

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ  
ДО ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ  
**«ДВОПРОМЕНЕВА ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ»**

Кафедра фізичної оптики  
фізичного факультету

Укладачі:  
Доц. Макаровський М. О.  
Доц. Овчаренко О. П.

Харків - 2010



## ЗМІСТ

ЗАГАЛЬНІ МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ	4
<u>Лабораторна робота № 1. ВИМІРЮВАННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ ГАЗІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА ЖАМЕНА</u>	11
<u>Лабораторна робота № 2. ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ПОВАРЕНОЇ СОЛІ У ВОДІ Й ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РОЗЧИНУ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЄЯ</u>	19
<u>Лабораторна робота № 3. ВИЗНАЧЕННЯ ДУБЛЕТНОЇ СТРУКТУРИ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОІНТЕРФЕРОМЕТРА ЛІННІКА</u>	31
<u>Лабораторна робота № 4. ВИМІРЮВАННЯ ТОВЩИН ШАРІВ І МАЛИХ РАДІУСІВ КРИВИЗНИ СФЕРИЧНИХ І ЦИЛІНДРИЧНИХ ЛІНЗ ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОІНТЕРФЕРОМЕТРА ЛІННІКА МІІ-4</u>	37
<u>Лабораторна робота № 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОПРОМЕНЕВОГО ЗАЛОМЛЕННЯ В КРИСТАЛАХ</u>	45
<u>Лабораторна робота № 6. ВИМІРЮВАННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН ТА ТОНКИХ ПЛАСТИНОК МЕТОДОМ ОБРЕЙМОВА</u>	54
ДОДАТОК 1. Характеристики мікроінтерферометра Лінніка МІІ-4.	62
ДОДАТОК 2. Кристалографічна модель слюди.	63
ДОДАТОК 3. Інтерференційні кольори в схрещених ніколях.	66
ДОДАТОК 4. Функція компенсації $f(i)$ для компенсатора Берека.	67
ДОДАТОК 5. Показники заломлення плавленого кварцу.	68
ЛІТЕРАТУРА	69

## ЗАГАЛЬНІ МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

Із численних експериментів відомо, що при взаємодії світла двох різних джерел результуюча освітленість у будь-якій точці дорівнює сумі освітленостей, створюваних кожним джерелом окремо. Цей емпіричний закон виражає собою суперпозицію енергії світлових хвиль.

Термін "інтерференція" має в оптиці значення порушення суперпозиції енергії світлових пучків в області їхньої зустрічі, взаємного спотворення окремих випромінювань. Разом з тим у такому визначенні інтерференції світла є труднощі, пов'язані з поняттям світлового пучка. Світловий пучок може бути отриманий шляхом діафрагмування світлового потоку, що йде від джерела світла. Але при проходженні світла через отвір в екрані неминує виникає дифракція, тобто вже в самому пучку порушується суперпозиція, виникають темні й світлі смуги. Таке порушення суперпозиції буде тим сильніше, чим менший обмежуючий пучок отвір. Воно особливо велике, коли розміри отвору стають порівнянними з довжиною хвилі  $\lambda$ . Цілком очевидно, що в області зустрічі таких пучків очікувані інтерференційні явища будуть спотворені порушенням суперпозиції в кожному з пучків ще перед їхньою зустріччю.

Таким чином внаслідок дифракції суперпозиція порушується усередині пучка, тобто дифракцію потрібно вважати окремим випадком інтерференції. Однак ми кажемо про дифракцію, якщо мова йде про відхилення пучка від геометричного напрямку. Але ми говоримо про інтерференцію, якщо нас цікавить структура хвильового поля усередині пучка. На практиці треба враховувати обидві сторони цього явища.

Природні світлові пучки розділяються на когерентні й некогерентні. Латинський термін «*cohaerere*» означає перебувати у зв'язку. Два пучки світла будуть когерентними тільки в тому випадку, якщо різниця фаз між утворюючими ці пучки хвилями в області їхнього перетинання буде постійною. протягом часу спостереження. Якщо ж згадана різниця фаз багаторазово й нерегулярно змінюється за найкоротший час спостереження, такі пучки будуть некогерентними. Термін "когерентний" описує ідеалізований стан, що можливо

