\sigma$  або  $\gamma$ , тоді режим першого порядку (рис. 2,б) характеризується невеликим дисбалансом і потребує значно менших компенсацій до співвідношення *стрічка/отвір*. Таким чином, у цьому режимі відношення  $\gamma_1$  практично співпадає з точкою  $\gamma = 1$ . З іншого боку, амплітуда нульового порядку дифракції більш чутлива до  $\sigma$  та  $\gamma$ . У цьому випадку, амплітудний дисбаланс великий і потребує більших затрат на компенсацію  $\gamma$ . Отже, в режимі нульового порядку, найбільш оптимальне співвідношення розмірів *стрічка/отвір* є доволі різним,  $\gamma_0 \approx 0,95$ .

Залежності на рис. 7 чітко показують положення піків на осі  $\gamma$  та різниці між  $\gamma_0$  і  $\gamma_1$ . Тим не менше, рис. 7. зображує значення ідеального контрасту, що неможливо реалізувати на практиці. Для того щоб оцінити реалістичне відношення контрасту, нам необхідно використати якийсь поміркований рівень фону, що відноситься до найбільшої інтенсивності:

$$\alpha = \frac{I_0}{I_{0n}}. \quad (36)$$

Тоді з (1) і (33) знаходимо вираз для реального співвідношення контрасту:

$$C_n(\gamma) = \frac{I_n(H_n, \gamma)}{I_n(H_n + 0,25\lambda + h_n, \gamma) + \alpha \cdot I_n(H_n, \gamma)}. \quad (37)$$

Реальні залежності коефіцієнта контрасту показані на рис. 8. Різниця в поведінці контрасту для двох режимів тут є більш помітною, але позиція  $\gamma_1$  невизначена. Для режиму першого порядку, контраст  $C_1(\gamma)$  майже незалежний від співвідношення *стрічка/отвір*, тоді як у режимі нульового порядку  $C_0(\gamma)$  має пік при оптимальному значенні  $\gamma_0 \approx 0,95$ . Відносний рівень фону припускається  $\alpha = 10^{-3}$ .

Зрозуміло, що оптимальне відношення розмірів *стрічка/отвір* обов'язково буде залежати від довжини світлової хвилі  $\lambda$ , періоду  $T$  структури СОМ і висоти щілини  $H$ . Значення  $\gamma_0 \approx 0,95$  є окремим випадком відношення *стрічка/отвір*, що отримані для конкретних параметрів визначених раніше.

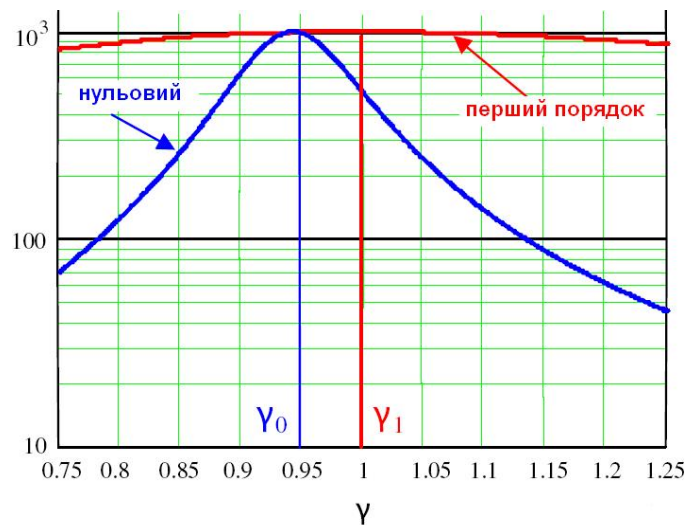


Рис. 8. Ідеальні значення контрасту для режимів нульового  $C_0(\gamma)$  і першого порядку  $C_1(\gamma)$  залежно від відношення *стрічка/отвір*  $\gamma$ . Відносний рівень фону дорівнює  $\alpha = 10^{-3}$

## 5. Експериментальна перевірка результатів

Для виконання експериментальних досліджень, компанія Samsung Electro-Mechanics виробила декілька зразків СОМ. Кожний зразок мав верхній шар, що складався із 480 дзеркальних стрічок і такої ж кількості отворів. Кожна стрічка мала свій мікромеханічний привід і відповідний СОМ піксель, одна стрічка — один піксель. Усі структури були виготовлені з одним періодом  $T = 10 \mu\text{м}$ , але з різними значеннями розмірів *стрічка/отвір*. Загальний масив стрічок був розподілений на групи, кожна з яких об'єднувала 20 стрічок. У середині однієї групи всі структури виконані з однаковим співвідношенням *стрічка/отвір*, інші групи мають свої  $\gamma_i$ . Значення  $\gamma_i$  монотонно збільшувалися та зменшувалися від групи до групи  $i$ . Мінімальне співвідношення  $\gamma_{\min} \approx 0,754$  ( $c = 4,3 \mu\text{м}$ ,  $a = 5,7 \mu\text{м}$ ), тоді як  $\gamma_{\max} \approx 1,128$  ( $c = 5,3 \mu\text{м}$ ,  $a = 4,7 \mu\text{м}$ ).

