

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов

**ПРОЕКТУВАННЯ ЦИФРОВИХ КОГЕРЕНТНИХ
ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ**

Монографія

КИЇВ
КПІ ІМ. ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО
2019

УДК 681.7(02)
П79

*Рекомендовано до друку Вченою радою
КПІ ім. Ігоря Сікорського
(Протокол № 1 від 21.01 2019 р.)*

Рецензенти:

Л.В. Поперенко, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
(Київський національний університет імені Тараса Шевченка)

С.І. Черняк, д-р техн. наук,
(КП спеціального приладобудування «Арсенал»)

Відповідальний редактор
канд. техн. наук В.М. Сокурєнко
(КПІ ім. Ігоря Сікорського)

П79 Проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів/ В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов. – Київ: КПІ ім.Ігоря Сікорського, Вид-во "Політехніка", 2019. – 256 с.

ISBN 978-966-622-929-1

Розглянуто фізичні основи та методи проектування цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів (ЦКОС), в яких для вводу і виводу сигналів використовуються матричні модулятори і приймачі випромінювання. Досліджено фізико-математичну модель таких спектроаналізаторів, на основі якої були запропоновані методи розрахунку і оптимізації основних характеристик ЦКОС. Обґрунтовані вимоги до окремих компонентів спектроаналізатора та розглянуті приклади практичного застосування ЦКОС.

Для наукових та інженерно-технічних працівників, студентів і аспірантів спеціалізацій «Комп'ютерно інтегровані оптико-електронні системи та технології» і «Фотоніка та оптоінформатика»

ISBN 978-966-622-029-1

© В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, В.І. Микитенко, М.С. Колобродов

ЗМІСТ

ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ОСНОВИ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ОБРОБКИ ІНФОРМАЦІЇ	11
1.1. Когерентні оптичні методи обробки інформації.....	11
1.2. Класифікація оптичних систем обробки інформації	13
1.3. Узагальнені оптичні схеми спектроаналізаторів.....	20
1.4. Методична похибка КОС	27
1.4.1. Обмеження при дифракції Френеля	28
1.4.2. Методична похибка оптичного спектроаналізатора.....	31
1.4.3. Приклад розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти КОС	34
1.5. Цифрові оптичні спектроаналізатори.....	36
РОЗДІЛ 2 ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ЦИФРОВОГО КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧНОГО СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРА	40
2.1. Функціональні перетворення світла в ЦКОС	40
2.2. Математичні моделі компонентів ЦКОС	42
2.2.1. Освітлювальна система	42
2.2.1.1. Когерентне джерело випромінювання	42
2.2.1.2. Оптична система розширювача лазерного пучка.....	45
2.2.2. Просторово-часовий модулятор світла	51
2.2.3. Фур'є-об'єктив	57
2.2.4. Матричний приймач випромінювання	58
РОЗДІЛ 3 ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ	62
3.1. Визначення основних характеристик КОС	62

3.2. Методи розрахунку характеристик КОС	64
3.2.1. Робочий спектральний діапазон.....	64
3.2.2. Просторова смуга пропускання.....	65
3.3. Геометрична шумова смуга пропускання – новий критерій оцінки ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів	78
3.3.1. Загальне визначення ГШСП.....	78
3.3.2. Модель КОС для визначення ГШСП	82
3.3.3. Когерентна передавальна функція КОС.....	84
3.3.4. Шляхи розширення смуги пропускання КОС	87
3.4. Методологія енергетичного розрахунку КОС	91
РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ СИГНАЛУ НА ВИХОДІ ЦИФРОВОГО КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧНОГО СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРА	96
4.1. Метод розрахунку сигналу на виході цифрового КОС	96
4.2. Сигнал на виході матричного приймача випромінювання ЦКОС.....	105
4.3. Вплив матричної структури вхідного модулятора на вихідний сигнал ЦКОС	108
4.4. Вплив матричних структур модулятора світла і приймача випромінювання на вихідний сигнал ЦКОС	117
4.4.1. Фізико-математична модель цифрового КОС	118
4.4.2. Сигнал на виході МПВ.....	122
4.4.3. Спектр гармонічного сигналу	126
4.4.4. Аналіз отриманих результатів.....	131
4.5. Вплив аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на граничні характеристики КОС	133

4.6. Використання дифракційної лінзи в якості фур'є - об'єктива.....	140
4.7. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторову роздільну здатність ЦКОС.....	149
4.7.1. Фізико-математична модель ЦКОС.....	149
4.7.2. Визначення просторового спектрального розділення ЦКОС.....	152
4.7.3. Методи визначення просторового розділення модулятора, фур'є-об'єктива і матричного приймача випромінювання.....	153
4.7.4. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на спектральне розділення ЦКОС.....	159
4.8. Енергетичний розрахунок когерентного оптичного спектроаналізатора	162
4.8.1. Модель формування спектрального розподілу амплітуди поля.....	163
4.8.2. Аналіз вихідного сигналу когерентного оптичного спектроаналізатора	166
4.8.3. Сигнал на виході приймача випромінювання	168
РОЗДІЛ 5 РЕКОМЕНДАЦІЇ ПО ВИБОРУ ПАРАМЕТРІВ КОМПОНЕНТІВ МАКЕТА ЦКОС.....	172
5.1. Приклади проектування КОС.....	172
5.1.1. Розрахунок узагальнених характеристик.....	172
5.1.2. Розрахунок граничних характеристик КОС	175
5.1.3. Розрахунок смуги пропускання КОС з дифракційною лінзою.....	177
5.2. Структура і принцип роботи макета когерентного процесора.....	178

5.3. Рекомендації по вибору окремих елементів макета процесора.....	181
5.3.1. Комп'ютерні (мультимедійні) проектори.....	182
5.3.2. Напівпровідникові лазери.....	189
5.3.3. Просторово-часовий модулятор світла.....	190
5.3.4. Фур'є-об'єктив.....	192
5.3.5. Реєстратор спектру сигналу.....	195
5.3.6. Пристрій формування і введення просторового фільтра	205
5.3.7. Блок керування ПЧМС.....	206
5.4. Граничні характеристики цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора.....	207
РОЗДІЛ 6 ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ ЦИФРОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ.....	215
6.1. Огляд деяких когерентних систем обробки інформації....	215
6.2. Рекомендації до практичного застосування КОС.....	223
6.2.1. Оптико-електронний цифровий процесор для обробки космічних зображень.....	224
6.2.2. Голографічний дисплей об'ємного зображення.....	230
6.2.3. Малогабаритний цифровий КОС.....	234
6.3. Методи покращення якості зображення.....	237
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....	241

Вступ

Інтенсивний розвиток науки і техніки постійно ускладнює задачі, які стоять перед оптикою та оптичним приладобудуванням. З одного боку, висуваються більш високі вимоги до традиційних характеристик оптичних приладів, а з другого боку, з'явилися нові сфери застосування оптики: оптична обробка інформації, оптоелектроніка, волоконна та інтегральна оптика тощо. Оптичний діапазон частот є перспективним для обчислювальної техніки перш за все завдяки малої довжини хвилі світла і можливістю проводити паралельну обробку великих масивів інформації.

На сьогодні значне місце серед досліджуваних проблем займають задачі в області оптичних методів та систем обробки інформації. Інтерес до оптичних методів та систем обробки інформації обумовлений високою інформаційною ємкістю світлового поля як носія інформації, високою швидкістю розповсюдження оптичних сигналів та порівняно легким здійсненням цілого ряду інтегральних операцій над двовимірними масивами. В останні роки бурхливо розвиваються гібридні оптико-цифрові системи, в яких поєднано переваги оптичних і цифрових електронних методів обробки одновимірних і двовимірних сигналів.

Когерентні оптичні системи для спектрального аналізу просторових сигналів давно вже відомі в класичній оптиці, а широке їх застосування при обробці зображень, отриманих за допомогою цифрових камер видимого і інфрачервоного діапазонів стало можливим у зв'язку з бурхливим розвитком лазерної і цифрової

техніки [1-8]. Основним елементом оптичних систем обробки інформації є когерентний оптичний спектроаналізатор (КОС). Теоретичні основи роботи спектроаналізаторів базуються на рівнянні дифракції Френеля, яке наближено описує розповсюдження світла в параксіальній області [2,3,9]. Узагальнена схема КОС складається із трьох основних компонентів: пристрою вводу зображення, фур'є-об'єктива і пристрою реєстрації вихідного світлового поля [3,6,10-13]. Швидкодія, роздільна здатність, динамічний діапазон, зручність застосування в значній мірі визначаються пристроями вводу і виводу оптичних сигналів.

Вхідний сигнал (зображення) надходить до КОС у вигляді модулятора, амплітудний коефіцієнт пропускання якого визначається амплітудою вимірювального сигналу. В якості такого просторово-часового модулятора світла (ПЧМС) використовують матричні елементи, пропускання пікселів яких визначається досліджуваним просторовим сигналом [14,15]. Вихідний сигнал КОС реєструється матричним приймачем випромінювання (МПВ) з подальшою комп'ютерною обробкою, що значно розширює функціональні можливості оптичних систем обробки інформації [16,17]. Тому такі пристрої називають цифровими когерентними оптичними спектроаналізаторами (ЦКОС).

Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів [3 - 9]. В той же час практично відсутня науково-технічна література, що присвячена методам проектування ЦКОС, покладених в основу таких спектроаналізаторів [10]. В той же час відомо багато монографій і

статей, присвячених дослідженню особливостей використання ПЧМС і МПВ в оптико-електронних системах [15,16,18]. Повністю відсутня інформація про дослідження одночасного впливу матричної структури ПЧМС і МПВ на узагальнені характеристики ЦКОС.

Ця монографія написана на основі багаторічних досліджень авторів в області проектування та впровадження когерентних систем обробки інформації різного призначення, що знайшли своє відображення в багатьох монографіях [8,19], підручниках [9,10,13] і наукових статтях [11,20 - 25].

Монографія складається із шести розділів.

В першому розділі розглядаються фізичні основи роботи КОС на основі скалярної теорії дифракції Френеля. Наведені типові системи обробки оптичної інформації, в тому числі і когерентна система обробки космічних зображень методом просторової фільтрації. Досліджується узагальнена фізико-математична модель ЦКОС. Розглянута методична похибка, що обумовлена обмеженнями при дифракції Френеля. Наведено приклад розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти.

В другому розділі розглядаються математичні моделі окремих складових цифрового оптико-електронного спектроаналізатора, а саме освітлювальної системи, просторо-часового модулятора світла, фур'є-об'єктива та матричного приймача випромінювання.

Третій розділ присвячено визначенню основних характеристик ЦКОС. На основі фізико-математичної моделі ЦКОС розроблені методи розрахунку робочого спектрального діапазону, просторової смуги пропускання, просторового і енергетичного розділення.

В четвертому розділі розглянуто методи визначення сигналу на виході ЦКОС. Досліджується вплив матричних структур модулятора і приймача випромінювання на вихідний сигнал спектроаналізатора, а також аберацій фур'є-об'єктив на роздільну здатність ЦКОС. Наведено методи енергетичного розрахунку, імпульсного відгуку і когерентної передавальної функції ЦКОС. Вказані шляхи збільшення ширини просторової смуги пропускання спектроаналізатора, досліджено вплив аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на граничні характеристики приладу. Розглянута можливість використання дифракційної лінзи в якості фур'є-об'єктива.

В п'ятому розділі розглянуто приклади проектування ЦКОС: розрахунок узагальнених і граничних характеристик, смуги пропускання спектроаналізатора, який використовує в якості фур'є-об'єктива дифракційну лінзу. Наведені практичні рекомендації по вибору компонентів макетного зразка когерентного процесора для обробки зображень: напівпровідникового лазера, розширювача лазерного пучка, просторово-часового модулятор світла, фур'є-об'єктива, реєстратора спектру сигналу, пристрою формування і введення просторового фільтра, блоку керування ПЧМС.

В шостому розділі наведена класифікація оптичних систем обробки інформації, огляд деяких когерентних систем обробки інформації. Розглянуто принцип роботи цифрового оптико-електронного процесора для обробки зображень методом просторової фільтрації, голографічного дисплея об'ємного зображення, наведені методи покращення якості зображення.

РОЗДІЛ 1 ФІЗИЧНІ ОСНОВИ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ ОБРОБКИ ІНФОРМАЦІЇ

1.1. Когерентні оптичні методи обробки інформації

Оптична обробка інформації використовує оптичне випромінювання як носій інформації сигналу для обробки. Перевагою такого використання є те, що світлове поле володіє значно більшою інформативністю, ніж електричний струм в електронних комп'ютерних системах. Електричний струм є одновимірним, в той час як параметри світлового поля змінюються і в часі, і в просторі. Це дозволяє одночасно здійснювати обробку багатовимірних або одновимірних сигналів у великому числі каналів. Також до переваг використання оптичного випромінювання можна віднести й те, що частота світлового поля набагато вища максимальної частоти електричних сигналів, що забезпечує високу швидкодію системи обробки, яка обмежена швидкістю світла.

Методи оптичної обробки інформації можна умовно поділити на дві групи:

- методи когерентної та некогерентної оптичної обробки сигналів (зображень), оснований на теорії просторової фільтрації оптичного зображення;

- методи оптоелектроніки – методи, оснований на електрооптичних явищах для створення пристроїв обробки, вводу та виводу інформації, пристроїв запам'ятовування та логічних схем.

Оптичні методи дозволяють виконувати як аналогову, так і цифрову обробку інформації. На сьогодні найбільш досліджені можливості аналогової оптичної обробки інформації. Характерною властивістю оптичних аналогових обчислювальних пристроїв є те, що всі складові інформації на вході перетворюються у результуючий сигнал на виході одночасно. Інтерес до цифрової оптичної обробки інформації був викликаний необхідністю вирішення тих проблем, з якими зіткнулась аналогова оптична обчислювальна система. В процесі розвитку цифрової оптичної обробки інформації були досліджені та розроблені ряд оптоелектронних обчислювальних приладів, також були розроблені оптичні та оптико-електронні логічні елементи та функціональні вузли.

Таким чином, до переваг оптичних методів та систем обробки інформації можна віднести:

- можливість паралельної (без застосування сканування) обробки двовимірної інформації;
- можливість побудови систем, в яких швидкість обробки визначається швидкістю розповсюдження світла;
- можливість здійснення за допомогою порівняно простих оптичних систем математичних операцій, таких як операція двовимірного перетворення Фур'є, операції згортки, кореляції, диференціювання, мультиплікація та ін.;
- можливість побудови систем з багатоканальною обробкою інформації з дуже високою швидкістю.

Оптичні методи безумовно не вирішують всіх проблем обробки інформації. Зокрема, в оптиці важко реалізувати розв'язок

задач, пов'язаних з виконанням великої кількості логічних операцій, які легко вирішуються цифровою технікою. Тому розвиток оптичної обчислювальної техніки, мабуть, піде по шляху створення гібридних оптико-електронних обчислювальних систем і комплексів.

1.2. Класифікація оптичних систем обробки інформації

В основі оптичних методів обробки інформації лежать явища перетворення просторово-модульованих оптичних сигналів в оптичних приладах та системах за принципами як геометричної, так і хвильової оптики. Оптична обробка інформації виконується в оптичному процесорі, що змінює амплітуду та фазу просторово-модульованого оптичного сигналу, який містить інформацію про об'єкт. Введення інформації у світловий пучок здійснюється за допомогою транспаранта або просторового модулятора світла. Пучок променів, модульований у кожній точці свого поперечного перерізу, дозволяє обробляти паралельно одразу великий масив даних. Просторовий сигнал оброблюється майже миттєво, тому в наступний момент часу можлива подача на вхід та обробка другого просторового сигналу. Оптичні пристрої дають можливість дуже швидко та просто реалізувати ряд важливих інтегральних операцій над двовимірними сигналами, таких як перетворення Фур'є, Гілберта та Лапласа, знаходження згортки та кореляції двох функцій та ін.

Одним з найпоширеніших методів обробки оптичної інформації є обробка оптичних сигналів з використанням перетворення Фур'є. Перетворення Фур'є використовується в

основному в тих областях, де вивчаються коливальні процеси. Тому сфера його застосування дуже широка [27,28].

В загальному випадку оптичні системи обробки інформації класифікують в залежності від методів обробки інформації та вибору джерела випромінювання.

За способом обробки інформації обчислювальні пристрої діляться на два класи:

- аналогові оптичні пристрої обробки інформації;
- цифрові пристрої обробки інформації.

З розвитком оптичної обчислювальної техніки стало можливим використання в одному приладі обидва методи обробки інформації одночасно.

В залежності від використовуваного джерела світла розрізняють:

- системи з використанням некогерентних джерел випромінювання (світлодіоди, лампи розжарювання, газорозрядні джерела);
- системи з використанням когерентних джерел випромінювання (лазери).

Оптичні системи з некогерентним джерелом світла виконують операції з інтенсивністю світлового поля. Принцип роботи некогерентних систем обробки інформації заснований на обробці та аналізу просторового сигналу у вигляді розподілу інтенсивності світлового поля. Найбільш поширеними некогерентними оптичними системами є системи некогерентної просторової фільтрації, в яких синтез імпульсного відгуку здійснюється в площині предметів [2,6].

До недоліків таких систем можна віднести: обмежене коло розв'язуваних задач, які пов'язані з обробкою одновимірних сигналів (спектральний та кореляційний аналіз).

Когерентні оптичні системи виконують операції як з амплітудами, так і фазами світлового поля, тому вони дозволяють розв'язувати значно більше число задач по обробці двовимірних функцій, що задаються розподілом амплітуд та фаз світлового поля. Когерентні оптичні системи обробки інформації набули великої популярності завдяки їх здатності оброблювати великий об'єм даних за дуже короткий час [2 - 4, 30 - 33]. Когерентне світлове поле як носій інформації володіє значно більшою інформативністю, ніж некогерентне. Однак, когерентні методи обробки мають деякі недоліки. Одними з них є підвищені вимоги до когерентності джерела світла та велика чутливість до різних шумів.

Принцип роботи узагальненої когерентної оптичної системи обробки інформації ілюструє блок-схема, що представлена на рис. 1.1 [28].

Сигнал від джерела інформації поступає на вхід системи обробки. Характер сигналу залежить від джерела інформації і може бути різним. На вході оптичного обчислювального пристрою має бути когерентний пучок світла, в параметрах якого закодована оброблювана інформація. Для цього застосовують джерело когерентного світла та модулятор (вхідний транспарант).



Рис. 1.1. Блок-схема оптичної обробки інформації

Далі оптичний обчислювальний пристрій здійснює заданий алгоритм обробки сигналів таким чином, щоб в параметрах пучка на виході пристрою містилася оброблена інформація. Перетворювач (реєстратор) вихідних даних фіксує результат обробки інформації, наприклад, у вигляді фотографічного зображення або відеосигналу ПЗЗ-камери.

Важливою та найбільш складною задачею при проектуванні оптичної системи обробки є отримання потрібного розподілу світлового поля вхідних сигналів на вході оптичного обчислювального пристрою. Для вирішення цих проблем застосовують, наприклад, транспаранти (фотопластинки тощо) або дискретні просторово-часові модулятори світла, які характеризуються амплітудним коефіцієнтом пропускання. Світлова хвиля з певною амплітудою від джерела випромінювання падає на вхідний модулятор. Після проходження через модулятор вона змінює свою амплітуду і фазу в залежності від коефіцієнта пропускання. Вихідний сигнал на виході оптичної системи з

точністю до постійного множника буде співпадати з просторовим спектром вхідного сигналу.

Для перетворення сигналів також використовується ультразвукове поле в прозорому середовищі, що збуджується вхідним сигналом. В цьому випадку, світлове поле пройшовши через прозоре середовище, змінює свою фазу, оскільки показник заломлення середовища залежить від амплітуди ультразвукового поля. Існують деякі системи, що працюють на принципі відбиття когерентного світла. Наприклад, в системі, де світло відбивається від дзеркала, покритого масляною плівкою. Товщина плівки змінюється під дією електронного променя, що призводить до зміни фази відбитого променя.

Просторово-часові модулятори також є перетворювачами вхідних сигналів у когерентні світлові сигнали. На вхід модулятора падає когерентне випромінювання, а на виході модулятора параметри світлового поля змінюються у відповідності із законом зміни вхідного сигналу. Іноді, джерело випромінювання та модулятор об'єднують в один пристрій, а просторово-часова модуляція лазера здійснюється за рахунок зміни характеристик дзеркала його резонатора.

Інші принципи модуляції світла в більшості випадків ґрунтуються на зміні дійсної чи уявної частини діелектричної проникності середовища, що призводить до модуляції фази або амплітуди світла, яке проходить через середовище. Модуляція також можлива при деформації або структурних змінах середовища, що призводять, наприклад, до локальної зміни показника заломлення

або рельєфу матеріалу, до обертання площини поляризації світлової хвилі або до зміни здатності розсіювати світло. Деформаційні механізми володіють низькою швидкістю і мають високу чутливість до впливу керуючого сигналу.

Оптичний обчислювальний пристрій – це пристрій, в якому виконується перетворення вхідного просторового (оптичного) сигналу. Він може представляти собою набір різноманітних елементів, таких як лінзи, діафрагми, спеціальні фільтри, дифракційні лінзи, ґратки тощо, розташованих в просторі певним чином. Найбільш застосованим оптичним елементом для двовимірного перетворення Фур'є є додатна сферична лінза [5,9]. Майже всі системи та методи обробки інформації мають спільні фізичні основи. Вибір того чи іншого методу обробки залежить від характеру задачі.

Когерентні оптичні системи лінійні по відношенню до амплітуди світлового поля $V(x, y)$ і тому здатні здійснювати операцію типу [3,34,35]

$$I(x, y) = K \left| \iint_{-\infty}^{\infty} V(x', y') h_f(x - x', y - y') dx' dy' \right|^2, \quad (1.1)$$

де $I(x, y)$ – освітленість (інтенсивність) світлового поля на виході системи; $h_f(x, y)$ – когерентний імпульсний відгук (функція розсіювання точки) оптичної системи; K – коефіцієнт пропорційності.

На рис. 1.2 наведена схема, яка дозволяє здійснювати операцію (1.1). Світло від лазера L колімується лінзою L_1 і рівномірно освітлює площину $x_1 y_1$, де знаходиться просторовий модулятор світла. Амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора

$t_m(x_1, y_1)$ пропорційний амплітуді відеосигналу $u_s(x_1, y_1)$, який сформований зображенням від цифрової камери. Лінза L_2 (фур'є-об'єктив) виконує перетворення Фур'є функції $t_m(x_1, y_1)$ і формує в площині x_2y_2 розподіл амплітуди поля $k_1\tilde{t}_m\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right)$, де $\tilde{t}_m(\nu_x, \nu_y)$ – просторовий спектр функції $t_m(x_1, y_1)$, k_1 – комплексна постійна.

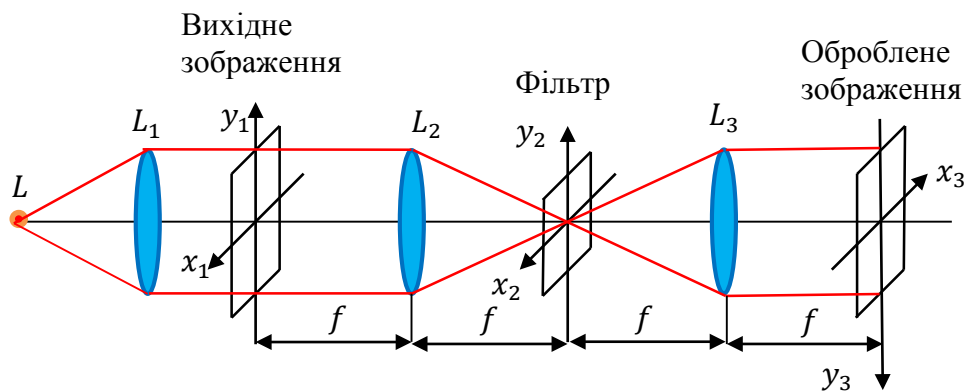


Рис. 1.2. Схема когерентної просторово-частотної обробки зображень

Щоб впливати на амплітуду і фазу спектра $\tilde{t}_m(\nu_x, \nu_y)$, в площині x_2y_2 розташовують просторовий фільтр (модулятор), амплітудний коефіцієнт пропускання якого

$$t_f(x_2, y_2) = k_2\tilde{t}_f\left(\frac{x_2}{\lambda f}, \frac{y_2}{\lambda f}\right), \quad (1.2)$$

де \tilde{t}_f – фур'є-образ функції $h_f(x_2, y_2)$; k_2 – постійна.

Тоді розподіл амплітуди поля за фільтром пропорційний $\tilde{t}_m\tilde{t}_f$. Нарешті, лінза L_3 (фур'є-об'єктив) перетворює цей розподіл амплітуди і формує в площині x_3y_3 розподіл інтенсивності

$$I(x_3, y_3) = K\left|\iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1)h_f(-x_3 - x_1, y_3 - y_1)dx_1dy_1\right|^2. \quad (1.3)$$

Знак мінус перед x_3 і y_3 з'являється в результаті двох послідовних перетворень Фур'є. Цю незручність можна вилучити, якщо змінити напрямки осей координатної системи x_3y_3 , як показано на рис. 1.2.

Таким чином, оптична система обробки зображень складається із двох послідовно розташованих КОС.

1.3. Узагальнені оптичні схеми спектроаналізаторів

Когерентні оптичні системи для спектрального аналізу просторових сигналів давно вже відомі в класичній оптиці, а широке їх застосування в різних сферах науки і техніки стало можливим у зв'язку з бурхливим розвитком лазерної техніки [6,34]. У цьому підрозділі розглянуто фізичні й практичні проблеми проектування когерентних спектроаналізаторів.

Оптична система когерентного спектроаналізатора може бути виконана за двома принципово різними схемами [8,10,36]:

а) вхідний транспарант із записом досліджуваного просторового сигналу у вигляді змінного амплітудного коефіцієнта пропускання встановлений перед об'єктивом (рис. 1.3);

б) вхідний транспарант встановлений за об'єктивом (рис. 1.4).

В монографіях [8,10,35] і статтях [11,25,37] було розглянуто на основі скалярної теорії дифракції Френеля перетворення когерентної світлової хвилі в оптичній системі, що наведена на рис. 1.3. В результаті такого фізико-математичного моделювання було отримано загальне рівняння для розрахунку комплексної амплітуди поля в площині аналізу x_3y_3 при довільному розташуванні площин x_iy_i [8]:

$$\begin{aligned}
 V(x_3, y_3) = & -\frac{2\pi V_0 C_{03}}{jk\left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f}\right)} \times \\
 & \times \exp\left\{jk\left[\frac{1}{2l_{23}} - \frac{1}{2l_{23}^2\left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f}\right)}\right](x_3^2 + y_3^2)\right\} \times \\
 & \times \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp\left\{jk\left[\frac{1}{2}\left(\frac{1}{l_{01}} + \frac{1}{l_{12}}\right) - \frac{1}{2l_{23}^2\left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f}\right)}\right](x_1^2 + \right. \\
 & \left. y_1^2)\right\} \times \\
 & \times \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda l_{12}l_{23}\left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f}\right)}(x_3x_1 + y_3y_1)\right] dx_1 dy_1, \quad (1.4)
 \end{aligned}$$

де V_0 – амплітуда когерентного випромінювання з довжиною хвилі λ , що освітлює транспарант; $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число; f – фокусна відстань фур'є-об'єктива; $t_o(x_1, y_1)$ – амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта; C_{03} – комплексний постійний множник,

$$C_{03} = -\frac{\exp\left[j\frac{2\pi}{\lambda}(l_{01} + l_{12} + nd_0 + l_{23})\right]}{j\lambda^3 l_{01}l_{12}l_{23}}.$$

Вираз (1.4) описує розподіл амплітуди поля в довільній площині спостереження x_3y_3 і включає ряд експоненціальних фазових множників. Якщо підінтегральний квадратичний експоненціальний множник дорівнює одиниці, то амплітуда поля $V(x_3, y_3)$ у площині x_3y_3 буде з точністю до фазового множника просторовим спектром (фур'є-образом) амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта $t_o(x_1, y_1)$, розміщеного у площині x_1y_1 .

Запишемо це рівняння для чотирьох випадків, коли на вхідний транспарант нормально падає плоска монохроматична хвиля з амплітудою V_0 , а площина аналізу розташована в задній фокальній площині фур'є-об'єктива. За таких умов відстань між площинами

x_0y_0 і x_1y_1 буде дорівнювати $l_{01} = \infty$, відстань між площинами x_2y_2 і $x_3y_3 - l_{23} = f$.

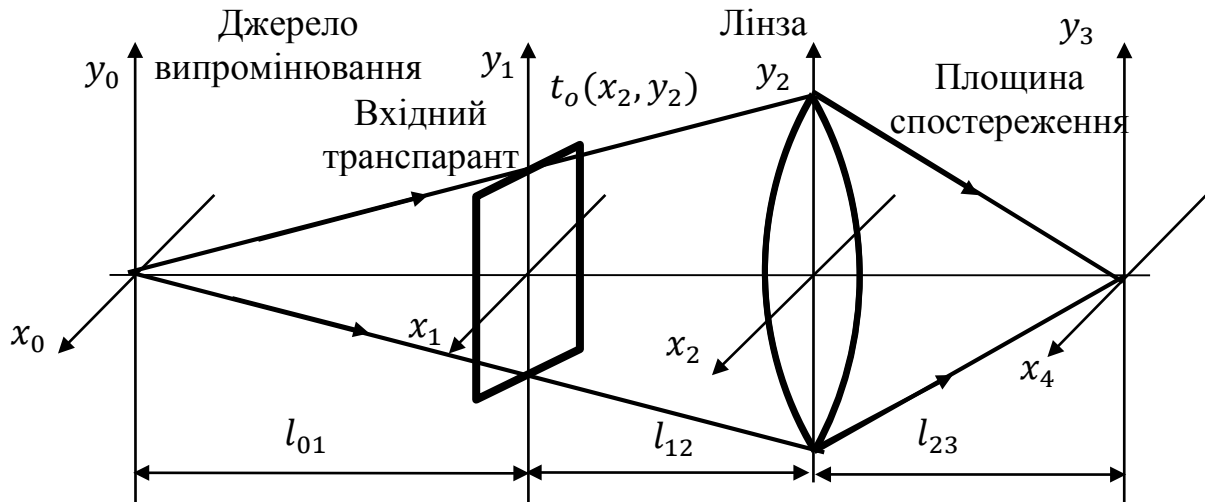


Рис. 1.3. Поширення когерентного випромінювання в оптичній системі із вхідним транспарантом, встановленим перед об'єктивом

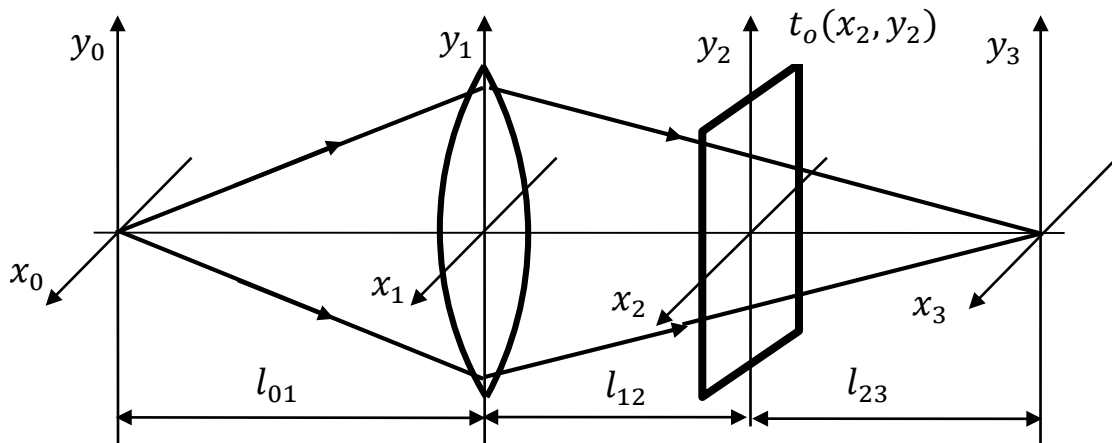


Рис. 1.4. Поширення когерентного випромінювання в оптичній системі з вхідним транспарантом, встановленим за лінзою

Розглянемо випадки, коли:

1. Вхідний транспарант розташований на довільній відстані l_{12} (рис. 1.5). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу

визначається рівнянням

$$V(x_3, y_3) = -\frac{2\pi V_0 C_{03} l_{12}}{jk} \exp \left[jk \left(\frac{f-l_{12}}{2f^2} \right) (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \int \int_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.5)$$

$$\text{де } C_{03} = -\frac{\exp(j\frac{2\pi}{\lambda})}{j\lambda^3 l_{12} f}.$$

Зі співвідношення (1.5) видно, що функція $V(x_3, y_3)$ пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта $t_o(x_1, y_1)$ із просторовими частотами

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (1.6)$$

2. Вхідний транспарант розташований в площині фур'є-об'єктива, коли $l_{12} = 0$ (рис. 1.6). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу визначається рівнянням

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \exp \left[j \frac{\pi}{\lambda f} (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \int \int_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1. \quad (1.7)$$

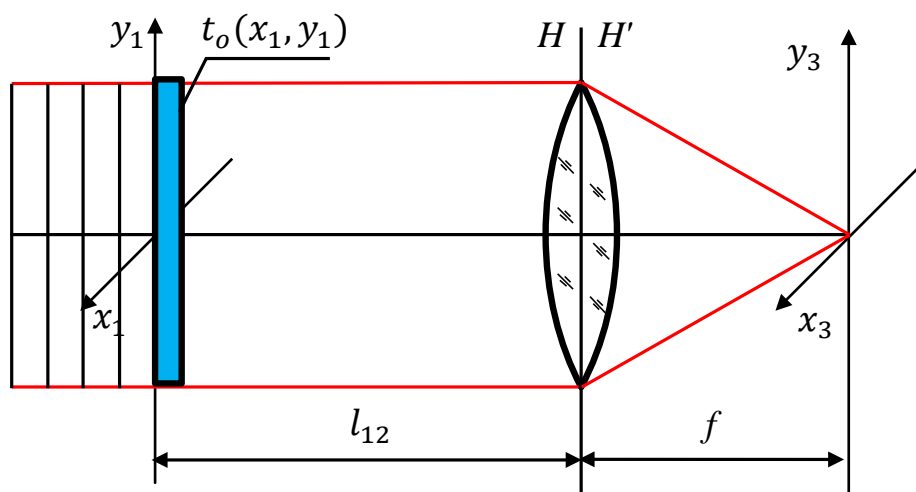


Рис. 1.5. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований перед об'єктивом

Зі співвідношення (1.7) видно, що функція $V(x_3, y_3)$ пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта $t_o(x_1, y_1)$ із просторовими частотами (1.6).

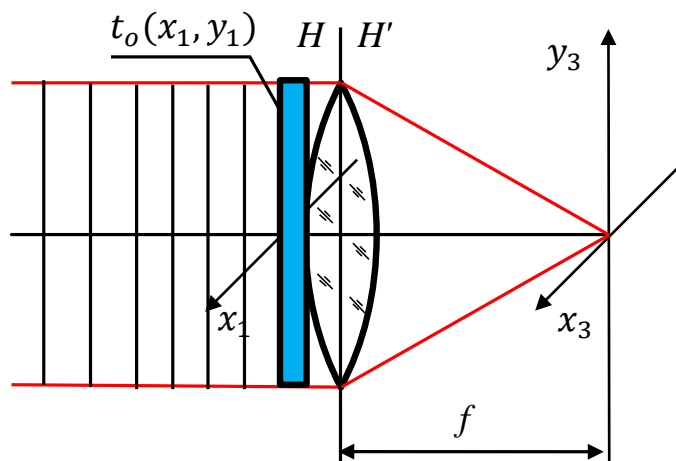


Рис. 1.6. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований в площині об'єктива

3. Вхідний транспарант розташований в передній фокальній площині Фур'є-об'єктива, коли $l_{12} = f$ (рис. 1.7). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу визначається рівнянням

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x_3x_1 + y_3y_1)\right] dx_1 dy_1. \quad (1.8)$$

Розглянемо перетворення Фур'є двовимірної функції $t_o(x_1, y_1)$:

$$\tilde{t}_o(v_x, v_y) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(v_x x_1 + v_y y_1)] dx_1 dy_1. \quad (1.9)$$

де v_x, v_y – просторові частоти.

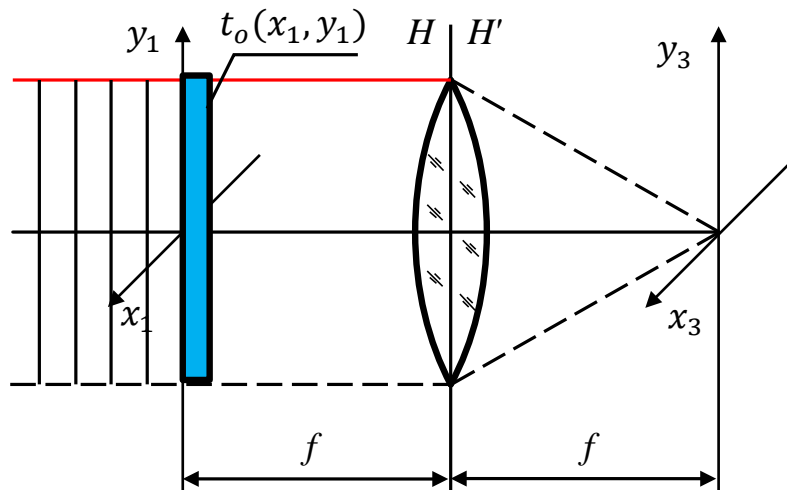


Рис. 1.7. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований в передній фокальній площині об'єктива

Із порівняння виразу (1.8) з перетворенням Фур'є (1.9) випливає такий важливий висновок, що комплексна амплітуда світлового поля у задній фокальній площині лінзи з точністю до постійного множника $V_0/j\lambda f$ являє собою просторовий спектр амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта з просторовими частотами (1.6).

4. *Вхідний транспарант розташований між фур'є-об'єктивом і його заднього фокальною площиною, коли $l_{12} \leq f$ (рис. 1.8). Тоді розподіл амплітуди поля в площині аналізу визначається рівнянням*

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \exp \left[j \frac{\pi}{\lambda l_{23}} (x_3^2 + y_3^2) \right] \times \iint_{S_2} t_o(x_2, y_2) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda l_{23}} (x_3 x_2 + y_3 y_2) \right] dx_2 dy_2. \quad (1.10)$$

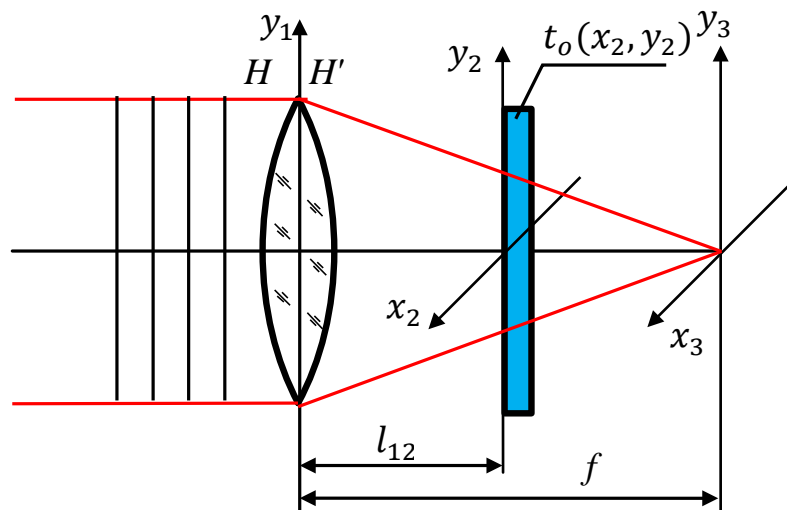


Рис. 1.8. Оптична схема когерентного спектроаналізатора, коли транспарант розташований між фур'є-об'єктивом і його заднього фокальною площиною

Зі співвідношення (1.10) видно, що функція $V(x_3, y_3)$ пропорційна просторовому спектру пропускання транспаранта $t_o(x_1, y_1)$ із просторовими частотами

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda l_{23}}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda l_{23}}. \quad (1.11)$$

Однак у спектрі сигналу спостерігається квадратична фазова модуляція, яка виникає за рахунок фазового множника, що стоїть перед інтегралом у виразі (1.10). Усунення цього множника, тобто рівність одиниці, досягається тільки на оптичній осі системи або за $l_{23} = \infty$, що не має практичного значення.

Отже, дослідження поширення когерентних світлових хвиль в оптичних спектроаналізаторах, схеми яких представлені на рис. 1.5–1.8, дозволяє зробити такі висновки:

1. Усі оптичні системи виконують двовимірне перетворення Фур'є функції, яка описує амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта.

2. В спектроаналізаторах, схеми яких представлені на рис. 1.2, 1.4, виникають фазові спотворення, що обумовлені наявністю квадратичного фазового множника перед інтегралом. Цей факт не дозволяє використовувати такі спектроаналізатори в багато каскадних оптичних системах обробки інформації.

3. Фазові спотворення спектра, сформованого когерентним спектроаналізатором, можуть бути усунені тільки у схемі, поданій на рис. 1.3, якщо виконується умова $l_{12} = f$, тобто коли вхідний транспарант перебуває у передній фокальній площині фур'є-об'єктива, а спектр сигналу вимірюється у задній фокальній площині об'єктива.

1.4. Методична похибка КОС

В підрозділі 1.3 було показано, що теоретичні основи роботи спектроаналізаторів базуються на рівнянні дифракції Френеля, яке наближено описує розповсюдження світла в параксіальній області [10]. Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів, а також методам проектування оптичних систем, покладених в основу таких спектроаналізаторів [3,5,10,24,25,36]. В той же час відсутні дослідження похибок вимірювання спектрів сигналів, які обумовлені наближенням Френеля.

В цьому підрозділі досліджується методична похибка оптичного спектроаналізатора, яка обумовлена наближенням Френеля, з метою визначення допустимих похибок вимірювання просторової частоти в спектрі сигналу.

Узагальнена схема оптичного спектроаналізатора складається з когерентного джерела випромінювання, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і аналізатора світлового поля. Якщо транспарант розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і освітлюється плоскою хвилею з амплітудою V_0 (рис. 1.7), то розподіл амплітуди поля в площині аналізу описується виразом (1.8), який представимо у вигляді [10]

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_o(x_1, y_1) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (1.12)$$

де $t_o(x_1, y_1)$ – функція амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта; f – фокусна відстань об'єктива.

1.4.1. Обмеження при дифракції Френеля

В основі скалярної теорії дифракції лежить рівняння Кірхгофа, яке дозволяє знайти амплітуду поля $V(P_0)$ в довільній точці P_0 за екраном, якщо відома амплітуда поля $V(P)$ в отворі екрану [3,5,9]

$$V(P_0) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{\Sigma} V(P) \frac{\exp(jkr)}{r} \cos(\vec{r} \wedge \vec{n}) dS, \quad (1.13)$$

де $r = P_0P$ – відстань між точками P_0 і P ; $\vec{r} \wedge \vec{n}$ – кут між вектором \vec{r} і нормаллю \vec{n} до екрану; Σ – площа отвору; k – хвильове число.

Рівняння (1.13) для випадку, коли екран знаходиться у площині xu , а точка P_0 – у площині x_0u_0 , яка паралельна площині xu і розташована на відстані z від неї (рис. 1.9), визначається рівнянням дифракції Релея-Зоммерфельда

$$V(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) h(x, y; x_0, y_0) dx dy, \quad (1.14)$$

де $h(x, y; x_0, y_0)$ – вагова функція дифракції Релея–Зоммерфельда,

$$h(x, y; x_0, y_0) = \frac{1}{j\lambda} \frac{\exp(jkr)}{r} \cos(\vec{r} \wedge \vec{n}); \quad (1.15)$$

$$r = P_0 P = \sqrt{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2 + z^2} = z \sqrt{1 + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2}}. \quad (1.16)$$

Щоб спростити обчислення інтеграла (1.14), Френель запропонував такі наближення:

1. Розмір отвору в екрані набагато менший за відстань z між площинами xu та x_0y_0 .

2. Дифракція спостерігається в області біля центра системи координат x_0y_0 , розміри якої набагато менші за відстань z .

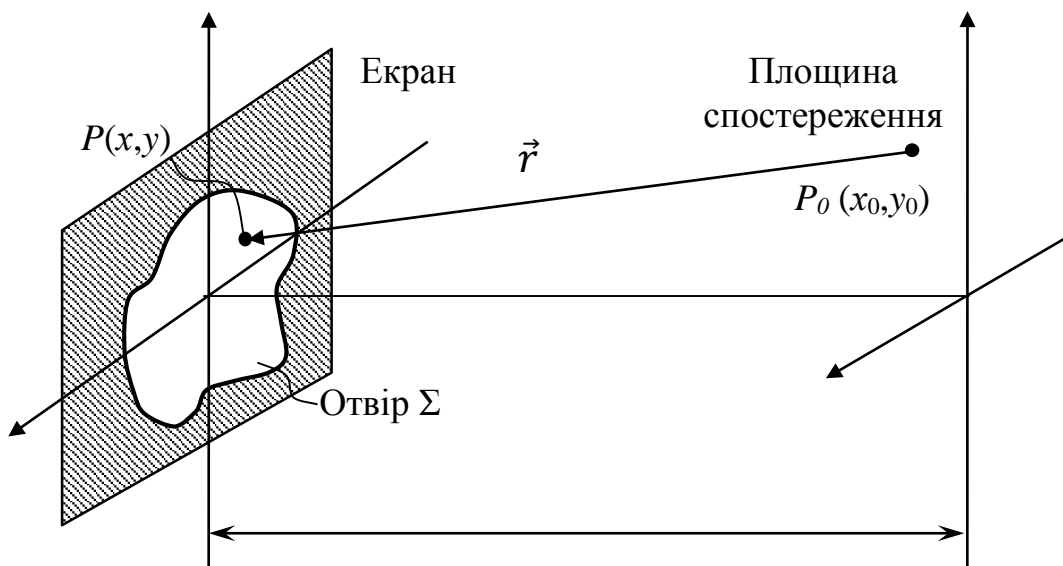


Рис. 1.9. Схема дифракції Френеля

За таких наближень можна вважати, що $r = P_0P \approx z$, а $\cos(\vec{r} \wedge \vec{n}) \approx 1$. Слід також зазначити, що в показнику експоненти у виразі (1.15) не можна замінити r на z , оскільки при цьому виникає значна фазова похибка. Наприклад, якщо $r = z + \Delta z$, то $kr = kz + k\Delta z$. За $\Delta z = 1$ мм і $\lambda = 0,5$ мкм, $k\Delta z = 400\pi$ рад.

Цю похибку можна зменшити, якщо представити вираз (1.15) у вигляді степеневого ряду та обмежитися двома членами ряду. Скористаємось розкладом функції $\sqrt{1+t}$ у ряд:

$$\sqrt{1+t} = 1 + \frac{1}{2}t - \frac{1}{8}t^2 + \frac{1}{16}t^3 - \frac{5}{128}t^4 + \dots, \quad (1.17)$$

тоді

$$r \approx z \left[1 + \frac{1}{2} \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2} \right]. \quad (1.18)$$

Наближення Френеля (1.18) виконується, якщо $\frac{1}{8}t^2 \ll 1$ або

$$kz \frac{1}{8} \left[\frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{z^2} \right]^2 \ll 1 \text{ радіан,}$$

звідси

$$z \gg \left\{ \frac{\pi}{4\lambda} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2]^2 \right\}^{1/3}. \quad (1.19)$$

Простір за екраном, який задовольняє умову (1.19), називають *областю дифракції Френеля*. Наприклад, якщо $\lambda = 0,5$ мкм, а максимальні розміри отвору в екрані та області спостереження становлять 1 см, то $z \gg 40$ см.

Підставимо наближення (1.19) у вираз (1.15). Тоді інтеграл (1.14) матиме вигляд

$$\begin{aligned}
 V(x_0, y_0) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) \frac{1}{j\lambda z} \exp\left\{jkz \left[1 + \frac{(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2}{2z^2}\right]\right\} dx dy = \\
 &= \frac{1}{j\lambda z} \exp(jkz) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda z} [(x_0 - x)^2 + (y_0 - y)^2]\right\} dx dy. \quad (1.20)
 \end{aligned}$$

Вираз (1.20) називають *рівнянням дифракції Френеля*. Множник $\exp(jkz)$ визначає постійний фазовий зсув, який не впливає на розподіл поля $V(x_0, y_0)$, тому надалі його не будемо враховувати.

1.4.2. Методична похибка оптичного спектроаналізатора

Дифракцію світла можна розглядати, як суму плоских хвиль різних просторових частот ν_x, ν_y , які розповсюджуються під кутами дифракції $\varphi_{dx}, \varphi_{dy}$ відповідно. Залежність кута дифракції від просторової частоти при розповсюдженні світла у вільному просторі визначається рівняннями [5,10]

$$\sin \varphi_{dx} = \nu_{x,fs} \lambda \quad \text{і} \quad \sin \varphi_{dy} = \nu_{y,fs} \lambda, \quad (1.21)$$

де $\varphi_{dx}, \varphi_{dy}$ – кути між хвильовим вектором \vec{k} , який співпадає з напрямком розповсюдження дифрагованого світла, і площинами yz і xz відповідно (рис. 1.10); $\nu_{x,fs}, \nu_{y,fs}$ – просторові частоти хвиль у вільному просторі.

При дифракції Френеля просторові частоти визначаються співвідношенням (1.6). Користуючись рис. 1.15 та виразами (1.6) і (1.21) знаходимо кути дифракції

$$\operatorname{tg} \varphi_{dx} = \frac{x_0}{z} = \nu_{x,F} \lambda \quad \text{і} \quad \operatorname{tg} \varphi_{dy} = \frac{y_0}{z} = \nu_{y,F} \lambda, \quad (1.22)$$

де $\nu_{x,F}, \nu_{y,F}$ – просторові частоти при дифракції Френеля.

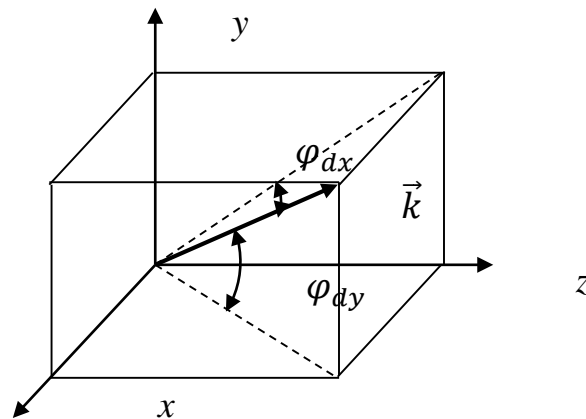


Рис. 1.10. Кути дифракції при розповсюдженні світла в напрямку хвильового вектору \vec{k}

Тоді методична похибка у визначенні просторової частоти дифрагованого світла дорівнює

$$\Delta v_x = v_{x,F} - v_{x,fs} = \frac{1}{\lambda} (\operatorname{tg}\varphi_{dx} - \sin\varphi_{dx}) \quad \text{і}$$

$$\Delta v_y = v_{y,F} - v_{y,fs} = \frac{1}{\lambda} (\operatorname{tg}\varphi_{dy} - \sin\varphi_{dy}). \quad (1.23)$$

На рис. 1.11 представлено одновимірний графік залежності похибки вимірювання просторової частоти від кута дифракції. Аналіз функції (1.23) її графіка показує, що для довжини хвилі $\lambda = 0,5$ мкм при куті дифракції $\varphi_{dx} = 5^\circ$ похибка вимірювання просторової частоти становить $\Delta v_x = 0,67$ мм⁻¹, а при куті дифракції $\varphi_{dx} = 10^\circ$ — $\Delta v_x = 5,4$ мм⁻¹.

Визначимо відносну похибку вимірювання просторової частоти δv_x . Із рівнянь (1.21) і (1.23) маємо

$$\delta v_x = \frac{\Delta v_x}{v_x} = \frac{\operatorname{tg}\varphi_{dx} - \sin\varphi_{dx}}{\sin\varphi_{dx}} = \frac{1}{\cos\varphi_{dx}} - 1. \quad (1.24)$$

Для кута дифракції $\varphi_{dx} = 5^\circ$ відносна похибка становить $\delta v_x = 0,38\%$, а для кута дифракції $\varphi_{dx} = 10^\circ$ – $\delta v_x = 1,54\%$.

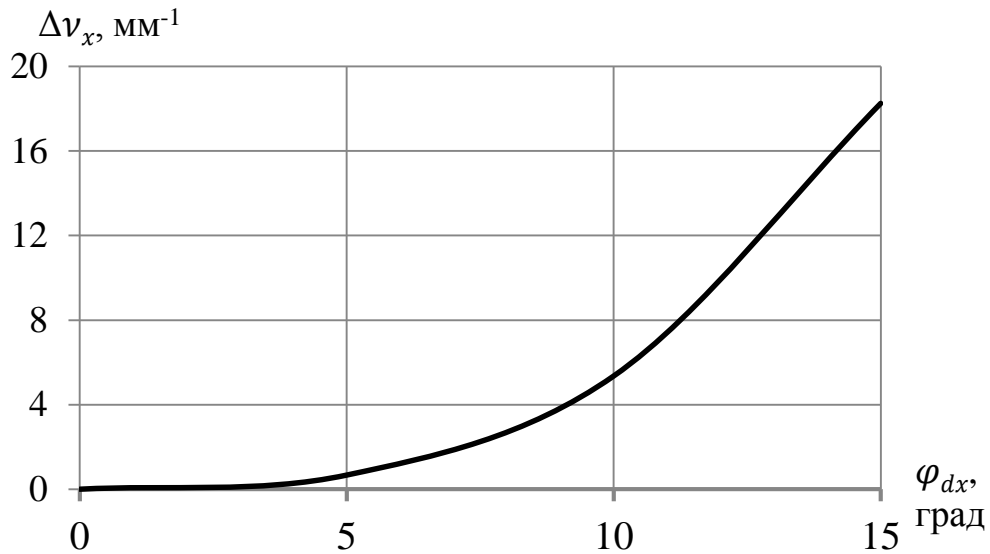


Рис. 1.11. Залежність методичної абсолютної похибки визначення просторової частоти від кута дифракції для довжини хвилі 0,5 мкм

Визначимо відносну похибку для максимальної просторової частоти спектроаналізатора, яка визначається за формулою [24]

$$v_{x,\max} = \frac{x_{3,\max}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}, \quad (1.25)$$

де D_p і f – діаметр вхідної зіниці і фокусна відстань фур'є-об'єктива; a – розмір вхідного транспаранта. В статті [25] було встановлено, що максимальне значення просторової частоти буде при умові, що $D_p = 2a$.

Із рис. 1.12 знаходимо кут дифракції φ_{dx} , який відповідає максимальній просторовій частоті

$$\operatorname{tg}\varphi_{dx} = \frac{D_p - a}{2f}. \quad (1.26)$$

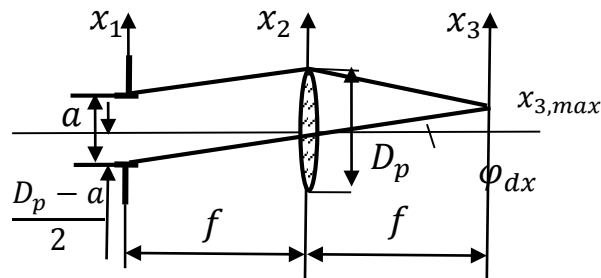


Рис. 1.12. Схема КОС для визначення максимальної просторової частоти

1.4.3. Приклад розрахунку методичної похибки вимірювання просторової частоти КОС

Розглянемо КОС, складові якого мають такі параметри:

1. Розмір вхідного транспаранта $a = 25$ мм;
2. Фокусна відстань і діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива $f = 100$ мм і $D_p = 50$ мм відповідно;
3. Довжина хвилі лазера $\lambda = 0,6328$ мкм.

Із рис. 1.12 знаходимо кут дифракції, який відповідає точці $x_3, 0$ в площині аналізу $x_3 y_3$

$$\varphi_d(x_3) = \operatorname{arctg} \frac{x_3}{f}. \quad (1.27)$$

Тоді абсолютна похибка визначення просторової частоти згідно (1.23) дорівнює

$$\Delta v_x = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{x_3}{f} - \sin(\operatorname{arctg} \frac{x_3}{f}) \right]. \quad (1.28)$$

При цьому максимальна абсолютна похибка з урахуванням (1.26) становить

$$\Delta v_{x,\max} = \frac{1}{\lambda} \left[\frac{a}{2f} - \sin(\operatorname{arctg} \frac{a}{2f}) \right] = \frac{1000}{0,6328} \left[\frac{25}{200} - \sin(\operatorname{arctg} \frac{25}{200}) \right] = 1,5 \text{ мм}^{-1}.$$

Відносна похибка визначення просторової частоти згідно (1.24) дорівнює

$$\delta v_x = \frac{1}{\cos\left(\arctg\frac{x_3}{f}\right)} - 1. \quad (1.29)$$

При цьому максимальна абсолютна похибка з урахуванням (1.26) становить

$$\delta v_{x,\max} = \frac{1}{\cos\left(\arctg\frac{a}{2f}\right)} - 1 = 0,78\% .$$

Таким чином, отримані такі результати:

1. Формули, які застосовуються для визначення просторової частоти спектру сигналу, справедливі тільки для параксіальної області.