у випадку строго монохроматичної хвилі, тобто у випадку нескінченно довгого цугу хвиль. Однак термін "когерентний" можна застосовувати і з групами хвиль. У цьому випадку інтерференція світла від протяжних джерел може бути спостережена при виконанні умови:

$$2y \sin u < \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

де  $2y$  поперечник випромінювача, а  $u$  кут розкриття. Ця умова ставиться, загалом кажучи, до будь-яких хвиль. У випадку ж світла центрами хвиль не можуть бути два роздільних джерела світла або дві точки того самого джерела світла. Це може бути пояснене відсутністю цугів хвиль достатньої тривалості, що вказує на хаотичність випромінювання природних джерел світла. У такий спосіб інтерферувати можуть хвилі, що виходять із загального центру, тобто по суті хвиля інтерферує сама із собою. Одержати дві хвилі, що виходять із загального центру, можна шляхом зміни їхнього напрямку, що досягається відбиттям, переломленням і дифракцією.

Оскільки перетин  $2y$  звичайних джерел світла багато більше довжини хвилі  $\lambda$ , доводиться виконувати умову когерентності (1). При цьому ми стикаємося з антагонізмом між розмірами джерела  $2y$  і найбільшим кутом розкриття  $u$  світлового пучка. Збільшуючи розміри джерела світла  $2y$ , ми тим самим збільшуємо інтенсивність інтерференційної картини, але при цьому доводиться зменшувати кут розкриття  $u$ , що спричиняє обмеження тієї області, у якій можна спостерігати інтерференційні лінії. У такий спосіб обмеження світлового пучка відіграє визначальну роль у всіх інтерференційних явищах.

Основні інтерференційні явища можна розділити на дві групи: інтерференцію Френеля й інтерференцію Ньютона.

Інтерференція Френеля виникає між двома різними пучками, що виходять із двох центрів хвиль. При цьому інтерференційні смуги можна спостерігати в будь-якому місці простору, що оточує центри хвиль. Ці центри можуть бути уявними або один центр дійсний, а другий уявний. Усі випадки інтерференції Френеля для двох когерентних пучків зводяться до зображеної на рис.1 схеми.

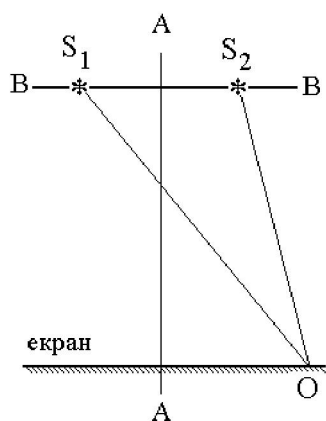


Рис. 1

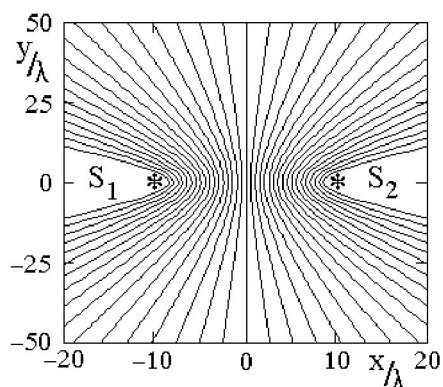


Рис. 2

Є два когерентних цуги хвиль із центрами в  $S_1$  і  $S_2$ . Із цих центрів в усіх напрямках розходяться світлові пучки. Перетинаючись у навколишньому просторі, вони створюють об'ємне інтерференційне поле. У випадку сферичних хвиль це просторове хвильове поле буде мати обертальну симетрію відносно прямої  $S_1$ - $S_2$ . У випадку циліндричних хвиль  $S_1$  і  $S_2$  точки перетинання осей циліндрів площиною рисунка. І в тому, і в іншому випадку просторове хвильове поле має дві площини симетрії, що перетинають площину рисунка уздовж ліній  $A$ - $A$  й  $B$ - $B$ . Світлові пучки, що виходять із  $S_1$  і  $S_2$ , як і скрізь надалі, вважаються монохроматичними.

Результат інтерференції в точці  $O$  визначиться тією різницею фаз  $\delta$ , з якої прийдуть у дану точку обидва пучки із точкових джерел  $S_1$  і  $S_2$ . В однорідному середовищі  $\delta$  залежить від різниці шляхів і визначається відомою формулою:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(S_1O - S_2O). \quad (2)$$

Очевидно, що поверхні з однаковим значенням  $\delta$ , тобто з однаковим порушенням суперпозиції, визначаються рівнянням

$$S_1O - S_2O = \text{const}. \quad (3)$$

Але це рівняння гіперболоїдів обертання з віссю, що з'єднує центри хвиль  $S_1$  і  $S_2$ . Фокусами гіперболоїдів будуть центри хвиль  $S_1$  і  $S_2$  (див. рис. 1, 2).

