

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ФІЗИЧНОЇ ОПТИКИ

На правах рукопису

ШОВГЕНЮК
Михайло Васильович

УДК 519.237.5: 535.42

**ТЕОРІЯ ФОРМУВАННЯ ЗОБРАЖЕННЯ
В РАСТРОВИХ СИСТЕМАХ**

Спеціальність
01.04.05. — Оптика

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Львів - 1994



00756860 (W)

Інститут фізики конденсованих систем
академії наук України

AB 30.997

- Наукові консультанти: – академік НАН України, професор
ЮХНОВСЬКИЙ Ігор Рафаїлович,
– професор **ГУНЬКО Степан**
Миколайович
- Офіційні опоненти: – Член-кореспондент НАН України
ЛИТОВЧЕНКО Володимир Григо-
рович, зав. відділом Інституту
фізики напівпровідників НАН
України
– доктор фізико-математичних наук,
професор, зав. лабор. Інституту
фізики НАН України **ТИХОНОВ**
Євген Олександрович
– доктор фізико-математичних наук,
професор, зав. відділом Інституту
фізики конденсованих систем НАН
України **СТАСЮК Ігор Васильович**
- Провідна організація – Київський національний
університет ім. Тараса Шевченка

Захист відбудеться “ 8 ” XI 1994 р. о 15 год.
на засіданні спеціалізованої вченої ради по захисту дисертацій
на здобуття вченого ступеня доктора фізико-математичних наук
(Д.04.07.01) при Інституті фізичної оптики, 290005, м. Львів,
вул. Драгоманова, 23.

З дисертацією можна ознайомитися у бібліотеці Інституту.

Автореферат розісланий “ 7 ” X 1994 р.

Вчений секретар спеціалізованої
вченої ради кандидат
фізико-математичних наук

ЛННБ ім. В. Стефаніка
АМ України

БОЛЕСТА І.М.

Актуальність проблеми. Сьогодні растрові системи широко застосовуються для розв'язування різноманітних задач оптичної обробки інформації. Як дифракційні елементи оптичних систем растри характеризуються специфічними особливостями формування періодичного оптичного зображення, в зв'язку з чим постала необхідність розробки фундаментальних питань теорії формування дифракційного зображення в таких системах.

Особливий науковий інтерес дослідження растрових систем формування зображення пов'язаний з тим, що в них найбільш повно розкривається тісний взаємозв'язок явищ дифракції і інтерференції світла. Ще в минулому столітті на цю обставину вперше звернув увагу Ф.Тальбот (*F. Talbot*) і пізніше лорд Релей (*Lord Rayleigh*). Вони теоретично обґрунтували новий ефект, відомий як ефект Тальбота, при якому в френелівській зоні дифракції растрової системи спостерігається повне відновлення самозображення растра. Пізніше, більш ніж через століття, німецький оптик Ернст Лау (*E. Lau*) вперше виявив унікальні властивості некогерентної системи з двома ідентичними грубими решітками (растрами): в фокальній площині лінзи, встановленої за растрами, формується висококонтрастна картина кольорових інтерференційних смуг, яка періодично змінюється пропорційно зміні віддалі між растрами. Лише через 30 років Д.Джансу (*J. Jahns*) і А.Ломану (*A.W. Lohmann*) вдалося з позицій теорії френелівської дифракції дати пояснення ефекту Лау і теоретично обґрунтувати пряму аналогію ефекту Лау з ефектом Тальбота в когерентній растровій системі. Одним із найбільш поширених технічних використань френелівської дифракції в некогерентній растровій системі, з яким пов'язується друге народження фотографії, є растровий принцип бінарного кодування зображення, який на протязі століття залишився незмінним і за своїми можливостями привертає останнім часом особливу увагу оптиків і спеціалістів з обробки інформації.

Під значним впливом фундаментальних ідей голографії і когерентної оптики теорія формування зображення в растрових системах в останні десятиліття інтенсивно розвивається. Праці Д. Уінтропа (*J.T. Winthrop*) і С. Уортінгтона (*C.R. Worthington*), Вандер Люгта (*A. Vander Lugt*) і інш., в яких формування дифрагованої амплітуди в френелівському наближенні описується каскадом перетворень оптичного сигналу типу згортки і модуляції, відкрили широкі можливості використання методів фур'є-аналізу і просторової фільтрації, які виявилися найбільш ефективними для розрахунку дифрагованої амплітуди растрового по-

ля. Проте при переході до розподілу інтенсивності дифрагованого світла, який реєструється та вимірюється і, особливо, при дослідженні дифракції в некогерентних растрових системах, де ідея просторової фільтрації втрачає фізичний зміст, задача дифракції Френеля не розв'язана повністю і залишилась в формі інтегралів Френеля.

Найбільш загальна постановка дифракційної задачі базується на теорії поширення часткової когерентності, яка сьогодні інтенсивно розвивається. Перевагою даного підходу є те, що розрахунок функції взаємної когерентності оптичного поля виконується в кожній площині дифракції паралельно по двох незалежних координатах. В теоретичному відношенні задача дифракції значно ускладнюється, проте, як показали результати досліджень Т. Асакури (*T. Asakura*), Р. Свінга (*R.E. Swing*) і Д. Рунея (*D.P. Rooney*), для простої схеми дифракції на щілині ця теорія дає точний аналітичний розв'язок для інтенсивності дифрагованого світла, що підтверджено експериментальними даними. Важливі результати отримав Г.Індебетув (*G.Indebetouw*), який сформулював загальні закономірності поширення просторово-періодичних оптичних полів, де ефекти Тальбота і Лау розглядаються як крайні випадки когерентного і некогерентного освітлення. В загальному випадку дифракції при частково-когерентному освітленні задача дифракції суттєво ускладнюється, і в теоретичному плані пошук аналітичного розв'язку стає проблематичним, тому в більшості випадків задача дифракції зводиться до простішої моделі з наперед заданою функцією ступеня просторової когерентності.

Один із найбільш перспективних сучасних напрямів інтенсивних теоретичних досліджень оптичних систем обробки інформації, започаткований в роботах М.Бастіанса (*M.J.Bastiaans*), А.Ломана, Д.Оеди-Кастанеди (*J.Ojeda-Castañeda*) і інш., базується на використанні теорії час-частотного розподілу Вігнера і функції невизначеності Вудворда. Цей підхід унікальний в тому відношенні, що побудова функціональної залежності поведінки оптичного сигналу одночасно в координатній і частотній областях вдало поєднується з фундаментальною ідеєю формування зображення з позицій просторово-частотної фільтрації і ефективного використання методів фур'є-аналізу двохвимірних оптичних сигналів. З другого боку, принципова можливість повного відновлення за розподілом інтенсивності оптичного сигналу і його вінерівського (енергетичного) спектра просторових частот, які вимірюються експериментально, створює сприятливі передумови пошуку і розробки ефективних методів теоретичного опису і аналізу систем формування оптичного зображення. В цьому

плані актуальною і малодослідженою є область використання теорії розподілу сигналів стосовно задач оптичної дифракції в растрових системах.

Метою роботи є розробка узагальненого підходу до постановки і розв'язку дифракційної задачі формування зображення в одно- і багатокаскадних та складних оптичних растрових системах на основі запропонованого і розвинутого методу побудови координатно-частотного розподілу оптичних сигналів і операторного запису систем оптичної обробки інформації.

Для вирішення поставленої мети основні завдання роботи такі:

1. Вибрати базовий функціонал координатно-частотного розподілу оптичних сигналів стосовно задач оптичної дифракції;
2. Дослідити точність френелівського наближення дифракції по розрахунку розподілу інтенсивності;
3. Знайти точні аналітичні розв'язки задачі формування зображення в простій і багатокаскадній растрових системах;
4. Сформулювати дифракційну задачу на періодичній структурі з врахуванням поглинання дифрагованих хвиль;
5. Провести теоретичний аналіз ефектів селективної оптичної фільтрації дифрагованих хвиль у подвійній растровій системі і дати пояснення ефекту Лау при поліхроматичному освітленні;
6. Розрахувати вінерівський спектр просторових частот фазових дифракційних структур і дослідити можливість відновлення фазового мікрорельєфу;
7. Розробити систему комп'ютерного проектування технологічних умов виготовлення оптичних растрових елементів.

Наукова новизна. Запропонований новий підхід до формулювання задач оптичної дифракції на основі методу координатно-частотного розподілу стаціонарних сигналів. За означення координатно-частотного розподілу двох комплексно-спряжених оптичних сигналів вибрані базові функціонали в формі функції невизначеності і сформульована основна теорема їх існування — теорема тотожності, на основі якої доведено, що побудова розподілу в різницевих спряжених координатах є другою еквівалентною формою розподілу Вігнера в середніх координатах. Формулювання задачі дифракції базується на двох фундаментальних властивостях розподілу. За розподілом, при умові рівності нулю однієї його різницевої координати, операторами фур'є-перетворення повністю відновлюється інтенсивність сигналу, що дає аналітичний розв'язок задачі дифракції безпосередньо для розподілу інтенсивності дифракційної картини. Розвинута фізична інтерпретація властивості згортки розподілів, на основі якої дано нове формулювання принципу просторової фільтрації зоб-

раження в просторі розподілів сигналів. Виходячи з рівняння дифракції, можна побудувати еквівалентне оптичній схемі операторне рівняння згорток розподілів, де кожний розподіл оптичного сигналу описує окремих елемент схеми.

Використання методу розподілу сигналів дозволило записати загальну схему дифракції Френеля операторним рівнянням, згідно якого формування розподілу дифрагованої амплітуди описується поворотом розподілу вхідного сигналу на кут, пропорційний параметру дифракції. У френелівському наближенні, вперше через розподіл дифрагованої амплітуди виведена формула Асакури: розподіл інтенсивності дифракційної картини описується інтегралом в одиничному (нормованому) інтервалі френелівської координати. Виведена формула з високою точністю підтверджується експериментальними даними. Досягненням запропонованого методу є те, що вперше отриманий аналітичний розв'язок інтегралу Релея-Зоммерфельда по інтенсивності дифракційної картини, для якого можна успішно використати графічну побудову типу Корню. Це дало можливість вперше поставити питання про розрахунок точності френелівського наближення дифракції по інтенсивності дифракційної картини і встановити граничні розміри мікрооб'єктів дифракції, для яких досягається задана точність.

Розвинутий метод розподілу сигналів для операторного опису растрових систем формування зображення. Вперше вводиться означення періодично-дискретного розподілу растрової структури, що дозволило ефективно отримати аналітичний розв'язок для розподілу інтенсивності растрового поля, яке формується в одно- та багатокаскадній растрових системах. Сформульована і вперше теоретично розв'язана задача френелівської дифракції на растровій структурі для поглинаючого середовища, яке описується узагальненим розподілом Гауса.