2. Отримано рівняння для наближення Френеля в залежності від кута дифракції світла, яке дозволило визначити обмеження просторової спектральної області в залежності від відносної похибки вимірювання просторової частоти.

3. Встановлено, що наближення Френеля в межах кута дифракції від 0° до 10° забезпечує відносну похибку меншу за 1,5%. В той же час при куті дифракції 20° вона становить 6,4%.

4. Отримано рівняння для абсолютної методичної похибки вимірювання просторової частоти, яке залежить від параметрів компонентів спектроаналізатора. Це рівняння можна використовувати для компенсації методичної похибки при комп'ютерній обробці вихідного сигналу спектроаналізатора.

1.5. Цифрові оптичні спектроаналізатори

Обмеження ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів обумовлено просторовим розділенням і швидкодією пристроїв вводу (вхідного транспаранту) і виводу (реєстратора просторового спектру) оптичних сигналів [6,37]. В сучасних КОС в якості пристроїв вводу оптичної інформації (зображення) використовують матричні просторово-часові модулятори світла (ПЧМС), амплітудні коефіцієнти пропускання або відбивання пікселів яких визначається досліджуваним сигналом [38,39]. Вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання (МПВ), який перетворює неперервний розподіл інтенсивності світла в відеосигнал цифрової форми з подальшою його комп'ютерною обробкою, що значно розширює ефективність застосування КОС [40,41].

Використання матричних пристроїв вводу і виводу оптичних сигналів призводить до перетворення вхідного і вихідного сигналу в дискретну цифрову форму, тому такі пристрої називають ЦКОС.

Розглянемо фізико-математичну модель ЦКОС [42 - 46].

Класична схема ЦКОС, що наведена на рис. 1.13, складається із просторового модулятора світла (ПМС), фур'є-об'єктива і реєстратора світлового поля [1,3,5,8]. Модулятор світла розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і має амплітудний коефіцієнт пропускання $t_m(x_1, y_1)$, який визначається матричною структурою модулятора і відеосигналом зображення. Модулятор освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою V_0 і формує за модулятором розподіл поля $V_1(x_1, y_1)$. Фур'є-об'єктив

здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди цього поля і формує в задній фокальній площині просторовий спектр $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$ функції $V_1(x_1, y_1)$. Матричний приймач випромінювання перетворює інтенсивність світлового поля $I_3(x_3, y_3)$ у відеосигнал $u_D(x_3, y_3)$. Якщо ЦКОС використовується в системі просторової спектральної фільтрації оптичного сигналу, тобто коли спектр сигналу $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$ множиться на передавальну функцію фільтра $H_f(\nu_x, \nu_y)$ з наступним перетворенням Фур'є, то в задній фокальній площині об'єктива розташовують другий ПМС, пропускання якого визначається функцією $H_f(\nu_x, \nu_y)$.

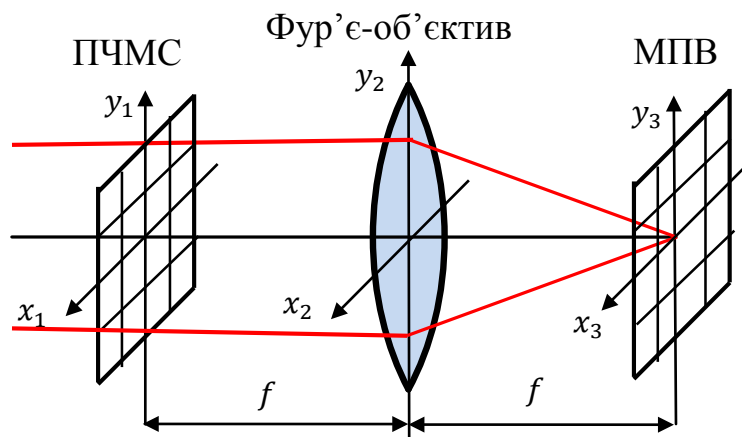


Рис. 1.13. Схема цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора

Згідно співвідношенню (1.8) просторовий спектр $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$ оптичного сигналу $V_1(x_1, y_1)$ визначається із рівняння

$$V(x_3, y_3) = \frac{1}{j\lambda f} \tilde{V}_1\left(\nu_x = \frac{x_3}{\lambda f}, \nu_y = \frac{y_3}{\lambda f}\right). \quad (1.30)$$

Таким чином, ЦКОС являє собою оптико-електронний пристрій, в якому вхідний аналоговий сигнал записується за допомогою ПЧМС в дискретному вигляді як амплітудний коефіцієнт

пропускання модулятора. Просторовий спектр сигналу реєструється МПВ у вигляді дискретного відеосигналу.

Існує велика кількість монографій і статей [1–10,24], де розглядаються фізико-математичні моделі, в яких вхідний сигнал і його просторовий спектр представляють у вигляді статичного аналогового сигналу. В той же час відсутні дослідження ЦКОС, в якому вхідний і вихідний сигнал мають дискретну форму. Така форма сигналу призводить до значних спотворень вимірюваного спектру сигналу і тому виникає необхідність розробки фізико-математичної моделі ЦКОС, в якому використовуються матричні ПЧМС і МПВ. Метою такої моделі є узгодження параметрів модулятора, фур'є-об'єктива і приймача випромінювання для підвищення ефективності використання спектроаналізаторів.

Таким чином, наведені в цьому розділі результати досліджень дозволяють зробити такі висновки:

1. Аналіз сучасного стану оптичних методів і систем обробки інформації, в тому числі і зображень, свідчить про їх широке застосування в різних сферах науки і техніки, що обумовлено їх здатністю обробляти із швидкістю розповсюдження світла двовимірні масиви інформації, які змінюються у просторі і часі. Основною складовою таких систем є КОС.

2. Проведений на основі скалярної теорії дифракції Френеля аналіз процесу розповсюдження когерентного світла через узагальнену оптичну систему КОС, яка складається із лазера, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і реєстратора вихідного сигналу, дозволив встановити, що найбільш перспективною є схема

з розташуванням вхідного транспаранта в передній фокальній площині об'єктива. За таких умов в задній фокальній площині фур'є-об'єктива формується розподіл амплітуди поля, який пропорційний просторовому спектру вхідного сигналу (коефіцієнту пропускання транспаранта).

3. Проведені дослідження методичної похибки вимірювання просторової частоти спектру сигналу за допомогою КОС показали, що відомі формули, які застосовуються для визначення просторової частоти спектру сигналу, справедливі тільки для параксіальної області. Розроблено новий метод розрахунку відносної похибки, застосування якого на прикладі заданого спектроаналізатора показало, що наближення Френеля в межах кута дифракції від 0° до 10° забезпечує відносну похибку меншу за 1,5%. В той же час при куті дифракції 20° вона становить 6,4%.

4. Обґрунтовано, що використання в цифрових КОС матричних пристроїв вводу і виводу оптичних сигналів дозволяє досліджувати і обробляти двовимірні оптичні сигнали, які змінюються у просторі і часі. Однак це вимагає перетворення вхідного і вихідного сигналу в дискретну цифрову форму, що спотворює просторовий спектр сигналу на виході ЦКОС. Для дослідження таких спотворень необхідна розробка фізико-математичної моделі ЦКОС, який використовує матричні модулятори світла і приймачі випромінювання.

РОЗДІЛ 2 ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ЦИФРОВОГО КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧНОГО СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРА

Метою цього розділу є розробка фізико-математичних моделей складових компонентів ЦКОС, в якому вхідний сигнал надходить до спектроаналізатора за допомогою просторово-часового модулятора світла, а вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання з подальшою комп'ютерною обробкою. Ці моделі будуть використані в наступних розділах для дослідження вихідного сигналу та розробки методів розрахунку основних характеристик ЦКОС, що дозволить аналізувати і оптимізувати спектроаналізатор з метою підвищення його ефективності.

2.1. Функціональні перетворення світла в ЦКОС

Узагальнена схема ЦКОС складається з послідовно розташованих елементів: джерела когерентного випромінювання (лазера), освітлювальної оптичної системи, просторово-часового модулятора світла, фур'є-об'єктива та матричного приймача випромінювання (рис. 2.1).

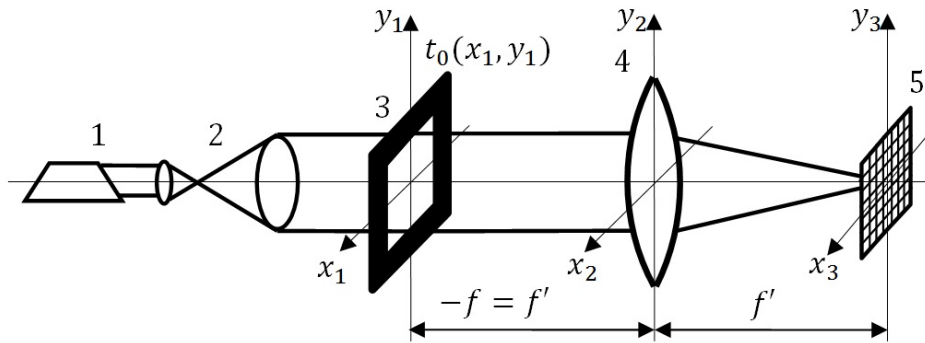


Рис. 2.1. Схема ЦКОС: 1 – лазер; 2 – оптична система, що формує паралельний пучок променів; 3 – просторово-часовий модулятор світла; 4 – фур'є-об'єктив; 5 – МПВ

Плоска когерентна світлова хвиля від лазера освітлює ПЧМС, де відбувається дифракція світла. Якщо ПЧМС, що має амплітудний коефіцієнт пропускання $t_m(x_1, y_1)$, який відповідає досліджуваному оптичному сигналу (зображенню), розташований в передній фокальній площині x_1y_1 фур'є-об'єктива, то розподіл амплітуди поля в його задній фокальній площині x_3y_3 , де розташований МПВ, описується виразом (1.8):

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_p}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1) \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (2.1)$$

де f – фокусна відстань об'єктива; V_p – амплітуда світлової хвилі, яка нормально падає на модулятор.

Аналіз виразу (2.1) показує, що комплексна амплітуда світлового поля в задній фокальній площині фур'є-об'єктива з точністю до постійного множника $V_p/j\lambda f$ являє собою просторовий спектр від амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора $t_m(x_1, y_1)$ з просторовими частотами

$$\nu_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad \nu_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (2.2)$$

Далі МПВ перетворює розподіл освітленості (інтенсивності) $E(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2$ в електричний сигнал, який може оброблятися за допомогою мікропроцесора з метою визначення параметрів спектру вхідного сигналу.

2.2. Математичні моделі компонентів ЦКОС

Для розрахунку сигналу на виході МПВ спектроаналізатора необхідно розробити моделі і визначити необхідні характеристики окремих компонентів узагальненої моделі ЦКОС, а саме: освітлювальної системи, ПЧМС, фур'є-об'єктива та МПВ.

2.2.1. Освітлювальна система

Освітлювальна система призначена для створення плоскої хвилі, яка рівномірно освітлює вхідну апертуру модулятора когерентним випромінюванням. До складу такої системи входить когерентне джерело випромінювання у вигляді газового або напівпровідникового лазера та розширювач лазерного пучка.

2.2.1.1. Когерентне джерело випромінювання

В якості джерела когерентного випромінювання в ЦКОС використовують гелій-неонові та напівпровідникові лазери. Найбільш широкого розповсюдження в КОС в якості джерела когерентного випромінювання знайшли гелій-неонові лазери на інертних атомах гелію He і неону Ne. Генерація здійснюється на переходах атома неону, а гелій добавляється для істотного

підвищення ефективності накачки за рахунок резонансної передачі енергії збудження ($\text{He}^* + \text{Ne} \rightarrow \text{He} + \text{Ne}^*$) [47,48].

Головним недоліком He-Ne-лазера є його малий коефіцієнт корисної дії. Термін придатності He-Ne-лазера складає роки, але з часом вихідна потужність випромінювання зменшується із-за порушення складу газу в трубці. Перевагами гелій-неонового лазера є висока ступінь когерентності, малий кут розбіжності та стабільність випромінювання, а недоліком – великі габарити та малий к.к.д.

Перевагами напівпровідникового лазера є малі габарити, високий к.к.д. (до 70%), а недоліком - низька когерентність, великий кут розбіжності та нестабільність випромінювання. Такі лазери мають високе спектральне розділення $\Delta\lambda$. Згідно формули $L = m\lambda_0/2n$ уздовж довжини резонатора L повинно розміщуватись ціле число $\lambda/2 = \lambda_0/2n$, де m – ціле число; n – показник заломлення напівпровідника. Із цієї формули можна розрахувати спектральну ширину між сусідніми спектральними лініями $\Delta\lambda = \lambda_0/2nL$.

Таким чином, завдяки своїм високим к.к.д. і спектральним характеристикам напівпровідникові лазери знаходять широке застосування в різних областях науки і техніки, в тому числі в оптичних системах обробки інформації.

Для математичного моделювання лазерів, як джерел випромінювання для ЦКОС, будемо використовувати такі характеристики:

1. Потужність випромінювання Φ_l ;
2. Довжина хвилі випромінювання λ ;

3. Характер випромінювання (одномодовий або багатомодовий);

4. Кут розбіжності лазерного пучка θ_l .

Гелій-неоновий лазер випромінює спектральну лінію з довжиною хвилі 632,8 нм, має вузьку ширину спектра $\Delta\nu = 1,4$ ГГц і може працювати в одномодовому режимі.

В свою чергу кут розбіжності θ_l лазерного пучка визначається його конфокальним параметром R_l [48]

$$\theta_l = \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi R_l}} = \frac{\lambda}{\pi \omega_l}, \quad (2.3)$$

де ω_l – радіус пучка основної моди в площині перетяжки,

$$\omega_l = \sqrt{\frac{\lambda R_l}{2\pi}}. \quad (2.4)$$

Радіус пучка збільшується із збільшенням відстані z від перетяжки по закону

$$\omega(z) = \omega_l \sqrt{1 + \frac{2z}{R_l}}. \quad (2.5)$$

Величина кута θ_l являє собою розбіжність пучка від його осі до рівня зниження інтенсивності в e^2 разів від максимального значення. Для того щоб знайти кут розбіжності θ_0 , який відповідає зниженню інтенсивності до заданого рівня I_0 , скористаємося формулою для розподілу інтенсивності в лазерному пучку для основної моди [47]

$$I_0(r_0) = I_{\max} \exp(-2r_0^2 / \omega_l^2). \quad (2.6)$$

Звідси

$$r_0 = \omega_l \sqrt{0,5 \ln(I_{\max} / I_0)}. \quad (2.7)$$

2.2.1.2. Оптична система розширювача лазерного пучка

Для рівномірного освітлення вхідного транспаранта використовують двокомпонентні оптичні системи, які перетворюють лазерний пучок малого діаметра ω_l в пучок великого діаметра ω_o (рис. 2.1). Вимога перетворити лазерний пучок малого діаметра ω_l в пучок великого діаметра ω_o співпадає з вимогою перетворити пучок з великою кутовою розбіжністю θ_l в пучок з малою розбіжністю θ_o (рис. 2.2).

Для телескопічної системи відношення розбіжності пучка на виході до розбіжності пучка на вході дорівнює

$$\frac{\theta_o}{\theta_l} = \frac{\omega_l}{\omega_o} = \left| \frac{f_1'}{f_2'} \right|, \quad (2.8)$$

де f_1', f_2' – задні фокусні відстані компонентів системи.

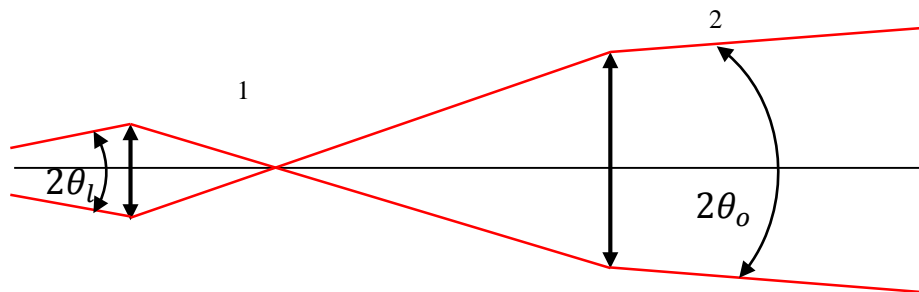


Рис. 2.2. Колімація лазерного пучка телескопічною системою

Для моделювання оптичної системи розширювача пучка розглянемо спочатку перетворення лазерного пучка додатною лінзою (рис. 2.3). Так як дифракційний характер зміни параметрів лазерного пучка зберігається і за лінзою, то перетворений пучок можна характеризувати новим конфокальним параметром R_l' і відстанню d' від лінзи до перетяжки.

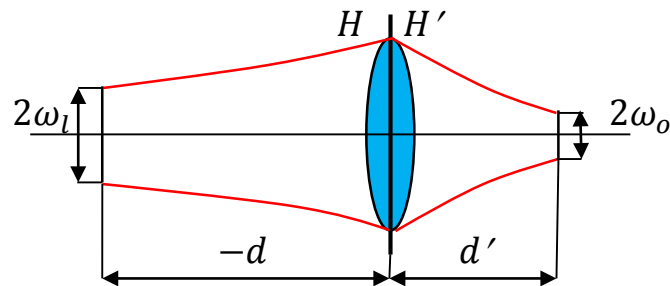


Рис. 2.3. Перетворення лазерного пучка тонкою додатною лінзою

Якщо перетяжка пучка знаходиться на відстані $-d$ від лінзи з фокусною відстанню f , то конфокальний параметр R'_l пучка за лінзою визначається за формулою [47]

$$R'_l = \frac{R_l}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2}. \quad (2.9)$$

Положення перетяжки лазерного пучка за лінзою визначається за формулою

$$1 - \frac{d'}{f} = \frac{1+d/f}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2}. \quad (2.10)$$

Формули (2.9) і (2.10) записані з врахуванням правила знаків, що прийняті в теорії оптичних систем, тобто d відраховується від лінзи і вважається додатною величиною, якщо перетяжка розташована справа від лінзи уздовж напрямку розповсюдження світла. Ці формули є основними при габаритному розрахунку оптичних систем з лазерами.

Якщо перетяжку і її зображення оптичною системою розглядати як предмет і його зображення, то

- поперечне збільшення в перетяжках лазерного пучка

$$\beta_l = \frac{\omega'_l}{\omega_l} = \sqrt{\frac{R'_l}{R_l}}; \quad (2.11)$$

- кутове збільшення для лазерного пучка

$$\gamma_l = \frac{\theta'_l}{\theta_l} = \sqrt{\frac{R_l}{R'_l}} \quad (2.12)$$

Для колімації випромінювання лазера часто застосовують телескопічні системи (рис. 2.2). Задача першого компонента полягає у збільшенні кутової розбіжності пучка, при якому після перетяжки пучок променів швидко розбігається і формує необхідний діаметр на другому компоненті на відносно невеликій відстані. В якості першого компонента можна використовувати додатну або від'ємну лінзу. Другий компонент встановлюють так, щоб перетяжка пучка, перетворена першим компонентом, розташовувалась в передній фокальній площині другого компонента.

Збільшення телескопічної системи, тобто відношення розбіжності пучка на виході до розбіжності пучка на вході, дорівнює

$$\Gamma_t = \frac{\theta_{l2}}{\theta_l} = \frac{\omega_l}{\omega_{l2}} = \left| \frac{f'_1}{f'_2} \right|. \quad (2.13)$$

Розглянемо методику моделювання освітлювальної системи, побудованої на основі телескопічної системи (ТС) Кеплера, яка повинна мати такі вихідні дані:

1. Лазер: He-Ne лазер працює в одномодовому режимі; довжина хвилі випромінювання $\lambda = 0,6328$ мкм; кут розбіжності $\theta_l = 10$ кут. хв., положення перетяжки співпадає з вихідним дзеркалом.

2. Вхідний модулятор КОС має розміри $X_m \times Y_m = 36 \times 24$ мм.

3. Зменшення освітленості на краю модулятора складає 50% від максимального значення.

Необхідно знайти:

1. Фокусні відстані і відносні отвори двох компонентів ТС: f'_1 ,

f'_2 і $D_{p1}/f'_1, D_{p2}/f'_2$;

2. Відстань $-d_1$ від лазера до ТС і відстань d'_2 від ТС до модулятора.

Алгоритм розрахунку наступний:

1. Розраховуємо необхідний діаметр пучка $2\omega_{o0}$ в площині модулятора, виходячи із умови розташування прямокутного модулятора в круглому перетині пучка, тобто прямокутник розміром $X_m \times Y_m == 36 \times 24$ мм повинен бути вписаним в коло діаметром $2\omega_{o0}$:

$$2\omega_{o0} = \sqrt{X_m^2 + Y_m^2} \approx 44 \text{ мм.}$$

2. Пучок діаметром $2\omega_{o0}$ повинен забезпечити зменшення освітленості на краю транспаранта на 50% від максимального значення (рис. 2.5). Користуючись формулою (2.6) знаходимо радіус ω_{l2} пучка на рівні зниження інтенсивності в e^2 разів від максимального значення

$$\omega_{l2} = \frac{\omega_{o0}}{\sqrt{0,5 \ln[I_{max}/I_0]}} = \frac{22}{\sqrt{0,5 \ln(\frac{1}{0,5})}} = 37 \text{ мм.} \quad (2.14)$$

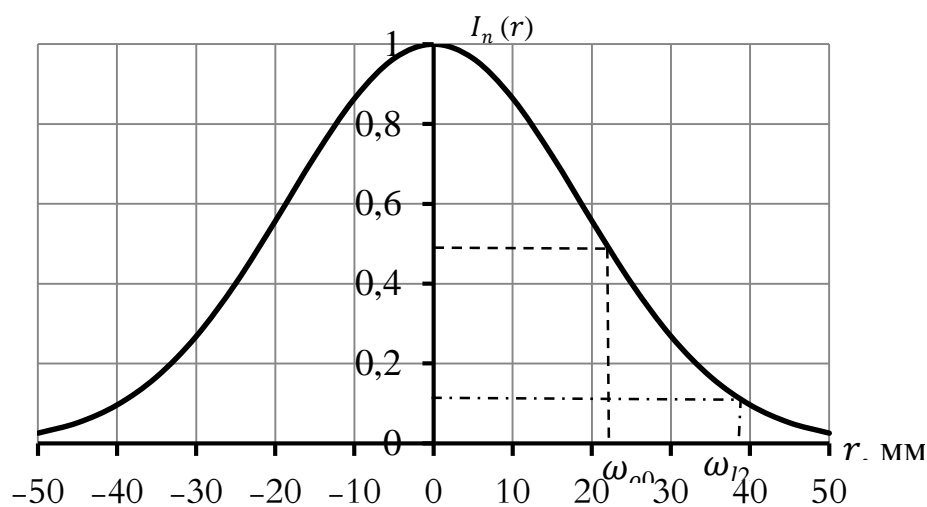


Рис. 2.5. Нормований розподіл інтенсивності в площині транспаранта

3. Знаходимо збільшення ТС Γ_t , вважаючи, що радіус перетяжки лазерного пучка на виході ТС в першому наближенні дорівнює радіусу ω_{l2} . Радіус перетяжки лазерного пучка знаходимо із формули (2.3)

$$\omega_l = \frac{\lambda}{\pi\theta_l} = \frac{0,6328 \cdot 10^{-3}}{9,26 \cdot 10^{-4}} = 0,69 \text{ мм.} \quad (2.15)$$

За формулою (2.13) знаходимо, що

$$\Gamma_t = \frac{\omega_l}{\omega_{l2}} = \left| \frac{f'_1}{f'_2} \right| = \frac{0,69}{37} = 0,019.$$

4. Визначаємо фокусну відстань f'_1 і відносний отвір першого компонента ТС.

4.1. Фокусну відстань лінзи $f'_1 = 5$ мм і її розташування $-d_1 = 10f'_1 = 50$ мм обираємо довільно, виходячи із конструкторських і технологічних міркувань.

4.2. Діаметр вхідної зіниці D_{p1} (світлового діаметра) першого компонента визначається діаметром лазерного пучка $2\omega_1(z)$ на першому компоненті, який розраховується за формулою (2.5), коли $z = -d_1 = 50$ мм. Конфокальний параметр лазерного пучка знаходимо із формули (2.3).

В свою чергу кут розбіжності θ_l лазерного пучка визначається його конфокальним параметром R_l [47]

$$R_l = \frac{2\lambda}{\pi\theta_l^2} = \frac{2 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3}}{\pi(9,26 \cdot 10^{-4})^2} = 470 \text{ мм.} \quad (2.16)$$

Тоді

$$2\omega_1(z) = 2 \cdot 0,78 \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 50}{470}} = 1,72 \text{ мм.}$$

Із технологічних міркувань обираємо $D_{p1} = 2$ мм. За цих умов перший компонент має відносний отвір $D_{p1}:f'_1 = 1:2,5$.

5. Положення перетяжки d'_1 за першим компонентом визначаємо із формули (2.10). За формулою (2.9) розраховуємо конфокальний параметр R'_{l1} пучка за лінзою

$$R'_{l1} = \frac{470}{(1-50/5)^2 + (470/10)^2} = 0,21 \text{ мм.}$$

Тоді

$$d'_1 = f'_1 \left[1 - \frac{1+d/f}{(1+d/f)^2 + (R_l/2f)^2} \right] = 5 \left[1 + \frac{9}{(1-50/5)^2 + (470/10)^2} \right] = 5,02 \approx \approx 5 \text{ мм.}$$

Це означає, що перетяжка перетвореного пучка знаходиться в задній фокальній площині першого компонента.

6. Визначимо фокусну відстань f'_2 і відносний отвір другого компонента ТС.

6.1. Фокусну відстань лінзи f'_2 знаходимо із формули (2.13)

$$f'_2 = \frac{f'_1}{\Gamma_t} = 263 \text{ мм.}$$

6.2. Із умови рівності відносних отворів двох компонентів знаходимо діаметр вхідної зіниці другого компонента

$$D_{p2} = f'_2 \frac{D_{p1}}{f'_1} = 263 \frac{1}{2,5} = 105 \text{ мм.}$$

7. Положення перетяжки d'_2 за другим компонентом визначаємо із формули (2.10). За формулою (2.9) розраховуємо конфокальний параметр R'_{l2} пучка за другою лінзою, де $R_{l2} = R'_{l1} = 0,21$ мм і $-d_2 = f'_2 = 263$ мм:

$$R'_{l2} = \frac{0,21}{(1-263/263)^2 + (0,21/2 \cdot 263)^2} \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ мм.}$$

Тоді $d'_2 = f'_2 = 263$ мм. Це означає, що перетяжка лазерного пучка на виході ТС розташована в задній фокальній площині другого компонента.

З конструктивних міркувань обираємо відстань між ТС і вхідним транспарантом рівною 50 мм.

8. Діаметр лазерного пучка $2\omega_2(z)$ на транспаранті знаходимо за формулою (2.5), де $z = 188$ мм.

$$2\omega_2(z) = 2 \cdot 37 \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 213}{1,3 \cdot 10^6}} \approx 74 \text{ мм.}$$

9. Загальна довжина ТС в тонких компонентах складає $L = f'_1 + f'_2 = 268$ мм.

2.2.2. Просторово-часовий модулятор світла

Просторовим модулятором світла (ПМС) називають оптичний пристрій (наприклад, діапозитив, дифракційна ґратка, діафрагма, фазова пластинка і т.п.), який розташований на шляху пучка світла для здійснення певного перетворення амплітуди і/або фази світлової хвилі. Дія модулятора описується комплексною функцією амплітудного коефіцієнта пропускання (відбиття) $t_m(x_1, y_1)$, при цьому амплітуда поля за модулятором

$$V'(x_1, y_1) = V(x_1, y_1)t_m(x_1, y_1), \quad (2.17)$$

де $V(x_1, y_1)$ і $V'(x_1, y_1)$ – розподіл амплітуди світлового поля до і після модулятора відповідно.

ПМС використовується сьогодні у великій кількості при створенні оптичних інформаційних систем. Крім того, вони знайшли широке застосування в динамічних голографічних системах [49].

Принцип модуляції світла в більшості випадків заснований на зміні комплексного показника заломлення середовища, що призводить до модуляції амплітуди або фази. Модуляція також можлива при деформації або зміні структури середовища, що призводить, наприклад, до зміни показника заломлення або рельєфу матеріалу, до обертання площини поляризації світлової хвилі або зміни розсіювання світла.

Найчастіше використовують такі фізичні методи модуляції:

1. Модуляція фази або поляризації світла на основі зміни показника заломлення оптичного середовища, наприклад в результаті електрооптичних або акустооптичних ефектів в кристалах, переорієнтації молекул рідинного кристала (РК).

2. Модуляція поляризації при обертанні площини поляризації світла, наприклад в результаті магнітооптичних ефектів в кристалах (ефект Фарадея), переорієнтації молекул в спіральні закручених РК-структурах.

3. Модуляція фази світла при зміні показника заломлення, наприклад в результаті фазових переходів в халькогенідному склі та РК, температурних зсувів, фотозбудження електронів в напівпровідниках.

4. Модуляція фази хвилі на основі зміни геометричного рельєфу поверхні матеріалу, наприклад внаслідок взаємодії наведених електростатичних зарядів, електрострикції, п'єзоелектричного ефекту.

5. Модуляція амплітуди світлової хвилі на основі зміни поглинання світла матеріалом, наприклад в результаті фото- або

електрозбудження електронних станів в фотохромних і електрохромних матеріалах, зсуву краю смуги власного поглинання в напівпровідниках, зміні в них числа і рухомості носіїв.

6. Модуляція амплітуди світлової хвилі на основі зміни здатності середовища розсіювати світло, наприклад в результаті структурного упорядкування оптичного середовища РК, електрооптичної кераміки.

Перетворення одного виду модуляції в інший здійснюється за допомогою поляроїдів, фазових пластинок, інтерферометрів, при дифракції світла і т.п.

В основі дії сучасних ПЧМС лежать різні температурні, електрооптичні, магнітооптичні, акустооптичні та ін. ефекти – ефекти Поккельса, Керра, Фарадея, дифракція Брегга та ін. Такі модулятори виготовлюють у вигляді електрично (ЕКТ) та оптично (ОКТ) керованих оптичних транспарантів.

Сучасні просторово-часові модулятори світла (ПЧМС) на основі РК (LC SLM – Liquid Crystal Spatial Light Modulators) мають матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання пікселів якої відповідає амплітуді відеосигналу (зображення). Тому такі пристрої дозволяють вводити в спектроаналізатор оптичні сигнали, які змінюються в просторі і часі [6].

Рідинно кристалічні ПЧМС побудовані на основі рідких кристалів – середовищ, що знаходяться в проміжному стані між рідиною і твердим тілом. Молекули РК мають протяжну форму, напрямком яких називається директором. По способу орієнтації директора розрізняють три типи РК: нематіки, смектики,

холестерики. В РК спостерігаються електрооптичні ефекти і ефекти зміни провідності, обумовлені взаємодією молекул з електричним полем. Деформація директора РК визиває зміну його оптичних властивостей (подвійного променезаломлення, оптичної активності, пропускання, розсіювання) і електричних властивостей (ємності, провідності, поляризації).

Сьогодні на ринку SLM переважають дві технології: модулятори на основі рідкокристалічних пікселів та мікроелектромеханічних систем (MEMS – microelectro-mechanical system) [49].

Модулятори MEMS налічують до мільйона дзеркал, які керуються індивідуально і можуть працювати на частотах до 2 кГц. В більшості випадків вони використовуються в літографії для запису масок в глибокому УФ діапазоні (248 нм). В Дрездені був створений модулятор з форматом 2048×512 пікселів із алюмінієвих дзеркал розміром 16×16 нм² [50].

На рис. 2.6 наведена матрична структура модулятора розміром $X_m \times Y_m$ і періодом $V_m \times W_m$. Кожен піксель має прозору частину розміром $v_m \times w_m$. Амплітудний коефіцієнт пропускання такого модулятора при відсутності вхідного сигналу визначається функцією [36,42–46]

$$\begin{aligned}
 t_{m0}(x_1, y_1) &= \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{v_m} \right) * \right. \\
 &\quad \left. \left[\frac{1}{V_m} \text{comb} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{V_m} \right) \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{X_m} \right) \right] \right\} \times \\
 &\times \left\{ \text{rect} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{w_m} \right) * \left[\frac{1}{W_m} \text{comb} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{W_m} \right) \text{rect} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{Y_m} \right) \right] \right\} = \\
 &= t_{m0x}(x_1) t_{m0y}(y_1), \tag{2.18}
 \end{aligned}$$

де x_{1m0}, y_{1m0} – координати центра нульового (центрального) пікселя відносно початку системи координат x_1, y_1 , які визначають зміщення центра матриці модулятора відносно оптичної вісі КОС;

$$\text{rect}(z) \text{ – rect-функція, } \text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{когда } |z| \leq 1/2, \\ 0, & \text{когда } |z| > 1/2, \end{cases}$$

$$\text{comb}(z) \text{ – comb-функція, } \text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n).$$

В формулі (2.18) вирази в квадратних дужках визначають періодичну структуру матриці розміром $X_m \times Y_m$.

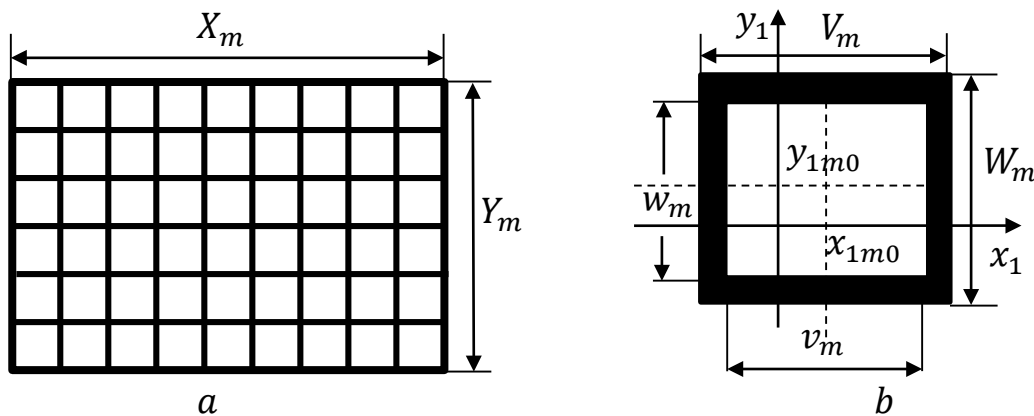


Рис. 2.6. Модель матричного просторового модулятора світла:
 a – матриця; b – центральний піксель

Нехай на вхід модулятора надходить оптичний сигнал (відеосигнал), який нормується до величини $u_{sn}(x_1, y_1) = u_s(x_1, y_1) / u_{s,max}(x_1, y_1)$ і перетворюється в амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора $t_s(x_1, y_1)$. Тоді амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора можна представити у вигляді добутку

$$t_m(x_1, y_1) = t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1). \quad (2.19)$$

Дифраговане на матричній структурі світло надходить до вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

Принцип модуляції світла в більшості випадків заснований на зміні комплексного показника заломлення середовища, що призводить до модуляції амплітуди або фази. Такі модулятори виготовляють у вигляді електрично (ЕКТ) та оптично (ОКТ) керованих оптичних транспарантів і моделюються такими параметрами:

- лінійні розміри апертури $X_m \times Y_m$, мм;
- період матриці $V_m \times W_m$;
- розміри прозорої частини пікселя $v_m \times w_m$;
- число пікселів $p_m \times q_m$;
- роздільна здатність, лін/мм;
- робоча і керуюча (для ОКТ) довжина хвилі, нм;
- величина керуючої напруги (для ЕКТ), В;
- контраст, рівний відношенню різниці максимального і мінімального коефіцієнтів пропускання до їх суми;
- швидкодія;
- нелінійність функції передачі;
- шумовий сигнал.

Інколи ПМС характеризуються пропускнуою здатністю (SBWP – space bandwidth product), яка згідно до Гудмена Дж. визначається як [51]

$$SBWP = 16L_x L_y B_x B_y,$$

де L_x і L_y – півширина модулятора; B_x і B_y – максимальна просторова частота тест-об'єкта, який може бути сформований модулятором.

Оскільки B_x і B_y відповідають частоті Найквіста, яка визначається двома пікселями, то $SBWP = 4$.

В статті [52] для фізико-математичного моделювання ПМС пропонується використовувати коефіцієнт чорної матриці, який визначається відношенням площі мікродзеркала до площі пікселя. В матричних приймачах випромінювання такий параметр називається коефіцієнтом заповнення (fill-factor) [53,54]. В статті [52] наведені результати моделювання оптичної системи з ПМС для відновлення хвильового фронту в залежності від періоду матриці модулятора, рівня сірого та коефіцієнта чорної матриці. Якщо період матриці менше, ніж максимальний інтервал вибірки, то відбувається високоточне вимірювання профілю поверхні оптичного елемента.

2.2.3. Фур'є-об'єктив

Розробка фур'є-об'єктива є важливим етапом проектування оптичної системи ЦКОС. Для забезпечення високої точності двовимірного перетворення Фур'є до об'єктива пред'являються високі вимоги. В реальному об'єктиві, що має кінцеві розміри, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірного перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу. Особливо важливою умовою використання фур'є-об'єктива в ЦКОС є забезпечення ним лінійної залежності між координатами у задній фокальній площині об'єктива та просторовими частотами в спектрі вхідного транспаранта, яка визначається дисторсією фур'є-об'єктива.

В основному більшість досліджень присвячено проектуванню фур'є-об'єктивів, що складаються з декількох лінз. Ці дослідження

направлені на розробку методів розрахунку, за допомогою яких можна отримати параметри об'єктива, що має відповідну якість зображення, необхідну для систем оптичної обробки інформації [55 - 58].

Для моделювання фур'є-об'єктива будемо використовувати такі характеристики:

- фокусна відстань f , мм;
- діаметр вхідної зіниці D_p , мм;
- лінійне поле зору R_o , мм;
- радіус кружка розсіювання r_o , мкм;
- модуляційна передавальна функція $M_o(v_x, v_y)$.

2.2.4. Матричний приймач випромінювання

В оптико-електронних системах в якості реєстратора розподілу спектра сигналу в ЦКОС використовуються МПВ (ПЗЗ-матриці або КМОП-матриці) [59]. ПЗЗ-матриця (скорочено від «пристрій з зарядовим зв'язком») або CCD-матриця (скорочено від «Charge Coupled Device»).

Для моделювання МПВ будемо використовувати такі характеристики:

- формат матриці $p_D \times q_D$;
- розмір пікселя $v_D \times w_D$, мкм²;
- період матричної структури приймача $V_D \times W_D$, мкм²;

- чутливість на довжині хвилі випромінювання лазера R_D , В/(лк·с);
- частота кадрів f_f , Гц;
- тактова частота зчитування f_d , Гц;
- порогова експозиція H_n , лк·с;
- час накопичення (інтегрування) t_i , с.

Процес просторової вибірки, яку здійснює МПВ, можна представити у вигляді згортки:

$$R_D(x_3, y_3) = \left\{ R_{D00}(x_3, y_3) ** \left[\frac{1}{V_D W_D} \text{comb} \left(\frac{x_3}{V_D} \right) \text{comb} \left(\frac{y_3}{W_D} \right) \right] \right\} \times, \\ \times \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_3}{P_D V_D} \right) \text{rect} \left(\frac{y_3}{P_D W_D} \right) \right\}, \quad (2.20)$$

де $R_{D00}(x_3, y_3)$ – чутливість або імпульсний відгук центрального пікселя; $\{**\}$ – оператор двовимірної згортки.

Реальною альтернативою ПЗЗ-матрицям є КМОН-матриці (комплементарні метал-оксидні-напівпровідникові матриці), що поєднують на одному кристалі світлочутливу матрицю і повну обробку аналогового сигналу (включаючи аналогово-цифровий перетворювач), наслідком чого є простота застосування та низька вартість розробки і виробництва різних відеосистем. В англійській термінології їх називають CMOS-матрицями (*complementary metal-oxide-semiconductor matrixes*).

Головна відмінність КМОН-матриць від ПЗЗ-матриць полягає не в способі накопичення заряду, а в способі його подальшого переносу. Технологія КМОН, на відміну від ПЗЗ, дозволяє

здійснювати велику кількість операцій прямо на кристалі, на якому розташована фоточутлива матриця. Крім фотогенерації електронів і їх передачі, КМОН-матриці здатні обробляти зображення, виділяти контури зображення, зменшувати завади і здійснювати аналогово-цифрові перетворення. Більш того, є можливість створювати КМОН-матриці, що програмуються. Тому широкий набір функцій, які виконуються однією мікросхемою - головна перевага технології КМОН над ПЗЗ.

Незважаючи на таку перевагу КМОН-матриць над ПЗЗ-матрицями (основною із яких є їхня вартість), вони мають ряд істотних недоліків. Наявність додаткових схем на кристалі КМОН-матриці призводить до появи шумів, а отже і до зменшення виявлювальної здатності.

Таким чином, розроблена нами фізико-математична модель цифрового КОС ґрунтується на скалярній теорії дифракції Френеля, в якій враховувано дискретний характер модулятора світла та приймача випромінювання. В розробленій моделі ЦКОС були запропоновані фізико-математичні моделі окремих складових спектроаналізатора, а саме:

1. Освітлювальна система, що складається із лазера і розширювача пучка, повинна забезпечити рівномірну освітленість апертури модулятора. В якості джерела когерентного випромінювання рекомендується використовувати гелій-неоновий або напівпровідниковий лазери. В моделі випромінювання лазера пропонується використовувати потужність і довжину хвилі випромінювання, кут розбіжності лазерного пучка. Розроблена

модель розширювача пучка дозволяє розрахувати параметри телескопічної системи, яка забезпечує освітленість модулятора з заданою нерівномірністю.

2. Розроблена модель ПЧМС дозволяє розрахувати його амплітудний коефіцієнт пропускання в залежності від розміру і періоду матриці, розміру прозорої частини пікселя та положення модулятора відносно оптичної системи спектроаналізатора.

3. Для моделювання фур'є-об'єктива запропоновано використовувати такі характеристики як фокусна відстань, діаметр вхідної зіниці, лінійне поле зору, радіус кружка розсіювання, модуляційна передавальна функція.

4. В якості реєстратора світлового поля на виході ЦКОС пропонується використовувати ПЗЗ-матриці, для моделювання яких використано такі характеристики як: формат матриці, розмір пікселя, період матричної структури приймача, чутливість на довжині хвилі випромінювання лазера, частота кадрів, тактова частота зчитування, порогова експозиція, час накопичення (інтегрування). Необхідно зауважити, що ПЗЗ-матриця реєструє не амплітуду просторового спектру, а його квадратичне значення.

Запропонована фізико-математична ЦКОС дозволяє розробити методи проектування спектроаналізаторів, які наведені у наступних розділах.

РОЗДІЛ 3 ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ

3.1. Визначення основних характеристик КОС

Ефективність використання ЦКОС для розв'язання тієї чи іншої задачі можна оцінити за допомогою основних його характеристик. Основними характеристиками ЦКОС, що визначають їх властивості та функціональні можливості, є [24]:

- робочий діапазон просторових частот;
- просторова смуга пропускання;
- просторова спектральна роздільна здатність;
- енергетична роздільна здатність;
- похибки вимірювання амплітуди спектра і просторової частоти.

Робочий діапазон просторових частот – це діапазон просторових частот, в межах якого всі частотні складові досліджуваного спектра пропускаються оптичною системою ЦКОС. На певній просторовій частоті $\nu_{x,\max}$ досліджуваний спектр зникатиме. Ця максимальна просторова частота й буде визначати робочий просторовий спектральний діапазон.

Просторова смуга пропускання SBP (Space Bandwidth Product) визначається числом роздільних точок, які здатний формувати

спектроаналізатор [36,60]. Ця смуга є аналогом робочого спектрального діапазону. Найбільша просторова частота $\nu_{x,\max} = \nu_{res}$, яку розділяє ЦКОС, визначається найбільшим кутом дифракції $\varphi_d = \theta_{\max}$ ґратки, яка розташована в площині ПЧМС. При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована в передній фокальній площині фур'є-об'єктива, для першого порядку дифракції із основного рівняння ґратки маємо: $d \sin \varphi_{d1} = \lambda$, де $d = 1 / \nu_{res}$ – період дифракційної ґратки. Звідки

$$\nu_{res} = \frac{1}{\lambda} \sin \varphi_{d1}. \quad (3.1)$$

Тоді просторова смуга пропускання спектроаналізатора дорівнює:

$$SBP = \frac{Y_m}{d} = Y_m \nu_{res} = \frac{Y_m}{\lambda} \sin \varphi_{d1}, \quad (3.2)$$

де Y_m – вертикальний розмір ПЧМС.

Просторова спектральна роздільна здатність $\delta \nu_x$ характеризується інтервалом частот, при яких система може розрізнити (розділяти) дві спектральні складові однакової амплітуди з частотами ν_x та $\nu_x + \delta \nu_x$. Оскільки вихідний сигнал реєструється МПВ, то спектральна роздільна здатність системи визначається, перш за все, розмірами його чутливої площадки (пікселя).

Енергетична роздільна здатність служить для оцінки здатності МПВ виявляти сигнали на фоні шумів. Основним критерієм, що визначає енергетичну роздільну здатність, є поріг чутливості МПВ. Порогом чутливості називають найменший потік випромінювання або найменшу освітленість, які можуть бути зареєстровані приймальною системою. Йому відповідає такий

мінімальний рівень сигналу, при якому на виході МПВ відношення сигнал/шум дорівнює одиниці.

Похибка вимірювання амплітуди спектра – це різниця між амплітудою світлового поля в площині аналізу і реальною амплітудою спектра сигналу для певної просторової частоти.

Похибка вимірювання просторової частоти – це різниця між розрахунковою і реальною просторовими частотами для певної точки площини аналізу ЦКОС.

3.2. Методи розрахунку характеристик КОС

3.2.1. Робочий спектральний діапазон

Для розрахунку робочого спектрального діапазону $\Delta\nu_x = \nu_{max} - \nu_{min}$ скористаємося рис. 3.1. В якості вхідного оптичного сигналу використаємо синусоїдальну дифракційну ґратку з періодом d і розміром a . При проходженні когерентного світла через таку ґратку в задній фокальній площині утворюється три дифракційних максимуми – центральний і два бокових [10]. Визначимо положення бокового дифракційного максимуму, використовуючи рівняння дифракційної ґратки

$$d \sin \varphi_{d1} = \lambda, \quad (3.3)$$

де φ_{d1} – кут дифракції.

Для отримання максимальної амплітуди бокового максимуму необхідно, щоб паралельний пучок променів, який відхилився після проходження дифракційної ґратки на кут φ_{d1} , повністю надходив до вхідної зіниці фур'є-об'єктива. Із рис. 3.1 маємо

$$x_{3,max} = \frac{D_p - a}{2}. \quad (3.4)$$

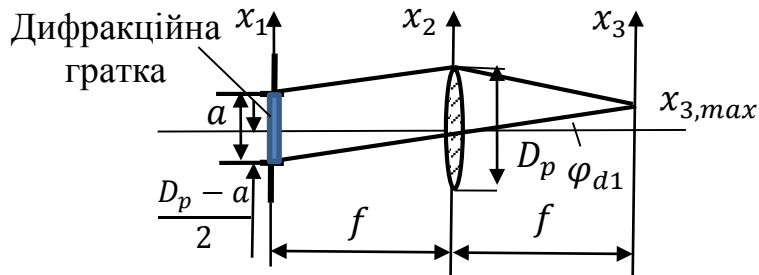


Рис. 3.1. Схема КОС для визначення робочого спектрального діапазону

Використовуючи формулу (1.6) знаходимо робочий спектральний діапазон КОС

$$\Delta\nu_x = \nu_{max} - \nu_{min} \approx \nu_{max} = \frac{x_{3,max}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}. \quad (3.4)$$

3.2.2. Просторова смуга пропускання

Для визначення просторової смуги пропускання (ПСП) ЦКОС розглянемо ПЧМС у вигляді одновимірної дифракційної ґратки з мінімально можливим періодом $d = W_m$. Найбільша просторова частота $\nu_{x,max} = \nu_{res}$, яку розділяє ЦКОС, визначається найбільшим кутом дифракції в першому порядку $\varphi_{d1} = \theta_{max}$ ґратки, яка розташована в площині вхідного транспаранта (рис. 3.2). При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована в передній фур'є-об'єктива, із основного рівняння ґратки для першого порядку дифракції маємо

$$W_m \sin \theta_{max} = \lambda. \quad (3.5)$$

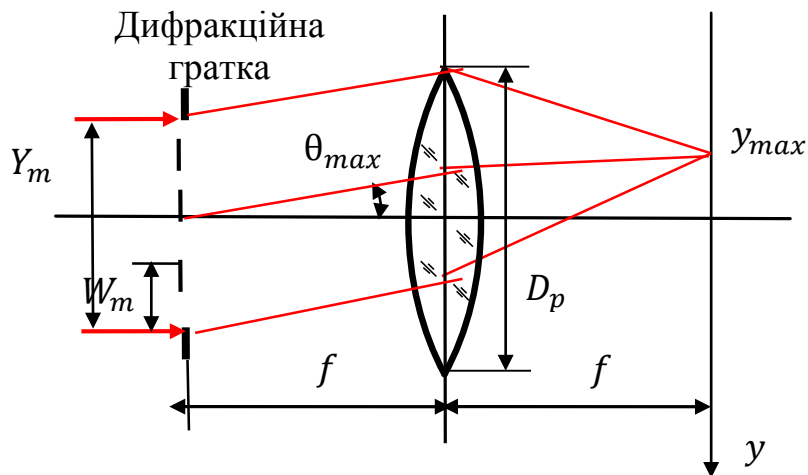


Рис. 3.2. Схема для визначення максимального кута дифракції θ_{max}

Тоді згідно (3.2) одновимірна просторова смуга пропускання ЦКОС дорівнює:

$$SBP_y = \frac{Y_m}{W_m} = \frac{Y_m}{\lambda} \sin \theta_{max}, \quad (3.6)$$

де Y_m – розмір ПЧМС.

В статті [60] пропонується використовувати величину ПСП для характеристики як довільної оптичної системи, так і оптичного сигналу. ПСП можна розглядати як число в області координат xu , так і в області просторових частот $\nu_x \nu_y$, а також у вигляді питомої площини Вігнера uv_y (для одновимірного випадку), або $Y_m \nu_{res}$, яка співпадає з формулою (3.2).

Для визначення числової ПСП скористаємося відомою теоремою дискретизації сигналу, який має обмежені розміри Δu і просторову смугу $\Delta \nu_y$. Сигнал можна повністю поновити, якщо відомі його значення в точках дискретизації, що розташовані на

відстані $\delta y = W_m = 1 / \Delta v_y$ [16]. Загальна кількість точок дискретизації сигналу визначає числову одновимірну ПСП, яка дорівнює

$$N_y = SPB_y = \frac{\Delta y}{\delta y} = Y_m v_{res}. \quad (3.7)$$

Двовимірну просторову смугу пропускання визначимо за формулою

$$SBP_s = N_x N_y = \frac{X_m Y_m}{V_m W_m}. \quad (3.8)$$

Таким чином, значення ПСП ЦКОС дорівнює кількості пікселів в дискретному модуляторі світла.

Визначимо максимальний кут дифракції, при якому відсутнє він'єтування в оптичній системі КОС, тобто усі промені в першому порядку дифракції потрапляють до вхідної зіниці об'єктива. Із рис. 3.2 знаходимо

$$\operatorname{tg} \theta_{max} = \frac{D_p - Y_m}{2f}, \quad (3.9)$$

де D_p – діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

Із системи рівнянь (3.6) і (3.9) маємо

$$SBP_y = \frac{Y_m}{W_m} = \frac{Y_m}{\lambda} \sin \left(\operatorname{arctg} \frac{D_p - Y_m}{2f} \right). \quad (3.10)$$

Для малих кутів дифракції (для параксіальної області, коли $\sin \theta \approx \operatorname{tg} \theta$) рівняння (3.8) спрощується до вигляду

$$SBP_{par} = \frac{Y_m}{\lambda} \left(\frac{D_p - Y_m}{2f} \right). \quad (3.11)$$

Визначимо максимальні розміри області спектрального аналізу в задній фокальній площині об'єктива (рис. 3.2), використовуючи рівняння (1.6), (3.7) і (3.11)

$$y_{max} = \lambda f \nu_{max} = \lambda f \frac{SBP_{par}}{Y_m} = \lambda f \frac{1}{\lambda} \left(\frac{D_p - Y_m}{2f} \right) = \frac{1}{2} (D_p - Y_m). \quad (3.12)$$

Отримана формула (3.12) дозволяє розрахувати розміри ПЗЗ-матриці, яка повинна використовуватись для реєстрації спектру сигналу.

Розглянемо шляхи збільшення просторової смуги пропускання ЦКОС. Для параксіальної області смуга пропускання визначається рівнянням (3.11), яке представимо у вигляді

$$SBP_{par} = \frac{Y_m}{2\lambda} \left(\frac{1}{F_o} - \frac{1}{F_s} \right), \quad (3.13)$$

де $F_o = f / D_p$ і $F_s = f / Y_m$ – діафрагмові числа фур'є-об'єктива і оптичної системи ЦКОС.

Із формул (3.8) і (3.9) випливає, що збільшити ширину смуги пропускання SBP можна за рахунок збільшення розміру вхідного транспаранта Y_m . Однак збільшення розміру транспаранта, тобто зменшення діафрагмового числа системи $F_s = f / Y_m$, призводить до зменшення кута дифракції θ_{max} , тобто до зменшення просторового розділення ν_{res} згідно формули (3.4). Таким чином, можна знайти оптимальний розмір вхідного транспаранта, який забезпечує максимальну смугу пропускання SBP . На рис. 3.3 наведено графік залежності смуги пропускання SBP_{par} від розміру Y_m модулятора для випадку, коли в оптичній системі ЦКОС використовується фур'є-об'єктив з фокусною відстанню $f = 50$ мм і діаметром апертурної діафрагми $D_p = 50$ мм.

Максимальне значення функції $SBP_{par}(Y_m)$ знаходимо із рівняння

$$\frac{d}{dY_m} [SBP_{par}(Y_m)] = 0. \quad (3.14)$$

Розв'язком цього рівняння є співвідношення

$$D_p = 2Y_m. \quad (3.15)$$

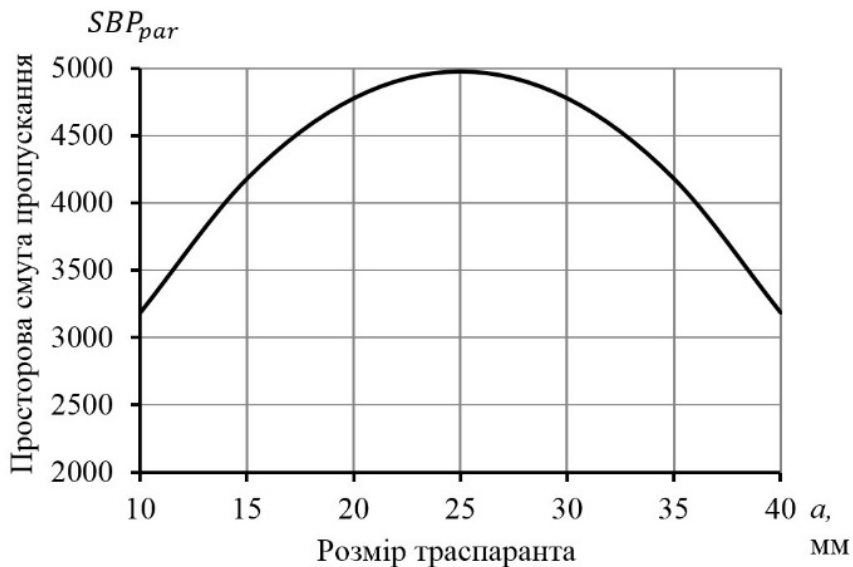


Рис. 3.3. Залежність просторової смуги пропускання ЦКОС від розміру модулятора

Таким чином, максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли розмір модулятора дорівнює половині діаметра вхідної зіниці Фур'є-об'єктива. За цих умов максимальна смуга пропускання з урахуванням (3.9) дорівнює

$$SBP_{max} = \frac{D_p}{2\lambda} \left(\frac{D_p}{4f} \right) = \frac{D_p}{8\lambda F_o} = \frac{f}{8\lambda F_o^2}. \quad (3.16)$$

Аналіз отриманої формули (3.16) показує, що просторову смугу пропускання при незмінному діафрагмовому числі фур'є-об'єктива можна збільшити за рахунок:

1. Збільшення діаметра вхідної зіниці D_p фур'є-об'єктива.
2. Збільшення фокусної відстані f фур'є-об'єктива.

3. Використання лазера з меншою довжиною хвилі.

При оптимізації параметрів компонентів КОС необхідно також враховувати реальні розміри модулятора і ПЗЗ-матриці, які обмежені співвідношенням (3.12).

