

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

АДАПТИВНА ОПТИКА

Навчальний посібник

За редакцією С. В. Павлова

Вінниця
ВНТУ
2015

УДК 535.317(075)

ББК 32.86я73

A28

Автори:

Васюра А. С., Павлов С. В., Прокопова М. О., Тужанський С. С.,
Козловська Т. І.

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів, які навчаються за спеціальністю “Лазерна та оптоелектронна техніка”. Лист № 1/11-11703 від 21.12.2010 р.

Рецензенти:

В. С. Осадчук, доктор технічних наук, професор

В. Г. Петрук, доктор технічних наук, професор

В. І. Осінський, доктор технічних наук, професор

Адаптивна оптика : навчальний посібник / [Васюра А. С.,
A28 Павлов С. В., Прокопова М. О. та ін.] – Вінниця : ВНТУ, 2015. – 281 с.
ISBN 978-966-641-638-7

У навчальному посібнику розглянуто матеріали щодо проєктування та роботи сучасних адаптивних оптичних систем. Розглянуто принципи розповсюдження світла в неоднорідному середовищі і проблеми керування хвильовим фронтом. Зроблено аналіз систем фазового спряження та апертурного зондування, порівняння характеристик сенсорів хвильового фронту. Наведено приклади практичного застосування адаптивних оптичних систем.

Навчальний посібник призначений для студентів спеціальності “Лазерна та оптоелектронна техніка” і може бути корисним для спеціалістів, що займаються використанням адаптивних оптичних систем.

УДК 535.317(075)
ББК 32.86я73

ISBN 978-966-641-638-7

© А. Васюра, С. Павлов, М. Прокопова,
С. Тужанський, Т. Козловська, 2015

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	7
1 РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА В НЕОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ І ПРОБЛЕМА КЕРУВАННЯ ХВИЛЬОВИМ ФРОНТОМ.....	12
1.1 Монохроматичне світлове поле.....	12
1.2 Просторово-когерентні та некогерентні світлові поля.....	16
1.3 Поняття турбулентності.....	16
1.4 Модель турбулентності Рейнольдса – Буссінеска.....	17
1.5 Модель турбулентності Колмогорова.....	19
1.6 Поняття хвильового фронту.....	22
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	24
2 ПРИНЦИПИ ОРГАНІЗАЦІЇ УПРАВЛІННЯ ФОКУСУВАННЯМ ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	25
2.1 Оптичні системи для лазерів.....	25
2.1.1 Оптичні системи для фокусування лазерного випромінювання.....	25
2.1.2 Оптичні системи для зменшення розходження променів лазерів.....	29
2.2 Нелінійна оптика та нелінійна дія оптичного випромінювання.....	32
2.3 Подібність і питання оптимального керування світловими пучками.....	43
2.4 Керування хвильовим фронтом при тепловому фокусуванні.....	44
2.5 Адаптивне фокусування випромінювання лазерного локатора на малорозмірний об'єкт в зоні дифракції Френеля.....	46
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	55
3 АДАПТИВНІ ОПТИЧНІ СИСТЕМИ.....	56
3.1 Принципи побудови адаптивних оптичних систем.....	56
3.2 Системи фазового спряження.....	60
3.3 Системи апертурного зондування.....	67
3.4 Особливості роботи адаптивних оптичних систем.....	71
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	78
4 СЕНСОРИ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ.....	79
4.1 Інтерферометри.....	79
4.2 Сенсори гартманівського типу.....	83
4.3 Фазові детектори.....	90
4.4 Порівняльна характеристика сенсорів хвильового фронту.....	96
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	100

5 ВИМІРЮВАННЯ СПОТВОРЕНЬ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ В АДАПТИВНІЙ ОПТИЦІ.....	101
5.1 Вимірювання локальних нахилів.....	101
5.1.1 Потенціальна чутливість вимірювання локальних нахилів хвильового фронту.....	101
5.1.2 Інтерферометри зсуву.....	102
5.2 Гартманівські сенсори хвильового фронту.....	105
5.2.1 Позиційна характеристика однокоординатного сенсора.....	106
5.2.2 Чутливість вимірювань.....	107
5.3 Відновлення хвильового фронту за вимірами локальних нахилів.....	107
5.3.1 Основні пропозиції.....	107
5.4 Розкладання фази за функціями відгуку коректора.....	109
5.4.1 Рівнозначні субапертури.....	109
5.4.2 Нерівнозначні субапертури.....	111
5.5 Відновлення хвильового фронту з урахуванням статистики фазових похибок, байесовський підхід.....	112
5.5.1 Основні положення.....	112
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	113
6 ДЗЕРКАЛА ДЛЯ АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ.....	114
6.1 Характеристики дзеркал.....	114
6.2 Секціоновані адаптивні дзеркала.....	117
6.3 Суцільні деформувальні дзеркала.....	118
6.4 Застосування деформувальних дзеркал у лазерних технологічних комплексах.....	121
6.5 Біморфні адаптивні дзеркала й оптичні модулі.....	126
6.5.1 Схема активної корекції хвильового фронту.....	127
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	129
7 МЕТОДИ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ В НЕЛІНІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ.....	130
7.1 Обернення хвильового фронту з використанням вимушеного розсіювання.....	131
7.1.1 Поняття оберненого хвильового фронту.....	131
7.1.2 Вимоги до виготовлення оптичних елементів для адаптивних систем.....	138
7.1.3 Причини різноманітності пристроїв корекції та їх класифікація.....	140
7.2 Обернення хвильового фронту методом чотирьоххвильового змішування.....	142
7.3 Інші методи та перспективи розвитку методів обернення хвильового фронту.....	145

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	149
8 СТАТИСТИЧНА ДИНАМІКА АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ.....	150
8.1 Головні особливості моделей адаптивних оптичних систем.....	150
8.2 Статистична динаміка адаптивних систем фокусування при точковому об'єкті спостереження.....	163
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	170
9 ВИКОРИСТАННЯ АДАПТИВНОЇ ОПТИКИ.....	171
9.1 Передача світлової енергії на далекі відстані.....	171
9.2 Оптична астрономія.....	174
9.3 Світлові пучки в установках термоядерного синтезу, системах оптичної локації, технології та в інших областях сучасної техніки..	178
9.4 Лазерна приймально-передавальна система для супутникового вимірювання поглинання атмосферних шляхів.....	183
9.5 Наземна система для RIS-експерименту. Основні елементи системи.....	184
9.6 Активне спостереження за RIS.....	186
9.7 Спектроскопічні вимірювання за допомогою RIS.....	187
9.8 Високочастотні одномодові поздовжньо-імпульсні TEA CO ₂ -лазери.....	188
9.9 Початкові експерименти з використанням RIS.....	191
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	192
10 ВИДИ ТЕЛЕСКОПІВ.....	193
10.1 Типи телескопів.....	195
10.2 Об'єкти спостереження за допомогою телескопів.....	198
10.3 Великі оптичні телескопи.....	200
10.3.1 Великий Південно-Африканський Телескоп SALT.....	203
10.3.2 Космічний телескоп GALEX203.....	210
КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	215
ДОДАТКИ.....	216
ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ.....	217
Лабораторна робота № 1. Оптичні системи для керування лазерним випромінюванням.....	218
Лабораторна робота № 2. Розрахунок адаптивних оптичних систем атмосферного каналу зв'язку.....	221
Лабораторна робота № 3. Аналіз характеристик сенсорів хвильового фронту.....	232
Лабораторна робота № 4. Розрахунок атмосферного	

каналу зв'язку.....	239
Лабораторна робота № 5. Поглинання інфрачервоного випромінювання атмосферою.....	249
Лабораторна робота № 6. Агрегатні методи розрахунку Спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери.....	253
ГЛОСАРИЙ.....	268
ЛІТЕРАТУРА.....	277

ПЕРЕДМОВА

Ще найперші створені людством оптичні системи передбачали можливість адаптації до конкретних умов спостереження. Подальший технічний прогрес оптичних систем пов'язаний, в першу чергу, з нарощуванням цих можливостей, що проявляється як у збільшенні кількості відповідних параметрів (дозволяють реагувати на певні зміни), так і у швидкості процесів налаштування та повному використанні можливостей ЕОМ. У сукупності ці фактори приводять до створення принципово нових адаптивних оптичних систем, що використовують оптичні елементи, синтез яких базується на нових наукових принципах.

Предмет адаптивної оптики. Адаптивна оптика (*adaptive optics*) – це розділ оптики, що вивчає динамічні оптичні системи, які дозволяють компенсувати спотворення хвильового фронту, які випадково виникають та змінюються в процесі свого функціонування. Адаптивна оптика майбутнього буде адаптуватись не тільки до хвильового фронту, але й до амплітудного розподілення.

Адаптивна оптика сьогодні – це тільки перший крок у створенні адаптивних оптичних систем. Однак, вже на цьому кроці не тільки вдасться вирішити ряд важливих адаптивних задач, але й опрацювати загальні принципи створення оптичних систем. Подальше нарощування адаптивних можливостей оптичних систем – це і є той шлях, який приведе до оптики майбутнього [1–6].

Розвиток адаптивної оптики. Адаптивна оптика бере свій початок ще в сивій давнині. Емпіричне пізнання основних законів оптики (прямолінійне поширення світла, відбивання, заломлення і т. п.) дозволило Архімеду, творцю гігантського секціонованого дзеркала, кожна секція якого керувалась людиною, в 211 р. до н. е. зосередити сонячні промені в одному місці та спалити трієри ворожого флоту під час облоги Сіракуз. Для багатьох це легенда, однак в 1973 р. грецькому інженеру Іоанісу Саккасу вдалося «повторити» дослід Архімеда. Із допомогою 60 чоловік, що керували дзеркалами розміром 91×51 см кожне, Саккас підпалив човен, який знаходився на відстані 50 м і був навантажений смолою.

Хоча й прадавня за своїми витоками, адаптивна оптика – сучасний науковий напрям, який остаточно сформувався в останні 40-50 років і є

закономірним продовженням розвитку оптики. Розвиток адаптивної оптики можна розділити на три етапи:

- створення фізичних основ сучасної оптики і оптичних явищ (XIX ст.);
- створення когерентних джерел світла (50-60-і роки XX ст.);
- створення оптичних систем з реалізацією ідеї із компенсації фазових збурень при формуванні оптичних зображень (70 роки XX ст.).

До створення адаптивних оптичних систем науково-технічна ідея рухалася по декількох напрямках, що з'єдналися в один новий.

Так, необхідно згадати оптичні низькоякісні світлові колектори, що використовуються, наприклад, в сонячних енергетичних установках. Не можна не відзначити появу складних оптичних телескопів, що дозволили збільшити еквівалентну площу головного дзеркала телескопа. Великий вплив на розвиток адаптивної оптики виявили ідеї В. П. Лінника і Г. У. Бебкока щодо компенсації атмосферних спотворень при спостереженні зірок за допомогою дзеркальних приладів зі складеною або суцільною поверхнею, що деформується [2].

Принципи адаптивної оптики. Запуск на орбіту в 1990 році оптичного телескопа «Хаббл» діаметром 2,4 м і його надзвичайно ефективна робота в наступні роки довели великі можливості телескопів, необтяжених атмосферними спотвореннями. Але висока вартість створення і експлуатації космічного телескопа змусили астрономів шукати шляхи компенсації атмосферних завад на поверхні Землі. Поява швидкодіючих комп'ютерів і, не в останню чергу, бажання військових створити систему космічної зброї з лазерами наземного базування зробили актуальною роботу з компенсації атмосферних спотворень зображення в реальному часі. Системи адаптивної оптики дозволяють вирівнювати і стабілізувати хвильовий фронт випромінювання, спотворений у атмосфері, дають можливість не тільки отримувати у фокусі телескопа чітке зображення космічного об'єкта, але і виводити із Землі в космос гостросфокусований промінь лазера. На щастя, військові пристрої такого типу не були реалізовані, але виконана в цьому напрямку робота надзвичайно допомогла астрономам майже повністю реалізувати теоретичні параметри великих телескопів за якістю зображення. До того ж розробка систем адаптивної оптики зробила можливим будівництво наземних оптичних інтерферометрів на базі телескопів великих діаметрів:

оскільки після проходження через атмосферу довжина когерентності світла становить усього близько 10 см, наземний інтерферометр без системи адаптивної оптики працювати не може.

Основним призначенням адаптивних оптичних систем є корекція в реальному часі спотворень, що вносяться атмосферою в зображення космічних об'єктів. Зазвичай адаптивна система працює спільно з системою активної оптики, що підтримує конструкцію і оптичні елементи телескопа в «ідеальному» стані. Діючи спільно, системи активної та адаптивної оптики наближають якість зображення до гранично високого, що визначається принциповими фізичними ефектами (в основному аберацією світла на об'єктиві телескопа).

В принципі системи активної та адаптивної оптики подібні одна до одної. Обидві вони містять три основні елементи: 1) аналізатор зображень; 2) комп'ютер з програмою, яка виробляє сигнали корекції і 3) виконуючі механізми, що змінюють оптичну систему телескопа таким чином, щоб зображення стало відкорегованим. Основна відмінність між цими системами полягає в тому, що корекція недоліків самого телескопа (активна оптика) відбувається повільно – з інтервалом від кількох секунд до 1 хвилини; але необхідність виправляти перешкоди, які вносяться атмосферою (адаптивна оптика), може виникати значно частіше – від декількох десятків до тисячі разів на секунду. Тому система адаптивної оптики не може змінювати форму масивного головного дзеркала телескопа і змушена управляти формою спеціального додаткового дзеркала, встановленого у вихідній зіниці телескопа [4].

Реалізація адаптивної оптики. Вперше на можливість корекції атмосферних спотворень зображення за допомогою деформованого дзеркала вказав у 1953 американський астроном Хорас Беккок (Babcock NW, 1912 р.). Для компенсації спотворень він запропонував використовувати відбиття світла від масляної плівки, поверхня якої деформована електростатичними силами. Тонкоплівкові дзеркала з електростатичним управлінням розробляються для аналогічних цілей і в наші дні, хоча більш популярним виконавчим механізмом служать п'єзоелементи із дзеркальною поверхнею.

Плоский фронт світлової хвилі, пройшовши крізь атмосферу, спотворюється і поблизу телескопа має досить складну структуру. Для характеристики викривлення зазвичай використовують параметр r_0 – радіус когерентності хвильового фронту, який визначається як відстань, на

якій середньоквадратична різниця фаз становить 0,4 довжини хвилі. У видимому діапазоні, на хвилі довжиною 500 нм, в переважній більшості випадків r_0 лежить в інтервалі від 2 до 20 см; умови, коли $r_0 = 10$ см, нерідко вважаються типовими. Максимальна роздільна здатність великого наземного телескопа, що працює через турбулентну атмосферу з довгою експозицією є такою самою, як і роздільна здатність ідеального телескопа діаметром r_0 , що працює поза атмосферою. Оскільки значення r_0 зростає приблизно пропорційно довжині хвилі $r_0 \sim \lambda^{-6/5}$, атмосферні перекручування випромінювання у інфрачервоному діапазоні є істотно меншими, ніж у видимому. Для невеликих наземних телескопів, діаметр яких співрозмірний з r_0 , можна вважати, що в межах об'єктива хвильовий фронт плоский і в кожний момент часу нахилений випадковим чином на деякий кут. Нахил фронту відповідає зсуву зображення в фокальній площині, або, як говорять астрономи, тремтінню (у фізиці атмосфери прийнято термін «флукуації кута падіння»). Для компенсації тремтіння в таких телескопах досить ввести плоске кероване дзеркало, що нахилиється по двох взаємно перпендикулярних осях.

Експерименти з системами адаптивної оптики почалися наприкінці 1980-х, а до середини 1990-х вже були отримані досить обнадійливі результати. З 2000 р. практично на всіх великих телескопах використовуються такі системи, що дозволяють довести кутову роздільну здатність телескопа до його фізичної (дифракційної) межі. Наприкінці листопада 2001 р. система адаптивної оптики почала працювати на 8,2-метровому телескопі «Йеспун» (Yepun), що входить до складу «Дуже великого телескопа» (VLT) Європейської південної обсерваторії в Чилі.

На базі перерахованих самостійних напрямків сформувалася концепція створення адаптивних оптичних систем з адаптивним дзеркалом як виконавчим елементом. Це відбулося в середині 70-х рр. ХХ ст. з появою перших швидкодіючих оптичних дзеркал зі змінною геометрією поверхні. Ця концепція, взагалі-то, втілена і в системах з виконавчими елементами не відбивального, а прохідного типу.

Середина 70-х рр. ХХ ст. відзначена розвитком ще одного напрямку – *обернення хвильового фронту* (ОХФ), самостійної концепції керування фазою оптичного випромінювання. *Обернення хвильового фронту* базується на нелінійних ефектах впливу світла на речовину. Ідея ОХФ виявилася настільки шкідливою для компенсації спотворень оптичних пучків, що вивчення адаптивної оптики без ОХФ було б неповним.

З моменту появи ідей Лінника-Бєбєкєкє минуло майже 60 років, перш нїж вони знайшли своє часткове втілення в конкретних технїчних приладах. Основною причиною цього була відсутність необхідних виконавчих елементів. Потужним поштовхом розвитку даного напрямку стало вдосконалення когерентних джерел світла.

Слід відзначити одну з експериментальних робіт У. Катєя (1968 р.), що мала великий вплив на розвиток обох концепцій адаптивної компенсації. В статичному режимі за допомогою голограми У. Катєя продемонстрував майже ідеальне фокусування світла через сильно викривлену прозору пластину.

До кінця 70-х – початку 80-х рр. остаточно склалися принципи побудови виконавчих елементів – швидкодіючих високочотних адаптивних дзеркал. В 1976 – 1977 рр. вперше була здійснена компенсація атмосферної турбулентності і отримано покращене зображення зірок (розробки Калїфорнїйського університету і фірми Itek Corporation, США).

Ефект ОХФ в реальному масштабі часу вперше був виявлений в 1972 р. (Б. Я. Зєльдєвич, О. Ю. Нєсач, В. І. Поповичєв, В. В. Рагульський, Ф. С. Файзулов). В основі фізичного механїзму обернення лежав ефект вимушеного розсіювання Мандєльштама-Брїллоєна. В 1977 – 1978 рр. була показана можливість отримання ОХФ з використанням вимушеного комбїнаційного розсіювання і суперлюмінесценції.

На можливість реалізації ОХФ голографїчними засобами вказувалося ще на початку 60-х рр. в роботах Ю. Дєнісюка і Г. Кєгєльнїка. Однак голографїчна «гїлка» ОХФ фактично була знайдєна в 1977 р.

В роботі Р. Хєлєварса пропонувалося використання чотирьоххвильєвого змішування для отримання оберненої хвилі, а в роботі А. Ярива – використання трихвильєвого змішування. В 1982 році було виявлено ефект ОХФ у скляних волоконних світловодах і т. д.

Таким чином, розвиток обох концепцій адаптивної компенсації спотворєнь світлового поля відбувався синхронно. Підтвердженням цього факту стала одночасна поява публікацій, присвячених основам відповідних концепцій [1–6].

1 РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СВІТЛА В НЕОДНОРІДНОМУ СЕРЕДОВИЩІ І ПРОБЛЕМА КЕРУВАННЯ ХВИЛЬОВИМ ФРОНТОМ

1.1 Монохроматичне світлове поле

Реальні світлові поля переважно не є монохроматичними, і в загальному випадку вони описуються складною часовою залежністю світлових коливань. Але зупинимось на дослідженні монохроматичних світлових полів. Такий підхід дозволяє спростити відповідні математичні вирази та виділити як об'єкт дослідження те головне, чим відрізняються світлові поля від інших електромагнітних більш довгохвильових діапазонів – їх просторову структуру. Тим більше, перенесення відповідних узагальнень далі на немонохроматичне світлове поле не є занадто складним [5, 6].

Монохроматичне світлове поле можна подати у вигляді

$$\varepsilon_c(\vec{\rho}, t) = \operatorname{Re} \varepsilon(\vec{\rho}) e^{-i\omega_0 t}, \quad (1.1)$$

де Re означає реальну частину; ω_0 – кругова частота, пов'язана з довжиною хвилі λ співвідношенням $\omega_0 = 2\pi c / \lambda$; c – швидкість світла в вакуумі; $\varepsilon(\vec{\rho})$ – деяка комплексна функція, що описує просторову структуру даного поля, яка називається його комплексною амплітудою.

Відзначимо, що $\vec{\rho}$ – радіус-вектор, який відповідає деякій точці в області, де здійснюється спостереження. Надалі будемо враховувати, що поле спостерігається в певній площині. Область, в якій безпосередньо здійснюється спостереження та є частиною цієї площини, позначимо Ω .

Нехай виникнення світлового поля $\varepsilon_c(\vec{\rho}, t)$ пов'язано з тим, що на деякій поверхні Ω_0 є монохроматичне світлове збудження. Очевидно, що це збудження може бути записано в тому ж вигляді, що і саме поле (1.1), але вже з деякою своєю комплексною амплітудою $E(\vec{r})$, де \vec{r} – радіус-вектор, що відповідає точці на поверхні Ω_0 .

Зв'язок між комплексними амплітудами $\varepsilon(\vec{\rho})$ та $E(\vec{r})$ у вільному просторі встановлюється добре відомою інтегральною теоремою Гельмгольца та Кірхгофа. Відповідне співвідношення можна отримати з розв'язку хвильового рівняння і воно є математичним виразом принципу

Гюйгенса-Френеля. Суть цього принципу полягає в тому, що кожна точку на поверхні Ω_0 можна розглядати як центр своєї елементарної сферичної хвилі. Поле в точці, що відповідає $\bar{\rho}$, являє собою результат суперпозиції всіх сформованих таким чином парціальних (віртуальних) хвиль. Не зупиняючись на загальній формі інтегральної теореми, розглянемо лише декілька конкретних прикладів, що становлять найбільший інтерес для подальших досліджень.

Нехай на нескінченну непрозору площину, в якій є отвір (область Ω_0), падає монохроматична хвиля (рис. 1.1). Введемо в цю площину систему координат \bar{r} та позначимо через $E(\bar{r})$ комплексну амплітуду вхідної хвилі. Нехай площина спостереження є колінеарною даній площині та віддалена від останньої на відстань R . За таких умов інтегральна теорема приводить до виразу [5, 6]

$$\varepsilon(\bar{\rho}) = \int_{\Omega_0} E(\bar{r}) H(\bar{r} - \bar{\rho}) d\bar{r}, \quad (1.2)$$

де так звана передаточна функція вільного простору

$$H(\bar{r} - \bar{\rho}) = \exp(ikR_0) \cos(\vec{R}\vec{R}_0) / (i\lambda\vec{R}_0). \quad (1.3)$$

Тут k – хвильове число, $2\pi/\lambda$; \vec{R}_0 – вектор з точки \bar{r} в точку $\bar{\rho}$, так що $\vec{R}_0 = \vec{R} + \bar{\rho} - \bar{r}$.

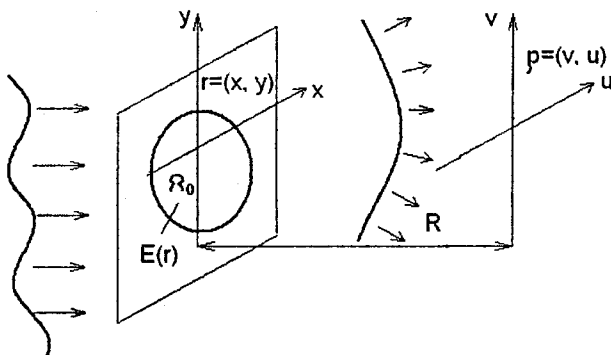


Рисунок 1.1 – Оптична схема, що ілюструє інтегральну теорему

Якщо \bar{R} є настільки великим, що для всіх $\bar{\rho} \in \Omega$ та $\bar{r} \in \Omega_0$ виконується умова

$$R^2 \gg \pi |\rho - r|^4 / (4\lambda), \quad (1.4)$$

тоді

$$H(\bar{r} - \bar{\rho}) \approx \exp \left[ik\bar{R} + ik \left| \bar{\rho} - \bar{r} \right|^2 / (2R) \right] / (i\lambda R). \quad (1.5)$$

Якщо крім умови (1.4) для всіх $\bar{r} \in \Omega_0$ виконується нерівність

$$R \gg 0,5k \left| \bar{r} \right|^2, \quad (1.6)$$

то функція $H(\cdot)$ досить добре апроксимується функцією

$$H(\bar{r}, \bar{\rho}) = \exp \left[ikR + ik \left| \bar{\rho} \right|^2 / (2R) - ik\bar{r}\bar{\rho} / R \right] / (i\lambda R). \quad (1.7)$$

Область, в якій справедливе наближення (1.5), називається областю дифракції Френеля, а та область, в якій задовольняється додаткове наближення (1.6) – областю дифракції Фраунгофера.

Розглянемо такий приклад. Нехай деяке опукле абсолютно відбиваюче тіло освітлюється плоскою монохроматичною хвилею, напрямок падіння якої протилежний напрямку, з якого проводиться спостереження (рис. 1.2). Оберемо поблизу від даного тіла довільну точку O «приведення». Відстань між точкою O та точкою O_1 на площині спостереження позначимо як R , а вектор, направлений від точки приведення до елемента поверхні $d\xi$ – як \bar{r}_0 . Тоді, якщо E_0 – комплексна амплітуда плоскої хвилі в момент її проходження крізь точку O , то при досить великих значеннях R

$$\varepsilon(\bar{\rho}) \approx E_0 \iint_{\xi} \exp(-ik\bar{r}_0\bar{R} / R_0) \exp(ikR_0) \cos(\bar{n}\bar{R}) d\xi / (i\lambda R), \quad (1.8)$$

де інтегрування проводиться по освітленій поверхні тіла, \bar{n} – зовнішня нормаль до цієї поверхні.

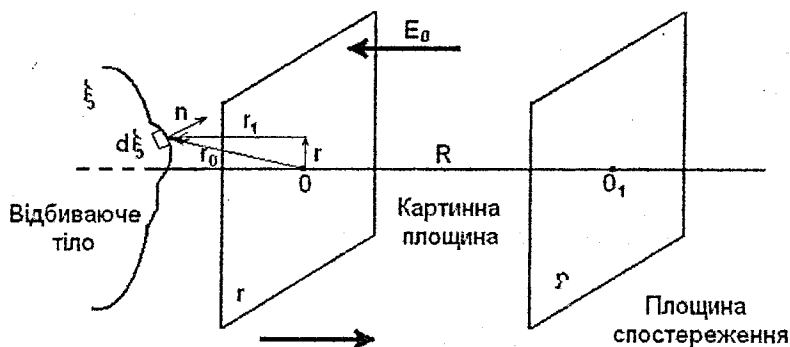


Рисунок 1.2 – Схема, що ілюструє методику проведення сигналу у фіксовану площину [5]

Проведемо через точку O площину, колінеарну площині спостереження, і назовемо її картинною площиною. Позначимо через \vec{r} вектор, що є проекцією вектора \vec{r}_0 на картинну площину, так що $\vec{r}_0 = \vec{r} + \vec{r}_1$. Тоді при переході у (1.8) від інтегрування по поверхні ξ до інтегрування по картинній площині за умови (1.4), отримаємо

$$\begin{aligned} \varepsilon(\vec{\rho}) \approx E_0 \int_{\Omega_0} \exp \left[-2ik\vec{R}\vec{r}_1 / R + ik|\vec{r}_1|^2 / (2R) \right] \times \\ \times \exp \left[ikR + ik|\vec{\rho} - \vec{r}|^2 / (2R) \right] d\vec{r} / (i\lambda R), \end{aligned} \quad (1.9)$$

де в даному випадку Ω_0 – область, що визначає межу проекції освітленої поверхні тіла на картинну площину. Оскільки $-2ik\vec{R}\vec{r}_1 / R + ik|\vec{r}_1|^2 / (2R)$ є деяка функція від \vec{r} , то можна ввести позначення

$$E(\vec{r}) = E_0 \exp \left[-2ik\vec{R}\vec{r}_1 / R + ik|\vec{r}_1|^2 / (2R) \right]. \quad (1.10)$$

Тоді з врахуванням (1.5) співвідношення (1.9) набуде вигляду, що точно збігається з (1.2).

Таким чином, і в тому випадку, коли об'єкт не є плоским, вдається знов-таки скористатись співвідношенням (1.2). Проте, якщо у випадку

плоского об'єкта, яким в попередньому прикладі є отвір, функція $E(\vec{r})$ описує комплексну амплітуду в площині самого об'єкта, то для об'ємного тіла функція $E(\vec{r})$ описує комплексну амплітуду в деякій картинній площині. В останньому випадку конкретний вигляд функції $E(\vec{r})$, як видно безпосередньо із (1.10), визначається геометричними особливостями освітлюваної частини поверхні тіла, яка спостерігається [1–6].

1.2 Просторово-когерентні та некогерентні світлові поля

Комплексна амплітуда поля у околі об'єкта $E(\vec{r})$ визначається такими інтерференційними явищами, які супроводжують розсіяння світлових хвиль від об'єкта. Залежно від особливостей цих процесів функція $E(\vec{r})$ може мати різні статистичні характеристики, що в підсумку впливає на ступінь просторової когерентності всього світлового поля. Розглянемо ці питання більш докладно.

Згадаємо приклади, наведені в підпункті 1.1. Уявімо собі, що площина з отвором Ω_0 (див. рис. 1.1.) замінена транспарантом, коефіцієнт пропускання якого поза областю Ω_0 дорівнює нулю. Нехай цей транспарант просвічується плоскою монохроматичною хвилею. Тоді поле після проходження цього транспаранта буде мати комплексну амплітуду $E(\vec{r})$, що однозначно визначається його комплексним коефіцієнтом пропускання. Фізична природа комплексності коефіцієнта пропускання полягає в тому, що при просвічуванні може відбуватись зміна не лише інтенсивності вхідного випромінювання, але і фазових співвідношень [2,5].

1.3 Турбулентність

Турбулентність (turbulence) (від лат. *turbulentus* – бурний, хаотичний) – явище, яке полягає в тому, що при збільшенні інтенсивності потоку рідини чи газу в середовищі довільно створюються багаточисельні хвилі (фрактальні або звичайні) різних лінійних розмірів, які проявляються як без впливу зовнішніх, випадкових, збурюючих середовище сил, так і/або за їх присутності. Для розрахунку подібних течій були створені різні моделі турбулентності.

Турбулентність експериментально відкрита англійським інженером Рейнольдсом в 1883 році при вивченні потоку нестисненої води в трубах.

Миттєві параметри потоку (швидкість, температура, тиск, концентрація домішок) при цьому хаотично коливаються навколо середніх значень. Залежність квадрата амплітуди від частоти коливань (або спектр Фур'є) є неперервною функцією. Для виникнення турбулентності необхідне суцільне середовище, що описується кінстичним рівнянням Больцмана чи Нав'є-Стокса або граничного шару. Рівняння Нав'є-Стокса (в нього входить і рівняння збереження маси або рівняння нерозривності) описує багато турбулентних потоків з достатньою для практики точністю. Зазвичай турбулентність настає при перевищенні деякого критичного числа Рейнольдса і/або числа Релея (в окремому випадку швидкості потоку при сталій густині та діаметрі труби і/або температурі на зовнішній границі поділу середовища).

В окремому випадку турбулентність спостерігається в багатьох потоках рідин і газів, багатофазних течіях, рідких кристалах, квантових Бозе- і Фермі- рідинах, магнітних рідинах, плазмі і різноманітних твердих середовищах (пісок, земля, метали та ін.). Це явище також спостерігається при вибухах зірок, у надтекучому гелії, в нейтронних зірках, у легенях людини, при русі крові в серці, при турбулентному (вібраційному) горінні.

Вона виникає самовільно, коли сусідні області середовища йдуть поряд або проходять одна в одну, за наявності перепадів тиску або за наявності сили тяжіння, або якщо області середовища обтікають непроникні поверхні.

Турбулентність може виникнути при наявності зовнішньої випадкової сили. Зазвичай зовнішня випадкова сила та сила тяжіння діють одночасно. Наприклад, при землетрусі або пориві вітру з гори може зійти снігова лавина, всередині якої потік снігу є турбулентним [2, 3].

1.4 Модель турбулентності Рейнольдса-Буссінеска

В рамках цієї моделі густина потоку забруднення атмосфери \bar{S} задається формулою [5,6]

$$\bar{S} = -[K] \text{grad} \bar{c}, \quad (1.11)$$

де \bar{c} — масова концентрація забруднення, $[K]$ — тензор турбулентної дифузії.

Тензор турбулентної дифузії залежить від таких факторів, як шорсткість поверхні матеріалу, розподіл температури на висоті (температурна стратифікація), швидкість вітру, висота над поверхнею. Що стосується шорсткості, то вважається, що вона складає 0,1..0,16 середньої висоти нерівностей на поверхні. Температурна стратифікація визначає стан стійкості атмосфери: стійкий, інверсний, нестійкий та байдужий. Якщо при зміщенні частки зі свого початкового стану вона намагається ще більше віддалитися від цього положення, то стан атмосфери нестійкий, якщо навпаки, частка намагається повернутися в початкове положення, то стан атмосфери стійкий. У байдужому стані частка не зміщується з нового положення. Температурна стратифікація поділяється на 6 класів: А, В, С, D, E і F, що носять назву класів Песквіла. Клас D відповідає байдужому стану, E і F – інверсії, А, В, С – нестійкості. Від характеру стратифікації атмосфери залежать коефіцієнти турбулентної дифузії, які, в свою чергу, впливають на поле вітру.

В подальшому вважається, що поле швидкості вітру являється соленоїдальним, а в тензорі турбулентної дифузії відмінна від 0 тільки вертикальна компонента $[K_z] = [K]$. Густина повітря вважається сталою. У вказаних припущеннях рівняння, що описує перенесення забруднення в атмосфері й виражає баланс його маси, має вигляд

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \text{div} \bar{c} w - \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{K} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) = \bar{Q} - \bar{R}. \quad (1.12)$$

де w – швидкість вітру, Q – поле емісії, R – члени, що описують забруднення (радіоактивний розпад, хімічна трансформація та інше).

У подальшому вважається, що z – компонента швидкості відсутня, якщо поверхня є рівною.

Граничні умови на бокових границях мають такий вигляд.

$$\bar{c} = \bar{c}_\phi, \text{ якщо } (w, n) < 0, \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial n} = 0, \text{ якщо } (w, n) > 0. \quad (1.14)$$

Фізичний зміст цих умов полягає в рівності концентрації забруднень деякому значенню у випадку, коли вітер на границі направлений всередину області, і у безперешкодному проникненні забруднень в іншому випадку.

На верхній границі:

$$[K] \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = 0. \quad (1.15)$$

На нижній границі:

$$[K] \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \delta, \quad (1.16)$$

де δ – інтенсивність поглинання забруднення поверхні.

Початкові умови мають вигляд:

$$\bar{c}|_{t=0} = 0. \quad (1.17)$$

При наявності точкових джерел (заводських труб та ін.) необхідно підставляти після емісії їх ефективні координати [8–11].

1.5 Модель турбулентності Колмогорова

При розповсюдженні світла в атмосфері спотворення відбуваються внаслідок малих флуктуацій показника заломлення повітря. Для хвиль оптичного діапазону головну роль в варіаціях показника заломлення виконують малі варіації температури (0,1... 1°C), викликані в свою чергу турбулентним перемішуванням повітря, вітром і конвекцією [4].

Турбулентність є випадковим процесом, тому описується статистично. Найбільш відомою є модель турбулентності А. М. Колмогорова. Згідно з цією моделлю статистичні властивості різниці швидкостей потоків у двох точках простору залежать тільки від вектора розносу цих точок, причому істотне значення має тільки модуль цього вектора, тобто відстань між точками незалежно від напрямку. А.М. Колмогоров вважав поле дрібномасштабних неоднорідностей атмосфери однорідним та ізотропним (локально-однорідна і локально-ізотропна турбулентність). У загальному випадку кореляційна функція для локально-однорідних полів може не існувати – так, зокрема, відбувається для колмогоровівської моделі.

Структурна функція для атмосферної турбулентності підкоряється закону Колмогорова-Обухова:

$$D_n(r) = C_n^2 r^{2/3}, \quad (1.18)$$

де r – радіус-вектор точки в просторі.

Стала C_n^2 називається структурною сталою флуктуації показника заломлення і характеризує «силу» турбулентності. Ця стала залежить від метеоумов і визначається експериментально. Для тропосфери (приземного шару) C_n^2 змінюється від $5 \cdot 10^{-14}$ до 10^{-17} ($\text{м}^{-2/3}$).

Таким чином, одним із джерел спотворень є атмосферна турбулентність. Але не тільки.

Будь-яка оптична система, що формує зображення або світловий промінь, містить оптичні елементи – лінзи, плоскі поворотні дзеркала або дзеркала телескопів, напівпрозорі дзеркала, призми і т. д. Виготувати такі елементи точно відповідно до розрахунків важко – завжди є похибки виготовлення. Наприклад, допустима «хвилястість» дзеркала телескопа не повинна перевищувати $1/20$ – $1/100$ довжини хвилі випромінювання (висота нерівності – $0,01$ мкм), інакше промені у фокусі не складуться належним чином. До речі, цим відрізняється дзеркало в оптичному приладі, скажімо, від дзеркала для гоління. Навіть якщо намагатися виключити ці похибки, тобто виготовити оптичні елементи з такою точністю, щоб сумарна похибка давала максимально малий внесок в спотворення, залишиться проблема деформацій цих елементів внаслідок можливої зміни температури навколишнього середовища, положення самого елемента відносно вектора сили тяжіння, прискорення, вібрацій і т. п. Нарешті, якщо звести до мінімуму і ці похибки, фізично неможливо виключити взаємодію елементів із самим світлом. Щоправда, останній чинник довелося взяти до уваги порівняно недавно, у зв'язку з появою сучасних джерел, що мають достатню світлову енергію для того, щоб мала частина випромінювання, котра поглинається елементом (таке поглинання завжди має місце навіть для самих кращих дзеркал), призводила до термічних деформацій елемента [4].

Розробники сучасних систем зустрілись із новим явищем – впливом світла на показник заломлення повітря. В сильному світловому полі відбувається нагрівання повітряного каналу розповсюдження за рахунок

молекулярного поглинання світла повітрям і утворюється немовби розсіювальна повітряна лінза.

Такий самовплив світла призводить, зокрема, до ефекту зменшення потужності сигналу на віддаленому приймачеві при збільшенні потужності джерела. Природно, при цьому потужність джерела повинна бути достатньою, щоб частка поглиненого світла приводила до помітної (0,1... 1°C) зміни температури повітряного каналу.

Звернемо увагу на те, що певні варіації значення температури фактично збігаються з тими значеннями, що наводились для атмосферної турбулентності. Однак, тепловий самовплив діє на світловий пучок значно сильніше, ніж турбулентність. Справа в тому, що для турбулентності варіації температури і показника заломлення приймають як позитивні, так і негативні значення – відбувається часткова взаємна компенсація. Тепловий самовплив призводить тільки до нагріву, і зміни показника заломлення дадуть накопичувальний ефект.

На відміну від радіосигналу, оптичний сигнал має просторову структуру $A(\vec{\rho})e^{iS(\vec{\rho})}$, де $A(\vec{\rho})$, $S(\vec{\rho})$ – відповідно амплітуда і фаза сигналу, що залежать від радіус-вектора $\vec{\rho} = \{x, y\}$ у поперечному перерізі пучка. У загальному випадку амплітуда і фаза залежать від часу, однак явною залежністю сигналу від частоти випромінювання, як правило, можна знехтувати, оскільки оптичні приймачі реагують тільки на інтенсивність (квадрат амплітуди сигналу, що надійшов) і не встигають відстежувати оптичну частоту. В свою чергу, інтенсивність на приймачеві залежить від фази, бо різні промені пучка додаються (інтерферують) один з одним з урахуванням фази. Якщо два однакових променя приходять в точку у протифазі, то інтенсивність в даній точці стає рівною нулю, якщо ж в фазі, то збільшується. Тому фазою нехтувати не можна [4].

Розглядаючи віддалене точкове джерело світла, можна зробити висновок, що, за відсутності збурень, світлова хвиля є плоскою. Це означає, що відмінність між фазою в точках поперечного перерізу пучка незмінна і дорівнює нулю. Властивість збереження фазових співвідношень між точками простору називають *когерентністю* (від латинського *cohaerentia* – зв'язок). Якщо ці точки розміщені в поперечному перерізі пучка, то говорять про просторову когерентність, на відміну від часової когерентності, коли точки розташовані вздовж шляху розповсюдження світла, і випромінювання доходить до них в різні моменти. Часова

когерентність, очевидно, завжди має місце, якщо довжина хвилі випромінювання джерела або частота світлових коливань фіксована. Таке джерело називають *монохроматичним (monochromatic)* [12].

1.6 Поняття хвильового фронту

В оптиці *хвильовим фронтом (wave front)* називають гіпотетичну поверхню, для якої виконується умова постійності фази коливань $S(\vec{r}) = const$. Напрямки розповсюдження хвиль характеризують промені, нормальні до даної поверхні.

Зображення хвильового фронту для різних ситуацій подані на рис. 1.3. На рис. 1.3, а зображено сферичний хвильовий фронт точкового джерела світла, а на рис. 1.3, б – плоский хвильовий фронт. Наявність на шляху плоского хвильового фронту неоднорідностей показника заломлення викривляє фронт, як проілюстровано на рис. 1.3, в. Поняття хвильового фронту дозволяє легко проілюструвати описані раніше труднощі роботи з викривленим випромінюванням. З рис. 1.3, г, д видно, що, на відміну від плоского (г), викривлений (д) хвильовий фронт не фокусується в точку [4].

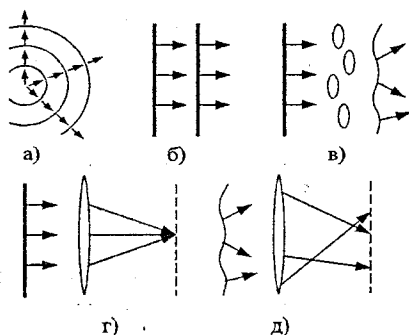


Рисунок 1.3 – Викривлення хвильового фронту і їх наслідки [4]

Отже, хвильовий фронт при наявності фазових збурень випадковим чином викривляється, причому, якщо неоднорідності показника заломлення змінюються незалежно, то і різні ділянки хвильового фронту також викривляються незалежно одна від одної. Таким чином, фаза в поперечному перерізі в різних точках набуває незалежних значень – відбувається втрата когерентності випромінювання. Когерентними залишаються лише невеликі ділянки – “плями”, розмір яких порівнюється

з розміром неоднорідностей середовища. Тому атмосферні траси часто характеризують радіусом когерентності атмосфери, що являє собою характерний розмір «плями» когерентності.

Оцінимо тепер, наскільки сильно може коливатись фаза на кожній ділянці відносно середнього значення. Виявляється, що ці коливання залежать від тих самих фізичних величин, що і радіус когерентності. Наближено середньоквадратичне відхилення фази в радіанах можна виразити формулою Д. Фріда

$$\sigma_s = \sqrt{1,013(D/r_0)^{5/3}},$$

де D - діаметр апертури.

Коливання фази можуть складати по амплітуді більше 2π радіан, тобто оптичний шлях окремого променя збільшується більше, ніж на довжину хвилі, а в деяких випадках і на декілька довжин хвилі.

Зауважимо, що коливання оптичного шляху в атмосфері в першому наближенні не залежать від довжини світлової хвилі. Це дозволяє, змінюючи довжину оптичного шляху, здійснювати компенсацію збурень для монохроматичних джерел, наприклад зірок.

Спираючись на вищесказане, якщо скласти у фокусі всі промені, які пройшли через ділянки неоднорідностей, то вони будуть складатися, оскільки мають різні фази, в тому числі і протилежні. Тому інтенсивність у фокусі завжди буде нижчою, ніж для пучка, що надійшов би без спотворень. Середнє значення інтенсивності у фокусі буде складати приблизно $e^{(-\sigma_s^2)}$ від інтенсивності, котру ми отримали б при фокусуванні пучка без спотворень. Величина σ_s^2 - називається дисперсією фазових флукуацій. У реальних випадках середня інтенсивність може бути в десятки та сотні разів меншою інтенсивності без спотворень.

Оскільки фазові співвідношення весь час змінюються, спостерігаються флукуації інтенсивності – миготіння.

Щоб з'ясувати, наскільки швидко змінюються фазові збурення скористаємось моделлю «замороженої» турбулентності. Зауважимо, що причиною виникнення турбулентності є рух повітряного потоку – вітер, конвекція. Припустимо, що неоднорідності показника заломлення самі по собі незмінні – «вморожені» у рухоме середовище, а зміна неоднорідностей є наслідком їхнього руху перпендикулярно до пучка зі швидкістю повітряного потоку. Тому в рамках моделі «замороженої» турбулентності швидкість зміни збурень, по суті, визначається швидкістю

поперечного вітру, а часова залежність фазових збурень описується за допомогою простих перетворень координат $S(\rho) \rightarrow S(\rho - vt)$, де t – час.

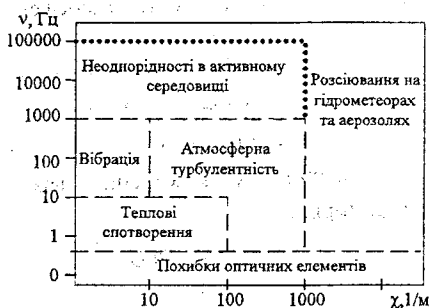


Рисунок 1.4 – Розподіл спотворень по просторово-часових частотах [4]

Як показує більш точний аналіз, гранична частота збурень залежить від параметрів атмосферної траси і зменшується зі зростанням довжини хвилі випромінювання. Характерні значення цієї частоти знаходяться у діапазоні від декількох герц до декількох десятків герц.

Аналогічно можна оцінити параметри інших можливих джерел спотворень світлового поля. Ці параметри показані на рис. 1.4.

Таким чином, можна сформулювати основні вимоги до виконавчого елемента, що повинен компенсувати фазові збурення. Цей виконавчий елемент повинен з частотою в десятки герц змінювати довжину оптичного шляху на декілька довжин хвиль для кожної з численних (до сотні) дільниць перерізу пучка. Це можна зробити за допомогою створення дзеркала у вигляді мозаїки з малих дзеркальних секцій, кожна з яких може переміщатися перпендикулярно до відбиваючої поверхні [10–12].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке турбулентність та турбулентний потік?
2. Поясніть, що таке когерентність.
3. Які моделі турбулентності вам відомі?
4. Поясніть модель турбулентності Колмогорова.
5. Що таке хвильовий фронт?
6. Які види хвильового фронту ви знаєте?
7. Які наслідки викривлення хвильового фронту?

2 ПРИНЦИПИ ОРГАНІЗАЦІЇ УПРАВЛІННЯ ФОКУСУВАННЯМ ВИПРОМІНЮВАННЯ

2.1 Оптичні системи для лазерів

2.1.1 Оптичні системи для фокусування лазерного випромінювання

Випромінювання лазера формується у вигляді світлового пучка. Воно відрізняється від плоскої хвилі неоднорідністю розподілу інтенсивностей, кривизною фазового фронту і розширенням пучка при його поширенні. Для одержання пучка з заданими параметрами необхідно перетворювати вихідне чи прийняте випромінювання лазера. При розробці оптичних систем для перетворення оптичного випромінювання потрібно враховувати властивості випромінювання лазера – його монохроматичність, вузьку спрямованість, високу інтенсивність і когерентність.

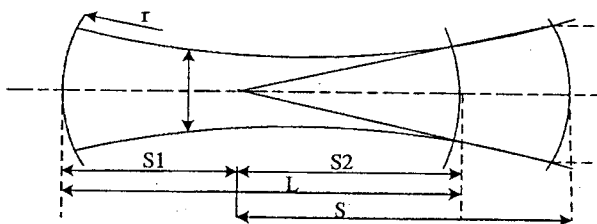


Рисунок 2.1 – Структура лазерного пучка

Лазерний пучок, що виходить з резонатора, складається з двох сферичних чи сферичного і плоского дзеркал, і не є пучком гомоцентричних променів (рис. 2.1). Промені спрямовані по нормалях до хвильового фронту, що поблизу осі можна вважати сферичним. У деякому перерізі лазерний пучок має мінімальний розмір (перетяжку), де хвильовий фронт вироджується в площину. Положення перетяжки щодо вершин дзеркал резонатора визначають за формулами

$$s_1 = L(r_2 + L) / (2L - r_1 + r_2); \quad (2.1)$$

$$s_2 = L(r_1 - L) / (2L - r_1 + r_2), \quad (2.2)$$

де L – відстань між дзеркалами; r_1, r_2 – радіуси кривизни дзеркал.

Діаметр перетяжки знаходять з виразу

$$2y = \sqrt{2\lambda R_A / \pi}, \quad (2.3)$$

де R_E – конфокальний параметр резонатора, що визначається за формулою

$$R_E = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)L}}{2L - r_1 + r_2}. \quad (2.4)$$

Якщо одне з дзеркал резонатора плоске, то з (2.1) і (2.2) випливає, що перетяжка збігається з цим дзеркалом.

Пучок променів, що виходять з лазера, має плоский хвильовий фронт, якщо обидва дзеркала резонатора плоскі.

Радіус R хвильового фронту і діаметр $2y_s$ перерізу пучка в довільному місці відповідно рівні:

$$\begin{aligned} R &= (1 + \xi^2) R_E / 2\xi; \\ 2y_s &= 2y \sqrt{1 + \xi^2}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

де $\xi = 2s / R_E$ – відносна координата перетину; s – відстань від плоскої перетяжки.

Кут розходження 2ω лазерного пучка для основної моди

$$2\omega = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R_E)} = 2\lambda / (\pi y). \quad (2.6)$$

Для одержання великих значень енергетичної освітленості, створюваної лазером, потік його випромінювання необхідно сконцентрувати у пляму мінімальних розмірів. Цією плямою, мабуть, може бути перетяжка лазерного пучка, перетвореного оптичною системою (рис. 2.2, а) після проходження лазерного пучка через від'ємну тонку систему (рис. 2.2, б).

Кут розходження перетвореного пучка збільшується, а перетяжка виходить уявною.

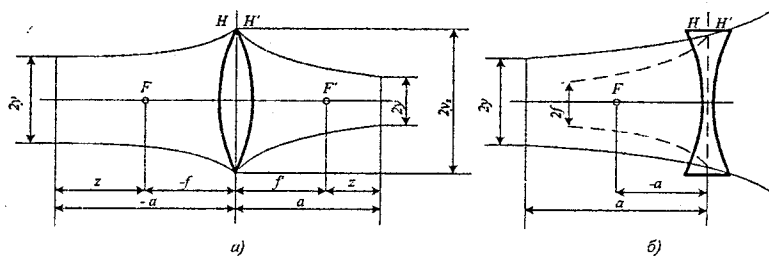


Рисунок 2.2 – Оптична система

Нижче наведені розрахункові формули, що дозволяють визначити параметри перетвореного лазерного пучка (R_E , R' , a' , z') після проходження через тонку оптичну систему з фокусною відстанню f' :

$$R'_E = \frac{R_E}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (2.7)$$

$$R'_E = 4R_E f'^2 / (4z^2 + R_E^2); \quad (2.8)$$

$$1 - a'/f' = \frac{1 + a'/f'}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (2.9)$$

$$z' = -4zf'^2 / (4z^2 + R_E^2), \quad (2.10)$$

де R_E , R'_E – конфокальні параметри, R , R' – радіуси кривизни хвильового фронту, що входить і виходить із системи a , a' , z , z' – відстані, що характеризують положення перетяжок відносно головних площин і відповідних фокальних площин оптичної системи.

Діаметр перетяжки $2y'$ і кут розходження $2\omega'$ перетвореного пучка рівні, відповідно

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_E / \pi}; \quad (2.11)$$

$$2\omega' = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R'_E)} = \frac{2\lambda}{\pi y'}. \quad (2.12)$$

З (2.10) випливає, що z' , якщо $z = 0$, тобто якщо перетяжка лазерного пучка знаходиться в передній фокальній площині системи, то перетяжка

перетвореного пучка буде розташована в задній фокальній площині. Щоб зменшити розмір перерізу перетяжки перетвореного пучка, необхідно зменшити конфокальний параметр цього пучка, що може бути досягнуто за рахунок збільшення фокусної відстані. Для повного використання потоку випромінювання лазера діаметр вхідної зіниці оптичної системи повинний бути не менше діаметра перетину лазерного пучка в площині вхідної зіниці. При збільшенні відстані a зростає діаметр вхідної зіниці, а отже, і відносний отвір системи, тому оптичну систему доводиться розміщати поблизу лазера.

Нижче наведено найбільш прийнятний порядок габаритного розрахунку системи, фокуруючої лазерні випромінювання. Розрахунок виконується за умови, що тип лазера обраний і, отже, відомі його параметри. Крім того, за технічними умовами відомий діаметр перетяжки перетвореного пучка.

Таким чином, при розрахунку фокусувальної системи визначають:

- діаметр перетяжки і конфокальний параметр за формулами (2.3) і (2.4);
- конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка за виразом (2.11) та заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
- фокусна відстань f' оптичної системи за виразами (2.7) чи (2.8) (відстані a чи z вибирають з конструктивних понять);
- діаметр вхідної зіниці D (для тонкої системи $D_{Т.С.}=D$) за формулою (2.5) з урахуванням, що $D \geq 2y_s$;
- положення a' чи z' перетяжки перетвореного пучка за формулами (2.9) і (2.10).

При малому значенні фокусної відстані системи для зручності експлуатації рекомендується застосовувати оптичну систему, що складається з двокомпонентної афокальної насадки та об'єктива. Така система дозволяє збільшити відстань від останнього компонента до перетяжки перетвореного пучка променів. Еквівалентна фокусна відстань цієї системи

$$f'_E = -(f'_1 / f'_2) f'_3 = \gamma f'_3,$$

де f'_1, f'_2, f'_3 – фокусні відстані компонентів; γ – кутове збільшення насадки. Розмір плями фокусувального випромінювання $\delta = 2f'_E \text{tg} \omega = 2f'_3 \text{tg} \omega$.

Розрахунок дво-, трикомпонентних оптичних систем, використовуваних для фокусування лазерного випромінювання, виконується шляхом послідовного застосування формул (2.7) – (2.11) для кожного компонента [14, 15, 19].

2.1.2 Оптичні системи для зменшення розходження променів лазера

Збільшення просторової щільності потоку випромінювання лазера при передачі його енергії на великі відстані обумовлює необхідність зменшення кута розходження. “Ідеальний” лазер, що має плоский хвильовий фронт, генерує пучок променів, кут розходження якого визначається дифракцією

$$2\omega_d = 1,22 \times \lambda / d, \quad (2.13)$$

де d – діаметр вихідного торця лазера. Застосовувані на практиці лазери мають кути розходження, більші за $2\omega_d$, і для різних типів лазерів ці кути становлять від декількох мінут до декількох градусів. Для зменшення кута розходження лазерних пучків використовуються двокомпонентні лінзові (рис. 2.3) чи дзеркальні насадки, що складаються з першої негативної і другої позитивної компонент (перевернена телескопічна система).

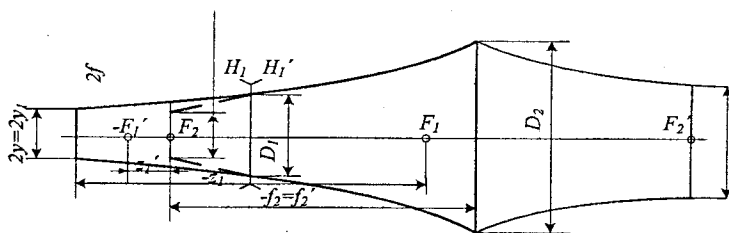


Рисунок 2.3 – Двокомпонентна система для зменшення розходження лазерного пучка

Основними характеристиками афокальної насадки для лазера є кутове збільшення γ , кутове поле $2\omega'$, діаметр вхідної зониці D , положення вхідної

зіниці a_p щодо першого компонента, довжина насадки L , довжина хвилі λ випромінювання лазера.

Кутове збільшення (розраховують з урахуванням виразів (2.6), (2.12) – (2.14) за формулою

$$\gamma = 2\omega' / 2\omega = 2y / 2y' = \sqrt{R_E' / R_E'}, \quad (2.15)$$

де $2y = 2y'$ і $2y' = 2y_2'$, $R_E = R_{E1}$ і $R_E' = R_{E2}'$ – діаметри перетяжок і конфокальні параметри лазерного і перетвореного пучків променів.

Кутове поле $2\omega'$ визначається кутом розходження пучків променів у просторі зображень. Діаметр вхідної зіниці D дорівнює діаметру вихідного торця лазера d і діаметру $2y$ перетяжки лазера. Положення a_p вхідної зіниці визначається відрізком a_1 від перетяжки лазера до першої компоненти. Довжина насадки $L = f_1' + f_2'$, де f_1' , f_2' – задні фокусні відстані компонентів насадки.

Для забезпечення мінімального розходження пучка після оптичної системи необхідно сполучити перетяжку пучка, перетвореного першою компонентою, з передньою фокальною площиною другої компоненти. Відстань (оптичний інтервал), що визначає зсув заднього фокуса першої компоненти відносно переднього фокуса другої компоненти, згідно з (2.10)

$$\Delta = z_1' = -\frac{z_1}{(z_1 / f_1')^2 + (R_{E1} / 2f_1')^2}. \quad (2.16)$$

Кутове збільшення γ_Δ розфокусованої системи

$$\gamma_\Delta = \sqrt{R_{E1} / R_{E2}'} = R_{E1} f_1' / (f_2' \sqrt{4z_1'^2 + R_{E1}^2}). \quad (2.17)$$

При $\Delta = 0$ кутове збільшення афокальної насадки визначається залежністю

$$\gamma = -f_1' / f_2'. \quad (2.18)$$

З аналізу формул (2.15), (2.17), (2.18) видно, що кут розходження пучка після розфокусованої системи менший, ніж після афокальної насадки.

Таким чином, при розрахунку розглянутої двокомпонентної системи для зменшення розходження пучка лазера на підставі формул, отриманих з дифракційної теорії, визначають такі величини (за умови, що тип лазера, λ , R_E , $2y$, 2ω — відомі):

1) кутове збільшення γ насадки за формулою (2.15);

2) діаметр D_1 першої компоненти за формулою (2.5), де $\xi = 2a_1/R_E$; a_1 – положення перетяжки лазера відносно головних площин першої компоненти (вибирається з конструктивних розумінь),

3) фокусна відстань першої компоненти f'_1 (відношення D_1/f'_1 бажано мати не вище, ніж 1:5),

4) Δ – оптичний інтервал, знаходять за формулою (2.16), де $z_I = a_1 + f'_1$; $R_{E1} = R_E$;

5) конфокальний параметр R'_{E1} пучка, перетвореного першою компонентою, за формулою

$$R'_{E1} = \frac{R_{E1}}{(1 + a_1/f'_1)^2 + [R_{E1}/(2f'_1)]^2};$$

6) діаметр $2y_1'$ перетяжки пучка, перетвореного першою компонентою

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R'_{E1}/\pi};$$

7) фокусна відстань другої компоненти з (2.17)

$$f'_2 = f'_1 R_{E1} / (\gamma_\Delta \sqrt{4z_1^2 + R_{E1}^2});$$

8) діаметр D_2 другої компоненти за формулою, аналогічною (2.5)

$$D_2 \geq 2y_2 \sqrt{1 + \xi_2^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi_2^2},$$

де $\xi_2 = 2a_2/R_{E2} = -2f'_2/R'_{E1}$.

Розрахунок насадки на основі законів геометричної оптики аналогічний розрахунку телескопічної системи лазера (λ , D , 2ω – відомі).

Нижче наведені розрахункові формули:

$$\gamma = 2\omega'/2\omega; D' = D/\gamma; D_1 = D + 2a_p\omega; D_2 = D';$$

$$f'_1 = D_1 K; f'_2 = -f'_1/\gamma; L = f'_1 + f'_2$$

де K – діафрагмове число, що не повинно бути більше 3 (іноді до 2).

У даному підрозділі розглянуто перетворення лазерних пучків тільки в гаусовому наближенні. Оптична система вважається ідеальною, якщо світловий пучок, що входить в неї, знову перетворюється в чисто гаусовий пучок. Це можливо тільки за умови, що оптична система не вносить додаткових перекручувань у форму хвильового фронту. При розрахунку

оптичних систем, коли необхідно знати точну структуру лазерного пучка, сформованого системою, може бути рекомендований метод скалярної теорії дифракції [14, 15, 19].

2.2 Нелінійна оптика та нелінійна дія оптичного випромінювання

Оптичне випромінювання, проходячи через речовину, впливає на неї, змінюючи характеристики середовища і, як наслідок цього, умови поширення. Якщо зовнішній електромагнітний вплив слабкий порівняно з характерним внутрішнім полем речовини (чи, як прийнято говорити, малоінтенсивний), то відгук середовища пропорційний йому. В оптиці ця умова, як правило, виконувалася аж до 60-х років нашого сторіччя, тобто до появи лазерів. Створення ж потужних оптичних джерел істотно змінило стан. Рівняння Максвелла, що описують поширення потужних оптичних хвиль, є нелінійними, і як наслідок, значно зростає складність їхнього розв'язання. Тому виникла проблема одержання з рівнянь Максвелла більш простих, але враховуючих основні особливості нелінійного поширення. Одним з методів такого спрощення є метод повільно мінливих амплітуд, що був уперше застосований для хвиль радіодіапазону.

Ідея методу полягає у виділенні коливального параметра в функції, що описує поширення електромагнітної хвилі, наприклад напруженості електричного поля \vec{E}

$$\vec{E} = \frac{1}{2} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \vec{A} + \vec{A}^* e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})},$$

де ω – частота; одиничний вектор \vec{e} характеризує поляризацію (площину, у якій відбувається коливання електричного поля); \vec{k} – хвильовий вектор, рівний за модулем ω/c ; c – швидкість світла, $\vec{r} = \{x, y, z\}$ радіус-вектор; x, y, z – просторові координати; t – час, $\vec{A} = \vec{A}(x, y, z)$ – комплексна амплітуда пучка, що характеризує відмінність поля \vec{E} від плоскої хвилі. Нагадаємо, що плоскою хвилею називається хвиля, у якій збурення є сталим в будь-якій площині, перпендикулярній до напрямку поширення. Надалі будемо

вважати, що цей напрямок збігається з віссю z , тоді в експоненті $e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ замість $\vec{k} \cdot \vec{r}$ буде стояти kz .

У випадку відсутності факторів, що впливають на процес поширення оптичного випромінювання (дифракції, дисипації, нелінійності), амплітуда плоскої хвилі не змінюється. Це відповідає тому, що хвильовий вектор \vec{k} має тільки одну компоненту, що збігається за напрямком з віссю z , уздовж якої поширюється світловий пучок. Очевидно, що на практиці такий випадок не реалізується, тому що дифракція оптичного випромінювання присутня завжди. Але її дія на пучок на відстані, рівній довжині хвилі, мала, що і дозволяє говорити про комплексну амплітуду A як про характеристику відмінності оптичного випромінювання від плоскої хвилі.

Інше припущення, використовуване для виведення більш простих (порівняно з рівняннями Максвелла) рівнянь, полягає в тому, що зміну поля поперек пучка вважають дуже швидкою порівняно з його зміною уздовж напрямку поширення. Вона базується на тому очевидному факті, що світловий пучок має кінцеві поперечні розміри. Відповідно до цих уявлень про дифракцію хвилі (хвильових пучків) напруженість електромагнітного поля записуємо у вигляді

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \vec{e}(A(\sqrt{\mu x}, \sqrt{\mu y}) \cdot e^{i(\omega t - kz)} + A^*(\sqrt{\mu x}, \sqrt{\mu y}) \cdot e^{-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{z})}), \quad (2.19)$$

де μ – малий параметр.

Підставляючи вираз для \vec{E} в рівняння Максвелла і залишаючи члени порядку μ , одержимо таке рівняння для комплексної амплітуди

$$2i\vec{k} \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \Delta_{\perp} \vec{A}, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad z \geq 0, \quad (2.20)$$

яке називається квазіоптичним (чи параболічним). Рівняння (2.20) нагадує рівняння теплопровідності [14], але з уявним коефіцієнтом дифузії. Дане рівняння необхідно доповнити граничною умовою

$$A(z=0, x, y) = E_0 A_0 \left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right) e^{iS(x,y)}, \quad (2.21)$$

де a – початкова ширина пучка, E_0 – максимальне (пікове) значення амплітуди. Фінітна функція $A_0(x, y)$ називається профілем пучка, $S(x, y)$ – хвильовим фронтом. Випадок $S(x, y) = 0$ відповідає світловому пучку з початковим плоским фронтом. Відзначимо, якщо поширення оптичного випромінювання має аксіальну симетрію, то від поперечних координат x, y доцільно перейти до радіуса

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

Важливий клас розв’язків будь-яких рівнянь, у тому числі і квазіоптичного, становлять так звані автомодельні розв’язки. Для оптики вони мають вигляд

$$A(z, r) = \frac{E_0}{f(z)} \hat{O}\left(\frac{r}{af}\right) e^{-i\frac{kr^2}{2f} \frac{df}{dz} + i\varphi(z)}. \quad (2.22)$$

Тут $f(z)$ називається безрозмірною шириною пучка, $\varphi(z)$ характеризує фазовий набіг на осі пучка, а функція \hat{O} виражається через поліноми Ерміта чи Лагерра, якщо має місце аксіальна симетрія. Саме такі автомодельні пучки збуджуються у відкритих резонаторах лазерів зі сферичними дзеркалами. Прикладом автомодельного розв’язку є гаусів пучок [11, 13]

$$\hat{O} = e^{-\frac{x^2 + y^2}{a^2 f^2(z)}}. \quad (2.23)$$

Важлива властивість таких пучків полягає в збереженні форми при поширенні в лінійному середовищі. При цьому змінюється характерний поперечний масштаб (безрозмірна ширина) відповідно до рівняння

$$\frac{d^2 f(z)}{dz^2} = \frac{1}{l_a^2 f^3}, \quad z \geq 0, \quad (2.24)$$

яке необхідно розв’язувати за таких граничних умов

$$f(0) = 1, \frac{df(0)}{dz} = -F^{-1}, \quad (2.25)$$

де $l_0 = ka^2/2$ – дифракційна довжина (вона характеризує «силу» дифракції), F – радіус кривизни хвильового фронту. Відзначимо, що $F > 0$ відповідає сфокусованому пучку, $F < 0$ – розбіжному. У першому випадку на початковому етапі поширення відбувається зменшення радіуса пучка. Взагалі, відношення l_0 до F служить мірою того, який із двох процесів – збільшення ширини пучка чи геометрична збіжність – є переважним. Рівність функції f при $z=0$ одиниці логічно випливає з того факту, що початкова ширина оптичного випромінювання повинна дорівнювати a .

Очевидно, розв'язок рівняння (2.24) має вигляд

$$f^2(z) = \left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + \left(\frac{z}{l_0}\right)^2. \quad (2.26)$$

З (2.26) випливає, що мінімальна ширина пучка в перерізі z досягається при $F=z$ і вона визначається його дифракцією. Якщо $z > l_0$, то вибором фокуса не вдається досягти ширини, меншої її початкового значення, а для випадку $z < l_0$ (ближня зона поширення) безрозмірну ширину пучка $f(z)$ можна зробити менше 1. Тому керування параметром F ефективне лише в обмеженій області поширення світлового пучка, що дуже сильно залежить від його початкового радіуса. Важливо також підкреслити, щодо класу автомодельних розв'язків належить гаусовий пучок, що часто використовується при аналізі нелінійного поширення оптичного випромінювання; передбачається, що й у нелінійному середовищі його профіль залишається гаусовим, а змінюється тільки безрозмірна ширина. Дане наближення одержало спеціальну назву «безабераційне» [11, 12].

Як уже відзначалося вище, при досягненні амплітудою деякого значення, що називають критичним, для правильного опису процесу поширення варто враховувати нелінійність відгуку середовища. У природі існує досить багато різних механізмів нелінійності.

З курсу електродинаміки відомо, що електричне поле, поширюючись в речовині, поляризує її, «змушуючи» окремі молекули чи атоми певним чином орієнтуватися уздовж вектора напруженості поля. Поляризацію речовини, так само як і електричне поле, характеризують вектором. У лінійному середовищі, коли поле слабе, вона пропорційна полю. При цьому коефіцієнт пропорційності називається діелектричною проникністю

незбуреного середовища, а квадратний корінь її – показником заломлення речовини: $n_0 = \sqrt{\epsilon_0}$. У сильних же полях ситуація змінюється: поляризація, крім лінійної, буде містити і нелінійну частину. Так, наприклад, якщо середовище має центр симетрії (її властивості симетричні щодо цієї точки), то нелінійна частина поляризації пропорційна третьому ступеню напруженості електричного поля (у цьому випадку говорять про кубічну нелінійність). Природно, виникає питання, як одержати квазіоптичне рівняння для нелінійного середовища? Для цього використовують метод виведення рівняння, аналогічного (2.20). Відмінність складається лише в тому, що зміни комплексної амплітуди \bar{A} внаслідок нелінійності уздовж подовжньої координати вважають рівними одна одній. У разі такого припущення для комплексної амплітуди одержимо таке рівняння

$$2i\bar{k} \frac{\partial \bar{A}}{\partial z} = \Delta_{\perp} \bar{A} + \frac{\bar{k}^2}{\epsilon_0} \bar{\epsilon}_{ie} \bar{A}, \quad (2.27)$$

де ϵ_{nl} – нелінійний додатак до діелектричної проникності: $\epsilon(E) = \epsilon_0 + \epsilon_{ie}$; $\epsilon_{nl} = \epsilon_2 |A|^2$. Як бачимо, при $\epsilon_2 = 0$ рівняння (2.27) переходить у (2.20).

Ще одним (поряд з кубічною нелінійністю) важливим механізмом нелінійності є тепловий самовплив. Справа в тому, що при поширенні оптичного випромінювання внаслідок часткового поглинання його енергії відбувається нагрівання зайнятої пучком області середовища. У результаті різних процесів (наприклад, теплодифузії) зміна температури середовища в даному перетині z середовища буде впливати на її стан в інших точках. Цікаво, що дана властивість відсутня у випадку кубічної нелінійності; вона називається нелокальністю відгуку.

Варто сказати кілька слів про механізм нелінійності, що має місце при проходженні оптичного випромінювання крізь хмари і туман [13]. Цього разу нелінійним виявляється також поглинання середовища, і $\epsilon_{nl} = (\partial n / \partial T)$ стає комплексною величиною. Така ситуація можлива, якщо в атмосфері присутня компонента, що значно сильніша за інших (чи, як прийнято говорити, резонансна) поглинає світлову енергію. Саме цей випадок за певних умов має місце в хмарах і тумані.

Окремі краплі води випаровуються внаслідок їхнього нагрівання при поглинанні електромагнітної енергії, що, у свою чергу, призводить до послаблення поглинання. У результаті відбувається просвітління хмарного середовища і створюються області (чи канали) підвищеної оптичної прозорості. Такі ефекти просвітління можуть спостерігатися також при проходженні оптичного випромінювання крізь гази, напівпровідники і т. д. Нас же цікавлять насамперед хмари і туман. Їхнє просвітління має велике значення для метеорології, зв'язку, локації і под.

Очевидно, точний математичний опис процесів, що відбуваються, є досить складним, тому обмежимося лише зауваженням щодо способу опису стану середовища. У науковій літературі знайшло широке застосування наближення водності, відповідно до якого стан хмарного середовища характеризують однією функцією (функція водності, чи водність), рівною щільності крапель в одиниці об'єму. Істотно, що використання даного опису рідкокрапельного середовища приводить до збігу результатів теоретичного дослідження й експерименту, якщо розміри окремих крапель багато менші довжини хвилі λ . Остання умова реалізується з великою точністю, якщо $\lambda \geq 10$ мкм. У цьому випадку зміна водності середовища описується рівнянням, аналогічним рівнянню теплопровідності з нелінійним джерелом тепла.

Відзначимо ще один прояв теплового механізму нелінійності. В останні роки інтенсивно розвивається новий напрямок нелінійної оптики, пов'язаний із застосуванням лазерів у хімії. Відомо, що швидкість хімічних реакцій експоненційно залежить від температури. Використовуючи випромінювання, можна нагріти виділену область об'єму, в якій протікає хімічний процес, і в такий спосіб керувати швидкістю реакції. Важливо підкреслити, що цей метод має великі перспективи застосування в технологічних процесах.

Дотепер обговорювалися ефекти самовпливу світлового випромінювання. Однак, крім цих ефектів через нелінійну поляризацію з'являються також хвилі на інших оптичних частотах. Тому, якщо на вході в нелінійне середовище подати кілька електромагнітних хвиль, то в процесі поширення через взаємодію одна з одною їхня енергія буде перерозподілятися, підсилюючи деякі з них. Навіть для оптичного випромінювання усього лише на одній частоті в нелінійному середовищі народжуються хвилі на інших частотах. Так, у кубічному середовищі, крім хвиль на основній частоті, може з'явитися світловий пучок на потроєній

частоті. Цей процес називається генерацією третьої гармоніки. Відповідно в середовищі з квадратичною нелінійністю має місце генерація другої гармоніки ($\omega_2=2\omega$), тому що електромагнітне поле збуджує поляризацію на подвоєній частоті. Попутно відмітимо, що генерація другої гармоніки була першим експериментальним нелінійним ефектом, з якого і почалася нелінійна оптика. Найбільш ефективна генерація у випадку плоских хвиль буде здійснюватися, якщо хвильове число другої гармоніки точно дорівнює $2k$ – подвоєному хвильовому числу основної частини. Дану умову прийнято називати умовою фазового узгодження чи фазового синхронізму. Якщо ж хвиля неплоска, що має місце на практиці, то найбільша ефективність перетворення буде при деякому відстроюванні k_2 від $2k$: $\Delta k = k_2 - 2k$, вибір якого дозволяє частково (чи цілком) компенсувати набіг фази за рахунок дифракції й істотно підвищити ефективність перетворення. Таким чином, ми підійшли до дуже важливої проблеми, якій у даний час приділяють велику увагу, а саме до проблеми керування процесами нелінійної взаємодії оптичного випромінювання з речовиною [14–17].

Цілком зрозуміло, що, варіюючи входними параметрами оптичного випромінювання, можна змінювати характер його поширення в середовищі, придушуючи (чи підсилюючи) ті чи інші нелінійні ефекти. Зокрема, вони можуть призводити до значного збільшення радіуса світлового пучка порівняно з випадком його поширення в лінійному середовищі. Такий процес прийнято називати дефокусуванням оптичного випромінювання. Дефокусування пучка призводить до розширення діаграми спрямованості і погіршення передачі світлової енергії.

У принципі можливий і протилежний процес самофокусування, при якому радіус пучка внаслідок нелінійного самовпливу зменшується. Це, у свою чергу, викликає різке збільшення його інтенсивності, що може викликати пробій речовини і значне зростання поглинання оптичного випромінювання. Очевидно, даний ефект також веде до погіршення транспортування світлової енергії.

Наявність нелінійного поглинання (наприклад, через хмари і туман) неминуче пов'язана з ослабленням світлової енергії. Отже, на осі пучка і його «краях» поглинання буде істотно відрізнятися. У результаті цього спотвориться первісний профіль оптичного випромінювання, що неприпустимо в задачах передачі інформації. Трансформується при цьому також і хвильовий фронт пучка.

Поряд зі шкідливими впливами нелінійності, перерахованими вище, можливо також її корисне використання. Так, завдяки нелінійним ефектам за певних умов перетворюють частоту світла. Це значно розширює можливості використання лазерів у різних областях науки і техніки.

Інше корисне застосування нелінійних ефектів пов'язане з можливістю їхнього використання для формування найкращих (оптимальних) умов протікання процесу, що нас цікавить, наприклад поширення світлового пучка. Ці три проблеми (компенсація самовпливу в атмосфері, збільшення ефективності перетворювачів частоти і формування оптимальних характеристик пучка) складають в основному область досліджень, що у даний час прийнято називати нелінійною адаптивною оптикою [14, 17].

