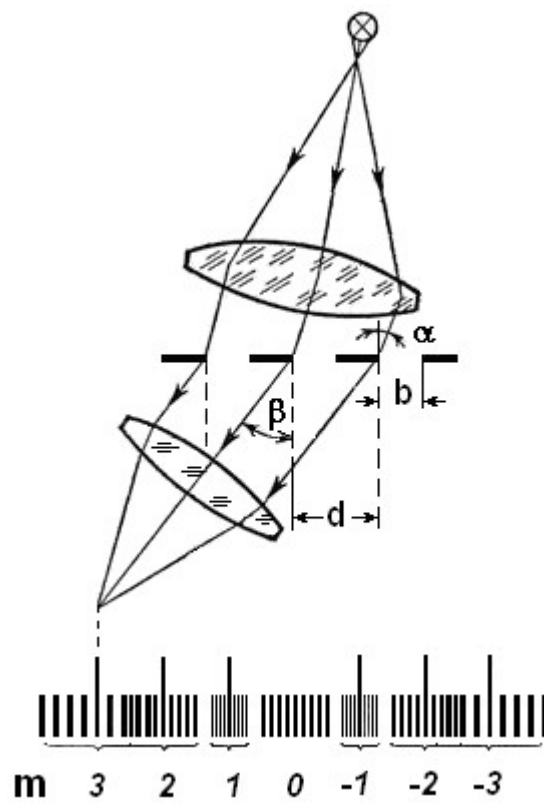


Міністерство освіти і науки України
Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича

ТЕХНІКА СПЕКТРОСКОПІЇ

Навчальний посібник



Чернівці
Чернівецький національний
університет

2022

Техніка спектроскопії : навчальний посібник / укл. : І.В. Солтис – Чернівці : ЧНУ, 2022 р. – 132 с.

У даному посібнику викладено теоретичні основи роботи спектральних приладів, їх основні характеристики та методи вимірювань у спектрах. Посібник складено на базі лекційного курсу «Техніка спектроскопії». Рекомендовано для студентів вищих закладів освіти за спеціальністю 152 Метрологія та інформаційно-вимірвальна техніка.

© Чернівецький національний
університет, 2022

ЗМІСТ**Вступ****Розділ 1. Фізичні основи побудови, принцип дії та основні характеристики спектральних приладів.....****1.1. Основні поняття про оптичне випромінювання.....**

1.1.1. Природа оптичного випромінювання.....

1.1.2. Оптичні спектри.....

1.1.3. Енергетичні та фотометричні величини, які використовуються в техніці спектроскопії.....

1.1.4. Спектральні шкали.....

1.2. Принцип роботи та класифікація спектральних приладів.....

1.2.1. Принцип роботи спектрального приладу.....

1.2.2. Узагальнена структурна схема спектрального приладу.....

1.2.3 Фізичні принципи розкладання випромінювання в спектр...

1.3. Основні характеристики спектральних приладів та зв'язок між ними.....

1.3.1. Дисперсія.....

1.3.2. Апаратна функція, або інструментальний контур спектрального приладу.....

1.3.3. Роздільна здатність. Зв'язок між дисперсією, роздільною здатністю та геометричними параметрами оптичної системи спектрального приладу

1.3.4. Збільшення спектрального приладу.....

1.3.5. Коефіцієнт пропускання спектрального приладу.....

1.3.6. Світлосила спектрального приладу.....

Розділ 2. Елементна база спектральних приладів.....**2.1. Джерела випромінювання, які використовують в спектральній техніці.....**

2.1.1. Джерела суцільного випромінювання.....

2.1.2. Джерела лінійчатого випромінювання.....

2.2. Спектральна щілина та способи її освітлення.....

2.2.1. Спектральна щілина. Поняття про нормальну ширину

щілини.....

2.2.2. Особливості та способи освітлення спектральних приладів.....

2.3. Основні типові елементи спектральних приладів.....

2.3.1. Особливості оптичних систем спектральних приладів.....

2.3.2. Оптичні фільтри.....

2.3.3. Модулятори випромінювання.....

2.3.4. Світлопослаблюючі пристрої.....

2.3.5. Приймально-реєструючі системи спектральних приладів...

Розділ 3. Основи теорії, конструкція і характеристики спектральних приладів з селективною фільтрацією і модуляцією.....

3.1. Призмові та дифракційні спектральні прилади.....

3.1.1. Основні характеристики призми.....

3.1.2. Деякі типи призм і призмових систем.....

3.1.2.1. Дисперсія, роздільна здатність і астигматизм системи призм.....

3.1.2.2. Типи призм.....

3.1.2.3. Типи призмових систем.....

3.1.3. Основні характеристики дифракційної ґратки.....

3.1.3.1. Плоска дифракційна ґратка.....

3.1.3.2. Ввігнута дифракційна ґратка.....

3.1.3.3. Схеми установок з ввігнутими ґратками.....

3.1.3.4. Характеристики дифракційної ґратки.....

3.1.3.5. Способи виготовлення ґраток.....

3.2. Спектральні прилади високої роздільної здатності.....

3.2.1. Визначальні особливості спектральних приладів високої роздільної здатності.....

3.2.1. Основні характеристики інтерферометра Фабрі-Перо.....

3.3. Модуляційні спектральні прилади.....

3.3.1. Принцип роботи та основні характеристики фур'є-спектрометра.....

3.3.2. Інші типи модуляційних спектральних приладів.....

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

СПИСОК СЛОВОСКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

λ – довжина хвилі;

ν – частота хвилі;

ω – кругова частота;

СП – спектральний прилад;

Φ – променистий потік;

Φ_λ – монохроматичний променистий потік;

I – сила випромінювання;

E – опроміненість;

B – променистість;

R – випромінюваність;

H – кількість опромінення;

$f(\lambda)$ – вхідний променистий потік;

$F(\lambda)$ – вихідний потік;

$\tilde{a}(\lambda - \lambda')$ – апаратна функція;

АФ – апаратна функція;

D_φ – кутова дисперсія;

D_ℓ – лінійна дисперсія;

D_ℓ^* – обернена лінійна дисперсія;

R_T – теоретична роздільна здатність;

R_R – реальна роздільна здатність;

$\delta\lambda_T$ – теоретичне межа розділення;

$\delta\lambda_R$ – реальна межа розділення;

γ – кутове збільшення спектрального приладу;

β – лінійне збільшення спектрального приладу;

C_λ – світлосила спектрального приладу у випадку лінійчастого спектра;

C_c – світлосила спектрального приладу у випадку суцільного спектра;

a_g – геометрична ширина щілини;

a_s – спектральна ширина щілини;

a_d – дифракційна ширина щілини;

a_n – нормальна ширина щілини;

Θ – заломлюючий кут призми;

φ_{Min} – мінімальний кут відхилення;

d – період дифракційної ґратки;

N – кількість штрихів ґратки;

N_0 – частота ґратки;

m – порядок спектру;

F – фактор різкості;

\sqrt{F} – гострота полос;

ІФП – інтерферометр Фабрі-Перо;

$I_{\text{ПОВ}}$ – повна інтенсивність спектральної лінії;

$I_{\text{МАХ}}$ – максимальна інтенсивність спектральної лінії;

D – оптична густина почорніння;

Вступ

Як правило на початку будь-якого курсу лекцій з дисципліни необхідно обговорити мету, яку повинен досягнути даний курс і які часткові завдання при цьому необхідно вирішити.

Мета даної дисципліни – вивчення основних фізичних принципів, які лежать в основі роботи спектральних приладів і їх вузлів, а також ознайомлення з основними методами вимірювань у спектрах.

У ході досягнення вказаної мети необхідно розв'язати наступні *завдання*:

1. Засвоїти елементарну теорію роботи основних вузлів спектрального приладу;
2. Знати основні характеристики спектральних приладів і вміти провести їх оцінку;
3. Засвоїти загальні принципи настроювання та юстування спектральних приладів;
4. Отримати навички роботи зі спектральними приладами.
5. Засвоїти основні методи й методики вимірювань в спектрах випромінювання й поглинання.

Спектральними називаються прилади, призначені для спектрального аналізу, а також для дослідження в оптичному діапазоні (10^{-3} ÷ 10^3 мкм) спектрального розподілу електромагнітного випромінювання за довжинами хвиль, знаходження спектральних характеристик випромінювачів і об'єктів, що взаємодіяли з випромінюванням.

Очевидно, нема необхідності окремо говорити про призначення спектральних приладів, через те, що це впливає із самого визначення спектральних приладів. Однак слід ще раз підкреслити, що здатність спектральних приладів розкласти випромінювання в спектр, визначення положення й вимірювання інтенсивності окремих ділянок спектра або спектральних ліній дає основу для розгляду даного приладу як інструмента для дослідження будови речовини. Саме ця властивість спектральних приладів привела до їх бурхливого розвитку й поширенню в науці та техніці.

З вище сказаного можна визначити наступне застосування спектральних приладів:

- для фундаментальних досліджень будови речовини;
- для прикладних аналітичних досліджень складу речовини (спектральний аналіз).

Під спектральним аналізом розуміють фізичні методи кількісного та якісного визначення складу речовини, які базуються на отриманні й дослідженні її спектрів.

Розрізняють наступні методи спектрального аналізу:

1. Емісійний аналіз – дослідження хімічного складу і будови речовини за її спектром випромінювання, основане на залежності між інтенсивністю спектральних ліній, що випромінюються досліджуваним компонентом і його концентрацією в зразку.
2. Абсорбційний аналіз – дослідження складу та будови речовини за спектром його поглинання, основане на законах поглинання випромінювання атомами та молекулами речовини.
3. Аналіз по спектрам комбінаційного розсіяння – дослідження спектрів комбінаційного розсіяння при взаємодії випромінювання з молекулами речовини, при якому виявляються додаткові спектральні лінії. Цей метод дозволяє оцінити не тільки склад, але й конфігурацію молекули (взаєморозташування атомів в молекулі).
4. Люмінесцентний аналіз – дослідження будови речовини на довжині хвилі люмінесценції, яка відмінна від довжини хвилі збуджуючого випромінювання й певним чином пов'язана з атомарними та молекулярними властивостями речовини, що досліджується.
5. Аналіз спектрів відбивання – дослідження спектрів поглинання речовини, основане на вивченні випромінювання, відбитого речовиною. Різновидом такого аналізу є дослідження спектрів порушеного повного внутрішнього відбивання (ППВВ), що спостерігаються для певних кутів падіння, при поширенні з оптично більш густого середовища в менш густе.
6. Лазерний аналіз – дослідження спектрів поглинання речовини під дією потужного пучка лазерного випромінювання.

Наряду з загальними для всього оптичного приладобудування тенденціями розвитку, такими як підвищення експлуатаційної надійності окремих вузлів і приладів в цілому, покращення характеристик оптичних систем, підвищення чутливості та розширення спектрального діапазону роботи фотоприймачів, вдосконалення параметрів і характеристик механічних вузлів, елементів автоматики й електронних елементів, можна відмітити деякі специфічні напрямки розвитку спектральних приладів, обумовлені їх властивостями.

До таких тенденцій можна віднести наступні:

- розвиток інтерференційних приладів із селективною амплітудною й частотною модуляцією, а також приладів матричного типу й растрових приладів;
- подальше удосконалення конструкцій класичних щілинних дифракційних приладів;

- використання принципів лазерної та голографічної спектроскопії для створення спектральних приладів;
- підвищення швидкодії приладів, автоматизації вимірювань, використання для обробки інформації ЕОМ;
- розробка спеціалізованих спектральних приладів і оптимізація їх параметрів у відповідності з вузьким призначенням приладів;
- пошуки нових принципів побудови високоінформативних і світлосильних спектральних приладів.

На протязі вивченні даного курсу часто будемо користуватися термінами “спектроскопія” та “спектрометрія”, тому саме зараз дамо їх визначення.

Під *спектроскопією* розуміють розділ фізики, присвячений вивченню спектрів електромагнітного випромінювання. Методами спектроскопії досліджуються рівні енергії в атомах, молекулах і утворених з них макроскопічних систем, що дає важливу інформацію про будову речовини.

Під *спектрометрією* розуміють область фізики та техніки, що розробляє теорію та методи вимірювання спектрів. Спектрометрія служить для обґрунтування вибору принципових схем спектральних приладів і оптимізації методів їх розрахунку.

РОЗДІЛ 1. Фізичні основи побудови, принцип дії та основні характеристики спектральних приладів

1.1. Основні поняття про оптичне випромінювання

1.1.1. Природа оптичного випромінювання

Під випромінюванням розуміють перенос енергії в просторі від одного тіла до іншого з допомогою матеріальних частинок або з допомогою електромагнітного поля.

Якщо енергія переноситься за допомогою електромагнітних коливань, то випромінювання характеризується такими величинами: амплітуда коливань A , фаза коливань φ , різниця фаз $\Delta\varphi$, період коливань T , частота коливань ν , кругова частота ω , довжина хвилі λ , хвильове число σ , інтенсивність випромінювання I .

Амплітуда коливань – це найбільше значення величини, що змінюється за законом гармонічних коливань, а **фаза коливань** представляє собою аргумент функції, що описує закон коливання.

Зміна фази коливань на 2π визначає **період коливань**, а величина, обернена періоду – **частоту коливань**.

Довжина хвилі – характеризує відстань, на яку зміщується поверхня рівної фази хвилі за один період коливань. Величина, обернена довжині хвилі, називається **хвильовим числом**. Для представлення спектрів використовують різноманітні величини. Частота коливань ν визначається тільки властивостями джерела випромінювання, в той час як довжина хвилі λ (або хвильове число σ) залежить від показника заломлення середовища. Зв'язок між ν та λ визначається співвідношенням

$$\nu = c_0 / \lambda_0 = v / \lambda, \quad (1.1)$$

де c_0 та λ_0 - швидкість світла та довжина хвилі у вакуумі; v та λ - швидкість світла та довжина хвилі в середовищі. Одиниця вимірювання частоти коливань – герц (Гц); довжина хвилі вимірюється в мікрометрах (мкм), нанометрах (нм), ангстремах (\AA).

Хвильове число $\sigma = 1/\lambda$ показує, яка кількість довжин хвиль вкладається на одиниці довжини, наприклад мікрометрі або сантиметрі. Одиниці вимірювання хвильового числа – мкм⁻¹, см⁻¹ та інше.

Зв'язок за абсолютними значенням інтервалу частот $\Delta \nu$ або хвильових чисел $\Delta \sigma$ зі спектральним інтервалом $\Delta \lambda$ має наступний вигляд:

$$\begin{aligned}\Delta \nu &= \left(\nu / \lambda^2 \right) \Delta \lambda ; \\ \Delta \sigma &= \Delta \lambda / \lambda^2 ; \\ \Delta \nu / \nu &= \Delta \sigma / \sigma = \Delta \lambda / \lambda .\end{aligned}\tag{1.2}$$

У техніці спектральних вимірювань використовуються всі вказані величини, вибір найбільш зручних визначається конкретними спектроскопічними задачами.

1.1.2. Оптичні спектри

Спектр являє собою розподіл потужності випромінювання за довжинами хвиль або частотами, тобто сукупність (дискретну або неперервну) монохроматичних коливань (такі що характеризуються однією довжиною хвилі або частотою), за допомогою якої можна представити світло від будь-якого джерела випромінювання.

Розрізняють **спектри випромінювання** (емісійні) та **поглинання** (адсорбційні). Сукупність довжин хвиль (частот), які присутні у випромінюванні будь-якої речовини, називається **емісійним спектром**, а тих, які поглинаються даною речовиною, – **адсорбційним спектром**. Крім двох найбільш поширених видів спектрів існують також спектри розсіяння.

Спектр отримується шляхом розкладання випромінювання складної структури на монохроматичні складові за допомогою спектральних приладів. Кожному монохроматичному випромінюванню, яке є результатом переходу збудженого електрона з вищого енергетичного рівня на нижчий з випромінюванням кванта енергії $\varepsilon = h\nu$ (де h – постійна Планка), відповідає лінія випромінювання. При збудженні електрона атом поглинає квант енергії, цьому випадку відповідає лінія поглинання.

Як правило, спектр зображається графічно, при цьому вздовж осі абсцис відкладають довжини хвиль або частоти, а вздовж осі ординат – значення, пропорційні квадрату амплітуди коливань. За ширину спектральної лінії приймають спектральний інтервал, що визначається шириною лінії на рівні половини максимуму інтенсивності випромінювання. Ця величина може бути виражена в довжинах хвиль $\Delta \lambda$, хвильових числах $\Delta \sigma$, або частотах електромагнітних коливань $\Delta \nu$ (рис. 1.1).

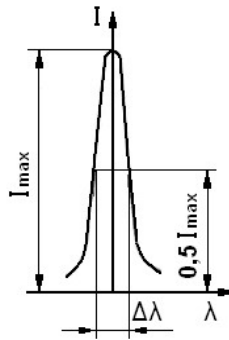


Рис.1.1. Графічне визначення ширини спектральної лінії

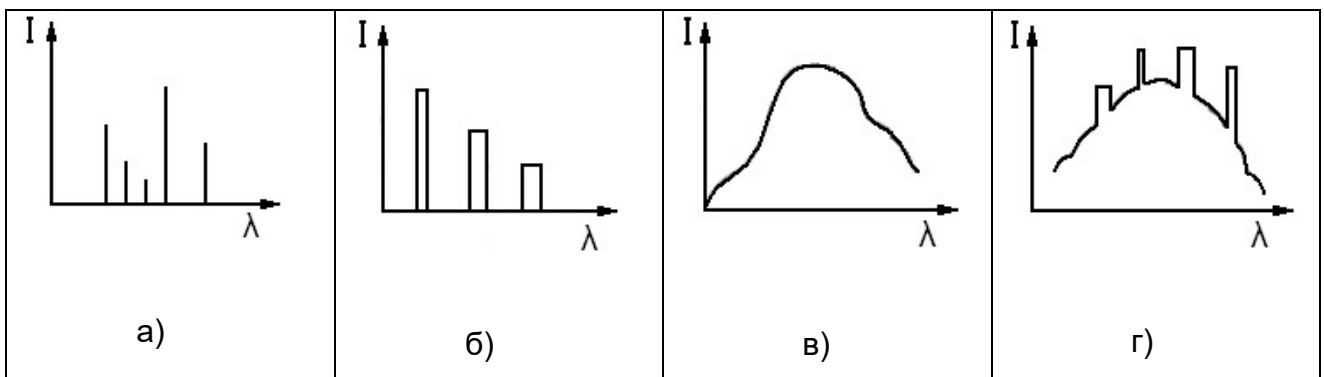


Рис.1.2. Види спектрів

Розрізняють наступні основні види спектрів (рис. 1.2): лінійчаті (рис. 1.2, а), смугасті (рис. 1.2, б), суцільні (рис. 1.2, в), змішані (рис. 1.2, г).

1.1.3. Енергетичні та фотометричні величини, які використовуються в техніці спектроскопії

Як відомо, матеріальні тіла характеризують системою фізичних величин (енергія, імпульс, маса, густина, потужність й таке інше).

Подібно до цього введено систему фізичних величин, які характеризують електромагнітне випромінювання. Вони носять назву *фотометричних величин*.

Для визначення енергетичних характеристик випромінювання в техніці спектроскопії використовують головним чином наступні величини: енергія випромінювання W , променистий потік Φ , сила випромінювання (енергетична сила світла) I ; випромінюваність (енергетична світимість) R , опроміненість (енергетична

освітленість) E , променистість (енергетична яскравість) B , кількість опромінення (енергетична експозиція) H .

Розглянемо ці величини і одиниці їх вимірювання.

а) Променистий потік (енергетичний світловий потік)

Кількісною мірою однієї з форм існування матерії – електромагнітного випромінювання – служить *промениста енергія* W . В системі енергетичних величин її вимірюють в джоулях.

Променистий потік Φ характеризує потужність випромінювання:

$$\Phi = \frac{dW}{dt}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт} \right]. \quad (1.3)$$

Фізичний зміст потоку: він чисельно дорівнює енергії випромінювання, що переноситься за одиницю часу через уявну поверхню в просторі.

Як відомо, випромінювання є дискретним процесом. Тому постає питання про інтервал dt , відносно якого ми збираємося визначати потік Φ . В фотометрії (розділ оптики, в якому вивчаються методи вимірювання фотометричних величин) приймають, що диференціал часу dt повинен бути значно більшим за період коливань електромагнітної хвилі. Тому у фотометрії розповсюдження випромінювання розглядають як неперервний в часі процес. Розглянемо наскільки правомірним є таке припущення. Нехай необхідно нагріти 1 см³ води на 1°C потоком фотонів 1000 штук на секунду. Розрахунок показує, що для випадку видимого діапазону спектру ($\lambda = 380\div 760$ нм) для цього необхідно ~ 370 000 років. Тобто енергія одного кванта настільки мала, що для описання навіть малих променистих потоків необхідна дуже велика кількість квантів.

б) Сила випромінювання (енергетична сила світла)

Силою випромінювання називається фотометрична величина, що визначає просторову густину енергетичного потоку:

$$I = \frac{d\Phi}{d\omega}, \quad \left[\frac{Bm}{\text{стер}} \right]. \quad (1.4)$$

Можна сказати, що вона відповідає питомій густині ($\rho = m/V$), яку використовують для описання речовини.

Фізичний зміст сили випромінювання: вона чисельно дорівнює потоку випромінювання, який розповсюджується в одиничному тілесному куті:

$$\omega = \frac{S}{R^2}, \quad \omega = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi. \quad (1.5)$$

Формула (1.4) справедлива для точкового джерела випромінювання. Джерело можна вважати точковим, коли його розміри не перевищують 1/10 віддалі до поверхні, на якій визначають дію випромінювання.

Всі джерела мають різну силу випромінювання в різних напрямках. Якщо силу світла визначити вектором і з'єднати кінці всіх векторів, то отримаємо об'ємну фігуру, яку називають **фотометричним тілом** $I = f(\alpha, \beta)$. Для симетричних випромінювачів достатньо задати функцію сили випромінювання тільки в певній площині. Цю криву називають **кривою сили випромінювання** $I = f(\alpha)$. Якщо її пронормувати за одним із значень I (як правило I_{max}), то отримаємо **індикатрису сили випромінювання** (рис.1.3)

$$x(\alpha) = \frac{I}{I_{max}}. \quad (1.6)$$

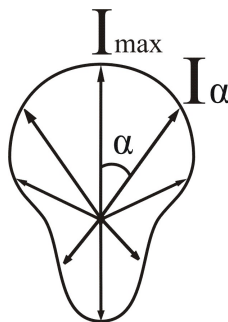


Рис.1.3. Індикатриса сили випромінювання

Іноді джерела характеризують деяким середнім значенням $I_{\text{сер}}$ – *середньо-арифметичною силою випромінювання*

$$I_{\text{сер}} = \frac{\Phi}{4\pi}. \quad (1.7)$$

в) Опроміненість (енергетична освітленість)

Опряміненість називають фотометричну величину, що визначає поверхневу густину променистої енергії на поверхні, яка опромінюється (наприклад приймача випромінювання):

$$E = \frac{d\Phi}{dS_{\Pi}}, \quad \left[\frac{\text{Bm}}{\text{M}^2} \right]. \quad (1.8)$$

Фізичний зміст E : опроміненість чисельно дорівнює променистому потоку, що падає на поверхню приймача одиничної площі.

Розглянемо яким чином опроміненість пов'язана з іншими характеристиками джерела випромінювання (рис.1.4):

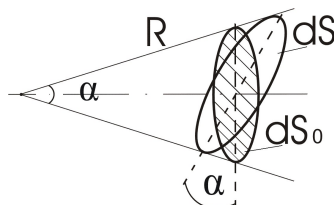


Рис.1.4

$$d\omega = \frac{dS_0}{R^2} = \frac{dS_{\Pi} \cos \alpha}{R^2},$$

$$E = \frac{d\Phi}{dS_{\Pi}} = \frac{I d\omega}{dS_{\Pi}} = \frac{I dS_{\Pi} \cos \alpha}{dS_{\Pi} R^2},$$

$$E = \frac{I}{R^2} \cos \alpha, \quad (1.9)$$

Останнє співвідношення є справедливим тільки для точкових джерел і об'єднує два закони:

1) *Перший закон опроміненості* (закон квадратів відстаней): опроміненість поверхні від точкового джерела прямопропорційна силі випромінювання та обернено пропорційна квадрату віддалі від джерела

$$E = \frac{I}{R^2}.$$

Порівнюючи опроміненості поверхонь, розташованих на різних віддальх R_1 і R_2 від точкового джерела, отримаємо наступне співвідношення

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{R_2^2}{R_1^2}.$$

2) *Другий закон опроміненості* (закон косинусів): опроміненість поверхні від точкового джерела прямопропорційна косинусу кута α кут між нормаллю до поверхні й напрямком падіння потоку

$$E = I \cos \alpha .$$

Існує й *третій закон опроміненості* (закон адитивності): якщо поверхня опромінюється кількома джерелами випромінювання, то загальна опроміненість поверхні дорівнює арифметичній сумі опроміненостей

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + \dots .$$

г) Випромінюваність (енергетична світимість)

Цю величину введено спеціально для описання джерел з достатньо великим тілом випромінювання, або для таких тіл, які випромінюють за рахунок відбивання світла (поверхня Місяця, стіни кімнати тощо).

Випромінюваність характеризує променеву густину потоку на випромінюючій поверхні:

$$R = \frac{d\Phi}{dS_D}, \quad \left[\frac{Bm}{M^2} \right]. \quad (1.10)$$

Фізичний зміст R : променистість чисельно дорівнює потоку з одиничної площі джерела випромінювання.

Цю фотометричну величину використовують тільки у випадку джерел, які випромінюють однаково в усіх напрямках (так звані ламбертівські джерела).

г) Променистість (енергетична яскравість)

Променистість використовують для описання джерел, які випромінюють неоднаково в різних напрямках.

Променистістю називають фотометричну величину, яка визначається силою випромінювання з одиничної площі поверхні джерела, яку видно в даному напрямку α (рис.1.5):

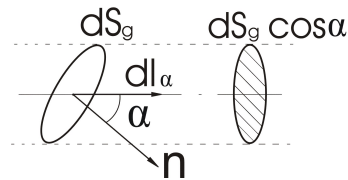


Рис.1.5

$$B_{\alpha} = \frac{dI_{\alpha}}{dS_{D} \cos \alpha} . \quad (1.11)$$

Ця величина поєднує поняття сили випромінювання I та випромінюваності R :

$$B_{\alpha} = \frac{d\Phi}{d\omega \, dS_{D} \cos \alpha} = \frac{R}{d\omega \cos \alpha} , \quad \left[\frac{Вт}{\text{стер} \cdot \text{м}^2} \right] . \quad (1.12)$$

Якщо в тілесному куті $d\omega$ розповсюджується потік $d\Phi$, то опроміненість ділянки dS_{Π} , перпендикулярної до вісі пучка буде

$$E_{H} = \frac{d\Phi}{dS_{\Pi} \cos \alpha} . \quad (1.13)$$

Величину E_{H} називають *нормальною опроміненістю*. Якщо прийняти $dS_{D} \cos \alpha = dS_{\Pi} \cos \alpha$, то

$$B_{\alpha} = \frac{dE_{H}}{d\omega} . \quad (1.14)$$

Фізичний зміст B_α : променистість чисельно дорівнює нормальній опроміненості, що припадає на одиницю тілесного кута.

Співвідношення (1.14) як би пов'язує джерело і приймач випромінювання: величина B_α характеризує джерело випромінювання, а величина E_H – приймач випромінювання.

д) Кількість опромінення (промениста, енергетична експозиція)

Ту чи іншу фотометричну величину вимірюють на практиці опосередковано – через міру реакції приймача випромінювання. Наприклад, реакція ока пропорційна яскравості випромінювання, реакція фотоелектричних приймачів – енергетичному потоку. Реакція деяких приймачів (фотоматеріали, шкіра людини) виявляється пропорційною часу дії випромінювання. Для цього введено ще одну фотометричну величину – кількість опромінення.

Кількістю опромінення називається фотометрична величина, яка дорівнює добутку опроміненості E на час t , протягом якого вона діє

$$H = E \cdot t, \quad (1.15)$$

або

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E' dt, \quad (1.16)$$

де E' – миттєве значення опроміненості.

Фізичний зміст H можна з'ясувати з наступних міркувань:

$$H = E \cdot t = \frac{\Phi}{S} t = \frac{\Phi t}{S} = \frac{W}{S}, \quad \left[\frac{Вт \cdot с}{м^2} = \frac{Дж}{м^2} \right], \quad (1.17)$$

тобто H чисельно дорівнює кількості променистої енергії, яка потрапляє на одиницю площі за весь час дії випромінювання.

Окрім перерахованих величин в техніці спектроскопії використовується поняття *інтенсивності спектральних ліній* I , Під нею розуміють величину, пропорційну квадрату амплітуди електромагнітного коливання. Вона характеризує енергію, що випромінюється елементом джерела в інтервалі довжин хвиль, що відповідають повній ширині даної спектральної лінії, тобто

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} i_{\lambda} d\lambda, \quad (1.18)$$

де i_{λ} - спектральна густина інтенсивності.

Поняття інтенсивності випромінювання, як правило, використовується в тих випадках, коли немає необхідності розглядати той чи інший метод реєстрації спектральних ліній.

1.1.4. Спектральні шкали

Як було сказано вище, спектральні величини можуть бути представлені як функції довжини хвилі λ , частоти ν , або хвильового числа σ , тому важливим є перехід від однієї форми представлення спектра випромінювання до іншої. Якщо дається розподіл енергії в залежності від довжини хвилі (вісь абсцис), то по осі ординат відкладається величина $\Phi_{\lambda} = d\Phi / d\lambda$, де $d\Phi$ – потік, що припадає на спектральний інтервал $d\lambda$; якщо розподіл енергії дається в залежності від частоти, то по осі ординат відкладається величина $\Phi_{\nu} = d\Phi / d\nu$, де $d\Phi$ – потік, що приходить на інтервал частот $d\nu$. В першому випадку спектр називається **рівносмуговим**, у другому – **рівночастотним**.

Оскільки довжина хвилі й частота оберненопропорційні, тобто $\nu = c_0 / \lambda$, то $\Phi_{\lambda} \neq \Phi_{\nu}$, при цьому співвідношення між Φ_{λ} і Φ_{ν} змінюється з довжиною хвилі.

Таким чином маємо

$$\Phi_{\nu} = \frac{1}{c_0} \lambda^2 \Phi_{\lambda}, \quad (1.19)$$

тому максимум спектрального розподілу за шкалою довжин хвиль $\Phi_{\lambda, \max}$ не співпадає з максимумом спектрального розподілу за шкалою частот $\Phi_{\nu, \max}$. Те саме можна сказати й про шкалу хвильових чисел σ .

