

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
"КІЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ"

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ
З КУРСУ
"ОСНОВИ ОПТИКИ"

для студентів оптичних спеціальностей

Частина 2

Затверджено на засіданні
кафедри оптичних приладів
Протокол № 13 від 24.04.96р.

КІЇВ НТУУ "КПІ" 1997

Методичні вказівки до лабораторних робіт з курсу "Основи оптики" для студентів оптичних спеціальностей. Частина 2/Укл.
С.С.Троїцький , Є.Г.Балінський , Л.А.Коваленко. - К.: НТУУ
"КПІ", 1997. - 60 с.

Укладачі:

Троїцький Сергій Сергійович
Балінський Євген Георгійович
Коваленко Людмила Адамівна

Відповідальний редактор В.Г. Колобров

Рецензенти: Л.А. Міхеєнко
І.В. Кравченко

Фірма «ВІПОЛ». Зам. № 7 964 , т. 200 , 1997.

Ці методичні вказівки розраховані на студентів оптичної спеціальності приладобудівного факультету Київського політехнічного інституту.

Друга частина складається з трьох робіт:

- "Дослідження двохпроменевої інтерференції в схемі кілець Ньютона";
- "Дослідження багатопроменевої інтерференції у фільтрах на базі еталона Фабрі-Перо";
- "Дослідження дифракції світла на прозорій дифракційній гратці".

Кожна лабораторна робота розрахована на дві академічні години з подальшою самостійною обробкою результатів і оформленням звіту. До виконання лабораторної роботи допускаються студенти, які засвоїли теорію, вивчили апаратуру, порядок та алгоритм виконання роботи і підготували бланки звіту. В бланках звітів повинні бути наведені: назва роботи; мета роботи і конкретні завдання; схема лабораторної установки; робочі формули і таблиці для запису результатів дослідів. В бланках повинні бути передбачені сторінки для обробки результатів дослідів.

Кожний член бригади одержує від викладача свій варіант виконання завдання і умови оцінки точності вимірювань. В залежності від складу групи обсяг завдання може змінитися. Оформлений звіт з результатами дослідів є основним документом при захисті роботи.

При написанні методичних вказівок визначення фізичних величин прийняті у відповідності з ГОСТ 7427-76 "Геометрическая оптика" і ГОСТ 7601-78 "Физическая оптика".

Лабораторна робота № 3

ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОХПРОМЕНЕВОЇ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ В СХЕМІ КІЛЕЦЬ Н'ЮТОНА

Мета роботи:

- 1) вивчити теорію двохпроменевої інтерференції в плівках і тонких пластинах;
- 2) вивчити схему та установку для спостереження кілець Н'ютонів;
- 3) дослідити параметри схеми і інтерференційну картину кілець Н'ютонів;
- 4) навчитись користуватися стереоскопічним мікроскопом з вимірювальним окуляром, проводити інтерференційні вимірювання і обробку їх результатів.

Завдання

1. Ознайомитись з теорією двохпроменевої інтерференції в плівках і тонких пластинах, з інтерференційними формулами кілець Н'ютонів.
2. Вивчити схему лабораторної установки, відлікового мікроскопу, визначити ціну поділки його шкали в міліметрах.
3. Провести спостереження кілець Н'ютонів в білому світлі.
4. Визначити радіус кривизни сферичної поверхні лінзи.
5. Визначити довжину хвилі, яка пропускається світлофільтром в схемі кілець Н'ютонів.
6. Виконати обробку результатів вимірювань.

Загальні положення

Інтерференція являється найбільш яскравим проявом хвильової природи світла. Вона проявляється в періодичному ослабленні або підсиленні інтенсивності світла в різних точках простору в залежності від співвідношення фаз двох або кількох когерентних світлових хвиль, які накладаються в цих точках. Інтерференція, яка виникає при накладанні двох когерентних

хвиль (променів), називається двохпроменевою. Когерентними називаються дві (або більше) світлові хвилі (коливання однієї частоти), різниця фаз яких в даній точці простору постійна і не залежить від часу. Інтерферують між собою при накладанні тільки когерентні хвилі, у яких площини поляризації принаймі не взаємно перпендикулярні. Найбільша контрастність інтерференційної картини має місце коли їх площини поляризації паралельні.

Спостереження інтерференційної картини можливе тільки у тому випадку, коли вона лишається незмінною на протязі достатньо довгого проміжку часу. Для одержання когерентних хвиль необхідно мати синхронні випромінювачі (атоми). Між тим, будь-який колектив незалежних атомів випромінює невпорядковано. Інтерференційні картини від незалежних атомів змінюються настільки часто і випадково, що в результаті створюється середня рівномірна освітленість.

Але когерентні світлові хвилі можна одержати використовуючи звичайний некогерентний випромінювач, якщо при допомозі якого-небудь оптичного пристрою розділити світлову хвилю кожного випромінювача на дві або більше.

Розглянемо світлову хвилю, яка падає на скляну пластинку. Представимо її променем - нормаллю до хвильової поверхні (рис. 3.1).

В результаті багатократного відбиття і заломлення променя на поверхнях пластинки, створюються паралельні промені як у відбитому світлі (1,2,3,4,...), так і в світлі, що проходить (1',2',3',4',...). Ці паралельні промені, створені з одного променю (хвильового цугу), когерентні і інтерферують в нескінченості або на екрані, встановленому в задній фокальній площині об'єктиву.

В кожній точці відбиття на поверхнях пластинки відбувається поділ енергії (інтенсивності) хвилі, яка падає, між відбитою та заломленою хвильами у відношенні R/T. Такі схеми

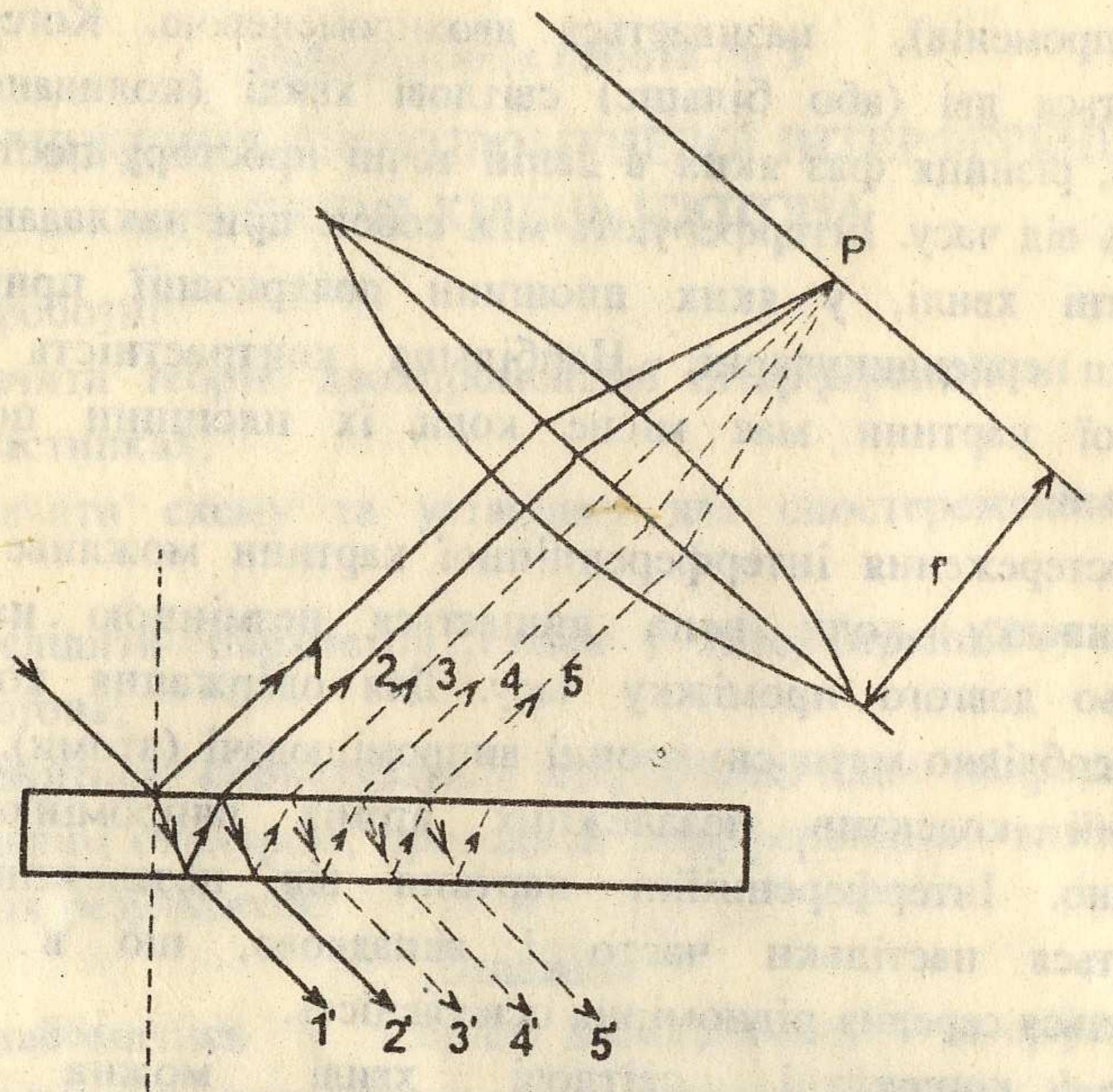


Рис. 3.1

створення когерентних хвиль (променів) називають інтерференційними схемами, які діють за методом "поділу амплітуди хвилі". Інтенсивності променів зменшуються в геометричній прогресії з знаменником, пропорційним R^2 .

При невеликих значеннях коефіцієнта відбиття, наприклад, на поверхнях "повітря-скло" та "скло-повітря" (в середньому, $R = 0.05$, $T = 0.95$) тільки два перших променя (1 і 2 у відбитому світлі, 1' і 2' у світлі, що проходить) будуть достатньо ефективними для взаємної інтерференції. Інтенсивності променів, починаючи з номера 3 і вище (на рис.3.1 показані пунктиром) мають досить малі значення і практично не впливають на інтерференцію.

Коли інтенсивність I_0 променя, який падає, прийняти за 100%, то при $R = 0.05$ інтенсивності когерентних променів складуть відповідно $I_1 = 5\% I_0$; $I_2 = 4.5\% I_0$; $I_3 = 0.01\% I_0$;

$I_4 = 0.00003\% I_0$; $I_1' = 92.5\% I_0$; $I_2' = 0.23\% I_0$; $I_3' = 0.0005\% I_0 \dots$

Внаслідок цього інтерференцію в звичайних плівках і пластинках називають двохпроменевою. Якщо оптична різниця ходу цих променів у точці Р (див. рис.3.1) задовільняє умові інтерференційного максимуму, в цій точці проходить світла смуга, якщо мінімуму - темна смуга. Інтерференційну картину у вигляді світлих і темних смут, які змінюють одна одну, можна спостерігати як у відбитому світлі, так і в світлі, яке проходить.

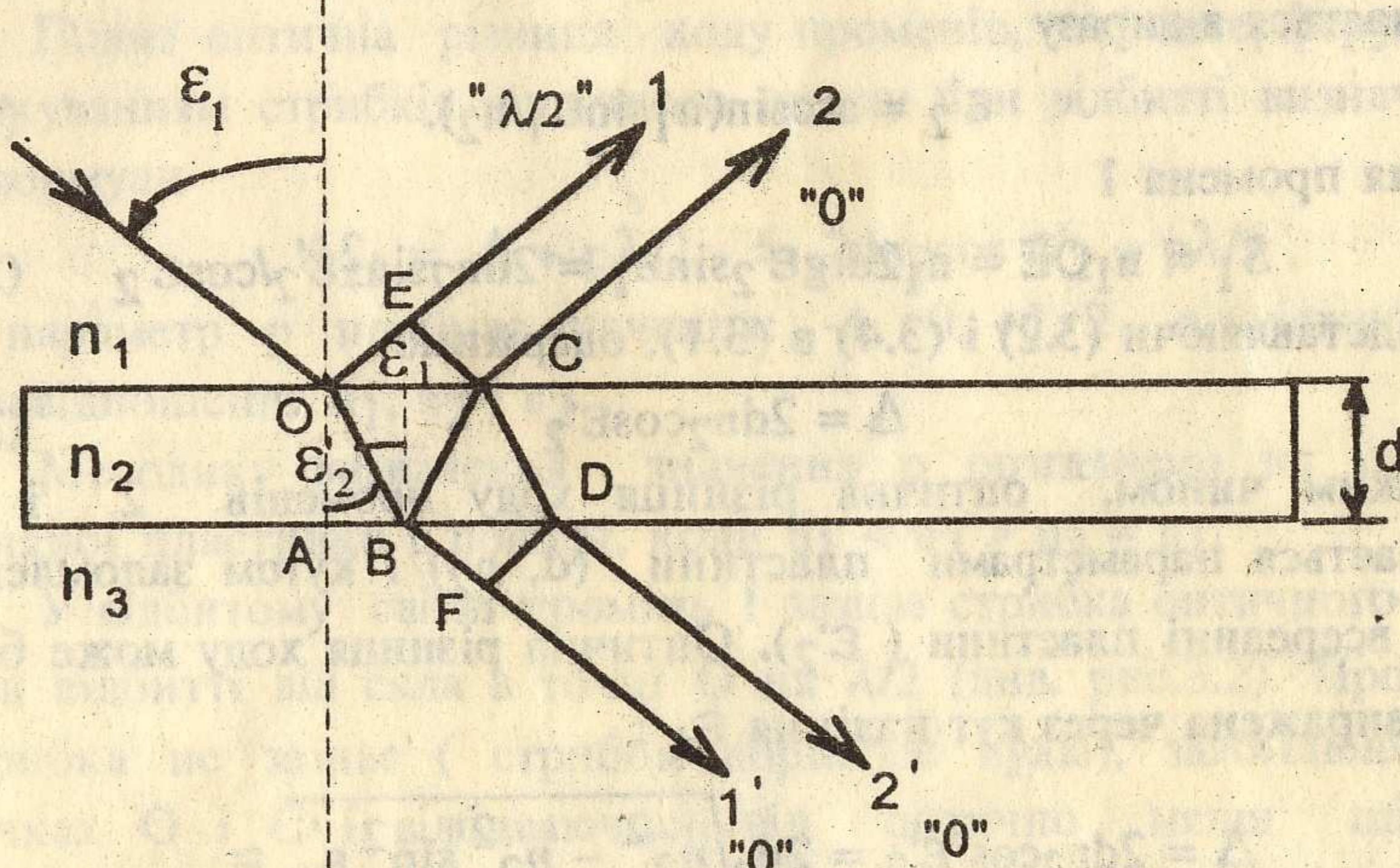


Рис.3.2

При збільшенні коефіцієнта відбиття R (в результаті нанесення на поверхні пластинки відбиваючого покриття) збільшується число ефективних променів і інтерференція стає багатопроменевою.

Визначимо оптичну різницю ходу інтерферуючих променів. Нехай на пластинку з товщиною d і показником заломлення n_2 падає промінь монохроматичного світла під кутом ϵ_1 (рис.3.2). Показники заломлення середовищ над пластинкою і під нею відповідно рівні n_1 і n_3 , зокрема може бути $n_1 = n_3$.

Оптичну різницю ходу променів 2 і 1 у відбитому світлі знаходимо як різницю їх оптичних шляхів до моменту виходу променя 2 з пластиини в точці С, тобто на лінії СЕ.

$$\Delta = S_2 - S_1, \quad (3.1)$$

Оптичні шляхи променів визначаємо з геометричних міркувань (див. рис.3.2). Для променя 2

$$S_2 = n_2(OB + BC) = 2n_2OB = 2dn_2/\cos \epsilon'_2, \quad (3.2)$$

де кут заломлення ϵ'_2 у відповідності з законом заломлення визначається з виразу

$$\epsilon'_2 = \arcsin(n_1 \sin \epsilon_1 / n_2). \quad (3.3)$$

Для променя 1

$$S_1 = n_1OE = n_1 d \tan \epsilon'_2 \sin \epsilon_1 = 2dn_2 \sin^2 \epsilon'_2 / \cos \epsilon'_2 \quad (3.4)$$

Підставляючи (3.2) і (3.4) в (3.1), одержимо

$$\Delta = 2dn_2 \cos \epsilon'_2 \quad (3.5)$$

Таким чином, оптична різниця ходу променів 2 і 1 визначається параметрами пластиини (d, n_2) і кутом заломлення світла всередині пластиини (ϵ'_2). Оптична різниця ходу може бути легко виражена через кут падіння ϵ_1 :

$$\begin{aligned} \Delta &= 2dn_2 \cos \epsilon'_2 = 2d \sqrt{n_2^2 - n_2^2 \sin^2 \epsilon'_2} = \\ &= 2d \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \epsilon_1}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Не важко впевнитися, що такою ж формулою описується оптична різниця ходу променів 2' і 1' в світлі, яке проходить через пластиину, на лінії DF.

Однак застосовувати умови інтерференційних максимуму

$$\Delta_{21} = 2m\lambda/2 \quad (3.7)$$

і мінімуму

$$\Delta_{21} = (2m + 1)\lambda/2, \quad (3.8)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ - порядок інтерференції, λ - довжина хвилі монохроматичного світла, безпосередньо до формули (3.6) не

можна, так як необхідно врахувати стрибки різниці ходу променів при відбитті.

З електромагнітної теорії світла відомо, що світловий (електричний) вектор хвилі при відбитті від оптично більш щільного середовища стрибком змінює фазу на π , що відповідає стрибку оптичного ходу променя на величину, яка дорівнює половині довжини хвилі. При відбитті від оптично менш щільного середовища і при заломленні в будь-якому напрямку ніяких фазових стрибків не спостерігається.

Повна оптична різниця ходу променів, які інтерферують, з врахуванням стрибків оптичного шляху при відбитті визначається з формули

$$\Delta_{21} = \Delta + p\lambda/2 = 2dn_2 \cos \epsilon'_2 + p\lambda/2, \quad (3.9)$$

де параметр p приймає значення: $-1, 0, +1, 2$ в залежності від співвідношення n_1, n_2 і n_3 .

Методику визначення значення p розглянемо на прикладі скляної пластиинки в повітрі, коли $n_1 < n_2 > n_3 = n_1$.

У відбитому світлі промінь 1 зазнає стрибка оптичного шляху при відбитті від скла в точці О на $\lambda/2$ (див. рис.3.2). Промінь 2 стрибка не зазнає (стрибок дорівнює нулю), заломлюючись в точках О і С і відбиваючись від оптично менш щільного середовища в точці В.

Тоді повна оптична різниця ходу променів у відбитому світлі визначається різницею оптичних шляхів

$$\Delta_{21} = (S_2 + 0) - (S_1 + \lambda/2) = S_2 - S_1 - \lambda/2 = 2dn_2 \cos \epsilon'_2 - \lambda/2. \quad (3.10)$$

Порівнюючи (3.9) і (3.10), одержимо $p = -1$.

В світлі, яке проходить, ні один із променів 1', 2' не зазнає стрибка оптичного ходу ("0") і

$$\Delta_{2'1'} = (S_2' + 0) - (S_1' + \lambda/2) = S_2' - S_1' - \lambda/2 = 2dn_2 \cos \epsilon'_2, \quad (3.11)$$

а значить, $p = 0$.

Значення параметра p при різних можливих співвідношеннях n_1, n_2 і n_3 приведені в табл.3.1

Таблиця 3.1

Світло	$n_1 < n_2 > n_3$	$n_1 > n_2 < n_3$	$n_1 < n_2 < n_3$	$n_1 > n_2 > n_3$
Відбите	- 1	+ 1	0	0
Яке проходить	0	2	+ 1	+ 1

Як видно з формул (3.9) - (3.11), повна оптична різниця ходу променів, які інтерферують, при заданому матеріалі пластинки (n_2) може змінюватися за рахунок кута падіння ε_1 (тобто ε'_2), або товщини пластинки d . Відносно цього розрізняють два типи інтерференційних смуг в картині двохпроменевої інтерференції: смуги рівного нахилу та смуги рівної товщини.