Крім того, невиправна (залишкова) сферична аберація Фур'є-об'єктива визначає максимально допустимий діаметр апертурної діафрагми дифракційно-лінзової системи. За критерієм Марешаля максимально допустиме відхилення хвильового фронту від ідеального для «найкращого» положення фокальної площини забезпечує найбільш допустиме значення сферичної аберації $0,95\lambda$. В монографії [10] наведено допустиме за критерієм Марешаля значення діаметра апертурної діафрагми Фур'є-об'єктива

$$D_p = 2a \leq 2\sqrt[4]{7,6f^3\lambda}. \quad (3.17)$$

Сучасні об'єктиви, які використовують в КОС, мають змінну фокусну відстань (панкратичні об'єктиви). Від величини фокусної відстані залежить масштаб вимірюваного спектра сигналу в площині аналізу x_3y_3 , який визначимо як

$$\mu = \frac{x_3}{v_x} = \lambda f. \quad (3.18)$$

Тому використання фур'є-об'єктива з великою фокусною відстанню призводить до зміни геометричного розміру спектра, а також до зменшення спектральної області вимірювання.

В зв'язку з цим важливо встановити залежність ПСП від величини фокусної відстані фур'є-об'єктива при оптимальному узгодженні розміру a вхідного транспаранта і діаметра D_p вхідної зіниці об'єктива, тобто коли $D_p = 2a$.

Із формули (3.10) знаходимо функцію, яка описує залежність ПСП $SBP(f)$ від фокусної відстані f об'єктива:

$$SBP_s(f) = \frac{D_p}{2\lambda} \sin\left(\arctg \frac{D_p}{4f}\right). \quad (3.19)$$

На рис. 3.4 наведено графік функції (3.19) для випадку, коли в оптичній системі КОС використовується фур'є-об'єктив з діаметром апертурної діафрагми $D_p = 50$ мм і вхідний транспарант розміром $a = 50$ мм.

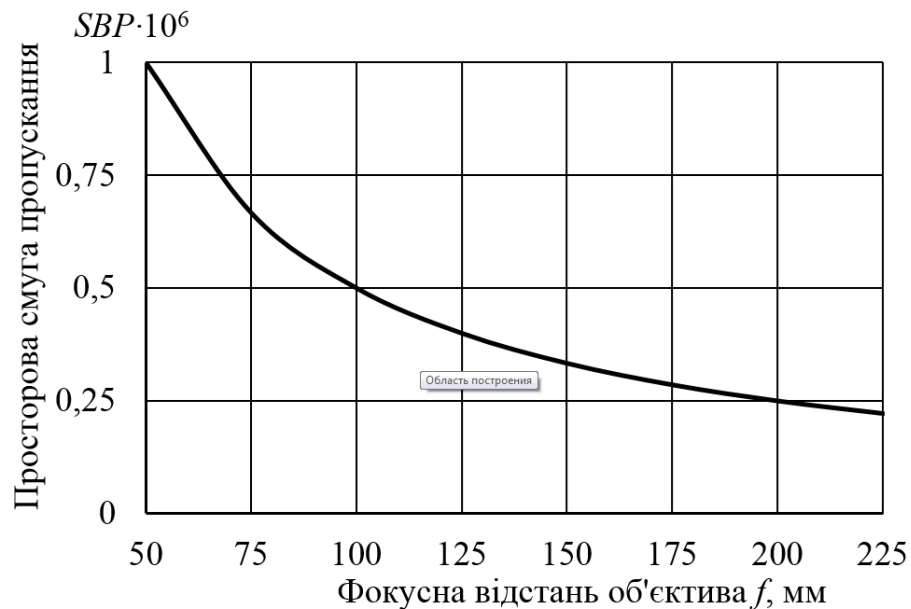


Рис. 3.4. Залежність просторової смуги пропускання КОС від фокусної відстані фур'є-об'єктива

Аналіз отриманої функції (3.19) свідчить про те, що зменшення фокусної відстані об'єктива призводить до збільшення величини ПСП. В той же час це призводить до зменшення масштабу спектра (3.18), що погіршує просторове спектральне розділення при застосуванні ПЗЗ-матриці.

Виходячи з наведеного виникає задача дослідження впливу формату і розміру пікселя матриці на ПСП і просторову роздільну здатність КОС [61]. Для цього розглянемо площину спектрального аналізу x_3u_3 , де розташована ПЗЗ-матриця.

В більшості практичних випадків для реєстрації спектра сигналу використовують ПЗЗ-матриці, які мають, як правило, розмір $X_D \times Y_D = 36 \times 24$ мм. Для ефективного використання матриці необхідно, щоб площа спектрального аналізу в площині x_3u_3 круглої форми радіусом $r_a = x_{3max}$, який визначається співвідношенням (3.4), була розташована в межах чутливої поверхні матриці, як показано на рис. 3.5, тобто $Y_D = 2r_a$.

Із формули (3.4) знаходимо, що найменший розмір матриці повинен задовольняти умові

$$Y_D \geq \frac{1}{2} D_p = a = 2r_a. \quad (3.20)$$

При проектуванні оптичної системи спектроаналізатора на першому етапі обирають потрібну ПЗЗ-матрицю, яка має розміри $X_D \times Y_D$ і кількість пікселів N_p . Використовуючи ці дані, знаходять розмір $V_D \times W_D$ одного пікселя.

За допомогою ПЗЗ-матриці можна знайти координату пікселя $x_{3,m}$ для гармоніки з просторовою частотою ν_x і координату $x_{3,m+2}$ для гармоніки з частотою $\nu_x + \Delta\nu_x$, які реєструються роздільно. Іншими словами, між пікселями m і $m+2$ повинен знаходитися піксель $m+1$, де відсутній сигнал (рис. 3.5). Це означає, що відстань між пікселями m і $m+2$ повинна дорівнювати $2V_D$. Тоді кількість точок в спектрі сигналу, які реєструються роздільно, дорівнює

$$N_x = \frac{X_D}{2V_D} = v_N X_D, \quad (3.21)$$

де $v_N = 1/2V_D$ – частота Найквіста ПЗЗ-матриці.

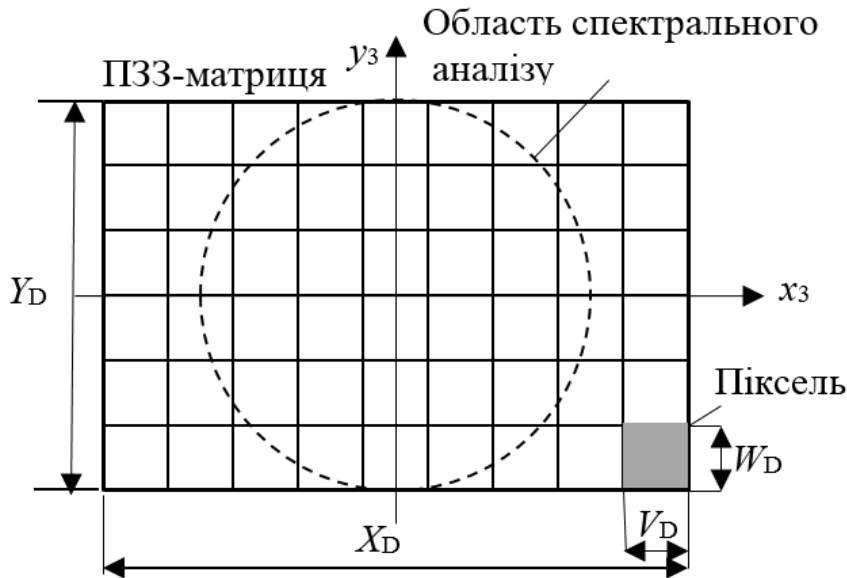


Рис. 3.5. Площина спектрального аналізу когерентного спектроаналізатора

Очевидно, що розмір пікселя буде визначати просторове спектральне розділення Δv_x КОС, яке визначимо із формули (1.6) наступним чином

$$\Delta v_x = v_{x,m+2} - v_{x,m} = \frac{x_m + 2V_D}{\lambda f} - \frac{x_m}{\lambda f} = \frac{2V_D}{\lambda f} = \frac{1}{\lambda f v_N}. \quad (3.22)$$

Введемо поняття одновимірної просторової смуги пропускання SBP_D ПЗЗ-матриці, як кількість зображень точкових джерел випромінювання на поверхні матриці, які можна зареєструвати окремо, тобто

$$SBP_D = \frac{X_D}{2V_D} = X_D v_N. \quad (3.23)$$

Формула (3.23) співпадає з формулою (3.2), якщо $X_D = X_m$, $v_N = v_{res}$.

Аналогічно введемо поняття просторової смуги пропускання об'єктива SBP_o , як число зображень точкових джерел випромінювання в задній фокальній площині об'єктива, які спостерігаються роздільно (окремо). Проблема роздільної здатності об'єктивів досліджується довгий час. Існує багато критеріїв, які визначають якість зображення, що формує об'єктив. Найбільш поширеним є критерій Релея, згідно якого дві точки спостерігаються окремо, якщо максимум дифракційного зображення першої точки співпадає з першим мінімумом дифракційного зображення другої точки.

Якщо спрямувати паралельний пучок променів до входної зіниці об'єктива, то він буде фокусуватись в його задній фокальній площині (фокусі). При математичному моделюванні цього процесу розглядають три ситуації:

1. Об'єктив ідеальний і пучок фокусується в точку фокуса.

2. Об'єктив не має аберацій, але на його входній зіниці відбувається дифракція світла. Такий об'єктив називається дифракційно обмеженим. В цьому випадку в задній фокальній площині формується дифракційна картина Ейрі, нормований розподіл інтенсивності якої описується функцією [10]

$$I_n(x_3, y_3) = \left[2 \frac{J_1\left(\pi \frac{D_p}{\lambda f} r_3\right)}{\pi \frac{D_p}{\lambda f} r_3} \right]^2, \quad (3.24)$$

де J_1 – функція Бесселя першого порядку; r_3 – радіус полярної системи координат, $r_3 = \sqrt{x_3^2 + y_3^2}$.

Вираз (3.24) називається функцію розсіювання точки (ФРТ) об'єктива. На рис. 3.6 наведено графік функції (3.24), дослідження якої показує, що ФТР є яскравим кружком Ейрі, навколо якого розташовані світлі кільця малої яскравості.

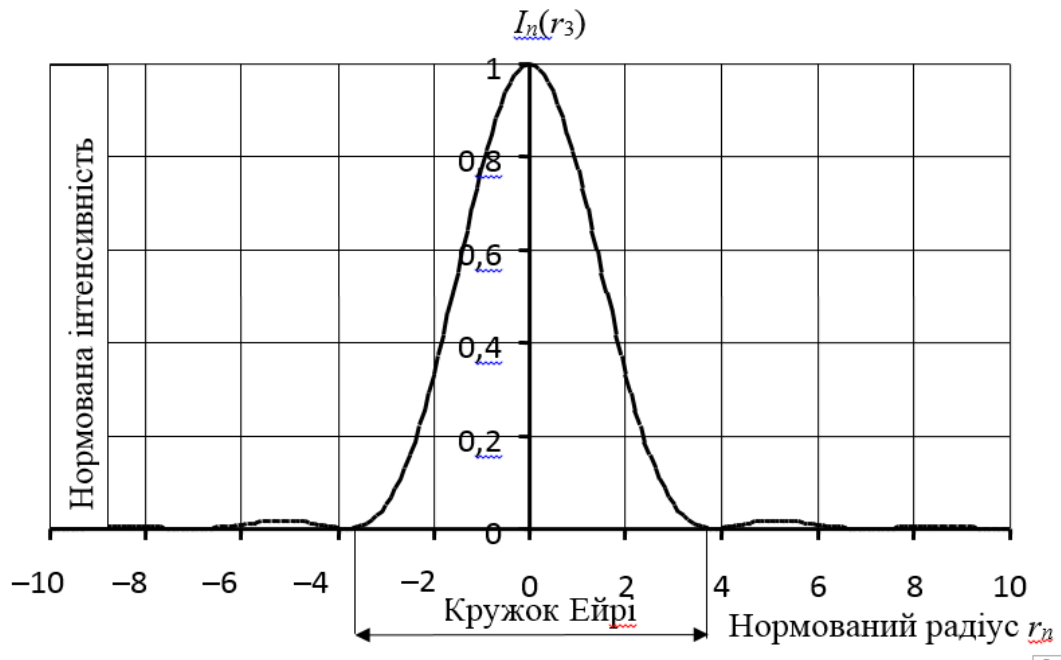


Рис. 3.6. Нормований розподіл інтенсивності в дифракційній картині Ейрі: $r_n = (\pi D_p / \lambda f) r_3$

3. Об'єктив має аберації, які призводять до формування ФРТ, яка має більший розмір порівняно з кружком Ейрі.

Згідно критерію Релея зображення двох точок спостерігається роздільно, якщо відстань між ними дорівнює або перевищує радіус кружка Ейрі. Дослідження функції (20) дозволяє отримати формулу для розрахунку радіуса кружка Ейрі

$$r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{D_p}. \quad (3.25)$$

Тоді ПСП об'єктива буде визначатися як

$$SPB_o = \frac{x_o}{r_E} = \frac{x_o D_p}{1,22 \lambda f}, \quad (3.26)$$

де X_o – лінійне поле зору об'єктива.

Згідно формули (3.12) при оптимальному узгодженні розміру транспаранта a і діаметра вхідної зіниці об'єктива D_p

$X_o = 2x_{\max} = 0,5D_p$. Тоді

$$SPB_o = \frac{D_p^2}{2,44\lambda f}. \quad (3.27)$$

Таким чином, в результаті математичного моделювання КОС отримано формули (3.19), (3.23) і (3.27) для розрахунку просторової смуги пропускання оптичної системи спектроаналізатора SPB_s , ПЗЗ-матриці SPB_D і об'єктива SPB_o відповідно. Менша із цих смуг і буде визначати ефективність роботи КОС.

Приклад розрахунку просторової смуги пропускання КОС.

Розглянемо КОС, складові якого мають такі параметри:

1. Розмір вхідного транспаранта $a = 25$ мм;
2. Фокусна відстань і діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива $f = 100$ мм і $D_p = 50$ мм відповідно;
3. Довжина хвилі лазера $\lambda = 0,6328$ мкм;
4. ПЗЗ-матриця має кількість пікселів $N_p = 24 \cdot 10^6$ і розмір

чутливої поверхні $X_D \times Y_D = 36 \times 24$ мм.

За формулою (3.19) знаходимо числове значення ПСП оптичної системи КОС

$$SBP_s = \frac{25}{0,628 \cdot 10^{-3}} \sin\left(\arctg \frac{50 - 25}{200}\right) = 4938.$$

Максимальне значення ППС для параксіального наближення знаходимо за формулою (3.16)

$$SBP_{max} = \frac{50}{8 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 2} = 4976.$$

Відмінність SBP_s і SBP_{max} пояснюється тим, що формула (3.16) справедлива тільки для параксіальної області. Цим обумовлена відносна похибка визначення ПСП, яка становить 0,77%.

За формулою (3.12) визначимо максимальні розміри області спектрального аналізу в задній фокальній площині об'єктива

$$x_{max} = \frac{1}{2}(D_p - a) = 12,5 \text{ мм.}$$

Це означає, що мінімальний розмір ПЗЗ-матриці повинен бути більшим за 25 мм.

За формулою (3.23) розраховуємо ПСП ПЗЗ-матриці. Для цього необхідно знайти розмір квадратного пікселя цієї матриці, який визначимо із рівняння $N_p = X_D Y_D / V_D^2$. Звідки

$$V_D = \sqrt{\frac{X_D Y_D}{N_p}} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ мм.}$$

$$\text{Тоді } SBP_D = 24 / 6 \cdot 10^{-3} = 4000.$$

За формулою (3.27) розраховуємо ПСП дифракційно обмеженого об'єктива

$$SPB_o = \frac{50^2}{2,44 \cdot 0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 100} = 16,3 \cdot 10^3 .$$

Порівнюючи отримані числові значення ПСП оптичної системи, ПЗЗ-матриці і об'єктива можна стверджувати, що просторова смуга пропускання матриці обмежує ефективність даного спектроаналізатора.

Таким чином, в результаті дослідження просторової смуги пропускання оптичного спектроаналізатора отримані такі результати:

1. Встановлено, що збільшення просторової смуги пропускання *SBP* призводить до підвищення ефективності спектроаналізатора.

2. Отримано рівняння для розрахунку параметра *SBP* як для параксіальної області, так і для довільної області спектрального аналізу за умови відсутності він'єтування в оптичній системі КОС. Ці рівняння дозволяють аналізувати і оптимізувати параметри КОС з метою підвищення ефективності його застосування.

3.3. Геометрична шумова смуга пропускання – новий критерій оцінки ефективності когерентних оптичних спектроаналізаторів

3.3.1. Загальне визначення ГШСП

Однією із узагальнених характеристик КОС є геометрична шумова смуга пропускання (ГШСП) GNBW (Geometrical Noise Bandwidth) КОС, яка є еквівалентом модуляційної передавальної функції $M_S(\nu_x, \nu_y)$, що визначається залишковим контрастом в зображенні тест-об'єкта в площині аналізу [62-70]. Ця смуга визначає просторове спектральне розділення $\delta\nu_x$ спектроаналізатора.

В сучасних КОС в якості реєстратора просторового спектру використовують матричні приймачі випромінювання (МПВ) у вигляді CCD-матриці або CMOS-матриці [59]. Якщо матриця має пікселі розміром $V_D \times W_D$, то просторове спектральне розділення (різниця між частотами ν_{x2} і ν_{x1} сусідніх гармонік однакової

амплітуди, які спостерігаються окремо), обмежене величиною (для одновимірного випадку) [24,25]

$$\delta v_{x,\min} = v_{x2} - v_{x1} = \frac{2V_D}{\lambda f}, \quad (3.28)$$

де λ – довжина хвилі когерентного випромінювання; f – фокусна відстань фур'є-об'єктива. Формула (3.28) не враховує нерівномірність освітлення і розміру вхідного транспаранта, а також обмежений розмір вхідної зіниці і аберації фур'є-об'єктива.

Просторове розділення телевізійних і тепловізійних систем спостереження визначається модуляційною передавальною функцією (МПФ) $M_s(v_x, v_y)$ цих систем, яка характеризує зменшення контрасту зображення на певній просторовій частоті.

В електронних інформаційних системах, що обробляють відеосигнали з метою створення зображення, багато років з великим успіхом застосовується ефективна шумова смуга пропускання Δf , яка визначається наступним чином. Нехай електронна система має МПФ $M_{El}(f)$, яка визначається її амплітудно-частотною характеристикою. Якщо на вхід такої системи надходить шумовий сигнал з енергетичною щільністю $G_n(f)$, то ефективна шумова смуга визначається як [53,63 - 69]

$$\Delta f = \frac{1}{G_{n,\max}} \int_0^{\infty} G_n(f) M_{El}^2(f) df, \quad (3.29)$$

де $G_{n,\max}$ – максимальна щільність шуму.

В більшості випадків оптико-електронні системи спостереження (ОЕСС) працюють в діапазоні частот, коли шум

можна вважати “білим”, тобто $G_n(f) = G_{\max} = \text{const}$. Тоді вираз (3.29) матиме вигляд

$$\Delta f = \int_0^{\infty} M_{El}^2(f) df. \quad (3.30)$$

Співвідношення (3.30) означає, що здатність електронної системи з МПФ $M_{El}(f)$ перетворювати шумовий сигнал еквівалентна електронній системі з МПФ прямокутної форми

$$M_{El,eff} = \begin{cases} 1, & \text{коли } 0 \leq f \leq \Delta f; \\ 0, & \text{коли } f > \Delta f. \end{cases} \quad (3.31)$$

Аналогічний підхід використаємо і для оптико-електронних систем спостереження (наприклад, тепловізора), яка має МПФ $M_s(v_x, v_y)$. При цьому необхідно враховувати деякі особливості такого підходу:

1. На відміну від одновимірної МПФ електронної системи МПФ тепловізора є двовимірною функцією просторових частот v_x, v_y , що вимірюються в мм^{-1} або в мрад^{-1} ;
2. На відміну від часової частоти f , яка змінюється у межах від 0 до ∞ , просторові частоти v_x, v_y змінюються у межах від $-\infty$ до ∞ .

По аналогії з формулою (3.30) ГШСП визначимо як

$$GB = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} M_s^2(v_x, v_y) dv_x dv_y. \quad (3.32)$$

У формулі (3.32) права частина визначає об'єм фігури, який обмежений поверхнею $M_s^2(v_x, v_y)$, а ліва частина - об'єм призми, яка має основу площею GB і висоту, що дорівнює одиниці.

Такий підхід використовується у телебаченні, як критерій Шаде, для визначення роздільної здатності [53,67-69]. Параметр GB починає широко використовуватися для визначення якості зображення, яке формує ОЕСС [64 - 67]. Використання параметру GB базується на тому факті, що усі приймачі випромінювання мають чутливу площадку певних розмірів і тому являють собою інтегральні фільтри в області просторових частот. Крім того, приймач завжди формує вихідний сигнал разом із шумовим сигналом.

Якщо МПФ $M_s(v_x, v_y)$ являє собою функцію з роздільними змінними, тобто $M_s(v_x, v_y) = M_{sx}(v_x)M_{sy}(v_y)$, то геометрична шумова смуга визначається як

$$GB = \Delta v_x \cdot \Delta v_y = \int_{-\infty}^{\infty} M_{sx}^2(v_x) dv_x \cdot \int_{-\infty}^{\infty} M_{sy}^2(v_y) dv_y. \quad (3.33)$$

Для одновимірного випадку із формули (3.33) знаходимо просторову роздільну здатність тепловізора

$$v_{res} = \frac{1}{2} \Delta v_x = \int_0^{\infty} M_{sx}^2(v_x) dv_x. \quad (3.34)$$

Якщо роздільна здатність v_{res} має розмірність мм^{-1} , то лінійне розділення, або миттєве поле зору тепловізора, визначається як

$$\delta l_{sx} = \frac{1}{2v_{res}} = \left[2 \int_0^{\infty} M_{sx}^2(v_x) dv_x \right]^{-1}. \quad (3.35)$$

Таким чином, геометрична шумова смуга пропускання є узагальненим параметром, який визначає роздільну здатність ОЕСС. Ця смуга дозволяє з єдиних позицій дослідити як оптичні, так і електронні елементи ОЕСС.

3.3.2. Модель КОС для визначення ГШСП

Розглянемо математичну модель КОС, яка буде використана для визначення ГШСП. Узагальнена модель спектроаналізатора, коли вхідний транспарант розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива (рис. 1.3), була розглянута в розділі 1. В цьому випадку розподіл амплітуди когерентного світла в задній фокальній площині фур'є-об'єктива, де розташований матричний приймач випромінювання (МПВ), описується рівнянням (1.8), яке представимо у вигляді

$$V(x_3, y_3) = \frac{1}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V'(x_1, y_1) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x_3x_1 + y_3y_1)\right] dx_1 dy_1, \quad (3.36)$$

де $V'(x_1, y_1)$ – амплітуда поля за транспарантом; x_1, y_1 і x_3, y_3 – просторові координати в площині x_1y_1 та x_3y_3 відповідно.

Просторовий спектр функції $V'(x_1, y_1)$ визначається двовимірним перетворенням Фур'є:

$$F\{V'(x_1, y_1)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V'(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(v_x x_1 + v_y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (3.37)$$

де v_x, v_y – просторові частоти, які визначаються за формулами

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}; \quad (3.38)$$

Запишемо рівняння (3.36) в більш загальному випадку, коли враховуються (рис. 3.7):

1. Нерівномірність освітлення транспаранта світловою хвилею з амплітудою $V(x_1, y_1)$.
2. Вхідний транспарант має амплітудний коефіцієнт пропускання

$t_m(x_1, y_1)$, який відповідає досліджуваному вхідному сигналу, і обмежений розмір, який описується апертурною функцією $t_{oa}(x_1, y_1)$.

3. Фур'є-об'єктив має апертурну діафрагму, яка описується функцією $P_o(x_2, y_2)$.

Тоді рівняння (3.36) можна представити у вигляді [10]

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= C_0 F\{V(x_1, y_1)t_m(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\} = \\ &= C_0 F\{t_m(x_1, y_1)\} ** F\{V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\} = \\ &= C_0 T_m(v_x, v_y) ** F\{V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

де C_0 – фазовий множник; $F\{\}$ – оператор перетворення Фур'є для просторових частот (3.38); $P_{o,eff}(x_1, y_1)$ – ефективна функція апертурної діафрагми об'єктива, яка приведена до площини x_1, y_1 транспаранта; $**$ – оператор двовимірної згортки; $T_m(v_x, v_y)$ – ідеальний (без спотворень) спектр сигналу.

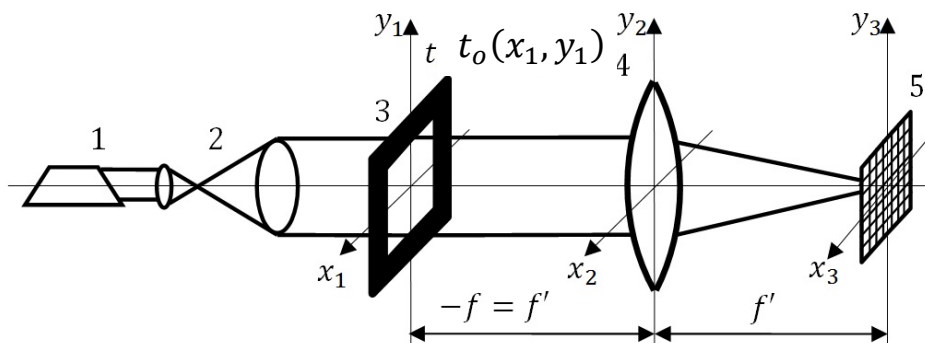


Рис. 3.7. Схема КОС: 1 – лазер; 2 – оптична система, що формує паралельний пучок променів; 3 – вхідний транспарант прямокутної форми; 4 – фур'є-об'єктив; 5 – МПВ

Аналіз співвідношення (3.39) свідчить про те, розглянутий оптичний спектроаналізатор є лінійна інваріантна когерентна

система з імпульсним відгуком $h_{sa}(v_x, v_y)$. При цьому амплітуда вихідного сигналу $V(x_3, y_3)$ дорівнює згортці ідеального спектра сигналу $T_m(v_x, v_y)$ з когерентним імпульсним відгуком $h_{sa}(v_x, v_y)$ спектроаналізатора. У свою чергу, імпульсний відгук $h_{sa}(v_x, v_y)$ являє собою перетворення Фур'є від розподілу амплітуди світлової хвилі у площині апертури вхідного транспаранта з урахуванням приведення до площини транспаранта функції зіниці об'єктива, тобто

$$h_{sa}(v_x, v_y) = C_0 F\{V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\}. \quad (3.40)$$

3.3.3. Когерентна передавальна функція КОС

Для розрахунку геометричної шумової смуги пропускання GNBW згідно інтеграла (3.32) необхідно знайти когерентну передавальну функцію (КПФ) спектроаналізатора $K_{sa}(x_1, y_1)$ [3,9,71]. Когерентна передавальна функція $K_{sa}(x_1, y_1)$ визначається як нормоване перетворення Фур'є імпульсного відгуку системи $h_{sa}(v_x, v_y)$, тобто

$$K_{sa}(x_1, y_1) = F\{h_{sa}(v_x, v_y)\}. \quad (3.41)$$

Підставимо імпульсний відгук (3.40) до нормованого перетворення Фур'є (3.41) з урахуванням просторових частот (3.38)

$$\begin{aligned} K_{sa}(x_1, y_1) &= F\{F\{V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\}\} = \\ &= V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1). \end{aligned} \quad (3.42)$$

Отримана функція (3.42) справедлива для симетричних функцій $V(x_1, y_1)$, $t_{oa}(x_1, y_1)$ і $P_{o,eff}(x_1, y_1)$, коли виконується умова [72]

$$F\{F\{f(x, y)\}\} = f(-x, -y) = f(x, y), \quad (3.43)$$

що характерно для більшості оптичних систем.

Після підстановки КПФ (3.42) до інтеграла (3.32) маємо значення смуги пропускання КОС

$$GB = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [V(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)]^2 dx_1 dy_1. \quad (3.44)$$

Визначимо нормовані підінтегральні функції, які входять до рівняння (3.44). Нехай вхідний транспарант обмежений круглою апертурою радіусом r_{oa} й освітлюється лазерним пучком з гауссовим розподілом амплітуди $V(x_1, y_1)$.

Тоді

$$t_{oa}(x_1, y_1) = t_{oa}(r_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq r_{oa}; \\ 0 & \text{в інших випадках;} \end{cases} \quad (3.45)$$

$$V(x_1, y_1) = V(r_1) = \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_l^2}\right), \quad (3.46)$$

де r_l – радіус лазерного пучка у площині вхідного транспаранта.

Для врахування розміру апертурної діафрагми фур'є-об'єктива введемо поняття *функції зіниці* [3,9]:

$$P_o(x_2, y_2) = \begin{cases} 1 & \text{в середині апертури;} \\ 0 & \text{за межами апертури.} \end{cases} \quad (3.47)$$

В формуванні поля в площині спектрального аналізу приймають участь тільки ті дифраговані на транспаранті промені, які надходять до вхідної зіниці об'єктива (рис. 3.8). Тому функцію вхідної зіниці можна розглядати в площині транспаранта $x_1 y_1$ з координатами центра $x_1 = -x_3$ та $y_1 = -y_3$, тобто

$P_{o,eff}(x_1, y_1) = P_o(x_1 + x_3, y_1 + y_3)$. Отже, розміри транспаранта і апертурної діафрагми фур'є-об'єктива обмежують область спектрального аналізу в площині x_3y_3 . За відсутності він'єтування в оптичній системі КОС добуток функцій $t_{oa}(x_1, y_1)$ і $P_{o,eff}(x_1, y_1)$ визначається співвідношенням

$$t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq r_{oa}; \\ 0 & \text{в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.48)$$

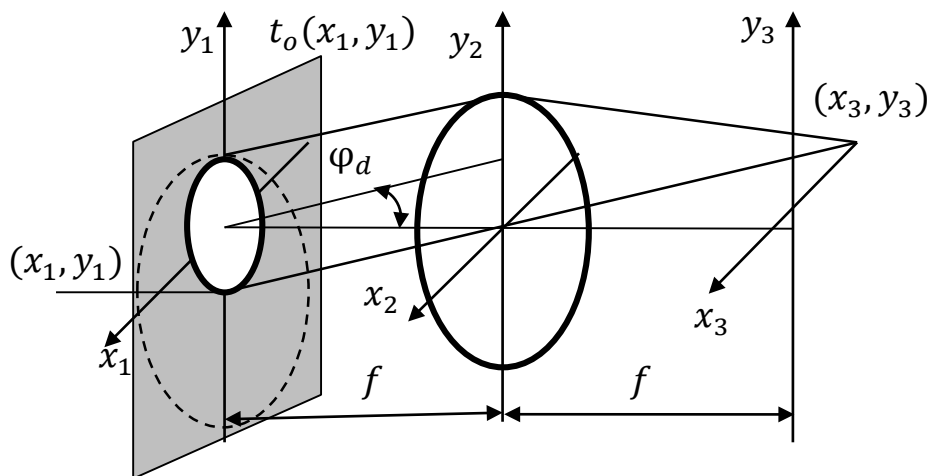


Рис. 3.8. Визначення ефективної функції зніци фур'є-об'єктива

Тоді інтеграл (3.44) для вісесиметричних функцій (3.46) і (3.48) матиме вигляд

$$GB = 2\pi \int_0^{r_{oa}} \exp\left(-2\frac{r_1^2}{r_l^2}\right) r_1 dr_1 = \frac{1}{2} \pi r_l^2 \left[1 - \exp\left(-2\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right)\right]. \quad (3.49)$$

Із аналізу виразу (3.49) маємо, що при рівномірній освітленості вхідного транспаранта за умови, коли $r_l \rightarrow \infty$, $GB = \pi r_{oa}^2$, тобто геометрична шумова смуга пропускання КОС дорівнює площі

вхідного транспаранта. Аналогічний результат був отриманий в статті [60], де пропонується використовувати величину просторової смуги пропускання SBP (space–bandwidth product) для характеристики як довільної оптичної системи, так і оптичного сигналу. Смугу пропускання SBP можна розглядати як в області координат x, y , так і в області просторових частот ν_x, ν_y . Цим фактом підтверджується достовірність запропонованої моделі КОС.

3.3.4. Шляхи розширення смуги пропускання КОС

Аналіз функції (3.49) і її графіків (рис. 3.9) показує, що розширити (збільшити) смугу пропускання GB КОС можна тільки за рахунок збільшення розміру вхідного транспаранта r_{oa} .

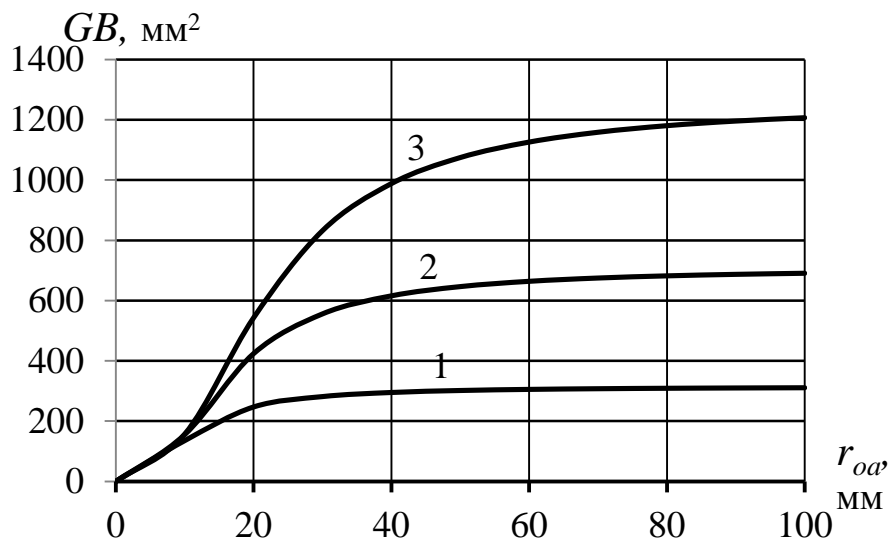


Рис. 3.9. Залежність ГШСП GB КОС від радіуса r_l лазерного пучка у площині вхідного транспаранта, коли радіус r_{oa} транспаранта дорівнює: 1 – 10 мм; 2 – 15 мм; 3 – 20 мм

Просторове спектральне розділення δv_x визначимо наступним чином. Використовуючи теорему Парсеваля [72], представимо інтеграл (3.32) у вигляді

$$GB = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{sa}^2(v_x, v_y) dv_x dv_y = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_{sa}^2(x, y) dx dy. \quad (3.50)$$

Після підстановки смуги пропускання (3.50) до формули (3.35) маємо

$$\delta v_x = \frac{1}{GB_x} = \left[2 \int_0^{\infty} K_{sx}^2(x) dx \right]^{-1}, \quad (3.51)$$

де GB_x – одновимірний смуга пропускання. Якщо транспарант має прямокутну форму розміром $a \times b$, то умову (3.48) для одновимірного випадку можна записати у вигляді

$$t_{oa}(x_1)P_{o,eff}(x_1) = \begin{cases} 1, \text{ коли } |x_1| \leq a/2; \\ 0 \text{ в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.52)$$

За умови (3.52) при рівномірному освітленні транспаранта ця смуга дорівнює $GB_x = a$. Тоді просторове спектральне розділення згідно формули (3.51) буде визначатись як

$$\delta v_x = \frac{1}{a}. \quad (3.53)$$

Визначимо максимальну просторову частоту, яку можна дослідити за допомогою КОС. Із рис. 3.10 для одновимірного випадку маємо, що

$$x_{3,max} = \frac{D_o - a}{2}. \quad (3.54)$$

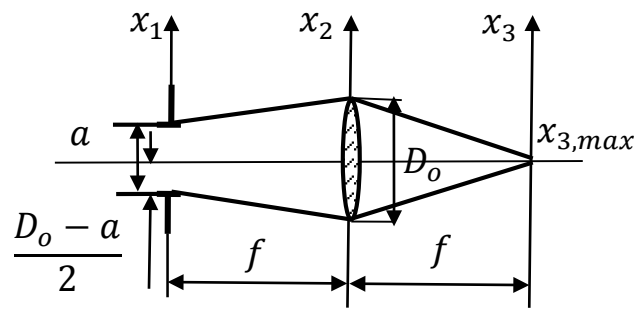


Рис. 3.10. Одновимірна модель спектроаналізатора

Тоді максимальна просторова частота, яку здатний зареєструвати КОС, згідно (3.38) дорівнює

$$v_{x,\max} = \frac{x_{3,\max}}{\lambda f} = \frac{D_o - a}{2\lambda f}, \quad (3.55)$$

де D_o – діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

З іншої сторони, частота $v_{x,\max}$ визначається найбільшим кутом дифракції $\varphi_{d,\max}$ ґратки, яка розташована в площині вхідного транспаранта (рис. 3.8). При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована в передній фокальній площині фур'є-об'єктива, для першого порядку дифракції із основного рівняння ґратки маємо: $d \sin \varphi_{d1} = \lambda$, де $d = 1/v_{x,\max}$ – період дифракційної ґратки. Звідки

$$v_{x,\max} = \frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda} \sin \varphi_{d,\max}. \quad (3.56)$$

Просторову смугу пропускання КОС можна визначити як кількість штрихів дифракційної ґратки, які забезпечують виконання умови (3.39) [18], тобто

$$GB_d = \frac{a}{d} = \frac{a}{\lambda} \sin \varphi_{d,\max}. \quad (3.57)$$

Із рис. 3.8 і 3.10 знаходимо максимальний кут дифракції

$$\varphi_{d,\max} = \operatorname{arctg} \frac{D_o - a}{2\lambda f}. \quad (3.58)$$

Після підстановки (3.58) до (3.57) маємо

$$GB_d = \frac{a}{\lambda} \sin \left(\operatorname{arctg} \frac{D_o - a}{2\lambda f} \right). \quad (3.59)$$

Дослідження функції (3.59) на екстремум показує, що КОС має максимальну просторову смугу пропускання, коли $D_o = 2a$, тобто розмір вхідного транспаранта a дорівнює радіусу вхідної зіниці R_o фур'є-об'єктива.

Таким чином, наведені в цьому підрозділі результати досліджень свідчать про те, що

1. Відомо ряд монографій і статей, присвячених фізичним основам роботи когерентних (лазерних) спектроаналізаторів. В той же час практично відсутня науково-технічна література, що присвячена методам проектування оптичних систем, покладених в основу таких спектроаналізаторів.

2. Аналіз розробленої фізико-математичної моделі когерентного оптичного спектроаналізатора дозволяє зробити такі висновки:

2.1. Геометрична шумова смуга пропускання GB є однією із важливих характеристик КОС, так як дозволяє розрахувати просторове спектральне розділення за допомогою отриманих формул (3.51) або (3.53).

2.2. Встановлено, що когерентна передавальна функція оптичного спектроаналізатора дорівнює площі вхідного

транспаранта, амплітудний коефіцієнт пропускання якого визначається амплітудою досліджуваного сигналу. Тому єдиним способом розширення смуги пропускання є збільшення розмірів транспаранта.

2.3. Встановлено, що для забезпечення максимальної смуги пропускання необхідно, щоб максимальний розмір транспаранта дорівнював радіусу вхідної зіниці фур'є-об'єктива.

3.4. Методологія енергетичного розрахунку КОС

Метою енергетичного розрахунку є визначення величини електричного сигналу та відношення сигнал/шум на виході приймача випромінювання в залежності від просторової частоти вхідного оптичного сигналу.

Для цього необхідно вибрати еталонний оптичний сигнал, який має відомий просторовий спектр. В якості еталонного сигналу можна використати щілину, прямокутний отвір, одновимірну синусоїдальну функцію амплітудного коефіцієнта пропускання транспаранта, одновимірну прямокутну функцію пропускання вхідного транспаранта, тощо.

В якості еталонного тест-об'єкта оберемо прямокутний отвір розміром $a \times b$, просторовий спектр якого описується sinc-функціями (рис. 3.11).

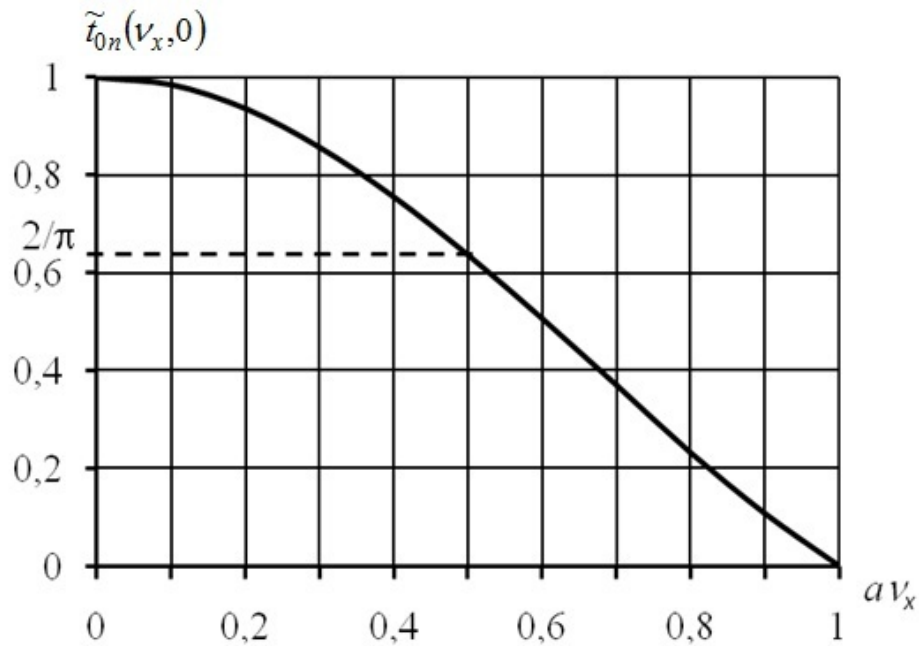


Рис. 3.11. Одновимірний нормований просторовий спектр $\tilde{t}_{0n}(v_x, 0)$ пропускання прямокутного отвору

Недоліком цього сигналу є те, що амплітуда світлового поля в певній точці аналізу залежить від розмірів отвору $a \times b$, що не дозволяє розповсюдити результати енергетичного розрахунку для довільних вхідних сигналів.

Визначимо сигнал u_s та відношення сигнал/шум SNR на частоті Найквіста $\nu_N = 1/2a$. Такий підхід широко використовується при визначенні просторового розділення телевізійних і тепловізійних цифрових камер [72]. За таких умов частота Найквіста ν_N в площині аналізу x_3y_3 має координати:

$$x_{3N} = \frac{\lambda f}{2a}. \quad (3.60)$$

Визначимо значення просторового спектру прямокутного отвору на частоті Найквіста. Амплітудний коефіцієнт пропускання такого отвору визначається функцією:

$$t_o(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, \text{ коли } |x_1| \leq \frac{a}{2}, |y_1| \leq b/2; \\ 0, \text{ в інших випадках.} \end{cases} \quad (3.61)$$

Просторовий спектр функції (3.61) знаходиться за допомогою двовимірного перетворення Фур'є [72]:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_o(\nu_x, \nu_y) &= F\{t_o(x_1, y_1)\} = ab \frac{\sin(\pi a \nu_x)}{\pi a \nu_x} \frac{\sin(\pi b \nu_y)}{\pi b \nu_y} = \\ &= ab \operatorname{sinc}(a \nu_x) \operatorname{sinc}(b \nu_y), \end{aligned} \quad (3.62)$$

де $\operatorname{sinc}z = \frac{\sin \pi z}{\pi z}$ – sinc-функція.

В точці $(0,0)$ маємо $\tilde{t}_o(0,0) = ab$. Нормований спектр визначаємо як

$$\tilde{t}_{on}(\nu_x, \nu_y) = \frac{\tilde{t}_o(\nu_x, \nu_y)}{\tilde{t}_o(0,0)} = \operatorname{sinc}(a \nu_x) \operatorname{sinc}(b \nu_y). \quad (3.63)$$

Одновимірний нормований спектр на частоті Найквіста має значення:

$$\tilde{t}_{on}(\nu_x, 0) = \operatorname{sinc}(a \nu_N) = \frac{\sin(\pi a \frac{1}{2a})}{\pi a \frac{1}{2a}} = \frac{2}{\pi}. \quad (3.64)$$

Це означає, що на частоті Найквіста спектр сигналу зменшується в $\pi/2$ рази відносно максимального значення.

Розглянемо послідовність перетворення випромінювання від лазера до площини аналізу в оптичній системі, що представлена на рис. 2.1.

Нехай освітлювана система створює плоску монохроматичну хвилю з амплітудою V_0 , яка нормально падає на вхідний транспарант. Тоді амплітуда поля за транспарантом

$$V(x_1, y_1) = V_0 t_o(x_1, y_1), \quad (3.65)$$

де амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта $t_o(x_1, y_1)$ описується функцією (3.61).

Розподіл амплітуди поля в площині аналізу x_3y_3 визначається за формулою (1.7), яку з урахуванням перетворенням Фур'є (3.62) представимо у вигляді

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{\lambda f} F\{t_o(x_1, y_1)\} = \frac{V_0 ab}{\lambda f} \text{sinc}(av_x) \text{sinc}(bv_y). \quad (3.66)$$

З врахуванням коефіцієнта пропускання об'єктива τ_o освітленість в площині x_3y_3 , де встановлена ПЗЗ-матриця, дорівнює:

$$E(x_3, y_3) = \tau_o E_0 \left(\frac{ab}{\lambda f}\right)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{ax_3}{\lambda f}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{by_3}{\lambda f}\right), \quad (3.67)$$

де $E_0 = |V_0|^2$ – освітленість вхідного транспаранта.

Формула (3.67) не враховує він'єтування випромінювання, яке практично відсутнє при малих розмірах тест-об'єкта, тобто коли $\sqrt{a^2 + b^2} \ll D_p$.

Для аналізу розподілу освітленості $E(x_3, y_3)$ будемо використовувати ПЗЗ-матрицю, яка має такі параметри: спектральна чутливість $R_D(\lambda)$, В·см²/мкДж; величина середньоквадратичного значення шумового сигналу u_n , мкВ; час накопичення t_i , мс; формат матриці $p \times q$; розмір пікселя $V_D \times W_D$, мкм²; розмір матриці $X_D \times Y_D$, мм².

Знайдемо величину експозиції, яка забезпечує освітленість (3.67):

$$H(x_3, y_3) = E(x_3, y_3)t_i. \quad (3.68)$$

Тоді сигнал на виході пікселя дорівнює:

$$u_s = R_D H(x_3, y_3) = R_D E(x_3, y_3)t_i, \quad (3.69)$$

де R_D – чутливість ПВ на довжині хвилі λ .

Відношення сигнал/шум визначається як:

$$SNR = \frac{u_s}{u_n}. \quad (3.70)$$

Таким чином, на основі наведених методів розрахунку узагальнених характеристик КОС, коли вхідний транспарант розташований перед фур'є-об'єктивом, можна зробити наступні висновки:

1. Робочий діапазон просторових частот обмежується параметрами оптичної системи КОС. Гранична максимальна просторова частота тим більша, чим більший діаметр апертурної діафрагми об'єктива та менша його фокусна відстань. Одночасно треба враховувати розміри матричного ПВ, від якого також залежить шуканий діапазон.
2. Підвищити просторову спектральну роздільну здатність, тобто зменшення $\Delta\nu_x$, можливо вибором МПВ з меншими розмірами пікселя та збільшенням фокусної відстані фур'є-об'єктива.
3. Енергетична роздільна здатність залежить від параметрів МПВ та відносного отвору фур'є-об'єктива, тобто чим більший відносний отвір фур'є-об'єктива, тим вищу енергетичну роздільну здатність матиме прилад.

РОЗДІЛ 4 ДОСЛІДЖЕННЯ СИГНАЛУ НА ВИХОДІ ЦИФРОВОГО КОГЕРЕНТНОГО ОПТИЧНОГО СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРА

4.1. Метод розрахунку сигналу на виході цифрового КОС

В цьому підрозділі досліджується фізико-математична модель ЦКОС з метою визначення сигналу на виході спектроаналізатора, дослідження якого дозволить виявити спотворення, які обумовлені матричними структурами ПМС і приймача випромінювання.

Узагальнена схема ЦКОС, яка представлена на рис. 4.1, складається із послідовно розташованих на оптичній осі напівпровідникового лазера 1, світлофільтра 2, розширювача пучка 3,4, ПМС 5, фур'є-об'єктива 6 і цифрової камери з матричним приймачем випромінювання (МПВ). Принцип роботи такого спектроаналізатора був розглянутий в попередніх розділах монографії.

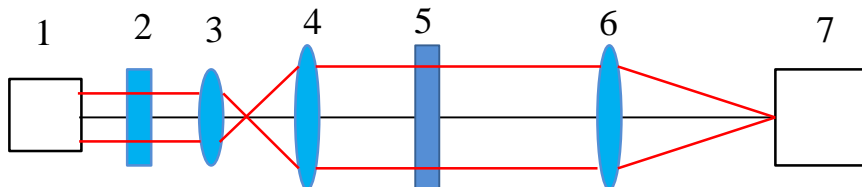


Рис. 4.1. Узагальнена схема ЦКОС: 1 – лазер; 2 – світлофільтр; 3, 4 – розширювач лазерного пучка; 5 – ПМС; 6 – фур'є-об'єктив; 7 – цифрова камера

Розглянемо процес формування сигналу на виході МПВ. Лазер 1, світлофільтр 2 і розширювач лазерного пучка 3,4 формують рівномірне когерентне освітлення вхідної апертури ПМС 5 з амплітудою V_0 . Модель формування цієї амплітуди детально розглянута в статті [73]. Тоді амплітуда поля за модулятором

$$V_m(x_1, y_1) = V_0 t_m(x_1, y_1) u_{sn}(x_1, y_1), \quad (4.1)$$

де $t_m(x_1, y_1)$ – амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора за відсутності досліджуваного сигналу; $u_{sn}(x_1, y_1)$ – нормована амплітуда досліджуваного сигналу, яка може змінюватись в межах від 0 до 1.

Якщо модулятор 5 розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива 6 (рис. 4.1), то розподіл амплітуди поля в задній фокальній площині об'єктива $x_3 y_3$ описується рівнянням (1.8), яке представимо у вигляді

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{S_1} t_o(x_1, y_1) \exp\left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3 x_1 + y_3 y_1)\right] dx_1 dy_1 = \\ &= \frac{V_0}{j\lambda f} F\{V_m(x_1, y_1)\} = \frac{V_p}{j\lambda f} F\{t_m(x_1, y_1) u_{sn}(x_1, y_1)\} = \\ &= \frac{V_0}{j\lambda f} [F\{t_m(x_1, y_1)\} ** F\{u_{sn}(x_1, y_1)\}], \end{aligned} \quad (4.2)$$

де λ – довжина хвилі випромінювання лазера; f – фокусна відстань фур'є-об'єктива; ** – оператор двовимірної згортки; $F\{\}$ – оператор двовимірного перетворення Фур'є для просторових частот

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f} \quad (4.3)$$

Цифрова камера перетворює інтенсивність світлового поля $I(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2$ в електричний відеосигнал на виході ЦКОС

$$u_D(x_3, y_3) = I(x_3, y_3)R_D(x_3, y_3)t_{exp}, \quad (4.4)$$

де $R_D(x_3, y_3)$ – спектральна чутливість МПВ для довжини хвилі λ ; t_{exp} – час експозиції.

В якості прикладу розрахунку сигналу на виході МПВ розглянемо вхідний (досліджуваний) сигнал у вигляді одновимірної гармонічної дифракційної ґратки з періодом d_g (рис. 4.2), яка має амплітудний коефіцієнт пропускання

$$u_{sn}(x_1, y_1) = t_g(x_1) = \frac{1}{2} + \frac{t_g}{2} \cos(2\pi v_g x_1), \quad (4.5)$$

де t_g і $v_g = 1/d_g$ – амплітуда і частота ґратки відповідно.

Амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора будемо моделювати одновимірною функцією (2.8) [14,23] (рис. 4.2,б)

$$t_m(x_1, y_1) = t_{mx}(x_1) = \left\{ \left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{w_m}\right) * \text{comb}\left(\frac{x_1}{W_m}\right) \right] \text{rect}\left(\frac{x_1}{X_m}\right) \right\}, \quad (4.6)$$

де W_m і X_m – розміри пікселя і матриці модулятора відповідно; w_m – розмір прозорої частини пікселя;

$$\text{rect}(z) - \text{rect-функція}, \quad \text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{когда } |z| \leq 1/2 \\ 0, & \text{когда } |z| > 1/2; \end{cases}$$

$$\text{comb}(z) - \text{comb-функція}, \quad \text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n).$$

У формулі (4.6) вираз в квадратних дужках визначає імпульсний відгук нескінченної одновимірної матриці, а вираз в фігурних дужках обмежує її розміри до величини X_m . На виході

модулятора формується дискретний розподіл амплітуди поля у вигляді прямокутних імпульсів, які мають частоту $\nu_m = 1/W_m$, тривалість w_m , амплітуда яких модулюється вхідним гармонічним сигналом (4.5) (рис. 4.2,в).

Для знаходження сигналу на виході ЦКОС підставимо функції (4.5) і (4.6) в рівняння (4.2)

$$V(x_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} [F\{t_m(x_1)\} * F\{u_{sn}(x_1)\}]. \quad (4.7)$$

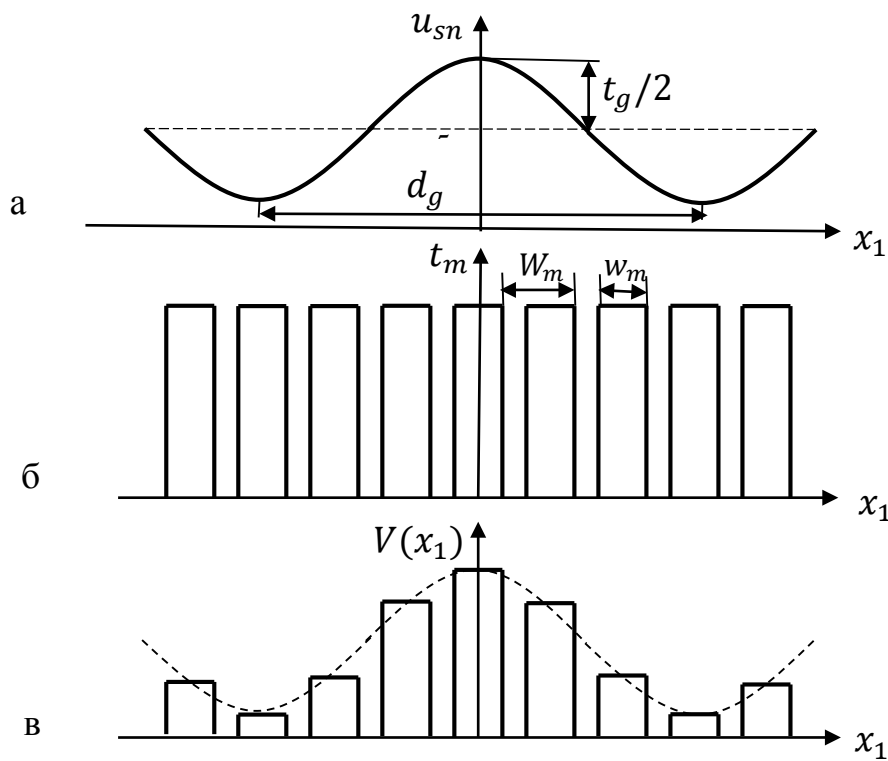


Рис. 4.2. Перетворення гармонічного сигналу матричним модулятором світла

Визначимо просторовий спектр функції пропускання модулятора

$$\begin{aligned}
\tilde{t}_m(v_x) &= \tilde{t}_m\left(\frac{x_3}{\lambda f}\right) = F\{t_m(x_1)\} = F\left\{\left[\left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{w_m}\right) * \text{comb}\left(\frac{x_1}{W_m}\right)\right] \text{rect}\left(\frac{x_1}{X_m}\right)\right]\right\} = \\
&= \left[F\left[\left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{w_m}\right) * \text{comb}\left(\frac{x_1}{W_m}\right)\right]\right] * F\left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{X_m}\right)\right]\right] = \\
&= X_m \left[F\left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{w_m}\right)\right] F\left[\text{comb}\left(\frac{x_1}{W_m}\right)\right] * \text{sinc}(X_m v_x)\right] = \\
&= X_m w_m [\text{sinc}(w_m v_x) \text{comb}(W_m v_x)] * [\text{sinc}(X_m v_x)] = \\
&= \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m \left(v_x - \frac{m}{W_m}\right), \tag{4.8}
\end{aligned}$$

де $\text{sinc}(z) - \text{sinc}(z)$ -функція, $\text{sinc}(z) = \sin(\pi z) / \pi z$.

Вираз (4.8) показує, що просторовий спектр такого сигналу являє собою нескінченне число дифракційних максимумів, положення (частота) яких визначається розміром пікселя, а їх ширина – розміром модулятора X_m .

