

Житомирський державний університет імені Івана Франка

(повне найменування вищого навчального закладу)

фізико-математичний факультет

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

кафедра фізики

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

## Дипломна робота

магістр

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему: «СТВОРЕННЯ АВТОМАТИЗОВАНОГО КОМПЛЕКСУ  
РЕЄСТРАЦІЇ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ НА ОСНОВІ СПЕКТРОГРАФА  
ДФС-8»

Виконала: студентка 6 курсу, групи 62  
напряму підготовки (спеціальності)  
8.04020301 Фізика\*

(шифр і назва напряму підготовки, спеціальності)

Кравчук Ольга Вікторівна

(прізвище та ініціали)

Керівник Степанчиков Д.А.

(прізвище та ініціали)

Рецензент Москвін П. П.

(прізвище та ініціали)

Житомир - 2015 рік

## **ЗМІСТ**

<b>ЗМІСТ .....</b>	<b>2</b>
<b>ВСТУП.....</b>	<b>3</b>
<b>РОЗДІЛ 1. ЗАГАЛЬНІ ПРИНЦИПИ БУДОВИ СПЕКТРАЛЬНИХ ПРИБАДІВ.....</b>	<b>5</b>
1.1. Основи роботи спектрального приладу .....	5
1.2. Узагальнена структурна схема спектрального приладу .....	8
1.3. Класифікація спектральних приладів .....	9
1.4. Поділ спектральних приладів за призначенням .....	11
<b>РОЗДІЛ 2. ФІЗИЧНІ МЕХАНІЗМИ РОБОТИ СПЕКТРАЛЬНИХ ПРИБАДІВ.....</b>	<b>16</b>
2.1. Дифракційна решітка як диспергуючий пристрій.....	16
2.2. Оптична призма як диспергуючий пристрій.....	26
2.3. Використання інтерферометра для спектральних досліджень .....	29
<b>РОЗДІЛ 3. РОЗРОБКА АВТОМАТИЗОВАНОГО КОМПЛЕКСУ РЕЄСТРАЦІЇ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ НА ОСНОВІ СПЕКТРОГРАФА ДФС-8.....</b>	<b>35</b>
3.1. Принципова будова спектрографа ДФС-8 .....	35
3.2. Установка і юстування джерела світла і освітлювальних систем спектрографа ДФС-8 .....	37
3.3. Електрична система реєстрації вихідного сигналу спектрографа ДФС-8.....	41
3.4. Реєстрація спектрів поглинання за допомогою автоматизованого комплексу на основі спектрографа ДФС-8 .....	47
<b>ВИСНОВКИ .....</b>	<b>50</b>
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ .....</b>	<b>51</b>

## **ВСТУП**

**Актуальність теми.** Одним з найбільш поширених експериментальних методів у сучасній фізиці виступає вивчення спектрів випромінювання та поглинання. Фізичні характеристики існуючих спектральних приладів, вироблених декілька десятків років назад, або ще раніше, дозволяють з успіхом використовувати їх у дослідженнях. Однак система реєстрації, на яку були розраховані такі прилади, виявляється застарілою. На момент виготовлення таких приладів передбачалося, що спектри будуть реєструватися за допомогою фотоплівки або механічних самописців. Сучасна електронна база передбачає можливість створення автоматизованого комплексу, якій зміг би керувати механічною частиною спектрального пристрою, реєстрував би вихідний сигнал та передавав би оцифрований сигнал на комп'ютер для подальшої обробки одержаного спектра.

**Мета дослідження.** Розробити методику автоматизованої реєстрації спектрів на основі спектрографу ДФС-8.

### **Завдання:**

- вивчення основних принципів будови спектральних приладів;
- вивчення характеристик спектрографа ДФС-8 та мікропроцесорного комплексу Arduino Nano;
- розробка автоматизованої системи реєстрації спектрів поглинання на основі спектрографа ДФС-8;
- реєстрація спектру пропускання текстового об'єкту за допомогою запропонованої системи для демонстрації її працездатності.

**Об'єктом дослідження** є спектральні прилади та їх характеристики роботи.

**Предметом дослідження** є автоматизована система реєстрації на основі спектрографа ДФС-8.

**Практична цінність.** Розроблений комплекс дає можливість отримати спектр випромінювання, пропускання та поглинання в автоматизованому режимі і може бути застосований в подальших дослідженнях.

**Структура і обсяг роботи.**

Магістерська робота складається з вступу, трьох розділів, висновків та списку використаної літератури. Повний обсяг дипломної роботи складає 51 сторінку, в тому числі 30 рисунків.

## РОЗДІЛ 1

### ЗАГАЛЬНІ ПРИНЦИПИ БУДОВИ СПЕКТРАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ

#### 1.1. Основи 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  $f(\lambda)$ .

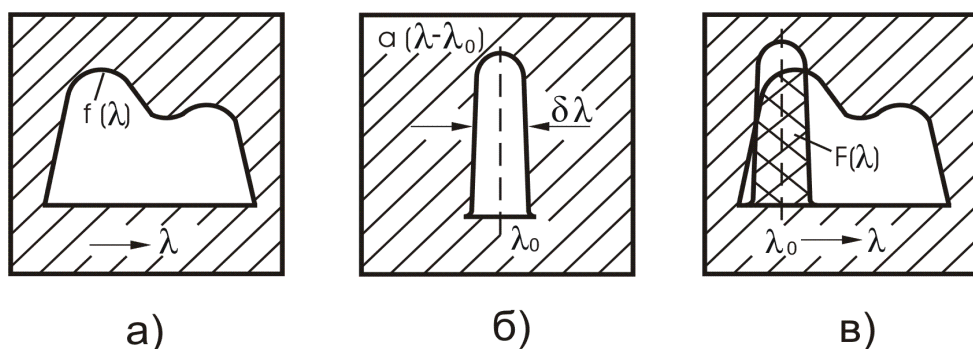


Рис.1.1.Візуальне представлення принципу роботи спектрального приладу: а – вхідний сигнал; б – апаратна функція; в – формування вихідного сигналу

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

$$F(\lambda) = \int_0^{\infty} f(\lambda') \tilde{a}(\lambda \cdot \lambda') d\lambda'. \quad (1.1)$$

Інтеграл (1.1) носить назву згортки функцій  $\tilde{a}(\lambda \cdot \lambda')$  та  $f(\lambda)$ . Зрозуміло, що тотожність функцій  $F(\lambda) \equiv f(\lambda)$  можлива тільки у випадку, коли  $\tilde{a}(\lambda \cdot \lambda')$  є д-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  $\tilde{a}(\lambda \cdot \lambda')$ .

Візуально представити принцип роботи спектрального приладу можна за допомогою рисунку 1.1.

#### **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  $f(\lambda)$  посиляється на селективний фільтр, який виділяє з потоку спектральні компоненти шириною  $\Delta\lambda$  в околі довжини хвилі  $\lambda'$  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  $\lambda$  (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  $\lambda$ , 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 ґрунтуються 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  $f(\lambda)$  посиляється на спектрально-селективний модулятор, який модулює з деякою частотою  $\omega_0 = const$  лише потік із спектральним інтервалом  $\Delta\lambda$  в околі довжини хвилі  $\lambda'$ , а решта потоку залишається немодульованою. Модулятор шляхом перенастроювання послідовно модулює різноманітні  $\lambda'$  з тією ж частотою  $\omega_0$  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  $\omega', \omega'', \omega'''$  ... 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  $\omega', \omega'', \omega'''$  ... виділяються з сумарного сигналу за допомогою електричних фільтрів, відновлюючи таким чином шуканий розподіл  $F(\lambda)$  пропорційний розподілу  $f(\lambda)$ .

## 1.2. 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.1.2):

- 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).

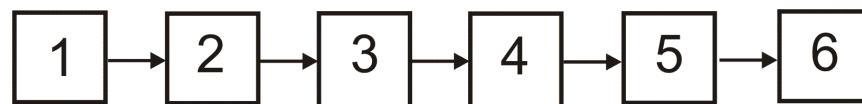


Рис.1.2. Структурна схема спектрального приладу

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.

### 1.3. 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 ( $\lambda=1\div185$  нм);
- для УФ області ( $185\div380$  нм);
- для видимої області ( $380\div760$  нм);
- для ближньої, середньої, дальньої ІЧ областей відповідно ( $760\div2500$  нм),  $(2,5\div50)10^3$  нм,  $(5\div100)10^4$  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 швидкістю тощо.

#### **1.4. Поділ спектральних приладів за призначенням**

Розглянемо класифікацію спектральних приладів за *призначенням*.

### 1) Спектроскоп

Спектроскоп – це прилад, призначений для візуального спостереження спектрів. Його структурна схема зображена на рис.1.3.

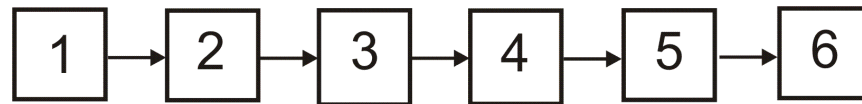


Рис.1.3. Структурна схема спектроскопа: 1 – джерело випромінювання; 2 – вхідна щілина; 3 – об’єктив вхідного коліматора; 4 – диспергуючий елемент (призма, дифракційна ґратка); 5 – об’єктив вихідного коліматора (камери); 6 – окуляр.

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.4.).

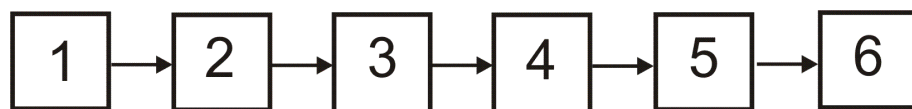


Рис.1.4. Структурна схема спектрографа: 1 – джерело випромінювання; 2 – вхідна щілина; 3 – об’єктив вхідного коліматора; 4 – диспергуючий елемент; 5 – об’єктив вихідного коліматора; 6 – приймач випромінювання (фотоматеріал)

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.5.

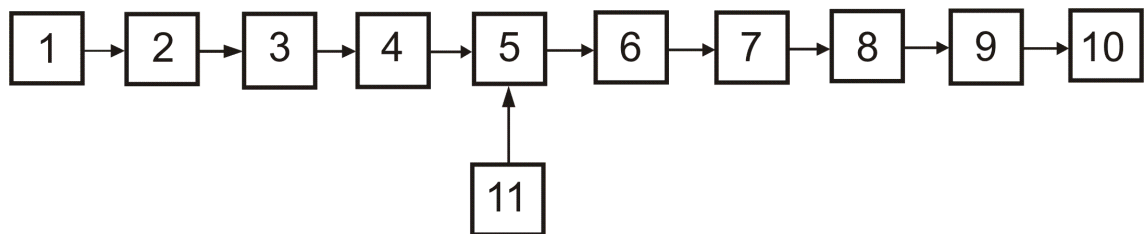


Рис.1.5. Структурна схема спектрометра: 1 - джерело випромінювання; 2 - модулятор; 3 - вхідна щілина; 4 - об'єктив вхідного коліматора; 5 - диспергуючий пристрій; 6 - об'єктив вихідного коліматора; 7 - вихідна щілина; 8 - приймач випромінювання; 9 - електричний підсилювач; 10 - індикаторний пристрій (осцилограф, цифро-друкуючий 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.