Смуги рівного нахилу спостерігаються при освітленні протяжним джерелом світла або розбіжним пучком променів пластинки (плівки) постійної товщини $d = \text{const}$. Вони локалізуються в нескінченості або на екрані в фокальній площині об'єктиву. Конфігурація смуг рівного нахилу повторює конфігурацію геометричних місць точок з одинаковими кутами падіння, для яких виконуються умови інтерференційних максимумів (3.8) - світлі смуги, а якщо мінімумів - темні смуги.

Смуги рівної товщини спостерігаються при освітленні паралельним пучком світла ($\varepsilon_1 = \text{const}$) пластинки (плівки) змінної товщини. Вони локалізуються поблизу верхньої поверхні пластинки або на ній (око сфокусоване на цю поверхню). Їх конфігурація повторює конфігурацію геометричних місць точок з одинаковою товщиною пластинки.

Положення світлих та темних інтерференційних смуг залежить від довжини хвилі, через це при освітленні білим світлом інтерференційні смуги великих порядків інтерференції різних довжин хвиль перекривають одна одну і картина розмивається. Чітка інтерференційна картина спостерігається тільки в тонких пластинках та плівках. Промені, які відрізняються по довжині хвилі менше, ніж на $\Delta\lambda = 2 \cdot 10^{-3}$ мкм, середнє око сприймає як такі, які мають одинаковий колір.

Розрахунок показує, що при такій спектральній роздільній здатності спостереження картини в білому свіtlі можливе тільки тоді, коли товщина пластинки d не більше 40 мкм.

При спостереженні в монохроматичному світлі товщина пластини d може досягати 1 мм. Через це в білому світлі ми не спостерігаємо інтерференцію на віконному склі, але в той же час виразно бачимо кольорові інтерференційні смуги, які утворюються в тонких оксидних плівках на поверхні цього скла. Найчастіше кольорові інтерференційні картини спостерігаються на масляних плівках, які розливаються на поверхні води, на мильних плівках та пузирях.

Кільця Ньютона

Кільця Ньютона (інтерференційні смуги рівної товщини) утворюються при освітленні нормально падаючим паралельним пучком світла лінзи, яка лежить на скляній пластинці (рис.3.3). Двохпроменева інтерференція утворюється в кільцевій повітряній щілині змінної товщини між лінзою радіуса R і пластинкою. Оскільки геометричні місця одинакових товщин у цій щілині являються концентричними колами, то і інтерференційні смуги являють собою кільце. Кільця Ньютона спостерігаються як у відбитому світлі, так і в світлі, що проходить.

Одержано формули кілець Ньютона для монохроматичного світла (λ). Запишемо повну оптичну різницю ходу (3.9) інтерферуючих променів з врахуванням нормального падіння ($\varepsilon'_2 \approx \varepsilon_1 = 0$) і співвідношення показників заломлення (друга графа табл.3.1) $n_1 > n_2 < n_3$:

у відбитому світлі

$$\Delta_{21} = 2dn_2 + \lambda/2, \quad (3.12)$$

в світлі, яке проходить

$$\Delta_{21'} = 2dn_2 + 2\lambda/2. \quad (3.13)$$

Товщину повітряної щілини d , яка відповідає кільцю Ньютона радіуса r_m , знаходимо з трикутника OAB (див. рис.3.3):

$$r_m^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2dR - d^2.$$

Нехтуючи величиною d^2 ($d \ll R$), одержуємо

$$2d = r_m^2 / R. \quad (3.14)$$

Тоді формули (3.12) і (3.13) приймуть відповідно вигляд

$$\Delta_{21} = r_m^2 n_2 / R + \lambda / 2. \quad (3.15)$$

$$\Delta_{2'1'} = r_m^2 n_2 / R + 2\lambda / 2. \quad (3.16)$$

Застосовуючи умови інтерференційних максимуму (3.7), мінімуму (3.8) до виразу (3.15), отримаємо формули для радіусів світлих та темних кілець Ньютона у відбитому світлі:

$$r_m^c = \sqrt{R(2m - 1)\lambda / 2n_2}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.17)$$

$$r_m^T = \sqrt{Rm\lambda / n_2}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.18)$$

де R - радіус кривизни поверхні лінзи; n_2 - показник заломлення матеріалу в шарі між лінзою та пластинкою (повітря або рідина); m - порядковий номер кільця; λ - довжина хвилі монохроматичного світла.

З формул (3.7), (3.8) і (3.18) знаходимо радіуси кілець Ньютона у світлі, що проходить:

$$r_m^c = \sqrt{R(m - 1)\lambda / n_2}, \quad (m = 2, 3, 4, \dots)$$

$$r_m^T = \sqrt{R(2m - 1)\lambda / 2n_2}, \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.20)$$

Формули (3.17) - (3.20) зв'язують параметри схеми R , n_2 і λ з параметрами інтерференційної картини m і r_m . Останні великі безпосередньо вимірюються в експерименті, і з них, в свою чергу, може бути визначений один з невідомих параметрів R , n_2 або λ .

При користуванні даними формулами спочатку потрібно встановити, в якому світлі спостерігаються кільця - у відбитому чи в тому, що проходить, і які кільця розглядаються - світлі чи темні. Після цього необхідно вибрати для розрахунків відповідну формулу з чотирьох.

Оскільки радіуси кілець залежать від довжини хвилі світла, при освітленні білим світлом кільця сусідніх номерів різних

кольорів можуть взаємно перекриватись, що приводить до розмиття картини і зменшення видимого числа кілець.

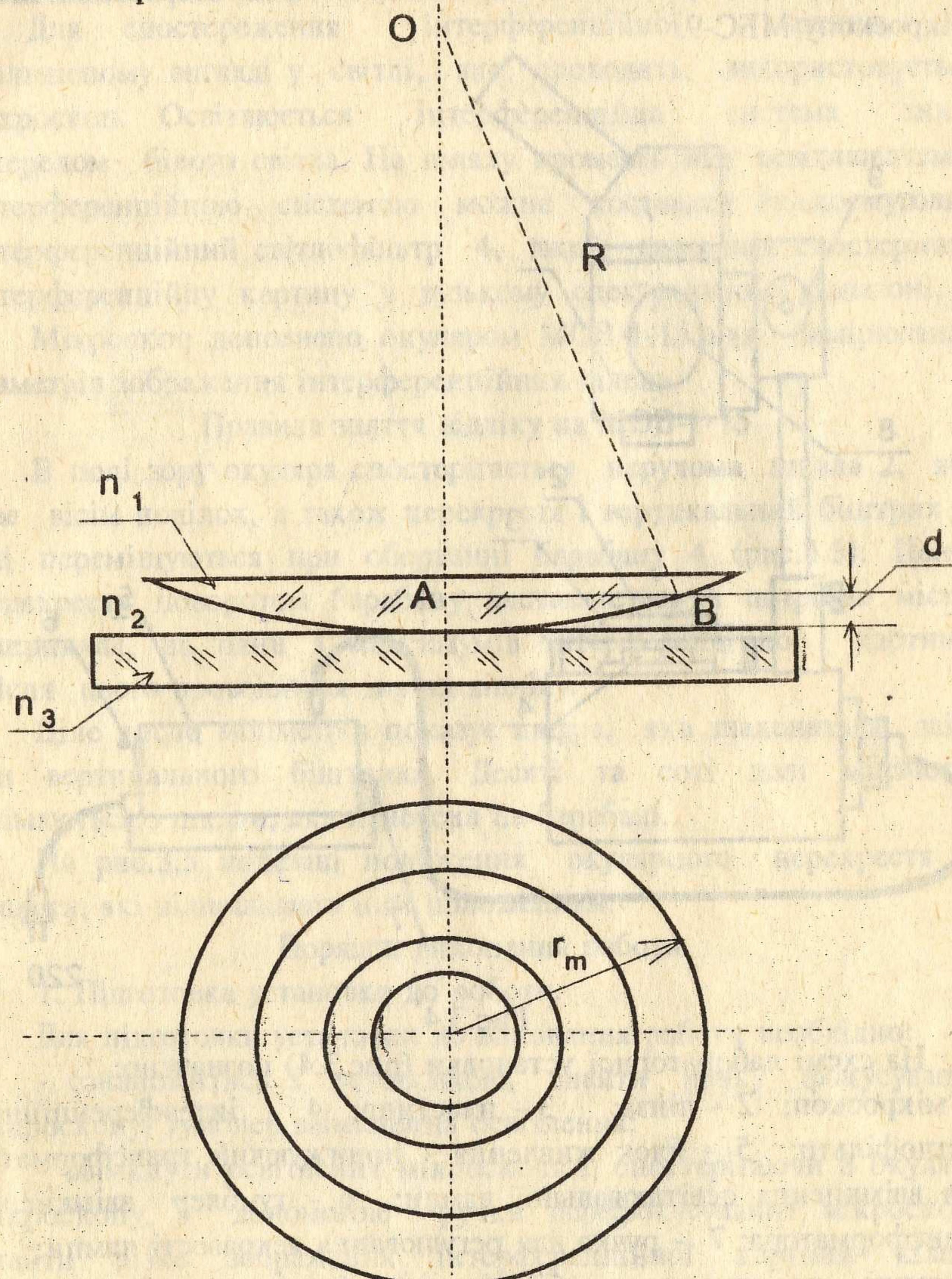


Рис. 3.3

Лабораторна установка.

Лабораторна установка зібрана на базі стереоскопічного мікроскопу МБС-9.

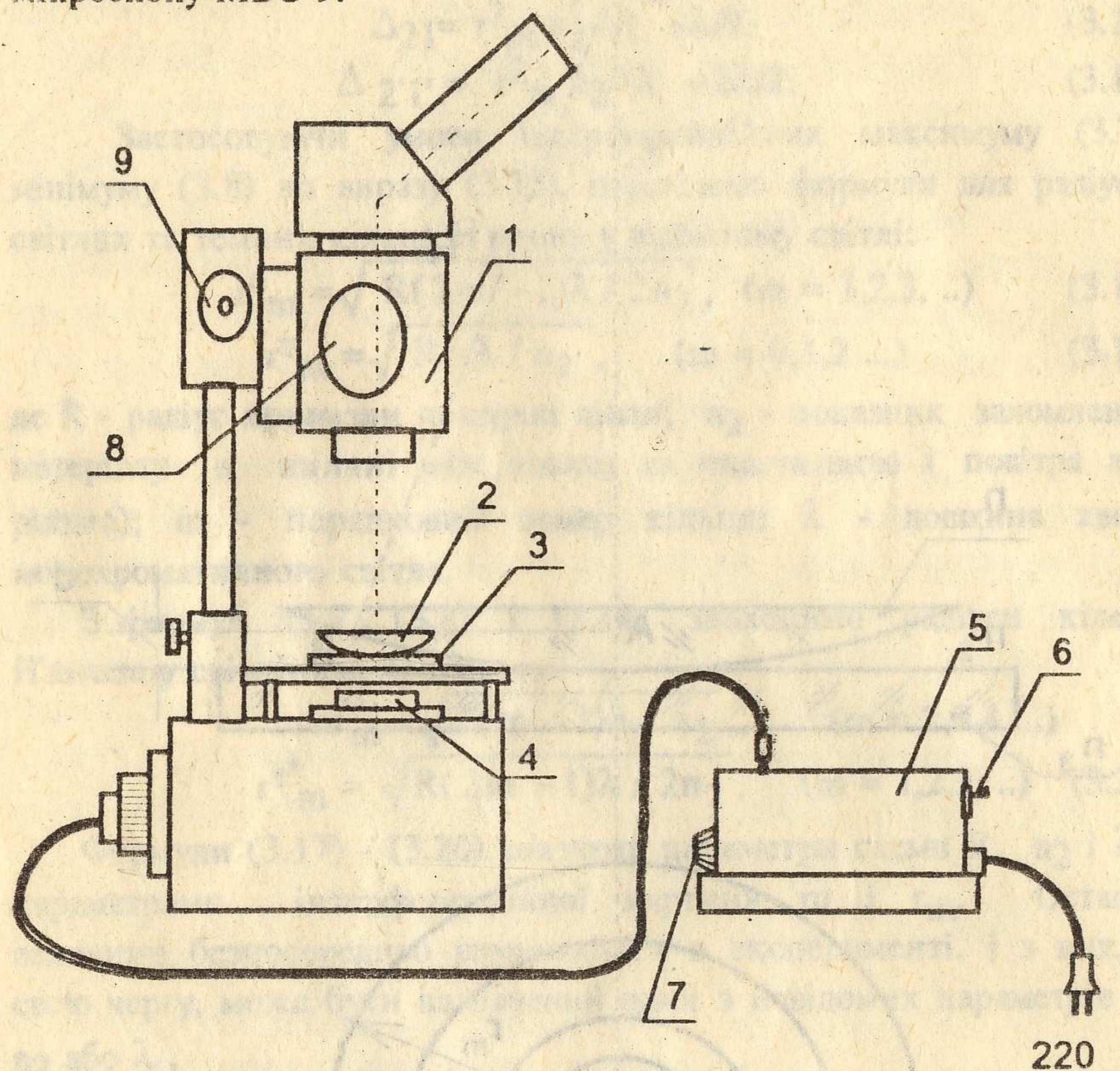


Рис.3.4

На схемі лабораторної установки (рис.3.4) позначено:
 1 - мікроскоп; 2 - лінза; 3 - пластина; 4 - інтерференційний світлофільтр; 5 - блок живлення - понижуючий трансформатор для ввімкнення освітлюальної лампи; 6 - тумблер ввімкнення трансформатора; 7 - ручка для регулювання яскравості лампи; 8 - ручка переключення збільшення мікроскопу; 9 - ручка фокусування мікроскопу. Інтерференційна система - скляна лінза 2 на плоскопаралельній скляній пластині 3, в шарінні між

якими виникає інтерференційна картина кілець Н'ютона, лежить на предметному столику мікроскопу.

Для спостереження інтерференційної картини в збільшенному вигляді у свіtlі, яке проходить, використовується мікроскоп. Освітлюється інтерференційна система знизу джерелом білого свіtlа. На шляху променів між освітлювачем і інтерференційною системою можна поставити вузькосмуговий інтерференційний світлофільтр 4, який дозволить спостерігати інтерференційну картину у вузькому спектральному діапазоні.

Мікроскоп доповнено окуляром МОВ-1-15 для вимірювання діаметрів зображення інтерференційних кілець.

Правила зняття відліку на МОВ-1-15

В полі зору окуляра спостерігається нерухома шкала 2, яка має вісім поділок, а також перехрестя і вертикальний біштрих 3, які переміщуються при обертанні барабану 4 (рис.3.5). Центр перехрестя поворотом барабану виставляється в потрібне місце, наприклад, на один з максимумів інтерференційної картини. Після цього проводиться зняття відліку.

Ціле число міліметрів показує цифра, яка знаходитьться зліва від вертикального біштриха. Десяті та соті долі міліметра знімаються з шкали, яка нанесена на барабані.

На рис.3.5 показані положення окулярного перехрестя і відліки, які відповідають цим положенням.

Порядок виконання роботи

1. Підготовка установки до роботи.

Для підготовки установки до виконання роботи необхідно:

- ознайомитись з установкою, знайти ручку фокусування мікроскопу, тумблер ввімкнення освітлення;
- ввімкнути освітлення мікроскопа і, спостерігаючи в окуляри мікроскопу, з допомогою ручки перефокусування мікроскопу знайти різке зображення інтерференційної картини кілець Н'ютона;

- отримати зображення інтерференційної картини в центрі поля зору мікроскопу переміщенням на предметному столику інтерференційної системи 2,3.

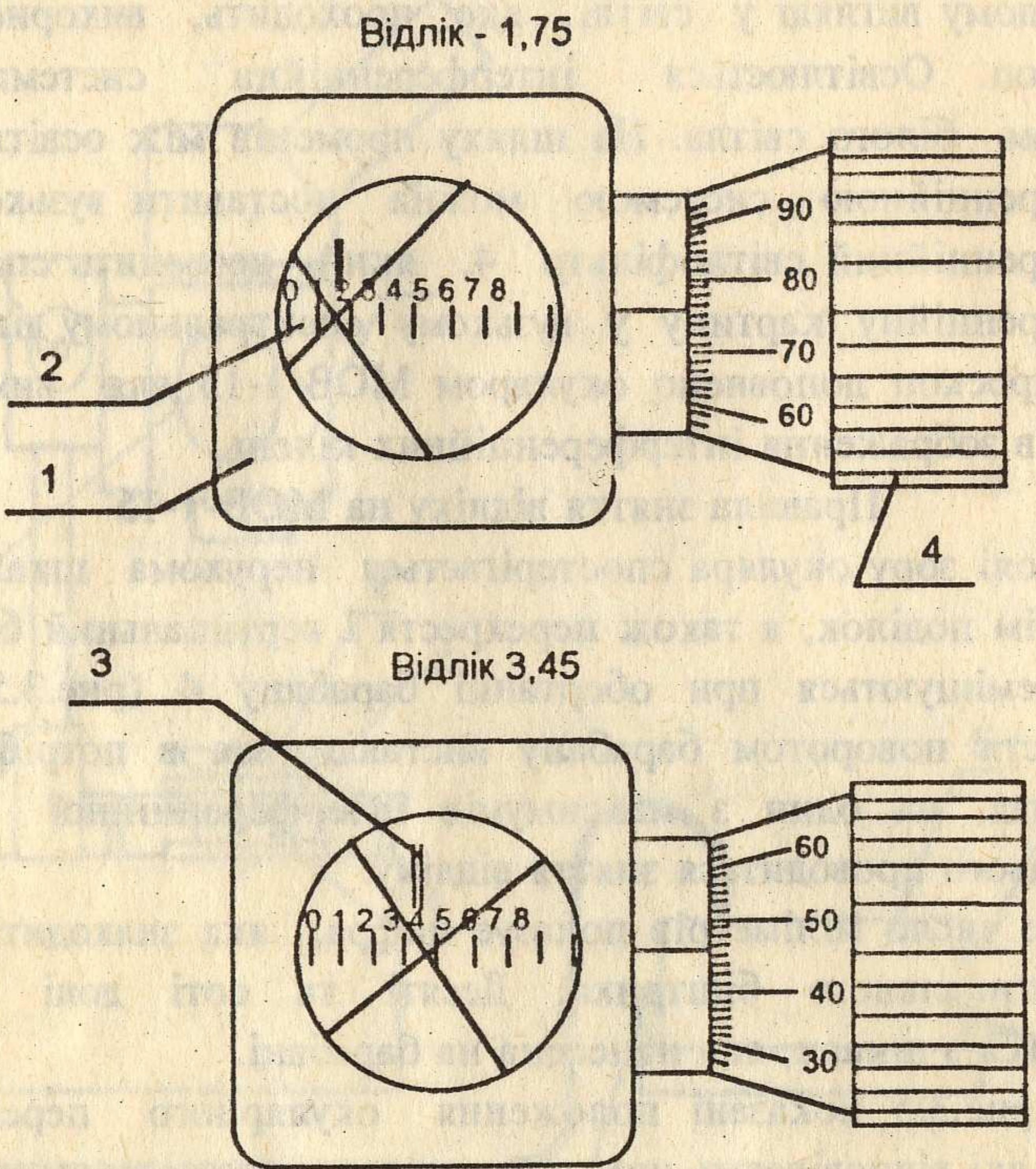


Рис.3.5

2. Спостереження кілець Н'ютона в білому світлі.

Для спостереження кілець Н'ютона в білому світлі необхідно вийняти світлофільтр 4, встановити зручний для спостереження рівень освітлення зображення інтерференційної картини поворотом ручки регулювання яскравості лампи 7 (рис.3.4). Записати порядок чергування кольорів в максимумі одного порядку.