Для великих розмірів модулятора, коли виконується умова $X_m \gg w_m$, справедливе наближення [16]:

$$X_m \text{sinc}(X_m v_x) \approx \delta(v_x). \tag{4.9}$$

Тоді просторовий спектр модулятора визначається більш простою функцією

$$\begin{aligned}
\tilde{t}_m(v_x) &= w_m \left[\text{sinc}(w_m v_x) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(W_m v_x - m)\right] * \delta(v_x) = \\
&= \frac{w_m}{W_m} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sinc}\left[w_m \left(v_x - \frac{m}{W_m}\right)\right]. \tag{4.10}
\end{aligned}$$

Аналіз функції (4.10) показує, що просторовий спектр модулятора являє собою суму гармонік з просторовими частотами

$$v_{xm} = \frac{m}{W_m}, \text{ амплітуда яких пропорційна } \frac{w_m}{W_m}.$$

Визначимо спектр вхідного сигналу (4.5) [10]

$$\begin{aligned} \tilde{u}_{sn}(v_x) &= F\{u_{sn}(x_1)\} = F\left\{\frac{1}{2} + \frac{t_g}{2} \cos(2\pi v_g x_1)\right\} = \\ &= F\left\{\frac{1}{2} + \frac{t_g}{4} \exp(j2\pi v_g x_1) + \frac{t_g}{4} \exp(-j2\pi v_g x_1)\right\} = \\ &= \frac{1}{2} \delta(v_x) + \frac{t_g}{4} \delta(v_x - v_g) + \frac{t_g}{4} \delta(v_x + v_g). \end{aligned} \quad (4.11)$$

Підставимо функції (4.10) і (4.11) до інтегралу згортки (4.7)

$$\begin{aligned} V(v_x = \frac{x_3}{\lambda f}) &= \frac{V_0}{j\lambda f} \left\{ \left[\frac{w_m}{W_m} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \text{sinc} \left[w_m \left(v_x - \frac{m}{W_m} \right) \right] \right] * \right. \\ & \left. * \left[\frac{1}{2} \delta(v_x) + \frac{t_g}{4} \delta(v_x - v_g) + \frac{t_g}{4} \delta(v_x + v_g) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Скористаємося фільтрувальними властивостями дельта функції:

$$f(z) * \delta(z - z_0) = f(z - z_0). \quad (4.13)$$

Тоді інтеграл (4.12) з врахуванням співвідношення (4.3) перетворюється до вигляду:

$$\begin{aligned} V(x_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f} \frac{w_m}{W_m} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{1}{2} \text{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} - \frac{m}{W_m} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{t_g}{4} \text{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} + v_g - \frac{m}{W_m} \right) \right] + \frac{t_g}{4} \text{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} + v_g + \frac{m}{W_m} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Аналіз розподілу амплітуди поля (4.14) в площині МПВ показує, що світлове поле складається із нескінченного числа дифракційних максимумів з амплітудами, положення яких визначається періодом W_m матричної структури модулятора і частотою ν_g досліджуваного сигналу.

Для спрощення подальших досліджень розглянемо світлове поле навколо центрального дифракційного максимуму, коли $m = 0$, який має найбільшу амплітуду.

Тоді

$$\begin{aligned} V_0(x_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f} \frac{w_m}{W_m} \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} \right) \right] + \right. \\ &+ \left. \frac{t_g}{4} \operatorname{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} + \nu_g \right) \right] + \frac{t_g}{4} \operatorname{sinc} \left[w_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} - \nu_g \right) \right] \right\} = \\ &= V_{0,0}(x_3) + V_{0,1}(x_3) + V_{0,-1}(x_3). \end{aligned} \quad (4.15)$$

Аналіз амплітуди нульового дифракційного максимуму (4.15) свідчить про те, що (рис. 4.3)

1. Максимум складається із трьох дискретних складових $V_{1,0}(x_3)$, $V_{1,1}(x_3)$ і $V_{1,-1}(x_3)$.

2. Кожна із цих складових має просторові координати

$$x_{3,0,0} = 0; \quad x_{3,1,1} = \lambda f \nu_g; \quad x_{3,1,-1} = -\lambda f \nu_g. \quad (4.16)$$

3. Відносні амплітуди мають такі значення:

3.1. Для центрального максимуму амплітуда дорівнює 0,5.

3.2. Для бокових максимумів амплітуди дорівнюють $0,25t_g$.

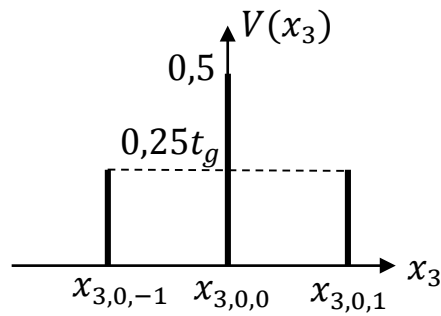


Рис. 4.3. Сигнал нульового дифракційного максимуму на виході ЦКОС

Визначимо алгоритм вимірювання частоти вхідного сигналу, використовуючи співвідношення (4.16):

1. Вимірюємо за допомогою цифрової камери (мікроскопа) і комп'ютера положення двох бокових максимумів $x_{3,0,1}$ і $x_{3,0,-1}$ в дифракційному максимумі першого порядку;
2. Із формул (4.16) знаходимо частоту досліджуваного сигналу

$$v_g = \frac{x_{3,0,1} - x_{3,0,-1}}{2\lambda f}. \quad (4.17)$$

Для вимірювання амплітуди t_g вхідного сигналу використаємо формулу (4.15), із якої визначаємо інтенсивність бокового максимуму

$$I_{0,-1} = I_{0,1} = |V_{0,1}(x_3)|^2 = \left[\frac{V_p}{\lambda f} \frac{w_m}{W_m} \frac{t_g}{4} \right]^2. \quad (4.18)$$

Звідки

$$t_g = \sqrt{I_{1,1}} \left[\frac{V_p}{4\lambda f} \frac{w_m}{W_m} \operatorname{sinc}\left(\frac{w_m}{W_m}\right) \right]^{-1}. \quad (4.19)$$

Таким чином, наведені в цьому підрозділі результати досліджень свідчать про це:

1. Використання в цифровому оптико-електронному процесорі матричних просторово-часових модуляторів світла значно розширює їх функціональні можливості, так як дозволяє вводити в процесор сигнали безпосередньо із комп'ютера або зовнішньої цифрової камери. Однак при цьому виникають значні спотворення вхідного сигналу матричною структурою модулятора. В науково-технічній літературі практично відсутня інформація про спотворення вхідних сигналів в таких процесорах.
2. Розроблена фізико-математична модель ЦКОС дозволила отримати аналітичний вираз для сигналу на виході спектроаналізатора, дослідження якого показало, що
 - 2.1. Спектр просторового гармонічного вхідного сигналу є нескінченне число дифракційних максимумів, положення (частота) яких визначається розміром пікселя W_m , а їх ширина – розміром модулятора X_m .
 - 2.2. Отримана формула (4.17) для визначення просторової частоти істотно відрізняється від традиційної формули (4.3) і залежить від положення двох бокових максимумів в дифракційному максимумі нульового порядку.
 - 2.3. Амплітуда досліджуваного сигналу, що визначається формулою (4.19), залежить від геометричних розмірів модулятора світла і фокусної відстані фур'є-об'єктива.
 - 2.4. Спектр сигналу можна визначити шляхом вимірювання положення бокових максимумів, що симетрично розташовані відносно центра дифракційної картини, через який проходить оптична вісь спектроаналізатора. Це

дозволяє використовувати МПВ менших розмірів, а також досліджувати спектр сигналу за межами частоти Найквіста модулятора.

4.2. Сигнал на виході матричного приймача випромінювання ЦКОС

В цьому підрозділі досліджується фізико-математична модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора з метою визначення сигналу на виході матричного приймача випромінювання, який спотворений матричними структурами модулятора і приймача. Схема такого спектроаналізатора наведена на рис. 3.7.

Будемо вважати, що сигнал на виході кожного пікселя МПВ утворюється в результаті інтегрування освітленості по його площі. Тоді сигнал на виході МПВ визначається як

$$u_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x_3, y_3) R_D(x_3, y_3) dx_3 dy_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 R_D(x_3, y_3) dx_3 dy_3, \quad (4.20)$$

де $R_D(x_3, y_3)$ – чутливість МПВ, яка визначається формулою (2.11).

Підставимо чутливість МПВ (2.11) до формули (4.20)

$$u_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 \left\{ R_{D00}(x_3, y_3) ** \left[\text{comb}\left(\frac{x_3}{V_D}\right) \text{comb}\left(\frac{y_3}{W_D}\right) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \text{rect}\left(\frac{x_3}{p_D V_D}\right) \text{rect}\left(\frac{y_3}{q_D W_D}\right) \right\} dx_3 dy_3, \quad (4.21)$$

де $R_{D00}(x_3, y_3)$ – чутливість або імпульсний відгук центрального пікселя; $V_D \times W_D$ – розміри пікселя; $p_D \times q_D$ – формат матриці приймача.

В монографії [41] обґрунтовано, що інтеграл (4.21) можна представити у вигляді

$$u_s = \sum_{n=-n_x}^{n_x} \sum_{m=-m_y}^{m_y} u_{nm}, \quad (4.22)$$

де $p_D = 2n_x + 1$ і $q_D = 2m_y + 1$; u_{nm} – амплітуда сигналу на виході nm -го пікселя,

$$\begin{aligned} u_{nm} &= \iint_{-\infty}^{\infty} |V(x_3, y_3)|^2 R_{D00}(x_3 - nV_D, y_3 - mW_D) dx_3 dy_3 = \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} |C_0 F \{V(x_1, y_1) t_s(x_1, y_1) t_m(x_1, y_1) t_{oa}(x_1, y_1) P_{o,eff}(x_1, y_1)\}|^2 R_{D00}(x_3 - nV_D, y_3 - mW_D) dx_3 dy_3 = \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} T_s^2(v_x, v_y) ** h_{sa, nm}(v_x, v_y) dv_x dv_y, \end{aligned} \quad (4.23)$$

де $h_{sa, nm}(v_x, v_y)$ – імпульсний відгук nm -го пікселя ЦКОС,

$$\begin{aligned} h_{sa, nm}(v_x, v_y) &= (C_0 \lambda f)^2 |F \{V(x_1, y_1) t_m(x_1, y_1) t_{oa}(x_1, y_1) P_{o,eff}(x_1, y_1)\}|^2 \times \\ &\times R_{D00}(\lambda f v_x - nV_D, \lambda f v_y - mW_D). \end{aligned} \quad (4.24)$$

Аналіз отриманої функції (4.23) показує, що амплітуда вихідного сигналу nm -го пікселя лінійно залежить від квадрата просторового спектра $|T_s(v_x, v_y)|^2$ досліджуваного сигналу. Сам спектр спотворюється імпульсним відгуком ЦКОС $h_{sa, nm}(v_x, v_y)$. При цьому дискретне значення просторової частоти, що відповідає положенню центра nm -го пікселя, визначається за формулами

$$v_{xn} = \frac{x_{3n}}{\lambda f} = \frac{nV_D}{\lambda f}, \quad v_{ym} = \frac{y_{3m}}{\lambda f} = \frac{mW_D}{\lambda f}. \quad (4.25)$$

В статті [62] було обґрунтовано, що оптична система КОС являє собою лінійну інваріантну когерентну систему з імпульсним відгуком $h_{sa, c}(v_x, v_y)$, який для запропонованої фізико-математичної

моделі спектроаналізатора (4.2) має вигляд

$$h_{sa,c}(v_x, v_y) = C_0 F\{V(x_1, y_1)t_m(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1)\}. \quad (4.26)$$

При цьому амплітуда світлового поля $V(x_3, y_3)$ дорівнює згортці ідеального спектра сигналу $T_s(v_x, v_y)$ з когерентним імпульсним відгуком $h_{sa,c}(v_x, v_y)$ спектроаналізатора. Тому ефективність ЦКОС можна характеризувати когерентною передавальною функцією (КПФ) спектроаналізатора $K_{sa}(x_1, y_1)$ [10]. Когерентна передавальна функція $K_{sa}(x_1, y_1)$ визначається як нормоване перетворення Фур'є імпульсного відгуку системи $h_{sa,c}(v_x, v_y)$, тобто

$$K_{sa}(x_1, y_1) = \frac{F\{h_{sa,c}(v_x, v_y)\}}{K_{sa}(0,0)}. \quad (4.27)$$

Після підстановки імпульсного відгуку (4.26) до нормованого перетворення Фур'є (4.27) отримаємо

$$K_{sa}(x_1, y_1) = t_m(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)P_{o,eff}(x_1, y_1). \quad (4.28)$$

Аналіз функцій (4.28) і (2.11) свідчить про те, що КПФ оптичної системи спектроаналізатора дорівнює одиниці в межах прозорі частини пікселів ПЧМС і дорівнює нулю в інших випадках. Піксельна структура пропускання ПЧМС призводить до спотворення форми досліджуваного спектру, що обумовлено просторовою дискретизацією вхідного сигналу.

Таким чином, розроблена нами фізико-математична модель цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора дозволяє дослідити процес перетворення вхідного сигналу від дискретного просторового модулятора світлової хвилі до формування спектра

сигналу на виході матричного приймача випромінювання. Аналіз отриманих математичних співвідношень показав, що

1. Використання дискретного ПЧМС для запису вхідного сигналу і МПВ в для реєстрації світлового поля в спектральній площині дозволяє створити новий клас цифрових когерентних оптичних спектроаналізаторів, який в поєднанні з комп'ютерною технікою значно розширює їх функціональні можливості.

2. Головною особливістю ЦКОС є перехід від неперервних вхідного вимірювального сигналу і його спектру до їх дискретних значень, що призводить до спотворення вимірюваного спектру. Ці спотворення визначаються імпульсним відгуком і когерентною передавальною функцією оптичної системи, а також імпульсним відгуком ЦКОС.

3. Отримані формули для розрахунку імпульсного відгуку і когерентної передавальної функції дозволяють аналізувати і оптимізувати основні характеристики ЦКОС.

4.3. Вплив матричної структури вхідного модулятора на вихідний сигнал ЦКОС

В якості вхідного транспаранта до недавнього часу використовували діафрагми і фотопластинки, пропускання яких відповідає досліджуваному сигналу. Такі статичні транспаранти істотно обмежують можливості вводу в спектроаналізатор оптичних сигналів, які змінюються в просторі і часі. Поява рідинно кристалічних ПМС дозволяє змінювати за допомогою комп'ютера пропускання вхідного транспаранта в просторі і часі [14].

Аналіз науково-технічної літератури свідчить про те, в даний момент відсутні дослідження, пов'язані з використанням таких модуляторів в оптичних спектроаналізаторах. В цьому параграфі досліджується вплив матричної структури вхідного модулятора на просторове спектральне розділення ЦКОС [23].

Узагальнена схема такого спектроаналізатора складається із когерентного джерела випромінювання, вхідного транспаранта, фур'є-об'єктива і аналізатора світлового поля. Якщо вхідний транспарант розташований в передній фокальній площині x_1y_1 фур'є-об'єктива і освітлюється плоскою хвилею з амплітудою V_0 (рис. 1.13), то розподіл амплітуди поля в задній фокальній площині x_3y_3 фур'є-об'єктива описується виразом (1.8), який представимо у вигляді

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1) \cdot \exp \left[-j \frac{2\pi}{\lambda f} (x_3x_1 + y_3y_1) \right] dx_1 dy_1, \quad (4.29)$$

де $t_m(x_1, y_1)$ – амплітудний коефіцієнт пропускання транспаранта (модулятора); f – фокусна відстань об'єктива.

Аналіз виразу (4.29) показує, що комплексна амплітуда світлового поля в задній фокальній площині фур'є-об'єктива з точністю до постійного множника $V_0/j\lambda f$ є перетворення Фур'є від амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора $t_m(x_1, y_1)$ для просторових частот

$$v_x = \frac{x_3}{\lambda f}; \quad v_y = \frac{y_3}{\lambda f}. \quad (4.30)$$

Амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора представимо у вигляді

$$t_m(x_1, y_1) = t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1), \quad (4.31)$$

де $t_{m0}(x_1, y_1)$ – функція пропускання модулятора за відсутності вхідного сигналу;

$t_s(x_1, y_1)$ – функція, яка відповідає досліджуваному сигналу.

Підставимо функцію (4.31) до інтегралу (4.29) і представимо його у вигляді

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f} F\{t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1)\} = \frac{V_0}{j\lambda f} \left[F\{t_{m0}(x_1, y_1)\} ** F\{t_s(x_1, y_1)\} \right] = \\ &= \frac{V_p}{j\lambda f} \left[T_{m0}(v_x, v_y) ** T_s(v_x, v_y) \right], \end{aligned} \quad (4.32)$$

де $F\{ \}$ - оператор перетворення Фур'є для просторових частот (4.30); $**$ - оператор згортки двох функцій; $T_{m0}(v_x, v_y)$ - двовимірний спектр пропускання модулятора; $T_s(v_x, v_y)$ - ідеальний спектр досліджуваного сигналу.

Аналіз співвідношення (4.32) показує, що розподіл амплітуди поля в площині аналізу x_3y_3 являє собою згортку ідеального спектра сигналу $T_s(v_x, v_y)$ з просторовим спектром пропускання модулятора $T_{m0}(v_x, v_y)$, який можна розглядати як імпульсний відгук системи «модулятор - фур'є-об'єктив». Це означає, що спектр досліджуваного сигналу спотворюється просторовим спектром модулятора.

Для визначення просторового спектру пропускання модулятора $T_{m0}(v_x, v_y)$ використаємо його модель, яка була розглянута в статті [14]. На рис. 4.4 наведена матрична структура

модулятора розміром $X_m \times Y_m$ і періодом $V_m \times W_m$. Кожен піксель має прозору частину розміром $v_m \times w_m$.

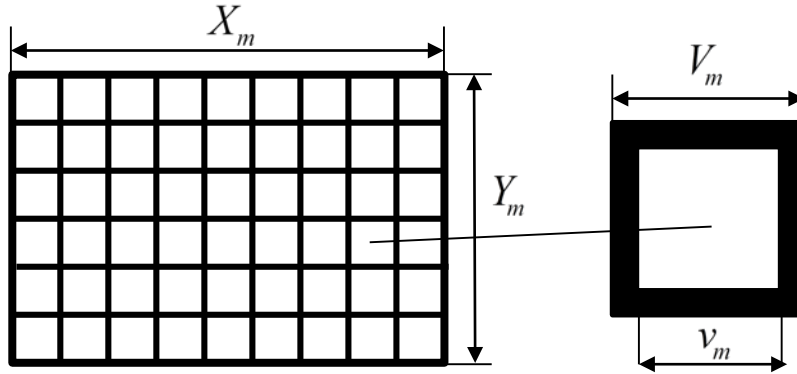


Рис. 4.4. Геометрична модель пропускання матричного просторового модулятора світла

Для такої моделі амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора моделюється функцією (2.8), яку представимо у вигляді

$$t_{m0}(x_1, y_1) = \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{x_1}{v_m} \right) * \frac{1}{V_m} \text{comb} \left(\frac{x_1}{V_m} \right) \right] \text{rect} \left(\frac{x_1}{X_m} \right) \right\} \times \\ \times \left\{ \left[\text{rect} \left(\frac{y_1}{w_m} \right) * \frac{1}{W_m} \text{comb} \left(\frac{y_1}{W_m} \right) \right] \text{rect} \left(\frac{y_1}{Y_m} \right) \right\} = t_{m0x}(x_1) t_{m0y}(y_1), \quad (4.33)$$

де $\text{rect}(z)$ – rect -функція,

$$\text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{коли } |z| \leq 1/2 \\ 0, & \text{коли } |z| > 1/2; \end{cases}$$

$\text{comb}(z)$ – comb -функція,

$$\text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n).$$

В формулі (4.33) вирази у квадратних дужках визначають імпульсний відгук нескінченної матриці, а вирази у фігурних дужках обмежують розміри матриці до величини $X_m \times Y_m$.

Знайдемо просторовий спектр одновимірної функції, яку можна розглядати як дифракційну ґратку з періодом W_m і розміром Y_m (рис. 4.5).

$$\begin{aligned}
 T_{m0y}(v_y) &= F\{t_{m0y}(y_1)\} = F\left\{\left[\text{rect}\left(\frac{y_1}{w_m}\right) * \frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1}{W_m}\right)\right] \text{rect}\left(\frac{y_1}{Y_m}\right)\right\} = \\
 &= F\left\{\left[\text{rect}\left(\frac{y_1}{w_m}\right) * \frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1}{W_m}\right)\right]\right\} * F\left\{\text{rect}\left(\frac{y_1}{Y_m}\right)\right\} = \\
 &= \left[F\left\{\text{rect}\left(\frac{y_1}{w_m}\right)\right\} F\left\{\frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1}{W_m}\right)\right\}\right] * F\left\{\text{rect}\left(\frac{y_1}{Y_m}\right)\right\}. \quad (4.34)
 \end{aligned}$$

Використовуючи табл. 2.3 із монографії [53], маємо

$$F\left\{\text{rect}\left(\frac{y_1}{w_m}\right)\right\} = w_m \text{sinc}(w_m v_y); \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned}
 F\left\{\frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1}{W_m}\right)\right\} &= \text{comb}(W_m v_y) = \\
 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(W_m v_y - n) = \frac{1}{W_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(v_y - \frac{n}{W_m}\right); \quad (4.36)
 \end{aligned}$$

$$F\left\{\text{rect}\left(\frac{y_1}{Y_m}\right)\right\} = Y_m \text{sinc}(Y_m v_y), \quad (4.37)$$

де $\text{sinc}(z)$ – sinc -функція, $\text{sinc}(z) = \frac{\sin(\pi z)}{\pi z}$.

Після підстановки (4.35) – (4.37) до (4.34) отримаємо

$$\begin{aligned}
 T_{y0m}(v_y) &= \left[w_y \text{sinc}(w_m v_y) \frac{1}{W_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(v_y - \frac{n}{W_m}\right)\right] * [Y_m \text{sinc}(Y_m v_y)] = \\
 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{m0y,n}\left(v_y - \frac{n}{W_m}\right). \quad (4.38)
 \end{aligned}$$

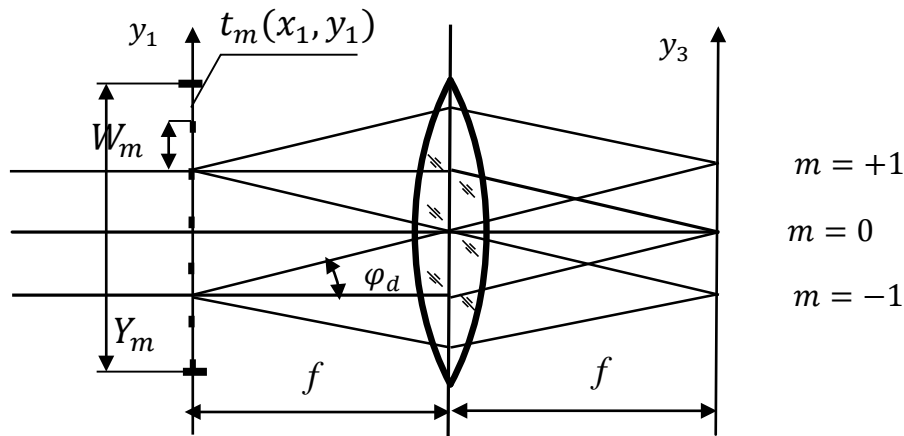


Рис. 4.5. Дифракція світла на одновимірному дискретному модуляторі світла

Визначимо розподіл амплітуди поля в площині спектрального аналізу $x_3 y_3$ КОС, який використовує одновимірний просторовий модулятор світла, який має просторовий спектр (4.38) амплітудного коефіцієнта пропускання $t_{m0y}(y_1)$. Підставимо функцію (4.38) до виразу (4.32):

$$\begin{aligned} V(y_3) &= \frac{V_p}{j\lambda f} [T_{m0y}(v_y) * T_s(v_y)] = \frac{V_p}{j\lambda f} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{m0y,n} \left(v_y - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \\ &= \frac{V_p}{j\lambda f} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{m0y,n} \left(\frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} V_n \left(\frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right). \end{aligned} \quad (4.39)$$

Із виразу (4.39) видно, що розподіл амплітуди світлового поля $V(y_3)$ являє собою нескінченну суму дифракційних максимумів $V_n(y_3)$, амплітуди яких визначаються функцією

$$\begin{aligned} V_n \left(\frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) &= \frac{V_p}{j\lambda f} \left[T_{m0y,n} \left(\frac{y_3}{\lambda f} - \frac{n}{W_m} \right) * T_s(v_y) \right] = \\ &= \frac{V_p}{j} \left\{ \left[w_y \operatorname{sinc} \left(w_m \frac{y_3}{\lambda f} \right) \frac{1}{W_m} \delta \left(y_3 - \frac{n\lambda f}{W_m} \right) \right] * \left[Y_m \operatorname{sinc} \left(Y_m \frac{y_3}{\lambda f} \right) \right] \right\} * T_s \left(\frac{y_3}{\lambda f} \right). \end{aligned} \quad (4.40)$$

Аналіз виразу (4.40) показує, що

1. Положення n -го максимуму відносно центра дифракційної картини визначається співвідношенням

$$y_{3n} = \frac{n\lambda f}{W_m}, \quad (4.41)$$

тобто залежить від періоду W_m матричної структури модулятора.

2. Амплітуда n -го максимуму модулюється функцією

$$A_{mn} = \frac{w_y}{W_m} \operatorname{sinc} \left(n \frac{w_m}{W_m} \right). \quad (4.42)$$

3. Дифракційна ефективність ПМС визначається інтенсивністю n -го максимуму I_n , яка нормується на інтенсивність світла I_0 , що освітлює модулятор, тобто

$$C_{mn} = \frac{I_n}{I_0} = \left(\frac{w_y}{W_m} \right)^2 \operatorname{sinc}^2 \left(n \frac{w_m}{W_m} \right). \quad (4.43)$$

4. Ширина n -го максимуму при відсутності вхідного сигналу визначається розмірами модулятора і знаходиться із умови

$$\pi Y_m \frac{\Delta y_3}{2\lambda f} = \pi \Rightarrow \Delta y_3 = \frac{2\lambda f}{Y_m}. \quad (4.44)$$

В області просторових частот ця формула має вигляд

$$\Delta v_y = \frac{\Delta y_3}{\lambda f} = \frac{2}{Y_m}. \quad (4.45)$$

Мінімальне спотворення при вимірюванні спектра сигналу $T_s(v_y)$ буде в тому випадку, коли в формуванні розподілу амплітуди поля в площині аналізу будуть приймати участь тільки максимуми нульового порядку. Це означає, що дифракційні максимуми інших порядків не повинні надходити до вхідної зіниці фур'є-об'єктива,

який має діаметр D_p . Для визначення максимального періоду $W_{m,\max}$ матричної структури ПМС, при якому до вхідної зіниці на надходить пучок променів $m = +1$ -го порядку дифракції, розглянемо рис. 4.6. Із рисунку маємо

$$\operatorname{tg} \varphi_{d,m=+1} = \frac{D_p + Y_m}{2f}. \quad (4.46)$$

Кут дифракції визначимо із основного рівняння дифракційної ґратки $W_m \sin \varphi_d = m\lambda$, коли $m = +1$. Тоді з врахуванням (4.46) маємо

$$W_{m,\max} = \frac{\lambda}{\sin \varphi_{d,m=+1}} = \frac{\lambda}{\sin \left[\arctg \left(\frac{D_p + Y_m}{2f} \right) \right]}. \quad (4.47)$$

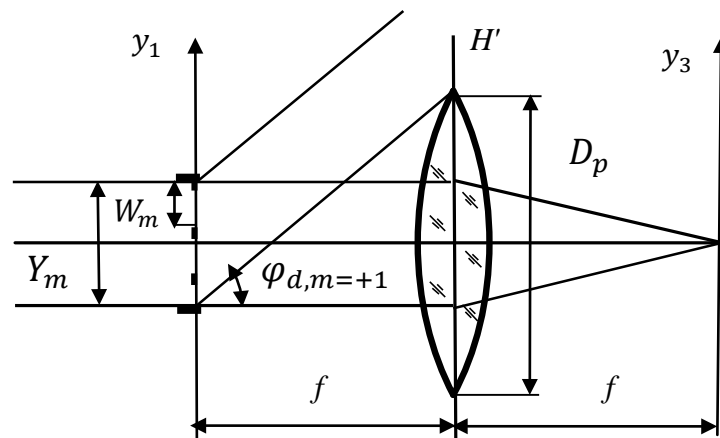


Рис. 4.6. Схема спектроаналізатора для визначення граничного періоду матричного ПМС

На рис. 4.7 наведена залежність максимально допустимого розміру пікселя $W_{m,\max}$ матричного ПМС від розміру модулятора Y_m , коли фур'є-об'єктив має фокусну відстань $f = 100$ мм і діаметр вхідної зіниці $D_p = 100$ мм, а модулятор освітлюється когерентним випромінюванням з довжиною хвилі $0,628$ мкм.

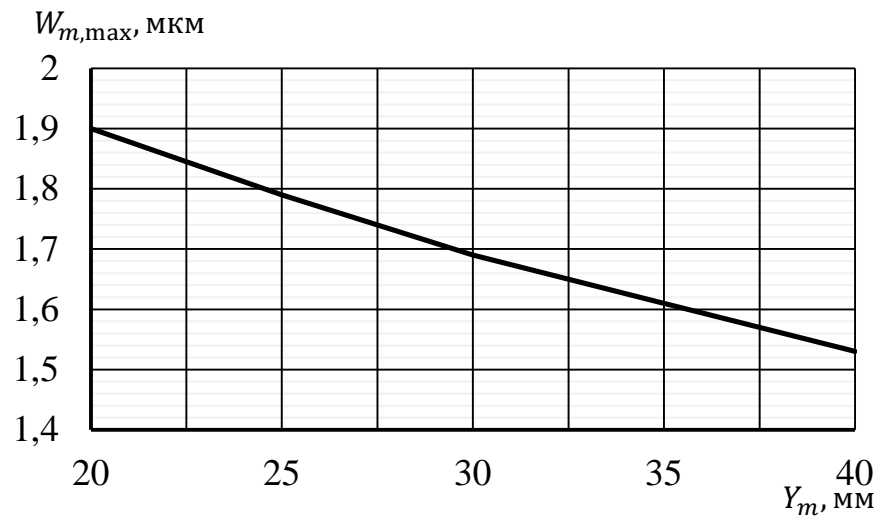


Рис. 4.7. Залежність максимально допустимого розміру пікселя $W_{m,max}$ матричного ПМС від розміру модулятора Y_m

Аналіз функції (4.47) і її графіка показує, що для оптимального співвідношення між діаметром вхідної зіниці і розміром модулятора $D_p = 2Y_m$, яке забезпечує максимальну просторову смугу пропускання оптичного спектроаналізатора [37], максимально допустимий розмір пікселя дорівнює 1,79 мкм.

Таким чином, наведені в цьому підрозділі результати досліджень дозволяють зробити такі висновки:

1. Використання в оптичних спектроаналізаторах в якості вхідного транспаранта рідинно кристалічних матричних модуляторів світла дозволяє істотно розширити можливості таких приладів для вимірювання і обробки динамічних просторових сигналів.
2. На основі розробленої фізико-математичної моделі ЦКОС обґрунтовані особливості використання матричних модуляторів світла в спектроаналізаторах, а саме:

- 2.1. Розподіл амплітуди світлового поля в площині спектрального аналізу КОС є сума дифракційних максимумів, які залежать від спектру досліджуваного сигналу, спотвореного імпульсним відгуком спектроаналізатора. Положення максимумів визначається періодом матричної структури ПМС, а їх ширина – розміром модулятора.
- 2.2. Мінімальні спотворення при вимірюванні спектра сигналу будуть в тому випадку, коли в формуванні розподілу амплітуди поля в площині аналізу приймає участь тільки максимум нульового порядку.
- 2.3. Дифракційна ефективність кожного максимуму визначається відношенням площі прозорої частини пікселя до його повної площі.

4.4. Вплив матричних структур модулятора світла і приймача випромінювання на вихідний сигнал ЦКОС

Обмеження ефективності використання КОС обумовлені просторовим розділенням і швидкодією пристроїв вводу і виводу інформації [20,21]. В сучасних ЦКОС в якості пристроїв вводу оптичної інформації (зображення) використовують матричні просторово-часові модулятори світла (ПЧМС), пропускання або відбивання пікселів яких визначається вхідним сигналом [14,15]. Вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання (МПВ) з подальшою комп'ютерною обробкою, що значно розширює функціональні можливості ЦКОС [15,16].

Відомо ряд монографій і статей, в яких досліджуються особливості використання ПЧМС і МПВ в оптико-електронних системах [16,18]. В той же час практично відсутня науково-технічна інформація по дослідженню спільного впливу матричних структур ПЧМС і МПВ на узагальнені характеристики ЦКОС.

Метою цього підрозділу є розробка фізико-математичної моделі ЦКОС, який використовує матричні модулятор світла і приймач випромінювання. Ця модель дозволить визначити спотворення у вихідному сигналі спектроаналізатора і похибки визначення просторової частоти досліджуваного сигналу.

4.4.1. Фізико-математична модель цифрового КОС

Фізико-математичній моделі ЦКОС було присвячено розділ 2. В цьому підрозділі розглянемо більш досконалу модель спектроаналізатора, яка враховує більш складні моделі модулятора світла, фур'є-об'єктива і реєстратора вихідного сигналу [74-76].

Класична схема ЦКОС, що наведена на рис. 4.8, складається із просторового модулятора світла, фур'є-об'єктива і МПВ. Модулятор світла розташований в передній фокальній площині фур'є-об'єктива і має амплітудний коефіцієнт пропускання $t_m(x_1, y_1)$, який визначається матричною структурою модулятора і відеосигналом зображення. Модулятор освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою V_p і формує за модулятором розподіл поля $V_1(x_1, y_1)$. Об'єктив здійснює двовимірне перетворення амплітуди цього поля і формує в задній фокальній площині двовимірний спектр $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$ функції $V_1(x_1, y_1)$. Матричний приймач випромінювання

перетворює інтенсивність поля $I_3(x_3, y_3)$ в відеосигнал $u_D(x_3, y_3)$. Якщо КОС використовується в системі спектральної фільтрації оптичного сигналу, тобто коли спектр сигналу $\tilde{V}_1(\nu_x, \nu_y)$ множиться на передавальну функцію фільтра $H_f(\nu_x, \nu_y)$ з наступним перетворенням Фур'є, в задній фокальній площині об'єктива розташовують другий ПЧМС, пропускання якого визначаються функцією $H_f(\nu_x, \nu_y)$.

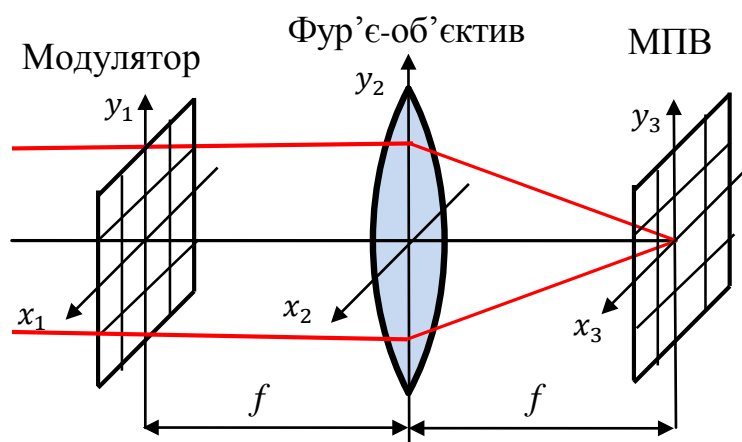


Рис. 4.8. Схема цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора

Розглянемо моделі окремих складових ЦКОС.

РК ПЧМС має матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання якого відповідає амплітуді вхідного (досліджуваного) оптичного сигналу. Тому такі пристрої дозволяють вводити в спектроаналізатор оптичні сигнали, які змінюються в просторі і часі.

На рис. 4.9 наведена матрична структура модулятора розміром $X_m \times Y_m$ і періодом $V_m \times W_m$. Кожен піксель має прозору частину розміром $v_m \times w_m$. Амплітудний коефіцієнт пропускання такого модулятора за відсутності вхідного сигналу визначається функцією [16,76]

$$\begin{aligned}
 t_{m0}(x_1, y_1) &= \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{v_m} \right) * \left[\frac{1}{V_m} \text{comb} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{V_m} \right) \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{X_m} \right) \right] \right\} \times \\
 &\times \left\{ \text{rect} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{w_m} \right) * \left[\frac{1}{W_m} \text{comb} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{W_m} \right) \text{rect} \left(\frac{y_1 - y_{1m0}}{Y_m} \right) \right] \right\} = \\
 &= t_{m0x}(x_1) t_{m0y}(y_1). \tag{4.48}
 \end{aligned}$$

де x_{1m0}, y_{1m0} – координати центра нульового (центрального) пікселя модулятора відносно початку системи координат $x_1 y_1$, які визначають зміщення центра модулятора відносно оптичної осі ЦКОС;

$\text{rect}(z)$ – rect-функція, $\text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{когда } |z| \leq 1/2, \\ 0, & \text{когда } |z| > 1/2, \end{cases}$

$\text{comb}(z)$ – comb-функція, $\text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n)$.

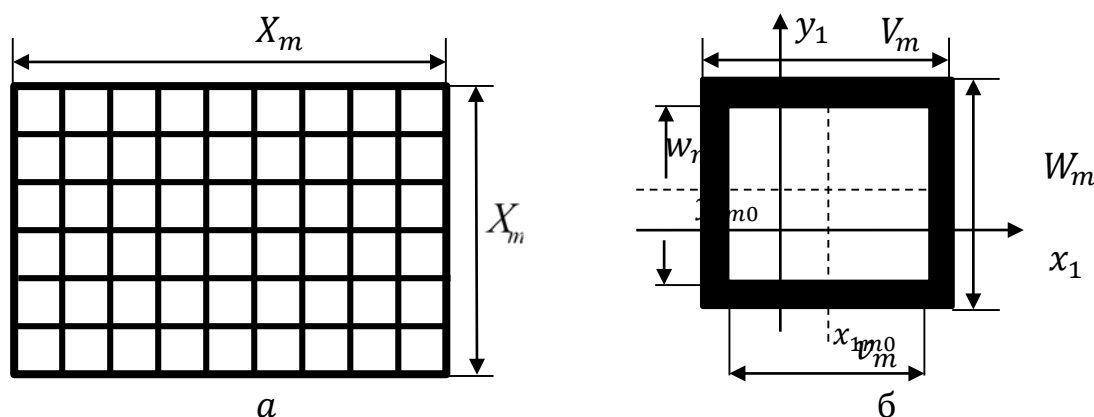


Рис. 4.9. Модель матричного просторового модулятора світла:
а – матриця; б – центральний піксель

В формулі (4.48) вираз в квадратних дужках визначає періодичну структуру матриці розміром $X_m \times Y_m$.

Нехай на вхід модулятора надходить оптичний сигнал (відеосигнал), який нормується до величини $u_{sn}(x_1, y_1) = u_s(x_1, y_1) / u_{s,max}(x_1, y_1)$ і перетворюється в амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора $t_s(x_1, y_1)$. Тоді загальний коефіцієнт пропускання модулятора можна представити у вигляді

$$t_m(x_1, y_1) = t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1). \quad (4.49)$$

Після дифракції на матричній структурі модулятора світло надходить до вхідної зіниці об'єктива.

Фур'є-об'єктив призначений для формування просторового спектру оптичного сигналу. Якщо модулятор розташований в передній фокальній площині x_1y_1 фур'є-об'єктива і освітлюється нормально падаючою плоскою хвилею з амплітудою V_p (рис. 4.8), то розподіл світлового поля в його задній фокальній площині описується рівнянням (1.8), яке представимо у вигляді

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= \frac{V_p}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1, y_1) \exp\left[-j\frac{2\pi}{\lambda f}(x_3x_1 + y_3y_1)\right] dx_1 dy_1 = \\ &= \frac{V_p}{j\lambda f} F\{t_m(x_1, y_1)\}, \end{aligned} \quad (4.50)$$

де f – фокусна відстань об'єктива; $F\{t_m(x_1, y_1)\}$ – оператор двовимірного перетворення Фур'є для просторових (1.6).

Для моделювання фур'є-об'єктива будемо використовувати такі його характеристики як фокусна відстань f , діаметр вхідної зіниці D_p , функція розсіювання точки (ФРТ) $h_o(x, y)$.

Для дифракційно обмеженого об'єктива його ФРТ визначається діаметром вхідної зіниці і має вигляд [5,10]

$$h_o(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} P_o(\lambda f v_x, \lambda f v_y) \exp[-j2\pi(x_3v_x + y_3v_y)] dv_x dv_y, \quad (4.51)$$

де P_o – функція зіниці.

Матричний приймач випромінювання служить для реєстрації інтенсивності світлового поля $I(x_3, y_3) = |V(x_3, y_3)|^2$ в фокальній площині фур'є-об'єктива. Сигнал на виході МПВ визначається згорткою двох функцій

$$u_D(x_3, y_3) = I(x_3, y_3) ** R_D(x_3, y_3), \quad (4.52)$$

де $R_D(x_3, y_3)$ – спектральна чутливість приймача на довжині хвилі випромінювання лазера; ** – оператор двовимірної згортки.

Для моделювання МПВ будемо використовувати такі його характеристики:

- формат матриці $X_D \times Y_D$, мм²;
- розмір пікселя $v_D \times w_D$, мкм²;
- період матричної структури приймача $V_D \times W_D$, мкм²;
- чутливість R_D , В/(лк·с).

Представимо просторову чутливість МПВ аналогічно функції пропускання модулятора (4.48)

$$\begin{aligned} R_D(x_3, y_3) &= R_D \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{v_D} \right) * \right. \\ &\left. \left[\frac{1}{V_D} \text{comb} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{V_D} \right) \text{rect} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{X_D} \right) \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ \text{rect} \left(\frac{y_3 - y_{3D0}}{w_D} \right) * \left[\frac{1}{W_D} \text{comb} \left(\frac{y_3 - y_{3D0}}{W_D} \right) \text{rect} \left(\frac{y_3 - y_{3D0}}{Y_D} \right) \right] \right\} = \\ &= R_{Dx}(x_3) R_{Dy}(y_3), \end{aligned} \quad (4.53)$$

де x_{1D0}, y_{1D0} – координати центра нульового (центрального) пікселя МПВ відносно початку системи координат, які визначають зміщення центра матриці відносно оптичної осі ЦКОС.

4.4.2. Сигнал на виході МПВ

Розподіл амплітуди поля в задній фокальній площині, який визначається інтегралом (4.50) справедливий для ідеального фур'є-об'єктива, що має вхідну зіницю нескінченних розмірів. Якщо об'єктив має ФРТ $h_o(x_3, y_3)$, то реальна амплітуда поля $V_r(x_3, y_3)$ в площині $x_3 y_3$ визначається згорткою функцій

$$V_r(x_3, y_3) = V(x_3, y_3) ** h_o(x_3, y_3). \quad (4.54)$$

Тоді відеосигнал на виході МПВ визначається інтегралом згортки (4.52), яку представимо у вигляді

$$\begin{aligned} u_D(x_3, y_3) &= \{|V(x_3, y_3) ** h_o(x_3, y_3)|^2 ** R_D(x_3, y_3)\} = \\ &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \{[F\{t_m(x_1, y_1)\} ** h_o(x_3, y_3)]^2 ** R_D(x_3, y_3)\} = \\ &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \{[F\{t_{m0}(x_1, y_1)t_s(x_1, y_1)\} ** h_o(x_3, y_3)]^2 ** R_D(x_3, y_3)\}, \end{aligned} \quad (4.55)$$

де $I_p = |V_p|^2$ – інтенсивність лазерного пучка, який освітлює модулятор.

Після підстановки (4.49), (4.51) і (4.53) в (4.55) можна знайти загальне рівняння для розрахунку відеосигналу на виході спектроаналізатора. Для попереднього аналізу функції (4.55) використаємо ряд наближень:

1. Для дифракційно обмеженої оптичної системи фур'є-об'єктива радіус кружка розсіювання дорівнює радіусу кружка Ейрі [5,10]

$$r_E = 1,22\lambda \frac{f}{D_p}. \quad (4.56)$$

Наприклад, якщо діафрагмове число об'єктива $f/D_p = 2$, а довжина хвилі $\lambda = 0,63$ мкм, то діаметр кружка розсіювання об'єктива $2r_E = 1,5$ мкм буде набагато меншим за розмір пікселя МПВ $V_D = 7$ мкм. В цьому випадку ФРТ (4.51) можна розглядати у вигляді точки (дельта-функції).

2. З метою спрощення математичних перетворень будемо розглядати одновимірний випадок, для якого функції (4.48) і (4.53) мають вигляд

$$t_{m0x}(x_1) = \left\{ \text{rect}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{v_m}\right) \left[\frac{1}{V_m} \text{comb}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{V_m}\right) \text{rect}\left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{X_m}\right) \right] \right\}. \quad (4.57)$$

$$R_{Dx}(x_3) = R_D \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{v_D} \right) * \left[\frac{1}{V_D} \text{comb} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{V_D} \right) \text{rect} \left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{X_D} \right) \right] \right\}. \quad (4.58)$$

За таких наближень рівняння (4.55) має спрощений вигляд

$$\begin{aligned} u_D(x_3) &= \{|V(x_3)|^2 * R_D(x_3)\} = \\ &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \{|F\{t_{m0x}(x_1)t_s(x_1)\}|^2 * R_D(x_3)\} \end{aligned} \quad (4.59)$$

Визначимо просторовий спектр функції пропускання модулятора $t_m(x_1)$ при наявності вхідного сигналу $t_s(x_1)$.

$$\begin{aligned} \tilde{t}_m(v_x) &= \tilde{t}_m \left(\frac{x_3}{\lambda f} \right) = F\{t_m(x_1)\} = F\{t_{m0}(x_1)t_s(x_1)\} = \\ &= \tilde{t}_{m0}(v_x) * \tilde{t}_s(v_x), \end{aligned} \quad (4.60)$$

де $\tilde{t}_s(v_x) = F\{t_m(x_1)\}$ - спектр вхідного сигналу; $\tilde{t}_{m0}(v_x)$ - просторовий спектр пропускання модулятора при відсутності вхідного сигналу, який визначається функцією [10,16]

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{m0x}(v_x) &= F\{t_{m0x}(x_1)\} = \\ &= F \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{v_m} \right) * \left[\frac{1}{V_m} \text{comb} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{V_m} \right) \text{rect} \left(\frac{x_1 - x_{1m0}}{X_m} \right) \right] \right\} = \\ &= v_m \text{sinc}(v_m v_x) \exp(-j2\pi x_{1m0} v_x) \times \\ &\times \{ [\text{comb}(V_m v_x)] * X_m \text{sinc}(X_m v_x) \exp(-j2\pi x_{1m0} v_x) \} = \\ &= v_m \text{sinc}(v_m v_x) \exp(-j4\pi x_{1m0} v_x) \frac{\sin(\pi X_m v_x)}{\sin(\pi V_m v_x)}, \end{aligned} \quad (4.61)$$

де $\text{sinc}(z)$ - $\text{sinc}(z)$ -функція, $\text{sinc}(z) = \sin(\pi z) / \pi z$.

Аналіз функції (4.61) показує, що паралельні пучки світла, які утворилися в результаті дифракції світла на сусідніх пікселях, будуть підсилюватись, якщо виконується умова головних максимумів $V_m v_x = i$, де $i = 0, \pm 1, \dots$ - номер максимуму. Тоді співвідношення (4.61) матиме вигляд [10]

$$\tilde{t}_{m0x} \left(\nu_{x,max,i} = \frac{i}{V_m} \right) = v_m \operatorname{sinc} \left(v_m \frac{i}{V_m} \right) \exp \left(-j4\pi x_{1m0} \frac{i}{V_m} \right) \frac{X_m}{V_m}. \quad (4.62)$$

Із співвідношень (4.61) і (4.62) маємо, що просторовий спектр такого модулятора має нескінченне число дифракційних максимумів, положення (частота) яких визначається розміром пікселя V_m , а їх ширина – розміром модулятора X_m . Амплітуда поля в дифракційному максимумі є комплексна функція, модуль якої дорівнює $\frac{v_m X_m}{V_m}$, а фаза – $4\pi x_{1m0} \frac{i}{V_m}$. Максимальне значення амплітуди спостерігається для центрального максимуму, коли $i = 0$. Із збільшенням порядку дифракції i амплітуда максимумів зменшується.

З врахуванням (4.59) і (4.60) сигнал на виході приймача випромінювання дорівнює

$$\begin{aligned} u_D(x_3) &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \{ [|\tilde{t}_{m0x}(\nu_x) * \tilde{t}_s(\nu_x)|^2] * R_D(x_3) \} = \\ &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \left\{ \left[v_m \operatorname{sinc}(v_m \nu_x) \frac{\sin(\pi X_m \nu_x)}{\sin(\pi V_m \nu_x)} * \tilde{t}_s(\nu_x) \right]^2 * R_D(x_3) \right\}. \quad (4.63) \end{aligned}$$

Дослідження функції (4.63) показує, що сигнал на виході спектроаналізатора є згортка ідеального спектра сигналу $\tilde{t}_s(\nu_x)$ з дискретним просторовим спектром пропускання модулятора \tilde{t}_{m0i} з наступною згорткою з дискретною чутливістю матричного приймача випромінювання. Це означає, що спектр досліджуваного сигналу спотворюється просторовим спектром модулятора і матричною структурою приймача випромінювання. Важливою особливістю сигналу є його незалежність від фазового зсуву $4\pi x_{1m0} \frac{i}{V_m}$, який обумовлений зміщенням центра модулятора відносно оптичної осі спектроаналізатора.

4.4.3. Спектр гармонічного сигналу

В якості прикладу обчислення сигналу на виході МПВ розглянемо гармонічний вхідний сигнал, який моделюється функцією

$$t_s(x_1) = \frac{1}{2} + t_{sa} \cos(2\pi\nu_s x_1), \quad (4.64)$$

де t_{sa} і ν_s – амплітуда і частота сигналу відповідно.

Просторовий спектр такої сигналу визначається функцією [10]

$$\tilde{t}_s(\nu_x) = \frac{1}{2} \delta(\nu_x) + \frac{t_{sa}}{2} \delta(\nu_x - \nu_s) + \frac{t_{sa}}{2} \delta(\nu_x + \nu_s). \quad (4.65)$$

Підставимо функцію (4.65) до виразу (4.63) і скористаємося фільтрувальною властивістю дельта-функції.

$$\begin{aligned} u_D(x_3) &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \left\{ \left[v_m \operatorname{sinc}(v_m \nu_x) \frac{\sin(\pi X_m \nu_x)}{\sin(\pi V_m \nu_x)} ** \left[\frac{1}{2} \delta(\nu_x) + \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. + \frac{t_{sa}}{2} \delta(\nu_x - \nu_s) + \frac{t_{sa}}{2} \delta(\nu_x + \nu_s) \right] \right]^2 * R_D(x_3) \right\} = \\ &= \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \left\{ \left[\frac{1}{2} v_m \operatorname{sinc}(v_m \nu_x) \frac{\sin(\pi X_m \nu_x)}{\sin(\pi V_m \nu_x)} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{t_{sa}}{2} v_m \operatorname{sinc}[v_m(\nu_x - \nu_s)] \frac{\sin[\pi X_m(\nu_x - \nu_s)]}{\sin[\pi V_m(\nu_x - \nu_s)]} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{t_{sa}}{2} v_m \operatorname{sinc}[v_m(\nu_x + \nu_s)] \frac{\sin[\pi X_m(\nu_x + \nu_s)]}{\sin[\pi V_m(\nu_x + \nu_s)]} \right]^2 * R_D(x_3) \right\}. \quad (4.66) \end{aligned}$$

Із виразу (4.66) видно, що сигнал на виході МПВ складається із нескінченної кількості дифракційних максимумів, кожен із яких має три максимуми, що зміщені один відносно одного.

Визначимо відстань між цими максимумами і їх ширину. Дослідження функції (4.66) показує, що положення центрального $x_{3,max,i,0}$ і бокових $x_{3,max,i,\pm 1}$ максимумів в i -му порядку дифракції знаходиться із умов відповідно:

$$V_m v_{x,max,i,0} = i; \Rightarrow V_m \frac{x_{3,max,i,0}}{\lambda f} = i; \Rightarrow x_{3,max,i,0} = \frac{i\lambda f}{V_m}; \quad (4.67)$$

$$\begin{aligned} V_m (v_{x,max,i,\pm 1} \pm v_s) = i; \Rightarrow V_m \left(\frac{x_{3,max,i,\pm 1}}{\lambda f} \pm v_s \right) = i; \Rightarrow \\ \Rightarrow x_{3,max,i,\pm 1} = \lambda f \left(\frac{i}{V_m} \mp v_s \right). \end{aligned} \quad (4.68)$$

Із рівнянь (4.67) і (4.68) можна запропонувати два методи визначення просторової частоти v_s досліджуваного сигналу:

$$1. v_s = \frac{x_{3,max,i+1} - x_{3,max,i-1}}{2\lambda f}; \quad (4.69)$$

$$2. v_s = \frac{x_{3,max,i,0} - x_{3,max,i-1}}{\lambda f}. \quad (4.70)$$

Найбільшу амплітуду має дифракційний максимум нульового порядку, коли $i = 0$. Ширину цього максимуму знайдемо із виразу (4.66), коли виконується умова

$$\frac{\sin(\pi X_m v_x)}{\sin(\pi V_m v_x)} = 0. \quad (4.71)$$

Із розв'язку цього рівняння визначаємо ширину максимуму

$$\delta v_x = \frac{\delta x_3}{\lambda f} = \frac{2}{X_m}; \Rightarrow \delta x_3 = \frac{2\lambda f}{X_m}. \quad (4.72)$$

Аналогічний результат можна отримати і уздовж координати y_3 . Таким чином, дифракційний максимум можна розглядати у вигляді прямокутника розміром $\delta x_3 \times \delta y_3$, який формується на матричній структурі (4.53) приймача випромінювання. Центр цього прямокутника для центрального максимуму першого порядку має координати (рис. 4.10)

$$x_{3,max,1,0}, y_{3,max,1,0} = \frac{\lambda f}{V_m}, \frac{\lambda f}{V_m}. \quad (4.73)$$

В якості математичної моделі такого максимуму будемо використовувати функцію освітленості

$$E(x_3, y_3) = E_{max,1,0} \text{rect}\left(\frac{x_3 - x_{3,max,1,0}}{\delta x_3}\right) \text{rect}\left(\frac{y_3 - y_{3,max,1,0}}{\delta y_3}\right), \quad (4.74)$$

де $E_{max,1,0}$ – освітленість в центрі дифракційного максимуму.

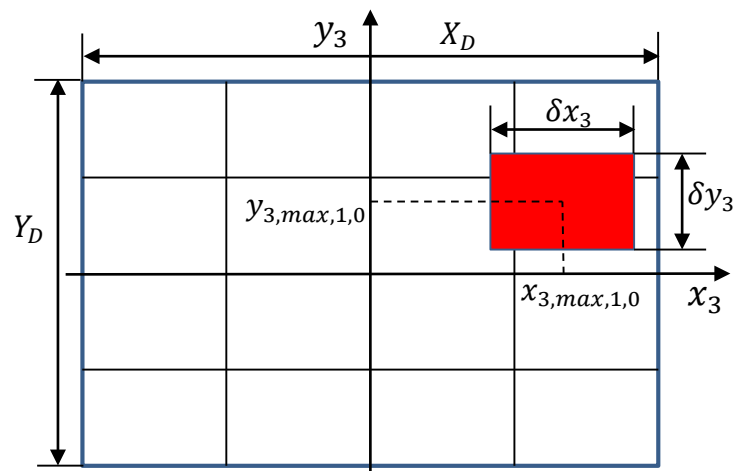


Рис. 4.10. Положення дифракційного максимуму на матриці приймача випромінювання

З врахуванням функцій (4.53) і (4.74) сигнал на виході МПВ для одновимірного випадку дорівнює

$$u_{D,max,1,0}(x_3) = E(x_3) * R_D(x_3) = E_{max,1,0} \text{rect}\left(\frac{x_3 - x_{3,max,1,0}}{\delta x_3}\right) * R_D \left\{ \text{rect}\left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{v_D}\right) * \left[\frac{1}{V_D} \text{comb}\left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{V_D}\right) \text{rect}\left(\frac{x_3 - x_{3D0}}{X_D}\right) \right] \right\}. \quad (4.75)$$

На рис. 4.11 наведено сигнал на виході МПВ, що сформований дифракційним максимумом, для різних розмірів максимуму і пікселя, коли $V_D \approx v_D$.

У випадках a і c розрахунок просторової частоти для центрального максимуму здійснюється за формулою (4.70), яка має вигляд

$$v_{x,max,i,0} = \frac{V_D N + 0,5 V_D}{\lambda f}, \quad (4.76)$$

де N – число пікселів від оптичної осі до дифракційного максимуму. При цьому нормована амплітуда максимального сигналу дорівнює 1,0 і 0,44 відповідно.