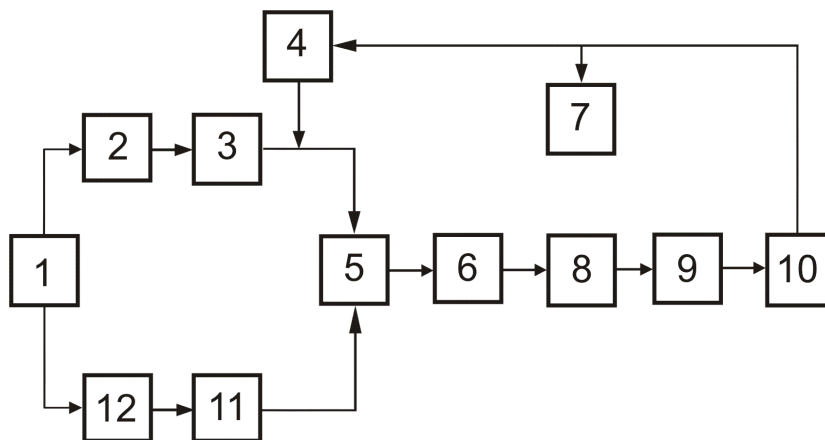


Рис.1.6. Структурна схема спектрофотометра з нульовим методом вимірювання

Принцип дії такого приладу наступний: від джерела випромінювання 1 з допомогою конденсорних систем 2, 12 випромінювання попадає на кювети з еталоном 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.

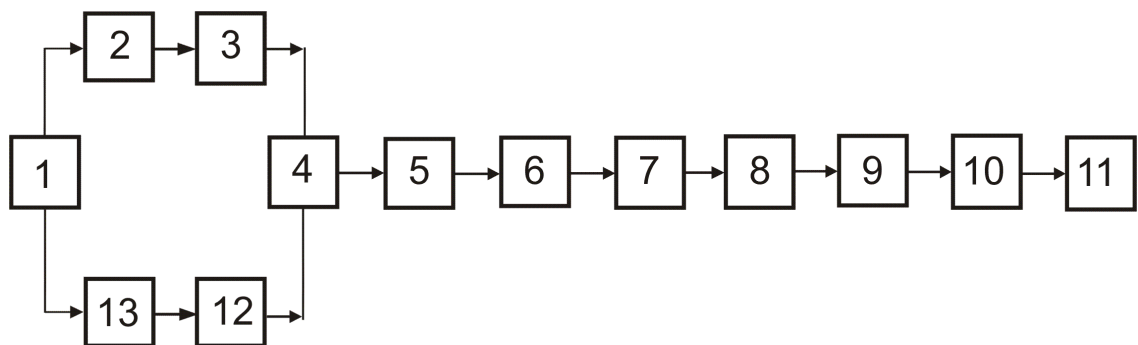


Рис.1.7. Структурна схема спектрофотометра з відліковим методом вимірювання.

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.

## РОЗДІЛ 2

### ФІЗИЧНІ МЕХАНІЗМИ РОБОТИ СПЕКТРАЛЬНИХ ПРИЛАДІВ

#### 2.1. Дифракційна решітка як диспергуючий пристрій, її основні характеристики

*Дифракційна решітка* - це оптичний прилад, що являє собою періодичну структуру з великою кількістю регулярно розташованих елементів, на яких відбувається дифракція світла. Такими елементами можуть бути штрихи, що нанесені механічним, фотографічним або голографічним методами на плоску або ввігнуту пластину. Кількість штрихів на міліметр коливається від 300 до 6000 для видимої та ультрафіолетової областей спектра.

Найпростіша дифракційна решітка являє собою систему з  $N$  однакових по ширині і паралельних одна одній щілин, що лежать в одній площині і



розділені непрозорими проміжками, однаковими за розмірами (рис.2.1). Якщо ширина щілини  $b$ , а розмір проміжку  $a$ , то величина  $d = a + b$  називається *періодом* дифракційної решітки. Період  $d$  пов'язаний з кількістю  $N$  штрихів співвідношенням:

$$d = 1/N. \quad (2.1)$$

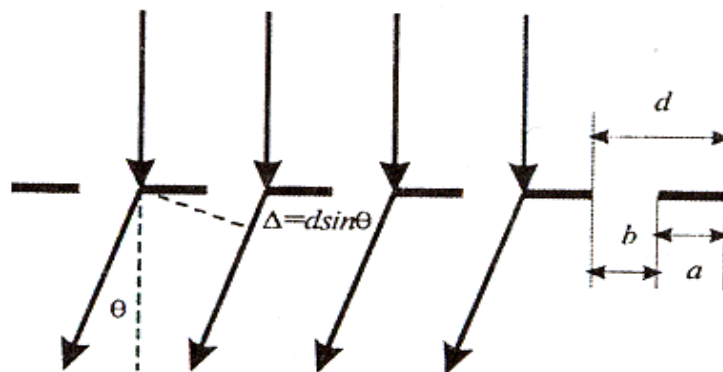


Рис. 2.1. Дифракційна решітка

Принцип дії дифракційної решітки ґрунтується на дифракції світлових хвиль, які взаємодіють із нею, та подальшій інтерференції цих дифрагованих хвиль. У загальному випадку дифракційну решітку можна уявити як сукупність багатьох паралельних та рівновіддалених прозорих щілин, розділених однаковими непрозорими проміжками. Якщо на таку решітку падатиме світловий пучок, то світлові хвилі, проходячи крізь щілини решітки, будуть дифрагувати. Кожна точка будь-якої щілини решітки у такому разі виступатиме як вторинне джерело світла. Таким чином, після взаємодії з решіткою світлові хвилі будуть поширюватись у різних напрямках. Однак світлові хвилі від різних щілин ґратки, інтерферують між собою. Якщо ці хвилі перебувають в однаковій фазі, то вони підсилюють одна одну, якщо ж у протифазі, то гасять. У першому випадку відбувається *конструктивна інтерференція*, у другому — *деструктивна*.

Напрямки поширення дифрагованих хвиль, на яких відбувається їх конструктивна інтерференція, називають **дифракційними максимумами**. Таких максимумів зазвичай кілька, їх позначають цілими числами, які називаються **порядком дифракції** ( $m$ ). Кількість дифракційних максимумів і напрямки їх поширення залежать від періоду ґратки та довжини хвилі світла й можуть бути визначені за допомогою *рівняння дифракційної решітки*:

$$d(\sin \theta_m(\lambda) + \sin \theta_i) = m\lambda \quad (2.2)$$

- $\theta_i$  — кут падіння світлового пучка на ґратку,
- $\theta_m(\lambda)$  — кут дифракції для пучка  $m$ -го порядку,
- $\lambda$  — довжина хвилі світла,
- $d$  — період ґратки,
- $m$  — порядок дифракції.

Із цього рівняння випливає, що кут дифракції залежить від довжини хвилі світла. Отже, якщо на решітку падатиме біле світло, то воно розкладатиметься решіткою у спектр.



Рис.2.2. Дифракційні максимуми трьох різних порядків від електричної лампочки

Дифракційні максимуми трьох різних порядків від електричної лампочки, яку розглядають через дифракційну решітку.

Характер дифракційної картини, одержаної за допомогою дифракційної решітки, показано на рис.2.3.

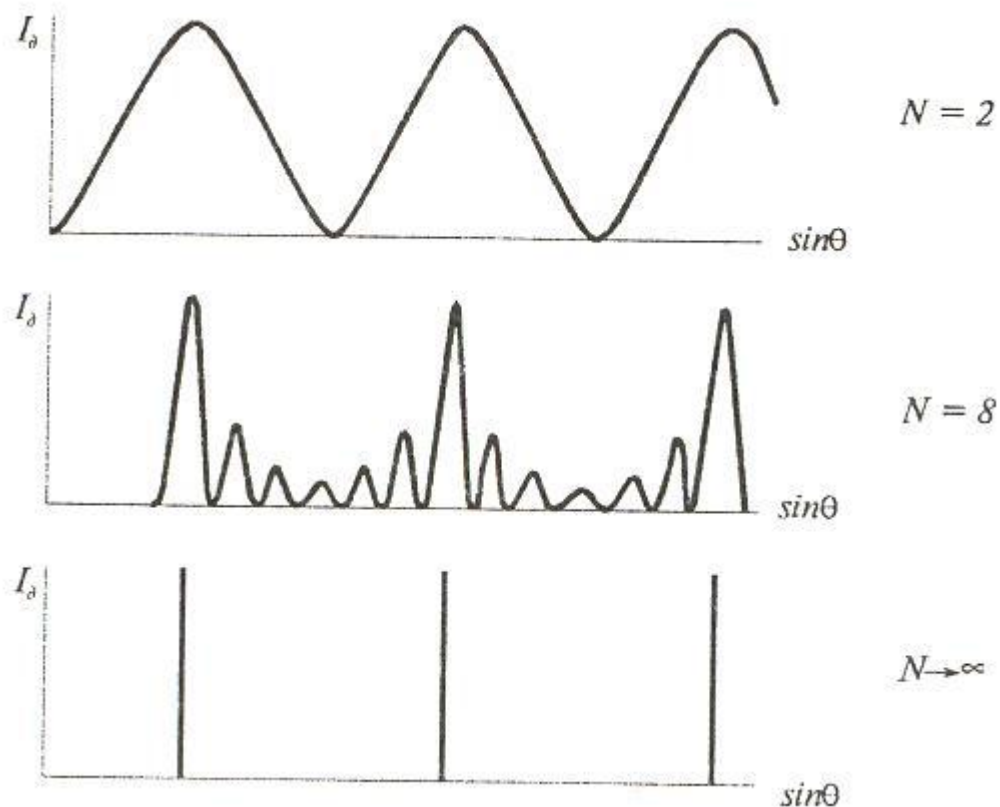


Рис. 2.3. Залежність характеру дифракційної картини від кількості штрихів  $N$

### Основні типи дифракційних решіток

Наразі розроблено багато різних типів дифракційних решіток для найрізноманітніших застосувань. Класифікують дифракційні решітки за різними критеріями.

Залежно від того, який параметр світлової хвилі модулюється решіткою, розрізняють *амплітудні*, *фазові* та *амплітудно-фазові решітки*. Амплітудні ґратки здебільшого є тонкими. Фазові та амплітудно-фазові решітки можуть бути об'ємними або рельєфними. В об'ємних решітках здебільшого застосовується періодична модуляція показника заломлення або поглинання матеріалу плівки. Залежно від товщини плівки об'ємні решітки можуть називатись *тонкими* або *товстими*, причому тонкі решітки здебільшого характеризуються кількома дифракційними порядками і часто їх називають *решітками типу Рамана-Нама*, у той час як товсті решітки працюють у режимі, коли спостерігаються тільки два дифракційних максимуми: 0-го й 1-го порядків. Товсті решітки називаються ще *решітками Брегга*. Рельєфні решітки

з періодичною модуляцією рельєфу поверхні розділу двох середовищ класифікуються за профілем штрихів на синусоїдальні, прямокутні, трапецеїдальні, трикутні та з невизначеним профілем. Якщо профіль штрихів є симетричним, то така решітка називається *решітка із симетричним профілем штрихів*, в іншому випадку дифракційна решітка називається *концентруючою*.