3. Визначення радіусу кривизни сферичної поверхні лінзи, Для визначення радіусу кривизни сферичної поверхні лінзи необхідно:

- встановити в правому каналі мікроскопу відліковий окуляр МОВ-1-15;
- встановити на шляху світла (див.рис.3.4) вузькосмутовий світлофільтр з відомою довжиною хвилі в максимумі пропускання;
- фокусуванням мікроскопу і переміщенням інтерференційної системи добитися чіткої інтерференційної картини в центрі поля зору правого каналу мікроскопу: центр інтерференційної картини повинен співпадати з центром окулярного перехрестя;
- виміряти багаторазово (не менше п'яти разів) з допомогою відлікового окуляра діаметр зображення якого-небудь одного світлого або темного інтерференційного кільця (рекомендується вимірювати діаметр зображення темного кільця з номером $m > = 3$) і вимірювання проводити незалежно одно від одного усіма членами бригади);
- результати представити у вигляді таблиці;
- обчислити середнє арифметичне значення діаметра зображення інтерференційного кільця;
- обчислити значення діаметра інтерференційного кільця, розділивши діаметр його зображення на збільшення об'єктиву мікроскопа β ;
- скласти формулу для радіусу R сферичної поверхні, використовуючи відповідну умовам спостереження формулу радіуса темного кільця;
- обчислити R по відомим λ , n_2 , m і середньому значенню радіусу темного кільця r_m .

4. Визначення довжини хвилі, яка пропускається світлофільтром

При виконанні цього досліду необхідно уявляти собі, що інтерференційний світлофільтр пропускає деяку ділянку спектра шириною 15 ... 20 нм. Через це під довжиною хвилі, яка

пропускається світлофільтром λ_{max} , розуміють ту, на яку приходить максимальне значення пропускання фільтру.

Для визначення вказаної довжини хвилі необхідно:

- замінити світлофільтр на установці, тобто замість світлофільтра з відомою λ_{max} помістити світлофільтр з невідомою λ_{max} ;
- провести не менше п'яти вимірювань діаметра зображення якого-небудь одного темного кільця;
- обчислити середнє арифметичне значення діаметра цього кільця з врахуванням збільшення об'єктиву мікроскопа;
- скласти формулу для λ ;
- обчислити λ_{max} , використовуючи відомі значення m , n_2 і середні арифметичні значення R і r^T_m .

Зміст звіту

У звіті про лабораторну роботу вказати назву роботи, мету та завдання. Навести таблиці з експериментальними даними, розрахунки середніх арифметичних r^T_m , розрахунки R і λ_{max} , оцінку точності визначення λ_{max} по середньому квадратичному відхиленню σ_λ (див. додаток [3]).

Список літератури

1. Ландсберг Г.С. Оптика. - М.:Наука, 1976. - 926 с.
2. Годжаев Н.М. Оптика. - М.:Высшая шк.,1977. - 432с.
3. Методические указания к лабораторным работам по курсу "Физическая оптика". Ч.1 /Сост. С.С.Троицкий, С.Г.Капштык. - К.: КПИ, 1988. - 60с.

Лабораторна робота № 4

ДОСЛІДЖЕННЯ БАГАТОПРОМЕНЕВОЇ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ У ФІЛЬТРАХ НА БАЗІ ЕТАЛОНА ФАБРІ-ПЕРО

Мета роботи:

- 1) вивчити теорію багатопроменевої інтерференції в плівках і тонких пластинках;

2) вивчити принцип дії вузькосмугових інтерференційних фільтрів (ВІФ);

3) ознайомитись з будовою спектрофотометра СФ-26 і методикою проведення спектральних вимірювань з його допомогою;

4) дослідити спектральні характеристики ВІФ;

5) навчитись користуватися спектрофотометром СФ-26 для вимірювання спектральних характеристик.

Завдання

1. Ознайомитись з теорією багатопроменевої інтерференції в плівках і тонких пластинках.

2. Ознайомитись з будовою, принципом дії і характеристиками ВІФ.

3. Вивчити принцип дії і будову спектрофотометра СФ-26.

4. Визначити довжину хвилі максимального пропускання ВІФ.

5. Дослідити залежність коефіцієнта пропускання ВІФ від довжини хвилі, побудувати графік цієї залежності і визначити спектральні характеристики ВІФ.

6. Визначити точність вимірювання довжини хвилі λ_{max} і коефіцієнта пропускання T_{max} .

Загальні положення

Під час аналізу інтерференційних явищ в пластинках зверталась увага на інтерференцію двох променів, отриманих при відбитті від двох поверхонь пластинки (див. Лаб.роб. №3). В дійсності кожний промінь, що падає, буде розщеплятися в пластинці не на два, а на велику кількість когерентних променів, які отримуються в результаті багатократного відбиття.

Зрозуміло, що інтенсивність багатократно відбитого променя буде зменшуватися при кожному відбитті. Величина цього зменшення визначається значенням коефіцієнта відбиття на межах пластинки та поглинанням матеріалу, з якого вона виготовлена. Коефіцієнт відбиття на плоскій межі розділу двох середовищ, як добре відомо, визначається показниками заломлення цих середовищ, а також кутом падіння на межу світлового променя.

Якщо пластинка зроблена із прозорого матеріалу (наприклад, скла) і кут падіння близький до 0° , то коефіцієнти відбиття будуть малими. Інтенсивності багатократно відбитих променів при цьому будуть такими малими, що їх впливом на вигляд інтерференційної картини можна занехтувати.

Для одержання багатопроменевої інтерференції використовується діаметрально протилежний випадок, коли коефіцієнти відбиття великі. Це досягається нанесенням на поверхні пластинки тонкого шару срібла або алюмінія з коефіцієнтом відбиття $R = 0,8 \dots 0,95$. При падінні променя світла на таку пластинку в результаті багатократного відбиття від "дзеркал" виникає велике число когерентних, паралельних між собою променів, як у відбитому світлі, так і в світлі, що проходить. Інтенсивності цих променів повільно зменшуються зі збільшенням їх номера. Когерентні промені інтерферують між собою в нескінченності або на екрані, який ставлять у фокальній площині об'єктиву.

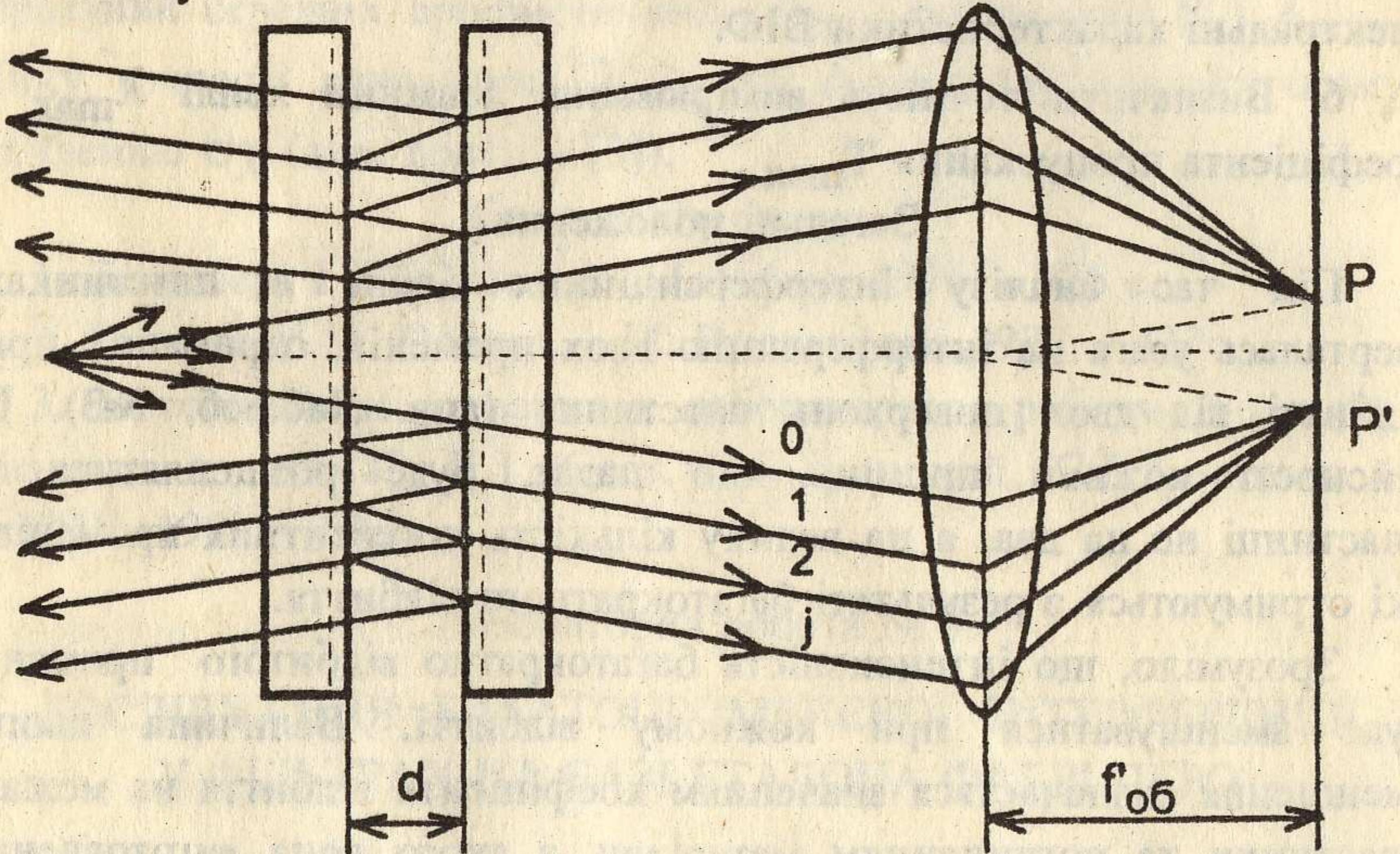


Рис.4.1.

Вперше такого типу багатопроменева дводзеркальна система була запропонована вченими Фабрі та Перо у 1897 році для

спектроскопічних досліджень (рис.4.1). В наш час вона називається інтерферометром Фабрі-Перо. До таких інтерферометрів відносяться інтерференційні світлофільтри, "клинові" багатопроменеві інтерферометри, резонатори лазерів.

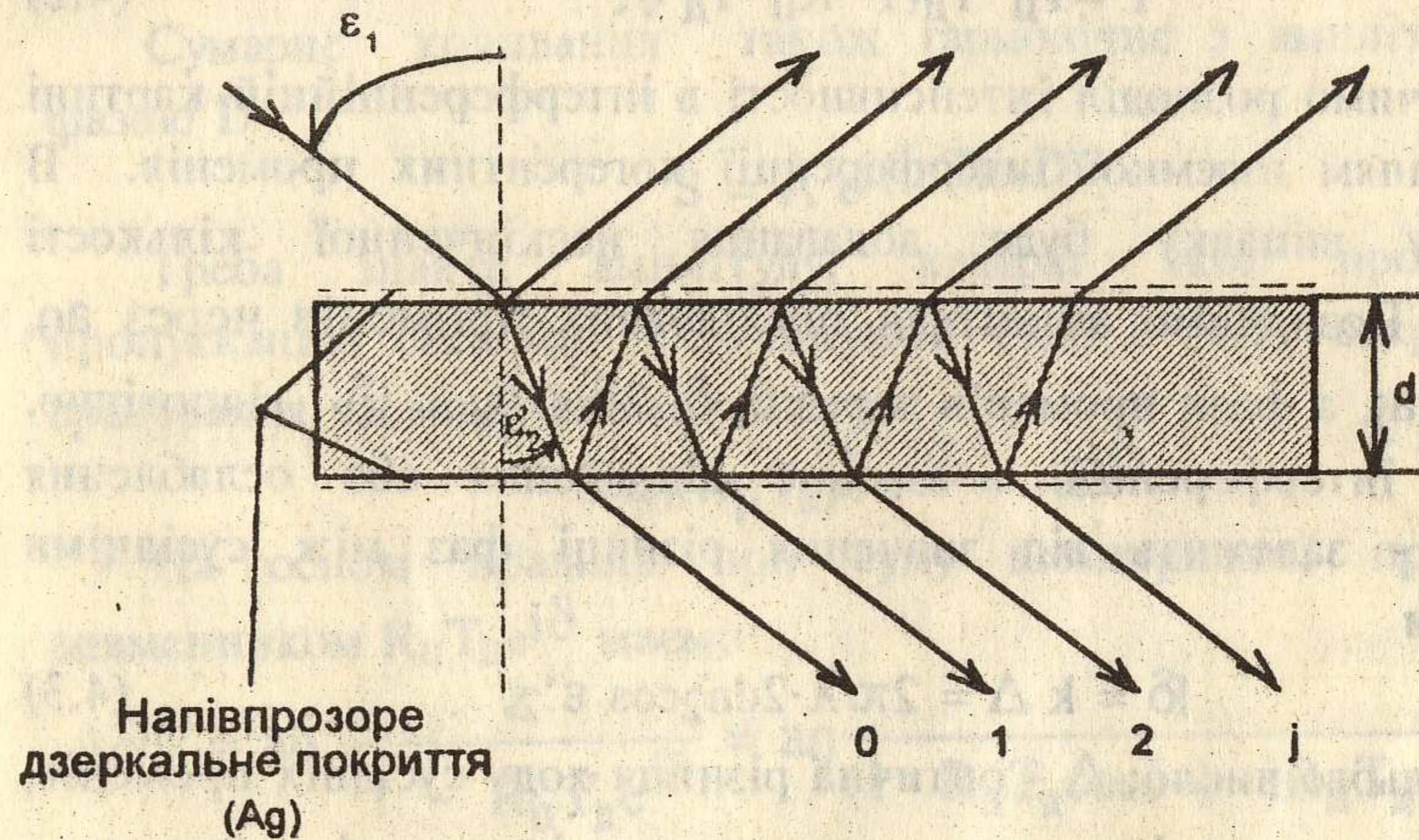


Рис.4.2

Розглянемо принцип роботи такої дводзеркальної системи з проміжним діелектричним шаром товщиною d (рис. 4.2). При падінні на систему плоского фронту хвилі, як у світлі, що проходить, так і у відбитому світлі, отримуємо систему паралельних когерентних променів. Визначимо загальне пропускання системи без врахування інтерференції.

Введемо наступні позначення: T_d - коефіцієнт пропускання шару діелектрика; T_p та R_p - коефіцієнти пропускання і відбиття напівпрозорого дзеркального покриття.

Для променів, які послідовно пронумеровані $0, 1, 2, \dots, j$ пропускання буде мати наступний вигляд: $0 - T_p^2 T_d$; $1 - T_p^2 T_d^3 R_p^2$; $2 - T_p^2 T_d^5 R_p^4$; ... ; $j - T_p^2 T_d^{2j+1} R_p^{2j}$.

В цьому випадку можна одержати загальне пропускання T системи без врахування інтерференційної взаємодії променів

$$T = \sum T_p^2 T_d^{2j+1} R_p^{2j} \quad (4.1)$$

Вираз (4.1) представляє собою суму геометричної прогресії зі знаменником $(R_{\text{п}} T_{\text{д}})^2$. Враховуючи це, одержимо

$$T = T_{\text{п}}^2 T_{\text{д}} (1 - R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2). \quad (4.2)$$

Визначимо розподіл інтенсивності в інтерференційній картині з врахуванням взаємної інтерференції когерентних променів. В загальному випадку буде додавання нескінченної кількості коливань. Позначимо амплітуди послідовних променів через $a_0, a_1, a_2, \dots, a_j$, а фази променів через $0, \delta, 2\delta, 3\delta, \dots, j\delta$, відповідно. Результат інтерференції - взаємне підсилення або ослаблення променів - залежить від значення різниці фаз між сусідніми променями

$$\delta = k \Delta = 2\pi/\lambda \cdot 2dn_2 \cos \epsilon' 2, \quad (4.3)$$

де k - хвильове число; Δ - оптична різниця ходу сусідніх променів; λ - довжина хвилі монохроматичного світла; d - товщина діелектричного шару; n_2 - показник заломлення діелектрика; $\epsilon' 2$ - кут заломлення, який залежить від кута падіння.

Число променів N , які інтерферують, залежить, в основному, від кута падіння ϵ_1 і при $\epsilon_1 \rightarrow 0$ прямує до нескінченності.

Коливання послідовного ряду променів будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} S_0 &= a_0 e^{i\omega t}; \\ S_1 &= a_1 e^{i(\omega T_{\text{д}} + \delta)}; \\ S_2 &= a_2 e^{i(\omega T_{\text{д}} + 2\delta)}; \\ &\dots \\ S_j &= a_j e^{i(\omega T_{\text{д}} + j\delta)}; \end{aligned} \quad (4.4)$$

У відповідності з пропусканням одержимо відношення інтенсивностей сусідніх променів

$$\frac{a_1^2}{a_0^2} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{a_j^2}{a_{j-1}^2} = R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2. \quad (4.5)$$

З (4.5) знаходимо для a_j слідуючий вираз:

$$a_j = a_0 (R_{\text{п}} T_{\text{д}})^j.$$

Тоді суму усіх строчок (4.4) представимо у вигляді

$$S = \sum s_j = \sum a_0 (R_{\text{п}} T_{\text{д}})^j e^{i(\omega T_{\text{д}} + j\delta)}. \quad (4.6)$$

Сумарне коливання також гармонічне з амплітудою A і фазою D

$$S = A e^{i(\omega T_{\text{д}} + D)}. \quad (4.7)$$

Треба знайти амплітуду, квадрат якої пропорційний пропусканню системи. Об'єднуючи (4.6) і (4.7) одержимо без врахування частини, яка містить час

$$\sum a_0 (R_{\text{п}} T_{\text{д}})^j e^{ij\delta} = A e^{iD}. \quad (4.8)$$

На основі правила про суму геометричної прогресії зі знаменником $R_{\text{п}} T_{\text{д}} e^{i\delta}$ маємо

$$\begin{aligned} A e^{iD} &= a_0 \frac{1}{1 - R_{\text{п}} T_{\text{д}} e^{i\delta}} = a_0 \frac{1}{(1 - R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta) - i R_{\text{п}} T_{\text{д}} \sin \delta} \\ &= a_0 \frac{(1 - R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta) + i R_{\text{п}} T_{\text{д}} \sin \delta}{1 - 2 R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta + R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Косинусну та синусну частини виразу (4.9) розглянемо окремо

$$\text{Acos}D = a_0 \frac{1 - R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta}{1 - 2 R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta + R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2},$$

$$\text{Asin}D = a_0 \frac{R_{\text{п}} T_{\text{д}} \sin \delta}{1 - 2 R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta + R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2}.$$

Після піднесення до квадрату кожної строчки і подальшого додавання одержимо

$$A^2 = a_0^2 \frac{1}{1 - 2 R_{\text{п}} T_{\text{д}} \cos \delta + R_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2}. \quad (4.10)$$

Якщо позначити амплітуду світла, яке падає на інтерферометр, через a , то $a_0^2 = a^2 T_{\text{п}}^2 T_{\text{д}}^2$ і тоді пропускання системи визначиться слідуючим чином

$$T = \frac{T_{\Pi}^2 T_{\Delta}}{(1 - R_{\Pi} T_{\Delta})^2 + 4 R_{\Pi} T_{\Delta} \sin^2 \frac{\delta}{2}}. \quad (4.11)$$

Пропускання багатопроменевого інтерферометра (4.11) є осцилюючою функцією різниці фаз δ .

Максимальне значення (інтерференційний максимум) $T(\delta)$ приймає при $\delta = 2\pi m$, де m (ціле число) - порядок інтерференції

$$T_{\max} = T_{\Pi}^2 T_{\Delta} / (1 - R_{\Pi} T_{\Delta})^2, \quad (4.12)$$

а мінімальне значення (інтерференційний \min) - при $\delta = (2m+1)\pi$.

$$T_{\min} = T_{\Pi}^2 T_{\Delta} / (1 + R_{\Pi} T_{\Delta})^2 \neq 0. \quad (4.13)$$

Графік функції $T(\delta)$ або $T(\Delta)$, де $\Delta = 2dn_2 \cos \epsilon' 2$ - оптична різниця ходу сусідніх променів, показаний на рис. 4.3.

Вираз (4.11) можна представити в більш зручному для аналізу вигляді

$$\frac{T}{T_{\max}} = \frac{1}{1 + F^2 \sin^2(\delta / 2)}. \quad (4.14)$$

Тут $F = 2\sqrt{R_{\Pi} T_{\Delta}} / (1 - R_{\Pi} T_{\Delta})$ - фактор чіткості; $\delta = (2\pi\lambda)2dn_2 \cos \epsilon' 2$ - різниця фаз між сусідніми інтерферуючими променями.