Розрахована оптична передаточна функція растрової системи, для якої вперше введені вагові коефіцієнти, які характеризують дискретну вибірку просторових частот по профілю амплітудного пропускання растра і розкривають механізм формування передаточних коефіцієнтів дифрагованого растрового поля при різних умовах френелівської дифракції. Теоретично доведено, що вагові коефіцієнти закладені в структурі розподілу дифрагованої амплітуди растрового поля як його координатна складова. Це дозволило узагальнити метод розподілу сигналів для широкого класу амплітудно-фазових растрів. На основі аналізу ефекту Тальбота побудована періодична схема формування растрового зображення в френелівській зоні дифракції. В основу цієї схеми покладене циклічне "правило чотирьох", за яким в

діапазоні непарних цілих чисел міститься область поперечного зміщення на півперіод дифракційного зображення.

Розвинута теорія формування зображення в некогерентній растровій системі. Формування растрового поля проходить в результаті дискретної вибірки растровою системою просторових частот із неперервного фур'є-спектру некогерентного джерела освітлення, де останнє виконує функцію низькочастотного фільтра просторових частот. В наближенні періодичного некогерентного джерела в растровій системі реалізується ефект дискретної фільтрації просторових частот, що пояснює оптичні методи управління просторовою частотою растрового поля. За інваріантними дифракційними параметрами вперше розроблена теорія формування растрового зображення в подвійній растровій системі.

На основі запропонованого методу проведений повний аналіз ефектів селективної оптичної фільтрації в некогерентній подвійній растровій системі. Для пояснення ефекта Лау при поліхроматичному освітленні висунута концепція аналізу симетричних монохроматичних хвиль, яка підтвердила, що такі хвилі повністю визначаються закономірностями формування самозображення, які задаються центральною довжиною хвилі λ . Це дало можливість теоретично описати ефект Лау і пояснити формування кольорових інтерференційних смуг як процес дифракційного перерозподілу зміщених на півперіод монохроматичних хвиль. На основі ефекту селективної оптичної фільтрації вперше теоретично обґрунтовано нове явище формування кольорових інтерференційних смуг в далекій зоні дифракції. На відміну від ефекту Лау, дана схема фільтрації реалізується для растрів різних частот, де передаточні властивості системи визначаються вінерівським спектром просторових частот другого растра. Особливістю системи є те, що монохроматичні зображення, які формуються в різних дифракційних порядках, поперечно зміщені строго пропорційно довжині хвилі світла λ . При цьому в растровій системі реалізуються унікальні умови фільтрації, коли в областях змикання зміщених растрових зображень чітко проявляється ефект перерозподілу дифрагованих хвиль і просторового розділення на півперіод кольорових інтерференційних смуг. Дане явище має великі перспективи використання для розробки некогерентного растрового інтерферометра.

Виявлені принципово нові можливості використання методу розподілу періодичних сигналів для розрахунку вінерівського спектра просторових частот фазових растрових структур. Запропонований новий підхід до проектування дифракційних растрових елементів з лінійним і параболічним фазовим рельєфом. На основі результатів вимірювання дифракційної ефективності в

різних порядках дифракції показана принципова можливість розв'язку оберненої задачі дифракції.

Практична цінність роботи. На основі теоретичного розв'язку задачі дифракції в растровій системі розроблений пакет програм комп'ютерного проектування технологічних умов виготовлення оптичних растрів. У програмах реалізований ефективний алгоритм розрахунку оптичної стадії формування двовимірного растрового поля для довільної конфігурації некогерентного джерела, враховуючи по узагальненій моделі Фрізера частотну лінійну фільтрацію растрового поля реєструючим фотографічним шаром та стадію нелінійного градаційного перетворення. Це має важливе прикладне значення для впровадження прогресивних технологій виготовлення оптичних растрових елементів з заданими властивостями.

Розроблені і практично реалізовані нові способи виготовлення оптичних растрів зі змінною структурою растрових елементів та модульованою просторовою частотою.

На основі розв'язку задачі дифракції Френеля в поглинаючому шарі розроблені програми розрахунку ізоенергетичного розподілу дифрагованого світла в об'ємному середовищі. Для фотополімерних матеріалів показана принципова можливість урахування в дифракційній моделі оптичних функцій, розрахованих за співвідношеннями Крамерса-Кроніга в спектральній області фотополімеризації.

Розраховані максимуми дифракційної ефективності різних типів фазових дифракційних структур і вперше показана можливість визначення параметрів фазового мікрорельєфу за даними вимірювання вінерівського спектра просторових частот.

Роботи в цьому напрямі включені в програму наукових досліджень голографічних схем запису просторово-періодичних полів в фотополімерах та розробки ефективних методів оптичної обробки дифракційних структур. З темою дисертаційної роботи пов'язані прикладні наукові дослідження за проектом 05.44.06/018-92 Державної науково-технічної програми України. Результати, отримані в ході виконання роботи, використовуються в дослідженнях, що проводяться в ІФКС НАН України, ІФ НАН України, УПІ ім. І.Федорова та ін.

На захист виносяться положення:

— Обґрунтування узагальненого операторного підходу на основі методу координатно-частотного розподілу оптичних сигналів в теорії формування зображень в складних і багатокаскадних растрових системах.

— Розробка методу розрахунку точності Френелівського наближення дифракції по розподілу інтенсивності дифракційної картини.

— Точний аналітичний розв'язок дифракційної задачі в одно- і багатокаскадній растрових системах (клас амплітудно-фазових растрів) на основі методу розподілу сигналів. Правило визначення граничної просторової частоти дифрагованого растрового поля. Інваріантні дифракційні умови формування зображення в подвійній растровій системі.

— Розв'язок задачі дифракції Френеля на растрових структурах з урахуванням поглинання світла.

— Аналіз ефектів селективної оптичної фільтрації некогерентних подвійних растрових системах. Теорія ефекту Лау при поліхроматичному освітленні. Нове пояснення формування кольорових інтерференційних смуг в далекій зоні дифракції.

— Розрахунок дифракційної ефективності плоских фазових растрових структур з лінійним і квадратичним фазовим рельєфом.

— Комп'ютерне проектування технологічних умов і практична реалізація нових способів виготовлення оптичних растрів.

Апробація роботи. Матеріали дисертації доповідались та обговорювались на Міжнародній конференції "Interferometry-89" (Варшава, 1989), Українсько-Французькому симпозиумі "Конденсована речовина: наука та індустрія" (Львів, 1993), VII Всесоюзній школі-семінарі по оптичній обробці інформації (Тбілісі, 1989), Київському міському семінарі "Лазерна фізика" (Київ, 1994), Українському постійно діючому семінарі "Проблеми фотохімії світлочутливих полімерних систем" (Львів, 1993), IX Всесоюзній науково-технічній конференції зі спеціальних видів друку (Київ, 1990), Всесоюзній науково-технічній конференції "Досягнення науки в галузі високого друку" (Львів, 1982), а також на наукових семінарах Інституту фізики конденсованих систем НАН України (з 1985), Львівського державного університету ім. І.Франка, щорічних науково-технічних конференцій Українського поліграфічного інституту ім. І.Федорова та ін.

Публікації. По темі дисертації опублікована 31 друкована праця, отримано два авторські свідоцтва.

Структура та обсяг дисертації. Основна частина роботи містить шість глав. Обсяг дисертації складає 280 сторінок друкованого тексту, 82 рисунки, 6 таблиць і список цитованої літератури 254 найменувань. Загальний обсяг дисертації 364 сторінки.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У *вступі* дається обґрунтування актуальності теми і сформульована мета роботи, її наукова новизна та практична цінність. Коротко описується зміст роботи по кожному розділі. Приведені основні положення, які виносяться на захист.

В *першій главі* обґрунтовується новий узагальнений підхід до постановки задачі дифракції на основі теорії розподілу сигналів.

За означення координатно-частотного розподілу стаціонарних оптичних сигналів $f_1(\vec{r})$ і $f_2(\vec{r})$ вибрані базові функціонали:

$$W_{f_1 f_2^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1\left(\vec{r} + \frac{\vec{r}_0}{2}\right) f_2^*\left(\vec{r} - \frac{\vec{r}_0}{2}\right) \exp(-i\vec{\omega}_0 \vec{r}) d\vec{r}; \quad (1.1)$$

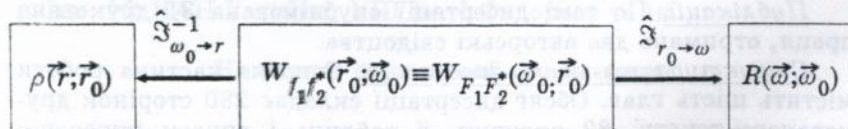
$$W_{F_1 F_2^*}(\vec{\omega}_0; \vec{r}_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_1\left(\vec{\omega} + \frac{\vec{\omega}_0}{2}\right) F_2^*\left(\vec{\omega} - \frac{\vec{\omega}_0}{2}\right) \exp(i\vec{r}_0 \vec{\omega}) d\vec{\omega}, \quad (1.2)$$

де $f^*(\vec{r})$ — комплексно-спряжений сигнал, $F(\vec{\omega}) = \hat{\mathfrak{F}}\{f(\vec{r})\}$ — фур'є-образ, $\hat{\mathfrak{F}}$ — оператор фур'є-перетворення.

Сформульована і доведена теорема тотожності: якщо для оптичних сигналів виконується рівність Парсеваля, то представлення розподілу функціоналами (1.1)–(1.2) є тотожним.

Виконання теореми тотожності є необхідною і достатньою умовами існування координатно-частотного розподілу як нової функціональної залежності, яка характеризує поведінку оптичних сигналів одночасно в координатній і частотній областях.

Обґрунтовується концепція взаємозв'язку розподілів (1.1)–(1.2) з розподілом Вігнера. Для повної характеристики двох оптичних сигналів необхідно вводити чотири координати: просторові ($\vec{r}_1; \vec{r}_2$) і частотні ($\vec{\omega}_1; \vec{\omega}_2$). Якщо здійснити еквівалентний перехід до середніх ($\vec{r}; \vec{\omega}$) і різницевих ($\vec{r}_0; \vec{\omega}_0$) координат, і побудувати в нових системах координат симетричні локальні крос-кореляційні функції: $\rho(\vec{r}; \vec{r}_0) = f_1(\vec{r} + \vec{r}_0/2) \times f_2^*(\vec{r} - \vec{r}_0/2)$; $R(\vec{\omega}; \vec{\omega}_0) = F_1(\vec{\omega} + \vec{\omega}_0/2) \times F_2^*(\vec{\omega} - \vec{\omega}_0/2)$ то на основі теореми тотожності можна побудувати схему:



Особливістю даної схеми є те, що координатно-частотний розподіл оптичних сигналів займає центральне положення між

координатною і частотною областями визначення локальних крос-кореляційних функцій, для яких зберігається фундаментальна властивість симетрії. Зв'язуючими ланками є оператори фур'є-перетворення $\hat{\mathfrak{F}}_{r_0 \rightarrow \omega}$ і $\hat{\mathfrak{F}}_{\omega_0 \rightarrow r}^{-1}$, які набувають особливого змісту переводу однієї різницевої координати у відповідну спряжену середню координату.