Після такого короткого знайомства з деякими механізмами нелінійності при поширенні досить потужного оптичного випромінювання розглянемо питання про мету оптимізації параметрів пучка.

Як уже відзначалося, в оптично прозорих середовищах нелінійні перекручування пов'язані з самофокусуванням чи з дефокусуванням світлового випромінювання. Отже, оптимізація його параметрів повинна бути спрямована на усунення цих ефектів. У поглинаючому середовищі при досить великій інтенсивності оптичного випромінювання може мати місце її просвітління, наприклад, за рахунок насичення поглинача чи руйнування центрів поглинання. У цьому випадку оптимальне керування параметрами могутнього оптичного випромінювання спрямовано на створення каналу підвищеної оптичної прозорості заданої геометрії, зокрема, при мінімальних енергетичних витратах.

Ще однією важливою задачею оптимального керування в нелінійній оптиці, не дослідженою до дійсного часу, є проблема лазерної термохімії. Задача оптимального керування тут головним чином спрямована на підвищення виходу кінцевого продукту реакції. У ряді випадків потрібно також створення заданої форми амплітудного профілю оптичного випромінювання на виході із середовища. Іноді потрібно одержати максимум виходу реакції при мінімальних енерговитратах.

Після того як ми з'ясували, до чого призводить самовплив світлового пучка, і сформулювали, на що повинно бути спрямоване керування, варто розглянути питання про можливі параметри керування. Як останні зазвичай використовують хвильовий фронт пучка, його амплітудний профіль, початкову потужність і ширину, а також форму імпульсу і його тривалість. Дотепер в задачах компенсації нелінійних перекручувань

технічно найпростіше реалізувати керування хвильовим фронтом. Тому воно дуже інтенсивно досліджується останнім часом. Інші ж параметри пучка вибирають апріорі на основі чисельного моделювання (їх потім реалізують в оптичних системах у вигляді незмінних параметрів).

Тут варто підкреслити одну дуже важливу обставину. Керування може здійснюватися як безпосередньо в процесі нелінійної взаємодії оптичного випромінювання з речовиною, так і до неї на основі попереднього теоретичного дослідження ефективності оптимізації перерахованих вище параметрів. У першому випадку мова йде про адаптивне керування, у другому – про програмне. Технічні пристрої, що реалізують адаптивне керування, називають адаптивними (самонастроювальними) системами. Прикладом такого пристрою є людське око, що залежно від освітленості, відстані до предмета змінює розмір зіниці і кривизну кришталика. Однак не слід забувати і про програмне керування. Очевидно, якщо тривалість окремого імпульсу менше часу вироблення сигналу формувальної системи, то адаптивне керування неможливе. У цьому випадку для перебування оптимальних умов доводиться вдаватися до допомоги ЕОМ. Варто підкреслити, що до моменту написання цього посібника в переважній більшості досліджень, що відносяться до нелінійної адаптивної оптики, проводилося чисельне моделювання тих чи інших процесів. Обчислювальний експеримент, так само як і в багатьох інших областях науки і техніки, зайняв у даній області провідні позиції. Тут, як і всюди, де він застосовується, це насамперед пов'язано з технічними труднощами проведення природних експериментів.

Нарешті, необхідно кілька слів сказати про критерії якості керування, тобто про ті величини, за якими оцінюють ефективність оптимізації. Інтуїтивно ясно, що оптимальні значення параметрів можуть істотно залежати від вибору критеріїв якості і їхніх кількостей. Кожен критерій, що додається, (чи функціонал) звужує клас припустимих рішень. Так, наприклад, вимога виведення супутника за певний час на задану орбіту виділяє серед безлічі можливих траєкторій тільки ту, рухаючись по якій, ракета-носії знаходиться в польоті заданий час. Вимога мінімального часу виведення супутника ще більше звужує безліч рішень. Якщо поставити умову досягнення орбіти за заданий час, то може виявитися, що таких траєкторій є небагато або взагалі немає.

Відзначимо, що в задачах взаємодії потужного оптичного випромінювання з речовиною, як правило, реалізується немонотонна

залежність обраних критеріїв якості від оптимізуючих параметрів, що призводить до неоднозначності рішення й істотно його ускладнює. Однак і ці труднощі вдалося в недалекому минулому перебороти.

Природно, що вибір критерію якості обумовлений розв'язуваною проблемою і кінцевою метою. Так, наприклад, у задачі про найкраще транспортування світлової енергії до вилученого на відстань приймача з заданою апертурою як критерій доцільно використовувати функціонал прийнятої потужності:

$$J_p = \iint_{\infty} \left| \bar{A}(\bar{z}_0 + V_x t, \bar{x}, \bar{y}, t) \right|^2 \delta(\bar{x} - \bar{x}_0 - V_x t, \bar{y} - \bar{y}_0 - V_y t, t) d\bar{x} d\bar{y}. \quad (2.28)$$

Тут введені безрозмірні координати й амплітуда $\bar{x} = x/a$, $\bar{y} = y/a$, $\bar{z} = z/l_g$, $\bar{A} = A/E_0 x_0 y_0$ – початкові координати центру приймальної апертури, а \bar{z}_0 – переріз її розташування, V_x, V_y, V_z – відповідні проекції вектора швидкості переміщення приймача, апертурна функція $\delta(\bar{x}, \bar{y}, t)$ враховує розміри приймача.

Якщо поперечна складова швидкості приймача не дорівнює нулю, то якість фокусування доцільно оцінювати за положенням центра пучка відносно центра приймача:

$$J_0 = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int (\bar{x} + \bar{y}) \left(|\bar{A}|^2 - \delta \right) d\bar{x} d\bar{y} \right]^2. \quad (2.29)$$

У випадку сильного розсіювання оптичного випромінювання приймача (наприклад, через його шорсткувату поверхню), керування здійснюється за найбільш яскравим відбитим відблиском. Істотно, що при практичному використанні адаптивних систем концентрацію потужності на приймачі оцінюють за відбитим від нього оптичним випромінюванням в площині розташування випромінювача.

Варто підкреслити, що формування оптимальних умов передачі світлової енергії на приймач, що переміщається, складає коло задач, що у даній області прийнято називати динамічним керуванням. У нього також входять задачі формування в заданому перетині нелінійного середовища

оптичних пучків з необхідними параметрами, наприклад тривалістю імпульсу його тимчасовою і просторовою формою. Остання проблема особливо важлива для практичного застосування лазерів у медицині і технологічних процесах.

У задачах просвітління хмарового середовища доцільно вводити функціонали, що відбивають вміст краплі в заданому обсязі середовища. При стимулюванні хімічних реакцій оптичним випромінюванням якість оптимізації параметрів світлового пучка може оцінюватися за виходом отриманої в процесі реакції речовини, а в задачах перетворення частоти – за частотою перекачаної в генеруючий пучок потужності основної хвилі.

Таким чином, у цьому підрозділі ми коротенько розглянули спрощене (квазіоптичне) рівняння в лінійному і нелінійному середовищах, деякі механізми нелінійності і їхній прояв при поширенні пучка, розглянули, як можна оцінювати результати оптимізації і якими параметрами можна керувати.

В даний час для рішення задач оптимізації найбільше застосування знайшли методи екстремального керування, мета яких полягає в досягненні максимального (чи мінімального) значення обраного критерію якості (у закордонній літературі часто замість поняття «критерій якості» використовують поняття «цільова функція»). Серед них варто виділити методи теорії подібності, статистичні і варіаційні (зокрема, градієнтні) методи. Останні найбільш точні, однак їхнє застосування пов'язане з деякими математичними труднощами, обумовленими немонотонною залежністю критеріїв від параметрів. Перші два методи дозволяють найбільш повно використовувати результати чисельних експериментів [5, 13], але їхнє застосування обмежене задачами програмного керування.

Через те що при проведенні чисельного моделювання процесів нелінійної взаємодії оптичного випромінювання з речовиною практично всі дослідники використовують методи теорії подібності, ми почнемо обговорення методів керування саме з них [11, 14].

2.3 Подібність і питання оптимального керування світловими пучками

Моделювання процесів при дослідженні різних явищ знаходить широке застосування в сучасній науці і техніці. Історично склалося так, що одним з перших методів моделювання була теорія подібності. Вона

знайшла широке застосування в механіці, теплотехніці, електроенергетиці і гідродинаміці. Останнім часом теорія подібності ефективно застосовується при аналізі нелінійної взаємодії оптичного випромінювання з речовиною, зокрема в нелінійній оптиці атмосфери, у задачах перетворення оптичних частот.

За допомогою критеріїв подібності моделюється процес поширення оптичного випромінювання в нелінійному середовищі і досліджуються деякі узагальнені вирази, що характеризують стан середовища і перекручування світлових пучків. Використовуючи методи теорії подібності, можна провести оптимізацію початкових параметрів пучка, наприклад, тривалості імпульсів, початкового фокусування і т. д. для одержання максимальної концентрації енергії на приймачі або для найбільш економічного формування зон просвітління в рідкокрапельному середовищі.

Лінійне середовище. При моделюванні процесів, що відбуваються в лінійному середовищі, теорія подібності дозволяє обмежитися мінімальним числом розрахунків, а саме, досить один раз розрахувати потрібний нам процес, рівняння якого записані в безрозмірній (критеріальній) формі. Таким чином, необхідною умовою застосування теорії подібності є «знерозмірювання» відповідних рівнянь, причому число безрозмірних параметрів повинне бути мінімальним. Ці параметри одержали назву π -комплексів (чи критеріїв подібності).

Перехід від пучка з плоским початковим хвильовим фронтом і радіусом a_1 до пучка з радіусом a_2 означає, що відповідне значення амплітуди поля A досягається в точках $x_1 = \bar{x}a_1$, $x_2 = \bar{x}a_2$ фізичного простору. При зміні пікової початкової амплітуди випромінювання для одержання нового значення амплітуди досить помножити \bar{A} на E_0 ($A = \bar{A}E_0$). (Якщо не користуватися безрозмірними змінними, то для кожного набору параметрів (a, E_0) необхідно безпосередньо розраховувати функцію $A(z, x, y, t)$). Таким чином, у лінійному середовищі теорія подібності дозволяє одержати за допомогою одного розрахунку всю інформацію про процес.

При нелінійному поширенні світлових пучків ситуація трохи ускладнюється. Однак і в цьому випадку теорія подібності може ефективно використовуватися для вирішення задачі. У підтвердження сказаного розглянемо кілька прикладів [12, 14].

Кубічна нелінійність (поляризація $P_{nl} \sim E^3$). Рівняння, що описує поширення оптичного випромінювання в «кубічному середовищі», у безрозмірних змінних має вигляд:

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + i \left(\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial y^2} \right) - i \alpha |\bar{A}|^2 \bar{A} = 0, \quad (2.30)$$

де $\alpha = P_0/P_{CB}$ – відношення початкової потужності пучка P_0 до потужності самовпливу P_{CB} (величина P_{CB} характеризує потужність оптичного випромінювання, при якій починають виявлятися нелінійні ефекти в процесі його поширення). Вона визначається матеріальними константами середовища, зокрема нелінійною добавкою до діелектричної проникності ϵ_2 , а також хвильовим числом k (кубічну нелінійність у цьому виразі описує останній член). Таким чином, π -комплексами в даному випадку будуть величини $\frac{z}{z}, \frac{x}{x}, \frac{y}{y}$ (чи $\bar{r} = \sqrt{x^2 + y^2}$ – при наявності аксіальної симетрії). Отже, два процеси дифракції будуть подібними, якщо збігаються значення α , однакові початкові розподіли амплітуди і спостереження ведуться в точках з однаковими значеннями \bar{z}, \bar{r} . Поведінка амплітуди хвильового пучка подібна до поведінки безрозмірної амплітуди $A(z, r)$ при постійному значенні α і постійній апертурі випромінювача (постійному значенні параметра α). Це означає, що результати одного чисельного рахунку описують широкий клас процесів дифракції з різними параметрами пучка P_0, k, α та середовища ϵ_2 [12, 14].

2.4 Керування хвильовим фронтом при тепловому фокусуванні

Розглянемо тепер поширення світлових імпульсів через тонкий шар нелінійного середовища товщиною l_0 з тепловим механізмом нелінійності. На виході з нелінійного шару імпульс здобуває додаткове розходження $\Theta_{\text{нл}} = \alpha l_0$. Природно, що це ускладнює роботу адаптивної системи порівняно з керуванням фокусування світлового пучка і якість компенсації тепер визначається як швидкістю зміни відстані до приймача, так і значенням нелінійного розходження. Причому положення фокуса дається співвідношеннями

$$\Delta_N L^{-1} = 1/L_{N-1} - 1/L_N,$$

$$\Delta_N \Theta_{\text{ст}} = \Theta_{\text{ст}}(N) - \Theta_{\text{ст}}(N-1).$$

У випадку теплового дефокусування без тепловідведення $\Theta_{\text{ст}}(N+1) \geq \Theta_{\text{ст}}(N)$. Тому при видаленні приймача фокус оптичного випромінювання завжди розташовується за ним. Якщо відстань до приймача зменшується, то фокус може бути розташований до нього ($\Delta_N L^{-1} < \Delta_N \Theta_{\text{ст}}$) на ньому ($\Delta_N L^{-1} = \Delta_N \Theta_{\text{ст}}$) і за ним ($\Delta_N \Theta_{\text{ст}} < \Delta_N L^{-1}$).

При наявності релаксації нелінійного розходження (наприклад, у результаті тепловідведення за рахунок руху середовища чи дифузії тепла) положення фокусу пучка буде залежати від співвідношення тривалості імпульсу і константи релаксації. На початку імпульсу, коли нелінійне розходження збільшується, положення фокуса визначається написаними вище співвідношеннями. Для «хвостової» частини імпульсу, коли $\Theta_{\text{ст}}(N+1) \leq \Theta_{\text{ст}}(N)$, для приймача, що наближається, фокус оптичного випромінювання буде розташований до нього, а для віддаленого можливі різні ситуації.

При розташуванні приймальної апертури усередині нелінійного середовища необхідно звернутися до чисельних експериментів. Однак якісний аналіз, проведений на основі безаберацийного наближення, показує, що при настроюванні адаптивної системи до кінця імпульсу варто збільшувати константу керування пропорційно величині $\alpha(N)$.

Задача керування нахилом хвильового фронту оптичного випромінювання, що пройшло шар середовища, який рухається зі швидкістю V , чи поширюється в цьому середовищі, містить істотну особливість, що відрізняє процес керування від раніше розглянутого випадку компенсації бічного зсуву в лінійному (чи кубічному) середовищі. Так, сканування світлового пучка (кутова зміна положення його центра) неминуче призведе до відхилення центра пучка в напрямку, протилежному скануванню. У результаті цього змінюється ефективна швидкість руху середовища щодо пучка $\overline{V}_N = V + I_0 (\Theta_{N+1}^{(x)} - \Theta_N^{(x)})$ та істотно ускладнюється робота адаптивної системи. Наслідком впливу швидкості сканування пучка на зсув його центра є підвищення (зниження) якості відстеження положення приймача при збільшенні (зменшенні) швидкості його руху. Аналогічні залежності мають місце при пульсації швидкості руху середовища [11, 12, 14].

Як впливає з вищевикладеного, швидкодія адаптивної системи визначає якість фокусування оптичного випромінювання на приймач, що переміщується. Крім цього, воно визначає безпосередні витрати машинного часу на проведення розрахунків. Очевидно, що на практиці час бажано скоротити до мінімально можливого. Виявляється, що на основі розроблених моделей можна запропонувати такі закони зміни коефіцієнта γ , що дозволяють досягати оптимального розподілу хвильового фронту за 2–3 ітерації з відносною точністю 10^{-4} . Це дає можливість скоротити час розрахунків у 5–10 разів. Так, при керуванні фокусуванням пучка:

$$\gamma_N = \frac{\gamma_0}{(L_N R)^2} \left[(1 - L_N \Theta_N)^2 + L_N^2 (1 + \alpha) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.31)$$

2.5 Адаптивне фокусування випромінювання лазерного локатора на малорозмірний об'єкт в зоні дифракції Френеля

Лазерні локатори (ЛЛ) знаходять широке застосування в різних високоточних вимірювальних системах. При цьому, як правило, при розгляді принципу їхньої дії виходять з того, що об'єкт знаходиться в далекій зоні. Це дає можливість використовувати наближення дифракції Фраунгофера для вирішення задачі про розподіл випромінювання ЛЛ у площині об'єкта, що у свою чергу дозволяє значно спростити аналіз і одержати зручні для практичного використання розрахункові співвідношення.

Разом з тим розвиток космічних систем на основі ЛЛ із високою кутовою точністю наведення променя (10^{-6} – 10^{-7} рад) і високою стабільністю утримання цього променя в заданому напрямку породило достатньо широке коло задач, при вирішенні яких наближення дифракції Фраунгофера є некоректним і його використання призводить до помилкових результатів. До числа таких задач, зокрема, відноситься задача автоматичного фокусування великоапертурного дзеркала на малорозмірний об'єкт. Ця задача характерна, наприклад, для систем, що використовують лазерно-реактивний метод очищення космічного простору від малорозмірного сміття техногенного походження [18].

Для реалізації лазерно-реактивного методу необхідно здійснити фокусування дзеркала діаметром $D \sim 1$ м на частку розміром 1–2 см, що знаходиться на дальності z порядку 10 км. Неважко переконатися, що при довжині хвилі випромінювання лазера $\lambda \sim 1$ мкм діаметр сфокусованої

плями в площині об'єкта $d = 2,44\lambda z/D$ буде порівняний з розмірами самого об'єкта, що і є необхідною умовою ефективної реалізації розглянутого методу. Очевидно, що для опису характеру розподілу випромінювання на об'єкті в цьому випадку необхідно використовувати наближення дифракції Френеля.

Проаналізуємо динаміку процесу фокусування випромінювання ЛЛІ на малорозмірний об'єкт з припущенням, що дзеркало ЛЛІ виконане у вигляді сукупності щільно розташованих сегментів, керування якими здійснюється адаптивною оптичною системою (АОС). При цьому основну увагу зосередимо на з'ясуванні ролі пов'язаності каналів керування сегментами і тим фактом, що об'єкт знаходиться в зоні дифракції Френеля.

Спочатку одержимо вираз, що дозволяє визначити поле, створюване дзеркалом ЛЛІ у площині об'єкта. З метою спрощення викладок випромінювальну апертуру ЛЛІ будемо розглядати як деякі двовимірні ґратки прямокутних випромінювачів. Це дозволить замість розрахунку поля, що створене реальною апертурою, обмежитися розрахунком поля, створюваного плоскою хвилею, що опромінює непрозорий екран з отворами, розміри і геометричне положення яких відповідають розмірам і геометричному положенню випромінювачів у ґратках.

Нехай ґратки складаються з N ідентичних випромінювачів, фази яких можуть змінюватися в інтервалі від $-\pi$ до π . Тоді відповідно до принципу Гюйгенса-Френеля поле $u(x_2, y_2)$, створюване ґратками в площині об'єкта, можна подати у вигляді [19]

$$u(x_2, y_2) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \times \iint \exp\left\{ik\left[\frac{(x_1 - x_2)^2}{2z} + \frac{(y_1 - y_2)^2}{2z}\right]\right\} u(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \quad (2.32)$$

де x_1, y_1, x_2, y_2 – поперечні координати точок на площині екрана і паралельній їй площині об'єкта, $u(x_1, y_1)$ – розподіл поля в площині екрана, $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, а саме інтегрування в (2.32) ведеться по поверхні екрана.

У випадку, коли кожен отвір в екрані являє собою квадрат розміром $2a \times 2a$, а хвиля, що опромінює екран, спрямована уздовж осі z так, що площина x, y є її еквіфазною поверхнею, тобто $u(x_1, y_1) = A = \text{const}$, подвійний інтеграл у виразі (2.32) можна записати у вигляді суми з N доданків, кожний з яких являє собою добуток двох одновимірних

інтегралів по x та y , у яких інтегрування здійснюється по координатах відповідних отворів, тобто

$$u(x_2, y_2) = \frac{A}{i\lambda z} \exp(ikz) \sum_{n=1}^N D_x D_y, \quad (2.33)$$

де

$$D_x = \int_{\xi_n - a}^{\xi_n + a} \exp\left[\frac{ik(x_1 - x_2)^2}{2z}\right] dx_1, \quad (2.34)$$

$$D_y = \int_{\xi_n - a}^{\xi_n + a} \exp\left[\frac{ik(y_1 - y_2)^2}{2z}\right] dy_1. \quad (2.35)$$

У цих виразах ξ_n, ζ_n – координати центра n -ої субапертури.

Оскільки інтеграли (2.34) і (2.35) ідентичні, наступні перетворення розглянемо на прикладі інтеграла (2.34). Помітимо, що розв'язок цього інтеграла неможливо подати за допомогою елементарних функцій. Цей розв'язок виражається через так звані інтеграли Френеля, що є табульованими. Але для багатьох практичних задач точного розв'язку інтеграла (2.34) не потрібно, а досить лише розглянути поведінку функції D , на настільки великих відстанях, коли членом x_1^2 у підінтегральному виразі можна знехтувати. Це можливо при виконанні умови

$$z \gg \frac{k}{2} x_{1\max}^2, \quad (2.36)$$

яку називають умовою дифракції Фраунгофера. Однак у нашому випадку безпосереднє використання умови (2.36) для розв'язання інтеграла (2.34) може призвести до невиправдано жорстких обмежень на величину z або на розміри досліджуваних ґраток. Щоб обійти ці труднощі, у виразі (2.34) зробимо заміну змінної: $x_1 = t + \xi_n$. Тоді можна записати

$$D = \exp\left[\frac{ik}{2z}(x_2 - \xi_n)^2\right] \cdot \int_{-a}^a \exp\left\{\frac{ik}{2z}[-2t(x_2 - \xi_n) + t^2]\right\} dt. \quad (2.37)$$

Тепер максимальний розмір змінної інтегрування t не перевищує величини a і не залежить від розмірів ґратки. Отже, мінімальна відстань, при якій для розрахунку поля всієї ґратки можна скористатися

наближенням Фраунгофера, визначається тільки розмірами окремих випромінювачів і не залежить від відстані між ними. У цьому випадку у виразі (2.37) можна знехтувати членами, що містять t^2 , і його розв'язок матиме вигляд

$$D_x = 2a \exp\left[ik(x_2 - \varepsilon_n)^2 / 2z\right] \cdot \frac{\sin[ka(x_2 - \varepsilon_n)/z]}{ka(x_2 - \varepsilon_n)/z}. \quad (2.38)$$

Обмежимося випадком лінійного одновимірного розташування субапертур і запишемо вираз для інтенсивності $I = |u|^2$, створюваної випромінювальною апертурою в площині об'єкта. На підставі (2.33), (2.38) нормоване значення інтенсивності в точці x площини об'єкта буде визначатися виразом

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{N^2} \left[\left(\sum_{n=1}^N S_n \sin \Phi_n \right)^2 + \left(\sum_{n=1}^N S_n \cos \Phi_n \right)^2 \right], \quad (2.39)$$

де

$$S_n = \sin[ka(x - \varepsilon_n)/z] / [ka(x - \varepsilon_n)/z],$$

$$\Phi_n = k(x - \varepsilon_n)^2 / 2z - \beta_n.$$

Параметр β_n в останньому виразі введений штучно. Він чисельно дорівнює додатковому фазовому зсуву, що може бути внесений адаптивною оптичною системою в кожен канал у процесі фокусування. У нашому випадку закон зміни β_n становить найбільший інтерес, оскільки саме він визначає основні закономірності процесу адаптивного фокусування випромінювання.

Щоб визначити закон зміни β_n будемо вважати, що процес спостереження за об'єктом заключається у вирівнюванні довжин оптичних шляхів від центру кожної субапертури з координатою ε_n до точки x , у якій розташований об'єкт. Технічно це може бути реалізовано за допомогою АОС апертурного зондування [20].

Тоді в лінійному наближенні сигнал керування в 1-му каналі N -канальної АОС може бути поданий у такому вигляді [20]

$$\varepsilon_i = \Phi_i - \frac{1}{N-1} \sum_{n \neq i}^N \Phi_n. \quad (2.40)$$

Тут $\Phi_i = \varphi_i - \beta_i$ – повна фаза окремого каналу, φ_i – заданий вплив, (наприклад, геометричний набіг фази, обумовлений рухом об'єкта), β_i – відгук системи керування. Мета адаптивного керування полягає в мінімізації ε_i . Структурна схема i -го каналу показана на рисунку 2.4, де через $G(p)$ позначений операторний коефіцієнт передачі розімкнутого контуру.

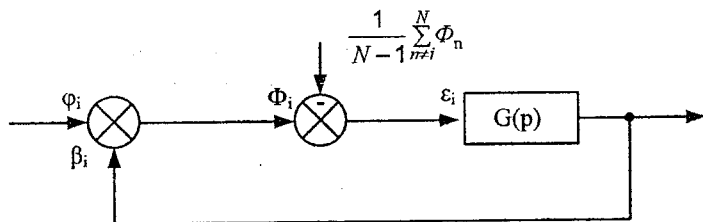


Рисунок 2.4 – Структурна схема i -го каналу

Рівняння для замкнутого контуру має вигляд

$$\beta_i = \frac{G(p)}{1 + G(p)} \left(\varphi_i - \frac{1}{N-1} \sum_{n \neq i}^N \Phi_n \right). \quad (2.41)$$

Розглянемо випадок двоканальної АОС ($N = 2$), що дозволить краще усвідомити механізм явищ, що спостерігаються в системах подібного класу. При цьому будемо вважати, що у вихідному стані $i \varphi_i$, які задають впливи, і відгуки β_i в обох каналах дорівнювали нулю, а в момент $t = 0$ відбувся стрибок $\varphi_1(t)$, що задає вплив, у першому каналі. Тоді відповідно сигнали керування в каналах набудуть вигляду

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varphi - \beta_1 + \beta_2 \\ \varepsilon_2 &= -\varphi + \beta_1 - \beta_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.42)$$

У найпростішому випадку, коли кожен окремий контур управління являє собою аперіодичну ланку першого порядку з коефіцієнтом передачі, рівним 1, диференціальне рівняння (ДР) для кожного з каналів може бути записано у вигляді

$$\left. \begin{aligned} T \frac{d\beta_1}{dt} + \beta_1 &= \varepsilon_1 \\ T \frac{d\beta_2}{dt} + \beta_2 &= \varepsilon_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

Підставимо значення ε_i з (2.42) у (2.43):

$$\left. \begin{aligned} T \frac{d\beta_1}{dt} + 2\beta_1 &= \varphi + \beta_2 \\ T \frac{d\beta_2}{dt} + \beta_2 &= -\varphi + \beta_1 \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

Визначивши з першого рівняння системи (2.44) β_2 і $d\beta_2/dt$ та підставивши отриманий результат у друге рівняння цієї системи, прийдемо до лінійного неоднорідного диференційного рівняння другого порядку відносно β_1

$$\frac{d^2\beta_1}{dt^2} + \frac{4}{T} \frac{d\beta_1}{dt} + \frac{3}{T^2} \beta_1 = \frac{\varphi}{T^2}. \quad (2.45)$$

Аналогічне рівняння можна записати і для β_2 , замінивши знак у правій частині на протилежний.

Відомо, що загальний розв'язок неоднорідного ДР являє собою суму загального розв'язку однорідного ДР, що відповідає даному неоднорідному, і власного розв'язку неоднорідного. Тоді, визначивши корені характеристичного рівняння

$$\lambda_1 = -1/T, \quad \lambda_2 = -3/T, \quad (2.46)$$

одержимо

$$\beta_1 = c_1 e^{-t/T} + c_2 e^{-3t/T} + \varphi/3, \quad (2.47)$$

де c_1 та c_2 — деякі константи. З огляду на те, що в початковий момент часу $\beta_1 = \beta_2 = 0$, знайдемо остаточний розв'язок для фаз обох каналів

$$\beta_1 = \frac{\varphi}{3} (1 - e^{-3t/T}), \quad \beta_2 = -\beta_1. \quad (2.48)$$

Таким чином, у двоканальній АОС зі зв'язаними контурами при коефіцієнті підсилення контурів, рівному 1, стрибок фази, що відбувся в одному з каналів, оброблюється в цьому каналі лише на одну третину.

Відмітимо, що в подібній ситуації для систем з незалежними каналами мало б місце інше співвідношення

$$\beta_1 = \frac{\varphi}{3} (1 - e^{-2t/T}), \quad \beta_2 = 0, \quad (2.49)$$

тобто похибка склала б лише 1/2 від величини стрибка. Однак специфікою двоканальної АОС зі зв'язаними контурами є те, що поява стрибка фази в одному з каналів приводить до появи рівного за величиною і зворотного за знаком керувального впливу в іншому каналі, що також обробляється на одну третину. Очевидно, що при цьому повна фаза першого каналу (у який відбувся первісний стрибок) стає рівною

$$\Phi_1 = \varphi_1 - \beta_1 = \frac{2}{3} \varphi_1, \quad (2.50)$$

а другого

$$\Phi_2 = \varphi_2 - \beta_2 = 0 - \beta_2 = \frac{1}{3} \varphi_1. \quad (2.51)$$

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \varphi_1 / 3,$$

і становитиме лише одну третину від величини первісного збурювання фази. У випадку ж незалежних каналів результуюча різниця фаз між каналами склала б 1/2 від величини первісного збурювання. Таким чином, незважаючи на те, що в АОС зі зв'язаними контурами точність обробки збуджувальних впливів в окремих каналах нижче, ніж в аналогічній системі з незалежними контурами, саме завдяки зв'язаності каналів результуюча різниця фаз буде менше, ніж у системі з незалежними контурами.

Крім того, як це впливає з отриманих співвідношень, швидкість встановлення фази в кожному з каналів двоканальної АОС зі зв'язаними контурами вища, ніж в аналогічній системі з ізольованими каналами. Однак із зростанням числа каналів ця залежність змінюється [20]

$$\beta_1(t) = \frac{\phi K}{1 + N'K} \left[1 - \exp\left(-\frac{1 + N'K}{T} t\right) \right]; \quad (2.52)$$

$$\beta_{i+1}(t) = -(N-1)^{-1} \beta_1(t).$$

Тут $N' = N(N-1)^{-1}$, K – коефіцієнт підсилення контурів.

Як випливає з (2.52), зі зростанням числа каналів при фіксованій величині коефіцієнта підсилення швидкість встановлення процесів у кожному з каналів зменшується пропорційно величині $1 + N'K$, причому при $K = 1$ збільшення числа каналів від $N = 2$ до $N \rightarrow \infty$ приводить до зменшення швидкості встановлення фази не більше, ніж на 33 %. У граничному випадку, коли $N \rightarrow \infty$, швидкість процесу в багатозв'язній АОС буде такою ж, як в аналогічній системі з незалежними каналами.

Результуюча залишкова похибка зі зростанням числа каналів збільшується при $N \rightarrow \infty$ і стає рівною похибці в системі з незалежними каналами.

Отже, завдяки зв'язаності каналів в АОС збільшується швидкість і точність обробки задаючих впливів.

Отримані співвідношення дозволяють виявити особливості процесу автоматичного фокусування великоапертурного дзеркала на малорозмірний об'єкт, що знаходиться в зоні дифракції Френеля. Вважаючи, як і раніше, що випромінююча система ЛЛ складається з двох щільно розташованих субапертур, задамося такими параметрами: $a = 1,25 \times 1,25$ см, $\lambda = 10$ мкм, $z = 1$ км. У цьому випадку стрибкоподібне переміщення об'єкта з точки $x = 0$ у точку $x = 10$ см призведе до геометричного набігу фаз між каналами

$$F = k[(x - \varepsilon_1)^2 - (x - \varepsilon_2)^2] / 2z. \quad (2.53)$$

Цей набіг фаз буде оброблений з кінцевою точністю причому згідно з (2.52) залишкова різниця фаз між каналами $\Delta\Phi$ у режимі, що встановився, буде визначатися співвідношенням

$$\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = F / (1 + 2K). \quad (2.54)$$

Отже, умови синфазного додавання оптичних хвиль будуть виконуватися в точці, зміщеної щодо об'єкта в напрямку оптичної осі системи на величину Δx , що визначається з умови

$$[k(x - \Delta x - \varepsilon_1)^2 / 2z - \beta_1] - [k(x - \Delta x - \varepsilon_2)^2 / 2z - \beta_2] = 0. \quad (2.55)$$

звідки

$$\Delta x = \Delta\Phi z / 2ka. \quad (2.56)$$

Для прийнятих вихідних значень при $K = 1$ величина зсуву $\Delta x = 3,3$ см, тобто синфазне додавання коливань спостерігається в точці $x' = 6,7$ см.

Здавалося б, максимум інтенсивності також повинен знаходитися в цій точці. Однак це не так. Повернемося до виразу (2.39) і перепишемо його для $N = 2$. Після нескладних перетворень одержимо

$$I/I_{\max} = 0,25[S_1^2 + S_2^2 + 2S_1S_2 \cos(2kx\alpha/z - 2\beta_1)]. \quad (2.57)$$

Помітимо, що кожен з трьох доданків у (2.57) має однакову "питому вагу". При цьому перший доданок має максимум у точці $x = \varepsilon_1$, другий – у точці $x = \varepsilon_2$, а добуток S_1S_2 у третьому доданку досягає максимуму при $x = 0$. Отже, рівність одиниці косинуса в третьому доданку зовсім не гарантує максимуму лівої частини виразу (2.57). У цьому і виявляється одна з особливостей процесу адаптивного фокусування в зоні дифракції Френеля: ефективне фокусування можливе тільки при малих розмірах субапертур, коли значення параметрів S_1, S_2 близькі до 1 у всьому діапазоні припустимих переміщень об'єкта. Зрозуміло, у реальних умовах зменшення розмірів субапертур при збереженні заданих розмірів випромінювальної апертури неминуче пов'язано зі збільшенням числа каналів керування та пов'язано з істотним ускладненням усієї системи АОС. У цьому випадку компромісним рішенням може бути збільшення числа ступенів свободи сегментів адаптивного дзеркала: дійсно, механічний поворот сегментів у напрямку на об'єкт дозволяє забезпечувати малу чутливість параметрів S_1, S_2 до переміщень об'єкта (оскільки при цьому відношення $(x - \varepsilon_n)/z$ можна підтримувати близьким до нуля).

Слід зазначити, що із зростанням коефіцієнта підсилення величина промаху зменшується, що пов'язано зі зменшенням значення залишкової помилки фаз у каналах. Однак, як неважко переконатися, навіть при $K = 10$ умови синфазності спостерігаються в точці 9,4 см, а максимум випромінювання знаходиться ще лівіше. Крім того, числове значення промаху трохи зростає внаслідок нелінійних властивостей каналів (нагадаємо, що наведені вище числові оцінки отримані в рамках лінійного наближення рівняння окремого контуру).

Таким чином, принциповою особливістю розглянутого локатора, що здійснює автоматичне супроводження малорозмірного об'єкта шляхом

вирівнювання фазових набігів від субпертур, є те, що максимум інтенсивності в ряді випадків може бути зміщений на деяку величину відносно істинного положення об'єкта. Причому навіть збільшення коефіцієнта підсилення контурів принципово не змінює ситуацію, змінюється лише величина зсуву. Для підвищення ефективності фокусування в цьому випадку необхідно зменшувати розміри сегментів і збільшувати число їхніх ступенів свободи [12–20].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Поясніть принцип роботи оптичної системи для фокусування лазерного випромінювання.

2. Який принцип роботи оптичних систем для зменшення розходження променів лазера?

3. Поясніть принципи моделювання процесів, що відбуваються в лінійному середовищі.

4. Яким чином керують хвильовим фронтом при тепловому фокусуванні?

5. В чому полягає мета адаптивного керування?

3 АДАПТИВНІ ОПТИЧНІ СИСТЕМИ

3.1 Принципи побудови адаптивних оптичних систем

Цілком природно, що реалізація адаптивних оптичних систем визначається конкретним колом задач. Однак це не заважає викласти загальні принципи побудови таких систем. Розрізняють системи з вихідною хвилею і системи з хвилею, що приймається. В першому випадку коригується хвильовий фронт джерела світла, а в другому – світлове поле від об'єкта, який спостерігається. В свою чергу, обидва типи систем можуть бути реалізовані на принципах фазового спряження і апертурного зондування (рис. 3.1) [4].

Для розуміння процесів фазового спряження і апертурного зондування розглянемо освітлення об'єкта через турбулентну атмосферу джерелом монохроматичного випромінювання (рис. 3.1, а).

В системі фазового спряження пучок світла відбивається від маленької ділянки об'єкта (цілі), утворюючи сферичну хвилю, яка іде назад по шляху розповсюдження світла і зазнає тих самих викривлень, що і вихідна хвиля (в силу принципу оптичної оберненості). Відбита хвиля потрапляє в сенсор хвильового фронту, де і виявляються викривлення на трасі. Пристрій обробки даних проводить розрахунок необхідної корекції хвильового фронту, що здійснюється пристроєм впливу на хвильовий фронт. Внесене в результаті корекції в хвильовий фронт попереднє викривлення компенсується на трасі, і світло концентрується на відбивній ділянці цілі (рис. 3.1, в). Математично це виглядає так: надходить викривлений трасою сигнал e^{is} (беремо тільки фазовий множник сигналу); визначаємо S і відправляємо до цілі заздалегідь викривлений спряжений сигнал e^{-is} , що викривлюється трасою і в результаті викривлення компенсується ($e^{-is}e^{is}=1$). Математичний коментар дозволяє зрозуміти етимологію терміну «фазове спряження».

Принцип апертурного зондування оснований на можливості внесення до хвильового фронту пробних збурень, що трансформуються в амплітудні збурення сигналу. Так, аналізуючи зміни інтенсивності світла, відбитого від цілі, роблять висновок про знак зміни фази і деформують хвильовий фронт до тих пір, поки не буде оптимізовано фокусування на об'єкті [4, 12, 13].

Пробні збурення можуть вноситися послідовно, наприклад, для кожної ділянки корекції хвильового фронту, і паралельно для всіх ділянок відразу. При цьому застосовується «пофарбування» кожного з каналів керування певною частотою таких збурень.

У багатьох випадках результатом дії систем апертурного зондування є формування фазоспряженого сигналу $e^{-i\delta}$, що прямує до цілі. Тому в системах апертурного зондування здійснюється немов би непряме вимірювання фази.

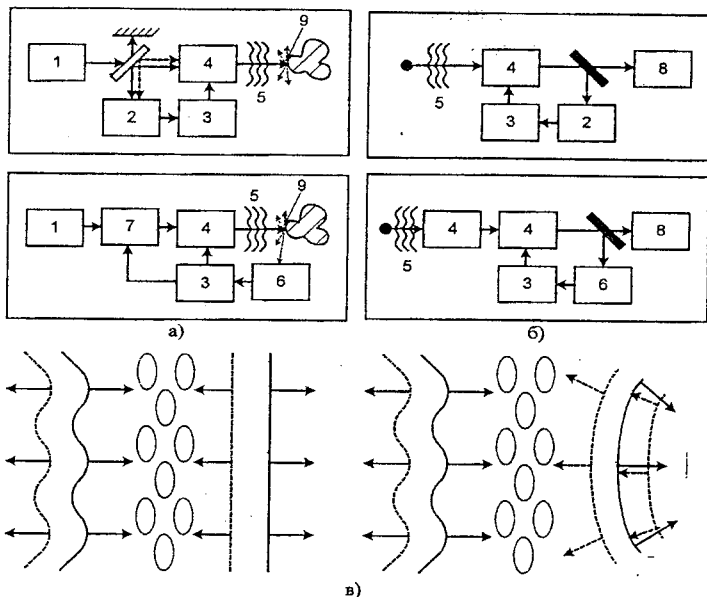


Рисунок 3.1 – Адаптивні оптичні системи [4]:

а, б – з вихідною і вхідною хвилями, відповідно, які реалізують принцип фазового спряження (рисунок зверху) і апертурного зондування (рисунок знизу); в – результат корекції спотворень плоского і сферичного хвильового фронту (ХФ) для систем з вихідною хвилею; 1 – джерело світла; 2 – сенсор ХФ; 3 – пристрій обробки даних; 4 – пристрій впливу на ХФ; 5 – збурення ХФ; 6 – приймач інтенсивності; 7 – система апертурного зондування; 8 – приймач зображення; 9 – ціль

Аналогічно працюють системи з хвилею, що приймається. В системах фазового спряження частина прийнятого світла з викривленим хвильовим

фронтом спрямовується на сенсор хвильового фронту. Отримана інформація використовується для створення компенсувального впливу на прийнятий хвильовий фронт. В результаті на приймачі в ідеалі формується спотворене лише дифракцією зображення. В системах апертурного зондування вносяться пробні збурення в прийнятий хвильовий фронт, вплив яких оцінюють за допомогою приймача, розташованого в площині зображення із застосуванням різних критеріїв чіткості зображення.

Як правило, адаптивна система складається з тракту, до складу якого входять оптичний приймальний або передавальний пристрій і активний елемент, що діє на хвильовий фронт; сенсори хвильового фронту або приймач і системи зворотного зв'язку.

Приймальна і передавальна апертури для випромінювальних систем можуть бути розподілені між собою, частково або повністю суміщені.

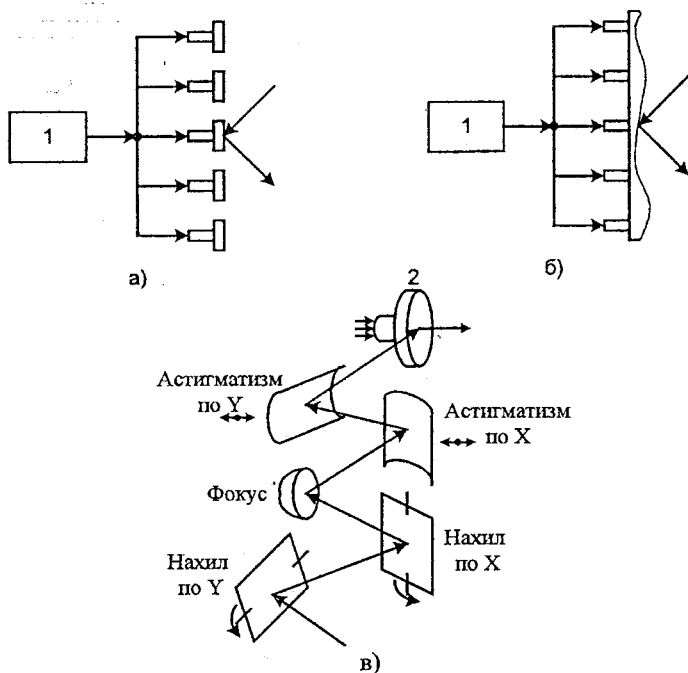


Рисунок 3.2 – Виконавчі елементи адаптивної оптичної системи [4]:
 а – секціоноване дзеркало; б – деформувальне дзеркало; в – система дзеркал; 1 – блоки керування, 2 – адаптивне дзеркало

Як активні елементи найчастіше використовуються відбивачі (рис. 3.2): секціоновані дзеркала, дзеркала з неперервною деформованою поверхнею, багатоелементні оптичні системи.

Деформуючи дзеркальну поверхню за допомогою приводів, змінюють фазу (оптичний шлях) променів, що падають на дану ділянку поверхні. Більш складні системи (рис. 3.2, в) забезпечують відпрацювання кожним оптичним елементом певного вигляду збурень – нахилів по осях OX , OY , розфокусування і т. д. Нескомпенсовані складові збурень, які мають нерегулярну структуру, в багатоелементних системах можуть бути замінені деформувальним дзеркалом.

Питання про сенсор хвильового фронту викликає найбільший інтерес при знайомстві з адаптивною оптикою, завдяки вражаючому уяву проведенню вимірів розподілу оптичної фази по перерізу пучка у реальному масштабі часу.

Перший шлях для здійснення таких вимірювань лежить в прямих гетеродинних вимірюваннях фази. Метод достатньо широко відомий з НВЧ-техніки і описаний в [9].

Другий шлях пов'язаний з безпосереднім вимірюванням різниці фаз на різних дільницях перерізу пучка інтерферометричними засобами (наприклад, за допомогою інтерферометра радіального зміщення) або сенсором Гартмана. Останній метод дозволяє виміряти за допомогою матриці приймачів локальні нахили хвильового фронту, з яких можна відновити, використавши електронно-обчислювальні засоби, загальний хвильовий фронт.

І нарешті, третій шлях пов'язаний з побічними вимірюваннями, що реалізуються в системах апертурного зондування для досягнення заданого критерію адаптації.

Критерії або показники якості системи в адаптивній оптиці зазвичай пов'язують з концентрацією світла на об'єкті або приймачі. Основні вимоги до них полягають у можливості їх вимірювання, простоті і зручності роботи з ними залежно від призначення системи. В адаптивній оптиці прийнято використовувати такі критерії і показники якості (табл. 3.1).

Системи зворотного зв'язку виконуються на основі стандартних або спеціальних електронних засобів в аналоговому і цифровому варіантах, що реалізують прийнятий алгоритм керування [12, 13].

Розрізняють два підходи до керування хвильовим фронтом. У випадку, коли збурення детерміновані, можна застосовувати програмне керування. Цей підхід також придатний для корекції середніх характеристик випадкових збурень. Розвиток систем з програмним керуванням може привести до створення адаптивних систем керування з самонавчанням. Другий підхід, який нами власне і розглядається, ґрунтується на вимірюванні і компенсації миттєвого випадкового збурення.

3.2 Системи фазового спряження

Системи фазового спряження простіші за системи апертурного зондування. Однак, щодо кількості систем, що реалізувалися, перші поступаються другим. Це пояснюється тим, що в системах фазового спряження використовується сенсор хвильового фронту, за складністю порівнянний з виконавчим елементом – адаптивним дзеркалом. Необхідна високопродуктивна (приблизно 10^7 операцій в секунду) електронно-обчислювальна техніка.

У роботі К. Хейеса (та ряду інших співавторів) описана найбільш проста схема (рис. 3.3) і результати експериментального дослідження фазоспряженої системи. В експериментах використовується 40-ватний одномодовий генератор на вуглекислому газі, промінь якого за допомогою світлоподілювачів з NaCl поділяється на сім променів. Промені проходять через фазообертальні елементи на брегівських комірках з германію і спрямовуються на нерухомі дзеркала, які формують діаграму спрямованості випромінювання. Брегівські комірки є акустооптичними модуляторами, що виконують зміщення фази оптичного випромінювання при зміні миттєвої частоти акустичної хвилі. Фазообертальні елементи працюють на акустичних частотах біля 18 МГц. При цьому зміщення фази може досягати дуже великих значень (100λ за час 10^{-3} с).

У каналі передачі для кожного променя встановлена чвертьхвильова пластинка з сульфіду кадмія. У результаті, відбита від точкового об'єкта хвиля при зворотному проходженні через пластинку має поляризацію, відмінну на 90° від поляризації випроміненої хвилі. В кожному приймальному каналі встановлені під кутом Брюстера дві германієві пластинки, що дозволяють усунути розсіяне паразитне випромінювання.

Для вимірювання фази хвилі, яка повернулася назад, використовується гетеродинне детектування. В спільній для всіх каналів гілці гетеродину

також встановлена комірка Брега, яка збуджується частотою 15,75 МГц, чвертьхвильова пластинка і дзеркало.

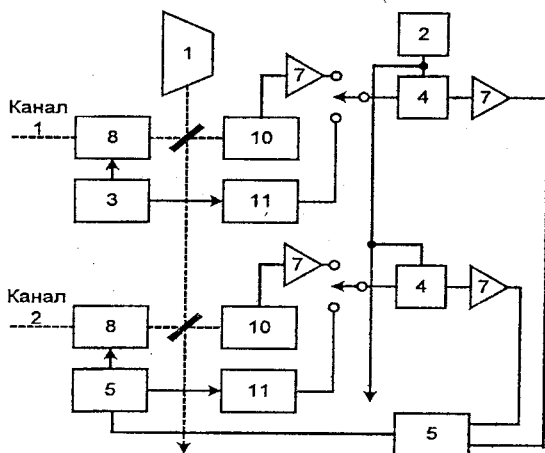
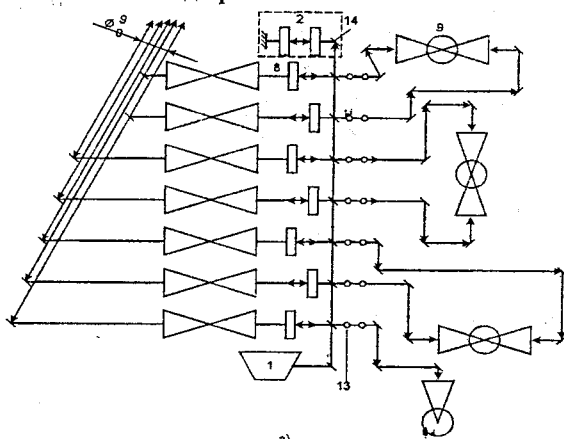


Рисунок 3.3 – Оптична (а) і електрична (б) схеми семиелементної системи фазового спряження [4]: 1 – генератор; 2 – гетеродин (5 МГц); 3 – генератор опорного сигналу (18 МГц); 4 – змішувач (5 МГц – 4,5 МГц = 0,5 МГц); 5 – фазовий детектор; 6 – генератор керувальної напруги; 7 – підсилювач проміжної частоти; 8 – комірка Брега; 9 – приймальний пристрій; 10 – детектор; 11 – підсилювач; 12 – розширювач пучка; 13 – захисні поляроїди; 14 – чвертьхвильова пластинка; 15 – дзеркала

Після дворового проходження пучків через приймально-передавальний та гетеродинний тракту, зсунені по частоті на 4,5 МГц, хвилі інтерферують між собою в площині детектора $Pb_xSn_{1-x}Te$. Детектор перетворює оптичний сигнал в електричний з частотою 4,5 МГц. Цей сигнал змішується в електронній схемі керування з опорним сигналом на частоті 5 МГц, в результаті чого виникає сигнал на частоті 0,5 МГц, що далі надходить на синхронний фазовий детектор [12].

На фазовий детектор надходить також електричний сигнал опорного каналу. Фазове розгалуження з опорним сигналом є знаряддям для керування генератором сигналів, зв'язаним з брегівською коміркою. Таким чином, в промінь, що відходить, вноситься зсув фази, або, іншими словами, здійснюється оптичне фазове узгодження з опорним каналом.

Таблиця 3.1 – Критерії та показники якості, що застосовуються в адаптивній оптиці [4]

Найменування	Математичний вираз	Фізичний зміст	Область застосування
Середньоквадратичне відхилення хвильового фронту	$\sigma^2 = \frac{1}{\Omega} \int \int [S(\rho) - S'(\rho)]^2 d^2\rho \rightarrow \min$	Відхилення на апертурі площі Ω сформованого хвильового фронту S від розрахункового S'	Системи фазового спряження; математичне моделювання
Функціонал фокусування	$J_f = \int \int [M(\rho) A(\rho) ^2 d^2\rho \rightarrow \max$ (при $M=\delta(P)$ – нормована осьова інтенсивність)	Потужність оптичного сигналу $A(\rho)$, що попадає в апертуру $M(\rho)$	Системи апертурного зондування; фокусування випромінювання; математичне моделювання
Ефективна ширина розподілу інтенсивності	$J_s = \int \int (\rho)^2 A(\rho) ^2 d^2\rho \rightarrow \min$	Ширина пучка, в якому міститься певна частка випромінювання	Системи апертурного зондування для формування зображення; фокусування випромінювання; математичне моделювання

Продовження таблиці 3.1

Найменування	Математичний вираз	Фізичний зміст	Область застосування
Лінійна комбінація функціонала фокусування та ефективної ширини пучка	$JL = \int f - cJ\omega \rightarrow \max$	Фокусування заданої частки випромінювання в мінімальну площу	Фокусування випромінювання; математичне модулювання
Функціонал просторового розподілення інтенсивності	$J_p = \int \{ [I(\rho) - I'(\rho)]^p d^2\rho \rightarrow \min, p=2,4,6, \dots$	Відмінність отриманого зображення з розподіленням інтенсивності $I(\rho)$ від відомого ідеального $I'(\rho)$	Системи апертурного зондування для формування зображення
Функціонал різкості зображення	$J_d = \int \{ [I^n(\rho)] d^2\rho \rightarrow \max, n \geq 2$	Поліпшення умов спостереження при формуванні зображення	Системи апертурного зондування для формування зображення точкових об'єктів
Інтерференційний критерій	$J_u = \int \{ A(\rho)\psi(\rho) d^2\rho = \text{const}$	Перекриття випроміненої $A(\rho)$ та відбитої $\psi(\rho)$ хвиль	Системи фазового спряження

Описана схема випробувана на атмосферних трасах 1,6 і 9,5 км. Як імітатор цілі використовувався кутовий відбивач розміром біля 1см. Експерименти проводилися при розміщенні передавальних дзеркал діаметром 2,5 см лінійно на відстанях 3 і 9,5 см між центрами і по колу з одним центральним дзеркалом на відстані 3,25 см між центрами дзеркал. В усіх випадках спостерігалася адаптація, яка супроводжувалася значним підвищенням потужності сигналу на імітаторі цілі. В смузі частот до 2 кГц спостерігалася практично повна компенсація флуктуації інтенсивності на цілі. При сильній турбулентності $C_n^2 \approx 5 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ для траси довжиною в кілометр дисперсія осциляції інтенсивності зменшувалася у 23 рази. В експерименті були продемонстровані пошук і автоматичне супроводження рухомого імітатора цілі. Ефект пошуку, захоплення і супроводу в

невеликому кутовому полі є природною властивістю адаптивних систем, і в даному випадку відбувається компенсація збурень у вигляді випадкових нахилів хвильового фронту.

Інша схема фазоспряженої системи, що була досліджена експериментально [10], наведена на рис. 3.4.

Пучок з генератора на гелій-неоні, розширений до діаметра 65 мм, послідовно засвітлює керувальні дзеркала 4 – 9. Дзеркала 4 і 5 змінюють загальний нахил хвильового фронту у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Кожне з дзеркал 6 – 9 складається з трьох круглих секцій, причому секції дзеркал 6 і 7 мають можливість для нахилу, а дзеркало 9, переміщуючись, компенсує відносні зсуви окремих пучків. Дзеркало 8 є знаряддям для початкового юстування системи. Рух дзеркал здійснюється за допомогою п'єзоелементів, що змінюють свою довжину залежно від значення і знака прикладеної напруги.

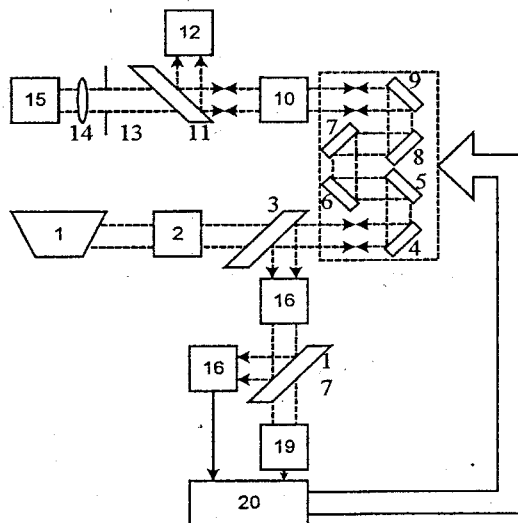


Рисунок 3.4 – Блок-схема експериментальної системи фазового спряження [4]: 1, 15 – генератори; 2, 16 – телескопи; 3, 11, 17 – світлоподільвачі; 4-9 – керувальні дзеркала; 10 – імітатор турбулентності; 12 – система контролю; 13 – мікродіафрагма; 14 – об'єктив; 18 – інтерферометр; 19 – аналізатор зображення; 20 – пристрій керування

Далі пучок спрямовується через імітатор турбулентного середовища (для імітації можна скористатися нагрівальним елементом, що створює конвективні повітряні потоки) на мікродіафрагму, за якою встановлюється або дзеркало, яке повертає випромінювання, або малопотужне джерело світла для імітації об'єкта, що сам світиться.

Найбільш цікавим пристроєм є вузол контролю хвильового фронту, який складається з двох сенсорів: сенсора для контролю нахилів з використанням сканувального щілинного аналізатора зображень і сенсорів контролю відносної затримки в окремих пучках із застосуванням інтерферометра.

В щілинному аналізаторі здійснюється сканування з частотою 8,3 кГц отриманого зображення відносно двох взаємно перпендикулярних щілин, а реєстрація оптичного сигналу проводиться блоками приймачів – фотоелектронних помножувачів (ФЕП), які розташовані в площині зображення відповідних секцій дзеркал 6 – 9. Сигнал на кожному ФЕП пропорційний зміщенню відносно щілини зображення об'єкта, що сформувався секцією дзеркала [13].

В інтерферометрі опорний пучок від центральної секції дзеркала 9 складається з випромінювання від крайніх секцій. Опорний пучок промодульовано по фазі з частотою 13 кГц малим коливальним переміщенням дзеркала за допомогою п'єзоелемента. Тому багатоеlementний блок ФЕП, на який робиться проекція інтерференційної картини, детектує змінний сигнал, що надходить в пристрій керування. Корекція положення секцій (нахил і поступальне переміщення) відбувається в каналах паралельно. В експериментах отримано приблизно п'ятикратне збільшення інтенсивності світла в точці фокусування пучка.

Ми розглянули порівняно прості схеми систем фазового спряження, що переконують у можливості компенсації фазових збурень в реальному масштабі часу. Більш складні системи побудовані за тими самими принципами, тобто вони містять основні складові: адаптивне дзеркало (або інший еквівалентний виконавчий елемент), сенсор хвильового фронту, процесор.

Однак кожний з цих приладів може бути куди більш складним і функціонально розвиненим, ніж ті, що подані в описаних схемах.

Наведемо ще одну схему, на якій не можна не зупинитися, зважаючи на її перспективність і принципову відмінність від вже відомих нам загальних схем. Йдеться про фазову решітку генераторів. Проста схема

такої п'ятиканальної решітки запропонована К. Хейсом і В. Девісом. Адаптивна система складається з п'яти генераторів на вуглекислому газі, з'єднаних двома колами керування. Перше коло забезпечує фазову синхронізацію окремих генераторів. При цьому для підстроювання резонатора застосовується переміщення одного з дзеркал за допомогою п'єзоелемента, а модуляція фази здійснюється встановленням всередині резонатора електрооптичного фазового модулятора. Друге коло керування служить для корекцій хвильового фронту, що іде до цілі. При цьому повернені хвилі складаються з загальною опорною хвилею, після чого процесор визначає сигнал фазової корекції. Позитивні сторони цієї схеми очевидні: для отримання необхідної потужності вихідного сигналу використовуються порівняно недорогі, надійні, малопотужні генератори з випромінюванням високої якості (монохроматичність, поляризація і т. д.); до оптики кожного каналу висуваються більш м'які вимоги; для створення систем можна застосовувати модульний принцип побудови; збільшуються

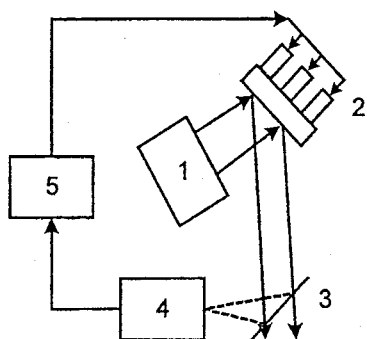


Рисунок 3.5 – Схема локально замкненої системи фазового sprzęження з деформувальним адаптивним дзеркалом:

- 1 – генератор випромінювання; 2 – адаптивне дзеркало; 3 – відгалужувач випромінювання; 4 – сенсор хвильового фронту; 5 –

ЕОМ

можливості системи і т. д. Однак складність технічної реалізації решіток зупиняє багатьох дослідників і інженерів, тому нині фазові решітки генераторів не отримали достатнього розповсюдження в адаптивній оптиці.

Адаптивні оптичні системи можуть працювати не тільки при безпосередній наявності цілі. На рис. 3.5 зображена система, яка компенсує збурення вихідного випромінювання генератора чи збурення, що вноситься елементами оптичної системи, через яку проходить випромінювання. В цьому випадку робочий пучок, що виходить з адаптивної системи, виявляється повністю або частково "очищеним" від збурень. Такі системи можна назвати локально

замкненими або системами внутрішньої корекції, на відміну від систем зовнішньої корекції, замикання яких відбувається через ціль. Видно, що для локально- замкнених систем потрібен відгалужувач випромінювання [2-6, 14].

3.3 Системи апертурного зондування

Для того щоб зрозуміти, як можна досягти максимального значення світлової інтенсивності в заданій точці за допомогою зміни фазових співвідношень між променями, розглянемо найпростіший приклад одноканальної системи апертурного зондування (рис. 3.6). Випромінювальна апертура складена з двох дзеркал: рухомого і нерухомого. В результаті інтерференції на відбиваючій маленькій цілі утвориться інтерференційна картина у вигляді світлих і темних смуг або концентричних кіл (при інтерференції сферичних хвиль). Наша задача – при будь-яких збуреннях (русі цілі, зміні довжини оптичних шляхів) утримувати на цілі світлу смугу. В автоматичному режимі це робиться так. За допомогою генератора синусоїдальних коливань дзеркало 3 здійснює коливання з малою амплітудою і великою частотою. Інтерференційна картина на цілі також трохи зміщується то в одну, то в іншу сторону з тією ж самою частотою. Таким чином, відбуваються малі коливання інтенсивності світла на цілі, що і фіксується фотоприймачем 5. Фотоприймач перетворює коливання інтенсивності в електричні коливання, що спрямовуються на синхронний детектор. В синхронному детекторі відбувається множення прийнятого сигналу і сигналу генератора синусоїдальних коливань з наступним виділенням за допомогою фільтра низьких частот низькочастотної складової. Внаслідок того, що оба сигнали мають однакову несущу частоту, то в результаті виділяється фазовий зсув між коливаннями. Іншими словами, виявляється, що сформувався робочий сигнал для керування рухомим дзеркалом. При невеликих збуреннях робочий сигнал буде дорівнювати фазовому зсуву між інтерферувальними пучками і протилежним йому за знаком, що і забезпечує компенсації збурень. Якщо збурення значні, то й рух дзеркала 3 буде тривати до тих пір, доки не буде відбуватись фазове узгодження і система не досягне екстремальної інтенсивності на цілі (світлої смуги). В теорії автоматичного керування системи такого роду називаються екстремальними системами з модулювальним впливом. В даному випадку модулюється фаза оптичного

сигналу. Однак в адаптивній оптиці вони відомі як системи апертурного зондування, оскільки створення пошукового модульованого сигналу відбувається завдяки визначенню апертури.

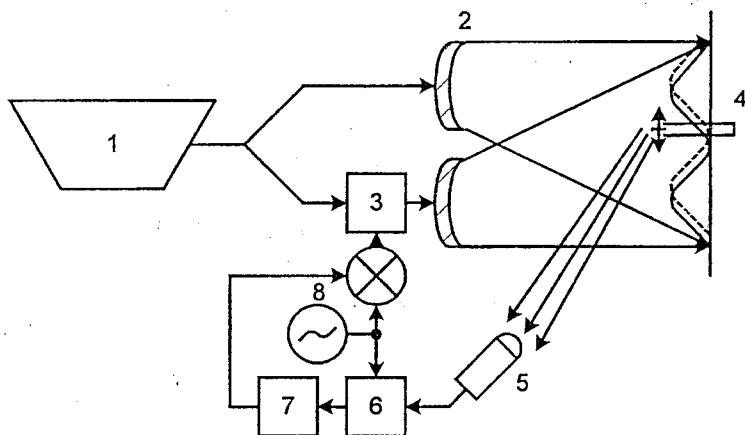


Рисунок 3.6 – Схема одноканальної системи апертурного зондування [4]:
 1- генератор випромінювання; 2 – апертура; 3 – рухоме дзеркало; 4 – ціль;
 5 – приймач; 6 – синхронний детектор; 7 – фільтр низьких частот; 8 –
 генератор синусоїдальних коливань

Принциповою в описаній системі є така умова: частота коливань (модуляції) повинна істотно перевищувати характерну частоту коливань, що компенсуються. У випадку багатоканальної системи, коли апертура являє собою мозаїку з рухомих дзеркал, необхідно знати, на яке дзеркало направити виділений робочий сигнал фазового зсуву. Звичайно, можна було б послідовно подавати сигнал модуляції на кожне дзеркало, що, без сумніву, затягувало б час адаптації. Тому частіше здійснюють паралельну обробку сигналів, модулюючи фазу для кожного каналу своєю власною частотою. Таке «пофарбування» кожного каналу дозволяє, отримуючи на фотоприймачеві сигнал, що містить весь спектр частот модуляції, виділити за допомогою синхронних детекторів і фільтрів у кожному каналі тільки свій робочий сигнал. Даний принцип побудови систем ліг в основу їх ранньої назви – системи з багатоканальною фазовою модуляцією.

Частоти модуляції для N каналів $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_N$ повинні задовольняти такі вимоги: $\nu_1 \geq 10\Delta\nu$; $\nu_{n+1} - \nu_n > \Delta\nu$, де $\Delta\nu$ – ширина смуги пропускання частот корекції розімкненої системи; $\nu_n \pm \nu_m \neq \nu_i$; $\nu_n \neq p\nu_1$, де $i, n, m = 1, \dots, N$; p – натуральне число [12–14].

Синусоїдальні коливання з такими частотами відносяться до взаємно ортогональних функцій, тобто їх середній добуток за певний період часу дорівнює нулю. Аналогічну властивість мають функції синус і косинус з однаковою частотою коливань. Ця властивість дозволяє використовувати для модуляції вдвічі менше частот, організовуючи синус-косинусну модуляцію двох каналів на однаковій частоті.

Системи апертурного зондування, як правило, підлягають ретельному аналізу на тривалість, що потребує певних обмежень при виборі параметрів елементів систем.

Прикладом технічної реалізації багатоканальної системи апертурного зондування є 18-елементна система з секціонованим адаптивним дзеркалом (рис. 3.7).

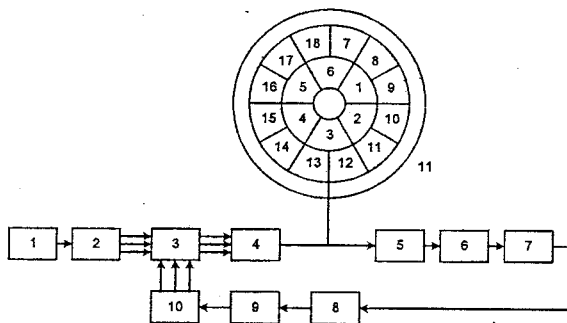


Рисунок 3.7 – Блок-схема 18-канальної системи апертурного зондування з багатоканальною фазовою модуляцією: 1 – генератор випромінювання; 2 – світлоподільвач; 3 – матриця дзеркальних коректорів і модуляторів; 4 – пристрій зведення пучка; 5 – поворотне дзеркало; 6 – вихідний телескоп; 7 – об’єкт (ціль); 8 – приймач випромінювання; 9 – формувач сигналу; 10 – електронна система керування (блок синхронних детекторів); 11 – адаптивне дзеркало з 18 елементів

Випромінювання генератора на аргоні за допомогою світлоподільвача розподіляється між відбивними елементами матриці, що є і модуляторами,

і коректорами фази для кожного з променів. Після цього всі промені зводяться в один пучок і спрямовуються до цілі. Модуляція здійснюється коливаннями елементів з амплітудою $0,06\lambda$ на каналних частотах 8...32 кГц. Інтервал між частотами в каналах складає 1,4 і 2,8 кГц при синус-косинусній модуляції. Характерний час адаптації системи складає 1,2...5 мс при коефіцієнті підсилення в системі відповідно 37...12 дБ, виявляючи приблизно обернену залежність від коефіцієнта підсилення.

Застосування даної системи на горизонтальній турбулентній трасі довжиною 100 м дасть збільшення середньої потужності сигналу в точці фокусування більш ніж в 2,5 раза. Інтенсивність світла досягає 80 % від інтенсивності, що має місце при відсутності турбулентних збурень. Емпірична формула для ширини смуги пропускання частот, необхідної для ефективної роботи даної системи, має вигляд $\nu_c = 0,69\nu r_0$, де ν – швидкість поперечного вітру; r_0 – радіус когерентності атмосфери.

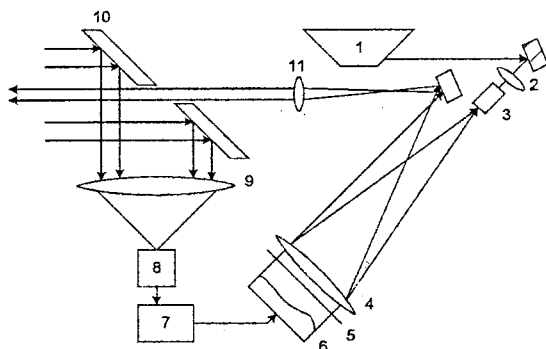


Рисунок 3.8 – Оптична схема системи апертурного зондування з деформованим адаптивним дзеркалом [4]: 1 – генератор випромінювання; 2, 4, 9, 11 – збиральні лінзи; 3 – просторовий фільтр; 5 – маска; 6 – адаптивне дзеркало; 7 – блок керування; 8 – фотоелектронний помножувач; 10 – кільцеве приймальне дзеркало

Система показує порівняно широкі можливості способу апертурного зондування. Робота може відбуватись по яскравій цілі, з інвертуванням робочого сигналу (по чорній точці), по освітленому краю, з рухомою ціллю.

В подальшому в системах апертурного зондування стали використовуватися дзеркала з неперервною деформувальною поверхнею. Докладно система з деформованим дзеркалом досліджена на експериментальній установці, зображеній на рис. 3.8 [4]. Система побудована за зразком системи, наведеної вище.

Дзеркало виконує функції коректора і модулятора одночасно. Частоти синус-косинусної модуляції лежать в діапазоні 4...1,5 кГц. Характерний час адаптації складає 1,5...4 мс. Під час випробувань на турбулентній трасі довжиною 120 м спостерігається підвищення середньої інтенсивності в точці фокусування в 3 рази.

Застосування дзеркала з неперервною поверхнею виявляє ряд особливостей системи апертурного зондування. Вони зумовлені помітним взаємним впливом каналів через механічну взаємодію точок неперервної поверхні при її деформації. Так, деформація ділянки дзеркала при подачі на неї робочого сигналу і модулювальної частоти викликає часткову деформацію сусідніх ділянок – “втручається” в роботу інших каналів.

Зазначений взаємний вплив можна характеризувати коефіцієнтом механічного зв'язку C_m , що при одиничному переміщенні приводу виражає значення переміщень сусідніх приводів. З урахуванням взаємного впливу потрібно ширше розносити частоти модуляції, щоб збільшити селектувальні властивості каналів. Верхня межа спектра частот модуляції визначається з формули

$$\nu_{\max} = [10 + C(N - 1)] \Delta \nu ,$$

де C – коефіцієнт, що залежить від коефіцієнта механічного зв'язку C_m модулятора і коректора. C приймає значення від 1,6 при секціонованому дзеркалі до 5,3 при двох суцільних дзеркалах корекції і модуляції.

Розробка адаптивних оптичних систем пов'язана з подоланням ряду специфічних труднощів [4, 12, 13].

3.4 Особливості роботи адаптивних оптичних систем

В ідеалі системи апертурного зондування і фазового спряження працюють по точковій цілі. Якщо ми здатні самі встановлювати, відносно якої цілі нам треба адаптуватися (контрольована ціль), то створити ідеальний випадок нескладно. Наприклад, в системах зв'язку або передачі світлової енергії на відстань можна встановити на цілі спеціальний

(наприклад, кутковий) відбивач, який повертає дзеркально відбите випромінювання назад до приймального пристрою адаптивної оптичної системи. Однак, в загальному випадку довільної цілі можна зіштовхнутися з великими труднощами. Спробуємо наочно уявити ці труднощі і шляхи їхнього подолання.

Передусім зупинимось на понятті точкової цілі. Сфокусуємо в площині цілі випромінювання, що виходить з апертури діаметром D . Нехай фокусна відстань дорівнює L . Тоді для незбуреного випромінювання фокальна пляма через наявність дифракції буде мати ефективний розмір $2,44\lambda L/D$ (в ньому міститься 84% енергії). Дану пляму зробити ще меншою не можна. Точковою ціллю зазвичай називають цілі, розмір якої не перевищує $\lambda L/D$ (або кутовий розмір λ/D). Наприклад, дві прилеглі одна до одної цілі розміром $\lambda L/2D$ будуть фактично повністю «накриті» фокальною плямою, тобто являти собою одну точкову цілі. В цьому випадку говорять, що цілі не дозволяється передавальною апертурою. Таким чином, питання про те, з якою ціллю ми маємо справу – з точковою або протяжною, вирішується з урахуванням довжини хвилі випромінювання, розміру апертури і відстані до цілі. Одна і та сама рухома цілі, очевидно, може бути як точковою, так і протяжною залежно від її положення.

Розглянемо цілі, близьку за розміром до точкової. Якщо цілі нерухома відносно адаптивної системи, то система працює так, як описано раніше. Якщо ж цілі рухається, то відбиті від окремих геометричних точок цілі промені, інтерферуючи один з одним, утворюють на приймачі мерехтіння, що пов'язано з відносною зміною фази променів у результаті руху цілі. Для близько розташованих точок розмір світлих і темних плям, що виникають через інтерференцію, більший або порівнянний з розміром апертури приймача. Чергування плям на приймальній апертурі під час руху цілі викликає паразитну модуляцію амплітуди сигналу, що приймається. Частота цієї модуляції залежить від швидкості обертального руху цілі відносно центра передавальної апертури. Плямна картина, що видима при відбиванні від предметів, називається спекл-структурою (від англійського *to speckle* – поціткувати), а модуляція, викликана рухом цілі, – спекл-модуляцією. Із збільшенням відстані між інтерферуючими точками розмір темних і світлих плям зменшується (характерний розмір спеклів дорівнює $\lambda L/a$, де a – розмір освітленої плями на цілі). При малих розмірах плям порівняно з розміром приймальної апертури відбувається

усереднення амплітуди сигналу за апертурою. Іншими словами, модуляція амплітуди тут виявляється слабо. Тому для реєстрації модуляції намагаються збільшити розмір приймальної апертури [4,13].

Описане явище спекл-модуляції можна розглядати як мультиплікативний шум. При повільному обертанні цілі (менш $0,1 \text{ рад}\cdot\text{с}^{-1}$) частота модуляції невелика і відпрацьовується автоматичним регулюванням підсилення. Більш складна ситуація виникає, коли шум займає смугу частот багатоканальної фазової модуляції випромінювання. В цьому випадку шумові складові проходять через синхронні детектори відповідних каналів і є джерелами помилок фазування. Це призводить до зниження інтенсивності на цілі, а в гіршому варіанті – до втрати стійкості адаптивної системи.

Одним з шляхів усунення мультиплікативного шуму на частотах фазової модуляції є використання системи апертурного зондування з подільовачем сигналів. Ідея такого роду схем полягає в розділенні сигналу $M_s(t)I^*(t)$, який несе інформацію ($M_s(t)$ – шумова складова; $I^*(t)$ – корисний сигнал), на сигнал калібрування з опорною частотою ω_a , що має вигляд $M_s(t)I_a^*(t)$, де $I_a^*(t)$ – складова інтенсивності на частоті $2\omega_a$.

Для отримання сигналу калібрування, що є подільовачем, бажано, щоб його частота була вище частот модуляції і частот мультиплікативного шуму. Можна здійснювати модуляцію з великою амплітудою (наприклад, $\pi/2$) на частоті ω_a в одному з робочих каналів системи. В цьому випадку сигнал на приймач буде містити помітну складову на частоті $2\omega_a$ – гармоніку, що несе частоти. Частоту модуляції ω_a можна підібрати таким чином, щоб друга гармоніка лежала за межами частот модуляції. Альтернативним рішенням може служити відгалуження і фазова модуляція малої частини випромінювання перед тим, як направити його на цілі. Частоту модуляції відгалуженої частини можна зробити дуже великою (до декількох мегагерц), якщо використати акустооптичні модулятори.