Проведемо аналіз виразу (4.14), який одержав назву формулі Ейрі. В загальному випадку зміна різниці фаз може виникати або за рахунок зміни оптичної товщини шару діелектрика dn_2 , або за рахунок зміни кута падіння променів ϵ_1 . На рис. 4.3 показаний розподіл відносного пропускання як функції при різних значеннях параметра $R_{\Pi} T_{\Delta}$. Як видно з рисунка, характер розподілу відносного пропускання залежить від параметра $R_{\Pi} T_{\Delta}$ - добутка коефіцієнта відбиття покриття R_{Π} та коефіцієнта пропускання шару діелектрика T_{Δ} .

З (4.12) та (4.13) знайдемо відношення для контрасту K

$$K = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} = \frac{2R_{\Pi} T_{\Delta}}{1 + R_{\Pi}^2 T_{\Delta}^2}. \quad (4.15)$$

З (4.15) витікає, що для підвищення контрасту картини при заданому коефіцієнти пропускання діелектричного шару T_{Δ} , необхідно збільшувати коефіцієнт відбиття напівпрозорого покриття.

Фактор різкості F у (4.14) визначає крутизну спаду крила інтерференційного максимуму, як це видно з рис. 4.3, а відповідно, і контраст картини. В таблиці 4.1 приведені числові значення для K і F при різних $R_{\Pi} T_{\Delta}$.

Таблиця 4.1

$R_{\Pi} T_{\Delta}$	K	F	$R_{\Pi} T_{\Delta}$	K	F
0	0	0	0.6	0.88	3.9
0.1	0.2	0.7	0.75	0.96	6.9
0.25	0.47	1.3	0.9	0.99	19.0
0.5	0.8	2.8	1	1	∞

З таблиці видно, що при збільшенні параметра $R_{\Pi} T_{\Delta}$ контраст K і фактор чіткості F значно змінюються. Ці характеристики тим кращі, чим більше величина $R_{\Pi} T_{\Delta}$.

Ширина інтерференційних максимумів $d\Psi$ на рівні $0.5T_{\max}$ значно менша кутової відстані між ними $\Delta\Psi = 2\pi$:

$$\delta\Psi = \frac{2(1 - R_{\Pi} T_{\Delta})}{\sqrt{R_{\Pi} T_{\Delta}}}. \quad (4.16)$$

Відношення $\Delta\Psi/\delta\Psi$ називається ефективним числом інтерферуючих променів

$$N_e = \frac{\Delta\Psi}{\delta\Psi} = \frac{\pi\sqrt{R_{\Pi} T_{\Delta}}}{1 - R_{\Pi} T_{\Delta}}. \quad (4.17)$$

N_e збільшується зі збільшенням коефіцієнта відбиття дзеркального покриття R_{Π} та коефіцієнта пропускання діелектричного шару T_{Δ} . N_e показує, у скільки разів ширина

інтерференційного максимуму при двохпроменевій інтерференції більше, ніж при багатопроменевій.

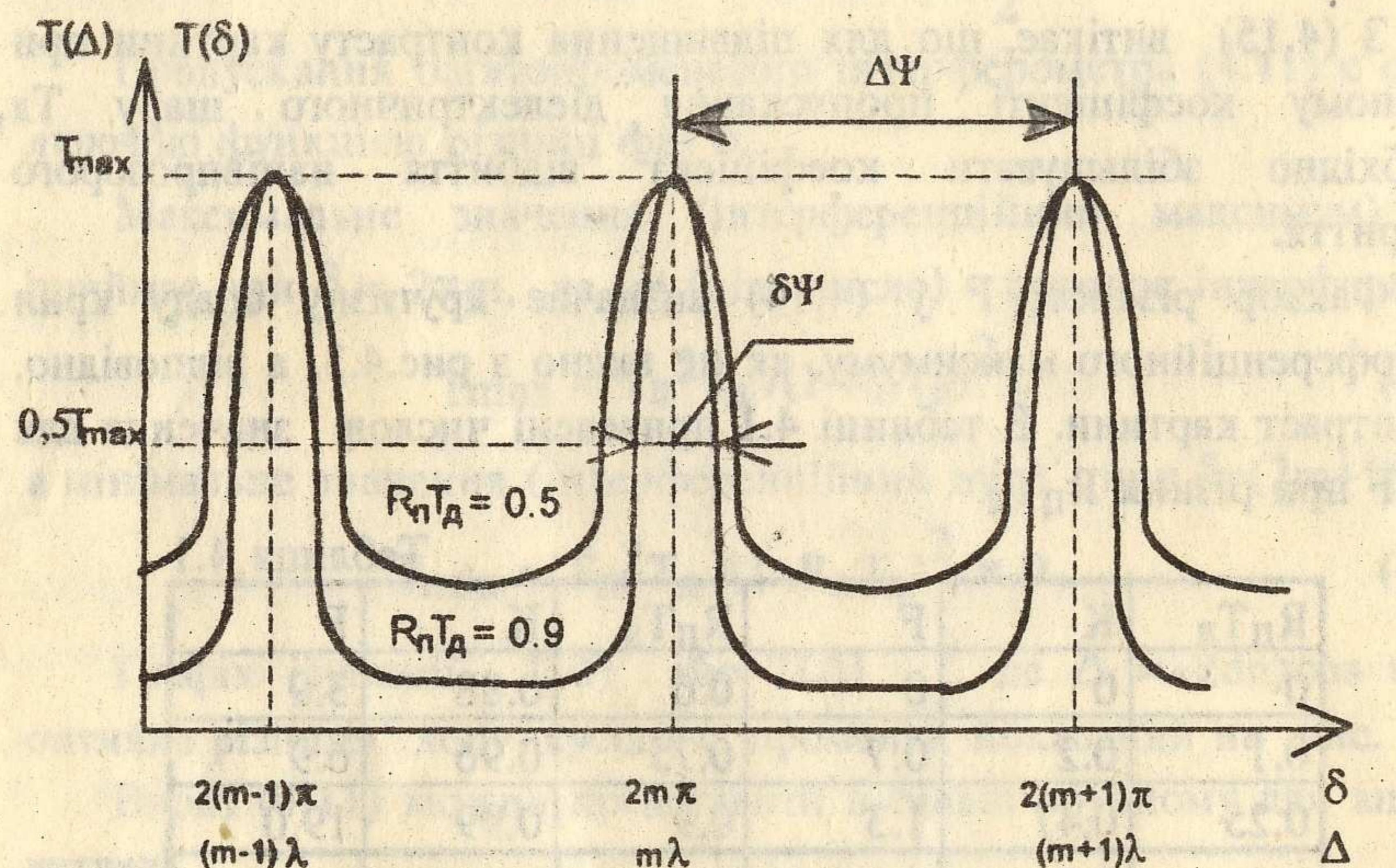


Рис.4.3

На основі всього вище зазначеного можна зробити загальний висновок : при достатньо великих значеннях параметра $R_p T_d$ в світлі, що проходить, має місце чергування вузьких інтерференційних максимумів та широких мінімумів, що являється характерною особливістю багатопроменевої інтерференційної картини в світлі, що проходить. У відбитому світлі одержимо протилежну картину: чергування широких максимумів та вузьких мінімумів.

Вузькосмугові інтерференційні фільтри (ВІФ)

Інтерференційний фільтр - це елемент, який служить для виділення ділянок спектру малої ширини з немонохроматичного випромінювання. На відміну від фільтрів з кольорового скла з селективним поглинанням інтерференційні фільтри являються більш вузькосмуговими, звідси і їхня назва - ВІФ. Дія їх основана на явищі багатопроменевої інтерференції, а конструктивні

параметри їх вибираються такими, щоб забезпечити інтерференційне підсилення світла, яке проходить, на заданій довжині хвилі λ_{max} .

ВІФ - це стакон Фабрі-Перо з тонким шаром прозорого діелектрика між двома посрібленими скляними пластинками (рис.4.4). Фільтр застосовується в паралельних пучках променів при нормальному падінні ($\epsilon_1 = 0$). На рис.4.5 хід променів показаний при $\epsilon_1 \neq 0$ для кращого уявлення явища багатопроменевої інтерференції.

Товщина робочого шару діелектрика визначається з умови виконання інтерференційного максимуму для заданої довжини хвилі λ_{max} . З умови інтерференційного максимуму для оптичної різниці ходу сусідніх променів

$$\Delta = 2dn_2 \cos \epsilon_1 = m \cdot \lambda_{max},$$

при $\epsilon_1 = 0$ одержимо

$$dn_2 = m \cdot \lambda_{max} / 2.$$

Таким чином, оптична товщина діелектрика у ВІФ повинна бути кратною половині довжини хвилі. Така пластинка називається півхвильовою.

Зокрема, мінімальна оптична товщина робочого шару дорівнює половині заданої довжини хвилі

$$(dn_2)_{min} = \lambda_{max} / 2. \quad (4.18)$$

Графік залежності $T(\lambda)$ для ВІФ показаний на рис. 4.5.

При освітленні ВІФ (з конкретною оптичною товщиною) пучком білого світла умова інтерференційного максимума може задовільнятися крім заданої довжини хвилі λ_{max} , також і для ряду других довжин хвиль. Їх максимуми звичайно маскуються з допомогою відрізаючих фільтрів з кольорового скла.

Отже, ВІФ являється елементом-монохроматором, який пропускає з широкого спектру випромінювання його вузьку частину з максимальним пропусканням на λ_{max} .

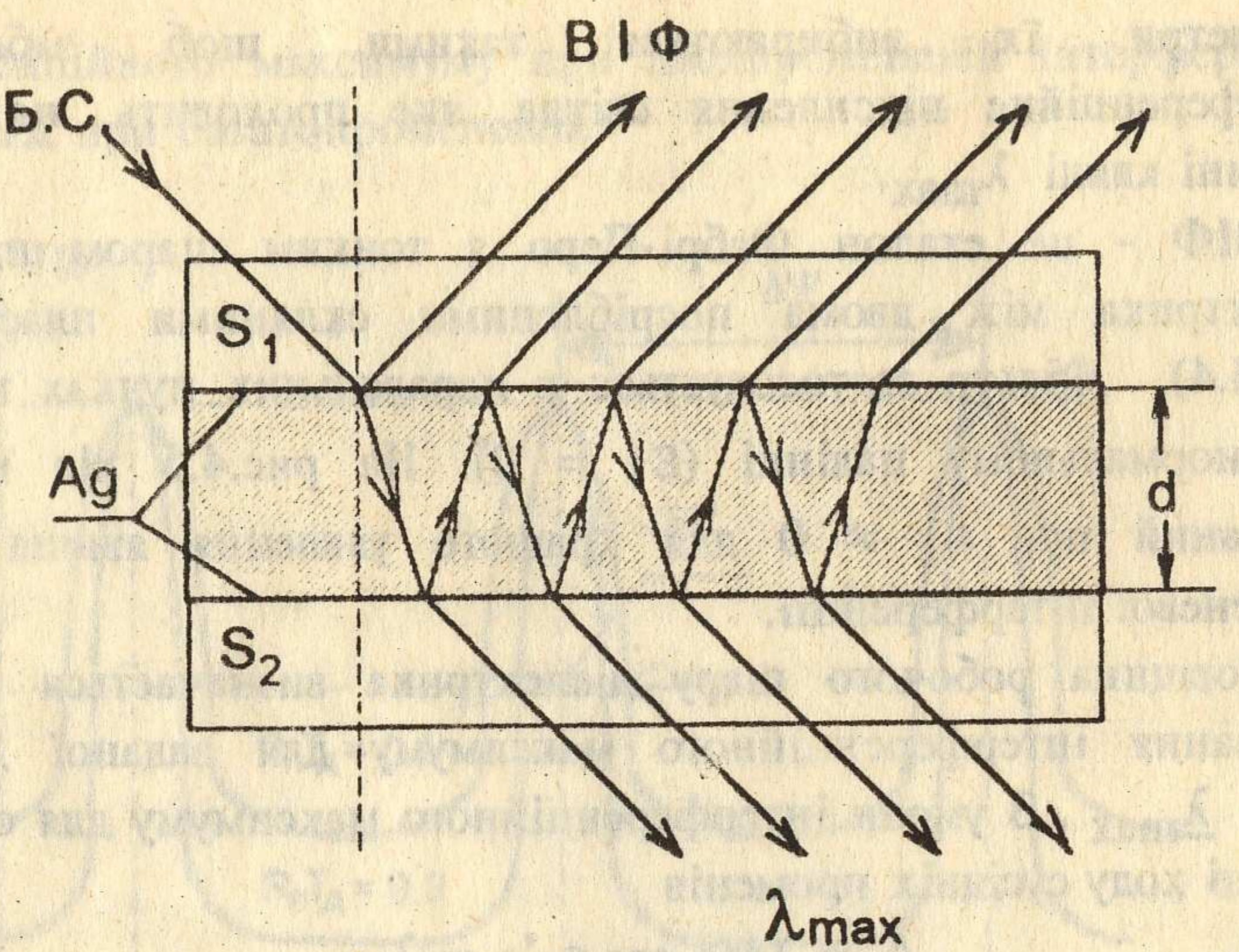


Рис. 4.4

Основні спектральні характеристики ВІФ слідуючі (рис. 4.5):
 λ_{\max} - довжина хвилі максимального пропускання;
 T_{\max} - максимальний коефіцієнт пропускання;
 $\delta\lambda_{0,5}$ - ширина полоси пропускання для значення коефіцієнта пропускання $0,5T_{\max}$, звичайно позначається просто $\delta\lambda$;

$\delta\lambda_{0,1}$ - ширина полоси пропускання для значення коефіцієнта пропускання $0,1T_{\max}$;

T_{\min} - мінімальне значення коефіцієнта пропускання.

Зліва і справа від λ_{\max} на графіку не повинно бути побочних, навіть невеликих, максимумів.

Структурна формула ВІФ представляється виразом (рис. 4.4)

$$S_1 \text{Ag}^2m\text{HAg}S_2, \quad (4.19)$$

де S_1 - скляна підложка; Ag - шар срібного дзеркала; 2 - коефіцієнт, який означає півхвильовий шар (з двох чвертьхвильових), m - порядок фільтра; H - шар чвертьхвильового діелектрика ($\lambda_{\max}/4$) з низьким показником заломлення n_H ; S_2 - скляний відрізаючий фільтр.

Діелектричний матеріал для ВІФ це як правило: MgF_2 ($n_H = 1,35$) і Na_3AlF_6 (креоліт, $n_H = 1,35$).

Переваги ВІФ в порівнянні з фільтрами селективного поглинання:

- висока ефективність - коефіцієнт пропускання до 50 %;
- невелика ширина полоси пропускання $\delta\lambda_{0,5} = 30 \dots 10 \text{ нм}$;
- простота зміни області пропускання за рахунок зміни оптичної товщини шару;
- практична необмеженість розмірів фільтра.

Недолік ВІФ - залежність λ_{\max} від кута падіння ϵ_1 світла на поверхню фільтра.

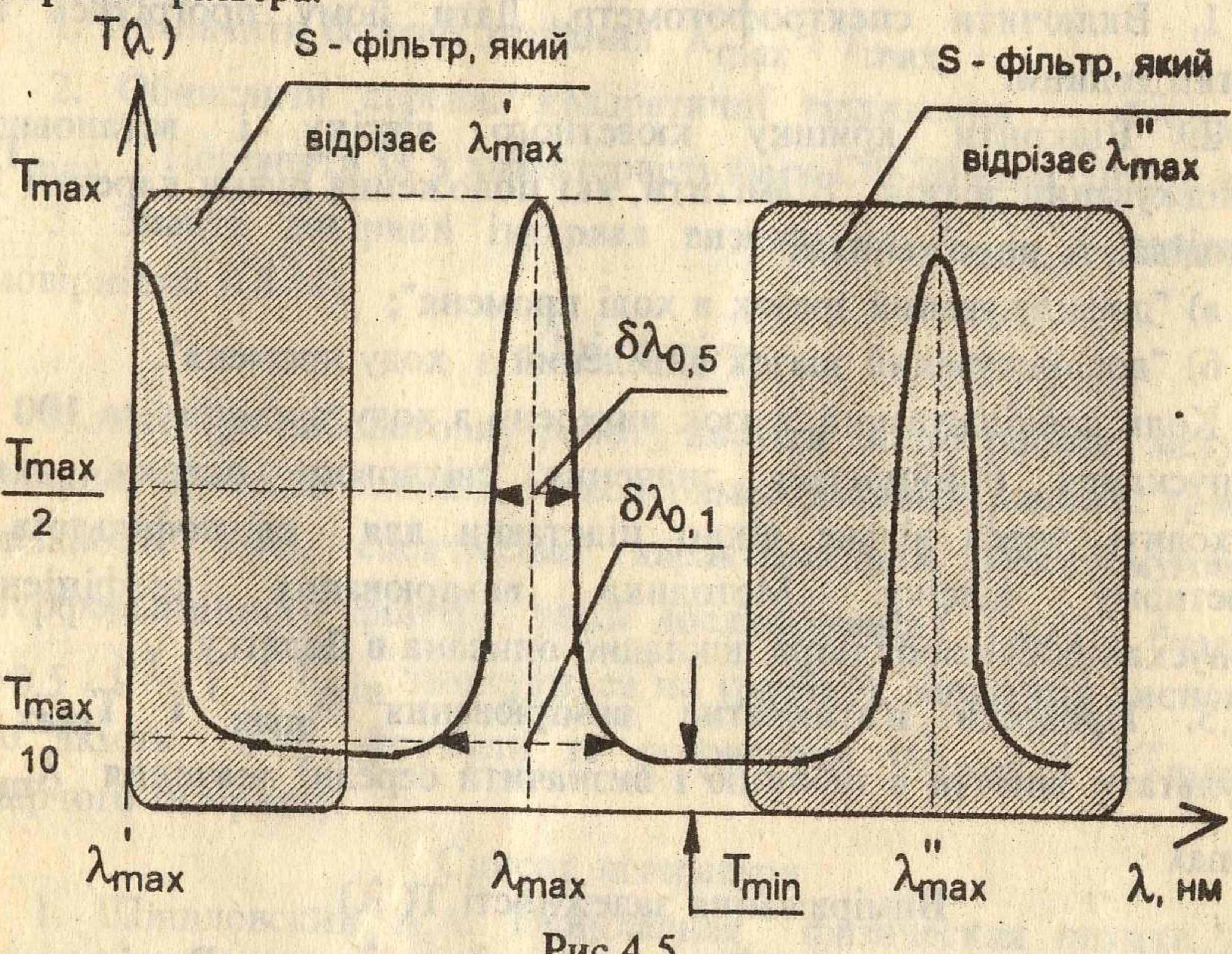


Рис.4.5

Кращі властивості мають діелектричні вузькосмутові інтерференційні фільтри (ДВІФ), у яких срібні "дзеркала" замінюють багатошаровими діелектричними з досить високими коефіцієнтами відбиття. ДВІФ мають звичайно $\delta\lambda_{0,5} = 7 \dots 0,3 \text{ нм}$ і $T_{\max} = 70 \dots 80\%$.

Лабораторна установка

В цій роботі використовується спектрофотометр СФ-26 як лабораторна установка. Його дані, будова та методика вимірювань приведені в Додатку.

Порядок виконання роботи

Працювати з спектрофотометром зручно двом операторам. Перший встановлює довжину хвилі і веде запис, другий переключає ручку 12 для введення в хід променя і виведення зразка ВІФ, який досліджується, з ходу променя, а також встановлює стрілку шкали на 100%.

Вимірювання характеристик максимального пропускання

1. Включити спектрофотометр. Дати йому прогрітись на протязі години.

2. Відкрити кришку кюветного відсіку і встановити досліджуваний зразок. Відмітити, які положення ручки каретки 12 відповідають положенням:

- "досліджуваний зразок в ході променя";
- "досліджуваний зразок виведений з ходу променя".

Коли досліджуваний зразок виведено з ходу променя, за 100 % пропускання приймається значення світлового потоку, який проходить через вільне вікно підставки для світлофільтрів у кюветному відсіку. Методика вимірювання коефіцієнта пропускання світлофільтра докладно описана в Додатку.