Таким чином навколишній простір перетинається переміжними світлими й темними ізофазними гіперболоїдами обертання (рис. 2). Вони можуть бути

спостережені на екрані в будь-якій області простору у вигляді скривлених смуг. При поперечному спостереженні екран розташовується перпендикулярно площині А-А. У площині А-А лежить центральний максимум інтерференційного хвильового поля нульового порядку. Будь-яка точка, узята на площині А-А, відстоїть на рівних відстанях від  $S_1$  і  $S_2$  т.ч. різниця  $S_1O-S_2O$  дорівнює нулю. По обидва боки від максимуму нульового порядку розташовані максимуми  $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$  порядків. Ці максимуми виникають за умови

$$S_1O-S_2O=m\lambda. \quad (4)$$

Між максимумами розташовуються мінімуми, для яких

$$S_1O-S_2O=(2m+1)\lambda/2. \quad (5)$$

Перехід від максимумів до мінімумів відбувається плавно, що відповідає проміжним значенням різниці ходу.

У випадку щілиноподібних джерел світла спостережувана система інтерференційних смуг прямолінійна. При цьому кутова відстань  $\Delta\alpha$  між сусідніми максимумами дорівнює:

$$\Delta\alpha=\lambda/D, \quad (6)$$

де  $D$  відстань між  $S_1$  і  $S_2$ . У фіксованій області спостереження  $\Delta\alpha$  тим менше, чим більше  $D$ , інтерференційні лінії розташовуються густіше. Описану інтерференційну картину можна спостерігати за допомогою дзеркала Ллойда, дзеркал і біпризми Френеля, білінзи Бійє й у досліді Юнга.

При поздовжнім спостереженні екран розташовується перпендикулярно площині В-В. У цьому випадку можна спостерігати інтерференційні смуги високих порядків. У випадку сферичних хвиль, коли  $S_1$  і  $S_2$  точкові джерела, на екрані спостерігається система кіл, що виходять у результаті перетинання гіперболоїдів обертання екраном. Легко бачити, що центральне кільце має найбільший інтерференційний порядок, тому що порядки  $m$  зростають при переміщенні від площини А-А до площини В-В. В інтерференційному досліді Р. Поля [9] об'ємне інтерференційне поле створюється плоскопаралельною пластинкою слюди, на яку падають розбіжні пучки світла від ртутної лампи. Концентричні кола можна бачити на стіні великої аудиторії.

Інтерференція Ньютона виникає між променями, що виходять із нескінченного числа пар центрів хвиль, отриманих при заломленні, відбитті або подвійному променезаломленні. Інтерференційні смуги локалізовані в площині. При цьому розрізняють інтерференційні криві рівного нахилу й лінії рівної товщини. Розглянемо виникнення перших з них. Нехай із точкового джерела А падає промінь світла на плоскопаралельну пластинку товщиною  $t$  і з показником заломлення  $n$  під кутом  $\alpha$ , як показано на рис. 3. У результаті відбиття й заломлення світла виникнуть два паралельних один одному променя з різницею ходу

$$\Delta = 2 \cdot n \cdot t \cdot \cos(\beta) = 2 \cdot t \cdot (n^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2}. \quad (7)$$

Ці промені, перетинаючись на нескінченності (або на екрані у фокальній площині лінзи), дадуть більш-менш освітлену точку, інтенсивність якої залежить від різниці ходу (7). Однак інтерференційну структуру можна отримати, якщо точкове джерело А замінити протяжним. Це не порушить умову когерентності (1), оскільки в цьому випадку кут розкриття  $u=0$ . Тепер від безлічі світлових точок під різними кутами на пластинку будуть падати промені, які, розщеплюючись надвоє, відіб'ються від пластини під відповідними кутами. Лінза збере їх у відповідних точках екрана. Кожна пара променів, що виходять із двох уявних джерел, що перебувають на нескінченності ліворуч, дасть на екрані, що перебуває у фокальній площині лінзи, точку. Нескінченне ж число пар променів дасть інтерференційну картину.