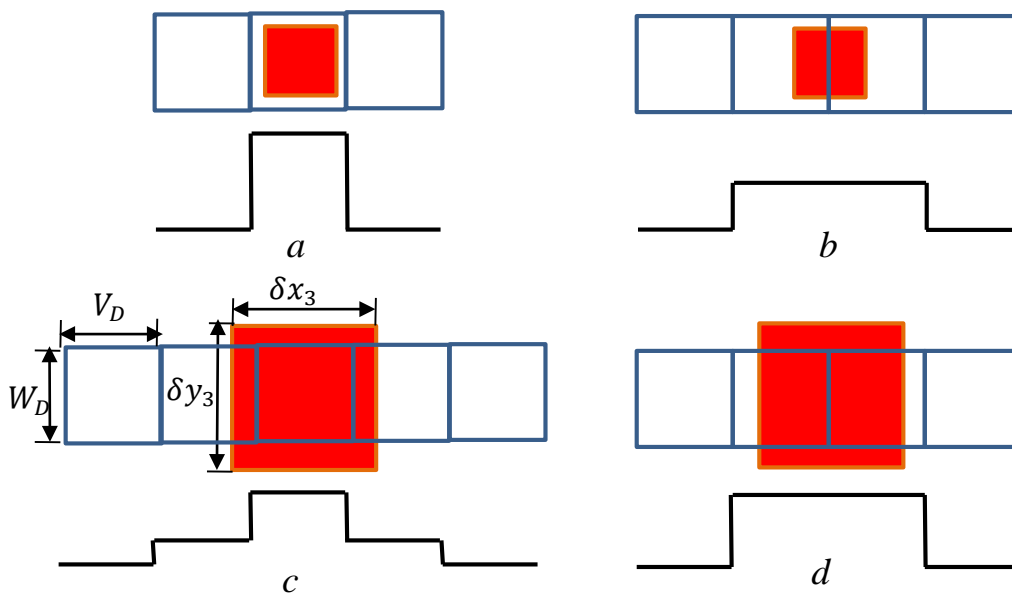


Рис. 4.11. Форма сигналу від дифракційного максимуму в залежності від його розмірів і положення на МПВ: $a, b - \delta x_3 < V_D$;

$$c, d - \delta x_3 = 1,5V_D$$

Аналіз функції (4.75) показує, що вихідний сигнал МПВ, що відповідає дифракційному максимуму, залежить від його положення $x_{3,max,1,0}$ на лінійці (матриці) приймача випромінювання, а також від розмірів пікселів V_D приймача і ширини максимуму δx_3 . Після поновлення зображення [16], або відповідної обробки сигналів з окремих пікселів, можна з достатньо великою точністю визначити положення центра максимуму, а за формулами (4.76) і (4.70) визначити частоту сигналу. Використовуючи співвідношення (4.66) можна також розрахувати амплітуду сигналу t_{sa} .

У випадках b і d розрахунок просторової частоти для центрального максимуму здійснюється за формулою (4.70), яка має вигляд

$$v_{x,max,i,0} = \frac{V_D N}{\lambda f}. \quad (4.77)$$

При цьому нормована амплітуда максимального сигналу дорівнює 0,5 і 0,33 відповідно.

Розглянемо методику визначення похибки вимірювання просторової частоти δv_{xm} гармонічного сигналу, яку визначимо як

$$\delta v_{xm} = v_{x0} - v_{xm}, \quad (4.78)$$

де v_{x0} – дійсна частота, яка відповідає положенню центра дифракційного максимуму; v_{xm} – виміряна частота, яка відповідає положенню центра пікселя, який має максимальний сигнал.

В площині $x_3 y_3$ формула (4.78) згідно (1.6) має вигляд (рис. 4.12)

$$\delta x_{3m} = x_{30} - x_{3m}. \quad (4.79)$$

Згідно виразу (4.75) вихідний сигнал пікселя МПВ $u_{D,max}(x'_3)$ є згортка між площею дифракційного максимуму і площею пікселя (4.12,a). Із графіка функції $u_{D,max}(x'_3)$, що наведена на рис. 4.12,b, знаходимо максимальну величину зміщення між центрами дифракційного максимуму і пікселя, при якій сигнал має максимальне значення: $\delta x'_3 = (V_D - \delta x_3)/2$. В області просторових частот величина $\delta x'_3$ визначає похибку вимірювання просторової частоти

$$\delta v_{xm} = \frac{V_D - \delta x_3}{2\lambda f} = \frac{V_D}{2\lambda f} - \frac{1}{x_m}. \quad (4.80)$$

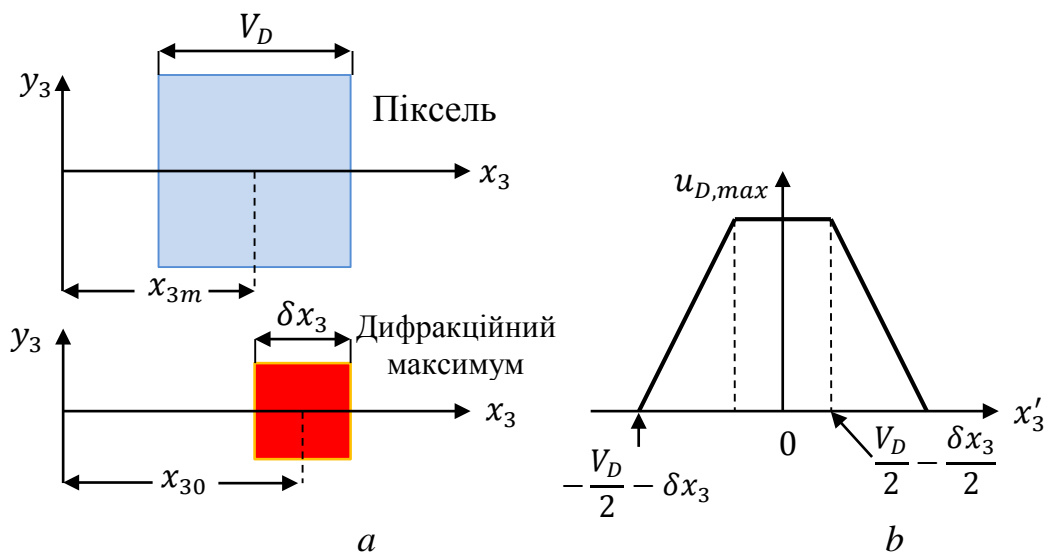


Рис. 4.12. Визначення похибки вимірювання просторової частоти:
 а - положення пікселя і дифракційного максимуму в площині $x_3 y_3$;
 б - амплітуда сигналу пікселя в залежності від положення дифракційного максимуму

4.4.4. Аналіз отриманих результатів

Аналіз результатів досліджень, що наведені п. 4.4 свідчить про те, що

1. Сучасні оптичні системи обробки інформації, в тому числі і когерентні оптичні спектроаналізатори, використовують в якості пристроїв вводу оптичного сигналу (зображення) матричні просторово-часові модулятори світла, а реєстрація вихідного сигналу здійснюється матричними приймачами випромінювання. Це дозволяє вводити в спектроаналізатор сигнали безпосередньо із комп'ютера або зовнішньої цифрової камери, що значно розширює функціональні можливості оптичних процесорів. Однак при цьому виникають значні спотворення вхідного сигналу матричними структурами модулятора і приймача. В науково-технічній літературі

практично відсутня інформація про спотворення вхідних сигналів в таких процесорах.

2. Розроблена фізико-математична модель ЦКОС, який використовує матричні модулятор і приймач випромінювання, дозволила отримати загальний вираз для сигналу на виході спектроаналізатора, дослідження якого показало, що

2.1. Вид сигналу на виході МПВ залежить від розмірів пікселів модулятора і приймача, а також от аберацій і діаметра вхідної зіниці фур'є-об'єктива. Все це призводить до значних спотворень спектра досліджуваного сигналу.

2.2. Сигнал на виході спектроаналізатора є згортка ідеального спектра сигналу з дискретним просторовим спектром функції пропускання модулятора з наступною згорткою з дискретною чутливістю матричного приймача випромінювання. Це означає, що спектр, який досліджується, спотворюється просторовим спектром модулятора і матричною структурою приймача випромінювання.

2.3. Важливою особливістю сигналу є його незалежність від фазового зсуву, який обумовлений зміщенням центра модулятора відносно оптичної осі спектроаналізатора.

2.4. Сигнал на виході МПВ складається із нескінченної кількості дифракційних максимумів, кожен із яких має три максимуми, відстань між якими пропорційна просторовій частоті досліджуваного сигналу.

2.5. Формули для визначення просторової частоти (4.76) і (4.77) істотно відрізняються від традиційної формули (1.6) і залежать від

положення центрального і бокових максимумів в дифракційному максимумі нульового порядку.

2.6. Похибки вимірювання частоти визначаються за формулою (4.80) і залежать від розміру пікселя, фокусної відстані фур'є-об'єктива і розміру модулятора.

4.5. Вплив аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на граничні характеристики КОС

Призначення будь-якого оптичного приладу полягає у формуванні світлового поля, який несе потрібну інформацію. Найбільш складною задачею в проблемі створення оптичної системи КОС є отримання розподілу світлового поля в площині спостереження, що з точністю до постійного множника співпадає зі спектром вхідного сигналу. Зображення, утворене будь-яким реальним оптичним приладом, містить спотворення, обумовлені як недоліками оптичної системи, так і обмеженими можливостями ПЗЗ-матриці.

У зв'язку з цим виникає необхідність в розробці деяких критеріїв, що дозволяють оцінювати ефективність роботи приладу, та пов'язувати якість зображення з його параметрами. До граничних характеристик спектроаналізатора відносяться спектральна просторова роздільна здатність, що характеризує здатність системи відображати окремо дві спектральні гармоніки однакової інтенсивності, та просторова смуга пропускання SBP – число роздільних точок, що може сформувати спектроаналізатор [21,25,77,78,79].

В реальному об'єктиві, що має кінцеві розміри, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірного перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу. Тому фур'є-об'єктив має бути виправлений на монохроматичні аберації третього порядку та мати достатньо великий апертурний кут.

Часткове усунення аберації можливо завдяки зміні форми поверхні лінзи. Змінюючи положення та (або) величину отвору діафрагми, також можна зменшити аберації і дифракцію. Деякі види аберацій можуть бути ослаблені шляхом використання скла з різними показниками заломлення і різною дисперсією, та шляхом підбору відповідних положень елементів об'єктива. З товщиною лінзи також можуть бути пов'язані деякі спотворення. Тонкі покриття з прозорих матеріалів, нанесені на поверхню лінзи, можуть послаблювати відбиття від її поверхонь. Відзначимо, що нині не існує способів, завдяки яким можна повністю усунути всі види аберацій, але їх можна істотно мінімізувати. Наприклад, кому і сферичну аберацію можна значно послабити шляхом зміни форми лінзи та підбором показника заломлення скла, з якого вона виготовлена. Астигматизм і кривизну поля можна зменшити підбором форми лінз об'єктива і відповідним розташуванням діафрагми. Дисторсію можна послабити, використовуючи симетричні лінзи.

Більшість сучасних високоякісних об'єктивів для оптичної обробки інформації проектують на основі математичного моделювання лінз й експериментального вивчення їх оптичних властивостей за допомогою комп'ютерних програм [57,80–82]. Якщо

аберації малі, то в системі переважає дифракція світла, що встановлює граничні характеристики. Для дифракційно обмеженого об'єктива у фокальній площині формується розподіл світлового поля, що описується функцією розсіювання точки (кружком Ейрі).

Для дослідження впливу аберацій фур'є-об'єктива та геометричних розмірів приймача випромінювання на характеристики приладу розглянемо схему, зображену на рис. 4.13, та процес формування сигналу від вхідного транспаранта з круглим отвором, радіус якого дорівнює R_o [13].

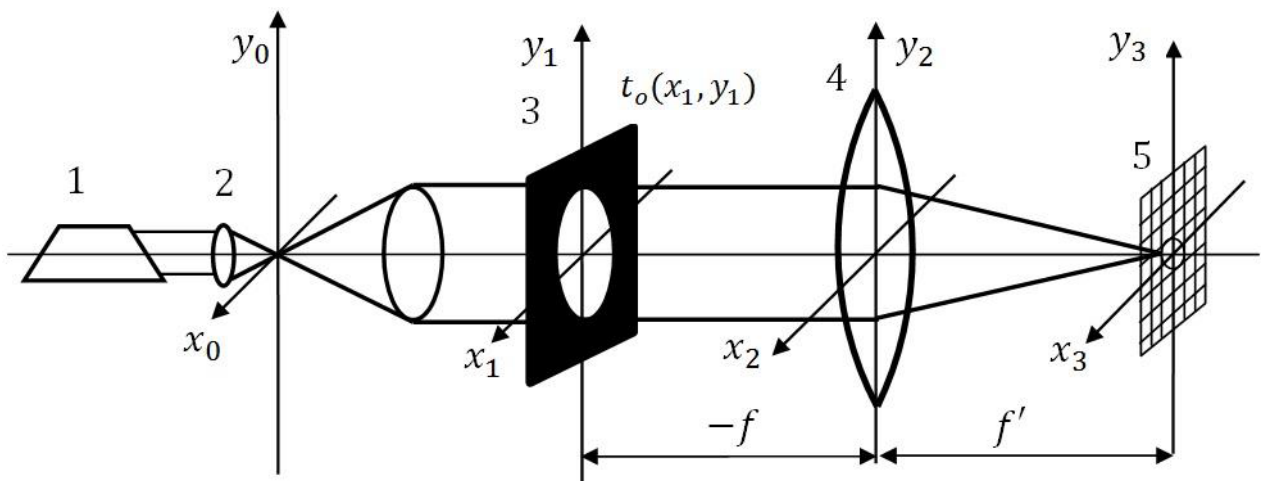


Рис. 4.13. Схема КОС: 1 - лазер; 2 - розширювач лазерного пучка; 3 - екран з отвором, 4 - фур'є-об'єктив, 5 - площина матричного приймача випромінювання

Амплітудний коефіцієнт пропускання такого транспаранта описується функцією:

$$t_o(x_1, y_1) = \begin{cases} 1, \text{ коли } 0 \leq \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq R_o; \\ 0, \text{ в інших випадках.} \end{cases} \quad (4.81)$$

Нехай вхідний транспарант освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою V_0 . Тоді амплітуда поля за транспарантом:

$$V(x_1, y_1) = V_0 t_o(x_1, y_1). \quad (4.82)$$

За допомогою фур'є-об'єктива формується просторовий спектр вхідного сигналу, що визначається двовимірним перетворенням Фур'є (4.2).

Враховуючи вираз (4.82), отримаємо розподіл амплітуди поля в площині $x_3 y_3$:

$$V(x_3, y_3) = \frac{V_0}{j\lambda f} \iint_{-\infty}^{\infty} t_o(x_1, y_1) \exp[-j2\pi(\nu_x x_1 + \nu_y y_1)] dx_1 dy_1, \quad (4.83)$$

де f – фокусна відстань фур'є-об'єктива; ν_x, ν_y – просторові частоти, які визначаються за формулами (4.3).

Оскільки функція (5.81) є вісесиметричною, то розподіл амплітуди поля (4.83) можна записати у полярній системі координат, використовуючи перетворення Фур'є-Бесселя [53]:

$$\begin{aligned} V(r_3) &= \frac{V_0}{j\lambda f} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} t_o(r_1) J_0\left(\frac{2\pi r_3 r_1}{\lambda f}\right) r_1 dr_1 d\varphi_1 = \\ &= \frac{2\pi V_0}{j\lambda f} \int_0^{R_o} J_0\left(\frac{2\pi r_3 r_1}{\lambda f}\right) r_1 dr_1, \end{aligned} \quad (4.84)$$

де $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$; $r_3 = \sqrt{x_3^2 + y_3^2}$; φ_1 – кутова компонента в полярній системі координат r_1, φ_1 .

Обчислення інтегралу (4.84) дає такий результат [9]:

$$V(r_3) = \frac{\pi R_o^2 V_0}{j\lambda f} 2 \frac{J_0\left(\frac{2\pi R_o r_3}{\lambda f}\right)}{\frac{2\pi R_o r_3}{\lambda f}}. \quad (4.85)$$

Розподіл інтенсивності у задній фокальній площині об'єктива з урахуванням амплітуди поля (4.85) визначається як

$$I(r_3) = \left(\frac{\pi R_0^2 V_0}{\lambda f}\right)^2 \left[2 \frac{J_0\left(\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}\right)}{\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}}\right]^2. \quad (4.86)$$

В результаті дифракції світла на апертурі вхідного транспаранта освітленість в довільній точці спектральної площини дорівнює:

$$E(r_3) = |V(r_3)|^2 = E_0 \left(\frac{\pi R_0^2}{\lambda f}\right)^2 \left[2 \frac{J_0\left(\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}\right)}{\frac{2\pi R_0 r_3}{\lambda f}}\right]^2. \quad (4.87)$$

де $E_0 = V_0^2$ – освітленість вхідного транспаранта.

Формула (4.87) не враховує він'єтування на вхідній зіниці об'єктива [9]. Графік нормованої функції (4.87) наведено на рис. 4.14.

Дифракційна картина, отримана в результаті рівномірного освітлення круглої вхідної зіниці, має яскравий кружок в центрі з набором концентричних світлих та темних кілець, та відома як картина Ейрі. Положення першого темного кільця, тобто першого мінімуму, знаходиться з умови: $E(r_3) = 0$. Розв'язком цього рівняння є

$$\frac{2R_0 r_1}{\lambda f} = 1,22.$$

Звідки маємо формулу для обчислення радіуса кружка Ейрі

$$r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{2R_0}. \quad (4.88)$$

Положення кружка Ейрі в площині аналізу $x_3 y_3$ залежить від просторової частоти вхідного тест-об'єкта. Згідно критерію Релея дві спектральні гармоніки однакової інтенсивності будуть розділені, тобто спостерігатись окремо, якщо центральний максимум однієї

співпадає з першим мінімумом дифракційного зображення. Для одновимірного випадку маємо:

$$\Delta x_3 = r_E = 1,22 \frac{\lambda f}{2R_0}. \quad (4.89)$$

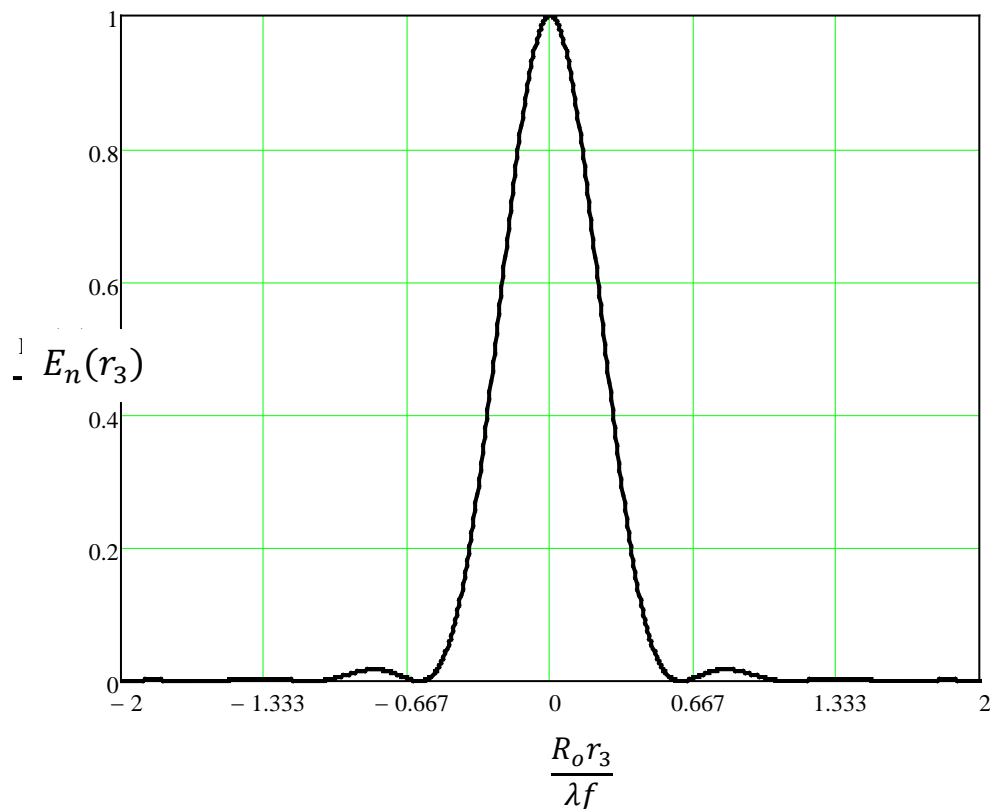


Рис. 4.14. Графік нормованого розподілу освітленості (4.87)

З урахуванням співвідношення (4.3), яке визначає просторові частоти в площині аналізу, отримаємо:

$$\Delta \nu_{x_0} = \frac{\Delta x_3}{\lambda f} = \frac{1,22}{2R_0}. \quad (4.90)$$

Матричний фотоприймач також істотно впливає на граничну роздільну здатність системи в цілому. Основною характеристикою матриці вважається її розмір. Але не менш важливою характеристикою матриці є розмір чутливого елемента (пікселя),

який впливає на чутливість, роздільну здатність та динамічний діапазон матриці.

Визначимо мінімальне просторове розділення, яке визначається матричною структурою приймача випромінювання. Для розділення двох спектральних гармонік необхідно, щоб мінімальна відстань між ними складала два пікселя $2V_D$, що відповідає критерію Найквіста.

Знайдемо мінімальне просторове розділення, яке обмежується матричним приймачем:

$$\Delta v_{xD} = \frac{\Delta x_3}{\lambda f} = \frac{2V_D}{\lambda f}. \quad (4.91)$$

Наведені співвідношення дозволяють визначити максимальну просторову частоту, яку здатна сформувати оптична система, та мінімальну відстань між двома роздільними спектральними гармоніками однакової інтенсивності в залежності від розміру чутливого елемента фотоприймача.

Використовуючи співвідношення (4.90) та (4.91), можна визначити за яких умов просторова роздільна здатність за рахунок дифракції світла на апертурі вхідного транспаранта дорівнюватиме мініимальному розділенню, яке обмежене розмірами пікселя, тобто коли $\Delta v_{xo} = \Delta v_{xD}$:

$$\frac{1,22}{2R_o} = \frac{2V_D}{\lambda f}.$$

Звідки визначаємо розмір пікселя матричного приймача, що задовольняє дану умову:

$$V_D = 0,305 \frac{\lambda f}{R_o}. \quad (4.92)$$

Таким чином, отриманий вираз дозволяє визначити необхідний

розмір пікселя, що узгоджується з оптичною системою когерентного спектроаналізатора.

Іншою, не менш важливою граничною характеристикою систем оптичної обробки інформації, є просторова смуга пропускання. В загальному випадку просторова смуга пропускання для одновимірного перетворення визначається як

$$SBP = \nu_x \cdot 2R_o, \quad (4.92)$$

де ν_x – просторова частота в площині зображення, $\nu_x = x_3/\lambda f$; x_3 – координата чутливої площадки приймача випромінювання.

Як бачимо, на кількість сформованих системою роздільних точок впливає як розмір вхідного транспаранта, так і розмір приймаючої площадки. Чим вище значення матиме просторова смуга пропускання, тим чіткішою буде сформована пляма розсіювання світла на приймачі, що дозволяє підвищити точність отриманих результатів.

4.6. Використання дифракційної лінзи в якості фур'є-об'єктива

З інтенсивним розвитком науки та техніки до систем оптичної обробки інформації висуваються все більш високі вимоги до характеристик оптичних приладів. Як наслідок, сферичні та відбиваючі поверхні вже не завжди можуть задовольняти підвищеним та різноманітним вимогам. Основним компонентом оптичної системи КОС є фур'є-об'єктив, що формує просторовий спектр досліджуваного сигналу. Для забезпечення високої точності двовимірного перетворення Фур'є до об'єктива пред'являються

високі вимоги. Одним із способів підвищення характеристик оптичних систем КОС є використання в якості фур'є-об'єктива дифракційних лінз [8,13]. На відміну від сферичних лінз, дифракційні лінзи формують якісніше зображення за рахунок можливості виправлення аберацій.

Точну теоретичну відповідність розподілу амплітуди поля в фокальній площині лінзи та розподілу поля після вхідного транспаранта можна отримати тільки при використанні ідеальної лінзи з необмеженою апертурою. В реальному об'єктиві, що має кінцеві розміри вхідної зіниці, присутні аберації, що значно впливають на точність двовимірного перетворення Фур'є та роздільну здатність приладу [9].

Фур'є-об'єктив має бути виправлений на монохроматичні аберації третього порядку та мати достатньо великий апертурний кут. Відомо, що для виправлення або зменшення аберацій потрібно збільшувати кількість лінз, що входять до складу об'єктива. В свою чергу збільшення кількості елементів, з яких виготовлений об'єктив, призводить до ослаблення світлового поля за рахунок відбивання та розсіювання світла на поверхнях лінз, а також до збільшення габаритних розмірів приладу і його вартості.

Особливо важливою умовою використання фур'є-об'єктива в КОС є забезпечення ним лінійної залежності між координатами у фокальній площині об'єктива та просторовими частотами в спектрі вхідного транспаранта. Ця залежність визначається дисторсією фур'є-об'єктива.

Для вирішення вищенаведених проблем найбільше підходять

об'єктиви на основі дифракційних лінз. В таких об'єктивах можливе корегування аберацій при використанні мінімальної кількості оптичних елементів. Також треба відмітити, що в КОС використовується монохроматичне випромінювання, тому використання дифракційних лінз в якості фур'є-об'єктивів досить перспективне.

Функція дифракційної лінзи в системах обробки оптичної інформації – формування зображення розташованого в нескінченості об'єкта в площині аналізу. Для того, щоб фур'є-об'єктив виконував перетворення Фур'є, необхідно вхідний транспарант з певним амплітудним коефіцієнтом пропускання встановити в передній фокальній площині об'єктива. Тоді в задній фокальній площині в сформованому спектрі досліджуваного сигналу будуть відсутні фазові спотворення. Фур'є-об'єктив перетворює спектр просторових частот сигналу з певною інформацією з нескінченості в фокальну площину, де він представляється у вигляді розподілу амплітуди поля (рис. 4.15).

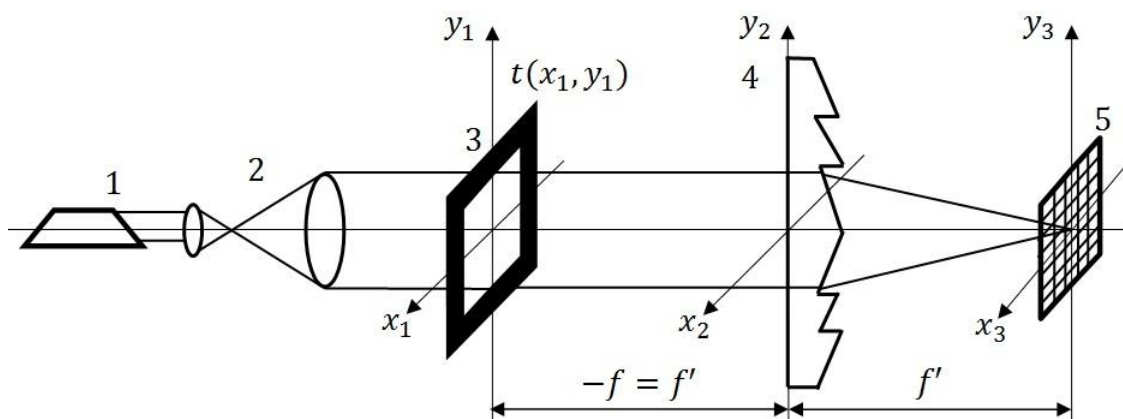


Рис. 4.15. Схема побудови КОС на основі дифракційної лінзи: 1- лазер; 2 - телескопічна система; 3 - вхідний транспарант прямокутної форми; 4 - фур'є-об'єктив (дифракційна лінза); 5 - ПЗЗ-матриця

У роботах [13,58,84] наведені вирази аберацій третього порядку для дифракційної лінзи в параксіальній області, у якій апертурна діафрагма розташована в передній фокальній площині лінзи, тобто $t = -f$ (рис. 4.16):

$$S_I^* = \frac{y^4}{f^3}, \quad (4.93)$$

$$S_{II}^* = S_{III}^* = S_{IV}^* = 0; \quad (4.94)$$

$$S_V^* = y\omega^3, \quad (4.95)$$

де y – висота меридіанального променя на поверхні лінзи; f – фокусна відстань дифракційної лінзи; ω – кут між оптичною віссю та головним променем, що проходить через центр вхідної зіниці.

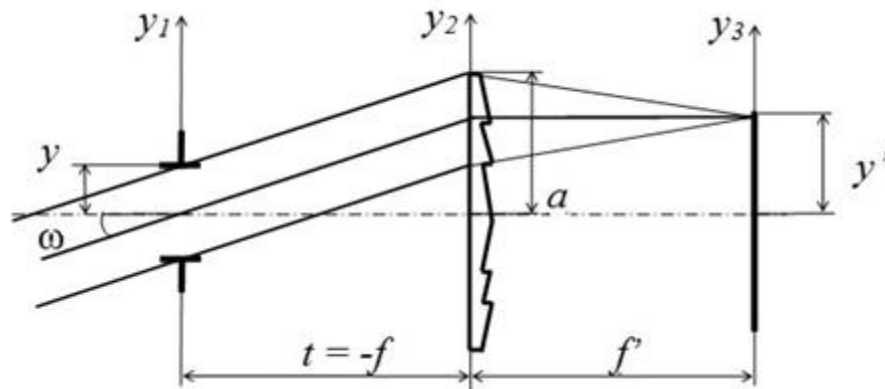


Рис. 4.16. Схема проходження головного променя в системі

Рівняння (4.94) показують, що для такої системи польові аберації кома, астигматизм і кривизна поля дорівнюють нулю. Це дає можливість створювати зображення незмінної якості по всьому полю зору. Така окрема дифракційна лінза (ДЛ) є ізопланарною і формує плоске зображення на відміну від традиційних об'єктивів. Це є важливим для оптичних систем, що працюють з плоскими матричними приймачами випромінювання, або виконують

двовимірне перетворення Фур'є в когерентних системах обробки інформації. Проте залишаються невиправленими сферична аберація та дисторсія.

Залишкова сферична аберація третього порядку визначається максимально допустимим діаметром апертурної діафрагми для даної оптичної системи. Система буде практично вільна від сферичної аберації при розташуванні фокальної площини в «найкращому» положенні, відмінному від положення фокальної площини в ідеальній системі. Число Штреля, що відповідає такому положенню фокальної площини дорівнює 0,95 [80]. Якщо допустиме значення сферичної аберації $0,95\lambda$, то діаметр апертурної діафрагми за критерієм Марешаля, повинен задовольняти умові:

$$D_p = 2y \leq 2\sqrt[4]{7,6f^3\lambda}. \quad (4.96)$$

Якщо в оптичній системі відсутня дисторсія, то справедливе співвідношення $y = f \sin\theta$, а точніше $y = f \operatorname{tg}\theta$ (рис. 4.17). Це забезпечує лінійне перетворення усіх просторових частот об'єкта. За таких умов поперечна аберація третього порядку визначається як

$$\begin{aligned} \Delta y &= f \sin\theta - f \operatorname{tg}\theta \approx \\ &\approx f \left[\left(\theta - \frac{1}{6}\theta^3 + \dots \right) - \left(\theta + \frac{1}{3}\theta^3 + \dots \right) \right] = -\frac{1}{2}f\theta^3. \end{aligned} \quad (4.97)$$

З точки зору поперечних аберацій третього порядку дисторсія визначається як

$$\Delta y = \sigma_5 h^3, \quad (4.98)$$

де σ_5 – коефіцієнт похибки; h – нормована висота.

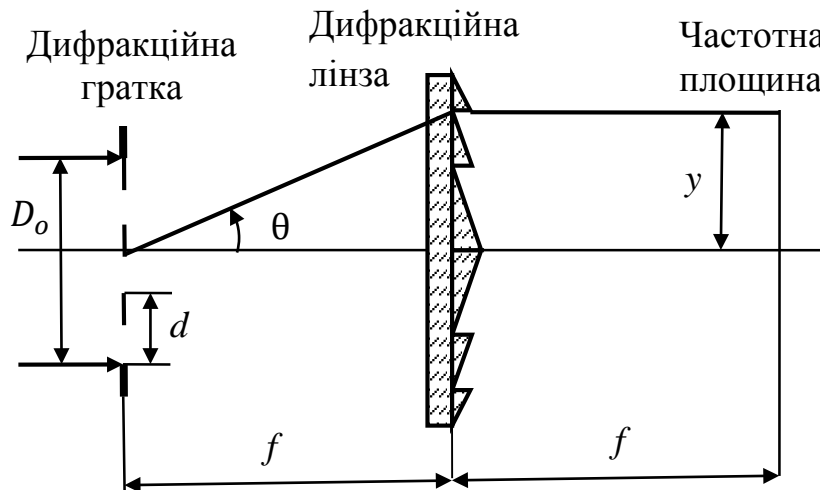


Рис. 4.17. Оптична схема для визначення просторового розділення когерентного спектроаналізатора на основі телецентричної дифракційної лінзи

Взаємозв'язок між коефіцієнтом σ_5 і сумою Зейделя S_V^* визначається співвідношенням [10]

$$\sigma_5 = \frac{S_V^*}{2n'u'}, \quad (4.99)$$

де n' і u' – показник заломлення і кут маргінального променя в просторі зображення. Таким чином, використовуючи рівняння (4.95) і (4.99) при $n' = 1$ і $u' = -y/f$ знаходимо, що

$$\sigma_5 = -\frac{1}{2}f\omega^3. \quad (4.100)$$

Так як $h = \theta/\theta_{max} = \theta/\omega$, то ДЛ в межах аберацій третього порядку формує зображення з висотою згідно правила $y = f \sin\theta$, що робить її ідеальною в якості фур'є-об'єктива.

Важливою характеристикою когерентного спектроаналізатора є просторова смуга пропускання SBP (Space Bandwidth Product), яка визначається числом роздільних точок, котре здатний формувати спектроаналізатор [10]. Найбільша просторова

частота $\nu_{y,max} = \nu_{res}$, яку розділяє ДЛ, визначається найбільшим кутом дифракції ґратки $\varphi_d = \theta_{max}$ (рис. 4.17). При нормальному падінні плоскої хвилі на дифракційну ґратку, яка розташована в передній фокальній площині лінзи, для першого порядку дифракції із основного рівняння ґратки маємо $d \sin \theta = \lambda$, де $d = 1/\nu_{res}$ – період дифракційної ґратки. Звідки

$$\nu_{res} = \frac{1}{d} = \frac{1}{\lambda} \sin \theta_{max}. \quad (4.101)$$

Поле зору телецентричної ДЛ обмежене діаметром лінзи D_l . Щоб уникнути він'єтування повинна виконуватись умова (рис. 4.18):

$$y + \bar{y} = y + f \tan \theta \leq D_l/2. \quad (4.102)$$

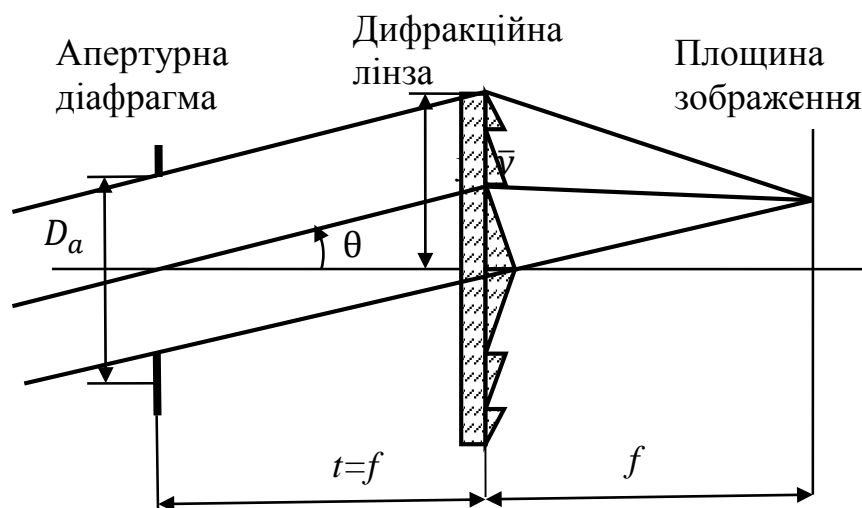


Рис. 4.18. Схема телецентричної параксіальної ДЛ, коли апертурна діафрагма розташована в передній фокальній площині

Із останнього співвідношення знайдемо найбільше значення кута θ_{max} , при якому він'єтування в системі відсутнє:

$$\theta_{max} = \arctg \left(\frac{D_l}{2f} - \frac{y}{f} \right) = \arctg \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right) \right], \quad (4.103)$$

де $k_l = f/D_l$ і $k_s = f/2y$ – діафрагмові числа лінзи і оптичної системи.

Використовуючи формули (4.101) і (4.103), визначимо найбільшу просторову частоту, за якої не відбувається він'єтування, яка дорівнює

$$v_{res} = \frac{1}{\lambda} \sin \left\{ \arctg \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right) \right] \right\}. \quad (4.104)$$

Для малих кутів дифракції, коли $\sin\theta \approx \text{tg}\theta$, рівняння (4.104) спрощується

$$v_{res} = \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right). \quad (4.105)$$

Таким чином, для одновимірного випадку ширина смуги пропускання просторових частот для малих кутів дифракції визначається за формулою

$$SBP = 2yv_{res} = \frac{y}{\lambda} \left(\frac{1}{k_l} - \frac{1}{k_s} \right), \quad (4.106)$$

де y – задовольняє умові (4.102). Наприклад, якщо $f = 250$ мм, $\lambda = 657,6$ нм, $k_l = 3$ і $k_s = 8,3$ (тобто $y = 15$ мм), то $SBP = 4855$. Для порівняння, кращий шестилінзовий фур'є-об'єктив фірми Matsui має просторове розділення 5200.

Із формули (4.106) випливає, що збільшити ширину смуги пропускання SBP можна за рахунок збільшення розміру об'єкта y . Однак збільшення розміру об'єкта, тобто зменшення діафрагмового числа системи $k_s = f/2y$, призводить до зменшення кута θ_{max} , тобто до зменшення просторового розділення v_{res} згідно формули (4.101). Таким чином, можна знайти діаметр апертурної діафрагми, який забезпечує максимальну смугу пропускання SBP . З

урахуванням того, що $k_s = f/2y$, запишемо функцію (4.106) у вигляді

$$SBP = \frac{y}{\lambda} \left(\frac{1}{k_l} - \frac{2y}{f} \right). \quad (4.107)$$

Максимальне значення функції $SBP(y)$ знаходимо із рівняння $d[SBP(y)]/dy = 0$. Звідси маємо

$$k_s = \frac{f}{2y} = 2k_l, \text{ або } 2D_a = D_l. \quad (4.108)$$

Таким чином, максимум просторової смуги пропускання настає тоді, коли діаметр апертурної діафрагми дорівнює половині діаметра діаметру лінзи. Аналогічний результат було отримано в підрозділі 3.2.2 для класичного об'єктива.

До цього часу ми припускали, що ДЛ пропускає когерентне світло з довжиною хвилі λ_0 , коли її дифракційна ефективність максимальна. Однак, кому і астигматизм можна вилучити для будь-якої довжини хвилі λ , розташувавши апертурну діафрагму на відстані

$$t(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} f. \quad (4.109)$$

При цьому положення фокальної площини також залежить від довжини хвилі. Таким чином, одиночну ДЛ можна використовувати в системі з декількома лазерними джерелами випромінювання. Дифракційна ефективність такої системи буде більшою за 80% за умови $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} > 0,5$.

4.7. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторову роздільну здатність ЦКОС

Як відмічалось в попередніх розділах, в сучасних ЦКОС в якості пристроїв вводу оптичної інформації (зображення) використовують матричні просторово-часові модулятори світла (ПЧМС), пропускання або відбивання яких визначається досліджуваним сигналом [15,39]. Вихідний сигнал реєструється матричним приймачем випромінювання з подальшою комп'ютерною обробкою, що значно розширює функціональні можливості ЦКОС [15,18]. Матричні структури пристроїв вводу сигналу в ЦКОС і реєстрації вихідного сигналу, а також аберації фур'є-об'єктива призводять до значних спотворень оптичного сигналу і погіршенню просторової спектральної роздільної здатності процесора.

Відомо ряд монографій і статей, де досліджуються особливості використання ПЧМС і МПВ в оптико-електронних системах різного призначення [16,18,22,85,86]. В той же час практично відсутня науко-технічна література по дослідженню спільного впливу матричної структури ПЧМС і МПВ і функції розсіювання точки (ФРТ) фур'є-об'єктива на узагальнені характеристики ЦКОС.

Метою цього підрозділу є розробка і дослідження фізико-математичної ЦКОС, яка дозволяє визначити вплив аберацій фур'є-об'єктива на просторове спектральне розділення спектроаналізатора.

4.7.1. Фізико-математична модель ЦКОС

Класична схема когерентного оптичного спектроаналізатора, що

наведена на рис. 4.19, складається із просторового модулятора світла, фур'є-об'єктива і реєстратора світлового поля [3-6]. Модулятор світла розташований в передній фокальній площині об'єктива і має амплітудний коефіцієнт пропускання $t_m(x_1, y_1)$, який визначається матричною структурою модулятора і вхідним оптичним сигналом (зображенням). Модулятор освітлюється плоскою монохроматичною хвилею з амплітудою V_p і формує за модулятором розподіл поля $V_1(x_1, y_1)$. Об'єктив здійснює двовимірне перетворення амплітуди цього поля і формує в задній фокальній площині двовимірний спектр $V(x_3, y_3) \sim \tilde{V}_1(v_x, v_y)$ функції $V_1(x_1, y_1)$. Матричний приймач випромінювання перетворює інтенсивність поля $I_3(x_3, y_3)$ у відеосигнал $u_D(x_3, y_3)$.

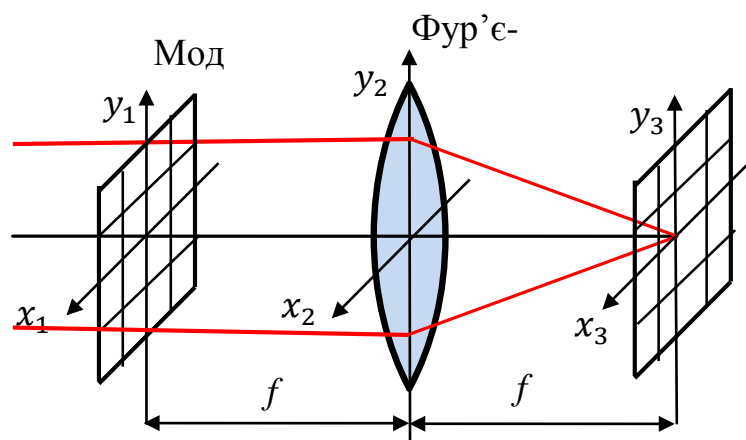


Рис. 4.19. Схема цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора

В статті [87] було отримано загальне рівняння для сигналу на виході ЦКОС, яке враховує матричні структури ПЧМС і МПВ та аберації фур'є-об'єктива. З метою спрощення подальших досліджень запишемо це рівняння для одновимірному випадку

$$u_D(x_3) = \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \{ [F\{t_{m0}(x_1)t_s(x_1)\} * h_o(x_3)]^2 * R_D(x_3) \}, \quad (4.110)$$

де $I_p = |V_p|^2$ – інтенсивність лазерного пучка, який освітлює модулятор; λ – довжина хвилі випромінювання лазера; f – фокусна відстань фур'є-об'єктива; $F\{ \}$ – оператор одновимірного перетворення Фур'є; $\{ * \}$ – оператор одновимірної згортки.

В рівняння (4.110) входять такі функції:

$t_{m0}(x_1)$ – амплітудний коефіцієнт пропускання ПЧМС (LC SLM – Liquid Crystal Spatial Light Modulators) за відсутності вхідного сигналу,

$$t_{m0}(x_1) = \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_1}{v_m} \right) * \left[\frac{1}{V_m} \text{comb} \left(\frac{x_1}{V_m} \right) \text{rect} \left(\frac{x_1}{X_m} \right) \right] \right\}, \quad (4.111)$$

де v_m , V_m і X_m – розміри прозорої частини пікселя, період і розміри матриці відповідно;

$t_s(x_1)$ – пропускання модулятора, яке відповідає вхідному сигналу (зображенню);

$h_o(x_3)$ – ФРТ фур'є-об'єктива;

$R_D(x_3)$ – чутливість МПВ,

$$R_D(x_3) = R_D \left\{ \text{rect} \left(\frac{x_3}{v_D} \right) * \left[\frac{1}{V_D} \text{comb} \left(\frac{x_3}{V_D} \right) \text{rect} \left(\frac{x_3}{X_D} \right) \right] \right\}, \quad (4.112)$$

де R_D – чутливість приймача на довжині хвилі випромінювання лазера; v_D , V_D і X_D – розмір пікселя, період матричної структури і розмір матриці відповідно.

Зробимо ряд пояснень до рівняння (4.110):

1. В формулах (4.111) і (4.112) вирази у квадратних дужках визначають періодичну структуру матриць розміром X_m або X_D відповідно.
2. Нормований відеосигнал (зображення), що надходить на вхід модулятора, перетворюється в амплітудний коефіцієнт

пропускання $t_s(x_1)$. Тоді амплітудний коефіцієнт пропускання модулятора можна представити у вигляді добутку

$$t_m(x_1) = t_{m0}(x_1)t_s(x_1). \quad (4.113)$$

3. Якщо модулятор розташований в передній фокальній площині x_1y_1 фур'є-об'єктива і освітлюється плоскою хвилею з амплітудою V_p (рис. 4.19), то розподіл амплітуди поля в його задній фокальній площині визначається рівнянням [3,5,10]

$$V(x_3) = \frac{V_p}{j\lambda f} \int_{-\infty}^{\infty} t_m(x_1) \exp\left(-j \frac{2\pi}{\lambda f} x_3 x_1\right) dx_1 = F\{t_m(x_1)\}, \quad (4.114)$$

де $F\{ \}$ – оператор перетворення Фур'є для просторової частоти

$$\nu_x = \frac{x_3}{\lambda f}. \quad (4.115)$$

4. На матричній структурі модулятора відбувається дифракція світла, в результаті якої в задній фокальній площині фур'є-об'єктива формуються дифракційні максимуми. Положення і амплітуда цих максимумів визначається рівняннями дифракційної ґратки [5].

4.7.2. Визначення просторового спектрального розділення ЦКОС

Просторове спектральне розділення приладу $\delta\nu_c$ визначається як здатність приладу зображати роздільно дві спектральні гармоніки однакової амплітуди, які мають близькі просторові частоти.

Для знаходження параметру $\delta\nu_c$ розглянемо рівняння (4.55), що являє собою згортку декількох функцій, які в області просторових частот ν_x в задній фокальній площині фур'є-об'єктива мають вигляд

$$\tilde{u}_D(\nu_x) \cong \frac{I_p}{\lambda^2 f^2} \tilde{M}_m(\nu_x) \tilde{M}_o(\nu_x) \tilde{M}_D(\nu_x), \quad (4.116)$$

де $\tilde{M}_m(\nu_x)$, $\tilde{M}_o(\nu_x)$ і $\tilde{M}_D(\nu_x)$ – модуляційні передавальні функції (МПФ) модулятора, фур'є-об'єктива і МПВ відповідно.

Нормовану функцію (4.116), яка є МПФ спектроаналізатора, будемо апроксимувати функцією Гауса [68]

$$\tilde{M}_c(\nu_x) = \exp(-2\pi^2 r_c^2 \nu_x^2), \quad (4.117)$$

де r_c – радіус функції розсіювання точки ЦКОС, при якому вона зменшується до рівня 0,606 від максимального значення.

Для знаходження спектрального розділення $\delta\nu_c$ пропонується визначати окремо розділення матричного модулятора світла $\delta\nu_m$, фур'є-об'єктива $\delta\nu_o$ і матричного приймача випромінювання $\delta\nu_D$, вважаючи, що кожна складова спектроаналізатора не впливає на розділення двох інших складових. Результирує розділення спектроаналізатора знаходимо як

$$\delta\nu_c = \sqrt{(\delta\nu_m)^2 + (\delta\nu_o)^2 + (\delta\nu_D)^2}. \quad (4.118)$$

4.7.3. Методи визначення просторового розділення модулятора, фур'є-об'єктива і матричного приймача випромінювання

1. *Просторове спектральне розділення модулятора світла* будемо визначати виходячи із представлення модулятора у вигляді дифракційної ґратки. В статті [87] було отримано вираз для вихідного сигналу ЦКОС, коли на вхід спектроаналізатора надходить гармонічний сигнал з просторовою частотою ν_s .

Аналіз цього виразу показав, що сигнал на виході МПВ складається із нескінченної кількості дифракційних максимумів,

кожен із яких має три максимуми, які зміщені відносно один одного (рис. 4.19) [75]. Положення $x_{3,max,0,1}$ одного із бокових максимумів і його ширина Δx_3 у нульовому порядку дифракції визначаються за формулою

$$x_{3,max,0,1} = \lambda f \nu_s; \quad \Delta x_3 = \frac{2\lambda f}{x_m}. \quad (4.119)$$

У відповідності до критерію Релея будемо вважати дві спектральні компоненти з частотами ν_s і $\nu_s + \delta\nu_s$ будуть реєструватися роздільно, якщо перший дифракційний мінімум одної компоненти буде співпадати з максимумом другої компоненти (рис. 4.21). За цим критерієм маємо, відстань між дифракційними максимумами компонентів, що розділяються, дорівнює $\delta x_3 = \Delta x_3/2$, а виходячи із формул (4.119) просторове спектральне розділення визначається за формулою

$$\delta\nu_m = \frac{1}{x_m}. \quad (4.120)$$

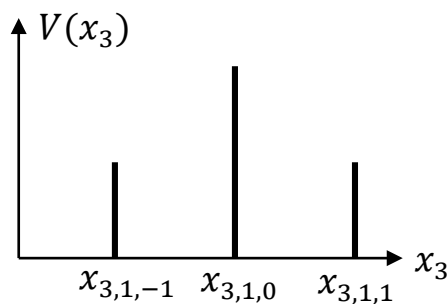


Рис. 4.20. Сигнал на виході процесора в максимумі першого порядку

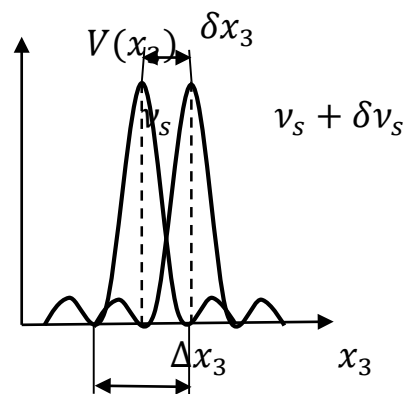


Рис. 4.21. Критерій Релея

2. *Спектральне розділення фур'є-об'єктива* визначимо, використовуючи його функцію розсіювання точки (ФРТ) $h_o(x_3, y_3)$.

Для дифракційно обмеженого фур'є-об'єктива його когерентна ФРТ визначається діаметром вхідної зіниці і має вигляд [3,5]

$$h_{od}(x_3, y_3) = \iint_{-\infty}^{\infty} P_o(\lambda f v_x, \lambda f v_y) \exp[-j2\pi(x_3 v_x + y_3 v_y)] dv_x dv_y, \quad (4.121)$$

де P_o – функція зіниці. Для круглої вхідної зіниці діаметром D_p маємо нормований вид ФРТ

$$h_{odn}(x_3, y_3) = h_{odn}(r_3) = \left[2 \frac{J_1\left(\frac{r_3 D_p}{\lambda f}\right)}{\frac{r_3 D_p}{\lambda f}} \right], \quad (4.122)$$

де $r_3 = \sqrt{x_3^2 + y_3^2}$. Функція (4.122) називається дифракційною картиною Ейрі, яка являє собою яскравий кружок Ейрі, навколо якого розташовані світлі кільця малої інтенсивності. Згідно критерію Релея просторове розділення такого об'єктива дорівнює радіусу кружка Ейрі

$$\delta x_3 = r_{E3} = 1,22 \frac{\lambda f}{D_p}. \quad (4.123)$$

В області просторових частот формула (4.123) згідно (4.115) визначає граничне (дифракційно обмежене) спектральне розділення фур'є-об'єктива

$$\delta v_{od} = \frac{\delta x_3}{\lambda f} = 1,22 \frac{1}{D_p}. \quad (4.124)$$

Для абераційного фур'є-об'єктива його когерентну ФРТ можна описати функцією [10,68]

$$h_{oan}(x_3, y_3) = h_{oan}(r_3) = \exp\left(-\frac{1}{4} \frac{r_3^2}{r_a^2}\right), \quad (4.125)$$

де r_a – радіус кружка розсіювання на рівні 0,606 від максимально освітленості зображення точкового джерела світла (рис. 4.22).

Для визначення роздільної здатності такого об'єктива пропонується використовувати рівність контрастів зображення двох сусідніх максимумів, що мають просторові частоти ν_s і $\nu_s + \delta\nu_s$, які сформовані дифракційно обмеженим і абераційним об'єктивами.

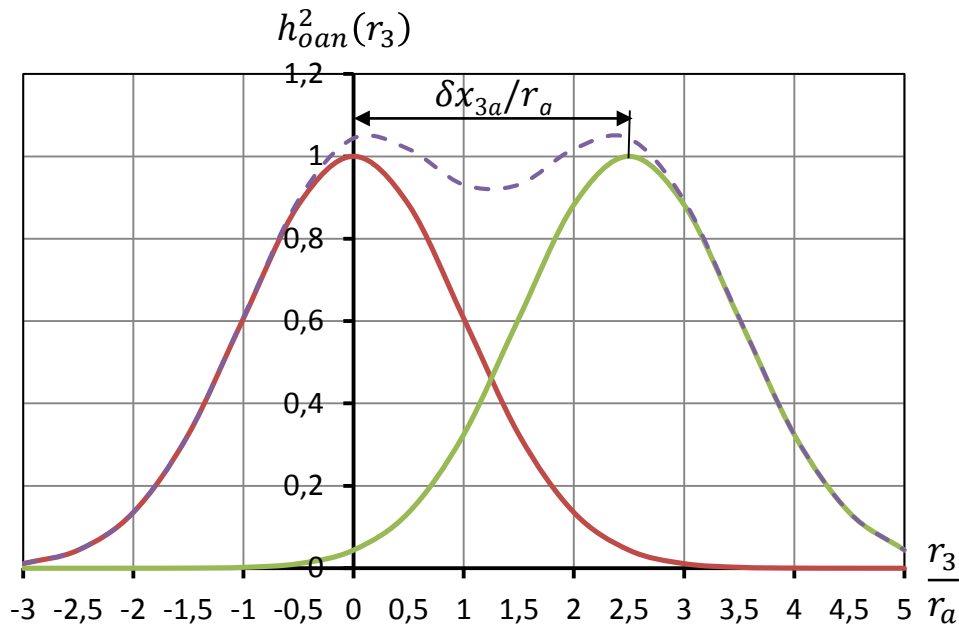


Рис. 4.22. До визначення просторового розділення абераційного об'єктива

Контраст зображення двох точок, що розташовані одна біля одної, визначимо як

$$C_o = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (4.126)$$

де I_{max} – інтенсивність світла в центрі максимуму; I_{min} – інтенсивність світла між двома сусідніми максимумами (рис. 4.22).

Для дифракційно обмеженого об'єктива ФРТ визначається за формулою (4.122), а просторове розділення – за критерієм Релея (4.123). Використовуючи рис. 4.21, знаходимо, що $I_{max} = 1$, а I_{min} визначаємо як

$$I_{min} = 2 \left\{ \left[2 \frac{J_1\left(\frac{r_{E3} D_p}{2\lambda f}\right)}{\frac{r_{E3} D_p}{2\lambda f}} \right] \right\}^2 = 2 \left\{ 2 \frac{J_1(0,61\pi)}{0,61\pi} \right\}^2 = 0,75.$$

Тоді контраст зображення буде дорівнювати $C_{od} = 0,14$.

Для абераційного об'єктива визначимо відстань δx_{3a} , при якій дифракційні максимуми мають контраст $C_{oa} = C_{od} = 0,14$.

Використовуючи рис. 4.22 і ФРТ (4.125), знаходимо максимальну інтенсивність як

$$\begin{aligned} I_{max} &= [h_{oan}(r_3 = 0)]^2 + [h_{oan}(r_3 = \delta x_{3a})]^2 = \\ &= 1 + \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right). \end{aligned} \quad (4.127)$$

При цьому мінімальна інтенсивність буде дорівнювати

$$I_{min} = 2[h_{oan}(r_3 = \delta x_{3a}/2)]^2 = 2 \exp\left(-\frac{1}{8} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right). \quad (4.128)$$

Після підстановки (4.127) і (4.128) в (4.126) визначаємо контраст в зображенні сусідніх максимумів, який створює абераційний об'єктив

$$C_{oa} = \frac{1 + \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right) - 2 \exp\left(-\frac{1}{8} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right) + 2 \exp\left(-\frac{1}{8} \frac{\delta x_{3a}^2}{r_a^2}\right)}. \quad (4.129)$$

На рис. 4.23 наведено графік функції (4.129), який дозволяє встановити зв'язок між контрастом зображення C_{oa} і відносною відстанню між сусідніми максимумами $\delta x_{3a}/r_a$.