Окрім перерахованих способів представлення спектра використовують також логарифмічні шкали довжин хвиль, частот або хвильових чисел

$$\left| \frac{d\lambda}{\lambda} \right| = \left| \frac{dv}{v} \right| = \left| \frac{d\sigma}{\sigma} \right| = |d(\ln \lambda)| = |d(\ln v)| = |d(\ln \sigma)|, \quad (1.20)$$

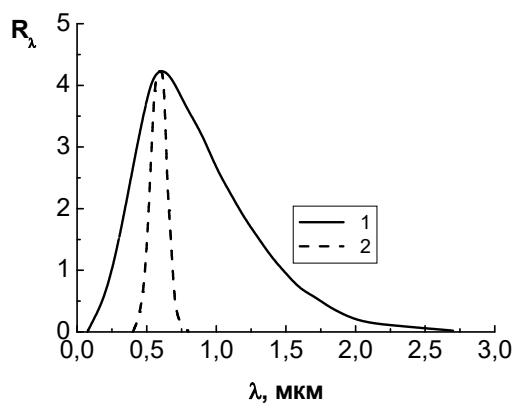
Відповідно

$$\Phi_{\ln} = \frac{d\Phi}{|d(\ln \lambda)|} = \frac{d\Phi}{|d(\ln v)|} = \frac{d\Phi}{|d(\ln \sigma)|}. \quad (1.21)$$

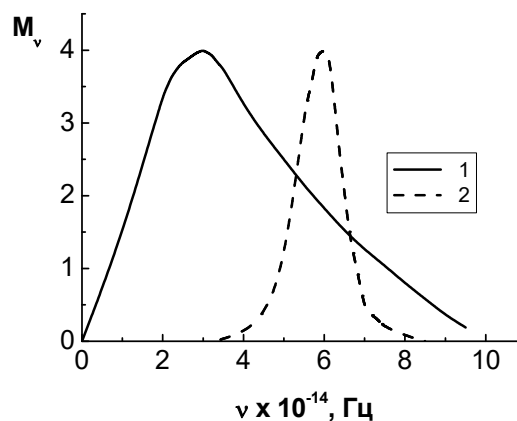
Максимум спектрального розподілу співпадає для всіх трьох шкал; ординатою кривої спектрального розподілу служить логарифмічна величина Φ_{\ln} , а абсцисами – $\ln \lambda$, $\ln v$, $\ln \sigma$. Для переходу від однієї з трьох розглянутих шкал можна скористатись наступними формулами

$$\begin{aligned} \Phi_{\lambda} &= \Phi_{\nu} v^2 / c_0 = \Phi_{\ln} / \lambda; \\ \Phi_{\nu} &= \Phi_{\lambda} \lambda^2 / c_0 = \Phi_{\ln} / v; \\ \Phi_{\sigma} &= \Phi_{\lambda} \lambda^2 = \Phi_{\ln} c_0 / v; \\ \Phi_{\ln} &= \Phi_{\lambda} \lambda = \Phi_{\nu} v. \end{aligned} \quad (1.22)$$

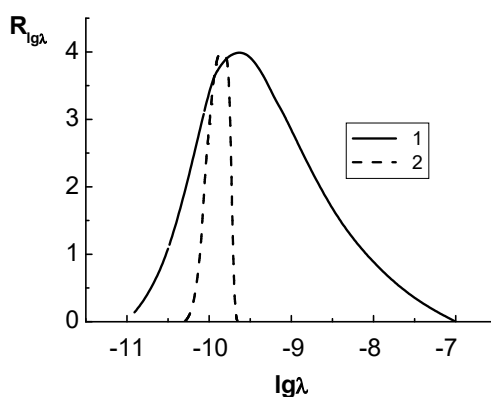
У якості прикладу на рис.1.6 наведена спектральна густина енергетичної світимості чорного тіла при температурі 5000°K, представлена в лінійній шкалі довжин хвиль (рис.1.6, а), у лінійній шкалі частот (рис.1.6, б), і у логарифмічній шкалі довжин хвиль (рис.1.6, в), при цьому масштаби по осі абсцис вибрані таким чином, щоб при рівних максимальних ординатах площі під кривими, що відповідають повному випромінюванню чорного тіла, були рівними в усіх трьох випадках.



a)



б)



в)

Рис.1.6. Представлення спектрів в різних типах шкал: 1 – спектральна густина енергетичної світимості чорного тіла при температурі 5000°K; 2 – крива відносної спектральної чутливості ока

На цих же рисунках для наглядності зміщення максимуму штриховою лінією нанесена крива відносної спектральної чутливості ока (крива видності ока). З графіків випливає, що спектральний розподіл енергії одного й того ж джерела має різний характер в залежності від вигляду його представлення.

1.2. Принцип роботи та класифікація спектральних приладів

В даному розділі будуть розглядатися наступні питання:

- принцип роботи спектрального приладу;

- узагальнена структурна схема спектрального приладу;
- фізичні принципи розкладання випромінювання в спектр;
- класифікація спектральних приладів.

1.2.1. Принцип роботи спектрального приладу

Основним призначенням спектрального приладу є розкладання випромінювання складної структури на елементарні (одночастотні, монохроматичні) складові й вимірювання їх інтенсивності. Іншими словами, спектральний прилад проводить гармонічний аналіз випромінювання. Всі відомі методи розкладання випромінювання на елементарні складові можна поділити на дві групи.

Перша група методів – просторове розкладання випромінювання в спектр або **селективна фільтрація**.

Друга група методів – виділення спектральних складових за допомогою оптичної модуляції або **селективна модуляція**.

Вказані 2 методи мають принципову відмінність. Однак в загальному вигляді, не зважаючи на той чи інший метод, роботу будь-якого спектрального приладу можна представити так.

Нехай на вхід спектрального приладу подається складний сигнал, спектральний розподіл якого описується функцією $f(\lambda)$. Спектральний прилад розкладає та реєструє цей розподіл. Прилад в цілому можна охарактеризувати деякою функцією $\tilde{a}(\lambda - \lambda')$, яка описує його спроможність виділяти вузькі ділянки спектру шириною $\delta\lambda$ і називається **апаратною функцією приладу**. Ясно, що чим менша ширина функції $\tilde{a}(\lambda - \lambda')$, тим точніше, детальніше може бути відновлено розподіл $f(\lambda)$.

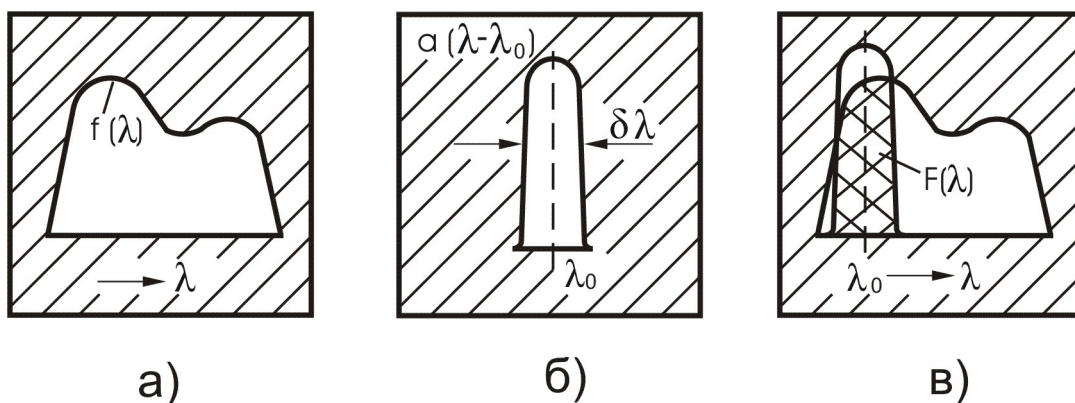


Рис.1.7. Візуальне представлення принципу роботи спектрального приладу: а – вхідний сигнал; б – апаратна функція; в – формування вихідного сигналу

Зареєстрований спектральний розподіл енергії на виході $F(\lambda)$ буде описуватись функцією

$$F(\lambda) = \int_0^{\infty} f(\lambda) \tilde{a}(\lambda, \lambda') d\lambda'. \quad (1.23)$$

Інтеграл (1.23) носить назву згортки функцій $\tilde{a}(\lambda, \lambda')$ та $f(\lambda)$. Зрозуміло, що тотожність функцій $F(\lambda) = f(\lambda)$ можлива тільки у випадку, коли $\tilde{a}(\lambda, \lambda')$ є δ -функцією.

Процес вимірювання спектрів зводиться до наступного: досліджуване випромінювання з розподілом $f(\lambda)$ направляється на селективний фільтр або селективний модулятор, який здійснює вибірку елементарних компонент функцією $\tilde{a}(\lambda, \lambda')$.

Візуально представити принцип роботи спектрального приладу можна за допомогою рисунку 1.7.

а) селективна фільтрація

Метод селективної фільтрації є історично першим і найбільш поширеним методом спектрометрії.

Прилади, що працюють за принципом селективної фільтрації, можуть бути одно- та багатоканальними.

В одноканальних приладах досліджуване випромінювання з розподілом $f(\lambda)$ посилається на селективний фільтр, який виділяє з потоку спектральні компоненти шириною $\delta\lambda$ в околі довжини хвилі λ' й може перенастроюватися (дискретно або неперервно), виконуючи сканування по спектру в часі за деяким законом $\lambda'(t)$. Виділені компоненти реєструються приймачем випромінювання, запис сигналів з якого дає функцію часу $F(t)$. Перехід від аргументу t до аргументу λ (за законом $\lambda'(t)$) дозволяє отримати функцію $F(\lambda)$ – просторово розкладений спектр.

У багатоканальних приладах інформація про спектр, який спостерігається – $F(\lambda)$, отримується не в результаті сканування по λ , а шляхом одночасної реєстрації потоків випромінювання різних довжин хвиль $\lambda', \lambda'', \lambda'''$, ... декількома приймачами випромінювання або фотографічним матеріалом.

Одноканальні прилади можуть бути одно– та двопроменевими.

Приклад одноканальних спектральних приладів з селективною фільтрацією :

- спектрофотометр Пульфриха (двопроменевий прилад);
- монохроматор УМ-2 (однопроменевий прилад).

Приклад багатоканальних спектральних приладів з селективною фільтрацією:

- спектрографи ИСП-30, ИСП-51;
- квантометри.

б) селективна модуляція

Методи селективної модуляції отримали розвиток в середині 60-х років минулого століття, тому їх іноді називають новими методами спектрометрії. Вони основані на принципі оптичної модуляції досліджуваного випромінювання, коли розділення випромінювання за довжинами хвиль переноситься з оптичної частини приладу в електричну.

Спектральні прилади, що працюють по принципу селективної модуляції, також можуть бути одноканальними та багатоканальними.

В одноканальному приладі випромінювання складної структури з розподілом $f(\lambda)$ посилається на спектрально-селективний модулятор, який модулює з деякою частотою $\omega_0 = \text{const}$ лише потік із спектральним інтервалом $\delta\lambda$ в околі довжини хвилі λ' , а решта потоку залишається немодульованою. Модулятор шляхом перенастроювання послідовно модулює різноманітні λ' з тією ж частотою ω_0 й на виході в результаті отримується функція $F(t)$, значення якої пропорційні відповідним інтенсивностям у розподілі $f(\lambda)$. Тобто функція розкладання випромінювання за довжинами хвиль переноситься з оптичної в електричну частину приладу.

В основі багатоканальних приладів із селективною модуляцією лежить принцип *мультиплексування*. Його суть полягає в одночасному прийманні в закодованій формі потоку випромінювання від багатьох спектральних елементів одним приймачем. З цією метою випромінювання довжин хвиль $\lambda', \lambda'', \lambda'''$, ... одночасно модулюється різними

частотами $\omega', \omega'', \omega''' \dots$. Накладання відповідних сигналів A', A'', A''' утворює в приймачі складний сигнал, частотний спектр якого несе інформацію про спектр вхідного сигналу.

При невеликій кількості каналів компоненти з частотами $\omega', \omega'', \omega''' \dots$ виділяються з сумарного сигналу за допомогою електричних фільтрів, відновлюючи таким чином шуканий розподіл $F(\lambda)$ пропорційний розподілу $f(\lambda)$.

1.2.2. Узагальнена структурна схема спектрального приладу

Під структурною схемою любого приладу розуміють ланцюг, що складається з автономних ланок, кожна з яких виконує визначену функцію. Усі ланки в сукупності виконують нову, також визначену функцію.

До складу спектрального приладу входять (рис.1.8):

- джерело випромінювання (1);
- передаюча оптична система (2);
- диспергуючий пристрій (пристрій для розкладання випромінювання в спектр) (3);
- приймаюча оптична система (4);
- приймач випромінювання (5);
- реєструючий пристрій (6).



Рис.1.8. Структурна схема спектрального приладу

Розглянемо які функції виконує кожна з ланок спектрального приладу.

Джерело випромінювання створює матеріальний носій інформації – потік випромінювання; воно може конструктивно входити до складу приладу (наприклад, ртутна лампа), або може бути віддалене від нього на значну відстань (наприклад, Сонце). Джерело випромінювання може виконувати функцію випромінювача, що збуджує безпосередньо спектр досліджуваної проби (об'єкта досліджень). Наприклад, для вивчення спектрів поглинання джерело являється засобом утворення суцільного спектру, на фоні якого в подальшому спостерігаються лінії та смуги поглинання. Досить

широкий клас джерел безпосередньо являють собою об'єкти дослідження (Сонце, зірки, дуги). Таким чином, призначення джерела – прямо чи опосередковано нести корисну інформацію.

Головною функцією **передаючої системи** являється формування потоку випромінювання від джерела й направлення його на диспергуючий пристрій з якнайменшими втратами.

Головною функцією **диспергуючого пристрою** є розкладання випромінювання на монохроматичні складові. Це найбільш важливий, головний пристрій спектрального приладу.

Приймальна оптична система призначена для формування на приймачі потоку, розкладеного в спектр.

Приймач випромінювання перетворює сигнал, що переноситься потоком випромінювання в інший сигнал: або у вигляді електричного струму, або у вигляді оптичної густини почорніння, або у вигляді зорового сприйняття.

Реєструючий пристрій виконує функцію підсилення сигналу, перетворення його в зручну форму для запису спектру.

Слід відмітити, що деякі пристрої можуть бути відсутніми або можуть бути суміщені в одному пристрої. Дуже гарний і наглядний приклад – фотографічна пластинка: вона є одночасно приймачем випромінювання, реєструючим пристроєм і підсилювачем.

Тепер розглянемо структурну схему типового спектрального приладу з диспергуючим елементом у вигляді спектрально-селективного фільтра (рис.1.9):

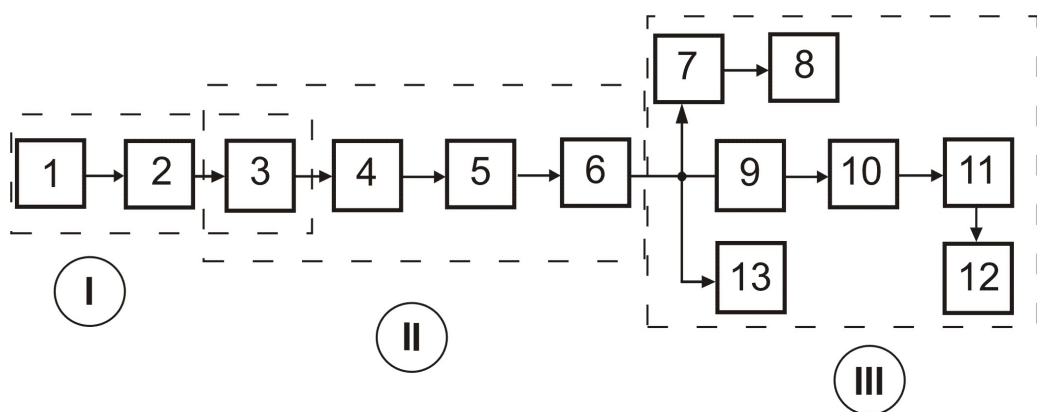


Рис.1.9. Структурна схема спектрально-селективного фільтра: I – освітлювальна частина: джерело світла (1); конденсорна система (2); вхідна щілина (3); II – оптична (спектральна) частина: об'єктив вхідного коліматора (4); диспергуючий пристрій (5); вихідний коліматор (6); III – приймально-

реєструюча система: окуляр (7); око спостерігача (8); фотоприймач (9); підсилювач (10); реєструючий пристрій (11); індикатор (12); фотопластинка (13).

1.2.3 Фізичні принципи розкладання випромінювання в спектр

Як відмічалось вище, найбільш важливою та відповідальною частиною спектрального приладу є диспергуючий пристрій.

Диспергуючий пристрій може здійснювати розкладання складного випромінювання на монохроматичні складові або за методами селективної фільтрації, або за методами селективної модуляції.

Дія диспергуючого пристрою ґрунтується на відомих фізичних явищах:

- дисперсія світла;
- дифракція світла;
- інтерференція світла;
- модуляція світла.

а) Дисперсія світла

Під дисперсією світла розуміють залежність показника заломлення речовини від довжини хвилі або частоти випромінювання, що проходить крізь цю речовину $n = f(\lambda)$. Чим більша дисперсія речовини, тим більший градієнт швидкостей поширення випромінювання різних довжин хвиль. У спектральних приладах використовують область нормальної дисперсії речовини ($dn/d\lambda < 0$), тобто коли n зменшується зі збільшенням довжини хвилі (рис.1.10)

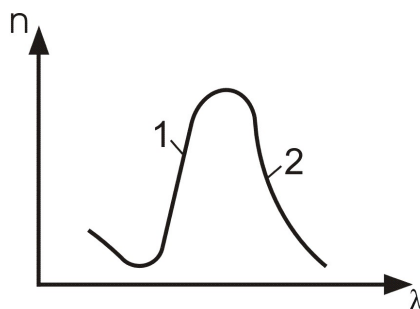


Рис.1.10. Типова дисперсійна крива речовини: 1 – область аномальної дисперсії; 2 – область нормальної дисперсії

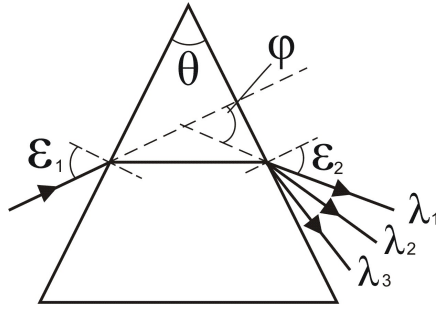


Рис.1.11. Заломлення променів різних довжин хвиль у призмі

Явище дисперсії використовується в призмових приладах. Якщо на призму падає паралельний пучок, то напрямок променів на виході буде визначатися тільки довжиною хвилі. Чим коротша довжина хвилі, тим сильніше пучок відхиляється до бази призми (рис.1.11). Для всіх відомих матеріалів n змінюється з довжиною хвилі нелінійно, тому розходження променів у різних частинах спектру буде різним.

б) Дифракція світла

Дифракція світла – явище відхилення світла від напрямку прямолінійного поширення при взаємодії з перешкодами внаслідок хвильової природи світла. Його використовують для розкладання випромінювання в спектр у спектральних приладах із дифракційними ґратками.

При падінні на дифракційну ґратку паралельного пучка променів виникає дифракція. Дифраговані кожною щілиною промені інтерферують між собою, утворюючи інтерференційну картину, яка в загальному випадку локалізована на безмежності. Використовуючи лінзу (об'єктив), площину локалізації інтерференційної картини зуміщують з фокальною площиною лінзи (рис.1.12).

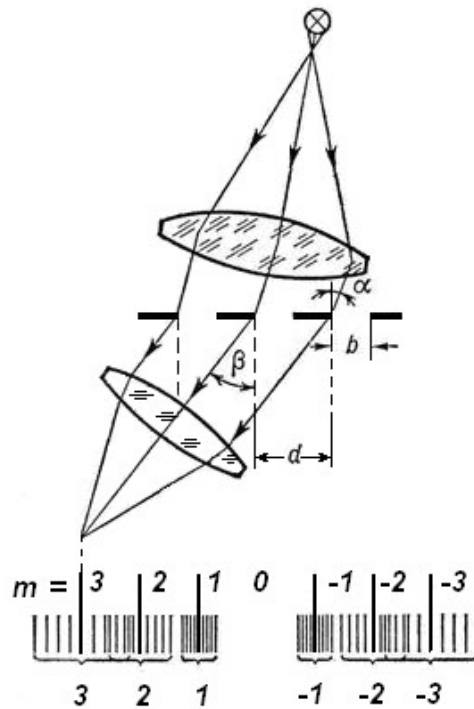


Рис.1.12. Дифракція світла на ґратці

Положення максимумів дифракційного спектра визначається співвідношенням

$$m\lambda = d(\sin\beta - \sin\alpha), \quad (1.24)$$

де m – порядок спектру; $d = a+b$ – період ґратки; a, b – ширина непрозорої та прозорої частин дифракційної ґратки відповідно; α – кут падіння паралельного пучка світла на ґратку; β – кут дифракції; λ – довжина хвилі.

У випадку падаючого випромінювання складного спектрального складу при даному α і m кут дифракції β являється функцією від λ . Для $m=0$ зображення вхідної щілини спектрального приладу не розкладається в спектр, а при $m \neq 0$ кожному значенню цілого числа m відповідає спектр m -го порядку. Таким чином при використанні дифракційних ґраток відбувається просторовий розподіл променів різних довжин хвиль.

На відміну від призми, яка дає тільки один спектр, дифракційна ґратка дає одночасно декілька спектрів, які можуть при певних умовах накладатися один на один.

в) Інтерференція світла

Інтерференція світла – це явище, яке полягає в складанні коливань, в результаті чого при певних умовах отримується стійка в часі картина розподілу інтенсивності, що залежить від різниці ходу між інтерферуючими променями. Його використовують для просторового розкладання випромінювання на промені різних довжин хвиль в спектральних приладах із пластинкою Люмера–Герке, ешелонем Майкельсона, інтерферометром Фабрі–Перо. Практично зараз використовується тільки інтерферометр Фабрі–Перо через незначну світлосилу перших двох пристроїв.

Різниця ходу двох інтерферуючих пучків визначається співвідношенням

$$\Delta_i = 2nh \cos \varepsilon'_i, \quad (1.25)$$

де n – показник заломлення матеріалу пластинки; ε'_i – кут заломлення променів в пластинці (рис.1.13).

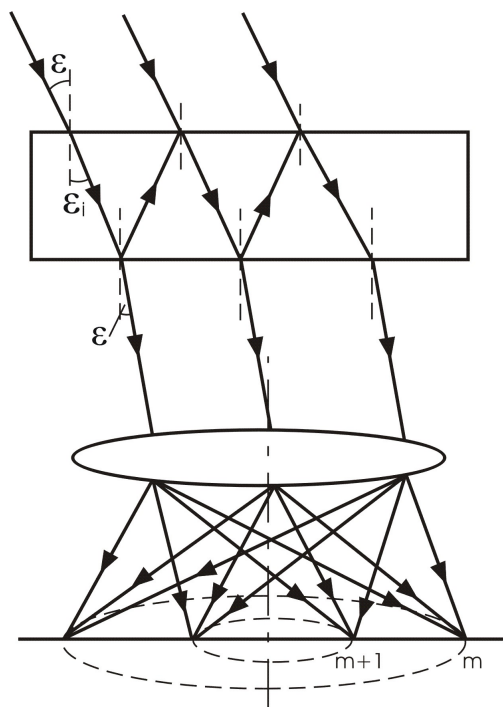


Рис.1.13.Схема формування інтерференційних кілець

Як правило, прилади з інтерферометром Фабрі–Перо працюють при кутах падіння, близьких до нуля, тому

$$\Delta_i = 2nh \cos \varepsilon'_i \approx 2nh \cos \varepsilon. \quad (1.26)$$

Інтерференційну картину локалізують за допомогою лінзи, а сама картина представляє собою систему концентричних кілець. Умова максимумів інтерференції

$$m\lambda = 2nh \cos \varepsilon. \quad (1.27)$$

Або в найбільш поширеному випадку, коли пластини знаходяться в повітрі ($n=1$)

$$m\lambda = 2h \cos \varepsilon. \quad (1.28)$$

З (1.28) видно, що при постійних m і h положення максимумів (кут ε) різне для різних довжин хвиль, тобто відбувається просторове розкладання в спектр.

Якщо пластинку покрити з обох сторін напівпрозорими дзеркальними шарами, то буде спостерігатися багатопроренева інтерференція. В результаті цього утворюються вузькі максимуми, розділені широкими проміжками.

Мала ширина смуг, особливо при великих порядках спектру, дає можливість отримати високу роздільну здатність спектральних приладів (набагато більшу, ніж у призмових або дифракційних).

Вказані оптичні явища – дисперсія, дифракція, інтерференція використовуються у, так би мовити, «чистому» вигляді в класичних спектральних приладах, тобто приладах, що працюють за принципом селективної фільтрації. Під «чистотою» розуміють наступне: призма, дифракційна ґратка, інтерферометр Фабрі-Перо являються власне диспергуючими пристроями.

В так званих «нових» спектральних приладах, тобто приладах, що працюють за принципом селективної модуляції, також використовуються і призми і дифракційні ґратки, однак вони входять у склад спектральних приладів лише як допоміжні елементи селективних оптичних модуляторів.

Дія диспергуючого пристрою – селективного модулятора – базується на явищі **модуляції електромагнітних коливань**.

Під модуляцією коливань розуміють повільну в порівнянні з періодом коливань зміну амплітуди, частоти, фази або поляризації коливань за певним законом (рис.1.14).

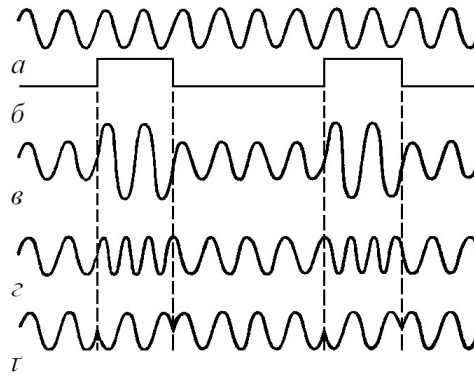


Рис.1.14. Види модуляції електромагнітних хвиль: а – несуча хвиля; б – модулюючий сигнал; в – амплітудна модуляція; г – частотна модуляція; г' – фазова модуляція

Якщо модулюють електромагнітні коливання оптичного діапазону, то отримуємо модуляцію оптичного випромінювання. ($\lambda = 10^{-3} \div 10^3$ мкм). Розрізняють:

- амплітудну;
- фазову;
- частотну;
- поляризаційну модуляції.

Якщо $x = A_0 \sin(\omega t + \varphi)$ - амплітуда несучої і $x = m_0 \sin \Omega t$ - амплітуда модулюючого гармонічного коливання, то амплітуда модульованого сигналу у випадку амплітудної модуляції буде змінюватися за законом $x = A_0(1 + m_0 \sin \Omega t) \sin(\omega t + \varphi)$.

У разі частотної модуляції синусоїдальним коливанням, частота якого змінюється за законом $\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cos \Omega t$ амплітуда модульованого сигналу буде визначатися співвідношенням $x = A_0(\sin \omega t + \beta \sin \Omega t \cos \omega t)$, де $\beta = \Delta\omega / \Omega$ - індекс частотної модуляції.

У випадку фазової модуляції амплітуда модульованого сигналу буде визначатися співвідношенням $x = A_0 \sin(\omega t + \Delta\varphi \sin \Omega t)$.

В сучасних спектральних приладах «нового» зразка використовують амплітудну та частотну модуляції.

1.2.4. Класифікація спектральних приладів

Існує ряд ознак, за якими можна класифікувати спектральні прилади. До числа основних ознак відносять:

- принцип дії диспергуючого пристрою;
- тип оптичної системи приладу;
- робоча область спектра;
- фізичне явище, що лежить в основі дії приладу;
- спосіб спостереження і реєстрації спектру;
- призначення.

Розглянемо як поділяють спектральні прилади за визначеними ознаками.

За *принципом розкладання випромінювання в спектр* (принципом дії диспергуючого пристрою) розрізняють: прилади – селективні фільтри та прилади – селективні модулятори.

За *типом оптичної системи* приладів розрізняють: звичайні, з окремо оформленими коліматорною та камерною частинами та автоколімаційні, в яких конструктивно суміщені коліматор та камера.

За *робочою областю спектру* розрізняють спектральні прилади:

- для дальньої (вакуумної) УФ області ($\lambda=1\div 185$ нм);
- для УФ області ($185\div 380$ нм);
- для видимої області ($380\div 760$ нм);
- для ближньої, середньої, дальньої ІЧ областей відповідно ($760\div 2500$ нм), $(2,5\div 50)10^3$ нм, $(5\div 100)10^4$ нм.

За *фізичним явищем*, що лежить в основі дії приладу розрізняють:

- дисперсійні (призмові) спектральні прилади;
- дифракційні спектральні прилади;
- інтерференційні спектральні прилади;
- модуляційні спектральні прилади.

Модуляційні в свою чергу за типом модулятора поділяють на:

- інтерференційні;
- інтерференційно-поляризаційні;
- растрові,

а за видом модуляції на:

- амплітудні;
- частотні.

За *способом реєстрації* розрізняють такі типи спектральних приладів:

- візуальні;
- з фотографічною реєстрацією;
- з фотоелектричною реєстрацією.

За *методом спостереження* розрізняють:

- монохроматори (прилади для спостереження вузьких ділянок спектру);
- поліхроматори (прилади для одночасного спостереження досить широкої ділянки спектра);

Всі монохроматори – одноканальні прилади, всі поліхроматори – багатоканальні прилади.

Тут доцільно зупинитися на деяких важливих подробицях багатоканальних приладів:

- при заданому часі експерименту t вони дозволяють виміряти спектр випромінювання джерела з максимальним відношенням сигнал/шум;
- при заданому співвідношенні сигнал/шум вони дозволяють затратити мінімальний час на вимірювання спектру.

Для спрощення розуміння сказаного будемо вважати, що причиною похибок експерименту є шум приймача випромінювання, причому його рівень не залежить від значення потужності випромінювання. Відомо, що при n -кратному вимірюванні будь-якого параметра точність у визначенні його величини збільшується в \sqrt{n} разів.

Нехай одноканальним приладом необхідно виміряти N спектральних ліній. На вимірювання кожної лінії буде затрачено час $\Delta t = t/N$. Очевидно, що за час t на багатоканальному приладі з N каналами можна виміряти інтенсивність спектральних ліній N раз, що рівнозначно підвищенню точності вимірювань в \sqrt{N} разів.

Наведений перелік ознак класифікації не являється вичерпним. Спектральні прилади можна класифікувати за величиною дисперсії, за роздільною здатністю, за світлосилою, за швидкодією тощо.

Під кінець розглянемо класифікацію спектральних приладів *за призначенням*.

1.Спектроскоп

Спектроскоп – це прилад, призначений для візуального спостереження спектрів (рис.1.15). Його структурна схема зображена на рис.1.15.

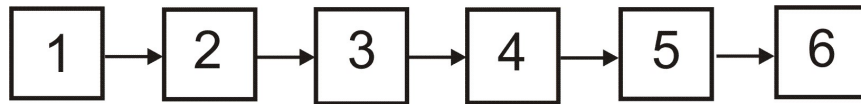


Рис.1.15. Структурна схема спектроскопа: 1 – джерело випромінювання; 2 – вхідна щілина; 3 – об’єктив вхідного коліматора; 4 – диспергуючий елемент (призма, дифракційна ґратка); 5 – об’єктив вихідного коліматора (камери); 6 – окуляр.

Спектр розглядається через окуляр оком. Через відносно малі можливості ока, як приймача випромінювання (обмеженість області спектра, залежність точності вимірювань від яскравості спектра, фізіологічного стану спостерігача), спектроскопи мають в наш час обмежене застосування.

2.Спектрограф

Спектрограф – прилад, в якому приймач випромінювання (фотографічний матеріал) одночасно реєструє весь спектр, розгорнутий у фокальній площині об’єктива вихідного коліматора (рис.1.16).

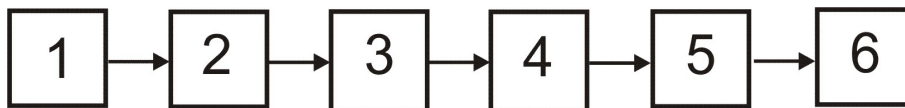


Рис.1.16. Структурна схема спектрографа: 1 – джерело випромінювання; 2 – вхідна щілина; 3 – об’єктив вхідного коліматора; 4 – диспергуючий елемент; 5 – об’єктив вихідного коліматора; 6 – приймач випромінювання (фотоматеріал).

Всі спектрографи – поліхроматори. Вони можуть бути укомплектовані різноманітними приставками.

3.Спектрометр

В широкому розумінні слова спектрометр – це прилад для вимірювання деякої фізичної величини f за параметром x . Наприклад: бета – спектрометр – прилад для

вимірювання функції розподілу електронів за швидкостями; мас-спектрометр – прилад для вимірювання функції розподілу атомів за масами.

У вузькому (оптичному) розумінні слова – це прилад для вимірювання оптичних спектрів за допомогою фотоелектричних (або теплових) приймачів випромінювання.