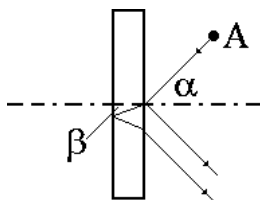


Рис. 3

Нехай у якійсь точці екрана ми спостерігаємо максимум  $m$ -го порядку. Тоді

$$2 \cdot n \cdot t \cdot \cos(\beta_m) = m\lambda. \quad (8)$$



При постійному значенні  $m$  сукупність точок згідно з (8) повинна задовольняти умові

$$\beta_m = \text{const.} \quad (9)$$

Таким чином, на екрані виникає світла крива у вигляді кола. При інших значеннях  $m$  виникнуть інші світлі кола, а між ними розташуються темні кола, що відповідають мінімумам. Кожна смуга відповідає цілком певному куту падіння світла на пластинку, тобто рівному нахилу променів стосовно нормалі. Звідси й назва цих смуг - смуги рівного нахилу або кільця Гайдингера, який їх уперше спостерігав у 1849 р. Як впливає з (7) і (8), інтерференційний порядок  $m$  тим більше, чим менше кут  $\alpha$ .

Другий тип інтерференції Ньютона можна отримати, якщо плоскопаралельну пластинку замінити клинчастою. І в цьому випадку кожний падаючий із протяжного джерела промінь знову буде розщеплений на два в результаті відбиття від передньої й задньої поверхні клина. Однак промені кожної пари йдуть тепер до лінзи вже не паралельно один одному, а розходжуючись, якщо промінь падає з боку ребра клина, як це показано на рис. 4, або сходячись, якщо промінь світла падає з боку основи клина.

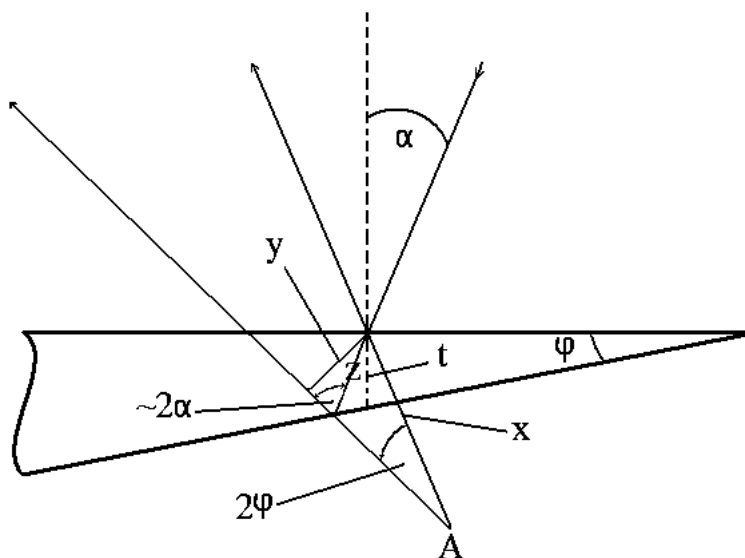


Рис. 4

І в тому, і в іншому випадку інтерференційні смуги виникають на екрані лише для певного положення лінзи, тобто й у цьому випадку інтерференційні лінії локалізовані в площині. Як і в попередньому випадку, для одержання

інтерференційної картини потрібно брати протяжне джерело. Знайдемо відстань від поверхні клина до площини локалізації інтерференційних смуг. Розглянемо повітряний клин з кутом  $\varphi$ . Кут падіння світла  $\alpha$ , товщина клина в точці падіння  $t$ . Тоді

$$x = \frac{y}{\sin 2\varphi} \approx \frac{y}{2 \sin \varphi}; \quad y = z \sin 2\alpha = 2z \sin \alpha \cos \alpha; \quad z = \frac{t}{\cos \alpha}.$$

Звідки

$$x = t \cdot \sin(\alpha) / \sin(\varphi). \quad (10)$$

В окремому випадку  $\varphi=0$ , клин вироджується в плоскопаралельну пластинку й рівняння (10) дає  $x=\infty$ , тобто для кривих рівного нахилу площина, у якій перетинаються промені, перебуває на нескінченності. При перпендикулярному падінні світла на клин, коли  $\alpha=0$ , отримуємо  $x=0$ , тобто інтерференційні лінії локалізовані на поверхні клина. Так само при малій товщині клина  $t$  відстань  $x$  для будь-яких кутів падіння  $\alpha$  практично дорівнює нулю.