Слід відзначити інший можливий шлях – керування смугою пропускання частот адаптивної оптичної системи. Дійсно, при великій сталій часу системи вплив шуму на її роботу послаблюється. Однак тут необхідно автоматично вибирати таку смугу, що, з одного боку, робила б систему малочутливою до шуму, а з іншого – дозволяла б компенсувати швидкі збурення випромінювання в атмосфері. Модуляція смуги пропускання веде до зміни інтенсивності на цілі. Частота такої модуляції

повинна бути значно меншою характерної частоти системи (реально – це 10... 20 Гц). При цьому доцільно застосувати, наприклад, модуляцію спектра частот фазової модуляції. Зміну інтенсивності можна відстежити за допомогою синхронного детектування на певній частоті 10... 20 Гц.

Розділення цілі передавальною апертурою може призвести до неприємного різновиду спекл-модуляції – адитивного спекл-шуму. Адитивні компоненти спекл-шуму для довгої цілі зумовлені областями дзеркального відбивання – блискучими точками і дифузним розсіюванням поверхні. За наявності декількох точок тривка локалізація пучка на найяскравішій точці (різниця в яскравості точок становила менше 10 дБ). Виділення корисного сигналу можна провести оптимальними методами оцінки, для чого будується оцінювальна функція з використанням інформації від автономних доплерівських сенсорів, що стежать за відстанями і швидкостями обертання цілі [4].

Розглянемо характерний приклад наближеного розрахунку ширини спектра частот паразитної модуляції відбитого сигналу. Припустимо, що поверхня шорсткої цілі переміщується зі швидкістю, яка має поперечну складову v відносно напрямку поширення світла. Тоді ширина спектра $\Delta\omega$ визначається часом переміщення $\tau = a/v$, де a – розмір плями на цілі.

Якщо гранична частота спектра (в герцах) $\Delta\omega/2\pi$ менша частот модуляції каналів системи апертурного зондування, то сигнали паразитних частот не проходять в канали керування і не конкурують з корисними сигналами.

Зауважимо, що для систем фазового спряження спекл-структура інколи діє більш руйнівно. Наведемо простий приклад, що пояснить це твердження. Нехай нам вдалося отримати на шорсткій цілі ідеальну пляму світла. Відбившись від поверхні, сигнал викривляється спекл-структурою, тобто профіль фази випромінювання, що надійшло, виявляється просторово неоднорідним. Надіславши до цілі фазоспряжену хвилю, ми вже не отримаємо ідеальної плями. В результаті відбувається дефокусування випромінювання. Як правило, робота систем фазового спряження по неконтрольованій цілі пов'язана з ітеративним процесом збіжності.

Однією з особливостей самоналагоджувальних екстремальних систем адаптивної оптики, якими є системи апертурного зондування, є наявність невизначеності взаємного встановлення фази в каналах при їх відносному

зсуві, кратному 2π ($2N\pi$ -проблема). Для пояснення розглянемо інтерференцію двох пучків, відбитих від двох плоских дзеркал. Припустимо, що в результаті інтерференції нам вдалося отримати яскраву світлу смугу на деякій цілі (діафрагмі, приймачеві, щілині і т. д.). Пересунемо одне з дзеркал так, щоб оптичний шлях відбитого випромінювання змінився на $N\lambda$, де N – ціле число (при цьому фаза змінюється на $2N\pi$). В результаті інтерференційна картина не зміниться і світла смуга залишиться на цілі. Таким чином, при максимальному значенні інтенсивності на цілі можлива невизначеність взаємного положення субапертур адаптивного дзеркала. Проблема $2N\pi$ особливо неприємна для адаптивного дзеркала з неперервною поверхнею, що деформується, бо максимуми, відповідні паразитним фазовим зсувам на $2N\pi$, виявляються помітно нижче глобального максимуму, що відповідає точному фазуванню в каналах. Ефект $2N\pi$ -проблеми залежить від форми деформації поверхні дзеркала. Наприклад, для гаусівської функції деформації при $2N\pi$ -зсуві система виходить не на локальний максимум, а на точку перегину (стан нестійкої рівноваги). В тому і іншому варіантах сигнал помилки дорівнює або близький до нуля, тому система може порівняно довго затриматися в цих станах. В реальній системі наявність шумів, як правило, сприяє виведенню системи з $2N\pi$ -станів. Наявність $2N\pi$ -проблеми є характерною для систем, які компенсують сильні фазові збурення, що перевищують по амплітуді 2π рад. Якщо побудувати залежність інтенсивності випромінювання, що досягається, від амплітуди фазових збурень, вважаючи, що система залишається в $2N\pi$ -станах, то вигляд цієї залежності відповідає кривій зображеній на рис. 3.9. На кривій чітко виділяються «сходинки», зумовлені попаданням системи в $2N\pi$ -стан.

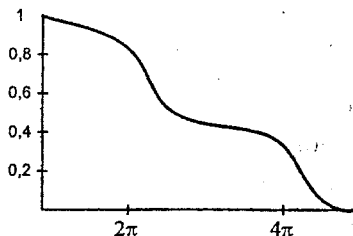


Рисунок 3.9 – Характерна залежність нормованої інтенсивності світла на цілі від амплітуди фазових збурень S при попаданні системи в $2N\pi$ -стани [4]

В деяких випадках розробнику адаптивних оптичних систем необхідно враховувати проблему забезпечення ізопланатизму. Ця проблема в найпростішій формі показана на рис. 3.10. Спостерігаючи довгий об'єкт через неоднорідне середовище, звернемо увагу на те, що виправивши викривлення для центральної точки, ми можемо не виправляти зображення в усіх точках, оскільки за них виявляються «відповідальними» інші неоднорідності. Сприятлива ситуація виникає, якщо неоднорідності лежать поблизу вхідної апертури адаптивного телескопа (рис. 3.10, а). Однак у випадку (рис. 3.10, б), як легко бачити, ізопланатизм може порушуватися.

Проблема ізопланатизму характерна не тільки для систем зображення об'єктів, які будують. На рис. 3.10, в схематично показано, як може порушуватися ізопланатизм для передавальних систем. Це відбувається, якщо за час проходження сигналу, відбитого рухомою ціллю, і адаптивного формування випромінювання ціль встигає пересунути на настільки, що сформований пучок минає нові неоднорідності. Відстань «неоднорідного екрана» від апертури виявляється, як і в випадку приймальних систем, істотним чинником для констатації факту ізопланатизму.

Коротко розглянемо проблему корекції теплового самовпливу. Поглинання частини випромінювання повітрям може призвести до нагріву повітряного каналу. Цей нагрів супроводжується зміною показника заломлення повітря, що є причиною дефокусування світла. Для компенсації такої наведеної розсіювальної лінзи можна застосувати як адаптивну, так і програмну корекцію фази.

Програмний підхід базується на можливості прогнозування збурень, супровідних розповсюдженню світла, і створенні такого хвильового фронту відбитого випромінювання, що концентрувався б на цілі з найменшими втратами.

Адаптивна корекція виконується за допомогою систем фазового спряження і апертурного зондування [2, 4, 11].

Істотною особливістю корекції нелінійних спотворень в типових умовах є те, що здійснити компенсацію адаптивним дзеркалом, яке розміщене на початку траси, практично не вдається. Вклад віддалених ділянок каналу розповсюдження достатньо помітний, тому нелінійні викривлення, за винятком досить слабких спотворень, не можна описати у вигляді одного збурювального фазового екрана, встановленого перед адаптивним дзеркалом.

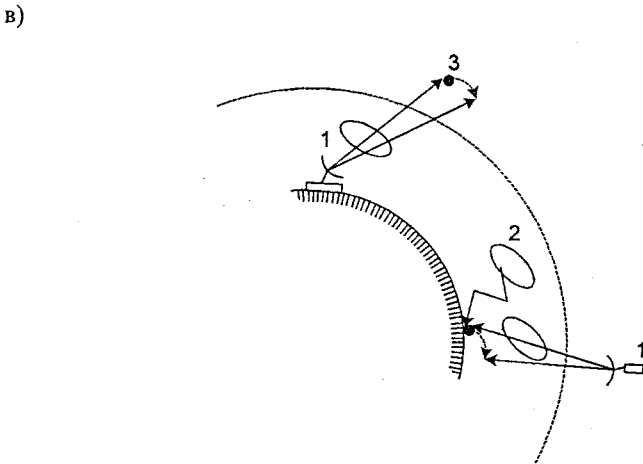
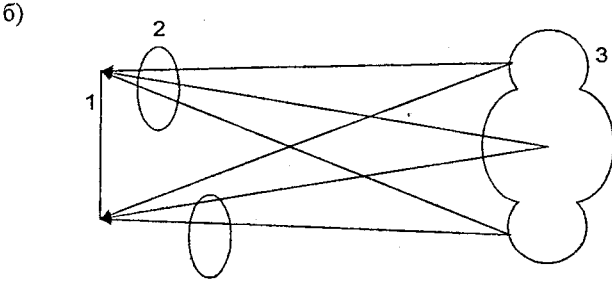
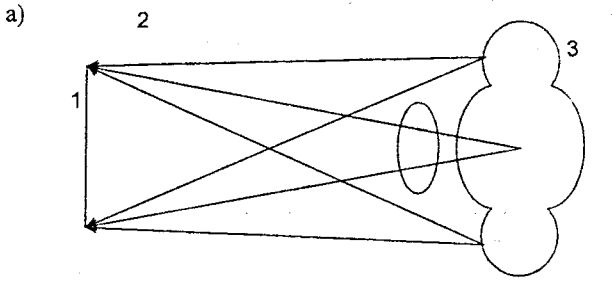


Рисунок 3.10 – Ілюстрація проблеми ізопланатизму [4]:
 а, б – для приймальних систем; в – для систем, що передають при русі цілі;
 1 – приймальна (приймально-передавальна) апертура; 2 – неоднорідності
 середовища; 3 – об'єкт, що спостерігається

Досвід із корекції спотворень в експериментах на моделях дав задовільні результати. В майбутньому дослідники і розробники муситимуть на практиці зіткнутися із завбаченим впливом теплового самовпливу і з необхідністю компенсації цього ефекту засобами адаптивної оптики.

При ознайомленні з особливостями роботи адаптивних оптичних систем в реальних умовах виникає питання, які системи краще – фазового спряження чи апертурного зондування? Однозначної відповіді на нього немає. У загальному випадку важко віддати перевагу тій або іншій системі – необхідно пов'язувати характеристики систем з умовами роботи.

Для деяких додатків адаптивної оптики потрібно два і більше контурів керування хвильовим фронтом, що веде до інтеграції різних типів адаптивних систем. Тому в більшості випадків системи фазового спряження і апертурного зондування взаємно доповнюють одна одну. Наприклад, нехай є дуже складна оптична передавальна система, що працює в умовах цілого ряду сильних збурень. Тоді остаточна помилка тільки одного контуру адаптації може бути настільки значною, що ми будемо знаходитися ще дуже далеко від ідеалу. В цьому випадку доцільно побудувати фазоспряжену систему внутрішньої корекції, а систему зовнішньої корекції реалізувати на основі засобу апертурного зондування [6, 13, 14].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Принципи побудови адаптивних оптичних систем.
2. Поясніть принцип роботи системи фазового спряження.
3. Які ви знаєте критерії та показники якості, що застосовуються в адаптивній оптиці?
4. Поясніть принцип роботи експериментальної системи спряження.
5. Поясніть принцип роботи локально-замкненої системи фазового спряження з деформуючим адаптивним дзеркалом.
6. Поясніть принципи роботи одноканальної системи апертурного зондування.
7. Наведіть приклади багатоканальних систем апертурного зондування.

4 СЕНСОРИ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ

Сенсори хвильового фронту (sensors of wave front) є одними з головних елементів адаптивної оптичної системи, адже за складністю структури та принципом дії вони не поступаються іншим елементам адаптивних оптичних систем, наприклад, таким як адаптивні дзеркала [3].

4.1 Інтерферометри

Інтерферометрія (interferometry) – один з найбільш розроблених напрямків прикладної оптики. Інтерференційна картина, що отримується у результаті додавання двох пучків, дає можливість, аналізуючи розташування світлих і темних смуг, що утворюються при додаванні променів відповідно у фазі і протифазі, визначити фазовий розподіл пучка. Специфіка адаптивної оптики потребує, щоб детектування й оброблення результатів були проведені в реальному масштабі часу, тому низка відомих інтерферометрів в адаптивній оптиці не застосовується. Вочевидь, більшість проблем буде знято, коли будуть вирішені задачі швидкісного зчитування зображень з високою просторовою здатністю, швидкого введення й оброблення великих інформаційних масивів в ЕОМ.

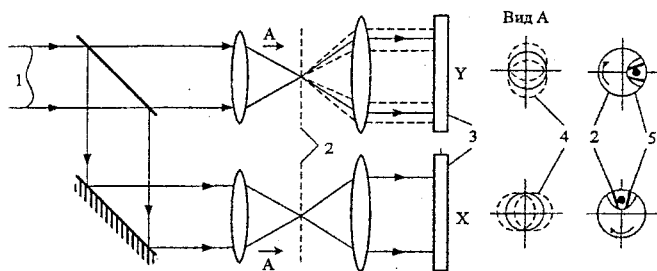


Рисунок 4.1 – Схема інтерферометра поперечного зсуву [4]:

1 – випромінювання; 2 – радіальні дифракційні ґратки, 3 – матриці фотоприймачів, 4 – зсунуті інтерференційні картини; 5 – положення перетяжки пучка щодо осі обертання

Найбільшої популярності в адаптивній оптиці набув інтерферометр зсуву. Схема інтерферометра, застосованого Дж. Харді в системі корекції турбулентності при спостереженні небесних тіл RTAC (Real-time Atmospheric Compensation), подана на рис. 4.1. Світлоподілювач розділяє

пучок, що аналізується, на два. В одному плечі здійснюється поперечний зсув пучка в напрямку осі OX , а в іншому – у напрямку OY . У кожному плечі інтерференційна картина утворюється в результаті додавання зсунутих пучків і проєктується на матрицю приймачів. Зсув відбувається за допомогою дифракційних ґраток, встановлених у фокальних площинах. Дифракційні ґратки розщеплюють падаючий на них пучок (порядки $0, +1, -1$ і т. д.), як показано на рис. 4.1.

Вони мають вигляд *радіальних ґраток* (*radial lattices*) (ґратки Ронкі) і виконані з круглих пластин, в яких чергуються прозорі і непрозорі сектори. При однаковій ширині прозорих і непрозорих смуг парні дифракційні порядки відсутні. Ґратки обертаються навколо осі симетрії, що викликає модуляцію освітленості інтерференційної картини. Частота модуляції дорівнює добутку частоти обертання і числа смуг на ґратках. Інтенсивність на матриці приймачів пропорційна залежності $0,5 + (2\gamma/\pi)\cos[\omega t + \varphi(x)]$ (по осях OX, OY залежність аналогічна), ω, γ – частота і глибина модуляції, відповідно; $\varphi(x)$ – фаза змінного сигналу.

Деформації хвильового фронту пучка, що аналізується, відображаються на матриці приймачів так, що кожна ділянка деформації відповідає певному приймачу. Виділені електронними засобами значення $\varphi(x)$ і $\varphi(y)$ пов'язані з нахилом хвильового фронту відносно осей OX і OY в точці (x, y) : $\varphi(x) \sim \partial S/\partial x$, $\varphi(y) \sim \partial S/\partial y$. Знаючи нахили в точках розташування приймачів (x, y) , можна відновити весь профіль аналізованого хвильового фронту.

Оскільки фаза $\varphi(x)$ пропорційна нахилу хвильового фронту і не залежить від довжини хвилі випромінювання (насправді це справедливо при невеликих (до 10%) відносних поперечних зсувах), інтерферометр зсуву з успіхом застосовується для корекції зображень немонохроматичних об'єктів в астрономічних оптичних приладах. Величина зсуву легко регулюється зміненням відстані між центрами пучка і ґратки.

Інтерферометр зсуву має високу чутливість і дозволяє працювати з об'єктами з порівняно слабкою освітленістю – квантова ефективність його приймальної системи може бути доведена до 80%.

Відомі інтерферометри зсуву з двочастотними ґратками, які мають перпендикулярні системи штрихів зі змінним кроком. Модуляція в цих

інтерферометрах досягається за допомогою поступального переміщення ґратки.

Іншим способом утворення інтерференційної картини в адаптивній оптиці може служити створення другого (опорного) пучка з невеликої ділянки аналізованого (предметного) пучка і додавання обох пучків. Це може бути інтерферометр радіального зсуву (рис. 4.2) зі зворотно-поступальним рухом кутового відбивача для створення модуляції або, наприклад, інтерферометр із дифракцією на точковому отворі. Такі інтерферометри ефективні тільки для монохроматичних світлових пучків.

Опорний пучок в інтерферометрі з дифракцією на точковому отворі являє собою сферичну хвилю, що перетворюється об'єктивом у плоску (колімований пучок) і складається з предметним пучком у площині розміщення приймачів. Модуляція інтенсивності досягається введенням поляризаційних елементів. Для цього предметний пучок проходить через лінійний поляризатор і кристалічну чвертьхвильову пластину, набуваючи кругової поляризації. Аналогічно, кругової поляризації набуває опорний пучок. За допомогою півхвильової кристалічної пластинки домагаються протилежного обергання векторів поляризації предметного й опорного пучків. При додаванні виходить лінійно поляризоване світло, напрям поляризації якого залежить від зсуву фаз даних пучків. Півхвильова пластинка, що обертається перед матрицею приймачів, створює рухому інтерференційну картину. Це дозволяє електронними засобами визначити різницю фаз у точках розміщення приймачів [4, 13].

Аналогічний принцип покладено в основу інтерферометра на базі подільного куба (рис. 4.3). На відміну від інтерферометра з дифракцією на отворі, цей інтерферометр не настільки чуттєвий до малих варіацій кута падіння аналізованого пучка. Інтерферометр створений в Аризонському університеті (США) і є аналогом інтерферометра Мерті, що застосовувався для контролю оптичних деталей. Інтерферометр виконаний у вигляді подільного куба з відбивальною плямою на одній із граней і чвертьхвильовою пластинкою на іншій.

Недоліком інтерферометрів з виділенням точкового опорного джерела є низька оптична ефективність приладу, що не дозволяє використовувати його при слабких світлових сигналах.

Додавання на прийомному пристрої прийнятого сигналу до опорного, зсунутого по частоті, відоме як гетеродинне детектування. Гетеродинні сенсори хвильового фронту є, власне кажучи, різновидом інтерферометрів

і ґрунтуються на гетеродинній інтерферометрії. Як приклад гетеродинного сенсора можна навести сенсор хвильового фронту, розроблений фірмою Ecole Polytechnique (Франція) (рис. 3.4). Опорний пучок має частоту, відмінну від частоти аналізованого пучка. Зсув частот лежить в акустичному діапазоні. Електричні сигнали акустичних частот надходять на фазові компаратори. Корисний ефект гетеродинування тут полягає не стільки в підвищенні відношення сигнал-шум, скільки в можливості прямого вимірювання оптичної фази в реальному масштабі часу. Якщо спотворений хвильовий фронт надходить від підсвіченої цілі, то його частота може варіюватися через доплерівський зсув при її русі. У цьому випадку для сталості частоти пульсації використовується підстроювання частоти.

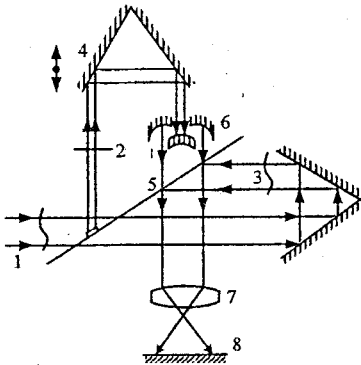


Рисунок 4.2 – Схема інтерферометра радіального зсуву:

- 1 – випромінювання; 2, 3 – інтерферувальні пучки з радіальним зсувом; 4 – кутовий відбивач, що робить зворотно-поступальний рух; 5 – світлоподілювач;
- 6 – розширювальний телескоп; 7 – об'єктив;
- 8 – екран

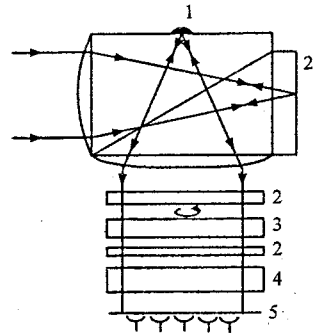


Рисунок 4.3 – Схема інтерферометра з відбивальною плямою:

- 1 – відбивальна пляма; 2 – чвертьхвильові пластинки; 3 – обертальна півхвильова пластинка;
- 4 – поляризатор;
- 5 – матриця приймачів

Певні труднощі в гетеродинному сенсорі викликає одержання опорного оптичного сигналу (особливо при аналізованні випромінювання, відбитого від віддаленої цілі). Це пов'язано з тим, що для спостереження інтерференційної картини з застосуванням місцевого гетеродина потрібні джерела світла з високою монохроматичністю. В іншому випадку

модуляція частотою втрається у пульсаціях спектральних компонентів гетеродина й аналізованого сигналу. Так, при зсуві частот 1 МГц довжина продольної когерентності гетеродина повинна становити близько 300 м. Тому нерідко як опорний сигнал використовують частину аналізованого пучка [4, 13, 21].

Знайомство з описаними вище пристроями дозволяє нам виділити такі способи зсуву частоти: рухомий відбивач (дзеркало, ціль, призма і под.); рухомі дифракційні ґратки; акустична (брегівська) ґратка; обертальна півхвильова пластинка; нерухома й обертальна чвертьхвильові пластинки на подвійному проході туди – звідти (з обертовим дзеркалом).

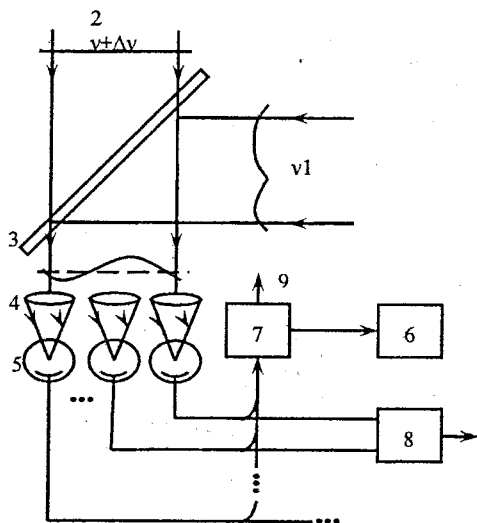


Рисунок 4.4 – Схема гетеродинного сенсора хвильового фронту [4]:
 1 – аналізований пучок; 2 – опорний пучок; 3 – світлоподільвач; 4 – оптична система приймального пристрою; 5 – матриця приймачів; 6 – опорний генератор; 7 – частотна система спостереження; 8 – фазовий компаратор; 9 – електричний сигнал, керований гетеродином; 10 – вихід на блок оброблення та керування фазою

Оптичне гетеродинування висуває досить суворі вимоги до точності розміщення оптичних елементів у гетеродинному приймачеві. Так, неузгодженість кутів приходу опорної і предметної хвиль повинна

задовольняти умову $\theta < 0,7\lambda/d$, де d – розмір приймальної площадки детектора. Це обмеження (типове значення $\theta \approx 10^{-4}$ рад) фактично визначає ширину діаграми спрямованості гетеродинного сенсора.

4.2 Сенсори гартманівського типу

Принцип визначення хвильового фронту за допомогою сенсорів Гартмана надзвичайно простий (рис. 4.5).

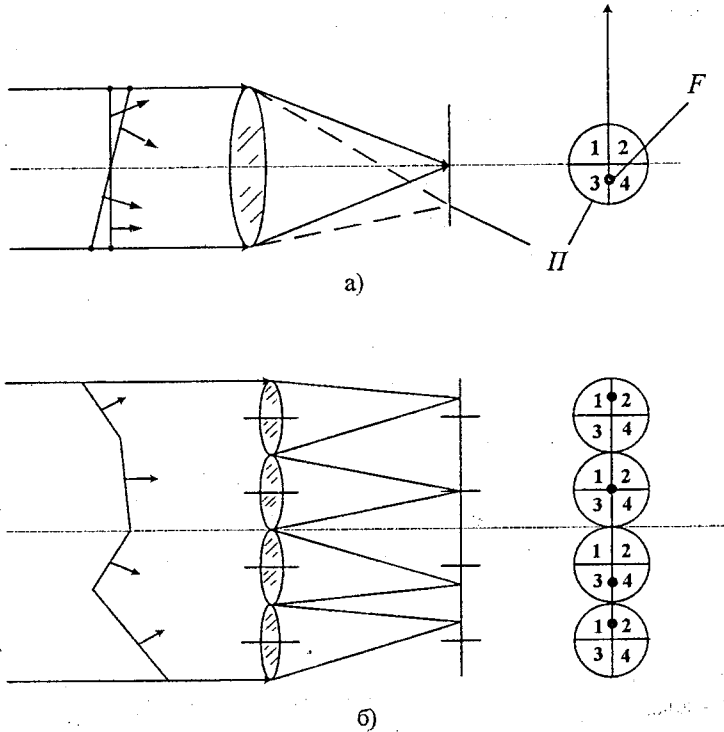


Рисунок 4.5 – Схема сенсорів Гартмана [4]:

а – вимірювання загального нахилу хвильового фронту; б – вимірювання форми хвильового фронту

Весь пучок чи його частина (парціальний пучок) фокусується на квадрантний приймач П. Так називаються координаточутливі приймачі, площадка яких розділена на квадранти – чотири окремих приймачі (1-4). Якщо фокальна пляма F попадає в центр приймача, рівномірно

висвітлюючи всі квадранти, то на виході приймача спостерігається диференціальний нульовий сигнал. При зсуві плями виникає сигнал різниці. За різницею сигналів від окремих квадрантів визначаються амплітуда і напрямок зсуву. Звідси, враховуючи відомі фокусні відстані системи, легко визначити нахил хвильового фронту на даній ділянці перерізу пучка. Локальні нахили дозволяють за допомогою швидкодіючих ЕОМ відновити загальний профіль хвильового фронту [13, 14].

На рис. 4.6 зображено пристрій найпростішого фотодіодного квадрантного приймача [4]. Пластинка з напівпровідника з p-n-переходом поділяється на чотири частини, відстань між якими за необхідності може складати не більше 10 мкм. Виготовляються приймачі з площадками від 1×1 до 10×10 мм² з вольт-ватною чутливістю 0,1...0,5 В/(Вт·мм) і сталою часу 10^{-4} ... 10^{-6} с.

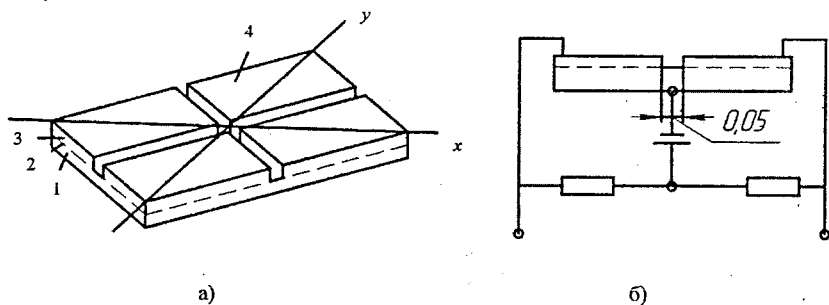


Рисунок 4.6 – Пристрій (а) і схема включення (б) квадрантного фотодіода:
1 – кристалотримач; 2 – матеріал n-типу; 3 – p-область; 4 – прозори для випромінювання контакти

В ІЧ-діапазоні застосовуються охолоджувані рідким азотом фотодетектори з HgCdTe з еквівалентною потужністю шуму 10^{-19} Вт/Гц і смугою пропускання до 1,5 ГГц.

Перспективним видається використання *піроелектричних приймачів* (*pyroelectrical receivers*), що працюють у широкій області оптичного діапазону при реєстрації модульованого чи імпульсного випромінювання і не потребують систем охолодження.

Відомі різні модифікації гартманівських сенсорів. Для одержання *гартманограми* (*hartmanogram*), тобто картини зсуву парціальних пучків, можуть бути використані такі способи і пристрої (рис. 4.7):

- використання тонкої непрозорої пластини з малими отворами – у цьому випадку розподіл інтенсивності світла на приймачі внаслідок дифракції ідентичний розподілу у фокальній плямі (а – г);
- встановлення поворотного дзеркала з отворами, розташованими під кутом до його відбиваючої поверхні (д);
- сканування пучка одним отвором, світло від якого проходить через лінзу і фокусується на одному квадрантному приймачі (и);
- використання замість отворів малих відбивачів, що формують гартманограму (е);
- нанесення на робоче дзеркало у вигляді плям безлічі відгалужувальних дифракційних ґраток (ж).

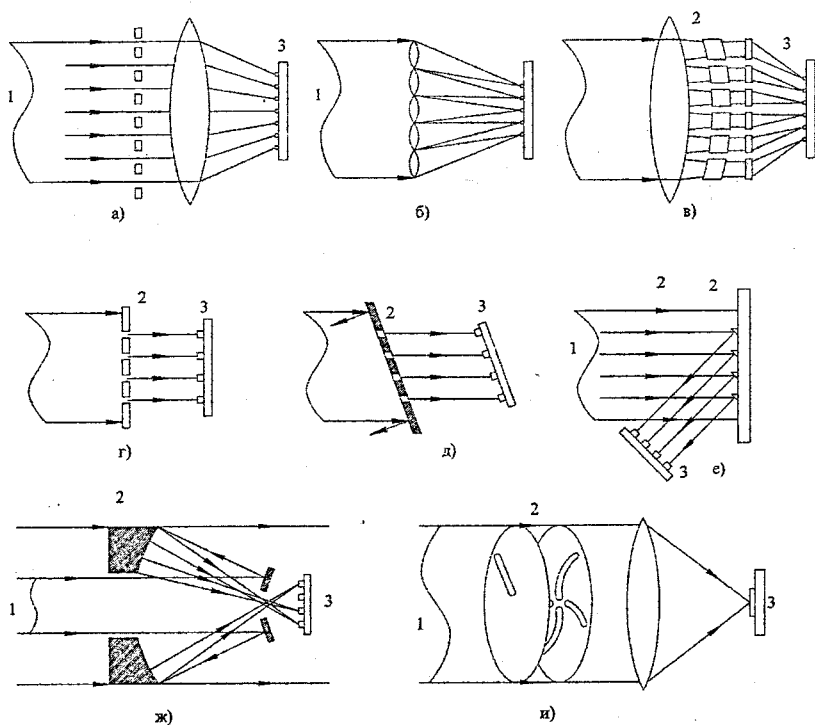


Рисунок 4.7 – Варіанти виконання оптичної частини сенсорів гартманівського типу [4]:

1 – випромінювання; 2 – система поділу випромінювання на парціальні хвильові фронти; 3 – приймачі випромінювання

Детектування гартманограми може проводитись не тільки за допомогою квадрантних приймачів. Допускається аналізування відразу всієї картини за допомогою телевізійної камери з наступним обробленням зображення методами розпізнавання образів.

До сенсорів гартманівського типу відноситься так званий I^3 -сенсор (*Integrated Imaging Irradiance*), що призначений для роботи зі слабкими оптичними сигналами. Ідея побудови цього сенсора полягає в тому, що на сенсор Гартмана разом з аналізованим пучком направляють опорний пучок із плоским хвильовим фронтом. На квадрантний приймач, таким чином, попадають дві плями, відносно розташування яких дозволяє визначити зміну нахилу парціального пучка. Для підвищення відношення сигнал-шум за допомогою одночасного конусоподібного обертання основного й опорного пучків добиваються обертання двох плям у межах квадрантного приймача, що і дозволяє більш ефективно задіяти площу приймача (рис. 4.8).

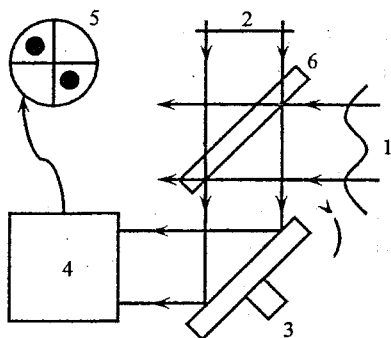


Рисунок 4.8 – Схема I^3 – сенсорів:

1 – аналізований пучок; 2 – опорний пучок; 3 – оберতальне дзеркало з нахилом по осях OX, OY; 4 – сенсор Гартмана; 5 – світлові плями на квадрантному приймачі; 6 – світлоподільвач

Радіус траєкторії, по якій рухаються плями, вибирається в межах $0 \dots \sqrt{2}l$, де l – розмір плями. Частота обертання – $0,02 \dots 20$ кГц. Сигнал різниці інтегрується аналоговим пристроєм і після перетворення надходить у процесор.

Така схема дозволяє одержувати середньоквадратичні похибки хвильового фронту в реальному масштабі часу, близькі до розрахункового:

$$\sigma \approx \pi(S/N),$$

де S/N – відношення сигнал-шум.

Побудовані, виходячи з геометричних понять, сенсори гартманівського типу малочутливі до варіацій довжини хвилі і так само, як інтерферометри поперечного зсуву, можуть працювати в білому світлі. На відміну від інтерферометрів, сенсор Гартмана менш чутливий до вібрацій. Він може працювати також з імпульсним випромінюванням, що досить важко реалізувати в інтерферометрах.

Однак, уявна простота пристрою на практиці повертається серйозними проблемами, пов'язаними з юстуванням великого числа елементів. Тому останнім часом з'явилися системи з гібридними сенсорами, що визначають загальний нахил хвильового фронту за допомогою гартманівського сенсора, а більш складні збурення – за допомогою інтерферометра [13, 14].

У більшості систем для аналізування хвильового фронту потрібно відгалузити частину потужності оптичного сигналу, причому так, щоб відгалужений пучок був копією основного. Для цього в адаптивній оптиці, як правило, використовуються світлоподільні пристрої.

У найпростішому випадку це можуть бути напівпрозорі дзеркала, відокремлювальні куби і т. д. Однак, сучасні системи вимагають застосування елементів відгалуження відбивного типу на основі нанесених на дзеркало дифракційних ґраток. Мета таких елементів – відгалуження малої частини світлової потужності монохроматичного випромінювання або поділ відбитого випромінювання, що надходить від цілі, і вихідного пучка.

Дифракційні відгалужувальні ґратки можуть бути встановлені в будь-якому потрібному місці адаптивної оптичної системи.

При колімованому пучку лінійні ґратки використовуються для відведення частини потужності в сенсор хвильового фронту або для введення в тракт системи юстувального випромінювання. Доцільно застосовувати схему з двома ґратками, тому що випромінювання реальних джерел не є строго монохроматичним і така схема дозволяє компенсувати ефекти дисперсії на ґратках.

Число приймальних елементів K в гартманівських сенсорах і інтерферометрах повинно бути порядку $(D/r_0)^2$, де D – розмір апертури, r_0 – радіус когерентності атмосфери; інакше точність відновлення хвильового

фронту буде недостатньою для компенсації збурень. Більш строгий аналіз дає число елементів

$$K \approx \frac{\Omega}{\pi} \left(\frac{4}{\pi l_s} \right)^2 \ln \frac{\sigma_s}{\sigma},$$

де Ω – площа апертури; σ_s, l_s – середньоквадратична амплітуда і масштаб збурень, відповідно; σ – помилка апроксимації фази.

Наприклад, для компенсації збурень з масштабом $l_s = 3$ см з відносною точністю $\sigma/\sigma_s = 10^{-2}$ на апертурі діаметром 0,5 м потрібно розмістити до 460 елементів.

Звернемось до питання відновлення хвильового фронту з нахилів парціальних пучків у точках розміщення приймальних елементів. Ця задача становить інтерес як для гартманівських сенсорів, так і для сенсорів на основі інтерферометра поперечного зсуву. Розглянемо найпростіший алгоритм відновлення. Нехай відомі кути нахилів по осях ОХ та ОУ на i, j -му елементі матриці сенсорів $\theta_{xij}, \theta_{yij}$. Тоді вимірювані різниці фаз між елементами $S_{xij} = 2\pi l_0 \theta_{xij} / \lambda$, $S_{yij} = 2\pi l_0 \theta_{yij} / \lambda$ мають, наприклад, такі оцінки, пов'язані зі значеннями фаз S_{ij} (l_0 – відстань між вузлами вимірювальної сітки):

$$\tilde{S}_{xij} = \frac{1}{2} (S_{ij} + S_{i,j+1} - S_{i+1,j} - S_{i+1,j+1}),$$

$$\tilde{S}_{yij} = \frac{1}{2} (S_{ij} + S_{i+1,j} - S_{i,j+1} - S_{i+1,j+1}).$$

При $K > 9$ система рівнянь перевизначена, а при наявності похибок вимірів (шумів) несумісна. Зупинимось на найпростішому випадку, коли шумами можна знехтувати. Оцінки фази знаходяться з рівнянь мінімізації середнього квадрата відхилень між S_{xij}, S_{yij} і S_{xij}, S_{yij} .

Фізичний зміст отриманих рівнянь стає прозорим, якщо звернутися до рис. 4.9. Легко помітити, що фаза S_{ij} дорівнює середньому арифметичному значенню фаз у точках, які розташовані по краях обмежувального чотирикутника плюс середнє арифметичне значень різниць фаз по осях ОХ і ОУ.

$$\begin{aligned}
 S_{ij} = & \frac{1}{4}(S_{i-1,j-1} + S_{i-1,j+1} + S_{i+1,j-1} + S_{i+1,j+1}) + \\
 & + \frac{1}{4}(S_{x,i-1,j+1} - S_{x,i+1,j+1} + S_{x,i-1,j-1} - S_{x,i+1,j-1}) + \\
 & + \frac{1}{4}(S_{y,i+1,j-1} - S_{y,i+1,j+1} + S_{y,i-1,j-1} - S_{y,i-1,j+1}).
 \end{aligned}$$

Розв'язування системи рівнянь проводиться за допомогою аналогової чи цифрової техніки. У системі РТАС, наприклад, алгоритм відновлення реалізується порівняно простим електричним колом з опорів і операційних підсилювачів. Час спрацювання такого кола при $K = 21$ складає 50 мкс.

Відомі більш складні алгоритми відновлення, оптимізовані за різними критеріями з метою зниження похибки за наявності шумів, реальних умов роботи і под.

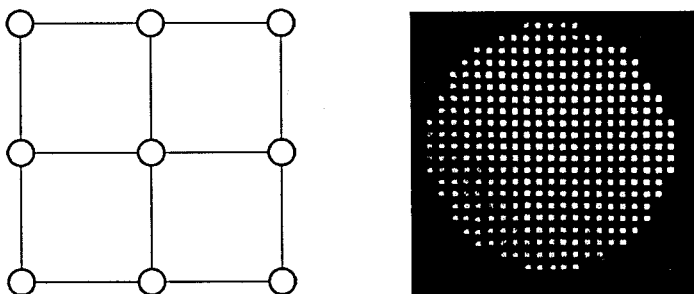


Рисунок 4.9 – Варіант розміщення приймачів у сенсорів хвильового фронту [4]: а – схема розміщення; б – гартманограма

4.3 Фазові детектори

На відміну від систем фазового спряження, системи апертурного зондування, здійснюючи компенсацію збурень, проводять, так би мовити, непрямі вимірювання фази. Таким чином, сенсором хвильового фронту системи апертурного зондування можна вважати самонастроювану систему, що забезпечує досягнення екстремального значення використовуваного показника якості.

Основою систем апертурного зондування є нелінійна ланка. Найбільшу популярність мають системи з гармонічним пошуковим сигналом, у яких

для виявлення фазового зсуву використовується фазовий дискримінатор (синхронний детектор) [2, 4, 14].

Схема керування об'єктом із застосуванням синхронного детектора зображена на рис. 4.10. Синхронний детектор, позначений штриховою рамкою, складається з множинної ланки і фільтра низьких частот, що усереднює у часі добуток з виходу множинної ланки. Пошуковий сигнал формується генератором синусоїдальних коливань.

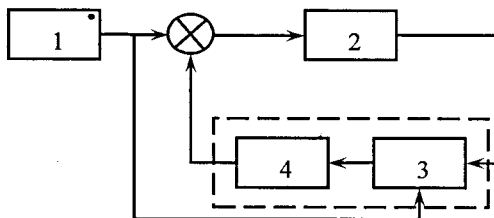


Рисунок 4.10 – Схема керування з застосуванням синхронного детектора [4]: 1 – генератор синусоїдальних коливань; 2 – об'єкт керування; 3 – множна ланка; 4 – фільтр низьких частот

Якщо вихідний сигнал, що описує стан об'єкта, має екстремум, то положення системи відносно екстремуму характеризує фаза вихідного сигналу S (рис. 4.11). Для адаптивної оптичної системи фізичною величиною вихідного сигналу ϵ , наприклад, інтенсивність світла I у точці фокусування. Частота, що передається вхідному сигналу, (коливання поверхні дзеркала) викликає модуляцію на цій же частоті вихідного сигналу (інтенсивності). З рис. 4.11 видно, що у випадку, коли система знаходиться ліворуч від екстремуму, коливання інтенсивності збігаються за фазою з пошуковим сигналом, а праворуч – мають протилежну фазу. Амплітуда цих коливань пропорційна крутизні характеристики. У точці екстремуму коливання вихідного сигналу майже зникають. Дійсно, вони стають дуже малими за амплітудою і, крім того, мають подвоєну частоту, що у системі відфільтровується. Таким чином, отримання зсуву фаз між вихідним і вхідним сигналами в синхронному детекторі дає інформацію про знак і величину кроку на шляху до екстремуму.

Відмінною властивістю таких систем є реакція не на абсолютне значення показника якості (інтенсивність), а на положення щодо

максимуму, тому що робочий сигнал пропорційний похідній dI/ds . Умови висвітлення цілі, наприклад, можуть змінюватися – позначається поглинання світла чи зміна коефіцієнта відбиття. Система при цьому буде невпинно "повзти" до максимуму, що відповідає даним умовам.

Ми розглянули спрощену процедуру дії самонастроюваної системи апертурного зондування на основі синхронного детектування. Процеси, що проходять у системі, значно складніші.

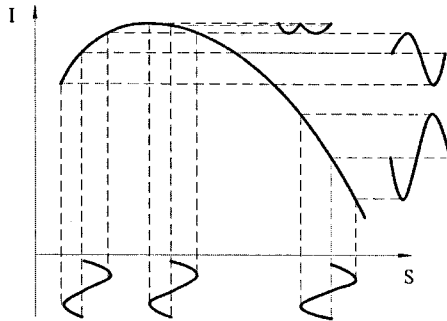


Рисунок 4.11 – Відгук вихідного сигналу в системі керування на вплив синусоїдальних коливань

Так, насправді, робочий сигнал виявляється прямо пропорційним фазі оптичного сигналу тільки при малих фазових збудженнях. Тому система при великій амплітуді фазових збуджень (характерні значення більше 3π) може втратити стійкість.

Багатоканальні системи містять синхронний детектор і генератор коливань у кожному каналі. Залежність $I(S)$ являє собою складну поверхню в просторі N вимірів. У процесі роботи система рухається до її вершини.

Робота ускладнюється наявністю локальних екстремумів чи точок перегину, що затримують систему в $2N\pi$ -станах.

Проте, адаптивні оптичні системи з сенсорів на основі синхронних детекторів добре показують себе при компенсації фазових збуджень у натуральних експериментах.

На рис. 4.12 подана структурна схема реальної системи апертурного зондування. У системі використовується синус-косинусна модуляція для кожної показаної пари каналів, що дозволяє приблизно вдвічі скоротити ширину смуги модуляції.

методів оцінювання функції різкості зображення. Часто системи, що працюють за функцією різкості, називають системами без сенсорів хвильового фронту. Проте, через важливість для адаптивної оптики, цей псевдосенсор не можна залишити без уваги. Ідейно він аналогічний системам з фазовим детектором – у хвильовий фронт також вносяться пробні збурення. Однак, є й істотна відмінність – дані збурення не носять характеру додаткового пошукового гармонічного сигналу. У цьому випадку здійснюється покроковий пошук екстремуму [4, 12, 14].

Для оцінювання стану системи використовується функція різкості зображення [4]. Виявляється, якщо сформувавши зображення джерела світла, встановити у фокальній площині матрицю приймачів і обчислити суму квадратів інтенсивностей на кожному приймачі, то можна гарантувати усунення збурень за умови, що ця сума приймає своє максимальне значення. Домагаючись максимуму суми шляхом перебору різних положень адаптивного дзеркала (сучасні методи оптимізації й обчислювальна техніка дозволяють це зробити дуже швидко), можна бути впевненим, що отримано неспотворене зображення.

Математично функція різкості, а більш точно – функціонал, має вигляд

$$J_1 = \int I^2(\rho) d^2 \rho,$$

де $I(\rho)$ – розподіл інтенсивності у фокальній площині.

Інтегрування ведеться по всій площині.

Зазначений вище взаємний зв'язок між максимумом J_1 і повною компенсацією спотворень встановлений Ф. Дайсоном у 1975 р. Аналогічна теорема справедлива і для будь-якої функції $P(\rho)$, $p > 2$.

Можна вказати й інші функціонали, максимізація яких відповідає усуненню фазових збурень. До них відноситься, зокрема, функціонал

$$J_2 = \int_{\Delta} I(\rho) d^2 \rho,$$

де інтегрування ведеться по малій площі Δ у фокусі системи (технічно використовується всього один приймач). У більш загальному вигляді цей функціонал записується так:

$$J_2 = \int M(\rho) I(\rho) d^2 \rho,$$

де $M(\rho)$ – функція прозорості маски, що накладається на зображення.

Якщо відомі неспотворені зображення об'єктів, задані розподілом інтенсивності $I_0(\rho)$, то для компенсації можуть бути використані функціонали:

$$J_3 = \int I(\rho)I_0(\rho)d^2\rho; \quad J_4 = \int [I(\rho) - I_0(\rho)]^2 d^2\rho.$$

Порівняння зазначених функціоналів дається в табл. 4.1.

Таблиця 4.1 – Характеристика функціоналів різкості зображення [4]

Функціонал	Об'єкт, який спостерігається	Приймач	Смуга пропускання частот	Чутливість до загального нахилу хвильового фронту
J_1	Точковий, протяжний	Матричний	Вузька	Нечутливий
J_2	Точковий	Одиночний	Широка	Чутливий
J_3	Точковий, відомий, протяжний	Те ж	Те ж	Те ж
J_4	Те ж	Матричний	Вузька	»

Більш вузька смуга пропускання для функціоналів J_1 і J_2 зумовлена необхідністю інтегрування сигналів на матриці фотоприймачів. Цей час може займати інтервал 0,4...4 мс.

На рис. 4.13 зображена найпростіша схема реалізації методу підвищення функції різкості зображення – схема максимізації нормованої різниці інтенсивностей $(I'_1 - I'_2)/(I'_1 + I'_2)$, де I'_1 – інтенсивність у фокусі системи; I'_2 – загальна інтенсивність поза фокусом. Світло фокусується на точковій діафрагмі і попадає на встановлений за нею фотоприймач. Частина світлового потоку, що залишилася, дзеркально відбивається на інший приймач. Потім сигнали I'_1 та I'_2 з цих приймачів віднімаються, додаються і діляться, у результаті чого на виході отримують нормовану різницю. Якщо в аналізованій хвильовий фронт внести фазове збурення (адаптивним дзеркалом), то нормована різниця зміниться. Блок керування порівняє отримане значення з попереднім і зробить черговий крок, що змінює форму поверхні адаптивного дзеркала [13].

Прикладом здійснення компенсації атмосферної турбулентності з використанням функції різкості є експерименти, проведені в Лейшнерівській і Лікській обсерваторіях (США) при спостереженні зірок. У результаті отримано зображення зірки з півшириною 0,6", на відміну від зображення без компенсації 4...5". Даний результат можна адекватно оцінити, якщо врахувати, що дифракційна границя розділення складе 0,4".

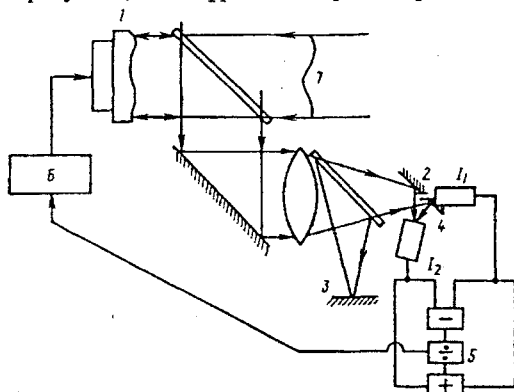


Рисунок 4.13 – Схема реалізації методу підвищення функції різкості зображення [4]: 1 – адаптивне дзеркало, 2 – дзеркальна маска з отвором, 3 – екран; 4 – приймачі випромінювання, 5 – блок обчислення функції різкості; 6 – блок керування; 7 – випромінювання

4.4 Порівняльна характеристика сенсорів хвильового фронту

Ознайомившись з основними варіантами побудови сенсорів хвильового фронту, можна підвести деякі підсумки. Отже, приступаючи до розробки сенсорів для адаптивної оптичної системи, необхідно прийняти до уваги спеціальні вимоги:

- високий просторовий дозвіл (багатоканальність) сенсора;
- вирішальне значення швидкодії сенсора;
- узгодження великого динамічного діапазону сенсора з проблемою фазової неоднозначності при збуреннях понад 2π рад;
- незалежність результатів фазових вимірів від випадкових змін інтенсивності світла на приймальній апертурі;
- чутливість чи ефективність, з якою використовується світловий потік;
- ширина спектра робочого випромінювання;

- складність сенсора, до якої відносять надійність, потенційну вартість, ступінь технічного напрацювання і под.

Для попереднього оцінювання тих чи інших вимог можна скористатися наближеними співвідношеннями.

Для розрахунку числа каналів сенсора:

$$N \approx \left(\frac{2D}{l_s}\right)^2 \ln \frac{\sigma}{\sigma_s},$$

де σ/σ_s – відносна похибка апроксимації хвильового фронту; D/l_s – відношення діаметра апертури до масштабу неоднорідностей.

У загальному випадку для інтерферометрів і сенсорів гартманівського типу число приймальних каналів сенсорів необов'язково збігається з числом каналів виконавчого елемента керування хвильовим фронтом. При гетеродинуванні і синхронному детектуванні, як правило, використовується однакове число каналів сенсорів і виконавчого елемента. При цьому вибір числа каналів N здійснюють, виходячи з заданої помилки апроксимації хвильового фронту поверхнею адаптивного дзеркала σ_{NO} :

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{l_s}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{CT}}{\sigma_s}\right)^{-1}.$$

Для колмогорівської моделі турбулентності це число може бути виражене через радіус когерентності атмосфери:

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{r_0}\right)^2 \sigma_{CT}^{-12/5}.$$

Швидкодію можна оцінити виходячи з частоти зрізу замкненої системи:

$$\omega_c \approx \frac{1,4}{\tau_s} \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma},$$

де τ_s – характерний час тривалості неоднорідності [2, 4, 12].

При невеликій амплітуді фазових збурень (на лінійній ділянці дискримінаційної характеристики) характерний час спрацьовування

системи $t \approx \pi / \omega_c$. Звідси, знаючи часові параметри привода адаптивного дзеркала, для даного сенсора можна визначити необхідну сталу часу.

Що стосується фазової неоднозначності, то тут більшість систем діє за принципом занулення фазової помилки. Однак ця проблема, як ми бачили, може виявитися серйозною для систем апертурного зондування, по-перше, з причини потенційних $2N\pi$ -станів і, по-друге, через нелінійність дискримінаційної характеристики фазового детектора.

Найменшу чутливість до варіацій інтенсивності в перерізі пучка мають сенсори, що використовують частотну модуляцію – рухомі інтерферометри, гетеродинні сенсори. Сенсори гартманівського типу і фазові детектори мають помірну чутливість до цих варіацій.

Похибка сенсора хвильового фронту залежить від чутливості детекторів, що використовуються для прийому і перетворення випромінювання. Таким чином, при слабких сигналах точність сенсора обмежена дробовим шумом фотоприймача. Значення похибки обернено пропорційно квадратному кореню з числа фотонів, прийнятих на протязі інтервалу виміру. Відомо, що це число при кінцевому часі інтегрування детектора дорівнює відношенню сигнал-шум. Для прямого детектування похибка виміру хвильового фронту:

$$\Delta S \geq \frac{\pi}{S/N},$$

де S/N – відношення сигнал-шум.

Рівняння справедливе для сенсорів гартманівського типу. Для інтерферометрів похибка приблизно в $\sqrt{2}$ разів більша.

Наведемо формули оцінювання відношення сигнал-шум для характерних систем з вихідною хвилею. Нехай на цілі змонтовано кутовий відбивач діаметром d . Система фазового сполучення з сенсором Гартмана працює з таким відношенням сигнал-шум:

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{A\Delta\nu_c}} \cdot \left(\frac{\delta}{D}\right)^2 \cdot \left(\frac{\Omega_d}{\Omega_0}\right) \alpha P_0,$$

де D^* , A – розпізнавальна здатність і площа детектора, відповідно; $\Delta\nu_c$ – характерна смуга пропускання частот системи; δ/D – відношення діаметра парціального пучка до загального діаметра пучка; Ω_d/Ω_0 – відношення

площі кутового відбивача до площі світлової плями; α – коефіцієнт поглинання траси при проходженні назад; P_0 – потужність джерела світла.

Таблиця 4.2 – Характеристики сенсорів хвильового фронту [4]

Характеристика	Інтерферометр зсуву	Гетеродинний сенсор	Сенсор Гартмана	Паралельне синхронне детектування	Послідовне синхронне детектування і максимізація функції різкості
Метод	Рухома ґратка	Гетеродинне виділення фази	Виділення парціальних пучків	Внесення фазової модуляції в каналі	Послідовне внесення варіацій фази
Параметр, за яким спостерігають	Фазова модуляція	Фазова модуляція	Положення парціального пучка	Модуляція інтенсивності	Модуляція інтенсивності
Параметр, що вимірюється	Нахил хвильового фронту	Оптична фаза	Нахил хвильового фронту	Інтенсивність	Інтенсивність
Розташування приймача	Площина апертури	Площина апертури	Площина апертури	Площина зображення	Площина зображення
Спектральна смуга	Широка	Вузька	Широка	Широка	Широка
Оптична ефективність	Висока	Висока	Висока	Змінюється як $1/N$	Змінюється як $1/N$
Швидкодія	Висока	Висока	Висока	Те ж	Те ж
Складність оптичної системи	Середня	Середня	Дуже складна	Проста	Проста
Число приймачів	$2N$	N	$4N$	1	1
Блок електроніки	N каналів	N каналів	N каналів	N каналів	1 канал

Для гетеродинного сенсора із шириною смуги сигналу $\Delta\nu$

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{\alpha P_0 \eta \lambda}{2 \pi \hbar c \Delta \nu N} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{Dd}{\lambda L} \right)^2,$$

де η – квантова ефективність приймача; h , c – відповідно стала Планка і швидкість світла.

Система апертурного зондування з N каналами і відстанню між каналними частотами $\Delta\nu_0$ має відношення сигнал-шум для одного каналу на початковому етапі адаптації:

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \cdot \left(\frac{m}{N}\right) \cdot \left(\frac{d^2D}{d_0L\lambda}\right)^2 \alpha P_0,$$

де m – відносна глибина модуляції; d_0 – діаметр світлової плями; L – довжина траси [12, 14, 18].

На кінцевому етапі адаптації:

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \cdot \left(\frac{m}{N}\right) \cdot \left(\frac{dD}{\lambda L}\right)^4 \alpha P_0,$$

(тут вважається, що розміри приймальної і передавальної апертур однакові, у протилежному випадку D^4 замінюється на добуток квадратів їхніх діаметрів).

Розглядаючи сенсори хвильового фронту, ми відзначали можливість цілого ряду сенсорів працювати в немонохроматичному світлі (інтерферометр зсуву, сенсор Гартмана, системи апертурного зондування). Зокрема, це дозволяє застосовувати адаптивну оптику в системах із прийнятною хвилею, наприклад у теплолокації, оптичній астрономії і т. д.

Ступінь складності створення того чи іншого сенсора визначає його придатність для системи, котру розробляють. Наочне уявлення про сенсори та їх основні характеристики дає таблиця (див. табл. 4.2) [12–14].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке інтерферометрія?
2. Поясніть схему інтерферометра поперечного зсуву.
3. Що таке ґратка Ронкі?
4. Які інтерферометри зсуву вам відомі?
5. Поясніть принцип визначення хвильового фронту за допомогою сенсорів Гартмана.

5 ВИМІРЮВАННЯ СПОТВОРЕНЬ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ В АДАПТИВНІЙ ОПТИЦІ

5.1 Вимірювання локальних нахилів

Місце сенсора хвильового фронту (СХФ) в структурі АС: вимірювання (СХФ) → обробка (пристрій керування) → корекція (адаптивне дзеркало).

Принципова відмінність СХФ в адаптивній оптиці – відсутність опорного пучка, тому можливе вимірювання лише відносної різниці фаз двох ділянок ХФ → вимірювання локальних нахилів ХФ або градієнта фазового профілю $\left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right\}$.

5.1.1 Потенціальна чутливість вимірювання локальних нахилів хвильового фронту

При вимірюванні кута падіння одного фотона його точність визначається кутом дифракції на вимірювальній апертурі D (z – напрям руху фотона; x, y – координати в площині вимірювальної апертури, c – швидкість світла; ν, λ – частота та довжина хвилі фотона)

$$Dp_y \geq h, \quad p_y = p \sin \alpha \cong \alpha p = \alpha \left(\frac{hc}{\nu} \right),$$
$$\alpha \approx \sigma_\alpha \geq \frac{\lambda}{D}. \quad (5.1)$$

Підвищити точність вимірювання можна усереднюючи інформацію, отриману від великої кількості N фотонів

$$\sigma_\alpha(N) \cong \frac{\lambda}{D} \frac{1}{\sqrt{N}}, \quad N = IS\tau/\varepsilon \Rightarrow \sigma_\alpha(N) \cong \frac{\lambda}{D} \sqrt{\frac{\varepsilon}{IS\tau}}, \quad (5.2)$$

де I – інтенсивність світлового пучка, S – площа апертури, τ – час вимірювання, ε – енергія одного фотона. Для обчислення профілю фази повна апертура системи розбивається на M субапертур, при цьому $S_M = S/M$ і $D_M = D/M$, в результаті похибка вимірювання локального нахилу на одній субапертурі дорівнює [12, 14]

$$\sigma_{\alpha}(N/M) \cong \frac{\lambda}{D} \sqrt{\frac{\varepsilon}{IS_M \tau}} = M \frac{\lambda}{D} \sqrt{\frac{\varepsilon}{IS \tau}} = M \sigma_{\alpha}(N). \quad (5.3)$$

Очевидно, неможливо одночасно збільшувати точність вимірювань (зменшувати σ_{α}) і підвищувати просторову роздільну здатність (збільшувати кількість субапертур M).

Ефективна кількість субапертур

$$M \cong \left(\frac{D}{r_0} \right)^2, \quad (5.4)$$

де r_0 – характерний розмір неоднорідностей ХФ (для турбулентної атмосфери – фрідівський радіус) [14].

5.1.2 Інтерферометри зсуву

Інтерферометри зсуву поділяються:

а) за принципом:

- радіального зсуву;
- поперечного зсуву;

б) за конструкцією:

- обертальні дифракційні ґратки;
- плоско-паралельні пластинки;
- двопроменево-заломлювальні кристали.

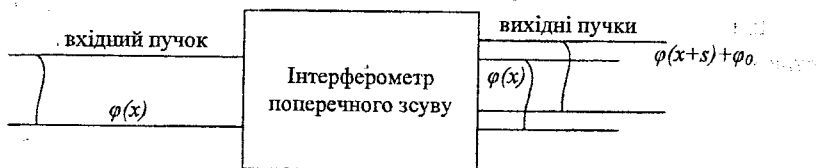


Рисунок 5.1 – Узагальнена схема інтерферометра поперечного зсуву

Інтенсивність в області перекриття інтерферувальних пучків

$$I(x) = (I_0/2) \{ 1 + \gamma \cos [\phi(x+s) - \phi(x) + \phi_0] \}. \quad (5.5)$$

Якщо $\varphi_0 \cong \pi/2$ і фаза φ не значно змінюється на інтервалі s , то

$$\phi(x+s) - \phi(x) \cong s \frac{\partial \phi}{\partial x} = k\alpha_x s,$$

$$I(x) = (I_0/2) \{1 + \gamma \sin[\Delta\phi]\} \cong (I_0/2) \{1 + \gamma k\alpha_x s\}, \quad (5.6)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильове число, α_x – компонента локального нахилу ХФ.

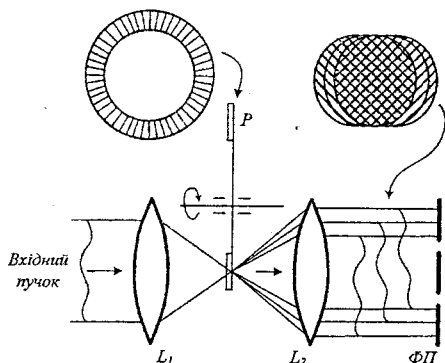


Рисунок 5.2 – Схема гетеродинного інтерферометра з обертальними дифракційними ґратками

Нехай комплексна амплітуда поля в площині вхідної зіниці

$$A(\vec{r}) = A_0(\vec{r}) \exp[i\phi(\vec{r})]. \quad (5.7)$$

Поле в фокальній площині першої лінзи (F – фокусна відстань лінзи), перед ґраткою

$$A_F^{(-)}(\vec{r}') = \int A(\vec{r}) \exp[-ik(\vec{r}\vec{r}')/F] d^2\vec{r}. \quad (5.8)$$

Поле за ґраткою ($T(x')$) – коефіцієнт пропускання ґратки

$$A_F^{(+)}(\vec{r}') = A_F^{(-)}(\vec{r}') T(x'). \quad (5.9)$$

Поле в площині зображення (фокусні відстані лінз однакові)

$$\tilde{A}(\bar{r}^n) = 2 \int A_F^{(+)}(\bar{r}') \exp[-ik(\bar{r}'\bar{r}^n)/F] d^2\bar{r}' \quad (5.10)$$

Оскільки $T(x')$ – періодична функція, запишемо її у вигляді ряду Фур'є

$$\begin{aligned} T(x') &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \exp(iK_0 n x'), \quad K_0 = 2\pi/\Lambda, \\ T_n &= (2/\Lambda) \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} T(x') \exp(-iK_0 n x') dx'. \end{aligned} \quad (5.11)$$

Можна показати

$$\begin{aligned} \tilde{A}(\bar{r}^n) &= (2\pi F/k)^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_n \exp(-in\omega_0 t) A(-x^n + n\Delta, -y^n), \\ \Delta &= \lambda F/\Lambda. \end{aligned} \quad (5.12)$$

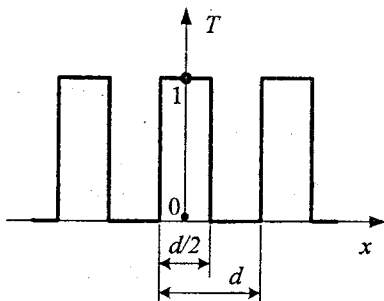


Рисунок 5.3 – Амплітудна ґратка Ронкі

Для амплітудної ґратки Ронкі

$$T_0 = 1/2, \quad T_n = \sin(\pi n/2)/\pi n, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.13)$$

При аналізованні сигналу фотоприймача можна враховувати лише члени з $n = 0, -1, +1$

$$\begin{aligned} \bar{A} \approx & A_0(\bar{r})/2 \exp[i\omega t + i\phi(\bar{r})] + A_0(x + \Delta, y)/\pi \exp[i(\omega - \omega_0)t + i\phi(x + \Delta, y)] + \\ & + A_0(x - \Delta, y)/\pi \exp[i(\omega + \omega_0)t + i\phi(x - \Delta, y)]. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Для інтенсивності $\bar{A}\bar{A}^*/2$ отримаємо, розкладаючи функцію $\phi(x \pm \Delta, y)$ в ряд Тейлора

$$I_0 \approx (A_0/\pi) \cos[\omega_0 t - (\partial\phi/\partial x)\Delta], \quad \Delta = \lambda F/\lambda. \quad (5.15)$$

5.2 Гартманівські сенсори хвильового фронту

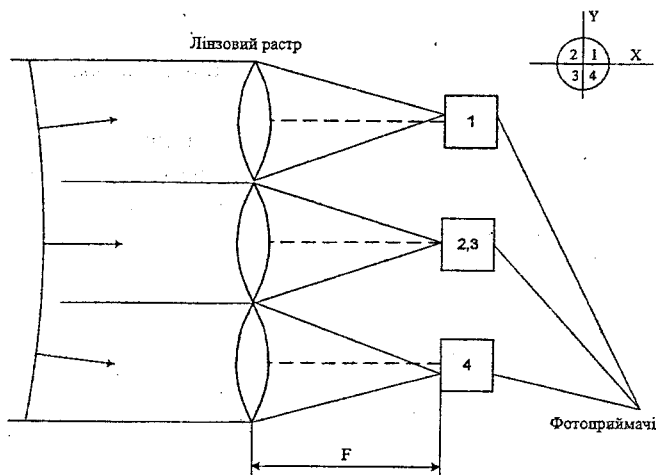


Рисунок 5.4 – Схема сенсора Шарка - Гартмана

Вимірявши струми кожного з 4-х фотоприймачів (рис. 5.4) i_1, i_2, i_3 та i_4 , формують позиційні сигнали

$$\begin{aligned} g_x &= [(i_1 + i_4) - (i_2 + i_3)] / (i_1 + i_2 + i_3 + i_4), \\ g_y &= [(i_1 + i_4) - (i_2 + i_3)] / (i_1 + i_2 + i_3 + i_4). \end{aligned} \quad (5.16)$$

Залежність g_x є наближено лінійною за умови малої величини зміщення фокальної плями $a \ll W$ (півширина фокальної плями).

5.2.1 Позиційна характеристика однокоординатного сенсора

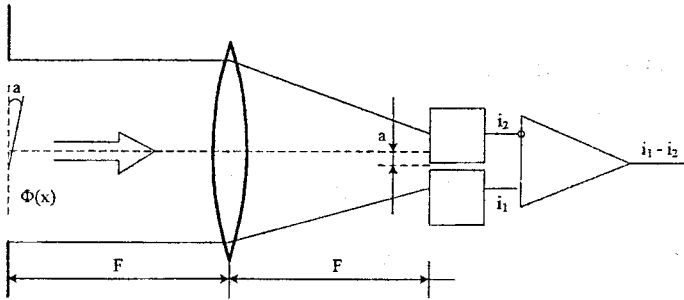


Рисунок 5.5 – Блок-схема однокоординатного сенсора

Розподіл інтенсивності в фокальній площині лінзи (рис. 5.5) становить $I_0 S j(x/W, y/W)$, де W – півширина пучка, I_0 – інтенсивність світла, $S = \pi D_o^2/4$ – площа апертури сенсора, функція розподілу j задовольняє умову нормування

$$\iint j(x/W, y/W) dx dy = 1, \quad (5.17)$$

$$P_1 = S I_0 \int_0^{\infty} j\left(\frac{x-a}{W}\right) dx, \quad P_2 = S I_0 \int_{-\infty}^0 j\left(\frac{x-a}{W}\right) dx,$$

$$j(x/W) = j \int_{-\infty}^{\infty} (x/W, y/W) dy. \quad (5.18)$$

Позиційна характеристика $g = (i_1 - i_2)/(i_1 + i_2)$, $i_{1,2} = \chi P_{1,2} \Rightarrow$

$$g(a) = \int_0^{\infty} j\left(\frac{x-a}{W}\right) dx - \int_{-\infty}^0 j\left(\frac{x-a}{W}\right) dx. \quad (5.19)$$

Якщо $j(x/W)$ є симетричним, тоді

$$g(a) = \int_{-a}^a j\left(\frac{x-a}{W}\right) dx. \quad (5.20)$$

За умови $a \ll W \Rightarrow g(a) \approx 2aj(0) \approx 2a/W$, для $a = \alpha F$

$$\alpha = C \frac{W}{F} g(a) \approx \frac{\lambda i_1 - i_2}{D i_1 + i_2}, \quad (5.21)$$

де C залежить лише від форми вихідної субапертури та розподілу інтенсивності [14].

5.2.2 Чутливість вимірювань

Виміряні струми приймача можна записати як

$$i_1 = \langle i_1 \rangle + n_1, \quad i_2 = \langle i_2 \rangle + n_2.$$

Якщо $\langle i_1 + i_2 \rangle$ виміряно з будь-якою заданою точністю, то

$$\langle n_1 \rangle = 0, \langle n_2 \rangle = 0, \langle n_1 n_2 \rangle = 0, \langle n_1^2 \rangle = \sigma_i^2, \langle n_2^2 \rangle = \sigma_i^2 \Rightarrow \sigma_\alpha = C \left(\frac{\lambda}{D} \right) \frac{\sigma_N}{\langle i_1 + i_2 \rangle}.$$

Чутливість характеризується співвідношенням сигнал/шум

$$Q = \frac{\langle i_1 + i_2 \rangle}{\sqrt{[\langle i_1 + i_2 - \langle i_1 + i_2 \rangle \rangle^2]}} = \frac{\langle i_1 + i_2 \rangle}{\sigma_i \sqrt{2}}, \quad (5.22)$$

оскільки

$$\sigma_N = \sigma_i \sqrt{2} \Rightarrow \sigma_\alpha = C \left(\frac{\lambda}{D} \right) \frac{1}{Q}. \quad (5.23)$$

5.3 Відновлення хвильового фронту за вимірами локальних нахилів

5.3.1 Основні пропозиції

Фаза повинна змінюватись достатньо плавно. Правомірність подання фази як плавно змінювальної функції. Комплексна амплітуда світлової хвилі

$$A(\vec{r}) = \exp[\chi(\vec{r}) + i\phi(\vec{r})]. \quad (5.24)$$

Якщо вважати, що всередині системи, де знаходиться ДВФ, середовище однорідне і справедливе параболічне рівняння

$$2ik \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} = \Delta \vec{A}. \quad (5.25)$$

Підставимо (5.24) в (5.25) та розділимо рівняння для дійсної та уявної частини

$$\begin{aligned} (\nabla \bar{\phi})^2 &= \nabla^2 \bar{\phi} + (\nabla \bar{\chi})^2 + 2k \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z}, \\ \nabla^2 \bar{\phi} + \nabla \bar{\phi} \nabla \bar{\chi} &= 2k \frac{\partial \bar{\chi}}{\partial z}. \end{aligned} \quad (5.26)$$

Виходячи з (5.26) поперечний градієнт фази і зміна градієнта істотним чином залежать від градієнта логарифма амплітуди $\nabla \chi$.

Апроксимація градієнтів через невідомі значення фази в схемі Фріда для гартманівського датчика має вигляд

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{j,k} &= \left[\frac{\varphi_{j+1/2,k+1/2} + \varphi_{j+1/2,k-1/2}}{2h} - \frac{\varphi_{j-1/2,k+1/2} + \varphi_{j-1/2,k-1/2}}{2h} \right], \\ \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{j,k} &= \left[\frac{\varphi_{j-1/2,k+1/2} + \varphi_{j+1/2,k+1/2}}{2h} - \frac{\varphi_{j+1/2,k-1/2} + \varphi_{j-1/2,k-1/2}}{2h} \right]. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Прирівнявши різницевий оператор у правих частинах вимірним значенням g_x і g_y , в цьому випадку отримаємо $2(N-1)^2$ рівнянь для N^2 невідомих.

Матрична форма рівнянь для фаз

$$\vec{A}\vec{\phi} = \vec{g}, \quad (5.28)$$

де $\vec{\phi}$ – вектор-стовпець, складений із N невідомих значень фази, \vec{g} – із M результатів вимірювань.

Для знаходження похідних застосовуємо найпростішу апроксимацію першого порядку

$$f' \approx (f_{n+1} - f_n)/h. \quad (5.29)$$

Будь-яка різницева схема визначає початкові значення фази з точністю до деякої сталої, яка не впливає на значення градієнтів. Вихід:

1. Вважати нульовою фазу довільного вузла, що має певні недоліки;
2. Вимагати рівності нулю середньої фази або мінімізувати норму $\vec{\phi}$

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N \vec{\phi}_i &= 0; \\ \vec{\phi}^T \vec{\phi} &= \min, \end{aligned} \quad (5.30)$$

$\vec{\phi}^T$ – транспонований вектор (рядок). Остання умова забезпечує однозначність розв'язку також і в тому випадку, якщо особливості схеми дискретизації призводять до появи більше ніж однієї довільної сталої.

Розв'язок системи (5.27) в матричному вигляді [12, 14]

$$\vec{\phi} = [Q] \vec{g}. \quad (5.31)$$

Таким чином, для встановлення ХФ потрібно визначити матрицю $[Q]$. За методом найменших квадратів сума квадратів неузгоджень

$$J^2 = \sum_{j=1}^M (\hat{g}_j - g_j)^2, \quad (5.32)$$

де g_j – виміряні значення градієнтів, \hat{g}_j – обчислені через невідомі значення фази за формулами типу (5.28).

Компактна форма запису

$$\bar{J}^2 = |\bar{A}\vec{\phi} - \vec{g}|^2 = (\bar{A}\vec{\phi} - \vec{g})^T (\bar{A}\vec{\phi} - \vec{g}). \quad (5.33)$$

Продиференціювавши \bar{J}^2 за змінними ϕ_i , отримаємо

$$\bar{A}^T \bar{A}\vec{\phi} - \bar{A}^T \vec{g} = 0. \quad (5.34)$$

Рівняння системи є лінійно залежними. Для однозначності необхідно додати будь-яку із умов (5.29).

5.4 Розкладання фази за функціями відгуку коректора

5.4.1 Рівнозначні субапертури

В адаптивних оптичних системах з модальними коректорами хвильового фронту необхідно визначити не профіль корегувального пучка, а коефіцієнти його розкладання за функціями відгуку керованого дзеркала. Фазу світлового пучка в цьому випадку зручно записати у вигляді [2, 6, 14]

$$\phi(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N a_j(t) S_j(\vec{r}), \quad (5.35)$$

де $S_j(\vec{r})$ – функції відгуку коректора на одиничний керувальний вплив, $a_j(t)$ – коефіцієнти розкладання. Аналогічний вираз описує і форму

поверхні коректора; тому $a_j(t)$ можна безпосередньо використовувати для керування дзеркалом за відповідними ступенями свободи.

Таким чином, необхідно за вимірними в заданих точках локальними нахилами хвильового фронту (градієнтами фази) визначити з мінімальними можливими похибками вектора $\vec{a} = \{a_j(t)\}$ коефіцієнти розкладання (5.35).