Залежно від режиму роботи розрізняють *пропускаючі* та *відбиваючі* дифракційні решітки.

За методом виготовлення решітки поділяються на *механічно нарізні*, *голографічні* та *літографічні*.

За формою поверхні дифракційні решітки поділяються на *плоскі* та *вігнуті*.

Залежно від застосування дифракційні решітки можуть бути *об'ємного типу*, для використання у дзеркально-лінзових системах, та *хвилевідного типу*, сформовані на поверхні або в об'ємі оптичного хвилеводу. Особливим випадком хвилевідних решіток є *волоконні решітки*, які являють собою фазові решітки у серцевині оптичного волокна.

### **Основні характеристики дифракційної решітки**

Основними характеристиками дифракційної решітки є кутова дисперсія  $D$  й роздільна здатність  $R$ . Кутова дисперсія  $D$  характеризує довжину спектра або здатність решітки просторово розділяти світлові пучки різних довжин хвиль. Якщо двом лініям, що відрізняються по довжині хвилі на  $\delta\lambda$ , відповідає різниця в кутах  $\delta\varphi$ , то мірою кутової дисперсії слугує величина:

$$D = \partial\varphi / \partial\lambda \quad (2.3)$$

Якщо продиференціювати обидві частини (1), то одержимо:

$$d \cdot \cos\varphi_k \delta\varphi = k \delta\lambda \quad (2.4)$$

Тоді

$$D = \delta\varphi / \delta\lambda = k / (d \cos\varphi_k) \quad (2.5)$$

де  $\varphi_k$  відповідний кут дифракції. Дисперсія, таким чином, збільшується зі збільшенням порядку спектра  $k$  і зменшенням періоду решітки  $d$ .

На досліді дисперсію решітки обчислюють шляхом виміру кутової відстані  $\delta \varphi$  між двома близько розташованими спектральними лініями з відомою різницею довжин хвиль  $\delta\lambda$  (наприклад, між жовтими лініями ртуті). Кожна спектральна лінія зображується спектральним апаратом не у вигляді лінії, а у вигляді більш-менш розмитої дифракційної картини з максимумами і мінімумами інтенсивності. Мірою роздільної здатності спектрального апарата прийнято вважати відношення довжини хвилі  $\lambda$ , біля якої виконується вимір, до  $-\delta\lambda$  найменшої різниці довжин хвиль двох спектральних ліній, які спектральний апарат зображує роздільно.

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

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} , \quad (2.6)$$

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

$$R_{\Delta} = \frac{1}{\Delta\ell} . \quad (2.7)$$

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 розсіювання, викликані дефектами виготовлення елементів та юстуванням приладу;
- $\Delta\lambda_{геом}$  – уширенням, викликаним геометричною шириною вхідної та вихідної щілин;
- $\Delta\lambda_{ем}$  – напівшириною плями розсіювання 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:

$$\delta\lambda_p = \Delta\lambda_{ГЕОМ} + \sqrt{(\Delta\lambda_T)^2 + (\Delta\lambda_{АБ})^2 + (\Delta\lambda_{ДЕФ})^2 + (\lambda_{ЕМ})^2} \quad , \quad (2.8)$$

для спектрометра та спектрофотометра:

$$\delta\lambda_p = \sqrt{(\Delta\lambda_{ГЕОМ})^2 + (\Delta\lambda_T)^2 + (\Delta\lambda_{АБ})^2 + (\Delta\lambda_{ДЕФ})^2 + (\lambda_{ИН})^2} \quad . \quad (2.9)$$

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

По аналогії назвемо *теоретичною роздільною здатністю* величину

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta\lambda_T} \quad , \quad (2.10)$$

а реальною роздільною здатністю величину

$$R_p = \frac{\lambda}{\delta\lambda_p}. \quad (2.11)$$

Враховуючи (2.10) та (2.11), 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 наближено 20% від інтенсивності головного максимуму (рис.2.4).

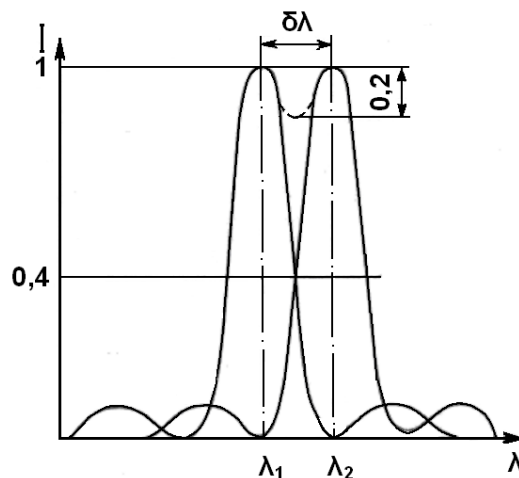


Рис.2.4

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.2.5).

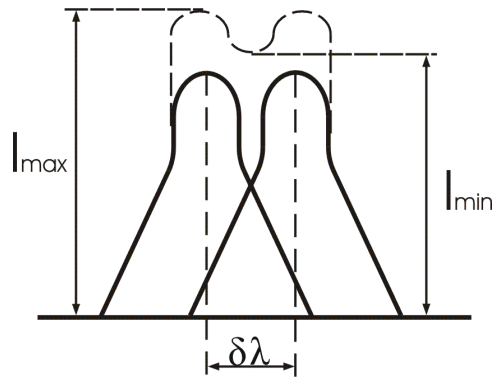


Рис.2.5

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

$$V_0 = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{0.5(I_{\max} + I_{\min})} . \quad (2.12)$$

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

### Плоска прозора дифракційна решітка

Плоска прозора дифракційна решітка це - прозора пластинка з великою кількістю  $N$  (до 2400 на довжині 1мм) тонких паралельних щілин однакової ширини  $b$  та однакової відстані між їх серединами (або іншими відповідними точками). Щілини решітки утворюють упорядковану структуру. Ця структура має різний коефіцієнт пропускання світла через щілини та проміжки між ними, тому решітку такого типу називають амплітудною. Відстань  $d$  називається періодом (або сталою) дифракційної решітки. На рис. 2.6 зображено хід променів через дифракційну решітку згідно зі схемою дифракції Фраунгофера. Монохроматичне світло від лазера 1 попадає на дифракційну решітку 2 вузьким паралельним пучком.

Результуючий пучок дійде до дифракційної решітки 4 практично паралельним, тобто плоским пучком променів. Ці промені дифрагують при проходженні через решітку і створюють вторинні конкретні розбіжні пучки під



кутами дифракції  $\varphi_1, \varphi_2 \dots \varphi_k$ . На екрані 3 спостерігається чітка картина дифракційних максимумів.

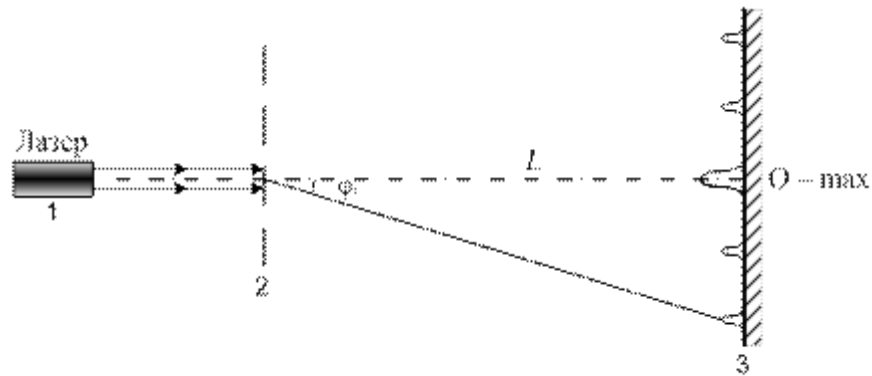


Рис. 2.6. Хід променів через дифракційну решітку згідно зі схемою дифракції Фраунгофера.

У відповідності з принципом Гюйгенса-Френеля розподіл інтенсивності в дифракційній картині визначається суперпозицією хвиль, що прийшли в точку спостереження від різних щілин дифракційної решітки. При цьому амплітуди всіх інтерферуючих хвиль для певного кута  $\varphi$  практично однакові, а фази складають арифметичну прогресію. Нехай падаюча на решітку світлова хвиля розповсюджується перпендикулярно до її поверхні. Інтенсивність дифрагованого світла буде максимальна для тих кутів  $\varphi_k$ , для яких хвилі, що приходять в точку спостереження від всіх щілин решітки, мають однакові фази. Для таких напрямків справедливе співвідношення:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda \quad (2.13)$$

(m-ціле число)

Точна теорія решітки враховує як інтерференцію хвиль, що приходять від різних щілин, так і дифракцію на кожній щілині. Розрахунки показують, що інтенсивність  $J$  світла, яке поширюється під кутом  $\varphi$  до нормалі, дорівнює

$$J = J_0(\varphi) \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd}{2} \sin \varphi\right)}{\sin^2\left(\frac{kd}{2} \sin \varphi\right)}, \quad (2.14)$$

де  $k=2\pi/\lambda$  – хвильове число,

$J_0(\varphi)$  – інтенсивність, створювана однією щілиною в напрямку  $\varphi$ .

## 2.2. Оптична призма як диспергуючий пристрій

### 2.2.1. Кутова дисперсія призми

Кутовою дисперсією називають величину, що вказує як змінюється кут відхилення променів  $\phi$  в залежності від довжини хвилі  $\lambda$

$$D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{d\phi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (2.15)$$

де співмножник  $\frac{dn}{d\lambda}$  - безрозмірна величина, що є функцією параметрів  $\Theta$ ,  $n$ , і  $\varepsilon_1$ :

$$\frac{d\phi}{dn} = \frac{\sin \Theta}{\cos \varepsilon_1 \cos \varepsilon_2} = D_\alpha. \quad (2.16)$$

Величину  $D_\alpha$  називають *тригонометричним множником*.