Характерно, що теорема тотожності виконується для розподілу Вігнера і, відповідно, можна побудувати схему, аналогічну (1.3), з тією лише відмінністю, що зв'язуючими операторами $\hat{\mathfrak{F}}_{r \rightarrow \omega_0}$ і $\hat{\mathfrak{F}}_{\omega \rightarrow r_0}^{-1}$ здійснюється зворотний перехід — від середніх до різницевих координат і схема в цілому замикається. Це дозволяє розглядати функціонали (1.1)—(1.2) відносно розподілу Вігнера як другу форму представлення координатно-частотного розподілу оптичних сигналів.

Для випадку $f_1(\vec{r}) = f_2(\vec{r}) = f(\vec{r})$, базові функціонали визначають квадратичний (білінійний) розподіл, який прийнято називати координатно-частотним розподілом оптичного сигналу $f(\vec{r})$.

Розподіл володіє двома фундаментальними властивостями:

— *властивість згортки*: якщо перетворення оптичного сигналу описується операціями згортки (\otimes) і модуляції (\times) трьох простіших сигналів: $f(\vec{r}) = f_1(\vec{r}) \otimes [f_2(\vec{r}) \times f_3(\vec{r})]$, то дане перетворення описується операторним рівнянням:

$$W_{ff^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) = W_{f_1 f_1^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) \otimes \rho_0 \left(W_{f_2 f_2^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) \otimes_{\omega_0} W_{f_3 f_3^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) \right) \quad (1.3)$$

Рівність (1.3) дає загальне формулювання принципу просторової фільтрації зображення на основі теорії розподілу сигналів. Новизною даного представлення є те, що дві операції еквівалентні одній операції згортки розподілів. При даному підході формування зображення набуває змісту перетворення розподілів кількох оптичних сигналів, кожен з яких окремо описує відповідний елемент оптичної системи.

Друга властивість — *відновлення сигналу*: за розподілом $W_{ff^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$ однозначно і повністю відновлюються: за прямою схемою — інтенсивність оптичного сигналу і за зворотною схемою — вінерівський (енергетичний) спектр просторових частот:

$$\hat{\mathfrak{S}}^{-1}\{W_{ff^*}(0; \vec{\omega}_0)\} = |f(\vec{r})|^2; \quad \hat{\mathfrak{S}}\{W_{ff^*}(\vec{r}_0; 0)\} = |F(\vec{\omega})|^2. \quad (1.4)$$

Обчислені розподіли елементарних оптичних сигналів — точкового джерела, плоскої і сферичної хвиль, прямокутного імпульсу, імпульсного періодичного сигналу, які використовуються в роботі для опису схем оптичної дифракції.

Найбільш характерною особливістю володіє розподіл сферичної хвилі $Z(\vec{r}; \beta_0^2) = 2\beta_0^2 \exp(i\beta_0^2 r^2)$, який вироджується в δ -функцію:

$$W_{zz}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) = (2\pi)^2 \delta(\vec{r}_0 - \vec{\omega}_0/2\beta_0^2) \quad (1.5)$$

і на інформаційній площині $(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$ повертається на кут пропорційно параметру дифракції $\beta_0^2 = \pi/\lambda q$, де λ — довжина хвилі світла, q — глибина вільного простору.

Для розподілу прямокутного імпульсу $f(x) = \text{rect}(x/2a)$, де $2a$ — ширина сигналу, виведена формула:

$$W_{rr}(x_0; \omega_0) = 2 \left\{ \left(a+x_0/2 \right) \text{sinc} \left[\omega_0 \left(a+x_0/2 \right) \right] \text{rect} \left[\left(a+x_0 \right) / 2a \right] + \left(a-x_0/2 \right) \text{sinc} \left[\omega_0 \left(a-x_0/2 \right) \right] \text{rect} \left[\left(a-x_0 \right) / 2a \right] \right\} \quad (1.6)$$

Даний розподіл по координаті x_0 визначений в смузі $|x_0| < 2a$, а по координаті ω_0 — необмежений.

За означенням координатно-частотного розподілу растрової структури виведено формулу:

$$W_{tt}(x_0; \omega_0) = \omega_{01} \sum_{n,m} (-1)^{nm} W_{t_0 t_0}(x_0 - nT; m\omega_{01}) \delta(\omega_0 - m\omega_{01}) \quad (1.7)$$

Даний розподіл задається розподілом комірки $W_{t_0 t_0}(x_0; \omega_0)$, типу (1.6), який по координаті x_0 періодичний, а по просторовій частоті ω_0 — вироджується в дискретний розподіл, кратний базовій частоті $\omega_{01} = 2\pi/T$ растра.

Запропонований метод перевірений на оптичному каскаді. Показано, що розподіл дифрагованої амплітуди $W_{gg}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$ однозначно визначається розподілом вхідного оптичного сигналу $W_{ff}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$. Характерно, що при умові формування зображення координата \vec{r}_0 розподілу $W_{ff}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$ рівна нулю і використання схеми відновлення (1.4) автоматично дає розподіл інтенсивності $|f(\vec{r})|^2$ вхідного сигналу. При умові фур'є-перетворення, навпаки, частотна координата $\vec{\omega}_0$ розподілу $W_{ff}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)$ рівна нулю і за аналогічною схемою відновлення вже отримуємо розподіл інтенсивності фрауґоферової картини дифракції.

В другій главі на основі запропонованого методу досліджується питання розрахунку точності Френелівського наближення дифракції по розподілу інтенсивності дифракційної картини.

В формі інтегрального перетворення Френеля загальна схема дифракції Френеля описується операторним рівнянням:

$$\boxed{W_{ff^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)} \longrightarrow \otimes_{r_0} \longrightarrow \boxed{W_{zz^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)} = \boxed{W_{gg^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0)} \quad (2.1)$$

Використовуючи формулу (1.5), розв'язком цього рівняння є:

$$W_{gg^*}(\vec{r}_0; \vec{\omega}_0) = W_{ff^*}(\vec{r}_0 - \vec{\omega}_0/2\beta_0^2; \vec{\omega}_0) \quad (2.2)$$

Для растрових систем становить інтерес розподіл (1.6). При цьому, на основі теорії розподілу сигналів розкривається фундаментальна властивість Френелівської дифракції: в процесі поширення дифрагованих хвиль на площині $(x_0; \omega_0)$ відбувається поворот розподілу $W_{ff^*}(x_0; \omega_0)$, (рис.1). Відповідно з'являється гра-

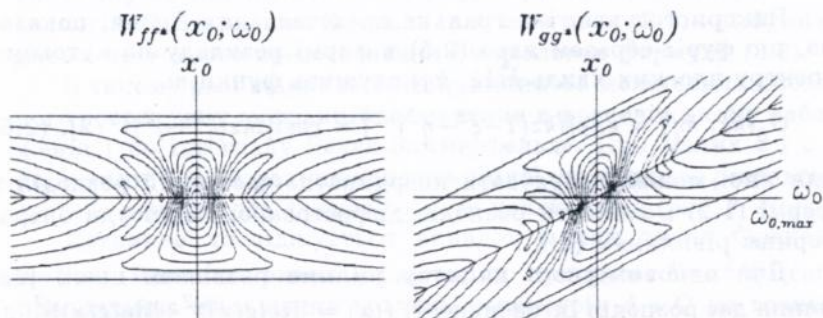


Рис.1. Поворот розподілу вхідного сигналу при дифракції Френеля.

нична просторова частота $\omega_{0,max} = 2a \times 2\beta_0^2$, і за схемою відновлення (1.4) простим шляхом виведена формула Асакури [Asakura T., Mishina H.//Opt.Commun.-1973.-vol.7.-P.38-43]:

$$I(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \frac{\sin[4\pi F\Omega(1-\Omega)]}{\Omega} \cos(4\pi F\Omega x/a) d\Omega, \quad (2.3)$$

де $F = a^2/\lambda q$ — число Френеля.

Для випадку точкового джерела в формулі (2.3) вводяться дві заміни: $q \rightarrow q/M$; $x \rightarrow [x + M(-1)x']/M$, де M -коефіцієнт лінійного збільшення. Показано, що виведена формула (2.3) з високою точністю підтверджується експериментальними даними [Harris F.S., Tavenner M.S., Mitchel R.L. // JOSA. 1969. vol. 59.P.293-296], і розраховані параметри дифракційного фокусу френелівської картини: $I_{\max}(0) = 1.801416$ при $F \approx 0.731$. Формула (2.3) є повним аналогом інтегралів Френеля в частотному представленні дифракційної картини. Пряме фур'є-перетворення дифракційного розподілу $I(x)$ дає формулу Свінга-Рунея [Swing R.E., Rooney D.P. // JOSA. 1968. vol.58. P.629-635].

Для перевірки точності даного наближення поставлена задача пошуку точного аналітичного розв'язку дифракційного інтегралу Релея-Зомерфельда, який можна представити згорткою:

$$g(x, y, z) = g(x, y, 0) \otimes \otimes \phi(x, y, z), \quad (2.4)$$

вхідного сигналу $g(x, y, 0)$ з ядром:

$$\phi(x, y, z) = \phi(R) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\exp(ikR)}{R} \frac{z}{R} \left(ik - \frac{1}{R} \right), \quad R = (z^2 + x^2 + y^2)^{1/2}. \quad (2.5)$$

Використовуючи інтегральне представлення Вейля, показано, що фур'є-образом ядра (2.5) в формі розкладу по кутовому спектру плоских хвиль $\bar{k}(k\xi, k\eta)$ служить функція:

$$G_0(k\xi, k\eta) = \exp[ikz(1 - \xi^2 - \eta^2)^{1/2}] \times \text{rect}[ikz(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}/2], \quad (2.6)$$

для якої можна побудувати координатно-частотний розподіл в формі (1.2) і записати розподіл дифрагованої амплітуди операторним рівнянням (2.1).