Структурна схема спектрометра зображена на рис.1.17.

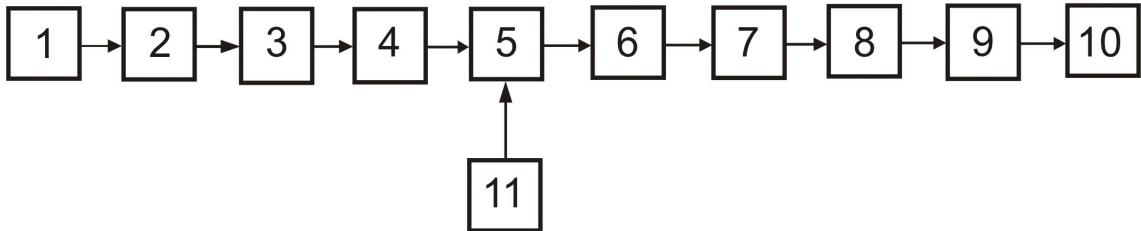


Рис.1.17. Структурна схема спектрометра: 1 - джерело випромінювання; 2 - модулятор; 3 - вхідна щілина; 4 - об'єктив вхідного коліматора; 5 - диспергуючий пристрій; 6 - об'єктив вихідного коліматора; 7 - вихідна щілина; 8 - приймач випромінювання; 9 - електричний підсилювач; 10 - індикаторний пристрій (осцилограф, цифро-друкуєчий пристрій, вимірювальний пристрій, ЕОМ); 11 - скануючий пристрій.

Як правило оптична частина приладу представляє собою монохроматор. Виділення тої чи іншої частини спектру забезпечується скануванням. Скануючий пристрій змінює положення диспергуючого пристрою відносно нерухомої вхідної та вихідної щілин.

Модулятор слугує для переривання потоку випромінювання з певною частотою. Це дозволяє збільшити відношення сигнал/шум і використати більш сучасну електронно-вимірювальну апаратуру.

Спектрометр може бути виконаний і у поліхроматичному (багатоканальному) варіанті. При цьому вздовж фокальної площини вихідного об'єктива розташовують декілька щілин із приймачами випромінювання. Багатоканальні спектрометри називають *квантометрами*.

4.Спектрофотометр

Спектрофотометром називають прилад, призначений для вимірювання різниці або відношення спектральних потоків випромінювання, що пройшли через вимірювальний канал та канал порівняння.

Спектрофотометри, як правило, використовують для аналізу спектрів поглинання. Частіше всього вони є двопроменевими приладами: в одному каналі світло проходить через досліджувану речовину, в іншому – через еталон.

Усі спектрометри, як правило, являються монохроматорами.

Розрізняють 3 типи спектрофотометрів:

- з нульовим;
- з відліковим;
- з диференціальним методами вимірювання.

Найбільш поширеними є прилади з нульовим та відліковим методами вимірювання.

У приладах з *нульовим методом* відношення потоків визначають методом оптичної компенсації, тобто установкою в еталонний канал проградуйованого фотометричного компенсуючого оптичного клина.

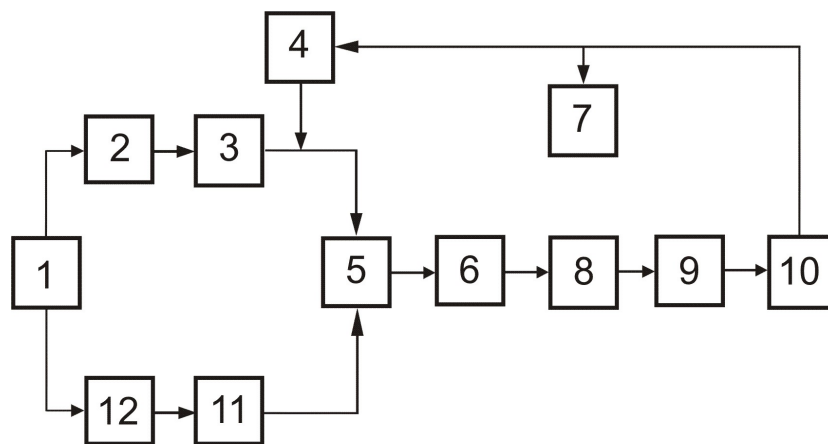


Рис.1.18. Структурна схема спектрофотометра з нульовим методом вимірювання

Принцип дії такого приладу наступний: від джерела випромінювання 1 з допомогою конденсорних систем 2, 12 випромінювання попадає на кювети з еталонним 3 та досліджуваним 11 зразками, після чого пучки зводяться на дзеркальному диску (обтюраторі) модулятора 5. Цей диск має прорізи, через які на монохроматор по чергово потрапляють пучки випромінювання з еталонного та досліджуваного каналів. Якщо в зразку є поглинання, то потоки випромінювання, що падають на приймач 8 по чергово

не будуть однаковими. В ланцюгу приймача протікає при цьому змінний струм (сигнал), який підсилюється підсилювачем 9 та подається на двигун 10. Двигун приводить у рух фотометричний клин 4, що пересувається до моменту зрівняння потоків у обох каналах. Рух клина пов'язаний з пером самописця 7, який вимальовує на папері спектрограму. Переміщення клина пропорційне відношенню потоків випромінювання, що надходять з каналів.

У приладах з *відліковим методом* вимірювання потоки випромінювання, що пройшли обидва канали, порівнюються електричним методом, при цьому вимірюється кожен сигнал та визначається їх відношення. Випромінювання від джерела 1 через конденсорні системи 2, 13, попадають у вимірювальний 3 та еталонний канали 12. Модулятор 4 по чергово направляє на монохроматор 5 потоки випромінювання з обох каналів. Сигнал, що знімається з приймача 6, підсилюється підсилювачем 7. Далі сигнал розділяється перемикачем 8 та попадає в прилад 9 для порівняння, звідки після обробки та підсилення подається на двигун 10, що приводить в дію перо самописця 11. Перо вимальовує криву пропускання зразка.

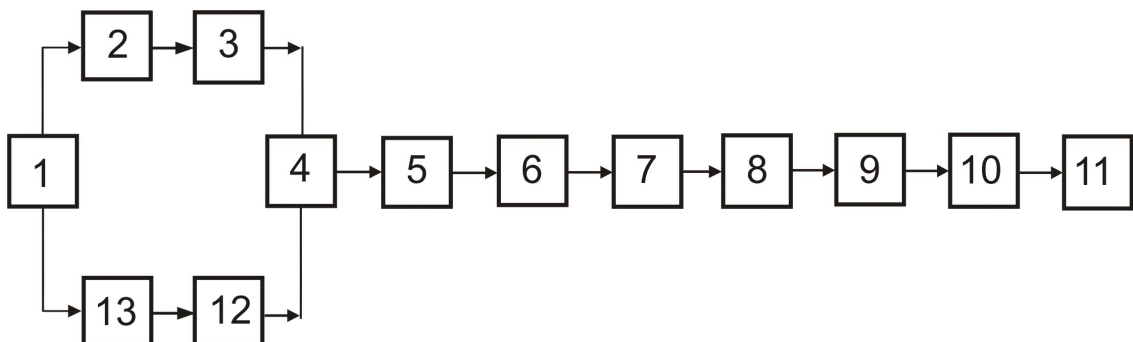


Рис.1.19. Структурна схема спектрофотометра з відліковим методом вимірювання.

Таким чином існує всього 4 типи спектральних приладів. Тим не менше у літературі зустрічаються інші найменування спектральних приладів, однак усі ці прилади при детальному аналізі їх конструкції можуть бути віднесені до перелічених вище типів.

1. *Монохроматор* – прилад для виділення вузького спектрального діапазона. За побудовою це спектрометр без приймача випромінювання.

2. *Стілоскоп* – прилад, який являється різновидом спектроскопа і призначений для напівкількісного аналізу металів. У нього є шкала довжин хвиль з вказаним положенням найважливіших аналітичних спектральних ліній.
3. *Стілометр* – відрізняється від стілоскопа тим, що має пристрій для порівняння яскравості аналітичних ліній.

Усі модуляційні спектральні прилади за принципом побудови являються спектрометрами. Серед них розрізняють:

- СІСАМ – Спектрометр з Інтерференційною Селективною Амплітудною Модуляцією;
- поляризаційний СІСАМ – також працює за принципом амплітудної модуляції;
- Фур'є-спектрометр – прилад представляє собою спектрометр побудований на основі інтерферометра Майкельсона, з допомогою якого виконується частотна модуляція випромінювання;
- матричний спектрометр (спектрометр Адамара);
- СІС – Селективно-Інтерференційний Спектрометр.

1.3. Основні характеристики спектральних приладів та зв'язок між ними

Технічні можливості будь-якого приладу, та в частковому випадку спектрального, визначаються сукупністю його характеристик та параметрів. До основних характеристик спектральних приладів відносять:

- дисперсію;
- апаратну функцію;
- роздільну здатність;
- збільшення;
- коефіцієнт пропускання;
- світлосилу.

Нижче ці характеристики будуть розглянуті більш широко, головним чином відносно найбільш розповсюджених приладів, тобто приладів з спектрально-селективною фільтрацією. Однак більшість цих характеристик відноситься й до приладів із спектрально-селективною модуляцією.

1.3.1. Дисперсія

Для оцінки здатності одного тільки диспергуючого елемента відхилити випромінювання різноманітних хвиль на різні кути введено поняття *кутової дисперсії* – D_φ

$$D_\varphi = d\varphi / d\lambda, \quad \frac{\text{рад}}{\text{А}}, \quad (1.29)$$

де $d\varphi$ – кут між променями із довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$.

Для оцінки здатності спектрального приладу в цілому розділяти випромінювання різних довжин хвиль застосовано поняття лінійної дисперсії.

$$D_\ell = d\ell / d\lambda, \quad \frac{\text{мм}}{\text{А}}, \quad (1.30)$$

де $d\ell$ – відстань між зображеннями двох спектральних ділянок з довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$ у фокальній площині вихідного об'єктива приладу.

Оскільки фокусна віддаль являється функцією довжини хвилі, то фокальна розташована під деяким кутом α до оптичної осі об'єктива. Тоді легко показати, що

$$d\ell = f_{об} d\varphi / \cos \alpha, \quad (1.31)$$

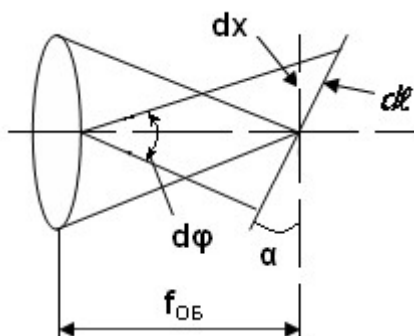


Рис.1.20

де $f_{об}$ – фокусна віддаль вихідного об'єктива, α – кут між фокальною площиною та перпендикуляром до оптичної осі

$$dx = 2f_{об} \operatorname{tg} \frac{d\varphi}{2} \approx f_{об} d\varphi$$

$$d\ell = dx / \cos \alpha \approx f_{об} d\varphi / \cos \alpha$$

Із (1.30) та (1.31) отримуємо

$$D_{\ell} = \frac{f_{\text{об}}}{\cos \alpha} \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{f_{\text{об}}}{\cos \alpha} D_{\varphi} \approx f_{\text{об}} D_{\varphi}, \quad \frac{\text{мм}}{\text{Å}}. \quad (1.32)$$

У техніці оптичного приладобудування дисперсію спектрального приладу прийнято характеризувати величиною D_{ℓ}^{-1} – оберненою лінійною дисперсією

$$D_{\ell}^{-1} = D_{\ell}^{-1} = \frac{1}{f_{\text{об}} D_{\varphi}}, \quad \frac{\text{Å}}{\text{мм}}. \quad (1.33)$$

Очевидно, що чим менше значення має величина D_{ℓ} , тим краще прилад, бо на відрізьку 1 мм в фокальній площині камерного об'єктива вкладається менший діапазон довжин хвиль, тобто спектр є більш розтягнутим.

Зазвичай D_{ℓ} виражають в [Å/мм] або в [нм/мм].

За значенням дисперсії спектральні прилади поділяють на:

- прилади з малою дисперсією – $10^2 \div 10^3$ Å/мм,
- прилади з середньою дисперсією – $10 \div 10^2$ Å/мм,
- прилади з великою дисперсією – $1 \div 10$ Å/мм,
- прилади з високою дисперсією – $0,1 \div 1$ Å/мм.

Такий поділ, взагалі кажучи, умовний, оскільки один і той же прилад може мати малу дисперсію в довгохвильовій області та багато більшу в короткохвильовій.

У спектральних приладах для ІЧ області спектру дисперсію прийнято виражати у шкалі хвильових чисел

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = \lambda^2 D_{\ell}, \quad (1.34)$$

$$\frac{dl}{d\sigma} = \lambda^2 D_{\ell},$$

(1.35)

де $\sigma=1/\lambda$ – хвильове число.

На завершення слід звернути увагу на той очевидний факт, що поняття кутової та лінійної дисперсії для приладів із селективною модуляцією не має змісту бо там немає просторового розкладання випромінювання за довжинами хвиль.

1.3.2. Апаратна функція або інструментальний контур спектрального приладу

У широкому розумінні слова апаратна функція (АФ) – це характеристика лінійного вимірювального пристрою, яка встановлює зв'язок між вимірюваною величиною на виході пристрою з істинним значенням вимірюваної величини на його вході. В теорії лінійних систем вона носить назву *перехідної функції*.

У вузькому розумінні АФ – характеристика спектрального приладу, яка пов'язує спектральний розподіл випромінювання на виході приладу з істинним розподілом (на вході).

Значення АФ в теорії спектральних приладів являється виключно важливим тому, що:

- не знаючи АФ приладу неможливо відновити істинний контур спектральної лінії;
- АФ визначає межу роздільної здатності та роздільну здатність приладу;
- знаючи АФ, можна визначити оптимальні умови роботи приладу.

Розглянемо ідеалізований випадок, коли спектр випромінювання складається з кінцевого числа монохроматичних нескінченно вузьких ліній (рис.1.21а). Очевидно, що це дуже груба ідеалізація хоча б через те, що енергетичні рівні атомів і молекул мають кінцеву ширину. Однак, таке припущення не змінює характеру загальних міркувань, при цьому значно спрощуючи їх.

Якби прилад не вносив ніяких спотворень, то на виході приладу ми отримали б систему таких самих, як на вході, нескінченно вузьких спектральних ліній. У дійсності ж ми завжди маємо справу зі спектральними лініями кінцевої ширини (рис.1.22, б).

Причиною цього є те, що:

- спектральна лінія – це завжди зображення вхідної щілини приладу, а щілина завжди має кінцеву ширину;
- дифракційні явища на щілинах, діафрагмах, оправах оптичних елементів розширюють геометричне зображення щілини;

- аберації та дефекти оптичних елементів також приводять до розширення зображення;
- реєструючий пристрій спотворює зображення, яке дає прилад.

У залежності від конструктивних особливостей кожна з цих причин може бути головною. Іноді основний вклад вносять дві причини, іноді три.

Таким чином, АФ дає можливість кількісно описати спотворення хвильового фронту з одного боку обумовлені хвильовою природою світла та фізичними властивостями диспергуючого елемента, з іншого такими, що вносять реальний спектральний прилад. В першому випадку мова йде про АФ *ідеального спектрального приладу*, в іншому – *реального спектрального приладу*.

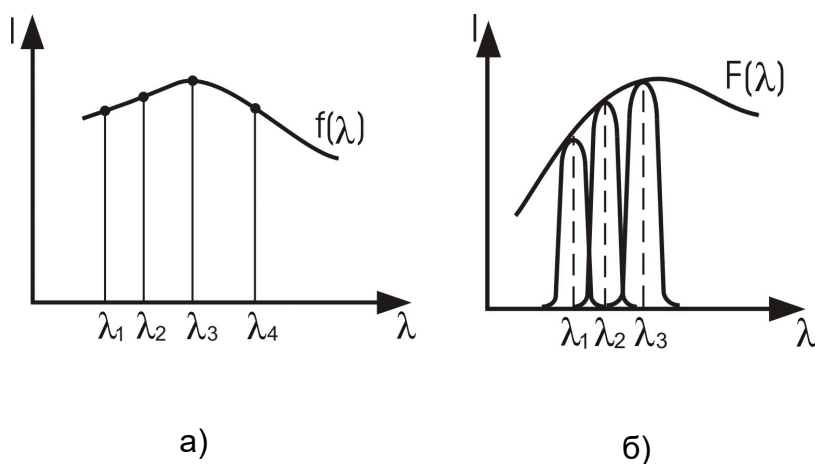


Рис.1.21. Спектр випромінювання на вході (а) та виході (б) спектрального приладу

Значення інтенсивності монохроматичної складової λ'

$$I_{\lambda} = f(\lambda)d\lambda. \quad (1.36)$$

$d\lambda \rightarrow 0$

Розподіл інтенсивності цієї складової на виході приладу буде описуватись функцією вигляду

$$F(\lambda) = \int_0^{+\infty} f(\lambda)a'(\lambda - \lambda_0)d\lambda, \quad (1.37)$$

де $a'(\lambda - \lambda_0)$ - апаратна функція приладу, котра досягає максимального значення при $\lambda = \lambda_0$.

Тепер просумуємо інтенсивність на виході приладу для $\lambda = \lambda_1$. Очевидно, що на сигнал

$$dF'(\lambda_1) = F(\lambda_1)d\lambda = f(\lambda_1)\tilde{a}(\lambda - \lambda_1)d\lambda \quad (1.38)$$

накладаються сигнали від сусідніх ділянок спектру

$$dF'(\lambda_2) = F(\lambda_2)d\lambda = f(\lambda_2)\tilde{a}(\lambda_2 - \lambda_1)d\lambda, \quad (1.39)$$

$$dF'(\lambda_3) = f(\lambda_3)\tilde{a}(\lambda_3 - \lambda_1)d\lambda,$$

.....

Очевидно, сумарний сигнал від усіх складових становитиме

$$F(\lambda_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda)\tilde{a}(\lambda - \lambda_0)d\lambda. \quad (1.40)$$

Інтеграл (1.40) носить назву інтеграла згортки. Якщо провести нормування

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{a}(\lambda - \lambda_1)d\lambda = 1,$$

та проінтегрувати $F(\lambda)$ по всьому спектру, то отримаємо

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F(\lambda')d\lambda' = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{a}(\lambda - \lambda')f(\lambda)d\lambda d(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda)d\lambda. \quad (1.41)$$

Із (1.41) видно:

- зареєстрований спектральний розподіл, визначається виглядом функції $\tilde{a}(\lambda - \lambda')$;
- вплив АФ зводиться лише до перерозподілу енергії в спектрі.

У наведеному вище розгляді функція $\tilde{a}(\lambda - \lambda')$ мала зміст АФ усього приладу в цілому. За аналогією можна ввести АФ для кожної з причин, що викликають розширення, або для кожної із функціональних ланок приладу. Наприклад, нехай $\tilde{a}_1(\lambda - \lambda')$ – АФ оптичної частини приладу, $\tilde{a}_2(\lambda - \lambda')$ – АФ реєструючої частини. Знайдемо зв'язок між $\tilde{a}, \tilde{a}_1, \tilde{a}_2$. Згідно (1.40), розподіл енергії у фокальній площині вихідного об'єктива

$$F_1(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} a'(\lambda - \lambda_0) f(\lambda) d\lambda = f(\lambda) \otimes \tilde{a}_1(\lambda). \quad (1.42)$$

На приймач випромінювання, відповідно, падає розподіл $F_1(\lambda)$, який перетворюється функцією $\tilde{a}_2(\lambda - \lambda')$. На виході в результаті будемо мати

$$F(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{a}_2(\lambda - \lambda') F_1(\lambda) d\lambda = F_1(\lambda) \otimes \tilde{a}_2(\lambda), \quad (1.43)$$

в той же час

$$F(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\lambda) \tilde{a}_2(\lambda - \lambda') d\lambda = f(\lambda) \otimes \tilde{a}(\lambda). \quad (1.44)$$

Нескладно довести, що

$$\tilde{a}(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{a}_2(\lambda - \lambda') \tilde{a}_1(\lambda) d\lambda. \quad (1.45)$$

Тобто АФ всієї системи дорівнює згортці елементарних АФ, кожна з яких характеризує той, чи інший вид спотворень, або функціональну ланку

$$\tilde{a}(\lambda) = \tilde{a}_2(\lambda) \otimes \tilde{a}_1(\lambda). \quad (1.46)$$

Повертаючись до викладених вище міркувань, нескладно вияснити, що у випадку, коли ширина спектральної лінії набагато менша ширини АФ, сигнал на виході приладу буде мати форму АФ. Дійсно, якщо $f(\lambda) = 0$ у всій спектральній області крім деякого інтервалу $2\Delta\lambda$ навколо точки $\lambda = \lambda_0$, виходячи з припущення, що функція $\tilde{a}(\lambda - \lambda_0)$ в межах $2\Delta\lambda$ змінюється мало, маємо

$$F(\lambda) = \tilde{a}(\lambda - \lambda_0) \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda}^{\lambda_0 + \Delta\lambda} f(\lambda) d\lambda = \text{const} \cdot \tilde{a}(\lambda). \quad (1.47)$$

Стає зрозумілим, як АФ можна виміряти експериментально. Для цього необхідно скористатись дуже вузькою (лазерною) спектральною лінією.

Аналогічно можна показати, що у випадку, коли ширина спектральної лінії набагато більша ширини АФ, сигнал на виході приладу буде повністю відтворювати вхідний сигнал, а форма АФ не грає ключової ролі.

АФ спектрального приладу в значній мірі визначає його роздільну здатність. Розглянемо декілька прикладів АФ, що відповідають різноманітній природі спотворень, присутніх в приладі.

1. Дифракційна АФ

Якщо припустити, що вхідна щілина нескінченно вузька, то її зображення буде результатом дифракції на вхідній зіниці приладу, яка зазвичай суміщена з диспергуючим елементом. Тоді АФ може бути розрахована за формулою дифракції Фраунгофера на прямокутному отворі, краями якого являються краї призми, або решітки. Аналітичний вигляд АФ у цьому випадку такий

$$\tilde{a}(l) = \frac{1}{a_D} \left(\frac{\sin(\pi x / a_D)}{\pi x / a_D} \right)^2, \quad (1.48)$$

1

де $a_D = f/D$ - дифракційна ширина щілини; D - розмір світлового пучка; x - координата. На рис.1.22 наведено дифракційну АФ.

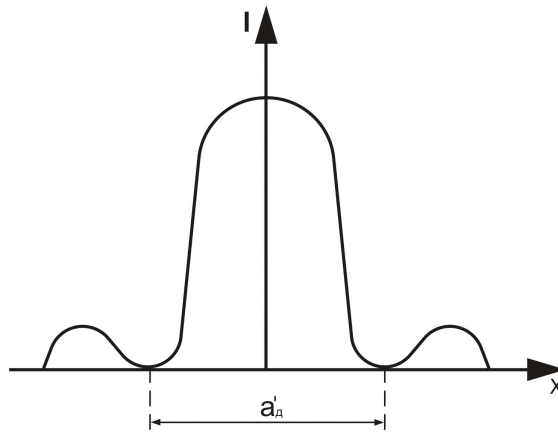


Рис.1.22. Дифракційна АФ

Ширину АФ, як і ширину спектральної лінії, прийнято виражати на рівні половини максимального значення функції – $0.5I_0$.

2. Щілинна АФ

Тут можливі різноманітні випадки в залежності від ширини щілини та методу реєстрації спектру.

а) будемо вважати, що щілина широка, тобто геометрична ширина зображення щілини набагато більше за ширину зображення головного дифракційного максимуму. Тоді у фокальній площині щілина буде зображатися просто прямокутним контуром (рис.1.23)

$$\tilde{a}(\ell) = \begin{cases} 1/a_r, & \left| \ell \leq \frac{a_r}{2} \right| \\ 0, & \ell > \frac{a_r}{2} \end{cases} \quad (1.49)$$

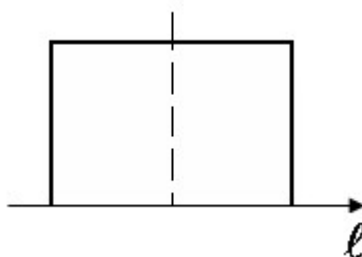


Рис.1.23.

Величина $1/a_r$ замість одиничного значення функції введена тому, що умова нормування $\int \tilde{a}(l) dl = 1$.

Таким буде вигляд АФ, якщо ми працюємо зі спектрографом. Якщо ми працюємо зі спектрометром, необхідно врахувати ще АФ вихідної щілини. Тоді результуюча АФ буде згідно (1.24) згорткою двох прямокутних АФ. Причому, якщо $a_r = a$, отримаємо трикутну форму АФ (рис.24, а), якщо $a_r > a$, - трапецевидну АФ (рис.1.24, б).

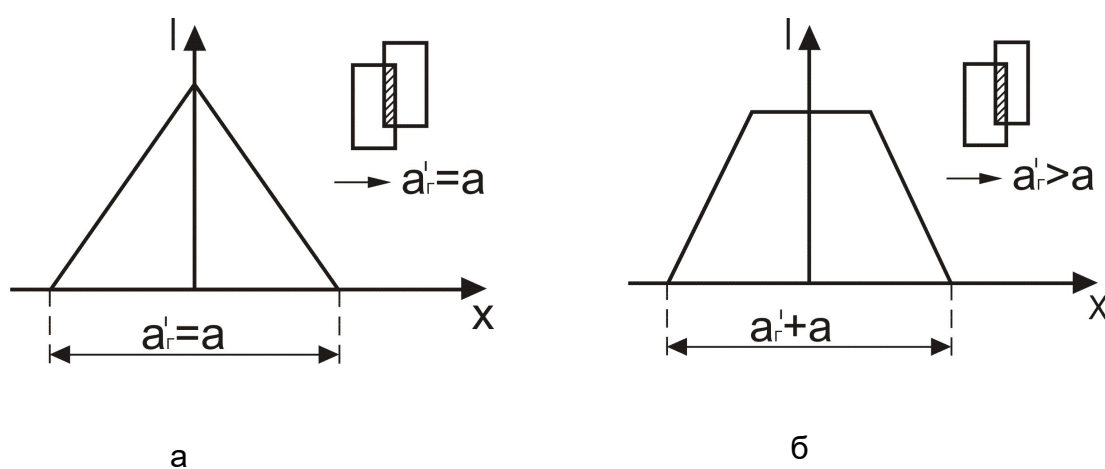
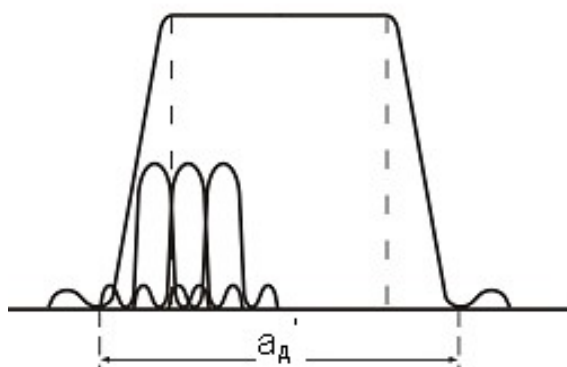


Рис.1.24. Типи АФ спектрометра: а – трикутна: б – трапецевидна

б) якщо припустити, що щілина широка не настільки, щоб знехтувати дифракційними явищами, то результуюча АФ буде згорткою дифракційної та П-подібної АФ (рис.1.25).



Проблема відновлення істинного контуру спектральної лінії являється надзвичайно важливою та складною в спектрометрії. Достовірне відновлення можливе лише у випадку точного вимірювання вихідного розподілу $F(\lambda)$ та точного знання АФ приладу.

1.3.3. Роздільна здатність. Зв'язок між дисперсією, роздільною здатністю та геометричними параметрами оптичної системи спектрального приладу

Із фізичного змісту поняття «дисперсія приладу» випливає, що чим вища дисперсія, тим більш детально можна дослідити спектр. Однак знання однієї лише дисперсії недостатньо, щоб відповісти на питання чи будуть дві сусідні спектральні лінії спостерігатись роздільно, чи ні. Спробуємо однозначно відповісти на це питання.

Введемо нове поняття – *роздільна здатність*. Роздільна здатність характеризує властивість приладу давати роздільне зображення двох спектральних ліній. Роздільна здатність зазвичай виражається співвідношенням

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} , \quad (1.50)$$

де $\delta\lambda$ – відстань між двома сусідніми лініями, які ще розділяються, тобто ясно видно, що цих ліній дві. Іноді користуються поняттям *лінійна роздільна здатність*, розуміючи під цим максимальне число спектральних ліній, яке розділяє прилад на лінійному відрізку 1 мм у фокальній площині приладу

$$R_{\Delta} = \frac{1}{\Delta\ell} . \quad (1.51)$$

де $\Delta\ell$ – лінійна межа розділення.

Які причини зниження роздільної здатності приладу? Вони можуть бути такими:

- дифракційні явища на оправах оптичних елементів;
- кінцеві розміри вхідної та вихідної спектральних щілин приладу;

- аберації оптичної системи;
- недосконалість виготовлення оптичних елементів;
- похибки юстування приладу та окремих його частин;
- невелика роздільна здатність механічних та електричних вузлів приладу.

Назвемо *теоретичною межею розділення* $\delta\lambda_T$ величину, обумовлену виключно хвильовою природою світла (дифракційні явища на оправах оптичних елементів приладу).

Назвемо *реальною межею розділення* $\delta\lambda_p$ величину, що визначається не лише $\delta\lambda_T$, але й

- $\Delta\lambda_{аб}$ – напівшириною абераційної плями розсіювання;
- $\Delta\lambda_{деф}$ – напівшириною плями розсіяння, викликані дефектами виготовлення елементів та юстуванням приладу;
- $\Delta\lambda_{геом}$ – уширенням, викликаним геометричною шириною вхідної та вихідної щілин;
- $\Delta\lambda_{ем}$ – напівшириною плями розсіяння світла у фотографічній емульсії;
- $\Delta\lambda_{ін}$ – уширенням, викликаним приймально – реєструючою системою.

Враховуючи все це, реальну межу розділення $\Delta\lambda_p$ можна представити наступним чином:

для спектрографа:

$$\delta\lambda_p = \Delta\lambda_{ГЕОМ} + \sqrt{(\Delta\lambda_T)^2 + (\Delta\lambda_{АБ})^2 + (\Delta\lambda_{ДЕФ})^2 + (\lambda_{ЕМ})^2} , \quad (1.53)$$

для спектрометра та спектрофотометра:

$$\delta\lambda_p = \sqrt{(\Delta\lambda_{ГЕОМ})^2 + (\Delta\lambda_T)^2 + (\Delta\lambda_{АБ})^2 + (\Delta\lambda_{ДЕФ})^2 + (\lambda_{ІН})^2} . \quad (1.54)$$

Різна залежність $\delta\lambda_p$ від $\delta\lambda_{геом}$ пояснюється різницею в способі реєстрації спектра.

По аналогії назвемо *теоретичною роздільною здатністю* величину

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda_T} , \quad (1.55)$$

а *реальною роздільною здатністю* величину

$$R_p = \frac{\lambda}{\delta\lambda_p} . \quad (1.56)$$

Враховуючи (1.3.23) та (1.3.24), очевидно, що $R_P < R_T$

Тепер зупинимось на іншому важливому питанні. Що приймати за критерій розділення двох ліній?

Для ідеального спектрального приладу (для приладу в якому спотворення визначаються лише хвильовою природою світла) прийнято в якості критерію використовувати *критерій Релея*: дві спектральні лінії однакової інтенсивності знаходяться на межі розділення, якщо головний дифракційний максимум зображення однієї з них співпадає з першим дифракційним мінімумом зображення іншої. При цьому провал між лініями складає приблизно 20% від інтенсивності головного максимуму (рис.1.26).