Встановимо взаємний зв'язок між величинами  $\frac{dn}{d\lambda}$ ,  $n$ ,  $\Theta$ , користуючись положенням призми в мінімумі відхилення. В цьому положенні  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2' = \varepsilon_0$ .  
Отримаємо

$$\phi = 2\varepsilon_0 - \Theta, \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{2(\phi + \Theta)}, \quad (2.17)$$

знаходимо, що

$$n = \frac{\sin \varepsilon_0}{\sin \varepsilon_2} = \frac{\sin \left[ \frac{(\phi + \Theta)}{2} \right]}{\sin \left( \frac{\Theta}{2} \right)}. \quad (2.18)$$

Якщо врахувати, що  $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$ , і продиференціювати (2.18) по  $\phi$ , отримаємо

$$\frac{dn}{d\phi} = \frac{\cos \left( \frac{\phi + \Theta}{2} \right)}{2 \sin \left( \frac{\Theta}{2} \right)} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\phi + \Theta}{2}}}{2 \sin \frac{\Theta}{2}}, \quad (2.19)$$

і враховуючи (3.14) остаточно отримаємо

$$\frac{dn}{d\phi} = \frac{2 \sin \frac{\Theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}}} . \quad (2.20)$$

Таким чином, в мінімумі відхилення дисперсія призми визначається так

$$D_{\phi} = \frac{2 \sin \frac{\Theta}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}}} \frac{dn}{d\lambda} . \quad (2.21)$$

Підставляючи в (2.21)  $\sin \varepsilon_0 = n \sin \frac{\Theta}{2}$  маємо:

$$D = \frac{2}{n} \operatorname{tg} \varepsilon_0 \frac{dn}{d\lambda} . \quad (2.22)$$

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

$$\cos \varepsilon_1' = \cos \varepsilon_0 = \frac{B}{t} , \quad (2.23)$$

$$\sin \varepsilon_0 = \frac{t}{2l} . \quad (2.24)$$

Використовуючи ці співвідношення (2.22) буде мати вигляд

$$D_{\phi} = \left( \frac{t}{B} \right) \left( \frac{dn}{d\lambda} \right) . \quad (2.25)$$

З (2.25) видно, що  $D_{\phi}$  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  $D_{\phi}$  можна збільшити (при  $t=\text{const}$ ) збільшуючи кут  $\Theta$ , так як при цьому зменшується  $B$ . Якщо  $\Theta=\text{const}$ , то збільшення  $t$  не приносить збільшення  $D_{\phi}$ , оскільки одночасно в стільки ж разів збільшиться  $B$ .

В певних межах значенням дисперсії  $D_\phi$  можна керувати змінюючи величину тригонометричного множника  $D_\alpha$ , який залежить від кута падіння променів на призму.

### 2.2.2. Лінійна інтерполяція

Цей метод застосовують у випадках, коли в околі невідомої довжини хвилі  $\lambda_x$  лінійна дисперсія спектрального приладу, на якому зареєстровано спектр, є постійною. Якщо спектральні лінії спектра порівняння мають довжини хвиль  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$ , то можна записати наступну тотожність (рис.2.7)

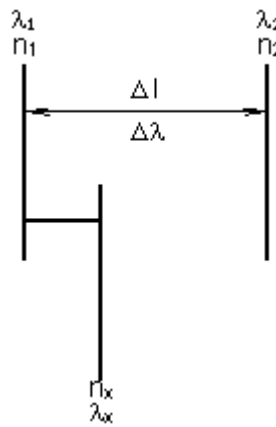


Рис.2.7

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_x}{n_1 - n_x} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{n_1 - n_2}, \quad (2.26)$$

звідки

$$\lambda_x = \lambda_1 - \frac{n_1 - n_x}{n_1 - n_2} (\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_1 - D_\ell (n_1 - n_x), \quad (2.27)$$

де  $D_\ell$  - лінійна дисперсія приладу. Для мінімізації похибки інтервал  $\lambda_1 - \lambda_2$  потрібно вибирати як можна меншим.

Для оцінки допустимої величини інтервалу можна користуватися наступним правилом: якщо в цьому інтервалі дисперсія змінюється на  $n\%$ , то величина максимальної похибки для  $\lambda_x$ , що лежить всередині цього інтервалу не перевищує  $n\%$  від величини інтервалу  $\lambda_1 - \lambda_2$ .

Наприклад, якщо  $\lambda_1 - \lambda_2 = 100 \text{ \AA}$  і  $\Delta D_1 = 1\%$ , то похибка при оцінці  $\lambda_x$  буде дорівнювати приблизно  $1 \text{ \AA}$ .

Цей метод інтерполяції найкраще працює у випадку використання нормальних спектрів, отриманих на дифракційних приладах.

### 2.3. Використання інтерферометра для спектральних досліджень

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  $\phi$  та відбивання  $r$  (для амплітуди -  $\sqrt{\phi}$  та  $\sqrt{r}$ ).

Рівняння світлової хвилі, що падає на інтерферометр може бути записане у вигляді

$$A = A_0 \exp[i(\omega t + \phi_0)]. \quad (2.28)$$

Амплітуда першого пучка, що пройшов крізь еталон без відбивання становить

$$A_1 = \phi A_0 \exp[i(\omega t + \phi_1)], \quad (2.29)$$

( $\tau$  - оскільки на кожній границі амплітуда  $A$  змінюється в  $\sqrt{\phi}$  разів).

Амплітуда другого пучка, що двічі відбився і пройшов крізь еталон

$$A_2 = r\phi A_0 \exp[i(\omega t + \phi_1 + \delta)], \quad (2.30)$$

де  $\delta = \frac{2\pi\Delta_0}{\lambda}$  - зміна фази коливання в результаті набуття різниці ходу  $\Delta_0$ .

Відповідно для  $k$ -го пучка

$$A_k = \phi^{k-1} A_0 \exp[i(\omega t + \phi_1 + (k-1)\delta)]. \quad (2.31)$$

Тепер просумуємо усі коливання, тобто знайдемо сумарну амплітуду поля від накладання усіх пучків

$$A = \sum_{k=1}^{\infty} A_k = A_0 \cdot \phi \cdot \exp[i(\omega t + \phi_1)] \sum_{k=1}^{\infty} r^{k-1} \exp[i(k-1)\delta]. \quad (2.32)$$

Дане співвідношення являє собою геометричну прогресію, сума членів якої дорівнює

$$A = \frac{A_0 \Phi \exp[i(\omega t + \phi_1)]}{1 - r e^{i\delta}} . \quad (2.33)$$

Переходячи до інтенсивностей будемо мати

$$I = A A^* = I_0 \frac{\Phi^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2(\delta/2)} . \quad (2.34)$$

У випадку еталона Фабрі-Перо

$$I = A A^* = I_0 \frac{\Phi^2}{(1-\beta r)^2 + 4r\beta \sin^2(\delta/2)} . \quad (2.35)$$

де  $\beta$  - коефіцієнт пропускання скляної пластини.

Функція (2.34) приймає максимальні значення при  $\delta/2 = m\pi$  ( $\sin \delta/2 = 0$ )

$$I_{\max} = I_0 \frac{\Phi^2}{(1-r)^2} , \quad (2.36)$$

відповідно мінімальні значення при  $\sin(\delta/2)=1$

$$I_{\min} = I_0 \frac{\Phi^2}{(1+r)^2} . \quad (2.37)$$

Величина

$$\gamma = I_{\max} / I_{\min} = \frac{(1+r)^2}{(1-r)^2} \quad (2.38)$$

носить назву *контрастності еталона*.

Запишемо (2.35) в іншому вигляді. Для цього зробимо наступні дії

$$I = \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \delta/2} \frac{I_0 \Phi^2}{1} = \frac{I_0 \Phi^2}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \delta/2} \frac{1}{(1-r)^2} = \frac{I_0 \Phi^2}{(1 + F \sin^2 \delta/2)(1-r)^2} , \quad (2.39)$$

величину  $F = \frac{4r}{(1-r)^2}$  називають *фактором різкості*.

Розподіл інтенсивності по контуру визначається співвідношенням

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \delta/2} . \quad (2.40)$$

Функція, що визначається виразом (2.40), носить назву *функції Ері* і зображена на рис.2.8.

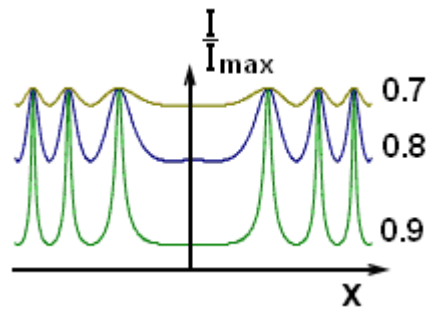


Рис.2.8. Апаратна функція інтерферометра Фабрі-Перо. Числа біля кривих – коефіцієнт відбивання дзеркал

Із аналізу виразу (2.40) 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

$$I = I_0 \cdot I_1 \cdot I_2, \quad (2.41)$$

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 дифракційної решітки, апаратна функція ІФП не має вираженого дифракційного характеру и 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.2.9).

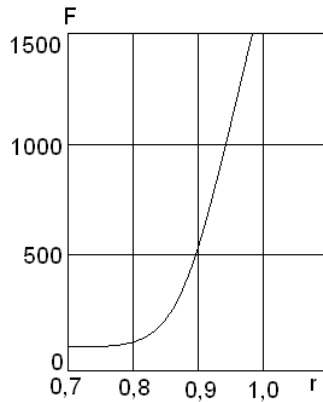


Рис.2.9. Залежність гостроти полос від значення коефіцієнта відбивання дзеркал

Ширина апаратної функції визначається величиною

$$\delta\lambda_{af} = \frac{\lambda^2}{2h \cos \varepsilon} \frac{1-r}{\pi \sqrt{r}} = \frac{\lambda^2}{\pi \sqrt{F} h \cos \varepsilon}. \quad (2.42)$$

Ширина апаратної функції зменшується при:

- збільшенні відстані між дзеркалами;
- збільшенні гостроти полос (збільшенні коефіцієнта відбивання дзеркал).

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.2.10).

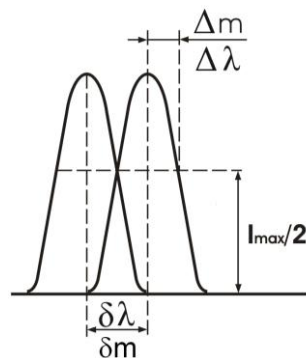


Рис.2.10



Маємо:

$$\frac{I}{I_{\max}} = 0.5 = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}} . \quad (2.43)$$

Максимум апаратної функції відповідає умові  $\frac{\delta}{2} = m\pi$ , а точці контуру з ординатою  $I = 0.5 I_{\max}$  –  $\frac{\delta}{2} = (m + \Delta m)\pi$ , де  $\Delta m$  - деяка дробова частина порядку. Для малих  $\Delta m$  можна вважати

$$|\sin(m + \Delta m)\pi| \approx |\sin \Delta m\pi| \approx |\pi \Delta m| . \quad (2.44)$$

Підставляючи у (2.44) значення  $\sin^2 \frac{\delta}{2} = (\Delta m\pi)^2$ , отримаємо значення  $\Delta m$

$$\Delta m = \frac{1}{2\pi} \frac{1-r}{\sqrt{r}} . \quad (2.45)$$

Величина  $\Delta m$  відповідає значенню  $\Delta \lambda = \frac{\delta \lambda}{2}$ , тому для  $\Delta m$  маємо

$$\delta m = \frac{1-r}{\sqrt{r}} \frac{1}{\pi} . \quad (2.46)$$

Згідно (2.46) для малих кутів падіння світла

$$m\lambda = 2h . \quad (2.47)$$

Продиференціювавши (2.47) по  $m$  і  $\lambda$  отримаємо

$$\begin{aligned} dm\lambda + m d\lambda &= 0 \\ \delta m\lambda + m \delta \lambda &= 0 , \end{aligned} \quad (2.48)$$

звідки

$$R_T = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \left| \frac{m}{\delta m} \right| . \quad (2.49)$$

Підставляючи значення  $m$  з (2.49) та  $\delta m$  з (2.48) отримаємо

$$R_T = \frac{2\pi h}{\lambda} \frac{\sqrt{r}}{1-r} . \quad (2.50)$$

Формулу (2.50) можна переписати в наступному вигляді

$$R_T = m\pi \frac{\sqrt{r}}{1-r} = \frac{m\pi\sqrt{F}}{2}, \quad (2.51)$$

тоді по аналогії з дифракційною ґраткою можна записати

$$R_T = mN_{E\Phi}, \quad (2.52)$$

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 <sub>EΦ</sub>	14	30	51	156

З іншого боку, враховуючи (2.52),  $N_{E\Phi} = 1/\delta m$ . 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 інтрферометра, 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.2.11) використовують, коли необхідно збільшити роздільну здатність при незмінній області вільної дисперсії.