Аналіз отриманої функції (4.129) і її графіка показує, що

1. Із збільшенням відстані δr_{3a} між зображеннями двох точок контраст зображення збільшується.

2. Для малої відстані між зображеннями двох точок, коли $\delta r_{3a} < 2,2r_a$, контраст буде від'ємним.

3. Контраст C_{oa} в зображенні двох точок, що сформовані абераційним об'єктивом, буде дорівнювати контрасту C_{od} в зображенні двох точок, що сформований дифракційно обмеженим об'єктивом, коли $\delta r_{3a} = 2,78 r_a$. В цьому випадку радіус кружка розсіювання абераційного об'єктива

$$r_o = 2,78 r_a. \quad (4.130)$$

4. Просторове спектральне розділення матричного приймача випромінювання з періодом матричної структури V_D пропонується визначати на частоті Найквіста $\nu_{xN} = 1/2V_D$. В цьому випадку можна вважати, що радіус кружка розсіювання МПВ, який використовується в ЦКОС, дорівнює

$$r_d = V_D. \quad (4.131)$$

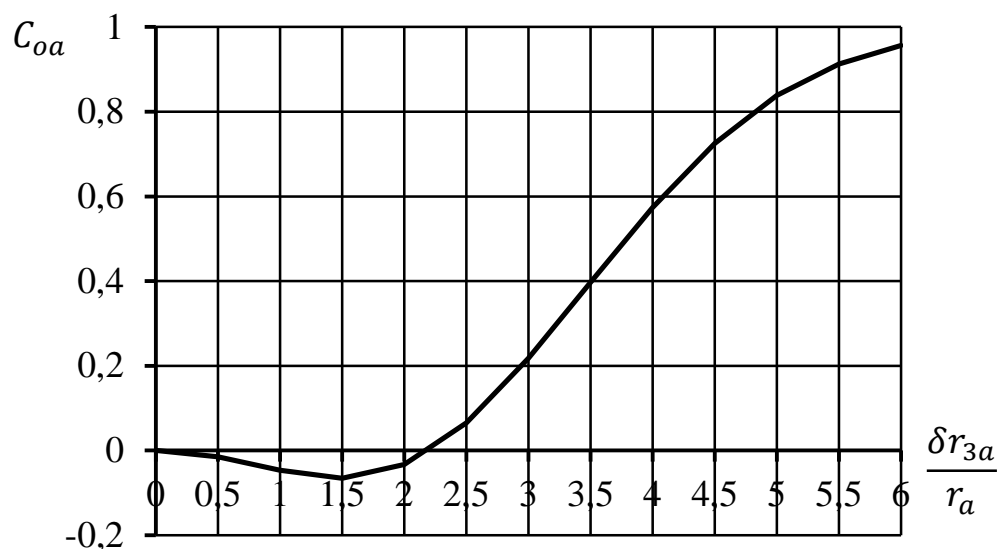


Рис. 4.23. Залежність контрасту зображення двох точок, які сформовані абераційним об'єктивом, від відносної відстані між цими точками

4.7.4. Вплив аберацій фур'є-об'єктива на спектральне розділення ЦКОС

Якщо МПФ модулятора, фур'є-об'єктива і МПВ апроксимувати функціями Гауса (4.117), а положення їх ФРТ в фокальній площині фур'є-об'єктива є незалежними, то радіус кружка розсіювання ЦКОС визначатиметься як

$$r_c = \sqrt{r_m^2 + r_o^2 + r_d^2}, \quad (4.132)$$

де r_m , r_o и r_d – радіуси кружків розсіювання модулятора, фур'є-об'єктива і МПВ відповідно.

Спектральне розділення ЦКОС визначимо аналогічно критерію Релея як відстань δx_z між максимумами амплітуд гармонік з частотами ν_x і $\nu_x + \delta \nu_c$, при якій дифракційний максимум однієї гармоніки співпадає з першим мінімумом іншої гармоніки, тобто $\delta x_z = r_c$ (рис. 4.21). Тоді згідно (4.115) маємо

$$\delta \nu_c = \frac{r_c}{\lambda f}. \quad (4.133)$$

Для дослідження впливу аберацій фур'є-об'єктива на результуюче просторове спектральне розділення процесора підставимо співвідношення (4.120), (4.130) і (4.131) в формулу (4.132), яку підставимо в формулу (4.133)

$$\delta \nu_c = \sqrt{\left(\frac{1}{X_m}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda f} 2,78 r_a\right)^2 + \left(\frac{V_D}{\lambda f}\right)^2}. \quad (4.134)$$

Для дослідження функції (4.134) розглянемо типові параметри ЦКОС:

- розмір матриці модулятора світла $X_m = 10,5$ мм;
- довжина хвилі випромінювання лазера $\lambda = 0,628$ мкм;
- фокусна відстань фур'є-об'єктива $f = 100$ мм;

- розмір пікселя приймача випромінювання $V_D = 1,55$ мкм або 7 мкм.

Для таких параметрів функція (4.134) має вигляд:

$$\delta\nu_c(r_a) = 10^{-2} \sqrt{96 + 19,6r_a^2} \text{ мм}^{-1}, \text{ коли } V_D = 1,55 \text{ мкм};$$

$$\delta\nu_c(r_a) = 10^{-2} \sqrt{214 + 19,6r_a^2} \text{ мм}^{-1}, \text{ коли } V_D = 7 \text{ мкм}.$$

На рис. 4.24 наведені графіки залежності просторового спектрального розділення ЦКОС, в якому використовуються матричні приймачі випромінювання з розміром пікселя 1,55 мкм і 7 мкм.

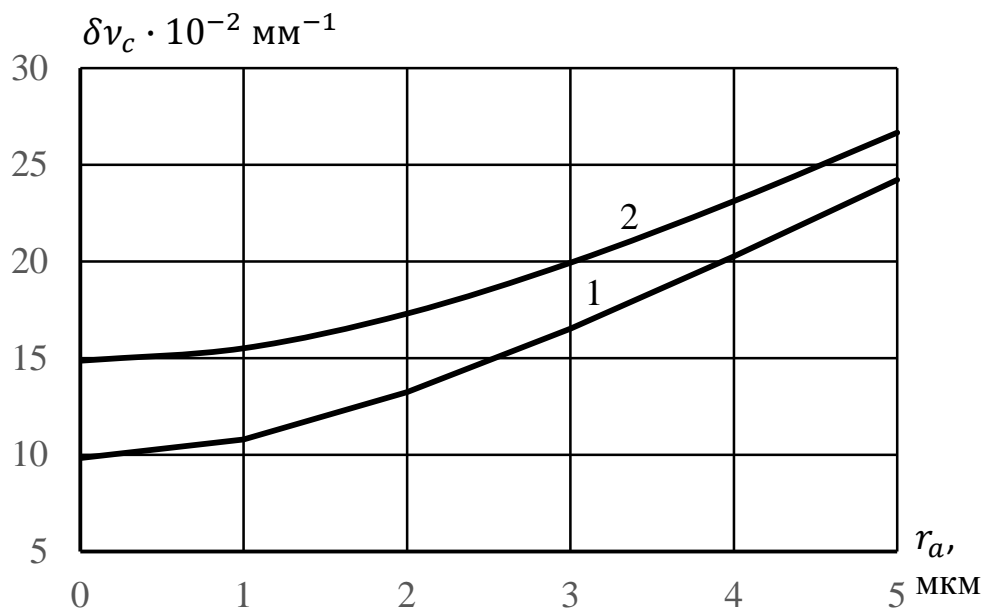


Рис. 4.24. Залежність просторового спектрального розділення $\delta\nu_c$ ЦКОС від абераційного параметра r_a фур'є-об'єктива, коли розмір пікселя МПВ дорівнює: 1 – $V_D = 1,55$ мкм; 2 – $V_D = 7$ мкм

Аналіз функції (4.134) і її графіків показав, що:

1. Спектральне розділення спектроаналізатора $\delta\nu_c$ залежить від розміру матриці X_m просторового модулятора світла, розміру

пікселя V_D МПВ і аберацій об'єктива, які визначаються параметром r_a .

2. Для малих розмірів пікселя ($V_D = 1,55$ мкм) розділення $\delta\nu_c$ визначається, в першу чергу, розміром матриці X_m модулятора. Для великих розмірів пікселя ($V_D = 7$ мкм) розділення $\delta\nu_c$ визначається, в першу чергу, розміром пікселя V_D .

3. Із збільшенням абераційного параметра r_a ФРТ фур'є-об'єктива спектральне розділення збільшується. При збільшенні r_a від 1 мкм до 2 мкм розділення збільшується тільки на 16% ($V_D = 1,55$ мкм).

4. Для ідеальної оптичної системи об'єктива ($r_a = 0$) розділення дорівнює $0,1$ мм⁻¹, коли $V_D = 1,55$ мкм, і $0,15$ мм⁻¹, коли $V_D = 7$ мкм.

5. При великих абераціях фур'є-об'єктива, коли $r_a > 5$ мкм, розмір пікселя V_D менше впливає на розділення $\delta\nu_c$.

6. При проектуванні ЦКОС, що має наведені вище параметри окремих складових, доцільно використовувати більш дешеві фур'є-об'єктиви, які мають радіус кружка розсіювання згідно апроксимації (4.125) $r_a \approx 5$ мкм. При цьому спектральне розділення збільшилось (погіршилось) тільки на 13%.

Таким чином, результати досліджень, що наведені в цьому розділі, дозволяють зробити такі висновки;

1. Розроблена фізико-математична модель ЦКОС дала можливість отримати аналітичний вираз для розрахунку просторового спектрального розділення спектроаналізатора в залежності від параметрів просторово-часового модулятора світла, фур'є-об'єктива і матричного приймача випромінювання.

2. Для визначення просторового розділення абераційного фур'є-об'єктива запропоновано використовувати критерій, аналогічний критерію Релея, згідно якого зображення точок, що розташовані одна біля одної, спостерігаються роздільно, якщо контраст між ними дорівнює контрасту зображення, сформованого дифракційно обмеженим об'єктивом. При цьому контраст порівняння дорівнює 0,14, а параметр r_a гаусової ФРТ визначає радіус кружка розсіювання об'єктива як $r_o = 2,78 r_a$.

3. Аналіз отриманої залежності просторового спектрального розділення $\delta\nu_c$ ЦКОС від абераційного параметра r_a фур'є-об'єктива показав, що

3.1. Для малих розмірів пікселів V_D МПВ розділення $\delta\nu_c$ визначається розміром матриці X_m ПЧМС, а для великих розмірів пікселів – розміром пікселя V_D .

3.2. При великих абераціях розмір пікселів МПВ менше впливає на розділення $\delta\nu_c$.

3.3. Для розмірів пікселів МПВ більших 7 мкм рекомендується використовувати більш дешеві фур'є-об'єктиви з абераційним параметром $r_a \approx 5$ мкм.

4.8. Енергетичний розрахунок когерентного оптичного спектроаналізатора

Енергетичний розрахунок є одним із важливих етапів проектування оптичних систем спектроаналізаторів. Метою енергетичного розрахунку є визначення освітленості у площині аналізу і параметрів сигналу на виході фотореєстратора (ПЗЗ-матриці) для оцінювання

метрологічних можливостей когерентного оптичного спектроаналізатора (КОС). Теоретичні основи енергетичного розрахунку викладено в підручнику [13].

У розділі 1 було обґрунтовано, що кращою для практичного використання є оптична система КОС, яка побудована за схемою, коли вхідний транспарант розміщений перед Фур'є-об'єктивом (рис. 4.25). Саме в цій системі вилучено квадратичні фазові спотворення спектра сигналу, а юстуванням оптичної системи досягається мінімум спотворень його просторових та енергетичних параметрів [19].

4.8.1. Модель формування спектрального розподілу амплітуди поля

Як вихідні дані для енергетичного розрахунку виберемо такі параметри:

- для лазера – потужність потоку випромінювання Φ_l , довжину хвилі λ , радіус r_l перетяжки гауссового пучка випромінювання;
- для вхідного транспаранта – радіус польової діафрагми r_{oa} ;
- для оптичної системи – відстань $l_{i-1,i}$ між компонентами, фокусну відстань f і діаметр вхідної зіниці D_p фур'є-об'єктива;
- для приймача випромінювання – спектральну чутливість R_D на довжині хвилі випромінювання лазера, середню квадратичну напругу шумів u_{Dn} , радіус польової діафрагми r_D .

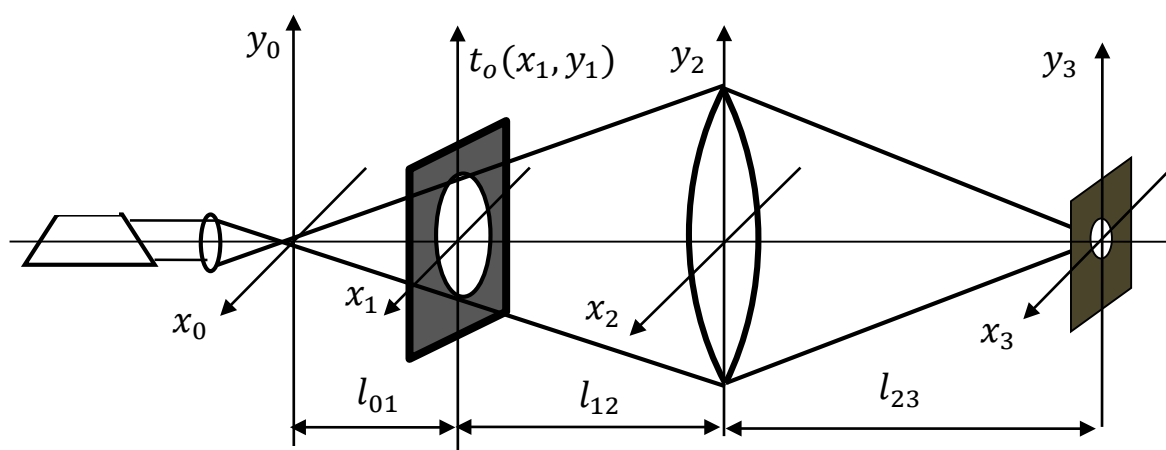


Рис. 4.25. Схема оптичної системи когерентного спектроаналізатора із входним транспарантом розташованим перед фур'є-об'єктивом: 1 - лазер; 2 - фокусуєча лінза; 3 - входний транспарант; 4 - фур'є-об'єктив; 5 - польова діафрагма фотоприймача

Розподіл комплексної амплітуди світлової хвилі у площині спектрального аналізу x_3y_3 КОС пропорційний просторовому спектру входного сигналу й описується співвідношенням [13]

$$\begin{aligned} V(x_3, y_3) &= C'_0 F\{t_o(x_1, y_1)t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\} = \\ &= C'_0 F\{t_o(x_1, y_1)\} ** F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\} = \\ &= C'_0 T_o(\mu x_3, \mu y_3) ** F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\}, \end{aligned} \quad (4.135)$$

де C'_0 – фазовий множник; $F\{ \}$ – оператор перетворення Фур'є з масштабним коефіцієнтом μ , який визначається за формулою

$$\mu = \frac{v_x}{x_3} = \frac{v_y}{y_3} = \frac{1}{\lambda l_{12} l_{23} \left(\frac{1}{l_{12}} + \frac{1}{l_{23}} - \frac{1}{f} \right)}; \quad (4.136)$$

** – оператор двовимірної згортки; $t_{oa}(x_1, y_1)$ – функція, що описує форму апертури входного транспаранта, який обмежує розміри просторового сигналу $t_o(x_1, y_1)$, що піддається аналізу; $V(x_1, y_1)$ – амплітуда поля на вході транспаранта; $T_o(\mu x_3, \mu y_3)$ – ідеальний спектр сигналу.

Із співвідношення (4.135) видно, що спектр вихідного сигналу $V(x_3, y_3)$ дорівнює згортці ідеального спектра сигналу $T_o(\mu x_3, \mu y_3)$ з імпульсним відгуком $h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3)$ КОС. У свою чергу, імпульсний відгук $h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3)$ КОС являє собою перетворення Фур'є від розподілу амплітуди світлової хвилі у площині апертури вхідного транспаранта, тобто

$$h_{sa}(\mu x_3, \mu y_3) = C'_0 F\{t_{oa}(x_1, y_1)V(x_1, y_1)\}. \quad (4.137)$$

Нехай вхідний транспарант обмежений круглою апертурою радіусом r_{oa} й освітлюється лазерним пучком з гауссовим розподілом амплітуди. Тоді

$$t_{oa}(x_1, y_1) = t_{oa}(r_1) = \begin{cases} 1, & \text{коли } r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \leq r_{oa}; \\ 0 & \text{в інших випадках;} \end{cases} \quad (4.138)$$

$$V(x_1, y_1) = V(r_1) = V_0 \frac{r_{l0}}{r_l} \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_l^2}\right), \quad (4.139)$$

де r_l – радіус лазерного пучка у площині вхідного транспаранта; V_0 – амплітуда світлової хвилі у площині x_0y_0 ; r_{l0} – радіус перетяжки лазерного пучка у площині x_0y_0 .

Оскільки функції $t_{oa}(r_1)$ і $V(r_1)$ є вісесиметричними, то імпульсний відгук (4.137) варто визначати як одновимірне перетворення Фур'є–Бесселя, тобто

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 \int_0^\infty t_{oa}(r_1) V(r_1) J_0(2\pi\mu r_3 r_1) r_1 dr_1. \quad (4.140)$$

Підставимо функції (4.138) і (4.139) до інтеграла (4.140):

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 V_0 \frac{r_{l0}}{r_l} \int_0^{r_{oa}} \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_l^2}\right) J_0(2\pi\mu r_3 r_1) r_1 dr_1. \quad (4.141)$$

Для обчислення інтеграла (4.141) скористаємося табличним інтегралом 1.8.2.4 із довідника [88]:

$$\int_0^z x^{\nu+1} e^{ax^2} J_\nu(bx) dx = \frac{b^\nu e^{az^2}}{(2ja)^{\nu+1}} \times \quad (4.142)$$

$$\times [U_{\nu+1}(2jaz^2, bz) - jU_{\nu+2}(2jaz^2, bz)],$$

де $U_\nu(y, \xi)$ – функція Ломмеля двох змінних,

$$U_\nu(y, \xi) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \left(\frac{y}{\xi}\right)^{2k+\nu} J_{2k+\nu}(\xi). \quad (4.143)$$

Зробимо заміну в інтегралі (4.142): $\nu = 0$; $z = r_{oa}$; $a = -\frac{1}{r_l^2}$; $b = 2\pi\mu r_3$, тоді інтеграл (4.141) з урахуванням табличного інтеграла (4.142) перетворюється до вигляду

$$h_{sa}(\mu r_3) = 2\pi C'_0 V_0 \frac{r_{l0}}{r_l} \frac{\exp\left(-\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right)}{2ja} \times \quad (4.144)$$

$$\times \left[U_1\left(-\frac{2j}{r_l^2} r_{oa}^2, 2\pi\mu r_3 r_{oa}\right) - jU_2\left(-\frac{2j}{r_l^2} r_{oa}^2, 2\pi\mu r_3 r_{oa}\right) \right].$$

Після підстановки функції Ломмеля (4.143) у формулу (4.144) і виконання математичних перетворень отримаємо функцію, яка відповідає імпульсному відгуку КОС,

$$h_{sa}(\mu r_3) = \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \exp\left(-\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right) \sum_{k=1}^{\infty} \left(2\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right)^k \frac{J_k(2\pi\mu r_{oa} r_3)}{(2\pi\mu r_{oa} r_3)^k}. \quad (4.145)$$

4.8.2. Аналіз вихідного сигналу когерентного оптичного спектроаналізатора

Результати чисельного аналізу імпульсного відгуку КОС (4.145), виконаного за допомогою комп'ютера, подано на рис. 4.26. Із графіків видно, що зі збільшенням нерівномірності освітленості апертури вхідного транспаранта, яка визначається відношенням r_{oa}/r_l , відбувається розширення імпульсного відгуку КОС. Якщо $\frac{r_{oa}}{r_l} < 1$, внесок доданків у виразі (4.145) зменшується зі зростанням їх

порядкового номера k . Дослідження функції (4.145) показали, що для випадку, коли $\frac{r_{oa}}{r_l} < 0,7$, цю функцію можна записати лише у вигляді суми двох доданків, тобто

$$h_{sa}(\mu r_3) = \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \exp\left(-\frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right) \times \times 2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \left[\frac{J_1(2\pi\mu r_{oa} r_3)}{2\pi\mu r_{oa} r_3} + 2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} \frac{J_2(2\pi\mu r_{oa} r_3)}{(2\pi\mu r_{oa} r_3)^2} \right]. \quad (4.146)$$

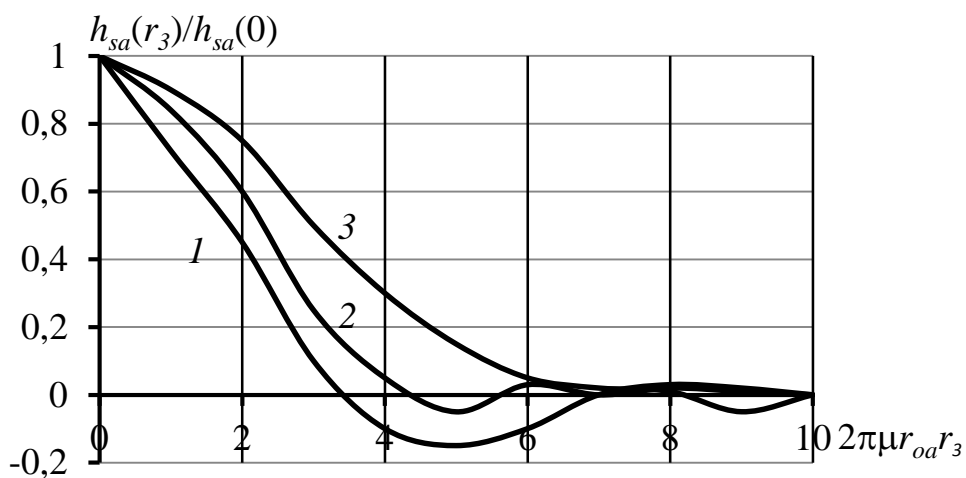


Рис. 4.26. Залежність форми імпульсного відгуку від нерівномірності освітленості вхідного транспаранта: 1 – $r_{oa}/r_l = 0,1$; 2 – $r_{oa}/r_l = 1$; 3 – $r_{oa}/r_l = 2$

Будь-яку функцію, що задовольняє умови Дирихле, можна представити у вигляді інтеграла Фур'є, тобто у вигляді нескінченної суми гармонічних складових. Тому досліджуватимемо реакцію КОС, що має імпульсний відгук (4.145), на вхідний сигнал у вигляді амплітудної синусоїдальної дифракційної ґратки необмежених розмірів із просторовою частотою ν_0 , амплітудний коефіцієнт пропускання якої описується функцією

$$t_o(x_1, y_1) = t_{o0} + t_{o1} \cos(2\pi\nu_0 x_1), \quad (4.147)$$

де t_{o0} – постійна складова; t_{o1} – амплітуда гармонічної складової.

Просторовий спектр дифракційної ґратки (4.147) нескінченних розмірів у площині x_3y_3 описується функцією, яка була отримана у розділі 2 [9]:

$$T_o(\mu x_3, \mu y_3) = \delta(\mu y_3) \times \left\{ t_{o0} \delta(\mu x_3) + \frac{1}{2} t_{o1} [\delta(\mu x_3 + \nu_0) + \delta(\mu x_3 - \nu_0)] \right\}, \quad (4.148)$$

де $\delta(z)$ – дельта-функція.

Підставимо функцію (4.148) у рівняння (4.135). Використовуючи імпульсний відгук (4.145) і фільтрувальну властивість дельта-функції, отримаємо розподіл амплітуди поля для одного із бокових максимумів:

$$V_{m1}(x_3, y_3) = \frac{1}{2} t_{o1} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \exp\left(-\frac{r_{0a}^2}{r_l^2}\right) \sum_{k=1}^{\infty} \left(2 \frac{r_{0a}^2}{r_l^2}\right)^k \frac{J_k\left[2\pi r_{0a} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2}\right]}{\left[2\pi r_{0a} \sqrt{(\mu x_3 - \nu_0)^2 + (\mu y_3)^2}\right]^k}. \quad (4.149)$$

4.8.3. Сигнал на виході приймача випромінювання

Розглянемо методику розрахунку електричного сигналу на виході приймача випромінювання, чутлива площа якого обмежена круглою діафрагмою радіусом r_D . Визначимо амплітуду сигналу в центрі дифракційного максимуму (4.149). Коефіцієнт пропускання польової діафрагми ПВ, центр якої збігається з положенням максимуму $\left(\frac{\nu_0}{\mu}, 0\right)$, визначається функцією

$$t_D(x_3, y_3) = \begin{cases} 1, & \text{коли } \left(x_3 - \frac{\nu_0}{\mu}\right)^2 + y_3^2 \leq r_D^2; \\ 0 & \text{в інших випадках.} \end{cases} \quad (4.150)$$

Для польової діафрагми (4.150) вихідний сигнал ПВ

$$u_D = 2\pi R_D \int_0^{r_D} E(r'_3) r'_3 dr'_3, \quad (4.151)$$

де r'_3 – радіус полярної системи координат, центр якої збігається з центром бокового максимуму (6.63), $r'_3 = \sqrt{\left(x_3 - \frac{v_0}{\mu}\right)^2 + y_3^2}$; R_D – інтегральна чутливість ПВ; $E(r'_3)$ – освітленість чутливої площадки ПВ, $E(r'_3) = |V(r'_3)|^2$.

Підставимо функцію (4.149) в інтеграл (4.151):

$$u_{D,m1} = 2\pi R_D \left(\frac{1}{2} t_{o1} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l\right)^2 \exp\left(-2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right) \times \\ \times \int_0^{r_D} \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} \left(2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2}\right)^k \frac{J_k\left[2\pi r_{oa} \sqrt{(\mu x_3 - v_0)^2 + (\mu y_3)^2}\right]}{\left[2\pi r_{oa} \sqrt{(\mu x_3 - v_0)^2 + (\mu y_3)^2}\right]^k} \right\}^2 r'_3 dr'_3. \quad (4.152)$$

Вираз (4.152) значно спрощується для випадків рівномірного освітлення вхідного транспаранта, коли $\frac{r_{oa}}{r_l} < 0,2$, і гауссового освітлення, коли $\frac{r_{oa}}{r_l} > \sqrt{2}$.

Для рівномірного освітлення функцію (4.152) можна записати лише у вигляді суми двох доданків аналогічно виразу (4.149). Використавши табличний інтеграл 1.8.3.5 із довідника [88],

$$\int x^{1\pm\nu} J_\nu^2(x) dx = \frac{1}{2(1\pm 2\nu)} x^{2\pm 2\nu} [J_{\nu\pm 1}^2(x)],$$

отримаємо функцію

$$u_{D,m1} = \frac{\pi}{4} R_D \left(\frac{t_{o1} C'_0 V_0 r_{l0}}{\mu}\right)^2 \frac{r_{oa}^2}{r_l^2} [1 - J_0^2(2\pi\mu r_{oa} r_D) - J_1^2(2\pi\mu r_{oa} r_D)]. \quad (4.153)$$

Для гаусівського освітлення функцію (4.152) можна записати лише у вигляді

$$u_{D,m1} = 2\pi R_D \left(\frac{1}{2} t_{o1} \pi C'_0 V_0 r_{l0} r_l \right)^2 \int_0^{r_D} \exp[-2(\pi \mu r_l r'_3)^2] r'_3 dr'_3. \quad (4.154)$$

Використавши табличний інтеграл 1.3.3.7 із довідника [89],

$$\int_0^z x e^{-ax^2} dx = \frac{1}{2a} (1 - e^{-az^2}),$$

функцію (4.154) запишемо у вигляді

$$u_{D,m1} = \frac{\pi}{2} R_D \left(\frac{t_{o1} C'_0 V_0 r_{l0}}{\mu} \right)^2 \{1 - \exp[-2(\pi \mu r_l r_D)^2]\}. \quad (4.155)$$

Графіки залежності вихідного сигналу ПВ $u_{D,m1}$ від радіуса r_D польової діафрагми, які визначаються функціями (4.153) і (4.155), зображено на рис. 4.27. Аналіз цих функцій показує, що зі збільшенням радіуса r_D величина вихідного сигналу $u_{D,m1}$ збільшується. Для гауссового освітлення вхідного транспаранта сигнал ПВ перевищує сигнал, утворений рівномірним освітленням транспаранта.

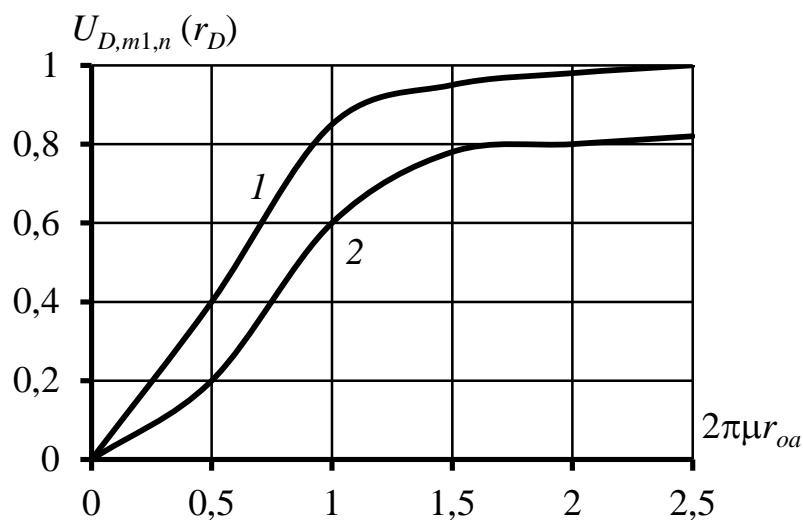


Рис. 4.27. Залежність нормованого вихідного сигналу КОС $u_{D,m1,n}(r_D) = u_{D,m1}(r_D)/u_{D,m1}(\infty)$ від радіуса r_D польової діафрагми ПВ: 1 – $r_{oa}/r_{l0} = 0,2$; 2 – $r_{oa}/r_{l0} = \sqrt{2}$

На виході ПВ, крім корисного (інформативного) сигналу $u_{D,m1}$, завжди спостерігається шумовий сигнал U_{Dn} . Для достовірного вимірювання сигналу $u_{D,m1}$ потрібно забезпечити задане відношення сигнал/шум (Signal Noise Ratio) $SNR = \frac{u_{D,m1}}{u_{Dn}}$, тобто

$$u_{D,m1,\min} \geq SNR u_{Dn}. \quad (4.156)$$

Отже, використовуючи функції (4.153) і (4.155), або їх графіки, зображені на рис. 4.27, з умови (4.156) можна визначити мінімальну величину $t_{o1,\min}$ спектральної складової вхідного сигналу, яку можна виміряти за допомогою КОС за заданих йому конструктивних параметрів.

РОЗДІЛ 5 РЕКОМЕНДАЦІЇ ПО ВИБОРУ ПАРАМЕТРІВ КОМПОНЕНТІВ МАКЕТА ЦКОС

5.1. Приклади проектування КОС

5.1.1. Розрахунок узагальнених характеристик

В цьому підрозділі розраховуються граничні просторові частоти, просторова спектральна роздільна здатність та наведено енергетичний розрахунок КОС, в якому вхідний транспарант знаходиться на відстані f перед фур'є-об'єктивом. Система складається з джерела випромінювання - лазера, вхідного транспаранта – квадратний отвір, фур'є-об'єктива та приймача випромінювання. Нижче наведені їх характеристики.

Вихідні дані для розрахунку:

- параметри лазера: довжина хвилі $\lambda = 635$ нм, потужність $\Phi = 4,5$ мВт;

- параметри фур'є-об'єктива: діаметр вхідної зіниці $D_p = 36$ мм, фокусна відстань $f = 100$ мм, відносний отвір $D_p : f = 1 : 2,8$, коефіцієнт пропускання на довжині хвилі $\lambda = 635$ нм $\tau_o = 0,8$.

- розмір вхідного транспаранта $a \times b = 25 \times 25$ мм²;

- еталонний вхідний сигнал – квадратний отвір розміром $0,1 \times 0,1$ мм²;

- параметри ПЗЗ-матриці: час накопичення $T_i = 33$ мс; розмір пікселя $V_D \times W_D = 14 \times 14$ мкм²; чутливість на довжині хвилі 635 нм $R_D = 6$ В·см²/мкДж; напруга шумового сигналу $u_n = 200$ мкВ.

Для знаходження робочого діапазону просторових частот знайдемо граничні просторові частоти. Розглянемо одновимірний розподіл поля уздовж осі x . Для того, щоб знайти робочий діапазон просторових частот скористаємось законами геометричної оптики. Оптична система КОС пропускає просторові частоти тільки в межах від 0 до $\nu_{x,max}$. Розглянемо таке проходження променя через фур'є-об'єктив, при якому буде пропускатись максимальна просторова частота (рис. 5.1).

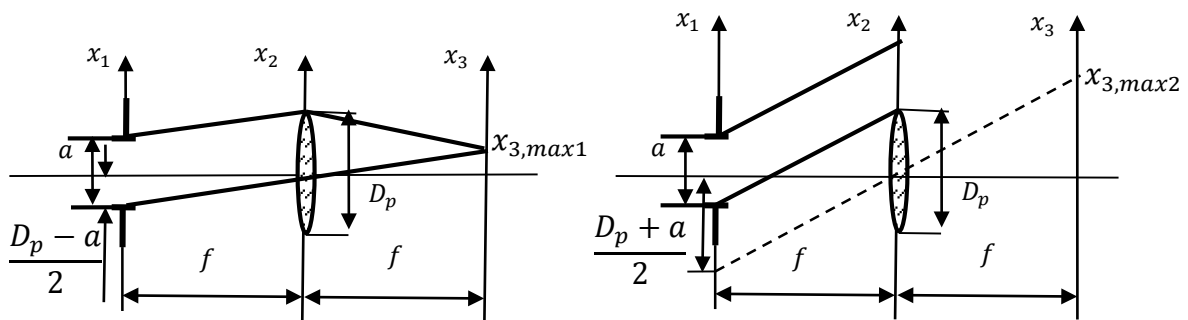


Рис. 5.1. Проходження променя через фур'є-об'єктив: а - віньєтування відсутнє; б - віньєтування змінюється від 1 до 0

Із рис. 5.1 видно, що граничні просторові частоти будуть дорівнювати:

$$\nu_{x,max1} = \frac{x_{3,max1}}{\lambda f} = \frac{D_p - a}{2\lambda f}; \quad \nu_{x,max2} = \frac{x_{3,max2}}{\lambda f} = \frac{D_p + a}{2\lambda f}, \quad (5.1)$$

де D_p – діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива; a – розмір транспаранта.

При цьому необхідно відзначити, що в спектральному діапазоні від 0 до $\nu_{x,max1}$ він'єтування в системі відсутнє, а в межах від $\nu_{x,max1}$ до $\nu_{x,max2}$ – змінюється від 1 до 0. За межами просторової частоти $\nu_{x,max2}$ сигнал буде відсутній.

За формулами (5.1) розраховуємо ці частоти

$$\nu_{x,max1} = \frac{36-25}{2 \cdot 633 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 86,6 \text{ мм}^{-1};$$

$$\nu_{x,max2} = \frac{36+25}{2 \cdot 633 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 480,3 \text{ мм}^{-1}.$$

Таким чином, в діапазоні просторових частот від 0 мм^{-1} до 86,6 мм^{-1} він'єтування в системі відсутнє, а в межах від 86,6 мм^{-1} до 480,3 мм^{-1} - змінюється від 1 до 0. За межами частоти 480,3 мм^{-1} сигнал буде відсутній.

Просторову смугу пропускання знаходимо за формулою (3.10):

$$SBP = \frac{25}{635 \cdot 10^{-6}} \sin \left(\arctg \frac{50-25}{2 \cdot 160} \right) = 3066.$$

За формулою (3.28) знайдемо просторове спектральне розділення:

$$\delta\nu_x = \frac{2 \cdot 14 \cdot 10^{-3}}{635 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 0,44 \text{ мм}^{-1}.$$

Алгоритм розрахунку відношення сигнал/шум наступний:

1. Розраховуємо за відомими методиками освітленість транспаранта:

$$E_0 = \frac{\Phi}{A_{tp}} k_e = \frac{4,5 \cdot 10^{-3}}{26 \cdot 26 \cdot 10^{-6}} 0,5 = 3,33 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2},$$

де $k_e = 0,5$ – коефіцієнт ефективності освітлювальної системи КОС, яка забезпечує рівномірність освітлення вхідного транспаранту; A_{tp} – площа вхідного транспаранта.

2. За формулою (3.67) знаходимо освітленість ПЗЗ-матриці в області, де знаходиться частота Найквіста уздовж координати x_3 :

$$E(x_{3N}, 0) = 0,8 \cdot 3,33 \left(\frac{0,1 \cdot 0,1}{635 \cdot 10^{-6} \cdot 160} \right)^2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 = 1,05 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

3. За формулою (3.68) знаходимо експозицію:

$$H = 1,05 \cdot 10^{-2} \cdot 33 \cdot 10^{-3} = 3,46 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2}.$$

4. За формулою (3.69) розраховуємо величину сигналу на виході ПЗЗ-матриці:

$$u_s = 600 \cdot 3,46 \cdot 10^{-4} = 0,21 \text{ В}.$$

5. Тоді відношення сигнал/шум дорівнює:

$$SNR = \frac{0,21}{200 \cdot 10^{-6}} = 1050.$$

Таким чином, для фур'є-об'єктива з фокусною відстанню 100 мм та вхідним транспарантом розміром 25×25 мм² граничні просторові частоти дорівнюють значенням $86,6$ мм⁻¹ та $480,3$ мм⁻¹, просторове спектральне розділення дорівнює $0,44$ мм⁻¹, а відношення сигнал/шум – 1050.

5.1.2. Розрахунок граничних характеристик КОС

Розглянемо приклад розрахунку граничних характеристик КОС, що використовує гелій-неоновий лазер з довжиною хвилі випромінювання $\lambda = 632,8$ нм і дифракційно обмежений фур'є-об'єктив з фокусною відстанню $f = 100$ мм. В задній фокальній площині об'єктива встановлена камера з ПЗЗ-матрицею формату 4000×2624 , яка має пікселі розміром $V_D \times W_D = 5,9 \times 5,9$ мкм. Розмір чутливої поверхні матриці $23,6 \times 15,5$ мм². Вхідний транспарант

діаметром $2R_o = 25$ мм розташований в передній фокальній площині об'єктива.

Для знаходження обмеження, що обумовлено явищем дифракції на вхідній апертурі транспаранта, скористаємось формулою (4.90):

$$\Delta v_{x0} = \frac{1,22}{25} = 0,049 \text{ мм}^{-1}.$$

Обмеження за рахунок матричної структури приймача випромінювання розраховується за виразом (4.91)

$$\Delta v_{xD} = \frac{2 \cdot 5,9 \cdot 10^{-3}}{632,8 \cdot 10^{-6} \cdot 100} = 0,15 \text{ мм}^{-1}.$$

Для узгодження ПЗЗ-матриці з оптичною системою за виразом (4.92) знайдемо розмір чутливої площадки приймача випромінювання:

$$V_D = 0,305 \frac{0,6328 \cdot 100}{12,5} = 1,5 \text{ мкм}.$$

Отже, для узгодження основних компонентів когерентного спектроаналізатора, при розмірі вхідного транспаранта 25 мм, необхідно вибрати матричний приймач з розміром пікселя 1,5 мкм. ПЗЗ-матриця з малим розміром пікселя в основному зустрічається в цифрових камерах, які мають великий формат матриці.

Просторову смугу пропускання такої системи для одновимірного випадку визначимо за формулою (3.7), яку представимо у вигляді

$$SBP = v_x \cdot 2R_o = \frac{X_D}{2\lambda f} 2R_o = \frac{23,6}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6} \cdot 100} 25 = 4662,$$

де X_D – розмір матриці. Отриманий результат справедливий при відсутності він'єтування в об'єктиві.

5.1.3. Розрахунок смуги пропускання КОС з дифракційною лінзою

Знайдемо ширину смуги пропускання КОС, в якому в якості фур'є-об'єктива використовується дифракційна лінза з фокусною відстанню 220 мм.

Вихідні дані для розрахунку смуги SBP такі:

- параметри лазера: довжина хвилі $\lambda = 632,8$ нм;
- параметри фур'є-об'єктива: діаметр вхідної зіниці $D_p = 78,6$ мм, фокусна відстань $f = 220$ мм; діафрагмове число об'єктива $k_l = 2,8$;
- розмір вхідного транспаранта $a \times b = 25 \times 25$ мм²;
- діафрагмове число оптичної системи $k_s = 6,2$.

Підставляючи вихідні дані до формулу (4.106), отримаємо ширину просторової смуги пропускання SBP :

$$SBP = \frac{35,5}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6}} \left(\frac{1}{2,8} - \frac{1}{6,2} \right) = 5494.$$

За формулою (4.108) розрахуємо розміри вхідного транспаранта, при якому смуга SBP буде максимальною:

$$D_a = \frac{D_l}{2} = \frac{78,6}{2} = 39,3 \text{ мм.}$$

Звідси діафрагмове число оптичної системи буде дорівнювати:

$$k_s = \frac{f}{D_a} = 5,6.$$

Тоді підставляючи значення у вираз (4.106), отримаємо:

$$SBP = \frac{39,3}{2 \cdot 632,8 \cdot 10^{-6}} \left(\frac{1}{2,8} - \frac{1}{5,6} \right) = 5545.$$

Таким чином, за допомогою дифракційної лінзи з фокусною відстанню 220 мм можна досягнути максимальної ширини смуги пропускання рівної 5545.

5.2. Структура і принцип роботи макета когерентного процесора

На підставі результатів теоретичного дослідження когерентного оптичного спектроаналізатора, що представлені в попередніх розділах монографії, було розроблено структуру макета оптико-електронного процесора і розглянуто принцип його роботи. В основу макету було покладено оптичний фур'є-процесор з пристроєм вводу інформації за допомогою рідинно кристалічного модулятора світла [15] і патенту України 118780 [90].

Розглянемо структурну схему і принцип роботи лабораторного макету когерентного оптико-електронного фур'є-процесора, який був розроблений в Санкт-Петербурзькому політехнічному університеті [15]. На рис. 5.2 наведена структурно-функціональна схема такого процесора, до складу якої входять: 1 – напівпровідниковий лазер; 2 – світофільтр нейтральної щільності; 3 і 8 – поляризатори Polaroids; 4 і 5 – телескопічна система для розширення лазерного променя, що необхідно для рівномірного освітлення вхідної апертури модулятора; 6 – рідинний кристалічний просторовий модулятора світла LC SLM (liquid-crystal spatial light modulator); 7 – фур'є-об'єктив; 9 – Web-камера; 10 – блок керування LC SLM; 11 – комп'ютер; 12 – монітор.

Тонкі плівки поляризаторів не пропускають світло у випадку, коли керуюча напруга на модуляторі дорівнює нулю. Як LC SLM було використано матрицю розміром $10,5 \times 9$ мм² кольорового відеопроєктора з роздільною здатністю 1024×768 пікселів. Частота оновлення кадрів складала 70 Гц. Оптичні сигнали були введені до матриці за допомогою комп'ютера через блок введення зображення відео проєктора для того, щоб усунути контроль і ланцюги блокування з метою використання одного із трьох кольорових каналів проєктора.

Створений процесор використовувався в двох режимах: в якості аналізатора просторово-частотного спектра вхідних зображень і як пристрій одно ступінчатого перетворення Фур'є в когерентній системі кореляційної обробки зображень.

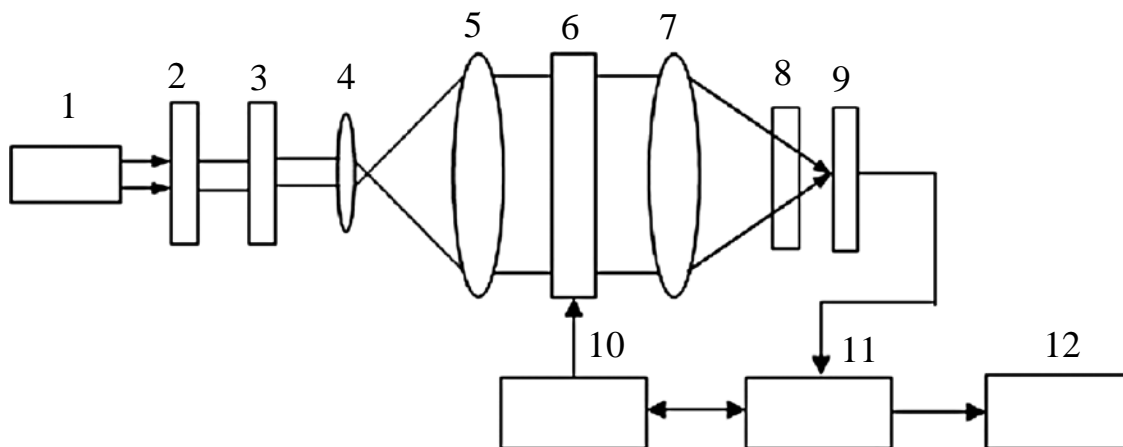


Рис. 5.2. Схема оптичного процесора з пристроєм вводу зображення на основі рідинно кристалічного просторового модулятора світла: 1 – лазер; 2 – нейтральний світлофільтр; 3 і 8 – поляризатори; 4 і 5 – телескопічна система для розширення лазерного променя; 6 – LC SLM; 7 – фур'є-об'єктив; 9 – Web-камера; 10 – блок керування LC SLM; 11- комп'ютер; 12 – монітор

В першому випадку, вхідні сигнали зображення з цифрової

камери або із пам'яті комп'ютера надходили до оптичної системи за допомогою модулятора 6, а вихідні відеосигнали з Web-камери 9 надходили до комп'ютера 11 для їх аналізу (вимірювання) і представлення в зручному вигляді на моніторі 12. При цьому вхідні сигнали зображення або з пам'яті комп'ютера подавалися на вхід оптичної системи за допомогою LC-SLM, в той час як вихідні сигнали, записані за допомогою фотодетектора, були передані на комп'ютер для їх представлення на моніторі в зручну форму для аналізу (загальний вигляд, перетин тощо).

В другому випадку, обробка зображення здійснювалась в два етапи. На першому етапі на виході процесора формуються просторові спектри досліджуваного і еталонного зображень. На другому етапі комп'ютер формує добуток цих спектрів, який за допомогою блока керування модулятора 10 надходить на вхід спектроаналізатора. На виході спектроаналізатора Web-камера 9 реєструє кореляційну функцію вихідного і еталонного зображень, яка обробляється комп'ютером для визначення положення піків функції і підвищення відношення сигнал/шум.

Розроблений лабораторний макет використовувався для фізичного моделювання та дослідження роботи системи оптичної обробки інформації. Макет дозволяє моделювати кореляційну і просторово-частотну обробку зображень, отриманих за допомогою цифрових камер. Основним недоліком цього макету є обмеження функціональних можливостей, а саме неможливість спектральної фільтрації оптичних сигналів (зображень) в реальному масштабі часу.

В патенті України 118780 [90] запропоновано більш досконалий оптико-цифровий процесор для обробки космічних зображень.

В основу корисної моделі поставлена задача удосконалення процесора для спектральної фільтрації оптичних зображень, підвищення якості оброблених зображень, сформованих цифровою камерою в реальному масштабі часу за рахунок зміни електронної системи обробки сигналів.

Поставлена задача вирішується тим, що оптико-електронний процесор складається із когерентного оптико-електронного спектроаналізатора, електронної системи обробки сигналів, комп'ютера, до якого підключено спектроаналізатор та блок керування просторово-часового модулятора.

Новим є те, що між комп'ютером і блоком керування модулятора додатково встановлено пристрій формування і вводу просторового фільтра, до якого підключена зовнішня цифрова камера.

5.3. Рекомендації по вибору окремих елементів макета процесора

Для розробки лабораторного макету, який дозволить провести дослідження оптико-цифрового процесора для обробки зображень, пропонується використовувати комп'ютерний проектор (бажано чорно-білого зображення). Головна причина такого підходу полягає в можливості використання електронного блоку проектора для вводу

зображення, що підлягає обробці, в оптичну систему з комп'ютера, або безпосередньо з цифрової камери.

5.3.1. Комп'ютерні (мультимедійні) проектори

Серед розроблених на сьогоднішній день технологій формування зображення на проекційному екрані можна виділити чотири основних, які отримали найбільш широке застосування і відрізняються в першу чергу елементом, що використовується для формування зображення (рис. 5.3) [91]:

- CRT - Cathode Ray Tube;
- LCD - Liquid Crystal Display;
- D-ILA - Direct Drive Image Light Amplifier;
- DLP - Digital Light Processing.

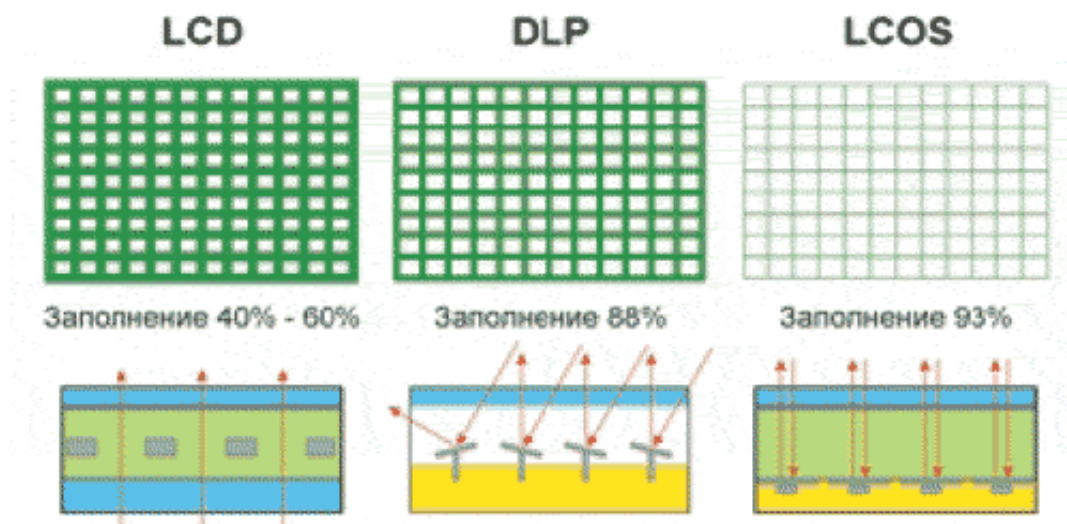


Рис. 5.3. Основні технології формування зображення

В мультимедійних проекторах найчастіше використовуються технологія LCD (Liquid Crystal Display), в яких функцію формувача зображення виконує LCD–матриця, що працює на пропускання. По принципу дії такі прилади нагадують звичайні проектори з тією різницею, що проєктоване на екран зображення формується при проходженні світлового потоку не через слайд, а через рідинно кристалічну панель, яка складається із великої кількості електрично керованих елементів – пікселів (рис. 5.4). В залежності від величини прикладеної до пікселя напруги змінюється його пропускання і як наслідок рівень освітленості екрану, на який проєктується даний піксель.

LCD–технологія дозволила значно зменшити габарити і вартість проєкторів. В той же час із-за обмеженості власного оптичного просторового розділення, яке визначається числом пікселів в матриці, LCD–проєктори формують зображення без спотворень тільки для одного комп’ютерного стандарту SVGA, XGA і т.п. Для інших стандартів застосовуються спеціальні алгоритми їх перетворення до цифрового формату проєктора. Наявність непрозорих проміжків між окремими пікселями в матриці призводить до появи на екрані сітки, яка може спостерігатись з малої відстані від екрана (рис. 5.3).

Принцип роботи РК–матриць, які формують зображення в LCD–проєкторах, ґрунтується на властивості молекул рідинно кристалічної речовини змінювати просторову орієнтацію під дією електричного поля і впливати на орієнтацію площини поляризації світла, що проходить через речовину. Якщо речовина розташована

між схрещеними поляризаторами, то згідно закону Малюса пропускання такого пікселя залежить від повороту площини поляризації світла під дією електричного поля, тобто здійснюється модуляція світла.

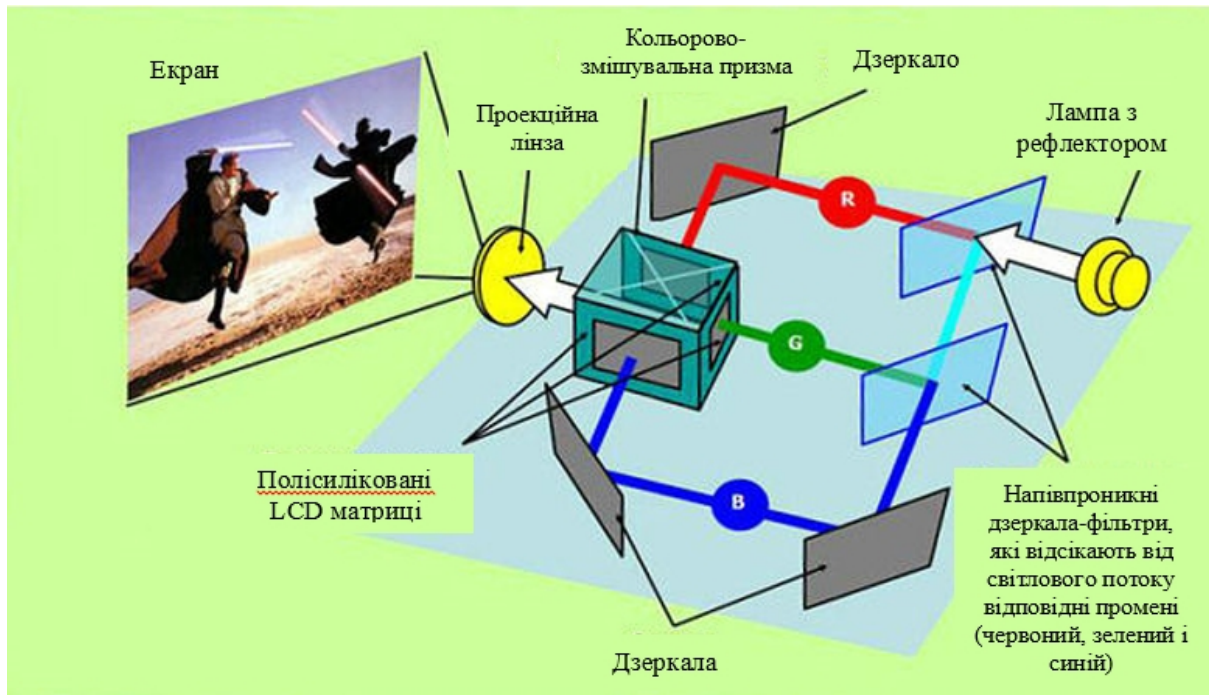


Рис. 5.4. Схема 3-х каналного проектора, який використовує LCD-матриці

В LCD-матрицях з активною адресацією пікселів, які застосовують кристал із аморфного кремнію, кожен піксель керується окремим тонко плівковим транзистором (TFT - Thin Film Transistor). Сам транзистор і з'єднувальні провідники займають значну частину матриці, що призводить до зниження просторового розділення.

Світлове випромінювання лампи за допомогою конденсора перетворюється в рівномірний світловий пучок, із якого дихроїчні дзеркала-фільтри виділяють три кольорові складові (червону, зелену і синю) і направляють їх на відповідні LCD-матриці. Сформовані

ними кольорові зображення об'єднуються в кольорово-змішувальному призматичному блоці в одно повно кольорове зображення, яке потім проектується об'єктивом на зовнішній екран.

На рис. 5.5 представлено об'єктив з блоком LCD-матриць, а на рис. 5.6 – внутрішня конструкція 3-х каналного проектора, який використовує LCD-матриці.



Рис. 5.5. Оптичний модуль LCD-проектора (об'єктив і LCD-матриця)

Переваги LCD-проектора: малі габарити; відносно низька вартість; висока яскравість зображення; ідеальна геометрія.

Недоліки LCD-проектора: незворотна деградація LCD-матриці через 3-4 роки експлуатації; невисокий рівень чорного; «мертві» пікселі; обов'язкове охолодження; висока вартість лампи.