3. Провести п'ятикратне вимірювання λ_{\max} і T_{\max} . Результати занести в таблицю і визначити середні значення λ_{\max} і T_{\max} .

Вимірювання залежності $T(\lambda)$.

1. Виміряти значення $T_i(\lambda_i)$ для $\lambda_i > \lambda_{\max}$. Вимірювання проводяться з кроком $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$ до значення $T = 0,5 T_{\max}$.

2. Виміряти $T_i(\lambda_i)$ для $\lambda_i < \lambda_{\max}$. Вимірювання проводяться з кроком $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$ до значення $T = 0,5 T_{\max}$, після чого перейти на $\Delta\lambda = 2 \text{ нм}$ до значень T_{\min} .

3. Результати записати в таблицю. Пп. 1 і 2 повторити по три рази.

Визначення спектральних характеристик ВІФ

1. Побудувати графік залежності $T(\lambda)$ по середнім значенням $T_i(\lambda_i)$, знайденим з експериментальних точок. Визначити по графіку значення $\Delta\lambda_{0,5}$, $\Delta\lambda_{0,1}$ і T_{\min} .

2. Проаналізувати графік $T(\lambda)$ на наявність дефектів ВІФ, асиметрію $T(\lambda)$ відносно λ_{\min} , наявність побочних максимумів. Зробити висновок про якість досліджуваного ВІФ.

Обробка результатів вимірювань

1. Визначити середні значення λ_{\max} і T_{\max} .
2. Обчислити середні квадратичні відхилення $\sigma_{\lambda_{\max}}$ і $\sigma_{T_{\max}}$. Порівняти їх з характеристиками СФ-26 (див. Додаток).
3. Знайти довірчий інтервал визначення λ_{\max} з довірчою ймовірністю 0,8 [4].

Зміст звіту

У звіті про лабораторну роботу вказати назву роботи, мету та завдання, привести таблиці з експериментальними даними, графік залежності $T(\lambda)$, спектральні характеристики вузькосмугового інтерференційного фільтру, який досліджувався (T_{\max} , λ_{\max} , $\Delta\lambda_{0,5}$, $\Delta\lambda_{0,1}$ і T_{\min} записуються на графіку), загальний висновок про якість ВІФ, формулі та розрахунки $\sigma_{\lambda_{\max}}$ і $\sigma_{T_{\max}}$ і довірчого інтервалу.

Список літератури

1. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. М.: Физматгиз, 1961. - 822с.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. - М.:Наука, 1976. - 926 с.
3. Крылова Т.Н. Интерференционные покрытия. Л.: Машиностроение, 1974. - 359с.
4. Методические указания к лабораторным работам по курсу "Физическая оптика". Ч.1./Сост.С.С.Троицкий, С.Г.Каштык, 1988.

Лабораторна робота № 5

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА НА ПРОЗОРІЙ ДИФРАКЦІЙНІЙ ГРАТЦІ

Мета роботи:

- 1) вивчити явище дифракції світла на дифракційній гратці, характеристики та спектральні властивості прозорої дифракційної гратки;
- 2) вивчити схему лабораторної установки, навчитись її складати та налагоджувати;
- 3) дослідити спектральні властивості прозорої дифракційної гратки.

Завдання

1. Ознайомитись з теорією дифракції світла на прозорій дифракційній гратці.
2. Вивчити оптичну схему лабораторної установки. Скласти (зібрати) установку і провести її налагодження.
3. Проаналізувати розподіл інтенсивності світла і кольорів в спектрах дифракційної картини прозорої гратки при освітленні її білим світлом.
4. Дослідити характеристики прозорої дифракційної гратки при освітленні її квазимохроматичним світлом.
5. Зробити обробку результатів вимірювань і визначити точність вимірювання характеристик гратки.

Загальні положення

Дифракція світла - по вдалому визначенняю Зомерфельда [А.Зомерфельд. Оптика. - ІЛ, 1953] - це будь-яке відхилення світових променів від прямої лінії, яке не можна пояснити відбиттям чи заломленням світла. Вона виникає при поширенні світла крізь вузькі отвори, біля країв непрозорих тіл і, взагалі, в середовищі з різкими неоднорідностями.

Дифракція приводить до огинання світовими хвильами перешкод (неоднорідностей), до відхилення світових променів (у

вигляді віяла) від прямолінійного поширення на межах цих перешкод і, внаслідок цього, до проникнення світла в область геометричної тіні за перешкодами. Всяке обмеження світлових пучків перешкодами, які трапляються на їхньому шляху, неминуче викликає дифракційне розмиття пучків, причому тим сильніше, чим менші розміри цих перешкод (рис.5.1).

При розмірах перешкод, які сумірні з довжиною світлової хвилі, поширення світла за ними повністю визначається дифракційним розмиттям.

Розрізняють два види дифракції світла:

дифракція Френеля - у близькій зоні в розбіжних та збіжних пучках світла (див. рис.5.1, а);

дифракція Фраунгофера - в далекій зоні (в нескінченності) в паралельних пучках світла (див. рис.5.1, б).

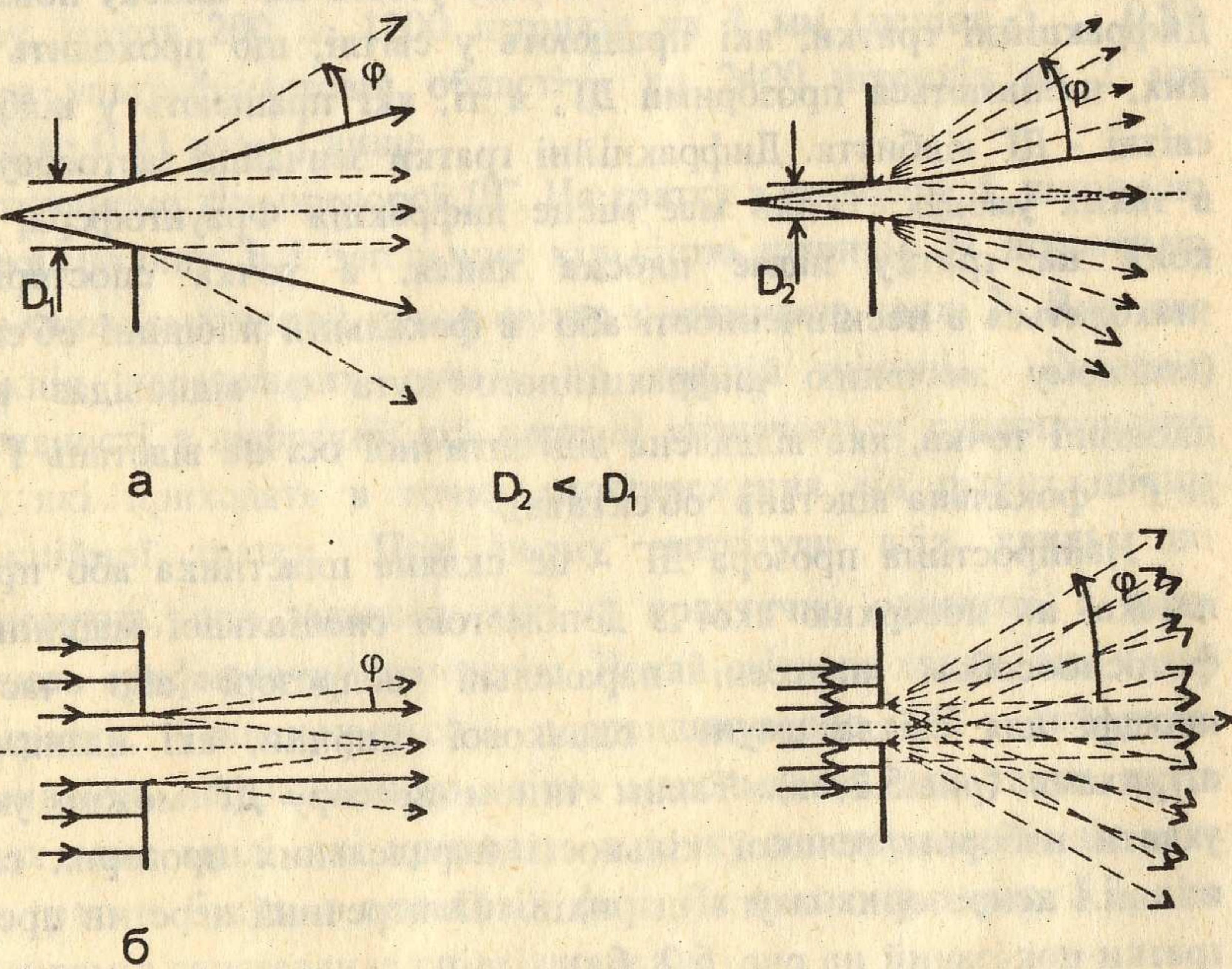


Рис.5.1

Кут відхилення Φ дифрагованого променя від прямолінійного напряму називається кутом дифракції. Він є неперевною величиною в розмитому дифракцією пучку променів.

Дифракція світла проявляється у вигляді так званої дифракційної картини в площині спостережання - кілець або смуг змінної освітленості, яка є результатом інтерференції променів (пучків), що перетинаються, які дифрагували на різних частинах краю перешкоди або на сусідніх перешкодах.

Дифракція світла широко використовується в спектральних приладах, в яких основним елементом, що розкладає складне світлове випромінювання (наприклад, біле світло) в кольоровий спектр, є дифракційна гратка.

Дифракційна гратка (ДГ) являє собою регулярну сукупність великого числа розташованих на однаковій відстані штрихів однакової форми, нанесених частіше усього на плоску поверхню. Дифракційні гратки, які працюють у світлі, що проходить через них, називаються прозорими ДГ, а ті, які працюють у відбитому світлі - ДГ відбиття. Дифракційні гратки звичайно застосовуються в таких умовах, коли має місце дифракція Фраунгофера, тобто коли на граткупадає плоска хвиля, а точка спостережання знаходитьться в нескінченності або в фокальній площині об'єктива. (кожному значенню дифракційного кута Φ відповідає в цій площині точка, яка віддалена від оптичної осі на відстань $f \cdot \text{tg} \Phi$, де f - фокальна відстань об'єктива).

Найпростіша прозора ДГ - це скляна пластинка або прозора пілівка, на поверхню якої з допомогою спеціальної машини або фотоспособом нанесені паралельні непрозорі або частково прозорі для світла смуги однакової ширини, які називаються штрихами (рис. 5.2, а). Таким чином прозору ДГ можна умовно уявити набором великої кількості паралельних прозорих смуг - щілин і непрозорих смут - штрихів. Поперечний перетин прозорої гратки показаний на рис. 5.2, б.

Параметри прозорої дифракційної гратки: b - ширина

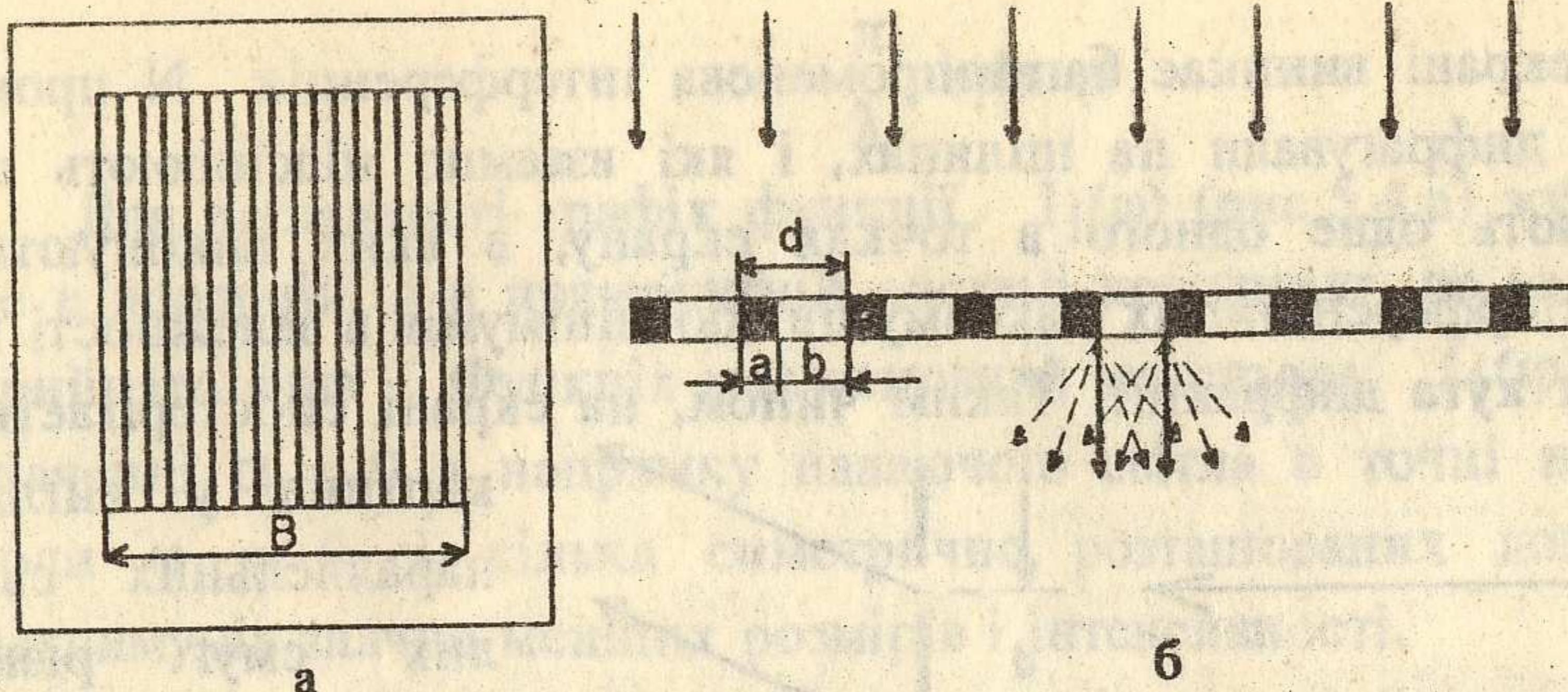


Рис.5.2

щілини, а - ширина непрозорого штриха, $d = a + b$ - період або постійна гратки, $1/d$ - кількість штрихів на 1 мм гратки, N - загальна кількість штрихів на гратці, $B = Nd$ - база або ширина робочої частини гратки.

Дифракційні гратки, які використовуються у видимій області спектру, мають 200 ... 1200 штрихів на 1 мм (період 5 ... 0,83 мкм), в ультрафіолетовій області - до 2400 штрихів на 1 мм (період до 0,41 мкм) і вище.

Розглянемо дію прозорої ДГ. На гратку з періодом d , шириною прозорої щілини b і загальною кількістю штрихів N нормально падає монохроматичний пучок світла з довжиною хвилі λ . Виникає дифракція паралельних пучків на кожній щілині. Розподіл інтенсивності в дифракційній картині визначається суперпозицією хвиль, які приходять в точку спостереження від різних щілин дифракційної гратки. При цьому амплітуди всіх хвиль, що інтерферують, при заданому куті Φ практично одинакові, а фази складають арифметичну прогресію. Нехай світлова хвиля, яка падає на гратку, поширюється перпендикулярно її поверхні. Інтенсивність дифрагованого світла максимальна для таких кутів Φ_m , для яких хвилі, які приходять в точку спостереження від усіх щілин гратки, будуть в однаковій фазі. Як виходить з рис. 5.3, для цих напрямів справедливе співвідношення

$$ds \sin \Phi_m = m\lambda \quad (m - \text{ціле число}). \quad (5.1)$$

На екрані виникає багатопроменева інтерференція N променів, які дифрагували на щілинах, і які взаємно підсилюють або ослаблюють одне одного в точках екрану, в яких виконуються умови інтерференційних максимумів або мінімумів в залежності від значення кута дифракції. Таким чином, на екрані спостерігається

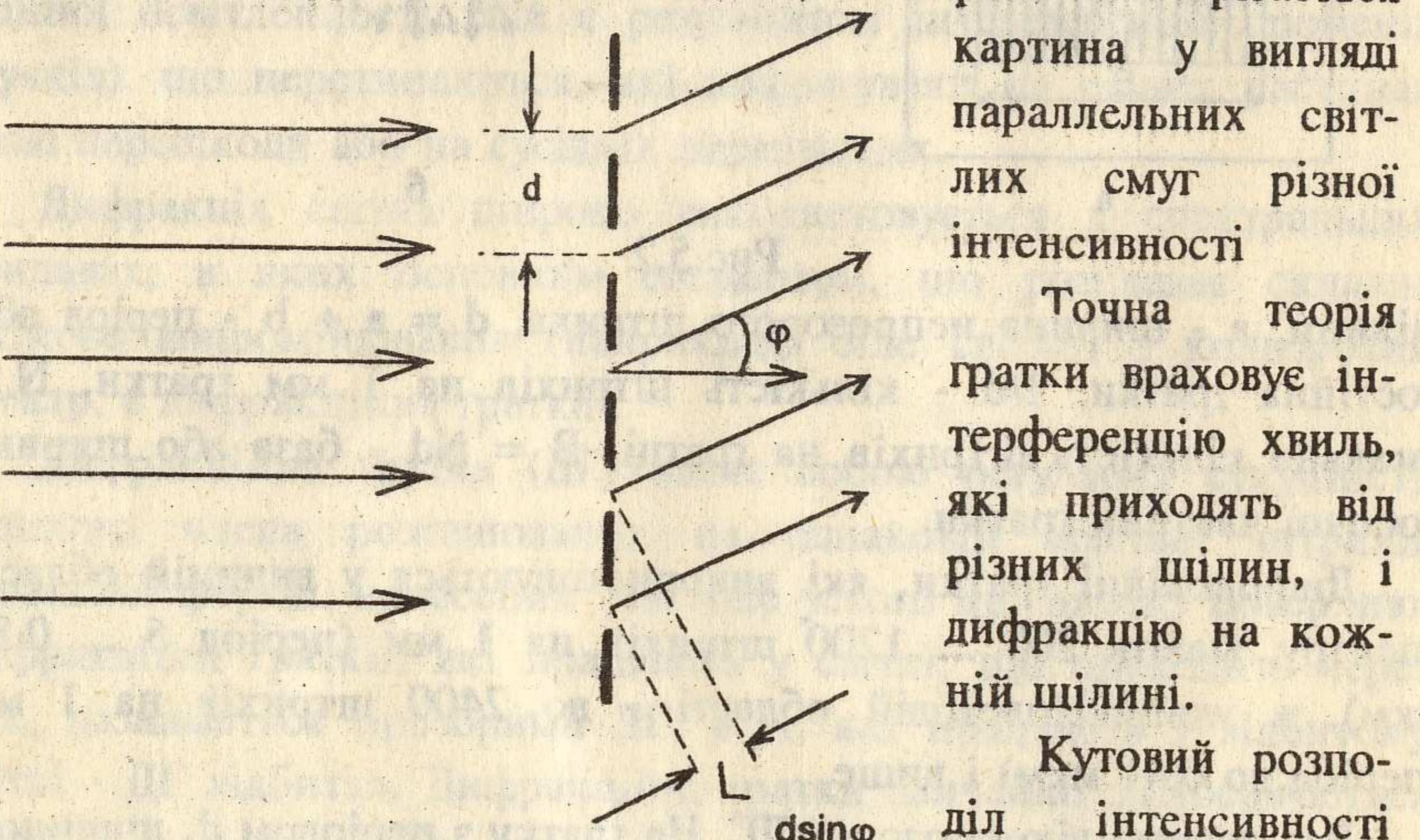


Рис 5.3

рої гратки при нормальному падінні на неї паралельного монохроматичного пучка світла визначається виразом, який є добутком двох функцій:

$$I(\phi) = I_1(\phi) \cdot I_N(\phi) \quad (5.2)$$

Функція $I_1(\phi)$ описує кутовий розподіл інтенсивності світла при дифракції його на окремій прозорій щілині гратки:

$$I_1(\phi) = I_0 \cdot \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}, \quad (5.3)$$

де I_0 - інтенсивність світла, що падає, яка приходиться на одну прозору щілину шириною b , $\alpha = \alpha(\phi)$ - половина різниці фаз у точці двох променів, які приходять в неї з початку і кінця щілини під кутом дифракції ϕ ,

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} \cdot b \sin \phi. \quad (5.4)$$

Для наглядності графік функції $I_1(\phi)$ (рис.5.4,а) зображений не в полярній, а в прямокутній системі координат, де за аргумент прийнято $\sin \phi$. Функція має основний максимум $I_1(\phi) = I_0$ при значенні $\alpha = 0$ в напрямку падаючого світла в точці на екрані, коли $\phi = 0$, і кілька симетрично розташованих допоміжних максимумів значно менших розмірів і інтенсивності.