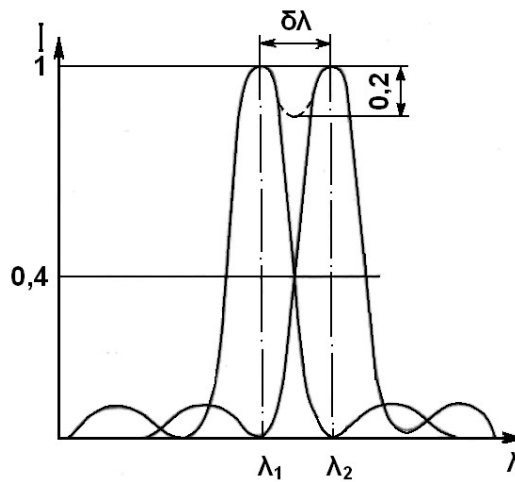


Рис.1.26

Критерій Релея зазвичай використовують в тих випадках, коли апаратна функція приладу є дифракційною, або близькою до дифракційної. Якщо це не так, застосування критерію Релея втрачає зміст. Критерій роздільної здатності в цьому випадку необхідно вибирати з більш загальних міркувань.

Візьмемо дві лінії, контур яких має складну форму, тобто інструментальний контур відрізняється від дифракційного (рис.1.27).

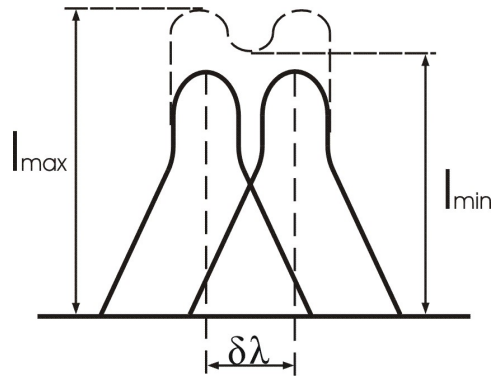


Рис.1.27

В центрі між лініями отримуємо провал I_{\min} між двома максимумами I_{\max} . Д. С. Рождественським було запропоновано наступне співвідношення, що може слугувати в якості критерія роздільної здатності

$$V_0 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{0.5(I_{\max} + I_{\min})} \quad (1.57)$$

Значення V_0 залежить від умов спостереження. Наприклад, око може помітити відмінність в інтенсивності у 2%, фотоматеріал – 2%, фотоелектричний приймач – ще менше.

На практиці користуються різними критеріями. Наприклад: $V_0 = 0$ - теоретичний критерій Сперроу; $V_0 = 0,2$ – значення близьке до критерія Релея; V_0 , що дорівнює похибці вимірювання провалу інтенсивності - критерій Раутіана тощо.

Якщо брати різноманітні критерії, то R_p взагалі кажучи, буде також різною, однак ця різниця незначна. Тому при практичних розрахунках іноді приймають умову появи провалу в сумарній інтенсивності двох ліній за критерій роздільної здатності.

Найчастіше користуються *узагальненим критерієм*, який годиться для апаратних функцій любої форми. Вважають що дві лінії знаходяться на межі розділення, якщо відстань між ними дорівнює ширині зображення лінії (рис.1.3.9). Відповідно за ширину зображення лінії беруть напівширину апаратної функції, тобто коли $l = \frac{l_{\max}}{2}$. У цьому випадку провалля посередині між лініями складає 17% й за величиною з близьким до критерію Релея.

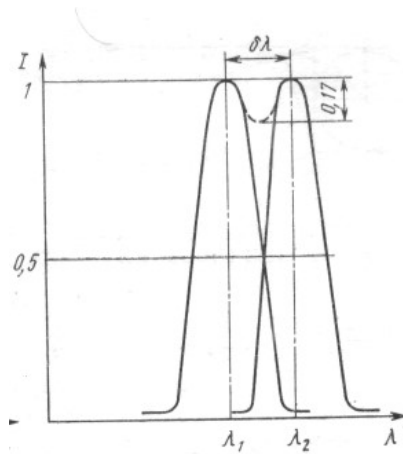


Рис.1.28

Розглянемо зв'язок між роздільною силою та параметрами вхідного об'єктива, а також між реальною та теоретичною роздільною здатностями.

Спочатку знайдемо вираз для R_T . Із поняття диференціалу випливає, що

$$dl = \frac{d\ell}{d\lambda} d\lambda . \quad (1.58)$$

Оскільки величина $\delta\lambda$ та відповідна їй лінійна міра $\delta\ell$ малі, то (1.58) можна записати так

$$\delta\ell = \frac{d\ell}{d\lambda} \delta\lambda_T = D_\ell \cdot \delta\lambda_T , \quad (1.59)$$

звідки можна визначити

$$\delta\lambda_T = \delta\ell / D_\ell . \quad (1.60)$$

Згідно (1.31)

$$d\ell = f_{об} d\varphi / \cos \alpha \approx f_{об} d\varphi$$

При визначенні R_T ми можемо скористатися критерієм Релея. Як відомо, в дифракційному розподілі інтенсивності кут на перший дифракційний мінімум визначається розміром отвору та довжиною хвилі випромінювання

$$d\varphi = \frac{\lambda}{B}, \quad (1.61)$$

де B – діючий отвір приладу (наприклад, оправа призми), на якому відбувається дифракція.

З врахуванням (1.31) та (1.61) отримаємо

$$\delta\lambda_T = \frac{\delta\ell}{D_\ell} = \frac{f_{\text{ОБ}}\lambda}{Bd\ell} = \frac{\lambda}{\frac{B}{f_{\text{ОБ}}}D_\ell} = \frac{\lambda}{A \cdot D_\ell}, \quad (1.62)$$

де A – відносний отвір камерного об'єктива.

Підставляючи 1.62 у формулу для R_T , маємо

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda_T} = A \cdot D_\ell. \quad (1.63)$$

Із формули (1.63) видно, що R_T прямо пропорційна відносному отвору та дисперсії приладу.

Тепер визначимо реальну роздільну здатність. Згідно визначення

$$R_P = \frac{\lambda}{\delta\lambda_P}.$$

Підставляючи у формулу значення λ із співвідношення (1.62), отримуємо

$$R_P = \frac{\delta\lambda_T \cdot A \cdot D_\ell}{\delta\lambda_P} = R_T \frac{\delta\lambda_T}{\delta\lambda_P}. \quad (1.64)$$

Із формули (1.64) видно, що R_P у стільки разів менше за R_T , у скільки разів $\delta\lambda_P$ більше за $\delta\lambda_T$.

Як же збільшити R_R ? Очевидно треба зменшити $\delta\lambda_p$. Цього можна добитися наступним чином:

- виключити причини, що викликають збільшення $\delta\lambda_p$, тобто розширення інструментального контуру.
- якомога точніше знати форму інструментального контуру (апаратну функцію), з тим, щоб можна було здійснити відновлення істинного контуру спектральної лінії.

1.3.4. Збільшення спектрального приладу

Оптичну систему спектрального приладу характеризують *кутовим та лінійним збільшеннями*.

Якщо на диспергуючий елемент падає пучок променів під кутом $\Omega_1 = B_1/f_1$, де B_1 – переріз падаючого пучка, f_1 – фокусна віддаль об'єктива вхідного коліматора, а виходить під кутом $\Omega_2 = B_2/f_2$, де B_2 – переріз вихідного пучка, f_2 – фокусна віддаль камерного об'єктива, то кутове збільшення оптичної системи можна визначити за співвідношенням

$$\gamma = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = \frac{B_1 \cdot f_2}{B_2 \cdot f_1}. \quad (1.65)$$

Як правило, для оптичної системи має місце рівність $f_1 = f_2$, тому

$$\gamma = \frac{B_1}{B_2}. \quad (1.66)$$

В лінійному збільшенні розрізняють горизонтальне збільшення

$$\beta_1 = \frac{a'}{a}, \quad (1.67)$$

де a – ширина вхідної щілини, a' – ширина зображення вхідної щілини, та вертикальне збільшення

$$\beta_2 = \frac{h'}{h}, \quad (1.68)$$

де h – висота вхідної щілини, h' – висота зображення вхідної щілини.

Нескладно показати, що

$$\beta_1 = \frac{a'}{a} = \frac{f_2}{f_1} \beta_D \frac{1}{\sin \varphi}, \quad (1.69)$$

$$\beta_2 = \frac{h'}{h} = \frac{f_2}{f_1}, \quad (1.70)$$

де β_D – кутове збільшення диспергуючого елемента, φ – кут між фокальною площиною вихідного об'єктива та оптичною віссю приладу ($\varphi = 90^\circ - \alpha$).

1.3.5. Коефіцієнт пропускання спектрального приладу

Коефіцієнт пропускання характеризує втрати випромінювання в спектральному приладі. Його визначають відношенням потоку випромінювання, що падає на приймач випромінювання Φ_2 , до потоку випромінювання, що пройшов через вхідну щілину Φ_1

$$\tau = \frac{\Phi_2}{\Phi_1}. \quad (1.71)$$

Коефіцієнт пропускання являється однією із величин, що визначають світлосилу спектрального приладу.

Основними джерелами втрат у спектральному приладі являються

- поглинання випромінювання в матеріалі, з якого виготовлені оптичні елементи;
- відбивання світла на металічних (дзеркала) та діелектричних поверхнях елементів;
- розсіювання випромінювання як на поверхнях, так і в об'ємі елементів спектральних приладів.

Для різних приладів значення коефіцієнта пропускання коливаються в межах $\tau = 0,001 \div 0,8$.

Розглянемо детальніше складові втрат випромінювання та як їх можна підрахувати.

1) Втрати за рахунок поглинання.

Матеріали, що використовують для виготовлення оптичних елементів, зазвичай мають показник поглинання $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

Тому втрати на поглинання навіть у великих призмах складають не більше 30%, а в лінзах – не більше декількох процентів.

Для врахування втрат на поглинання можна скористатись формулою, яка базується на законі Бугера

$$\tau_{\text{п}} = e^{-k_{\text{п}} \cdot \ell} = \tau'^{\ell} . \quad (1.72)$$

де $k_{\text{п}}$ – показник поглинання, ℓ – довжина шляху пучка в матеріалі оптичного елемента, τ' – прозорість матеріалу, τ' - питоме пропускання або прозорість скла.

2) Втрати за рахунок відбивання.

Втрати за рахунок відбивання розраховуються достатньо добре. Коефіцієнт відбивання для прозорих діелектриків за умов малих кутів падіння на поверхню розраховують за формулою Френеля

$$\rho = -\frac{(n' - n)^2}{(n' + n)^2} . \quad (1.73)$$

де n', n – показники заломлення середовищ, що мають границю розділу.

При малих кутах падіння коефіцієнт відбивання від дзеркальних поверхонь оцінюють за формулою

$$\rho = -\frac{(n' - n)^2 + \alpha_{\text{М}}^2}{(n' + n)^2 + \alpha_{\text{М}}^2} , \quad (1.74)$$

де $\alpha_{\text{М}}$ - показник поглинання металу, з якого виготовлене дзеркальне покриття. Зазвичай коефіцієнт відбивання від дзеркал становить близько 90%.

При розрахунках пропускання дифракційних приладів необхідно враховувати ефективність ґратки, значення якої залежить від профілю штрихів, відбиваючих властивостей поверхні ґратки, кутів падіння та дифракції. Для якісних ґраток ефективність доходить до 70%, однак іноді доводиться працювати в умовах, коли вона не перевищує декількох процентів.

3) Втрати за рахунок розсіювання.

Об'ємне розсіювання відбувається на дрібних дефектах – бульбашках повітря, локальних оптичних неоднорідностях, на частинках пилу, що завжди присутні всередині спектрального приладу тощо. Втрати, пов'язані з об'ємним розсіюванням, зазвичай складають близько 1-2%.

Поверхнєве розсіяння пов'язане з наявністю подряпин, пилу, слідів пальців на поверхнях оптичних елементів. Його величина також мала.

Особливо слід відзначити втрати, що пов'язані з поляризаційними та інтерференційними явищами в спектральних приладах (поляризація випромінювання при дифракції на щілинах, діафрагмах, дифракційних ґратках, при відбиванні на діелектричних та металічних поверхнях, інтерференційні явища в тонких плівках (зазорах), інтерференційні явища в результаті двопронезаломлення тощо). Ці втрати мають не лише енергетичний, а й інформаційний зміст.

1.3.6. Світлосила спектрального приладу

Кількість енергії випромінювання, що попадає на приймач випромінювання спектрального приладу визначається:

- спектральними та енергетичними характеристиками джерела випромінювання;
- коефіцієнтом пропускання приладу;
- умовами освітлення вхідної щілини;
- геометрією приладу (розмірами вхідної та вихідної щілин).

У даному параграфі буде розглянуто енергетичні залежності, які визначаються тільки *геометричними характеристиками приладу*.

Щоб виключити вплив умов освітлення щілини, та енергетичних характеристик джерела випромінювання, будемо вважати вхідну щілину приладу такою, що сама світиться.

В більшості випадків у якості приймачів випромінювання в спектральних приладах використовують фотоматеріали та фотоелектричні приймачі випромінювання. Відомо, що реакція фотоматеріалів пропорційна кількості опромінення – $H=Et$, а значить енергетичній освітленості (опроміненості) E , а реакція фотоелектричного приймача – величині потоку випромінювання Φ . Це означає, що необхідно розглядати світлосилу спектрального приладу за двома параметрами

- за потоком випромінювання Φ ,
- за опроміненістю E .

Окрім цього є зміст розглядати світлосилу спектрального приладу, коли випромінювання має:

- лінійчатий спектр,
- суцільний спектр.

Тут і надалі будемо оперувати енергетичними фотометричними величинами, тому слово «енергетична» будемо опускати.

світлосила за потоком

$$C_{\text{л}} = \frac{\Phi'_{\text{л}}}{B_{\lambda}}, \quad (1.75)$$

$$C_{\text{с}} = \frac{\Phi'_{\text{с}}}{B_{\lambda}}, \quad (1.76)$$

де $\Phi'_{\text{л}}, \Phi'_{\text{с}}$ - потоки випромінювання на вході приладу, B_{λ} - яскравість вхідної щілини, ϵ_{λ} - густина розподілу яскравості в спектрі випромінювання. Величина яскравості пов'язана з густиною розподілу яскравості співвідношенням

$$B_{\lambda} = \int_{\lambda} \epsilon_{\lambda} d\lambda.$$

а) лінійчатий спектр

Користуючись визначенням яскравості знайдемо силу світла, що випромінює вхідна щілина

$$B_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{S}, \quad I_{\lambda} = B_{\lambda} S.$$

Тому світловий потік, який випромінюється щілиною становить

$$\Phi_{\text{л}} = I_{\lambda} \Omega_1 = B_{\lambda} S \Omega_1,$$

де I_{λ} – сила випромінювання, Ω_1 – тілесний кут пучка променів, що падає на об'єкти вхідного коліматора – $\Omega_1 = \frac{s_1}{f_1^2}$, s_1 – поперечний переріз падаючого пучка, f_1 –

фокусна віддаль об'єктива вхідного коліматора; $S = a \cdot h$ – площа вхідної щілини. В результаті будемо мати

$$\Phi_{\text{л}} = ah \frac{s_1}{f_1^2} B_{\lambda}. \quad (1.77)$$

Якщо вважати, що потік у приладі нічим не обмежується, то на виході приладу, у площині вихідної щілини, він буде визначатися співвідношенням

$$\Phi'_{\text{л}} = \tau_{\lambda} \Phi_{\lambda} = \tau_{\lambda} a' h' \frac{s_2}{f_2^2} B_{\lambda}, \quad (1.78)$$

де τ_{λ} – коефіцієнт пропускання приладу. Згідно з попередніми співвідношеннями (1.69) і (1.70) ширина a' та висота h' зображення вхідної щілини пов'язані з шириною a та висотою h щілини так

$$a' = a \frac{f_2}{f_1} \beta_{\text{д}}, \quad (1.79)$$

$$h' = h \frac{f_2}{f_1}, \quad (1.80)$$

де $\beta_{\text{д}}$ – кутове збільшення диспергуючого елемента.

Нескладно довести, що при $\beta_{\text{д}}=1$, виконується співвідношення

$$\frac{ah}{f_1^2} s_1 = \frac{a'h'}{f_2^2} s_2, \quad (1.81)$$

тому (1.78) можна записати так

$$\Phi'_{\text{л}} = ah \frac{s_1}{f_1^2} B_{\lambda} \tau_{\lambda}. \quad (1.82)$$

Величина

$$U = \frac{ahs_1}{f_1^2} = ah\Theta^2 = ahC_{\text{об}} \quad (1.83)$$

носить назву *геометричної світлосили* або *геометричного фактору приладу*, $\Theta = s_1/f_1$ – відносний отвір об'єктива вхідного коліматора, $C_{\text{об}}$ – світлосила об'єктива вхідного коліматора.

З урахуванням вищесказаного

$$C_{\text{л}} = \frac{\Phi'_{\text{л}}}{B_{\lambda}} = U \tau_{\alpha}. \quad (1.84)$$

З формули (1.83) видно, що світлосила приладу прямо пропорційна:

- коефіцієнту пропускання,
- ширині вхідної щілини,
- світлосилі об'єктива коліматора.

Вираз (1.83) отриманий згідно припущення, що спектральна лінія є строго монохроматичною. Насправді це не так. Тому при розрахунку світлосили важливо врахувати її немонохроматичність. Для цього введемо поняття *спектральної ширини щілини*, розуміючи під цим інтервал довжин хвиль $\Delta\lambda$, який вирізається зі спектра вихідною щілиною, ширина якої становить a' . Якщо a' задовольняє (1.79), то a' являється одночасно спектральною шириною вхідної щілини.

Для знаходження співвідношення між спектральною та геометричною шириною щілини скористаємося виразом для дисперсії

$$D_{\ell} = d\ell / d\lambda = D_{\varphi} f_2. \quad (1.85)$$

Замінюючи диференціали кінцевими величинами $d\ell = a'$, $d\lambda = \Delta\lambda$ та скориставшись виразом для a' з (1.79) можна отримати з (1.85) наступне

$$\Delta\lambda = a \frac{\beta}{D_{\varphi} f_1}, \quad (1.86)$$

де β – кутове збільшення.

Підставляючи значення a з (1.86) в (1.81), отримаємо

$$C_{\text{л}} = \tau_{\lambda} \frac{h s_1}{f_1 \beta} D \Delta\lambda = \tau_{\lambda} \frac{h'}{f_2} s_2 D \Delta\lambda. \quad (1.87)$$

Якщо припустити, що $\beta = 1$, то $s_2 = s_1 = s_0$, і якщо врахувати, що $h/f_1 = h'/f_2 = \gamma$ - кутова висота щілини, отримаємо

$$C_{\text{л}} = \tau_{\lambda} s_0 \gamma D \Delta\lambda. \quad (1.88)$$

Із формули (1.88) видно, що реальна, з врахуванням немонохроматичності променів, світлосила приладу прямо пропорційна:

- коефіцієнту пропускання,
- перерізу світлового пучка,
- кутовій дисперсії приладу,
- спектральній ширині щілини.

б) суцільний спектр

Якщо спектральна ширина вхідної щілини становить $\Delta\lambda_1$, то вихідною щілиною вирізається зі спектра спектральний інтервал $\Delta\lambda_2$. Зазвичай вхідна і вихідна щілини узгоджені таким чином, що $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda$. Тоді

$$\Phi'_c = I\Omega_1\tau_\lambda = \bar{b}_\lambda\Delta\lambda\Omega_1s_0\tau_\lambda,$$

та

$$C_c = \frac{\Phi'_c}{b_\lambda} = s_0\Delta\lambda\Omega_1\tau_\lambda, \quad (1.89)$$

де \bar{b}_λ – середнє значення густини розподілу яскравості. По аналогії з (1.88) отримаємо

$$C_c = \tau_\lambda s_0 D \Delta\lambda^2 \gamma. \quad (1.90)$$

Із (1.90) видно, що у порівнянні з лінійчатим спектром у випадку суцільного спектра світлосила приладу пропорційна *квадрату спектральної ширини щілини*.

Як видно із аналізу виразів (1.88), (1.90), розмірності C_λ та C_c відрізняються на розмірність $\Delta\lambda$. Таке вийшло внаслідок того, що при виведенні формули для C_λ ми вважали $B_\lambda = \int b_\lambda d\lambda = 1$, в той час як при виведенні формули для C_c вважали, $b_\lambda = 1$.

1) світлосила за опроміненістю

Як було сказано вище, світлосила спектрографа визначається опроміненістю, створюваною у фокальній площині камерного об'єктива.

а) лінійчатий спектр

У випадку лінійчатого спектра світловий потік, що досягає фокальної площини камери, визначається виразом

$$\Phi'_{\text{л}} = \tau_{\lambda} a h \frac{s_1}{f_1^2} B_{\lambda},$$

а площа, на яку він падає, рівна площі спектральної лінії $a'h'$. Скориставшись формулами (1.79) та (1.80), отримуємо

$$a'h' = ah \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 \frac{\beta_e}{\sin \varphi}. \quad (1.91)$$

Опроміненість визначається співвідношенням

$$E'_{\text{л}} = \frac{\Phi'_{\text{л}}}{S'} = \frac{\Phi'_{\text{л}}}{a'h'} = B_{\lambda} \tau_{\lambda} \frac{\sin \varphi}{\beta_e} \frac{s_1}{f_2^2}. \quad (1.92)$$

Припустивши, що $B_{\lambda} = 1$, отримуємо

$$C_{\text{л}} = \frac{\tau_{\lambda} \sin \varphi}{\beta_e} \frac{s_1}{f_2^2}, \quad (1.93)$$

враховуючи, що $s_1 = \beta_{\text{д}} \cdot s_2$, маємо

$$C_{\text{л}} = \tau_{\lambda} \frac{s_2}{f_2^2} \sin \varphi = \tau_{\lambda} C_{\text{об}} \sin \varphi. \quad (1.94)$$

Із (1.94) видно, що світлосила за опроміненістю прямо пропорційна:

- коефіцієнту пропускання приладу,
- куту нахилу фокальної площини камерного об'єктива до оптичної осі приладу,
- квадрату відносного отвору камерного об'єктива (світлосилі камерного об'єктива).

Як видно, світлосила спектрографа не залежить від ширини та висоти вхідної щілини. Це пояснюється так. Освітленість прямо пропорційна падаючому потоку випромінювання і обернено пропорційна площі, на яку падає потік. При збільшенні ширини вхідної щілини одночасно пропорційно зростають і потік випромінювання і площа зображення вхідної щілини, тому освітленість залишається постійною.

б) суцільний спектр

Аналогічно світлосилі за потоком, світлосила за освітленістю у випадку суцільного спектра визначається співвідношенням

$$C_c = \tau_\lambda \frac{s_2}{f_2^2} \sin \varphi \Delta\lambda = \tau_\lambda C_{об} \sin \varphi \Delta\lambda . \quad (1.95)$$

Із співвідношень (1.94) та (1.95) видно, що

$$\frac{C_\lambda}{C_c} \sim \frac{1}{\Delta\lambda} . \quad (1.96)$$

На відміну від монохроматора, світлосила спектрографа визначається не площею диспергуючого елемента (s), а величиною, пропорційною квадрату відносного отвору $(s/f)^2$.

Розділ 2. Елементна база спектральних приладів

В даному розділі будуть розглянуті наступні питання:

- джерела випромінювання,
- спектральна щілина та способи її освітлення,
- основні типові елементи спектральних приладів,
- приймально-реєструючі системи,
- диспергуючі системи спектральних приладів.

2.1. Джерела випромінювання, які використовують в спектральній техніці

Усі джерела випромінювання, які використовують в спектральних приладах поділяють на два класи:

- штучні,
- природні.

Тип джерела випромінювання та його параметри завжди вибирають, враховуючи поставлене завдання.

Подібно до спектрів, джерела випромінювання поділяють на:

- джерела суцільного випромінювання,
- джерела лінійчатого випромінювання,
- джерела смугастого випромінювання.

В спектрометрії переважно використовують джерела перших двох типів.

2.1.1. Джерела суцільного випромінювання

Як правило, джерела суцільного випромінювання використовують для вимірювання спектрів поглинання та відбивання. Основними вимогами до джерел подібного роду є:

- висока яскравість в широкій спектральній області,
- відсутність емісійних або абсорбційних ліній,
- стабільність інтенсивності по часу.

Частіше використовують такі джерела:

- лампи розжарювання (з вольфрамовим тілом розжарювання),
- водневі та дейтерієві лампи,
- дугові газорозрядні ртутні та ксенонові лампи надвисокого тиску,
- лазерну іскру.

Розглянемо більш детально типи джерел, які частіше зустрічаються.

а) лампи розжарювання

Цей тип джерел ще називають тепловими джерелами випромінювання. Звичайно робоча температура вольфрамових ламп становить близько до 3000°C . При такій високій температурі вольфрам випаровується й колби з часом чорніють, лампи втрачають яскравість. Тому фотометричні лампи мають робочу температуру $\sim 1600^{\circ}\text{C}$. Для збільшення яскравості вольфрамових ламп колбу заповнюють галогеном, звичайно парами йоду, при цьому ідентична швидкість випаровування металу досягається вже при більш високій температурі тіла розжарювання. В спектрометрії використовують лампи розжарювання з йодним наповнювачем марок ЛНИ, КИМ.

Лампи, тіло розжарювання у яких мають форму стрічки, називають стрічковими, вони мають марку СИ (рис.2.1). Стрічкові лампи використовують для градування спектральних приладів. Лампи цього типу використовують для відтворення сили світла (СИС) та світлового потоку (СИП) – рис.2.1.



Рис.2.1. Стрічкові світловимірювальні лампи розжарювання типу СИС, СИП

б) водневi та дейтерiєвi лампи розжарювання

Випромiнювання з'являється в результатi переходу молекули водню або дейтерiю з бiльш високого в бiльш низький енергетичний стан в результатi газового розряду при низькому тиску.

Водневi лампи випромiнюють суцiльний спектр переважно в УФ областi спектра – 170÷500 нм, при $\lambda < 170$ нм вони мають тiльки смугастий спектр. Щоб яскравiсть суцiльного спектра була високою по вiдношенню до лiнiйчатого, необхідно щоб склад молекулярного водню суттєво перевищував склад атомарного. Процес рекомбiнацiї прискорюють каталiзатори, у якостi яких використовують метали, наприклад нiкель.

Дейтерiєвi лампи областi 190÷250нм мають на 30-50% бiльшу яскравiсть, нiж водневi.

Марка ламп – ДВС, ДДС (рис.2.2).



Рис.2.2. Лампа ДДС-30

в) дуговi газорозряднi лампи надвисокого тиску

Принцип дiї ламп оснований на використаннi дугового розряду в парах iнертних газiв (зазвичай ксенону) або парах ртутi при високому тиску – 10÷15 атм.

Випромiнювання генерується в широкiй областi спектру й характеризується майже рiвномiрною яскравiстю. На фонi суцiльного спектру слабо видiляються широкi лiнiї газiв. В видимiй i УФ областях спектру розподiл енергiї в спектри близький до сонячного.

Марки ртутних ламп – ДРШ-100, ДРШ-250 (рис.2.3, 2.4).



Рис.2.3. Лампа ДРШ-100-2



Рис.2.4. Лампа ДРШ-350-3

Марки ксенонових ламп – ДКсШ-150, ДКсШ-1000 (рис.2.5).

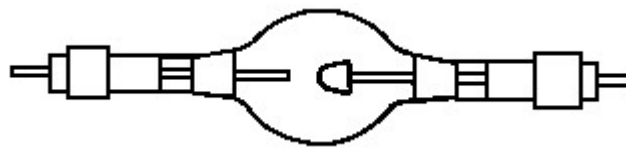


Рис.2.5. Лампа ДКсШ-150

г) лазерна іскра

Назву лазерної іскри отримала плазма, яка виникає в результаті дії на речовину потужних світлових пучків. Лазерна іскра переважно сама є об'єктом спектроскопічних досліджень.

Джерела лінійчатого випромінювання

Основна область використання джерел лінійчатого випромінювання:

- атомна і атомно-абсорбційна спектроскопія,
- спектроскопія комбінованого розсіяння,
- градування спектральних приладів.

Основні вимоги до джерел лінійчатого спектру:

- можливість отримання вузьких і яскравих ліній,
- якісне відтворення ліній в часі.

Ширина ліній залежить від причин різного роду. Основною звичайно є причина, яка залежить від квантовомеханічної невизначеності положення енергетичних рівнів. Якщо τ середній час збудженого стану, то для енергії цього стану має місце наступне співвідношення невизначеності

$$\Delta E \tau \approx \frac{\hbar}{2} \quad (2.1)$$

Середнє значення часу збудженого стану $\tau \approx 10^{-8}$ с, звідки ширина спектральної лінії $\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ Å. Ширина спектральної лінії, що обумовлена цією причиною носить назву природної ширини. Зазвичай спектральні лінії набагато ширші. Лінії, що мають ширину менше за природну, мають лазери ($\Delta\lambda \sim 10^{-4}$ Å.).

Найбільш поширеними джерелами з лінійчатого спектром є:

- а) *гейслеровські трубки*: колби з металічними електродами, які заповнені газом. Джерелом випромінювання є додатній стовп тліючого розряду. Тиск газу в колбі – декілька торр (або мм Hg), напруга на електродах 2-3 кВ;
- б) *дугові параметричні лампи*: складаються з газорозрядної трубки, яка знаходиться всередині циліндричної колби. Трубка заповнюється аргоном з невеликою кількістю будь-якого металу. Тиск в колбі 10^{-6} торр. Напруга живлення 220 В. З них найчастіше використовують
 - ртутні (СМП-1, ДРС-50),

- кадмієві (СМР-2, ДКдС-20),
- ртутно-кадмієві (СМРК-2),
- натрієві (СНА-2, ДНАС-18) та ін;

в) *лампи з високочастотним збудженням*: лампа являє собою трубку, в якій під дією високочастотного ($10 \div 10^3$ МГц) електричного поля збуджується газовий розряд. В порівнянні з джерелами тліючого розряду вони мають більш інтенсивні лінії. В техніці спектроскопії частіше застосовують лампи з ізотопами Hg^{198} , Cd^{114} , які не мають надтонкої структури.

г) *лазери*: найчастіше використовують газові лазери. Надзвичайно мала ширина генерованих ними ліній ($\Delta\lambda \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ нм) дозволяє використовувати їх як джерела «надмонохроматичного» випромінювання для вимірювання апаратних функцій спектральних приладів.

г) *газорозрядні джерела високого тиску*: найчастіше застосовують лампи ДРТ-240, ДРТ-400, ДРТ-1000 (рис.2.6, 2.7) з дуговим розрядом при тиску парів ртуті 1-1,5 атм. Колби ламп мають циліндричну форму і виготовляються із кварцу.



Рис.2.6. Лампа ДРТ-1000

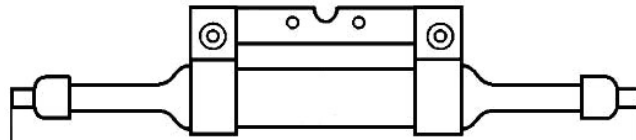


Рис.2.7. Лампа ДРТ-240

2.2. Спектральна щілина та способи її освітлення

Без перебільшення можна сказати, що спектральна щілина є одним з самих відповідальних елементів спектрального приладу. Нагадаємо, що спектральна лінія – це спектральне зображення щілини приладу.

До спектральної щілини висувається ряд вимог:

- її ширина повинна бути стабільною та відтворюватися з похибкою не більше ніж 10%,
- ножі щілини повинні знаходитися в одній площині, перпендикулярній оптичній вісі приладу,
- щілина повинна бути чистою.

У вітчизняних спектральних приладах переважно використовується уніфікована щілина УФ-2. Ширина щілини змінюється в межах $0 \div 0,4$ мм, ціна поділки установчого барабану 1мкм.

Рано чи пізно виникає питання, а яку ж ширину повинна мати щілина при приведенні досліджень? Це питання дійсно є дуже важливим.