Нехай сенсор виміряє градієнти фази в точках r_m , $m = 1 \div M$. Введемо вектор оцінок градієнтів \vec{g} , елементами якого є окремі похідні фази

$$\vec{g} = \{\phi_x(\vec{r}_1), \dots, \phi_x(\vec{r}_m), \phi_y(\vec{r}_1), \dots, \phi_y(\vec{r}_m)\}. \quad (5.36)$$

Для вектора \vec{g} із розкладання (5.35) впливає

$$\vec{g} = [P] \vec{\alpha}, \quad (5.37)$$

де елементи матриці $[P] = \{p_{mj}\}$ визначаються через похідні функцій $S_j(r_m)$

$$p_{mj} = \left. \frac{\partial S_j}{\partial x} \right|_{r=r_m}, \quad p_{m+M,j} = \left. \frac{\partial S_j}{\partial x} \right|_{r=r_m}, \quad (5.38)$$

$$m = 1 \div M, \quad j = 1 \div N.$$

Позначимо через \vec{g} вектор градієнтів фази, що вимірюються сенсором хвильового фронту у точках $\{r_m\}: g_1, \dots, g_M$ – похідні за x , g_{m+1}, \dots, g_{2m} – похідні за y . Суму квадратів неузгоджень між градієнтами, обчисленими за формулами (5.37), і вимірними значеннями виразимо у векторному вигляді

$$\vec{J}^2 = (\vec{g} - \vec{g})^T (\vec{g} - \vec{g}), \quad (5.39)$$

де $(\vec{g} - \vec{g})$ – вектор неузгоджень. Використовуючи (5.37), для $[P]$ отримуємо матричний вираз [4, 12, 13]

$$\bar{J}^2 = \bar{\alpha}^T [P]^T [P] \bar{\alpha} + \bar{g}^T \bar{g} - \bar{\alpha}^T [P]^T \bar{g} - \bar{g}^T [P] \bar{\alpha}. \quad (5.40)$$

Для визначення вектора $\bar{\alpha}_0$, при якому квадратична форма \bar{J}^2 сягає мінімуму, необхідно прирівняти нулю її окремі похідні за змінними a_j . Таким чином, з (5.39) отримуємо

$$[P]^T [P] \bar{\alpha}_0 = [P]^T \bar{g}. \quad (5.41)$$

Ця система містить N рівнянь для N невідомих і може бути розв'язана сучасними методами лінійної алгебри. Відмітимо, що для цього немає необхідності залучати додаткові умови. Невідомий вектор $\bar{\alpha}_0$ прямо виражається через вектор вимірюваних градієнтів за допомогою оберненої матриці

$$\bar{\alpha}_0 = [Q] \bar{g}, \quad [Q] = ([P]^T [P])^{-1} [P]^T. \quad (5.42)$$

Матриця $[Q]$ не залежить від вимірюваних величин і не може бути обчисленою до проведення вимірювань [12, 14].

5.4.2 Нерівнозначні субапертури

Іноді доцільно використовувати більш загальну форму суми квадратів неузгоджень \bar{J}^2 , ніж ту, яка визначається співвідношенням (5.38). Інформація щодо локальних нахилів з різних субапертур сенсора має різну ймовірність. Це може бути, зокрема, пов'язано з тим, що субапертури сенсора розміщені у вузлах квадратної сітки, в той час як у переважної кількості оптичних систем переріз пучка має округлу або кільцеву форму. При цьому елементи сенсора, які розташовані на краях апертури, зазвичай частково затемнені; тому відносному рівню похибок вимірів на різних субапертурах зручно приписати різноманітні статистичні ваги. З урахуванням цього вираз (5.39) запишеться у вигляді

$$\bar{J}^2 = (\hat{\bar{g}} - \bar{g})^T W (\hat{\bar{g}} - \bar{g}). \quad (5.43)$$

У найпростішому випадку позитивно визначена матриця $[W]$ може бути діагональною. При цьому замість (5.41) отримаємо

$$[P]^T [W][P] \bar{\alpha}_0 = [P]^T [W] \bar{g}. \quad (5.44)$$

Вектор $\bar{\alpha}_0$ буде визначатись виразом, аналогічним (5.42)

$$\bar{\alpha}_0 = [(P)^T [W][P]]^{-1} [P]^T [W] \bar{g}. \quad (5.45)$$

Обумовленість системи. Коефіцієнти при невідомих $\bar{\alpha}_j$ у (5.41) та (5.42) залежать від виду функцій відклику коректора $S_j(\vec{r})$ і вибору точок $\{r_m\}$ вимірювання градієнта. При деякому виборі цих параметрів система (5.41) або (5.44) може бути погано обумовленою та її детермінант буде близьким до нуля. В такому випадку покращити ситуацію можна, наприклад, змінивши розташування точок вимірювання градієнтів [11, 12].

5.5 Відновлення хвильового фронту з урахуванням статистики фазових похибок, байєсівський підхід

5.5.1 Основні положення

Фазові флуктуації мають гаусову статистику. Тоді, якщо a_j – гаусові та $\langle a_j \rangle = 0$, $\langle a_j a_i \rangle = C_{ji}$, де C – коваріаційна матриця, то щільність ймовірності розподілу

$$P(\bar{a}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^N \det[C]}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \bar{a}^T [C]^{-1} \bar{a}\right\}. \quad (5.45)$$

Байєсівський підхід. Є довільний вектор \bar{a} , а вимірюється вектор \bar{g} (як у 5.45 – 5.47). Спільна ймовірність

$$P(\bar{a}, \bar{g}) = P(\bar{a} | \bar{g}) P(\bar{g}) = P(\bar{g} | \bar{a}) P(\bar{a}), \quad (5.46)$$

де $P(\bar{a} | \bar{g})$ та $P(\bar{g})$ – апостеріорні ймовірності, $P(\bar{a})$ – апіорна ймовірність, $P(\bar{a} | \bar{g})$ – функція ймовірності.

«Трюк» 1. Вектор \bar{g} вже виміряний, і для даних конкретних вимірювань $P(\bar{g}) = 1$, тоді

$$P(\bar{a} | \bar{g}) = P(\bar{g} | \bar{a})P(\bar{a}) \quad (5.47)$$

- апостеріорна ймовірність отримати вектор \bar{a} , якщо вимірювання дали вектор \bar{g} .

«Трюк» 2. Зіставимо вектору \bar{a} деякий «ідеальний» вектор вимірів $\bar{g} = [P]\bar{a}$, де $[P]$ – матриця перетворення. Тоді можна вважати

$$P(\bar{a} | \bar{g}) = P(\bar{g} | \bar{g}). \quad (5.48)$$

Зв'язок між \bar{g} та \bar{g}

$$\begin{aligned} \bar{g} &= \bar{g} + \bar{n}; \\ \langle n_i \rangle &= 0; \quad \langle n_i n_j \rangle = \delta_{ij} \sigma_i^2; \end{aligned} \quad (5.49)$$

$$P(\bar{n}) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi)^M \sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_M}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \bar{n}^T [\Sigma]^{-1} \bar{n}\right\}.$$

Тут \bar{n} – вектор шумів вимірів, $[\Sigma]$ – коваріаційна матриця флуктуацій [2, 6, 12, 14].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Поясніть принцип вимірювання кута приходу одного фотона.
2. Які інтерферометри зсуву вам відомі?
3. Поясніть схему гетеродинного інтерферометра з обертальними дифракційними ґратками.
4. Що являє собою амплітудна ґратка Ронкі?
5. Поясніть принцип роботи гартманівських сенсорів хвильового фронту.
6. Поясніть блок-схему однокоординатного сенсора.

6 ДЗЕРКАЛА ДЛЯ АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ

6.1 Характеристики дзеркал

Адаптивне дзеркало (adaptive mirror) – це виконавчий пристрій адаптивної оптичної системи, що має відбивальну поверхню з деформувальним профілем і задовольняє за амплітудою деформації, числом ступенів свободи і смугою пропускання частот керувального сигналу вимоги, що забезпечують задану ефективність компенсації фазових збурень оптичного випромінювання.

Конструктивно адаптивні дзеркала можна розділити на дві великі групи — *секціоновані дзеркала (section mirrors)* і *дзеркала із суцільною поверхнею (mirrors with a continuous surface)*. У секціонованих дзеркалах кожна окрема секція допускає її переміщення і нахил (чи тільки переміщення). Суцільне дзеркало під впливом спеціальних приводів підлягає складним деформаціям. Вибір тієї чи іншої конструкції визначається специфікою системи, у якій воно буде використано. До основних факторів, що враховуються в даному випадку, відносяться габаритний розмір, маса і якість виготовлення поверхні дзеркала. На даний момент секціоновані дзеркала розглядаються як основа для створення великогабаритних телескопів. Подібний телескоп може бути комбінованим. Наприклад, кожна окрема секція може являти собою суцільне адаптивне дзеркало [4, 19–34].

Вимоги, що висуваються до адаптивних дзеркал

Діапазон переміщення поверхні, мкрад	$\pm 3/2$
Область локальної деформації, мкм	$6 \cdot 10^3$
Смуга пропускання частот, Гц	0...(102...103)
Точність виготовлення поверхні	$\lambda/20$
Максимальна керуюча напруга, кВ	1,5

Як видно, три характеристики є для адаптивних дзеркал специфічними: діапазон переміщень, область локальної деформації і смуга пропускання частот.

Діапазон переміщень характеризується чутливістю привода у складі дзеркала (зазвичай чутливість виражається в переміщеннях поверхні в мікрометрах при збільшенні керувальної напруги на 1 В).

Область локальної деформації, яка відбиває число ступенів вільності дзеркала, може бути задана ефективною шириною деформації одиничної амплітуди, викликаной впливом одного привода. Функція, що описує цю одиничну деформацію і називається функцією відгуку, є однією з найважливіших характеристик адаптивного дзеркала.

До приводу висувається суперечлива вимога – забезпечити великий динамічний діапазон переміщення при високій швидкодії. В адаптивній оптиці можна виділити такі типи приводів: електромеханічний, електромагнітний, гідравлічний, п'єзоелектричний і магнітострикційний (рис. 4.1).

1. Електромагнітний привод, що працює на активне навантаження і потребує безупинної витрати електроенергії, як правило, використовується в пристроях з малим числом каналів керування – дзеркал, що змінюють тільки нахил хвильового фронту.

2. Для гідравлічного приводу потрібна реалізація подвійного джерела енергії – гідравлічного й електричного. Основні втрати енергії в приводі обумовлені турбулентністю рідини і самоохолодженням.

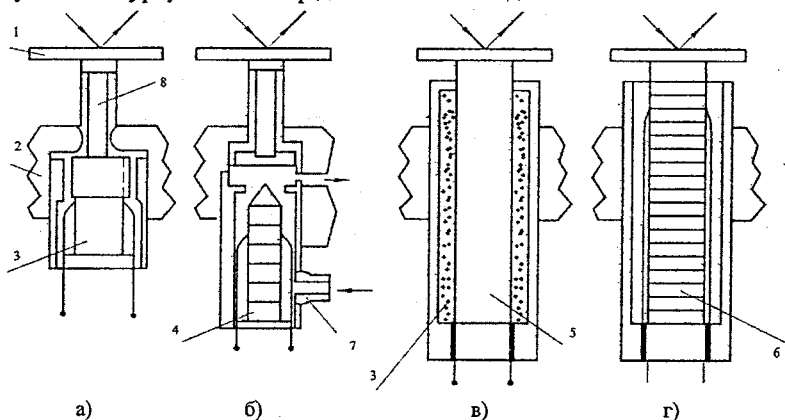


Рисунок 6.1 – Типи приводів [4]: електромагнітний (а); гідравлічний (б); магнітострикційний (в); п'єзоелектричний (г)

3. Принципово конструкція магнітострикційного приводу являє собою стержень з магнітострикційного фериту, що знаходиться в котушці соленоїда. Останнім часом вдалося реалізувати привод, що забезпечує високу амплітуду переміщень (10...50 мкм).

Найбільшого поширення одержав п'єзоелектричний привод (рис. 6.2) [2, 4, 19, 35].

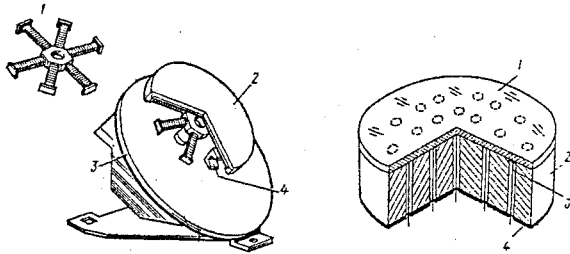


Рисунок 6.2 – Адаптивне дзеркало з радіальним згинальним моментом на основі п'єзокерамічних приводів [4]

П'єзоелектричні дзеркала умовно можна розділити на чотири групи: виконані у виді п'єзокерамічних блоків; з біморфними п'єзоелементами (рис. 6.3); із трубчастими п'єзоелементами; з п'єзопакетами.

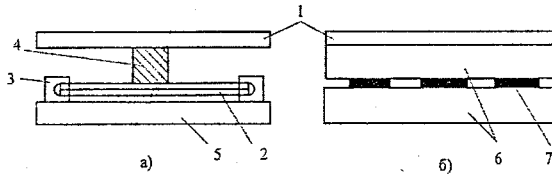


Рисунок 6.3 – Схема адаптивного дзеркала з біморфними п'єзоелементами

Схема керування п'єзопривода наведена на рис. 6.4.

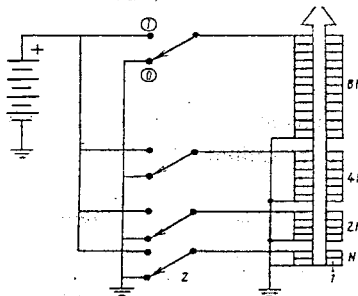


Рисунок 6.4 – Схема керування п'єзопривода.

Серед різноманітних конструкцій і використовуваних приводів слід виділити такі конструкції: секціоновані дзеркала, суцільні деформувальні дзеркала, у тому числі монолітні п'єзоелектричні дзеркала, мембранні адаптивні дзеркала.

6.2 Секціоновані адаптивні дзеркала

Секціоновані адаптивні дзеркала з поступальним переміщенням секцій (рис. 6.5, а) дозволяють змінювати тільки часові фазові співвідношення між сигналами від окремих секцій (довжину оптичного шляху), а дзеркала з переміщенням і нахилом секцій (рис. 6.5, б) — також і просторову фазу [4]. За допомогою другого типу дзеркал можна більш точно здійснювати керування хвильовим фронтом і досягти бажаного ефекту при меншому числі дзеркал.

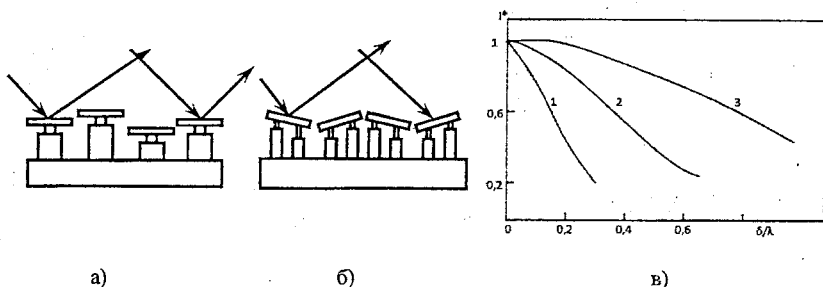


Рисунок 6.5 – Адаптивні дзеркала з поступальним переміщенням секцій (а), дзеркала з переміщенням і нахилом секцій (б), ефективність використання

Необхідність розробки секціонованих дзеркал виникла в астрономічному приладобудуванні в зв'язку з тим, що діаметр наземних телескопів досяг деякої критичної величини (5...6 м), перевищення якої веде до великих технологічних складностей як у виготовленні, так і в експлуатації.

Крім того, вартість телескопа експоненційно зростає з діаметром (телескоп діаметром 5 м коштує більше 20 млн. доларів), у той час як застосування складеного телескопа дозволяє її зменшити у три рази.

Для підтримки потрібної форми головного дзеркала телескопа потрібна робота сенсорів положення кожної секції і контроль стану поверхні в

цілому з використанням поступальних і кутових переміщень. Приводи для юстування секцій повинні давати великі переміщення (0,1...0,15 мм) з точністю 0,1 мкм у вузькій смузі частот (1...10 Гц).

Величина зазору між елементами складеного дзеркала впливає на якість формування оптичного променя чи зображення секціонованого дзеркала в тому випадку, якщо елементи займають велику площу апертури дзеркала, і сумарна площа не перевищує 1% від загальної площі дзеркала.

Так, для дзеркала діаметром 7 м, що складається з 37 секцій шестикутної форми, розрахункова величина зазору складає 7,5 мм.

Істотними недоліками секціонованих дзеркал є необхідність контролю положення окремої секції і стану її поверхні, а також складність реалізації системи термостабілізації подібних дзеркал [4, 6, 36].

6.3 Суцільні деформувальні дзеркала (*continuous deforming mirrors*)

Це дзеркала, що складаються з деформувальної відбивальної пластини і дискретних приводів, що діють по нормалі до поверхні і розміщені між цією пластиною й опорою [4].

На відміну від секціонованих дзеркал така побудова дозволяє легко здійснювати охолодження і контроль поверхні в процесі роботи. Суцільні дзеркала визнаються більш перспективними для випромінювальних систем.

Приводи цих дзеркал можуть бути як тверді, регулюючі положення поверхні, так і пружні, діючі на поверхню через пружину.

Особливість суцільних дзеркал – наявність взаємодії між сусідніми точками деформувальної поверхні. Цю взаємодію відображає функція відгуку, що має характерну форму кола.

Амплітуда переміщення поверхні для суцільних дзеркал визначається не тільки динамічним діапазоном привода, але і пружними властивостями відбивальної пластини, її товщиною, відстанню між точками кріплення приводів, діаметром шлями зіткнення штовхача з тильною поверхнею пластини.

Конструкція такого дзеркала подана на рис. 6.6. Дзеркало створене фірмою *Rockwell International* (США) і призначене для корекції температурних викривлень і неточностей, допущених при виготовленні і монтажі оптичних систем ІЧ-діапазону. Дзеркало має діаметр 400 мм, радіус кривизни 10,325 м.

Приводи розташовані – один у центрі дзеркала, шість по колу з радіусом 7 см і потім ще 12 по колу з радіусом 14 см. Таку схему розташування приводів називають гексагональною.

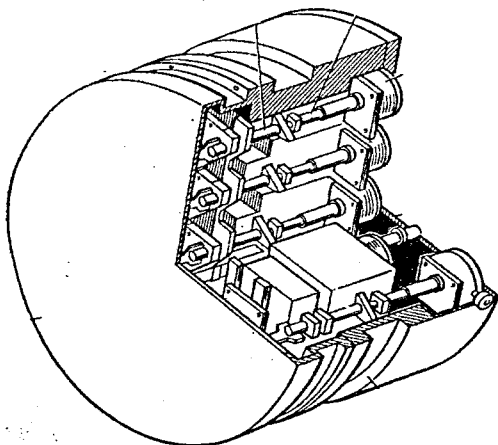


Рисунок 6.6 – Конструкція деформованого суцільного дзеркала [4]

Дослідження деформувальних дзеркал показали, що переміщення поверхні є лінійною функцією прикладеної напруги. При цьому коефіцієнт пропорційності (чутливість адаптивного дзеркала) зменшується із зростанням жорсткості деформувальної пластини. Втрату чутливості оцінюють як

$$k = k_0 \left(1 - \frac{\gamma D_{жк}}{h} \right),$$

де k , k_0 – чутливість п'єзопривода в складі дзеркала й у вільному стані, відповідно; $D_{жк} = \frac{Eh^2}{12(1-\nu^2)}$ – жорсткість; E , ν – модуль Юнга і коефіцієнт

Пуассона матеріалу, відповідно; h – товщина пластини. Коефіцієнт γ залежить від щільності розташування приводів, наявності люфту, способу кріплення до поверхні. Для п'єзоприводів із штовхачами діаметром 20 мм $\gamma = 6 \cdot 10^7 \text{ Н}^{-1}$.

Надане зусилля P_y залежить від деформації пластини ζ та є прямо пропорційним жорсткості пластини [4, 6, 42]

$$\zeta \approx \frac{P_y d^2}{16\pi D_{ж}} \cdot \frac{3+\nu}{1+\nu}$$

В даний час досягнуті характеристики дзеркал з п'єзопакетами мають такі значення.

Чутливість, мкм/В	$(1...5) \cdot 10^{-2}$
Функція відгуку	$\bar{a} - \alpha \rho^2, \bar{a} - \beta \rho^{2,5}$
Механічний резонанс, кГц	2...4
Передане зусилля, Н	$(1...4) \cdot 10^2$
Температурна стабільність, мкм/К	$5 \cdot 10^{-2} ... 10^{-1}$

Розглянемо як приклад дзеркало для керування фазою інфрачервоного випромінювання фірми *United Technologies Corporation*. Це дзеркало використовується при роботі в системі апертурного зондування. Пластина, що відбиває світло, виконана з молібдену (найбільш придатний матеріал для оптичних елементів систем, що працюють в умовах теплових навантажень). Вибір молібдену, як правило, зумовлений його високою теплопровідністю, низьким коефіцієнтом лінійного розширення, високим модулем пружності і здатністю до полірування.

Діапазон переміщень поверхні коригувального дзеркала складає ± 20 мкм при напругах ± 500 В, у той час як амплітуда коливання поверхні дзеркала, що модулює, дорівнює 0,4 при 1000 В.

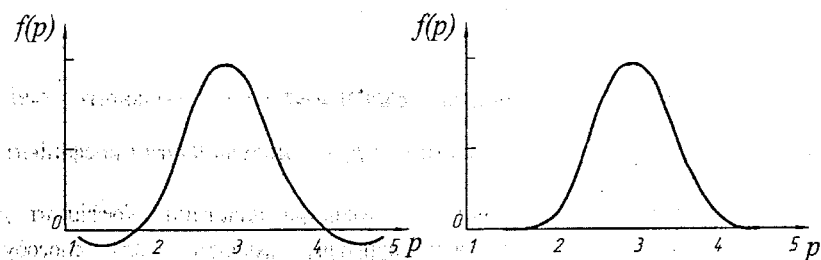


Рисунок 6.7 – Функція відгуку пари адаптивних дзеркал: а – коригувальне дзеркало, б – модульовальне дзеркало

Перспективним для використання в адаптивних дзеркалах з п'єзопакетами є цифровий п'єзопривод, що створює дискретне переміщення. З одного боку, цифровий п'єзопривод спрощує електронну схему керування, а з іншого боку – з'єднується з цифровою апаратурою.

На відміну від аналогового, в цифровому п'єзоприводі здійснюється керування малими напругами в ключових схемах, що дозволяє знизити енергоспоживання [36, 42].

6.4 Застосування деформувальних дзеркал у лазерних технологічних комплексах

Лазерна розмірна обробка матеріалів з'явилася більше двадцяти років тому, але дотепер вважається досить екзотичною. Це пов'язано насамперед з високою вартістю устаткування, видаткових матеріалів і інших ресурсів. У результаті, навіть у високорозвинених країнах існує питання рентабельності використання лазерних технологічних комплексів. Навіть на підприємствах-гігантах це питання вирішується шляхом організації максимального завантаження з залученням комерційних замовлень. Незважаючи на високу вартість, лазерні технології здобувають все більшу популярність. За оцінками фахівців, тільки в Росії нараховується сотні таких комплексів; у світі рахунок йде на тисячі.

Серед тих, хто знайомий з лазерною технологією, можна вважати загальновизнаним, що лазерне різання має переваги в продуктивності перед іншими методами (більше 12 м/хв) при порівняно малих товщинах металу (до 10 мм), а найбільша товщина металу, що розрізається типовими лазерними технологічними комплексами, обмежена приблизно 20 мм. Неперевершеними є точність і якість поверхні при лазерному різанні. Так, відомо, що одержувані вироби мають мікронну точність і відповідну чистоту поверхні, тобто різання, яке традиційно вважалось заготівельною операцією, стає одночасно чистовою. Відкривається перспектива формування машинобудівних деталей безпосередньо із заготівки.

Принципово важливим є той факт, що лазерне випромінювання переносить потужність порівняно широкими пучками і для отримання корисного технологічного ефекту повинно бути сфальцьовано. Зазначені обмеження товщин оброблюваних матеріалів обумовлені саме умовами фокусування лазерного променя [20–34, 42].

Дійсно, область активної взаємодії лазерного променя з оброблюваним матеріалом можна уявити собі у вигляді двох зрізаних конусів, з'єднаних

малими підставками. Малі підставки – це область фокальної площини чи плями, у термінології теорії лазерних пучків – перетяжка акустики. Два фізичних явища впливають на параметри фокуса в лазерному технологічному комплексі. По-перше, діаметр фокуса залежить і приблизно пропорційний потужності лазерного випромінювання. По-друге, осьове положення фокуса і кут при вершині конусів пов'язані з кривизною хвильового фронту лазерного променя на фокусувальній оптиці.

Для технологічної обробки матеріалів необхідно керувати щонайменше положенням області активної взаємодії. За способом керування положенням області активної взаємодії лазерні технологічні комплекси, що застосовуються для різання і зварювання металу, можна розділити на два класи.

До першого класу відносяться установки, у яких лазер розміщується на порталі і рухається разом з ним. До цього класу відносяться установки, що виготовляються, наприклад, фірмою Messer. Перевага такого компонування у відносній сталості відстані між лазерною голівкою й оброблюваним матеріалом. Недолік – значна вага і габарити лазера, розміщеного на рухомій частині лазерного комплексу, викликають відповідні вимоги до несучої здатності порталу, його ваги, габаритів, енергоспоживання, обмежують діапазон припустимих швидкостей і т. д.

До другого класу відносяться установки, у яких лазер розміщений нерухомо, а переміщується оптична система – так названі установки з "літаючою" оптикою. "Літаюча" оптика має на 1-2 порядки менші ваги і габарити, але внаслідок значних відстаней, що повинні обслуговуватися, не може забезпечити сталість положення фокуса і розміру пучка в ньому. Звідси – зниження точності і якості поверхні різання, тобто тих самих характеристик, що найбільш привабливі в лазерній технології.

Проблему застосування в оптиці лазерних технологічних комплексів можна вирішити за допомогою дзеркал з керованою формою поверхні.

У будь-якому випадку застосування практично безінерційної фокусувальної оптики дає переваги, збільшуючи продуктивність і знижуючи витрати. Наприклад, така оптика істотно знижує ризик безпосереднього зіткнення лазерної голівки з оброблюваним матеріалом.

Для оптимального керування параметрами фокуса його радіус і положення повинні керуватися незалежно (чи майже незалежно). Кращий спосіб досягти такого результату – використовувати два деформувальних

дзеркала: одне поблизу лазерного джерела, інше поблизу фокусувальної головки.

Перше дзеркало, установлене поблизу лазера, підтримує постійну освітленість фокусувальної оптики і розмір променя на ній. Оскільки відстань між лазером і фокусувальною оптикою, як правило, велика (кілька метрів), то дія цього дзеркала на розходження променя лазера незначна і, отже, невеликий вплив на положення самого фокуса.

Друге дзеркало, установлене поблизу фокусувальної оптики, в більшому ступені визначає положення фокуса, практично не впливаючи на його розмір.

Зовнішній вигляд деформувальних дзеркал показано на рис. 6.8, а їхні технічні характеристики наведені в таблиці 6.1.

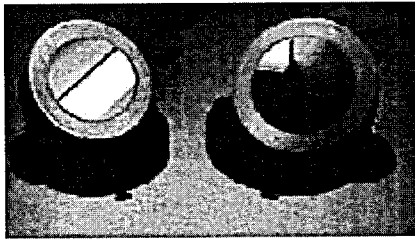


Рисунок 6.8 – Деформувальні дзеркала AT22 (ліворуч) і AT24 для лазерних технологічних комплексів

Як і дзеркала фірми ТУРН це дзеркало має захисне покриття, що відбиває, з коефіцієнтом відбиття 99,8% на довжині хвилі 10,6 мкм і охолоджувальну систему. Деформувальні дзеркала різних фірм мають близькі порівнянні параметри. Однак, оскільки дзеркала фірми ТУРН у 5 – 6 разів легші і майже в 10 разів коротші, вони, на відміну від дзеркал фірми Diehl, можуть бути вбудовані в лазерні технологічні комплекси, практично не змінюючи конструкції, а також дозволяють вбудовувати їх усередину самого лазера. Крім того, дзеркала фірми ТУРН мають на кілька порядків кращі частотні характеристики, оскільки не мають масивних рухомих частин [42].

Досліди проводилися в режимах пробивання отворів і різання.

У режимі пробивання отворів у зразках нержавіючої сталі товщиною 8 мм зафіксовано дворазове підвищення продуктивності при збереженні

всіх інших параметрів технологічного процесу. На рис. 6.9 наведені фотографії характерних оброблених деталей, вид розрізу показаний на рис. 6.10.

Таблиця 6.1 – Технічні характеристики деформувальних дзеркал для технологічних лазерів

Найменування параметра	Дзеркала ТОВ ТУРН	
Тип дзеркала	АТ22	АТ24
Діаметр апертури, мм	42	42
Максимальна потужність лазерного випромінювання, кВт	1	10
Максимальна частота, Гц	> 50	> 50
Примусове охолодження	Немає	Вода
Керувальна напруга, В	+300...-200	+300...-200
Вага, кг	0.25	0.3
Габаритний розмір (діаметр × довжина), мм	60 x 13	70 x 14
Діапазон радіусів кривизни, м	+15...-22	+16...-25
Тиск охолоджуваної рідини, бар		до 2-х
Відбивальне покриття	За вимогою замовника	

Також проводилися дослідження цих дзеркал при установленні їх всередину лазера.

Разом зі СП "Лазертех" були проведені випробування лазера типу "ХЕБР-1А" (Росія – Болгарія), що має вихідну потужність до 1 кВт, із вбудованим деформовним дзеркалом. Був легко реалізований імпульсно-періодичний режим, причому частотно-часові параметри імпульсного випромінювання лазера визначалися аналогічними характеристиками керувальної напруги. При цих дослідженнях відзначено, що за інших рівних умов в імпульсно-періодичному режимі поліпшується розподіл потужності в плямі випромінювання порівняно з роботою лазера в безупинному режимі [42].

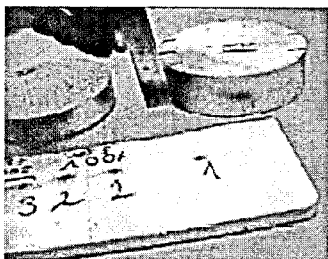


Рисунок 6.9 – Характерні деталі, отримані методом лазерного різання

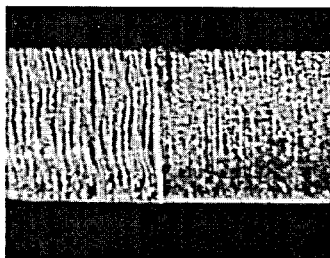


Рисунок 6.10 – Поверхня розрізу при включенні деформувального дзеркала. Зразок – нержавіюча сталь товщиною 8 мм.
Швидкість різання 0,46 м/хв

В аналогічних дослідженнях CO_2 лазера "Гарпун-2000" (Росія) з вихідною потужністю до 2 кВт був не тільки реалізований імпульсно-періодичний режим, але і стійко отриманий режим модульованої добротності. У цьому режимі на початку кожного імпульсу вихідної потужності випромінювання, частотно-часові характеристики якого також визначаються керувальною напругою на деформовному дзеркалі, виникає специфічний викид потужності, що перевищує середню потужність випромінювання в 2-3 рази.

Таким чином, у безупинних лазерах "ХЕБР-1А" і "ГАРПУН-2000" були реалізовані імпульсно-періодичний режим і режим модульованої добротності, які істотно розширюють їхні експлуатаційні характеристики і технологічні можливості.

Необхідно відзначити, що всі технологічні можливості, що відкриваються перед лазерними технологічними комплексами з керованими дзеркалами, практично не досліджені, тому що в усьому світі тільки приступають до експлуатації таких інтелектуальних машин.

Крім тих переваг, що вже були перераховані, застосування деформовних дзеркал обіцяє подолання технічних труднощів при пробиванні довгих отворів, коли потрібна їхня циліндричність, і при різанні порівняно товстого матеріалу, якщо небажана характерна Х-подібна форма зрізу.

Немає ніяких сумнівів, що використання деформовних дзеркал всередині чи поза резонатором лазерного технологічного комплексу

дозволяє покращити його експлуатаційні характеристики і розширити технологічні можливості: одержати велику продуктивність різання чи зварювання, кращу чистоту поверхні розрізу (шва), збільшити діапазон товщин і номенклатуру оброблюваних матеріалів [42].

6.5 Біморфні адаптивні дзеркала й оптичні модулі

Фірма ТУРН є однією з тих деяких фірм оптичного і лазерного співтовариства, що пропонують нову, найбільш передову і багатообіцяючу високотехнологічну продукцію – технологію керування хвильовим фронтом оптичного випромінювання в реальному часі.

Області застосування: об'єктиви високої роздільної здатності, керована оптика, астрономічні телескопи, промислові лазерні системи, настроювання і тестування оптичних систем.

Деформувальні дзеркала (deforming mirrors) дозволяють користувачу здійснювати контроль за формою хвильового фронту оптичного випромінювання і компенсувати її перекручування в різних оптичних системах і приладах.

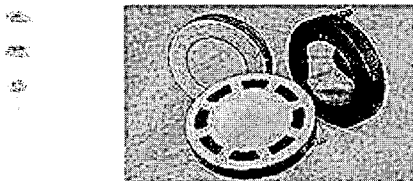


Рисунок 6.11 – Адаптивні дзеркала

Біморфний спосіб деформації поверхні (bimorfical way of deformation of a surface) є високотехнологічним, дозволяє забезпечити широкий спектр можливостей. Перекручування хвильового фронту компенсуються при відбитті від напівпасивної біморфної структури; збільшення точності корекції перекручувань хвильового фронту оптичного випромінювання може бути досягнуте за рахунок можливості створення необхідного числа керувальних каналів. Збільшення припустимого рівня потужності лазерного випромінювання реалізується використанням системи охолодження. Спрощення системи досягається також установленням спеціального дзеркала для динамічного контролю хвильового фронту, а також застосуванням зниженої напруги на деформованому біморфному

дзеркалі і заміною високовольтного керувального блока порівняно низьковольтною апаратурою.

На зовнішню поверхню дзеркал, що випускаються, нанесене відбиваюче оптичне покриття. Внутрішня поверхня є керуючим шаром, зробленим з одного чи декількох п'єзоелементів, зібраних на поверхні. Кожен елемент може включати два або більше шарів п'єзокерамічних пластин.

Технічні рішення, захищені патентами ТОВ ТУРН, забезпечують порівняно низьку вартість, невелику вагу і розміри дзеркал. Дзеркала виготовляються з використанням стандартного промислового устаткування, матеріалів і технологій.

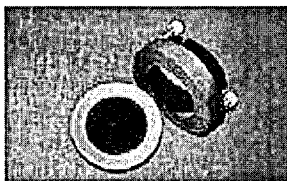


Рисунок 6.12 – Адаптивні дзеркала АТ22 і АТ24

Системи корекції випромінювання, зібрані на базі біморфних деформовних дзеркал, характеризуються додатковими безперечними перевагами, включаючи простоту конструкції (мінімальний набір простих оптичних і електронних компонентів); можливість створення компактного електронно-оптичного блока в одному корпусі (що дозволяє використовувати блок у складі будь-якого роду лазерних систем для поліпшення їхніх характеристик) і т. д.

Винаходи фірми ТУРН успішно використовуються в оптичних системах для динамічної корекції оптичних пучків з великою точністю. Зокрема, застосування деформуємих дзеркал у технологічних комплексах з "літаючою" оптикою забезпечує однакову якість фокусування променя по всій оброблюваній поверхні [2, 42].

6.5.1 Схема активної корекції хвильового фронту

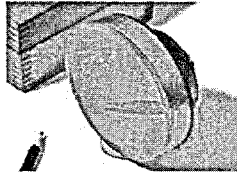


Рисунок 6.13 – Дзеркало АТ-26

Адаптивна антена (adaptive aerial) (від лат. adapto – пристосовую, приладжую) – різновид антени з обробкою сигналів, призначена для максимізації відношення сигнал/шум. Максимізація здійснюється автоматичним регулюванням вагових коефіцієнтів, з якими додаються сигнали, що надходять від окремих прийомних каналів. Найчастіше адаптивною антеною є антенна ґратка.

Зазвичай обробка сигналів забезпечує придушення сумарного сигналу перешкод на виході адаптивної антени, що виробляється до прийому корисного сигналу. Апаратура системи обробки заснована на використанні пристроїв для регулювання амплітуд і (чи) фаз вагових коефіцієнтів [2, 4].

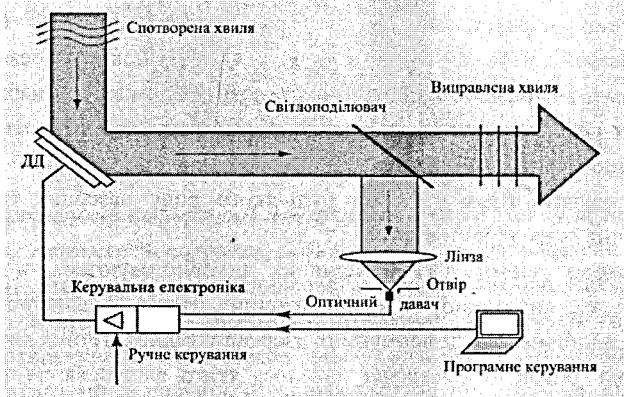


Рисунок 6.14 – Керування хвильовим фронтом у реальному часі

Регулювання вагових коефіцієнтів проводиться автоматично за допомогою зворотних зв'язків між виходом системи обробки сигналів і приймальними каналами адаптивної антени. Процедура адаптації

еквівалентна вирахуванню з вихідної діаграми направленості (ДН) ґратки компенсаційної ДН, формованої в процесі вироблення оптимальних вагових коефіцієнтів, внаслідок чого результуюча ДН отримує провали в напрямках на джерела завад. Глибина заглушення завад, необхідний обсяг апаратури обробки сигналів залежить від використовуваного методу адаптації і його конкретної реалізації.

Один з варіантів адаптивної антени – *самофокусувальна антена ґратка (focused antenna lattice)*. У режимі прийому вона обробляє прийняту хвилю з будь-яким фазовим фронтом так, що сигнали від всіх елементів додаються синфазно. Завдяки цьому при ізотропних зовнішніх шумах забезпечується максимум відношення сигнал/шум на виході адаптивної антени. Самофокусувальна адаптивна антена може працювати й у приймально-передавальному режимі; при цьому випромінювання сигналу здійснюється в напрямку джерела прийнятої хвилі. І в режимі прийому, і в режимі передачі прийнятий сигнал використовується для керування фазами струмів в окремих елементах адаптивної антени. Приймально-передавальна самофокусувальна адаптивна антена зазвичай подібна до систем обернення хвильового фронту, що використовуються, зокрема, в оптиці. Адаптивні антени застосовують у системах зв'язку, у радіолокації, радіоастрономії і т. д. [2, 4, 6, 14].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які методи існують для розрахунку коефіцієнта пропускання атмосфери?
2. На які частотні діапазони ділиться спектр випромінювання?
3. Мета та задачі курсу адаптивної оптики.
4. Які вам відомі основні сполуки, що впливають на поглинання випромінювання?
5. Фізичний зміст спектрального коефіцієнта пропускання.
6. Недоліки методів розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання.
7. Характеристика основних фізичних величин, з яких визначається спектральний коефіцієнт пропускання.
8. Поясніть принцип керування хвильовим фронтом у реальному часі.
9. Охолоджувані та неохолоджувані одноканальні деформовні дзеркала для промислових лазерних комплексів.

7 МЕТОДИ ОБЕРНЕННЯ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ В НЕЛІНІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Динаміка систем адаптивної оптики значною мірою визначається діями, характер яких спочатку точно не відомий, тобто діями, що мають випадкову природу. Найбільш надійним джерелом інформації про статистичну динаміку адаптивних оптичних систем є натуральний експеримент. Але можливості такого способу вивчення динамічних властивостей по суті дуже обмежені, і не тільки через витрати часу та неминуче значну ціну багаторазово повторюваних випробувань (для забезпечення достатньої статистичної достовірності в натуральних умовах, максимально наближених до реальних обставин).

Метод прямого експериментального дослідження даних засобів в природних умовах має і інші (принципові) обмеження. Насамперед, його неможливо використовувати не тільки на етапі проектування, але й при опрацюванні та доведенні засобів. Далі, як вже говорилося, вплив на оптичні засоби суттєво не стаціонарний внаслідок відносного переміщення об'єкта спостереження, зміни стану атмосфери, рівня освітленості тощо. Багаторазово відтворити всі такі змінні умови з достатньою точністю, як цього вимагає статистичний експеримент, як правило, просто неможливо при сучасному рівні розвитку засобів спостереження і досить обмежених можливостях цілеспрямованої дії на зовнішнє середовище, наприклад на атмосферні умови [3, 4, 44–50].

Системи адаптивної оптики складні за своєю структурою, їх характеризує багатоконтурність, зв'язність окремих контурів адаптивного керування, нелінійний характер залежностей між величинами, що беруть участь в керуванні, наявність різного роду завад, як зовнішніх, так і внутрішніх. Все це при дослідженні таких систем позбавляє можливості досягати простих аналітичних результатів. З вищесказаного випливає, що основним та найбільш ефективним методом вивчення статистичної динаміки АОС є математичне моделювання: дослідження заміщує систему, що вивчається, моделлю з перенесенням на неї отриманої інформації.

7.1 Обернення хвильового фронту з використанням вимушеного розсіювання

7.1.1 Поняття оберненого хвильового фронту

Для наочності уявимо собі ставок, на поверхні якого знаходиться декілька водоростей. Кинемо у воду камінь. Від місця падіння каменя піде хвиля, яка, відхиляючи окремі водорості, отримає досить складний «хвильовий фронт». Зафіксуємо весь процес поширення хвилі на кіноплівку і покрутимо її в зворотному напрямку. Ми побачимо, як хвиля зі складним хвильовим фронтом так «вдало» обходить зустрічні на її шляху водорості, що в кінці кінців збирається в одну точку – місце падіння каменя. Цей очевидний кіно ефект має менш очевидну оптичну аналогію.

Виявляється, що якщо від деякого точкового джерела, що знаходиться на відстані R , до спостерігача приходить світлова хвиля з довжиною хвилі λ та фазовим розподілом $\varphi_n(u, v)$, то, випромінюючи з апертури діаметром d світлове поле з фазовим розподілом $-\varphi_n(u, v)$, побачимо, що в площині точкового джерела випромінювання локалізується на площі з лінійним розміром порядку $\lambda R/d$. А це, згідно з загальними фізичними закономірностями, є мінімальним розміром області, в якій за відсутності будь-яких викривлень можна зібрати всю випромінювану з апертури енергію. Різниця виявляється лише в тому, що без спотворень слід випромінювати світлове поле з фазою, сталою на всій апертурі ($\varphi_{\text{випр.}} = \text{const}$), а за їх наявності випромінювання повинно мати фазовий розподіл $\varphi_{\text{випр.}} = -\varphi_n(u, v)$.

Світлова хвиля, що випромінюється з фазою $\varphi_{\text{випр.}} = -\varphi_n(u, v)$, називається оберненою відносно попередньої хвилі, в якій фазовий розподіл описується функцією $\varphi_n(u, v)$. Явище (ефект), що забезпечує таке обернення випромінювання (фазове спряження), називається оберненням хвильового фронту (ОХФ).

Для того щоб докладно пояснити суть методу обернення хвильового фронту і його місце в проблемі адаптивної компенсації викривлень, скористаємося ще одним прикладом. Припустимо, що ми маємо дзеркало з однією чудовою властивістю – відбивати всі промені в тому ж напрямку і по тому ж шляху, звідки вони прийшли. Очевидно, таке ОХФ-дзеркало дає можливість вихідні з точкового джерела промені зводити в точці їх випромінювання.

Фактично ОХФ-дзеркало формує не відбиту, відповідно до відомих оптичних законів, а обернену хвилю (звідси назва явища). Хвильові фронти падаючого і оберненого випромінювання виявляються абсолютно збіжними і поширюються назустріч один одному.

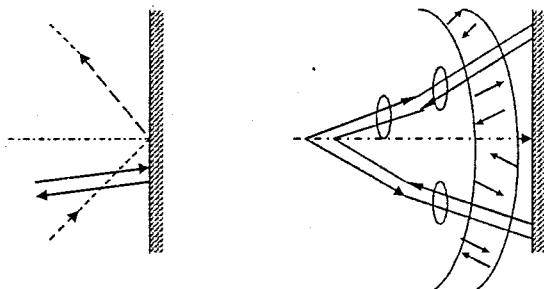


Рисунок 7.1 – Схема ОХФ-дзеркала

Дзеркало, що повертає хвильовий фронт, є аналогічним змінюючому свою геометрію адаптивному дзеркалу і може проводити компенсацію фазових збурень, фокусуючи випромінювання на приймачі. Слід зауважити, що створення ОХФ-дзеркала є практично можливим, якщо використовувати нелінійні ефекти взаємодії світла з деякими речовинами.

Принадність концепції ОХФ полягає в тому, що весь процес компенсації викривлень проводиться фактично одним елементом, наприклад, коміркою з рідиною або кристалічною пластинкою, причому процес проходить без застосування вимірювачів хвильового фронту та пристроїв керування виконавчим механізмом.

Закономірності, що описують це явище, були відомі давно. А от способи, що дозволяють обертати хвильовий фронт світлового випромінювання, були розроблені порівняно недавно. Основані ці способи на різних нелінійно-оптичних явищах, таких як вимушене розсіювання Мандельштама-Бріллюена (ВРМБ) і чотирихвильова взаємодія, що являє собою різновид динамічної голографії. У всьому світі активно ведуться науково-дослідні роботи з реалізації способів обернення, і в цьому напрямку досягнуті певні результати. Роботи вітчизняних вчених (Б. Я. Зельдович, В. В. Рагульський, Г. А. Пасманік та ін.) отримали державну премію СРСР [4, 6, 12, 51–56].

З наведеного вище виходить, що при застосуванні явища ОХФ можна вирішувати більшість задач адаптивної оптики, пов'язаних із забезпеченням максимальної яскравості підсвічування об'єкта спостереження. Який би із конкретних способів обернення в цьому випадку не використовувався, його можна спрощено описати таким чином.

Лазерна система випромінює світло, яке, відбившись від об'єкта, повертається назад до оптичної системи. Функція вхідної оптичної системи полягає в тому, щоб здійснити масштабне перетворення і направити світло на зворотний пристрій (ЗХФ), після проходження якого перетворене світло лазера виходить через ту ж оптичну систему.

Закінчуючи обговорення методу обернення хвильового фронту, корисно звернути увагу на одну обставину. В обох випадках, чи використовується оптичний елемент, що віднімає виміряну фазу, чи зворотний пристрій, на виході оптичної системи утворюється обернена хвиля. Різниця полягає в тому, що в першому випадку потрібно організувати вимірювання хвильового фронту і здійснювати керування оптичним пристроєм, в другому – весь процес обернення здійснюється за допомогою відповідних фізичних механізмів, що відбуваються в зворотному пристрої.

Така «єдність» зворотного механізму має не лише плюси, але й мінуси. Зокрема, досить складно використовувати додаткову апріорну інформацію щодо того, як із хвильового фронту зареєстрованого оптичного випромінювання виділити лише фазові спотворення, відносно яких і створити обернену хвилю.

В результаті, якщо об'єкт не є точкою (як ми розглядали), а фіксується оптичною системою (за її допомогою в принципі можна отримати зображення цього об'єкта), то після обернення хвильового фронту вся світлова енергія локалізується не у маленькій області, а розподілиться по всьому об'єкту, тобто розшириться до значно більшої області в межах його границь.

Якщо пучок світла в середовищі зустрічає пружну (зокрема, акустичну) хвилю, то на рухомій ґратці густини середовища (а отже, і показника заломлення) світло дифрагує. Напрямок дифракційного максимуму в загальному випадку знаходиться під певним кутом до напрямку падаючого пучка світла. Відповідний кут розсіювання залежить від співвідношення між довжинами світлової та акустичної хвиль, показника заломлення середовища. Оскільки світло дифрагує на ґратці у

розсіяному світлі згідно з ефектом Доплера спостерігається зсув частоти, який дорівнює частоті звукової хвилі. Таким чином, при поширенні звукової хвилі в тому ж напрямку, що і падаючий світловий пучок, розсіяне «назад» світло має частоту, дещо меншу від частоти вхідного випромінювання (стоксова хвиля). При зустрічному напрямі звуку розсіяне світло навпаки має частоту, дещо більшу від частоти вхідного випромінювання (антистоксова хвиля).

При ВРМБ у результаті дії потужного світлового імпульсу збуджується спочатку слабка стоксова хвиля, що утворюється при розсіюванні на виникаючій тепловій пружній хвилі. Поле падаючого випромінювання (хвиля накачування) інтерферує зі стоксовою хвилею. У місцезнаходженнях максимумів внаслідок явища електрострикції відбувається зміна об'єму діелектрика в сильному електричному полі. Так утворюється ґратка збурень густини. Ці збурення, у свою чергу, посилюють стоксову компоненту, що інтерферує з падаючою хвилею. У такий спосіб діє механізм розхитування, котрий призводить до посилення стоксової хвилі аж до інтенсивностей, порівнянних з інтенсивністю падаючого випромінювання. Для створення механізму розхитування необхідні достатньо висока інтенсивність випромінювання і велика довжина траси в розсіювальному середовищі. Оскільки переважно посилення виникає на трасі поширення у кюветі з розсіювальним середовищем, то стоксова хвиля поширюється точно назустріч вхідному випромінюванню.

Вже в ранніх експериментальних роботах (В. І. Беспалов, А. М. Кубарев) було помічено, що стоксове випромінювання поширюється приблизно в тому ж вузькому тілесному куті, що і хвиля накачування, проте, тільки відкриття явища ОХФ дало вичерпне пояснення цьому факту.

Для пояснення механізму ОХФ, реалізованого з використанням процесу ВРМБ, звернемося до опису [9]: «У цьому процесі неоднорідна за просторовою структурою хвиля накачування, котра піддається ОХФ, створює для зустрічної хвилі (зміщеної по частоті в стоксову область на частоту гіперзвуку) неоднорідний профіль посилення. Спочатку стоксова хвиля зароджується у результаті спонтанного розсіювання хвилі накачування і потім посилюється в неоднорідному профілі посилення з локальним інкрементом (показником посилення), пропорційним інтенсивності падаючої хвилі. З максимальним темпом наростає та частина

стоксової хвилі, просторові сплески інтенсивності якої припадають на області з найбільшим посиленням (області з найбільшими значеннями інтенсивності хвилі накачування). У результаті зустрічна хвиля формується в хвилю з оберненим хвильовим фронтом, що має таку просторову структуру поля, яка відтворює (із комплексною складовою) поле хвилі накачування». Різниця частот поміж стоксовою хвилею і хвилею накачування відповідає звуковим хвилям дуже високої (гіперзвукової) частоти (біля 1 ГГц). Гіперзвук у середовищі швидко згасає – на відстані приблизно 10 мкм, тому світлові хвилі взаємодіють локально. Іншими словами, таке розсіювальне ВРМБ-дзеркало має високу просторово-роздільну здатність, яку можна порівняти тільки з гіпотетичним адаптивним дзеркалом, що має нескінченно велику кількість ступенів свободи.

Слід відзначити, що, на відміну від фазового спряження, здійснюваного адаптивним дзеркалом, процес ОХФ автоматично враховує неоднорідності амплітудного розподілу і відповідну дифракційну розбіжність випромінювання.

Стала часу процесу ОХФ при ВРМБ не перевищує 1нс (значення, що відповідає частоті гіперзвуку), що дозволяє здійснювати практично безінерційне обернення дуже коротких світлових імпульсів.

Вся апаратура ОХФ являє собою кювету (світлопровід) довжиною 0,1...1 м, діаметром 1 см із рідиною або газом під високим тиском. Як середовища обернення використовуються такі рідини: ацетон, бензол, толуол, сірчистий вуглець, тетрахлориди IV групи періодичної системи елементів (найчастіше хлористий вуглець), важка вода, а також гази: метан (під тиском 125...150 атм), гексафторид сірки (під тиском 20 атм). Обернення хвильового фронту виявлено й у багатомодових оптичних волокнах.

Зазвичай для дослідження процесів ОХФ застосовуються генератори з модульованою добротністю на алюмоітрієвому гранаті, неодимовому склі і под ($\lambda = 1,06$ мкм) або рубіні ($\lambda = 0,69$ мкм), характеристики яких добре підходять для ОХФ. Вони дають випромінювання з тривалістю моноімпульса 5...50 нс і енергією 0,05...50 Дж. Застосування зазначених генераторів дозволяє легко одержувати високу інтенсивність хвилі накачування для перевищення порогу збудження процесу ВРМБ (1...10 МВт/см²) [4, 12, 13, 57 – 60].

У практично важливому середньому ІЧ-діапазоні, наприклад для $\lambda = 10,6$ мкм, ОХФ здійснити складніше, тому що енергетичний поріг при цьому може в сотні разів перевищувати поріг для джерел видимого випромінювання. Тому ОХФ випромінювання генераторів із $\lambda = 10,6$ мкм виконують у полі двох зустрічних хвиль накачування.

Вхідне випромінювання, взаємодіючи з зустрічною хвилею накачування, утворює гіперзвукову хвилю (рис. 7.2). На гіперзвуці розсіюється інша хвиля накачування, у результаті чого виникає обернена відносно падаючої хвиля (процес чотирихвильової взаємодії).

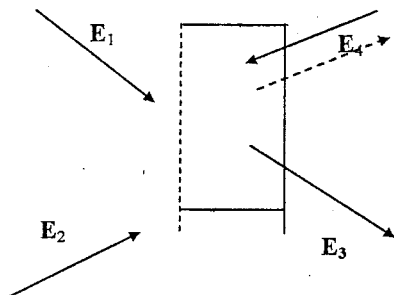


Рисунок 7.2 – Схема ОХФ при прямому чотирихвильовому змішуванні [4]

Чотирихвильова взаємодія використовується і при оберненні хвиль ультрафіолетового діапазону. У цьому випадку можуть бути застосовані середовища з високою нелінійністю (сірковуглець CS_2) із доданням розчинників, прозорих для УФ-випромінювання (гексан).

Механізм ВРМБ на даний час є найбільш популярним для реалізації ОХФ. Він має порівняно низьку енергетичну границю і здійснюється в достатньо прозорих середовищах. Остання обставина є важливою, тому що наявність теплового розходження пучка в середовищі обмежує можливість ОХФ. У застосуванні до адаптивних оптичних систем цей механізм також кращий, оскільки супроводжується дуже малим зсувом частоти випромінювання.

Інші відомі механізми вимушеного розсіювання випромінювання, що утворюють обернену хвилю – вимушене комбінаційне розсіювання, вимушене розсіювання крила лінії Релея, вимушене температурне розсіювання мають ті або інші вади, що обмежують їх застосування. Так, процес вимушеного комбінаційного розсіювання проходить з великим

стоксовим зсувом частоти; розсіювання крила лінії Релея виникає при порівняно високому граничному рівні, а температурне розсіювання виявляється залежним від нестационарного теплового розширення речовини.

Процес вимушеного комбінаційного розсіювання світла проходить аналогічно процесу ВРМБ з утворенням ґратки діелектричної проникності. Фізично зміна діелектричної проникності пов'язана зі зміною поляризованості молекул у результаті коливань її атомів. Частота розсіяного світла, таким чином, комбінується з частоти падаючого світла і частоти внутрішньомолекулярних коливань. У результаті розсіяне світло містить дві складові (аналогі стоксової і антистоксової компонент). Проте, на відміну від процесу ВРМБ, комбінаційне розсіювання призводить до більш помітного зсуву частоти розсіяного світла.

Утворення спектра розсіювання на крилі лінії Релея зумовлене флуктуаціями анізотропії речовини. При вимушеному процесі відбувається деяке упорядкування орієнтації молекул у світловому полі, що призводить до зміни діелектричної проникності.

Вимушене температурне розсіювання здійснюється на рухомій ґратці діелектричної проникності, що утворюється завдяки наведеній температурній ґратці, яка, у свою чергу, своїм виникненням зобов'язана процесу поглинання випромінювання в середовищі.

Чудовою властивістю механізмів вимушеного розсіювання є те, що якість обернення хвильового фронту тим краща, чим більша нерегулярність викривленого хвильового фронту, що викликає дрібнозернисту неоднорідність розподілу інтенсивності (спекл-структуру) хвилі накачування. Спекл-структуру можна спостерігати при освітленні когерентним світлом шорсткого екрана. Аналогічна картина, що відрізняється, можливо, лише масштабом плям, виникає при пропусканні світла через пластину зі значними неоднорідностями.

Вивчення спекл-полів виявилось настільки плідним для опису ОХФ у нелінійному середовищі, що спричинило впровадження в 1984 р. Б. Я. Зельдовичем і В. В. Шкуновим спеціального терміна, що описує обернене хвильове поле в спекл-неоднорідному середовищі – «спеклон»: «...спеклоном у задачі ОХФ-ХР називається розв'язок $ES(r, z)$ хвильового рівняння в середовищі з оптичними неоднорідностями, наведеними спекл-структурою деякого поля накачування $|EL(r, z)|^2$, що має такі властивості: 1) завдяки корельованості неоднорідностей спеклона $ES-EL^*$ із

неоднорідностями середовища, тобто завдяки просторовому резонансу, спеклон має більший коефіцієнт підсилення і 2) завдяки підвищеному посиленню спеклон стійкий щодо викривлень». Властивість стійкості спеклона при поширенні в оптично неоднорідному середовищі виявляється вирішальною при ОХФ, оскільки хвиля, обернена в деякому перерізі, залишається оберненою і у всьому об'ємі середовища.

Таким чином, обернення хвильового фронту – це лише один із способів адаптивної корекції, що дозволяє вирішити задачі формування випромінювання з потрібним хвильовим фронтом. Однак в цьому способі не вдається активно «влізти» в хвильовий фронт з метою усунення фазових спотворень і виділення корисної фазової інформації, необхідної для формування оптичного зображення в самій приймальній оптичній системі. Вирішення цієї задачі (як і задачі обернення) може бути здійснене за допомогою активних оптичних елементів. Розглянемо деякі технічні аспекти створення таких нових оптичних елементів [2, 14].

7.1.2 Вимоги до виготовлення оптичних елементів для адаптивних систем

При виготовленні лінз і дзеркал (основних елементів традиційної оптичної системи) доводиться вирішувати досить складні технічні задачі. Одна проблема – пошук (створення) таких матеріалів, які мають високу оптичну однорідність, що дозволяють обробляти свої поверхні до точностей, сумірних з довжинами світлових хвиль, і при функціонуванні в реальних умовах зберігають форму, оптичні характеристики і гладкість поверхні. Інша проблема – розробка технологічних процесів, які дозволяють обробляти ці матеріали і добиватися необхідних точностей.

Зі збільшенням розмірів виготовлюваних дзеркал (лінз) технічні складності, пов'язані з вирішенням перерахованих задач, різко зростають. Сьогодні на виготовлення високоякісного монолітного дзеркала, що має діаметр декілька метрів, потрібні будуть роки, а коштує воно декілька мільйонів гривень. Однак, отримане з такою складністю дзеркало не в змозі реалізувати своїх потенціальних можливостей, оскільки з'являються зовнішні впливи, які можуть призвести до спотворення профілю. Для того, щоб допомогти дзеркалу в цих умовах «зберегти своє лице», доводиться розробляти цілий ряд дорогих пристроїв і спеціальних мір захисту.

Введення в оптичну систему адаптивних елементів дозволяє подолати багато перешкод, що супроводжують створення і експлуатацію великих

дзеркал. В техніці часто так трапляється, що подібне «подолання» труднощів досягається за рахунок їх «перекладання» на інші елементи. В даному випадку це не так.

Справа в тому, що спотворення, викликані зміною форми дзеркальної поверхні, призводять до адитивних фазових спотворень. В той же час адаптивний оптичний елемент признається для усунення саме таких спотворень. Звідси й випливає, що якщо в оптичному тракті використовувати адаптивний оптичний елемент, можна працювати з вхідним дзеркалом, зробленим із «не дуже» однорідного матеріалу, що має «не дуже» точну форму і «не дуже» її зберігає в процесі функціонування. В даному випадку відбувається істотне зниження вимог, які висуваються до дзеркала, за рахунок допущення неідеальностей дзеркала, що вносять в хвильовий фронт падаючого світла такі спотворення, які потім можуть компенсуватися адаптивним оптичним елементом.

Таким чином, ряд істотних завад, що супроводжують створення і експлуатацію традиційних оптичних елементів, вдається принципово усунути, якщо в оптичному тракті використовувати адаптивні оптичні елементи. Однак, це зовсім не означає, що створення адаптивних оптичних елементів є простою технічною задачею. Адаптивний оптичний елемент – це принципово новий оптичний елемент, і при його створенні доводиться вирішувати нові технічні задачі і долати нові перешкоди.

Нові технічні перешкоди пов'язані із забезпеченням таких характеристик адаптивних оптичних елементів:

- вимоги до відтворення із заданою точністю довільної двовимірної функції, що відповідає необхідній зміні хвильового фронту;
- вимоги до перелаштування вигляду двовимірної функції, що формується із заданою швидкістю.

Для того, щоб задовольнити дані вимоги, необхідно, щоб створюваний оптичний елемент мав велику кількість «малоінерційних» ступенів свободи, кожен з яких повинен керуватись швидкодією ЕОМ. Так, одна з провідних фірм-розробників адаптивних оптичних систем *Perkin Elmer* (США) для забезпечення швидкодієвих процесів керування придбала супер-ЕОМ «Connection Machine» з паралельною архітектурою і швидкодією до 7 млрд. операцій в секунду [2, 12–14].

7.1.3 Причини різноманітності пристроїв корекції та їх класифікація

Жорсткі вимоги, що висуваються до адаптивних оптичних елементів, призводять до того, що створити «універсальний», придатний «на всі випадки життя» коректор на сьогодні не вдається. Тому, дослідники і конструктори поки що задовольняються розробкою коректорів з вузькою направленістю, призначених для досить обмежених областей застосування. Звичайно, одночасно ведеться широкий пошук технічних рішень, що дозволяють створити більш універсальні оптичні елементи.

В результаті вже відоме велике число різних способів і фізичних явищ, які можуть бути покладені в основу створення потрібних оптичних елементів. Зрозуміло, що ці способи опрацьовані не з однаковою технічною деталізацією. Тому, нижче наведемо можливу класифікацію відомих способів і явищ.

За основу класифікації візьмемо характер розміщення коригувального елемента в оптичній схемі (рис. 7.3).

Адаптивні вхідні дзеркала найчастіше застосовують для усунення впливу на хвильовий фронт теплових, механічних, інерційних та інших можливих ефектів, що виникають в самих вхідних дзеркалах.

Другий рівень класифікації визначається можливими шляхами фази: або за рахунок зміни геометричної різниці ходу променів (при сталому значенні показника заломлення), або, навпаки, за рахунок зміни швидкості розповсюдження хвилі в середовищі. В результаті вся сукупність відомих пристроїв розбивається на два широкі підкласи, які умовно позначені на схемі, як «відбивальні» та «заломлюючі».

Якщо в класі вхідних (первинних) коректорів в даний час використовується в основному, тільки відбивальний варіант, то в класі коректорів, розміщених всередині оптичного тракту (вторинні), застосовуються як ті, так і інші типи модуляції фази.

Третій рівень класифікації визначається конкретним конструктивним рішенням елементів, що входять до складу пристрою.

Нижній ступінь схеми (рис. 7.3) групує різноманітні пристрої за фізичними принципами і ефектами, які в них використовуються. Цей рівень, як ніякий інший, розростається з часом в ширину із розвитком технології і впровадженням нових фізичних принципів модуляції [2, 4].

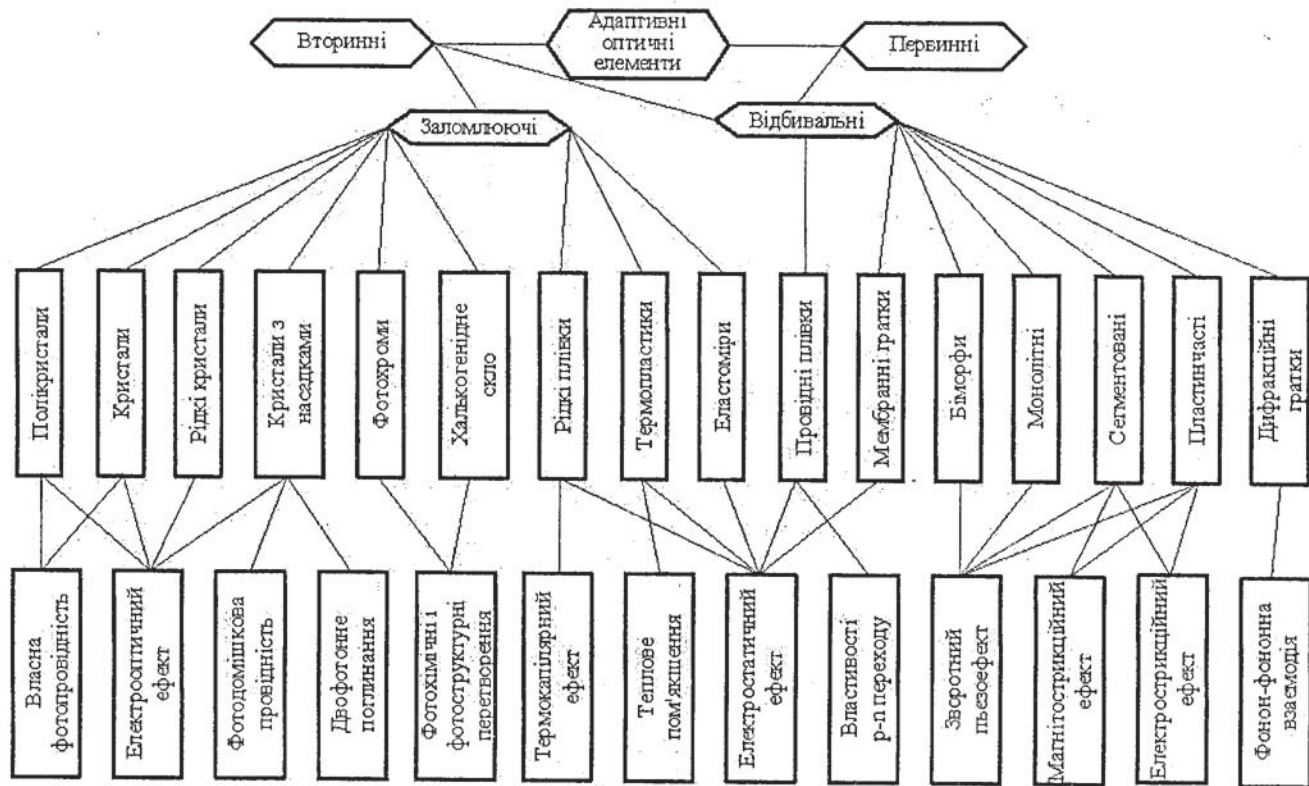


Рисунок 7.3 – Класифікація адаптивних оптичних систем

7.2 Обернення хвильового фронту методом чотирьоххвильового змішування (ЧХЗ)

Для реалізації методу ЧХЗ скористаємося простою голографічною схемою (див. рис. 7.2). На фотопластинку направляються дві хвилі: спотворена E_3 і відома (плоска, сферична) опорна E_1 . У результаті інтерференції хвиль на фотопластинці після проявлення утвориться голограма. Якщо тепер направити на фотопластинку світлову хвилю E_2 , обернену до опорної хвилі, то голограма відновить хвильовий фронт викривленого випромінювання, причому він буде поширюватися в зустрічному до E_3 напрямку (хвиля E_4), тобто являти собою результат ОХФ.

Процес запису і зчитування голограми за допомогою чотирьох хвиль можна провести в реальному масштабі часу, використовуючи замість фотопластинки спеціальні нелінійні середовища, в яких, у присутності інтерферувальних полів, виникають відповідні зміни діелектричної проникності; тому ОХФ при чотирьоххвильовому змішуванні іноді називають ОХФ методом динамічної голографії.

Для ЧХЗ використовуються середовища з так званою кубічною оптичною нелінійністю. Під впливом світлового поля в таких середовищах відбувається зміна поляризованості, тобто дипольного моменту одиниці об'єму. Ця зміна пропорційна третьому ступеню напруженості поля, що підкреслено в назві оптичної нелінійності. Кубічна залежність поляризованості від поля означає, що діелектрична проникність середовища виявляється залежною від другого ступеня напруженості, (тобто від інтенсивності) світлового поля.

Найбільш відома керрівська нелінійність, фізичний механізм утворення якої пов'язаний з упорядкуванням орієнтації осей молекул в інтенсивному полі. Тому в ЧХЗ використовуються класичні для реалізації ефекту Керра середовища (наприклад, рідкий сірковуглець). Час встановлення керрівської нелінійності зазвичай складає біля 10^{-12} с.

Розглянемо характерний приклад ОХФ у сірковуглеці. Для оптичного квантового генератора на неодимовому склі з довжиною хвилі $\lambda=1,06$ мкм, довжиною світлопроводу 0,1 м та вихідною інтенсивністю 10 МВт/см² коефіцієнт відбиття спотвореної хвилі E_3 у обернену хвилю E_4 становить $|E_4|^2/|E_3|^2 \approx 20$ %.

Керрівська нелінійність порівняно невелика, тому в ОХФ широке застосування знайшли інші фізичні механізми нелінійності – передусім

пов'язані з електронною поляризованістю напівпровідникових кристалів (практично безінерційні процеси зі сталою часу до 10^{-15} с).

Придатними середовищами для ЧХЗ є також газы, зокрема SF_6 , NH_3 , BCl_3 (для $\lambda=10,6$ мкм), а також пари. Крім того, зареєстровано ОХФ у діелектричних кристалах — рубіні, олександриті, що містять іони хрому, та ін.

Як уже зазначалося, велика оптична нелінійність властива деяким напівпровідниковим матеріалам. Застосування напівпровідників дозволяє здійснювати ОХФ для актуального ІЧ-випромінювання з довжиною хвилі $\lambda=10,6$ мкм (Ge, Hg).

Деякі кристали (силікат, германат вісмуту) мають властивість реєструвати динамічні голограми. Тому вони можуть бути використані в режимі «запис-зчитування-стирання». Стирання здійснюють, зокрема, однорідним засвіченням кристалу.

Ще одним класом речовин для ЧХЗ є розчини барвників, що являють собою складні органічні сполуки. У більшості експериментів із барвниками виникнення змін діелектричної проникності зумовлене наведеною температурною ґраткою, що утворюється в результаті перетворення поглиненої енергії випромінювання в тепло.

Як механізм, що лежить в основі ЧХЗ, може бути використаний і процес ВРМБ. Для отримання великих коефіцієнтів відбиття ОХФ-дзеркал використовуються так звані гіперзвукові обертальні дзеркала. У цьому випадку середовище, активне до ВРМБ, освітлюють зустрічними накачуваннями. Викривлене випромінювання, взаємодіючи із зустрічним накачуванням, призводить до появи гіперзвукової хвилі, на якій розсіюється світло другого накачування й утворюється обернена хвиля. Різниця частот між викривленою і зустрічною хвилями накачування підбирається таким чином, щоб вона (різниця) збігалася з частотою гіперзвуку, збуджуваного цими хвилями. У результаті в гіперзвуковому дзеркалі проводиться достатньо ефективно перекачування енергії другого накачування в обернену хвилю. За допомогою даного процесу отримані коефіцієнти відбиття ОХФ-дзеркала набагато більші одиниці (до 10^6).

Гіперзвукові дзеркала, на відміну від розглянутих динамічних голограм, що реалізують взаємодію хвиль однакової частоти (так звана вироджена чотирихвильова взаємодія), дають обернену хвилю з частотою, дещо відмінною від частоти падаючого випромінювання (невироджена взаємодія) [6, 12, 14].

Зупинимося на деяких властивостях ЧХЗ. По-перше, зауважимо, що обернена хвиля, взаємодіючи з опорними хвилями, утворює обернену до себе хвилю, тобто хвилю перетвореного вихідного випромінювання, що, у свою чергу, також утворює обернену хвилю. Цей процес самоузгодженого посилення оберненої хвилі відбувається за рахунок перекачування енергії з опорних хвиль у пару взаємнообернених хвиль E_3 і E_4 (ефект зв'язаних хвиль).

Процес ЧХЗ є селективним, оскільки обертається тільки та частина вихідного випромінювання, що має задану частоту і напрямок, при цьому усуваються паразитні частотно-кутові спектральні складові.

Однією з властивостей ЧХЗ, на відміну від ВРМБ, є принципова можливість отримання оберненої хвилі з необхідною поляризацією, котра може не збігатися з поляризацією вихідної хвилі. Для цього потрібен певний вибір геометрії схеми обернення і поляризації опорних хвиль.

Обернення ЧХЗ можна здійснювати безпосередньо в активному середовищі, використовуючи випромінювання усередині резонатора як зустрічні опорні хвилі. При цьому падаюча і відбита хвилі додатково посилюються активним середовищем.

Насамкінець відзначимо, що процес ЧХЗ, який дає ОХФ, може бути здійснений і при односпрямованому змішуванні опорних хвиль. Опорні хвилі E_1 і E_2 крізь напівпрозоре дзеркало направляються в нелінійне середовище. Якщо направити спотворену хвилю E_3 назустріч опорним хвилям, то вона, відбившись від напівпрозорого дзеркала, взаємодіє з опорною хвилею. Утворена динамічна голограма при освітленні її випромінюванням E_2 дає обернену хвилю E_4 . Таким чином, схема такого змішування зводиться до класичної схеми ЧХЗ. Проте принципова відмінність полягає в тому, що E_1 і E_2 поширюються під малим, але скінченним кутом до деякого спільного напрямку. Утворена голограма формує невеличкий поперечний зсув оберненої хвилі E_4 відносно E_3 , величина якого є пропорційною заданому куту і довжині шляху в нелінійному середовищі.

Односпрямоване ЧХЗ спостерігається, зокрема, у спиртовому розчині барвника для генератора з $\lambda=1,06$ мкм і вихідною енергією ~ 1 Дж. У цьому випадку фізичним механізмом утворення динамічної голограми є теплова зміна діелектричної проникності. При куті сходження хвиль E_1 і E_2 порядку 8° ефективність перекачування енергії в обернену хвилю складає 10 % від енергії пучка накачування.

7.3 Інші методи та перспективи розвитку методів обернення хвильового фронту

Метод ОХФ є напрямком, що розвивається, і шляхи його реалізації не вичерпуються розглянутими методами вимушеного розсіювання і чотирихвильового змішування. Здійснюються ОХФ, засновані на інших механізмах, відшуковуються нові засоби і підходи речовини. Розглянемо деякі методи ОХФ, що мають порівняно з ВРМБ- і ЧХЗ-оберненнями більш екзотичний характер.

Обернення при трихвильовому змішуванні здійснюється при взаємодії викривленої хвилі частоти ω з опорною хвилею E подвоєної частоти 2ω . Існують середовища, наприклад кристал дигідрофосфату калію KH_2PO_4 , у яких діелектрична проникність лінійно залежить від напруженості оптичного поля – так звані квадратично-нелінійні середовища. Під впливом сильного оптичного поля опорної хвилі у кристалі виникає ґратка діелектричної проникності. Викривлена хвиля, супутна опорній, збуджує хвилю з комбінованою частотою $2\omega - \omega = \omega$. У результаті прямо поширюється хвиля E_4 із частотою, що дорівнює частоті викривленого випромінювання, але спряжена за фазою [1, 2, 4, 16].

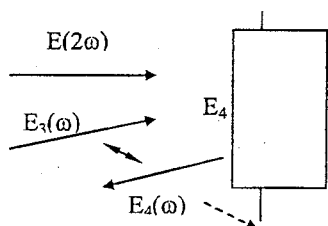


Рисунок 7.4 – Схема ОХФ методом трихвильового змішування

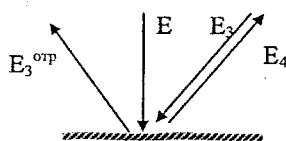


Рисунок 7.5 – Схема ОХФ відбиваючою поверхнею

Отримання сполученої хвилі, що рухається в попутному напрямку, практично може знадобитися для компенсації викривлень у волоконних лініях зв'язку.

Для ОХФ викривленої хвилі достатньо просто встановити дзеркало, поверхня якого паралельна хвильовому фронту плоскої опорної хвилі. Відбившись від дзеркала, збуджена хвиля стає оберненою відносно падаючої. Якщо падаюча хвиля поширюється не перпендикулярно до

дзеркальної поверхні, а під невеличким кутом, то існує малий поперечний зсув збудженої хвилі щодо напрямку поширення точно оберненої хвилі.