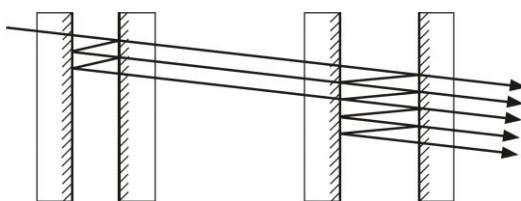


Рис.2.11 . Мультиплекс-інтерферометр

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.

### РОЗДІЛ 3

#### РОЗРОБКА АВТОМАТИЗОВАНОГО КОМПЛЕКСУ РЕЄСТРАЦІЇ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ НА ОСНОВІ СПЕКТРОГРАФА ДФС-8

##### 3.1.Принципова будова спектрографа ДФС-8

Спектрограф ДФС-8 із плоскою дифракційною решіткою призначений для реєстрації спектра ділянками по  $1000 \text{ \AA}$  на пластинці  $13 \times 18 \text{ см}$  у діапазоні довжин хвиль  $2000\text{-}10500 \text{ \AA}$ . Прилад випускається у варіантах: з решіткою 600 і 1200 шт/мм. Прилад побудований по автоколімаційному принципу. Оптична схема представлена на рис.3.1.

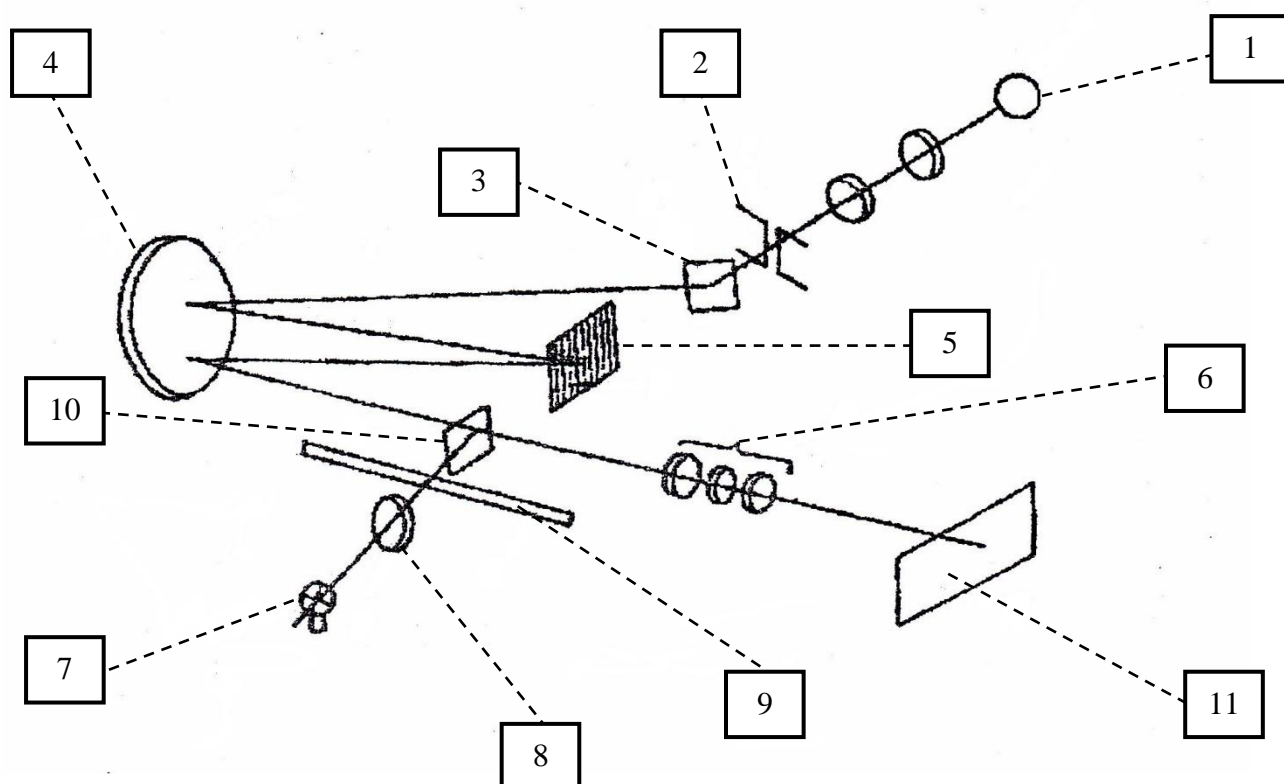


Рис.3.1. Оптична схема спектрографа ДФС-8:

1 – джерело світла; 2 – вхідна щілина; 3 – поворотне дзеркало; 4 – дзеркальний об’єктив; 5 – решітка; 6 – об’єктив, що проектує шкалу на площину пластинки 11; 7 – лампочка для підсвічування шкали; 8 – освітлювальна лінза; 9 – шкала довжин хвиль; 10 – поворотне дзеркало; 11 – фокальна поверхня.

**Основні дані приладу:**

Фокусна відстань дзеркального об’єктива	2650 мм
Світловий діаметр	264 мм
Відносний отвір	1:35

Для приведення різних ділянок спектра в центр пластинки решітка повертається навколо вертикальної осі. Освітлювальна система – трьохлінзова.

Загальний вигляд освітлювальної системи приладу представлений на рис. 3.2.

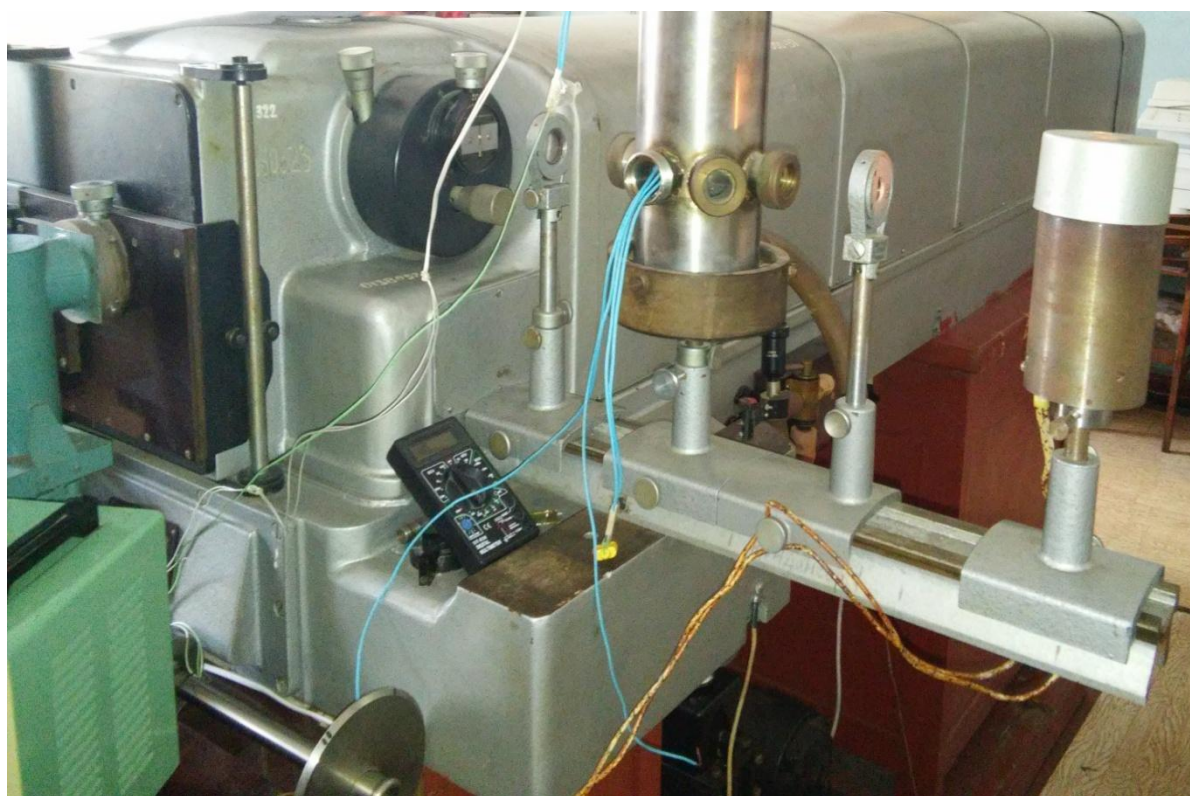


Рис.3.2. Загальний вигляд освітлювальної системи спектрографа ДФС-8

На масивній литій статині укріплені на одному кінці сферичне дзеркало шкали довжини хвиль, на іншому – касетна частина і механізм вхідних щілини.

Щілинний механізм приладу може переміщуватися вздовж оптичної осі за допомогою барабанчика і повертатися навколо оптичної осі за допомогою барабанчика. На рамці касетної частини кріпиться фотоелектричний помножувач. Переміщення рамки разом з касетою по вертикальним напрямним стовпчиках відбувається за допомогою маховичка. Переміщення рахується по шкалі. Рух шкали здійснюється за допомогою крокового двигуна (рис.3.3), який передається на вузол решітки, що повертається навколо вертикальної осі.



Рис.3.3.Механічна система повороту дифракційної решітки за допомогою крокового двигуна

Кути повороту решітки змінюються від  $6^\circ$  до  $37^\circ$ . У вікно виведена шкала, що вказує, яка довжина хвилі перебуває у центрі; шкала зв'язана з механізмом повороту решітки.

Рукоятка служить для включення лампочки, розташованої всередині приладу і необхідної для підсвічування шкали довжин хвиль. Живлення лампочки відбувається від трансформатора, що розташований усередині приладу й підключається до мережі через штепсельну вилку, що знаходиться на корпусі приладу. Прилад закритий змінним кожухом.

### **3.2. Установка і юстування джерела світла і освітлювальних систем спектрографа ДФС-8**

Перш за все необхідно перевірити, чи являється вісь, задана розміщенням рейки, продовженням осі спектрографа. Для цього штатив з електродами і показчик висоти для електродів розміщують по можливості ближче до щілини спектрографа. Встановлюють спіраль лампи точно навпроти центра перехрестя, що знаходиться на кришці вхідної щілини. Потім відсовують штатив на протилежний кінець рейки і включають лампу. Далі потрібно широко відкрити щілину спектрографа і розглянути зображення світної області на діючому отворі приладу через вікно касетної частини.

Якщо світна область на об'єктиві камери розміщена вірно і не зміщується в сторони при установці джерела на різних відстанях від щілини, то це означає, що вісь рейки складає продовження осі коліматора спектрографа, і штатив з лампочкою можна встановити на розрахункову відстань від щілини. Якщо світна область на об'єктиві камери зміщується в сторону при установці штативу на різних ділянках рейки, це означає, що вісь рейки розміщена під кутом до осі коліматора. В цьому випадку потрібно встановити штатив з електродами на розрахункову відстань від щілини і, маніпулюючи гвинтами лампотримача, привести зображення джерела, що спостерігається на об'єктиві камери у вірне положення. Така установка буде вірною лише для даного положення штатива з лампочкою.