2.2.1. Спектральна щілина. Поняття про нормальну ширину щілини

Від вибору ширини щілини і характеру її освітлення (когерентне або некогерентне, рівномірне або нерівномірне) залежать:

- інтенсивність (яскравість) спектральної лінії,
- розподіл яскравості по контуру лінії,
- реальна роздільна здатність спектрального приладу.

Для того, щоб з'ясувати це питання звернемося знову до зображення щілини приладу та до поняття апаратної функції.

Раніше було показано, що у випадку нескінченно вузької щілини її зображення є типовою картиною дифракції на отворі (оправі диспергуючого пристрою або об'єктиву) – рис.1.22. Якщо ж щілина достатньо широка, то її зображення майже повторює саму щілину (рис.1.23). Зрозуміло, що ні перший, ні другий випадки не забезпечують оптимальних значень роздільної здатності і світлосили приладу.

У спектрометрії розрізняють такі поняття:

- геометрична ширина щілини – a_g ,
- спектральна ширина щілини – a_s ,
- дифракційна ширина щілини – a_d ,
- нормальна ширина щілини – a_n .

Визначимо за якими співвідношеннями можна розрахувати кожен з вказаних величин.

За *геометричну ширину* щілини приймають ширину зображення щілини, отриману за законами геометричної оптики. Якщо ширина вхідної щілини дорівнює a , то геометрична ширина зображення щілини, враховуючи (1.79) визначається так

$$a_g = a\beta \frac{f_2}{f_1} = a', \quad (2.2)$$

де β - збільшення диспергуючого елемента.

Під *спектральною шириною* щілини розуміють геометричну ширину її зображення, тільки представлену в довжинах хвиль. Для цього використовують поняття лінійної дисперсії. Як відомо

$$D_\ell = \frac{\Delta \ell}{\Delta \lambda}.$$

Якщо припустити, що $\Delta \ell = a_{\Gamma}$, то

$$a_{\Sigma} = \Delta \lambda = \frac{a_{\Gamma}}{D_{\ell}} = \frac{f_2}{f_1} \frac{a}{D_{\ell}} \beta. \quad (2.3)$$

Якщо не враховувати реальний розмір вхідної щілини (тобто вважати її безмежно вузькою), а визначити тільки уширення зображення щілини за рахунок дифракції на діючому отворі приладу, то напрям на перший дифракційний мінімум дифракційного зображення щілини визначиться кутом

$$\Theta \approx \lambda / D_2, \quad (2.4)$$

де D_2 - діючий отвір камерного об'єктиву. *Дифракційна ширина* зображення щілини (рис.2.8) при цьому дорівнює

$$a_d \approx \Theta f_2 \approx \frac{\lambda}{D_2} f_2. \quad (2.5)$$

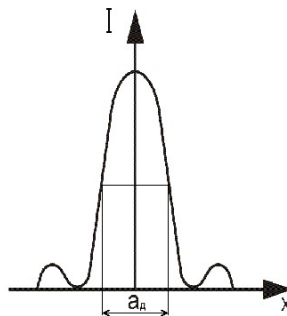


Рис.2.8

Нормальною називають таку ширину вхідної щілини, коли геометрична ширина зображення щілини дорівнює дифракційній ширині (рис.2.9):

$$\frac{f_2}{f_1} a \beta = \frac{\lambda}{D_2} f_2, \quad (2.6)$$

якщо $\beta \approx 1$, то

$$a_H = a = \left(\frac{\lambda}{D_2} \right) \cdot f_1. \quad (2.7)$$

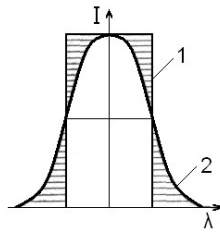


Рис.2.9. Ширина зображення щілини: 1 – геометрична; 2 - дифракційна

Можна сформулювати й інше визначення *нормальної ширини* щілини, якщо згадати критерій розділення Релея, згідно з яким теоретична межа розділення дорівнює дифракційній ширині зображення щілини: нормальною називається щілина, ширина геометричного зображення якої дорівнює теоретичній межі розділення.

- 1) Якщо $a_r \ll a_d$, то зміна ширини щілини практично не змінює роздільну здатність, яка визначається в цьому випадку величиною a_d .
- 2) Якщо $a_r \gg a_d$, ширина зображення щілини практично дорівнює a_r і тільки на краях трохи спотворена дифракцією; роздільна здатність цілком визначається величиною a_r .
- 3) Якщо $a_r = a_d$ виникають деякі втрати роздільної здатності (приблизно на 23%) по відношенню до випадку 1).

Таким чином, серед чотирьох розглянутих величин три перші – a_r , a_s , a_d – характеризують зображення вхідної щілини на виході спектрального приладу, а a_n – безпосередньо саму вхідну щілину.

З точки зору роздільної здатності нормальна ширина є оптимальною, але не є такою в енергетичному плані, тобто не забезпечує оптимальну світлосилу приладу.

Розглянемо, який розмір повинна мати вхідна щілина для забезпечення оптимальної світлосили приладу.

Кількість світла, що попадає в оптичну систему приладу, визначається дифракцією на вхідній щілині (рис.2.10).

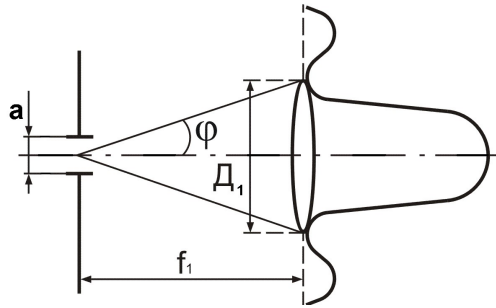


Рис.2.10

Запишемо рівняння, що визначає положення першого дифракційного мінімуму при дифракції випромінювання на щілині

$$a \sin \varphi = m\lambda = \lambda. \quad (2.8)$$

Оскільки кут φ є досить малим попереднє співвідношення можна замінити наступним

$$a\varphi = \lambda, \quad (2.9)$$

звідки

$$\varphi = \frac{\lambda}{a}. \quad (2.10)$$

З геометрії рисунку 2.11 видно, що

$$D_1 = 2f_1 \operatorname{tg} \varphi \cong 2f_1 \varphi,$$

і з врахуванням (2.10)

$$D_1 = \frac{2\lambda}{a} f_1, \quad (2.11)$$

звідки випливає

$$a = \frac{2\lambda}{D_1} f_1 \approx 2a_H. \quad (2.12)$$

Таким чином, для того, щоб в систему потрапив увесь центральний дифракційний максимум необхідним є виконання умови

$$a = 2a_{\text{н}}.$$

Якщо виконується ця умова, то в систему потрапляє близько 80% енергії, падаючої на щілину (рис.2.11).

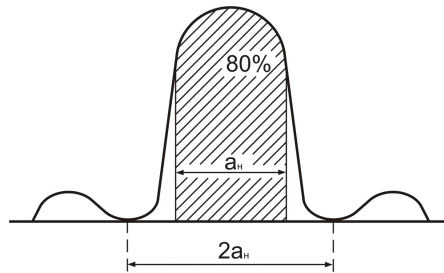


Рис.2.11

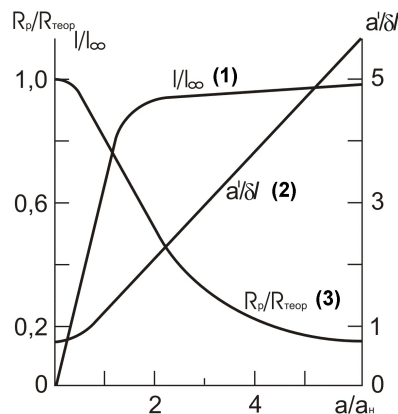


Рис.2.12. Залежність інтенсивності (1), ширини зображення (2) спектральної лінії та реальної роздільної здатності (3) спектрального приладу від відносної ширини (a/a_n) вхідної щілини

Розглянемо, яким чином збільшення ширини вхідної щілини впливає на енергетичні та інформаційні характеристики спектрального приладу (рис.2.12).

Якщо $a_n \ll a_d$, то при збільшенні ширини щілини потрапляючий в прилад потік збільшується пропорційно ширині щілини, а ширина її зображення при цьому

залишається практично постійною. При досягненні нормальної ширини щілини ріст освітленості в центрі лінії уповільнюється, після чого освітленість асимптотично наближується до значення, яке відповідає нескінченно широкій щілині (I_{∞}). Ширина зображення спектральної лінії при цьому лінійно зростає зі збільшенням ширини вхідної щілини.

2.2.2. Особливості та способи освітлення спектральних приладів

Освітлення спектрального приладу грає далеко не останню роль в спектрометрії. Від освітлення залежать такі важливі характеристики спектральних приладів як роздільна здатність і світлосила. Дійсно, раніше було показано, що світлосила пропорційна ширині пучка світла, що падає на диспергуючий елемент (співвідношення (1.88) і (1.90)). Тому заповнення пучком світла всієї робочої поверхні диспергуючого елемента є основною умовою правильного освітлення спектрального приладу. Виконання даної умови необхідно і для досягнення найвищого значення роздільної здатності, яка пропорційна ширині світлового пучка.

З іншого боку освітлення щілини повинно бути виконано в відповідності з поставленим завданням. Наприклад, якщо нас цікавить розподіл яскравості й спектрального складу по поверхні джерела, то зрозуміло, що щілину приладу необхідно освітлювати так, щоб розподіл освітленості повздовж висоти щілини відтворював розподіл яскравості у відповідному напрямку вздовж джерела випромінювання. Тобто, на щілину повинно проектуватися зображення всього або необхідної частини поверхні джерела. В інших випадках, наприклад, для отримання марок почорніння (дивись метод фотографічної фотометрії) необхідно забезпечити рівномірне освітлення щілини, причому, щоб кожна точка щілини освітлювалась всією поверхнею джерела.

Існують три способи, які частіше за все використовують при освітленні щілини:

- фокусування зображення джерела в площину вхідної щілини,
- фокусування зображення джерела в площину лінзи коліматора,
- освітлення щілини світлом, що розсіяне від екрана, який освітлений джерелом випромінювання або просто розташуванням джерела впритул до щілини.

Перший спосіб реалізує нерівномірне освітлення щілини. Другий і третій – рівномірне.

Розглянемо деякі схеми освітлення щілини.

Як правило, в лабораторній практиці для освітлення спектральних приладів використовують конденсори. Конденсором називають оптичну систему, призначену для

освітлення. Задача конденсора – збільшити кутові розміри джерела, яке освітлює щілину.

а) освітлення щілини однолінзовим конденсором

На рисунку 2.13 зображено оптичну схему однолінзового конденсора.

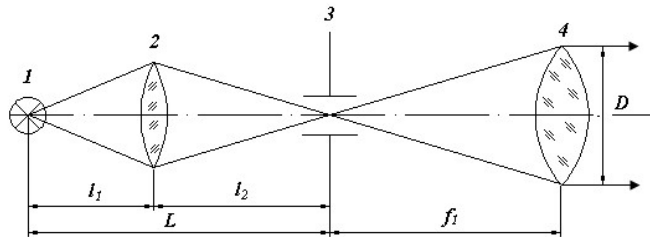


Рис.2.13. Оптична схема освітлення за допомогою однолінзового конденсора: 1 – джерело випромінювання; 2 – конденсор; 3 – вхідна щілина; 4 – об'єктив вхідного коліматора

Припустимо необхідно розв'язати наступну задачу: джерело знаходиться на відстані L від щілини й необхідно сфокусувати його на щілину зі збільшенням β , фокусна відстань конденсора $f_{\text{кон}}$.

Запишемо і розв'яжемо відносно $f_{\text{кон}}$ систему наступних рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f_{\text{кон}}} \\ \frac{l_2}{l_1} = \beta \\ l_1 + l_2 = L \end{cases}, \quad (2.2.7.)$$

$$f_{\text{кон}} = \frac{\beta}{(\beta + 1)^2} L. \quad (2.2.8.)$$

Діаметр конденсора $D_{\text{кон}}$ знаходять з умови заповнення світлом об'єктива коліматора

$$D_{\text{кон}}/l_2 \geq D/f_1 \quad (2.2.9)$$

Якщо джерело фокусується на щілину в натуральну величину, тоді $\beta = 1$ й отримуємо

$$l_1 = l_2 = L/2, \quad f_{\text{кон}} = L/4, \quad D_{\text{кон}}/f_{\text{кон}} = 2 \cdot D/f_1.$$

До конденсорів вимоги не настільки високі як до оптики спектральних приладів. Звичайно люба лінза, яка підходить за геометричними параметрами може бути використана в якості конденсора.

В УФ області спектра часто використовують дзеркальні конденсори (рис.2.14, 2.15). Перевагою дзеркального конденсора є те, що він не дає хроматичної аберації. Дзеркально-лінзовий конденсор дозволяє вдвічі збільшити кількість світла, яка надходить до оптичної системи приладу.

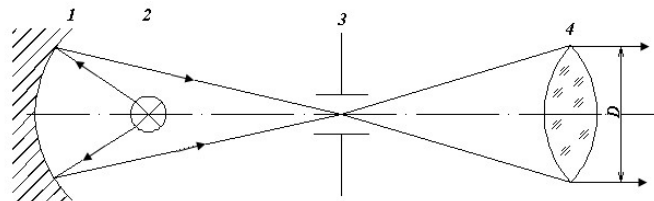


Рис.2.14. Оптична схема освітлення за допомогою дзеркального конденсора: 1 – дзеркало; 2 – джерело випромінювання; 3 – вхідна щілина; 4 – об'єктив вхідного коліматора

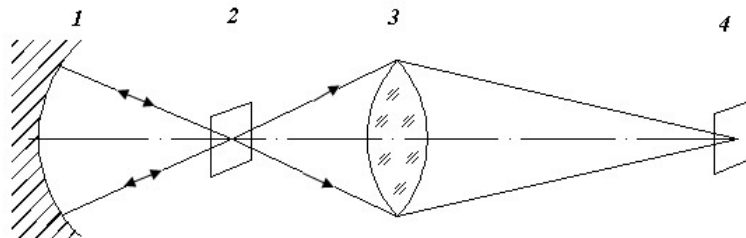


Рис.2.15. Оптична схема освітлення за допомогою дзеркально-лінзового конденсора: 1 – дзеркало; 2 – джерело випромінювання; 3 – конденсор; 4 – зображення джерела в площині вхідної діафрагми

Якщо є необхідність досліджувати спектр випромінювання частини джерела, то конденсор вибирають таким чином, щоб він давав велике збільшення. Звичайно для цієї цілі використовують мікрооб'єтиви від мікроскопа. За допомогою такого конденсора на щілину фокусують ту частину зображення джерела, яку необхідно досліджувати.

б) освітлення щілини трьохлінзовим конденсором

Трьохлінзовий конденсор використовують коли потрібно освітити щілину рівномірно (рис.2.16).

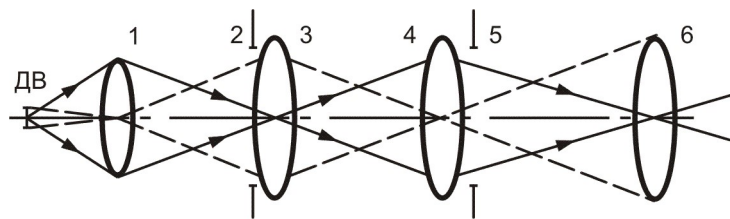


Рис.2.16. Оптична схема трьохлінзового конденсора

Лінза 1 фокусує зображення джерела ДВ в площину лінзи 3, де утворює збільшене зображення джерела. Діафрагма 2 обмежує зображення джерела. Лінза 3 проектує зображення лінзи 1 в площину лінзи 4, яка розташована впритул до щілини 5. Лінза 4 в свою чергу проектує зображення діафрагми 2 в площину об'єктива коліматора 6. Лінза 4 також виконує роль антивіньєтуючої лінзи.

Для забезпечення рівномірної освітленості та повного використання світлосили приладу необхідно виконати наступні вимоги:

- лінза 1 повинна бути освітлена рівномірно, чого досягають розміщенням джерела на значній відстані від неї;
- діаметр зображення лінзи 1 повинен бути більшим ніж висота щілини;
- розмір зображення діафрагми 2 не повинен бути менше діаметра об'єктива коліматора.

Такими конденсорами оснащена більша кількість спектрографів. В спектрометрах, спектроскопах, як правило, не такі жорсткі вимоги до рівномірності освітлення, тому там використовують одно– та дволінзові конденсори.

в) освітлення щілини дифузно відбитим світлом

Рівномірне освітлення щілини можливе і при безлінзовому освітленні. З цією метою використовують дифузно відбиваючі поверхні (папір для креслення; пластинки, покриті шаром сірковокислого барія або окису магнію тощо). Поверхні розміщують як вказано на схемі (рис.2.17). Якщо щілину треба освітлювати випромінюванням тільки від певної ділянки джерела випромінювання, то додатково використовують лінзу і діафрагму (рис.2.18).

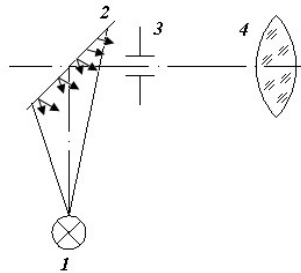


Рис.2.17. Освітлення щілини за допомогою розсіюючого екрана: 1 - джерело світла; 2 - дифузний відбивач; 3 - вхідна щілина; 4 - об'єktiv коліматора

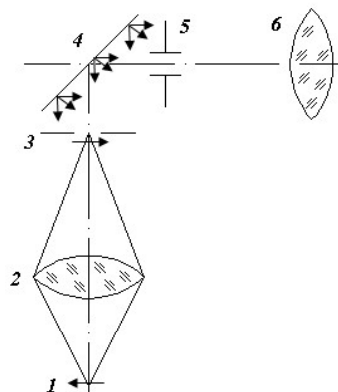


Рис.2.18. Освітлення щілини світлом, що випромінюється певною ділянкою джерела: 1 - джерело світла; 2 - конденсор; 3 - діафрагма; 4 - дифузний відбивач; 5 - вхідна щілина; 6 - об'єktiv коліматора

Натомість відбивачів іноді використовують розсіювачі з матового скла або кварцу.

Рівномірне освітлення щілини є необхідною, але не достатньою умовою рівномірної по висоті яскравості спектральної лінії. Причиною тому є віньєтування, тобто обмеження діафрагмами нахилених пучків в приладі. Це приводить до того, що яскравість країв спектральних ліній стає меншою, ніж у центрі. Позбавляються від цього шкідливого явища наступними методами. Наприклад, використовують антивіньєтуючу лінзу або перед об'єктивом коліматора розміщують діафрагму. Розмір діафрагми підбирають таким чином, щоб всі нахилені пучки проходили через оправу диспергуючого елемента.

2.3. Основні типові елементи спектральних приладів

2.3.1. Особливості оптичних систем спектральних приладів

Якість спектральних ліній в більшості визначається властивостями диспергуючого елемента й оптичної системи.

Призначення оптичної системи – забезпечити достатню для роботи спектрального приладу кількість світла та сфокусувати розкладене випромінювання в площину вихідної щілини або на приймач випромінювання.

В цілому вимоги до оптичних систем класичних спектральних приладів та приладів з селективною модуляцією різні. Це зрозуміло, тому що різними є самі принципи розкладення випромінювання в спектр. Так якщо в модуляційних приладах більш жорсткими є вимоги до точності виготовлення поверхонь – не менше ніж $(0,05-0,1)\lambda$, і менш жорсткі по відношенню до аберацій, то в класичних – навпаки.

Сформулюємо основні вимоги до оптичних систем класичних спектральних приладів:

- зображення, яке дає оптична система повинно мати мінімальні аберації;
- матеріал оптичних елементів повинен пропускати випромінювання в досліджуваному діапазоні з мінімальними втратами;
- оптична система повинна забезпечувати максимальну світлосилу;
- оптична система повинна забезпечити максимальну роздільну здатність.

2.3.2. Оптичні фільтри

Оптичні фільтри виконують в спектральних приладах в більшості випадків наступні задачі:

- вони можуть бути використані як спрощені спектральні прилади з невисокою роздільною здатністю для виділення однієї певної ділянки спектра;
- вони забезпечують попередню монохроматизацію випромінювання, що покращує співвідношення сигнал/шум при реєстрації спектрів фотоелектричними приймачами випромінювання;
- їх використовують для послаблення потоку випромінювання без зміни його спектрального складу (нейтральні фільтри) у спектрофотометрах;
- їх застосовують для відсікання короткохвильової ділянки спектра з метою збільшення області вільної дисперсії.

2.3.3. Модулятори випромінювання

Модулятор - це пристрій для перетворення постійних світлових потоків в змінні. Як правило в спектральних приладах використовують звичайні електромеханічні модулятори різної конструкції. Їх використовують, як правило, в спектральних приладах з фотоелектричною реєстрацією спектру. Сигнал, який надходить з фотоелектричного приймача, є дуже малим. Для того щоб його підсилити потрібно використовувати електричні підсилювачі. За сукупністю властивостей підсилювачі змінного струму краще ніж підсилювачі постійного струму. Але для цього сигнал, що надходить на вхід підсилювача повинен бути змінним. Функцію перетворення постійного сигналу в змінний виконує модулятор.

Модулятори використовують майже в усіх сучасних спектрофотометрах і спектрометрах.

2.3.4. Світлопослаблюючі пристрої

Світлопослаблюючі пристрої використовують в більшості випадків в спектрофотометрах. Це пристрої, що дозволяють змінювати інтенсивність світлового пучка за деяким законом без зміни його спектрального складу. До світлопослаблюючих пристроїв відносять:

- діафрагми,

- сектори і диски, що обертаються,
- пристрої, що розсіюють, поглинають та поляризують світло.

Діафрагми змінного розміру дають можливість здійснювати неперервну зміну потоку, пропорційну площі отвору діафрагми. З круглих діафрагм найбільш поширеною є ірисова діафрагма. В деяких типах приладів використовують діафрагми, які виконані в вигляді двох «ластівкових хвостів», що перекривають один одного.

В якості абсорбційних світлоослаблюючих пристроїв використовують нейтральні світлофільтри, фотометричні клини і ступінчаті послаблювачі різних конструкцій.

Оптична густина нейтральних світлофільтрів практично не залежить від довжини хвилі в широкій спектральній області. Їх виготовляють з скла марки НС або напилених плівок з платини, хрому, титану, нікелю. В видимій і УФ областях спектру використовують плівки з платини і алюмінію. В ІЧ області спектра використовують титанові плівки (до 12 мкм). Для видимої і УФ областей іноді використовують колоїдні розчини графіту та деяких барвників.

Різного роду фотометричні клини дозволяють неперервно змінювати потік випромінювання. Як правило, діапазон зміни оптичних густин клинів лежить в межах $0 \div 2,0$. Клин бувають лінійні за пропусканням і лінійні за величиною оптичної густини. Вони можуть бути виготовлені у вигляді диску, плоско паралельної пластини, клину (рис.2.19).

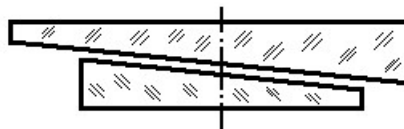


Рис.2.19. Клиноподібний послаблювач

Ступінчаті послаблювачі є пристроями, що складаються з ряду «віконць» у яких різна степінь пропускання. Як правило, їх також виготовляють напильненням шарів з платини, титану, алюмінію на підкладку з кварцу (наприклад, дев'яноступінчатий послаблювач, див. рис.4.6).

2.3.5. Приймально-реєструючі системи спектральних приладів

Функціональним призначенням приймально-реєструючої системи (ПРС) спектрального приладу є формування на приймачі випромінювання, яке розкладене в спектр, його посилення й реєстрація. ПРС складається з

- приймача випромінювання (ПВ),
- електронно-реєструючого пристрою (ЕРП),
- індикатору (І).

ПВ служить для перетворення інформаційного сигналу у вигляді променевої енергії в інший вид сигналу - електричний сигнал, або густину фотографічного почорніння, або фотоелектрорушійну силу, або зорове відчуття.

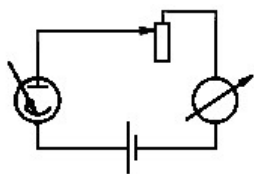
ЕРП служить для підсилення сигналу, який знімається з ПВ і перетворення його до необхідного вигляду.

Індикатор служить для спостереження і запису спектру. В якості індикаторів можуть слугувати:

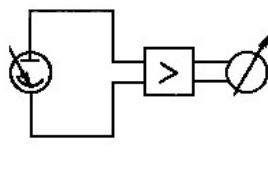
- електронно-променева трубка,
- стрілковий або цифровий прилад,
- самописець,
- пристрій магнітного запису,
- цифродрукуючий пристрій тощо.

Існує багато типів ПРС. Розглянемо деякі з них.

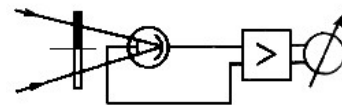
В найпростіших спектрометрах ПРС складаються з фотоелектронного пристрою та індикатора (вольтметр або амперметр). Такий тип ПРС використовують, коли спектр що реєструють має достатню потужність сигналу – а).



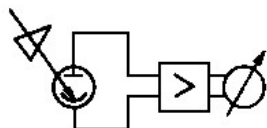
а)



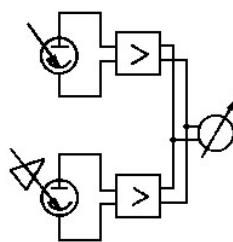
б)



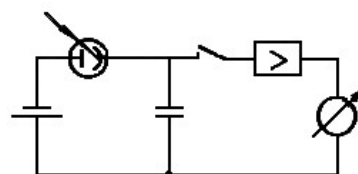
в)



г)



д)



е)

Рис.2.20. Типи приймально-реєструючих систем: а) – система прямого вимірювання; б) – система з підсилювачем постійного струму; в) - система з підсилювачем змінного струму; г) – система з нульовим методом вимірювання; г') - система з компенсаційним методом вимірювання; д) – системи з накопичувальним конденсатором.

Якщо величина сигналу мала, то використовують підсилювач. В залежності від виду підсилювача сигналу (постійний або модульований) використовують підсилювачі постійного та змінного струму – б) і в). Підсилювачі змінного току більш чутливі.

Крім різних методів прямого вимірювання використовують непрямий метод вимірювання, в основі якого лежить послаблення випромінювання і носить назву – нульовий – г). В цьому випадку спочатку індикатор ПРС встановлюється на нуль при реєстрації еталонного струму. При вводиті в сигнальний потік випромінювання світлопослаблюючого пристрою, відлік знову приводять до нуля. За величиною переміщення попередньо проградуированого світлопослаблюючого пристрою судять про величину вимірюваного потоку. Послаблення сигналу може досягатися не тільки оптичним шляхом, але й за допомогою електричного послаблення – регулюванням коефіцієнта підсилення електронно-реєструючого пристрою. Нульовий метод дозволяє понизити вимоги до стабільності підсилювача та забезпечує високу точність вимірювання.

Ще більш точні результати можна отримати, використовуючи компенсаційну схему вимірювання – г'), при якій порівнюють потоки в еталонному та вимірювальному каналах.

При малих світлових потоках задача прямого підсилення фотоструму стає складною. Необхідно усереднювати сигнал по великому проміжку часу. Щоб уникнути усереднення і скоротити час вимірювання приймають схеми з накопичувальними конденсаторами – д). Накопичувальний конденсатор ставлять зразу за приймачем випромінювання або після підсилювача. Конденсатор заряджується фотострумом під час експозиції. Після закінчення експозиції на конденсаторі вимірюють напругу, за величиною якої судять про величину потоку випромінювання (інтенсивність спектральної лінії).

В квантометрах накопичувальні конденсатори встановлюють в кожному каналі і підключають до відповідних приймачів. Накопичення заряду відбувається одночасно в усіх каналах. Далі проводять послідовне або паралельне вимірювання зарядів на

конденсаторах, а реєструючий пристрій записує їх значення, які пропорційні відносним інтенсивностям спектральних ліній.

РОЗДІЛ 3. Основи теорії, конструкція і характеристики спектральних приладів з селективною фільтрацією і модуляцією

3.1. Призмові та дифракційні спектральні прилади

Призма є історично першим пристроєм для спектрального розкладання випромінювання, яка була запропонована для цієї цілі ще Ньютоном.

Для виготовлення призм використовують матеріали:

- з великою дисперсією,
- прозорі в досліджуваній області спектру,
- з високою оптичною однорідністю та ізотропністю.

Для вакуумного УФ випромінювання виготовляють призми з:

- фтористого літію,
- фтористого кальцію,
- фтористого магнію,
- фтористого барію,
- лейкосапфіру,
- кристалічного і плавленого кварцу.

Для УФ області спектра призми виготовляють з кристалічного та плавленого кварцу.

Для видимої та ближньої ІЧ областей спектру призми виготовляють з оптичного скла типу флінт (марки ТФ1, ТФ3 тощо).

В середній і дальній ІЧ області спектру для виготовлення призм використовують кристали, які вирощують в лабораторних умовах:

- кам'яна сіль,
- фтористий літій або кальцій,
- бромистий або йодистий цезій,
- хлористобромистий талій КРС-6,
- іодистобромистий талій КРС-5 та інші.

В спектральному приладі призму встановлюють так, щоб ребра були паралельними до щілини приладу. Хід променів в призмі зрозумілий з рисунка 3.1. Розглянемо деякі основні співвідношення для призми.

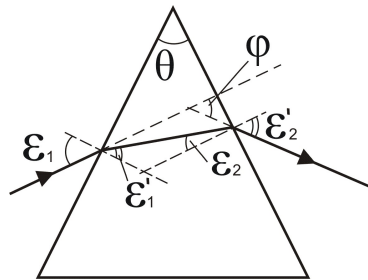


Рис.3.1. Хід променів через призму

Кут відхилення променів у призмі становить

$$\varphi = \varepsilon_1 + \varepsilon_2' - (\varepsilon_1' + \varepsilon_2). \quad (3.1)$$

Враховуючи, що заломлюючий кут призми становить

$$\Theta = \varepsilon_1' + \varepsilon_2, \quad (3.2)$$

мають місце наступні співвідношення на гранях призми (граничах розділу «повітря-скло»)

$$\begin{cases} \sin \varepsilon_1 = n \sin \varepsilon_1' \\ \sin \varepsilon_2' = n \sin \varepsilon_2 \end{cases}, \quad (3.3)$$

тому маємо

$$\varphi = \varepsilon_1 + \varepsilon_2' - \Theta. \quad (3.4)$$

З'ясуємо яке граничне значення може приймати кут Θ . Очевидно, при $\Theta = \Theta_{\max}$ промінь не повинен виходити з призми в результаті явища повного внутрішнього відбивання на другій грані. Вважаємо, що в цьому випадку $\sin \varepsilon_1 = \sin \varepsilon_2' = 1$, і з врахуванням (3.1.3) та (3.1.2) отримуємо

$$\Theta_{\max} = 2 \arcsin\left(\frac{1}{n}\right). \quad (3.5)$$

При $n=1,5 \div 1,8$, $\Theta_{\max}=67 \div 86^\circ$. Але практично в діючих призмах Θ не перевищує 60° .