Обернення при трихвильовому змішуванні практично здійснюється в тонких нелінійних кристалах, на довжині яких слабо проявляються дифракція і зсув взаємодіючих хвиль. Певні труднощі виникають у зв'язку з необхідністю відділення відбитих дзеркалом падаючої і спряженої хвиль. Оцінка ефективності трихвильового змішування для кристала товщиною 1 см при інтенсивності опорної хвилі 10 МВт/см^2 дає $|E_4/E_3|^2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ($\lambda=1,06 \text{ мкм}$). У десятки раз ефективнішим є використання кристалів із сильною оптичною нелінійністю (LiJO_3 , LiNbO_3).

Фізично поява квадратичної нелінійності зумовлена нелінійністю зв'язаних електронів, тому стала часу процесу обернення – величина порядку періоду світлових коливань. Інакше кажучи, процес ОХФ при трихвильовому змішуванні є безінерційним. Це дозволяє здійснювати ОХФ субнаносекундних і пікосекундних імпульсів випромінювання (на відміну від механізмів взаємодії зустрічних хвиль, де короткий імпульс не дозволяє ефективно задіяти всю довжину світлопроводу).

Явище ОХФ при суперлюмінесценції спостерігається, наприклад, у барвниках. При освітленні речовини випромінюванням оптичного накачування створюється інверсна заселеність молекул і, отже, посилення на частоті люмінесценції, що відповідно до правила Стокса, зазвичай, менше частоти збудження.

Одним із засобів одержання ОХФ є обернення відбиваючою поверхнею. Якщо припустити, що поверхня має нелінійні властивості, а саме коефіцієнт відбиття залежить від інтенсивності світла, то в результаті інтерференції двох спрямованих на поверхню хвиль можна одержати просторову модуляцію коефіцієнта відбиття. Для одержання ОХФ строго перпендикулярно до поверхні спрямовують опорну хвилю і під кутом – викривлену хвилю. Відбите поле містить три складові: дзеркально відбиту опорну хвилю, дзеркально відбиту викривлену хвилю і відбиту від утвореної в результаті інтерференції ґратки обернену хвилю. Запис і зчитування динамічної голограми тут здійснюються в тонкому поверхневому прошарку. Товщина цього прошарку не перевищує довжини хвилі випромінювання.

Інтенсивність оберненої хвилі залежить від опорного випромінювання. Посилення оберненої хвилі відбувається за рахунок перекачування в неї частини енергії опорної хвилі.

Одним із механізмів обернення хвильового фронту поверхнею є теплове розширення поверхні термопластичного матеріалу в максимумах інтенсивності. Утворюється ґратка рельєфу поверхні зі сталою часу порядку 1 мс і характерним коефіцієнтом відбиття оберненої хвилі $|E_4/E_3|^2 \approx 2\%$.

Обернення хвильового фронту поверхнею спостерігається також на напівпровідниках: германії, кремнії, арсеніді галію та ін. У цьому випадку відбувається нелінійне відбиття внаслідок зміни оптичних властивостей напівпровідників поблизу поверхні на товщині порядку $\lambda/2\pi$. Такі зміни відбуваються, якщо енергія поглиненого кванта світла більша ширини забороненої зони, що дозволяє електронам із валентної зони потрапляти в зону провідності. Під дією імпульсу випромінювання з $\lambda \leq 1$ мкм діелектрична проникність поверхневого прошарку змінюється, а отже, згідно з формулами Френеля змінюється і коефіцієнт відбиття випромінювання. Експериментально отримані значення $[E_4/E_3] \approx 2\%$, дорівнюють 7%.

Надзвичайно високу чутливість при оберненні хвильового фронту поверхнею мають керовані оптичні транспаранти на рідких кристалах (густина потужності падаючого випромінювання біля $3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см²). Такі транспаранти складаються з фоточутливого прошарку напівпровідника і рідкого кристала, до якого прикладена напруга. За допомогою керованого оптичного транспаранта з дзеркалом створюються динамічні голограми, що згортають хвильовий фронт.

На даний момент рідкокристалічні транспаранти мають характерні значення сталої часу ($10^{-2} \dots 10^{-3}$ с), істотно більші, ніж інші ОХФ-дзеркала. Їхня швидкодія скоріше порівнянна із швидкодією адаптивних дзеркал.

Таким чином, дві концепції компенсації фазових збурень (із застосуванням адаптивного дзеркала й ОХФ у нелінійних середовищах), так би мовити, зійшлися на керованих оптичних транспарантах.

Обернення, а точніше, псевдообернення хвильового фронту можна здійснити і за допомогою лінійних елементів — спеціальних відбивачів, так званих ретродзеркал. Ретродзеркальна поверхня складена з кутових відбивачів, що мають властивість відбивати падаючий промінь строго в

зворотному напрямку. Ретродзеркала широко застосовуються на практиці. Досить згадати світлоповертачі-катафоти, встановлювані на велосипедах, мотоциклах, автомобілях і под.

Кожний кутовий відбивач повертає назад відповідну ділянку пучка випромінювання, завдяки чому відбувається компенсація змін нахилів хвильового фронту. Зі зменшенням масштабу нерівностей хвильового фронту розмір кутових відбивачів потрібно зменшувати. Проте, використання дуже дрібних елементів недоцільне не тільки з конструктивно-технологічних міркувань, але і фізично. Дійсно, кутові відбивачі не забезпечують узгодження фаз між окремими ділянками пучка випромінювання, тому в загальному випадку відбите від ретродзеркала випромінювання набуває розбіжності, котра визначається дифракцією на апертурі одного елемента. Якщо розмір елемента b малий, то кут дифракційної розбіжності λ/b може давати істотний внесок у спільну розбіжність пучка. Тому від ретродзеркала не можна очікувати високої точності компенсації. У той же час при сильних викривленнях хвильового фронту ретродзеркала є достатньо ефективними. Хоча вони і не дозволяють отримати дифракційну межу для пучка заданого розміру, істотне покращення розбіжності ретродзеркалом цілком реальне. Так, експериментально показано зменшення розбіжності випромінювання генератора в 10 разів при використанні ретродзеркала як одного з дзеркал резонатора, а в оптичному підсилювачі розбіжність була покращена в 4 рази [2, 4].

Зупинимося на резонаторах і підсилювачах із обертальним дзеркалом. Незалежно від механізму ОХФ ці пристрої привертають увагу як своїми дуже цікавими властивостями, так і великим практичним потенціалом.

У резонаторі з обертальним дзеркалом оптичні неоднорідності активного середовища в ідеалі можна не враховувати. При цьому виявляється, що резонатор випромінює поле, не узгоджене з формою дзеркала резонатора. Інакше кажучи, з'являється можливість формувати пучок, структура якого не відповідає структурі звичайного резонатора. Дзеркало ОХФ настроює резонатор таким чином, щоб втрати випромінювання були мінімальними. У термінах геометричної оптики промінь, що має кутове відхилення від осі і здійснює нескінченно велике число проходів у резонаторі, не піде далеко від осі резонатора. Резонатори, що мають таку властивість, називають стійкими резонаторами, на відміну від нестійких (наприклад, телескопічних, створених ввігнутих дзеркалом

та меншим за розміром випуклим дзеркалом), де втрати випромінювання великі. Враховуючи широке розповсюдження нестійких резонаторів, слід наголосити, що для резонаторів з дзеркалом ОХФ клас нестійких резонаторів не існує. Тому для нестійких резонаторів дзеркала ОХФ не підходять – в цьому випадку необхідно використовувати концепцію адаптивного дзеркала, що виправляє викривлення хвильового фронту.

Для підвищення потужності оптичного сигналу часто використовують двопрвідний підсилювач, який, однак, помітно погіршує розбіжність випромінювання. Погіршення зумовлене наявністю сильних неоднорідностей в активному середовищі підсилювача. Дзеркало ОХФ дозволяє здійснити компенсацію збурень випромінювання в підсилювачі. Відбита обернена хвиля, пройшовши через неоднорідності в зворотному напрямку, підсилиться і вийде без викривлень, набутих у підсилювачі.

Розвиток техніки ОХФ дозволяє реалізувати просту схему самонаведення світла та компенсації збурень незалежно від конкретного практичного застосування.

Обернення слабких сигналів доцільно проводити за допомогою ЧХЗ на гіперзвуковому дзеркалі при коефіцієнті відбиття дзеркала більше $10^3 \dots 10^4$. В цьому випадку потрібне створення потужного джерела опорних хвиль.

Для практичного використання ОХФ-дзеркал є важливими дві основні проблеми: ОХФ випромінювання малої потужності в неперервному режимі та ОХФ для випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм [6, 14].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. В чому полягає метод прямого експериментального дослідження?
2. Поясніть суть методу обернення хвильового фронту.
3. Які вам відомі механізми вимушеного розсіювання випромінювання?
4. Поясніть суть методу чотирьоххвильового змішування.
5. Перспективи розвитку методів обернення хвильового фронту.

8 СТАТИСТИЧНА ДИНАМІКА АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ

8.1 Головні особливості моделей адаптивних оптичних систем

Динаміка систем адаптивної оптики значною мірою визначається діями, характер яких спочатку точно невідомий, тобто діями, що мають випадкову природу. Найбільш надійним джерелом інформації про статистичну динаміку адаптивних оптичних систем є натуральний експеримент. Але можливості такого способу вивчення динамічних властивостей дуже обмежені, і не тільки в зв'язку з витратами часу та неминучою значною ціною багаторазово повторюваних випробувань (для забезпечення достатньої статистичної достовірності в натуральних умовах, максимально наближених до реальних обставин).

Метод прямого експериментального дослідження даних засобів в природних умовах має і інші (принципові) обмеження. Насамперед, його неможливо використовувати не тільки на етапі проектування, але й при опрацюванні та доведенні засобів. Далі, як вже говорилося, вплив на оптичні засоби суттєво нестационарний внаслідок відносного переміщення об'єкта спостереження, зміни стану атмосфери, рівня освітленості тощо. Багаторазово відтворити всі такі змінні умови з достатньою точністю, як цього вимагає статистичний експеримент, як правило, просто неможливо при сучасному рівні розвитку засобів спостереження і досить обмежених можливостях цілеспрямованої дії на зовнішнє середовище, наприклад, на атмосферні умови.

Системи адаптивної оптики складні за своєю структурою, їх характеризує багатоконтурність, зв'язність окремих контурів адаптивного керування, нелінійний характер залежностей між величинами, що беруть участь в керуванні, наявність різного роду завод, як зовнішніх, так і внутрішніх. Все це при дослідженні таких систем позбавляє можливості досягати простих аналітичних результатів. З вищесказаного випливає, що основним та найбільш ефективним методом вивчення статистичної динаміки АОС є математичне моделювання: дослідження заміщує систему, що вивчається, моделлю з перенесенням на неї отриманої інформації [20]. Метод математичного моделювання має ряд переваг, що особливо сильно проявляються в даному випадку [2, 36]:

- можливість дослідження процесів великої складності до їх фізичної реалізації (до побудови системи) з врахуванням численних та різнорідних факторів;

- простота організації експерименту, відносно мала ціна та невеликий проміжок часу, що потрібен для його проведення;

- можливість спостереження з потрібною точністю всіх факторів і результатів та можливість забезпечення на цій базі достатньої статистичної достовірності.

Статистична динаміка систем адаптивної оптики досліджувалась на моделях методами Монте-Карло як загальним підходом до числового моделювання процесу функціонування таких систем в умовах випадкових дій.

Основу розглянутих далі моделей систем адаптивної оптики складають функціональні та структурні схеми, які враховують найбільш суттєві фактори та зв'язки між елементами системи, що визначають її динаміку. Рівняння досліджуваних систем, котрі розв'язуються на ЕОМ в процесі моделювання, складаються згідно з прийнятими структурними схемами.

Для скорочення обчислювальних витрат при дослідженні динаміки АОС на ЕОМ використовувались моделі двох рівнів. Вони відрізняються ступенем аналітичного опису збудженого світлового поля в площинах об'єкта і апертури залежно від типу досліджуваного об'єкта (протяжного або точкового) та геометрії випадкового каналу розповсюдження. Дійсно, при достатньо великому віддаленні об'єкта малих розмірів від точки спостереження в моделі можна нехтувати особливостями геометрії конкретного відносного розповсюдження системи адаптивних випромінювачів та випромінюючих точок об'єкта. Це дозволяє суттєво спростити модель, припускаючи об'єкт точковим і таким, що знаходиться на головній осі адаптивної ґратки. В цьому випадку при розрахунку поля замість обчислення перетворень Фур'є та згорток використовують прості аналітичні співвідношення.

Для зменшення часу обчислень при модельному дослідженні АОС апертурного зондування широко застосовують алгоритми у векторному просторі. Їх особливість – використання "субоптимального" значення пробного збудження на кожній ітерації та для кожної субапертури.

Розглянемо складові частини моделей систем адаптивної оптики, які фокусують оптичне зображення на точковий та протяжний об'єкти. Це

моделі об'єкта, збуджень та сигналів, розрахунку полів та особливо адаптивних систем фазового спряження і апертурного зондування. Останні містять всі елементи адаптивного контуру та алгоритми керування [2, 36].

Модель об'єкта. Протяжний (плоский) об'єкт було задано сукупністю M відбиваючих точок, розташованих з відстанню між ними l_{TO} або нормованою відстанню $\eta = l_{TO} / l_e$, де l_e – розмір елемента в площині об'єкта для приймальної чи передавальної апертури. Координати m -ї яскравої точки $\rho_{2m} = \{x_{2m}, y_{2m}\}$. Відбиваючі властивості об'єкта характеризуються комплексною функцією:

$$h_0(\rho_2) = \sum_{m=1}^M h_m \delta(\rho_2 - \rho_{2m}), \quad (8.1)$$

$$h_m = c_m \exp(i\gamma_m), \quad (8.2)$$

де c_m, γ_m – відповідно дійсний коефіцієнт відбиття і фаза m -ї яскравої точки. Варіюючи значеннями функції відбиття h_m та відстанню між точками, можна моделювати об'єкти різних типів: багатовимірний або кластерний, який складається з M точкових об'єктів роздільності ($\eta \geq 1$), та неперервний ($\eta \ll 1$), дзеркальний ($h_m = 1, \eta \ll 1$), однорідношорсткуватий, дифузійний ($h_m = \exp(i\gamma_m), \eta \ll 1$). Для дифузійного об'єкта випадкова фаза γ_m передбачається рівномірно розподіленою в інтервалі $[-\pi, \pi]$. Точковий об'єкт, як правило, задається координатами окремої точки в площині об'єкта з функцією відбиття $h(x_2, y_2) = 1$.

Моделі збуджень та сигналів. Збудження середовища моделюються за допомогою випадкового фазового або амплітудно-фазового екрана (або сукупності фазових екранів при дослідженні впливу анізопланатизму), розташованого в площині керованої апертури. Остання є лінійною або плоскою квадратною ґраткою розміром D (по одній осі), яка складається з N незалежно керованих квадратних або круглих субапертур розміром d . Кожна i -та субапертура з координатами її центру $\rho_{1i} = \{x_{1i}, y_{1i}\}$ має один ступінь вільності (поршневий рух), що дозволило реалізувати метод зональної корекції. У ряді випадків розглянуто керування загальним нахилом хвильового фронту.

Дія збуджень та сигналів у моделі системи, які визначають фазовий рельєф процесів, що моделюються в площині апертури, імітувалася адитивним введенням таких фазових дій: сигналу φ_s , збуджень φ_i середовища або зовнішньої завади і сигналу φ_{ei} внутрішньої завади.

Останні показуються на кожній субапертурі випадковими незалежними гаусівськими ступінчастими функціями з математичними сподіваннями, що дорівнюють нулю. Ці функції визначені заданими середньоквадратичними значеннями σ_{oi} і σ_{vi} фазових ступенів і їх довжинами T_s , T_{oi} , T_{vi} , які перевищують крок інтегрування ΔT . Цим формується структура спектрів вигляду $(\sin T_i w / T_i w)^2$ з керованими характеристичними частотами. Такий спосіб задання спектрів забезпечує легкокерований характер випадкових дій. Спектр вигляду $(\sin T_i w / T_i w)^2$ зосереджений в області низьких частот з першим нулем при частоті $w_1 = 2\pi/T_i$ і швидко затухає при $w > 1/3w_1$.

Для отримання корельованих за субапертурами фазових флуктуацій локально однорідної атмосфери в одновимірному випадку можна використовувати рекурентне співвідношення [8]

$$\varphi(x_1) = \varphi(x_1 + \delta \cdot x_1) + \varepsilon_{\delta x}(x_1), \quad (8.3)$$

де $\varepsilon_{\delta x}(x_1)$ – випадкові збільшення фазових флуктуацій сигналу.

На відміну від фазових флуктуацій $\varphi(x_1)$ їх збільшення $\varepsilon_{\delta x}(x_1)$ є гаусівською однорідною функцією, тому їх статистичні властивості повністю описуються кореляційною функцією $K_\varepsilon(\Delta x) = \sigma_\varepsilon^2 b_\varepsilon(\Delta x)$, де δx_1 – інтервал просторової дискретизації на субапертурі (та апертурі) в напрямку x_1 , Δx – відстань між двома точками (просторовий зсув) на апертурі.

З врахуванням співвідношень (8.2) і (8.3) дисперсія збільшень фазових флуктуацій $\sigma_\varepsilon^2 = 6.88(\delta x_1 / r_0)^{5/3}$, а їх нормована кореляційна функція

$$b_\varepsilon(\Delta x) = \frac{1}{2} \left[\left| \frac{\Delta x}{\delta x_1} - 1 \right|^{5/3} + \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1} + 1 \right)^{5/3} - 2 \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1} \right)^{5/3} \right]. \quad (8.4)$$

Для зручності моделювання доцільно замість (8.4) використовувати близьку до неї за виглядом нормовану кореляційну функцію (для якої

відомі методи моделювання стаціонарних гаусівських випадкових функцій), наприклад, у вигляді апроксимувального двочлена

$$b_e(\Delta x) = 0,29 \exp\left(-0,0148 \frac{\Delta x}{\delta x_1}\right) + 0,71 / \left[1 + 1,15 \left(\frac{\Delta x}{\delta x_1}\right)^2\right]. \quad (8.5)$$

При цьому похибка апроксимації не перевищує 5%. Параметр δx_1 у виразах (8.3) – (8.5) слід вибирати з умови $\delta x_1 \leq 1/2 f_{\max}$, де f_{\max} – максимальна частота спектра флукуацій фази.

Початковий розкид фаз субапертур Φ_{κ} передбачається рівномірним на інтервалі $\pm \pi / c_0$ ($c_0 = \text{var}$). При формуванні широкого початкового променя освітлюваного об'єкта використовувалось $c_0=1$. Високий ступінь однорідності поля в межах ширини променя, відповідного ширині ДН окремої субапертури, забезпечувався при кількості субапертур $N \gg 10$. Інший спосіб формування широкого променя полягав у введенні на субапертурах дискретних фазових зсувів $\{0, \Phi_{\kappa 0}\}$ згідно з символами 0 і 1 псевдовипадкового сигналу типу M -послідовності з періодом, що дорівнює кількості субапертур за кожною координатою N_x і N_y . Для формування двовимірних псевдовипадкових фазових розподілів слід на кожній субапертурі вводити фазовий зсув, який дорівнює сумі фазових зсувів, відповідних формуванню M -послідовностей за кожною координатою [132]. В результаті на субапертурах будуть введені три значення дискретних фазових зсувів $\{0, \Phi_{\kappa 0}, 2\Phi_{\kappa 0}\}$. "Оптимальне" значення $\Phi_{\kappa 0}$ ($N_x=N_y$), при якому досягався потрібний ступінь однорідності поля, визначається апроксимувальним виразом $\Phi_{\kappa 0} = 2 \arcsin[N_x / (N_x + 1)]^{1/2}$.

При дослідженні часової невзаємності збуджувального середовища для граничного випадку застосування адаптивного контура з великою інерційністю вводилися два масиви некорельованих завад φ_i і $\varphi_i(x_{1j})$ в прямому та зворотному каналах (масив $\varphi_i(x_{1j})$ мав велику розмірність $j > i$, оскільки на субапертурі може бути декілька точок аналізу). При дослідженні впливу анізопланатизму формувався масив випадкових фаз φ_{mi} розміром $M \times N$.

Амплітудні збудження, відбиваючі турбулентні процеси в атмосфері, визначалися відповідно до [8-10] логарифмічно нормальним розподілом

величини a_i або $a_i/a_n = \exp(\chi_i)$, де $\chi_i = \ln a_i/a_n = \ln a_i$ ($a_n=1$) – гаусівська східчаста функція з періодом T_{ai} та дисперсія $\sigma_{\chi i}$ при нульовому математичному сподіванні; a_n – незбуджена амплітуда поля.

Модель розрахунку полів. Вихідними величинами моделі є інтенсивність сигналу в площині об'єкта $I(x_2, y_2) = |u(x_2, y_2)|^2$ і інтенсивність $I(x_1, y_1) = |u_n(x_1, y_1)|^2$ відбитого поля в площині апертур.

При точковому об'єкті рееструвалася відносна інтенсивність сигналу $I_{відн} = |u_\Sigma|^2 / N^2 I_0$ на об'єкті, розташованому в точці з координатами $\rho_{2m} = \{x_{2m}, y_{2m}\}$, де $u_\Sigma = u_{0m} = a_\Sigma \exp(i\varphi_\Sigma) = a_{0m} \exp(i\tilde{A}_m)$, $a_\Sigma = a_{0m}$ і $\varphi_\Sigma = \tilde{A}_m$ – відповідно дійсні амплітуда і фаза сигналу на об'єкті, N – кількість субапертур в лінійній чи плоскій ґратці (коригувальній апертурі), I_0 – інтенсивність сигналу від окремої субапертури в площині об'єкта на осі пучка за відсутності збуджень.

На точковому об'єкті поле в зоні Фраунгофера

$$u_\Sigma = \sum_{i=1}^N u_i, \quad (8.6)$$

де

$$u_i = (I_0)^{1/2} D_0 \exp[\chi_i + ik(px_i + qy_i) + i(\phi_i - \Phi_{ki} + \phi_s)]. \quad (8.7)$$

Тут D_0 – ДН окремої субапертури; $p = x_2/z$, $q = y_2/z$, Φ_{ki} – компенсувальна складова фази на n -й субапертурі. Для прямокутної та круглої субапертур, відповідно

$$D_0 = \frac{\sin(kdp/2) \sin(kdq/2)}{kdp/2 \quad kdq/2}, \quad D_0 = D_0(\vartheta) = \frac{2J_1(kd \sin \vartheta/2)}{kd \sin \vartheta/2},$$

де d – діаметр круглої або лінійний розмір квадратної субапертури,

$$\sin \vartheta = \sqrt{p^2 + q^2}.$$

З урахуванням

$$\phi_{oi} = k(px_i + qy_i) + \phi_i - \Phi_{ki} + \phi_s$$

відносна інтенсивність на точковому об'єкті

$$I_{\text{відн}} = D_0^2 \left[\left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \cos \phi_{0i} \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \sin \phi_{0i} \right)^2 \right] / N^2 \quad (8.8)$$

а сумарна фаза

$$\phi_{\Sigma} = \arctg \left[\left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \sin \phi_{0i} \right) / \left(\sum_{i=1}^N \exp \chi_i \cos \phi_{0i} \right) \right].$$

Для лінійної ґратки ($p=x_2/z=\mathcal{G}$, $D_0=D_0(\mathcal{G})$) вираз (8.8) ще більше спрощується. При визначенні інтенсивності $I_{\text{відн}}$ на осі пучка ($D_0(\mathcal{G})=1$) і при нехтуванні амплітудними флуктуаціями ($\exp \chi_i = 1$) достатньо в моделі задавати зовнішнє фазове збудження ϕ_i , обчислювати компенсвальну складову Φ_{ki} і остаточне збудження $\Delta \phi_i = \phi_i - \Phi_{ki}$. Тоді

$$I_{\text{відн}} = \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos \Delta \phi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin \Delta \phi_i \right)^2 \right] / N^2$$

В системах апертурного зондування приріст $I_{\text{відн}}$ при введенні пробних збуджень в коригувальну фазу Φ_{ki} використовується для формування керувальних сигналів. В фазоспряжених АОС аналізується різниця фаз між прийнятою та випроміненою хвилями

$$\Delta \phi_i = \phi_i - \Phi_{ki}. \quad (8.9)$$

Для точкового об'єкта, який знаходиться в зоні Френеля, можна, як і раніше, скористатися співвідношенням (8.6) при визначенні поля в площині об'єкта, якщо відносно субапертури об'єкт знаходиться в зоні Фраунгофера [39, 133]. Тоді

$$u_i(x_2, y_2) = I_0^{1/2} D_{0i} \exp \left[\frac{ik}{2z} \left[(x_2 - x_{1i})^2 + (y_2 - y_{1i})^2 \right] + i \Delta \phi_i \right], \quad (8.10)$$

де для прямокутної субапертури

$$D_{0i} = sa[kd(x_2 - x_{1i})/2z]sa[kd(y_2 - y_{1i})/2z], \quad (8.11)$$

$sa(x) = \sin x/x$, а різниця фаз $\Delta\varphi_i$ визначається за формулою (8.9).

Додавання полів окремих субапертур в площині об'єкта веде до деякої зв'язності каналів корекції через аналізоване поле.

При протяжному об'єкті аналізується інтенсивність або фаза відбитого поля в площині апертури. Враховуючи, що характерний розмір f_m "дзеркальних" областей на об'єкті не перевищує 10 см [39] і на практиці виконуються умови $\lambda z \gg f_m$, $f_m \ll \lambda z/D$, вирази для відбитого поля легко зводяться до вигляду, аналогічного (8.6) і (8.7)

$$u_n(x_1, y_1) = \sum_{m=1}^M u_{nm} = \sum_{m=1}^M h_m u_m = \sum_{m=1}^M c_m u_m \exp(i\gamma_m), \quad (8.12)$$

де з точністю до постійного множника

$$u_m = D_m u_{0m} \exp\left[\frac{ik}{2z}[(x_1 - x_{2m})^2 + (y_1 - y_{2m})^2] + i\phi(x_1, y_1)\right]. \quad (8.13)$$

Тут для прямокутної області з розмірами $f_{mx} \times f_{my}$

$$D_m = sa[kf_{mx}(x_1 - x_{2m})/2z]sa[kf_{my}(y_1 - y_{2m})/2z],$$

де M – кількість "дзеркальних" областей; c_m , γ_m – коефіцієнт відбиття і фаза m -ї "дзеркальної" області; $\{x_{2m}, y_{2m}\}$ – координати центра m -го проміжку; u_{0m} – значення функції $u_{\mathcal{L}}(x_2, y_2)$, яка описується формулою (8.6), в точці з координатами $\{x_{2m}, y_{2m}\}$; $\phi(x_1, y_1)$ – збудження середовища в оберненому каналі. При відбитті від яскравих точок з координатами $\{x_{2m}, y_{2m}\}$ функція $D_m \approx 1$ і з врахуванням співвідношень (8.12) і (8.13)

$$u_n(x_1, y_1) = \sum_{m=1}^M c_m u_{0m} \exp\left\{\frac{ik}{2z}[(x_1 - x_{2m})^2 + (y_1 - y_{2m})^2] + i\gamma_m + i\phi(x_1, y_1)\right\}. \quad (8.14)$$

В АОС апертурного зондування аналізується інтенсивність $I(x_i, y_i) = |u_n(x_i, y_i)|^2$, а в системах фазового спряження

$$\phi_n(x_i, y_i) = \text{arctg} [\text{Im } u_n(x_i, y_i) / \text{Re } u_n(x_i, y_i)].$$

При значній зміні фази в межах субапертури поле в площині апертури розраховується за $N' = l_T N$ точками, де l_T – кількість точок. За вимірами фази в N' точках поновлюється повний фазовий рельєф застосовуваного поля в межах апертури. Потім визначається середнє значення фази для i -ї субапертури і формується керувальний сигнал [2, 40].

Моделі динамічних ланок адаптивного контуру. Динаміка замкнутого астатичного контуру субапертури без врахування інерційності його ланок характеризується в першому наближенні рівнянням першого порядку

$$T_0 \frac{d\phi_i}{dt} + \phi_i = \varepsilon_i,$$

де $T_0 = 1/K$ – власна стала системи, K – коефіцієнт підсилення в ланках зворотного зв'язку, ε_i – сигнал керування, який іде на i -у субапертуру.

Якщо ж врахувати і власну інерційність елементів системи адаптації, наприклад, інерційність керувальних дзеркал, то контур керування для i -ї субапертури буде описуватись рівнянням другого порядку

$$TT_0 \frac{d^2\phi_i}{dt^2} + T_0 \frac{d\phi_i}{dt} + \phi_i = \varepsilon_i,$$

де T – стала часу розімкнутого контуру, яка відображає наявність в ньому інерційних ланок (як і раніше $T_0 = 1/K$).

Запізнення сигналів внаслідок кінцевої швидкості розповсюдження електромагнітних хвиль позначається на структурній схемі моделі оператором запізнення $\exp(-\tau p)$, де τ – час розповсюдження сигналу до i від об'єкта (в системі апертурного зондування) або в прошарку турбулентного середовища (в системі фазового спряження). При математичному моделюванні цей процес відображався затримкою всіх сигналів на виході ланки $\exp(-\tau p)$ відносно вхідних на величину $\tau = n_e \Delta T$, де n_e – кількість періодів квантування або кроків інтегрування, на яку здійснюється

запізнення сигналів. Для розв'язання системи нелінійних диференціальних рівнянь використовувалась стандартна процедура Рунге-Кутта.

Функціональна схема і рівняння моделі адаптивної системи фазового спряження. Чутливими елементами системи, функціональна схема якої показана на рис. 8.1 ($N=2$), є фазові детектори, їх нелінійні властивості відображаються синусоїдальними характеристиками

$$y_i^d = \sin[c_i(\phi'_{1i} - \phi_i)] / c_i, i=1,2,\dots,N,$$

де y_i^d – вихідна величина i -го фазового детектора; $\varepsilon_i = (\phi'_{1i} - \phi_i)$ – вхідна різниця фаз; c_i – коефіцієнт, який визначає діапазон лінійності фазового детектора.

Лінійні перетворення сигналів в колах оберненого зв'язку зводяться в першому наближенні до підсилення сигналів в K разів та їх інтегрування.

Операція інтегрування пов'язана з тим, що чутливий елемент типу брегівської комірки – фазовий детектор реагує на різницю фаз $\varepsilon_i = (\phi'_{1i} - \phi_i)$, а виконавчий орган – керований генератор коливань

забезпечує зміну частоти $\Delta\omega_i$, тоді як $\varepsilon_i = \int_0^t \Delta\omega_i dt$. Елементи Σ_1 і Σ_2 моделі

(рис.8.1) імітують формування поля оберненої хвилі.

Спрощене рівняння моделі (рис. 8.1) без врахування напрямлених властивостей випромінювачів, особливостей їх компонування, запізнення сигналів у часі ($\tau=0$) та в нехтуванні явищ, пов'язаних з оберненням фазового фронту, а також амплітудних флуктуацій ($\chi_i=1$) мають вигляд ($N=2$)

$$\phi_1 = x_1^i + n_1, \phi_2 = x_2^i + n_2, z_1 = \sin \phi_1 + \sin \phi_2, z_2 = \cos \phi_1 + \cos \phi_2;$$

$$\phi_{11} = \phi_{12} = \arctg\left(\frac{z_1}{z_2}\right), \phi'_{11} = \phi_{11} + s + n_{01}, \phi'_{12} = \phi_{12} + s + n_{02};$$

$$y_1^d = \sin[c_1(\phi'_{11} - \phi_1)] / c_1, y_2^d = \sin[c_2(\phi'_{12} - \phi_2)] / c_2;$$

$$\frac{dx_1^i}{dt} = k_1 y_1^d, \frac{dx_2^i}{dt} = k_2 y_2^d; I_{\text{відн}} = \frac{I}{N^2 I_0} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\phi_1 - \phi_2)]$$

В останніх рівняннях, окрім використаних раніше, застосовані позначення: x_1^i, x_2^i – вихідні величини інтеграторів; $n_{01}, n_{02}, s, n_1, n_2$ – гаусівські випадкові процеси, які імітують зовнішні фазові завади ($n_{0i} = \varphi_i$), сигнал ($s = \varphi_s$) та внутрішні завади ($n_i = \varphi_{0i}$) відповідно; τ_1, τ_2 – тимчасові змінні; $\varphi_{11}, \varphi_{12}$ і y_1^0, y_2^0 – вихідні величини каналів зворотного зв'язку і фазових детекторів, відповідно.

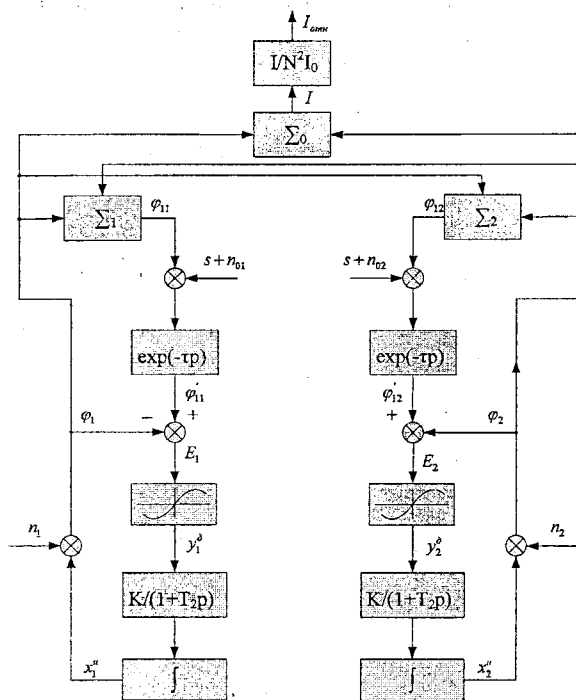


Рисунок 8.1 – Функціональна схема моделі двоапертурної адаптивної оптичної системи фазового спряження

Алгоритм керування і структурна схема системи апертурного зондування. В моделі використовувалися алгоритми керування у векторному просторі, які відповідають (нехтуючи побічними ефектами) як часовому, так і частотному розподіленню каналів. У векторній формі для i -ї субапертури в системі з зональним керуванням алгоритм має вигляд

$$\varepsilon_i = \begin{cases} \varepsilon_{ii}, \beta_i > 0, \\ 0, \beta_i = 0, \\ -\varepsilon_{ii}, \beta_i < 0, \end{cases} \quad (8.15)$$

де керувальний сигнал формувався у векторному просторі з адаптивно змінюваними від ітерації до ітерації пробними збуреннями. В системах без автоматичного регулювання підсилення (АРП)

$$\varepsilon_{1i} = I_{1i} - I_{2i}, \quad (8.16, a)$$

а в системах з АРП, яке дозволяє зменшити вплив адитивного шуму, спекл-шуму та інших амплітудних збуджень, керувальний сигнал формувався згідно з одним із виразів

$$\varepsilon_{1i} = \begin{cases} (I_{1i} - I_{2i})/I_{2i}, \\ (I_{1i} - I_{2i})/(I_{1i} + I_{2i}), \\ \arctg[(I_{1i} - I_{2i})/(I_{2i} - I_{3i})] \end{cases} \quad (8.16, б)$$

Тут значення інтенсивностей I_{1i} , I_{2i} , I_{3i} на точковому об'єкті відповідають векторному підсумовуванню полів від субапертур вигляду

$$\begin{aligned} I_{1i} &= \left(\sum_{\substack{n=1 \\ i \neq n}}^N |u_n| + |u_i| \right)^2, \\ I_{2i} &= \left(\sum_{n=1}^N |u_n| \right)^2, \\ I_{3i} &= \left(\sum_{\substack{n=1 \\ i \neq n}}^N |u_n| - |u_i| \right)^2, \end{aligned} \quad (8.17)$$

а кут між сумами $\sum_{n=1}^N u_n$ і $\sum_{n=1}^N u_n'$ дорівнює β_i .

Для порівняння також використовувалась традиційна форма реалізації градієнтного методу з постійними пробними збуреннями ($\varphi_0 = const$), а

саме при формуванні керувального сигналу $\varepsilon_{1in}(\varphi_0)$ згідно з алгоритмом (8.16). Застосовувалось також програмно варійоване від ітерації до ітерації пробне збурення, наприклад, за законом φ_{0n}/n , де n – номер ітерації (початкове значення пробного збурення $\varphi_{0n} = \pi/2$).

У моделі системи апертурного зондування на рис. 8.2 блоки D1 реалізують розрахунок сигналів ε_i згідно з одним із алгоритмів (8.16) і (8.17). Змінюючи амплітуду векторів u_i , в ці блоки можна ввести квантові і спекл-шуми q_i , а також амплітудні флуктуації сигналу.

Блоки D2 формують сигнали β_i , а блоки D3 – сигнали ε_i згідно з (8.15). У результаті, на виході блока D3 формуються сигнали похибки, які йдуть на вхід ланки з передаточною функцією $K(p)$, наприклад, $K(p) = K/(1 + T_0 p)$. На її виході формується сигнал керування Φ_{ki} , який відповідає корегувальному впливу на i -й субапертурі. У моделі передбачалося введення внутрішніх адитивних шумів $n_i = \varphi_{ei}$ і фонових шумів шляхом еквівалентного збільшення рівня квантового шуму q_i , а також враховувалося запізнення сигналу (оператор $\exp(-\tau p)$) через кінцеву швидкість його розподілення в адаптивному контурі.

Слід зауважити відмінність у характері впливу запізнення сигналу в моделях систем фазового спряження (див. рис. 8.1) і апертурного зондування (рис. 8.2), що відмічено на схемах в розміщенні операторів запізнення $\exp(-\tau p)$. В системах фазового спряження аналізується хвильовий фронт хвилі, що приймається, і при розміщенні збуджуючого середовища біля апертури впливом затримки можна знехтувати. Тому в моделі цієї системи (див. рис. 8.1) оператори запізнення розташовані на входах окремих контурів керування.

Інша картина спостерігається в системах апертурного зондування. В них побічно аналізуються фазові викривлення прямого каналу, а результати керування контролюються за змінами сигналу на виході приймача. Такі зміни під дією керувальних фазових зсувів випромінювання на субапертурах можуть виявитися лише після закінчення часу, який потрібен для проходження світлових хвиль до і від об'єкта. Тому, на відміну від систем фазового спряження, тут оператори запізнення включені в контури зворотного зв'язку (рис. 8.2).

У моделі на рис. 8.2 також вказано зв'язок окремих каналів адаптивної системи. Для цього сигнали u_i з кожного каналу йдуть в інші канали для обчислення керувальних сигналів ε_i .

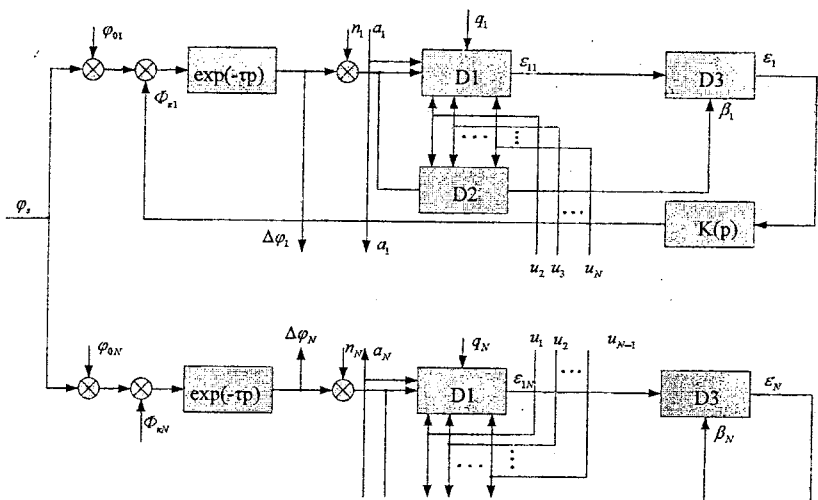


Рисунок 8.2 – Функціональна схема моделі адаптивної системи апертурного зондування

8.2 Статистична динаміка адаптивних систем фокусування при точковому об'єкті спостереження

Система фазового спряження. Модель досліджувалася при кількості субапертур $N = 2 \dots 5$. Вплив швидкодії системи на її статистичну динаміку оцінювався в варіації коефіцієнтів підсилення K контурів зворотного зв'язку. Поведінка системи характеризувалася зміною в часі відносної інтенсивності випромінювання $I_{eідн}$ у об'єкта.

Як видно з залежності a на рис. 8.3, при певних умовах інтенсивність випромінювання на об'єкті після деякого перехідного процесу, пов'язаного з відпрацюванням початкового розкиду фаз на субапертурах, асимптотично встановлюється до максимального значення. Такі результати отримані з врахуванням нелінійних обмежень за повною системою рівнянь. Збільшення рівня завад веде до зменшення середнього значення $I_{eідн}$ і супроводжується осциляціями яскравості на об'єкті (залежності b і v на рис. 8.3).

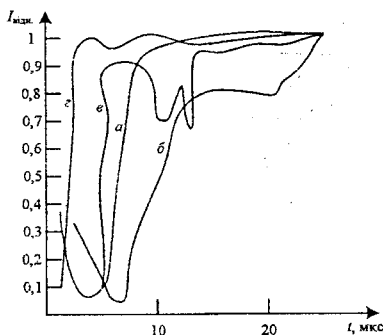


Рисунок 8.3 – Графік змінення відносної інтенсивності у об'єкта в часі для фазоспряженої системи при різних рівнях завад і швидкодії адаптивного контуру ($N = 2$, $\sigma_0 = 0,5$ рад) і $\sigma_{s1} = \sigma_{s2} = 0,05$ рад, $K = 10^5 \text{ c}^{-1}$ (а, б); $\sigma_{s1} = \sigma_{s2} = 0,5$ рад, $K = 10^5 \text{ c}^{-1}$ (в), $\sigma_{s1} = \sigma_{s2} = 0,5$ рад, $K = 4 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ (г)

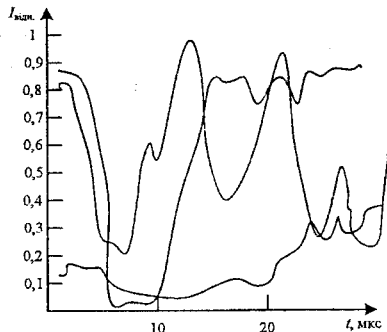


Рисунок 8.4 – Графік змінення інтенсивності у об'єкта в часі для фазоспряженої системи при різній кількості субапертур і зміні динамічного діапазону фазових детекторів ($\sigma_0 = \sigma_e = 0,4\lambda$), а також при $\lambda = 1$ мкм, $N = 2$ (а); $\lambda = 5$ мкм, $N = 2$ (б) $\lambda_{\text{екв}} = 5$ мкм, $N = 5$ (в)

В даному випадку забезпечувалася заздалегідь мала швидкість системи, для цих графіків відношення смуги частот пропускання системи Δf_0 до ширини спектра зовнішніх завад f_0 або, що теж саме, відношення характеристичних значень часу зовнішніх завад T_{0i} і системи T_0 дорівнює $\Delta f_0/f_0 = T_{0i}/T_0 = 0,8$. Виходячи з цих залежностей можна помітити, що цілком можливий рівень зовнішніх завад характеризується середньоквадратичним значенням $\sigma_0 \sim 0,5$ рад або $\sim 0,1$ довжини хвилі випромінювання, що відповідає умовам середньозбудженої атмосфери. Зі збільшенням рівня завад середнє значення флуктуацій інтенсивності випромінювання у встановленому режимі спадає, а час встановлення помітно зростає. Залежність z на рис. 8.3 отримана при підвищеній швидкодії системи: коефіцієнт підсилення системи K збільшено в чотири рази – до $K = 4 \cdot 10^5 \text{ 1/м}$. Зіставлення залежностей v і z , побудованих при однакових впливах і різних коефіцієнтах підсилення, показує, що

збільшення швидкодії системи при наявності деяких достатньо низькочастотних завад є ефективним засобом підвищення якості роботи систем адаптивної оптики. Із цих залежностей випливає, що вже дворазове збільшення смуги пропускання системи відносно ширини спектра завад призводить до їх помітного пригнічення.

Для забезпечення можливостей функціонування фазоспряжених систем в умовах інтенсивних завад можна рекомендувати перехід на деяку велику еквівалентну довжину хвилі, наприклад, при використанні биття кореляційних коливань на близьких довжинах хвиль λ_1 і λ_2 . Після відокремлення низькочастотної складової биття в такій системі здійснюється фазове детектування на більш довгій хвилі

$$\lambda_{екв} = \lambda_1 \lambda_2 / |\lambda_1 - \lambda_2|. \quad (8.18)$$

Рисунок 8.4 ілюструє погану збіжність процесу фокусування випромінювання при значному рівні впливів. Як видно з цього, перехід на збільшену в п'ять разів еквівалентну довжину хвилі $\lambda_{екв} = 5\lambda = 5\text{мкм}$, яка забезпечує збільшення динамічного діапазону детекторів також в п'ять разів, після досить значного часу встановлення в 30 мкс (при власній сталій системи 10 мкс) для колишніх інтенсивних завад в кінцевому рахунку дає прийнятне значення відносної інтенсивності $I_{відн} = 0,87$. Збільшення кількості каналів з 2 до 5 при незалежних джерелах завад супроводжується підвищенням загального енергетичного рівня завад і веде до помітного погіршення процесу концентрації випромінювання, що впливає із зіставлення залежностей b і e , отриманих за інших рівних умов.

Таким чином, результати моделювання показують, що фазоспряжені системи особливо чутливі до внутрішніх завад, допустимий рівень яких без прийняття спеціальних засобів захисту не перевищує 0,1 довжини хвилі. Збільшення швидкодії і збільшення динамічного діапазону лінійності фазових детекторів з переходом на більшу еквівалентну довжину хвилі може помітно покращити процес фокусування випромінювання в умовах значних завад. Збільшення кількості субапертур в першому наближенні еквівалентне пропорційному росту інтенсивності завад при незмінній кількості субапертур [2, 4, 36].

Система апертурного зондування. Модель системи апертурного зондування досліджувалася при кількості субапертур $N = 2 \dots 15$ і різних алгоритмах формування сигналів похибки. В процесі моделювання

аналізувалися часові обмеження систем апертурного зондування, а також вплив зовнішніх і внутрішніх завад та початкової фазової неузгодженості на динаміку систем в різних умовах [8]. Поведінка системи оцінювалася за зміною в часі вихідних величин моделі відносної інтенсивності сигналу об'єкта і його сумарної фази, а також миттєвої ДН адаптивної системи.

Для системи з $N=7$ каналами аналізувалися тимчасові обмеження і визначалися умови достатньої швидкодії в умовах квантових і фонових шумів при використанні алгоритму без АРП (8.5, а) з випробними сталими збудження $\varphi_0 = \pi/10$ і алгоритму з АРП (8.5, б) з адаптивно варійованими пробними збудженнями. При реалізації тимчасових залежностей $I_{\text{відн}}$ при фіксованих середньоквадратичних значеннях зовнішніх збуджень σ_0 та часу їх квазістаціонарності були побудовані залежності коефіцієнта Штреля $R_{Ш}$ від відношення T_0/T_{0i} (рис. 8.5). Припускалося, що динамічні властивості адаптивного контура характеризуються передаточною функцією $K(p) = 1/(1+pT_0)$. Відмітимо, що наявність близько 2500 фотовідділків на час накопичення в кожному каналі відповідає умовам стійкого функціонування фазоспряжених адаптивних систем з інтерферометрами зсуву при корегування атмосферних викривлень [21].

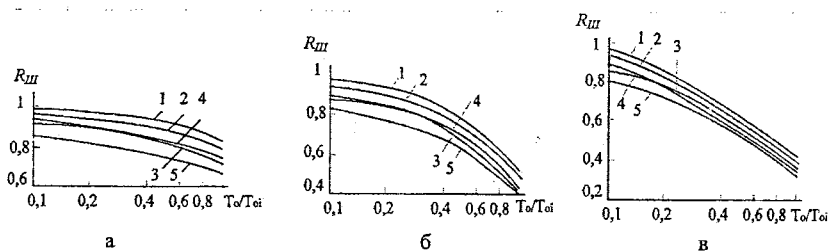


Рисунок 8.5 – Залежності коефіцієнта Штреля від відношення T_0/T_{0i} для системи з постійними пробними збудженнями без АРП в різних умовах функціонування при $\sigma_0=0,5$ рад (а), $\sigma_0=1$ рад (б), $\sigma_0=1,5$ рад (в) у відсутності шумів (1); при наявності квантових шумів, які відповідають 2500 фотовідділкам на час накопичення в кожному каналі (2), те ж, що і 2, для 1000 фотовідділків (3), те ж, що і 2, при наявності фонового шуму (4), те ж, що і 3, при наявності фонового шуму (5)

З рис. 8.5 видно, що система без АРП з постійними пробними збудженнями достатньо чутлива до розглянутих видів шумів, однак

зберігає свою стійкість навіть при відношенні сигналу до шуму за фоном, близькому до 1. Це добре узгоджується з розглянутими нижче результатами дослідження динаміки систем апертурного зондування в режимі селекції об'єктів, коли вони налаштовуються на найбільш яскравий предмет, навіть при наявності двох об'єктів з відносною яскравістю 80% від максимальної.

В системі з АРП наявність квантового шуму, відповідного 2500 фотоелектронам на час накопичення в кожному каналі, і фонового шуму з амплітудою, рівною амплітуді сигналу, практично не впливає на роботу адаптивного контура (рис. 8.6). Коефіцієнт $R_{Ш}$ визначається тільки значеннями σ_0 і T_0/T_{0f} . Порівняння рис. 8.5 і 8.6 показує, що введення АРП дозволяє суттєво зменшити вплив квантового і фонового шумів, а у відсутності шумів веде до незначного зменшення $R_{Ш}$ порівняно з системою без АРП і пробними збудженнями φ_0 при тих же σ_0 і T_0/T_{0f} . Введення амплітудних флуктуацій з середньоквадратичними значеннями $\sigma_x = 0,1$ в обох випадках майже не впливає на роботу системи апертурного зондування. За множиною реалізацій часових залежностей $I_{відн}$ були побудовані також залежності від середнього значення інтенсивності $\bar{I}_{відн}$ індексу "мерехтін" інтенсивності сигналу у об'єкта M_I (рис. 8.7). Величина M_I характеризує флуктуації інтенсивності сигналу відносно її середнього рівня і має важливе значення для роботи оптичних інформаційних і вимірювальних систем [11].

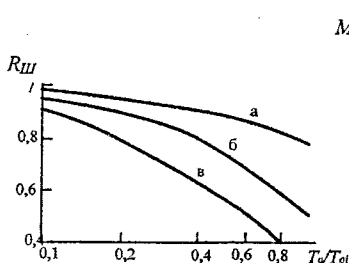


Рисунок 8.6 – Залежності коефіцієнта Штреля від відношення T_0/T_{0f} для системи з АРП при тих же умовах функціонування, що і на рис. 8.5

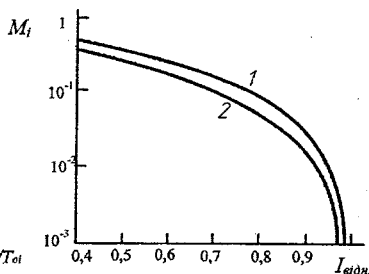


Рисунок 8.7 – Залежності індекса "мерехтін" від середньої інтенсивності сигналу у об'єкта для системи з постійними пробними збудженнями без АРП (1) і з АРП (2)

З рис. 8.7 видно, що, окрім зменшення впливу шумів, введення АРП приводить до зменшення флуктуацій інтенсивності сигналу біля її середнього значення в процесі адаптації. Це ілюструється також на рис. 8.8. Процесу адаптації в системі без АРП властива більша коливальність. Для досягнення високої якості корекції зовнішніх викривлень, що характеризується значеннями $R_{III} > 0,8$, в системах з кількістю каналів корекції $N \leq 15$ в більшості випадків необхідно, щоб значення T_0 було хоча б на порядок менше, ніж T_{0i} . При виборі просторової структури адаптивних систем часто припускається, що остаточні похибки корекції визначаються тільки просторовими обмеженнями, тобто кінцевою точністю просторової апроксимації викривлень.

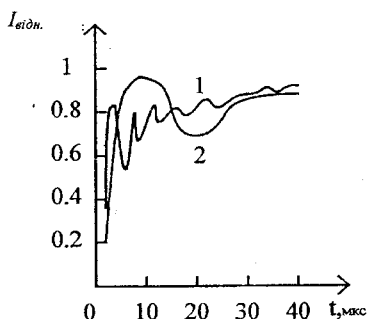


Рисунок 8.8 – Графіки змінення в часі інтенсивності сигналу у об'єкта при введенні на субапєртурах фазових збуджень з $\sigma_0 = 1,5$ рад ($T_0 = 10$ мс) для системи з постійними пробними збудженнями без АРП (1) і з АРП (2)

В цьому випадку швидкодія адаптивного контуру повинна забезпечувати якість корекції, яка характеризується коефіцієнтом Штреля для тимчасової області викривлень, близьким до 1, і вимоги до T_0 можуть бути ще більш жорсткими.

Система з $N=5$ каналами досліджувалась в заздалегідь складних умовах, коли характеристичні частоти спектрів завад $f_0 = 1/N_{0i}$ (зовнішніх) і $f_s = 1/T_{ei}$ (внутрішніх) співмірні з власною частотою адаптивного контура системи апертурного зондування $f_c = 1/T_0$ ($f_c/f_0 = 0,8$).

При зменшенні часу T_{ei} квазістаціонарності внутрішніх завад їх вплив на роботу адаптивного контура зменшується. В даному випадку інерційність адаптивного контура призводить до того, що він не встигає

відреагувати на швидкозмінні внутрішні викривлення і вони не погіршують якість корекції зовнішніх фазових збуджень.

Таким чином, результати моделювання показують, що система апертурного зондування навіть в складних умовах, коли час конвергенції процесу адаптації сумірний з часом "замерзання" збуджень, ефективно функціонує при середньоквадратичних значеннях зовнішніх і внутрішніх фазових збуджень, менших відповідно π і $\pi/3$.

Вплив випадкової початкової неузгодженості фаз на субапертурах системи апертурного зондування при $N=5$ ілюструється рис. 8.10. Велика неузгодженість призводить до значного зниження інтенсивності сигналу на початковому проміжку. При розширенні меж інтервалу неузгодженості від $\pm\pi/2$ до $\pm 2\pi$ час конвергенції процесу адаптації збільшується приблизно в два рази і стає приблизно рівним сталій часу окремого адаптивного контуру, доки розфокусування не перевищує інтервалу $\pm\pi$.

При цьому час збіжності системи на об'єкті, розташованому на її оптичній осі, дещо збільшується, як і при початковому розфокусуванні системи на інтервалі $\pm\pi$. В той же час при відхиленні об'єкта від оптичної осі системи в початковий момент адаптації рівень ДН в спрямуванні на нього виявляється вищим і швидкість збіжності може суттєво збільшитися.

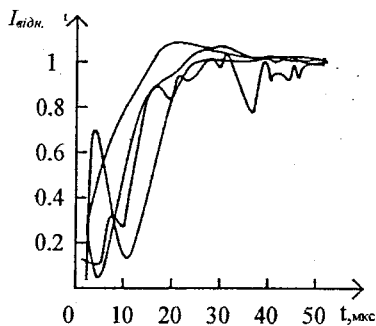
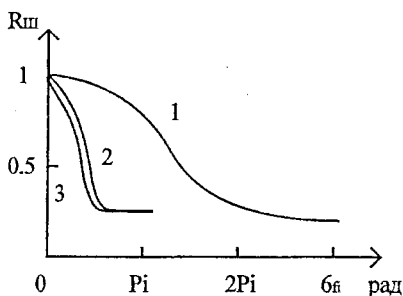


Рисунок 8.9 – Залежність коефіцієнта Штреля від рівня зовнішніх (1) і внутрішніх (2) фазових збуджень для п'ятиконтурної системи апертурного зондування ((3) – при відсутності адаптивної компенсації)

Рисунок 8.10 – Графіки змінення в часі відносної інтенсивності у об'єкта в режимі пошуку при $\delta_0 = 0$ (1) і $\delta_0 = 1$ (2), $\sigma_0 = 0,5$ рад, $T_0 = 10$ мс, $T_{0i} = 50$ мс

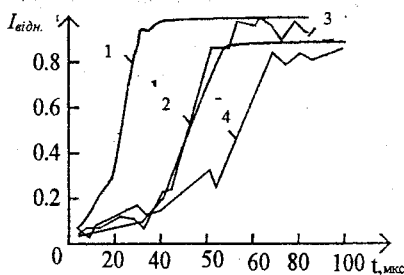


Рисунок 8.11 – Графіки змінення в часі інтенсивності сигналу при адаптації п'ятиканальної системи апертурного зондування для інтервалів випадкового рівномірного розподілення початкових фаз субапертури ($\pm\pi/2$ (1), $\pm\pi$ (2, 4), $\pm 2\pi$ (3) при $\sigma_\varphi=0,01$ рад (1, 2, 3); $\sigma_\varphi=0,5$ рад (4))

Робота адаптивної оптичної системи апертурного зондування з $N=15$ каналами в режимі пошуку об'єкта, розташованого в точці з кутовою координатою δ_0 , ілюструється рис. 8.11. Зменшення встановленого значення $I_{відн.}$ згідно з виразом (8.7) визначалося значенням ДН окремої субапертури $D_0^2(\vartheta)$ в даному напрямку.

З рис. 8.11 і видно, що за відсутності шумів система апертурного зондування ефективно функціонує в режимі пошуку об'єкта, керуючи формою та положенням ДН в просторі. За відсутності викривлень час пошуку не більше ніж на порядок перевищує значення T_0 і збільшується приблизно вдвічі при наявності збуджень з середньоквадратичними значеннями $\sigma_0 = 0,5$ рад.

Розглянуті результати можна використовувати при поясненні часових характеристик адаптивних оптичних систем апертурного зондування для забезпечення їх потрібної швидкодії [2, 12, 36, 40].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Головні особливості адаптивних оптичних систем.
2. Поясніть модель об'єкта.
3. Моделі збуджень та сигналів.
4. Принцип моделі розрахунку полів.
5. Моделі динамічних ланок адаптивного контуру.

9 ВИКОРИСТАННЯ АДАПТИВНОЇ ОПТИКИ

9.1 Передача світлової енергії на далекі відстані

Адаптивна оптика зародилась з потреб сучасної техніки, і її розвиток, як ми бачимо, виправдовує найсмівливіші проекти. Спробуємо уявити найбільш характерні області використання адаптивної оптики – від найбільш складних і дорогих комплексів до порівняно простих і скромних систем поліпшення якості оптичних систем.

Одним з найбільших сучасних проектів є лінія передачі світлової енергії Земля – космос, яка призначена для живлення штучного супутника Землі (ШСЗ) – орбітальної станції. Ідея полягає в тому, щоб при польоті супутників над місцем розташування передавача світлової енергії направити оптичний промінь ГЧ-діапазону з Землі на приймальний пристрій супутника і потім перетворити отриману супутником світлову енергію у ті види енергії, які потрібні для підтримки його життєдіяльності. Згідно з проектом фірми *Rockwell International* (США), розробленим на замовлення NASA, передавач повинен мати потужність 5 МВт. При цьому на супутник може бути передано від 20 до 65% повної потужності, а при детальному виборі довжини хвилі випромінювання – не менш 50%. В останньому випадку повинен бути використаний генератор на ізотопах $C^{12}O_2^{18}$ з довжиною хвилі 9,1 мкм [4].

Передавач являє собою фазовану ґратку, яка об'єднує сім генераторів. Спільна апертура розміром 4,9 м складається з семи субапертур розміром по 1,4 м кожна. Передавач розташований у гірській місцевості на висоті 3500 м над рівнем моря, що дозволяє зменшити вплив атмосфери на оптичний пучок.

При розташуванні передавача на рівнинній місцевості (за проектом передбачено 10 м над рівнем моря) коефіцієнт передачі знижується (за рахунок більш яскраво виражених процесів поглинання випромінювання, атмосферної турбулентності, самоіндукованого розмиття. В цьому випадку доцільніше перейти на довжину хвилі 3,8 мкм.)

Супутник обертається на низькій орбіті (близько 200 км) і має приймальну антену розміром 2 м, яка обладнана кутиковим відбивачем розміром близько 10 см, і знаходиться в полі зору системи близько 80 с.

Технічний пристрій такої системи складний. Система повинна містити декілька кіл керування фазою. Фазування генераторів здійснюється з використанням місцевого гетеродина (стабільного генератора потужністю

10 Вт), причому визначення складової фазової похибки, яка отримується при аналізуванні поверненої від супутника хвилі, повинно передбачати використання перебудованого за частотою гетеродинного джерела (згідно з доплерівським зсувом частоти, який обумовлений рухом космічного об'єкта). Перестроюваний за частотою генератор дозволяє забезпечити необхідну полосу пропускання приймального пристрою в умовах ефекту Доплера при зсуві частоти не менше 1 ГГц.

Генероване випромінювання джерела аналізується гетеродинним сенсором, в який направляється також випромінювання спільного для всіх генераторів гетеродина. Сенсор дозволяє виділити середнє значення фазового зсуву за апертурою, складові напрямку і дефокусування, а також вищі складові фазових збурень генерованого випромінювання. Відповідні сигнали корекції направляються до генератора, дзеркала зі змінним нахилом по двох осях, пристрою фокусування і деформованого адаптивного дзеркала з багатьма ступенями свободи. Таким чином робиться "очищення" випромінювання генератора для наступної роботи з якісним пучком. "Очищене" випромінювання через друге деформоване адаптивне дзеркало направляється на дзеркала оптичного шарніра, останніми з яких є дзеркала зі змінним нахилом і телескоп, який розширює вихідний пучок до 1,4 м. Даний контур адаптивної системи призначений для компенсації атмосферних спотворень випромінювання і точного наведення пучка на ШСЗ. Первинна інформація для роботи цього контура надходить у вигляді оптичного сигналу, відбитого назад кутівим відбивачем приймальної антени ШСЗ. Повернене випромінювання аналізується гетеродинним сенсором разом з випромінюванням перестроюваного (за доплерівським зсувом частоти) гетеродина, після чого сигнали керування надходять на виконавчі елементи системи, відповідальні за компенсацію відповідних порядків аберацій. В головну ЕОМ надходить також інформація для обліку доплерівського зсуву частоти і кутів випередження по азимуту і куту місця. Ця інформація може бути отримана по каналах астронавігаційної системи [2, 4].

Роздивимось більш докладно можливий порядок роботи. При появі супутника над горизонтом дані про його положення надходять в процесор, який керує положенням вихідних телескопів. Формуються дані про кути випередження і доплерівський зсув частоти. Робота починається з включення одного з каналів, на телескоп якого подається сигнал дефокусування. Пучок розбігу направляється до супутника і, відбиваючись

від кутикового відбивача, надходить на гетеродинний давач, після чого сигнал дефокусування знімається і починають працювати інші шість каналів. Етап захоплення цілі одним каналом реальний, оскільки при сучасній точності визначення координат супутника робота здійснюється при високому відношенні сигнал-шум ($10^2 \dots 10^3$).

Модульний принцип побудови системи передачі енергії на великій відстані, використаний в даному передавачі, виявляється дуже привабливим, однак його реалізація пов'язана з рядом складних технічних задач. Однією з них є перенесення принципу фазування окремих незалежних генераторів невеликої потужності на більш високий рівень потужності.

Використання генератора значної потужності пов'язане з альтернативним варіантом побудови передавача. Це може бути система фазового спряження поверненого випромінювання на основі сенсорів Гартмана чи система апертурного зондування.

На відміну від системи апертурного зондування система фазового спряження потребує об'єднання приймальної і передавальної апертур. Для того щоб підвищити відношення сигнал-шум в приймальній системі, як діафрагми Гартмана доцільно використовувати одне з дзеркал системи, в якому зроблені маленькі отвори. Найбільші перешкоди тут буде створювати фон, обумовлений розсіюванням на дзеркалах системи. Система апертурного зондування дозволяє уникнути проблем, пов'язаних зі спільною приймально-передавальною апертурою. При цьому корисний сигнал на етапі захоплення приблизно в $10^2 \dots 10^3$ разів перевищує шуми детектора, а на початку етапу супроводження відношення сигнал-шум збільшується до 10^6 .

Не дивлячись на спрощення схеми будови, вказані варіанти передавальної адаптивної оптичної антени повинні мати моноапертуру близько 7 м, якщо на виході використовується система з двох плоских нахилених дзеркал, які здійснюють відслідження за супутником (дзеркал целостату). Вартість оптичних елементів таких габаритів надзвичайно висока, тому одним з шляхів реалізації передавача є ускладнення оптичної схеми за рахунок використання синтезованої апертури.

З цією метою випромінювання генератора за допомогою піраміди з відбивальними гранями може бути розбито на декілька (наприклад, шість) окремих пучків, кожний з яких має власний тракт і вихідний телескоп. На відміну від моноапертурних варіантів в контурі адаптації для окремих

пучків враховується відносний зсув фази. Випромінювання направляється до супутника шістьма телескопами. Для точного наведення кожного телескопа на супутник доцільно здійснити пробні коливальні збурення пучків на різних частотах. Це дозволить аналогічно системі апертурного зондування керувати напрямком телескопів на кутиковий відбивач приймальної антени супутника. Компенсація фазових збурень в атмосфері виконується методом фазового sprzęження для кожного пучка окремо. Повернений оптичний сигнал аналізується з урахуванням очікуваного доплерівського зсуву частоти, наприклад, гетеродинним сенсором хвильового фронту, який дозволяє здійснити пряме вимірювання фазового розподілення і середнього значення фази на апертурі. Дані про хвильовий фронт використовуються для компенсації збурень і фазування пучків за допомогою деформувального адаптивного дзеркала і спеціального рухомого плоского дзеркала, яке переміщується поступально.

9.2 Оптична астрономія

Прогрес сучасної астрономії багато в чому пов'язаний зі збільшенням розмірів оптичних телескопів. Велике головне дзеркало телескопа виконує дві основні функції – забезпечує збір і концентрацію світлового потоку. Складність створення великогабаритного телескопа полягає в тому, що необхідна висока точність виготовлення і зберігання в процесі експлуатації поверхні дзеркала – поява хвилястості, навіть менше одного мікрметра, може порушити роботоздатність телескопа. Ефективність традиційних способів збільшення апертури телескопів в наш час доведена до межі, і надії багатьох астрономів спрямовані до складених секціонованих дзеркал і адаптивної оптики. Методи і засоби адаптивної оптики дозволяють, по-перше, коректувати геометрію головного дзеркала і, по-друге, здійснювати компенсацію атмосферної турбулентності для отримання високої концентрації випромінювання в фокусі [4].

Обговоримо роль обмежень, які мають місце в астрономічній адаптивній оптиці. До цього часу ми найчастіше зверталися до прикладів передавальних оптичних систем, коли об'єкт запалювався оптичним променем. Головною особливістю використання адаптивної оптики в астрономії є те, що тут, як правило, мають діло зі слабкими джерелами світла. Із ослабленням джерела визначною складовою помилки компенсації збурень є помилка, зумовлена статистикою дискретного

(квантового) приймання скінченного числа фотонів (пуасонівським шумом). Бажано збільшити час накопичення фотоелектронів для більш впевненого прийому, однак цей час обмежений характерним часом зміни компенсованих збурень. Компенсація атмосферної турбулентності теоретично можлива для джерел, які мають візуальну зіркову величину, яка дорівнює $10 \dots 10^m$. Якщо ж використовувати зірку тільки для корекції форми оптичною поверхнею телескопа, то час накопичення фотоелектронів можна значно збільшити (до $10 \dots 10^3$ с), що дозволить адаптуватися до зображення зірки 20-ої величини.

Однією з особливостей використання адаптивної оптики в астрономії є немонохроматичність випромінювання небесних тіл. Тому використовують сенсори хвильового фронту, які можуть працювати в білому світлі, наприклад, сенсори локальних нахилів типу сенсорів Гартмана. Строго кажучи, в цьому випадку адаптивна оптика робить корекцію різниці оптичних шляхів різних відрізків пучка випромінювання, а не фази світлової хвилі. Для різних довжин хвиль, що складають спектр випромінювання зірки, спотворення хвильового фронту відрізняються одне від одного. Це вносить додаткову хроматичну помилку компенсації. Однак розрахунки показують, що для більшості використовуваних в наш час телескопів цією помилкою можна знехтувати. Виключення можуть складати дуже великі телескопи – діаметром більше 5 м. Деяке погіршення положення виникає для великих зенітних кутів ($\Theta \geq 60^\circ$), що обумовлено різним ступенем дії атмосферної рефракції на спектральні складові випромінювання. Рефракція призводить до того, що промені, які пройшли атмосферу, приходять в різні точки приймальної апертури. Для зменшення рефракційної похибки промені при прийомі можуть бути знову суміщені за допомогою дисперсійного коректора.

Якщо зенітні кути не дуже великі, то вважають, що основний вклад в спотворення дають нижні шари атмосфери (менше сотні метрів), близькі до телескопа, і адаптивне дзеркало розміщують в зображенні головного дзеркала телескопа. Збільшення товщини турбулентного шару при великих зенітних кутах веде до того, що область спотворень віддаляється, а зображення цієї області наближається до площини зображень телескопа. Це створює проблеми при розміщенні адаптивного дзеркала.

Аналогічна ситуація виникає в високогірних умовах, навіть при вертикальному положенні оптичної осі, оскільки вклад високих шарів атмосфери (до 20 км) порівнянний з вкладом шарів, близьких до телескопа.

Практично це виливається в деяке зменшення поля зору адаптивного телескопа до тих пір, поки не буде забезпечений ізопланатизм приймальної оптичної системи. Тому характерний кут, всередині якого здійснюється компенсація турбулентності, для оптичної астрономії відносно невеликий (не більше 1 кут. мін.).

Звернемося до розгляду можливих схем будови телескопів з використанням адаптивної оптики. Схема компенсації фазових збурень за опорною зіркою за допомогою невеликого адаптивного дзеркала, яке розміщене в площині зображення головного дзеркала телескопа. В цьому випадку робиться корекція як абераційної оптичної системи, так і атмосферної турбулентності.

Враховуючи, що час реакції адаптивної системи для корекції форми значно більший сталої часу атмосферних флуктуацій, останні будуть виключені з розглядання, оскільки середнє значення обумовлених збурень дорівнює нулю.

Телескоп системи Грегорі має секціоноване головне дзеркало, увігнутий контррефлектор і деформувальне адаптивне дзеркало, яке розташоване в площині зображення головного дзеркала.

Інформація, яка надходить від сенсорів хвильового фронту, служить для керування секціями головного дзеркала і неперервною поверхнею невеликого адаптивного дзеркала, яке здійснює компенсацію помилок керування секціями.

Більший інтерес викликає корекція оптики великого космічного телескопа, оскільки тут, як правило, проблеми компенсації атмосферної турбулентності не виникає.

Головне дзеркало такого телескопа може бути дуже великим (10... 30 м). Воно складається із секцій розміром 3... 4 м, кожна з яких має деформувальну поверхню. Вся конструкція виконується полегшеною з сучасних матеріалів: відбивальна пластина – з плавленого кварцу, берилію чи карбїду кремнію, жорстка основа (підкладка) секції – з пінистого скла чи графітоепоксидної пористої плити і, насамкінець, спільна для всієї конструкції форма з графітоепоксидних труб. Регулювання поверхні здійснюється секційними (по три на секцію) – електромеханічними і деформуючими кожною поверхню п'єзоелектричними чи іншими прецизійними приводами. Таке дзеркало допускає роботу в ІЧ-діапазоні і, за оцінками, повинно давати зображення, обмежене тільки дифракцією, для довжин хвиль біля 30 мкм.

Розробка великих космічних телескопів передбачається NASA (США) згідно з програмою "Шатл". Можливо, однією з самих цікавих ідей NASA є створення гігантського 30-метрового дзеркала, яке призначене для використання в двох довгострокових програмах: для передачі світлового променя в енергетичних цілях і цілях розгону космічних кораблів.

Одним з шляхів збільшення ефективної площини світлозбору є використання синтезованої апертури. На відміну від секціонованого дзеркала апертура телескопа формується із декількох окремих телескопів. Світлові потоки від кожного з телескопів в режимі прийому направляються в спільний фокус, який називається фокусом Куде. Фазування телескопів може бути проведено за опорною зіркою за допомогою інтерферометрів.

На відміну від секціонованих чи суцільних апертур адаптивних телескопів синтезовані апертури працюють в умовах меншого відношення сигнал-шум. Теоретично це відношення зменшується приблизно в $\log_2 2N$ разів, де N – кількість елементарних апертур. Тому характерна зіркова величина спостережуваних об'єктів для телескопа з синтезованою апертурою не перебільшує 11^m .

При значних розмірах елементарних апертур доцільно ввести внутрішній контур адаптації для кожного з телескопів окремо та зовнішній, який здійснює фазування телескопів аналогічно оптичному передавачу з синтезованою апертурою.

Якщо розмір кожного елементарного телескопа має значення порядку радіуса когерентності атмосфери (для видимого діапазону близько 0,1 м), то здійснюється керування середньою фазою для кожної апертури. Розміщення апертур на певному інтервалі зменшує кутову роздільну здатність телескопа. Однак рознесення елементарних апертур для наземного телескопа не може бути безмежним і обмежується не тільки конструктивними міркуваннями, але і наявністю великомасштабних характеристик турбулентності (так званий зовнішній масштаб турбулентності має значення ~ 50 м). Що стосується телескопів в космосі, то тут обмеження на розміри загальної апертури пов'язані тільки з технічними складностями забезпечення синфазності окремих апертур [3, 75 – 76].

9.3 Світлові пучки в установках термоядерного синтезу, системах оптичної локації, технології та в інших областях сучасної техніки

Відомо, що однією з проблем нашого сторіччя є проблема отримання контрольованої термоядерної реакції для створення практично чистого й невичерпного джерела енергії. Відомо також, що можливість нагріву речовини до термоядерних температур за допомогою потужних світлових імпульсів лягла в основу розробок, які ведуть США, Франція, Японія та інші країни. Для досліджень в цій області були створені потужні багатоканальні установки з генераторами на неодимовому склі і багатокаскадним підсиленням імпульсу. Вихідна енергія таких установок складає 10 кДж при довжині імпульсу 0,5 ... 1 нс.

Установки мають складний оптичний тракт, в який входить ряд просторових фільтрів і оптичних підсилювачів для отримання необхідної потужності світлового імпульсу. Оптичні елементи, підсилювачі і навіть повітряні проміжки тракту спотворюють хвильовий фронт випромінювання. Адаптивна оптика дозволяє значно (в 2 – 3 рази і більше) збільшити щільність світлової енергії на мішені, що стискається.

Зупинимось на прикладі оцінки необхідної концентрації світлової енергії на мішені для самонаведення за допомогою ОХФ-дзеркала. Система обернення доцільна лише в тому випадку, коли сигнал, який на неї надходить, перевищує власні шуми системи. Для самонаведення потрібно, щоб густина енергії на мішені, значно перевищувала величину $(8\hbar\omega/(R_0\chi_0\lambda^2)) (D/D_m)^2$, де R_0 , χ_0 , D_m – коефіцієнти відбиття, поглинання і діаметр мішені, відповідно; D – діаметр сфокусованого пучка. Зокрема, для генератора на неодимі ($\lambda = 1,06$ мкм) при $R_0 = 0,1$; $\chi_0 = 0,1$; $D/D_m \approx 10$, густина світлової енергії повинна бути більше $2 \cdot 10^6$ Дж/см².