Для експериментальної перевірки всіх зразків СОМ було сконструйовано оптичну схему (рис. 2). Застосовувався зелений лазер ( $\lambda = 532 \text{ нм}$ ) з високим ступенем когерентності і колімований у напрямку осі  $y$ . В напрямку осі  $x$ , пучку лазера була притаманна невелика конвергенція з перетяжкою на поверхні СОМ, що забезпечувало вузьку смужку світла, розтягнутого вздовж усього масиву пікселів СОМ. Відбитий світловий промінь мав багато дифракційних порядків (рис. 2). Кожний із режимів роботи (рис. 2,а і 2,б) випробувався апертурними діафрагмами Шлірена з однією та з двома щілинами. В площині зображення замість екрану застосовувався масив фотодетекторів, таким чином що поодинокі зображення СОМ-пікселя було більше за розмір одного фотодетектора. Отже, масив фотодетекторів міг окремо відобразити інтенсивність кожного СОМ-пікселя.

Скануючий оптичний модулятор з'єднувався з електронною схемою і персональним комп'ютером, який облаштовувався спеціальними програмами калібрування і обчислення контрасту.

Під час процесу калібрування програма знаходила оптимальну напругу зміщення для кожної стрічки СОМ, знаходячи мінімальну інтенсивність світла на кожному зображенні пікселю, яка фіксувалася кожним фотодетектором. До даного процесу калібрування включалися різноманітні ітераційні процедури, що виконувалися крок за кроком автоматично. Також визначалися максимальні напруги, які відповідали за найбільшу інтенсивність світла на кожному пікселі.

По закінченні процесу калібрування СОМ повністю включався і виключався напругами прикладеними до всіх актюаторів. Саме ці напруги визначалися під час калібрування. У підсумку, масив фотодіодів вимірював значення найбільшої і найменшої інтенсивності для кожного СОМ-пікселя окремо, а також підраховував контраст для цих пікселів. У середині кожної групи з 20-ти пікселів вибиралися 10 пікселів і значення контрасту, отриманих від них, усереднювалося для кожної групи:

$$C_i = \frac{1}{10} \sum_6^{15} C_{i,m}, \quad (38)$$

де  $m = 1, 2, \dots, 20$  — номер пікселя всередині групи;  $i$  — номер групи.

Експерименти проводилися з рядом ідентичних зразків СОМ, які калібрувалися і вимірювалися в однакових умовах. Для зразків з однаковими  $\gamma_i$  підраховувався контраст. Після чого, експериментальні залежності контрасту від співвідношення ширина стрічка/отвір знаходилися для режимів нульового та першого порядку. Ці залежності представлені на рис. 9. Експериментальні дані зображені кривими 1 (режим нульового порядку) і 2 (режим першого порядку). Не дивлячись на те що експеримент проводився в темній кімнаті, і вплив оточуючого світла зводився до нуля, ми все ж таки спостерігали деякий шумовий сигнал  $I_0$ . Головним чином, цей сигнал йшов з боку лазера і від розсіяного лазерного проміння. Таким чином, абсолютний рівень контрасту був не дуже великим.

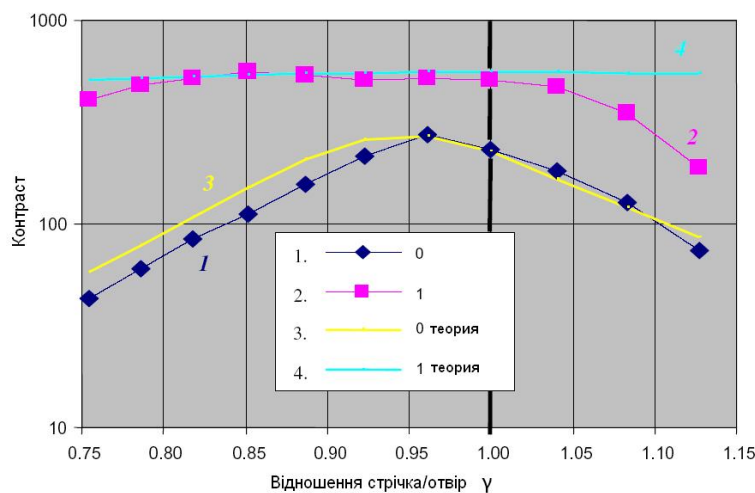


Рис. 9. Порівняння експериментальних даних (криві 1 і 2) з теоретичними (криві 3 і 4).