Для одновимірного випадку щілини розв'язок цього рівняння дає розподіл інтенсивності $I(x) = |\text{Re}\{g(x)\}|^2 + |\text{Im}\{g(x)\}|^2$, де

$$\text{Re}\{g(x)\} = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \cos(2\pi Q \sqrt{1-v^2}) \frac{\sin(2\pi Av)}{v} \cos(2\pi Avx/a) dv; \quad (2.7)$$

$$\text{Im}\{g(x)\} = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \sin(2\pi Q \sqrt{1-v^2}) \frac{\sin(2\pi Av)}{v} \cos(2\pi Avx/a) dv; \quad (2.8)$$

де $Q = z/\lambda$, $A = a/\lambda$, $2a$ — ширина щілини. В порівнянні з результатами Саутвела [Southwell W.H. // JOSA. 1981. vol.171. P.7-14], виведені формули (2.7)—(2.8) дають точний аналітичний розв'язок безпосередньо по інтенсивності дифрагованого світла. Вперше показано, що даний розв'язок ілюструється побудовою

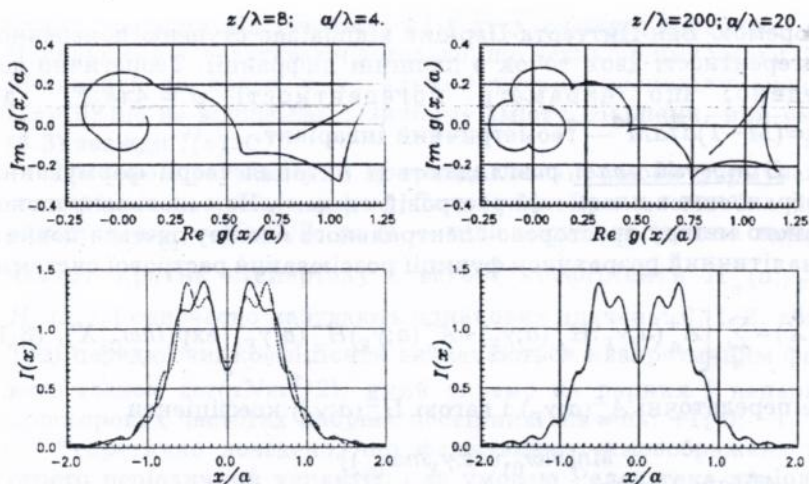


Рис.2. Розподіл інтенсивності (пунктиром—по формулі (2.3)) дифракційної картини при $F=2$ і відповідні криві типу Корню.

типу спіралі Корню (рис. 2, вверху). При цьому спостерігається аналогія з інтегралами Френеля, але інтеграли (2.7)—(2.8) виходять з частотного представлення і є аналогом формули (2.3).

В такому разі відкривається принципова можливість чисельного розрахунку дифракційної картини в френелівському наближенні і по інтегралу Релея-Зоммерфельда. При малих z і a (в порівнянні з λ) розрахунок дифракційної картини дає результати суттєво відмінні від френелівського наближення (рис. 2, внизу).

Детально досліджується випадок малих чисел Френеля: $F=2+6$. Виявлена закономірність, що при умові $F=A^2/Q=\text{const}$ пропорційне збільшення значень параметрів A і Q по точному розв'язку приводить до того, що неперервна крива типу Корню вироджується в кусочно-неперервну, яка дає дифракційний розподіл інтенсивності в френелівському наближенні. По усередненій різницевій функції виявлений максимум, в якому формування дифракційних екстремумів по двох моделях повністю узгоджується і далі швидко досягається необхідна точність. Так, при $F=2$ $\Delta I_{\max}(x/a \leq 1) \approx 0.115$ досягається при $2a = 6\lambda$, а при $2a > 20\lambda$ точністю френелівського наближення $\Delta I_{\max} < 0.02$. Аналогічні чисельні результати одержані для інших значень F .

Для когерентного джерела скінченних розмірів формула (2.3) доповнюється підінтегральною функцією $S(\alpha\Omega) = \text{sinc}(\alpha\Omega)$, яка за

теореомо Ван-Циттерта-Церніке відповідає ступеню поперечної когерентності двох точок в площині дифракції. Теоретично доведено, що параметр когерентності $\alpha = 4\pi k_0 F$, де $k_0 = (M-1)d/aM$ — геометричний інваріант.

В третій главі розглядаються питання теорії формування зображення в класичній растровій системі. На основі запропонованого методу просторово-спектрального аналізу дається повний аналітичний розрахунок функції розсіювання растрової системи:

$$I(X) = \sum_n \left[A_n^+(a; \gamma_F) H_n^+(a; \gamma_F) + A_n^-(a; \gamma_F) H_n^-(a; \gamma_F) \right] \exp(in\omega_{01} X), \quad (3.1)$$

де передаточні $A_n^\pm(a; \gamma_F)$ і вагові $H_n^\pm(a; \gamma_F)$ коефіцієнти

$$A_m^\pm(a; \gamma_F) = \eta \frac{\sin[m\omega_{01}(a \pm \gamma_F m\omega_{01})]}{m\omega_{01} a};$$

$$H_m^\pm(a; \gamma_F) = \sum_n \operatorname{rect} \left(\frac{a \pm 2\gamma_F m\omega_{01} + nT}{2a} \right) \quad (3.2)$$

задаються розмірами $\eta = 2a/T$ комірки і параметром дифракції Френеля $\gamma_F = \lambda f/4\pi$, де f — дифракційний фокус системи. Вперше введені вагові коефіцієнти $H_n^\pm(a; \gamma_F)$, які характеризують дискретну вибірку просторових частот $m\omega_{01}$ по профілю амплітудного пропускання растра. Формула (3.1) дає більш узагальнений розв'язок задачі дифракції, ніж за моделями Зайделя [Seidel K. // *Phot. Korresp.* 1971. No 5. S.71-86] і Андреева [Андреев Ю.С. // *ЖНИПФук.* 1973. № 5. С.325-330].

При використанні методу розподілу сигналів суттєво спрощується розв'язок задачі дифракції і в загальному випадку зводиться до формули (3.1). Доведено, що вагові коефіцієнти $H_n^\pm(a; \gamma_F)$ закладені в структурі розподілу дифрагрованої амплітуди растрового поля як його просторова складова.

Сформульоване правило визначення граничної просторової частоти, яке пов'язане з явищем інтерференції вторинних дифрагованих хвиль від сусідніх елементарних комірок растра:

$$m_{\max} \leq \operatorname{int}\{(2N+1)/2\gamma_0\}. \quad (3.3)$$

Випадок $N = 0$ прийнято називати нульовим, так як формування дифракційного розподілу визначається однією центральною коміркою без урахування впливу сусідніх. При $N = 1$ отри-

муємо розподіл від центральної і двох сусідніх комірок і т.д. Чисельними результатами доведено, що невиконання умови (3.3) приводить до появи в локальних точках розподілу значень $I(x) < 0$, що не відповідає фізичному змісту. Навпаки, при умові (3.3) завжди $I(x) > 0$.

На основі розв'язку (3.1) проаналізовані умови формування самозображень растра (ефект Тальбота). При масштабах дифракції $2\gamma_F \omega_{01} = N \times T/2$, де N — ціле число, дискретна вибірка частот кратна півперіоду і вагові коефіцієнти $H_n^+(a; \gamma_F)$ і $H_n^-(a; \gamma_F)$ одночасно набувають однакових значень: 0, 1/2, або 1. Тоді передаточні коефіцієнти визначаються квадратичним фазовим членом $\cos(\pi N m^2/2)$, який окремо на парних і непарних просторових частотах набуває постійних значень: +1; 0; -1.

Теоретично доведено, що формування самозображень має строго періодичний характер і за умовою Релея така періодичність кратна цілому числу 4. Це дозволило на основі ефекту Тальбота сформулювати т.з. “правило чотирьох” і побудувати загальну періодичну схему (рис. 3) формування растрового зображення в френелівській зоні дифракції.

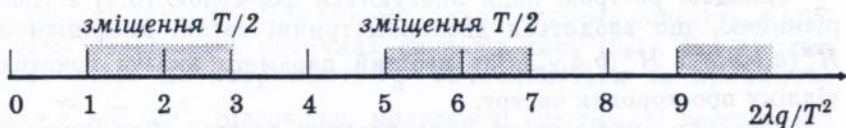


Рис.3. Періодична схема формування растрового зображення.

При $N = 4; 8; 12; \dots$ відбувається повне відновлення зображення растра, проте при $N = 2; 6; 10; \dots$ таке відновлення супроводжується поперечним зміщенням зображення на півперіод. При $N = 1; 3; 5; \dots$ формується самозображення растра подвійної частоти. При довільному масштабі дифракції характер формування растрового зображення однозначно визначається властивостями самозображень. В цілому, закономірності формування дифракційного зображення повністю визначаються інтервалом масштабів дифракції: $0 < \gamma_0 < 0.5$ ($N = 1$).

Чисельними розрахунками показано, що при $\gamma_0 = \alpha/\beta$, де α і β — малі цілі числа, формуються мультиплікативні растрові зображення з явно вираженими сходинками, які є наслідком інтерференції вторинних дифрагованих хвиль в растровій системі.

Дається узагальнення методу розподілу сигналів на клас амплітудно-фазових растрів ім. В. Стефаняка моделі комірки бінарної структури

$$t_0(x) = \tau_a t_a(x) + (\tau_b - \tau_a) t_b(x), \quad (3.4)$$

де в залежності від значень комплексних коефіцієнтів τ_a і τ_b реалізуються два типи бінарної структури — в формі “додавання” і “віднімання” двох комірок. Тоді розподіл комірки (3.4)

$$W_{t_a t_b}(x_0; \omega_0) = |\tau_a|^2 \times W_{t_a t_a}(x_0; \omega_0) + \operatorname{Re}\{\tau_a(\tau_b^* - \tau_a^*)\} \times W_{t_a t_b}^{(+)}(x_0; \omega_0) - i \operatorname{Im}\{\tau_a(\tau_b^* - \tau_a^*)\} \times W_{t_a t_b}^{(-)}(x_0; \omega_0) + |\tau_b - \tau_a|^2 \times W_{t_b t_b}(x_0; \omega_0), \quad (3.5)$$

де вводяться два нові розподіли $W_{t_a t_b}^{\pm}(x_0; \omega_0)$, пов'язані із взаємним розподілом двох прямокутних імпульсів різної ширини.

Далі, підстановка (3.5) в (1.7) дає розподіл бінарної растрової структури і схема розв'язку задачі дифракції зводиться до випадку класичного растра.

Для класу амплітудних растрів $W_{t_a t_b}^{(-)}(x_0; \omega_0) = 0$ і, відповідно, функцію розсіювання системи спрощується до вигляду (3.4):

$$|g(X)|^2 = \tau_a |g_a(X)|^2 + (\tau_b - \tau_a) |g_b(X)|^2. \quad (3.6)$$

Складові растрові поля описуються формулою (3.1) з тією різницею, що вводяться двопараметричні вагові коефіцієнти $H_m^{\pm}(a, b, \gamma_F)$ і $H_m^{\pm}(b, a, \gamma_F)$, де перший параметр вказує початок відліку просторових частот.

Детально аналізується клас фазових растрів. Для функції розсіювання виведена формула $|g(x)|^2 = |g_R(x)|^2 + |g_I(x)|^2$, де складова $|g_R(x)|^2$, пов'язана з дійсною частиною комплексного поглинання фазової комірки, описується формулою:

$$|g_R(x)|^2 = |g_{T/2}(X)|^2 - [1 - \cos(\Delta\phi)] |g_b(X)|^2, \quad (3.7)$$

де $\Delta\phi$ — різниця фаз бінарної сходинки. Друга складова $|g_I(x)|^2$, яка визначається розподілом $W_{t_a t_b}^{(-)}(x_0; \omega_0)$, описується формулою:

$$|g_I(x)|^2 = \pm \sin(\Delta\phi) \sum_m \left[B_m^+(b; \gamma_F) M_m^+(b; \gamma_F) + B_m^-(b; \gamma_F) M_m^-(b; \gamma_F) \right] \exp(im\omega_{01}x). \quad (3.8)$$

Тут вводяться нові передаточні $B_m^{\pm}(b; \gamma_F)$ і вагові $M_m^{\pm}(b; \gamma_F)$ коефіцієнти, що характеризують вибірку частот по непарному профілю.