Розглянемо аспекти використання адаптивної оптики в активних системах оптичної локації і зв'язку. Зазначимо, що, зупиняючись на адаптивних оптичних системах, які працюють за відбитим від цілі випромінюванням підсвічування, ми рахували відбитий сигнал достатньо сильним, щоб можна було знехтувати вміщеними у ньому шумами. Тому в оптичній локації і зв'язку використання алгоритму фазового спряження в загальному випадку потребує попередньої просторово-часової фільтрації отриманого сигналу для зниження впливу шумів. Друга особливість роботи адаптивних систем полягає в тому, що існує деяке кінцеве оптимальне число субапертур (число ступенів свободи) адаптивного

дзеркала, яке залежить від відношення сигнал-шум. Це не важко зрозуміти, якщо врахувати, що точність вимірювання фазового збурення спадає зі збільшенням шуму. Зменшення прийнятно-передавальних субапертур із зростанням їх загального числа при попутному погіршенні точності вимірювань хвильового фронту негативно впливає на компенсацію збурень. Якщо умовно оцінювати ступінь "порізаності" хвильового фронту числом "плям когерентності" N_n , які вкладаються на апертурі, то залежність числа Штреля від числа субапертур має вигляд (табл. 9.1).

Таблиця 9.1 – Залежність числа Штреля від числа субапертур [4]

Відношення сигнал-шум	N_n	$N=3$	$N=10$	$N=30$
10	1	0,61	0,44	0,27
	10	0,14	0,20	0,17
10^2	1	0,73	0,83	0,75
	10	0,21	0,43	0,54

З таблиці видно, що збільшення числа субапертур з врахуванням кінцевого відношення сигнал-шум не завжди дає збільшення компенсації збурень адаптивним дзеркалом. Аналогічна картина спостерігається і для дзеркала з неперервною поверхнею. В наведеному прикладі оптимальне значення числа субапертур N при $N_n = 10$ дорівнює 13 (відношення сигнал-шум 10) і 33 (відношення сигнал-шум 10^2).

Для пасивних систем оптичної локації задача компенсації ставиться аналогічно вже розглянутій при застосуванні до оптичної астрономії. Отримання на приймачі зображення цілі, яке обмежене тільки дифракцією, дозволяє з максимальною ефективністю виділити корисний сигнал на фоні паразитного засвітлення.

Значний інтерес становить використання адаптивної оптики в нестійких резонаторах генераторів випромінювання. Вартість таких установок достатньо висока, так що ефект покращення якості випромінювання і енергетичних показників генератора за допомогою адаптивної оптики дуже наочний. Проблема якості випромінювання виникає через наявність неоднорідностей в активному середовищі, в якому рухаються газові компоненти, виникнення ударних хвиль і областей різного тиску. Крім того, мають місце недосконалості оптики резонатора, напруги в прозорих вікнах і т. д. Компенсація фазових збурень

випромінювання може бути здійснена за допомогою адаптивного дзеркала, яке розміщується поза резонатором. При розміщенні адаптивного дзеркала у резонаторі керування фазою може приводити до збільшення вихідної потужності генератора. Цей ефект був проілюстрований в експерименті, який провели Р. Стефенс і Р. Лінд. Адаптивне дзеркало було встановлено у резонаторі генератора на вуглекислому газі. Мала частина вихідного випромінювання за допомогою світлоподільвача направлялась на точковий фотоприймач. Система апертурного зондування максимізувала сигнал на фотоприймачі шляхом керування адаптивним дзеркалом. Одночасно вимірювалась вихідна потужність генератора. Отримано зростання вихідної потужності приблизно на 60 % (від 6,5 до 10,5 кВт). Основний вклад в даний ефект вносить компенсація випадкового роз'юстування дзеркал резонатора, що досягається приблизно 5 кут. сек. Таким чином, компенсація навіть нижніх просторових мод фазових збурень може спричиняти значну дію на характеристики генератора.

Покращення розбіжності пучка шляхом використання адаптивної оптики дозволяє здійснити високу концентрацію світла і разом з покращенням енергетичних характеристик може бути з успіхом використано в технології при різанні, зварюванні, свердлінні отворів, виготовленні мікросхем і т. д.

Дуже корисною може бути компенсація спотворень, наприклад, при проведенні оптичного зварювання у вакуумному об'ємі чи камері з інертним газом через прозору стінку [75–76].

При здійсненні великих проектів – систем передачі енергії на далекі відстані, оптичних телескопів і т. д. – виправдана розробка великих адаптивних систем, які мають багато каналів керування зі складною розширеною структурою, використовують швидкодіючі ЕОМ і потребують штат співробітників для свого обслуговування.

В порівняно простішій і дешевій техніці, наприклад, технологічних установках, в наш час доцільно обмежитися і більш простими системами адаптивної оптики. До таких систем відносяться системи компенсації нижніх мод спотворень – нахилів хвильового фронту, кривизни поля, астигматизму. Однак розвиток і вдосконалення адаптивної оптики в перспективі повинні привести до створення простих компактних і дешевих пристроїв, використання яких дозволить практично в цілому усунути виникаючі фазові збурення.

З цієї точки зору найбільшу корисність може становити створення адаптивного оптичного модуля, який підходить для використання в установках різного профілю. Такий модуль міг би мати у своєму складі невелике монолітне п'єзоелектричне дзеркало, дифракційний відгалужувач, приймач випромінювання і аналоговий або гібридний блок керування.

Потенційним користувачем адаптивної техніки є медицина. В наш час значне число хірургічних операцій здійснюється з використанням оптичного ножа, який має ряд переваг порівняно з іншими видами хірургічних інструментів (стерильність, слабка кровотеча і т. д.).

Однією з найпростіших ідейно простих установок адаптивної оптики є адаптивний інтерферометр. Відомо, що інтерферометри в наш час широко використовуються при реєстрації акустичних коливань, прецизійних вимірюваннях довжини (з точністю до мікромметра), дослідженнях поверхонь. Розглянемо схему інтерферометра Майкельсона (рис. 9.1). Розглянемо два приклади. Нехай інтерферометр повинен реєструвати акустичні коливання з частотою в декілька кілогерц. Різниця оптичних шляхів між двома променями на фотоприймачі така, що промені інтерферують у фазі, тобто на діафрагмі приймача спостерігається світла смуга. В реальних умовах теплове розширення елементів, коливання повітря і випадкові коливання установки з характерними частотами 100 ... 500 Гц вносять збурення в різницю оптичних шляхів. Тоді повинна вступити в дію адаптивна система, яка шляхом переміщення одного з дзеркал постійно відслідковує і компенсує ці збурення. За рахунок різниці в частотах паразитного і корисного сигналів адаптивна система не діє на інтерферометр при наявності корисних сигналів.

Другим прикладом може служити точне вимірювання довжини при переміщенні супорта фрезерного станка. В цьому випадку, розмістивши дзеркало інтерферометра на супорті, можна точно реєструвати його положення під час руху. Адаптивна система усуває вплив вібрацій станка на інтерферометр, при цьому відома швидкість руху супорта дозволяє здійснити частотне розділення корисного і паразитного сигналів.

Адаптивний інтерферометр діє як одноканальна система апертурного зондування. Дзеркало в одному з плечей інтерферометра розміщено на п'єзоприводі, що має коректувальну і модульовальну частини.

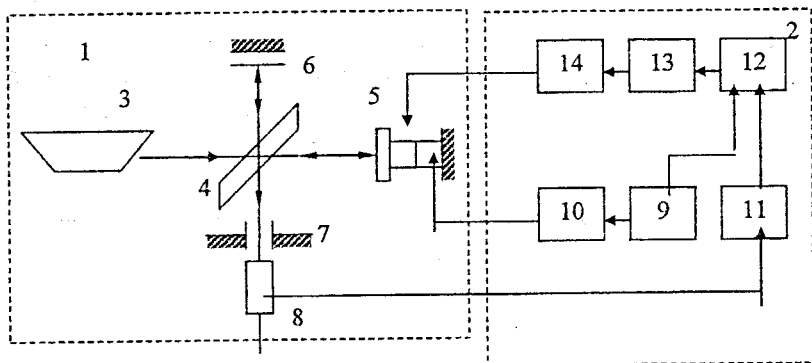


Рисунок 9.1 – Структурна схема адаптивного інтерферометра [4]:
 1 – інтерферометр; 2 – слідкувальна система зворотного зв'язку; 3 – генератор випромінювання; 4 – світлоподільвальна пластина; 5 – рухоме дзеркало з п'єзоприводом; 6 – досліджуваний об'єкт; 7 – екран з отвором; 8 – фотоприймач; 9 – генератор модуляції; 10 – підсилювач; 11 – селективний підсилювач; 12 – синхронний детектор; 13 – інтегратор; 14 – високовольний підсилювач

Модуляція утворюється гармонічним сигналом з частотою 4,5 кГц. Амплітуда коливань дзеркала $0,04\lambda$. Промодульований оптичний сигнал перетворюється в електричний і через селективний підсилювач спрямовується на синхронний детектор. В синхронному детекторі виділяється сигнал, який через інтегратор і високовольний підсилювач прямує на коректувальну частину привода. Інтегратор служить для реалізації алгоритму найшвидшого спуску, а підсилювач – для досягнення необхідної амплітуди переміщення дзеркала. Налаштування здійснюється до тих пір, поки не буде досягнутий екстремум сигналу.

Дана система дозволяє стійко компенсувати низькочастотні (до 50 кГц) зміни довжин плечей інтерферометра з амплітудою більше 1,3 мкм і високочастотні (≥ 600 Гц) з амплітудою біля 0,13 мкм.

Більш складні інтерферометри потребують встановлення в одному з плечей адаптивного дзеркала з багатьма ступенями свободи, наприклад, при спекл-інтерферометрії, шорстких поверхонь з метою підвищення відношення сигнал-шум на фотоприймачі. Кожна з плям виникаючої спекл-структури, яка інтерферує з опорним адаптованим пучком, має

характерний розмір, що дорівнює радіусу кореляції розсіяного світлового поля. Якщо область локальної деформації адаптивного дзеркала, встановленого в плечі опорного пучка інтерферометра, порівнянна з розміром плями, то виграш у відношенні сигнал-шум складає приблизно \sqrt{N} раз, де N – число ступенів свободи адаптивного дзеркала.

Аналогічним чином можуть бути вирішені задачі компенсації спотворень в гетеродинному інтерферометрі з більшою базою, коли суттєвий вклад в процес вимірювання вносить турбулентна атмосфера [4, 75].

9.4 Лазерна приймально-передавальна система для супутникового вимірювання поглинання атмосферних шляхів

Було проведено експеримент із вимірювання поглинання атмосферних трас з використанням ретрорефлектора у космосі (RIS) на новітньому супутнику для вивчення поверхні Землі (ADEOS – *Advanced Earth Observing Satellite*), який був успішно запущений в серпні 1996 року національним агентством космічного розвитку Японії (NASDA – *National Space Development Agency*). RIS являє собою одноелементний увігнутий кутовий віддзеркалювач діаметром 0,5 м з унікальною конструкцією, до складу якого входить крива поверхня для корегування аберацій швидкості, що спричиняються рухом супутника [1, 2, 4].

В експерименті з RIS лазерний промінь, випущений з наземної станції, віддзеркалюється супутниковим ретрорефлектором і приймається наземною станцією. Спектр поглинання атмосфери вимірюється з оптичного шляху, який проходить промінь у прямому та зворотному напрямку. Для вимірювання спектра було використано два одномодових подовжньо-імпульсних CO₂-лазери. Високороздільний спектр атмосферного поглинання вимірювався за допомогою доплерівського зсуву спектральних ліній зворотного променя, який був спричинений рухом супутника. Вертикальні профілі, а також хімічний вміст атмосферних шляхів отримуються з форми ліній вимірюного спектра. [3]. Основною метою цього експерименту є демонстрація та оцінювання методу вимірювання подовженого поглинання атмосферних шляхів за допомогою супутника, а також для вимірювання вертикальних профілів O₃ та CH₄, та вмісту CFC₁₂, HNO₃ у атмосфері і т. д. протягом трирічного космічного польоту супутника [4]. Метод лазерного вимірювання

поводженого поглинання атмосферних шляхів є потенційно більш чутливим, аніж пасивні спектроскопічні методи, і може відігравати унікальну роль у контролі атмосферних шляхів, особливо у тропосфері, де використання пасивних супутникових сенсорів не завжди є корисним.

9.5 Наземна система для RIS-експерименту. Основні елементи системи

Наземна система для RIS-експерименту складається з системи оптичного спостереження за супутником і лазерної приймально-передавальної системи для спектроскопічних вимірювань. Система була складена з апаратури для оптичного спостереження за супутником, встановленої в комунікаційній дослідницькій лабораторії (CLR-*Communications Research Laboratory*), розташованій в Токіо. Телескоп для спостереження має діаметр 1,5 м. Спостереження за ADEOS ведеться за допомогою техніки орбітальних розрахунків, проведених NASDA. Постійне та точне спостереження є необхідним під час спектральних вимірювань за допомогою RIS. Для задоволення цих вимог було розроблено активний метод, в якому використовується зображення від RIS, викликане випромінюванням другої гармоніки Nd:YAG лазера для корекції похибки програмованого спостереження. Супутник спостерігається під кутом 30° і простежується до максимального кута нахилу орбіти. Тривалість циклу спектрального вимірювання зазвичай складає 200 с.

Для спектроскопічних вимірювань застосовується метод, в якому використовується доплерівський зсув спектральних ліній зворотного променя, який був спричинений рухом супутника. Оскільки величина доплерівського зсуву залежить від положення супутника відносно наземної станції, можна виміряти спектр поглинання атмосфери, використовуючи зміну довжини хвилі зворотного променя. Також використовуються два одномодових поздовжньо-імпульсних TEA (transverse electric atmospheric) CO_2 -лазери. Один лазер вимірює поглинання досліджуваних молекул, другий вимірює опорні сигнали для корегування атмосферних ефектів і змін в віддзеркаленні RIS, що залежать від положення супутника.

На рис. 9.2 показана блок-схема лазерної приймально-передавальної системи. Три лазери, лазер Nd:YAG другої гармоніки для спостереження та два TEA CO_2 -лазери встановлені на оптичному столі 3×3 м [76].

9.6 Активне спостереження за RIS

Промінь від Nd:YAG лазера з довжиною хвилі 532 нм проходить по траєкторії Коуда (Coude) системи спостереження. Промінь розходить при проходженні за траєкторією Коуда для отримання більшого розходження променя (зазвичай 0,5 мрад) порівняно з променем для вимірювання спектра. Промінь інфрачервоного лазера для спектральних вимірювань центрується відносно до напрямку променя від Nd:YAG лазера з малим розходженням (~ 0,1 мрад). Оптика системи спостереження показана на рис. 9.3.

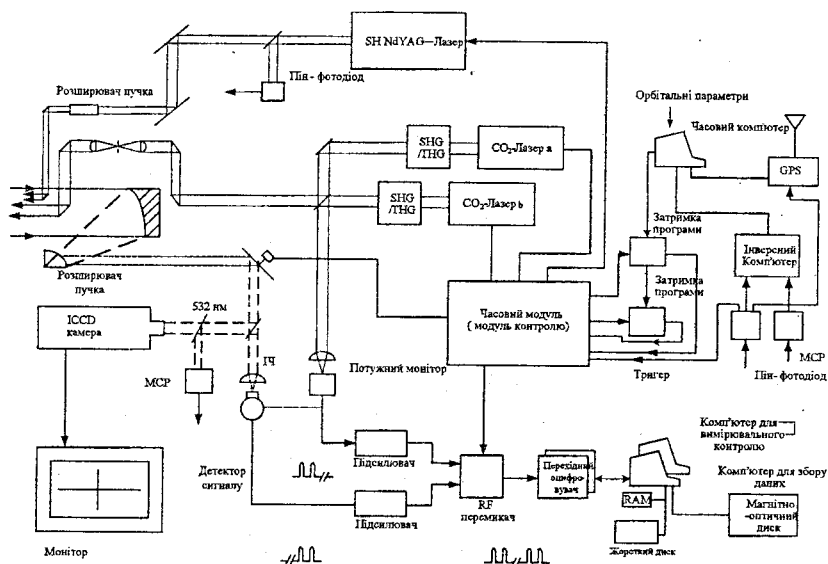


Рисунок 9.2 – Блок-схема лазерної приймально-передавальної системи

Зображення від RIS реєструється двома підсилюваними ПЗЗ камерами. Одна з камер встановлена на керульовому телескопі діаметром 20 см, який встановлений на основному телескопі. ПЗЗ камера має кут огляду приблизно рівний 12 мрад і використовується для грубого спостереження. Друга ПЗЗ камера розташована на оптичному столі у відсіку Коуда головного телескопа. Зворотне світло від RIS, зібране головним телескопом, спрямовується на камеру за допомогою дихроїчного дзеркала, яке відділяє світло з довжиною хвилі 532 нм від інфрачервоного світла для

спектральних вимірювань. Ця камера використовується для точного спостереження. Її кут огляду складає 0,2 мрад [6, 76].

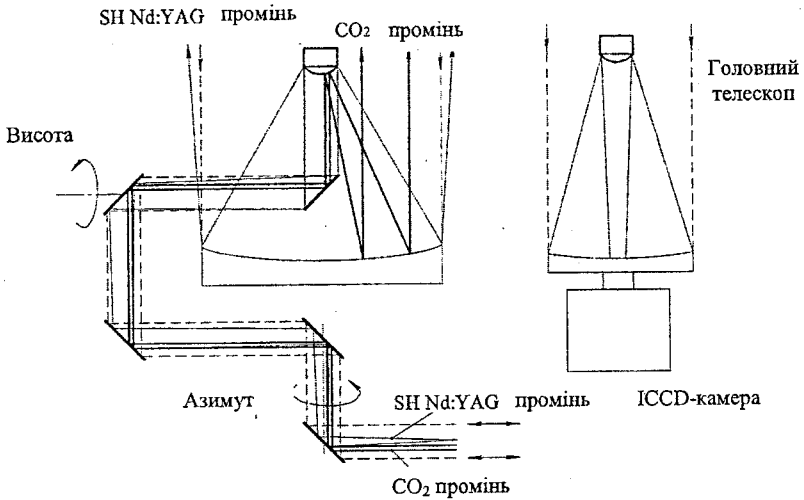


Рисунок 9.3 – Оптика системи спостереження

Для точного спостереження RIS лазерний промінь повинен бути спрямований попереду руху супутника. Величина цього ефекту, що називається аберцією швидкості, складає приблизно 0,05 мрад, залежно від кута підвищення супутника. Оскільки зображення, що проходить крізь траєкторію Коуда, повертається залежно від кута підвищення та азимутального кута, необхідно сформувати маркерний сигнал на екрані коудівської ПЗЗ камери, що вказує на позицію, в якій повинен знаходитись RIS при проходженні променя у правильному напрямку. Маркерний сигнал формується за допомогою синхронізувального комп'ютера, шляхом обчислення кутів телескопа, оснований на орбітальних розрахунках. Похибка спостереження корегується вручну, дивлячись на зображення коудівської ПЗЗ камери. Синхронізувальна комп'ютерна система також має лічильник часу для вимірювання відстані до супутника. Багатоканальна плата фотопомножувача (МСП) перед коудівською ПЗЗ камерою ловить зворотні сигнали для вимірювання відстані до супутника. Приймач глобальної позиційної системи (GPS) використовується для калібрування абсолютного часу. Результуючі дані вимірювання відстаней

до супутника використовуються для орбітальних обчислень супутника [75–76].

9.7 Спектроскопічні вимірювання за допомогою RIS

Промені від двох TEA CO₂-лазерів змішуються за допомогою світлоподільника і проходять крізь оптику Коуда. Світлоподільник використовується замість змішувального поляризатора, оскільки поляризація лазерного випромінювання обох лазерів повинна збігатись. Друга половина пучків спрямовується до детектора контролю потужності і вимірюється форма хвилі для кожного сформованого імпульсу.

Лазерні імпульси, віддзеркалені RIS, ловляться за допомогою того ж самого телескопа для спостереження і спрямовуються на сигнальний детектор. Детектор на HgCdTe для перетворення світлової або сонячної енергії в електроенергію, охолоджений до 77 К, використовується для реєстрації випромінювання на довжині хвилі 10 мкм. Він переключастся детекторами InSb, що мають відповідні холодні фільтри, також охолоджені до 77 К, що реєструють випромінювання на довжині хвилі 5 і 3,3 мкм.

Хвильові форми лазерних імпульсів, які випромінюються та приймаються, записуються за допомогою проміжних АЦП під час кожного лазерного імпульсу двох лазерів. Відбувається переключення між двома цифровими осцилоскопами із оперативною пам'яттю (LeCroy 9310L), що використовується в режимі розподілення обсягу пам'яті, для постійного запису чотирьох імпульсів з частотою 50 Гц. На основі орбітальних обчислень синхронізувальним комп'ютером формується сигнал тригера тривалістю від 8 до 13 мс для запису зворотних сигналів залежно від положення супутника. Частота дискретизації зазвичай складає 100 МГц. Для запису форми хвилі необхідно 512 слів. Записані форми хвилі передаються в комп'ютер, що відповідає за збирання даних (Mac IIvX), через інтерфейс GPIB записуються на жорсткий диск.

В табл. 9.1 показано досліджувані молекули та довжини хвиль для вимірювань за допомогою TEA CO₂-лазерів. Використовуються лінії ізотопів ¹²C¹⁶O₂ і ¹³C¹⁶O₂ та їх другі та треті гармоніки. Також, довжина хвилі випромінювання лазера переключастся через кілька лазерних ліній під час одиночного вимірювання, коли існують необхідні лінії для вимірювання спектра поглинання в більш широких діапазонах хвиль. З цією метою був розроблений високочастотний одномодовий поздовжньо-імпульсний TEA CO₂-лазер за допомогою методу вентиляно-часового

активного елемента. Послідовність лазерних ліній у вимірюванні і синхронізації для накопичення даних керується за допомогою комп'ютера, що здійснює контроль за вимірюваннями (Mac IIVX). Програмне забезпечення для комп'ютера, що здійснює контроль за вимірюваннями, і для комп'ютера, що накопичує дані, було розроблене за допомогою LabView (National Instruments) [75–76].

Таблиця 9.2 – Досліджувані молекули та довжини хвиль для вимірювань за допомогою TEA CO₂-лазерів

Молекула	Лазерна лінія	CO ₂ ізотоп	Хвильове число (см ⁻¹)
O ₃	P(18)	636	1002.4778
	P(20)	636	1000.6473
CO ₂	P(26)	626	938.6883
	R(36)	636	938.7776
HNO ₃	P(8)	636	907.0528
CFC ₁₂	R(6)	636	918.744
	R(8)	636	920.220
	R(10)	636	921.675
	R(12)	636	923.111
CO	R(28)	626	2166.96
	R(30)	626	2169.27
N ₂ O	R(38)	626	2178.002
CH ₄	(14)	626	2915.79
	R(16)	626	2919.87
Додаткові лінії			
	R(34)	636	937.5844
	R(8)	626	2140.925
	R(26)	626	2939.12

9.8 Високочастотні одномодові поздовжньо-імпульсні TEA CO₂ – лазері

На рис. 9.4 показано структуру цих лазерів. Внутрішньокамерний вентиляно-часовий активний елемент використовується для отримання поздовжнього одномодового режиму. Активний елемент працює як осцилятор протягом часу між двома лазерними імпульсами; вихід служить для стабілізації камери. Струм елемента підсилення зменшено нижче порогового рівня за декілька мікросекунд до моменту переключення TEA з

метою запобігання деградації піка переключення коефіцієнта підсилення вихідних лазерних імпульсів [5, 6]. Корпус TEA CO₂-лазера являє собою розширений варіант корпусу лазера PRF-150, Laser Science, Inc., що містить електроди довжиною 48 см, ультрафіолетові передіонізатори, вентилятори, теплообмінник.

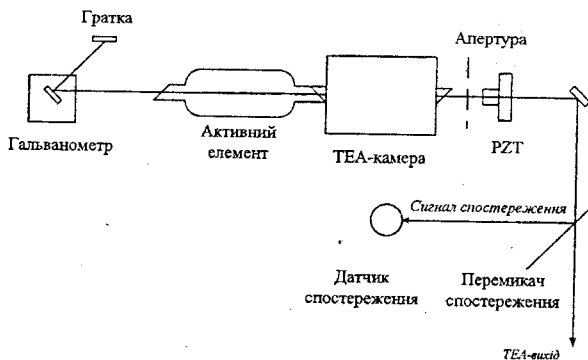


Рисунок 9.4 – Високочастотні одномодові поздовжньо-імпульсні TEA CO₂ – лазери

Активний елемент являє собою скляну лазерну трубку довжиною 95 см, що охолоджується водою. Активний елемент під'єднаний до ТЕА корпусу за допомогою одного ZnSe вікна Брюстера для зменшення втрат. Для поглинання вібрацій від корпусу ТЕА використовується гофрована мембрана. Газ для ТЕА-лазера протікає крізь корпус з швидкістю кількох мілілітрів за хвилину. Газовий рециркулятор (модель 30A, AECL) використаний для роботи з ¹³CO₂. Активний елемент під час роботи втрачає герметизацію.

Лінія випромінювання вибирається дзеркалом гальванометра (модель 6650 сканера з рухомою рамкою, що керується драйвером 1602X, Cambridge Technology, Massachusetts) і ґраткою зі щільністю 135 ліній/мм, покритою золотом. Гальванометр керується 18-бітовим цифровим сигналом від комп'ютера, що контролює вимірювання, для формування зразків переключення довжин хвиль, що необхідні для атмосферних вимірювань. Вихідний змішувач з коефіцієнтом віддзеркалювання 85% та 20-метровою кривизною поверхні встановлений на п'єзоелектричному перетворювачі (PZT) для стабілізації мерехтіння. Апертура встановлена

між корпусом ТЕА та PZT для недопущення підсилення моди вищого порядку. Довжина камери складає 2 м.

Для контролю довжини резонатора використовується стандартна техніка стабілізації мерехтіння. Імпульс мерехтіння від активного елемента лазера сприймається детектором спостереження. Напруга зсуву PZT контролюється вимірюванням амплітуди та фази сигналу спостереження. Перемикач спостереження на дзеркалі, що обертається, використано для повернення вихідного ТЕА імпульсу, а також для захисту детектора спостереження. Частота мерехтіння 6 кГц була обрана для задоволення вимоги функціонування високочастотного одномодового поздовжнього режиму (SLM).

Сигнал спостереження, достатній для закривання кола контролю резонатора, отримується від активного елемента, що працює над рівнем порогу для всіх переходів, використаних в експерименті. Параметричний аналіз показав, що оптимальний загальний тиск і струм складають 12 Торр та 10 мА, хоча вони дещо залежать від лінії випромінювання. Оптимальний коефіцієнт змішування газу в активному елементі склав для $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=2:1, 5:3$ для більшості ліній. Для переходів у дев'ятимікрометрової смугі для CO_2 [13], де коефіцієнт підсилення малий завдяки резонансу Фермі, оптимальні коефіцієнти змішування складають $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=2:3:3$.

Приклади вихідних імпульсів для лазерної системи показані на рис. 9.5. Крива на рис 9.5, а) відповідає існуванню SLM із вентиляльно-часовим активним елементом, крива на рис 9.5, б) відповідає існуванню багатомодового режиму без активного елемента, де спостерігається пульсація хвилі на частоті 76 МГц. На рис. 9.6 показано графік підстроювальної здатності лазера. Адреса гальванометра для кожної лінії випромінювання будується як функція довжини хвилі [7]. Лінія випромінювання може переключатися за допомогою комп'ютера. На рис. 9.7 зображено графік продуктивності системи стеження. Постійна напруга PZT та сигнал похибки у колі стабілізації мерехтіння показані як функції часу. В цьому прикладі лінія випромінювання змінювалася кожної секунди. Напруга на PZT швидко стежила за перемиканням. Досягнення режиму SLM відбувалося через 50 мс після перемикання лінії випромінювання [4, 76].

Кристали AgGaSe_2 використовувались в генераторах другої та третьої гармонік (SHG, THG). Типова ефективність перетворення енергії складала 10 % для SHG та 5% для THG.

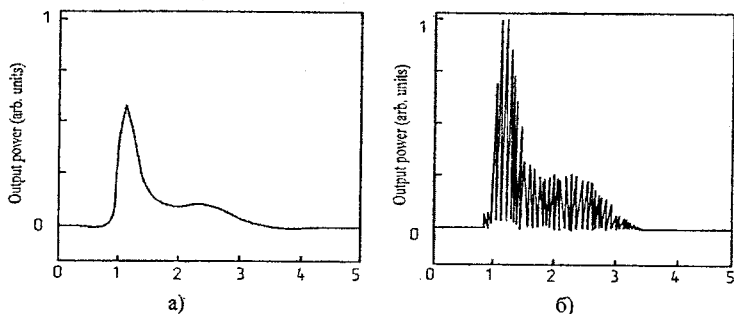


Рисунок 9.5 – Приклади вихідних імпульсів для лазерної системи

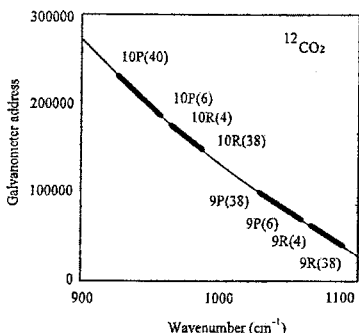


Рисунок 9.6 – Підстроювальна здатність лазера

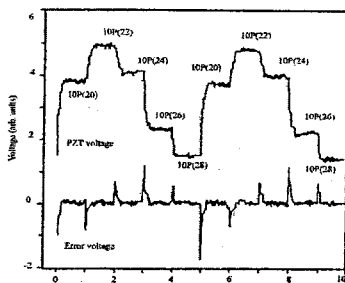


Рисунок 9.7 – Продуктивність системи спостереження

9.9 Початкові експерименти з використанням RIS

Ефективність відзеркалення RIS на довжині хвилі 532 нм обчислювалась з інтенсивності зображення. Абсолютна інтенсивність оцінена шляхом порівняння записаного зображення RIS із зображеннями зірок.

Таблиця 9.3 – Порівняльна характеристика для RIS

	Башта	RIS
Записана амплітуда сигналу	1.0	1.0
Підсилення детектора	1.0	100
Оптичний атеноатор	10^{-5}	1
Прозорість атмосфери	0.97	0.9
Розходження переданого пучка	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$9.0 \cdot 10^{-5}$
Ефективність ретрорефлектора	$2.2 \cdot 10^{-11}$	$3.3 \cdot 10^{-17}$ (обчислена) $4 \cdot 10^{-17}$ (теоретична [3])

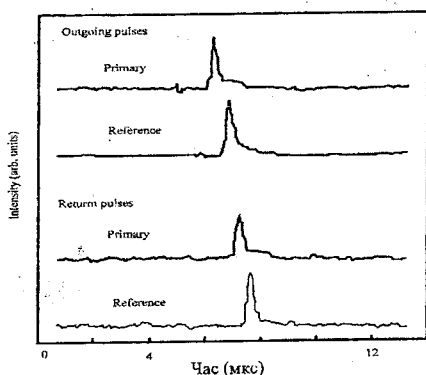


Рисунок 9.8 – Приклад вихідного та отриманого лазерних імпульсів для TEA CO₂

На рис. 9.8 показано приклад відправленого та отриманого лазерних імпульсів для TEA CO₂. Інтенсивність зворотних імпульсів від RIS порівнювалась із інтенсивністю від ретрорефлектора діаметром 3 см, встановленого на башті на відстані 4,2 км від лазерної приймально-передавальної системи. Параметри для RIS та ретрорефлектора на башті порівнюються в табл. 9.3. Ефективність ретрорефлектора визначається за формулою $\eta = \sigma / R^4 \theta_s^2$, де σ – апертура ретрорефлектора, R – відстань до нього, θ_s – розходження лазерного променя. Інтенсивність отриманого сигналу $P_r = a\eta (T^2 / \theta_i^2)$, де a – стала системи, T – прозорість атмосфери, θ_i – розходження вихідного пучка. Абсолютна інтенсивність, отримана масштабуванням оптичних та електричних параметрів добре узгоджувалась з теоретичною. Спектроскопічні вимірювання проводились за допомогою TEA CO₂-лазерів [6, 76].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Принципи передачі світлової енергії на далекі відстані.
2. Поясніть порядок роботи астронавігаційної системи.
3. Поясніть принцип роботи інтерферометра Майкельсона.
4. Призначення наземної системи для RIS-експерименту.
5. Поясніть блок-схему лазерної приймально-передавальної системи.
6. Принцип роботи поздовжньо-імпульсних TEA CO₂-лазерів.

10 ВИДИ ТЕЛЕСКОПІВ

Телескоп (telescope) – прилад, який збирає електромагнітне випромінювання об'єкта і направляє його у фокус, де утворюється збільшене зображення об'єкта або формується посилений сигнал.

Із розвитком астрономічної техніки з'явилася можливість вивчати об'єкти у всьому електромагнітному спектрі, для чого були розроблені спеціальні системи телескопів і додаткових детекторів, що дозволяють працювати в різних діапазонах хвиль. Термін "телескоп", що спочатку означав оптичний інструмент, одержав більш широке значення. Однак у телескопах, що працюють у видимому, радіо- і рентгенівському діапазонах, використовуються системи і методи, що сильно відрізняються між собою [2, 4, 43].

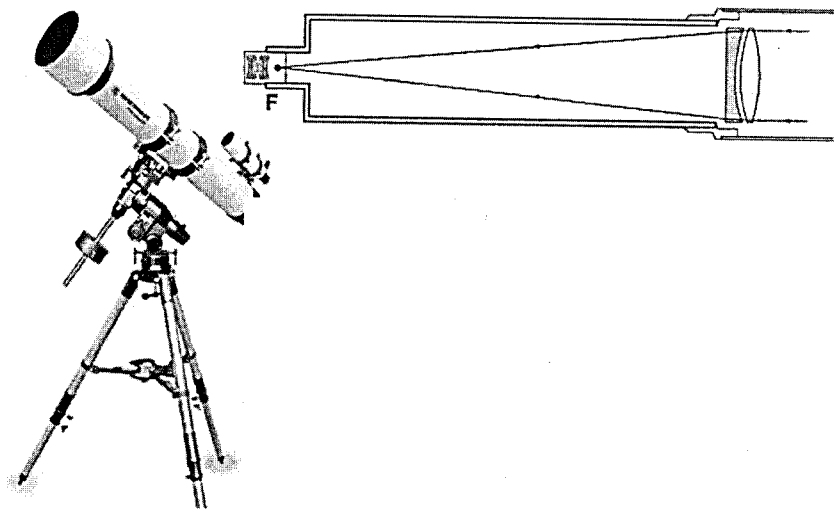


Рисунок 10.1 – Рефрактор

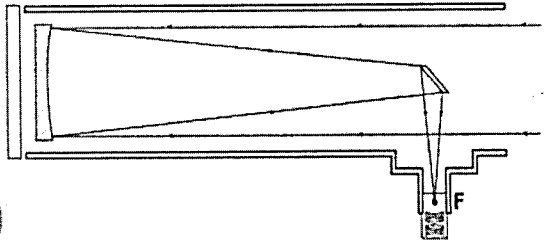
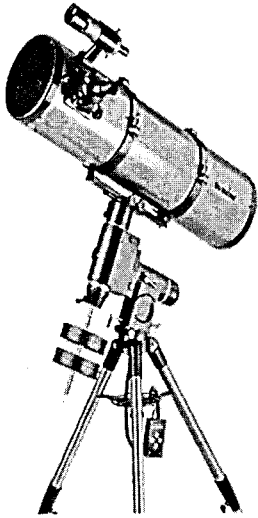


Рисунок 10.2 – Рефлектор

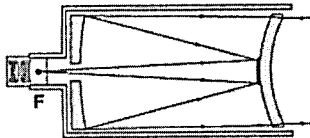
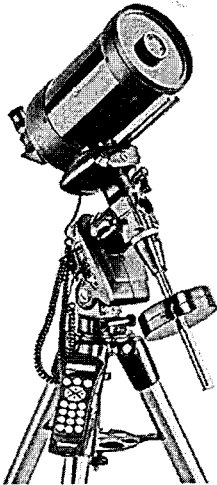


Рисунок 10.3 – Дзеркально-лінзові телескопи

Принцип роботи телескопа полягає не в збільшенні об'єктів, як думає багато хто, а в збиранні світла. Чим більший у нього розмір головного світлозбирального елемента – лінзи або дзеркала, тим більше світла він збирає. Важливо, що саме загальна кількість зібраного світла в кінцевому рахунку визначає рівень деталізації видимого – чи то віддалений ландшафт, чи кільця Сатурна. Хоча збільшення (або сила) для телескопа теж важливе, воно не має вирішального значення в досягненні рівня деталізації.

10.1 Типи телескопів

Всі телескопи поділяються на три оптичних класи. Заломлювальні телескопи, або *рефрактори (refractors)*, як головний світлозбиральний елемент використовують велику лінзу-об'єктив. Рефрактори всіх моделей і апертура містять ахроматичні (двоелементні) об'єктивні лінзи – таким чином скорочується чи практично усувається помилковий колір (хроматична аберация), який впливає на одержуваний образ, коли світло проходить через лінзу (див. рис. 10.1).

У *відбивальних телескопах, або рефлекторах (reflectors)*, для збирання світла та формування зображення використовується ввігнуте головне дзеркало. В рефлекторах ньютонівського типу маленьке плоске вторинне дзеркало відображає світло на стінку головної труби (див. рис. 10.2).

Дзеркально-лінзові (катадіоптричні) телескопи (mirror-lens telescopes) використовують як лінзи, так і дзеркала, за рахунок чого їх оптичний пристрій дозволяє досягти чудової якості зображення з високою роздільною здатністю, при тому, що вся конструкція складається з дуже коротких портативних оптичних труб (див. рис. 10.3)

Окуляр (eyepiece). Якщо основна оптика телескопа (лінза об'єктива, головне дзеркало або комбінація лінз і дзеркал) служить для формування зображення у фокусі телескопа, то призначення окуляра (який складається з двох чи більше маленьких лінз, що закріплені в металевому циліндрі) полягає в збільшенні цього зображення. Окуляри бувають різних оптичних конфігурацій, діаметрів циліндрів і фокусних відстаней.

Окуляри розрізняються за фокусною відстанню, яке може знаходитися в межах від 4 мм (сильні окуляри) до 40 мм (слабкі окуляри). Зверніть увагу, що оптичний тип окуляра не впливає на силу телескопа, але впливає

на такі характеристики, як діаметр видимого через телескоп поля, кольору зображення, а також його чіткість.

Лінза Барлоу (*lens of Barlow*). Вона знаходиться перед окулярами й збільшує загальну фокусну відстань телескопа. Наприклад, дворазова лінза Барлоу (2x) подвоює ефективну фокусну відстань телескопа і відповідно силу будь-якого окуляра, що використовується з нею.

Діагональні дзеркала (*diagonal mirrors*). Якщо спостережуваний об'єкт знаходиться практично над головою дослідника, то діагональне дзеркало (в деяких випадках діагональна призма) заломлювального або дзеркально-лінзового телескопа дозволяє зайняти зручне для спостережень положення. Воно відхиляє світло під прямим кутом до головної труби приладу. Саме тому всі рефрактори та дзеркально-лінзові телескопи включають діагональні дзеркало або призму.

Увага! Ніколи не дивіться через телескопи на Сонце. Така спроба, навіть якщо вона буде тривати коротку мить, призведе до негайного і незворотнього пошкодження очей, а також завдасть фізичну шкоду самому телескопу.

Видошукачі (*view-finders*). Більшість телескопів має досить невелике поле зору. Знайти та відцентрувати об'єкт у такому полі – дуже непросто завдання, якщо не застосувати видошукач. Видошукач – це невеликий, слабкий, широкообзорний телескоп, зазвичай має внутрішній приціл для полегшення позиціонування об'єктів. Коли видошукач і основний телескоп спрямовані паралельно один одному, то об'єкти спочатку визначаються у видошукачі, а потім у полі основного телескопа.

Випрямні призми (*straightening prisms*). Астрономічні телескопи отримують зображення перевернутим і зі зміненими правою та лівою сторонами. Це не має особливого значення для дослідження астрономічних світил, але для спостереження земних об'єктів правильне їхнє положення було б досить бажаним. Випрямні лінзи телескопів дозволяють скоректувати орієнтацію об'єктів і спостерігати їх під зручним кутом в 45°.

Опори телескопів (*support of telescopes*). Коли об'єкт, земний або небесний, визначений і відцентрований в полі зору телескопа, його опора дозволяє спостерігачеві "йти слідом" за об'єктом при його русі по поверхні або в небі. Буває кілька типів опор телескопів.

Висотно-азимутальні опори (*high-risely-azimuthal support*). Це найпростіший тип установки телескопа, при якому прилад може повертатися вгору-вниз (у вертикальному або "висотному" напрямку) і

вліво-вправо (в горизонтальному або "азимутальному" напрямку). Висотно-азимутальні опори, таким чином, дозволяють спостерігачеві стежити за об'єктами за допомогою простих рухів телескопа у вертикальному і горизонтальному напрямку. Ці операції здійснюються шляхом регулювання повільного руху за допомогою гнучких кабелів. Висотно-азимутальні опори, завдяки своїй простоті і відносно невисокій ціні широко застосовуються в телескопах як для наземного, так і для небесного спостереження.

Екваторіальні опори (*equatorial supports*). Хоча небесні світила, як правило, "зафіксовані" на своїх позиціях у небі (або на небесній сфері – уявній сферичній поверхні, на якій знаходяться всі астрономічні об'єкти), насправді, оскільки Земля обертається під небосхилом кожні 24 години, вони рухаються по небу по дузі. З астрономічної точки зору, таким чином, завданням опори телескопа є компенсація обертання Землі з тим, щоб спостерігач міг стежити за Місяцем, планетами і зірками. Ця задача значно спрощується за допомогою екваторіальної опори – цей тип установки характерний для більшості великих або найбільш складних телескопів. Вирівнюючи одну вісь такої опори по осі обертання Землі (простий процес, що полягає в напрямленні однієї з осей телескопа на Полярну Зірку), спостерігач може відслідковувати астрономічні об'єкти, повертаючи лише один контрольний кабель у таких випадках потребують двох одночасних рухів (висотно-азимутальні опори). Якщо екваторіальна опора оздоблена невеликим мотором, то це відстеження може виконуватися автоматично. Ці мотори можна придбати для більшості телескопів, виконаних на екваторіальних опорах.

Опори з комп'ютерним керуванням. У 1992 р. було оголошено про розробку революційної концепції телескопних опор, які незабаром вийшли в лідери світових продажів на ринку телескопів для серйозних астрономів-любителів. Система комп'ютерного контролю дозволяє монтувати телескоп на висотно-азимутальну опору, а керовані внутрішнім мікропроцесором мотори, встановлені на обох осях, слідує за астрономічними об'єктами з приголомшливою точністю. Крім того, за допомогою ручної клавіатури можна ввести каталожний номер або координати об'єкта, натиснути GO TO і спостерігати, як телескоп автоматично наводиться на цей об'єкт, поміщений в центр його поля спостереження.

Роздільна здатність, роздільна сила і зображення дифракції. Ці три терміни складають основу наукового лексикону, що відноситься до оптики та телескопів, і їх розуміє навіть новачок. *Роздільна здатність (resolution)* визначає, як багато деталей можна побачити через даний телескоп.

Кажуть, що телескопи мають високу роздільну здатність, якщо вони зроблені згідно з оптичними стандартами, які забезпечують рівень видимих деталей, порівняно з апертурою і оптичним дизайном інструменту.

Зірки (на противагу Місяцю, планетам або, наприклад, наземним предметам) відносяться до найбільш важких об'єктів з точки зору спостереження у телескоп і чіткості фокусування, оскільки вони є точковими джерелами світла: зірка уявляється як світлова енергія, стисла в нескінченно малий об'єм (точку). Однак телескоп формує зображення зоряних точкових джерел світла як диски кінцевого розміру, що мають реальні діаметри. Таким чином, спостерігач бачить не точковий образ, а маленький так званий повітряний диск зі слабкими світловими кільцями навколо нього. Про значення концепції дифракційного образу можна судити з того, що вона дозволяє користувачеві оцінити якість оптичної системи телескопа. Однією з цих оцінок є здатність телескопа чітко розділяти дві зіркові точки (тобто два повітряних диска), що знаходяться дуже близько один від одного. Чим більшою є апертура телескопа, тим вища його здатність подати дві суміжні зірки не як одне частково перекрите зображення, а як два окремих і дуже чітких. Ця здатність називається *роздільною силою (resolving force)*. Якщо оптична якість телескопа дозволяє розділяти зіркові точки з теоретичною границею можливостей його апертури, то такий телескоп називають дифракційно-обмеженим [2, 6, 43].

10.2 Об'єкти спостереження за допомогою телескопів

Число об'єктів, які ви зможете спостерігати у свій телескоп, залежить в першу чергу від його апертури (діаметра об'єктива). Чим більший діаметр об'єктива телескопа, тим більше подробиць ви зможете побачити на Місяці і планетах, тим більш тьмяні й далекі зірки, туманності і галактики стануть вам доступні. Чималу роль відіграє також оптична якість телескопа, досвід спостерігача та місце спостереження. Чим далі від міського засвічення ви проводите свої спостереження, тим більше об'єктів буде доступно вашому телескопу. Слід також попередити про те, що ви не

побачите кольору туманностей і галактик. На відміну від книг і журналів, в яких можна бачити красиві кольорові фотографії туманностей і галактик, при спостереженні в телескоп вони видніються лише сірими плямами. Справа в тому, що око людини на відміну від фотоплівки, здатної накопичувати світло протягом тривалого часу, нечутливе до кольорів у темряві.

Перелічимо деякі астрономічні об'єкти, які можна спостерігати в телескоп:

Місяць – приготуйтеся до вражаючого видовища! Навіть у найскромніший телескоп ви побачите численні кратери, ущелини, гірські хребти й темні моря. Кращий час для спостереження Місяця – це його окремі фази. У окремих фазах на поверхні Місяця видно тіні, які дають можливість розглянути більше деталей, особливо на межі світлої та темної областей, що називається термінатором. Проте, під час повного місяця добре розглядати світлі променеві структури, що розходяться від деяких кратерів. Також під час повного місяця іноді можна спостерігати місячне затемнення.

Сонце – для безпечного спостереження Сонця необхідно використовувати апертурний сонячний фільтр. На Сонці ви побачите плями, які щоденно змінюють свою форму, зовнішній вигляд та місце розташування, світлі факельні поля, а при хороших погодних умовах – грануляції та пори. Якщо вам пощастить, то ви зможете спостерігати таке рідкісне явище як повне сонячне затемнення.

Планети – спостереження планет дуже цікаві, і вони можуть надовго привернути вашу увагу. На Юпітері ви побачите темні і світлі смуги й зони, а також знаменитий гігантський вихор – Велику Червону Пляму. Через швидке обертання планети її вигляд постійно змінюється. Крім цього ви зможете спостерігати танці чотирьох галілеєвих супутників Юпітера: їх затемнення та проходження перед диском планети-гіганта, проходження тіней від супутників по диску Юпітера, а іноді – перекриття супутників один одним. У Сатурна ви побачите чудове кільце, розділене щільною Касіною, а також кілька супутників на чолі з Титаном. Спостерігаючи Венеру та Меркурій, ви побачите їх фази, схожі на місячні. На Марсі під час протистояння ви побачите Полярну шапку і темні області, які можуть зникати під час пилових бур. Великі телескопи покажуть вам Уран і Нептун у вигляді маленьких дисків, і навіть Плутон у вигляді слабенької зірочки.

Зоряні скупчення (*star congestions*) – поділяються на два основних види. По-перше, це розсіяні зоряні скупчення – дрібні і великі групи зірок невизначеної форми, як правило, без помітної концентрації до центру. По-друге, це кульові зоряні скупчення – щільні зіркові "кулі", що налічують мільйони світил.

Туманності (*fogs*) – ці об'єкти також поділяються на два великих типи: планетарні туманності, які спостерігаються у вигляді маленьких округлих хмарин, що залишаються після смерті зірки, і дифузні туманності, які не мають певної форми і складаються з пилу і газу.

Галактики (*galaxys*) – це гігантські віддалені "острови Всесвіту", кожен з яких складається з мільярдів зірок. Галактики мають різні розміри і форми. Вони бувають трьох основних типів: еліптичні, спіральні і неправильні.

Комети (*comets*) – видно як туманні плями, іноді зі світлим хвостом (а часом і відразу декількома хвостами), спрямованим від Сонця.

Подвійні (кратні) зірки (*double stars*) – пари або групи зірок, обертаються навколо загального центра мас (фізичні подвійні) або випадково проєктуються на одну і ту ж область неба (оптичні подвійні). Деякі з подвійних зірок мають приголомшливі контрастні кольори.

Крім астрономічних спостережень більшість телескопів можна використовувати і для спостереження наземних об'єктів. Оскільки астрономічні телескопи дають перевернуте або дзеркальне зображення, для проведення наземних спостережень необхідно використовувати спеціальні обертальні призми, які дозволяють виправити зображення (зробити його прямим і недзеркальним).

10.3 Великі оптичні телескопи [41]

Основний обсяг знань про Всесвіт людство почерпнуло, використовуючи оптичні інструменти – телескопи. Уже перший телескоп, винайдений Галілеєм в 1610 році, дозволив зробити великі астрономічні відкриття. Наступні століття астрономічна техніка безперервно удосконалювалася, і сучасний рівень оптичної астрономії визначається даними, отриманими за допомогою інструментів, що в сотні разів перевищують за розмірами перші телескопи [41].

Тенденція створення все більш великих інструментів особливо чітко проявилася в останні десятиріччя. Телескопи з дзеркалом діаметром 8-10 м стають звичайними в практиці спостережень. Проекти тридцятиметрових і

навіть стометрових телескопів оцінюються як цілком здійсненні вже через 10-20 років.

Необхідність побудови таких телескопів визначають задачі, що потребують граничної чутливості інструментів для реєстрації випромінювання від найслабкіших космічних об'єктів. До таких задач відносяться:

- походження Всесвіту;
- механізми утворення й еволюції зірок, галактик і планетних систем;
- фізичні властивості матерії в екстремальних астрофізичних умовах;
- астрофізичні аспекти зародження та існування життя у Всесвіті.

Щоб отримати максимум інформації про астрономічні об'єкти, сучасний телескоп повинен мати велику поверхню збиральної оптики і високу ефективність приймачів випромінювання. Крім того, завади при спостереженнях повинні бути мінімальними.

В даний час ефективність приймачів в оптичному діапазоні, яка розуміється як частка реєстрованих квантів від загального числа, які припадають на чутливу поверхню, наближається до теоретичної межі (100%), і подальші шляхи вдосконалення пов'язані зі збільшенням формату приймачів, прискоренням обробки сигналу і т. д.

Завади при спостереженнях – досить серйозна проблема. Крім завад природного характеру (наприклад, хмарність, пилові утворення в атмосфері) загрозу існуванню оптичної астрономії як спостережної науки становить наростаюча засвіченість від населених пунктів, промислових центрів, комунікацій, техногенного забруднення атмосфери. Сучасні обсерваторії будують, зазвичай, у місцях із сприятливим астрокліматом. Таких місць на земній кулі дуже мало, не більше десятка.

Єдиним перспективним напрямком розвитку високоефективної астрономічної техніки залишається збільшення розмірів збиральних поверхонь інструментів.

В останнє десятиріччя в світі реалізовані або перебувають у процесі розробки і створення більше десятка проектів великих телескопів. Вартість інструменту визначається в першу чергу розміром оптики. Сторіччя практичного досвіду в телескопобудуванні привели до простого способу порівняльної оцінки вартості телескопа S з дзеркалом діаметром D (всі інструменти з діаметром головного дзеркала більше 1 м – рефлектори).

Таблиця 10.1 – Порівняльна характеристика телескопів [41]

Телескоп	Діаметр дзеркала, м	Параметри головного дзеркала	Місце установлення телескопа	Учасники проекту	Вартість проекту, млн. \$ USD	Перше світло
KECK I KECK II	10 10	параболічне багатосегментне активне	Мауна Кеа, Гаваї, США	США	94 78	1994 1996
VLT (чотири телескопи)	4×8.2	тонке активне	Paranal, Чилі	ESO, кооперація дев'яти країн Європи	200	1998
GEMINI North GEMINI South	8 8	тонке активне	Мауна Кеа, Гаваї, США Серро Pachon, Чилі	США (25%), Англія (25%), Канада (15%), Чилі (5%), Аргентина (2,5%), Бразилія (2,5%)	176	1998 2000
SUBARU	8.2	тонке активне	Мауна Кеа, Гаваї, США	Японія	100	1998
LBT (біноккулярний)	2×8.4	стільникове товсте	Mt. Graham, Арізона, США	США, Італія	75	2001
NET (Hobby & Eberly)	11 (реально 9.5)	сферичне багатосегментне	Mt. Fowlkes, Техас, США	США, Німеччина	13.5	1998
MMT	6.5	стільникове товсте	Mt. Hopkins, Арізона, США	США		1998
MAGELLAN два телескопи	2×6.5	стільникове товсте	Las Campanas, Чилі	США		1999
БТА САН ПАН	6.0	товсте	Гора Пастухова, Карачасво-Черкесія	Росія		1976
GTC	10	аналог KECK II	La Palma, Канарські острови, Іспанія	Іспанія 51%	112	2002
SALT	11	аналог NET (Hobby-Eberly Telescope)	Sutherland, Південна Африка	Південно-Африканська Республіка	10	2005
ELT	35 (реально 28)	аналог NET		США	150-200 аванпроект	2012
OWL	100	Сферичне багатосегментне		Німеччина, Швеція, Данія та ін.	Близько 1000 аванпроект	планується 2020

Аналізуючи таблицю, можна помітити, що це класичне співвідношення для найбільших інструментів порушується. Такі телескопи дешевші, і для них S пропорційно D а, де a не перевищує 2.

Найсуттєвіше зниження вартості і дає можливість розглядати проекти надгігантських телескопів з діаметром дзеркала в десятки і навіть сотні метрів не як фантазії, а як цілком реальні в недалекому майбутньому проекти. Ми розповімо про декілька найбільш економічних проектів. Один з них, SALT, введено в дію в 2005 р., будівництво гігантських телескопів 30-метрового класу ELT та 100-метрового – OWL, ще не розпочато, але, можливо, вони з'являться через 10 – 20 років.

10.3.1 Великий Південно-Африканський Телескоп SALT

У 1970-х рр. головні обсерваторії ПАР були об'єднані у Південно-Африканську астрономічну обсерваторію. Штаб-квартира знаходиться в м. Кейптауні. Основні інструменти – чотири телескопи (діаметрами 1,9 м, 1,0 м, 0,75 м і 0,5 м) – розташовані в 370 км від міста в глибині країни, на пагорбі, що височить на сухому плато Кару (Karoo) [41].

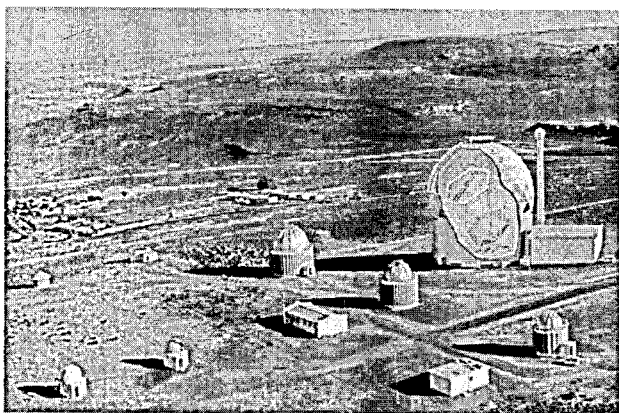


Рисунок 10.4 – Південно-Африканська астрономічна обсерваторія. Башта Великого Південно-Африканського телескопа показана в розрізі. Перед нею видно три основних діючих телескопи діаметрами 1,9 м, 1,0 м і 0,75 м)

У 1948 р. в ПАР побудували телескоп з діаметром 1,9 м, який тоді був найбільшим у Південній півкулі. У 90-х рр. минулого століття наукові кола і уряд ПАР вирішили, що південно-африканська астрономія не може залишатися конкурентоспроможною в XXI столітті без сучасного великого телескопа. Спочатку розглядався проект чотириметрового телескопа,

подібного ESO NTT (*New Technology Telescope* – Телескоп Нової Технології) або більш сучасному, WIYN – на обсерваторії Кітті-Пік. Однак, в кінці кінців обрано концепцію великого телескопа – аналога встановленого на обсерваторії Мак-Дональд (США) телескопа Хоббі-Еберль (*Hobby-Eberly Telescope* – HET). Проект отримав назву – Великий Південно-Африканський Телескоп, в оригіналі – *Southern African Large Telescope* (SALT) [41].

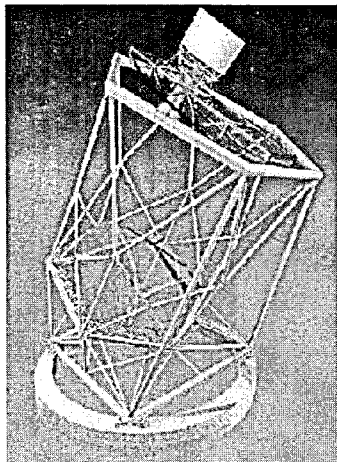


Рисунок 10.5 – Великий Південно-Африканський Телескоп (Southern African Large Telescope – SALT). Видно сегментоване головне дзеркало, конструкції системи спостереження та інструментальний відсік

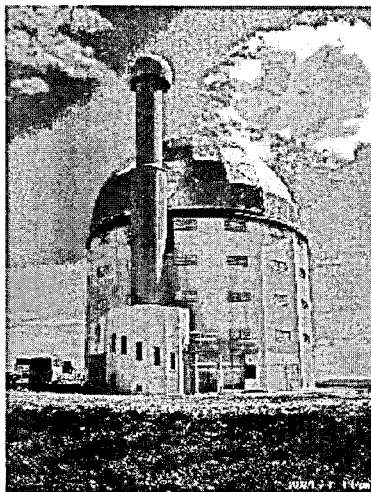
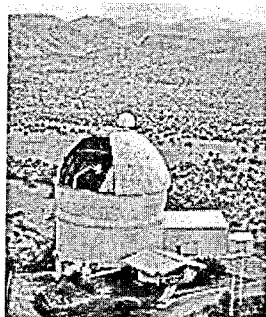


Рисунок 10.6 – Башта телескопа (SALT). На передньому плані видно спеціальну юстувальну вежу для забезпечення узгодження сегментів головного дзеркала

Вартість проекту для телескопа такого класу є досить прийнятною – близько 20 млн. доларів США. Причому вартість самого телескопа становить лише половину цієї суми, решта – витрати на башту і інфраструктуру. Ще в 10 млн. доларів, за оцінками фахівців, обійдеться обслуговування інструменту в протязі 10 років. Така відносно невисока вартість обумовлена і спрощеною конструкцією, і тим, що він створюється як аналог вже розробленого.



The HET at Mount Fowlkes

Рисунок 10.7 –
Телескоп (HET) Мак-
Дональдської
обсерваторії на горі
Фолкс (Техас, США).
За його аналогом
створено SALT

SALT (відповідно і HET) радикально відрізняються від попередніх проєктів великих оптичних (інфрачервоних) телескопів. Оптична вісь SALT встановлена під фіксованим кутом 35° до зенітного напрямку, причому телескоп здатен повертатися по азимуту на повне коло. Протягом сеансу спостережень інструмент залишається стаціонарним, а стежить система, розташована в його верхній частині, забезпечує супровід об'єкта на ділянці 12° по колу висот. Таким чином, телескоп дозволяє спостерігати об'єкти в кільці шириною 12° в області неба, на відстані від зеніту на $29 - 41^\circ$. Кут між віссю телескопа та зенітним напрямком можна змінювати (не частіше ніж раз на кілька років), вивчаючи різні області неба.

Діаметр головного дзеркала – 11 м. Однак його максимальна область, яка використовується для побудови зображень або спектроскопії, відповідає 9,2-метровому дзеркалу. Воно складається з 91 шестикутного сегмента, кожен діаметром 1 м. Всі сегменти мають сферичну поверхню, що різко здешевлює їх виробництво. До речі, заготовки сегментів зроблені на Литкарінському заводі оптичного скла, первинну обробку виконували там же, остаточне полірування проводить фірма Кодак. Коректор Грегорі, що усуває сферичну аберацію, ефективний в області 4° . Світло може по оптичному волокну передаватися до спектрографів різних роздільних здатностей у термостатних приміщеннях. Можливо також встановити легкий інструмент в прямому фокусі.

Телескоп Хобі-Еберлі, а значить і SALT, розроблені як спектроскопічні інструменти для довжин хвиль в інтервалі $0,35 - 2,0$ мкм. SALT найбільш конкурентоспроможний з наукової точки зору при спостереженні астрономічних об'єктів, рівномірно розподілених по небу або які розташовуються в групах розміром кілька кутових хвилин. Оскільки робота телескопа здійснюється в пакетному режимі (queue-scheduled), ефективними вважаються дослідження, що проводяться не менше, ніж добу. Спектр задач для такого телескопа дуже широкий: дослідження

хімічного складу і еволюції Чумацького Шляху та прилеглих галактик, вивчення об'єктів з великим червоним зміщенням, еволюції газу в галактиках, кінематики газу, зірок і планетарних туманностей у віддалених галактиках, пошук і вивчення оптичних об'єктів, що ототожнюються з рентгенівськими джерелами. Телескоп SALT розташований на вершині, де вже розміщені телескопи Південно-Африканської Обсерваторії, приблизно в 18 км на схід від селища Сазерленд (Sutherland) на висоті 1758 м. Його координати – 20°49' східної довготи і 32°23' південної широти. Дорога автомобілем з Кейптауна займає приблизно 4 години. Сазерленд розташований далеко від всіх головних міст, тому тут дуже ясне і темне небо. Статистичні дослідження результатів попередніх спостережень, які проводилися більше 10 років, показують, що частка фотометричних ночей перевищує 50%, а спектроскопічні становлять в середньому 75%. Оскільки цей великий телескоп насамперед оптимізовано для спектроскопії, 75% – цілком прийнятний показник [41].

Середня атмосферна якість зображення, виміряна диференційним монітором руху зображення (DIMM), склала 0,9". Ця система, розміщується трохи вище 1 м над рівнем ґрунту. Відзначимо, що оптична якість зображення SALT – 0,6". Цього достатньо для робіт із спектроскопії.

Проекти Надзвичайно Великих телескопів ELT і GSMT

У США, Канаді та Швеції розробляється відразу кілька проектів телескопів класу – ELT, MAXAT, CELT та ін. Таких проектів не менше шести. Найбільш просунуті з них – американські проекти ELT і GSMT [41].

Проект ELT (*Extremely Large Telescope* – Надзвичайно Великий Телескоп) – більш масштабна копія телескопа HET (і SALT), буде мати діаметр вхідної зіниці 28 м при діаметрі дзеркала 35 м. Телескоп досягне проникаючої сили на порядок вище, ніж у сучасних телескопів 10-го класу. Загальна вартість проекту оцінюється приблизно в 100 млн. доларів США. Він розробляється в Техаському університеті (м. Остін), де вже накопичений досвід щодо створення телескопа HET, Пенсільванському університеті та обсерваторії Мак-Дональд. Це найбільш реальний проект для здійснення не пізніше середини наступного десятиліття.

Проект GSMT (*Giant Segmented Mirror Telescope* – Гігантський Сегментований Дзеркальний Телескоп) можна вважати якоюсь мірою об'єднуючим проекти MAXAT (*Maximum Aperture Telescope*) і CELT

(*California Extremely Large Telescope*). Конкурентний спосіб розробки і проектування таких дорогих інструментів є надзвичайно корисним і використовується у світовій практиці. Остаточне рішення щодо GSMT ще не прийняте.

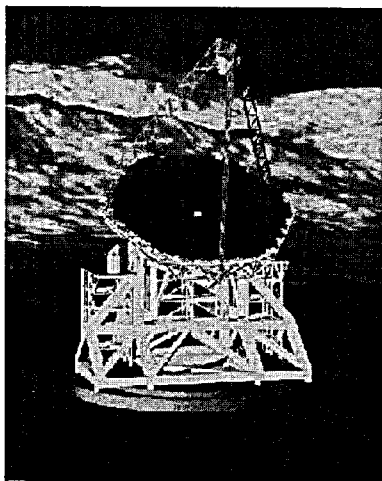


Рисунок 10.8 – Гігантський сегментований Дзеркальний Телескоп (GSMT).

Його полноповоротное головне дзеркало діаметром 35 м (фокальне відношення $f/1$) складається з 618 сегментів, кожен розміром приблизно 120 см і товщиною 5 см, їх максимальна асферичність 110 мкм (як у телескопа Кека). Діаметр адаптивного вторинного дзеркала 2 м (фокальне відношення $f/18.75$). Використана схема – класичний Кассегрен, а конструкція типу радіотелескопа забезпечує збереження форми дзеркала

Телескоп GSMT істотно є більш досконалим, ніж ELT, причому його вартість складе близько 700 млн. доларів США. Це набагато вище, ніж у ELT, що обумовлено введенням асферичного головного дзеркала і планованої повнообертальності.

Приголомшливо Великий Телескоп OWL

Амбітний проект початку XXI ст. – це, звичайно, проект OWL (*OverWhelmingly Large Telescope* – Приголомшливо Великий Телескоп). OWL проектується Європейською Південною обсерваторією як альт-азимутальний телескоп з сегментованим сферичним головним дзеркалом і плоскими вторинними. Для виправлення сферичної аберації вводиться 4-

елементний коректор діаметром біля 8 м. При створенні OWL використовуються вже напрацьовані в сучасних проектах технології: активна оптика (як на телескопах NTT, VLT, Subaru, Gemini), що дозволяє отримати зображення оптимальної якості; сегментація головного дзеркала (як на Keck, HET, GTC, SALT), конструкції низької вартості (як на HET і SALT) і розробляється багатоступенева адаптивна оптика [41, 44].

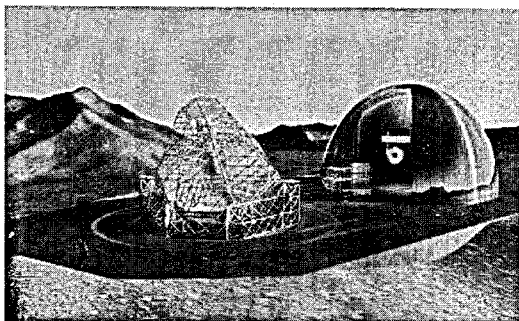


Рисунок 10.9 – Телескоп OWL. Основні характеристики (проект): діаметр вхідної зіниці – 100 м, площа збиральної поверхні понад 6000 кв. м, багатоступенева система адаптивної оптики, дифракційна якість зображення для видимої ділянки спектра – в полі 30", для ближнього інфрачервоного – в полі 2"; поле, обмежене якістю зображення, які допускаються атмосферою – 10"; відносний отвір $f/8$; робочий спектральний діапазон – 0,32-2 мкм. Орієнтована вага 12,5 тис. т.

Потрібно відзначити, що цей телескоп буде мати величезне робоче поле (сотні мільярдів пікселів).

Прийнята концепція поступового введення OWL в забудову. Пропонується почати використовувати телескоп ще за 3 роки до заповнення головного дзеркала. Планується заповнити 60 м апертури до 2012 р. Вартість проекту – близько 905 млн. євро.

Перспективи

Близько 30 років тому в СРСР побудовано і введено в експлуатацію шестиметровий телескоп ВТА (Великий Телескоп Азимутальний). Довгі роки він залишався найбільшим у світі і був гордістю вітчизняної науки. ВТА продемонстрував ряд оригінальних технічних рішень (наприклад, альт-азимутальну установку з комп'ютерним веденням), що стали згодом

світовим технічним еталоном. ВТА, як і раніше, є потужним інструментом (особливо для спектроскопічних досліджень), але на початку XXI ст. він вже виявився лише в другому десятку великих телескопів світу. Крім того, поступова деградація дзеркала (зараз його якість погіршилася на 30% порівняно з початковим) виводить його з числа ефективних інструментів [41].

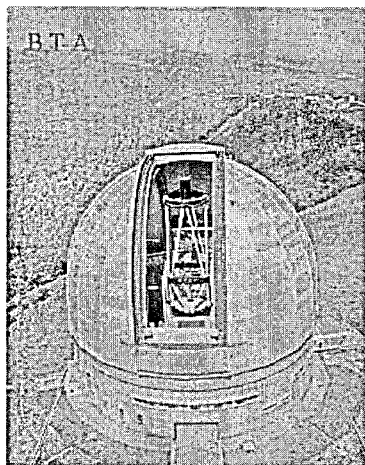


Рисунок 10.10 – Великий телескоп азимутальний (ВТА) Спеціальної астрофізичної обсерваторії РАН. Головне дзеркало діаметром 6 метрів (фокусна відстань 24 м) важить 42 т, кутова роздільна здатність – 0,6 " (для методів спекл-інтерферометрії – 0,02 ").

З розпадом СРСР ВТА залишився практично єдиним великим інструментом, доступним для дослідників. Усі бази спостереження з телескопами помірного розміру на Кавказі і в Середній Азії істотно втратили свою значущість як регулярні обсерваторії в силу ряду геополітичних та економічних причин. Зараз розпочато роботи по відновленню зв'язків і структур, але історичні перспективи цього процесу туманні, і в будь-якому випадку буде потрібно багато років тільки для часткового відновлення втраченого [41].

Зрозуміло, що розвиток декількох великих телескопів у світі надає можливість спостерігачам для роботи в так званому гостьовому режимі. Вибір такого пасивного шляху незмінно означав би, що наша астрономія

буде завжди грати тільки другорядні (залежні) ролі, а відсутність бази для вітчизняних технологічних розробок призведе до поглиблення відставання, і не тільки в астрономії. Вихід очевидний – корінна модернізація ВТА.

Вартість великих астрономічних інструментів, як правило, обчислюється десятками і навіть сотнями мільйонів доларів. Такі проекти, за винятком кількох національних проектів, здійснюваних найбагатшими країнами світу, можуть реалізовуватися лише на основі міжнародної кооперації [41].

10.3.2 Космічний телескоп GALEX [42, 43]



Рисунок 10.11 –
Космічний
телескоп "Галекс"

Космічний телескоп GALEX – нове вікно у Всесвіт. *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX) було запусчено 28 квітня 2003 року. Ця місія спрямована на вивчення форми, яскравості, розміру й відстані до галактик за 10 мільярдів років космічної історії. 50-сантиметрове головне дзеркало телескопа створене для сканування неба в пошуках джерел ультрафіолетового випромінювання. Є телескопи, що вивчають небо у видимому, рентгенівському й гамма діапазоні, і от тепер у вчених є космічний телескоп, який дозволяє одержати ультрафіолетову картинку неба. Це дуже важливий момент, оскільки небо дуже погано вивчене в ультрафіолеті й робота із цим телескопом уже приносить сенсаційні звістки про еволюцію Всесвіту. Діапазон ультрафіолетового випромінювання знаходиться в електромагнітному спектрі випромінювань на частотах між видимим світлом і діапазоном рентгенівських і гамма-променів. Ультрафіолетова частина електромагнітного діапазону важко спостережувана крізь атмосферу Землі, а *Galaxy Evolution Explorer*, перебуваючи за межами атмосфери, може спостерігати ультрафіолетове випромінювання далеких об'єктів Всесвіту без перешкод.

Проект "Галекс" розроблений Каліфорнійським Інститутом Технології в Пасадені, USA, який є також відповідальним за експерименти й аналіз даних. Лабораторія Реактивного Руху NASA забезпечила телескоп науковим устаткуванням. У проєкті брали участь Південна Корея й Франція – міжнародні партнери в місії. Місія "Галекс" має дві основні цілі: вивчення виникнення та життя зірок у Всесвіті й вивчення галактик в ультрафіолетовому діапазоні. Еволюція зірок: "Галекс" досліджує, як

зіркоутворення в галактиках відбувалося в ранньому Всесвіті і як воно відбувається зараз. Вчені сподіваються, що знайдуть відповіді на запитання про еволюцію зірок і галактик у Всесвіті.

Вивчення галактик в ультрафіолетовому діапазоні: "Галекс" проводить перші серйозні дослідження галактик у цьому діапазоні. Це вивчення допоможе дізнатися, наскільки сьгоднішні галактики відрізняються від галактик у ранньому Всесвіті. Для досягнення кожної із цих цілей "Галекс" користується трьома основними фізичними факторами Всесвіту: швидкість світла, розподіл галактик і розширення Всесвіту. Швидкість світла не нескінченна, тому ми бачимо віддалені галактики такими, якими вони були мільйони років тому, коли вони послали в простір перше світло. І це світло тільки тепер досягло нас. Астрономи порівнюють віддалені й близькі галактики й вивчають відмінності між ними. Розподіл галактик у Всесвіті рівномірний у всіх напрямках. Це враховує "Галекс", щоб виконати порівняння сучасних галактик з галактиками в ранньому Всесвіті. Спостерігаючи галактики в ультрафіолеті, "Галекс" дозволяє зробити їхнє порівняння з іншими. Це робиться за допомогою інструментів, чутливих до видимого й інфрачервоного випромінювання.

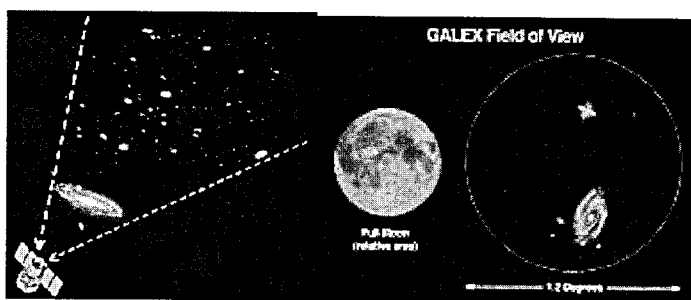


Рисунок 10.12 – Поле зору телескопа "Галекс"

Телескоп "Галекс" схожий на космічний телескоп "Хаббл" (HST), але збиральна здатність, (світлосила) "Галекса" в 20 раз менше, ніж в HST. Поки HST розглядає небо у вузькій області (з малим полем зору), телескоп "Галекс" може розглянути сотні галактик при кожному спостереженні. Він має велике поле зору, а не високу роздільну здатність, для того, щоб ефективно виконувати дослідження (рис. 10.12). За один раз "Галекс"

охоплює область неба діаметром 1,2 градуса. Це – два кутові діаметри повного Місяця (див. рисунок 10.12).

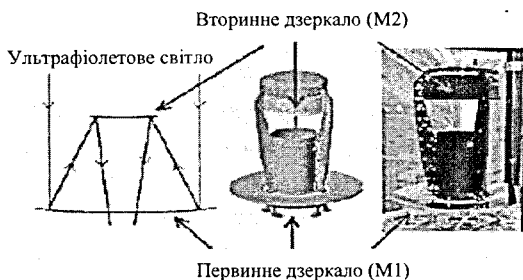


Рисунок 10.13 – Конструкція телескопа

Телескоп має два дзеркала: первинне (M1) і вторинне дзеркало (M2). M1 – 50 сантиметрів у діаметрі й M2 – 22 сантиметри в діаметрі. Ці дзеркала виготовлені з поліпшеного металевих сплаву. Світло від об'єкта на небі входить у телескоп і відбивається від первинного дзеркала до вторинного дзеркала. Вторинне дзеркало потім відбиває світло назад крізь отвір у центрі первинного дзеркала, щоб потрапити у фокус, де перебуває фокусувальний прилад BFA (рис. 10.13).