З'ясуємо в якому випадку $\varphi = \varphi_{\min}$. Для цього продиференціюємо (3.4) по ε_1 , враховуючи, що $\Theta = \text{const}$:

$$\frac{d\varphi}{d\varepsilon_1} = 1 + \frac{d\varepsilon_2'}{d\varepsilon_1} = 0, \quad (3.6)$$

звідки

$$\frac{d\varepsilon_2'}{d\varepsilon_1} = -1. \quad (3.7)$$

З диференціювання (3.2) з врахуванням (3.1.7) отримаємо

$$d\varepsilon_1' + d\varepsilon_2 = 0, \quad \frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_1'} = -1. \quad (3.8)$$

З диференціювання (3.3):

$$\begin{cases} \cos \varepsilon_1 d\varepsilon_1 = n \cos \varepsilon_1' d\varepsilon_1' \\ \cos \varepsilon_2' d\varepsilon_2' = n \cos \varepsilon_2 d\varepsilon_2 \end{cases}, \quad (3.9)$$

звідки з врахуванням (3.1.8) отримаємо

$$\frac{d\varepsilon_2'}{d\varepsilon_1} = -\frac{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{\cos \varepsilon_1' \cos \varepsilon_2'}. \quad (3.10)$$

Виразимо $\cos \varepsilon_1'$ та $\cos \varepsilon_2$ через $\sin \varepsilon_1$ та $\sin \varepsilon_2'$ й підставимо в (3.10) з врахуванням (3.3):

$$\frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_2'} = -\frac{\cos \varepsilon_2' \sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon_1}}{\cos \varepsilon_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \varepsilon_2'}}. \quad (3.11)$$

Враховуючи (3.7) отримуємо

$$\frac{\cos^2 \varepsilon_2'}{n^2 - \sin^2 \varepsilon_2'} = \frac{\cos^2 \varepsilon_1}{n^2 - \sin^2 \varepsilon_1}. \quad (3.12)$$

Можна довести, що (3.12) виконується тільки за умови

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2' = \varepsilon_0, \quad (3.13)$$

тобто коли падаючий промінь та промінь, який виходить з призми симетричні по відношенню до граней призми.

В мінімумі відхилення призми мають місце наступні співвідношення:

$$\sin \varepsilon_0 = n \sin \frac{\Theta}{2} = \sin \frac{\Theta + \varphi}{2}, \quad (3.14)$$

$$\varphi_{\min} = 2 \arcsin \left(n \sin \frac{\Theta}{2} \right) - \Theta. \quad (3.15)$$

Якщо $n=1,6$ й $\Theta=60^\circ$, то $\varphi_{\min} \approx 46^\circ$.

При встановленні призми в мінімумі відхилення можна отримати наступні переваги:

- отримати найбільш якісний спектр,
- добитися оптимального значення R_T ,
- зменшити астигматизм до мінімуму,
- уникнути кутового збільшення призми.

3.1.1. Основні характеристики призми

Розглянемо основні характеристики окремої призми.

1. Кутове збільшення

Якщо показник заломлення n і заломлюючий кут Θ призми постійні, то при зміні кута падіння ε_1 на $\Delta\varepsilon_1$ кут ε'_2 змінюється на $\Delta\varepsilon'_2$, причому в загальному випадку $\Delta\varepsilon_1 \neq \Delta\varepsilon'_2$.

При переході в позначеннях від приросту - Δ до диференціалу - d , та використовуючи формулу (3.10) отримаємо

$$\beta_{\text{ПР}} = \frac{\Delta\varepsilon'_2}{\Delta\varepsilon_1} = \frac{d\varepsilon'_2}{d\varepsilon_1} = \frac{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2}{\cos \varepsilon'_1 \cos \varepsilon'_2}. \quad (3.16)$$

З формули (3.16) видно, що в мінімумі відхилення кутове збільшення призми $\beta_{\text{ПР}} = 1$, при $\varepsilon_1 \leq \varepsilon_0 \rightarrow \beta_{\text{ПР}} > 1$, а при $\varepsilon_1 > \varepsilon_0 \rightarrow \beta_{\text{ПР}} < 1$ (рис.3.2).

Кутове збільшення може бути задано і у вигляді

$$\beta_{\text{ПР}} = \frac{B_1}{B_2}. \quad (3.17)$$

де B_1, B_2 – ширина вхідного й вихідного пучків (рис.3.3).

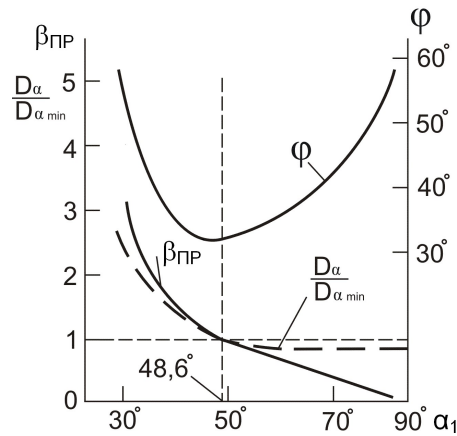


Рис.3.2. Залежність кута відхилення (φ), кутового збільшення ($\beta_{\text{ПР}}$) та тригонометричного множника (D_α) від кута падіння (α_1) променів на призму ($n=1,5$; $\Theta=60^\circ$).

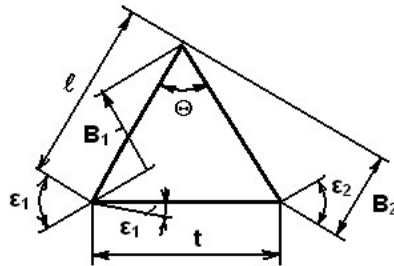


Рис.3.3

2. Кутова дисперсія призми

Кутовою дисперсією називають величину, що вказує як змінюється кут відхилення променів φ в залежності від довжини хвилі λ

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (3.18)$$

де співмножник $\frac{d\varphi}{dn}$ - безрозмірна величина, що є функцією параметрів Θ , n , і ε_1 :

$$\frac{d\varphi}{dn} = \frac{\sin\Theta}{\cos\varepsilon_1 \cos\varepsilon_2} = D_\alpha. \quad (3.19)$$

Величину D_α називають *тригонометричним множником*.

Встановимо взаємний зв'язок між величинами $\frac{d\varphi}{dn}$, n , Θ , користуючись положенням призми в мінімумі відхилення. В цьому положенні $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0$. Враховуючи (3.4), отримаємо

$$\varphi = 2\varepsilon_0 - \Theta, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{2(\varphi + \Theta)},$$

і користуючись (3.2) і (3.3) знаходимо, що

$$n = \frac{\sin \varepsilon_0}{\sin \varepsilon_2} = \frac{\sin \left[\frac{(\varphi + \Theta)}{2} \right]}{\sin \left(\frac{\Theta}{2} \right)}. \quad (3.20)$$

Якщо врахувати, що $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$, і продиференціювати (3.20) по φ , отримаємо

$$\frac{dn}{d\varphi} = \frac{\cos \left(\frac{\varphi + \Theta}{2} \right)}{2 \sin \left(\frac{\Theta}{2} \right)} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\varphi + \Theta}{2}}}{2 \sin \frac{\Theta}{2}}, \quad (3.21)$$

і враховуючи (3.14) остаточно отримаємо

$$\frac{dn}{d\varphi} = \frac{2 \sin \frac{\Theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}}}. \quad (3.22)$$

Таким чином, в мінімумі відхилення дисперсія призми визначається так

$$D_\varphi = \frac{2 \sin \frac{\Theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.23)$$

Підставляючи в (3.23) $\sin \varepsilon_0 = n \sin \frac{\Theta}{2}$ (враховуючи (3.14)) маємо

$$D = \frac{2}{n} \operatorname{tg} \varepsilon_0 \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.24)$$

Неважко показати, що у мінімумі відхилення, коли $B_1 = B_2 = B$, мають місце наступні співвідношення

$$\cos \varepsilon_1' = \cos \varepsilon_0 = \frac{B}{t},$$

$$\sin \varepsilon_0 = \frac{t}{2l}.$$

Використовуючи ці співвідношення (3.24) буде мати вигляд

$$D_{\varphi} = \left(\frac{t}{B}\right) \left(\frac{dn}{d\lambda}\right). \quad (3.25)$$

З (3.25) видно, що D_{φ} залежить від:

- ширини бази призми,
- дисперсії матеріалу, з якого виготовлена призма.

Залежність від ширини пучка B можна не враховувати через те, що вона фактично визначається величиною бази t .

Очевидно, що дисперсію D_{φ} можна збільшити (при $t=\text{const}$) збільшуючи кут Θ , так як при цьому зменшується B . Якщо $\Theta=\text{const}$, то збільшення t не приносить збільшення D_{φ} , оскільки одночасно в стільки ж разів збільшиться B .

В певних межах значенням дисперсії D_{φ} можна керувати змінюючи величину тригонометричного множника D_{α} , який залежить від кута падіння променів на призму (формула (3.19)). Залежність значення тригонометричного множника від кута падіння наведена на рисунку 3.2.

3. Апаратна функція призми

Якщо на призму падає паралельний монохроматичний пучок світла (окрема спектральна лінія), то $a(\lambda)$ буде характеризувати розподіл інтенсивності по кутам на виході з призми.

В призмових приладах спотворення істинного контуру спектральної лінії визначається в основному явищем дифракції, тому $a(\lambda)$ буде мати вигляд дифракційної кривої, що визначається співвідношенням

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi B}{\lambda} \beta\right)}{\left(\frac{\pi B}{\lambda} \beta\right)^2}, \quad (3.26)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на призму пучка, B - ширина падаючого пучка, β - кут відхилення дифрагованого променя (рис.3.4).

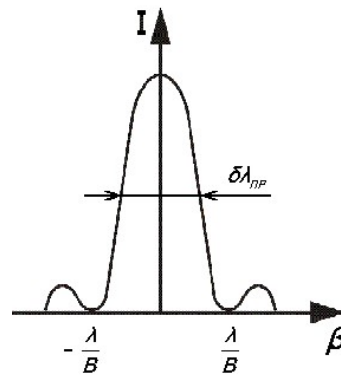


Рис.3.4. Апаратна функція призми

При $\beta=0$ буде спостерігатися головний дифракційний максимум; перший дифракційний мінімум буде за умови $\frac{\pi\beta B}{\lambda} = \pi$, коли $\beta = \frac{\lambda}{B}$; побічні максимуми m -го порядку – за умови $\beta \frac{\pi B}{\lambda} = \left(\frac{2m+1}{2}\right)\pi$, тобто $\beta = \left(\frac{2m+1}{2}\right)\frac{\lambda}{B}$. Інтенсивність дифракційних порядків визначається співвідношенням

$$I_m = \frac{I_0}{\left[\left(2m+1\right)\frac{\pi}{2}\right]^2}, \quad (3.27)$$

легко розрахувати, що $I_1 \approx 0,04 I_0$. Таким чином, ширина апаратної функції призми фактично визначається кутовою шириною головного дифракційного максимуму і становить $\Delta\beta = 2\frac{\lambda}{B}$. Зазвичай за ширину $a(\lambda)$ приймають напівширину дифракційного максимуму - $\delta\lambda_{\text{ПР}}$.

4. Теоретична роздільна здатність

Як було відмічено раніше, у разі апаратної функції дифракційного типу критерієм теоретичної роздільної здатності є критерій Релея, у відповідності до якого кутова межа розділення становить $\delta\beta = \frac{\lambda}{B}$.

Оскільки раніше стверджувалося, що максимальне значення R_T досягається при встановленні призми в мінімумі відхилення, то саме цей випадок і розглянемо.

Нехай на призму в мінімумі відхилення падає пучок променів, що складається з довжин хвиль λ і $\lambda + \delta\lambda$ (двох спектральних ліній). За визначенням диференціалу можна записати

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} d\lambda.$$

Кутова відстань між двома головними максимумами, які утворюються внаслідок дифракції на оправі призми і відповідають довжинам хвиль λ і $\lambda + \delta\lambda$ повинна становити $\delta\beta$. Оскільки остання величина є достатньо малою, попереднє рівняння можна записати так

$$\delta\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} \delta\lambda.$$

Згідно критерію Релея, повинно виконуватися рівняння $\delta\varphi = \delta\beta$, тому

$$\frac{\lambda}{B} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \delta\lambda = D_{\varphi} \delta\lambda,$$

звідки

$$R_T = \frac{\delta\lambda}{\lambda} = B D_{\varphi}, \quad (3.28)$$

або враховуючи (3.25)

$$R_T = t \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3.29)$$

З формули (3.29) випливає, що R_T не залежить від заломлюючого кута призми. Але, чим більше Θ , тим вище D_{φ} і тому тим легше реалізувати практичну роздільну здатність R_p .

5. Астигматизм і кривизна спектральних ліній

Якщо на призму падає пучок променів, причому промені не паралельні площині головного перерізу призми, то заломлююча дія призми в площині, перпендикулярній до площини головного перерізу, зводиться до дії плоскопаралельної пластинки.

Різна заломлююча дія призми в двох взаємно перпендикулярних площинах приводить до астигматизму. Астигматизм проявляється в тому, що будь-яка точка щілини зображується у вигляді відрізка прямої довжиною $\Delta\ell$, витягнутого в напрямку, перпендикулярному до напрямку дисперсії (рис.3.5). Вони позначені на рисунку чорними лініями відповідно в площинах P і Q:

$$\Delta\ell = \frac{\beta_{\text{ПР}}^2 - 1}{\beta_{\text{ПР}}^2} \frac{f_2}{r} D, \quad (3.30)$$

де r – відстань від щілини до призми, D – діаметр камерного об'єктива, f_2 – фокусна віддаль камерного об'єктива, $\beta_{\text{пр}}$ – кутове збільшення призми.

Наслідком астигматизму є викривлення зображення вхідної щілини, тобто спектральних ліній.

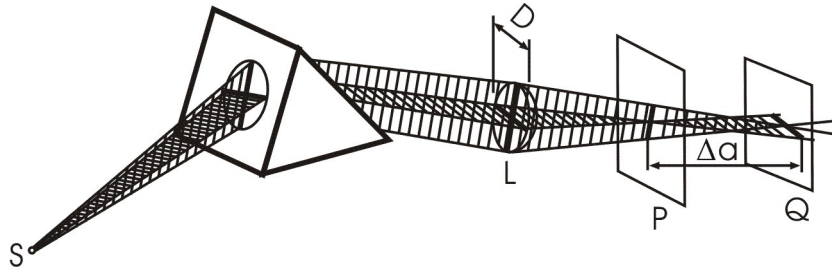


Рис.3.5. Розповсюдження променів у призмі

З виразу (3.30) видно, що астигматизм зникає, коли:

- призма знаходиться в мінімумі відхилення ($\beta_{\text{пр}}=1$),
- на призму падає паралельний пучок світла ($r \rightarrow \infty$).

Тепер зрозуміло, чому спектральні прилади мають коліматор – гомоцентричний пучок, що надходить від джерела світла перетворюється в паралельний. Але й коліматор не вирішує всі проблеми. Справа в тому, що вхідна щілина має завжди певну висоту. В результаті коліматор формує систему паралельних пучків, які розповсюджуються під деяким кутом один до одного. В результаті зображення вхідної щілини буде мати деяку кривизну.

Опуклість зображення спектральної лінії напрямлена в сторону збільшення λ , а форма дуги – парабола з радіусом R при вершині

$$\frac{1}{R} = \frac{n^2 - 1}{nf_2} \frac{\sin \Theta}{\cos \varepsilon_1' \cos \varepsilon_2'}, \quad (3.31)$$

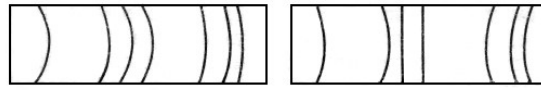
а в положенні мінімуму відхилення

$$\frac{1}{R} = \frac{2(n^2 - 1) \operatorname{tg} \varepsilon_0}{n^2 f_2}, \quad (3.32)$$

де n – показник заломлення призми, ε_0 - кут падіння променів на призму, f_2 - фокусна віддаль вихідного коліматора (камери).

З виразів видно, що чим більше f_2 , тим менше кривизна (при $f_2 = 2\text{м}$ кривизна є майже непомітною).

Для зменшення астигматизму та кривизни ліній призми встановлюють в мінімум відхилення та використовують по можливості довгофокусний об'єктив у камері.



а)

б)

Рис.3.6. Компенсація астигматизму призми за рахунок використання викривленої вхідної щілини: а) - вигляд спектру зі звичайною щілиною; б) - вигляд спектру з викривленою щілиною

Кривизну також можна зменшити, якщо зробити вхідну щілину кривою з опуклістю, протилежною опуклості самої лінії (рис.3.6). Крива щілина дозволяє компенсувати кривизну для однієї довжини хвилі (зазвичай для середньої частини спектру).

3.1.2. Деякі типи призм і призмових систем

3.1.2.4. Дисперсія, роздільна здатність і астигматизм системи призм

В деяких типах призмових спектральних приладів використовують системи з двох і більше призм. Якщо N призм системи розміщені в мінімумі відхилення, то їх загальна дисперсія становить

$$(D_{\varphi})_{\Sigma} = \sum_i^N (D_{\varphi})_i, \quad (3.33)$$

і якщо призми не знаходяться в мінімумі відхилення

$$(D_{\varphi})_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N (D_{\varphi})_i \prod_{j=i+1}^N \beta_{\text{ПР},j}, \quad (3.34)$$

де $\beta_{\text{ПР}}$ - кутове збільшення призми.

Якщо ми маємо систему з N призм, то роздільна здатність системи буде становити

$$R_{\Sigma} = (B_2)_N (D_{\varphi})_{\Sigma}, \quad (3.35)$$

де $(B_2)_N$ - ширина пучка променів на виході останньої призми.

Підставляючи (3.34) в (3.35) з врахуванням, що

$$(B_2)_N = \left[\prod_{j=i+1}^N \gamma_j \right] (B_2)_1,$$

остаточно маємо

$$R_{\Sigma} = \sum_{j=1}^N (B_2)_j (D_{\varphi})_j. \quad (3.36)$$

Якщо всі призми виставлені в мінімумі відхилення, то кривизна зображення спектральної лінії дорівнює сумі викривлень, які мають усі призми. Якщо призми виставлені поза мінімумом відхилення, то для визначення сумарної кривизни необхідно врахувати кутові збільшення призм.

3.1.2.5. Типи призм

Для видимої області спектру зазвичай використовують призми зі скла з розмірами бази 1÷30 см. Найбільш поширеними є призми з базою 4÷8 см. Окрім окремих призм, використовують диспергуючі елементи склеєні із кількох призм. Розглянемо декілька найбільш типових призм (рис.3.7).

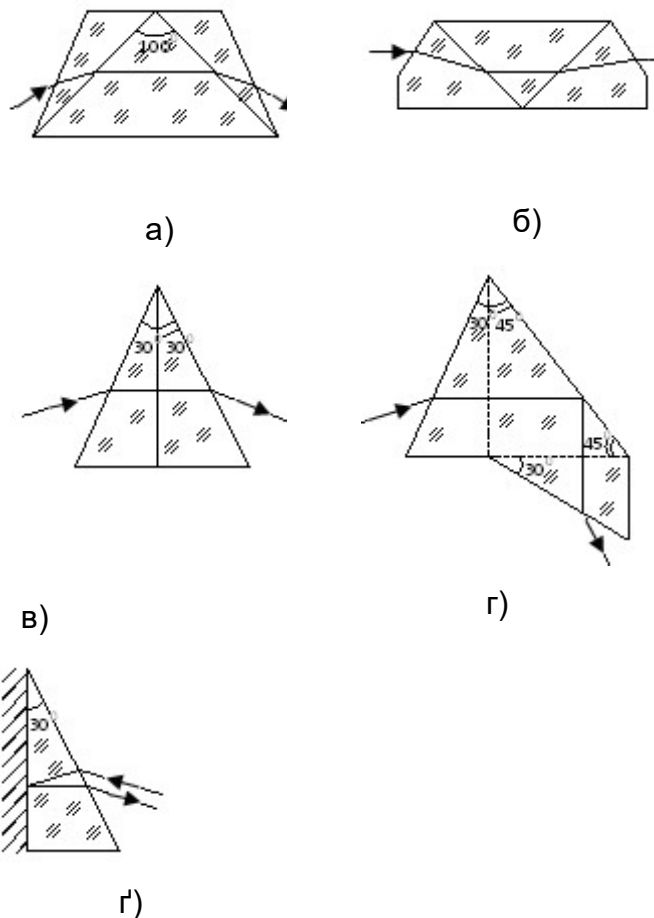


Рис.3.7. Типи призм: а) - призма Резерфорда; б) - призма прямого зору Амічі; в) - призма Корню; г) - призма постійного відхилення Аббе; ґ - призма Літрова

Призма Резерфорда (рис.3.7,а) складається з трьох склеєних призм: дві крайні з легкого скла (крон), центральна з важкого скла (флінт). Призначення бокових призм – збільшення граничного заломлюючого кута, який сягає $\Theta_{\max}=120^{\circ}$. Ця призма дає можливість отримати дисперсію в 1,5 – 2 рази вищу, ніж у звичайній призмі з того ж скла.

Призма прямого зору Амічі (рис.3.7,б) склеєна з трьох призм: дві призми з легкого скла (типу крон), одна з важкого скла (типу флінт). Призми підбирають таким чином, щоб кут відхилення для середньої частини спектру дорівнював нулю. Ця призма не забезпечує таку велику дисперсію, як попередня. Її використовують в малогабаритних приладах.

Призма Корню (рис.3.7,в). В ультрафіолетовій області переважно використовують кварцову оптику. Але кристалічний кварц анізотропний. Для усунення двопроменезаломлення призми конструюють певним чином. Найбільш розповсюдженою є призма Корню. Призма складається з двох 30° -них прямокутних призм, що вирізані таким чином, щоб промінь, який іде паралельно базі (в мінімумі відхилення) розповсюджувався б уздовж оптичної вісі кристалу. Таким чином з променями, що йдуть паралельно базі, двопроменезаломлення не відбувається. «Напівпризми» виробляють з право- та лівообертаючого кварцю, щоб уникнути зміни поляризації променів.

Призма постійного відхилення Аббе (рис.3.7,г) складається як би з трьох призм, дві з яких – диспергуючі з заломлюючим кутом в 30° , а третя, сорокап'ятиградусна призма повного внутрішнього відбивання, повертає промені на 90° . При встановленні призми в мінімум відхилення промені проходять паралельно основам 30° -них призм. Модифікація призми може досягатися шляхом склеювання трьох призм (е) або заміни 45° -ної призми дзеркалом, оскільки ця призма практично не розкладає пучок в спектр.

Призма Літрова (рис.3.7,ґ) по суті є модифікацією призми Корню, оскільки представляє комбінацію однієї половини призми Корню з дзеркалом. Так як промінь проходить через призму два рази, то цим і забезпечується компенсація обертання площини поляризації.

3.1.2.6. Типи призмових систем

Багатопримові системи в наш час використовують не часто, оскільки вони приводять до значних втрат світла, погіршенню якості зображення. Незважаючи на це, деякі з них застосовуються і в наш час (рис.3.8).

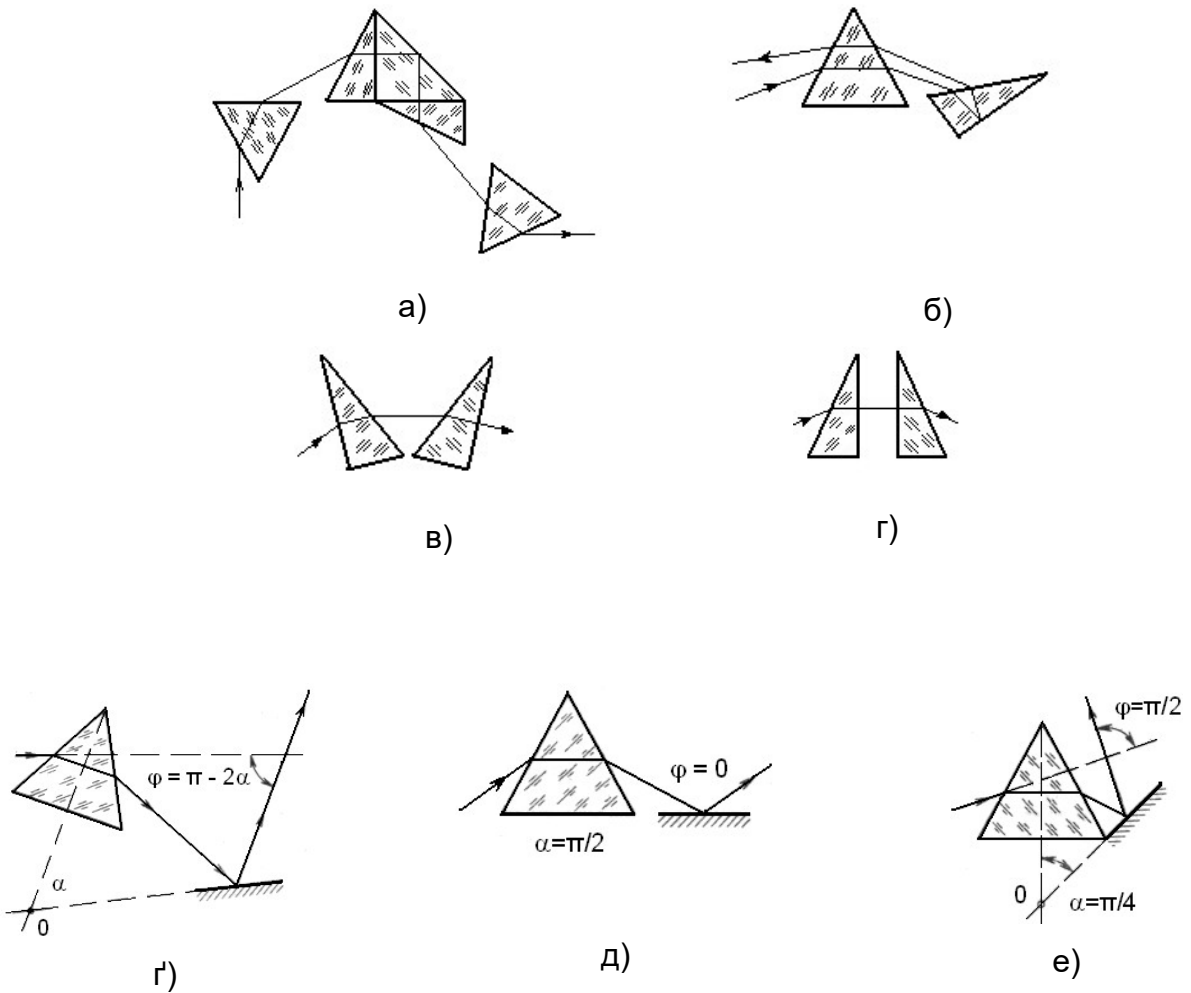


Рис.3.8. Типи примових систем: а) - система Фестерлінга; б) - автоколімаційна система; в),г) - система Юнга – Толлона; г'),д),е) – системи Водсворта

Система Фестерлінга (рис.3.8,а) складається з трьох прим. Усі призи встановлені в мінімумі відхилення. При скануванні спектру робота в мінімумі відхилення забезпечується узгодженим поворотом усіх трьох прим. Система забезпечує постійний кут відхилення в 90° .

Автоколімаційна система (рис.3.8,б) за своїми оптичними властивостями подібна до системи Фестерлінга, але є більш компактною. Дана система використовується в стилоскопах.

Система Юнга – Толлона (рис.3.8,в,г). При скануванні призми розвертають одну відносно іншої. Система є досить світлосильною.

Системи Водсворта (рис.3.8,г,д,е) - це системи з постійним кутом відхилення.

3.1.3. Основні характеристики дифракційної ґратки

Як було зауважено раніше, дифракційна ґратка теж може бути використана для розкладання випромінювання в спектр за принципом селективної фільтрації. Дифракційна ґратка призначена для розкладення випромінювання на монохроматичні складові внаслідок інтерференції багатьох дифрагованих променів.

Розрізняють ґратки, що працюють на пропускання – прозорі ґратки і на відбивання – відбиваючі ґратки. По формі поверхні заготовки, на яку наносять дифракційні елементи, ґратки поділяють на плоскі та увігнуті.

3.1.3.1. Плоска дифракційна ґратка

На протязі більш ніж сторіччя призма була єдиним пристроєм для отримання спектрів. В 1786 році американський астроном Девід Ріттенхаус вперше використав для розкладання випромінювання в спектр дифракційну ґратку, утворену сполукою тонких дротів, натягнутих на рамку. Пізніше, у 1821 році, Фраунгофер створив теорію дифракційної ґратки і запропонував виготовляти їх нарізаючи поверхню скляної пластини алмазним різцем.

А. Плоска прозора ґратка

При падінні на ґратку випромінювання дифраговані на кожній щілині промені інтерферують між собою, утворюючи максимуми в тих напрямках, для яких різниця ходу променів становить $\Delta_2 - \Delta_1 = m\lambda$, де $\Delta_1 = d\sin\alpha$ - різниця ходу між падаючими на ґратку променями, а $\Delta_2 = d\sin\beta$ - різниця ходу між дифрагованими променями (рис.3.9).

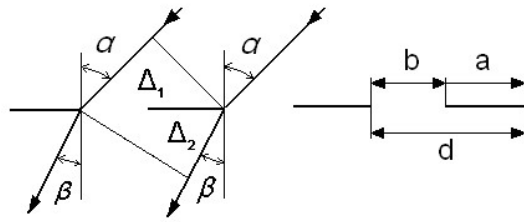


Рис.3.9. Хід променів через прозору дифракційну ґратку

В цілому різниця ходу становить

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = d(\sin\beta - \sin\alpha) = m\lambda. \quad (3.37)$$

Дане рівняння називають *основним рівнянням прозорої дифракційної ґратки*.

З рівняння випливає, що кут дифракції залежить від довжини хвилі, а це означає що ґратка розкладає випромінювання в просторовий спектр (рис.3.10).

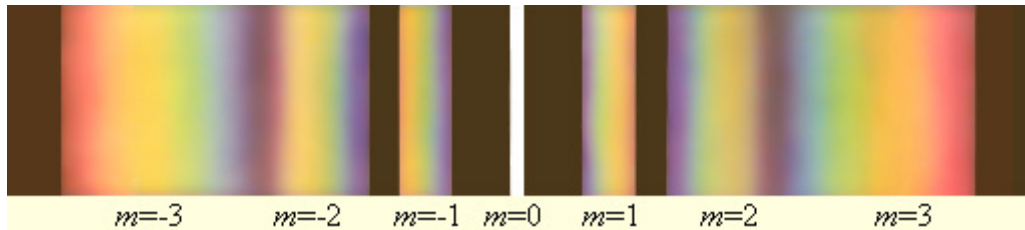


Рис.3.10. Спектр білого світла, отриманий за допомогою дифракційної ґратки

В теперішній час прозорі ґратки використовують рідко, так як її робочий діапазон обмежується прозорістю матеріалу підкладки, а дифраговане випромінювання концентрується в нульовому ($m=0$) порядку спектра.

Максимальне значення порядку спектра, що можна спостерігати, обмежується умовою $|\sin\beta - \sin\alpha| \leq 2$, тоді з (3.37) отримуємо

$$m_{\max} \leq 2 \cdot \frac{d}{\lambda}. \quad (3.38)$$

З (3.38) видно, що для спостереження хоча б першого максимуму необхідно, щоб період ґратки перевищував $d > \lambda/2$, а також що для довгохвильового випромінювання необхідно застосовувати більш грубі ґратки.

Б. Плоска відбиваюча ґратка

Форма штрихів у відбиваючих ґратках може бути прямокутною або профільованою, частіше всього трикутною (рис.3.11). Профільовані ґратки вперше були запропоновані Релеєм, а виготовлені Вудом.

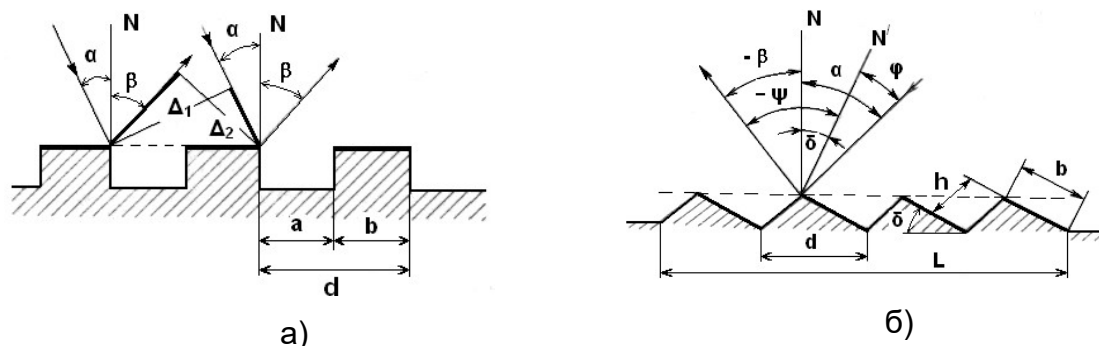


Рис.3.11. Відбиваючі дифракційні ґратки з прямокутним (а) та трикутним (б) профілем штрихів

Рівняння відбиваючої ґратки має наступний вигляд

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = m\lambda = d(\sin\beta + \sin\alpha), \quad (3.39)$$

і відрізняється від (3.38) тільки знаком.