#### **Установка освітлювальних ліній**

##### **1) Однолінзове освітлення**

При однолінзовому освітленні щілини спектрографа лінза ставиться на рейку на такій відстані, яка відповідає чіткому зображенню джерела в площі щілини або рівномірно розмитому кружку в площі щілини. Джерело світла в другому випадку розміщують на такій відстані від лінзи, щоб на об'єктиві коліматора було видно чітке зображення джерела. Спостерігаючи з боку касетної частини, контролюють вірне заповнення діючого отвору спектрального приладу. Об'єктив коліматора повинен бути рівномірно

заповнений світлом, або зображення джерела повинно знаходитись в центрі об'єктиву коліматора при розмитій світній області в площі щілини.

## **2) Трьохлінзове освітлення**

Розглянемо два випадки устаткування таких систем:

- 1) оптична вісь, задана рейкою, являється продовженням оптичної осі коліматора;
- 2) оптична вісь, задана рейкою, не являється продовженням оптичної осі коліматора.

В першому випадку установка лінз здійснюється за принципом зменшеного і збільшеного зображення світної плями джерела світла.

Штатив з лампочкою, виставлений по перехрестю кришки щілини, встановлюють на розрахункову відстань від щілини і закріплюють на рейці. Першу лінзу L1, яка повинна знаходитись найближче до джерела світла, переміщують по напрямку до щілини з метою одержання зменшеного зображення джерела світла на кришці щілини. Це зображення приводять до центру перехрестя за допомогою гвинтів, що є в оправі. Лінзу переміщують в горизонтальному напрямі перпендикулярно до рейки і у вертикальному напрямі шляхом зміни положення штиря з лінзою в рейтері.

Потім лінзу віддаляють від щілини до одержання збільшеного зображення. Зображення джерела знову приводять в центр перехрестя, але тепер уже за допомогою механізмів штативу для лампочки. Лінзу L1 знову переміщують в положення зменшеного зображення і зміщенням лінзи в рейтері та оправі знову встановлюють зображення по центру перехрестя. Нарешті, лінзу необхідно встановити на розраховану відстань від щілини.

Другу лінзу L2 освітлювальної системи потрібно встановити на оптичну вісь таким чином, як і першу. Всі операції встановлення необхідно здійснювати переміщенням лінзи в рейтері та оправі, а переміщення лампочки повинні бути дуже незначними. Потім лінза L2 встановлюється на розраховану відстань від щілини.



В діючому отворі приладу з боку фото помножувача повинно бути видно спіраль лампочки розжарення.

В другому випадку оптична вісь, що задається рейкою, не являється подовженням оптичної осі коліматора спектрографа. При цій умові освітлювальну систему встановлюють в тій же послідовності, що й у першому випадку, але вірність установки кожного елементу системи перевіряють візуально, спостерігаючи з боку фоопомножувача зображення джерела в діючому отворі.

### **Установка освітлювальних систем для автоколімаційних систем**

При роботі з автоколімаційною схемою спектрального приладу ДФС-8 контроль положення освітлювальних лінз здійснюється за положенням світлового зайчика відносно перехрестя, нанесеного із зворотного боку поворотного дзеркала освітлювальної системи. Перш за все, центр перехрестя поворотного дзеркала встановлюється на одній горизонтальній прямій з центром перехрестя кришки щілини за допомогою спеціального вістря, закріпленого на рейтері. Після цього дзеркало повертається стороною з перехрестям до освітлювальної системи.

Установку лампочки і двох лінз  $L_1$  та  $L_2$  необхідно провести за принципом зменшеного і збільшеного зображення, спостерігаючи зображення джерела відносно перехрестя поворотного дзеркала.

Після вірної установки лінз  $L_1$  та  $L_2$  відносно перехрестя дзеркала, останнє встановлюється навпроти щілини під кутом  $45^\circ$  до падаючого на нього променя світла і таким чином освітлюється щілина приладу. Далі спостерігається заповнення об'єктива камери з боку фото помножувача: світна область на об'єктиві повинна бути рівномірною і розміщеною симетрично відносно діючого отвору приладу. Якщо вона зсунута в горизонтальному напрямі, то це положення зміниться переміщенням рейтера із дзеркалом і розворотом дзеркала в рейтері.

Якщо світна область зсунута у вертикальному напрямі, то це положення виправляється нахилом оправи дзеркала відносно тримача за допомогою двох



штифтів. При цьому світна область на вхідній щілині приладу повинна розміщуватись симетрично відносно ножів щілини.

Якщо при юстуванні освітлювальної системи виявиться, що після декількох операцій із дзеркалом не вдалося досягти симетричного заповнення діючого отвору приладу світлом, то необхідно ще раз більш ретельно проробити всі операції установки лампочки і лінз.

Якщо після всіх проведених операцій юстування освітлювальної системи вірне, то на другій лінзі будемо мати чітке і симетричне зображення джерела світла, а на дзеркалі буде спостерігатись симетрична овальна світна область, а щілина при цьому виявиться рівномірно освітленою.

### **3.3.Електрична система реєстрації вихідного сигналу спектрографа ДФС-8**

Принципова схема для реєстрації спектрів випромінювання та поглинання зображена на рис.3.4. Загальний вигляд зображено на рис. 3.5. та рис.3.6. В якості джерела світла використовується кварцова лампа приєднана до джерела постійного струму В5-46. Джерело працювало в режимі стабілізації по струму, який можна було змінювати.

При зміні сили струму змінювався загальний світловий потік і спектр випромінювання. Світло від кварцової лампи через систему лінз попадало на вхідну щілину спектрографа ДФС-8. На вихідній щілині було встановлено фотоелектронний помножувач ФЕП-79, який живився від високовольтного джерела ВС-22.

Сигнал з помножувача передавався на компаратор напруг Р 3003, який виступав в ролі проміжного підсилювача. Сигнал з аналогового виходу компаратора подавався на розроблену нами систему реєстрації на основі мікропроцесорного комплексу Arduino Nano.

На рис. 3.8 показано принципову схему модуля реєстрації сигналу на основі Arduino Nano.