Така система телескопа називається "Річі-Кретъєн" за іменем інженерів, які вперше розробили й використовували дзеркала з параболічними поверхнями. Кришка телескопа, подібно до кришки фотокамери, захищає телескоп під час випробувань і запуску. Коли телескоп благополучно досяг потрібної орбіти навколо Землі, йому була подана команда, щоб відкрити кришку, і "Галексгалек" почав збирати ультрафіолетове світло неба. Телескоп і детектори можуть добре працювати тільки при стабільній температурі. Для цього використовуються терморезистори й елементи нагрівання, установлені у телескопі й інструментах. Терморезистори використані як термометри. Вони вимірюють температуру частин телескопа й передають інформацію на комп'ютер. Комп'ютером подаються команди на включення елементів нагрівання, якщо це необхідно. Елементи нагрівання підтримують оптику телескопа в заданому діапазоні температур між 0 і 27 °С. Під час запуску й на орбіті телескоп може зібрати небагато забруднювальних речовин, які знизять ефективність оптики. Нагрівачі можуть використовуватися для

нагрівання дзеркала й видалення забруднення. Велике поле зору телескопа дозволить астрономам спостерігати все небо й вивчати сотні тисяч галактик протягом 29-місячної місії [43].

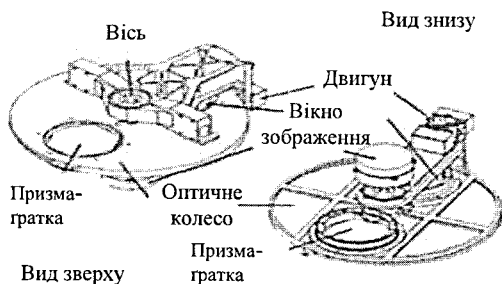


Рисунок 10.14 – Фокусувальний прилад BFA

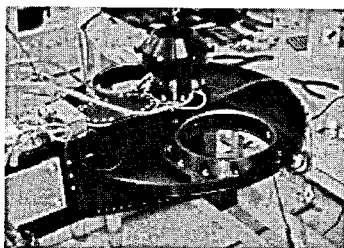


Рисунок 10.15 – OWA – кругла пластина 43 см в діаметрі з двома круглими отворами для приймання випромінювання. За допомогою цих приладів може бути отримане звичайне зображення й зображення спектра досліджуваного об'єкта

Двигун може обертати пластину OWA на дуже маленькі кути. Це дозволяє одержувати спектри зірок, які розташовані близько одна до одної. OWA дозволяє компенсувати зсув телескопа в просторі при наведенні на об'єкт. "Галексгалек" має дві антени для зв'язку із Землею, щоб передавати отриману інформацію в науковій лабораторії.

Для чого вивчається небо в ультрафіолетовому спектрі? Щоб зрозуміти еволюцію галактик, ми повинні спочатку зрозуміти еволюцію зірок. Зірки формуються мільйони років з міжзоряних часток, утворюють хімічні елементи, і потім випромінюють у простір, поки не закінчать своє життя. Розряджені хмари водню, гелію й пилу – сировина майбутніх зірок. У міру

того, як хмари міжзоряних часток притягують інші частки, вони поступово збільшують свою масу. В остаточному підсумку, хмара газу починає скорочуватися. Коли температура досягне 10 мільйонів градусів, почнеться ядерна реакція й зірка пошле в космос перше світло. Цей період еволюції зірки, відомий як "фаза стиску," може бути 500 мільйонів років для зірки розміром з наше Сонце. Більшість зірок, подібних до нашого Сонця перебуває у віці мільярдів років. Джерело їх енергії – реакція перетворення водню в гелій у гарячій і щільній серцевині зірки. Наприкінці життя зірки, подібні до Сонця, перетворюються на червоні гігантські зірки, потім температура сягає 10 мільйонів градусів, починається ядерна реакція й зірка посилає в космос перше світло. Після цього вони зазнають нестачу палива й повільно зникають. Інші зірки більшої маси стають надновими зірками, викидаючи зоряну речовину в простір. Протягом їхнього життя, від народження до смерті, більшість зірок групуються у формі галактик. Зірки й галактики почали формуватися невдовзі після Великого Вибуху, але пройшли мільярди років після цього катаклізму, перш ніж сформувалися перші галактики. Проводячи ультрафіолетові (UV) спостереження, "Галексгалек" забезпечує вчених новою й значимою інформацією про форму галактик і їх еволюції. Точні вимірювання UV яскравості галактик дозволять ученим визначати відстані галактик і те, як зірки формуються в галактиках. За допомогою ультрафіолетових спостережень можна визначити точний вік зірок і галактик, а значить і те, коли вони утворювалися. За допомогою інших спостережень це зробити набагато важче. "Галекс" дозволить розглянути еволюцію галактик протягом 80 відсотків історії Всесвіту. Це – період, у якому утворювалася більшість зірок і галактик.

Галактика – сім'я мільйонів зірок і хмар пилу й газу, які зв'язані між собою гравітацією. Галактики бувають із десятками мільйонами зірок (у карликових галактик), а бувають величезними галактиками з тисячами мільярдів зірок. Вони бувають спіральні, еліптичні й неправильні. Спіральні галактики мають більшу концентрацію зірок у центрі - ядро. Це робить їх схожими на гігантські завитки. Спіральні галактики багаті газом і пилом для формування нових зірок і зазвичай мають блакитний відтінок. Спіральні галактики, які є яскравими в ультрафіолетовому світлі, сповіщають ученим про активне зіркоутворення в них. Наша Галактика Чумацький Шлях має середній розмір і багата осередками зіркоутворення. Еліптичні галактики мають форму від сферичних до сигароподібних. Ці

галактики містять мало газу й пилу, тому не можуть формувати нові зірки у великій кількості. Їхній червоний колір повідомляє вчених, що вони містять в більшості старі зірки. Неправильні галактики не мають вираженої структури й звичайно менші, ніж спіральні й еліптичні галактики. Галактики групуються разом, формуючи скупчення галактик. Наприклад, Чумацький Шлях входить у місцеве скупчення галактик. За час своєї роботи "Галекс" спостерігає в ультрафіолеті сотні тисяч галактик, як сусідніх, так і віддалених. Ці спостереження нададуть ученим нову інформацію про утворення і еволюції галактик.

І от останнє відкриття "Галекса". До цього відкриття астрономи були впевнені, що більші галактики у Всесвіті перестали виникати після закінчення декількох мільярдів років після Великого Вибуху. Вся модель Всесвіту будувалася на такій основі. Але.... дані, отримані від космічного телескопа "Галексгалек", зводять цю теорію еволюції Всесвіту нанівець! Огляд тисяч сусідніх галактик чутливими ультрафіолетовими "очима" телескопа дозволив визначити три десятки галактик, які яскраво світяться в ультрафіолеті і мають велику схожість із юними галактиками, утвореними всього кілька мільярдів років тому. Це значить, що утворення галактик триває й тепер! Це сенсаційне відкриття змусить заново переглянути всі моделі еволюції Всесвіту! Молоді галактики світяться в ультрафіолеті тому, що вони заповнені гарячими немовлятами-зірками. Більш старі галактики мають менше областей зіркоутворень й у такий спосіб випромінюють менше в ультрафіолеті [43].

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке телескоп?
2. Які типи телескопів вам відомі?
3. Що являють собою рефрактор та рефлектор?
4. Для чого служить окуляр?
5. Що можна побачити в телескоп?
6. Чому небезпечно через телескоп дивитися на Сонце?
7. Які ви знаєте найвідоміші телескопи?
8. Поясніть конструкцію телескопа Galek.

ДОДАТКИ

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Передмова до виконання лабораторного практикуму

Лабораторний практикум з дисципліни «Адаптивна оптика» містить рекомендації щодо виконання шести експериментальних та розрахункових робіт, які використовують теоретичний матеріал практикуму. Кожну практичну задачу складено за відповідними планом. Формулюється мета дослідження, наводяться основні теоретичні відомості, описується схема експериментальної установки із відповідним переліком приладів. Далі формулюється завдання для виконання експериментальної, розрахункової та графічної частин лабораторної роботи згідно з яким студент повинен засвоїти фізичну суть досліджуваних явищ, вивчити роботу оптичної та електричної схем та послідовність вимірювань. Кількісне оцінювання похибок вимірювань необхідно здійснювати відповідно до законів елементарної математичної статистики, згідно з загальновизнаними методами, зокрема у літературі [2].

Звіт з виконання лабораторної роботи повинен містити:

- стислі теоретичні відомості за темою роботи;
- схему установки із відповідними поясненнями;
- результати вимірювань, їхнє оброблення у вигляді таблиць, графіків та ін. (з обов'язковим застосуванням прикладних комп'ютерних програм, зокрема MathCAD, Excel та ін.);
- оцінювання похибок вимірювань;
- результати розрахунків згідно з індивідуальним завданням (за наявності);
- висновки в ході обговорення отриманих результатів, порівняння з відомими літературними даними;
- перелік літератури.

Додаток А

Лабораторна робота № 1 ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ДЛЯ КЕРУВАННЯ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Мета роботи: вивчити оптичні схеми систем фокусування та зменшення розходження лазерного випромінювання, ознайомитися з методиками та оволодіти технікою керування лазерними пучками.

1.1 Основні теоретичні відомості

1.1.1 Оптичні системи для фокусування лазерного випромінювання

Випромінювання лазера формується у вигляді світлового пучка. Воно відрізняється від плоскої хвилі неоднорідністю розподілу інтенсивностей, кривизною фазового фронту і розширенням пучка при його поширенні. Для отримання пучка з заданими параметрами необхідно перетворювати вихідне чи прийняте випромінювання лазера. При розробленні оптичних систем для перетворення оптичного випромінювання потрібно враховувати властивості випромінювання лазера – його монохроматичність, вузьку спрямованість, високу інтенсивність і когерентність.

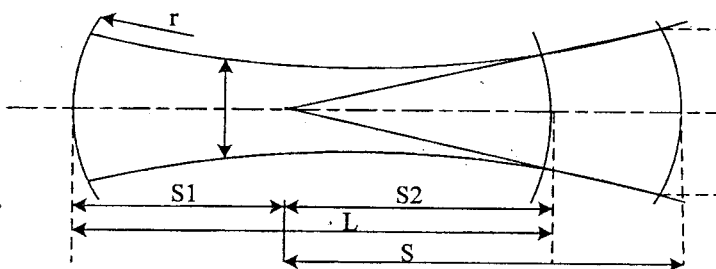


Рисунок А.1 – Структура лазерного пучка

Лазерний пучок, що виходить з резонатора, складається з двох сферичних чи сферичного і плоского дзеркал, і не є пучком гомоцентричних променів (рис. А.1). Промені спрямовані по нормалях до хвильового фронту, що поблизу осі можна вважати сферичним. У деякому перерізі лазерний пучок має мінімальний розмір (перетяжку), де хвильовий фронт вироджується в площину. Положення перетяжки щодо вершин дзеркал резонатора визначають за формулами [4]

$$s_1 = L(r_2 + L) / (2L - r_1 + r_2); \quad (\text{A.1})$$

$$s_2 = L(r_1 - L) / (2L - r_1 + r_2), \quad (\text{A.2})$$

де L – відстань між дзеркалами; r_1, r_2 – радіуси кривизни дзеркал.

Діаметр перетяжки знаходять з виразу

$$2y = \sqrt{2\lambda R_E / \pi}, \quad (\text{A.3})$$

де R_E – конфокальний параметр резонатора, що визначається за формулою

$$R_E = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)}L}{2L - r_1 + r_2}. \quad (\text{A.4})$$

Якщо одне з дзеркал резонатора плоске, то з (A.1) і (A.2) випливає, що перетяжка збігається з цим дзеркалом.

Пучок променів, що виходять з лазера, має плоский хвильовий фронт, якщо обидва дзеркала резонатора плоскі.

Радіус R хвильового фронту і діаметр $2y_s$ перерізу пучка в довільному місці відповідно дорівнюють

$$\begin{aligned} R &= (1 + \xi^2) R_E / 2\xi; \\ 2y_s &= 2y \sqrt{1 + \xi^2}, \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

де $\xi = 2s / R_E$ – відносна координата перерізу; s – відстань від плоскої перетяжки.

Кут розходження 2ω лазерного пучка для основної моди

$$2\omega = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R_E)} = 2\lambda / (\pi y). \quad (\text{A.6})$$

Для отримання великих значень енергетичної освітленості, створюваної лазером, потік його випромінювання необхідно сконцентрувати у пляму мінімальних розмірів. Цією плямою, мабуть, може бути перетяжка лазерного пучка, перетвореного оптичною системою (рис. A.2, а). Після проходження лазерного пучка через розсіювальну тонку систему (рис. A.2, б).

Кут розходження перетвореного пучка збільшується, а перетяжка виходить уявною.

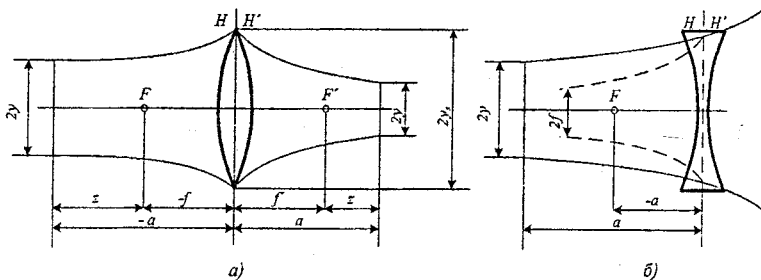


Рисунок А.2 – Оптична система

Нижче наведені розрахункові формули, що дозволяють визначити параметри перетвореного лазерного пучка (R_E , R' , a' , z') після проходження через тонку оптичну систему з фокусною відстанню f'

$$R'_E = \frac{R_E}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (\text{A.7})$$

$$R'_E = 4R_E f'^2 / (4z^2 + R_E^2); \quad (\text{A.8})$$

$$1 - a'/f' = \frac{1 + a'/f'}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (\text{A.9})$$

$$z' = -4zf'^2 / (4z^2 + R_E^2), \quad (\text{A.10})$$

де R_E, R'_E – конфокальні параметри, R, R' – радіуси кривизни хвильового фронту, що входить і виходить із системи; a, a', z, z' – відстані, що характеризують положення перетяжок щодо головних площин і відповідних фокальних площин оптичної системи.

Діаметр перетяжки $2y'$ і кут розходження $2\omega'$ (перетворені пучки однакові), відповідно

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_E / \pi}; \quad (\text{A.11})$$

$$2\omega' = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R'_E)} = \frac{2\lambda}{\pi y'}. \quad (\text{A.12})$$

З (A.10) випливає, що z' , якщо $z = 0$, тобто якщо перетяжка лазерного пучка знаходиться в передній фокальній площині системи, то перетяжка перетвореного пучка буде розташована в задній фокальній площині. Щоб

зменшити розмір перерізу перетяжки перетвореного пучка, необхідно зменшити конфокальний параметр цього пучка, що може бути досягнуто за рахунок збільшення фокусної відстані. Для повного використання потоку випромінювання лазера діаметр вхідної зінці оптичної системи повинен бути не менший діаметра перерізу лазерного пучка в площині вхідної зінці. При збільшенні відстані a зростає діаметр вхідної зінці, а отже, і відносний отвір системи, тому оптичну систему необхідно розміщувати поблизу лазера [13].

Нижче наведено найбільш прийнятний порядок габаритного розрахунку системи, фокусувальної лазерні випромінювання. Розрахунок виконується за умови, що тип лазера обраний і, отже, відомі його параметри. Крім того, за технічними умовами відомий діаметр перетяжки перетвореного пучка.

Таким чином, при розрахунку фокусувальної системи визначають:

- діаметр перетяжки і конфокальний параметр за формулами (А.3) і (А.4);
- конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка з виразу (А.11) за заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
- фокусну відстань f' оптичної системи з виразів (А.7) чи (А.8) (відстані a та z вибирають з конструктивних понять);
- діаметр вхідної зінці D (для тонкої системи $D_{TC}=D$) за формулою (А.5) з урахуванням, що $D \geq 2y_s$;
- положення a' та z' перетяжки перетвореного пучка за формулами (А.9) і (А.10).

При малому значенні фокусної відстані системи для зручності експлуатації рекомендується застосовувати оптичну систему, що складається з двокомпонентної афокальної насадки та об'єктива. Така система дозволяє збільшити відстань від останнього компонента до перетяжки перетвореного пучка променів. Еквівалентна фокусна відстань цієї системи

$$f'_E = -(f'_1 / f'_2) f'_3 = \gamma f'_3,$$

де f'_1, f'_2, f'_3 – фокусні відстані компонентів; γ – кутове збільшення насадки.

Розмір плями фокусувального випромінювання $\delta = 2f'_E \theta \omega = 2f'_3 \theta \omega'$.

Розрахунок дво-, трикомпонентних оптичних систем, використовуваних для фокусування лазерного випромінювання, виконується шляхом послідовного застосування формул (А.7) – (А.11) для кожного компонента [4].

1.1.2 Оптичні системи для зменшення розходження променів лазера

Збільшення просторової щільності потоку випромінювання лазера при передаванні його енергії на великі відстані обумовлює необхідність зменшення кута розходження. “Ідеальний” лазер, що має плоский хвильовий фронт, генерує пучок променів, кут розходження якого визначається дифракцією

$$2\omega_d = 1,22 \times \lambda / d, \quad (\text{A.13})$$

де d – діаметр вихідного торця лазера. Застосовувані на практиці лазери мають кути розходження, більші $2\omega_d$, і для різних типів лазерів ці кути складають від декількох мінут до декількох градусів. Для зменшення кута розходження лазерних пучків використовуються двокомпонентні лінзові (рис. А.3) чи дзеркальні насадки, що складаються з першої негативної і другої позитивної компонент (обернена телескопічна система).

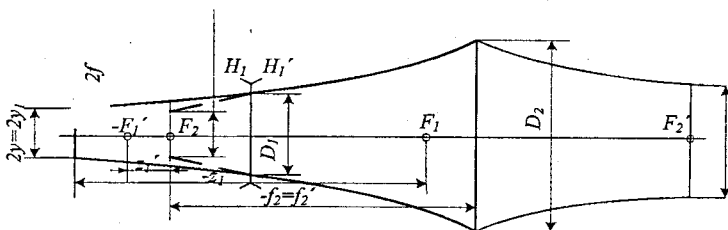


Рисунок А.3 – Двокомпонентна система для зменшення розходження лазерного пучка

Основними характеристиками афокальної насадки для лазера є кутове збільшення γ , кутове поле $2\omega'$, діаметр вхідної зінці D , положення вхідної зінці a_p відносно першого компонента, довжина насадки L , довжина хвилі λ випромінювання лазера.

Кутове збільшення (розраховують з урахуванням виразів (А.6), (А.12) і (А.14) за формулою

$$\gamma = 2\omega' / 2\omega = 2y / 2y' = \sqrt{R_E / R_E'}, \quad (\text{A.15})$$

де $2y = 2y'$ і $2y' = 2y_2'$, $R_E = R_{E1}$ і $R_E' = R_{E2}'$ – діаметри перетяжок і конфокальні параметри лазерного і перетвореного пучків променів [3].

Кутове поле $2\omega'$ визначається кутом розходження пучків променів у просторі зображень. Діаметр вхідної зінці D дорівнює діаметру вихідного торця лазера d і діаметру $2y$ перетяжки лазера. Положення a_p вхідної зінці

визначається відрізком a_1 від перетяжки лазера до першої компоненти. Довжина насадки $L=f'_1+f'_2$, де f'_1, f'_2 – задні фокусні відстані компонентів насадки.

Для забезпечення мінімального розходження пучка після оптичної системи необхідно з'єднати перетяжку пучка, перетвореного першою компонентою, з передньою фокальною площиною другої компоненти. Відстань (оптичний інтервал), що визначає зсув заднього фокуса першої компоненти відносно переднього фокуса другої компоненти згідно з (A.10)

$$\Delta = z'_1 = -\frac{z_1}{(z_1/f'_1)^2 + (R_{E1}/2f'_1)^2}. \quad (\text{A.16})$$

Кутове збільшення γ_Δ розфокусованої системи

$$\gamma_\Delta = \sqrt{R_{E1}/R'_{E2}} = R_{E1}f'_1/(f'_2\sqrt{4z_1^2 + R_{E1}^2}). \quad (\text{A.17})$$

При $\Delta = 0$ кутове збільшення афокальної насадки визначається залежністю

$$\gamma = -f'_1/f'_2. \quad (\text{A.18})$$

З аналізу формул (A.15), (A.17), (A.18) видно, що кут розходження пучка після розфокусованої системи менший, ніж після афокальної насадки.

Таким чином, при розрахунку розглянутої двокомпонентної системи для зменшення розходження пучка лазера на підставі формул, отриманих з дифракційної теорії, визначають такі величини (за умови, що тип лазера, λ , R_E , 2γ , 2ω – відомі):

- кутове збільшення γ насадки за формулою (A.15);
- діаметр D_1 першої компоненти за формулою (A.5), де $\xi = 2a_1/R_E$, a_1 – положення перетяжки лазера відносно головних площин першої компоненти (вибирається з конструктивних міркувань);
- фокусна відстань першої компоненти f'_1 (відношення D_1/f'_1 бажано мати не більше, ніж 1/5);
- Δ – оптичний інтервал; знаходять за формулою (A.16), де $z_1 = a_1 + f'_1$; $R_{E1} = R_E$;
- конфокальний параметр R'_{E1} пучка, перетвореного першою компонентою, за формулою

$$R'_{E1} = \frac{R_{E1}}{(1 + a_1/f'_1)^2 + [R_{E1}/(2f'_1)]^2}; \quad (\text{A.19})$$

- діаметр $2y_1'$ перетяжки пучка, перетвореного першою компонентою

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R'_{E1}} / \pi; \quad (\text{A.20})$$

- фокусна відстань другої компоненти з (A.17)

$$f_2' = f_1' R_{E1} / (\gamma_A \sqrt{4z_1^2 + R_{E1}^2}); \quad (\text{A.21})$$

- діаметр D_2 , другої компоненти

$$D_2 \geq 2y_2' \sqrt{1 + \xi_2^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi_2^2}, \quad (\text{A.22})$$

де $\xi_2 = 2a_2/R_{E2} = -2f_2'/R'_{E1}$.

Розрахунок насадки на основі законів геометричної оптики аналогічний розрахунку телескопічної системи для конкретного лазера (λ , D , 2ω – відомі).

Нижче наведені розрахункові формули

$$\gamma = 2\omega/2\omega; D' = D/\gamma; D_1 = D + 2a_F\omega; D_2 = D', \quad (\text{A.23})$$

$$f_1' = D_1 K; f_2' = -f_1'/\gamma; L = f_1' + f_2', \quad (\text{A.24})$$

де K – діафрагмове число, що не повинно бути більше 3 (іноді до 2).

В даній лабораторній роботі було розглянуто перетворення лазерних пучків тільки в гаусовому наближенні. Оптична система вважається ідеальною, якщо світловий пучок, що входить в неї, знову перетворюється в чисто гаусовий пучок. Це можливо тільки за умови, що оптична система не вносить додаткових перекручувань у форму хвильового фронту. При розрахунку оптичних систем, коли необхідно знати точну структуру лазерного пучка, формованого системою, може бути рекомендований метод скалярної теорії дифракції [8].

Розбіжність світлового пучка у просторі характеризується тілесним кутом, в межах якого поширюється основна частина випромінювання. Нелазерні джерела світла мають малу направленість випромінювання (в межах тілесного кута від 2π до 4π), інтенсивність якого змінюється відповідно до закону Ламберта. На великій відстані від джерела сферична хвиля наближається до плоскої, якій властива так звана дифракційна розбіжність (A.13). Однак розбіжність лазерного випромінювання пов'язана не тільки з дифракцією плоских хвиль на вихідній апертурі лазера, але і з геометрією оптичного резонатора. Тому поруч з дифракційною відрізняють також геометричну розбіжність лазерного випромінювання, що характеризується кутом ω_{geom} .

Повний кут розбіжності для моди TEM_{mn} ($m, n \leq 5$) дорівнює

$$\omega_{\Sigma} = \omega_{\text{дифр}} + \omega_{\text{геом}} = \frac{2,44\lambda}{d} + 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{R_c}} \sqrt{m(m+1) + n(n+1)}. \quad (\text{A.25})$$

При цьому $R_c = \frac{2l\sqrt{g_1g_2(1-g_1g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}$, $g_1 = 1 - \frac{l}{R_1}$, $g_2 = 1 - \frac{l}{R_2}$ – параметри

конфокальності резонатора, R_1 та R_2 – радіуси лазерних дзеркал.

При вимірюванні розбіжності лазерного променя необхідно враховувати структуру поля у ближній та дальній зонах. Дифракція на вихідній апертурі, розсіювання на неоднорідностях активного середовища призводять до створення сильно розбіжної компоненти випромінювання, яка зменшується практично до нуля на відстані $z_0 = d^2/\lambda$ (z – напрямок розповсюдження випромінювання). При $z > z_0$ розповсюджується компонента випромінювання з практично плоским фронтом, яка добре описується наближенням Фраунгофера. Таким чином, при $z < z_0$ формується ближня зона лазерного променя (область Френеля), а при $z > z_0$ – дальня зона (область Фраунгофера). Розбіжність лазерного променя визначають у дальній зоні, хоча це й не завжди можливо у лабораторних умовах (наприклад, для $d = 2$ мм та $\lambda = 0,44$ мкм величина $z_0 \approx 9$ м).

1.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з керуванням лазерним випромінюванням у адаптивних оптичних системах.

2. Зібрати на оптичному столі (ліві) схему для дослідження розходження лазерного випромінювання у дальній зоні (область Фраунгофера).

3. Для газового He-Ne лазера ЛГ-602Н ($\lambda = 0,6328$ мкм) виміряти необхідні величини (довжина резонатора, діаметр світлової апертури d , експериментальний кут ω_{Σ} розходження променя).

4. Визначити за формулою А.13 дифракційну розбіжність випромінювання газового лазера $\omega_{\text{дифр}}$.

5. У наближенні концентричного оптичного резонатора для основних мод (0,1 та 1,1) даного лазера розрахувати:

- параметри конфокальності та радіуси кривизни поверхонь лазерних дзеркал;

- положення та діаметр перетяжки, конфокальний параметр лазерного резонатора за формулами (А.1) – (А.4).

6. Встановити на відстані 20 см від лазерного випромінювача тонку збиральну лінзу із великою фокусною відстанню ($f > 50$ см).

7. Розрахувати для перетвореного даною лінзою лазерного пучка:

- конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка за формулою (А.11) за заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
 - фокусну відстань f' оптичної системи з виразів (А.7) – (А.8) (відстані a та z вибрати з конструктивних міркувань);
 - діаметр вхідної зіниці D ($D_{ТС.} = D$) за формулою (А.5) за умови $D \geq 2y_s$;
 - положення a' та z' перетяжки пучка за формулами (А.9) і (А.10).
8. Встановити між лазером та лінзою афокальну насадку для зменшення розбіжності променя (рис. А.3).
 9. Визначити кутове збільшення γ та кутове поле $2\omega'$ встановленої насадки, а також еквівалентну фокусну відстань трикомпонентної оптичної системи (лінза + насадка).
 10. Розрахувати параметри афокальної насадки, яка забезпечить зменшення розбіжності променя заданого лазера у 50 разів (за формулами А.5-А.18).
 11. Побудувати графічні залежності $y(R_s), R(\xi), R'_E(f'), \delta(\omega')$.
 12. Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Оптичні резонатори лазерів.
2. Характеристики оптичних резонаторів
3. Параметри конфокальності оптичних резонаторів. Умова стійкості.
4. Положення та діаметр перетяжки лазерного пучка.
5. Радіус хвильового фронту променя.
6. Радіус еквівалентності.
7. Перетворення лазерного пучка тонкою лінзою.
8. Оптичні системи для зменшення розбіжності світлових пучків.
9. Основні параметри афокальної насадки.

Додаток Б

Лабораторна робота № 2 РОЗРАХУНОК АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи: вивчити схеми та принципи роботи адаптивних оптичних систем у відкритих атмосферних лініях зв'язку та набуті навичок розрахунків параметрів інформаційних оптичних каналів зв'язку.

2.1 Основні теоретичні відомості

Динаміка систем адаптивної оптики значною мірою визначається діями, характер яких спочатку точно не відомий, тобто діями, що мають випадкову природу. Найбільш надійним джерелом інформації про статистичну динаміку адаптивних оптичних систем є натуральний експеримент. Але можливості такого способу вивчення динамічних властивостей по суті дуже обмежені, і не тільки через витрати часу та неминучу значну ціну багаторазово повторюваних випробувань (для забезпечення достатньої статистичної достовірності в натуральних умовах, максимумально наближених до реальних обставин) [3,4].

Метод прямого експериментального дослідження даних засобів в природних умовах має і інші (принципові) обмеження. Насамперед його неможливо використовувати не тільки на етапі проектування, а й при опрацюванні та доведенні засобів. Далі, як вже говорилося, вплив на оптичні засоби суттєво нестационарний внаслідок відносного переміщення об'єкта спостереження, зміни стану атмосфери, рівня освітленості тощо. Багаторазово відтворити всі такі змінні умови з достатньою точністю, як цього вимагає статистичний експеримент, як правило, просто неможливо при сучасному рівні розвитку засобів спостереження і досить обмежених можливостях цілеспрямованої дії на зовнішнє середовище, наприклад, на атмосферні умови.

Гостронаправлені світлові пучки когерентного випромінювання все частіше використовуються у промисловості, науці, техніці, медицині.

Розглянемо особливості використання адаптивної оптики у активних системах оптичної локації та зв'язку. При розгляді адаптивних оптичних систем, що працюють на відбитому від цілі випромінюванні, як правило, відбитий сигнал вважають достатньо сильним, нехтуючи наявними в ньому власними шумами. Однак у оптичній локації корисний сигнал найчастіше спотворюється як зовнішніми, так і внутрішніми шумами. Для зниження впливу цих шумів в оптичній локації і зв'язку необхідно проводити просторову-часову фільтрацію приймального сигналу. Іншою особливістю роботи адаптивних систем є існування деякої оптимальної кількості субапертур (кількості ступенів свободи) адаптивного дзеркала,

яка залежить від співвідношення сигнал-шум. Оскільки точність вимірювання фазових збурень зменшується із зростанням шуму, подрібнення приймально-передавальних субапертур (та відповідне зростання їх кількості) при супутньому зменшенні точності вимірювань хвильового фронту негативно впливає на компенсацію цих збурень. Зокрема, якщо умовно оцінювати ступінь “зрізаності” хвильового фронту кількістю “плям когерентності” N_n , які укладаються на апертурі, то залежність числа Штреля від кількості субапертур K матиме вигляд табл. Б.1 [4].

Таблиця Б.1 – Залежність числа Штреля від кількості субапертур адаптивного дзеркала [4]

Співвідношення сигнал-шум	N_n	$K=3$	$K=10$	$K=30$
10	1	0,61	0,44	0,27
	10	0,14	0,20	0,17
10^2	1	0,73	0,83	0,75
	10	0,21	0,43	0,54

З таблиці Б.1 видно, що збільшення кількості субапертур із врахуванням кінцевого відношення сигнал-шум не завжди дає зростання точності компенсації збурень адаптивним дзеркалом. Аналогічна картина спостерігається і для дзеркала з суцільною поверхнею. В наведеному прикладі оптимальна кількість субапертур при $N_n = 10$ дорівнює $K = 13$ (відношення сигнал-шум 10) і $K = 33$ (відношення сигнал-шум 10^2).

Для пасивних систем оптичної локації задача компенсації ставиться аналогічно розглянутій у додатках до оптичної астрономії [44]. Отримання на приймачі зображення цілі, що обмежене лише дифракцією, дозволяє з максимальною ефективністю виділити корисний сигнал на фоні паразитного засвічування.

Зменшення розбіжності пучка шляхом застосування адаптивної оптики дозволяє здійснити більш високу концентрацію світла і, разом з покращенням енергетичних характеристик світлового пучка, може бути з успіхом використаним у технологіях при різанні та зварюванні, виготовленні мікросхем, свердлінні отворів і т. д.

Досить корисною може виявитись компенсація викривлень, наприклад, при проведенні оптичного зварювання у вакуумі або у камері з інертним газом через прозору стінку.

При здійсненні великих проектів (систем передавання енергії на далекі відстані, оптичних телескопів) виправданим є розроблення великих адаптивних систем, які мають множинну каналів керування зі складною розгалуженою структурою, використанням швидкодіючих ЕОМ та відповідним штатом співробітників для обслуговування.

В звичайних умовах, наприклад, у технологічних установках, доцільно обмежитись більш простими системами адаптивної оптики, до яких відносять системи компенсації викривлень низьких мод – нахилів хвильового фронту, кривизни поля, астигматизму.

Розвиток і вдосконалення адаптивної оптики в перспективі повинен привести до створення простих та недорогих пристроїв, застосування яких дозволить практично повністю усунути виникаючі фазові збурення. З цієї точки зору найбільшу користь може становити створення стандартизованого адаптивного оптичного модуля, який підходить для використання в установках різного профілю. Такий модуль міг би містити невелике монолітне п'єзоелектричне дзеркало, дифракційний розгалужувач, приймач випромінювання та блок керування [48].

2.2 Приклад розрахунку адаптивної оптичної системи [4]

Нехай необхідно створити відкритий оптичний канал зв'язку на робочій довжині хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. Приймальний пристрій віддалений на відстань $L = 10$ км і має розміри приймальної антени $2r = 0,1$ м. Умовно вважаємо, що за допомогою адаптивної оптики ми повністю наближаємо систему до ідеальної.

1. Знаходимо розмір D апертури передавальної антени. Для цього скористаємось формулою для розрахунку розміру дифракційної плями ідеальної системи

$$d = 2r = \frac{2,44\lambda}{D}, \quad (\text{Б.1})$$

звідки $D \approx 0,15$ м.

2. Оцінимо радіус когерентності атмосфери

$$r_0 = (0,423 \cdot \frac{4\pi^2 C_n^2 L}{\lambda^2})^{-3/5}, \quad (\text{Б.2})$$

для сильної турбулентності із $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ отримуємо $r_0 \approx 5$ см.

3. Для розрахунку дисперсії фазових збурень в атмосфері скористаємось формулою Д. Фріда

$$\sigma_s^2 \approx 1,013 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (\text{Б.3})$$

З урахуванням розрахованих вище значень $\sigma_s^2 \approx 6,5$.

4. Середнє число Штреля, яке характеризує потужність сигналу на приймальній апертурі, пов'язують із усередненою інтенсивністю приймача

$$\langle I^* \rangle \approx \exp(-0.3\sigma_s^2 N)^{-5/6} \quad (\text{Б.4})$$

Нехай ефективність системи за Штрелем становить $\langle I^* \rangle = 0,8$, тоді маємо $N \approx 14$. Таким чином, можна скласти на адаптивному дзеркалі квадратну сітку приводів 4×4 або гексагональну $N=19$ (із певним запасом).

5. Діапазон переміщення приводів знаходимо, виходячи з середньоквадратичного значення фазових збурень $\sigma_s \approx 0,8\pi$. Якщо відстань між приводами на дзеркалі становитиме 3 см, амплітуда збурень складатиме $3\sigma_s$, а відповідний діапазон переміщень $|\xi| < 0,36$ мкм.

6. Смуга пропускання частот адаптивної системи повинна складати не менше

$$\omega_c \approx \left(\frac{5,5\sigma_s^2}{\ln \langle I^* \rangle^{-1}} \right)^{3/5} \frac{V}{D} \quad (\text{Б.5})$$

Звідси при швидкості поперечного вітру $V = 10$ м/с отримаємо частотну смугу $f_c = \omega_c/2\pi \approx 250$ Гц.

7. Для системи зв'язку необхідно використовувати відносно просту й недорогу одноканальну систему апертурного зондування з частотами модуляції $f_{mod} > 10f_c$ (наприклад, 5...23 кГц для $N = 19$ каналів). Прогнозована швидкодія такої системи 3...4 мс. Отримання зворотного сигналу можливе за рахунок організації радіоканалу, кабельного з'єднання приймача з передавачем, багаторазового відбиття оптичного сигналу (при запасі потужності) і т. д. Необхідно лише, щоб частотна смуга пропускання каналу обміну була щонайменше 23 кГц.

Таким чином, в результаті роботи адаптивної системи інформаційного каналу зв'язку потужність прийнятого сигналу збільшується приблизно у 10^3 раз. З урахуванням цього, гранична потужність приймача становить близько 10^{-10} Вт у смузі частот 50...100 МГц, то джерело когерентного випромінювання у 50 мВт може здійснювати передавання навіть у випадку сильної задимленості в атмосфері.

Наведений приклад має ілюстративний характер. Розробник системи може надати перевагу більш потужному джерелу або іншій робочій довжині світлової хвилі, однак коли вичерпано традиційні методи підвищення ефективності системи, необхідно звертатись до компенсації викривлень світла на повітряній трасі, тобто до методів адаптивної оптики.

Таблиця Б.2 – Індивідуальні варіанти завдань

Номер варіанта	Довжина хвилі, λ (мкм)	Відстань до приймача, L (км)	Розмір приймальної антени, $2r$ (м)	Значення турбулентності, C_n^2 (м ⁻²³)	Швидкість вітру, V (м)
1	0,55	11	0,15	$2,5 \cdot 10^{-16}$	12
2	0,48	15	0,12	$2,7 \cdot 10^{-16}$	11
3	0,63	20	0,14	$3,2 \cdot 10^{-16}$	14
4	0,71	13	0,1	$2,8 \cdot 10^{-16}$	16
5	0,53	12	0,2	$2,7 \cdot 10^{-16}$	14
6	0,44	17	0,15	$2,1 \cdot 10^{-16}$	12
7	0,74	14	0,12	$2,2 \cdot 10^{-16}$	11
8	0,64	16	0,14	$2,5 \cdot 10^{-16}$	17
9	0,29	9	0,1	$2,9 \cdot 10^{-16}$	16
10	0,81	18	0,16	$2,6 \cdot 10^{-16}$	13
11	0,33	10	0,13	$2,3 \cdot 10^{-16}$	17
12	0,65	19	0,15	$3,1 \cdot 10^{-16}$	15
13	0,45	21	0,18	$2,4 \cdot 10^{-16}$	16
14	0,54	8	0,2	$2,7 \cdot 10^{-16}$	12
15	0,27	22	0,15	$2,1 \cdot 10^{-16}$	14
16	0,87	12	0,27	$2,5 \cdot 10^{-16}$	21
17	0,84	10	0,26	$1,8 \cdot 10^{-16}$	22
18	0,77	14	0,22	$1,7 \cdot 10^{-16}$	20
19	0,66	11	0,18	$2,6 \cdot 10^{-16}$	18
20	0,58	15	0,16	$3,4 \cdot 10^{-16}$	14

2.3 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з роботою адаптивних оптичних систем у відкритих інформаційних каналах зв'язку.

2. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (табл. Б.2) виконати розрахунок адаптивної системи відкритого інформаційного каналу зв'язку.

3. Побудувати графічні залежності $r_0(\lambda_r)$, $\sigma_r^2(\lambda)$, $\langle I^* \rangle(N)$, $\omega_c(N)$.

4. Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Субапертура оптичної системи. Секціонування адаптивних дзеркал.

2. Радіус когерентності атмосфери.

3. Що характеризує структурна стала флуктуації C_n^2 ?

4. Вплив числа Штреля на характеристики інформаційного каналу зв'язку.

5. Як визначити середньоквадратичне відхилення фази?

Лабораторна робота № 3

АНАЛІЗ ХАРАКТЕРИСТИК СЕНСОРІВ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ

Мета роботи: вивчити структури, схеми та принципи функціонування сенсорів хвильового фронту та набути навичок розрахунків параметрів цих сенсорів, здійснити порівняльний аналіз сенсорів хвильового фронту різних типів.

3.1 Основні теоретичні відомості

Сенсори для систем адаптивної оптики повинні мати такі властивості:

- висока просторова роздільна здатність (багатоканальність);
- високе значення швидкодії;
- узгодженість динамічного діапазону сенсора з проблемою фазової неоднозначності при значних збуреннях (понад 2π рад);
- незалежність результатів фазових вимірювань від випадкових змін інтенсивності світла на приймальній апертурі;
- висока чутливість (ефективність використання світлового потоку);
- достатня ширина спектра робочого випромінювання;
- оптимальний ступінь складності сенсора (враховує надійність, вартість, ступінь технічного напрацювання і т. ін.).

Для попереднього оцінювання тих чи інших вимог до сенсорів використовують наближені співвідношення [2, 4, 44, 67–69].

1. Розрахунок кількості каналів сенсора

$$N \approx \left(\frac{2D}{\pi l_s}\right)^2 \ln \frac{\sigma}{\sigma_s}, \quad (\text{B.1})$$

де σ/σ_s – відносна похибка апроксимації хвильового фронту;

D/l_s – відношення діаметра апертури до масштабу неоднорідностей.

2. При гетеродинному та синхронному детектуванні вибір кількості каналів N здійснюють, виходячи з заданої похибки апроксимації хвильового фронту поверхнею адаптивного дзеркала $\sigma_{ст}$

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{l_s}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{ст}}{\sigma_s}\right)^{-1}. \quad (\text{B.2})$$

3. Для колмогорівської моделі турбулентності ця кількість може бути вираженою через радіус когерентності атмосфери

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 \sigma_{CT}^{-12/5}. \quad (B.3)$$

4. Швидкодію сенсора оцінюють, виходячи з частоти зрізу замкнутої системи:

$$\omega_c \approx \frac{1,4}{\tau_s} \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma}, \quad (B.4)$$

де τ_s – характерний час тривалості неоднорідності.

При невеликій амплітуді фазових збурень (лінійна ділянка дискримінаційної характеристики) характерний час відгуку системи $t \approx \pi/\omega_c$.

5. Похибка сенсора хвильового фронту залежить від чутливості детекторів. При слабких сигналах точність сенсора обмежується дробовим шумом фотоприймача. Значення похибки обернено пропорційне квадратному кореню від кількості фотонів, прийнятих на інтервалі вимірювання (при кінцевому часі інтегрування детектора дорівнює відношенню сигнал-шум). При прямому детектуванні (сенсори гартманівського типу) похибка вимірювання хвильового фронту

$$\Delta S \geq \frac{\pi}{S/N}, \quad (B.5)$$

де S/N – відношення сигнал-шум (SNR).

Для інтерферометрів значення похибки приблизно у $\sqrt{2}$ разів більше.

6. Формули для оцінювання співвідношення сигнал-шум для характерних систем з вихідною хвилею:

6.1. Система фазового з'єднання із сенсором Гартмана (на цілі змонтовано кутовий відбивач діаметром d)

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{A \cdot \Delta \nu_c}} \cdot \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \cdot \left(\frac{\Omega_d}{\Omega_0} \right) \alpha P_0, \quad (B.6)$$

де D^* , A – гранична роздільна здатність та площа детектора, відповідно; $\Delta \nu_c$ – характерна смуга пропускання; δ/D – співвідношення діаметрів

парціального та загального пучків; Ω/Ω_0 – співвідношення площі кутового відбивача та площі світлової плями; α – коефіцієнт поглинання траси у зворотному ході; P_0 – потужність джерела світла;

6.2. Гетеродинний сенсор із шириною смуги сигналу $\Delta\nu$

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{\alpha P_0 \eta \lambda}{2\pi \hbar c \Delta \Delta \nu} \right)^{1/2} \left(\frac{Dd}{\lambda L} \right)^2, \quad (\text{B.7})$$

де η – квантова ефективність приймача; \hbar, c – відповідно стала Планка і швидкість світла у середовищі;

6.3. Система апертурного зондування (N каналів, відстань між каналними частотами $\Delta\nu_0$) на початковому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \times \left(\frac{m}{N} \right) \times \left(\frac{d^2 D}{d_0 L \lambda} \right)^2 \alpha P_0, \quad (\text{B.8})$$

де m – відносна глибина модуляції; d_0 – діаметр світлової плями; L – довжина траси.

На кінцевому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \cdot \left(\frac{m}{N} \right) \cdot \left(\frac{dD}{\lambda L} \right)^4 \alpha P_0. \quad (\text{B.9})$$

3.2 Приклад розрахунку характеристик сенсорів хвильового фронту

Вхідні дані:

- відносна похибка апроксимації ХФ – $1/10^2$;
- діаметр апертури – 10 см;
- діаметр неоднорідностей – 3 см;
- похибка апроксимації ХФ поверхнею адаптивного дзеркала – $1/246$;
- радіус когерентності атмосфери – 1,5 см;
- характерний час неоднорідності 1 мс;
- гранична роздільна здатність 10^{-9} Вт/ $\sqrt{\Gamma\text{ц}}$;
- площа детектора $78,5 \text{ см}^2$;
- діаметр парціального пучка 1 см;
- співвідношення площ кутового відбивача та світлової плями 100:1;
- коефіцієнт поглинання траси 0,7;
- потужність джерела 10 мВт;

- квантова ефективність приймача 80 %;
- довжина траси 1 км;
- коефіцієнт модуляції 1.

1. Кількість каналів сенсора Гартмана (пряме детектування)

$$N \approx \left(\frac{2 \cdot 0,1}{3,14 \cdot 0,03} \right)^2 \ln 10^2 = (2,122)^2 \cdot 4,605 = 20,737 \approx 21.$$

2. Кількість каналів гетеродинного сенсора

$$N \approx 0,3 \cdot \left(\frac{1}{0,03} \right)^2 \cdot \left(\frac{246}{10} \right)^{-1} = 13,55 \approx 14.$$

3. Кількість каналів при прямому детектуванні (колмогорівська модель турбулентності атмосфери)

$$N \approx 0,3 \cdot \left(\frac{100}{0,015} \right)^2 \cdot 246^{-\frac{12}{5}} = 0,3 \cdot 4444444,44 \cdot 0,0000018 \approx 24.$$

4. Характерний час спрацювання адаптивної системи

$$t \approx \frac{\pi}{\omega_c} = \frac{\pi}{1,4 \tau_c \sigma_s / \sigma} = \frac{3,141}{1,4 \cdot 10^{-3} \cdot 100} \approx 22,4 \text{ с.}$$

5. Співвідношення сигнал-шум для сенсора Гартмана

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,00785 \cdot 21 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{0,01}{1} \right)^2 \cdot 100 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 545,06.$$

Відповідна похибка вимірювання хвильового фронту:

$$\Delta S \geq \frac{3,141}{545,06} \approx 0,58\%.$$

6. Співвідношення сигнал-шум гетеродинного сенсора

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{0,7 \cdot 10^{-2} \cdot 0,8 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 10^6 \cdot 14} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{0,1 \cdot 0,01}{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 1000} \right)^2 \approx 96500.$$

7. Співвідношення сигнал-шум одноканальної системи апертурного зондування на початковому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,0001 \cdot 24 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{1}{24} \right) \cdot \left(\frac{0,01^2 \cdot 0,01}{0,001 \cdot 1000 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 52297,8.$$

На кінцевому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,0001 \cdot 24 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{1}{24}\right) \cdot \left(\frac{0,01 \cdot 0,1}{1000 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}\right)^4 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 145271,6.$$

Таким чином співвідношення сигнал/шум (SNR) на кінцевому етапі адаптації такої системи приблизно у 2,8 раза більше.

3.3 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з принципами роботи, структурною організацією та функціонуванням оптичних та електричних схем сенсорів хвильового фронту для адаптивних оптичних систем.

2. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (табл. В.1) виконати розрахунок характеристик сенсорів хвильового фронту.

3. Побудувати графічні залежності $SNR(N)$ та $\Delta S(SNR)$ для розрахованих сенсорів.

4. Скласти звіт.

Таблиця В.1 – Індивідуальні варіанти завдань

Номер варіанта	D , м	l_s , м	σ/σ_s	σ_{cm}	σ_s	r_0 , м	η	d_0 , м	λ , мкм	d' , м	L , м
1	0,1	0,03	10^{-2}	246	10^{-2}	0,015	0,88	0,01	0,61	0,1	1000
2	0,2	0,03	10^{-2}	256	10^{-2}	0,016	0,89	0,02	0,62	0,12	1050
3	0,3	0,03	10^{-2}	266	10^{-2}	0,017	0,87	0,01	0,63	0,14	1070
4	0,4	0,04	10^{-2}	276	10^{-2}	0,018	0,86	0,01	0,64	0,16	2000
5	0,5	0,04	10^{-2}	286	10^{-2}	0,019	0,85	0,01	0,65	0,18	2040
6	0,6	0,04	10^{-2}	296	10^{-2}	0,020	0,84	0,01	0,66	0,2	2050
7	0,7	0,03	10^{-2}	300	10^{-2}	0,020	0,83	0,01	0,67	0,22	2080
8	0,8	0,03	10^{-2}	304	10^{-2}	0,019	0,82	0,01	0,68	0,24	2070
9	0,9	0,04	10^{-2}	308	10^{-2}	0,018	0,78	0,01	0,69	0,26	3020
10	0,10	0,04	10^{-2}	312	10^{-2}	0,017	0,77	0,02	0,70	0,28	3090
11	0,11	0,03	10^{-2}	344	10^{-2}	0,016	0,76	0,02	0,71	0,3	4100
12	0,12	0,03	10^{-2}	446	10^{-2}	0,015	0,75	0,02	0,72	0,32	5200
13	0,13	0,03	10^{-2}	482	10^{-2}	0,015	0,74	0,02	0,73	0,34	6300
14	0,14	0,04	10^{-2}	642	10^{-2}	0,016	0,73	0,02	0,74	0,36	7400
15	0,15	0,04	10^{-2}	576	10^{-2}	0,017	0,72	0,02	0,59	0,38	4500
16	0,2	0,04	10^{-2}	544	10^{-2}	0,018	0,71	0,02	0,58	0,4	4600
17	0,5	0,03	10^{-2}	684	10^{-2}	0,019	0,7	0,01	0,57	0,21	2700
18	0,6	0,04	10^{-2}	662	10^{-2}	0,020	0,65	0,02	0,56	0,23	1800
19	0,7	0,03	10^{-2}	624	10^{-2}	0,017	0,6	0,01	0,55	0,25	1900
20	0,9	0,04	10^{-2}	524	10^{-2}	0,019	0,55	0,02	0,54	0,27	8000

Продовження таблиці В.1

Номер варіан- та	$D, \frac{Вт}{\sqrt{Гц}}$	$A, м^2$	$\Delta V_c, кГц$	$\delta, см$	$D, м$	$\frac{\Omega_d}{\Omega_0}$	α	$P_0, мВт$	$\Delta v_0, кГц$	m
1	10^{-9}	0,0001	250	1	1,0	0,05	0,7	1	45	0,9
2	10^{-10}	0,001	300	1,1	1,1	0,06	0,8	2	50	0,95
3	10^{-11}	0,0001	350	1,2	1,2	0,07	0,9	3	60	0,85
4	10^{-12}	0,001	400	1,3	1,3	0,08	1,0	4	70	0,8
5	10^{-13}	0,001	450	1,4	1,4	0,09	0,8	5	75	0,78
6	10^{-11}	0,001	500	1,5	1,5	0,08	0,9	6	80	0,76
7	10^{-10}	0,0001	550	1,6	1,5	0,06	0,7	7	85	0,75
8	10^{-14}	0,0001	600	1,7	1,4	0,07	1,0	8	90	0,77
9	10^{-13}	0,0001	650	1,8	1,3	0,05	0,7	9	95	0,81
10	10^{-10}	0,0001	700	1,9	1,2	0,04	0,8	10	100	0,82
11	10^{-11}	0,001	750	2,0	1,1	0,05	0,9	15	150	0,83
12	10^{-12}	0,0001	800	2,1	1,0	0,06	1,0	20	200	0,84
13	10^{-11}	0,001	850	2,2	1,1	0,07	0,8	25	250	0,91
14	10^{-12}	0,0001	900	2,3	1,2	0,08	0,9	30	300	0,92
15	10^{-15}	0,0001	950	2,4	1,3	0,09	0,7	35	350	0,93
16	10^{-16}	0,0001	200	2,5	1,4	0,06	1,0	40	400	0,94
17	10^{-14}	0,0001	150	2,6	1,5	0,05	0,7	45	450	0,6
18	10^{-12}	0,001	170	2,7	1,2	0,07	1,0	50	470	0,65
19	10^{-11}	0,0001	180	2,8	1,5	0,08	1,0	55	480	0,67
20	10^{-9}	0,001	190	2,9	1,3	0,09	0,7	60	$1,5 \cdot 10^3$	0,68

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке хвильовий фронт?
2. Що являють собою сенсори хвильового фронту?
3. Джерела спотворення хвильового фронту.
4. Датчик Гартмана. Принцип роботи. Характеристики.
5. Гетеродинний сенсор хвильового фронту. Принцип роботи. Характеристики.
6. Моделі турбулентності атмосфери.
7. Інтерферометри зсуву. Схеми. Характеристики.
8. Порівняльна характеристика сенсорів хвильового фронту.
9. Системи апертурного зондування. Принципи роботи. Характеристики.
10. Швидкодія сенсорів хвильового фронту.

Лабораторна робота № 4
РОЗРАХУНОК АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи: вивчити механізми втрат оптичного випромінювання у атмосфері та набутти навичок розрахунків характеристик втрат у відкритих оптичних каналах зв'язку.

4.1 Основні теоретичні відомості

Розглянемо основні механізми спотворення оптичного випромінювання у атмосфері, що впливають на ефективність передавання сигналів у атмосферних каналах зв'язку.

4.1.1 Вплив турбулентності

Світлова хвиля, що розповсюджується у земній атмосфері, разом з енергетичними втратами зазнає флуктуацій амплітуди і фази, які зумовлені випадковим просторово-часовим розподілом показника заломлення повітря. Це викликано турбулентними рухами у атмосфері, які створюють випадкову зміну температури й відповідно показника заломлення.

Принциповий фізичний результат теорії розповсюдження хвиль у турбулентній атмосфері полягає в тому, що енергетичні втрати випромінювання виявляються незначними порівняно з втратами за рахунок молекулярного розсіювання, в той час як параметри оптичної хвилі зазнають суттєвих випадкових флуктуацій. Флуктуації амплітуди і фази хвилі у оптичному пучку призводять до виникнення завад, які пов'язані зі зміною структури оптичних пучків (розширення пучка, флуктуації напрямку розповсюдження і його розщеплення).

Так, розширення пучка турбулентною атмосферою робить неможливим фокусування світла на великих відстанях. Зі збільшенням діаметра джерела дифракційна пляма у фокусі зменшується в турбулентній атмосфері не як у однорідному середовищі, а до деякого характерного розміру (розміру насичення).

Флуктуації напрямку оптичного пучка виявляються у зміщенні центра пучка відносно точки спостереження.

Розщеплення оптичного пучка на невеликих відстанях проявляється у вигляді складної структури плями, що спостерігається. Зі збільшенням відстані глибина просторової модуляції зростає. На великих відстанях (в області сильних флуктуацій) оптичний пучок виявляється розщепленим на тонкі нитки, що мають в перерізі вигляд круглих і серпоподібних плям. Форма плям змінюється від серпоподібної та круглої при боковому вітрі до комірчастої при повздовжньому [2, 15, 53, 54].

Розсіювання оптичних хвиль на випадкових неоднорідностях показника заломлення повітря призводить до значних флуктуацій інтенсивності оптичного випромінювання у атмосфері. Експериментальне вимірювання флуктуацій інтенсивності оптичного сигналу показало, що спектр флуктуацій знаходиться в діапазоні від 0 до 5000 Гц, збільшення діаметра приймача призводить до зменшення високочастотної складової (за рахунок усереднення прийнятого випромінювання). При діаметрі приймача 100 мм основний спектр флуктуацій знаходиться у межах від 0 до 2800 Гц.

4.1.2 Нелінійні ефекти розповсюдження

При розповсюдженні в атмосфері оптичного випромінювання дуже великої потужності виникає ряд нелінійних ефектів – багатофотонні ефекти (багатофотонна іонізація та дисоціація, які призводять до пробоя шару повітря), спектроскопічний ефект насичення (викликане часткове просвітлення поглинального шару газу), ефект самоусунення променя (внаслідок нелінійної залежності показника заломлення середовища при опроміненні потужним радіаційним потоком), ефект випаровування частинок аерозолів (під дією імпульсних і неперервних джерел випромінювання великої потужності).

Розповсюдження потужного лазерного випромінювання у середовищі може привести до зміни величини показника заломлення в каналі променя. Різниця між значеннями показника заломлення середовища всередині пучка променя і поза ним може бути такою, при якій усувається розходження променя (ефект самофокусування променя лазера).

Опромінення частинок атмосферних аерозолів потужним направленим випромінюванням супроводжується рядом ефектів, які призводять до зміни умов розповсюдження радіації в середовищі. Найбільший практичний інтерес має випаровування частинок за рахунок поглинання енергії поля. Зміна розмірів частинок обумовлює відповідну зміну об'ємних полідисперсних коефіцієнтів ослаблення. Таким чином прозорість шару розсіювального середовища залежить від інтенсивності вхідного випромінювання.

При дії на водний аерозоль світлових імпульсів великої потужності і малої тривалості частинки, аерозолі набувають направленої руху, викликаного їх нерівномірним нагріванням. В результаті такого направленої руху може відбуватися коагуляція частинок.

4.1.3 Фонові завади від сторонніх джерел

До фонових завод від сторонніх джерел в атмосфері відносять такі, що не пов'язані з передаванням оптичного сигналу та існують незалежно від наявності цього сигналу в зовнішньому (атмосферному) каналі. Розглянемо загальну характеристику фонових завод різного походження.

Серед природних сторонніх джерел, взаємодія оптичного випромінювання яких з атмосферою призводить до появи помітних фонових завад, Сонце є найпотужнішим. Не тільки пряме, а й розсіяне та відбите сонячне випромінювання в багатьох випадках є основним джерелом фонових завад в атмосфері. Але визначальним для рівня фонів при роботі конкретних оптоелектронних систем є спектральний діапазон.

В інфрачервоній області спектра помітним є вклад енергії теплового випромінювання атмосфери і земної поверхні. Співвідношення вкладів теплового випромінювання і сонячного розсіяного та відбитого випромінювання фонових завад залежить від багатьох факторів (стану атмосфери, умов спостереження, положення Сонця і т. д.). Проте наближено можна вважати, що в області $\lambda > 4$ мкм домінує теплове випромінювання атмосфери і земної поверхні з максимумом в спектрі випромінювання біля 10 мкм. В спектральній області $\lambda < 3$ мкм переважає роль фонових завад, обумовлених сонячним випромінюванням з максимумом видимої області спектра. В інтервалі довжини хвилі 3-4 мкм має місце мінімум рівня завад, обумовлених сонячним та тепловим випромінюванням атмосфери й земної поверхні. В табл. Г.1 наведені дані максимальної яскравості фону для завад різної природи.

Таблиця Г.1 – Максимальна яскравість фону для завад різної природи [15]

Природа фонових завад	Максимальна яскравість фону, Вт/(см ² ·ср·мкм)	
	$\lambda = 1$ мкм	$\lambda = 10$ мкм
Відбиття сонячного випромінювання водною поверхнею	10^{-1}	10^{-5}
Розсіювання сонячного випромінювання атмосферою (яскравість безхмарного неба)	10^{-2}	10^{-7}
Розсіювання сонячного випромінювання хмарами (яскравість хмарного неба)	10^{-3}	10^{-7}
Теплове випромінювання атмосфери	10^{-7}	10^{-3}
Світіння атмосфери	10^{-10}	10^{-6}

Крім теплового рівноважного випромінювання в атмосфері завжди є присутнім нерівноважне випромінювання, яке викликане рядом фізичних і хімічних процесів, що мають місце при взаємодії оптичної і жорсткої сонячної радіації з атмосферою. Результатом таких процесів є легка люмінесценція атмосфери. Нетеплове оптичне випромінювання називають світінням атмосфери. Характерним для цього нерівноважного світіння атмосфери є значна спектральна селективність. У видимій області спектра світіння є лінійним, а у інфрачервоній області емісійні лінії мають дещо більшу спектральну ширину. При роботі оптико-електронних систем в нічний час світіння атмосфери є суттєвою завадою [12, 14, 15].

4.2 Методика розрахунку атмосферного каналу

Методика розрахунку характеристик атмосферного каналу призначена для аналізування малих та середніх (до 1000 м) трас.

Введемо ряд припущень:

- розрахунок ведеться для систем передавання інформації по атмосферному каналу на світловипромінювальних діодах (СВД);
- релієвським розсіюванням та нелінійними ефектами розповсюдження можна знехтувати;
- згасання сигналу на похилій трасі для висот до 10 км є меншим, ніж на горизонтальній трасі тієї ж довжини на висоті 0 км над рівнем землі;
- спектр флуктуації інтенсивності сигналу знаходиться в діапазоні від 0 до 5000 Гц;
- максимальне відхилення променя внаслідок турбулентності атмосфери – 1 мрад;
- у вибраному вікні прозорості відсутні сильні смуги молекулярного поглинання.

Виходячи з відомостей про молекулярне поглинання світла у атмосфері можна виділити такі “вікна прозорості”, які підходять для передавання оптичного сигналу:

- 400÷1330 нм (за виключенням 1200 нм);
- 1520÷1560 нм;
- 1590÷2200 нм;
- 3000÷3300 нм;
- 4100÷4700 нм.

Найбільший практичний інтерес пов’язують із першим “вікном”. Існує велика кількість джерел випромінювання із робочою довжиною хвилі у видимому та ближньому ІЧ-діапазонах. Наприклад, як випромінювач можна використати СВД на основі AlGaAs із спектром випромінювання 870±25 нм.

4.2.1 Дальність оптичної локації в атмосфері

У випадку однорідного оптичного середовища для направленої монохроматичного світлового пучка (наприклад, лазерного) справедливий закон Бугера

$$J_{\lambda} = J_{0\lambda} e^{-\sigma_{\lambda} l}, \quad (\text{Г.1})$$

де $J_{0\lambda}$, J_{λ} – інтенсивності монохроматичного випромінювання на вході та виході із середовища, Вт/ср, σ_{λ} – коефіцієнт ослаблення потоку монохроматичного випромінювання, км^{-1} ; l – довжина траси, км.

Спектральний коефіцієнт прозорості середовища довжиною 1 км (питоме пропускання) $\tau_{y\lambda} = e^{-\sigma_{\lambda}}$.

Залежність коефіцієнта пропускання атмосфери від довжини хвилі випромінювання має селективний характер із відповідними вікнами прозорості.

Очевидно, що у випадку активної оптичної локації має місце дворазове проходження траси, тобто загальна довжина шляху визначається як $L = 2l = 2R$.

При цьому потужність оптичного сигналу на вході приймача системи прямо пропорційна квадрату спектрального коефіцієнта одностороннього пропускання атмосфери

$$P_{\lambda} = P_{0\lambda} T_{a\lambda}^2, \quad (\Gamma.2)$$

де $P_{0\lambda}$ – потужність відбитого оптичного сигналу на вході приймача.

Отже в інтервалі малих дальностей (при роботі по протяжній цілі), максимальна дальність дії оптичної локації в атмосфері

$$R_{max} = R_{0max} T_{a\lambda}, \quad (\Gamma.3)$$

де $R_{0max} = \sqrt{P_u K k_0 S_A \rho_D(\alpha) \xi / (\pi P_{nop})}$.

В інтервалі великих дальностей (при роботі з точковою ціллю), дальність дії оптичної (в т. ч. лазерної) локації в атмосфері

$$R_{max} = R_{0max} \sqrt{T_{a\lambda}}, \quad (\Gamma.4)$$

де $R_{0max} = 4 \sqrt{P_u K k_0 S_A S_{0D} / (\pi^2 \Theta_D^2 P_{nop})}$.

Таким чином, ослаблення потужності лазерного зондувального та відбитого атмосферою оптичних сигналів призводить до зменшення відношення сигнал/шум на вході приймача системи. Це, у свою чергу, знижує дальність виявлення цілі.

На практиці для визначення коефіцієнта $T_{a\lambda}$, при роботі у «вікнах прозорості» атмосфери використовують емпіричну формулу

$$T_{a\lambda} = \exp \left[- \frac{3,91 I_p}{R_M} \chi_{\lambda} \right],$$

де l_p – товщина розсіювального шару атмосфери; $\chi_\lambda = \sigma_{p\lambda} / \sigma_{p\lambda_0}$ (у видимому діапазоні хвиль $\chi_\lambda \approx 1$).

Метеорологічну дальність видимості (МДВ) визначають за формулою

$$R_M = \frac{1}{\sigma_{p\lambda}} \ln \frac{1}{V_{\min}}, \quad (Г.5)$$

де $V_{\min} = 0,02$ – гранична контрастна чутливість ока спостерігача ($\lambda = 0,5$ мкм).

МДВ є граничною дальністю видимості темних предметів з кутовим розміром $0,5^\circ$ стандартним спостерігачем ($V_{\min} = 0,02$) у денний час на фоні неба.

Таблиця Г.2 – Питоме пропускання та дальність видимості атмосфери [15]

Стан атмосфери (видимість)	Бал за кодом	Питоме пропускання $\tau_{y\lambda}$, км	Метеорологічна дальність видимості R_M , км
Туман:			
дуже сильний	0	$> 10^{-34}$	$> 0,05$
сильний	1	$10^{-34} \div 10^{-8,5}$	$0,05 \div 0,2$
помірний	2	$10^{-8,5} \div 10^{-34}$	$0,2 \div 0,5$
слабкий	3	$10^{-3,4} \div 2 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \div 1$
Димка:			
дуже сильна	4	$0,02 \div 0,14$	$1 \div 2$
сильна	5	$0,14 \div 0,38$	$2 \div 4$
помірна	6	$0,38 \div 0,68$	$4 \div 10$
слабка	7	$0,68 \div 0,82$	$10 \div 20$
Гарна видимість	8	$0,82 \div 0,92$	$20 \div 50$
Відмінна видимість	9	$\geq 0,92$	≥ 50

У таблиці Г.2 наведено типові значення питомого пропускання та метеорологічної дальності видимості залежно від стану атмосфери ($\lambda = 500$ нм).

Графіки залежності спектрального коефіцієнта загасання світлового потоку від МДВ $\sigma_\lambda = f(R_M)$ для різних довжин хвиль наведені на рис. Г.1.

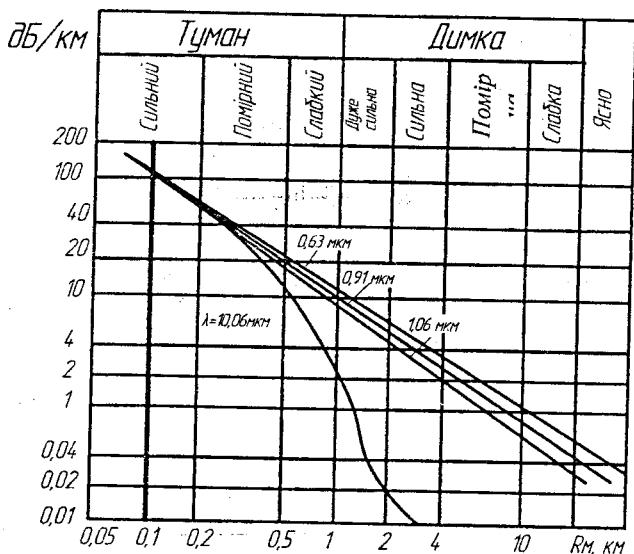


Рисунок Г.1 – Залежність коефіцієнта згасання від МДВ [15]

4.2.2 Розрахунок впливу фонового випромінювання

Загальний шум на фотоприймачі складається з шумів, зумовлених атмосферними оптичними завадами, дробових шумів та власних шумів фотоелементів і підсилювачів.

За властивостями і фізичною природою атмосферні оптичні завади поділяють на дві групи:

- фонові перешкоди, викликані власним випромінюванням атмосфери і Землі, а також розсіюванням світла від сторонніх джерел (Сонця, Місяця та ін.);
- завади за рахунок викривлень оптичного сигналу, які зумовлені взаємодією сигналу з атмосферою.

Перша група являє собою адитивні перешкоди, які додаються до корисного сигналу і складаються з постійної в часі та випадкової (швидко змінної) складових. Обидві складові зменшують динамічний діапазон приймача й відповідно зменшують ефективність усієї системи передавання інформації.

Друга група являє собою як адитивні, так і мультиплікативні атмосферні завади. Цей вид завад знижує ефективність інформаційної системи, змінюючи як величину, так і форму самого передавального сигналу. Збільшення потужності оптичного сигналу при цьому не веде до лінійного зростання відношення сигнал/шум. До мультиплікативних завад відноситься одно- багаторазове пряме розсіювання оптичного сигналу.

Дробові шуми зумовлені зміною інтенсивності за рахунок флуктуацій кількості прийнятих квантів оптичного сигналу.

Власні шуми фотоелемента характеризують шумові властивості фотоелементів і першого підсилювального каскаду вхідного підсилювача. Власні шуми залежать від типу фотоприймача, схеми його вмикання, типу підсилювального елемента вхідного підсилювача й ін.

Для розрахунку приймаємо, що у діапазоні довжин хвиль 800–950 нм фонові завади вдень не перевищують значення 10^{-2} Вт/(см²·ср·мкм), а вночі – не більше 10^{-6} Вт/(см²·ср·мкм). В такому випадку основний шум вноситься фоновим випромінюванням (іншими шумами можна знехтувати).

Таким чином, оптична потужність сигналу

$$P_n = 10^{-2} \cdot S_p \cdot \alpha \cdot \Delta\lambda, \quad (Г.6)$$

де S_p – площа приймача (см²), α – кут зору приймача (ср), $\Delta\lambda$ – робочий діапазон довжин хвиль фотоприймача.

Залежно від способу модуляції оптичного сигналу змінюється й мінімально допустиме відношення сигнал/шум. Таким чином мінімальна потужність оптичного сигналу буде

$$P_S = N_{\min} \cdot P_n, \quad (Г.7)$$

де N_{\min} – мінімальне відношення сигнал/шум для вибраного виду модуляції оптичного сигналу.

4.2.3 Розрахунок впливу відхилення променя від нормалі

Вважаємо, що максимальний кут відхилення променя від нормалі $\theta_{\max} \leq 1$ мрад. Приймаємо мінімальний кут розходження променя $\theta_{\min} = 2,5$ мрад. Тоді при точному націлюванні оптичного передавача на приймач відхилення променя на 1 мрад не викликає зникнення сигналу в приймачі. Найбільший вплив на розходження променя здійснюють добові коливання несучих конструкцій, будівель, зсув ґрунтів та тиск вітру [6, 12].

4.2.4 Розрахунок параметрів оптичної системи

Оптичні системи дозволяють перерозподіляти світловий потік із збільшенням його концентрації за окремими напрямками.

Діаметр апертури приймальної антени при цьому менший за діаметр світлової плями джерела оптичного сигналу. Для оцінювання втрат потужності використовуємо вираз

$$P_{\text{lost}} = 10 \lg \left(\frac{L_2 \cdot l}{D} \right)^2, \quad (Г.8)$$

де L_λ – кут розходження променя, рад.; l – відстань до приймача; D – діаметр приймача.

Необхідно врахувати, що оптична система також вносить втрати. Приймаємо коефіцієнт пропускання елементів оптичної системи 0,95, відповідно потужність сигналу необхідно додатково збільшити на 0,5 дБ.

4.3 Приклад розрахунку атмосферного каналу зв'язку

Вхідні дані:

довжина хвилі – 870 нм;

робочий діапазон довжин хвиль фотоприймача – 850-900 нм;

розходження променя – 4 мрад;

довжина траси – 1000 м;

дальність дії – 150 м;

радіус апертури приймача – 4 см;

площа приймального елемента – 1 см^2 ;

кут зору приймача – 0,17 рад;

згасання у каналі – до 60 дБ/км;

модуляція – АМ;

мінімальне відношення сигнал/шум – 3 дБ.

потужність оптичних шумів

$$P_n = 10^{-2} S_p \cdot L_\lambda \cdot \Delta\lambda = 10^{-2} \cdot 0,17 \cdot 0,05 = 8,5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт.}$$

Розрахована потужність оптичних шумів складає 85 мкВт.

Розрахуємо максимальні втрати каналу за рахунок погодних умов

$$P_L = \alpha_{\max} \cdot L = 60 \cdot 0,150 = 9 \text{ дБ.}$$

Втрати оптичного сигналу за рахунок розходження променя

$$P_{\text{lost}} = 101 \lg \left(\frac{L_\lambda \cdot l}{D} \right)^2 = 101 \lg \left(\frac{0,004 \cdot 150}{0,08} \right)^2 = 17,5 \text{ дБ.}$$

Знайдемо величину мінімального відношення сигнал/шум, враховуючи при цьому всі наявні типи втрат

$$P_{SNR} = P_N + P_L + P_{\text{lost}} + P_{\text{opt}} = 3 + 9 + 17,5 + 0,5 = 30 \text{ дБ.}$$

Таким чином, розрахункове відношення сигнал/шум каналу 30 дБ.

Мінімальна потужність оптичного сигналу при цьому становить

$$P_s = 10^{\frac{P_{SNR}}{10}} \cdot P_n = 10^{\frac{30}{10}} \cdot 8,5 \cdot 10^{-5} = 0,085 \text{ Вт.}$$

Таким чином, потужність СВД становить $\geq 85 \text{ мВт}$.

МДВ

$$R_M = \frac{1}{\ln(2 \cdot 10^{-2})} \ln \frac{1}{0,02} \approx 1 \text{ км.}$$

Спектральний коефіцієнт пропускання

$$T_{\omega} = \exp\left[-\frac{3,91 \cdot 0,15}{1}\right] \approx 0,18.$$

Максимальна дальність дії оптичного локатора в заданих погодних умовах

$$R_{max} = 1000 \cdot 0,18 = 180 \text{ м.}$$

4.4 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання.
2. Зібрати та від'юстувати установку згідно зі схемою на рис. Г.2.
3. Визначити граничну частоту роботи оптичного каналу зв'язку на відстані 3 м.
4. Внести у оптичний канал розсіювальні елементи 6 із відомими коефіцієнтами втрат. Визначити граничну частоту оптичного каналу із розсіювальними елементами.
5. Визначити параметри роботи системи на максимально можливій (в лабораторних умовах) відстані траси.
6. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиця Г.3) виконати розрахунок характеристик атмосферного каналу зв'язку.
7. Побудувати графічні залежності $f_{гран}(\sigma_{\lambda})$, $\sigma_{\lambda}(L_{\lambda})$, $R_{max}(R_M)$ для даної схеми та індивідуального завдання.
8. Скласти звіт.