На основі виведених формул проаналізовані характерні випадки фазової сходинки: $\Delta\phi = \pi$; $\pi/2$.

Досліджена область дифракції між площинами $N = 0; 1$. Вводиться нормований передаточний коефіцієнт $C_m(\eta, \Delta\phi)$, чисельне значення якого на 1-й і 2-й просторових частотах набуває екстремальних значень параметрів фазового растра, при яких досягається максимальний контраст дифракційного розподілу інтенсивності від фазового растра.

Отриманий аналітичний розв'язок задачі дифракції в некогерентній растровій системі:

$$I(x, y) = \sum_{n,m} S_{n,m}(k_1; k_2) \left(A_n(a; \gamma_F) H_n(a; \gamma_F) \right) \times \quad (3.9)$$

$$\times \left(A_m(a; \gamma_F) H_m(a; \gamma_F) \right) \exp[i(n\omega_{01}x + m\omega_{01}y)/M],$$

де коефіцієнти $S_{n,m}(k_1; k_2)$ визначаються фур'є-спектром розподілу інтенсивності по площі некогерентного джерела. Описана методика розрахунку $S_{n,m}(k_1; k_2)$ як для простих типів діафрагм, так і в формі "додавання" - "віднімання" кількох діафрагм, що дозволяє ефективно програмувати умови експонування.

В четвертій главі дається загальна теорія формування зображення в багатокаскадних растрових системах на основі теорії розподілу сигналів. При такому підході система описується каскадом перетворень оптичних сигналів типу (2.1). Всі згортки розподілів по координаті \vec{r}_0 обчислюються за правилом: $\vec{r}_0 \rightarrow \vec{r}_0 - \vec{\omega}_0 / 2\beta_i^2$. Відповідно, модулюючі властивості растрів, які описуються згортками з розподілами типу (1.7) по просторовій частоті $\vec{\omega}_0$, теж легко обчислюються за правилом: $\vec{\omega}_0 \rightarrow \omega_0 - m_i \omega_{0i}$. В результаті, для функції розсіювання системи знаходимо

$$I(x) = I_0 \sum_{n_1, m_1} \sum_{n_N, m_N} (-1)^{n_1 m_1} \dots \sum_{n_N, m_N} (-1)^{n_N m_N} \times$$

$$\times W_{t_{01} t_{01}^*} \left\{ -\frac{\lambda}{2\pi} (a_{11} m_1 \omega_{01} + \dots + a_{1N} m_N \omega_{0N}) - n_1 T_1; m_1 \omega_{01} \right\} \times \dots$$

$$\times W_{t_{0N} t_{0N}^*} \left\{ -\frac{\lambda}{2\pi} (a_{N1} m_1 \omega_{01} + \dots + a_{NN} m_N \omega_{0N}) - n_N T_N; m_N \omega_{0N} \right\} \times$$

$$\times S \left[\left(\frac{M_1 - 1}{M_1} m_1 \omega_{01} + \dots + \frac{M_N - 1}{M_N} m_N \omega_{0N} \right) d_0 \right] \times \quad (4.1)$$

$$\times \exp \left[i \left(\frac{m_1 \omega_{01}}{M_1} + \dots + \frac{m_N \omega_{0N}}{M_N} \right) x \right];$$

де дифракційні параметри задаються елементами a_{ij} матриці:

$$a_{ij} = \begin{pmatrix} F_1 & \frac{M_2}{M_1}F_2 & \dots & \frac{M_N}{M_1}F_N \\ \frac{M_2}{M_1}F_2 & F_2 & \dots & \frac{M_N}{M_2}F_N \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{M_N}{M_1}F_N & \frac{M_N}{M_2}F_N & \dots & F_N \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Тут F_i має зміст дифракційного фокусу, а M_i — коефіцієнт лінійного збільшення зображення i -того растрового елемента.

На основі розв'язку (4.1) детально досліджені дифракційні умови формування зображення в подвійній растровій системі.

В наближенні періодичного некогерентного джерела матриця

$\beta_{ij} = (\lambda/2\pi)\alpha_{ij}$ спрощується до вигляду $\beta_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \beta_{22} \end{pmatrix}$, і, відповідно, для розподілу інтенсивності дифрагованого світла отримуємо вираз:

$$I_0(x) = I_0 \sum_n A_n^{(1)}(a_1) \sum_m A_m^{(2)}(a_2; \beta_{22}) \times \times \delta(n\omega_{01} - \mu_2 m\omega_{02}) \exp(im\omega_{02}x/M), \quad (4.3)$$

де передаточні властивості системи задаються виключно дифракцією на другому растрі. Наявність δ -функції свідчить про те, що в системі має місце селективна фільтрація просторових частот, яка визначається частотами растрів і масштабним коефіцієнтом $\mu_2 = (M_2 - 1)/M_2$.

Доведено, що для випадку $\nu_1 < \nu_2$ за таких умов фільтрації в системі принципово можливо управляти частотою ν_{opt} відносно частоти першого растра ν_1 на два-три порядки.

Дифракція в подвійній системі загального типу описується матрицею $\beta_{ij} = \begin{pmatrix} \beta_{11} & \beta_{12} \\ \beta_{21} & \beta_{22} \end{pmatrix}$. Розв'язок для функції розсіювання записується формулою:

$$|g(x; x'_0)|^2 = I_0 \sum_{n,m} A_{n,m}^{(1)}(a_1; \beta_{11}, \beta_{12}) H_{n,m}^{(1)}(a_1; \beta_{11}, \beta_{12}) \times$$

$$A_{n,m}^{(2)}(a_2; \beta_{21}, \beta_{22}) H_{n,m}^{(2)}(a_2; \beta_{21}, \beta_{22}) \exp[i(X_1 m_1 \omega_{01} + X_2 m_2 \omega_{02})], \quad (4.4)$$

де передаточні $A_{n,m}^{(i)}(a_i; \beta_{i1}, \beta_{i2})$ і вагові $H_{n,m}^{(i)}(a_i; \beta_{i1}, \beta_{i2})$ коефіцієнти за умовами дифракції є двопараметричні, а на виході системи формується дифракційний розподіл у вигляді суперпозиції різночастотних растрових полів.

Сформульований узагальнений підхід до аналізу дифракції на основі інваріантних параметрів. Досліджується правило кратності частот дифрагованих полів. Для випадків $\nu_1 < \nu_2$ і $\nu_1 > \nu_2$:

$$\frac{\nu_1}{M_1} = \frac{(n_0 - 1) \nu_2}{(n_0 + 1) M_2} \quad \text{і} \quad \frac{\nu_1}{M_1} = \frac{k_0 \nu_2}{l_0 M_2}, \quad (4.5)$$

де n_0 і, відповідно k_0/l_0 — інваріантні параметри кратності.

На основі проведених досліджень сформульоване загальне правило, за яким визначається мінімальна муарова частота растрового поля.

Для характеристики умов дифракції Френеля вводяться інваріантні параметри ефективних масштабів дифракції:

$$\beta_{1,ef} = |\beta_{11} - \beta_{12}|; \quad \beta_{2,ef} = |\beta_{21} - \beta_{22}|. \quad (4.6)$$

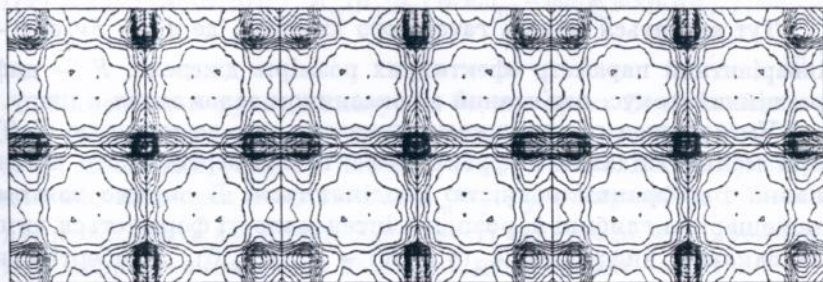


Рис. 4. Формування растрового поля в подвійній растровій системі ($\nu_1 = 2.4 \text{ мм}^{-1}$; $\nu_2 = 3.4 \text{ мм}^{-1}$) при інваріантних параметрах $n_0 = 4$; $\beta_{1,ef} = 0.05$; $\beta_{2,ef} = 0.20$.

При умові постійності дифракційних умов (рис. 4), в системі реалізуються інваріантні умови формування растрового зображення. Вводиться четвертий геометричний інваріант, який характеризує положення некогерентного джерела.

Сформульована задача френелівської дифракції в оптично однорідному поглинаючому шарі, який описується комплексним

показником заломлення $\hat{n} = n + i\chi$. Використання методу розподілу сигналів дозволяє записати задачу дифракції операторним рівнянням (2.1). При цьому поширення вторинних дифрагованих хвиль в середовищі описується розподілом

$$W_{f_2/2}^*(x_0; \omega_0) = W_{Z_2 Z_2}^*(x_0; \omega_0) \otimes_{\omega_0} W_{GG}^*(x_0; \omega_0), \quad (4.7)$$

який аналітично виражається узагальненою функцією Гауса і дає повну інформацію про вторинні хвилі в шарі з урахуванням як дифракції, так і поглинання. Характерно, що постійним множником розв'язку операторного рівняння згортки розподілів служить

$$|g_0(h)|^2 = \exp(-Kh), \quad (4.8)$$

де $K = 4\pi\chi/\lambda$ — розмірний (в см^{-1}) коефіцієнт ламбертівського поглинання світла в шарі.

Для шарів $h_{\max} \approx 1$ мм і частот растрів $\nu_0 < 50$ мм^{-1} розподіл інтенсивності дифрагованого світла в середовищі має аналітичний розв'язок

$$I(x; h) = |g_0(h)|^2 \sum_m A_m(\eta, \gamma_F, K) S_m(d_{ef}) \exp(2\pi i m x / M_0 T) \quad (4.9)$$

Тут вводиться модель гауссового джерела, де $d_{ef} = F\nu_0 d/p$ — інваріантний параметр ефективних розмірів джерела, F — дифракційний фокус, пов'язаний з показником заломлення n шару.

Чисельними розрахунками показано, що за моделлю (4.9) при малих віддальх дифракції ефекти ламбертівського поглинання і дифракції повністю розділяються. В окремо взятому моношарі на глибині h розподіл інтенсивності формується лише за законом дифракції $A_m(\eta, \gamma_F, K) \rightarrow A_m(\eta, \gamma_F, 0)$. Ламбертівське поглинання $|g_0(h)|^2$ впливає на розподіл дифрагованого світла по глибині шару. Побудовані ізолінії енергетичного розподілу дифрагованого світла при різних значеннях оптичних констант.