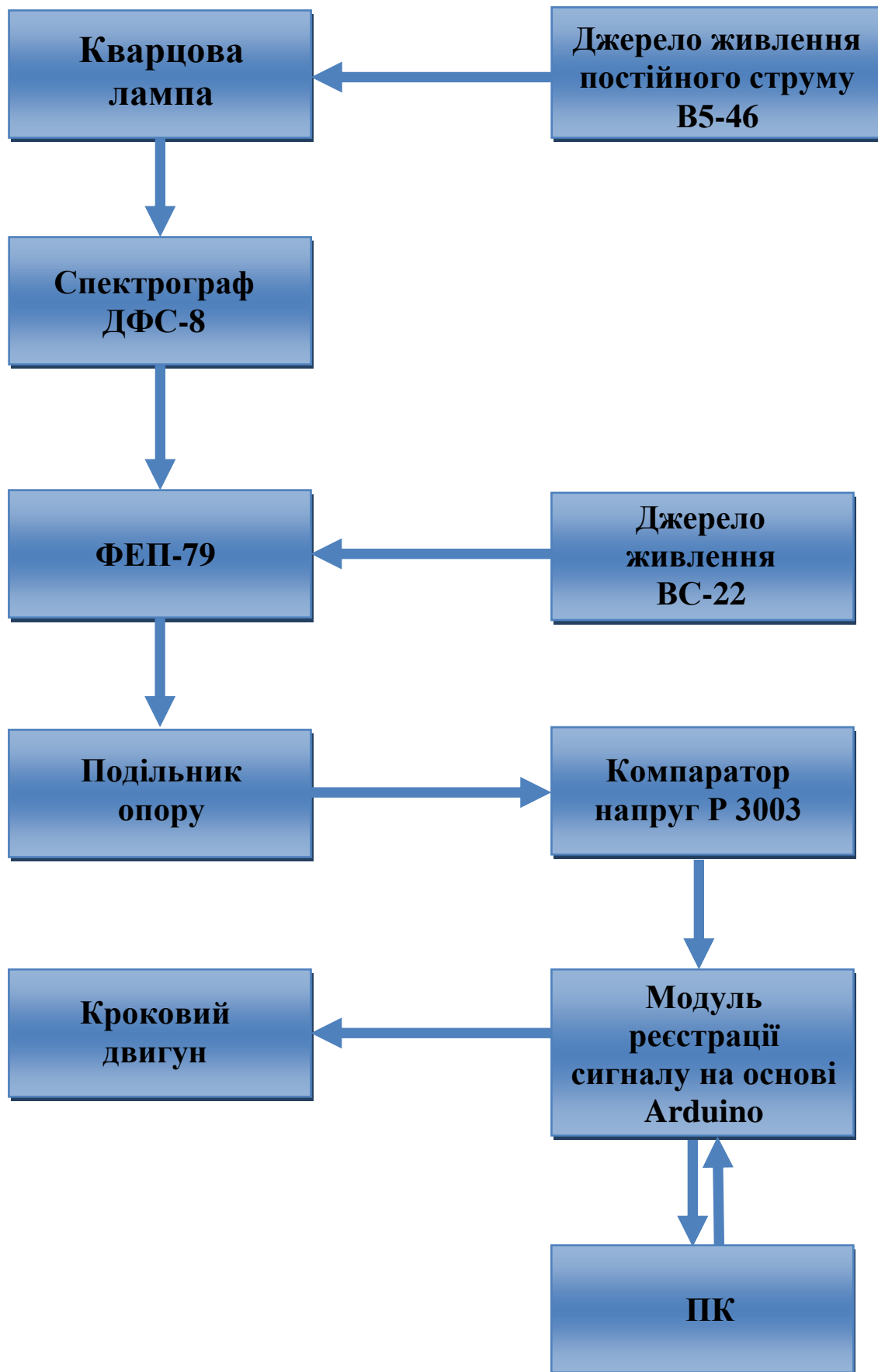


Рис 3.4. Принципова схема для реєстрації спектрів випромінювання та поглинання



Рис.3.5. Загальний зовнішній вигляд модуля реєстрації сигналу на основі Arduino

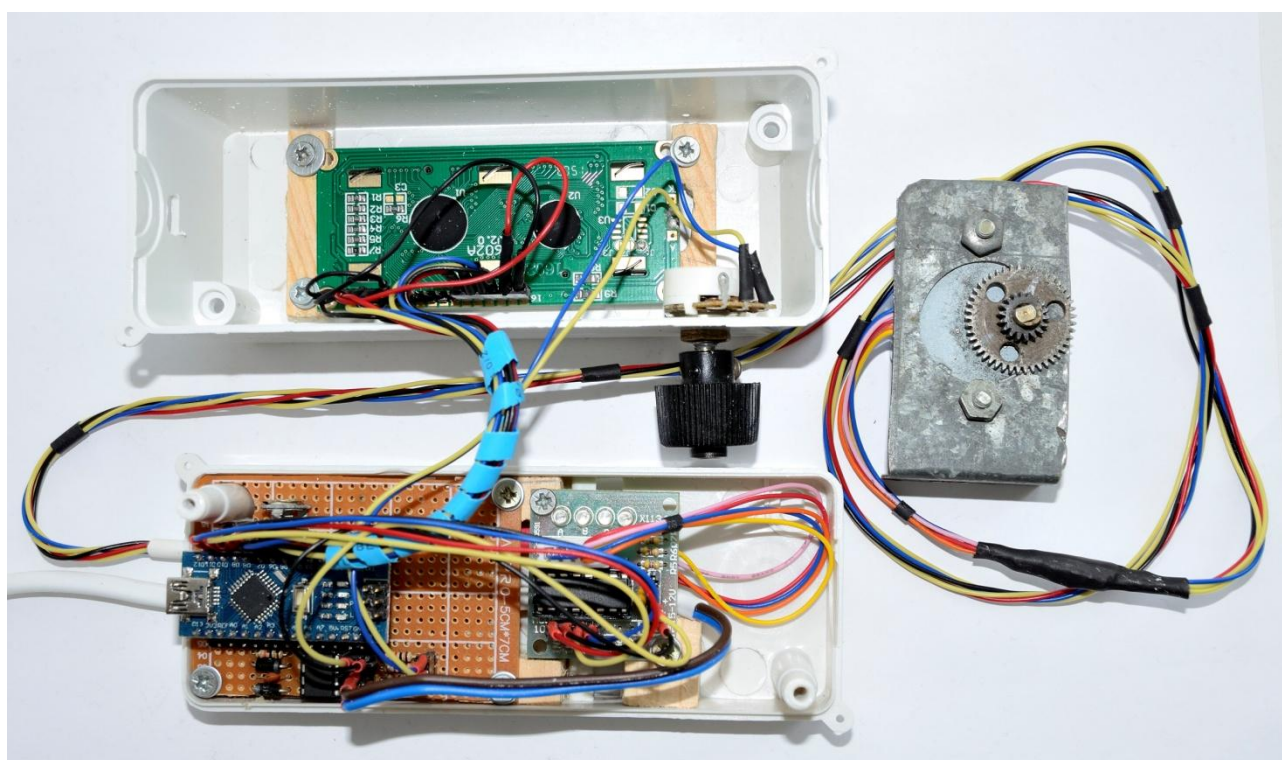


Рис.3.6. Загальний внутрішній вигляд модуля реєстрації сигналу на основі Arduino

Керування модулем реєстрації здійснюється USB-шині комп'ютера за допомогою програми DFS-8. На рис.3.7 зображено робоче вікно програми. Програма дозволяє узгодити початкове положення дифракційної решітки в спектрографі ДФС-8. Перед початком вимірювання вводиться початкова та кінцева довжина хвилі та крок вимірювання. Після цього система автоматично виходить на стартову позицію і проводить вимірювання спектра з заданим кроком.

Кінцевий результат відображається на екрані та може бути збережений в файл в текстовому форматі у вигляді двох стовпчиків:

1. Довжина хвилі;
2. Вихідний сигнал.

Одержаний файл далі може оброблятися будь-якою іншою програмою, наприклад Origin.

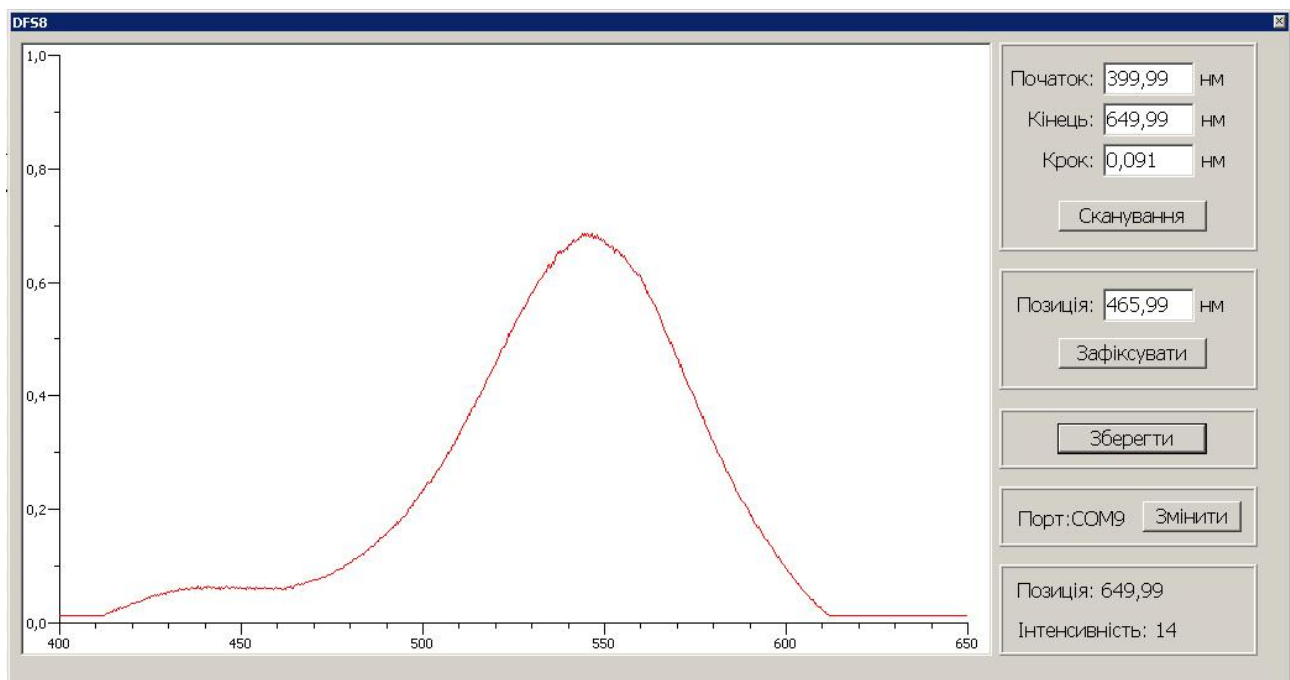


Рис.3.7. Робоче вікно програми DFS-8

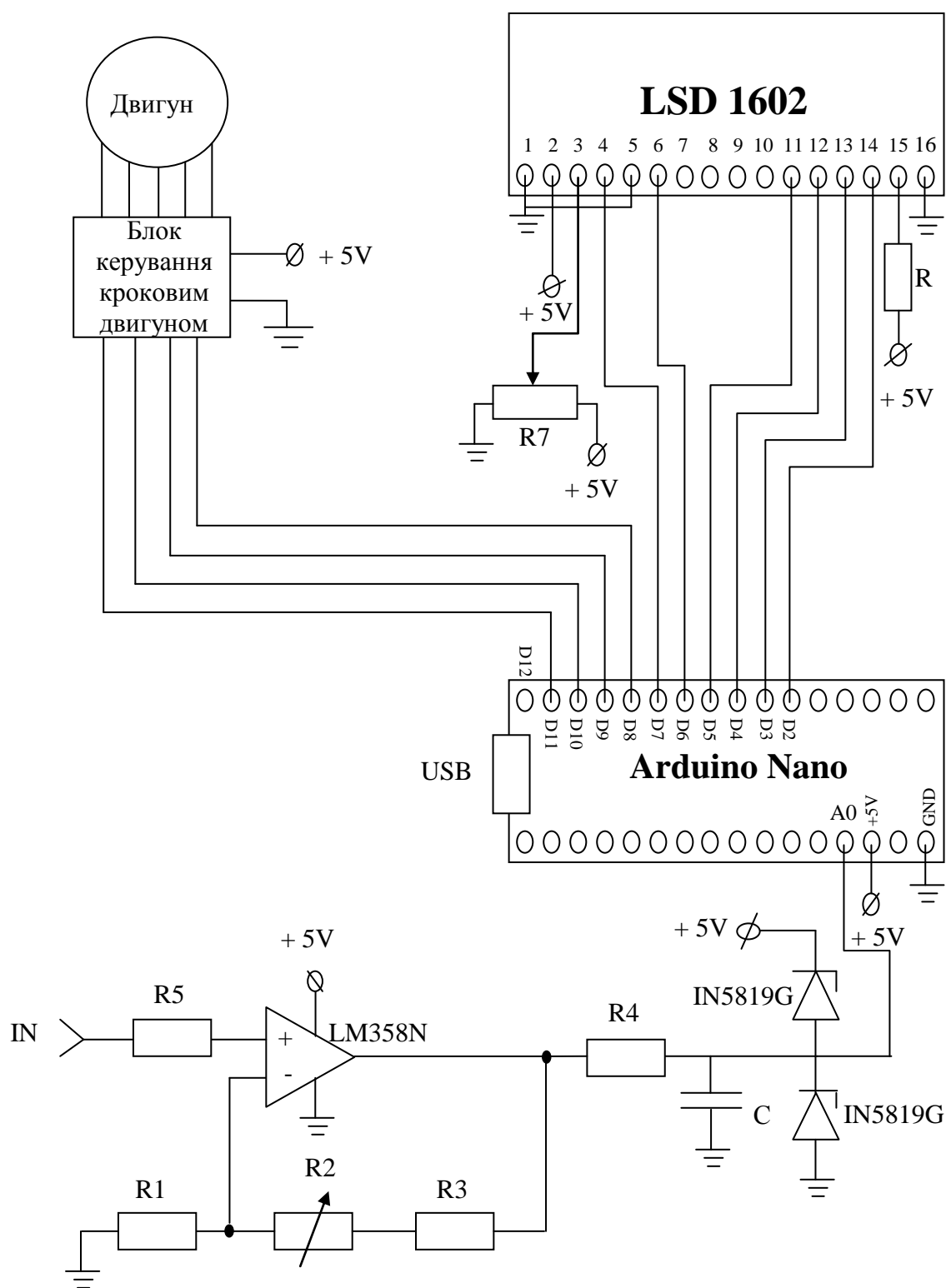


Рис.3.8.Принципова схема модуля реєстрації сигналу на основі Arduino (R1=R3=1 кОМ ,R2=100 кОМ ,R4=R5=10 кОМ ,R6=300М,R7=20 кОМ )

Сигнал з виходу компаратора P3003 поступає через резистор R5 на вхід «+» операційного підсилювача LM358N. На вхід «-» подається напруга з подільника напруг утворювана опорами R1,R2,R3. Подільник з'єднаний одним кінцем з виходом операційного підсилювача , а іншим кінцем з землею. Коефіцієнт підсилення у цьому випадку визначається співвідношенням:

$$k = \frac{R_2 + R_3}{R_1} + 1 \quad (3.1)$$

Опір R2 можна змінювати, таким чином змінюється коефіцієнт підсилення . Сигнал з виходу підсилювача через опір R4 передається на вхід A0 плати Arduino Nano. До входу також приєднаний згладжуючий конденсатор C та 2 діоди Шотки. Діоди під'єднані таким чином, що напруга на виході лежить в межах від 0 до 5 В. Якщо вхідна напруга від'ємна або перевищує 5В один з діодів спрацьовує і не дозволяє напрузі на вході A0 вийти за межі діапазону.