Для інтерференційних максимумів слухне таке співвідношення:

$$2 \cdot n \cdot t \cdot \cos(\alpha) = m\lambda. \quad (11)$$

При фіксованому значенні кута падіння світла  $\alpha$  у монохроматичному світлі інтерференційні смуги  $m$ -го порядку будуть проходити через місця клина,  $t=\text{const}$ , тобто паралельно ребру клина. Звідси назва цих смуг - лінії рівної товщини. Окремим випадком ліній рівної товщини є кільця Ньютона.

Частина описаних інтерференційних явищ використовується на практиці при побудові оптичних інтерферометрів. Оптичні інтерферометри використовуються для визначення показників переломлення різних середовищ, для визначення молярної концентрації розчинів, для дослідження аномальної дисперсії, для дослідження рельєфу майже плоских поверхонь, для спектроскопії та для інших цілей.

Література: [1 - 13]

# Лабораторна робота № 1

## ВИМІРЮВАННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ ГАЗІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА ЖАМЕНА

### Загальні положення

Інтерферометр Жамена є історично одним з перших інтерферометрів, у якому інтерферуючі промені розведені друг від друга на значну відстань. Це дозволяє розміщувати на шляху цих променів кювети з досліджуваними газами або рідинами. Схема інтерферометра проста. Він складається із двох плоскопаралельних скляних пластин  $P_1$  і  $P_2$ , розташованих під малим кутом  $\varphi$  одна до одної. Показники заломлення  $n$  і товщини  $t$  пластин однакові. Задні поверхні цих пластин покриті непрозорими шарами срібла.

Пучок світла  $S$  (рис. 1) від протяжного джерела  $O$ , розміщеного у фокусі лінзи  $L$ , падає на пластину  $P_1$  під кутом  $\alpha_1$ , близьким до  $45^\circ$ , і розщеплюється на два промені. Один з них відбивається безпосередньо від першої поверхні пластини, а другий промінь входить у пластину, відбивається від її задньої поверхні й після заломлення на границі скло-повітря йде паралельно першому променю. Відстань між цими променями  $d$  визначається товщиною  $t$  пластини  $P_1$  і кутом падіння світла на пластину  $\alpha_1$ :

$$d = \frac{t \cdot \sin(2\alpha_1)}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1}}, \quad (1)$$

та при  $n=1,5$  становить близько  $0,75 t$ .

Кожний із двох паралельних променів I і II, що падають на пластинку  $P_2$ , при відбитті від її поверхонь знову роздвоюється, так що на виході з приладу утворюються чотири промені 1, 2, 3, 4, паралельних між собою. Між будь-якою парою променів, за винятком променів 2 і 3, є значна різниця ходу, обумовлена різним числом проходжень через товщу пластинок  $P_1$  і  $P_2$ . Ця різниця ходу становить сантиметри, так що при використанні білого світла інтерференція між цими променями спостерігатися не може.

Інтерференційні явища виникають тільки при суперпозиції променів 2 і 3; присутність променів 1 і 4 погіршує чіткість інтерференційної картини, і тому їх усувають за допомогою діафрагм.

Промінь 1 виникає в результаті відбиттів від передніх поверхонь пластин  $P_1$  і  $P_2$ , його інтенсивність невелика. Промінь 4 виникає в результаті відбиттів від задніх посріблених поверхонь пластин, його яскравість відносно велика. Ці промені непотрібні, вони зрізуються діафрагмою  $D$ . Промені 2 і 3 виникають у результаті відбиття від однієї передньої й однієї задньої поверхні пластин, яскравість цих променів однакова і становить приблизно 3-4 %.