В н'ятій главі проведений теоретичний аналіз ефектів селективної оптичної фільтрації дифрагованих хвиль в некогерентній подвійній растровій системі. Розв'язок операторного рівняння дає аналітичний вираз для розподілу дифрагованої амплітуди

$$W_{gg}^*(\vec{r}; \vec{\omega}_0) = 2\beta_F^2 \times \vec{\omega}_{01} \vec{\omega}_{02} \times \\ \times \sum_{n_1, m_1} \sum_{n_2, m_2} (-1)^{n_1 m_1} W_{t_{01} t_{01}}^*(-n_1 \vec{T}_1; m_1 \vec{\omega}_0) \sum_{n_2, m_2} (-1)^{n_2 m_2} \times$$

$$\begin{aligned} & \times W_{t_{02}t_{02}^*} \left[\vec{r}_0 - \left(\frac{1}{2\beta_2^2} + \frac{1}{2\beta_3^2} \right) \vec{\omega}_0 - \frac{\beta_F^2}{2\beta_2^2} \left(\vec{r}_0 - \frac{\vec{\omega}_0}{2\beta_2^2} \right) - n_2 \vec{T}_2; m_2 \vec{\omega}_{02} \right] \times \\ & \times \delta \left[\vec{r}_0 - \left(\frac{1}{2\beta_1^2} + \frac{1}{2\beta_2^2} + \frac{1}{2\beta_3^2} \right) \vec{\omega}_0 - 2\beta_F^2 \left(\frac{1}{2\beta_1^2} + \frac{1}{2\beta_2^2} \right) \left(\vec{r}_0 - \frac{\vec{\omega}_0}{2\beta_3^2} \right) + \frac{m_2 \vec{\omega}_{02}}{2\beta_1^2} \right] \times \\ & \times \exp \left\{ -i \left[\vec{\omega}_0 + 2\beta_F^2 \left(\vec{r}_0 - \frac{\vec{\omega}_0}{2\beta_3^2} \right) - (m_1 \vec{\omega}_{01} + m_1 \vec{\omega}_{01}) \right] \vec{r}_{01} \right\}. \quad (5.1) \end{aligned}$$

Досліджуються властивості розподілу (5.1) для близької і далекої зон дифракції.

При умові $\beta_F^2 = \beta_2^2$, яка відповідає класичній схемі експерименту Лау [Lau E. // Ann. Phys.- 1948.- Fol.6. - S.417-423], розподіл (5.1) спрощується до вигляду, коли властивості системи описуються дифракцією на другому растрі, характерною для близької зони дифракції (3.1), де параметр дифракції $\beta_2 = \lambda d_1 / 4\pi$ однозначно визначається віддаллю d_1 між растрами. Якщо проінтегрувати по площині першого растра \vec{r}_{01} , то отримуємо аналітичний розв'язок для близької зони

$$I(x) = I_0 \sum_n A_n(a_1; 0) \sum_m A_m(a_2; \beta_2) \delta(n\omega_{01} - m\omega_{02}) \exp[i(d_1/f)m\omega_{02}x]. \quad (5.2)$$

Наявність δ -функції вказує на те, що ефект Лау реалізується при умові рівності (кратності) частот обох растрів. Розв'язок (5.3) особливий тим, що він базується на аналітичному виразі для передаточних коефіцієнтів $A_m(a_2; \beta_2)$ растрової системи. Це дає можливість дослідити особливості фільтрації монохроматичних дифрагованих хвиль на різних просторових частотах.

Запропонована модель сумування монохроматичних дифрагованих хвиль, яка дає пояснення ефекту Лау при поліхроматичному світлі. Для заданої віддалі d_1 різні довжини хвиль λ_i відповідають масштабам френелівської дифракції

$$\gamma_i^2 = \frac{\lambda_i d_1}{T^2} = \frac{N}{2} \pm \Delta\gamma_2, \quad \text{де } \Delta\gamma_2 = \frac{|\lambda_N - \lambda_i| d_1}{T^2} \quad (5.3)$$

Розглядаються дві монохроматичні хвилі λ_i^+ і λ_i^- , які за масштабом дифракції $\Delta\gamma_2$ симетрично розташовані відносно центральної довжини хвилі λ_N , яка за умовою ефекту Тальбота відповідає цілому числу N .

Аналіз передаточних коефіцієнтів $A_m(\eta_2; \gamma_2)$ показує, що дві симетричні монохроматичні хвилі в околі парної λ_N (N парне) формують ідентичні растрові поля, які сумуються. При $N = 4, 8, 12, \dots$ сумарні інтерференційні смуги незміщені, а при $N = 2, 6, 10, \dots$ — зміщені на півперіод.

В околі непарної λ_N спостерігається інша картина: на парних просторових частотах контраст двох симетричних монохроматичних хвиль додається, а на непарних частотах — віднімається, в результаті чого частота сумарної інтерференційної смуги подвоюється. Таким чином, дві довільно вибрані симетричні монохроматичні хвилі λ_i^+ і λ_i^- характеризуються тією ж самою закономірністю формування растрового поля, що і центральна монохроматична хвиля λ_N .

З врахуванням функції спектрального розподілу $S(\lambda)$ джерела сумування монохроматичних дифрагованих хвиль визначається поліхроматичною ОПФ растрової системи:

$$A_m(\eta_2) = \frac{1}{\Delta\lambda} \frac{T_2^2}{d_1|m|} \int_{-\infty}^{\infty} S^* \left(\frac{T_2^2}{d_1|m|z} \right) t_2 \left(z - \frac{\eta_2}{2} \right) \frac{\sin[m\pi(z+\eta_2)]}{m\pi} dz. \quad (5.4)$$

згідно якої формування контрасту інтерференційної картини на різних просторових частотах $\pm m\omega_{02}$ визначається взаємним розташуванням функції $S^*(z)$ відносно амплітудного пропускання растра $t_2(z)$, який виконує функцію своєрідного фільтра. Аналіз коефіцієнтів $A_m(\eta_2)$ показує, що закономірності сумування монохроматичних хвиль поширюються на спектральні зони. Якщо центральна довжина хвилі λ_N спектрального розподілу $S(\lambda)$ відповідає непарному N , то проходить просторове розділення на півперіод інтерференційних смуг, максимум яких відповідають коротко- і довгохвильовій областям.

Обґрунтовується нове явище селективної оптичної фільтрації в далекій зоні дифракції. При умові формування зображення першого растра $1/2\beta_1^2 + 1/2\beta_2^2 = 1/(2\beta_F^2 - 2\beta_s^2)$ розподіл (5.1) автоматично набуває нульову частотну координату i , відповідно, розподіл другого растра вироджується у вінерівський спектр просторових частот $|F_{02}(m\omega_{02})|^2$. В результаті функція розсіювання подвійної растрової системи виражається дискретним перетворенням Дірака при довільному положенні другого растра. Повздовжнє зміщення растра змінює лише масштаб вінерівського спектру частот, а поперечне зміщення зовсім не впливає на

функцію розсіювання системи. Для далекої зони дифракції отриманий аналітичний розв'язок:

$$I(x) = I_0 \sum_m |F_{02}(m\omega_{02})|^2 \delta(\Omega - m\omega_{02}) \times \sum_n \text{rect} \left[(Mx + m\lambda d_1 / T_2 - nT_1) / 2a_1 \right], \quad (5.5)$$

за яким система характеризується дуальними властивостями — паралельно з формуванням зображення першого растра виконується фур'є-перетворення другого растра. Наявність другого растра приводить до того, що формування зображення відбувається за багатоканальною схемою: монохроматичне зображення першого растра складається із сукупності зміщених зображень, які формуються в кожному дифракційному порядку. Зміщення зображень строго пропорційне масштабу

$$\Delta = \frac{\lambda d_1}{T_1 T_2} = D \frac{\lambda}{T_1}, \quad (5.6)$$

який визначається довжиною хвилі світла λ і характеристичним параметром D системи. Важливо, що умова (5.8) виконується для двох растрів різних періодів $T_1 \gg T_2$ і по відношенню до близької зони є більш загальною.

Дається теоретичне обґрунтування фізичної суті формування кольорових інтерференційних смуг в далекій зоні дифракції. З врахуванням спектрального розподілу $S(\lambda)$ некогерентного джерела сумування монохроматичних зображень в m -ому порядку дифракції описується по аналогу (5.4) формулою

$$I_m(x) = I_0 |F_{02}(m\omega_{02})|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_n \text{rect} \left(\frac{x-t+nT_1}{2a_1} \right) \right\} S^* \left(\frac{t}{|n|D} \right) dt. \quad (5.7)$$

Особливість далекої зони дифракції полягає в тому, що характеристичний параметр D системи служить нормуючим множителем ширини функції спектрального розподілу $S(\lambda)$ відносно величини періоду T_1 зображення першого растра. Ефект селективної оптичної фільтрації в далекій зоні дифракції проявляється в тому, що растрова система виконує функцію сканування спектрального розподілу $S(\lambda)$, що дає пояснення явища формування кольорових інтерференційних смуг в областях поперечного зміщення, кратних півперіоду зображення першого растра.

Виялена періодичність ефекту селективної оптичної фільтрації дифрагованих хвиль. При $N = 1$ в точках зображення $x = nT_1/2$ формується інтенсивна червона інтерференційна смуга (рис. 5). Далі при $N = 2$ формується зміщене на півперіод само-

зображення першого растра і при $N = 3$ — формується, навпаки, інтенсивна голуба інтерференційна смуга. При $N = 4$ знову формується незміщене самозображення першого растра і завершується перший цикл. Це доводить справедливість “правила чотирьох” для далекої зони дифракції.

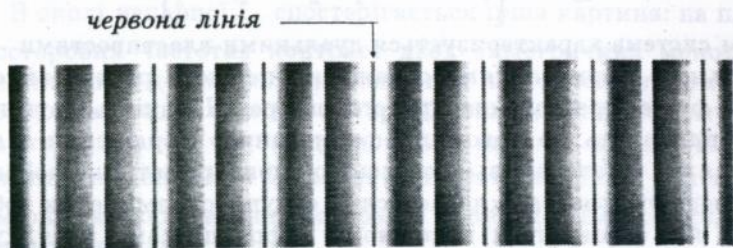


Рис. 5. Формування інтерференційних смуг в далекій зоні дифракції: $\nu_1 = 0.067 \text{ мм}^{-1}$; $\nu_2 = 12.2 \text{ мм}^{-1}$; $d_1 = 970 \text{ мм}$.

Досліджуються принципово нові можливості використання методу розподілу оптичних сигналів для відновлення параметрів фазового періодичного мікрорельєфу.