Профільовані ґратки відрізняються від прямокутних тим, що дають можливість виконувати перерозподіл інтенсивності в максимумах та при певному куті падіння концентрують все випромінювання в спектрі певного порядку. Такі ґратки часто називають концентруючими або блискучими, що пов'язано з отриманням максимуму інтенсивності дифрагованого світла в напрямку променя, дзеркально відбитого від робочої грані.

Знайдемо співвідношення між кутами α, β, δ (рис.3.11,б). Будемо вважати додатними кути, відраховані від нормалі за годинниковою стрілкою. З умови дзеркального відбивання ($\varphi = -\psi$) впливає

$$\delta = \frac{(\alpha + \beta)}{2}. \quad (3.40)$$

Кут блиску – це кут між нормаллями до ґратки та відбиваючої поверхні штриха. З виразу (3.40) видно, що змінюючи кут блиску ґратки δ , можна направити дифраговане світло в заданий робочий порядок.

ґратки, що концентрують енергію дифрагованого випромінювання в низьких дифракційних порядках ($m=5\div 10$) називають *ешелетами*, а в високих дифракційних

порядках ($m=10\div 500$) – *ешелле*. Ешелети в спектрі певного порядку концентрують до 70-80% енергії, падаючої на ґратку.

За величиною дисперсії і роздільної здатності ешелле займає проміжне положення між ешеленом Майкельсона і ешелетом.

В спектрометрії застосовують також голографічні ґратки. Оскільки профіль голографічної ґратки синусоїдальний, то вони дають тільки один, перший, дифракційний порядок. Їх основною перевагою по відношенню до звичайних дифракційних ґраток є відсутність викривлень спектру, обумовлених «духами».

3.1.3.2. Ввігнута дифракційна ґратка

Першим запропонував поєднувати фокусуючі властивості ввігнутого дзеркала з диспергуючими властивостями ґратки Роуланд в 1882 році. Такого роду ґратки знайшли широке застосування, оскільки дозволяють спростити схему спектрального приладу за рахунок виключення спеціальної фокусуючої оптики.

ґратка, вхідна та вихідна щілини, як правило, розташовані на колі (рис.3.12), радіус якого вдвічі менший за радіус R кривизни ґратки (коло Роуланда).

Умова головних дифракційних максимумів така ж як і у плоскій відбиваючій ґратці

$$m\lambda = d(\sin\beta + \sin\alpha), \quad (3.41)$$

а рівняння ґратки має вигляд

$$\frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{\cos \alpha}{R} + \frac{\cos^2 \beta}{S} - \frac{\cos \beta}{R} = 0. \quad (3.42)$$

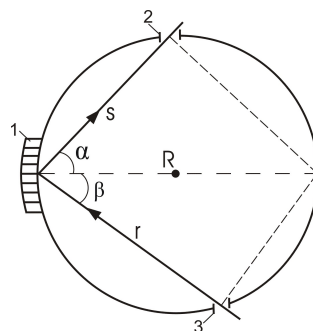


Рис.3.12. Хід променів у приладі з ввігнутою дифракційною ґраткою: 1 – ґратка; 2 – вихідна щілина; 3 – вхідна щілина

З малюнку видно, що якщо вхідна щілина знаходиться на колі з радіусом $R/2$, то $r = R \cos \alpha$.

Якщо значення r підставити в (3.42), то отримаємо

$$\frac{r}{R^2} - \frac{r}{R^2} + \frac{\cos^2 \beta}{S} - \frac{\cos \beta}{R} = 0, \quad (3.43)$$

Звідки видно, що дане рівняння виконується тільки за умови $S = R \cos \beta$, тобто вихідна щілина повинна також лежати на колі радіусом $R/2$.

Ввігнуті ґратки мають сильний астигматизм. Для зменшення астигматизму використовують тороїдальні та еліпсоїдальні ґратки, а також розміщують ґратки в паралельних променях.

3.1.3.3. Схеми установок з ввігнутими ґратками

Розглянемо декілька найбільш поширених схем установок з ввігнутими ґратками (рис.3.13).

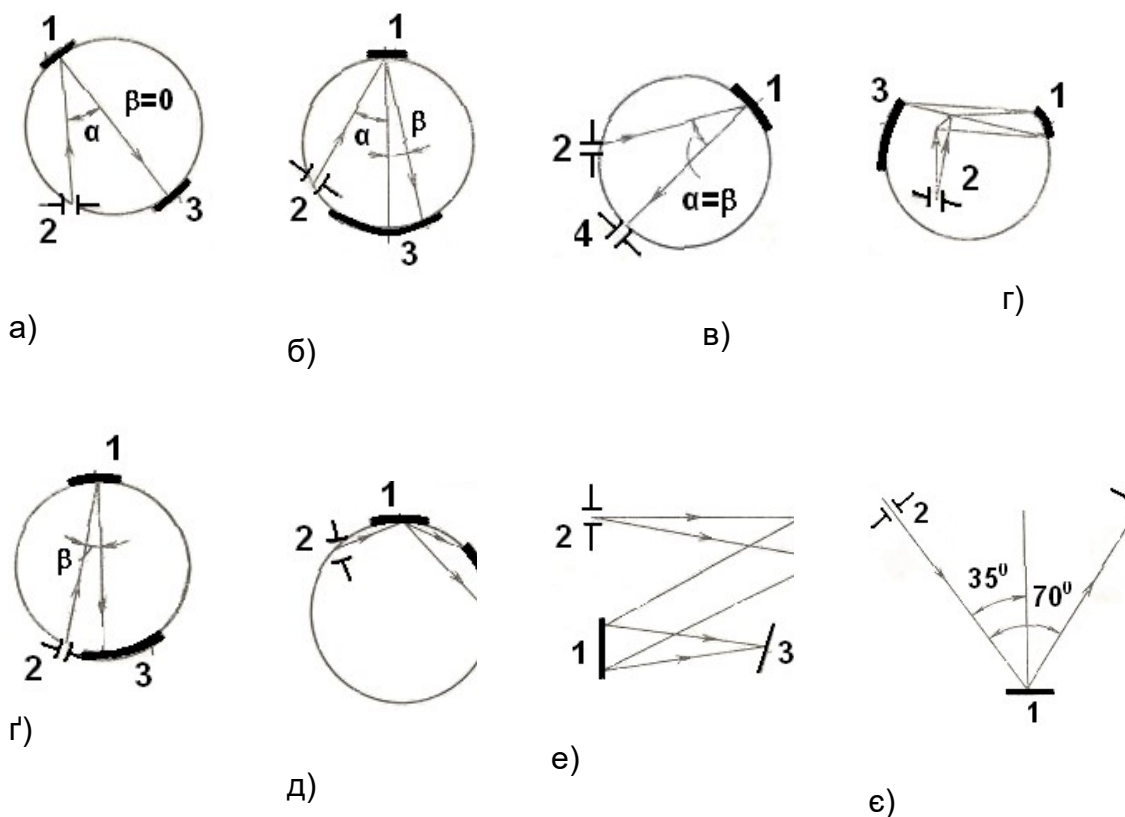


Рис.3.13. Схеми установок з ввігнутими ґратками: 1 – дифракційна ґратка; 2 – вхідна щілина; 3 – касета з фотоплівкою (вихідна щілина) ; 4 - вихідна щілина

Характерною рисою *установки Роуланда* (рис.3.13,а) є те, що спектр завжди реєструється в напрямку нормалі до ґратки ($\beta = 0$), що досягається одночасним переміщенням ґратки і касети, які жорстко пов'язані одна з одною. Оскільки $\beta = 0$, то дисперсія установки в межах одного порядку є постійною. Через великі розміри механічної частини дана схема тепер не використовується. Деякою видозміною цієї схеми є установка Абнея: касета і ґратка нерухомі, переміщується вхідна щілина. В сучасних приладах також не використовується.

В *установці Пашена-Рунге* (рис.3.13,б) щілина, ґратка й касета механічно не зв'язані між собою й, як правило, закріплені нерухомо на колі Роуланда. Зазвичай кут α не змінний і близький до 45° , а кут β - змінний. Касета може переміщуватися по колу. Схема достатньо розповсюджена. Вона використовується в спектрографі ДФС-2, квантометрі ДФС-10.

В *установках Ігля* (рис.3.13,г) вхідна і вихідна щілини розташовані симетрично відносно нормалі до ґратки, але рознесені по висоті. Вхідна щілина може бути винесена в сторону від круга Роуланда (рис.3.13,г). Ця схема має менший астигматизм, ніж установка Роуланда. Зазвичай її використовують в спектрографах і монохроматорах. Перехід від однієї спектральної області до іншої здійснюється обертанням ґратки навколо вісі.

Установку нормального падіння (рис.3.13,г') зазвичай використовують для вимірювань в області вакуумного ультрафіолету. Кут падіння $\alpha = 5 \div 10^\circ$, дисперсія практично постійна, астигматизм незначний.

Установка ковзаючого падіння (рис.3.13,д) теж використовується для вимірювань в області вакуумного ультрафіолету. Кут падіння $\alpha \cong 90^\circ$, астигматизм великий. Перевагою є велика світлосила установки, оскільки в цьому випадку досягається велика ефективність ґратки. Використовується така схема в спектральному приладі ДФС-6.

Установку Водсворта (рис.3.13,е) використовують в тих випадках, коли необхідно отримати спектр з мінімальним астигматизмом. Для цього на ґратку повинен падати паралельний пучок світла. Це досягається установкою дзеркального об'єктива. Недолік

установки – лінійна дисперсія приблизно в два рази менша, ніж у випадку коли $\beta=0$ (установка Роуланда).

Загальним недоліком усіх розглянутих схем є те, що при зміні α або β необхідно переміщувати вхідну щілину або касету. Установка Сейі-Наміокі (рис.3.13,є) вільна від цього недоліку. Перехід від однієї довжини хвилі до іншої здійснюється тільки обертанням ґратки. Так при $\alpha+\beta=70^\circ$ і при зміні α від 26° до 44° відстань від ґратки до площини фокусування спектра змінюється всього на 0,1%. Така схема використовується в монохроматорах. Елементи схеми розміщуються зовні круга Роуланда.

3.1.3.4. Характеристики дифракційної ґратки.

1. Апаратна функція

Розгляд будемо проводити на прикладі плоскої ґратки, яка працює на пропускання. Можна показати, що для ґратки, яка працює на відбивання і для ввігнутої ґратки інструментальний контур буде мати аналогічний вигляд.

Для отримання інструментального контуру ґратки потрібно розрахувати кутовий розподіл амплітуди хвилі, дифрагованої на штрихах ґратки.

З теорії дифракції відомо, що амплітуда дифрагованої хвилі в напрямку β пропорційна величині $\frac{\sin u}{u}$, де $u = \frac{\pi}{\lambda} \Delta'$, а Δ' - різниця ходу для двох дифрагованих променів, під кутом β на краях однієї і тієї ж щілини $\Delta' = b(\sin\beta - \sin\alpha)$, де b – ширина щілини (рис.3.9).

Результуюче коливання від усіх дифрагованих хвиль (на N щілинах) в напрямку β визначається виразом

$$A = A_0 \frac{\sin u}{u} \sum_{k=0}^{N-1} e^{ik\delta}, \quad (3.44)$$

де A_0 – амплітуда хвилі, яка падає на дифракційну ґратку, $\delta = \frac{2\pi\Delta''}{\lambda}$ - різниця фаз між двома пучками, які дифрагують на сусідніх щілинах, $\Delta'' = d(\sin\beta - \sin\alpha)$.

Формула (3.44) представляє собою суму N членів геометричної прогресії з показником $e^{i\delta}$. Просумувавши отримаємо

$$A = A_0 \frac{\sin u e^{iN\delta} - 1}{u e^{i\delta} - 1}. \quad (3.45)$$

Якщо перейти від амплітуд до інтенсивностей отримаємо

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{1 - \frac{1}{2}(e^{iN\delta} + e^{-iN\delta})}{1 - \frac{1}{2}(e^{i\delta} + e^{-i\delta})}. \quad (3.46)$$

Далі переходимо до тригонометричних функцій

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v} = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2, \quad (3.47)$$

де $v = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi \Delta //}{\lambda} = \frac{\pi d}{\lambda} (\sin \beta - \sin \alpha)$. Функція I_1 характеризує розподіл інтенсивностей від дифракції на окремій щілині, а функція I_2 - результат інтерференції N променів дифрагованих на N щілинах ґратки.

Проаналізуємо вирази для I_1 та I_2 . Функція I_1 (рис.3.15) має мінімум при $u = m\pi$ (m - ціле число), крім $m=0$, де вона має максимум. Максимуми також будуть при значеннях $u = \pm \left(\frac{2m+1}{2}\right)\pi$, причому інтенсивність цих максимумів зменшується пропорційно $\frac{1}{u^2}$.

Умова мінімуму: $\sin \beta = \pm m \frac{\lambda}{d}$.

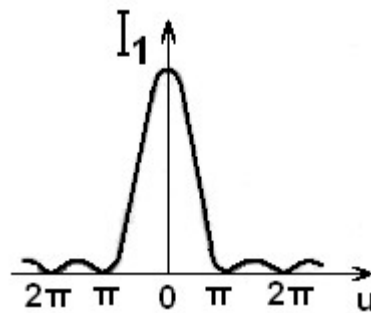


Рис.3.15. Розподіл інтенсивності функції I_1

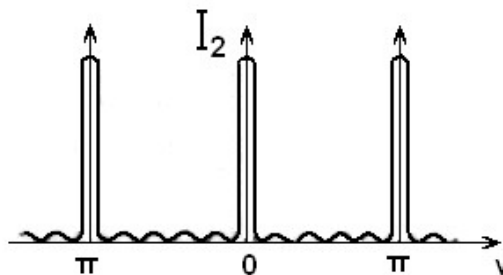


Рис.3.16. Розподіл інтенсивності функції I_2

Екстремальні значення функції I_2 (рис.3.16) визначаються умовою

$$\frac{d}{dv} \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right) = 0, \quad (3.48)$$

звідки

$$\begin{aligned} \frac{N \cos Nv}{\sin v} - \frac{\sin Nv \cdot \cos v}{\sin^2 v} &= 0, \text{ або} \\ \frac{\sin Nv}{\sin v} \left[N \frac{\cos Nv}{\sin Nv} - \frac{\cos v}{\sin v} \right] &= 0. \end{aligned} \quad (3.49)$$

З (3.49) отримуємо дві умови екстремуму:

$$\begin{cases} \sin Nv = 0 & - \text{ умова мінімуму} \\ \operatorname{tg} Nv - N \operatorname{tg} v = 0 & - \text{ умова максимуму} \end{cases}$$

Мінімуми знаходяться в точках, для яких $v = \pm \frac{m\pi}{N}$, де $m \neq 0, N, 2N, 3N, \dots$

Умова для головних максимумів: $v = \pm m\pi$, де m – ціле число, а для додаткових максимумів $v = \pm \left(m\pi + \frac{2m+1}{2} \frac{\pi}{N} \right)$, де $m=1, 2, \dots, N-2$.

Інтенсивність в максимумах визначається співвідношенням

$$I_{2, \max} = \frac{N^2}{1 + (N^2 - 1) \sin^2 v}, \quad (3.50)$$

звідки видно, що

$$\begin{cases} I_{2, \text{ГОЛ.}, \max} \approx N^2 \\ I_{2, \text{ДОД.}, \max} \approx \left(\frac{1}{23} \right) N^2 \end{cases}.$$

Між двома головними максимумами розташовується $(N-1)$ мінімум. Саме функція I_2 визначає ширину апаратної функції ґратки.

Загальний вигляд розподілу інтенсивностей для випадку коли $d=2a$ – ширина щілини дорівнює проміжку між сусідніми щілинами - наведено на рис.3.17. При такому співвідношенні a і d кожний парний максимум випадає зі спектру. При співвідношенні $d=3a$ будуть випадати всі максимуми, порядок яких кратний трьом – 3, 6, 9 ...

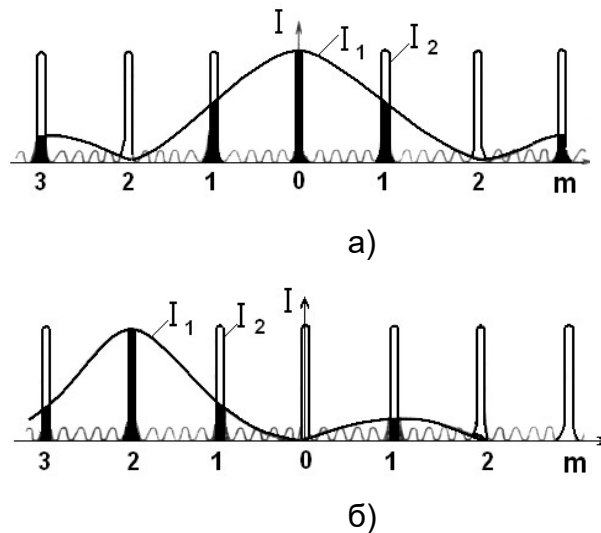


Рис.3.17. Розподіл інтенсивності при дифракції на непрофільованій (а) та профільованій (б) дифракційних ґратках

Як видно з рисунку 3.17,а максимум енергії випромінювання приходить на «білий» порядок спектру.

Профільовані відбиваючі ґратки дозволяють змістити максимум енергії випромінювання в будь який з порядків спектру (рис.3.17,б), змінюючи нахил відбиваючої грані – кут блиску δ .

2. Дисперсія ґратки

Вираз для дисперсії ґратки отримати простіше, ніж вираз для дисперсії призми. Згідно з визначенням кутова дисперсія

$$D_{\varphi} = \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \equiv \frac{\partial \beta}{\partial \lambda}, \quad (3.51)$$

диференціюючи (3.17) по λ отримуємо

$$D_{\varphi} = \frac{\partial \beta}{\partial \lambda} = \frac{m}{d \cos \beta} = \frac{m N_0}{\cos \beta}. \quad (3.52)$$

З (3.51) видно, що дисперсія ґратки визначається:

- порядком спектру,
- числом штрихів на одиниці довжини ґратки (частотою ґратки),
- кутом дифракції.

При кутах дифракції близьких до нуля ($\beta \approx 0$) спектр спостерігають по нормалі до ґратки. Такий спектр називають *нормальним*. В цьому випадку вираз (3.52) дещо спрощується

$$D_{\varphi} = mN_0. \quad (3.53)$$

Тобто при малих кутах дифракції дисперсія ґратки постійна.

3. Роздільна здатність

Згідно з визначенням $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. Для визначення теоретичної роздільної здатності зручно використовувати критерій Релея, оскільки апаратна функція має дифракційний вигляд.

З виразу для дисперсії (3.52) маємо

$$d\lambda \approx \delta\lambda = \frac{d\cos\beta}{m} \delta\beta, \quad (3.54)$$

де $\delta\beta$ - кутова відстань між головним максимумом та найближчим до нього мінімумом, причому

$$\delta\beta = \frac{\Delta\beta}{N}, \quad (3.55)$$

де $\Delta\beta$ - кутова відстань між сусідніми головними максимумами.

Знайдемо чому дорівнює $\delta\beta$. Згідно з умовою для максимумів

$$d[\sin(\beta + \Delta\beta) - \sin\beta] = \lambda$$

$$2 \sin \frac{\Delta\beta}{2} \cos \frac{2\beta + \Delta\beta}{2} = \frac{\lambda}{d}.$$

Оскільки $\Delta\beta$ - мале, то

$$\begin{cases} \sin \frac{\Delta\beta}{2} \approx \frac{\Delta\beta}{2} \\ \cos \frac{2\beta + \Delta\beta}{2} \approx \cos\beta \end{cases},$$

тому

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{d\cos\beta}, \quad (3.56)$$

і підставляючи в (3.55), отримаємо

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{Nd\cos\beta}.$$

Остаточно будемо мати

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda_T} = \lambda \left[\frac{d \cos \beta}{m} \frac{\lambda}{Nd \cos \beta} \right]^{-1} = mN. \quad (3.57)$$

З (3.57) бачимо, що теоретична роздільна здатність визначається порядком спектру і кількістю штрихів ґратки. Вираз (3.57) можна переписати в іншому вигляді

$$R_T = m \cdot \ell \cdot N_0, \quad (3.58)$$

де ℓ - довжина нарізної частини ґратки. Або

$$R_T = D_\varphi \cdot \ell. \quad (3.59)$$

Реальна роздільна здатність ґратки

$$R_p = \frac{\lambda}{\delta\lambda_p}.$$

Згідно з поняттям диференціалу $d\ell = \frac{d\ell}{d\lambda} d\lambda$, або

$$\delta\ell_p = \frac{d\ell}{d\lambda} \delta\lambda_p = \frac{d\beta}{d\lambda} f_2 \delta\lambda_p = D_\varphi f_2 \delta\lambda_p,$$

звідки

$$\delta\lambda_p = \frac{\delta\ell_p}{D f_2},$$

$$R_p = \frac{\lambda}{\delta\lambda_p} = \frac{m \cdot \lambda \cdot f_2}{\delta\ell_p \cdot d \cdot \cos \beta} = \frac{1}{\delta\lambda_p} \frac{m\lambda f_2}{d \cos \beta} = \frac{1}{\delta\ell_p} D_\ell \lambda. \quad (3.60)$$

З формули (3.60) бачимо, що R_p визначається величиною $\delta\ell_p$.

4. Область вільної дисперсії

На відміну від призми в дифракційній ґратці може мати місце перенакладання спектрів

$$d(\sin \beta - \sin \alpha) = m_i \lambda_i.$$

З даного виразу видно, що на довжину хвилі λ в першому дифракційному порядку буде накладатися довжина хвилі $\frac{\lambda}{2}$ з другого порядку, довжина хвилі $\frac{\lambda}{3}$ з третього порядку і так далі.

Спектральний інтервал, в межах якого можна працювати без перенакладання спектрів називають областю вільної дисперсії або спектральною постійною ґратки. Її значення легко визначити з системи двох рівнянь

$$\begin{cases} d(\sin \beta - \sin \alpha) = m\lambda \\ d(\sin \beta - \sin \alpha) = (m+1)(\lambda - \Delta\lambda) \end{cases}$$

Оскільки за умови перенакладання ліві частини рівнянь повинні бути рівними, то прирівнюючи праві частини будемо мати

$$m\lambda = (m+1)(\lambda - \Delta\lambda),$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m+1}. \quad (3.61)$$

Для усунення накладання спектрів поступають наступним чином:

- в дифракційних спектральних приладах встановлюють довгохвильові відсікаючі світлофільтри (тобто такі, що відсікають короткі довжини хвиль);
- «схрещують» ґратку з додатковим диспергуючим елементом, як правило з призмою або іншою ґраткою.

На рис.3.18 зображено вигляд спектральних порядків у випадку схрещення двох дифракційних ґраток. Тангенс кута нахилу спектрів дорівнює відношенню лінійних дисперсій допоміжної і основної ґратки.

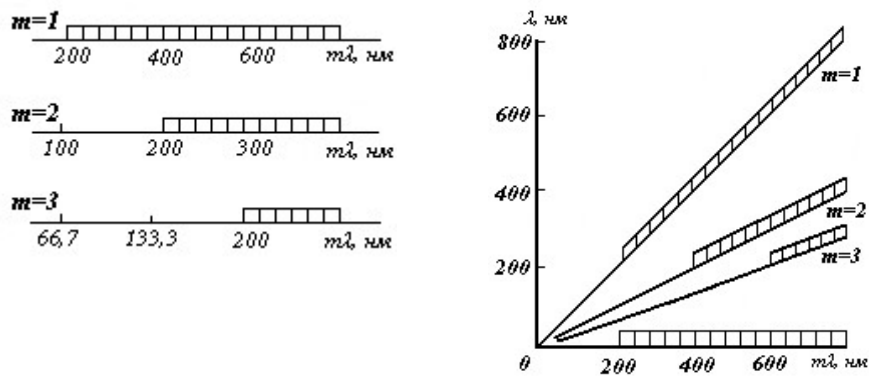


Рис.3.18. Рознесення дифракційних порядків при схрещенні двох ґраток

5. Кривизна спектральних ліній

ґратці як і призмі притаманний астигматизм. Особливо сильно він проявляється у ввігнутій ґратці. Це є наслідком того, що промені, які падають на ґратку під кутом, дифрагують на дещо більший кут.

Рівняння форми спектральної лінії – парабола, кривизна якої у головці оброблюється за формулою

$$\frac{1}{r} = \frac{m\lambda}{df_2 \cos\beta}. \quad (3.62)$$

Як видно з формули, кривизна зменшується зі збільшенням фокусної віддалі камери і зменшенням кута дифракції.

На відміну від призми, кривизна ліній повернута до короткохвильової області спектру.

Для усунення кривизни використовують викривлені спектральні щілини.

3.1.3.5. Способи виготовлення ґраток

За способом виготовлення ґратки бувають *нарізні* (оригінальні), *репліки* (копії з оригінальних ґраток) і *голографічні*, які отримують шляхом фотографування інтерференційних смуг.

ґратки нарізають алмазним різцем за допомогою ділильних машин, як правило, на шарі алюмінію товщиною 0,2-10 мкм, напиленому на поліровану скляну поверхню заготовки з підшаром хрому (рис.3.14). Заготовка повинна бути відполірована до шорсткості $\sim\lambda/10$. ґратки, призначені для далекої УФ області спектра, нарізають на поверхні скла. ґратки для далекої ІЧ частини спектра нарізають на заготовках, зроблених з дюралюмінію різних марок, інвару, нержавіючої сталі, міді й бронзи. Час нарізування одного штриха становить 3-8 секунд залежно від глибини й ширини штриха. Чим глибше штрих, тим повільнішим повинен бути рух різця. При нарізуванні типової ґратки площею 150×100 мм із 1200 штр/мм різець повинен пройти 18 км. Нарізування такої ґратки триває 6 діб. Процес нарізування ґратки великого розміру займає більше двох тижнів.

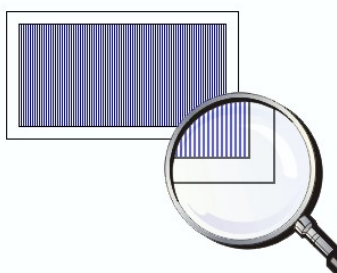


Рис.3.14. Вигляд дифракційної ґратки

Вітчизняна промисловість випускає дифракційні ґратки різноманітних розмірів з різними профілями й щільністю штрихів. ґратки з найбільш дрібною нарізкою мають 3600 штр/мм (відстань між штрихами 0,28 мкм). Ці ґратки придатні тільки для УФ області спектра. У видимій частині спектра використовуються ґратки з 600 штр/мм і

1200 штр/мм. Гратки, призначені для далекої ІЧ області спектра, мають невелику щільність штрихів і можуть бути виготовлені на звичайних верстатах високого класу. Наприклад, для області спектра 100-500 мкм гратка може мати 2 штрихи на міліметр.

Ввігнуті гратки мають радіуси кривизни від 0,5 до 12 м; частіше зустрічаються – 1, 2, 3, 6 м.

З дифракційної гратки можна виготовити ряд копій (реплік). Один зі способів виготовлення реплік полягає в наступному. На поверхню гратки у вакуумі напилюють тонкий захисний шар, потім тонкий розмежувальний шар речовини, який не взаємодіє з поверхнею гратки, наприклад шар маніту або фуксину. Зверху на цей шар напилюють шар алюмінію товщиною близько 0,5 мкм. На нього наноситься шар рідкої клеючої смоли, а зверху накладається скляна заготовка. Поверхня заготовки повинна бути попередньо оброблена хімічним шляхом для поліпшення прилипания її до смоли. Після полімеризації смоли копія відділяється від гратки по розмежувальному шару, що потім змивається водою. Репліки не поступаються по якості оригіналу, а часто й трохи перевершують його.

Помилки в роботі ділильної машини приводять до появи в спектрі додаткових спектральних ліній («духів»), супутників ліній і фону.

Духи Роуланда викликані періодичною помилкою кроку гвинта ділильної машини при переміщенні заготовки. Вони виникають при дифракції на гратці зі штрихами, що відстоять один від одного на крок гвинта, і розташовуються симетрично по обидві сторони від лінії. У машини Роуланда, де вперше спостерігали ці духи, крок гвинта відповідав 750 штрихам, тому духи мали довжини хвиль, що відрізняються на $\lambda/750$ від довжин хвиль справжніх ліній. Яскравість духів пропорційна квадрату порядку спектра. При інтерференційному контролі процесу нарізки духи Роуланда не спостерігаються.

У випадку, якщо період помилки становить кілька штрихів, з'являються *духи Лаймана*. Вони розташовані значно дальше від основних ліній і легко можуть бути прийняті за справжні лінії. Наприклад, якщо період помилки становить шість штрихів, з'являються помилкові лінії, довжини хвиль яких кратні $\lambda/6$: $\lambda'/\lambda = 1/6, 2/6, 3/6, 4/6$ і так далі. У сучасних решітках яскравість духів Лаймана звичайно не перевищує 0,01%.

Духи, інтенсивність яких значно менше десятої частки відсотка основних ліній, як правило, не заважають роботі у випадку звичайних джерел світла. Однак при роботі з лазерним випромінюванням відносно слабкі духи можуть перетворитися в добре помітні лінії.

Іноді поруч із справжніми лініями з'являються супутники, дуже схожі на тонку структуру ліній, або фон. Причина їхньої появи полягає в неперіодичній помилці при нарізці ґратки, наприклад, внаслідок зміни температури. Дефектну частину ґратки легко виявити, закривши зображення справжньої лінії лезом ножа або бритви й розглядаючи решітку у світлі супутників. Це дозволяє відрізнити супутники від духів Лаймана й Роуланда, тому що останні виникають при дії всієї ґратки в цілому. Супутники легко усунути, заекранувавши дефектну частину ґратки.

У даний час широко використовуються голографічні дифракційні ґратки. Якщо два когерентних пучки світла із плоскими хвильовими фронтами направити так, щоб вони перетиналися, то в області перетинання виникає картина стоячих хвиль. Якщо її сфотографувати, пучності стоячих хвиль виявляються зареєстрованими в емульсії у вигляді тривимірної шаруватої структури. У процесі обробки поверхня емульсії здобуває рельєфну структуру, близьку до синусоїдальної, на котру згодом наносять шар алюмінію. Такі ґратки не мають кута блиску й працюють тільки в першому порядку. Для досягнення найкращої ефективності густину штрихів підбирають так, щоб робоча область спектра перебувала в межах $2/3 < \lambda / d < 2$.

Голографічні ґратки випускаються з різною густиною штрихів - аж до 6000 штр/мм, вони можуть мати в діаметрі до 40-60 см. ґратки з найбільш дрібними штрихами призначені для роботи в області довжин хвиль менше 250 нм.

Основною перевагою голографічних решіток є принципова відсутність духів, а також фону, що виникає в спектрі нарізних ґраток за рахунок розсіювання світла на мікронеоднорідностях. Голографічним шляхом просто виготовляти ґратки зі зміною кроку штрихів за певним законом і з різним геометричним розташуванням їх. Для цього необхідно лише створити пучки світла із заданими хвильовими фронтами.

3.2. Спектральні прилади з високою роздільною здатністю (інтерференційні спектральні прилади)

Коли мова заходить про порівняння спектральних приладів, співставляють їх основні характеристики. Характеристики одного і того ж приладу можуть бути високими для розв'язання однієї задачі і недостатньо високими для розв'язання іншої.