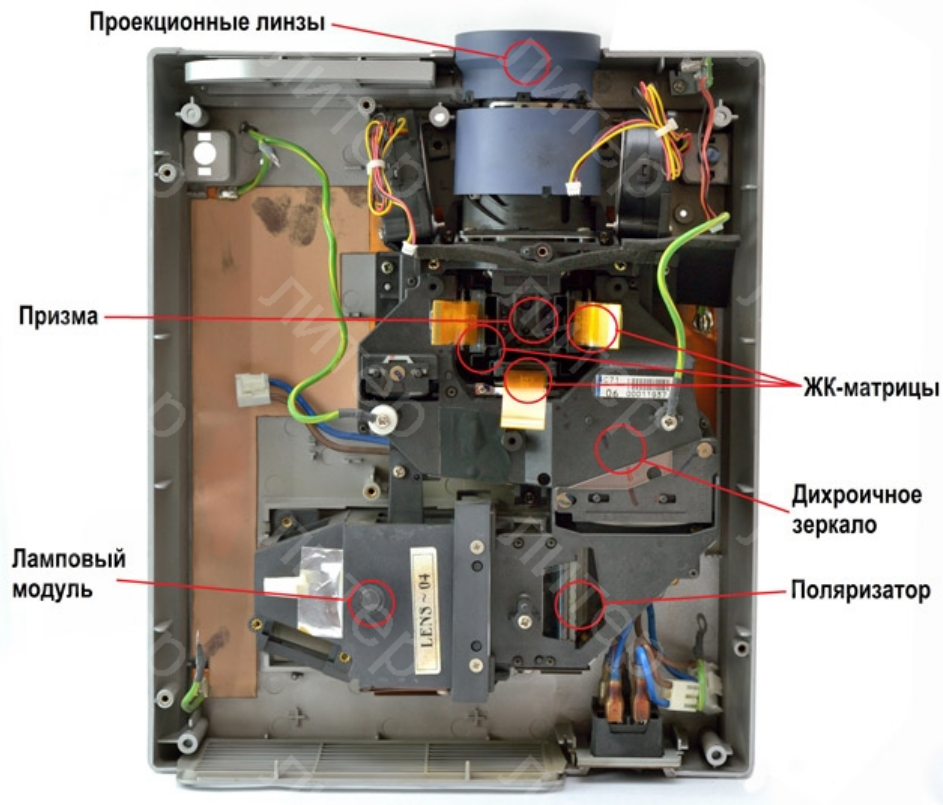


Рис. 5.6. Внутрішня конструкція 3-х каналного проектора, який використовує LCD–матриці

LCOS–технології не мають принципіальних відмінностей від LCD–технології. Матриці тут працюють не на пропускання, а на відбивання, що потребує зміни оптичної системи проектора (рис. 5.7). На жаль, жодній компанії не вдалось скомпонувати оптичні елементи так, щоб проектор став легким, простим і технологічним при масовому виробництві. Основна перевага LCOS–технологій – високе просторове розділення і малі проміжки між чутливими елементами пікселів.



Рис. 5.7. Схема 3-х канального проектора з LCOS –матрицею

Справа в тому, що працююча на пропускання LCD-матриця потребує підведення провідників керування тільки між пікселями, що зменшує прозору частину пікселя (рис. 5.8). Перевага DLP-матриць полягає в тому, що провідники керування розташовані під дзеркалами, що зменшує відстань між дзеркалами пікселів.

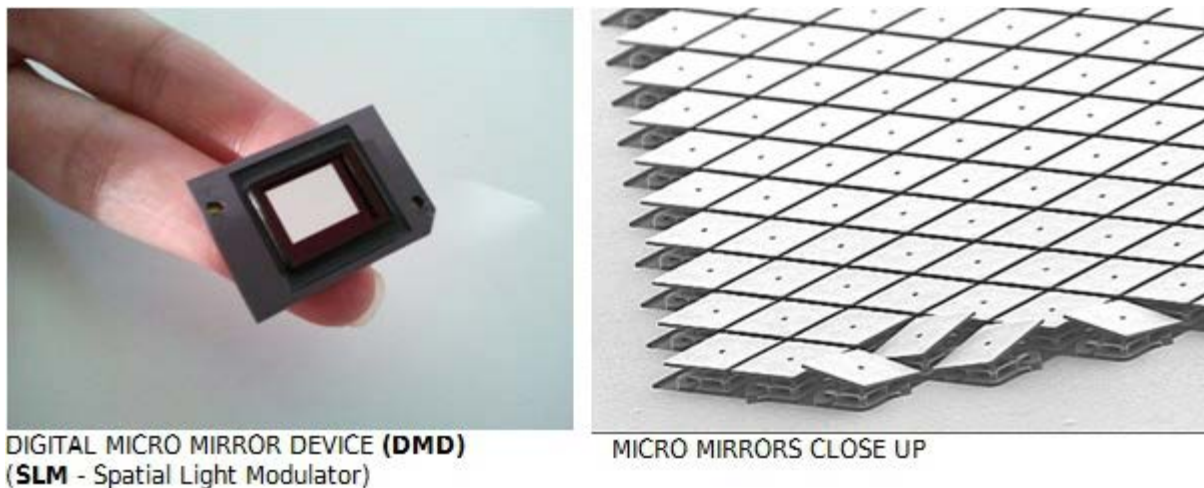


Рис. 5.8. Мікро дзеркальний ПЧМС (DLP-матриця)

Таким чином, нами рекомендовано використовувати серійні проектори, бажано одно каналні. При цьому в проекторі необхідно виконати деякі доробки, а саме:

1. Вилучити освітлювальну систему, яка складається із спеціальної лампи з електронним блоком керування освітлювальною системою.

2. Встановити на місце старої освітлювальної системи нову систему, яка складається з напівпровідникового лазера (можливе використання гелій-неонового лазера), нейтрального світлофільтра, поляризатора; телескопічної системи для розширення лазерного променя.

3. Від'єднати елементи захисту освітлювальної системи проектора, які автоматично виключають проектор при наявності несправності системи.

4. За допомогою електронної системи проектора або додаткового світлофільтра досягти можливість використання одного

із трьох кольорових каналів проектора, який узгоджений з випромінюванням лазера.

5. Якщо в процесорі використовується об'єктив проектора, необхідно встановити матрицю в передню фокальну площину об'єктива, а його задню фокальну площину використовувати, як площину предметів для Web-камери.

В якості серійного проектора можна використати, наприклад, цифровий проектор VLP-ES2 фірми Sony. Особливостями цього проектора є:

1. Висока яскравість та якість зображення, що забезпечується високоефективною оптичною системою з рідинно кристалічними матрицями VPL-CS7.

2. Високе просторове розділення за рахунок використання трьох 0,62-дюймових панелей SVGA з супер високою апертурою, які забезпечують $4,8 \cdot 10^5$ пікселів з розділенням 800×600 точок для входу RGB і 600 горизонтальних ТВ рядків для відеовходу.

3. Має короткофокусний об'єктив із збільшенням 1,2 ($f' = 18,0 - 21,6$ мм / $F = 2,2 - 2,4$).

4. Автоматично сприймає відеосигнали з 6 системами кольорового телебачення: NTSC, PAL, SECAM, NTSC_{4,43}, PAL-M, PAL-N. Може працювати з 32 типами сигналів від зовнішніх пристроїв.

5.3.2. Напівпровідникові лазери

Існує велика кількість напівпровідникових лазерів, які можна використовувати в якості джерела випромінювання.

Загальні вимоги для таких лазерів:

1. Спектр випромінювання повинен бути узгодженим із спектральною чутливістю Web-камери і спектральним коефіцієнтом пропускання одного із каналів блоку просторових модуляторів світла (матриць) відеопроєктора.

2. Мати високу ступінь когерентності.

3. Потужність випромінювання повинна забезпечувати роботу макету в широкому діапазоні відеосигналу Web-камери.

4. Параметри лазерного пучка (кут розбіжності, розподіл інтенсивності в поперечному перерізі пучка) забезпечують спільно з телескопічною системою розширення лазерного пучка рівномірну освітленість апертури матриці модулятора світла.

5. Можливість установки освітлювальної системи в проєкторі замість блоку лампи проєктора з блоком курування.

5.3.3. Просторово-часовий модулятор світла

Для запропонованого макета оптико-електронного процесора рекомендуємо використовувати блок матриць відеопроєктора. При цьому необхідно забезпечити:

1. Використання одного із трьох кольорових каналів блоку матриць (наприклад, зеленого) для вводу відео зображення в процесор.

2. Удосконалити блок керування матрицями (програмно або апаратно) для забезпечення можливості вводу відеосигналу в одну із трьох матриць.

3. Можливість роботи матриці при відсутності освітлювальної системи проектора шляхом відключення систем захисту матриці.

Для удосконалення макету можна використовувати індивідуальні модулятори світла, які існують на ринку. По принципу роботи ПЧМС ділять на: пропускаючі і відбиваючі, амплітудні і фазові, амплітудно-фазові.

В статті [92] була досліджена можливість використання фазового дзеркального модулятора світла для лазерних систем зв'язку та корекції хвильового фронту. Модулятор використовує рідинно кристалічний кремній, який дозволяє працювати у видимій та ближній інфрачервоній області спектру. Параметри модулятора: робочий спектральний діапазон – видимий і ближній інфрачервоний; апертура модулятора 20×15 мм²; розділення 1021×768 елементів; частота 50 Гц. Фаза кожного пікселя може змінюватись від 0 до 2π радіан.

В статті [93] досліджується амплітудний модулятор світла SLM (spatial light modulator), який працює на пропускання. Модулятор використовується в голографічних системах обробки зображень. Розглядається математична модель такого модулятора для дослідження впливу геометричних параметрів матриці на якість обробки зображень. Запропонований модулятор має формат 1920×1080 , розмір пікселя $8,5 \times 8,5$ мкм² і забезпечує full HD якість зображення.

5.3.4. Фур'є-об'єктив

В статті [56] розглядається принцип проектування фур'є-об'єктива, оптична система якого побудована на симетричній лінзовій системі, що складається з шести лінз (рис. 5.9). Основною перевагою симетричної системи є те, що за її допомоги усуваються перші чотири аберації Зейделя, окрім дисторсії. Система складається з однієї пари ідентичних триплетів, що розташовані симетрично на загальній оптичній осі. Зменшення довжини від передньої фокальної площини лінзової системи до задньої було досягнуто за рахунок розташування всіх лінзових елементів відносно близько до вхідної та вихідної зіниць, чим було забезпечено накладення головних площин об'єктива. Отже, збільшення кількості лінз в об'єктиві дозволяє усунути або зменшити аберації. В свою чергу збільшення кількості елементів, призводить до ослаблення світлового потоку за рахунок відбиття та розсіювання світла на поверхнях лінз, а також до збільшення габаритних розмірів і вартості об'єктива.

Об'єктив має такі параметри: фокусна відстань $f' = 250$ мм, роздільна здатність $\nu_{res} = 150$ мм⁻¹, максимальна хвильова аберація $W_{max} = \lambda/20$, довжина системи $L = 188$ мм.

Розглянемо деякі методи розрахунку когерентних спектроаналізаторів на основі дифракційних лінз. Метою цих розрахунків є отримання значень узагальнених характеристик, що визначають властивості приладу при певних параметрах оптичної системи.

В монографії [58] було показано, що дволінзовий об'єктив, що формує зображення в нескінченості й складається з дифракційної

лінзи та асферики, вільний від всіх монохроматичних аберацій третього порядку за виключенням коми та дисторсії. В монографії також запропонована схема поза осьового дифракційного фур'є-об'єктива та наведені методи розрахунку параметрів фур'є-аналізатора такі, як роздільна здатність в спектрі просторових частот, інформаційна ємкість, рівень когерентного шуму та габаритні розміри системи.

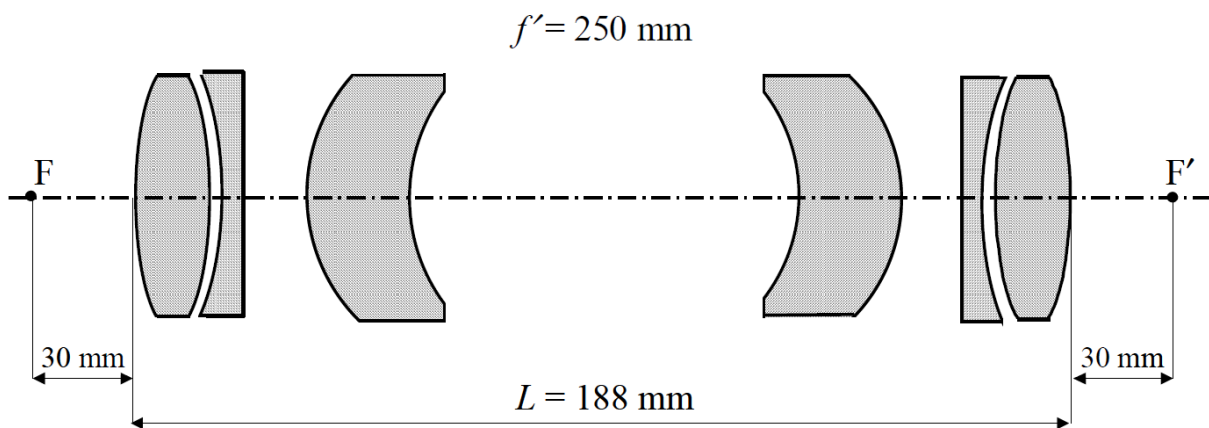


Рис. 5.9. Шестилінзовий фур'є-об'єктив

В якості фур'є-об'єктива можна використовувати об'єктиви для повноформатних дзеркальних фотоапаратів. Наприклад, фотоапарат Nikon D610 має панкратичний об'єктив, фокусна відстань якого змінюється від 24 мм до 85 мм, а діафрагмове число – від 3,5 до 4,5.

Роль фур'є-об'єктива здатні виконувати високоякісні об'єктиви для фотоапаратів. Параметри таких об'єктивів наведені в табл. 5.1, а їх зовнішній вигляд представлено на рис. 5.10.

На першому етапі створення лабораторного стенду оптико-електронного процесора якості фур'є-об'єктива можна використати власний проєкційний об'єктива відеопроєктора, або об'єктив Web-камери.

Таблиця 5.1

Технічні характеристики фотографічних об'єктивів

Тип об'єктива	Характеристика		
	Діафрагмове число	Фокусна відстань, мм	Ціна, грн
Nikon AF Nikkor 50 mm f/1,8D	1,8 – 22	50	2500
Nikon AF-S Nikkor 50 mm f/1,8G	1,8 – 16	50	5400
Sigma 50 mm f/2,8 EX DG Macro for Nikon	2,8 - 22	50	7100
Nikon AF-S Nikkor 24 - 120 mm f/4G ED VR	4 – 22	24 – 120	24000

Основні вимоги до фур'є-об'єктива:

1. Відсутня або мала дисторсія, що необхідно для лінійного перетворення координат задньої фокальної площини в просторову частоту спектра зображення.

2. Радіус вхідної зіниці повинен дорівнювати діагоналі просторового модулятора світла.

3. Діаметр кружка розсіювання повинен бути меншим розміру пікселя ПЗЗ-матриці.

4. Вибір фокусної відстані залежить від компромісу між спектральним розділенням КОС і його енергетичним розділенням.



Рис. 5.10. Об'єктиви для фотоапаратів: а – Nikon AF Nikkor 50 mm f/1,8D; б – Nikon AF-S Nikkor 50 mm f/1,8G; в – Sigma 50 mm f/2,8 EX DG Macro for Nikon; г – Nikon AF-S Nikkor 24 - 120 mm f/4G ED VR

5.3.5. Реєстратор спектру сигналу

В якості реєстратора розподілу інтенсивності світла в площині спектрального аналізу можна використовувати: фотографічні плівки, одноелементні приймачі випромінювання (ПВ) з двох координатною системою сканування, матричні приймачі

випромінювання (МПВ). Усі ці реєстратори використовувались на певному періоді розвитку оптико-електронного приладобудування.

На сучасному рівні в якості реєстратора розподілу спектра сигналу в ЦКОС доцільно використовувати ПЗЗ-матриці або КМОН-матриці [59,93]. ПЗЗ-матриця є одним з основних елементів цифрових фотоапаратів і фотокамер.

В основі роботи ПЗЗ лежить явище внутрішнього фотоефекту. При освітленні структури світловим потоком в напівпровіднику генеруються пари носіїв заряду – електрон і дірка. Під дією позитивної напруги дірки витісняються в глиб напівпровідника, а неосновні носії заряду, електрони, накопичуються в потенціальній ямі. Тут вони можуть зберігатися достатньо тривалий час, оскільки дірок в збідненій області немає і електрони не рекомбінують. Електроди виготовлені з полікристалічного кремнію, який є прозорим майже у всьому видимому діапазоні. Якщо два мініатюрних конденсатори розмістити один біля одного так, щоб їх електричні поля впливали один на одного, потенціальні ями двох конденсаторів стануть зв'язаними, а накопичений заряд потече в більш глибоку потенціальну яму. Таке перетікання зарядів складає основу принципу дії пристроїв з зарядовим зв'язком.

Простий ПЗЗ-приймач являє собою конденсатор, здатний під дією світла накопичувати електричний заряд в МОН-конденсаторі. За своєю структурою такі конденсатори представляють собою сандвіч із метала, оксиду і напівпровідника (від перших літерів цих компонентів вони і отримали свою назву). В якості напівпровідника

використовується легований кремній p -типу, тобто такий напівпровідник, в якому за рахунок атомів домішки (легування) утворюються додаткові дірки. Над напівпровідником розташований тонкий шар, діелектрика (оксиду кремнію), а зверху – шар металу, що виконує функцію затвора.

Двовимірний масив (матрицю) пікселів отримують за допомогою стоп-каналів, що розділяють електродну структуру ПЗЗ на стовпці. Стоп-канали — це вузькі області, що формуються спеціальними технологічними прийомами в поверхневій області, які перешкоджають розтіканню заряду в сусідні стовпці. Як правило, такі матриці складаються з двох ідентичних областей – області накопичення і області зберігання. Пристрій схематично показаний на рис. 5.11.

За час експозиції в секції накопичення утворюються фотоелектрони. Після цього тактові імпульси, що подаються на затвори, переносять накопичені заряди із секції накопичення до затемненої секції зберігання, тобто фактично відбувається передача усього кадру. Тому така архітектура і отримала назву ПЗЗ з покадровим переносом.

Після переносу секція накопичення очищається і може повторно накопичувати заряди, в той час як із секції пам'яті заряди потрапляють в горизонтальний регістр зчитування. Структура горизонтального регістра аналогічна до структури ПЗЗ-сенсора і має три затвори для переносу заряду.

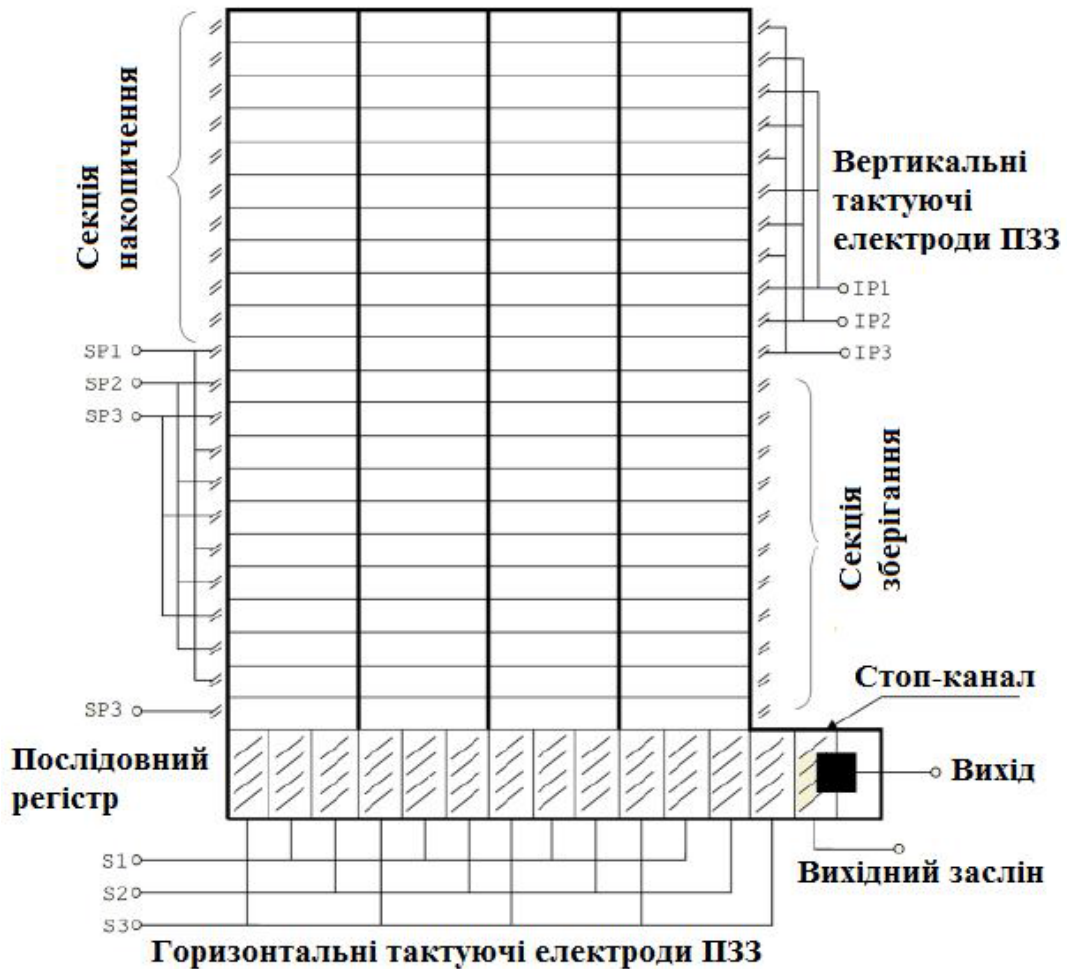


Рис. 5.11. Структура ПЗЗ-матриці

Область зберігання захищена від дії світла світлонепроникним покриттям. Зарядовий рельєф, сформований в області накопичення, швидко переноситься в область зберігання і, потім, поки експонується наступний кадр, зчитується по-рядково у вихідний (послідовний) регістр зсуву. Кожний елемент горизонтального регістра має зарядовий зв'язок з відповідним стовбцем секції пам'яті, і за кожен тактовий імпульс із секції накопичення в регістр зчитування надходить увесь рядок, який після цього передається до вихідного підсилювача для подальшої обробки.

Розглянута схема ПЗЗ-матриці має одну безсумнівну перевагу - високий коефіцієнт заповнення (fill factor). Цим терміном називають відношення фоточутливої площі матриці до її загальної площі. У матриць з покадровим переносом коефіцієнт заповнення досягає практично 100%. Така особливість дозволяє створювати на їх основі надзвичайно чутливі прилади.

Основні параметри ПЗЗ-матриць:

- *Кількість пікселів матриці (Array Format)*. Цей параметр характеризує роздільну здатність датчика. Чим більше пікселів, тим більш деталізованим буде зображення. Роздільна здатність визначається двома способами. По-перше, можна підрахувати загальне число пікселів (наприклад, якщо воно становить 1,5 мільйона, говорять про 1,5-мегапіксельну камеру). По-друге, можна вказати кількість стовпців і рядків ПЗЗ-матриці, що беруть участь у формуванні зображення (скажімо, 1360×1020) - це максимальний розмір кадру у пікселях, тобто число активних пікселів, які використовуються для одержання зображення. Різниця між цими двома показниками зазвичай не перевищує 5%.
- *Оптичний формат (Optical format)* – це розмір діагоналі активної області матриці фотоелементів в дюймах і приймає значення: 1", 2/3", 1/2", 1/3", 1/4". Матриці великого формату 1", 2/3" практично перестали випускатися, оскільки камери на їх основі виходять дуже громіздкими і дорогими. Останні моделі ПЗС-матриць фірми "Sony" мають формат 1/4". На основі таких матриць деякі фірми випускають надмініатюрні камери. Але

чим менший розмір матриці, тим менша чутливість (через малу площу пікселів) і при цьому ж вноситься більший рівень шумів, погіршуючи якість зображення. Розмір матриці важливий при визначенні кута огляду камери. З однаковими об'єктивами камера на основі матриці 1/2" має більший кут огляду, ніж камера з матрицею 1/3".

- *Чутливість (Sensitivity)*. Під чутливістю розуміється відношення величини електричного сигналу, що формується датчиком, до величини його експозиції. Величина електричного сигналу часто представляється у вольтах, а експозиція в лк·сек. При обчисленні чутливості кожен виробник використовує свою власну методику, тому порівняння за цим параметром продукції різних виробників часто є некоректним.
- *Квантова ефективність (Quantum Efficiency)*. Це відношення числа зареєстрованих фотонів до їх загального числа, що потрапило на світлочутливу область матриці. Цей параметр має дуже високе значення для CCD-датчиків – у кращих зразків він досягає 95%. Для порівняння, квантова ефективність людського ока складає близько 1%.
- *Динамічний діапазон (Dynamic Range)* – це відношення максимального вихідного сигналу датчика до його власного рівня шуму. Цей параметр вказується, як правило, в дБ. Людське око має дуже великий динамічний діапазон - близько 200 дБ. Жоден штучний прилад не має такого високого значення цього параметра.

- *Відношення сигнал/шум* SNR (Signal Noise Ratio). Під відношенням сигнал/шум розуміється величина, рівна відношенню корисного відеосигналу до рівня шуму, виражена в дБ. Прийнятним відношенням сигнал/шум вважається величина не менше 50 дБ.

ПЗЗ-матриці випускаються і активно використовуються компаніями Nikon, Canon, Sony, Fuji, Kodak, Matsushita, Philips, Samsung, Sharp і багатьма іншими. В табл. 5.2 наведені параметри ПЗЗ-матриць провідних компаній, які застосовуються в сучасній техніці.

Таблиця 5.2

Основні характеристики ПЗЗ-матриць

Фірма	Марка ПЗЗ-матриці	Формат	Кількість пікселів, 10 ⁶	Розмір пікселя, мкм ²	Частота кадрів, Гц
Sony	ICX625A LA	2/3"	2456×2058	3,4×3,4	15
	ICX445A LA	1/3"	1296×966	3,7 x 3,7	
Kodak	KAF-16801	36,88×36,88мм ²	16	9×9	0,4
	KAF-50100	36×48мм ²	50	6×6	0.6
Sharp	RJ23Y3B A0LT	1/2,3"	12	1,55×1,55	30
	RJ23Y3H A0LT	1/2,3"	12	1,55×1,55	30
Panasonic	MN39690 PL	1/1,72"	12,43	1,85×1,85	30

Компанія Sony - світовий лідер у розробці та виготовленню ПЗЗ- і КМОН-матриць широкого застосування, як для аматорських

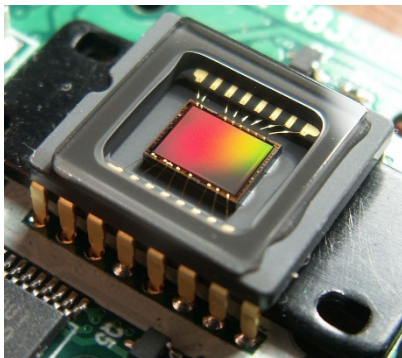
фотоапаратів і камер, так для ринку професійного і спеціального обладнання.

Компанія Eastman Kodak представила технологію четвертого покоління TRUESENSE, призначену для створення повноформатних ПЗЗ-датчиків з розміром пікселя 6 мкм для професійної фотоапаратури. Роздільна здатність першого, реалізованого за цією технологією матричного ПЗЗ-датчика KAF-50100, складає 50Мп (8176×6132 пікселів). Розмір датчика – 48×36мм, розмір пікселя – 6 мкм, що на 28% менше розміру пікселя датчиків попереднього покоління. Незважаючи на такий розмір пікселя, основні характеристики датчика не змінилися порівняно з попередніми пристроями [94].

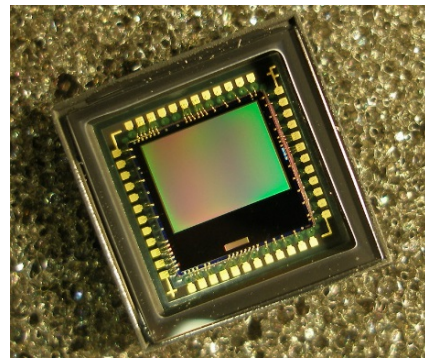
Реальною альтернативою ПЗЗ є КМОН-датчики (комплементарні метал-оксидні-напівпровідникові датчики) зображення, що поєднують на одному кристалі світлочутливу матрицю і повну обробку аналогового сигналу (включаючи аналогово-цифровий перетворювач), наслідком чого є простота застосування та низька вартість розробки і виробництва різних відеосистем. В англійській термінології їх називають CMOS-матрицями (*complementary metal-oxide-semiconductor matrixes*). На рис. 5.12 представлено зовнішній вигляд ПЗЗ- і КМОН-матриць.

Головна відмінність КМОН-сенсорів від ПЗЗ-сенсорів полягає не в способі накопичення заряду, а в способі його подальшого переносу. Технологія КМОН, на відміну від ПЗЗ, дозволяє здійснювати велику кількість операцій прямо на кристалі, на якому розташована фоточутлива матриця. Крім фотогенерації

електронів і їх передачі, КМОН-сенсори здатні обробляти зображення, виділяти контури зображення, зменшувати завади і здійснювати аналогово-цифрові перетворення. Більш того, є можливість створювати КМОН-сенсори, що програмуються. Тому широкий набір функцій, які виконуються однією мікросхемою – головна перевага технології КМОН над ПЗЗ. В табл. 5.3 наведені параметри КМОН-матриць провідних компаній, які застосовуються в сучасній техніці.



а



б

Рис. 5.12. ПЗЗ-матриця (а) і КМОН-матриця (б)

Таблиця 3.3

Основні характеристики КМОН-матриць

Фірма	Марка КМОН-матриці	Формат	Кількість пікселів	Розмір пікселя, мкм ²	Частота кадрів, Гц
Sony	IMX036L LR	1/2,8"	2096×1561	2,5×2,5	60
	IMX036L QR	1/2,8"	2096×1561	2,5×2,5	15
CMOSIS (Бельгія)	CMV20000	35 мм	5120×3840	6,4×6,4	30
	CHR70M	35 мм	10000×7096	3,1×3,1	3

Незважаючи на таку перевагу КМОН-матриць над ПЗЗ (основною із яких є їхня вартість), вони мають ряд істотних недоліків. Наявність додаткових схем на кристалі КМОН-матриці призводить до появи шумів, таких як транзисторне і діодне розсіювання, а також ефект залишкового заряду.

На думку авторів сучасні когерентні системи обробки інформації повинні використовувати МПВ у вигляді фото приймального пристрою з цифровим виходом відеосигналу або побутові повнокадрові дзеркальні фотоапарати. Застосування останніх обумовлено наступними чинниками:

1. Ці фотоапарати використовують матриці з великим числом пікселів від 20 до 36 мегапікселів (МП).

2. Усі фотоапарати використовують матриці формату 36×24 мм².

3. Є можливість використовувати змінні об'єктиви з різними оптичними характеристиками.

4. Фотоапарати мають власний вмонтований мікропроцесор для попередньої обробки відеосигналу.

5. Усі фотоапарати мають цифровий вихід для підключення до зовнішнього комп'ютера з метою подальшої обробки відеосигналу.

Прикладом повно кадрових дзеркальних фотоапаратів є Nikon D610 і Nikon D800 (рис. 5.13). Фотоапарат Nikon D610 використовує матрицю з числом пікселів 24 МП і коштує 2500\$, найкращий з фотоапаратів Nikon D800 використовує матрицю з числом пікселів 36 МП і коштує 2900\$ без об'єктива.



Рис. 5.13. Повнокадрові фотоапарати Nikon D610 і Nikon D800

5.3.6. Пристрій формування і введення просторового фільтра

Пристрій формування і введення просторового фільтра призначений для комп'ютерного розрахунку амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора, який дозволяє здійснювати просторову фільтрацію зображення, множити цей коефіцієнт на просторовий спектр зображення, а також вводити сформований добуток в просторовий модулятор світла. Для виконання таких функцій можна застосовувати окремий мікропроцесор, або розробити відповідне програмне забезпечення для комп'ютера 11 (рис. 5.2), який використовується в макеті процесора.

При цьому необхідно враховувати наступне:

1. Амплітудний коефіцієнт пропускання фільтра розраховується за формулою (1.2), з метою заданої обробки зображення згідно інтегрального рівняння (1.1).

2. Розмір фільтра дорівнює розміру просторового модулятора світла.

3. Дискретизацію і квантування розрахованого фільтра необхідно узгоджувати з відповідними параметрами просторового модулятора.

Для введення коефіцієнта пропускання добутку просторого спектра зображення і пропускання фільтра доцільно використовувати електронну систему проектора.

5.3.7. Блок керування ПЧМС

Блок керування просторово-часовим модулятором світла призначений для вводу зображення і просторого фільтра в модулятор світла. При цьому здійснюється перетворення відеосигналу вихідного зображення із комп'ютера або зовнішньої цифрової камери і сигналу, що відповідає добутку просторого спектра зображення і пропускання фільтра, в електричний відеосигнал. Цей сигнал забезпечує зміну амплітудного коефіцієнта пропускання модулятора в межах від 0 до 1.

Рекомендується використовувати пристрій вводу зображення комп'ютерного проектора. Чим вище клас проектора, тим більше у нього вхідних пристроїв для підключення комп'ютерів і відеоапаратури. Сигнали з цих пристроїв надходять до відповідних перетворювачів і декодерів. За ними встановлений перемикач входів, який може бути програмованим, якщо обробка зображень відбувається на програмному рівні за допомогою спеціалізованого відео процесора. Відео процесор, як правило, має більш високу точність представлення інформації (10-12 біт на кожен елемент матриці),

ніж вихідний комп'ютерний сигнал, що допомагає здійснювати тонку настройку зображення для зменшення спотворень зображення.

LCD-матриці, як відомо, не можуть працювати при керуванні постійною напругою. Щоб запобігти розпаду рідинного кристала, електронні схеми регулярно змінюють полярність керуючої напруги, що подається на електроди LCD-матриці. Щоб запобігти мерехтінню і завад, частота зміни полярності узгоджується з частотою кадрів, яка для LCD-проекторів дорівнює 60 Гц. Любий сигнал, що подається на проектор через входи VGA, HDMI, S-Video або Composite, проходить передискретизацію з частотою 60 Гц. Керуючий мікропроцесор можна порівняти з центральним процесором комп'ютера, а відео процесор – з графічним акселератором, тобто сучасний проектор подібний до комп'ютера.

5.4. Граничні характеристики цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора

В оптичних системах обробки інформації з великим успіхом застосовуються ЦКОС, які призначені для спектрального і кореляційного аналізу двовимірних і одновимірних сигналів, просторової спектральної фільтрації зображень та інші застосування [5,6,8,20]. Швидкодія, роздільна здатність, робочий спектральний діапазон, зручність застосування в значній мірі визначаються пристроями вводу і виводу оптичних сигналів.

Для обробки оптичних сигналів в реальному масштабі часу і підвищення точності вимірювання в якості пристроїв вводу сигналів використовують матричні просторово-часові модулятори світла,

пропускання пікселів яких визначається досліджуваним сигналом [14,15]. Вихідний сигнал реєструється пристроєм з матричним приймачем випромінювання (наприклад, цифрова камера або веб-камера) з подальшою комп'ютерною обробкою, що значно розширює функціональні можливості оптико-електронного процесора [14].

В цьому підрозділі досліджуються граничні характеристики цифрового оптико-електронного процесора, які обмежені дифракційними ефектами і матричною структурою пристроїв вводу і виводу оптичного сигналу, з метою оптимізації параметрів компонентів процесора [21, 25,73,77,78].

Цифровий когерентний оптичний спектроаналізатор (фур'є-процесор) складається із послідовно розташованих на оптичній осі лазера 1, світлофільтра 2, розширювача лазерного пучка 3,4, рідинно кристалічного модулятора світла 5, фур'є-об'єктива 6 і цифрової камери 7 (рис. 4.1).

Узагальнені характеристики ЦКОС визначають ефективність процесора і сфери його застосування. Найбільш важливими характеристиками процесора є робочий спектральний діапазон і просторове спектральне розділення [26].

Робочий спектральний діапазон визначається максимальною просторовою частотою $\nu_{y,\max}$, яку може реєструвати процесор.

Просторове спектральне розділення $\delta\nu_y$ визначається спектральним діапазоном, в якому процесор здатний розділити (реєструвати окремо) два спектральних компоненти з однаковими амплітудами, які мають частоти ν_y і $\nu_y + \delta\nu_y$.

Для розробки методу розрахунку максимальної просторової частоти $\nu_{y,\max}$, розглянемо матричну модель просторового модулятора світла, яка має амплітудний коефіцієнт пропускання [14,23]

$$t_m(x_1, y_1) = \left\{ \left[\text{rect}\left(\frac{x_1}{V_m}\right) * \frac{1}{V_m} \text{comb}\left(\frac{x_1}{V_m}\right) \right] \text{rect}\left(\frac{x_1}{X_m}\right) \right\} \times \left\{ \left[\text{rect}\left(\frac{y_1}{W_m}\right) * \frac{1}{W_m} \text{comb}\left(\frac{y_1}{W_m}\right) \right] \text{rect}\left(\frac{y_1}{Y_m}\right) \right\} = t_{mx}(x_1)t_{my}(y_1), \quad (5.2)$$

де $V_m \times W_m$ и $X_m \times Y_m$ – розмір пікселя і модулятора відповідно;

$$\text{rect}(z) - \text{rect-функція, } \text{rect}(z) = \begin{cases} 1, & \text{когда } |z| \leq 1/2 \\ 0, & \text{когда } |z| > 1/2; \end{cases}$$

$$\text{comb}(z) - \text{comb-функція, } \text{comb}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(z - n).$$

В якості прикладу дослідження оптичного сигналу розглянемо одновимірну дифракційну ґратку, мінімальний період якої визначається частотою Найквіста $\nu_{Ny} = 1/2W_m = 1/d_g$ (рис. 5.14) [16].

Просторовий спектр такої ґратки визначається функцією [74]

$$T_{ym}(\nu_y) = \left[w_y \text{sinc}(w_m \nu_y) \frac{1}{2W_m} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\nu_y - \frac{m}{2W_m}\right) \right] * [Y_m \text{sinc}(Y_m \nu_y)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_{my,n}\left(\nu_y - \frac{m}{2W_m}\right), \quad (5.3)$$

де w_m – розмір прозорої частини пікселя.

Із функції (5.3) маємо, що просторовий спектр коефіцієнта пропускання дифракційної ґратки є нескінченне число

дифракційних максимумів, частоти яких кратні частоті Найквіста, а їх ширина визначається розміром модулятора.

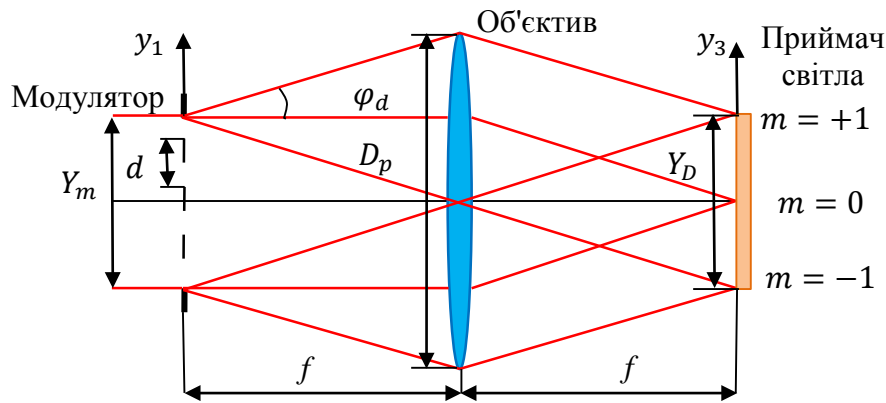


Рис. 5.14. Дифракція світла на одновимірному дискретному модуляторі

Із рис. 5.14 знайдемо мінімальний діаметр вхідної зіниці D_p фур'є-об'єктива. Кут дифракції φ_d визначається із рівняння дифракційної ґратки, яке для першого порядку дифракції має вигляд $d \sin \varphi_d = \lambda$. Звідки

$$\varphi_d = \arcsin \frac{\lambda}{d} = \arcsin \frac{\lambda}{2W_m}. \quad (5.4)$$

Із геометрії рис. 5.14 знаходимо:

$$1. \quad D_p = Y_m + 2f \operatorname{tg} \varphi_d = Y_m + 2f \operatorname{tg} \left(\arcsin \frac{\lambda}{2W_m} \right). \quad (5.5)$$

Для невеликих кутів дифракції формула (5.5) спрощується

$$D_p \approx Y_m + \frac{f\lambda}{W_m}. \quad (5.6)$$

2. Для забезпечення максимальної просторової смуги пропускання спектроаналізатора діаметр вхідної зіниці об'єктива

повинен дорівнювати $D_p = 2Y_m$ [74]. Визначимо із (5.6) мінімальний діаметр вхідної зіниці D_p фур'є-об'єктива при використанні модулятора світла, який має розмір пікселя W_m :

$$D_p = f \frac{2\lambda}{W_m}. \quad (5.7)$$

При цьому відносний отвір об'єктива визначається розміром пікселя W_m модулятора: $D_p / f = 2\lambda / W_m$.

3. Розмір матричного приймача випромінювання повинен дорівнювати розміру модулятора: $Y_D = Y_m$.

4. Максимальна просторова частота $\nu_{y,\max}$ визначається розміром приймача випромінювання Y_D :

$$\nu_{y,\max} = \frac{y_{3,\max}}{\lambda f} = \frac{Y_D}{2\lambda f}. \quad (5.8)$$

Просторове спектральне розділення $\delta\nu_y$ визначається, перш за все, розміром пікселів W_D приймача випромінювання. Для спостереження розділено двох дифракційних максимумів (спектральних компонент), що розташовані один біля одного, необхідно, щоб відстань між ними дорівнювалась $2W_D$ (рис. 5.15,а). Виходячи із цього і формули (1.6) визначаємо спектральне розділення процесора

$$\delta\nu_y = \frac{\delta y_3}{\lambda f} = \frac{2W_D}{\lambda f}. \quad (5.9)$$

Формула (5.9) є справедливою, якщо центри розділених максимумів співпадають з центрами пікселів (при оптимальній фазі розташування дифракційних максимумів відносно пікселів приймача випромінювання) (рис. 5.15,а). Можлива ситуація, коли ці

максимуми розташовані між пікселями (рис. 5.15,б). В цьому випадку ці максимуми не розділяються і сприймаються як один широкий максимум. Для їх розділення необхідно збільшити відстань між максимумами до $3W_D$ (рис. 5.15,в).

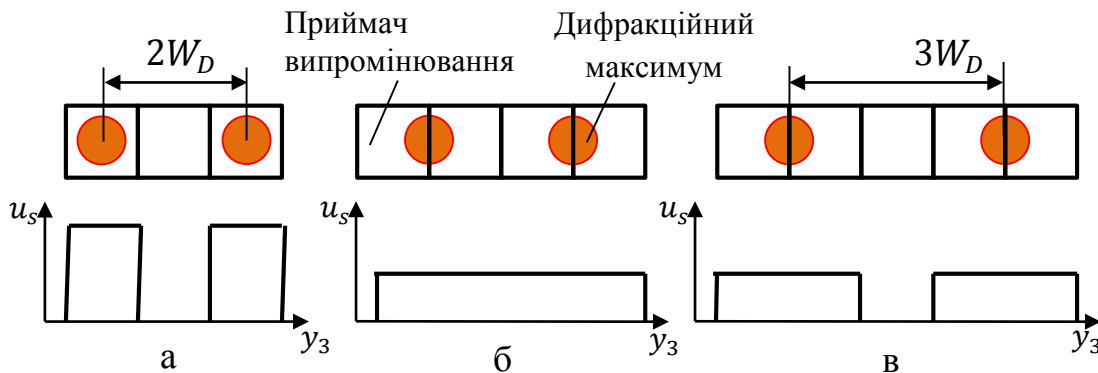


Рис. 5.15. Визначення просторового розділення спектроаналізатора: а – при оптимальній фазі; б – відсутнє розділення; в – розділення при найгіршій фазі

Аналогічна ситуація виникає при дослідженні і вимірюванні роздільної здатності оптико-електронних систем спостереження з матричними приймачами випромінювання [95]. В методиках розрахунку і вимірювання просторового розділення таких систем пропонується використовувати оптимальну фазу розташування між функцією розсіювання точки і пікселями приймачів випромінювання. Використовуючи такий підхід, можна стверджувати, що просторове спектральне розділення δv_y спектроаналізатора при дифракційних обмеженнях визначається за формулою (5.9).

Фур'є-об'єктив також призводить до розширення спектрального дифракційного максимуму за рахунок аберацій.

Мінімальне спотворення зображення максимуму обмежено дифракцією світла на вхідній зіниці об'єктива, яке визначається радіусом дифракційного кружка Ейрі (4.88). Це означає, що дифракція світла на вхідній зіниці визиває розширення дифракційного максимуму, який може стати більшим за розмір пікселя приймача випромінювання, що призведе до погіршення просторової роздільної здатності спектроаналізатора.

Таким чином, наведені в цьому підрозділі результати досліджень свідчать про те, що

1. Цифрові когерентні оптичні спектроаналізатори дозволяють здійснювати спектральний аналіз двовимірних операцій, просторову спектральну фільтрацію зображень та ряд інших операцій в реальному масштабі часу з великою швидкістю, яка обмежена швидкістю світла. Для оцінки ефективності таких спектроаналізаторів пропонується використовувати максимальну просторову спектральну смугу пропускання і просторове спектральне розділення.

2. Розроблена фізико-математична модель ЦКОС дозволила встановити граничні характеристики спектроаналізатора, які обмежені дифракційними ефектами та матричною структурою пристроїв вводу і реєстрації оптичного сигналу, з метою оптимізації параметрів компонентів спектроаналізатора, а саме:

- 2.1. Діаметр вхідної зіниці фур'є-об'єктива визначається розмірами пікселів і матриці модулятора.

- 2.2. Максимальна смуга пропускання просторових частот ЦКОС буде в тому випадку, коли радіус вхідної зіниці об'єктива

дорівнює розміру матриці модулятора. При цьому розмір матриці приймача випромінювання повинен дорівнювати розміру матриці модулятора.

2.3. Просторове спектральне розділення ЦКОС визначається розміром пікселя МПВ і фокусною відстанню об'єктива.

3. Для визначення просторового спектрального розділення пропонується використовувати поняття оптимальної фази, коли дифракційні максимуми, що розділяються, співпадають з центрами пікселів МПВ.

РОЗДІЛ 6 ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ ЦИФРОВИХ КОГЕРЕНТНИХ ОПТИЧНИХ ПРОЦЕСОРІВ

6.1. Огляд деяких когерентних систем обробки інформації

Завдяки тому, що оптичні системи обробки інформації двовимірні за своєю природою та здатні проводити паралельну обробку всього масиву даних в реальному часі, вони привернули до себе увагу для розв'язку задач обробки інформації в різноманітних областях. Використання оптичних систем обробки інформації ґрунтується на здатності виконувати загальні лінійні перетворення даних, що поступають на вхід системи. Однією з найпоширеніших областей використання є розпізнавання образів з використанням комплексної просторової фільтрації [2]. Такі схеми найчастіше використовуються в системах обробки радіолокаційних сигналів, системах контролю лінійних розмірів деталей на виробництві та ін. [29].

Найбільш простий та поширений оптичний корелятор, зображений на рис. 6.1, є найпотужнішим типом когерентного оптичного процесора та відомий як схема «4F».

Вхідний транспарант з певним коефіцієнтом пропускання розміщується в передній фокальній площині лінзи L_1 й освітлюється колімованим пучком когерентного світла. В площині $x_f y_f$ розміщується транспарант, який є узгодженим фільтром для шуканого двовимірного зображення. Якщо в площині транспаранта

знаходиться узгоджений фільтр, що співпадає з потрібним зображенням, то після проходження через лінзу L_2 пучок світла фокусується в невелику яскраву пляму. Якщо в площині вхідного сигналу розміщене інше двовимірне зображення, то світло після проходження через лінзу L_2 буде розсіяне по всій площині аналізу.

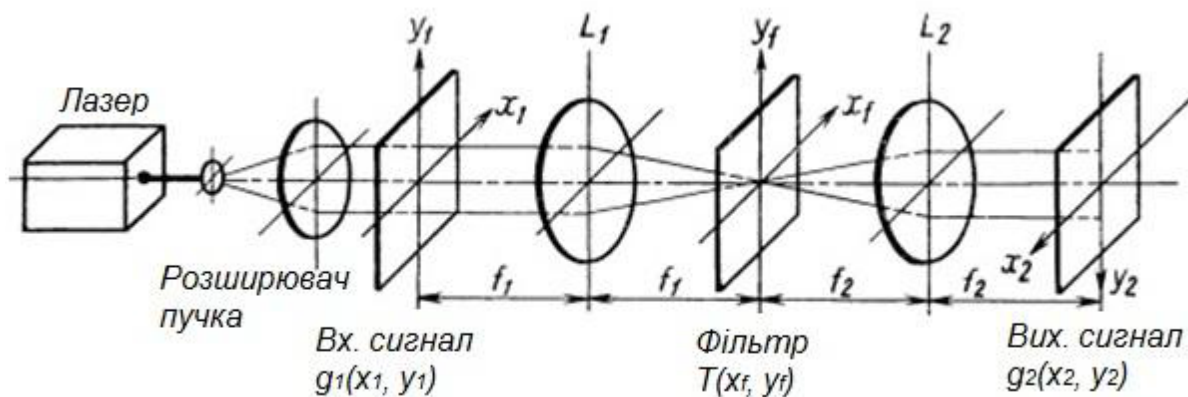


Рис. 6.1. Когерентний оптичний корелятор

Таким чином, описаний процесор дозволяє визначати чи присутній в досліджуваному сигналі потрібний образ за рахунок наявності та характеру сформованої системою яскравої плями в центрі площини аналізу. Якщо потрібно визначити який сигнал подано на вхід системи, то для цього необхідно весь набір транспарантів (фільтрів) послідовно вводити в площину $x_f y_f$ оптичного процесора. Такі процесори широко використовувались для розпізнавання літер або навіть цілих слів в читаючих текст машинах [30].

До переваг оптичних кореляторів зображень відносяться швидке обчислювання двовимірної функції взаємної кореляції та незалежність часу розпізнавання від розмірності досліджуваного

зображення. Проте, оптичні корелятори мають два істотних недоліки [4]:

1) висока чутливість до зміни розмірів та кутової орієнтації образу, що розпізнається, по відношенню до його еталонного зображення;

2) швидкість розпізнавання не дорівнює швидкості світла в пристрої в цілому й обмежується швидкодією пристроїв введення – виведення.

Серед оптичних систем обробки інформації одними з перспективних є когерентні оптичні спектроаналізатори просторових частот двовимірного сигналу, що дозволяють з високою швидкістю оброблювати великий масив даних. Спектроаналізатори відносяться до інформаційно-вимірювальних приладів [31], тобто до систем оптичної обробки інформації.

Розглянемо схему КОС на прикладі багатоканального аналізатора спектра з ультразвуковим модулятором, оснований на ефекті Дебая-Сріса. Аналізатор на 24 незалежних каналів наведено на рис. 6.2 [32].

Світловий потік від лазера через колімуючий пристрій, що складається з лінзи розсіювання та коліматора, потрапляє на обмежувач апертури. Сформований паралельний світловий потік через діафрагму розділення каналів освітлює модулятор. Модульований по фазі світловий потік з виходу модулятора потрапляє на інтегруючу лінзу, що виконує перетворення Фур'є. У вихідній фокальній площині лінзи встановлено пристрій реєстрації.

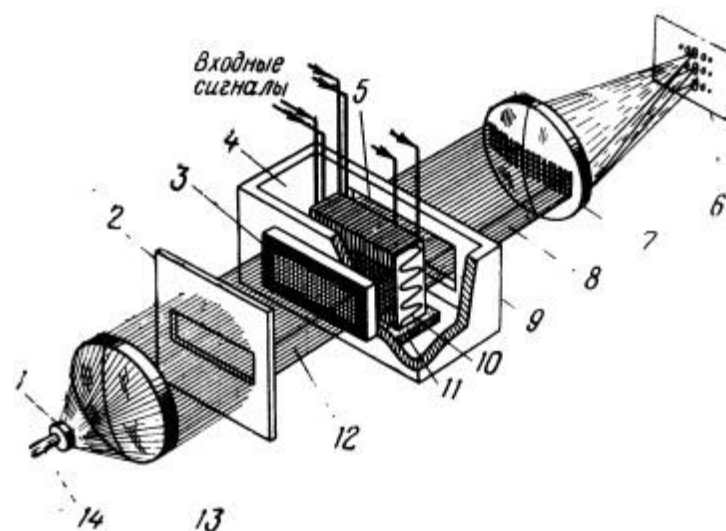


Рис. 6.2. Загальний вигляд багатоканального аналізатора спектра: 1 – розсіювальна лінза; 2 – обмежувач апертури; 3 – діафрагма розділення каналів; 4 – дистильована вода; 5 – набір ультразвукових перетворювачів; 6 – вихідна фокальна площина; 7 – інтегруюча лінза; 8 – модульований потік світла; 9 – модулятор; 10 – ультразвуковий пучок; 11 – поглинач; 12 – колімований пучок світла; 13 – коліматор; 14 – світловий пучок від лазера

Лазерний дифракційний аналізатор розміру частинок «Анализетте 22» є прилад універсального застосування для визначення розподілу частинок по розмірам в суспензіях, емульсіях і порошках за допомогою лазерної дифракції. Прилади серії NanoTec і MicroTec можна оснащувати програмами для розпізнавання форми частинок. Діапазон вимірювань розміру частинок аналізатором «Анализетте 22» становить від 0,01 мкм до 1000 мкм.

Розглянемо принцип роботи лазерного дифракційного аналізатора, що використовується для визначення розподілу частинок по розмірам в суспензіях, емульсіях та порошках за допомогою лазерної дифракції [97]. Загальний принцип роботи

такого аналізатора полягає в тому, що для визначення розподілу частинок за розмірами за допомогою дифракції використовують фізичний принцип розсіювання електромагнітних хвиль (рис. 6.3). Частинки в паралельному лазерному промені розсіюють світло на постійний тілесний кут, величина якого залежить від діаметру частинок. Лінза збирає розсіяне кільцеподібне світло на детектор, який встановлений в фокальній площині лінзи. Нерозсіяне світло завжди сходиться в фокусі на оптичній осі.

За допомогою теорії розсіювання світла із розподілу інтенсивності розсіяного світла можна розрахувати розподіл частинок за їх розмірами в наборі частинок, що розсіюють світло. У результаті одержують діаметр частинок у вигляді сфери, які еквівалентні діаметру частинок при лазерній дифракції. Розподіл частинок визначається як доля об'єму таких частинок відносно загального об'єму усіх частинок.

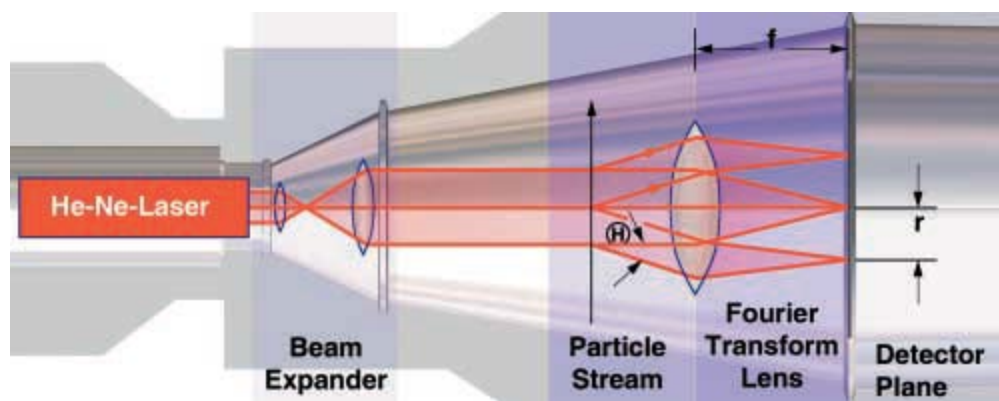


Рис. 6.3. Принцип дії лазерного дифракційного аналізатора

Дифракційну картину в фокальній площині лінзи можна описати за допомогою оптики Фур'є. Принцип вимірювання

базується на унікальній властивості додатної лінзи здійснювати двовимірне перетворення Фур'є проєкції певної площини.

Просторові частоти фур'є-компонентів пропорційні фокусній відстані фокусуєчої лінзи. Тому зміна області вимірювання завжди вимагає заміну лінзи й тим самим перебудову вимірювального приладу.

Іншою конструкцією лазерного дифракційного аналізатора є «обернена конструкція Фур'є» [97]. Досліджуване середовище розміщується в збіжний лазерний промінь, як показано на рис. 6.4. Простим переміщенням вимірювальної комірки область вимірювання можна змінювати, використовуючи для цього об'єктив із змінною фокусною відстанню. Таким чином, можна отримати аналогічну дифракційну картину як і при застосуванні звичайної конструкції, але без необхідності перебудови системи при зміні області вимірювання. При збільшенні відстані між вимірювальною коміркою та детектором виконується вимірювання більш великих частинок, а зменшенням цієї відстані вимірюють більш мілкі частинки.