Кутова ширина основного та допоміжного максимумів по осі абсцисс визначається положеннями мінімумів функції $I_1(\Phi_{min}) = 0$, які мають місце при значеннях

$$\alpha_{min} = \pm m_1 \cdot \pi \text{ або } \sin \phi_{min} = \pm m_1 \cdot \frac{\lambda}{b}, \quad (5.5)$$

де m_1 - номер мінімума, який приймає значення 1,2,3, ..., за виключенням нуля.

Робочим являється найбільш інтенсивний основний максимум, кутова ширина якого залежить від ширини щілини b і довжини хвилі світла λ :

$$\Phi_0 = 2 \frac{\lambda}{b}. \quad (5.6)$$

Функція $I_N(\phi)$ у виразі (5.2) - безрозмірна величина, що описує кутовий розподіл інтенсивності світла, який отримується в результаті багатопроменевої інтерференції одинакових пучків світла, дифрагованих на N щілинах

$$I_N(\phi) = \frac{\sin^2 \left(N \frac{\delta}{2} \right)}{\sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad (5.7)$$

де $\delta = \delta(\phi)$ - різниця фаз між двома паралельними променями, які виходять з одинакових точок сусідніх щілин під одним кутом дифракції ϕ .

$$\delta = 2 \frac{\pi}{\lambda} d \sin \phi. \quad (5.8)$$

Графік функції $I_N(\phi)$ в прямокутній системі координат з аргументом $\sin\phi$ показаний на рис. 5.4,б. Він має звичайний вигляд для розподілу інтенсивності світла у багатопроменевій інтерференційній картині. Між вузькими головними максимумами знаходяться N-2 проміжних максимумів, які практично не спостерігаються внаслідок їх малої інтенсивності, особливо при великому N.

Кутове положення головних максимумів визначається з умови:

$$\frac{\delta_{\max}}{2} = \pm m \cdot \pi, \text{ або } \sin\phi_{\max} = \pm m \cdot \frac{\delta_{\max}}{2}, \quad (5.9)$$

де $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ - порядок інтерференції головного максимума, який називається порядком спектра.

Графік розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині прозорої гратки $I(\sin\phi)$ у відповідності з формулою (5.2) може бути одержаний в результаті перемноження відповідних ординат графіків функцій $I_1(\sin\phi)$ та $I_N(\sin\phi)$ (рис.5.4,в).

В дифракційній картині видно вузькі світлі смуги (спектральні лінії) різної інтенсивності, які відповідають головним максимумам $I_N(\sin\phi)$ порядків спектра $m = 0, \pm 1, \pm 2$, які знаходяться в області основного максимума $I_1(\sin\phi)$. Графік $I(\sin\phi)$ схожий на модуляцію функції $I_N(\sin\phi)$ функцією $I_1(\sin\phi)$. Колір головних максимумів одинаковий, відповідає довжині хвилі λ світла, яке падає на гратку. Головних максимумів $I_N(\sin\phi)$ більш високих порядків, які попадають на ділянки допоміжних максимумів $I_1(\sin\phi)$, практично не видно і вони можуть не враховуватись. Кількість видимих головних максимумів визначається відношенням періода гратки d до ширини щілини b (на рис.5.4,д $\approx 3b$).

Спектральні властивості дифракційної гратки обумовлені тим, що кутові положення видимих головних максимумів ϕ_{\max} (5.9)

залежать від довжини світлової хвилі.

Якщо засвітити дифракційну гратку не монохроматичним, а білим світлом, то головні максимуми - спектральні лінії - для кожної довжини хвилі, яка входить до білого світла, в кожному

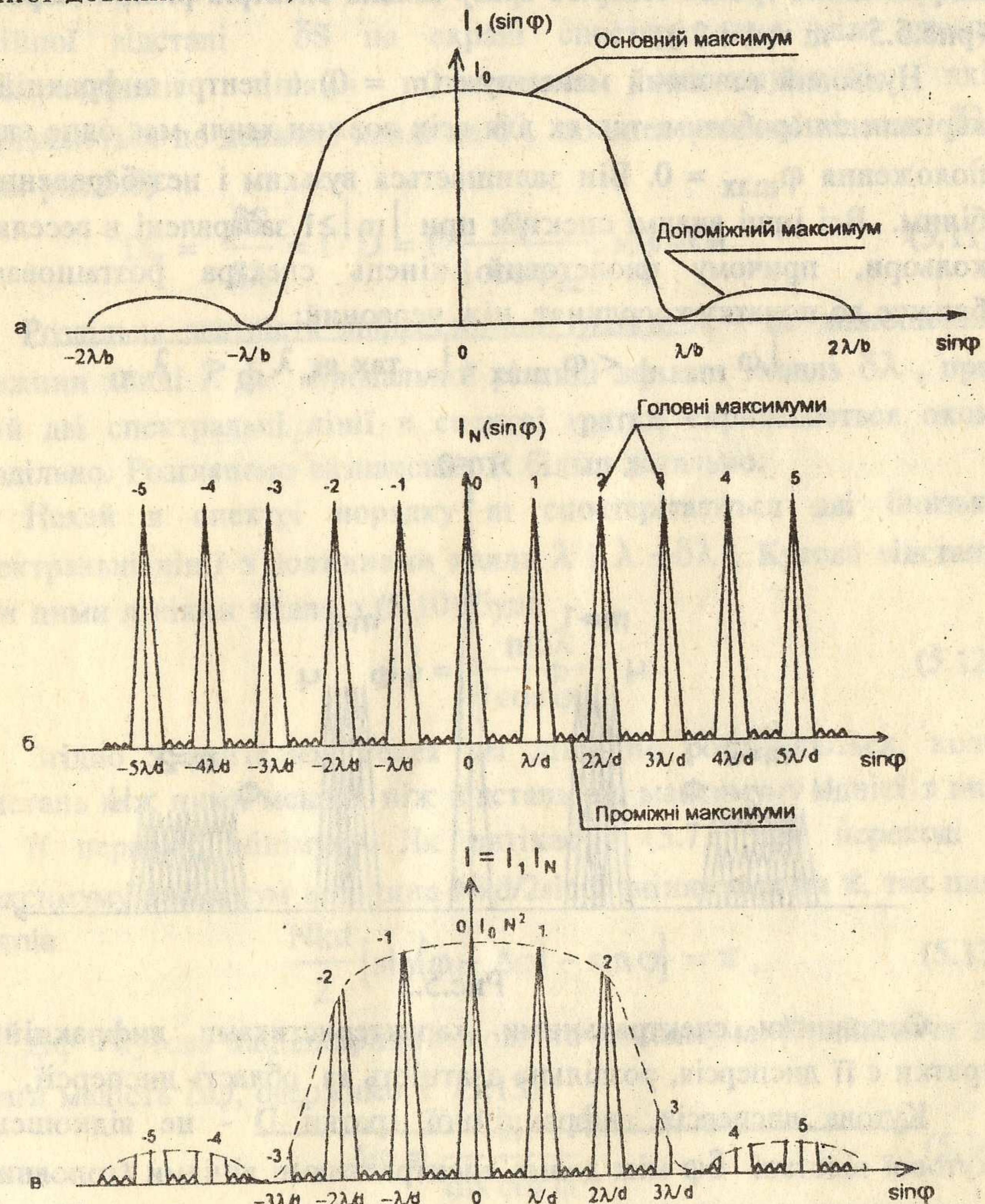


Рис.5.4

спектрі порядку m , крім нульового, будуть мати своє кутове положення, створюючи суцільні кольорові спектри. Таким чином, дифракційна гратка створює зразу кілька спектрів різних порядків (рис.5.5 - $m = 1$ і 2).

Нульовий головний максимум ($m = 0$) в центрі дифракційної картини є неробочим, так як для всіх довжин хвиль має одне єдине положення $\Phi_{\max} = 0$. Він залишається вузьким і незабарвленим - білим. Всі інші видимі спектри при $|m| \geq 1$ забарвлені в веселкові кольори, причому фіолетовий кінець спектра розташований більше до початку координат, ніж червоний:

$$|\Phi_{\max \phi}| < |\Phi_{\max \chi}|, \text{ так як } \lambda_{\phi} < \lambda_{\chi}.$$

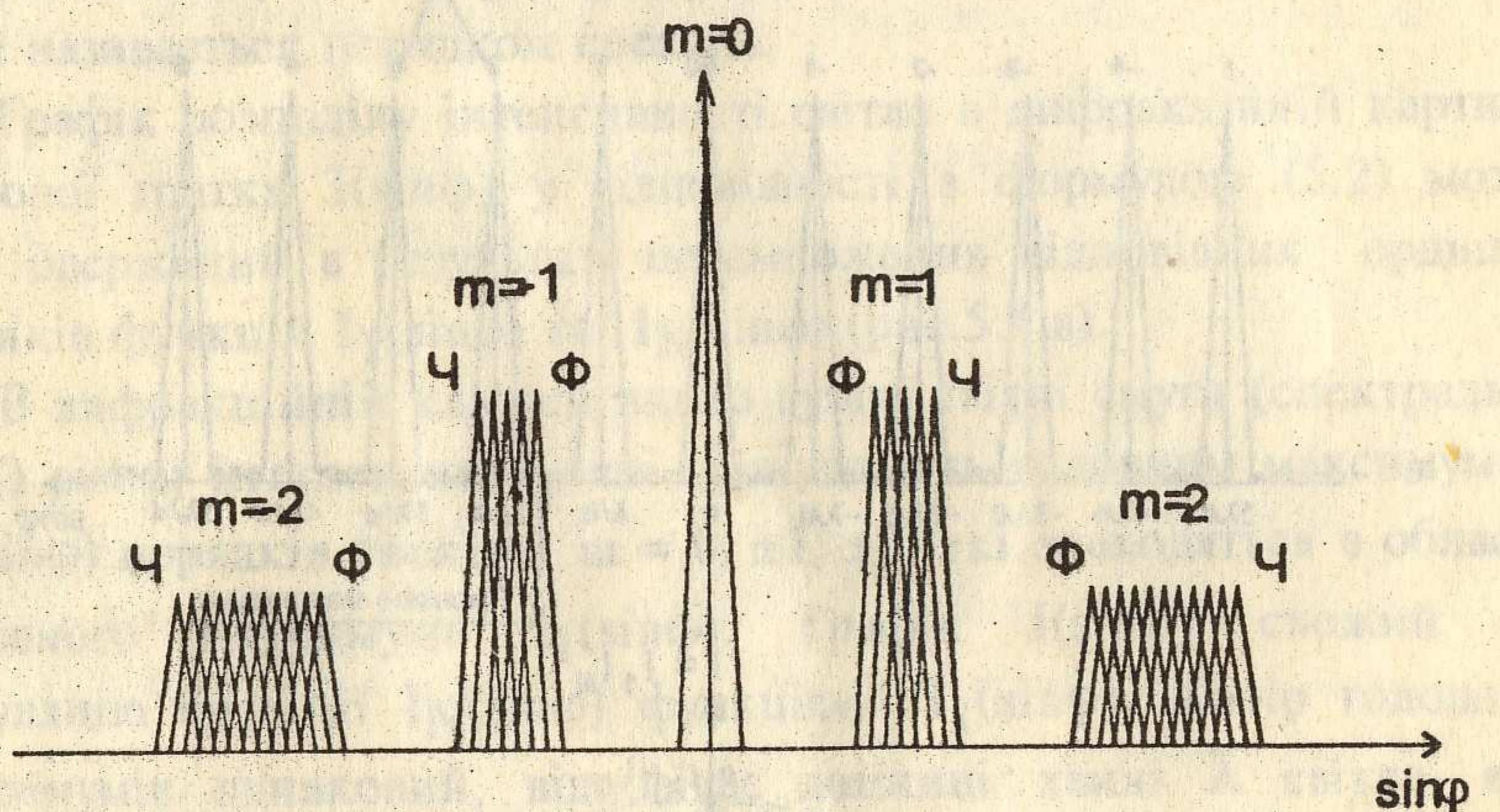


Рис.5.5

Основними спектральними характеристиками дифракційної гратки є її дисперсія, роздільна здатність та область дисперсії.

Кутова дисперсія дифракційної гратки D - це відношення кутової відстані $\delta\phi$ між двома спектральними лініями (головними максимумами), які відрізняються по довжині хвилі на $\delta\lambda$, до спектральної відстані $\delta\lambda$ (рис.5.6) і для дифракційної гратки з періодом d в спектрі порядку m дорівнює:

$$D = \frac{\delta\phi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos \Phi_m} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2 \lambda^2}}, \text{ рад/мкм.} \quad (5.10)$$

Лінійна дисперсія спектрального приладу з дифракційною граткою D_L і об'єктивом з фокусною відстанню f - це відношення лінійної відстані δS на екрані спостереження між двома спектральними лініями (головними максимумами), які відрізняються по довжині хвилі на $\delta\lambda$ до спектральної відстані $\delta\lambda$ (див. рис.5.6) :

$$D_L = \frac{\delta S}{\delta\lambda} = f \cdot D = f \frac{m}{d \cos \Phi_m}, \text{ мм/мкм.} \quad (5.11)$$

Розлільна здатність дифракційної гратки R - це відношення довжини хвилі λ до мінімальної різниці довжин хвиль $\delta\lambda$, при якій дві спектральні лінії в спектрі гратки сприймаються оком роздільно. Розглянемо визначення R більш детально.

Нехай в спектрі порядку m спостерігаються дві близькі спектральні лінії з довжинами хвиль λ і $\lambda + \delta\lambda$. Кутова відстань між цими лініями згідно з (5.10) буде

$$\delta\phi = \frac{m\delta\lambda}{d \cos \Phi_m}. \quad (5.12)$$

Згідно з критерієм Релея дві лінії не розрізняються, коли відстань між ними менша, ніж відстань від максимуму однієї з них до її першого мінімуму. Як витікає з (5.7), при переході з максимуму в мінімум величина $Nkd/2\sin\phi$ змінюється на π , так що

$$\frac{Nkd}{2} [\sin(\phi + \Delta\phi) - \sin\phi] = \pi, \quad (5.13)$$

де $\Delta\phi$ - кутова напівширина головного максимума. Приймаючи до уваги малість $\Delta\phi$, одержимо з (5.13)

$$\Delta\phi = \frac{\lambda}{dN \cos \phi}. \quad (5.14)$$

Прирівнюючи $\delta\phi$ і $\Delta\phi$ для випадку граничного розділення, знайдемо величину R

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = Nm, \quad (5.15)$$

Спектральний інтервал $\delta\lambda$, який входить у співвідношення (5.15), характеризує мінімальну відстань між двома спектральними лініями, які ще можуть бути розділені при допомозі даної дифракційної гратки.

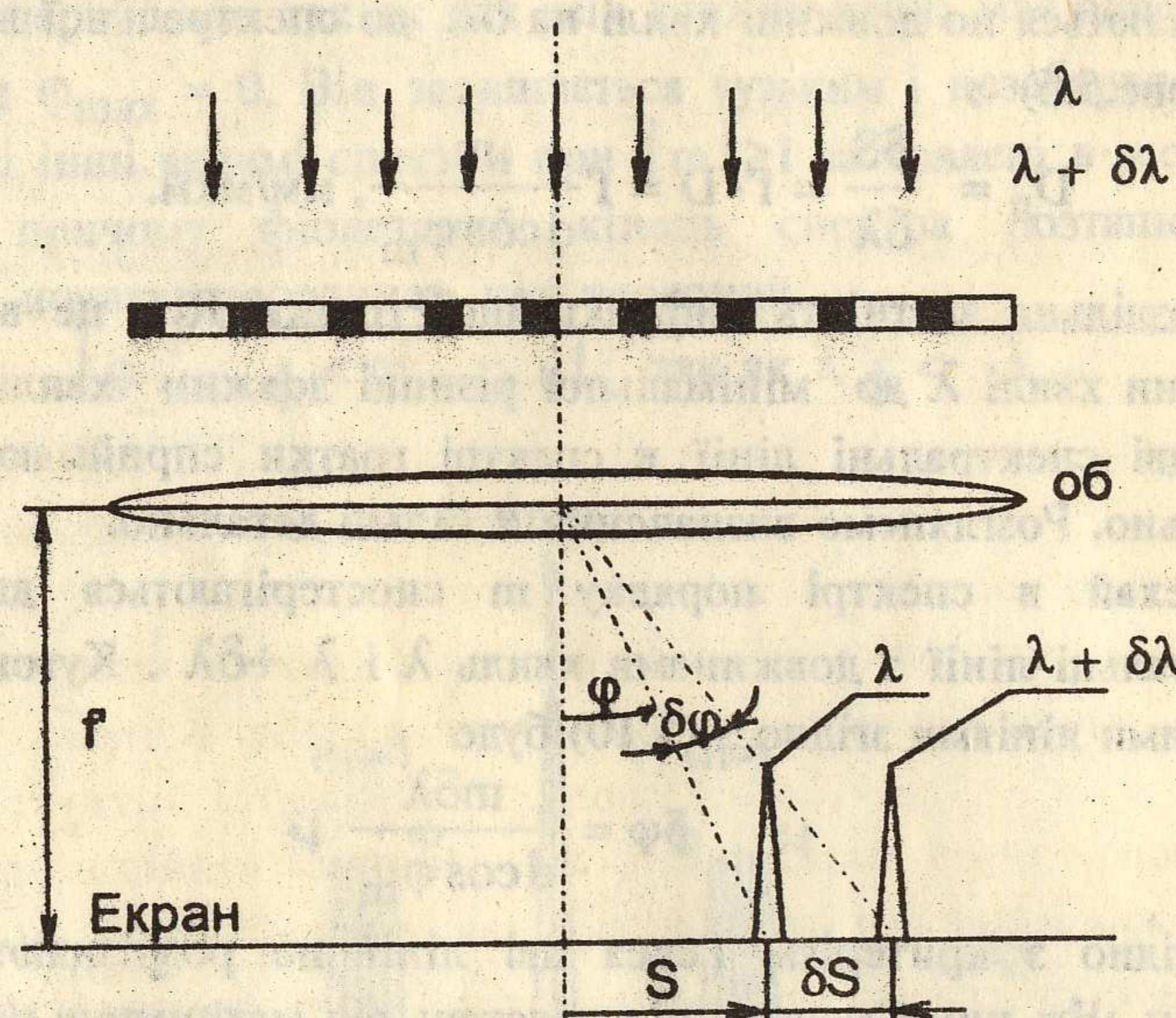


Рис.5.6

При достатньо широкому спектральному інтервалі світла, який падає, спектри різних порядків, які одержують з допомогою дифракційної гратки, починають перекриватись. Дисперсійна область гратки G - це гранична ширина спектрального інтервалу $\Delta\lambda$, при якій перекриття спектрів ще не виникає. Знайдемо $\Delta\lambda$. Нехай довжини хвиль світла лежать в інтервалі $[\lambda, \lambda + \Delta\lambda]$. Напрям m -го максимума для коливання з довжиною хвилі $\lambda + \Delta\lambda$ визначається формулою:

$$dsin\Phi_{m,\lambda+\Delta\lambda} = m(\lambda + \Delta\lambda), \quad (5.16)$$

Напрям $(m+1)$ -го порядку для коливання з довжиною хвилі λ визначається співвідношенням

$$dsin\Phi_{m+1,\lambda} = (m+1)\lambda, \quad (5.17)$$

Перекриття спектрів m -го і $(m+1)$ -го порядків починається при умові, що

$$\Phi_{m,\lambda+\Delta\lambda} = \Phi_{m+1,\lambda}. \quad (5.18)$$

З (5.16), (5.17) і (5.18) не важко знайти

$$G = \Delta\lambda = \lambda/m. \quad (5.19)$$

Лабораторна установка

Оптична схема лабораторної установки наведена на рис.5.7. Установка складається на оптичній лаві. З допомогою рейтерів на ній встановлюються освітлювач 1 з конденсором 2, інтерференційний світлофільтр 3, щілинна діафрагма 4, коліматорна лінза 5, прозора дифракційна гратка 6, об'єктив 7, екран 8 і відліковий мікроскоп 9.