Теоретично доведено, що оптична схема відновлення вінерівського спектру частот є повним аналогом застосування зворотної схеми відновлення (1.4) до координатно-частотного розподілу фазової структури. В результаті відкривається принципова можливість за результатами вимірювання інтенсивностей просторових частот фазової структури отримати інформацію про параметри фазового рельєфу. Для цієї мети проведений розрахунок вінерівського спектра частот фазових структур з лінійним і квадратичним фазовим рельєфом.

Дається узагальнення методу Даммана. Елементарна комірка записується сумою зміщених прямокутних імпульсів з лінійною зміною фази. Для вінерівського спектра частот трикутного фазового рельєфу виведена формула:

$$|F(\omega)|^2 = \omega_{01} \sum_n \left(\eta \operatorname{sinc}(n\pi\eta - \Delta\varphi/2) + (-1)^n (1-\eta) \operatorname{sinc}[n\pi(1-\eta) + \Delta\varphi/2] \right)^2 \delta(\omega - n\omega_{01}). \quad (5.8)$$

Аналогічним чином розраховується вінерівський спектр частот трапецевидного фазового рельєфу.

Показано, що для розрахунку параболічного фазового рельєфу можна ефективно використати метод розподілу сигналів. Елементарна комірка симетричного фазового рельєфу описується розподілом

$$W_{t_0 t_0}^*(x_0; \omega_0) = 2\pi W_{rr}^*(x_0; \omega_0 + 8\Delta\varphi x_0/T^2). \quad (5.9)$$

За зворотною схемою відновлення (1.4) для вінерівського спектра частот вперше виведена формула

$$F_n^2 = 2 \int_0^1 \frac{\sin[4\Delta\varphi\Omega(1-\Omega)]}{4\Delta\varphi\Omega} \cos(2\pi n\Omega) d\Omega, \quad (5.10)$$

яка співпадає з формулою дифракції Френеля (2.3). Аналогічно розрахований випадок асиметричного параболічного рельєфу.

Чисельні значення дифракційної ефективності (DE) фазових растрових структур приводяться в таблиці.

Таблиця. Максимум дифракційної ефективності (DE)

порядок дифракції	трикутний		параболічний	
	DE_{max}	$\Delta\varphi$	DE_{max}	$\Delta\varphi$
	симетричний рельєф			
± 1	0.2982	1.376 π	0.2753	1.322 π
± 2	0.2662	2.252 π	0.1758	2.085 π
	асиметричний рельєф (ешелет)			
+1	1.0	2 π	0.8127	1.865 π
+2	1.0	4 π	0.4332	3.632 π

В шостій главі описані принципи побудови растрових систем для деяких прикладних задач оптичної обробки інформації.

На базі точного аналітичного розв'язку задачі дифракції Френеля в растровій системі розроблена система комп'ютерного проектування технологічних умов виготовлення оптичних растрів, яка включає пошук оптимальних умов дифракції, враховуючи стадію фотографічної реєстрації растрового поля. Стадія лінійної фільтрації реєструючим шаром оптичного поля побудована на узагальненій формулі Фрізера. Нелінійна стадія градаційного перетворення растрового поля описана моделлю Лютера. В системі використані методи комп'ютерної графіки для побудови 3-х вимірної поверхні розподілу інтенсивності дифрагованого світла, плану ізотот/ізоденс і розрахунку градаційної характеристики оптичного растра з врахуванням параметрів реальних фотографічних шарів.

Теоретично обгрунтовані і експериментально реалізовані методи лінійної фільтрації растрового поля в некогерентній растровій системі. За схемою Аббе-Портера запропонований метод фільтрації структури проєкційного растра, що дало можливість розробити нову технологічну схему виготовлення оптичних растрів зі змінною структурою, яка впроваджена у виробництво.

На базі використання подвійної растрової системи запропонований новий спосіб виготовлення оптичних растрів з наперед заданою просторовою частотою.

Описана система комп'ютерного проектування оптичних умов формування періодичного макрорельєфу в фотополімерних матеріалах, яка базується на використанні експериментально вимірених оптичних функцій за співвідношеннями Крамеса-Кроніга. Доведено, що спектральна залежність дійсної частини комплексного показника заломлення шару не впливає на дифракційний розподіл інтенсивності світла в шарі і тому достатньо обмежитись усередненим значенням оптичної константи. Найбільший вплив має спектральна залежність уявної частини комплексного показника заломлення, яка визначає ламбертівське поглинання дифрагованого світла.

Розроблені наукові і технічні аспекти використання оптичних растрів для бінарного кодування оптичного зображення. Експериментально встановлене правило адитивності, яке дозволило виявити прямий зв'язок оптичних характеристик растра і структури його растрових елементів з нелінійним перетворенням зображення в процесі бінарного кодування, розробити нормалізовані експозиційні умови растрового процесу та ін.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ РОБОТИ

1. Запропонований і розвинутий новий підхід до постановки і розв'язку задач оптичної дифракції на основі методу координатно-частотного розподілу стаціонарних оптичних сигналів. Дано означення базових функціоналів розподілу оптичного сигналу і сформульована основна теорема тотожності, на основі якої доведено, що вибір розподілу оптичних сигналів в формі функції невизначеності, який заданий в спряжених різницевих координатах, є другою еквівалентною формою представлення розподілу Вігнера в середніх координатах. Дано означення повного відновлення операторами фур'є-перетворення: за прямою схемою — інтенсивності оптичного сигналу; за зворотною схемою — вінерівського спектру просторових частот.

2. Дано нове формулювання принципу просторової фільтрації зображення в просторі розподілів оптичних сигналів і запропонована узагальнена операторна форма запису оптичних систем формування зображення каскадом згорток розподілів, де координата згортки задається простором згортки вихідних сигналів. Виведені формули розподілів елементарних сигналів, які використовуються в теорії дифракції. Показано, що растрові структури описуються періодично-дискретним координатно-частотним розподілом, який визначається розподілом елементарної комірки. На прикладі оптичного каскаду описана методика розрахунку розподілу дифрагованої амплітуди і схем відновлення за розподілом зображення і картини фраунгоферівської дифракції.

3. Показано, що в френелівському наближенні загальна схема дифракції описується на інформаційній площині $(x_0; \omega_0)$ поворотом розподілу вхідного сигналу на кут, пропорційний параметру дифракції. Методом розподілу сигналів виведена формула Асакури і показано, що повне відновлення розподілу інтенсивності дифрагованого світла виражається інтегралом від розподілу дифрагованої амплітуди в одиничному інтервалі френелівської координати. Чисельними результатами показано, що виведена формула дифракції з високою точністю підтверджується експериментальними даними. Дано узагальнення методу на випадок дифракції Френеля від некогерентного джерела скінченних розмірів.

4. Доведено, що дифракційний інтеграл Релея-Зомерфельда в формі розкладу по кутовому спектру плоских хвиль записується згорткою розподілів сигналів, яка для випадку щілини дає точний аналітичний розв'язок для інтенсивності дифрагованого світла. Вперше показана принципова можливість представлення точного розв'язку двопараметричною графічною побудовою типу Корню. Досліджена точність френелівського наближення дифракції при малих числах Френеля $F = 2-10$ і розраховані граничні значення розмірів щілини (відносно довжини хвилі λ), при яких за двома моделями формується узгоджений розподіл локальних дифракційних максимумів і досягається необхідна точність (до 2%) розрахунку інтенсивності френелівської дифракційної картини.

5. Отриманий точний аналітичний розв'язок дифракційної задачі формування зображення в класичній растровій системі для класу амплітудно-фазових растрів. Для розрахунку оптичної передаточної функції растрової системи вперше введені вагові коефіцієнти, які визначають передаточні коефіцієнти дифрагованого растрового поля по дискретній вибірці просторових частот по профілю пропускання растра. Сформульоване правило

визначення граничної просторової частоти, яке забезпечує необхідну точність розрахунку функції розсіювання з урахуванням ефекту інтерференції вторинних дифрагованих хвиль від сусідніх комірок. На основі запропонованого методу проаналізовані умови формування самозображень растра і показано, що ефект Тальбота реалізується при дискретній вибірці просторових частот, кратній півперіоду растрової структури. Побудована періодична схема формування растрового зображення, яка при довільних умовах френелівської дифракції характеризується циклічним “правилом чотирьох”.

6. На основі методу розподілу сигналів сформульована і аналітично розв’язана задача формування зображення в багатокаскадній некогерентній растровій системі і показано, що дифракційний розподіл інтенсивності світла на виході системи задається розподілами растрових структур, просторові координати яких визначаються дифракційними параметрами симетричної матриці. Показано, що в наближенні періодичного джерела формування зображення в подвійній системі визначається лише умовами дифракції на другому растрі і реалізується ефект дискретної фільтрації просторових частот, який дає пояснення оптичному методу управління частотою дифрагованого растрового поля. Вперше обгрунтована можливість аналізу дифракційних умов формування зображення в подвійній растровій системі загального типу за інваріантними параметрами: числом кратності, яке визначає мінімальне значення “муарової частоти”, і ефективними масштабами дифракції на кожному растрі.

7. Сформульована задача дифракції Френеля в поглинаючому шарі з комплексним показником заломлення і показано, що ефекти дифракції і поглинання дифрагованих хвиль описуються узагальненим розподілом Гаусса, які для тонких шарів $h_{max} = 1 \text{ мм}$ і частот растрів $\nu < 50 \text{ мм}^{-1}$ розділяються. В рамках запропонованої моделі дифракції показана принципова можливість врахування оптичних функцій, експериментально визначених для реальних шарів за співвідношеннями Крамерса-Кроніга.

8. Проведений теоретичний аналіз ефектів селективної оптичної фільтрації дифрагованих хвиль в подвійній растровій системі. Показано, що класична схема ефекту Лау реалізується в близькій зоні дифракції при умові рівності/кратності частот двох растрів. По аналогії з ефектом Тальбота для пояснення ефекту Лау запропонована схема сумування симетричних дифрагованих хвиль, які відповідають різним умовам френелівської дифракції, і доведено, що такі хвилі повністю описуються закономірностями центральної довжини хвилі, яка за умовою фор-

мування самозображення рівна цілому числу N . Даний підхід узагальнений на випадок поліхроматичного джерела і теоретично доведено, що формування кольорових інтерференційних смуг є результатом перерозподілу дифрагованих хвиль внаслідок їх селективної фільтрації растровою системою. Характерний є випадок непарних чисел N , при якому проходить просторове розділення на півперіод інтерференційних смуг, які за умовами дифракції відповідають різним спектральним областям.

9. Теоретично обґрунтоване нове явище селективної оптичної фільтрації в далекій зоні дифракції подвійної растрової системи. Показано, що при умовах формування зображення першого растра і паралельно фур'є-перетворення другого растра формування інтерференційних смуг відбувається за багатоканальною схемою сумування монохроматичних зображень, які формуються в різних дифракційних порядках, і їх поперечного зміщення строго пропорційно довжині хвилі λ . Особливість ефекту є те, що він реалізується для растрів різних частот і в результаті змикання зміщених дифракційних зображень в системі чітко проявляється просторове розділення на півперіод кольорових інтерференційних смуг, положення яких періодично змінюється від віддалі між растрами.