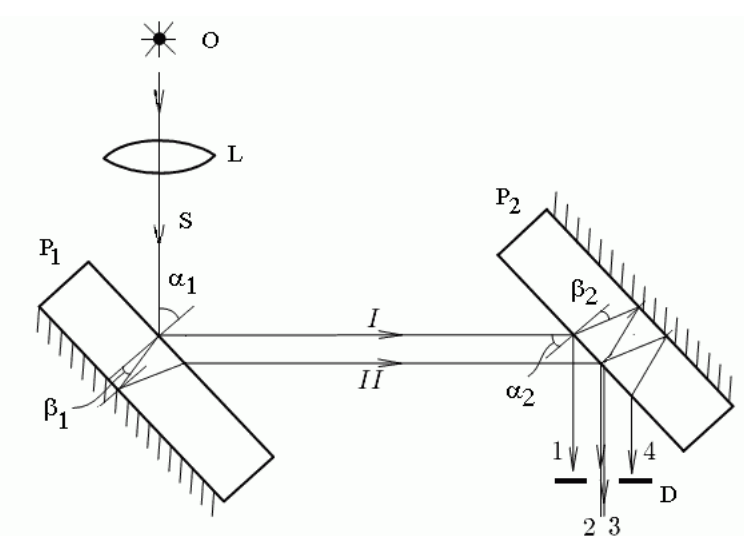


Рис. 1

Різниця ходу між променями 2 і 3, загалом, дуже мала й дорівнює нулю незалежно від кута падіння в тому випадку, коли пластини  $P_1$  і  $P_2$  установлені паралельно одна одній. У цьому випадку промені 2 і 3 зливаються в один і інтерференційні смуги не з'являються. При нахилі однієї з пластин між променями 2 і 3 з'являється різниця ходу, що призводить до появи прямолінійних інтерференційних смуг. Однак, оскільки промені йдуть паралельно один одному, інтерференційні смуги локалізовані на нескінченності й спостерігаються за допомогою зорової труби. Це дозволяє здійснювати освітлення інтерферометра білим розсіяним світлом через матове скло.

Повернемо подумки одну з пластин, наприклад  $P_1$ , навколо вертикальної осі на малий кут  $\varphi$  і знайдемо різницю ходу між променями 2 і 3. Позначимо

кути падіння світла на задні поверхні пластин  $P_1$  і  $P_2$  відповідно через  $\beta_1$  і  $\beta_2$ . Тоді різниця ходу, придбана в пластині  $P_1$ , буде дорівнює  $2nt \cdot \cos(\beta_1)$ , а в другій пластині  $2nt \cdot \cos(\beta_2)$ .

Таким чином, різниця ходу між променями 2 і 3 дорівнює:

$$\Delta = 2nt \cdot [\cos(\beta_1) - \cos(\beta_2)] = 4nt \cdot \sin[(\beta_1 + \beta_2)/2] \sin[(\beta_1 - \beta_2)/2]. \quad (2)$$

Оскільки  $\beta_1 \approx \beta_2$ , приблизно можна написати

$$\Delta \approx 2nt \cdot \sin(\beta) \cdot \delta\beta, \quad (3)$$

де  $\beta = (\beta_1 + \beta_2)/2$ , а мала величина  $\delta\beta = |\beta_1 - \beta_2|$ .

Виразимо різницю кутів заломлення  $\delta\beta$  через  $\varphi$ , для чого продиференціюємо формулу  $\sin(\alpha) = n \sin(\beta)$  і одержимо

$$\delta\beta = \frac{\cos(\alpha) \varphi}{n \cos(\beta)}. \quad (4)$$

Потім, після підстановки (4) в (3) позбудемося кута заломлення у формулі за допомогою закону заломлення, щоб вийшов вираз тільки з кутом падіння

$$\Delta = \frac{t \cdot \sin(2\alpha) \cdot \varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)}}. \quad (5)$$

Одержали формулу, яка показує, що різниця ходу (а отже, і ширина інтерференційної смуги) залежить від кута повороту пластини  $\varphi$  лінійно.

При освітленні інтерферометра розбіжним пучком світла кожній парі променів типу 2 і 3 буде відповідати своя різниця ходу, що залежить при даному значенні  $\varphi$  від кута падіння  $\alpha$ . Умова виникнення інтерференційних максимумів буде

$$\Delta \approx 2nt \cdot \sin(\beta) \cdot \delta\beta = m \cdot \lambda, \quad (6)$$

де  $m$  інтерференційний порядок, а  $\lambda$  довжина хвилі світла.

Відстань між інтерференційними смугами буде визначатися зміною кута  $\varphi$ , при якому інтерференційний порядок змінюється на одиницю.

$$\Delta\beta = \lambda / [2nt \cdot \cos(\beta) \cdot \delta\beta]. \quad (7)$$

З (7) і (4) випливає, що відстань між смугами буде тим більшим, ніж більше довжина хвилі світла  $\lambda$  і чим менше кут  $\varphi$  між пластинами.

Як випливає з (5), при  $\varphi=0$  (пластини  $P_1$  і  $P_2$  паралельні одна одній) виконується умова  $\Delta=0$ , і ми побачимо все поле рівномірно освітленим.