Конденсорна лінза 2 фокусує світло від джерела 1 на щілину 4, яка являється лінійним джерелом світла.

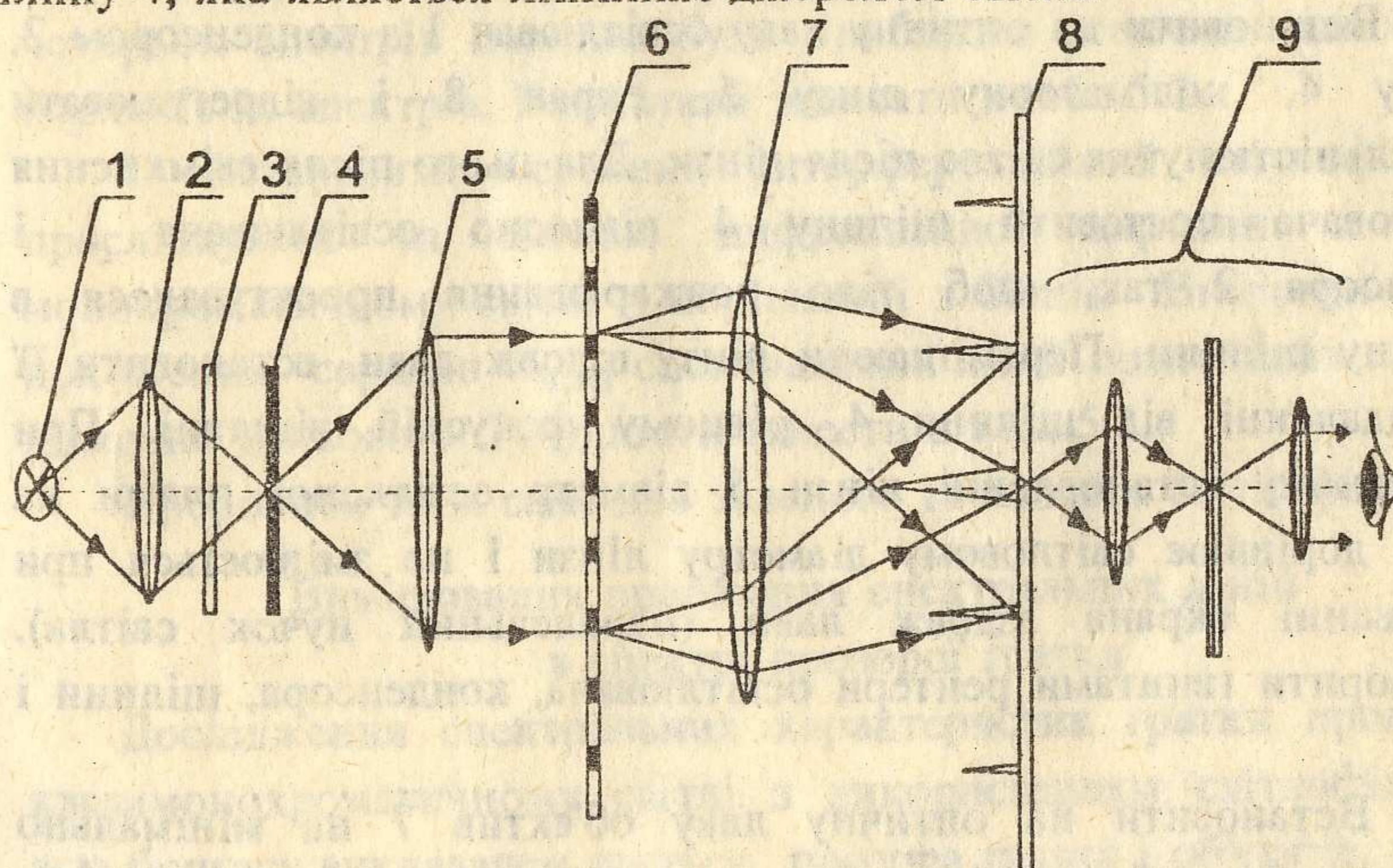


Рис.5.7

Інтерференційний світлофільтр 3 служить для виділення з білого світла квазимохроматичного світла відповідного кольору.

Щілина 4 розташована в передньому фокусі коліматорної лінзи, яка перетворює розбіжний пучок світла в паралельний для освітлення дифракційної гратки 6. Штрихи гратки повинні бути розташовані вертикально, паралельно щілині 4. Паралельні пучки світла, які дифрагують на гратці, фокусуються об'єктивом 7 на шкалі (або екран) 8, встановлену в його задній фокальній площині. На шкалі спостерігаються безперервні веселкові спектри, створювані дифракційною граткою при освітленні її білим світлом, або спектральні лінії (головні максимуми) відповідних порядків спектра при освітленні квазимохроматичним світлом (рис.5.8,б). Міліметрова шкала і відліковий мікроскоп 9 служать для вимірювання лінійних відстаней між спектральними лініями і їх положення відносно центру дифракційної картини.

Порядок виконання роботи

1. Встановити на оптичну лаву освітлювач 1 з конденсором 2, щілину 4, коліматорну лінзу 5, екран 8 і відрегулювати паралельність пучка світла після лінзи. Для цього після ввімкнення освітлювача поставити щілину 4 відносно освітлювача 1 і конденсора 2 так, щоб тіло розжарювання проектувалося в площину щілини. Переміщаючи лінзу вздовж лави, встановити її на віддаленні від щілини 4, рівному фокусній відстані. При правильному встановленні лінзи 5 діаметр освітленої плями на екрані дорівнює світовому діаметру лінзи і не змінюється при пересуванні екрана вздовж лави (паралельний пучок світла). Застопорити гвинтами рейтери освітлювача, конденсора, щілини і лінзи.

2. Встановити на оптичну лаву об'єктив 7 на мінімально можливій відстані від лінзи 5, але такій, щоб між ними можна було встановити дифракційну гратку. Переміщенням екрана вздовж лави добитися чіткого зображення на ньому щілини 4. У

разі необхідності підрегулювати ширину щілини. Застопорити гвинтами рейтери об'єктиву 7 і екрана 8.

3. Встановити між лінзою 5 і об'єктивом дифракційну гратку 6. На екрані повинна з'явитися дифракційна картина у вигляді вузького білого нульового спектру, зліва і справа від якого розташовані веселкові спектри порядків $\pm 1, \pm 2, \dots$. Застопорити гвинтом рейтер гратки.

Аналіз дифракційної картини гратки

1. Встановити замість екрана міліметрову шкалу, перевірити чіткість зображення на ній дифракційної картини. Поперечним переміщенням шкали сумістити її нульовий штрих з центром нульового білого спектру картини.

2. Уважно роздивитися дифракційну картину, визначити максимальне число видимих спектрів, можливі перекриття спектрів порядків вище другого, розташування кольорів в спектрах.

3. Виміряти по міліметровій лінійці положення фіолетових $S_{\text{ф}}$ і $S_{\text{ч}}$ червоних кінців позитивних спектрів і оцінити їх лінійну ширину $S_c = S_{\text{ч}} - S_{\text{ф}}$. Відношення довжин перших трьох, чотирьох спектрів повинні бути приблизно рівними відношенню порядків їх спектрів. Результати записати в табл.5.1.

4. Встановити червоний інтерференційний світлофільтр і прослідкувати за зміною дифракційної картини в квазимохроматичному світлі у порівнянні з білим. Виміряти лінійні положення середин $S_{\text{ч},m}$ спектральних ліній позитивних спектрів відносно нульового. Результати занести в табл.5.1.

Проробити те ж саме для зеленого та синього світлофільтрів.

Вимірювання положення спектральних ліній в спектрі прозорої гратки

Дослідження спектральних характеристик гратки проводяться в квазимохроматичному світлі з використанням світлофільтрів. На всю бригаду викладачем дається прозора гратка і об'єктив, а кожному члену бригади - свій світлофільтр.

Таблиця 5.1.

Гратка №		$d =$	мм, $B =$	мм, $f_{об} =$	мм
Світло	S_i , мм	Спектри			
		$m = +1$	$m = +2$	$m = +3$	
Біле	S_q				
	S_ϕ				
	$S_{cm} = S_q - S_\phi$				
	$S_{cm}/S_{c,1}$				
Червоне	$S_{q,m}$				
Зелене	$S_{z,m}$				
Синє	$S_{c,m}$				

1. Не порушуючи налагодженої освітлювальної коліматорної системи, замінити в установці прозору гратку 6 і об'єктив 7 на задані викладачем. Встановити потрібний для конкретного члена бригади світлофільтр 3. Замінити міліметрову шкалу 8 екраном і за ним встановити відліковий мікроскоп 9. Номер гратки, її період d і базу B , фокусну відстань об'єктива $f_{об}$, а також колір світлофільтра занести в табл.5.2. Переміщаючи екран 8, добитися на ньому чіткого зображення спектральних ліній дифракційної картини. Зняти екран з лави, встановити відліковий мікроскоп, навести його на дифракційну картину.

2. Провести не менше п'яти разів вимірювання положення спектральної лінії відповідного порядку відносно нульового. Для цього добитися видимості в полі зору мікроскопа ліній нульового і даного спектрів. Виміряні значення занести в табл.5.2.

Обробка результатів обчислень, визначення характеристик прозорої гратки

1. Обчислюються :

- середні значення відліків:
- $\bar{S}_m = S_{mi}$, де n - число вимірювань;
- різниці $(S_{mi} - \bar{S}_{mi})$ і їх квадрати;

Таблиця 5.2

Гратка №		$d =$	$B =$	$f_{об} =$	мм, колір	$\beta =$	$\tau_\beta =$
i	S_{1i}		$S_{1i} - \bar{S}_{1i}$, мм		$(S_{1i} - \bar{S}_{1i})^2$		
1						$\bar{S}_1 =$	$\Delta \bar{S}_{1\beta} =$
2							$\bar{\lambda} =$
3						$\delta S_1 =$	$\sigma_{\bar{\lambda}} =$
4							$D \bar{\lambda} =$
5						$\delta \bar{S}_1 =$	$\overline{D} =$
Σ							$R =$
i	S_{2i}		$S_{2i} - \bar{S}_{2i}$, м		$(S_{2i} - \bar{S}_{2i})^2$		
1						$\bar{S}_2 =$	$\Delta \bar{S}_{2\beta} =$
2							$\delta S_2 =$
3							$\delta \bar{S}_2 =$
4							
5							
Σ							
i	S_{3i}		$S_{3i} - \bar{S}_{3i}$, м		$(S_{3i} - \bar{S}_{3i})^2$		
1						$\bar{S}_3 =$	$\Delta \bar{S}_{3\beta} =$
2							$\delta S_3 =$
3							$\delta \bar{S}_3 =$
4							
5							
Σ							

- середні квадратичні відхилення

$$\delta S_m = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (S_{mi} - \bar{S}_m)^2};$$

- середні квадратичні відхилення, які характеризують точність визначення середніх значень \bar{S}_m :

$$\delta \bar{S}_m = \frac{1}{\sqrt{n}} \delta S_m;$$

- відносна напівширина довірчого інтервалу:

$$\tau_\beta = \tau_\beta (\beta, n-1);$$

- абсолютна довірча похибка вимірювання (напівширина довірчого інтервалу):

$$\Delta \bar{S}_{1\beta} = \pm \tau_\beta \delta \bar{S}_m.$$

Результати обчислень занести в табл. 5.2.

Довжина хвилі, яка пропускається світлофільтром

Довжину хвилі квазимохроматичного світла, при якому проводились вимірювання, визначають з головного рівняння гратки

$$\lambda = (d/m) \cdot \sin \varphi.$$

Замінюючи $\sin \varphi$ через виміряний відрізок S (див. рис. 5.6):

$$\sin \varphi = S / \sqrt{S^2 + f^2}, \text{ одержимо } \lambda = \Phi(S) = (d/m) \cdot S / \sqrt{S^2 + f^2} \cdot 10^3,$$

де $d, f, i S$ виражені в міліметрах, а λ одержуємо в мікрометрах.

Тоді середнє значення довжини хвилі

$$\bar{\lambda} = \Phi(\bar{S}) = (d/m) \cdot \bar{S} / \sqrt{\bar{S}^2 + f^2} \cdot 10^3 \text{ мкм},$$

а середнє квадратичне відхилення, яке характеризує точність обчислення $\bar{\lambda}$ на базі виміряного значення \bar{S} , мкм:

$$\sigma_{\bar{\lambda}} = |\Phi'(\bar{S})| = (df^2/m) \cdot \sigma_{\bar{S}} \cdot 10^3 / \sqrt{(\bar{S}^2 + f^2)^3} \sigma_{\lambda_\beta}.$$

Абсолютна довірча похибка обчислення довжини хвилі, мкм

$$\Delta \bar{\lambda} = \pm \tau_\beta \cdot \sigma_{\bar{\lambda}}.$$

Значення $\bar{\lambda}$, $\sigma_{\bar{\lambda}}$, і $\Delta \bar{\lambda}$ занести в таблицю 5.2.

Спектральні характеристики гратки

Кутова дисперсія гратки визначається виразом (5.10), рад/мм:

$$D = \frac{m}{dc \cos \varphi_m},$$

де d виражається в мм. Знаходячи $\cos \varphi$ через виміряну відстань S

$$\cos \varphi = f / \sqrt{S^2 + f^2}, \text{ одержимо}$$

$$D = \Phi_1(S) = m / (df) \cdot \sqrt{S^2 + f^2},$$

Тоді середнє значення кутової дисперсії гратки в заданому спектрі порядку m

$$\bar{D} = \Phi_1(\bar{S}) = m / (df) \cdot \sqrt{\bar{S}^2 + f^2},$$

де d, f і \bar{S} виражені в міліметрах.

Середнє значення лінійної дисперсії (див. (5.11), мм/мкм):

$$\bar{D}_l = f \cdot \bar{D}.$$

Середнє квадратичне відхилення, яке характеризує точність обчислення \bar{D} на базі виміряного значення \bar{S} , рад/мкм :

$$\sigma_{\bar{D}} = |\Phi'_1(\bar{S})| \cdot \sigma_{\bar{S}} = m \bar{S} \sigma_{\bar{S}} / (df \sqrt{(\bar{S}^2 + f^2)^3}),$$

абсолютна довірча ймовірність

$$\Delta \bar{D}_\beta = \pm \tau_\beta \cdot \sigma_{\bar{D}}.$$

Роздільна здатність гратки обчислюється за формулою (5.15):

$$R = mN = m \frac{B}{d},$$

а її середнє граничне розділення - за формулою $\delta \lambda = \frac{\bar{\lambda}}{R}$.

Значення \bar{D} , R і $\delta \lambda$ занести в таблицю 5.2.

Побудувати графік залежності $\bar{D}(\bar{\lambda})$ по трьом значенням \bar{D} і $\bar{\lambda}$, одержаним кожним членом бригади для світлофільтрів при однаковому порядку спектра m .

Звіт по роботі повинен містити: оптичну схему установки, заповнені таблиці 5.1 і 5.2, всі розрахунки з приведенням формул і графік залежності $\bar{D}(\bar{\lambda})$.

Список літератури

- Годжаев Н.М. Оптика. - М.: Вищ. шк., 1977. - 432 с.
- Нагібіна І.М. Интерференция и дифракция света. - Л.: Машиностроение, 1974. - 359 с.

Коротко про спектрофотометр СФ-26

1. Призначення

Спектрофотометр СФ-26 призначений для вимірювання коефіцієнтів пропускання рідких та твердих речовин в області оптичного спектра від 186 до 1100 нм. Він працює в світлі, що проходить. Спеціальну призмову приставку ЕС-2 можна встановити в кюветний відсік СФ-26, що дозволить вимірювати на ньому коефіцієнти відбиття зеркал.

2. Технічні дані СФ-26

Спектральний діапазон монохроматора, нм	186 ... 1100
Відносний отвір монохроматора	1:11
Діапазон показань шкали, %	0...100
Середнє квадратичне відхилення по шкалі, %	не > 0.25
Джерело живлення	220 В, 50 Гц
Споживана потужність, ВА	170
Габаритні розміри, мм	930x590x230
Маса (без приставки ЕС-2), кг	75
Основна похибка градуування шкали довжин хвиль монохроматора в області:	
186 ... 300 нм	не більше 0,1
300 ... 350 нм	не більше 0,2
350 ... 400 нм	не більше 0,3
400 ... 550 нм	не більше 0,5
500 ... 1000 нм	не більше 1,0
1000 ... 1500 нм	не більше 5,0
Джерела випромінювання:	
дайтерієва лампа ДДС-30 в діапазоні	186 ... 350 нм
лампа розжарювання ОП-33-0,3 в діапазоні	350 ..1200 нм
Приймачі випромінювання:	
сурм'яно-цеziевий фотоелемент в діапазоні	186 ...650 нм
киснево-цеziевий фотоелемент в діапазоні	600..1100 нм

Рекомендована схема ввімкнення джерел та приймачів випромінювання:

$\lambda, \text{нм}$	186	340	620	1200
Джерело випромінювання	Дайтерієва лампа "Д"	Лампа розжарення "Н"		
Приймач випромінювання	Сурм'яно-цеziевий фотоелемент "Ф"	Кислородно-цеziевий фотоелем. "К"		

3. Принцип дії СФ-26

Спектрофотометр СФ-26 призначений для вимірювання коефіцієнта пропускання зразка T , рівного відношенню інтенсивності випромінювання I , яке пройшло зразок, і інтенсивності випромінювання I_0 , яке падає на вимірюваний зразок. Коефіцієнт пропускання на СФ-26 вимірюється в процентах: $T=I/I_0 \cdot 100\%$.

Вимірювання проводиться по методу електричної автокомпенсації. При виведеному з шляху монохроматичного променя зразка стрілку вимірювального приладу встановлюють на поділку "100", регулюючи ширину щілини, і значення встановленого при цьому світлового потоку приймають за I_0 . При введенні в потік випромінювання досліджуваного зразка стрілка вимірювального приладу відхиляється пропорційно ослабленню потоку: значення коефіцієнта пропускання відраховується по шкалі в процентах.

4. Оптична схема СФ-26

Оптична схема монохроматора - автоколімаційного типу (рис. Д.1). Випромінювання від дайтерієвої лампи 1 або лампи розжарювання 1' падає на еліпсоїдний зеркальний конденсор 2, який фокусує зображення тіла розжарення через дзеркало 3 на лінзу 4, розташовану біля входної щілини монохроматора 5.

Підключення до монохроматора дайтерієвої лампи 1 або лампи розжарювання 1' здійснюється поворотом конденсора 2 з допомогою важеля на освітлювачі з положеннями "Д" і "Н". Пучок

світла, що розходитьсь, з вхідної щілини попадає на дзеркальний об'єктив 6 і, відбившись від нього паралельним пучком, направляється на дисперсійну призму 7 з дзеркальною другою гранню. Пройшовши призму під кутом, близьким до кута найменшого відхилення i , відбившись від її дзеркальної грані, диспергований в суцільний спектр пучок направляється назад на об'єктив 6 і фокусується ним на вихідній щілині монохроматора 8, яка розташована над вхідною щілиною 5.

При повороті призми 7 повертається весь пучок суцільного спектра. При цьому на вихідну щілину 8 попадає монохроматичне випромінювання тієї довжини хвилі, яка встановлена ручкою повороту призми по шкалі довжин хвиль.

Лінза 9 формує практично паралельний пучок для освітлення зразків в кюветному відсіку. Лінза 10 фокусує пучок на поверхню фотоелемента. Поворотне дзеркало 11 підключає на приймання киснево-цеzіевий фотоелемент 12 або сурм'яно-цеzіевий 13. Дзеркало повертається ручкою з двома фіксованими положеннями "К" і "Ф", розташованою на верхній кришці спектрофотометра.