10. На основі запропонованого методу розподілу сигналів теоретично розрахований вінерівський спектр просторових частот фазових дифракційних оптичних елементів з лінійним (прямокутним, трикутним і трапецевидним) та параболічним фазовим періодичним рельєфом і визначені значення максимуму дифракційної ефективності в різних порядках дифракції. Обґрунтована принципово нова можливість відновлення параметрів фазового рельєфу за даними вимірювання вінерівського спектра частот.

11. Розроблена система комп'ютерного проектування технологічних умов виготовлення оптичних растрів з урахуванням характеристик реєструючого фотографічного шару. Запропоновані і практично реалізовані нові способи виготовлення оптичних растрів: зі змінною структурою растрових елементів за схемою лінійної фільтрації Абе-Портера; зі змінною просторовою частотою на базі подвійної растрової системи. Розроблені прикладні питання використання оптичних растрів для бінарного кодування оптичного зображення.

Основні результати дисертації опубліковані в працях:

1. Шовгенюк М.В. Задача дифракції в багатокаскадній растровій системі на основі теорії розподілу сигналів // Доповіді НАН України. - 1994.- №5.- С.100-105.
2. Шовгенюк М.В., Довгий Я.О., Гунько С.М. Ефект селективної оптичної фільтрації в далекій зоні дифракції растрової системи // Доповіді АН УРСР. Сер. А.- 1988.- №8.- С.61-64.
3. Шовгенюк М.В. Новое описание эффекта Лау на основе теории растрового процесса // Оптика и спектроскопия.- 1986.- том 61, вып.6.-С.1308-1311.
4. Шовгенюк М.В. Френелевская дифракция на амплитудно-фазовом растре бинарной структуры // Оптика и спектр. -1991.- том 71, вып.1.- С.157-162.
5. Шовгенюк М.В., Лебедь Г.Г., Мервинский Р.Р. Инвариантные условия формирования растрового поля в двойной растровой системе // Опт. и спектр.- 1990.- том 68, вып.5.- С.1180-1184.
6. Селиванов Ю.П., Шовгенюк М.В., Довгий Я.О., Гунько С.Н. Теория формирования растрового изображения. I. Некогерентный случай // Укр.физ.журн.- 1980.-том25,№10.-С.1712-1720.
7. Шовгенюк М.В., Мервінський Р.І., Кітик І.В., Довгий Я.О., Гунько С.М. Фотополімери як оптико-інформаційні середовища. Запис растрових структур // Укр.фіз. ж. - 1994. том 39, №8.- С.950-963.
8. Shovgenyuk M.V., Kotsur S.S. Theory of Formation of a Periodic Makrorelief in absorbing photopolymer layers // Ukrainian Polymer J.- 1993.- Vol.2, No 2.- P.139-151.
9. Shovgenyuk M.V. Colour interference bands forming in the near and far diffraction region of screen system // Proc.Soc.Photo-Opt. Instrum.Eng.-1989.-vol.1121 Interferometry'89.-P.596-605.
10. Shovgenyuk M.V., Pivovarov N.S., Gunko S.N., Lebed G.G. Computation of the contact screens making condition // Proc. Soc. Photo-Opt.Instrum.Eng.-1989.-vol.1121 Interferometry'89. - P.606-609.
11. Шовгенюк М.В., Гунько С.Н., Ференц М.И., Чуприна И.Д. Определение показателя Шварцшильда для сверхконтрастных фототехнических пленок // Журн. научн. и прикл. фототгр. и кинематогр.- 1977.- том 22, № 6.- С.442-443.
12. Шовгенюк М.В., Гунько С.Н., Чуприна И.Д., Ференц М.И. Нормализация растрового процесса при прямой съемке // Полиграфия. 1977.- №2.- С.26-28.

13. *Кміть Н.І., Шовгенюк М.В., Гунько С.М.* Дослідження технологічних режимів виготовлення фазового растра // Поліграфія і видавнича справа.- 1988.- №24.- С.3-6.
14. *Шовгенюк М.В., Гунько С.М., Ференц М.І.* Деякі питання аналізу растрових фотоформ, одержаних за допомогою контактних растрів // Поліграфія і видавнича справа.-1977.- №13.-С.13-18.
15. *Шовгенюк М.В.* Обобщенная схема формирования растрового изображения // Полигр.пром-ть. Научно-техн.сб. (Информпечать). 1981.- вып.4(143).- С.1-5.
16. *Шовгенюк М.В.* Метод расчета оптической передаточной функции растровой системы. // В сб.: Методы расчета растровых репродукционных процессов.- М.: МПИ, 1986.- С.5-20.
17. *Грачев А.В., Шовгенюк М.В., Чупрына И.Д.* К вопросу распределения интенсивности света за проекционным растром при изготовлении контактных растрів // В сб.: Проблемы высокой печати. Львов: Вища школа.- 1974.- С.177-181.
18. *Горожанкин И.А., Шовгенюк М.В., Чупрына И.Д.* Контактные растры с изменяющейся структурой // В.сб.: Специалисты УНИИППа информируют.- Киев: Реклама.- 1984.- С.3-4.
19. А.с. № 1 658 120. Способ изготовления контактных растрів // *М.В.Шовгенюк, Г.Г.Лебедь, Р.Р.Мервинский, И.Д.Чупрына, Н.И.Кміть.* - Заявл.18.04.89. Оpubл. 23.06.91. Бюл. 1991. №23.
20. А.с. № 1 514 142. Отбеливающе-травящий раствор для получения диапозитивов на галогенсеребряной пленке // *М.И.Ференц, М.В.Шовгенюк, В.М.Страшко, И.В.Олифиренко, Я.В.Гладка.* - Заявл. 11.11.87. Оpubл. 08.06.89. ДСП.
21. *Шовгенюк М.В., Гунько С.Н., Кміть Н.И.* Пространственно-спектральный метод расчета растрового поля в зоне дифракции Френеля, формируемого амплитудными проекционными растрами. - Киев, 1985.-44с. (Препринт АН УССР, Ин-т теоретической физики, ИТФ-86-49Р).
22. *Шовгенюк М.В., Гунько С.Н., Лебедь Г.Г.* Модель эффекта Лау на основе полихроматической оптической передаточной функции растровой системы. - Киев, 1988.- 24 с. (Препринт АН УССР, Ин-т теоретической физики, ИТФ-87-160Р).
23. *Шовгенюк М.В., Гунько С.М., Сабан О.Я.* Розрахунок оптичних растрів на основі дифракційної теорії.- Львів, 1992.-40с. (Препринт АН УРСР, Ін-т фізики конденсованих систем, ІФКС-92-1У).

24. Шовгенюк М.В., Мервінський Р.Р., Лебедь Г.Г. Розв'язок задачі дифракції Френеля в подвійній растровій системі.- Львів, 1992.- 32 с.- (Препринт АН України, Ін-тут фізики конденс. систем, ІФКС-92-31У).
25. Шовгенюк М.В. Координатно-частотний розподіл сигналів: новий підхід в теорії оптичної дифракції.- Львів, ІФКС, 1992.- 40с. (Препринт АН України, Інститут фізики конденсованих систем, ІФКС-92-25У).
26. Шовгенюк М.В. Координатно-частотний розподіл сигналів: виведення формули дифракції Френеля на ізольованій щілині. Львів, ІФКС, 1992.- 28 с. (Препринт АН України, Інститут фізики конденсованих систем, ІФКС-92-21У).
27. Шовгенюк М.В. Координатно-частотний розподіл періодичних сигналів: аналіз вінерівського спектру частот фазових растрових структур. - Львів, ІФКС, 1993.- 32 с. (Препринт АН України, Інститут фізики конденсованих систем, ІФКС-93-22У).
28. Shovgenyuk M.V. Colour interference bands forming in the near and far diffraction region of screen system // Abstracts Interferometry-89 "100 years after Michelson: state-of-the-art and application." Warsaw, may 1989.-P.142-143.
29. Shovgenyuk M.V, Gunko S.N., Mervinskii R.R., Lebed G.G. Specific Features of the Formation of Diffraction Field in the Double-Screen System // Abstracts Ukrainian-French Symposium "Condensed Matter: Science & Industry."- Lviv.- 1993.- P.105.
30. Shovgenyuk M.V, Mervinskii R.I. On the formation of periodic relief in the optical polymer materials by the 2P-process method // Abstracts Ukrainian-French Symposium "Condensed Matter: Science & Industry"-. Lviv.- 1993.- P 104.
31. Шовгенюк М.В., Горожанкин И.А. Технологические условия изготовления контактных растров с изменяющейся структурой // Тез. докл. Всесоюзной науч.-техн.конф. "Достижения науки в области высокой печати". 1982.- Львов: УНИИПП.- С.88.
32. Мервинский Р.Р., Шовгенюк М.В., Лебедь Г.Г. Применение двойных проекционных растровых систем для преобразования растровой частоты // Тез.докл. 1X Всесоюзной научно-технической конференции по специальным видам печати.- Киев.-1990.-С.53-55.
33. Shovgenyuk M., Gunko S., Saban A. Software for optical computer-aided design and analysis.- ICMP Ukr.Acad.Sci., Lviv.-2p.

Шовгенюк М.В. Теория формирования изображения в растровых системах.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.05. - оптика. Институт физической оптики, Львов, 1994.

Защищается 31 научная работа и 2 авторские свидетельства, которые содержат теоретические исследования формирования изображения в растровых системах на основе метода координатно-частотного распределения оптических сигналов. Установлено, что передача контраста распределения интенсивности растрового поля задается весовыми коэффициентами, характеризующими дискретную выборку пространственных частот. Дано объяснение эффектов селективной оптической фильтрации в двойной растровой системе, определены максимумы дифракционной эффективности фазовых элементов с линейным и параболическим микрорельефом. Разработаны и практически реализованы новые способы изготовления оптических растров.

Shovgenyuk M.V. Theory of image formation in the screen systems.

Thesis on search of the scientific degree of doctor of physical and mathematical sciences, speciality 01.04.05. - optics. Institute for Physical Optics, Lviv, 1994.

31 scientific papers and 2 author certificates containing theoretical studies of the image formation in the screen systems on the base of coordinate-frequency optical signal distribution are defended. It is determined that the screen field intensity distribution contrast transfer is given by the weight coefficients, which characterize the discrete selection of space frequencies. Selective optical filtration phenomena in double screen system is explained, diffraction effectivity maxima of phase elements with linear and parabolic microrelief are determined. New ways of optical screens production are elaborated and realized in practice.

Ключові слова: растр, дифраговане поле, розподіл сигналів, просторова фільтрація, ефект Лау.

Підписано до друку 30.09.94 р. Формат 60x84/16.

Ум. друк. арк. 2. Зам. 058. Тираж 100 прим.

Віддруковано з з оригінал-макету в СП "Малті-М".

U5219M

AB 30.997

AB 30.997