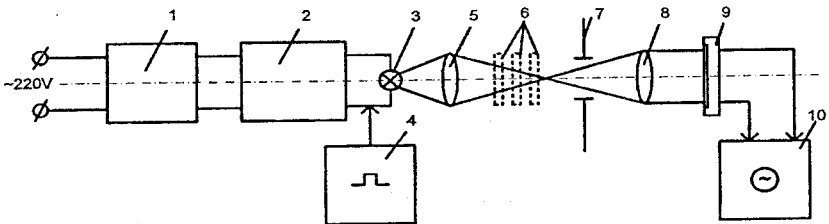


Рисунок Г.2 – Схема установки для аналізування оптичного каналу зв'язку:
 1 – стабілізатор напруги; 2 – трансформатор; 3 – джерело випромінювання;
 4 – генератор частот; 5 – конденсор; 6 – розсіювальні пластинки; 7 –
 діафрагма; 8 – об'єктив; 9 – фотоприймач; 10 – осцилограф

Таблиця Г.3 – Варіанти індивідуальних завдань

Номер варіанта	λ , нм	θ_{\max} , мрад	L, м	R, см	S, см ²	θ_{\min} , мрад	α , дБ/км	P_N , дБ	R_{\max} , м
1	590	2,6	80	2,6	0,30	0,65	55	1,9	990
2	600	2,7	85	2,7	0,35	0,70	45	2,2	980
3	610	2,8	90	2,8	0,40	0,75	60	2,5	970
4	620	2,9	95	2,9	0,45	0,80	50	3,0	960
5	630	3,0	100	3,0	0,50	0,85	40	2,3	950
6	640	3,1	105	3,1	0,55	0,9	35	2,6	940
7	650	3,2	110	3,2	0,60	0,10	30	2,8	930
8	660	3,3	115	3,3	0,65	0,11	55	2,7	920
9	670	3,4	120	3,4	0,70	0,12	45	2,3	910
10	680	3,5	125	3,5	0,75	0,13	30	1,9	900
11	690	3,6	130	3,6	0,80	0,14	60	2,8	890
12	700	3,7	135	3,7	0,85	0,15	40	2,5	880
13	710	3,8	140	3,8	0,90	0,16	50	2,7	870
14	720	3,9	145	3,9	0,95	0,17	35	2,3	860
15	730	4,0	150	4,0	1,00	0,18	55	2,2	850
16	740	4,1	155	4,1	1,05	0,19	30	3,0	840
17	750	4,2	160	4,2	1,10	0,20	50	2,6	830
18	760	4,3	165	4,3	1,15	0,21	45	2,3	820
19	780	4,4	170	4,4	1,20	0,22	60	2,8	810
20	790	4,5	175	4,5	1,25	0,23	40	3,0	800
21	800	4,6	180	4,6	1,30	0,24	50	2,7	790
22	810	4,7	185	4,7	1,35	0,25	60	1,9	780
23	820	4,8	190	4,8	1,40	0,26	35	2,5	770
24	830	4,9	195	4,9	1,45	0,27	45	2,6	760
25	840	5,0	200	5,0	1,50	0,28	55	2,8	750
26	850	5,1	205	5,1	1,55	0,29	40	1,9	740
27	860	5,2	210	5,2	1,60	0,30	50	2,7	730
28	870	5,3	215	5,3	1,65	0,31	45	2,5	720
29	880	5,4	220	5,4	1,70	0,32	55	2,3	710
30	890	5,5	225	5,5	1,75	0,33	60	3,0	700

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Закони розповсюдження оптичного випромінювання у атмосфері.
2. Нелінійні оптичні ефекти розповсюдження світла у атмосфері.
3. Вплив стану атмосфери на дальність оптичної локації.
4. Вплив фонових завад та характеристик пучка на поширення світла.
5. Механізм втрат оптичного сигналу у атмосфері.
6. Джерела та приймачі випромінювання для оптичної локації.
7. Спектральні вікна прозорості для оптичної локації.

Лабораторна робота № 5
ПОГЛИНАННЯ ІНФРАЧЕРВОНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ
АТМОСФЕРОЮ

Мета роботи: вивчити механізми втрат світла у атмосфері, які зумовлені поглинанням інфрачервоного випромінювання та оволодіти навиками розрахунків спектрального коефіцієнта пропускання у діапазоні довжин хвиль 0,7...14 мкм за методом Ельдера-Стронга.

5.1 Основні теоретичні відомості

Земна атмосфера є середовищем, що складається з аерозольної суміші газів і водяної пари зі зваженими в ній частинками різних розмірів (частинки диму, земного та космічного пилу, органічні частинки і т. д.)

Нижні шари атмосфери складаються з механічної суміші азоту (78 %), кисню (21 %) і ряду інших газів. З цих газів, на частку яких у повітрі припадає близько 1 %, на оптичні властивості атмосфери впливають вуглекислий газ та озон. Вміст CO_2 у поверхневому шарі атмосфери (для висот порядку 20...25 км) є нерівномірним та коливається в межах 0,3...0,05%, а O_3 – близько 10^{-5} ... 10^{-3} %.

Концентрація водяної пари H_2O в атмосфері може бути від 10^{-3} до 4 % і залежить від географічної широти, висоти над рівнем моря, часу, пори року і місцевих метеорологічних умов. Основна кількість водяної пари є зосередженою в нижньому шарі атмосфери (до 5 км) та різко зменшується з подальшим збільшенням висоти.

Крім газів і водяної пари в нижніх шарах атмосфери постійно є пил, дим, мінеральні й органічні частинки, бактерії, краплі води і кристалики льоду. Ці частинки та домішки можуть бути центрами концентрації водяної пари, що приводить до утворення серпанку, туману, хмар і дощу.

При проходженні інфрачервоного (ІЧ) випромінювання крізь атмосферу спостерігається вибіркове поглинання багатоатомними молекулами газів і водяною парою. Селективність поглинання пояснюється тим, що воно відбувається на тих хвилях, частота яких є резонансною для молекул атмосферних газів [14, 20].

Найбільш інтенсивно ІЧ випромінювання поглинається парами води, вуглекислим газом та озоном. У поверхневому шарі атмосфери смуги поглинання водяної пари перекривають смуги поглинання інших газів. У ІЧ діапазоні виділяють такі основні смуги пропускання $\Delta\lambda_i$ (вікна прозорості) [5]:

0,95...1,05 мкм;

1,15...1,35 мкм;

1,5...1,8 мкм;

- 2,1...2,4 мкм;
- 3,3 ... 4,2 мкм;
- 4,5...5,1 мкм;
- 8...13 мкм.

Відносна величина пропускання у вікнах прозорості не є однозначною для всіх умов, вона залежить від висоти над рівнем моря та вмісту в атмосфері водяної пари. Зі збільшенням висоти густина повітря та вміст у ньому водяної пари зменшуються, відповідно зростає прозорість атмосфери і збільшується ширина смуг пропускання.

Т. Ельдером і Д. Стронгом був запропонований метод наближеного розрахунку прозорості атмосфери всередині спектральних смуг пропускання. Для розрахунку вибіркового поглинання всередині ділянки прозорості τ_{II} ними була запропонована логарифмічна залежність

$$\tau_{II} = t_0 - k_{II} \lg \omega, \% \quad (Д.1)$$

де ω – водність (приведена товщина водяних пар у мм на 1 км відстані); t_0, k_{II} – сталі відповідної спектральної ділянки, знайдені Ельдером і Стронгом експериментально (таблиця Д.1)

Таблиця Д.1 – Сталі Ельдера і Стронга [15, 21]

Номер ділянки	Спектральний діапазон, мкм	$k_{II}, \%$	$t_0, \%$	Номер ділянки	Спектральний діапазон, мкм	$k_{II}, \%$	$t_0, \%$
I	0,72 – 0,92	15,1	106,3	V	1,9 – 2,7	13,1	72,5
II	0,92 – 1,2	16,5	106,3	VI	2,7 – 4,3	12,5	72,3
III	1,1 – 1,4	17,1	96,3	VII	4,3 – 5,9	21,2	51,2
IV	1,4 – 1,9	13,1	81,0	VIII	5,9 – 14,0	-	-

Для атмосфери, яка містить водяну пару, але є вільною від твердих частинок, дощу і туману, застосовується така формула для розрахунку ω (розрахункова висота 2–20 км)

$$\omega = 10^4 \alpha_0 \cdot \Psi_n \cdot l, \quad (Д.2)$$

де α_0 – гранична абсолютна вологість біля поверхні Землі у $г/см^3$ (табл. Д.2); Ψ_n – відносна вологість повітря на відповідній висоті, %; l – довжина траси, у км.

Для розрахунку вибіркового поглинання водяною паром, наприклад, у випадку розсіювання ІЧ випромінювання туманом на висотах більше 2 км Ельдером і Стронгом була запропонована емпірична формула [6]

$$\tau_p = (0,998)^{\omega}. \quad (Д.3)$$

Таким чином, інтегральний коефіцієнт прозорості чистої вологої атмосфери може бути розрахований так:

$$\tau = \tau_H \tau_p = (t_0 - k_H \lg \omega) \cdot 0,998^\omega. \quad (Д.4)$$

Таблиця Д.2 – Гранична абсолютна вологість на поверхні Землі [15, 21]

Температура, °С	-20	-15	-10	-5	0	5	10	20	30	40	50
Гранична абсолютна вологість, мкг/см ³	1,08	1,60	2,35	3,41	4,86	6,32	9,4	17,3	30,3	51,1	82,8

При значному замутненні атмосфери (дощі, тумани і т. д.) характер проходження ІЧ світла більш складний. У приземних шарах атмосфери завжди знаходяться зважені тверді та рідкі частинки, що утворюють хмари, туман і атмосферні опади. На цих частинках відбувається аерозольне дифракційне та геометричне розсіювання.

Встановлено, що характер та інтенсивність аерозольного розсіювання залежить від співвідношення між радіусом розсіювачів r і довжиною хвилі діючого випромінювання λ :

в області коротких хвиль ($r \ll \lambda$) розсіювання залежить тільки від розміру частинок;

при $\lambda = r$ розсіювання є максимальним. Вимірявши залежність коефіцієнта розсіювання від довжини хвилі $\rho = f(\lambda)$, можна довжину хвилі максимального розсіювання вважати приблизно рівною радіусу переважної кількості розсіювачів;

при $\lambda > r$ розсіювання починає зменшуватися. За умови $\lambda \approx 2r$ починається область розсіювання, в якій працює закон Релея (розсіювання змінюється пропорційно λ^{-4}). При штучному тумані та серпанку (розмір розсіювачів $r < 0,2 \dots 1$ мкм) ІЧ випромінювання із довжиною хвилі $\lambda > 2$ мкм поширюється на більш значну відстань у порівнянні з видимим світлом.

Для оцінювання ослаблення ІЧ світла хмарами вважають, що вони складаються переважно з крапельок радіусом 5...7 мкм. Середня відстань між краплями 1...1,5 мкм. Якщо радіус крапель стає більшим 60 мкм, вони випадають на землю у вигляді дощу.

Для частинок з $r > 60$ мкм (дощ, сніг, град та ін.) розсіювання короткого та середнього ІЧ випромінювання практично не залежить від довжини хвилі, а залежить тільки від розміру частинок, тому ІЧ випромінювання не має переваг відносно видимого.

Із збільшенням висоти над рівнем моря прозорість атмосфери для ІЧ випромінювання нелінійно зростає. Так, на висотах вище 9...10 км ІЧ випромінювання поширюється практично без втрат. Ідеальним середовищем для поширення світла є космічний простір (вакуум) [2, 4].

5.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з особливістю проходження ІЧ випромінювання у шарах атмосфери.

2. За методом Ельдера-Стронга згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиця Д.3) виконати розрахунок коефіцієнта пропускання атмосфери для кожної з ділянок прозорості у діапазоні 0,72...4,9 мкм, а також інтегральний коефіцієнт прозорості чистої вологої атмосфери.

3. Побудувати графічні залежності $\tau_p(l)$ для кожної спектральної ділянки та $\tau(\omega)$.

4. Скласти звіт.

Таблиця Д.3 – Індивідуальні варіанти завдань

Номер варіанта	Довжина траси, км	Відносна вологість, %	Температура, °С
1	20	61	-20
2	19	65	-10
3	18	60	-5
4	17	63	0
5	16	72	5
6	15	67	10
7	14	74	15
8	13	76	20
9	12	69	25
10	11	68	30
11	10	80	35
12	9	79	40
13	8	81	45
14	7	68	50
15	6	72	-10
16	5	82	-15
17	4	70	-20
18	3	74	10
19	2	81	15
20	2	75	20

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Закони розповсюдження ІЧ випромінювання у атмосфері.
2. Що таке аерозолі?
3. Механізми аерозольного розсіювання ІЧ світла у атмосфері. Дальність.
4. Спектральні вікна прозорості та їх особливості у ІЧ діапазоні.
5. Методи визначення інтегрального коефіцієнта пропускання.

Додаток Е

Лабораторна робота № 6 АГРЕГАТНІ МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЕФІЦІЄНТА ПРОПУСКАННЯ АТМОСФЕРИ

Мета роботи: засвоїти практичні розрахунки коефіцієнта атмосферного пропускання та набутти навичок агрегатних методів розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери в діапазоні довжин хвиль 1...30 мкм.

6.1 Основні теоретичні відомості

6.1.1 Спектральне пропускання атмосфери без урахування розсіювання

З метою спрощення аналізування рівняння переносу випромінювання розглянемо світло, що поширюється вертикально вздовж осі z . У цьому випадку значення коефіцієнта послаблення μ вважаємо рівним одиниці. Розв'язки диференціального рівняння для плоскої земної поверхні мають вигляд (штрихами позначені змінні інтегрування) [15]

$$L_{\nu}(v, q_0) = L_{\nu}(v, q)^{-(q_0 - q)} + \int e^{-(q_0 - q')} J_{\nu}(v, q') dq'. \quad (\text{E.1})$$

У цьому виразі $\nu = \frac{1}{\lambda}$ – хвильове число, см^{-1} ; λ – довжина хвилі, см ; $L_{\nu}(v, q_0)$ – спектральна енергетична яскравість, $\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{ср}$ у точці спостереження ($z = 0$); $L_{\nu}(v, q)$ – спектральна енергетична яскравість у точці знаходження об'єкта ($z = z$); $(q_0 - q)$ – оптична товщина; $J_{\nu}(v, q)$ – функція джерела.

У точці спостереження Сонячне джерело спочатку не розглядаємо. Розсіювання враховуємо вторинною причиною ослаблення випромінювання. Розсіювання від джерел, які знаходяться поза трасою, виключаємо.

На трасі з початковою точкою z_1 і кінцевою z_2 , розташованою вище (з відповідними значеннями оптичної товщини цих точок q_1 і q_2), коефіцієнт пропускання, за визначенням, виражається формулою

$$L_{\nu}(v, q_0) / L_{\nu}(v, q_1) = \tau(v, q_1, q_2) = \exp\{-(q_1 - q_2)\}. \quad (\text{E.2})$$

Звідси випливає, що вираз під інтегралом рівняння (Е.1) еквівалентний $L_v^*(v, q') d\tau(v, q')$, тому сдержуємо

$$L_v(v, q_0) = L(v, q) \exp\{-(q_0 - q)\} + \int_{\tau(q_0)}^{\tau(q)} L_v^*(v, q') d\tau(v, q'). \quad (\text{Е.3})$$

Оскільки розв'язок інтегрального рівняння (Е.3) не вдається записати у єдиній закінченій аналітичній формі, застосовуємо чисельне інтегрування. У наведеному нижче рівнянні $L_{\text{вспост}}$ позначає яскравість у пункті спостереження на висоті z_0 . Земну поверхню вважають плоскою, а шари атмосфери над нею однорідними (рис. Е.1). Рисунок ілюструє випадок, коли $z_0 = 0$. Шари розділені межами z_1, z_2, z_n . Умовно вважаємо, що спостерігач дивиться вертикально вгору на об'єкт, який знаходиться на межі z_n .

У числовій формі рівняння (Е.3), відповідно до рисунка, запишемо у вигляді

$$L_{\text{вспост}} = \varepsilon(v)_{\text{об}} L_{\text{об}} \tau_n(v) + \sum_{i=1}^n L_v^*(v, T_i) [\tau_{i-1}(v) - \tau_i(v) / \tau_i'(v)]. \quad (\text{Е.4})$$

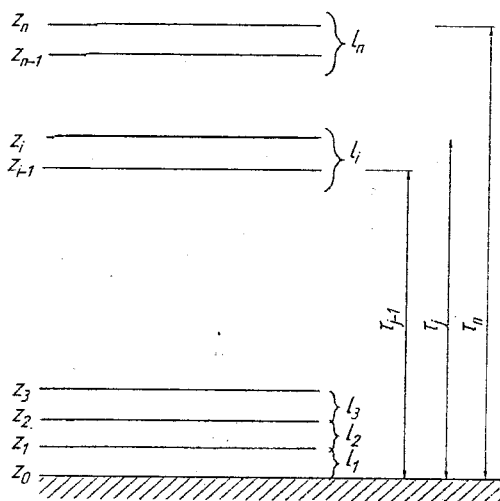


Рисунок Е.1 – Схематичний поділ атмосфери на шари [15]

Другий член правої частини рівняння (Е.4) являє собою випромінювання атмосфери у місці приймання внаслідок світла, що випускається кожним шаром та перетворюється за рахунок коефіцієнта

пропускання атмосфери між приймачем і нижньою межею шару. Коефіцієнт пропускання враховує як поглинання, так і розсіювання середовища. Варто враховувати, що в рівнянні (Е.4) функція джерела у i -му шарі є результатом випромінювання без урахування розсіювання в шарі світла від сусідніх областей поза шаром. Однак зауважимо, що насправді на коефіцієнт пропускання атмосфери нижнього випромінювального шару впливає як поглинання, так і розсіювання [9].

Розв'язати рівняння (Д.6.4) при заданому ν , якщо відомі величини $\tau(\nu)$.

Щоб з'ясувати, що можна визначити за результатами вимірів яскравості об'єкта спектрометром з даною шириною спектральної щілини (тобто спектральним інтервалом з ефективною шириною $\Delta\nu$), потрібно розрахувати $\bar{\tau}_{\Delta\nu}$. Типова величина $\Delta\nu$ має порядок 10 см^{-1} або більше.

Величина $\bar{\tau}_{\Delta\nu}$ розраховується за формулою

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int \tau(\nu') d\nu'. \quad (\text{E.5})$$

Формула (Е.5) являє собою апроксимацію двох точок зору. По-перше, оскільки порівняння із реальними спектрометрами потребує, щоб спектральне пропускання розраховувалося для реальної ширини щілини, рівняння (Е.5) варто було б насправді записати у вигляді згортки спектрального коефіцієнта пропускання із нормованою спектральною функцією щілини спектрометра (ν – центр інтервалу)

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int \tau(\nu') \xi(\nu' - \nu) d\nu'. \quad (\text{E.6})$$

По-друге, зміну спектра джерела у інтервалі $\Delta\nu$, на випромінювання якого впливає поглинання, необхідно вважати повільною. Таким чином, розглядаючи випромінювання сірих тіл, для урахування поглинання в атмосфері можна використовувати формулу (Е.5), а у випадку випромінювання гарячих газів, спектральна структура яких в часі є швидкозмінною та зазвичай тісно пов'язаною зі спектром атмосфери, застосування формули (Е.5) може призвести до значних похибок. Вважаємо, що джерела випромінювання мають постійний спектр, якщо відсутні інші припущення, які дозволяють використовувати рівняння (Е.5) як апроксимацію [6, 14].

Таким чином, усі вирази усереднюються в межах інтервалу $\Delta\nu$, а точність результатів залежить від точності обчислення коефіцієнта пропускання, обумовленого поглинанням

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu} \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} e^{-q(\nu)} d\nu, \quad (\text{E.7})$$

$$\text{де } q(\nu) = \int_L k_a(\nu, z) \rho dz.$$

6.1.2 Концепції смугової моделі

Більшість практичних підходів до розрахунку атмосферного поглинання полягає у використанні наближеної математичної моделі смугової структури спектра. При цьому вважається, що положення ліній та інтенсивність смуг можуть бути подані однією з таких математичних моделей.

1. *Модель Ельзассера*, побудована в припущенні, що лінії рівної інтенсивності розташовані на рівних відстанях і мають однакову півширину. Функція пропускання усереднюється за інтервалами, що дорівнюють відстані між центрами ліній.

2. *Статистична модель (модель Гуді)* була спочатку запропонована для парів води; у ній вважають, що положення та інтенсивність ліній описуються ймовірнісною функцією. Статистичну модель розроблено Майсром та (незалежно від нього) Гуді.

3. *Модель випадкового накладання смуг Ельзассера* являє собою узагальнення моделі Ельзассера та статистичної моделі. Вважають, що певна кількість смуг Ельзассера з різними значеннями інтенсивності, напівширини та відстані між смугами накладаються одна на одну випадково.

4. Найбільш точна *квазівипадкова модель*, у якій інтервал усереднення може бути досить малим (порівняно з іншими потребує найбільшого обсягу обчислень).

Якщо припустити, що окрема спектральна лінія у однорідному поглинальному газі має лоренцівську форму, вираз для поглинання має вигляд

$$\Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\pi} \int_{\text{траси}} \frac{S \alpha \rho}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \right] \right\} d\nu. \quad (\text{E.8})$$

Для однорідної траси (S , α і ρ постійні) формула (E.8) спрощується

$$\Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{S}{\pi} \frac{\alpha \rho \nu}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \right] \right\} d\nu. \quad (\text{E.9})$$

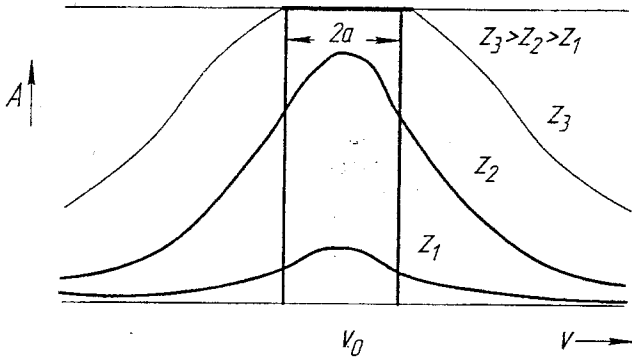


Рисунок Е.2 – Поглинання окремою лінією залежно від частоти випромінювання (при різних кількостях поглинального агента) [15]

Залежність поглинання від частоти для різних довжин траси і значень w наведено на рис. Е.2. Для траси довжиною z_1 поглинання є малим навіть у центрі лінії. При довжині z_2 випромінювання в центрі лінії поглинається повністю, і подальше збільшення z тоді призводить тільки до зміни поглинання на краях лінії. Поглинання на трасах, довжина яких дорівнює або більше z_3 , розглядається як поглинання в сильній лінії [10].

Якщо припустити, що інтервал $\Delta\nu$ у (Е.9) включає практично всю лінію, то без ризику внести істотну похибку межі інтегрування можна обрати від $-\infty$ до $+\infty$. При цьому рівняння (Е.9) для визначення повного поглинання можна вирішити точно. Відповідний розв'язок має вигляд

$$A\Delta\nu = 2\pi\alpha\psi \cdot e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]. \quad (\text{Е.10})$$

Для поглинання у слабкій лінії розв'язок (Е.10) спрощується та набуває вигляду

$$A\Delta\nu = 2\pi\alpha\psi = Sw, \quad (\text{Е.11})$$

і залежність поглинання від кількості поглинального агента стає лінійною.

В умовах поглинання сильною лінією ψ є значним, тоді (Е.11) набуває вигляду

$$A\Delta\nu = \sqrt{S\alpha w}. \quad (\text{Е.12})$$

Цей вираз відомий як наближення квадратного кореня. Наведені вище формули для окремої спектральної лінії є справедливими і для поглинання багатьма лініями за умови, якщо вони не перекриваються.

6.1.2.1 Модель Ельзасера

Ельзасерівська модель смуги поглинання формується шляхом періодичного повторення окремої лоренцівської лінії у інтервалі $\Delta\nu$. Це приводить до ряду ліній, розташованих на однаковій відстані з постійними значеннями інтенсивності та півширини у відповідному інтервалі. Модель була запропонована Ельзасером у 1938 р. Загальний вираз для поглинання в смузі Ельзасера має вигляд [1, 3, 12]

$$A = (sh\beta) \int_0^Y I_0(Y) \exp(-Ych\beta) dY. \quad (E.13)$$

Графік цієї функції для різних значень β наведений на рис. Е.3. Функцію в загальному вигляді оцінити важко, тому було застосовано спроби оцінити інтеграл на основі наближених формул. Каплан розклав інтеграл у ряд, який є збіжним для значень $\beta < 1,76$.

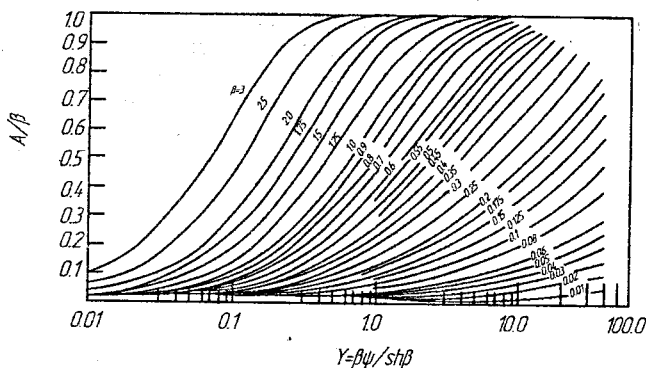


Рисунок Е.3 – Поглинання у окремій смузі Ельзасера

Наближення слабких ліній. На рис. Е.4 поглинання за формулою подано у функції добутку $\beta\psi = Sw/d$ для чотирьох значень β . Криві поглинання є близькими одна до одної для всіх значень w . Оскільки параметр β є мірою відношення ширини лінії до відстані між сусідніми лініями, спектральні лінії сильно перекриваються й окремі лінії перестають виділятися. Ця умова відповідає високим тискам, які є характерними для атмосферних трас, що проходять на невеликій висоті.

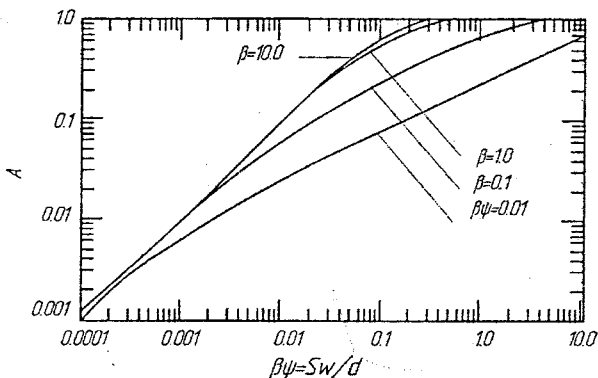


Рисунок Е.4 – Поглинання функції $\beta\psi = Sw/d$ для моделі Ельзасера [15]

Рівняння (Е.13) можна апроксимувати виразом

$$A = 1 - e^{-\beta\psi} \quad (\text{Е.14})$$

Цей вираз є апроксимацією формули (Е.13) внаслідок слабого поглинання у центрі лінії незалежно від β . Таку апроксимацію називають наближенням слабких ліній (воно не залежить від положення ліній усередині смуги).

У таблиці Е.1 зазначені області зміни β та ψ , для яких наближення слабких ліній є справедливим з точністю не менше 10 %. Апроксимація, зокрема, є корисною для екстраполяції поглинання до малих значень ψ та високого тиску. Наближення слабких ліній перетворюється у лінійну апроксимацію, якщо поглинання є малим навіть при перекритті ліній. У цьому випадку значення β є малим, і всіма членами розкладання у ряд експоненти (Е.15) можна знехтувати, за винятком члена із лінійною залежністю.

Наближення сильних ліній. Довгі атмосферні траси на великих висотах характеризуються значними кількостями w і низькими значеннями тиску

$$A = \text{erf}\left(\frac{1}{2}\beta^2\psi\right)^{1/2} \quad (\text{Е.15})$$

Вираз (Е.15) відомий як наближення сильних ліній смугової моделі Ельзасера.

На рис. Е.5 відповідно до (Е.11) поглинання подано як функція $\beta^2\psi = 2\pi\alpha Sw/d^2$. Ця область містить велику частину потенційно

важливих значень поглинання. На відміну від наближення квадратного кореня в цьому випадку лінії можуть перекриватися. Для спектральних ліній, які перекриваються, (β є великим) значення ψ , для якого апроксимація є справедливою, обмежуються просто високим рівнем ψ . Області застосування наближення сильних ліній наведені у таблиці Е.1.

Таблиця Е.1 – Області застосування апроксимацій для смуг поглинання [15]

Наближення	$\beta = 2\pi\alpha/d$	Модель Ельзасера	Статистична модель	Експоненціальний розподіл
Сильних ліній	0,001	$\psi > 1,63$	$\psi > 1,63$	$\psi_0 > 2,20$
	0,01	$\psi > 1,63$	$\psi > 1,63$	$\psi_0 > 2,40$
	0,1	$\psi > 1,63$	$\psi > 1,63$	$\psi_0 > 2,30$
	1,0	$\psi > 1,35$	$\psi > 1,10$	$\psi_0 > 1,40$
	10,0	$\psi > 0,24$	$\psi > 0,24$	$\psi_0 > 0,27$
	100,0	$\psi > 0,024$	$\psi > 0,024$	$\psi_0 > 0,24$
	Слабких ліній	0,001		
0,01		$\psi < 0,20$	$\psi < 0,20$	$\psi_0 < 0,10$
0,1		$\psi < 0,20$	$\psi < 0,20$	$\psi_0 < 0,10$
1,0		$\psi < 0,20$	$\psi < 0,20$	$\psi_0 < 0,10$
10,0		$\psi < \infty$	$\psi < 0,23$	$\psi_0 < 0,11$
100,0		$\psi < \infty$	$\psi < \infty$	$\psi_0 < \infty$
Ліній, що не перекриваються	0,001			
	0,01	$\psi < 600\ 000$	$\psi < 630\ 000$	$\psi < 80\ 000$
	0,1	$\psi < 6\ 000$	$\psi < 6300$	$\psi < 800$
	1,0	$\psi < 60$	$\psi < 6,3$	$\psi < 8,00$
	10,0	$\psi < 0,7$	$\psi < 0,22$	$\psi < 0,23$
	100,0	$\psi < 0,02$	$\psi < 0,020$	$\psi < 0,020$
		$\psi < 0,002$	$\psi < 0,0020$	$\psi < 0,0020$

Наближення ліній, що не перекриваються. Третя апроксимація у смуговій моделі Ельзасера є відомою як наближення ліній, що не перекриваються. Вона є важливою для екстраполяції поглинання до малих значень w і низьких тисків, що відповідає коротким трасам на великих висотах. За таких умов рівняння (Е.13) зводиться до такого

$$A = \beta \psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]. \quad (\text{Е.16})$$

Даний вираз збігається із поглинанням окремої спектральної лінії.

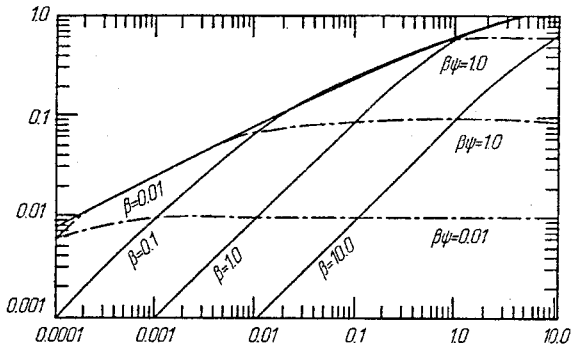


Рисунок Е.5 – Поглинання у функції $\beta^2 \psi = 2\pi\alpha S w / d^2$ для моделі Ельзасера [15]

На рис. Е.5 показана залежність відношення A/β від ψ . Найвища крива є наближенням ліній, що не перекриваються. За умов $\psi \ll 1$ нахил кривої дорівнює 1 (область, у якій справедливим є наближення слабких ліній), а при $\psi \gg 1$ він є у 2 рази меншим (область, у якій справедливим є наближення сильних ліній).

Загальні вирази для поглинання в моделі Ельзасера (Е.13) і наближення сильних ліній (Е.15) підходять для визначення поглинання, оскільки відповідні смуги складаються з регулярно розташованих ліній. Однак смуги H_2O та O_3 мають тонку структуру нерегулярного характеру й не можуть бути описані рівнянням (Е.13). Для виведення аналітичного виразу функції пропускання H_2O та O_3 необхідно використовувати статистичні методи.

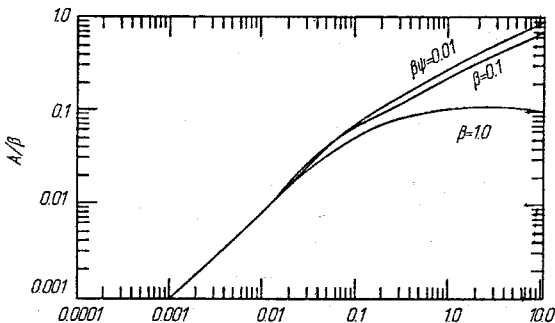


Рисунок Е.6 – Поглинання функції $\psi = S w / 2\pi\alpha$ для моделі Ельзасера

6.1.2.2 Статистична модель

Для спектрального інтервалу $\Delta\nu = nd$ (n ліній, що знаходяться у середньому на відстані d між собою), а ймовірність того, що лінія буде мати інтенсивність від S до $S + d$, нормована таким чином, що $\int_0^{\infty} P(S) dS = 1$, вираз для коефіцієнта пропускання має вигляд

$$\tau = \exp\left\{-\frac{1}{d} \int_0^{\infty} [A_n \Delta\nu] P(S) dS\right\}. \quad (\text{E.17})$$

Лінії рівної інтенсивності. Рівняння (E.17) можна оцінити для двох окремих випадків. Якщо всі лінії мають однакову інтенсивність, воно зводиться до вигляду

$$\tau = e^{-A\Delta\nu/d} = \exp\{\beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]\}, \quad (\text{E.18})$$

а поглинання дорівнює

$$A = 1 - \exp\{-\beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]\}. \quad (\text{E.19})$$

Якщо кожна з ліній є слабопоглинальною (ψ є малим), то рівняння (E.14) зводиться до

$$A = 1 - \exp(-\beta\psi). \quad (\text{E.20})$$

Якщо ж лінії є поглинальними, то рівняння (E.19) набуває вигляду

$$A = 1 - \exp(-2\sqrt{Scav/d}). \quad (\text{E.21})$$

Найбільш відомими практичними методами для розрахунку спектрального пропускання атмосфери в діапазоні довжин хвиль від 1 до 30 мкм є агрегатний метод та метод "Лоутран".

Агрегатний метод являє собою комбінацію декількох моделей. Кожна з них використовується у відповідному спектральному діапазоні, де вона забезпечує найбільш високу точність. Земна поверхня вважається плоскою, атмосфера є стандартною, однорідною вздовж горизонталі. Залежно від

спектральної смуги та характерного атмосферного молекулярного поглинання речовини, у методі застосовують ряд моделей (табл. Е.2).

Таблиця Е.2 – Смогові моделі, які використовують в агрегатному методі [15]

Газ	Спектральний діапазон, мкм	Роздільна здатність, мкм	Модель
H ₂ O	1-2	0,10	Гуді, наближення сильних ліній
	2-4,3	0,05	Гуді
	4,3-15	0,50	Гуді, наближення сильних ліній
	7,0-30	-	Континуум H ₂ O
	15-30	1,00	Гуді
CO ₂	1,37-2,64	0,20	Емпірична
	2,64-2,88	0,01	Класична Ельзассера
	4,184-4,454	0,02	Класична Ельзассера
	4,465-5,355	0,50	Емпірична
	9,13-11,67	-	
	11,67-19,92	0,10	Класична Ельзассера з урахуванням температури
O ₃	9,398-10,19	0,10	Модифікована класична Ельзассера
	11,7-15,4	0,50	Гуді
N ₂ O	4,228-4,73	0,50	Ельзассера, наближення сильних ліній
	7,53-8,91	0,50	Класична Ельзассера
	15,4-19,3	0,50	Гуді
CH ₄	5,91-9,1	0,10	Класична Ельзассера

6.1.2.3 Агрегатний метод (модель Гуді для H₂O). Наближення сильних ліній (1,0÷2,0 мкм та 4,3÷15,0 мкм) [15]

Коефіцієнт пропускання

$$\tau(\lambda) = \exp\left(-\sqrt{\omega^* K_1(\lambda)}\right), \quad (\text{Е.22})$$

де ω^* – еквівалентна кількість поглинальної речовини

$$\omega^* = \rho_0 \int_{\text{по трасі}} M(z) \left(\frac{P(z)}{P_0} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T(z)} \right)^{1.5} dz. \quad (\text{E.23})$$

За відсутності вимірюваних значень величини M , P та T можна визначити за таблицями Е.1 та Е.2 для відповідної моделі стандартної атмосфери.

6.1.2.4 Модель Гуді (2,0÷4,3 мкм та 15,0÷30,0 мкм)

Коефіцієнт пропускання обчислюють за формулами:

$$\tau(\lambda) = \exp \left\{ - \frac{S}{d} \frac{\omega}{\sqrt{1 + (2/\bar{P})(S\omega/2\pi\alpha')}} \right\}, \quad (\text{E.24})$$

$$\text{де } \omega = \rho_0 \int_{\text{по трасі}} M(z) \frac{P(z)T_0}{P_0 T(z)} dz, \quad \bar{P} = (P_0/\omega)\omega^*, \quad \alpha' = \alpha_0/P_0 (P_0 = 760 \text{ мм. рт. ст.}).$$

6.1.2.5 Модель континуум Н₂О (7 + 30 мкм)

Це область, де поглинання обумовлене Н₂О та димерами Н₂О, а також межами багатьох ліній, центри яких лежать поза межами континууму. Певний вплив дають також деякі лінії, центральні частоти яких лежать у межах зазначеного діапазону [4].

Коефіцієнт пропускання розраховують за такими формулами

$$\tau(\lambda) = \exp(k'_{\text{Н}_2\text{Оконт}} \cdot S), \quad (\text{E.25})$$

де S – довжина горизонтальної траси, км;

$$k'_{\text{Н}_2\text{Оконт}} = C(\lambda, T) \omega'_{\text{Н}_2\text{О}} \cdot P_{\text{Н}_2\text{О}}, \quad \omega'_{\text{Н}_2\text{О}} = 2.69 \cdot 10^{24} P_{\text{Н}_2\text{О}}, \text{ молекула} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{км}^{-1};$$

$P_{\text{Н}_2\text{О}}$ – парціальний тиск парів Н₂О, атм.

При цьому

$$C(\lambda, T) = C_0(\lambda) \exp \left\{ \frac{1800}{1/T - 1/296} \right\}, \text{ де } C_0(\lambda) = e + f \cdot \exp \left(\frac{-10^4 g}{\lambda} \right).$$

Тут $e = 1,25 \cdot 10^{-22}$ молекула⁻¹·см²·атм⁻¹; $g = 8,30 \cdot 10^{-3}$ см; $f = 2,34 \times 10^{-19}$ молекула⁻¹·см²·атм⁻¹.

Таблиця Е.3 – Зміна властивостей атмосфери із висотою над рівнем моря

[15]

Номер вар.	Висота, км	Тиск, мбар	Температура, К	Густина, г/м ⁻³	Водяна пара, г/м ⁻³	Озон, г/м ⁻³
1	5	5,410E+02	260,0	7,224E+02	1,0E+00	6,4E-05
2	6	4,730E+02	253,0	6,519E+02	5,4E-01	7,1E-05
3	7	4,130E+02	246,0	5,849E+02	2,9E-01	7,5E-05
4	8	3,590E+02	239,0	5,231E+02	1,3E-02	7,9E-05
5	9	3,107E+02	232,0	4,663E+02	4,2E-02	1,1E-04
6	10	2,677E+02	225,0	4,142E+02	1,5E-02	1,3E-04
7	11	2,300E+02	225,0	3,559E+02	9,4E-03	1,8E-04
8	12	1,977E+02	225,0	3,059E+02	6,0E-03	2,1E-04
9	13	1,700E+02	225,0	2,630E+02	1,8E-02	2,6E-04
10	14	1,460E+02	225,0	2,260E+02	1,0E-03	2,8E-04
11	15	1,250E+02	225,0	1,943E+02	7,6E-04	3,2E-04
12	16	1,080E+02	225,0	1,671E+02	6,4E-04	3,4E-04
13	17	9,280E+01	225,0	1,436E+02	5,6E-04	3,9E-04
14	18	7,980E+01	225,0	1,235E+02	5,0E-04	4,1E-04
15	19	6,860E+01	225,0	1,062E+02	4,9E-04	4,1E-04
16	20	5,890E+01	225,0	9,128E+01	4,5E-04	3,9E-04
17	21	5,070E+01	225,0	7,849E+01	5,1E-04	3,6E-04
18	22	4,360E+01	225,0	6,750E+01	5,1E-04	3,2E-04
19	23	3,750E+01	225,0	5,805E+01	5,4E-04	3,0E-04
20	24	3,227E+01	226,0	4,963E+01	6,0E-04	2,8E-04

Таблиця Е.4 – Характеристики поглинання парів Н₂О (модель Гуді) [15]

Номер вар.	λ S/d S/2 $\pi\alpha'_0$			λ S/d S/2 $\pi\alpha'_0$			λ S/d S/2 $\pi\alpha'_0$		
	λ	S/d	S/2 $\pi\alpha'_0$	λ	S/d	S/2 $\pi\alpha'_0$	λ	S/d	S/2 $\pi\alpha'_0$
1	2,160	7,03E-04	8,67E-01	2,577	2,32E-02	1,15E-05	2,855	8,03E-01	6,88E-04
2	2,180	9,34E-04	1,16E-00	2,584	8,13E-02	1,30E-06	2,862	3,87E-01	3,49E-04
3	2,200	1,68E-03	2,08E-00	2,589	5,98E-02	7,88E-05	2,869	2,73E-01	5,20E-04
4	2,240	7,59E-04	9,36E-01	2,592	1,02E-03	1,31E-06	2,875	1,50E-01	1,80E-04
5	2,280	3,07E-02	3,79E-01	2,597	2,88E-02	1,31E-05	2,878	1,49E-01	1,60E-04
6	2,331	5,65E-02	6,79E-01	2,602	4,95E-02	2,02E-05	2,881	1,50E-01	1,78E-04
7	2,336	5,66E-02	6,80E-01	2,609	2,94E-02	1,27E-05	2,886	1,54E-01	7,93E-03
8	2,342	7,93E-02	8,21E-01	2,614	4,07E-02	1,36E-05	2,894	5,91E-00	8,93E-03
9	2,347	7,98E-02	7,88E-01	2,622	2,51E-02	1,74E-05	2,903	3,89E-01	5,70E-04
10	2,353	8,39E-02	8,24E-01	2,629	2,38E-02	6,22E-04	2,910	8,03E-00	1,13E-04
11	2,358	8,82E-02	8,64E-01	2,634	9,65E-01	4,90E-04	2,915	8,73E-00	1,07E-04
12	2,364	9,31E-02	8,67E-01	2,640	1,26E-02	5,67E-04	2,916	8,16E-00	1,55E-04
13	2,370	9,89E-02	9,27E-01	2,643	1,13E-02	7,03E-04	2,924	2,60E-01	2,48E-04
14	2,375	1,04E-01	9,91E-01	2,650	1,93E-02	7,88E-04	2,931	4,14E-00	4,92E-03
15	2,381	1,09E-01	9,92E-01	2,667	6,18E-02	1,53E-05	2,933	3,81E-00	9,71E-03
16	2,387	1,15E-01	1,03E-02	2,672	4,89E-02	1,19E-05	2,941	7,17E-00	6,61E-03
17	2,392	1,21E-01	1,05E-02	2,674	6,09E-02	1,85E-05	2,948	1,56E-01	2,02E-04
18	2,398	1,25E-01	1,05E-02	2,680	3,05E-02	8,04E-04	2,951	1,21E-01	5,43E-04
19	2,404	9,58E-02	5,26E-01	2,683	3,09E-02	8,64E-04	2,955	1,15E-01	1,72E-04
20	2,410	1,37E-01	9,79E-01	2,688	2,15E-02	7,07E-04	2,961	2,32E-00	2,47E-03

Таблиця Е.5 – Параметри поглинання у емпіричній моделі CO₂ [15]

Номер вар.	λ $K_2(\lambda)$		λ $K_2(\lambda)$		λ $K_2(\lambda)$		λ $K_2(\lambda)$	
	λ	$K_2(\lambda)$	λ	$K_2(\lambda)$	λ	$K_2(\lambda)$	λ	$K_2(\lambda)$
1	1,375	1,24E-07	1,977	9,40E-05	2,634	1,50E-06	5,145	1,50E-05
2	1,380	2,50E-07	1,980	9,94E-05	2,640	2,00E-05	5,160	2,34E-05
3	1,400	2,21E-06	1,985	1,15E-04	4,465	9,94E-03	5,180	3,94E-05
4	1,410	4,50E-06	1,990	1,33E-04	4,470	5,69E-03	5,220	5,66E-05
5	1,430	9,28E-06	1,995	1,60E-04	4,475	3,94E-03	5,260	3,94E-05
6	1,460	4,50E-06	2,000	1,64E-04	4,490	2,34E-03	5,290	2,34E-05
7	1,470	3,70E-06	2,010	1,75E-04	4,495	1,50E-03	5,320	1,50E-06
8	1,480	3,15E-06	2,030	2,48E-04	4,505	5,59E-04	5,355	5,59E-06
9	1,485	2,90E-06	2,040	1,95E-04	4,520	1,64E-04	9,130	1,24E-07
10	1,490	2,70E-06	2,045	1,64E-04	4,526	9,94E-05	9,220	2,05E-06
11	1,497	2,50E-06	2,052	1,33E-04	4,540	6,90E-05	9,310	6,25E-06
12	1,505	2,25E-06	2,057	9,98E-05	4,548	5,69E-05	9,335	6,25E-06
13	1,510	2,15E-06	2,062	7,84E-05	4,575	3,94E-05	9,398	4,00E-06
14	1,522	1,90E-06	2,065	5,69E-05	4,600	2,34E-05	9,463	2,16E-06
15	1,530	1,75E-06	2,069	4,87E-05	4,660	1,64E-05	9,494	4,00E-06
16	1,550	1,64E-06	2,072	3,94E-05	4,700	2,34E-05	9,526	5,00E-06
17	1,570	3,50E-06	2,075	3,13E-05	4,730	3,94E-05	9,590	5,00E-06
18	1,580	9,12E-06	2,078	2,34E-05	4,750	5,69E-05	9,652	2,18E-06
19	1,590	8,00E-06	2,081	1,77E-05	4,770	9,94E-05	9,713	6,22E-07
20	1,610	5,00E-06	2,084	1,50E-05	4,800	1,94E-04	9,773	2,67E-07

Таблиця Е6 – Параметри поглинання парів H₂O (модель Гуді) [15]

Номер вар.	λ $K_1(\lambda)$		λ $K_1(\lambda)$		λ $K_1(\lambda)$	
	λ	$K_1(\lambda)$	λ	$K_1(\lambda)$	λ	$K_1(\lambda)$
1	1,050	1,01E-04	1,700	4,61E-03	4,301	1,12E-03
2	1,070	2,19E-04	1,750	1,74E-02	4,310	1,00E-03
3	1,090	3,64E-03	1,760	3,03E-02	4,319	9,00E-04
4	1,100	1,23E-02	1,770	5,57E-02	4,329	7,90E-04
5	1,110	3,46E-02	1,780	1,08E-01	4,338	7,20E-04
6	1,120	8,24E-02	1,790	2,13E-01	4,348	6,30E-04
7	1,125	8,88E-02	1,800	4,54E-01	4,357	5,90E-04
8	1,130	1,27E-01	1,810	9,92E-01	4,367	5,30E-04
9	1,134	1,85E-01	1,820	2,04E 00	4,376	4,90E-04
10	1,140	2,61E-01	1,830	3,59E 00	4,386	4,60E-04
11	1,150	2,97E-01	1,840	5,29E 00	4,395	4,35E-04
12	1,165	1,72E-01	1,850	8,00E 00	4,405	4,25E-04
13	1,170	1,27E-01	1,860	9,70E 00	4,415	4,40E-04
14	1,180	9,36E-02	1,880	1,30E 01	4,425	4,80E-04
15	1,190	3,46E-02	1,890	1,36E 01	4,435	5,30E-04
16	1,200	1,00E-02	1,900	1,29E 01	4,444	5,90E-04
17	1,220	1,88E-03	1,910	1,09E 01	4,454	6,40E-04
18	1,240	1,12E-03	1,915	1,01E 01	4,465	7,50E-04
19	1,280	6,99E-03	1,918	9,80E 00	4,470	7,80E-04
20	1,300	1,93E-02	1,918	9,80E 00	4,475	8,20E-04

6.1.2.6 Емпірична модель для CO_2 ($1,37 \div 2,64$ мкм; $4,65 \div 5,355$ мкм та $9,13 \div 11,67$ мкм)

Коефіцієнт пропускання

$$\tau(\lambda) = [w_p * K_2(\lambda)], \quad (\text{E.26})$$

$$w_p * = \int M'(z) \left(\frac{P(z)}{P_0} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T(z)} \right)^{1,5} dz, \text{ атм}\cdot\text{см},$$

де $K_2(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт (табличний); $M'(z)$ – відношення парціального тиску поглинального газу до повного тиску. Ряд значень величини $w_p * K_2(\lambda)$ також є табличними величинами.

6.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з моделями агрегатного методу розрахунку спектрального пропускання атмосфери.

2. За моделлю Гуді у наближенні сильних ліній згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиці Е.3, Е.6) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

3. За моделлю Гуді (класичною) згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиці Е.3, Е.6.4) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

4. За емпіричною моделлю CO_2 згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиці Е.3, Е.5) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

5. Побудувати графічні залежності $\tau_\lambda(\omega')$ та $\tau(\omega)$ відповідно до заданих спектральних діапазонів моделей (смуг пропускання).

6. Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання без урахування розсіювання.

2. Концепції смугової моделі.

3. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Моделі Гуді.

4. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Емпірична модель CO_2 .

5. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Континуум H_2O . Статистична модель.

ГЛОСАРІЙ

Адаптивна антена (*adaptive aerial*) (від лат. *adapto* – пристосовую, приладжую) – різновид антени з обробкою сигналів, призначена для максимізації відношення сигнал/шум.

Адаптивне дзеркало (*adaptive mirror*) – це виконавчий пристрій адаптивної оптичної системи, що має відбивальну поверхню з деформувальним профілем і задовольняє за амплітудою деформації, числом ступенів свободи і смугою пропускання частот керувального сигналу вимоги, що забезпечують задану ефективність компенсації фазових збурень оптичного випромінювання.

Адаптивна оптика (*adaptive optics*) – це оптика, яка адаптується до спотворень хвильового фронту, що виникають та змінюються випадково в процесі функціонування оптичної системи.

Адаптивна оптика в астрономії (*adaptive optics in astronomy*) – автоматична оптико-механічна система, призначена для виправлення в реальному часі атмосферних спотворень зображення, яке дає телескоп.

Атмосферні завади (*atmospherics*). Ті промені світла, що йдуть від космічних джерел, проходячи крізь неоднорідну атмосферу Землі і зазнають сильних спотворень. Наприклад, хвильовий фронт світла, що приходить від далекої зірки (яку можна вважати нескінченно віддаленою точкою), на зовнішній межі атмосфери має ідеально плоску форму. Але пройшовши крізь турбулентність повітряної оболонки і досяг поверхні Землі, плоский хвильовий фронт втрачає свою форму і стає схожий на хвилю морської поверхні. Це призводить до того, що зображення зірки перетворюється з «точки» в неперервно тремтячу і бурхливу пляму. При спостереженні неозброєним оком ми сприймаємо це як швидке миготіння і тремтіння зірок. При спостереженні в телескоп замість «точкової» зірки ми бачимо тремтячу пляму, що переливається; зображення близьких одна до одної зірок зливаються і стають окремо нечіткими; протяжні об'єкти – Місяць і Сонце, планети, туманності і галактики – втрачають різкість, у них зникають дрібні деталі.

Біморфний спосіб деформації поверхні (*bimorfical way of deformation of a surface*) є високотехнологічним, дозволяє забезпечити широкий спектр можливостей.

Видошукач (*view-finder*) – це невеликий, слабкий, широкообзорний телескоп, зазвичай має внутрішній приціл для полегшення позиціонування об'єктів.

Випрямні призми (*straightening prisms*). Астрономічні телескопи отримують зображення перевернутим зі зміненими правою і лівою сторонами. Це не має особливого значення для дослідження астрономічних світил, але для спостереження наземних об'єктів правильне їхнє положення було б досить бажаним. Випрямні лінзи телескопів дозволяють скоректувати орієнтацію об'єктів і спостерігати їх під зручним кутом в 45°.

Висотно-азимутальні опори (*high-risely - azimuthal supports*). Це найпростіший тип установки телескопа, при якому прилад може повертатися вгору-вниз (у вертикальному, або "висотному" напрямку) і вліво-вправо (в горизонтальному або "азимутальному" напрямку).

Галактики (*galaxys*) – це гігантські віддалені "острови Всесвіту", кожен з яких складається з мільярдів зірок. Галактики мають різні розміри і форми. Вони бувають трьох основних типів: еліптичні, спіральні і неправильні.

Гартманограма (*hartmanogram*) – картина зсуву парціальних пучків.

Деформувальні дзеркала (*deforming mirrors*) дозволяють користувачу здійснювати контроль за формою хвильового фронту оптичного випромінювання і компенсувати її перекручування в різних оптичних системах і приладах.

Дзеркала із суцільною поверхнею (*mirrors with a continuous surface*) – під впливом спеціальних приводів зазнають складних деформацій.

Дзеркально-лінзові (катадіоптричні) телескопи (*mirror-lens telescopes*) використовують як лінзи, так і дзеркала, за рахунок чого їх

оптичний пристрій дозволяє досягти чудової якості зображення з високою роздільною здатністю, при тому, що вся конструкція складається з дуже коротких портативних оптичних труб.

Діагональні дзеркала (*diagonal mirrors*). Якщо спосереджуваний об'єкт знаходиться практично над головою дослідника, то діагональне дзеркало (в деяких випадках діагональна призма) заломлювального або дзеркально-лінзового телескопа дозволяє зайняти зручне для спостережень положення. Воно відхиляє світло під прямим кутом до головної труби приладу.

Екваторіальні опори (*equatorial supports*) – цей тип установки характерний для більшості великих або найбільш складних телескопів. Вирівнюючи одну вісь такої опори за віссю обертання Землі (простий процес, що полягає в направленні однієї з осей телескопа на Полярну Зірку), спостерігач може відслідковувати астрономічні об'єкти, повертаючи лише один контрольний кабель, у таких випадках потребують двох одночасних рухів (висотно-азимутальні опори).

Електромагнітне поле (*electromagnetic field*) – це фізичне поле, подане як сукупність електричних і магнітних полів, які можуть за певних умов породжувати одне одне.

У сучасному формулюванні електромагнітне поле подане тензором електромагнітного поля, компонентами якого є три компоненти напруженості електричного поля й три компоненти напруженості магнітного поля (або магнітної індукції), а також чотиривимірним електромагнітним потенціалом.

Електромагнітні хвилі (*hertzian waves*) – поперечні хвилі, у яких векторна напруженість електричного й магнітного полів коливається перпендикулярно до напрямку поширення хвилі.

Зоряні скупчення (*star congestions*) – поділяються на два основних види. По-перше, це розсіяні зоряні скупчення – дрібні і великі групи зірок невизначеної форми, як правило, без помітної концентрації до центру. По-друге, це кульові зоряні скупчення – щільні зіркові "кулі", що налічують мільйони світл.

Інтерферометрія (*interferometry*) – один з найбільш розроблених

напрямоків прикладної оптики. Інтерференційна картина, що отримується у результаті додавання двох пучків, дає можливість аналізувати розташування світлих і темних смуг, що утворюються при додаванні променів відповідно у фазі і протифазі, та визначати фазовий розподіл пучка.

Когерентність (*cogeneration*) (від латинського *cohaerentia* – зв'язок) – властивість збереження фазових співвідношень між точками простору.

Комети (*comets*) – видно як туманні плями, іноді зі світлим хвостом (а часом і відразу декількома хвостами), спрямованим від Сонця.

Лінза Барлоу (*lens of Barlow*). Вона знаходиться перед окулярами й збільшує загальну фокусну відстань телескопа.

Монохроматичне джерело (*monochromatic source*) – джерело, в якому довжина хвилі випромінювання або частота світлових коливань фіксована.

Обернення хвильового фронту (*returning of wave front*) – самостійна концепція керування фазою оптичного випромінювання, що базується на нелінійних ефектах впливу світла на речовину.

Окуляр (*eyepiece*) – складається з двох чи більше маленьких лінз, що закріплені в металевому циліндрі, і призначений для збільшення зображення у фокусі телескопа.

Опори телескопів (*support of telescopes*). Коли об'єкт, земний або небесний, визначений і відцентрований в полі зору телескопа, його опора дозволяє спостерігачеві "йти" за об'єктом при його русі по поверхні або в небі.

Пасивний метод боротьби з атмосферними спотвореннями (*passive method of the struggle with atmospheric*) полягає в тому, що обсерваторії будують на вершинах гір, зазвичай на висоті 2-3 км, вибираючи при цьому місця з найбільш прозорою і спокійною атмосферою. Але будувати обсерваторії і працювати на висоті більше 4,5 км практично неможливо. Тому навіть на найкращих високогірних обсерваторіях більша частина

атмосфери розташовується все-таки вище телескопа і суттєво псує зображення.

Піроелектричні приймачі (*pyroelectrical receivers*) – приймачі, які працюють у широкій області оптичного діапазону при ресстрації модульованого чи імпульсного випромінювання і не потребують систем охолодження.

Повітряна яма (*air hole*) – входження в зону високої турбулентності в цивільній авіації.

Подвійні (кратні) зірки (*double stars*) – пари або групи зірок, обертаються навколо загального центра мас (фізичні подвійні) або випадково проєктуються на одну і ту ж область неба (оптичні подвійні). Деякі з подвійних зірок мають приголомшливі контрастні кольори.

Радіальні ґратки (*radial lattices*) (ґратки Ронкі) – виконані з круглих пластин, в яких чергуються прозорі і непрозорі сектори.

Рефлектори (*reflectors*) – відбивальні телескопи, в яких для збирання світла та формування зображення використовується ввігнуте головне дзеркало. В рефлекторах ньютонівського типу маленьке плоске вторинне дзеркало відбиває світло на стінку головної труби.

Рефрактори (*refractors*) – заломлювальні телескопи, які як головний світлозбиральний елемент використовують велику лінзу – об'єктив. Рефрактори всіх моделей і апертур містять ахроматичні (двоелементні) об'єктивні лінзи – таким чином скорочується чи практично усувається помилковий колір (хроматична аберация), який впливає на одержуваний образ, коли світло проходить через лінзу.

Роздільна здатність (*resolution*) – означає, як багато деталей можна побачити через даний телескоп.

Роздільна сила (*resolving force*) – здатність телескопа подати дві суміжні зірки не як одне частково перекрите зображення, а як два окремих і дуже чітких.

Самофокусувальна антенна ґратка (*focused antenna lattice*). У режимі прийому вона обробляє прийняту хвилю з будь-яким фазовим фронтом

так, що сигнали від всіх елементів додаються синфазно. Завдяки цьому при ізотропних зовнішніх шумах забезпечується максимум відношення сигнал/шум на виході адаптивної антени.

Секціоновані дзеркала (*section mirrors*) – дзеркала, в яких кожна окрема секція допускає її переміщення і нахил (чи тільки переміщення).

Сенсори хвильового фронту (*sensors of wave front*) – є одними з головних елементів адаптивної оптичної системи, адже за складністю структури та принципом дії вони не поступаються іншим елементам адаптивних оптичних систем, наприклад, таким як адаптивні дзеркала.

Системи адаптивної оптики (*systems of adaptive optics*) застосовуються в оптичних та інфрачервоних телескопах наземного базування для підвищення чіткості зображення. Вони необхідні також для роботи астрономічних інтерферометрів, що використовуються для вимірювання розмірів зірок і пошуку їх близьких супутників, особливо планет.

Суцільні деформувальні дзеркала (*continuous deforming mirrors*) – це дзеркала, що складаються з деформувальної відбивальної пластини і дискретних приводів, що діють по нормалі до поверхні і розміщені між цією пластинною й опорою.

Телескоп (*telescope*) – прилад, який збирає електромагнітне випромінювання з випромінюючого об'єкта і направляє його у фокус, де утворюється збільшене зображення об'єкта або формується посилений сигнал.

Туманності (*fog*) – ці об'єкти також поділяються на два великих типи: планетарні туманності, які спостерігаються у вигляді маленьких округлих хмарин, що залишаються після смерті зірки, і дифузні туманності, які не мають певної форми і складаються з пилу і газу.

Турбулентність (*turbulence*) (від лат. *turbulentus* – бурний, хаотичний) – фізичне явище, що характеризується нерегулярним взаємним переміщенням об'ємів середовища (рідини чи газу) та їх взаємним

перемішуванням, що супроводжується хаотичними змінами газодинамічних параметрів в просорі й часі.

Турбулентний потік (*turbulent stream*) – явище, яке полягає в тому, що при збільшенні інтенсивності потоку рідини чи газу в середовищі довільно створюються багаточисельні фрактальні чи звичайні хвилі, різних лінійних розмірів, без наявності зовнішніх, випадкових, збурюючих середовище сил і/або при їх присутності.

Хвильовий фронт (*wave front*) – гіпотетична поверхня, для якої виконується умова постійності фази коливань $S(\rho) = const$.

Цифровий п'єзопривод (*digital pyezodrive*) – створює дискретне переміщення. З одного боку, цифровий п'єзопривод спрощує електронну схему керування, а з іншого боку – сполучається з цифровою апаратурою.

Штучна зірка (*artificial star*) – опорна зірка, що використовується для швидкого аналізу зображення в системі адаптивної оптики. Іншими словами, це – маленька яскрава пляма, постійно присутня у полі зору телескопа. Для її створення застосовується лазер безперервної дії з вихідною потужністю в декілька ват, налаштований на частоту резонансної лінії натрію. Його промінь фокусується в атмосфері на висоті близько 90 км, там, де є природний шар повітря, збагачений натрієм, світіння якого збуджується лазерним променем. Фізичний розмір світимої області складає близько 1 м, що з відстані в 100 км сприймається як об'єкт з кутовим діаметром близько 1.

Література

1. Дмитриев В. Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта / Дмитриев В. Г. – М. : Физматлит, 2000. – 256 с.
2. Воронцов М. А. Принципы адаптивной оптики / М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен. – М. : Наука, 1985. – 336 с.
3. Витриченко Э. А. Адаптивная оптика / Витриченко Э. А.; [пер. с англ.]. – М. : Мир, 1980. – 456 с.
4. Тараненко В. Г. Адаптивная оптика / В. Г. Тараненко, О. И. Шанин. – М. : Радио и связь, 1990. – 105 с.
5. Матвеев И. Н. Адаптация в информационно-оптических системах / И. Н. Матвеев, А. И. Сафронов. – М. : Радио и связь, 1984. – 342 с.
6. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика / Лукин В. П. – Новосибирск : Наука, 1986. – 248 с.
7. Самарский А. А. Вычислительный эксперимент / А. А. Самарский, Ю. П. Попов. – М. : Знание, 1983. – 64 с.
8. Ахманов С. А. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде / Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. – УФН, 1967. – Т. 93. – С. 19.
9. Виноградова М. В. Теория волн / Виноградова М. В., Руденко О. В., Сухоруков А. П. – М. : Наука, 1979. – 384 с.
10. Волковицкий О. А. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках / Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. – Л. : Гидрометеиздат, 1982. – 312 с.
11. Карамзин Ю. Н. Нелинейная адаптивная оптика / Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1978. – Т. 42, № 12. – С. 2547 – 2559.
12. Карамзин Ю. Н. Адаптивные системы автофокусировки оптического излучения в нелинейных средах / Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков, В. А. Трофимов // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1984. – Т. 11, № 4. – С. 663 – 670.
13. Воронцов М. А. Принципы адаптивной оптики / М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен. – М. : Наука, 1985. – 336 с.
14. Сухоруков А. П. Оптимальное управление лазерными пучками в нелинейных средах / А. П. Сухоруков, В. А. Трофимов // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1982. – Т. 46, № 10. – С. 1993 – 1998.

15. Справочник по инфракрасной технике : в 4 т. / [ред. Вольф У., Цисис Г.]. – М. : Мир, 1995. – Т. 1: физика ИК-излучения : пер. с англ. – 1995. – 606 с.
16. Единицы физических величин : ГОСТ 8.4117-81 ГСИ. – [Установлен от 1982-01-01]. – М. : Государственный комитет СССР по стандартам, 1982. – 18 с. – (Государственный стандарт союза ССР).
17. Бурдун Г. Д. Справочник по Международной системе единиц / Бурдун Г. Д.; 3-е изд. – М. : Изд-во стандартов, 1980. – 232 с.
18. Мешков В. В. Основы светотехники излучения в электронике / Мешков В. В. – М. : Энергия, 1975. – 248 с.
19. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел / Брамсон М. А. – М. : Наука, 1964. – 318 с.
20. Авегисов Э. С. Оптическая коррекция зрения / Э. С. Авегисов, Ю. З. Розенблюм. – М. : Медицина, 1981. – 200 с.
21. Межслойная рефракционная кератопластика при афакии, дальнозоркости и близорукости / В. С. Беляев, В. В. Веретенникова, Н. В. Душиц, В. М. Луэнго // Вестник офтальмологи. – 1980. – № 5. – С. 28 – 35.
22. Ватченко А. А. Спазм аккомодации и близорукость / Ватченко А. А. – Киев : Здоровье, 1977. – 120 с.
23. Сергиенко Н. М. Офтальмологическая оптика / Сергиенко Н. М. – М. : Медицина, 1991. – 144 с.
24. Тамарова Р. М. Оптические приборы для исследования глаза / Тамарова Р. М. – М. : Медицина, 1982. – 176 с.
25. Урмахер Л. С. Офтальмологические приборы / Урмахер Л. С. – М. : Медицина, 1988. – 288 с.
26. Фридман Ф. Е. Ультразвук в офтальмологии / Фридман Ф. Е., Гундорова Р. А., Кодзов М. Б. – М. : Медицина, 1989. – 256 с.
27. Дроздов А. А. Особенности учета параметров при конструировании оптических систем для слабовидящих / А. А. Дроздов, А. В. Разбродин // Электронно-оптическая и физико-оптическая аппаратура. Разработка и применение. – М. : Медицина, 1989. – С. 23 – 24.
28. Кругер М. Я. Справочник конструктора оптико-механических приборов / Кругер М. Я. – Л. : Машиностроение, 1968. – 760 с.
29. Сенякина А. С. Влияние спазма аккомодации и его лечения на развитие приобретенной осевой миопии / А. С. Сенякина // Офтальмологический журнал. – 1981. – № 8. – С. 449 – 454.

30. Сергиенко Н. М. К измерению оптической силы интраокулярных линз / Н. М. Сергиенко // Офтальмологический журнал. – 1980. – № 4. – С. 241 – 242.
31. Сергиенко Н. М. Офтальмотонус и гониоскопическая картина при прогрессирующей близорукости / Н. М. Сергиенко, Ю. Н. Кондратенко // Вестник офтальмологии. – 1986. – № 6. – С. 20 – 23.
32. Трон Е. Ж. Изменчивость элементов оптического аппарата глаза и ее значение для клиники / Трон Е. Ж. – Л. : Изд-во воен.-мед. акад., 1947. – 271 с.
33. Урмахер Л. С. Очковая оптика / Л. С. Урмахер, Л. И. Айзенштат. – М. : Медицина, 1982. – 192 с.
34. Аветисов Э. С. Вопросы офтальмологии в кибернетическом освещении / Э. С. Аветисов, Ю. З. Розенблом. – М. : Медицина, 1974. – 224 с.
35. Алексеев Б. Н. Усовершенствованный гониоскоп [в кн. : Проблемы офтальмологии]. / Алексеев Б. Н. – Киев, 1976. – С. 86 – 87.
36. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1970. – 720 с.
37. Волков В. В. Клиническое исследование глаза с помощью приборов / Волков В. В., Горбань А. И. Джалиашвили О. А. – Л. : Медицина, 1971. – 328 с.
38. Волков В. В. Клиническая визо- и рефрактометрия / Волков В. В., Горбань А. И. Джалиашвили О. А. – Л. : Медицина, 1976. – 215 с.
39. Глазные болезни : учебник / [под ред. Т. И. Ерошевского, А. А. Бочкаревой]. – М. : Медицина, 1977. – 448 с.
40. Калитеевский Н. И. Волновая оптика / Калитеевский Н. И. – М. : Высшая школа, 1978. – 383 с.
41. Шустов Б. М. Большие оптические телескопы будущего / Б. М. Шустов // ЗиВ. – 2004. – № 2. – С. 7 – 11.
42. Попов В. Д. Применение деформируемых зеркал в лазерных технологических комплексах [Электронный ресурс] / В. Д. Попов, С. Ю. Сухоросов. – Режим доступа: <http://pvd2.narod.ru/publ/report.htm>.
43. Космический телескоп GALEX – новое окно во Вселенную: электронный ресурс / [пер. А. Козловский]. – Режим доступа: <http://www.astrogalaxy.ru/258.html>.

44. Свечников С. В. Квазиимпульсные оптоэлектронные элементы и устройства логико-временного типа / Свечников С. В., Кожемяко В. П., Тимченко Л. И. – К. : Наукова думка, 1987. – 253 с.
45. Степанов М. В. Оптические нейрокомпьютеры: современное состояние и перспективы / М. В. Степанов // Зарубежная радиоэлектроника: Успехи современной радиоэлектроники. Нейрокомпьютеры и их применение (тематический выпуск). – М. : ИПРЖР. – 1997, № 2.
46. Свечников С. В. Нейротехнические системы обработки информации / С. В. Свечников, Л. М. Шквар. – К. : Наукова думка, 1983. – 224 с.
47. Функциональная оптоэлектроника : [учебное пособие] / В. П. Кожемяко, Л. И. Тимченко, Ю. Ф. Кутаев, Г. Л. Лысенко. / – К. : Вища школа, 1990.
48. Свечников С. В. Квазиимпульсно-потенциальные оптоэлектронные элементы и устройства логико-временного типа / Свечников С. В., Кожемяко В. П., Тимченко Л. И. – Киев : Наукова думка, 1987. – 214 с.
49. Розенблатт Ф. Принципы нейродинамики (перцептрон и теория механизмов мозга) / Розенблатт Ф. – М. : Мир, 1965. – 480 с.
50. Васильев В. И. Распознающие системы. Справочник / Васильев В. И. – К. : Наукова думка, 1983. – 422 с.
51. Ивахненко А. Г. Самообучающиеся системы распознавания и автоматического регулирования / Ивахненко А. Г. – К. : Техніка, 1969. – 349 с.
52. Kirby M. Application of the Karhunen-Loeve Procedure for the Characterization of Human Faces / M. Kirby and L. Sirovich // IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell. – Vol. PAMI-12, 1990.
53. Method and Models of Biosignal Volume Treatment / V. Kozhemyako, L. Timchenko, S. Shepornyuk, Y. Kutaev, S. Pavlov, A. Gertsy, V. Kuchko // In Proc. Seventh National Conference on Biomedical Physics and Engineering with International Participation, Sofia. – Bulgarian, 17-19 October 1996, PP. 252 – 255.
54. Ковалевский Е. И. Детская офтальмология / Ковалевский Е. И. – М. : Медицина, 1970.
55. Леушина Л. И. Зрительное пространственное восприятие / Леушина Л. И. – Л. : Наука, 1978. – 175 с.
56. Med-technical doublets of dynamic eye-processir image processing / I. Saldan, S. Zabrodskaaya, Y. Saldan, I. Myslovsky // Збірник Міжнародної

- конференції з оптоелектронних інформаційних технологій "Photonics-ODS 2000". – Vinnica (Ukraine). – 2000. – Р. 88.
57. Вступ в алгоритмічну теорію ієрархії і паралелізму нейроподібних обчислювальних середовищ та її застосування до перетворення зображень. Основи теорії пірамідально-сітьового перетворення зображень / [Кожем'яко В. П., Тимченко Л. І., Кутаєв Ю. Ф., Івасюк І. Д.]. – К. : УМК ВО, 1994. – 272 с.
 58. Лазерні методи діагностики стану серцево-судинної системи / В. П. Кожем'яко, С. В. Павлов, П. Ф. Колісник [та ін.] // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 1998 р. – № 2, С. 139 – 144.
 59. Kozhemiako V. Optoelectronic Device, for the Express – Diagnosis of the Disturbances of the Microcirculation in the Affected Vertebra-Motive Segments / Kozhemiako V., Pavlov S., Cheporniuk S. // Proceedings of the 7th International IMECO TC-13 Conference "Model Based Biomeasurements". – St. Lesna, Slovak Republic. – 1995. – PP. 145 – 146.
 60. Optoelectronic Method of the Effected Vertebra-Motive Segments Definition for Osteochondrosis Diagnosis / [V. Kozhemiako, S. Pavlov, S. Markov, S. Cheporniuk] // Proceedings of the 13th Biennial International Conference "Analysis of Biomedical Signals and Image". – Brno, Czech Republic. – PP. 305 – 307.
 61. Kozhemiako V. Method of Estimation of Conditions of the Cardio-Vascular Systems in Accordance with the Significance of Microcirculation of the Eye Conjunctiva / V. Kozhemiako, S. Pavlov // Proceedings of the 7-th International Conference "Medical Engineering and Physics". – Sofia, Bulgaria. – 1996. – PP. 252 – 255.
 62. Альтшулер В. М. Изменения оптических свойств плазмы крови под воздействием монохроматического света / В. М. Альтшулер, Ю. М. Миронов, Я. И. Ханин // Квантовая электроника. – 1992. – Т. 19. – № 3. – С. 309 – 311.
 63. Оптические методы изучения воздействия лазерного излучения на эритроциты крови человека. / А. Н. Кролевич и др. // Журнал прикладной спектроскопии. – 1992. – Том 5. – № 1 – 2. – С. 152 – 156.
 64. О молекулярном механизме терапевтического действия, НИЛИ видимого спектрального диапазона / В. А. Мостовников и др. – Известия АН СССР, сер. физ. – 1990. – Т. 54, № 8. – С. 1636 – 1641.

65. Плетнёв С. Д. Влияние низкоэнергетического лазерного излучения на нормальную кожу и некоторые опухолевые ткани. / С. Д. Плетнёв, О. М. Карпенко. – Изв. АН СССР. Сер. Биолог. – 1985. – № 1. – С. 134–137.
66. Исследование поглощения излучения гелий-неонового лазера тканями живого организма. / И. Б. Лапрун и др. // Здравохранение. – 1977. – № 4. – С. 28–30.
67. N. Sugimoto and A. Minato, "Optical characteristics of the retroreflector in space for the Advanced Earth Observing Satellite," *Opt Rev.* – 1996. – № 3(2). – PP. 62–64.
68. N. Sugimoto and A. Minato, "Data reduction method for the laser long-path absorption measurement of atmospheric trace species using the retroreflector in space," *IEICE Trans. Commun.* – 1995. – E78-B 12y, PP. 1585–1590.
69. ГОСТ 8.4117-81 ГСИ. Единицы физических величин.
70. Мешков В. В. Основы светотехники излучения в электронике / В. В. Мешков. – М.: Энергия, 1975. – 248 с.
71. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. / М. А. Брамсон. – М.: Наука, 1964. – 318 с.
72. Minato A. Optical design of cube corner retroreflectors having curved mirror surfaces / N. Sugimoto, and Y. Sasano // *Appl. Opt.* – 1992. – 31. – PP. 6016–6020.
73. Plan for the experiment with the retroreflector in space (RIS) on ADEOS / [N. Sugimoto, A. Minato, I. Matsui, Y. Sasano, T. Itabe, T. Aoki, M. Takabe, N. Hiromoto and H. Kunimori] // *Proc. SPIE 2583.* – 1995. – PP. 217–227.
74. Time-gated gain cell for frequency-stable, single-longitudinal-mode operation of a transverse, electric, atmospheric CO₂ laser / [R. J. Nordstrom, L. J. Berg, A. F. DeSimone, and N. Sugimoto] // *Rev. Sci. – Instrum.* – № 64(6). – 1993. – PP. 1663–1664.
75. Single-longitudinal-mode operation of a TEA CO₂ laser using a* time-gated gain cell / [R. J. Nordstrom, L. J. Berg, A. F. DeSimone, and N. Sugimoto] *Rev. Laser Eng.* – № 22(2). – 1993. – PP. 132–139.
76. Bradley L. C. Absolute frequencies of lasing transitions in nine CO₂ isotopic species / L. C. Bradley, K. L. Soohoo, and C. Freed // *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22. – 1986. – PP. 234–267.

Навчальне видання

**Васюра Анатолій Степанович
Павлов Сергій Володимирович
Прокопова Марія Олександрівна
Тужанський Станіслав Євгенович
Козловська Тетяна Іванівна**

АДАПТИВНА ОПТИКА

Навчальний посібник

Редактор Т. Старічек

Оригінал-макет підготовлено Т. Козловською

Підписано до друку 06.10.2015 р.
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. 18,3.
Наклад 300 (1-й запуск 1-100) пр. Зам. № 2015-099.

Вінницький національний технічний університет,
навчально-методичний відділ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95.
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-85-32.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК №3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95.
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-87-38.
publish.vntu.edu.ua; email: kivc.vntu@gmail.com.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.