Режим нульового порядку  $C_0(\gamma)$  відповідає кривим 1 і 3, а режим першого порядку відображається кривими 2 і 4

Порівнюючи експериментальні результати з теоретичними, робимо висновок, що схожий рівень фону  $\alpha$  можна отримати, якщо підставити (36) в рівняння (37) для обох режимів роботи СОМ. Тоді теоретичні криві підраховуються за допомогою рівняння (37). Крива 3 (рис. 9) відповідає режиму нульового порядку, а крива 4 — першого. Можна зазначити, що поведінка теоретичних і експериментальних кривих у цілому співпадає. З цих кривих видно, що більші значення контрасту і більш стабільна поведінка сигналу відповідають режиму першого порядку. Як теоретичні, так і експериментальні залежності мають зсунені максимуми (в режимі нульового порядку) до значень  $\gamma_0 \approx 0,95$ . Таким чином, ми отримали експериментальне підтвердження, викладеної вище теорії.

## Висновки

1. Амплітудний дисбаланс дає принципові обмеження на досягнення максимального контрасту в СОМ і в інших світлових модуляторах. Причина цього явища може полягати в допусках виготовлення приладів, а також у ближньопольовій дифракції всередині шарів СОМ.

2. Амплітудний дисбаланс може бути компенсований коректним дизайном і оптимальним вибором відношення ширин *стрічка/отвір*.

3. Значення коефіцієнта заповнення грає важливу роль для значення контрасту в СОМ пристроях. Згідно із знайденим, інтенсивність сигналів першого порядку дифракції має меншу чутливість до похибок виготовлення СОМ ніж сигналів нульового порядку. Схожі співвідношення відбуваються для сигналів парних і непарних дифракційних порядків.

4. Завдяки коефіцієнту заповнення, значення контрасту в режимі першого порядку:

- більше ніж у режимі нульового порядку;
- відносно більш нечутливе до похибок відношення *стрічка/отвір*;
- має малі зсуви для оптимального відношення *стрічка/отвір*,  $\gamma_1 \approx 1$ .

5. Значення контрасту в режимі нульового порядку досягає такої ж самої можливої величини тільки при оптимальному коефіцієнті *стрічка/отвір*,  $\gamma_0 \neq 1$ .

6. Спостерігається добре узгодження теоретичних і експериментальних результатів.

7. Ідеологічний підхід, що був запропонований у даній роботі, відкриває можливість обчислення оптимальних розмірів і виробничих допусків параметрів *стрічка/отвір* у подальшому виготовленню пристроїв СОМ.

1. *Fine-Pitch High-Efficiency Spatial Optical Modulator for Mobile Display Applications* / A.S. Lapchuk, J.H. Song, S.K. Yun, H.Y. Kim // *Journal of Micro/Nanolithography MEMS and MOEMS*. — 2010. — Vol. 9, N 1. — P. 1–8.

2. *Trisnadi J.I. Overview and Applications of Grating Light Valve™ Based Optical Write Engines for High Speed Digital Imaging* // *Materials of Symposium on Micromachining and Microfabrication*. — San Jose, CA. — January 26, 2004. — Vol. 5. — P. 5348-5355.

3. *A Study of Image Contrast Restriction in Displays Using Diffractive Spatial Light Modulators* / V. Yurlov, A.S. Lapchuk, S.K. Yun, J.-H.Song // *Display*. — 2010. — Vol. 31, N 1. — P. 15–24
4. *Spatial Optical Modulator (SOM): High Intensity Diffractive Laser Projection Display* / S.K. Yun, J.H.Song, I.J.Yeo [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2007. — Vol. 6487. — P. 648–710.
5. *A Novel Diffractive Micro-Optical Modulator for Mobile Display Applications* / S.K Yun, J.H. Song, S.D. An [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2007. — Vol. 6887. — P. 688–702.
6. *Papoulis A. Systems and Transforms with Applications in Optics* / A. Papoulis. — Mc-Graw Hill, 1968. — 474 p,
7. *Born M. Principles of Optics* / M. Born, E. Wolf. — Pergamon Press, 1964. — 720 p.
8. *Goodman J.W. Introduction to Fourier Optics* / J.W. Goodman. — Mc-Graw Hill, 1996. — 491 p.
9. Jack D. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics*, Wiley, 1978. — 576 p.
10. B. Kress, P. Meyrueis, *Digital Diffractive Optics: An Introduction to Planar Diffractive Optics and Related Technology*. — Wiley-VCH, 2000. — 396 p.
11. *Chang Y. Analysis of Phase Sensitivity for Binary Computer-Generated Holograms* / Y. Chang, P. Zhou, J.H. Burge // *Applied Optics*. — 2006 (June 20). — **45**(18).

Надійшла до редакції 26.09.2013