у кюветному відсіку 14 на спеціальній каретці міститься підставка з вікнами, в яку вставляється вимірюваний зразок. Переміщенням каретки він вводиться в пучок світла або виводиться.

На цій же каретці гвинтами може кріпиться призмова приставка ЕС-2.

Фокусна відстань сферичного дзеркала 500 мм. Дисперсійна призма має заломний кут 30^0 , основу 30 мм і ефективний діаметр 44 мм.

Призма, лінзи і захисні вікна виготовлені з кварцевого скла з високим коефіцієнтом пропускання в ультрафіолетовій області спектра.

5. Побудова СФ-26

Спектрофотометр СФ-26 складається з слідуючих основних частин (рис.Д.2):

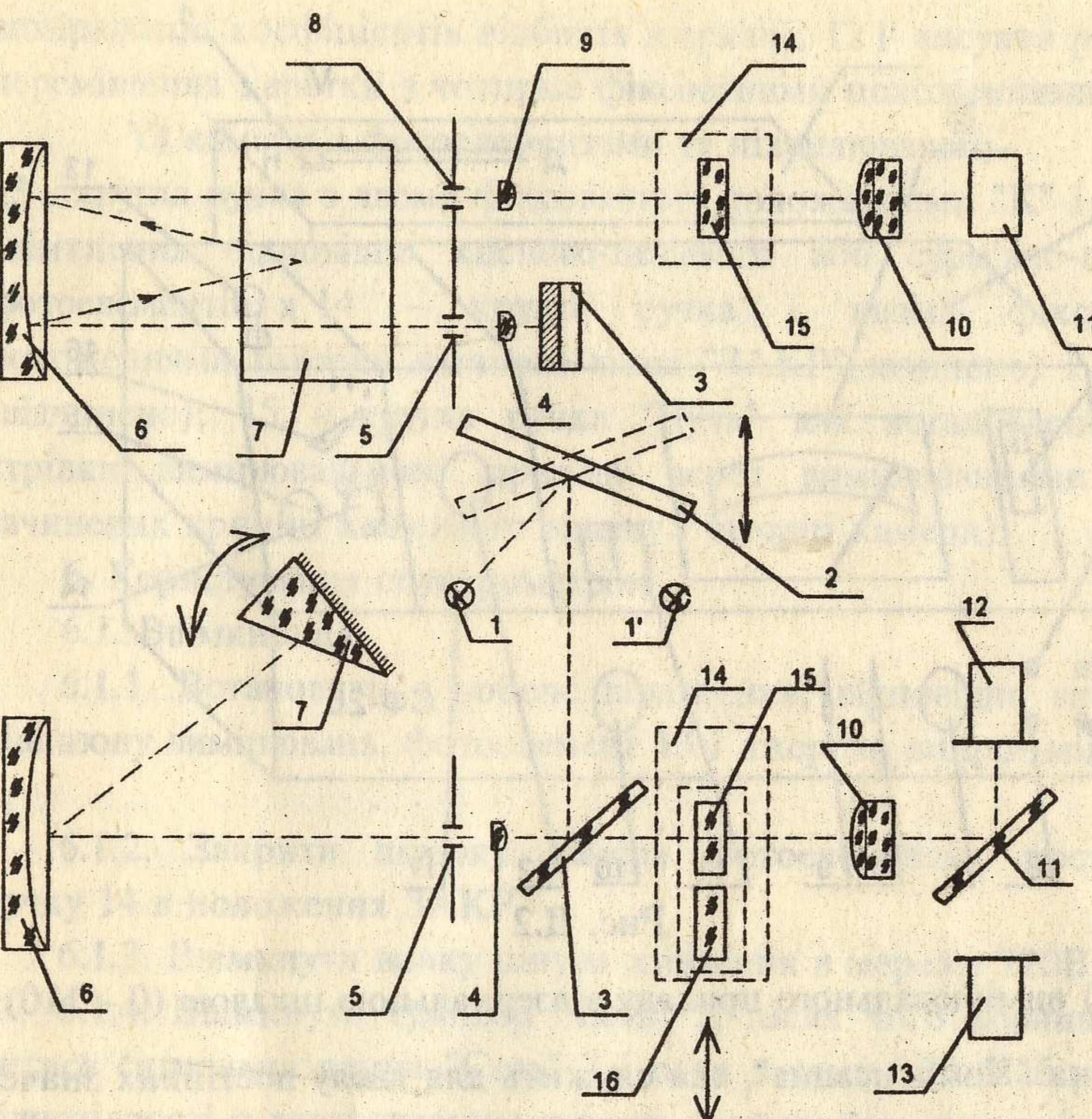


Рис.Д.1

I) освітлювача з стабілізатором напруги, розташованим під загальною кришкою. В правому верхньому куті кришки є прорізь, в яку виходить важель переключення джерел живлення 1 з робочими положеннями "Д" і "Н";

II) монохроматора, на нижній панелі якого розташовані:
2 - тумблер ввімкнення СФ-26 в електромережу; 3 - індікаторна лампа, яка загоряється при ввімкненні тумблера 2; 4 - індікаторна лампа "Д", яка вказує положення важеля 1 на ввімкнення дейтерієвої лампи; 5 - індікаторна лампа "Н", яка вказує на ввімкнення лампи розжарювання; 6 - кругла ручка встановлення робочої довжини хвилі монохроматора. На панелі монохроматора знаходитьсь поворотна шкала 7 довжин хвиль;

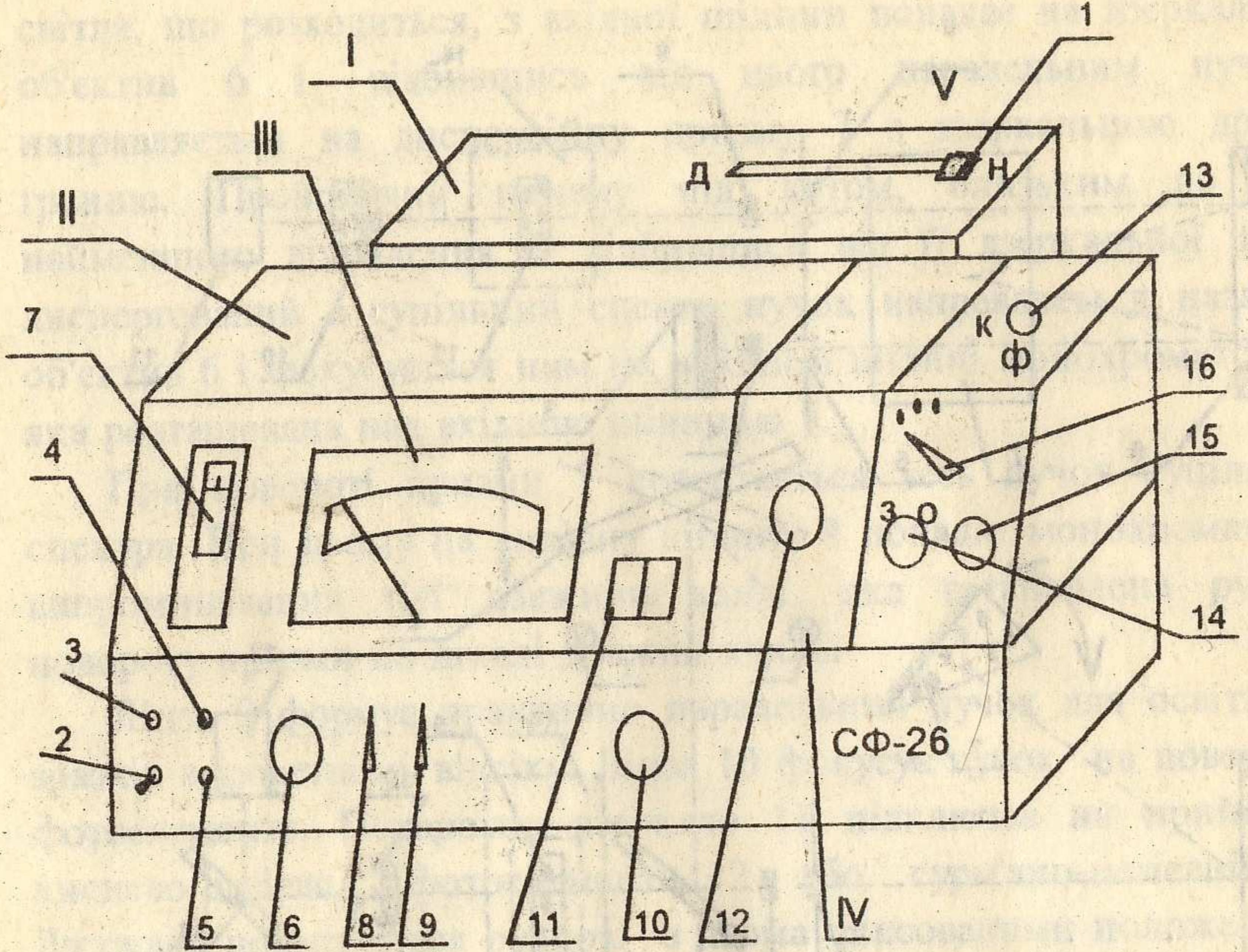


Рис. Д.2

III) вимірювального приладу з дзеркальною шкалою (0 - 110); 8 - ручка "Компенсация", яка служить для вводу постійних значень $T\%$ при проведенні порівняльних вимірювань зразків з близькими коефіцієнтами пропускання (при цьому використовується також розтяжка шкали); 9 - ручка "Отсчет", яка служить для розтяжки шкали приладу в 10 або 100 раз; 10 - кругла ручка для одночасної зміни ширини вхідної та вихідної щілин монохроматора: поворотом цієї ручки стрілка вимірювального приладу встановлюється на поділку "100%" по контрольному зразку; 11 - шкала ширини щілин монохроматора (0.01 ... 2мм).

IY) кюветного відділення з відкидною кришкою.

В ньому на каретці, яка пересувається, встановлюється в підставку досліджуваний зразок світлофільтра (при вимірюванні коефіцієнтів пропускання) або призмова приставка ЕС-2 (при

вимірюванні коефіцієнтів відбиття дзеркал). 12 - висувна ручка для переміщення каретки з чотирма фікованими положеннями.

Y) камери з фотоелементами та підсилювачем;

13 - кругла ручка з двома фікованими положеннями "К" і "Ф" для ввімкнення відповідно киснево-цеziевого або сурм'яно-цеziевого фотоелементів; 14 - кругла ручка з двома фікованими положеннями шторки вхідного вікна "ЗАКР"(зачинено) і "ОТКР" (відчинено); 15 - кругла ручка "Нуль" для встановлення нуля стрілки вимірювального приладу перед вимірюваннями (при зачинених кришці кюветного відсіку і шторці камери).

6. Користування спектрометром

6.1. Ввімкнення

6.1.1. Встановити в робоче положення, відповідне вибраному діапазону вимірювань, фотоелемент 13 і джерело випромінювання 1.

6.1.2. Закрити шторку камери фотоелементів, поставивши ручку 14 в положення ЗАКР.

6.1.3. Ввімкнути вилку шнура живлення в мережу 220В.

6.1.4. Ввімкнути тумблер "Сеть" 2, після чого повинна засвітитись сигнальна лампа "Сеть" 3 і одна з ламп "Д" 4 або "Н" 5 у відповідності з встановленим ручкою 1 джерелом випромінювання. Стабільна робота спектрофотометра забезпечується через 1 годину після його ввімкнення.

6.1.5. Вимкнення спектрофотометра здійснюється тумблером "Сеть" 2 з подальшим вийманням вилки шнура з розетки мережі живлення.

6.2. Вимірювання коефіцієнта пропускання $T(\lambda)$

6.2.1. Відкрити кришку кюветного відсіку і встановити в підставку контрольний зразок світлофільтра - положення "I" ручки каретки 12. Закрити кришку кюветного відсіку.

Примітка. При відсутності контрольного зразка за 100% пропускання приймається значення світлового потоку, який

проходить через вільне вікно підставки світлофільтрів. Це використовується в лабораторній роботі № 4.

6.2.2. Встановити потрібну довжину хвилі λ по шкалі 7 плавним поворотом ручки 6. Точну підводку шкали виконувати поворотом її зліва направо для того, щоб уникнути впливу люфта в механізмі повороту шкали.

6.2.3. Встановити ручки: "Компенсация" 16, "Отсчет" 9 и "Чувствительность" 16 в крайні ліві положення.

6.2.4. Встановити стрілку вимірювального приладу в положення "нуль" поворотом ручки "Нуль" 15.

6.2.5. Ввести в робочий промінь світла контрольний зразок ручкою 12.

6.2.6. Відкрити шторку фотодетектора поворотом ручки 14 в положення "Откр.".

6.2.7. Встановити стрілку вимірювального приладу в положення 100% поворотом ручки 10 механізму зміни ширини щілини.

6.2.8. Ввести в робочий промінь вимірюваний зразок введенням каретки 12 всередину відсіку до потрібного положення і зняти відлік по шкалі $T(\lambda_1)\%$ для встановленої довжини хвилі.

6.2.9. Вивести з робочого променя вимірюваний зразок і ввести контрольний витягуванням ручки каретки 12 до потрібного положення, при цьому стрілка вимірювального приладу повинна повернутись на поділку 100%.

6.2.10. Закрити шторку фотодетектора поворотом ручки 14 в положення "Закр".

6.2.11. Встановити наступну довжину хвилі λ_2 по шкалі 7 поворотом ручки 6 і проробити знову пп.6.2.6 - 6.2.10, знявши при цьому відлік $T(\lambda_2)\%$. Далі встановити λ_3 , проробити знову пп.6.2.6 - 6.2.10 і так далі поки не буде пройдено весь спектральний діапазон з заданим кроком довжини хвилі.

Примітка. Перед кожним вимірюванням для нової довжини хвилі встановлювати стрілку вимірювального приладу на поділку "100%" по контрольному зразку.

6.3. Вимірювання коефіцієнта відбиття зеркал $R(\lambda)$

Коефіцієнт відбиття дзеркал вимірюється з допомогою призмової приставки ЕС2, яка закріплюється на каретці чотирма гвинтами замість підставки світлофільтрів.

Принцип дії приставки легко уявити по її оптичній схемі (рис. Д.3). Вона має два канали:

контрольний (призми 1 і 2), коефіцієнт відбиття якою прийнятий за 100%, так як в точці А призми 1 виникає повне внутрішнє відбиття.

вимірювальний (призми 3,4), на верхнє вікно якого закріплюється досліджуване дзеркало 5.

Характеристики приставки ЕС-2.

1. Призми виготовлені з кварцевого скла, яке прозоре для ультрафіолетового світла.

2. Призми обох каналів мають однакову кількість граней. Цим забезпечуються однакові втрати на відбиття в каналах.

3. Шляхи променів в призмах обох каналів одинакові. Цим забезпечуються однакові втрати на поглинання світла в склі призм каналів.

4. Кут падіння променя світла на досліджуване дзеркало 5 постійний і рівний 30° .

5. Коефіцієнт відбиття контрольного зразка (повне внутрішнє відбиття) рівний 100%.

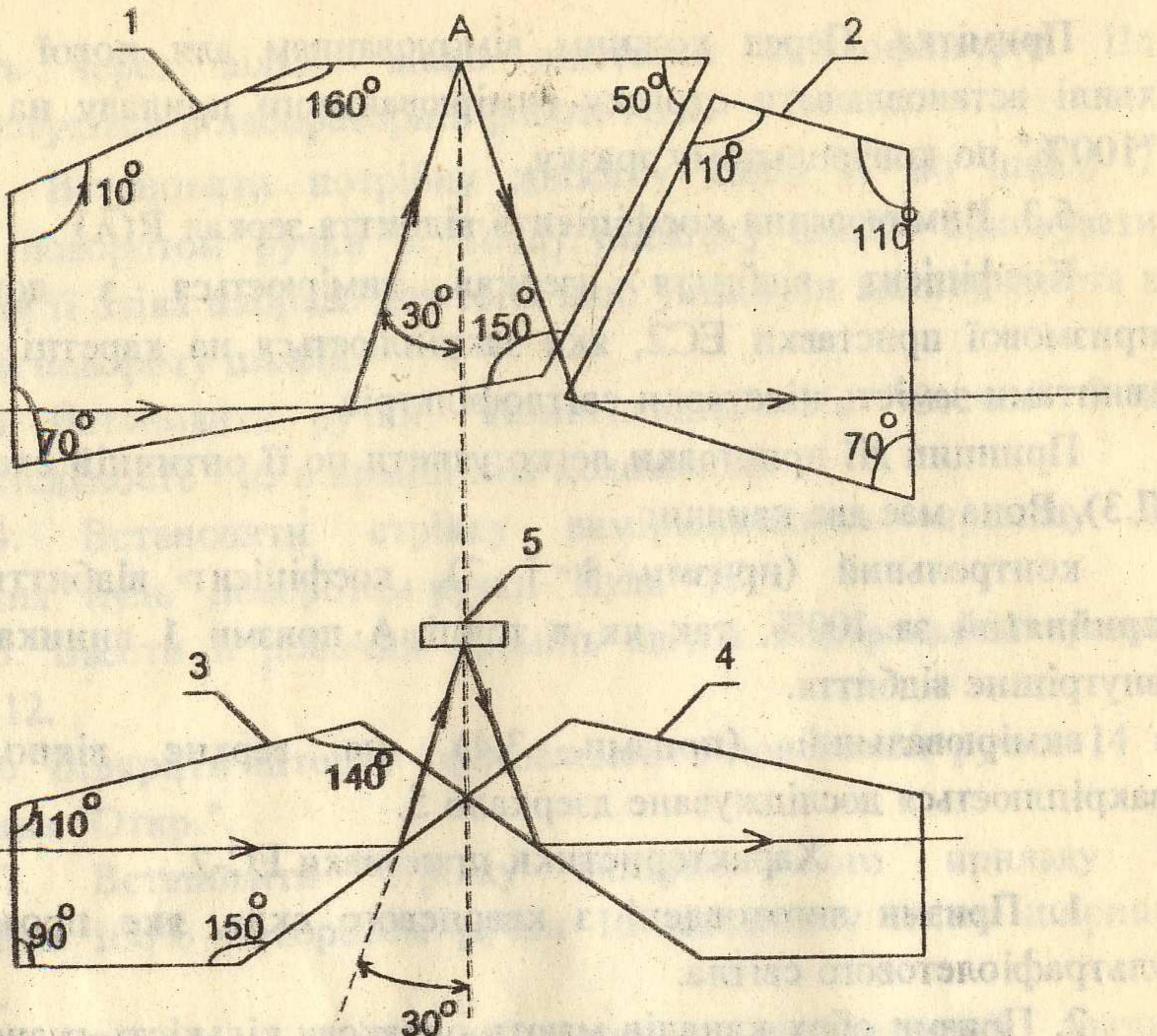
Примітка. Металізовані дзеркала не можуть бути контрольними, так як мають коефіцієнт відбиття 97-98%, при тому, що він зменшується в процесі старіння.

6. Призми каналів закріплені на каретці кюветного відсіку спектрофотометра таким чином, що контрольний канал відповідає положенню "4" ручки 12, а вимірювальний - положенню "1".

Зміст

стор.

Лабораторна робота №3. "Дослідження двохпроменевої інтерференції в схемі кільце Н'ютон".	4
Лабораторна робота №4. "Дослідження багатопроменевої інтерференції у фільтрах на базі еталона Фабрі-Перо".	18
Лабораторна робота №5. "Дослідження дифракції світла на прозорій дифракційній гратці".	32
Додаток. Коротко про спектрофотометр СФ-26	50



1,2 - призми контрольного каналу

3,4 - призми вимірювального каналу

5 - дзеркало, коефіцієнт відбиття якого, вимірюють

Рис.Д.3

Коефіцієнт відбиття дзеркал $R(\lambda)$ вимірюється також як і коефіцієнт пропускання (п. 6.2), але п.6.2.1 має новий зміст:

Відкрити кришку кюветного відсіку. Перевірити правильність установки каналів (вимірювальний має зверху квадратне вікно). Перевірити надійність закріплення корпусів каналів зажимними гвинтами. Встановити досліджуване дзеркало робочою стороною вниз на отвір у вимірювальному каналі і притиснути пружинним штіфтом. Закрити кришку кюветного відсіку.