Разом з тим різницю ходу  $\Delta=0$  в інтерферометрі Жамена можна одержати й при  $\varphi \neq 0$  для тих променів, які в просторі між пластинами  $P_1$  і  $P_2$  ідуть у площині, перпендикулярній бісекторній площині клина, утвореного пластинами (перпендикулярно до бісектриси кута, утвореного пластинами). Це можливо в тому випадку, якщо ребро клина, що утвориться, лежить у горизонтальній площині.

При цьому тонким юстуванням відносного розташування пластин можна домогтися при освітленні інтерферометра білим світлом появи в полі зору ахроматичної смуги нульового порядку, обмеженої з обох боків темними смугами, що відповідають інтерференційним мінімумам.

Якщо ж ребро клина, що утвориться в результаті перетинання пластин  $P_1$  і  $P_2$ , розташовано вертикально, одержати перпендикулярний до бісектриси пучок світла, тобто майже нормальний до пластин  $P_1$  і  $P_2$ , в інтерферометрі Жамена неможливо. У цьому випадку ахроматичну смугу в білому світлі одержати не можна, вертикальні інтерференційні смуги в зоровій трубці можна спостерігати тільки для монохроматичного світла.

Кожна зі скляних пластин інтерферометра, задня поверхня яких покрита непрозорими шарами срібла, закріплена в спеціальній оправі А (рис. 2), з'єднаної зі станиною В сталевим штирем С. У станину вгвинчені три юстувальних гвинти D, що дозволяють змінювати нахил оправы А, а отже, і пластини. Станина В укріплена на полозках і може в певних межах переміщатися, що дає можливість змінювати при необхідності відстань між пластинками  $P_1$  і  $P_2$ .

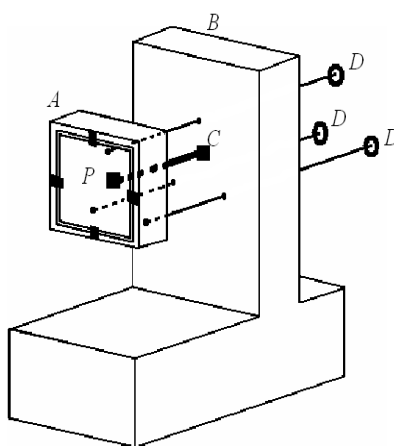
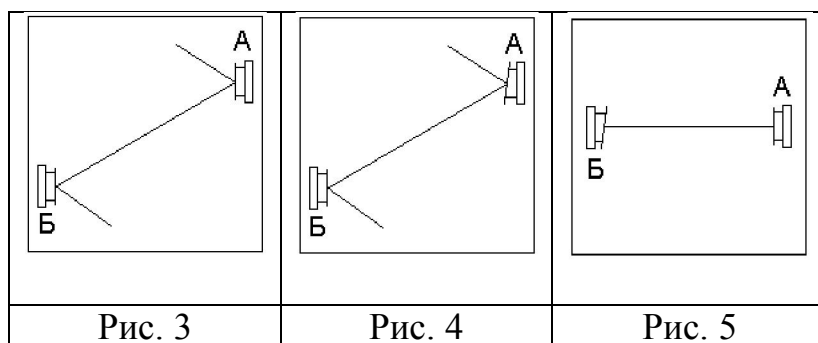


Рис. 2

### Практична робота на приладі

Юстування інтерферометра полягає у відповідній зміні нахилу пластин за допомогою юстувальних гвинтів D.



Встановлюємо лампочку розжарювання, так щоб світло падало, як зазначено на рис. 3. Ми це робимо для того, щоб переконається в правильності ходу променів. Далі заміняємо лампочку розжарювання неонову лампочкою. У зоровій трубі ми спостерігаємо жовтогарячі смуги. За допомогою юстувальних гвинтів змінюємо положення дзеркала Б та домагаємося того, щоб у полі зору була максимально широка жовтогаряча смуга. Далі змінюємо положення дзеркала А у бік зменшення кута падіння світла поворотом дзеркала навколо вертикальної осі (рис. 4), домагаємося, щоб у полі зору було 5-10 смуг. Неонову лампочку замінюємо на лампочку розжарювання й поворотом дзеркала Б навколо горизонтальної осі (рис. 5) домагаємося, щоб у полі зору з'явилася ахроматична смуга. Кути повороту дзеркал дуже малі. Таким чином, у зоровій трубі ми бачимо світлу смугу, облямовану з обох боків темними

смугами. За ними розташовуються 3-4 кольорові смуги, які поступово розмиваються, і поле зору стає майже рівномірно освітленим.