Для візуального відображення даних до цифрових виходів D2 - D7 приєднали цифровий індикатор LSD1602. До виходів D8 - D11 приєднана плата керування кроковим двигуном. Керування та живлення системою відбувається з ПК за допомогою USB-шини. Програма мікроконтроллера неперервно виводить дані з аналогового входу A0 на LSD екран. Аналоговий вхід запрограмований на максимальну напругу 1,1 В. За допомогою вбудованого десятирозрядного аналогового-цифрового перетворювача (АЦП) аналоговий сигнал перетворюється у цифровий від 0 до 1023. Також мікроконтроллер запрограмований реагувати на керуючі коди , що передаються з ПК.

При цьому на ПК можуть пересилатись по запиту оцифрований вхідний сигнал і повертатися кроковий двигун на певний кут. Кроковий двигун в свою чергу рухає механічну систему спектрографа ДФС-8 виводячи на вихідну щілину світло заданої довжини хвилі.

### **3.4.Реєстрація спектрів поглинання за допомогою автоматизованого комплексу на основі спектрографа ДФС-8**

Для демонстрації роботи розробленої системи нами був використаний світлофільтр 3С 3 . Спектр пропускання якого зображений на рис.3.9.

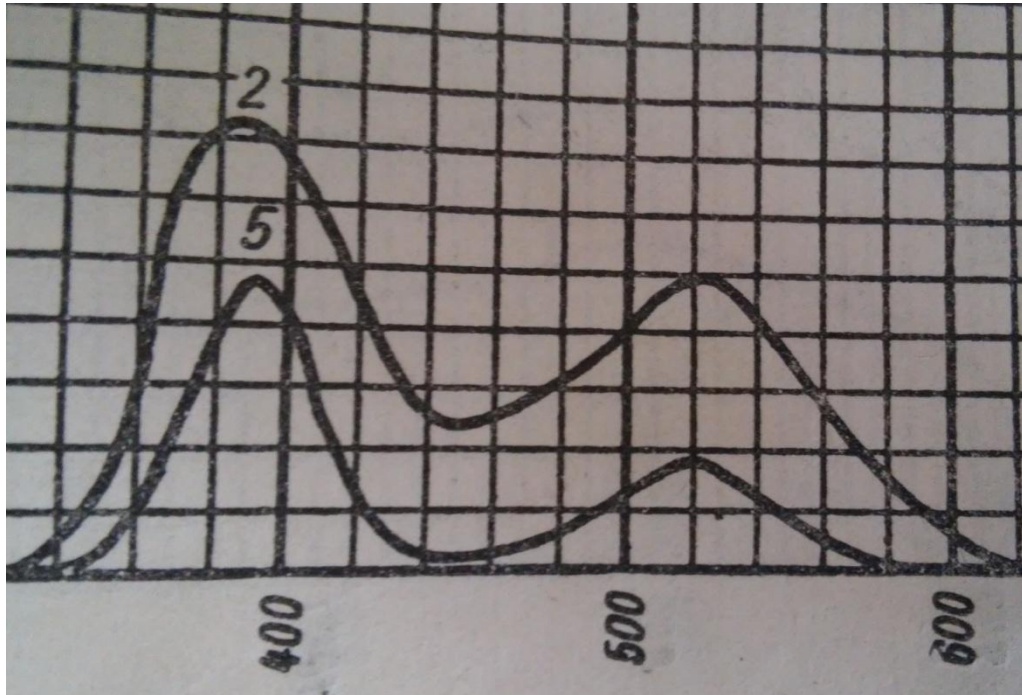


Рис.3.9. Спектр пропускання світлофільтра 3С 3

Спочатку вимірювався спектр випромінювання лампи(рис.3.10).

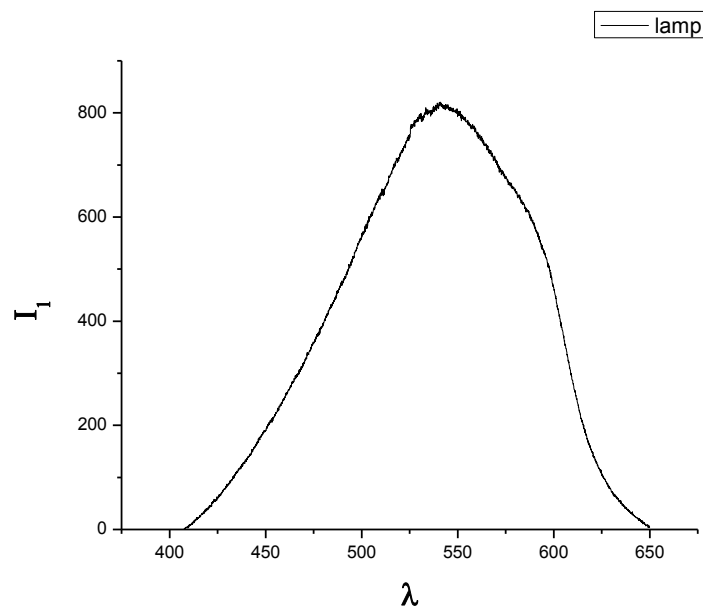


Рис.3.10.Спектр випромінювання лампи

Після цього на шляху світла ставився світлофільтр і вимірювався спектр з тими ж параметрами після проходження світлофільтра. Отриманий спектр зображений на рис. 3.11.

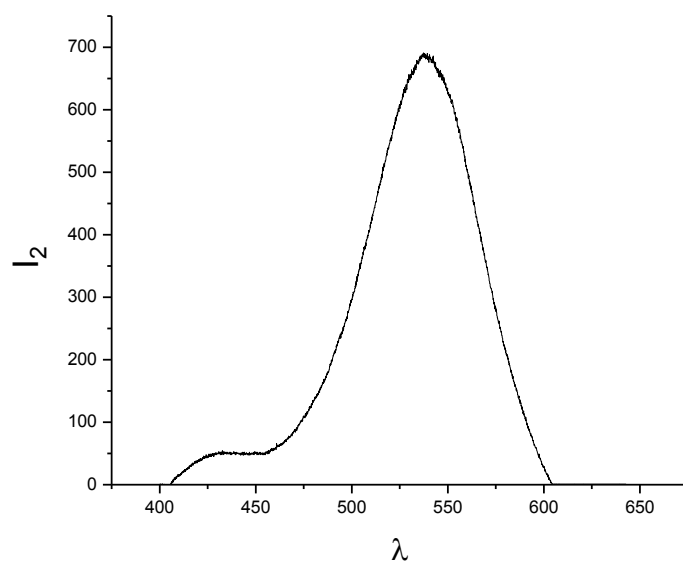


Рис.3.11.Спектр після проходження досліджуваного світлофільтра

Пропускання світлофільтра на кожній довжині хвилі може бути визначено як:

$$T = \frac{I_2}{I_1} \quad (3.2)$$

$I_2$  - інтенсивність з світлофільтром;

$I_1$  - інтенсивність без світлофільтра.

Відповідний спектр пропускання зображений на рис.3.12 і він узгоджується з табличними даними.

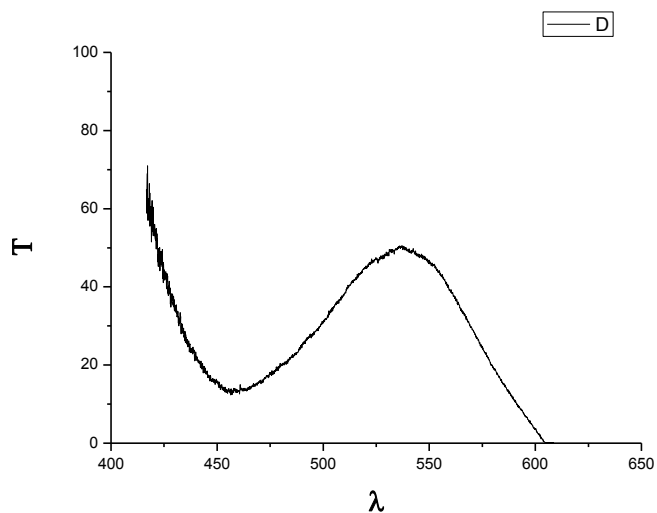


Рис.3.12. Спектр пропускання



При необхідності можливо визначити і поглинання зразка на заданій довжині хвилі за співвідношенням:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{I_1}{I_2} = -\frac{1}{d} \ln T \quad (3.3)$$

d- товщина зразка.

## **ВИСНОВКИ**

1. Одним з найбільших недоліків старих спектральних приладів є недосконала система реєстрації спектрів, яка передбачає використання фотоплівки або механічного самописця, що слабо відповідає сучасним вимогам.

2. Розроблено автоматичний модуль реєстрації сигналу та керування положенням механічної системи спектрографа ДФС-8 на основі мікропроцесорного комплексу Arduino Nano.

3. Створений модуль включає плату Arduino Nano до якої під'єднані самостійно розроблений проміжний підсилювач із змінним коефіцієнтом підсилення, блок керування кроковим двигуном та цифровий індикатор. Модуль з'єднаний з комп'ютером USB шиною, по якій передається зареєстрований сигнал та керуючі коди.

4. Працездатність створеного комплексу підтверджена реєстрацією спектру випромінювання кварцової лампи та спектру пропускання тестового зразка.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Дифракційна ґратка // Астрономічний енциклопедичний словник / За загальною редакцією І. А. Климишина та А. О. Корсунь. — Львів: ЛНУ— ГАО НАНУ, 2003. — С. 133—134. — ISBN 966-613-263-X, УДК 52(031);
2. І.М.Кучерук, В.П.Дущенко. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. Вища школа, К.:1991, розділ 3;
3. Савельев И.В. Курс общей физики, т.2. М.:Наука, 1982, с.317, 407-421;
4. Дущенко В.П. Фізичний практикум, ч.2., К.: Вища школа, 1984, с.142-146;
5. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Наука, 1976, с.320-327;
6. Фриш С.Э., Тиморева А.В. Курс общей физики, т.3.-М.:Физматгиз.1961;
7. Бабушкин А. А., Бажулин П. А., Королев Ф. А. и др. Методы спектрального анализа. -М.: МГУ.-1962;
8. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. М.. 1961;
9. Нагибина И. М., Прокофьев В. К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. Л., 1967;
- 10.Горбань І. С. Оптика. К. 1979;
- 11.Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971;
- 12.Заїдель А. Н., Основы спектрального аналізу, М., 1965;
13. Методи спектрального аналізу, М., 1962;
- 14.Чулановскій В. М., Введення в молекулярний спектральний аналіз, М. - Л., 1951;
15. Русанов А. К., Основы кількісного спектрального аналізу руд і мінералів. М., 1971;
- 16.Б. М. Яворский и А. А. Детлаф Справочник по физике. — М.: Наука, 1971;
- 17.Сивухин Д. В. Оптика // Общий курс физики. — М.: Физматлит, 2006. — Т. 4. — 792 с.;
- 18.Романюк М. О., Крочук А. С., Пашук І. П. Оптика. — Л.: ЛНУ ім. Івана Франка, 2012. — 564 с;

19. Вавилов С. И. Принципы и гипотезы оптики Ньютона. Собрание сочинений. — М.: Изд-во АН СССР, 1956. — Т. 3;
20. Тарасов К. И. Спектральные приборы. — Л.: Машиностроение, 1968;