Так, роздільна здатність призмених та дифракційних спектральних приладів сягає значення $10^4 \div 10^5$, а деяких дифракційних 10^6 , що дає величину мінімальної межі роздільної здатності $10^{-1} \div 10^{-3} \text{ \AA}$ (для видимої області спектра). Однак для ряду задач

спектроскопії, що стосуються дослідження будови речовини та ефектів взаємодії речовини з полем необхідно розділяти компоненти спектральних ліній, що відрізняються за довжинами хвиль на 10^{-4} \AA . Для цього необхідні прилади з роздільною здатністю $10^6 \div 10^7$. Такі прилади називаються *приладами високої роздільної здатності* і до них відносять:

- пластинку Люмера Герке;
- ешелон Майкельсона;
- інтерферометр Фабрі-Перо (ІФП).

В наш час найбільше використання знайшов інтерферометр Фабрі-Перо, який більш дешевий, зручний в експлуатації та більш світлосильний, ніж два перших.

Інтерферометр або еталон Фабрі-Перо може бути виконаний у вигляді плоскопаралельної пластини, на обидві поверхні якої нанесені відбиваючі покриття або у вигляді двох напівпрозорих дзеркал, розміщених паралельно одне до одного (рис.3.19).

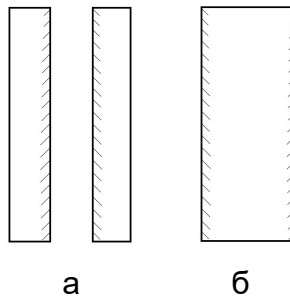


Рис.3.19. Інтерферометр (а) та еталон (б) Фабрі-Перо

В техніці інтерференційної спектроскопії найбільш часто використовують:

- дводзеркальний плоскопаралельний інтерферометр (ІТ-28, ІТ-51);
- дводзеркальний клиновий інтерферометр;
- чотирьохдзеркальний плоскопаралельний інтерферометр (мультіплекс-інтерферометр – ІТ-36);
- дводзеркальний сферичний інтерферометр.

Діаметр дзеркал $\sim \varnothing 20 \div 60$ мм, товщина дзеркал – $5 \div 15$ мм, точність обробки дзеркальних поверхонь – $\sim 1/100\lambda$, точність виставлення дзеркал на паралельність – $10 \div 15''$.

Розглянемо дводзеркальний плоскопаралельний інтерферометр (рис.3.20).

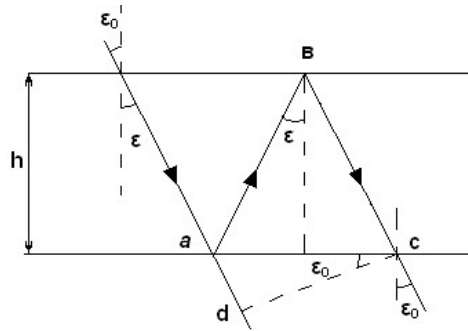


Рис. 3.20

Різниця ходу між двома сусідніми пучками, що пройшли через інтерферометр складається з наступного:

$$\Delta = ab + bc - ad,$$

$$ab = bc = \frac{h}{\cos \varepsilon},$$

$$ad = ac \sin \varepsilon_0,$$

$$ac = 2htg \varepsilon.$$

Остаточно отримуємо:

$$\Delta = 2h \cos \varepsilon \approx 2h \cos \varepsilon_0. \quad (3.63)$$

Умова утворення інтерференційних максимумів виглядає так:

$$2h \cos \varepsilon_0 = m\lambda. \quad (3.64)$$

Сама інтерференційна картина представляє собою систему концентричних кілець (рис.3.21). Причому у пропущеному і відбитому випромінюванні інтерференційні картини доповнюють одна одну.

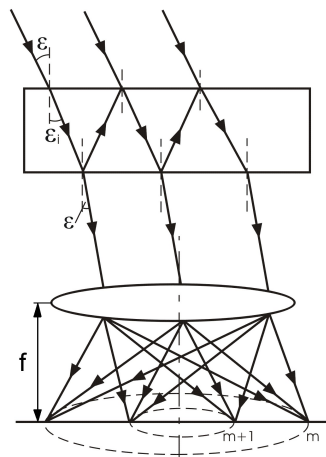


Рис.3.21. Схема інтерференційних кілець в ІФП

Положення інтерференційних кілець визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg} \varepsilon \approx \frac{R}{f}. \quad (3.65)$$

3.2.1. Визначальні особливості спектральних приладів високої роздільної здатності

Раніше при розгляді оптичних явищ, що лежать в основі роботи спектральних приладів ми називали багатопроменеву інтерференцію. Причому в якості прикладу ми говорили, що багатопроменева інтерференція використовується у дифракційних приладах і приладах високої роздільної здатності. У чому ж відмінність її застосування у вказаних типах приладів? Таких відмінностей декілька.

По-перше, у дифракційних приладах велика роздільна здатність досягається завдяки великому числу інтерферуючих пучків, кількість яких рівна числу штрихів ґратки (у сучасних ґратках – $N \sim 10^5$). При цьому різниця ходу між сусідніми пучками невелика і складає декілька довжин хвиль. У приладах високої роздільної здатності кількість інтерферуючих пучків невелика ($N \sim 10 \div 100$) через кінцеву величину коефіцієнта відбивання дзеркал, а висока роздільна здатність досягається за рахунок великої різниці ходу між сусідніми променями – $1 \div 50$ см (що становить $10^5 \div 10^6$ довжин хвиль).

Друга важлива відмінність полягає в наступному. І дифракційні і інтерференційні прилади характеризують областю вільної дисперсії.

$$\begin{cases} \Delta\lambda_{\text{дГ}} = \frac{\lambda}{m+1} \approx \frac{\lambda}{m} \approx \frac{\lambda^2}{d(\sin\beta - \sin\alpha)} \geq \frac{\lambda^2}{2d} \approx \frac{\lambda}{10} \\ \Delta\lambda_{\text{фП}} \approx \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{\Delta_0} \approx \frac{\lambda^2}{2h} \approx \frac{\lambda}{10^{4-5}} \end{cases}, \quad (3.66)$$

де Δ_0 – різниця ходу між сусідніми інтерферуючими пучками.

З аналізу (3.66) видно, що у інтерференційних приладів $\Delta\lambda$ дуже мале. Так, якщо $\Delta_0 = 5 \text{ см}$ і $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, то $\Delta\lambda = 0,05 \text{ \AA}$. Через це інтерференційні прилади завжди схрещують з іншими спектральними приладами – призмовими чи дифракційними.

Третя відмінність. У дифракційних приладах інтерферують N пучків рівної амплітуди, а в інтерференційних – різної амплітуди (знову ж таки через кінцеву

величину коефіцієнта відбивання дзеркал). Наслідком цього є те, що апаратна функція ІФП не має дифракційного вигляду.

Четверта відмінність. У ІФП отримуваний спектр має вісьову симетрію, а у дифракційних – площинну. Саме це дозволяє використовувати замість щілин круглі отвори, що приводить до збільшення світлосили на 1-2 порядки.

3.2.2. Основні характеристики інтерферометра Фабрі-Перо

1. Дисперсія інтерферометра

Продиференціюємо вираз (3.64) зліва по ε і справа по λ :

$$-2h \sin \varepsilon \partial \varepsilon = m \partial \lambda.$$

З визначення кутової дисперсії випливає

$$D_{\varphi} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} = \frac{-m}{2h \sin \varepsilon} \approx \frac{-m}{2h \varepsilon}. \quad (3.67)$$

Знак „-“ вказує на те, що при зміщенні до краю інтерференційної картини дисперсія не збільшується, як це було у випадку дифракційної решітки, а навпаки зменшується. Використовуючи (3.64), (3.67) можна записати у наступному вигляді

$$D_{\varphi} = -\frac{m}{2h \sin \varepsilon} = -\frac{\cos \varepsilon}{\lambda \sin \varepsilon} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varepsilon} \approx -\frac{1}{\lambda \varepsilon}. \quad (3.68)$$

З формули видно, що D_{φ} не залежить від величини зазору між дзеркалами, тому всі інтерферометри мають однакову дисперсію.

Лінійна дисперсія визначається співвідношенням

$$D_{\ell} = D_{\varphi} f.$$

Враховуючи співвідношення (3.68) маємо

$$D_{\ell} = -\frac{\cos \varepsilon}{\lambda \sin \varepsilon} f = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varepsilon} f = -\frac{f^2}{\lambda R}. \quad (3.69)$$

Таким чином в ІФП найбільш велика дисперсія має місце в області близьких до центру інтерференційної картини кілець.

Приклад: порівняємо дисперсії інтерферометра ИФП-51 та кварцового призмовеого спектрографа ИСП-30:

$$\text{для ИФП-51: } D_{\ell} = -\frac{(2.1)^2 \cdot 10^4}{6000 \text{ \AA} \cdot 15 \text{ мм}} \approx 0.5 \frac{\text{мм}}{\text{\AA}}, \quad D_{\ell}^* = \frac{1}{D_{\ell}} = 2 \frac{\text{\AA}}{\text{мм}},$$

для ИСП-30:
$$D_{\ell} \approx 100 \frac{\overset{0}{\text{А}}}{\text{мм}}$$

Добре видно, що дисперсія інтерферометра є значно вищою.

2. Область вільної дисперсії

Нехай на ІФП одночасно падає світло двох довжин хвиль λ_1 і $\lambda + \Delta\lambda$. Спочатку допустимо, що $\Delta\lambda = 0$. За такої умови будемо спостерігати одну систему інтерференційних кілець. При поступовому збільшенні $\Delta\lambda$ від цієї системи відокремиться нова система кілець, радіуси яких відповідно (3.64) повинні зменшуватись. При певному значенні $\Delta\lambda$ системи кілець знову зіллються: кільце m -го порядку довжини хвилі λ_2 співпаде з кільцем $m+1$ -го порядку довжини хвилі λ_1 .

Для визначення кутової відстані між сусідніми кільцями продиференціюємо (3.64) по m і ε :

$$-2h \sin \varepsilon d\varepsilon = \lambda dm.$$

Оскільки зміна порядку інтерференції становить $dm = 1$, то

$$d\varepsilon = -\frac{\lambda}{2h \sin \varepsilon}. \quad (3.70)$$

З іншого боку, виходячи з загального визначення диференціалу, можна записати

$$d\varepsilon = \frac{d\varepsilon}{d\lambda} d\lambda = D_{\varepsilon} d\lambda = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varepsilon} d\lambda.$$

Прирівнюючи останні два співвідношення остаточно отримуємо

$$-\frac{\lambda}{2h \sin \varepsilon} = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varepsilon} d\lambda = -\frac{1}{\lambda \operatorname{tg} \varepsilon} \Delta\lambda, \quad (3.71)$$

звідки

$$\Delta\lambda = \frac{-\lambda \operatorname{tg} \varepsilon}{2h \sin \varepsilon (-1)} = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varepsilon}, \quad (3.72)$$

і враховуючи, що для малих кутів $\cos \varepsilon \approx 1$, остаточно маємо

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h}. \quad (3.73)$$

Таким чином, область вільної дисперсії обернено пропорційна товщині зазору між дзеркалами

3. Апаратна функція

Нехай ІФП складається з двох дзеркал розділених повітряним проміжком. Для спрощення будемо вважати, що дзеркала мають досить великий діаметр, щоб не враховувати дифракцію на оправі. Нехай також дзеркала мають однакові коефіцієнти пропускання τ та відбивання r (для амплітуди - $\sqrt{\tau}$ та \sqrt{r}).

Рівняння світлової хвилі, що падає на інтерферометр може бути записане у вигляді

$$A = A_0 \exp[i(\omega t + \varphi_0)].$$

Амплітуда першого пучка, що пройшов крізь еталон без відбивання становить

$$A_1 = \tau A_0 \exp[i(\omega t + \varphi_1)], \quad (3.74)$$

(τ - оскільки на кожній границі амплітуда A змінюється в $\sqrt{\tau}$ разів).

Амплітуда другого пучка, що двічі відбився і пройшов крізь еталон

$$A_2 = r\tau A_0 \exp[i(\omega t + \varphi_1 + \delta)], \quad (3.75)$$

де $\delta = \frac{2\pi\Delta_0}{\lambda}$ - зміна фази коливання в результаті набуття різниці ходу Δ_0 .

Відповідно для k -го пучка

$$A_k = \tau r^{k-1} A_0 \exp[i(\omega t + \varphi_1 + (k-1)\delta)]. \quad (3.76)$$

Тепер просумуємо усі коливання, тобто знайдемо сумарну амплітуду поля від накладання усіх пучків

$$A = \sum_{k=1}^{\infty} A_k = A_0 \cdot \tau \cdot \exp[i(\omega t + \varphi_1)] \sum_{k=1}^{\infty} r^{k-1} \exp[i(k-1)\delta]. \quad (3.77)$$

Дане співвідношення являє собою геометричну прогресію, сума членів якої дорівнює

$$A = \frac{A_0 \tau \exp[i(\omega t + \varphi_1)]}{1 - r e^{i\delta}}. \quad (3.78)$$

Переходячи до інтенсивностей будемо мати

$$I = AA^* = I_0 \frac{\tau^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2(\delta/2)}. \quad (3.79)$$

У випадку еталона Фабрі-Перо

$$I = AA^* = I_0 \frac{\tau^2}{(1 - \beta r)^2 + 4r\beta \sin^2(\delta/2)}$$

де β - коефіцієнт пропускання скляної пластини.

Функція (3.79) приймає максимальні значення при $\delta/2 = m\pi$ ($\sin \delta/2 = 0$)

$$I_{\max} = I_0 \frac{\tau^2}{(1 - r)^2}, \quad (3.80)$$

відповідно мінімальні значення при $\sin(\delta/2) = 1$

$$I_{\min} = I_0 \frac{\tau^2}{(1 + r)^2}. \quad (3.81)$$

Величина

$$\gamma = I_{\max} / I_{\min} = \frac{(1 + r)^2}{(1 - r)^2} \quad (3.82)$$

носить назву *контрастності еталона*.

Запишемо (3.79) в іншому вигляді. Для цього зробимо наступні дії

$$I = \frac{(1 - r)^2}{(1 - r)^2} \frac{I_0 \tau^2}{(1 - r)^2 + 4r \sin^2 \delta/2} = \frac{I_0 \tau^2}{1 + \frac{4r}{(1 - r)^2} \sin^2 \delta/2} \frac{1}{(1 - r)^2} = \frac{I_0 \tau^2}{(1 + F \sin^2 \delta/2)(1 - r)^2},$$

величину $F = \frac{4r}{(1 - r)^2}$ називають *фактором різкості*.

Розподіл інтенсивності по контуру визначається співвідношенням

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta/2}. \quad (3.83)$$

Функція, що визначається виразом (3.83), носить назву *функції Ері* і зображена на рис.3.22.

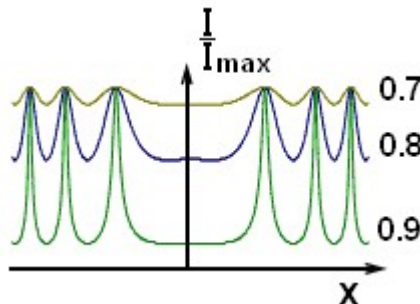


Рис.3.22. Апаратна функція інтерферометра Фабрі-Перо. Числа біля кривих – коефіцієнт відбивання дзеркал

Із аналізу виразу (3.83) і рисунка видно, що апаратна функція ІФП не має нульових значень. Це являється її суттєвою відмінністю в порівнянні з апаратними функціями дифракційної решітки та призми. Фізично це являється наслідком нерівності амплітуд інтерферуючих пучків.

Як і у випадку дифракційної решітки апаратну функцію ІФП можна представити у вигляді

$$I = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2, \quad (3.84)$$

де: I_1 – функція, обумовлена дифракцією на оправі дзеркала; I_2 – функція, обумовлена багатопроменевою інтерференцією.

Однак через те, що дзеркала мають великий розмір, кутовий розмір головного дифракційного максимуму малий, і його вклад у результуючу функцію незначний. Тому на відміну від апаратної функції призми та дифрешітки, апаратна функція ІФП не має вираженого дифракційного характеру і по формі являє собою *дисперсійну криву*.

Величина $\sqrt{F} = \frac{2\sqrt{r}}{(1-r)}$ називається *гостротою полос*. При збільшенні коефіцієнта відбивання дзеркал понад 0,9 гострота полос різко зростає (рис.3.23).

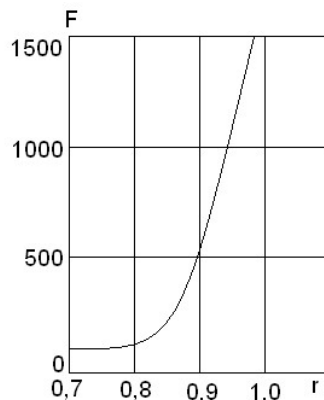


Рис.3.23. Залежність гостроти полос від значення коефіцієнта відбивання дзеркал

Ширина апаратної функції визначається величиною

$$\delta\lambda_{\text{аф}} = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varepsilon} \cdot \frac{1-r}{\pi\sqrt{r}} = \frac{\lambda^2}{\pi\sqrt{F} h \cos \varepsilon}. \quad (3.85)$$

Ширина апаратної функції зменшується при:

- збільшенні відстані між дзеркалами;
- збільшенні гостроти полос (збільшенні коефіцієнта відбивання дзеркал).

4. Роздільна здатність

При визначенні роздільної здатності ІФП неможливо скористатися критерієм Релея, тому що інструментальний контур не являється дифракційним і, відповідно, не має побічних максимумів та мінімумів.

Зазвичай використовують узагальнений критерій і вважають, що ІФП розділяє дві лінії, що відрізняються на $\delta\lambda$, якщо вони знаходяться на відстані ширини інструментального контура (рис.3.24).

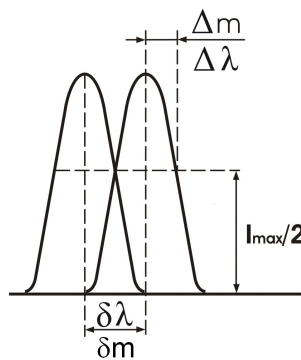


Рис.3.24

З (3.79) і (3.80) маємо:

$$\frac{I}{I_{\max}} = 0.5 = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (3.86)$$

Максимум апаратної функції відповідає умові $\frac{\delta}{2} = m\pi$, а точці контуру з ординатою $I=0.5I_{\max} - \frac{\delta}{2} = (m + \Delta m)\pi$, де Δm - деяка дробова частина порядку. Для малих Δm можна вважати

$$|\sin(m + \Delta m)\pi| \approx |\sin \Delta m\pi| \approx |\pi \Delta m|.$$

Підставляючи у (3.86) значення $\sin^2 \frac{\delta}{2} = (\Delta m\pi)^2$, отримуємо значення Δm

$$\Delta m = \frac{1}{2\pi} \frac{1-r}{\sqrt{r}}. \quad (3.87)$$

Величина Δm відповідає значенню $\Delta\lambda = \frac{\delta\lambda}{2}$, тому для $\delta\lambda$ маємо

$$\delta m = \frac{1-r}{\sqrt{r}} \frac{1}{\pi}. \quad (3.88)$$

Згідно (3.64) для малих кутів падіння світла

$$m\lambda = 2h. \quad (3.89)$$

Продиференціювавши (3.89) по m і λ отримаємо

$$\begin{aligned} dm\lambda + m d\lambda &= 0 \\ \delta m\lambda + m\delta\lambda &= 0 \end{aligned} ,$$

звідки

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \left| \frac{m}{\delta m} \right|.$$

Підставляючи значення m з (3.89) та δm з (3.88) отримаємо

$$R_T = \frac{2\pi h}{\lambda} \frac{\sqrt{r}}{1-r}. \quad (3.90)$$

Формулу (3.90) можна переписати в наступному вигляді

$$R_T = m\pi \frac{\sqrt{r}}{1-r} = \frac{m\pi\sqrt{F}}{2}, \quad (3.91)$$

тоді по аналогії з дифракційною ґраткою можна записати

$$R_T = mN_{E\Phi}, \quad (3.92)$$

де $N_{E\Phi} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2}$ - ефективне число пучків рівної інтенсивності, які забезпечують

таку ж роздільну здатність, що і нескінченна послідовність пучків із спадаючою інтенсивністю:

| | | | | |
|-------------|------|------|------|------|
| R | 0,80 | 0,90 | 0,94 | 0,98 |
| $N_{E\Phi}$ | 14 | 30 | 51 | 156 |

З іншого боку, враховуючи (3.88), $N_{E\Phi} = \frac{1}{\delta m}$. Тобто ефективне число пучків дорівнює числу інтерференційних кілець, яке видно роздільно в інтервалі між двома сусідніми порядками.

Реальна роздільна здатність ІФП значно нижча, ніж теоретична. Це обумовлено:

- дифракцією світла на дзеркалах інтферометра, що мають кінцевий розмір;

- він'єтуванням інтерферуючих пучків після відбивання; воно тим більше, чим вище значення r дзеркал;
- неплоскістю та неплоскопаралельністю пластин інтреферометра.

Можна показати, що $R_p = \left| \frac{h}{\Delta h} \right|$, тобто R_p тим вище, чим більша відстань між

дзеркалами та чим точніше вони виготовлені.

Мультиплекс-інтерферометри (рис.3.25) використовують, коли необхідно збільшити роздільну здатність при незмінній області вільної дисперсії.

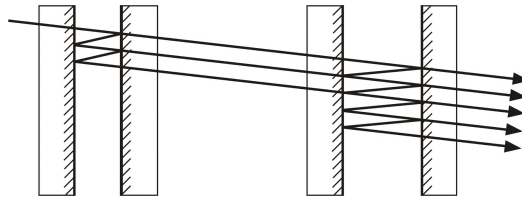


Рис.3.25 . Мультиплекс-інтерферометр

Апаратна функція мультиплекс-інтерферометра дорівнює добутку апаратних функцій обох інтерферометрів, область вільної дисперсії визначається областю вільної дисперсії тонкого інтерферометра, а роздільна здатність трохи вища, ніж роздільна здатність товстого інтерферометра.

3.2. Модуляційні спектральні прилади

Модуляційні спектральні прилади або як їх ще називають «нові» спектральні прилади, працюють за принципом селективної модуляції оптичного випромінювання. В цих приладах розділення випромінювання на спектральні складові проводиться не оптичним елементом, а електричною частиною приладу.

Ідеї створення такого роду приладів остаточно були сформульовані у 50 – 60 роках минулого століття. Основними передумовами їх створення є:

- успіхи в області теорії оптичних систем і теорії інформації,
- застосування методів аналізу лінійних систем, розвинутих в радіотехніці, до оптичних пристроїв і систем,
- потреба в дослідженні дуже складних за структурою ІЧ молекулярних спектрів.

В даний час ще немає сталої класифікації «нових» приладів. Можна вважати, що існують три типи пристроїв:

- прилади з інтерференційною модуляцією,
- прилади з растровою модуляцією,

- матричні прилади.

Розглянемо коротко принципи роботи, будову і основні характеристики модуляційних спектрометрів.

3.3.1. Принцип дії та основні характеристики фур'є-спектрометра.

Модуляційні спектральні прилади, в яких для отримання спектру випромінювання проводиться фур'є-перетворення електричного сигналу, який поступає з приймача випромінювання, називають *фур'є-спектрометрами*.

Основним елементом фур'є-спектрометра може бути любий пристрій, який модулює світловий потік падаючого на нього випромінювання з частотою, що залежить від довжини хвилі випромінювання. Зазвичай, для цієї мети використовують двопроменевий інтерферометр Майкельсона (рис.3.25).

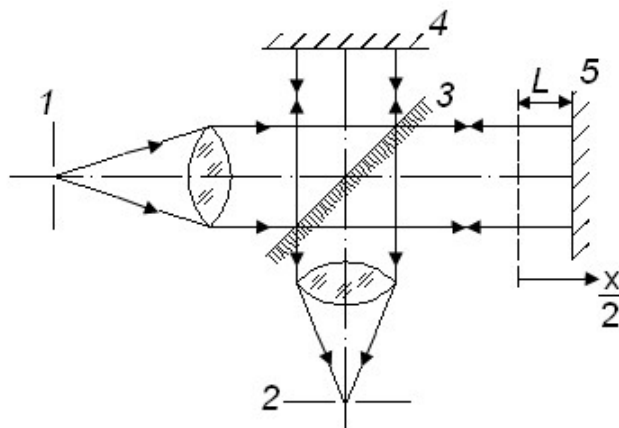


Рис.3.25. Принципова схема інтерферометра Майкельсона: 1,2 – вхідний і вихідний отвори; 3 – світлоподільна пластинка; 4 – нерухоме дзеркало; 5 – рухоме дзеркало; 6 – приймач випромінювання

При монохроматичному освітленні приладу і нерухомому дзеркалі 5 в площині вихідного отвору утворюється нерухома інтерференційна картина. При рівномірному переміщенні дзеркала 5 зі швидкістю v інтерференційна картина стане рухомою, максимум і мінімум будуть «пробігати» вихідний отвір з частотою

$$f = \frac{v}{\lambda} = v \cdot \sigma = \frac{v \cdot v}{c_0}, \quad (3.93)$$

де $\sigma = \frac{1}{\lambda}$ - хвильове число.

Світловий потік, який відповідає проходженню через отвір максимуму і мінімуму змінюється за законом

$$\Phi(x) \sim B \cos^2 \pi \nu x \sim \frac{B}{2} (1 + \cos 2\pi \nu x) . \quad (3.94)$$

Змінна складова інтерферограми, що реєструється приймачем дорівнює

$$\Phi(t) = \Phi_0 \cos 2\pi f t = \Phi_0 \cos 2\pi \nu v t , \quad (3.95)$$

де Φ_0 – амплітудний множник, t - час, $v t = x$ - зміщення дзеркала.

Таким чином, приймач буде реєструвати сигнал, амплітуда якого пропорційна яскравості хвилі, що падає, а частота його зміни (модуляції) залежить від швидкості переміщення дзеркала v і довжини хвилі випромінювання що падає λ (рис.3.26, а). Таку модуляцію світлового потоку називають *інтерференційною*.

Якщо інтерферометр освітити випромінюванням складного спектрального складу, то при переміщенні дзеркала кожна монохроматична складова буде промодульована частотою f_i , а на приймач буде падати світловий потік

$$\Phi(x) \sim \int_{\nu_1}^{\nu_2} B_\nu \cos 2\pi \nu x d\nu , \quad (3.96)$$

де B_ν - спектральна яскравість кожної монохроматичної компоненти. Вигляд інтерферограми буде визначатися складом падаючого випромінювання (рис.3.26, б, в)

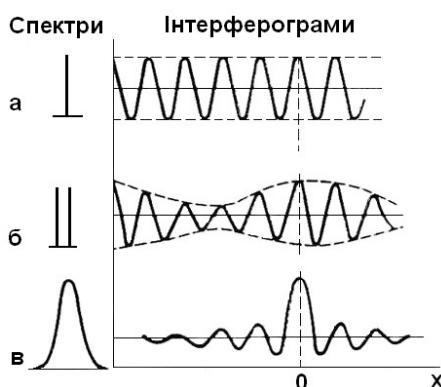


Рис.3.26. Інтерферограми, що відповідають: а) – окремій спектральній лінії; б) – дублету; в) – полосі спектру

Вираз (3.96) є фур'є–перетворенням початкового спектру $B_\nu(\nu)$.

Для знаходження початкового оптичного спектру необхідно здійснити обернене фур'є-перетворення

$$B_\nu \sim 2 \int_0^{2L} \Phi(x) \cos 2\nu x dx, \quad (3.97)$$

яке здійснюється шляхом розшифровки зареєстрованої приймачем інтерферограми на ЕОМ.

В виразі (3.97) перед інтегралом стоїть множник 2, оскільки інтерферограма симетрична відносно нульової різниці ходу (L – максимальна різниця ходу інтерферуючих променів). Чим більша величина L тим з більшою точністю може бути відновлено початковий спектр.

1. Апаратна функція

Апаратна функція фур'є-спектрометра має вигляд

$$a(x) = 4L \frac{\sin(2\pi x 2L)}{2\pi x 2L}. \quad (3.98)$$

Для практичних цілей апаратну функцію аподизують (метод знищення побічних максимумів функції) до вигляду

$$a(x) = 2L \left(\frac{\sin \pi x 2L}{\pi x 2L} \right)^2. \quad (3.99)$$

Неаподизована та аподизована апаратні функції спектрометра зображено на рис.3.27.

Операцію аподизації здійснюють або зменшуючи інтенсивність світлового пучка, який входить в інтерферометр за допомогою діафрагми, або вводять вагову функцію певного вигляду при обробці сигналу на ЕОМ. Зазвичай використовують другий спосіб, оскільки він дозволяє зберегти співвідношення сигнал / шум.

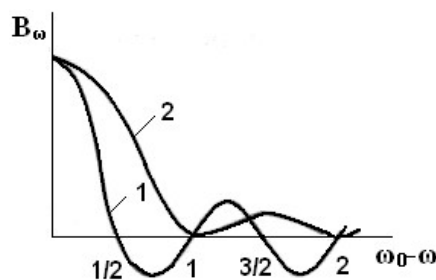


Рис.3.27. Апаратна функція Фур'є-спектрометра: 1 – неаподизована; 2 - аподизована

Ширина апаратної функції, яку вимірюють між точками перших мінімумів функції, складає

$$\delta\nu = \frac{1}{2L}, \quad (3.100)$$

де ν – частота випромінювання.

2. Роздільна здатність

Оскільки аподизована апаратна функція має дифракційний вигляд, для оцінки роздільної здатності можна використовувати критерій Релея

$$R_T = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{\nu}{1/2L} = 2L\nu. \quad (3.101)$$

З виразу (3.101) бачимо, що роздільна здатність визначається різницею ходу променів, які інтерферують, як і в випадку класичних інтерференційних приладів.

В сучасних фур'є-спектрометрах з високою роздільною здатністю різниця ходу сягає приблизно 2 метрів, при цьому $R \approx 10^6$, а $\delta\nu \approx 0,005 \text{ см}^{-1}$.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Аналітичні методи досліджень. Спектроскопічні методи аналізу: теоретичні основи і методики: навчальний посібник для підготовки студентів вищих навчальних закладів / Д.О. Мельничук, С.Д. Мельничук, В.М. Войціцький та ін.: за ред. акад. Д.О. Мельничука. – К.: ЦП «Компринт», 2016. – 289 с.
2. Прикладна оптика / Макаренко О.В., Одарич В.О., Поперенко Л.В., Якунов А.В. – К., 2013.
3. Прикладна оптика. Оптична система: теорія, розрахунок, конструювання, технологія. / Одарич В. А., Поперенко Л. В., Стацук В. С. та ін. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2010.
4. Техніка та методи спектральних досліджень: Спеціальний фізичний практикум / Упоряд. А.В.Якунов. – К., 2007.
5. Техніка та методи спектральних досліджень / Якунов А. В. Методичні вказівки – К.: ВПЦ «Київський університет», 2007
6. Экспериментальная оптика / Лебедева В.В. – М., 1994.
7. Прикладная физическая оптика / Нагибина И.М., Москалев И.А., Полушкина Н.А, Рудин В.Л.. – М., 2002.
8. Оптика и атомная физика: Лабораторный практикум по физике / Под ред. Р.И.Солоухина. – М., 1976.
комбінованого розсіювання. – К.: ВПЦ «Київський університет», 2004.
9. Спектральні прилади та вимірювання: Лабораторний практикум / Укл.: О.М.Козаков. – Чернівці: Рута, 2003 р. - 48 с.
10. Оптические спектральные приборы / Скоков И.В.. - М.: Машиностроение, 1984. 240 с.
11. Техника оптической спектроскопии. / Лебедева В.В. – Изд. МГУ, 1986. - 352 с.
12. Техника и практика спектроскопии / Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И.. - М.: Наука, 1976. 392 с.