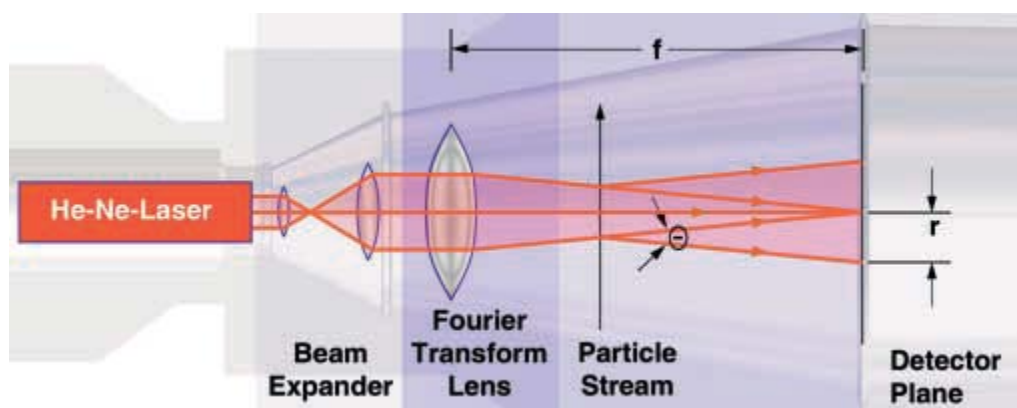


Рис. 6.4. Схема «оберненої конструкції Фур'є»

Лазерний дифракційний аналізатор розміру частинок «Анализетте 22» є єдиний прилад, в якому вимірювальна комірка для зміни області вимірювання переміщується уздовж оптичної осі без заміни об'єктива. Обернена оптика Фур'є дозволяє здійснювати вимірювання розподілу частинок за розмірами з надзвичайно високим розділенням. За допомогою автоматичного переміщення вимірювальної комірки, який керується комп'ютером, в лазерному пучку, що сходиться, можна створити матрицю з 520 вимірювальними каналами для одночасного розрахунку розподілу частинок з розмірами від 0,01 мкм до 1000 мкм.

Розподіл інтенсивності розсіяного світла вимірюється радіально розташованими пікселями приймача випромінювання і на основі цього розподілу розраховується розподіл частинок по розмірам. Розрахунок можна здійснювати як за теорією Фраунгофера, так і за теорією Мі. Теорія Фраунгофера справедлива для малих кутів розсіювання на частинках великих розмірів. Теорія Мі справедлива для розсіювання світла на сферичних частинках довільного радіусу. Однак для застосування цієї теорії необхідно знати показники заломлення і поглинання частинок і середовища.

Вимірювання розсіяного світла може здійснюватися як в напрямку розповсюдження лазерного випромінювання (6.5,а), так і в протилежному напрямку (рис. 6.5,б).

Світло, що розсіяне вимірювальною коміркою в напрямку розповсюдження лазерного пучка, реєструється фотоприймачем. Приймач має в центрі малий отвір, через який лазерне випромінювання потрапляє на фотодіод, що вимірює повне

поглинання. Навколо цього отвору розташовані концентричні світлочутливі елементи, площа яких збільшується в радіальному напрямку для збільшення сигналу від розсіяного під більшим кутом слабкого випромінювання.

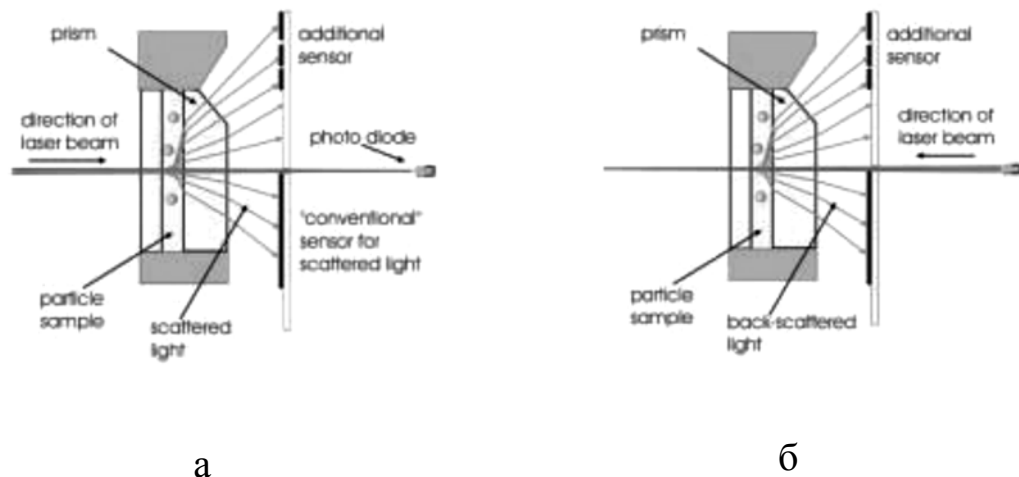


Рис. 6.5. Схема вимірювання розсіяного світла в напрямку розповсюдження лазерного пучка (а) і в протилежному напрямку (б)

В центрі приймача розташовані чутливі елементи малого розміру, щоб була можливість реєструвати з великим просторовим розділенням світло, розсіяне від частинок великих розмірів.

Розсіяне світло не покидає вимірювальну комірку так як починаючи з певного кута відбувається повне внутрішнє відбивання. Тому форма вимірювальної пластинки має призматичну поверхню, через яку виходить світло, що розсіюється під великими кутами.

Для реєстрації розсіяного світла від нанометричних частинок необхідно вимірювати розсіяне світло під значно більшими кутами. Для цього в аналізаторі «Анализетте 22» фірми NanoТес лазерне світло розповсюджується через отвір в фотоприймачі в оберненому

напрямку, а розсіяне в комірці світло сприймається приймачем як обернене розсіювання в діапазоні кутів від 60° до 180° . За рахунок оптимізованої конструкції вимірюється розсіяне випромінювання при різних положеннях площини поляризації лазерного променя. Нижня границя вимірювання розміру частинок становить 10 нм. Загальний вигляд аналізатора «Анализетте 22» (модель NanoTec) наведено на рис. 6.6.



Рис. 6.6. Дифракційний аналізатор розміру частинок «Анализетте 22», модель NanoTec

6.2. Рекомендації до практичного застосування КОС

В останні роки спостерігається бурхливий розвиток когерентної фур'є-оптики й широке використання її досягнень для розв'язання практичних задач. Розвиток когерентної фур'є-оптики призвів до

створення унікальних за своїми можливостями і продуктивністю когерентних оптичних систем обробки інформації, що відображено в монографіях [2,6-8]. У наукових працях [98-100] показано, що основною функціональною одиницею багатьох таких систем є когерентний оптичний спектроаналізатор, на основі якого розроблено ряд високоточних лазерних дифракційних приладів для вимірювання товщини дроту, діаметра тонких валів і світловодів, параметрів мікро дефектів поверхонь матеріалів і прозорих плівок і тощо. Розглянемо найбільш ефективні пристрої, що базуються на КОС.

6.2.1. Оптико-електронний цифровий процесор для обробки космічних зображень

Нами було запропоновано новий когерентний оптико-електронний цифровий процесор для обробки космічних зображень. Узагальнена схема цього процесора складається із двох основних складових: цифрового когерентного оптичного спектроаналізатора і електронної системи обробки сигналів (рис. 6.7).

Когерентний оптичний спектроаналізатор (фур'є-процесор) складається із послідовно розташованих на оптичній осі напівпровідникового лазера 1, світлофільтра 2, розширювача лазерного пучка 3, 4, рідинно кристалічного просторово-часового модулятора світла 5, фур'є-об'єктива 6 і цифрової камери 7.

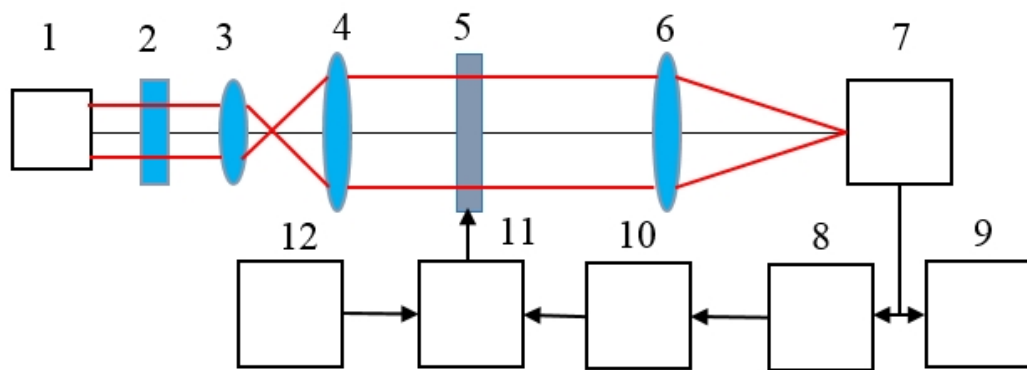


Рис. 6.7. Узагальнена схема цифрового оптико-електронного процесора: 1 – лазер; 2 – світлофільтр; 3, 4 – розширювач пучка; 5 – ПЧМС; 6 – фур'є-об'єктив; 7 – цифрова камера; 8 – комп'ютер; 9 – монітор; 10 – пристрій формування і введення просторового фільтра; 11 – блок керування ПЧМС; 12 – тепловізійна (відео) камера

Електронна система обробки сигналів складається із комп'ютера 8, монітора 9, пристрою формування і введення просторового фільтра 10 до блоку керування ПЧМС 11.

Принцип роботи цифрового оптико-електронного процесора полягає в наступному. Когерентне світло від напівпровідникового лазера 1 проходить через світлофільтр 2, розширювач лазерного пучка 3,4 і освітлює ПЧМС 5. Світлофільтр 2 служить для ослаблення світлового потоку від лазера, що необхідно для лінійного перетворення оптичного сигналу МПВ цифрової камери. Розширювач пучка представляє собою телескопічну систему, що складається із двох додатних лінз 3 і 4, які забезпечують рівномірну освітленість вхідної апертури ПЧМС 5.

Просторово-часовий модулятор світла має матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання пікселів якої відповідає амплітуді оптичного сигналу (зображенню). Тому такі пристрої

дозволяють вводити в процесор зображення, яке змінюється в просторі і часі. Модулятор розташований в передній фокальній площині Фур'є-об'єктива 6, який здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди світла за модулятором і формує в своїй задній фокальній площині просторовий спектр вхідного зображення. Для реєстрації цього спектру використовується матричний приймач випромінювання цифрової камери 7.

Відеосигнал з цифрової камери надходить до комп'ютера 8 і монітора 9. Комп'ютер передає цей сигнал на вхід пристрою формування і введення просторового фільтра 10. Сигнал з цього пристрою надходить до блоку управління ПЧМС 11. При цьому комп'ютер виконує наступні функції: передає зображення або спектр цього зображення в пристрій 10 для вводу його в ПЧМС; здійснює при необхідності додаткову обробку просторового спектра зображення.

Робота процесора складається із двох етапів.

На першому етапі зображення, отримане сканером космічного базування вводиться в ПЧМС у вигляді його амплітудного коефіцієнта пропускання. Спектр цього зображення реєструється за допомогою цифрової камери 12 і комп'ютера.

На другому етапі спектр множиться на амплітудний коефіцієнт пропускання просторового фільтра в пристрої формування цього фільтра 10 і надходить до ПЧМС 5. Об'єктив 6 здійснює перетворення Фур'є добутку спектра вихідного зображення і коефіцієнта пропускання просторового фільтра і формує в задній фокальній площині оброблене зображення, яке відображається на моніторі 9.

Вибором параметрів просторового фільтра досягається підвищення якості вихідного зображення.

В патенті України 118780 [101] запропоновано більш досконалий оптико-цифровий процесор для обробки космічних зображень. В основу корисної моделі поставлена задача удосконалення процесора для спектральної фільтрації оптичних зображень, підвищення якості оброблених зображень, сформованих цифровою камерою в реальному масштабі часу за рахунок зміни електронної системи обробки сигналів.

Поставлена задача вирішується тим, що оптико-електронний процесор складається із когерентного оптико-електронного спектроаналізатора, електронної системи обробки сигналів, комп'ютера, до якого підключено спектроаналізатор та блок керування просторово-часового модулятора.

Новим є те, що між комп'ютером і блоком керування модулятора додатково встановлено пристрій формування і вводу просторового фільтра, до якого підключена зовнішня цифрова камера.

Оптико-електронний процесор складається із двох частин: когерентного оптико-електронного спектроаналізатора **I** і електронної системи обробки сигналів **II** (рис. 6.8).

Когерентний оптико-електронний спектроаналізатор **I** складається із послідовно встановлених на оптичній осі напівпровідникового лазера 1, світлофільтра 2, розширювача пучка 3,4, просторово-часового модулятора світла (ПЧМС) 5, фур'є об'єктива 6 і першої цифрової камери 7.

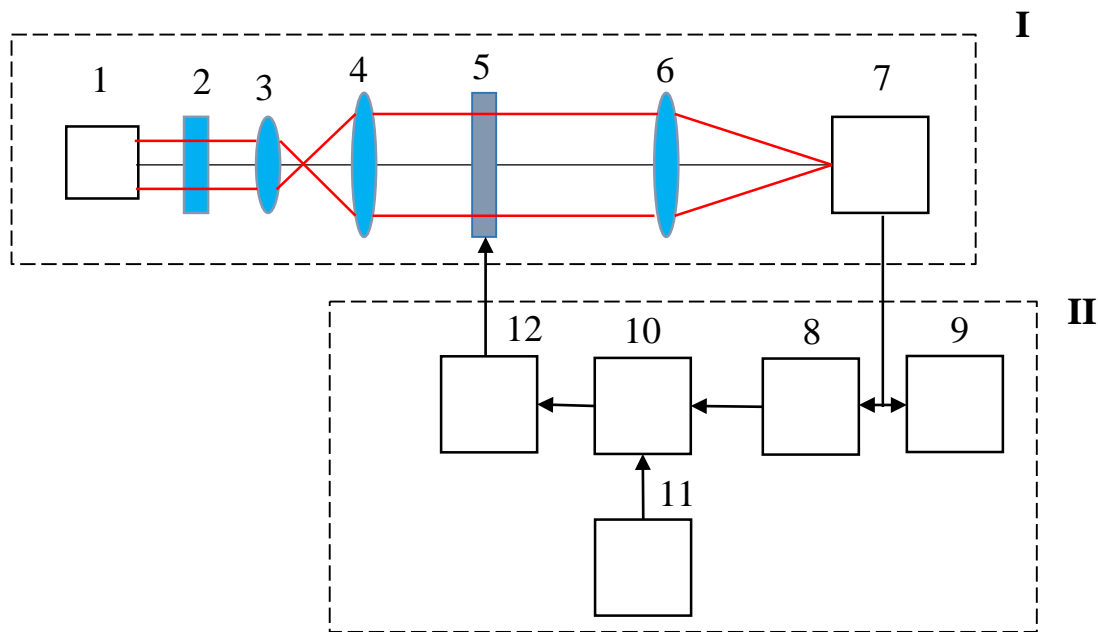


Рис. 6.8. Цифровий оптичний процесор для обробки телевізійних і тепловізійних зображень в реальному масштабі часу

Електронна система обробки сигналів **II** складається із комп'ютера 8, до якого підключена цифрова камера 7. До комп'ютера 8 підключено монітор 9, пристрій формування і вводу просторового фільтра 10, до якого підключена друга цифрова камера 11 та блок керування ПЧМС 12.

Оптико-електронний процесор працює наступним чином. Когерентне випромінювання від лазера 1 проходить через світлофільтр 2, розширювач пучка 3,4 і освітлює ПЧМС 5, що має матричну структуру, амплітудний коефіцієнт пропускання якого відповідає амплітуді вхідного сигналу (зображенню). ПЧМС 5 розташовано в передній фокальній площині фур'є-об'єктива 6, який здійснює двовимірне перетворення Фур'є амплітуди світлового поля за модулятором і формує в задній фокальній площині просторовий спектр досліджуваного сигналу. Перша цифрова камера 7 реєструє цей спектр, та перетворює його в електричний відеосигнал, який

надходить до комп'ютера 8 та монітору 9. Комп'ютер передає цей відеосигнал на вхід пристрою формування і вводу просторового фільтра 10, на який поступає відеосигнал від другої цифрової камери 11. Сигнал із пристрою 10 поступає на вхід блоку керування ПЧМС 12 для зміни його коефіцієнта пропускання.

При цьому обробка зображення в оптико-електронному процесорі складається із двох етапів.

На першому етапі в ПЧМС 5 вводиться зображення з цифрової камери 11 або з пам'яті комп'ютера 8 у вигляді амплітудного коефіцієнта пропускання. Об'єктив 6 здійснює перетворення Фур'є розподілу амплітуди світлового поля за ПЧМС і формує в задній фокальній площині просторовий спектр зображення, який вимірюється за допомогою камери 7 та комп'ютера 8.

На другому етапі отриманий просторовий спектр зображення в пристрої формування і вводу просторового фільтра 10 множиться на амплітудний коефіцієнт пропускання просторового фільтра та вводиться в ПЧМС 5. Об'єктив 6 здійснює перетворення Фур'є добутку спектра досліджуваного сигналу і коефіцієнта пропускання просторового фільтра, який формує в задній фокальній площині оброблене зображення. Вибір параметрів просторового фільтра забезпечує підвищення якості зображення та неперервну обробку зображень в реальному масштабі часу.

Таким чином, запропонований оптико-електронний процесор дозволяє підвищити якість зображення, що сформоване вхідною

цифровою камерою, та забезпечить обробку зображення в реальному масштабі часу.

6.2.2. Голографічний дисплей об'ємного зображення

В ряді наукових закладів Південної Кореї розробляють для фірми Samsung нові дисплеї об'ємного зображення, о основі яких лежать цифрові когерентні оптичні спектроаналізатори та комплексні просторові модулятори світла (КПМС) [102].

Світло представляє собою електромагнітні хвилі, які характеризуються амплітудою і фазою. Теоретично КПМС можуть формувати ідеальні світлові поля з контрольованою амплітудою і фазою. Проте на практиці не існують комерційні КПМС, а використовуються амплітудні або фазові модулятори з одним ступенем свободи.

Комплексні ПМС дуже важливі для розвитку голографічних тривимірних (3D) технологій відображення інформації. На відміну від інших технологій 3D зображення створює повне хвильове поле, що містить інформацію про амплітуду і фазу. Очікується, що голографічний 3D дисплей на основі складних КПМС може забезпечити найбільш природні тривимірні зображення, які мають безперервний паралакс, ефект акомодатії та низький рівень оптичного шуму.

В [102] розглядається практична проблема синтезу КПМС з квадратними пікселями амплітудного модулятора світла, що використовує Full-HD-матрицю. Складні комплексні поля були сформовані комп'ютерно- генерованою голограмою амплітудного

типу за допомогою амплітуд двох сусідніх пікселів. Авторами статті була запропонована анаморфотна система оптичного перетворення з просторовим фільтром, яка трансформує амплітуду ПМС в ефективний КПМС з квадратними пікселями, тобто пікселі мають однакові горизонтальний і вертикальний розміри.

Такі комплексні ПМС з квадратними пікселями дозволяють створити повно-паралаксне голографічне зображення, яке має однакові кути огляду уздовж напрямку осей x та y .

Основною системою для перетворення двовимірного (2D) амплітудного ПМС у 2D комплексний ПМС є послідовність двох ЦКОС, оптична схема якої зображена на рис. 6.9.

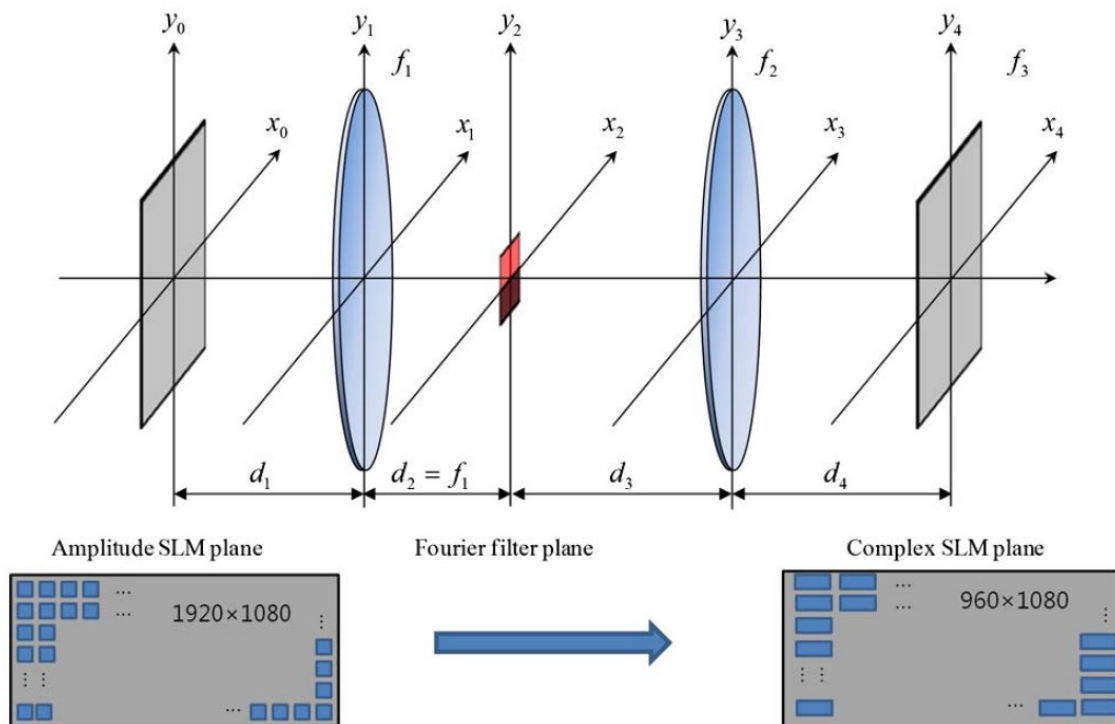


Рис. 6.9. Перетворення амплітудного ПМС у комплексний ПМС за допомогою просторової фільтрації і двох симетричних КОС

Два пікселі в горизонтальному напрямку (уздовж осі x)

об'єднуються як один макропіксель, а фільтрація сигналів за допомогою напівсмугового фільтра відбувається в спектральній площині x_2y_2 . При цьому для синтезу КПМС дифракційні максимуми вищих порядків і постійна складова відфільтровуються (екрануються). За цих умов просторовий фільтр, що встановлений в площині x_2y_2 , обмежує смугу пропускання до півплощини у напрямку x , що призводить до збільшення розміру пікселя у напрямку x в два рази. Така півсмугова фільтрація створює прямокутний, а не квадратний піксель, як показано на рис. 6.9.

Формування КПМС з квадратними пікселями є важливим на практиці, оскільки це дозволяє створювати повнопаралаксні голографічні зображення з однаковими кутами огляду по осям x та y . Прямокутна форма пікселя призведе до того, що кут огляду вздовж вертикальної стане в два рази ширшим, ніж по горизонтальній осі. Оптичне перетворення для створення квадратних пікселів стає можливим завдяки анаморфній системі з просторовим фільтром Фур'є, як показано на рис. 6.10.

Дві циліндричні лінзи з фокусною відстанню $2f = 2f_1$ орієнтовані уздовж осі x і розташовані у площині амплітудного ПМС x_0y_0 та площині спектральної фільтрації x_2y_2 . Циліндрична лінза з фокусною відстанню f_1 орієнтована уздовж осі y і розташована в проміжній площині x_1y_1 між площинами x_0y_0 і x_2y_2 . Побудована таким чином система дає анаморфне 2D перетворення Фур'є уздовж осі x з фокусною відстанню $2f_1$ та перетворення Фур'є уздовж осі y з фокусною відстанню f_1 на відстані $2f_1$ уздовж оптичної осі. Сферична лінза з фокусною відстанню $f' = f_2$ розташована в площині x_3y_3 і

здійснює перетворення Фур'є розподілу комплексної амплітуди поля за площиною x_2y_2 .

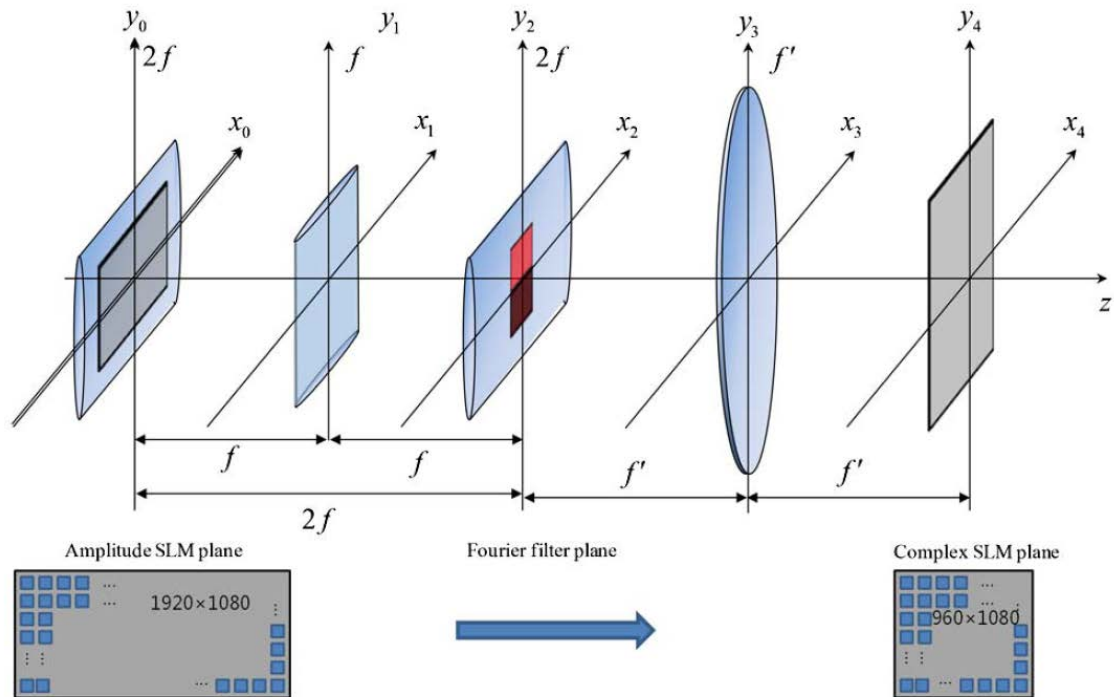


Рис. 6.10. Перетворення амплітудного ПМС у комплексний ПМС за допомогою просторової фільтрації і двох анаморфних КОС

Таким чином, розглянута анаморфна зображаюча система має збільшення $-f_2/2f_1$ уздовж осі x і $-f_2/f_1$ уздовж осі y , тобто горизонтальне збільшення буде в два рази меншим за вертикальне збільшення. Для Full-HD амплітудного ПМС комплексний ПМС має роздільну здатність 960×1080 пікселів. Для такої оптичної системи несуча голографічна хвиля, що використовується для кодування комплексної об'єктної амплітуди повинна бути спрямована вздовж горизонтального напрямку. Тоді у площині Фур'є x_2y_2 сигнал та спряжені частини розділені вздовж горизонтального напрямку.

6.2.3. Малогабаритний цифровий КОС

Для практичного впровадження результатів наукових досліджень, що наведені в попередніх розділах, було запропоновано створити дві насадки для об'єктива цифрового фотоапарата, який зміг виконувати функції оптичного спектроаналізатора [103,104].

Перша насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів або зображень, які записані на прозору плівку (вхідний транспарант) [103].

Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата містить корпус 1, в якому послідовно встановлені на одній оптичній осі освітлювач 2 у вигляді напівпровідникового лазера, лінз 3,4 розширювача лазерного пучка та вхідний транспарант 5 (рис. 6.11).

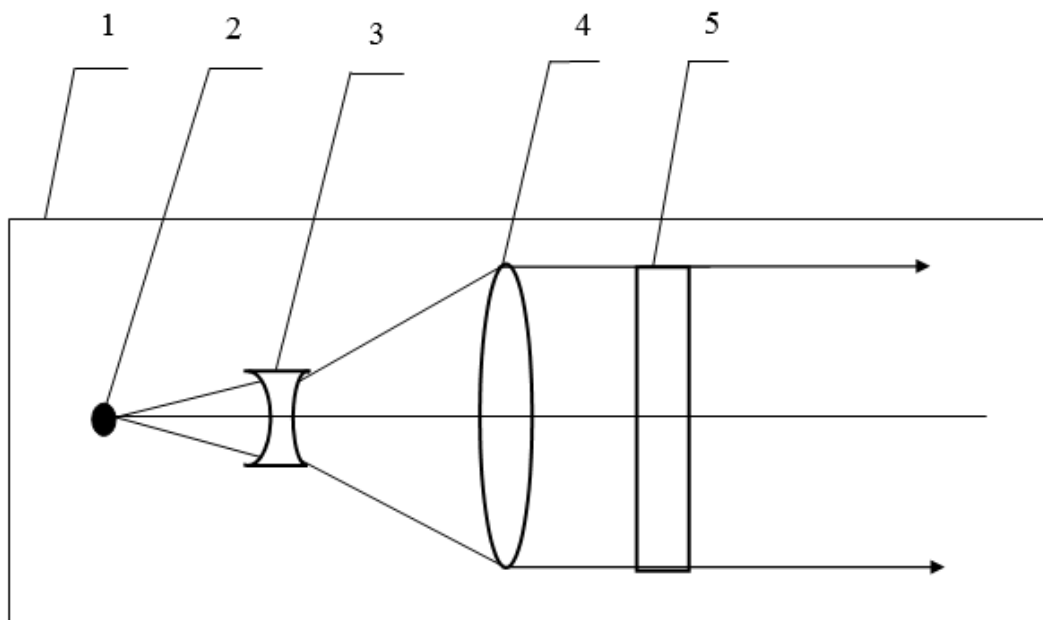


Рис. 6.11. Насадка для об'єктива, в якій використовується транспарант, що працює на пропускання

Насадка працює таким чином. Перед початком вимірювань, об'єктив цифрового фотоапарата фокусується в ручному режимі на нескінченність (віддалений об'єкт). Потім на об'єктив цифрового фотоапарата одягають насадку таким чином, щоб вхідний транспарант 5 був встановлений в передній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата. Пучок когерентного випромінювання від напівпровідникового лазера 2 збільшується в діаметрі за допомогою лінз 3 і 4 розширювача лазерного пучка і рівномірно освітлює вхідний транспарант 5. Вхідний транспарант 5 представлений у вигляді прозорої пластинки (фотоплівки), амплітудний коефіцієнт пропускання якої пропорційний досліджуваному сигналу. За рахунок дифракції світла на вхідному транспаранті 5 в задній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата формується просторовий спектр досліджуваного сигналу. Матриця фотоапарату перетворює просторовий спектр у цифровий відеосигнал, який можна вимірювати і обробляти за допомогою комп'ютера.

Недоліком першої насадки є обмеження функціональних можливостей, а саме неможливість застосування насадки для вимірювання просторових спектрів коефіцієнтів відбиття непрозорих поверхонь і вимірювання геометричних розмірів (ширини, довжини) мікродефектів.

Друга насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів, утворених за рахунок відбивання від плоских поверхонь [105] (рис. 6.12).

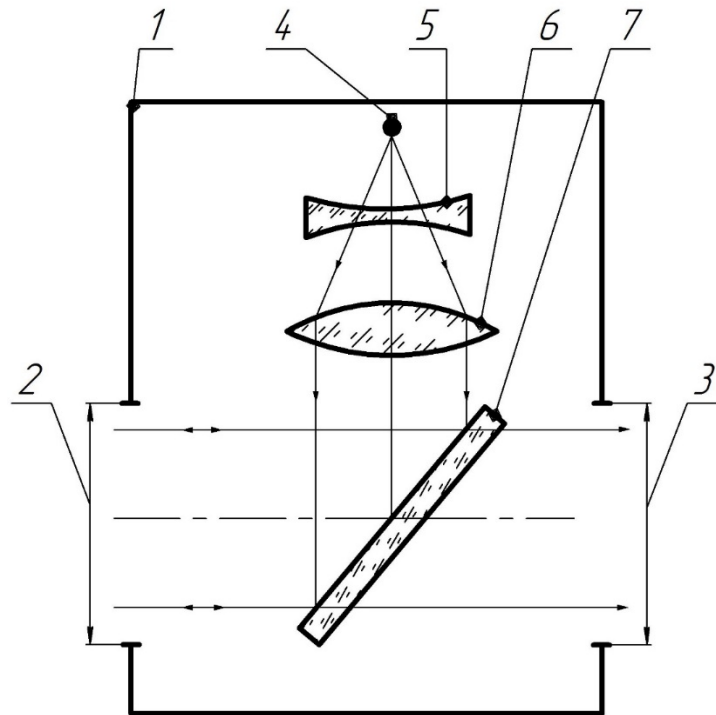


Рис. 6.12. Насадка для об'єктива, в якій використовується транспарант, що працює на відбивання

Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата містить корпус 1 з входним отвором 2 і вихідним отвором 3, джерело випромінювання 4 у вигляді напівпровідникового лазера, лінз 5, 6 та напівпрозору пластинку 7.

Насадка працює таким чином. Перед вимірюванням, об'єктив цифрового фотоапарата фокусується в ручному режимі на нескінченність (віддалений об'єкт). Потім на об'єктив цифрового фотоапарата одягають насадку таким чином, щоб входний отвір 2 був встановлений в передній фокальній площині об'єктива цифрового фотоапарата. Пучок когерентного випромінювання від напівпровідникового лазера 4, який встановлено перпендикулярно до оптичної осі об'єктива, збільшується в діаметрі за допомогою

розширювача лазерного пучка, який складається з лінз 5, 6. Пучок променів падає на напівпрозору пластинку 7 і відбивається від неї в напрямку вхідного отвору 2, де розташована досліджувана поверхня. Відбиті від поверхні промені за рахунок дифракції світла на мікродефектах проходять через напівпрозору пластинку 7 і надходять до вихідного отвору 3, де розташований об'єктив цифрового фотоапарата. За рахунок дифракції світла в задній фокальній площині об'єктива формується просторовий спектр неоднорідності коефіцієнта відбиття досліджуваної поверхні.

Таким чином, запропонована насадка для об'єктива цифрового фотоапарата дозволяє вимірювати просторові спектри коефіцієнтів відбиття непрозорих поверхонь та геометричні розміри (ширину, довжину) мікродефектів.

6.3. Методи покращення якості зображення

Найбільш простим прикладом обробки зображень є використання фільтрів подавлення в когерентних оптичних процесорах. Існує однозначна відповідність між координатами і частотою в площині фільтра оптичного процесора. При розташування непрозорого екрана для деякої ділянки частотної складової ця складова подавляється і не приймає участі в формуванні зображення.

Одне із найбільш відомих застосувань просторової фільтрації, яке часто використовується в мікроскопах, – створення темного фону шляхом вилучення постійної складової. Цей процес фільтрації відомий як фільтрація з пропусканням високих частот. Необхідний радіус фільтра подавлення можна розрахувати для просторової

частоти когерентного оптичного процесора. Величина радіуса r_f в площині фільтрації і просторова частота ν_r пов'язані між собою згідно (1.6) співвідношенням

$$r_f = \lambda f \nu_r, \quad (6.1)$$

де f – фокусна відстань фур'є-об'єктива.

Покращення контрасту зображення здійснюється зміною постійної складової при візуалізації зображення в оптичному процесорі. Це зменшення досягається шляхом використання поглинаючого фільтра із змінним пропусканням в центрі спектральної площини. Оператор при спостереженні зображення, що обробляється, змінює коефіцієнт пропускання фільтра для отримання якісного зображення.

Усі розглянуті методи обробки зображень засновані на перетворенні вхідних даних у відповідності відомим правилам. Тому, ці методи не доповнюють ніякої нової інформації, а надають переваги інформації, яка міститься в зображенні, шляхом врахування інтересів користувача.

Обробка зображень може здійснюватися за допомогою комп'ютера, а також і за допомогою когерентної оптики. Комп'ютерна обробка зображень є більш універсальною і гнучкою, але обмежена вартістю і об'ємом обчислень. В той же час інформаційна пропускна здатність оптичного процесора неймовірно велика в порівняно з електронними мікропроцесорами.

В біології і медицині корисними можуть бути наступні види обробки зображень:

1. *Відновлення різкості зображень*, коли нерізке зображення, спотворене внаслідок переміщення об'єкта і камери в процесі зйомки або із-за дефокусування, можуть бути покращенні, якщо у вхідних зображеннях достатнє відношення сигнал/шум.

2. *Подавлення шуму*, коли ослаблюється вплив відомих параметрів шуму.

3. *Згладжування*, коли апріорі бажані характеристики зображення поліпшуються, а апріорі небажані деталі зображення ослаблюються.

4. *Підкреслювання деталей зображення*, коли покращуються усі деталі з певними характеристиками.

Таким чином, розглянуті в цьому розділі матеріали дозволяють зробити такі висновки:

1. На протязі декількох десятиліть оптичні системи обробки інформації, в тому числі зображень, продовжують удосконалюватись і знаходять широке практичне впровадження в різних галузях науки і техніки.

2. Одним із перспективних напрямків впровадження ЦКОС є створення голографічних дисплеїв для отримання об'ємного зображення.

3. Для подальшого удосконалення макету когерентного спектроаналізатора було розроблено універсальний пристрій, в основу якого покладено оптичний фур'є-процесор з пристроєм вводу інформації за допомогою рідинно кристалічного модулятора світла і патент України 118780 [101]. Цей процесор дозволяє підвищити

якість зображення, яке сформоване вхідною цифровою камерою, та забезпечити обробку зображення в реальному масштабі часу.

5. Для практичного впровадження результатів досліджень, що наведені в цій монографії, було створено дві насадки для об'єктива цифрового фотоапарата, який зміг виконувати функції оптичного спектроаналізатора [102,103]. Перша насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів або зображень, які записані на прозору плівку (вхідний транспарант). Друга насадка призначена для спостереження і вимірювання просторових спектрів двовимірних оптичних сигналів, утворених за рахунок відбиття від плоских поверхонь.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Кейсесент Д. Оптическая обработка информации / Д. Кейсесент; пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 350 с.
2. Применение методов фурье-оптики / Под ред. Г. Старка; пер. с англ. под ред. И. Н. Компанца. – М.: Радио и связь, 1988. – 536 с.
3. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику / Дж. Гудмен; пер. с англ. – М.: Мир, 1970. – 364 с.
4. Юу Ф. Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу; под ред. В. К. Соколова; пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1979. – 304 с.
5. Okan K.E. Diffraction, fourier optics and imaging / Okan K.E. – New Jersey, USA: Wiley & Sons, 2007. – 428 p.
6. Богатырева В.В. Оптические методы обработки информации / В.В. Богатырева, А.Л. Дмитриев. – СПб: СПбГУИТМО, 2009. – 74с.
7. Акаев А.А. Оптические методы обработки информации / А.А. Акаев, С.А. Майоров. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2005. – 260 с.
8. Колобродов В.Г. Когерентні оптичні спектроаналізатори: монографія / В.Г. Колобродов, Г.С. Тимчик, М.С. Колобродов. – К: Вид-во «Політехніка», 2015. – 180 с.
9. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С. Дифракційна теорія оптичних систем / Підручник. – К.: НТУУ «КПІ», 2011. – 148 с.
10. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С. Прикладна дифракційна оптика / Підручник. – К.: НТУУ «КПІ», 2014. – 312 с.

11. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С. Анализ оптических схем когерентных спектроанализаторов / Оптико-механическая промышленность. – 1982. – №10. – С. 4–7.
12. Saleh, Bahaa E.A. and Malvin Carl Teich. Fundamentals of photonics. – New York: Wiley, 1991. – 948 p.
13. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С. Проектування дифракційних оптичних елементів і систем / Підручник. – К.: НТУУ «КПІ», 2013. – 196 с.
14. Curatu G., Harvey J.E. Analysis and design of wide-angle foveated optical system based on transmissive liquid crystal spatial modulators // Optical Engineering. - 2009. - Vol. 48(4). – P. 043001-1 - 043001-10.
15. Kuz'min M.S., Rogov M.S. Optical Fourier processor with a liquid-crystal information-input device //Journal of Optical Technology. – 2015. – Vol. 83(3). – P. 147–152.
16. Vollmerhausen R.H., Reago D., Driggers R.G. Analysis and evaluation of sampled imaging systems. – Washington: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2010. – 288 p.
17. Неуймін О.С., Дяченко С.М. ПЗЗ-матриці // Вісник Національного технічного університету України "КПІ". Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2010.-№41. – С. 182–189.
18. Driggers R.G., Friedman M.H., Nichols J. Introduction to Infrared and Electro-Optical Systems. – London: Artech House, 2012. – 534 p.
19. Тимчик Г.С. Лазерна дифрактометрія: Монографія. – Київ, НТУУ"КПІ", 2007. – 216с.

20. Kolobrodov V.G., Tymchyk G.S., Nguen Q.A. The problems of designing coherent spectrum analyzers // Proc. of SPIE. – Vol. 9066. – 2013. – P. 90660N-1–9066N-7.
21. Kolobrodov V.G., Tymchik G. S. Kolobrodov M. S. The diffraction limit of an optical spectrum analyzer / Proc. SPIE 9809, Twelfth International Conference on Correlation Optics, 98090F (November 30, 2015).
22. Kolobrodov V.G., Tymchik G. S. Kolobrodov M. S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer // Optica Applicata 2017(Vol.47), No.2, pp. 273-282.
23. Колобродов В.Г., Тымчик Г.С., Колобродов Н.С. Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора // Visnyk NTUU KPI, Seriiia – Radiotekhnika Radioaparaturubuduvannia, 2016, Iss. 67, pp. 71–76.
24. Колобродов В. Г., Тимчик Г. С., Нгуен К. А. Визначення узагальнених характеристик когерентних спектроаналізаторів // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2012. № 5. – С. 102-108.
25. Колобродов В. Г., Тимчик Г. С., Нгуен К. А. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2014. - №5. – С. 119–123.
26. Баррекетт Е. О перспективах оптических методов в обработке информации / Е. Баррекетт // Автометрия. –1978. – №1. – С. 54–60.
27. Николов И.Д. Оптические системы для записи и обработки информации / И.Д. Николов // Автометрия. –1979. – №4. – С. 84–88.

28. Кондратенков Г.С. Обработка информации когерентными оптическими системами / Г.С. Кондратенков. – М.: Советское радио, 1972. – 208 с.
29. Шанин В.И. Исследование возможности оптической согласованной фильтрации для контроля геометрии деталей в точном приборостроении / В.И. Шанин // Оптико-механическая промышленность. – 1982. – № 7. – с.15–17.
30. Парыгин В.Н. Оптическая обработка информации / В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. – М.: изд. Московского ун-та, 1987. – 142 с.
31. Якушенков Ю.Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. – 4 изд. / Ю.Г. Якушенков. – М.: Логос, 1999. – 480 с.
32. Свет В.Д. Оптические методы обработки сигналов / В.Д. Свет. – М.: Энергия, 1971. – 104 с.
33. FRITSCH, "High-Tech Particle Sizing by FRITSCH," [Online]. Available: <http://www.fritsch-sizing.com/products/>. [Accessed 11/02/2014].
34. Shamir J. Optical Systems and Processes / Joseph Shamir. – Washington: SPIE Optical Engineering Press, 1999. – 318 p.
35. Javidi B. Real-time optical information processing / Bahram Javidi, Joseph L. Horner.–London: ACADEMIC PRESS LIMITED, 1994.– 528 p.
36. Zhang Lei, Zhong Xing, Jin Guang. Design of high resolution Fourier transform lens // Proc. of SPIE. – 2007. – Vol. 6722. – P. 672211-1 – 672211-6.

37. Kolobrodov V.G. The problems of designing coherent spectrum analyzers / V.G. Kolobrodov, G.S. Tymchyk, Q.A. Nguen // Proc. of SPIE. – Vol. 9066. – 2013. – P. 90660N-1–9066N-7.
38. Curatu G., Harvey J. E. Analysis and design of wide-angle foveated optical systems based on transmissive liquid crystal spatial light modulators // Optical Engineering. – 2009. – Vol. 48(4). – P. 043001-1–043001-11.
39. Kuz'min M.S., Rogov M.S. Optical Fourier processor with a liquid-crystal information-input device // Journal of Optical Technology. – 2015. – Vol. 83(3). – P. 147–152.
40. Driggers R.G., Friedman M.H., Nichols J. Introduction to Infrared and Electro-Optical Systems. – London: Artech House, 2012. – 534 p.
41. Vollmerhausen R.H., Reago D., Driggers R.G. Analysis and evaluation of sampled imaging systems. – Washington: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), 2010. – 288 p.
42. Колобродов В.Г., Тымчик Г.С., Колобродов Н.С. // Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора // Visnyk NTUU KPI Serii – Radiotekhnika Radioaparatabuduvannia, 2016, Iss. 67, pp. 71–76.
43. Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Kolobrodov M.S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer // Optica Applicata 2017 (Vol.47), No.2, pp. 273-282.
44. Колобродов М.С. Фізико-математична модель оптичного спектроаналізатора / Збірник тез доповідей VIII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ «КПІ». – 2015. – С. 34.

45. Колобродов М.С. Модель цифрового оптического спектроанализатора / Збірник тез доповідей ІХ наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”.– 2016.– С. 37.
46. Колобродов Н.С., Тымчик Г.С. Когерентный оптико-электронный процессор / Материалы 10-й Международной студенческой научн.-техн. Конференции «Новые направления развития приборостроения». – Минск. – 2017. – С. 43.
47. Климков Ю.М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. – М.: Сов. радио, 1978. – 264 с.
48. Айрапетян В.С. Физика лазеров / В.С. Айрапетян. – Новосибирск: СГГА, 2012. – 134 с.
49. Haist T., Wolfgang Osten W. Holography using pixelated spatial light modulators—part 1: theory and basic considerations // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. – 2015. – Vol. 14(4). – P. 041310-1 – 041310-9.
50. Dauderstädt U., Dürr P., Sinning S., Wullinger I., Wagner M. Charging effects in micromirror spatial light modulators // J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS. – 2008. – Vol. 7(2). – P. 021011-1 – 021011-10.
51. Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics, 2nd ed., McGraw-Hill, New York (1996).
52. Ma Xiao, Liu Shijie, Zhang Zhigang and Shao Jianda. Error analysis of standard wave-front reconstruction based on spatial light modulator // Proc. of SPIE. – 2016. – Vol. 10155. – P. 101553M-1 – 101553M-6.

53. Колобродов В.Г. Проектування тепловізійних і телевізійних систем спостереження / В.Г. Колобродов В.Г., М.І. Лихоліт. – К.: НТУУ «КПІ», 2007. – 364 с.
54. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016, № 1. – С. 108–116.
55. Miks A. Four-element optical system for Fourier transform / A. Miks, J. Novak // Proc. of SPIE. – 2004. – Vol. 5457. – P. 284–291.
56. Pijitrojana W. Symmetrical Fourier transform lens design for signal processing optics / W. Pijitrojana. // Thammasat Int. J. Sc. Tech. – 2005. – Vol. 10, No.3. – P. 73–93.
57. Вычислительная оптика: Справочник // М. М. Русинов, А. П. Грамматин, П. Д. Иванов и др. / Под. общ. ред. М. М. Русинова. – Л.: Машиностроение, 1984. – 424 с.
58. Бобров С. Т., Грейсх Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние. – 1986. – 223с.
59. Неуймін О.С., Дяченко С.М. ПЗЗ-матриці // Вісник Національного технічного університету України "КПІ". Серія – Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2010.-№41. – С. 182–189.
60. Lohman A.W., Dosch R.G., Mendovic D. et al. Space-bandwidth product of optical signals and systems // J. Opt. Soc. Am. A. – 1996. – vol. 13, no. 3. – P. 470–473.
61. Колобродов В. Г., Шустер Н. Тепловізійні системи (фізичні основи, методи проектування і контролю, застосування). – К.: Тираж. – 1999. – 340 с.

62. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Інформаційні системи і технології. Математичне моделювання. Вісник КрНУ імені Михайла Остроградського. – 2015, №5. – С. 50–55.
63. Колобродов В.Г., Шустер Н. Геометрична шумова смуга пропускання – новий критерій для визначення роздільної здатності оптичних та оптико-електронних приладів // Наукові вісті НТУУ «КПІ». - 2003. - №2. - с. 97–101.
64. Колобродов В.Г., Шустер Н. Аналіз роздільної здатності цифрових камер на основі геометричної шумової смуги пропускання // “Приладобудування 2003: стан і перспективи”. Тези доповідей науково-технічної конференції НТУУ “КПІ”.– 2003.– С. 33–34.
65. Колобродов В.Г., Шустер Н. Аналіз роздільної здатності цифрових камер на основі геометричної шумової смуги пропускання // Вісник НТУУ “КПІ”. Приладобудування. – 2003. – С. 26–32
66. Kolobrodov V.G. Geometrical noise bandwidth of thermal imager with matrix detector // Proc. of SPIE. – Vol. 9066. – 2013. – P. 90660M-1–9066M-6.
67. Norbert Schuster, Valentin G. Kolobrodov. Infrarotthermographie. WILEY-VCH. – Berlin . – 2000. – 340 p.
68. Ллойд Дж. Системы тепловидения / Пер. с англ. – М.: Мир, 1978. – 416 с.
69. Norbert Schuster, Valentin G. Kolobrodov. Infrarotthermographie. Zweite, uberarbeitete und erweiterte Ausgabe (Монографія)

70. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С. Геометрична смуга пропускання оптичного спектроаналізатора // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2016. – №1. – С. 108 – 116.
71. Гудмен Дж. Статистическая оптика: Пер. с англ. – М.: Мир, 1988. – 528 с.
72. Колобродов В.Г., Лихоліт М.І. Проектування тепловізійних і телевізійних систем спостереження.– К.: НТУУ «КПІ», 2007. – 364 с.
73. Kolobrodov V.G., Tymchik G. S. Kolobrodov M. S. The diffraction limit of an optical spectrum analyzer / Proc. SPIE 9809, Twelfth International Conference on Correlation Optics, 98090F (November 30, 2015).
74. Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов Н.С. Математическая модель цифрового оптико-электронного спектроанализатора // Visnyk NTUU KPI Serii A – Radiotekhnika Radioaparotobuduvannia, 2016, Iss. 67, С. 71–76.
75. Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Kolobrodov M.S. Physical and mathematical model of the digital coherent optical spectrum analyzer // Optica Applicata 2017(Vol.47), No.2, pp. 273–282.
76. Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Mykytenko V.I., Kolobrodov M.S., Lutsiuk M.M. Influence of the Matrix Structure of the Modulator and Detector on the Optical Spectrum Analyzer Output Signal // Visnyk NTUU KPI Serii A – Radiotekhnika Radioaparotobuduvannia, 2018, Iss. 72, pp. 78–85.
77. Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Kolobrodov M.S. Limit characteristics of digital optoelectronic processor // Proc. SPIE 10612,

Thirteenth International Conference of Correlation Optics, 106120L (18 January, 2018).

78. Нгуен К.А., Колобродов М.С. Граничні характеристики когерентного оптичного спектроаналізатора / Збірник тез доповідей VII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”. – 2014. – С. 31.
79. Kolobrodov M.S., Tymchik G.S. Diffractive limit in the optical spectrum analyzer // Optics and High Technology Material Science SPO 2015: Scientific Works of Fifteenth International Young Scientist Conference, 2015. – Kyiv. – P. 173.
80. Buralli D.A. Design of a wide field diffractive landscape lens / D.A. Buralli, G.M. Morris // Applied Optics. – 1989. – Vol.28, No.18. – P. 3950–3959.
81. Проектирование оптических систем / Под ред. Р. Шеннона и Дж. Вайанта; пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 432 с.
82. Welford W. T. Aberrations of optical systems / W. T. Welford. – Hilger, Bristol, 1986. – 284 p.
83. Аль-Мзіраві А.М., Пінчук Б.Ю., Колобродов М.С. Узгодження МПФ компонентів медичного тепловізора / Збірник тез доповідей VII наук.-техн. конференції студентів та аспірантів «ПОГЛЯД У МАЙБУТНЄ ПРИЛАДОБУДУВАННЯ». – Київ, НТУУ “КПІ”. – 2014. – С. 31.
84. Vatile P.J. Visual axial PSF of diffractive trifocal lenses / P.J. Vatile, J.E. Oti, V.F. Canales M.P. and Cagigal // Optical Society of America. – 2005. – Vol. 13, No 7 / OPTICS EXPRESS. – P. 2782–2792.

85. Boreman, Glenn D. Modulation transfer function in optical and electro-optical systems / Glenn D. Boreman. – SPIE press. - Bellingham, Washington (USA). – 2001.
86. Fiete Robert D. Modeling the imaging chain of digital cameras / Robert D. Fiete.– SPIE press. - Bellingham, Washington (USA). – 2010.
87. Kolobrodov V.G., Tymchik G.S., Mykytenko V.I., Kolobrodov M.S., Lutsiuk M.M. Influence of the Matrix Structure of the Modulator and Detector on the Optical Spectrum Analyzer Output Signal // Visnyk NTUU KPI Seriiia – Radiotekhnika Radioaparotobuduvannia, 2018, Iss. 72. – pp. 78–85.
88. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. – М.: Наука, 1983. – 752 с.
89. Прудников А. П. Интегралы и ряды. Элементарные функции / А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев.– М.: Наука, 1981.– 798 с.
90. Патент 118780 Україна, МПК (2016) G06E 1/00, Оптико-електронний процесор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С.; Власник: НТУУ «КПІ» – и 2017 02269; заяв. 13.03.2017; опуб. 28.08.2017. Бюл. № 16.
91. http://www.viking.ru/info/projection_technology.php
92. Wang X., Wang B., Pouch J., Miranda F., Anderson J.E., Bos P.J. Performance evaluation of a liquid-crystal-on silicon spatial light modulator // Optical Engineering. – Vol. Vol. 43 No. 11. – 2004. – P. 2769–2774.

93. Hwi Kim, Chi-Young Hwang, Kwang-Soo Kim, Jinyoung Roh, Woonchan Moon. Anamorphic optical transformation of an amplitude spatial light modulator to a complex spatial light modulator with square pixels // *Applied optics*. – Vol. Vol. 53 No. 27. – 2004. – P. G139–G146.
94. Kodak Achieves New Breakthrough in Imaging Technology World's First 50 Megapixel CCD Sensor Sets New Standard for Professional Photographers // *M2 Press WIRE*. – July 2008.
95. Chrzanowski Krzysztof. Testing thermal imagers. Practical guidebook. – Military University of Technology, 00-908 Warsaw, Poland, 2010.– 172 p.
96. Николов И.Д. Оптические системы для записи и обработки информации / И.Д. Николов // *Автометрия*. –1979. – №4. – С. 84–88.
97. FRITSCH, "High-Tech Particle Sizing by FRITSCH," [Online]. Available: <http://www.fritsch-sizing.com/products/>. [Accessed 1102 2014].
98. Москалев В.А. Теоретические основы оптико-физических исследований / В.А. Москалев. – Л.: Машиностроение, 1987. – 316 с.
99. Таланчук П.М. Лазеры в контрольно-измерительной технике / П.М. Таланчук, С.П. Голубков, В.П. Маслов. – К.: Техника, 1992. – 363 с.
100. Колобродов В. Г. Возможность исследования микродефектов отражающих поверхностей и прозрачных плёнок с помощью когерентного спектроанализатора / В.Г. Колобродов, Г.С. Тымчик

- // Оптико-механическая промышленность. – 1980. – №11. – С. 11–13.
101. Пат. 118780 Україна, МПК (2006) G06E 1/00, Оптико-електронний процесор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С.; Власник: НТУУ «КПІ» – у 2017 02269; заяв. 13.03.2017; опуб. 28.08.2017. Бюл. № 16.
102. Hwi Kim, Chi-Young Hwang, Kwang-Soo Kim, Jinyoung Roh, Woonchan Moon and other. Anamorphic optical transformation of an amplitude spatial light modulator to a complex spatial light modulator with square pixels [Invited] // APPLIED OPTICS, Vol. 53, No. 27. – 2014. – P. G139–G139.
103. Пат. 118780 Україна, МПК (2006) G06E 1/00, Оптико-електронний процесор / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С.; Власник: НТУУ «КПІ» – у 2017 02269; заяв. 13.03.2017; опуб. 28.08.2017. Бюл. № 16.
104. Пат. 110919 Україна, МПК (2016.01) G03B 7/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов В.Г., Тимчик Г.С., Колобродов М.С.; Власник: НТУУ «КПІ» – у 2016 04018; заяв. 13.04.2016; опуб. 25.10.2016.
105. Пат. 116586 Україна, МПК (2017.01) G03B 7/00, Насадка для об'єктива цифрового фотоапарата / Колобродов М.С.; Власник: НТУУ «КПІ» – у 2016 12871; заяв. 19.12.2016; опуб. 25.05.2017. Бюл. № 10.

Наукове видання

Колобродов Валентин Георгійович
Тимчик Григорій Семенович
Микитенко Володимир Іванович
Колобродов Микита Сергійович

**ПРОЕКТУВАННЯ ЦИФРОВИХ КОГЕРЕНТНИХ
ОПТИЧНИХ СПЕКТРОАНАЛІЗАТОРІВ**

Монографія

*В авторській редакції
Комп'ютерне верстання авторське*

Національний технічний університет України
"Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського"
Свідоцтво про державну реєстрацію :серія ДК № 5354 від 25.05.2017 р.
Просп. Перемоги, 37,
М. Київ, 03056

Темплан 2019 р. поз. 3-1-003

Підп. до друку 28.02.2019. Формат 60x84¹/₁₆. Папір офс.
Гарнітура Times New Roman. Ум. друк. арк. 14,88. Обл.вид.арк.24,55.Наклад 30 пр.
Зам. № 19-016

Видавництво "Політехніка" КПІ ім. Ігоря Сікорського
Вул. Політехнічна, 14,круп. 15
М. Київ, 03056
Тел.(044) 204-81-78