Для виміру показників заломлення повітря на шляху одного з інтерферуючих променів установлена металева кювета із плоскопаралельними скляними віконцями, які повинні перебувати також і на шляху другого променя (рис. 6).

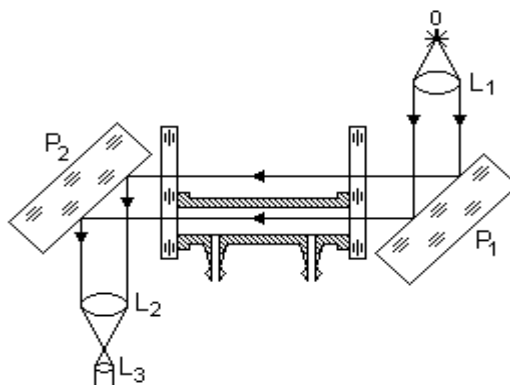


Рис. 6

Кювета кріпиться в спеціальному штативі, що дозволяє робити її точне юстування. У кюветі є два відростки. Один з них з'єднаний гумовою трубкою з манометром, а другий приєднаний до насоса Камовського, що дозволяє відкачувати повітря з кювети. При цьому тиск розрідженого повітря можна вимірювати за допомогою манометра. Після установки кювети між пластинами  $P_1$  і  $P_2$  юстування інтерферометра може порушитися. Описаним вище способом його варто відновити.

Елементарна електронна теорія дозволяє встановити зв'язок між показником заломлення й поляризованістю молекул у тому випадку, якщо останні можуть бути представлені як пружні диполі. Цей зв'язок дається відомою формулою Лорентц-Лоренца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_0 \alpha, \quad (8)$$

де  $M$  молекулярна вага досліджуваної речовини;  $\rho$  його щільність;  $N_0$  число Авогадро;  $\alpha$  поляризованість молекул;  $n$  показник заломлення



досліджуваної речовини. Для газів показник заломлення близький до одиниці, тому приблизно співвідношення (8) можна переписати в такому виді:

$$\frac{(n+1)(n-1)}{n^2+2} \cdot \frac{M}{\rho} \approx \frac{2(n-1)}{3} \cdot \frac{M}{\rho} \approx \frac{4}{3} \pi N_0 \alpha, \quad (9)$$

звідки питома рефракція

$$\frac{n-1}{\rho} = \frac{2\pi N_0 \alpha}{M} \quad (10)$$

повинна залишатися постійною (стала Гладстона-Дейла), а величина  $(n-1)$  пропорційною щільності газу  $\rho$ .

Для газів показник заломлення настільки мало відрізняється від одиниці, що виміряти величину  $(n-1)$  звичайними методами рефрактометрії (призма, явище повного внутрішнього відбиття й т.д.) не уявляється можливим. Однак, користуючись інтерферометричним методом, цю величину можна виміряти з дуже великим ступенем точності.

#### Порядок виконання роботи

1. З'юстуйте інтерферометр Жамена. Інтерференційні лінії повинні розташовуватися горизонтально. При освітленні інтерферометра білим світлом у центрі поля зору зорової труби повинно бути видно ахроматичну смугу.

2. Приєднайте відросток кювети до насоса Камовського. Замініть лампочку розжарювання неоновую лампочкою. Повільно відкачуючи насосом повітря, стежте за переміщенням інтерференційних смуг. Після проходження кожних п'яти смуг через перехрестя ниток зорової труби треба вимірювати тиск повітря в кюветі за допомогою манометра. Розрідження доводять до максимально можливого.

3. Побудуйте на аркуші міліметрового паперу залежність числа  $k$  смуг, що пройшли повз перехрестя зорової труби від тиску, вираженого в мм рт.ст.

4. Екстраполюючи число смуг до нульового тиску, обчисліть показник заломлення повітря  $n$  на підставі очевидної формули

$$\Delta = L(n-1) = k\lambda, \quad (11)$$

де  $L$  довжина кювети, а  $\lambda$  довжина хвилі світла неонові лампи, яку можна прийняти рівній  $\lambda=585,2$  нм. Оскільки показник заломлення повітря залежить від барометричного тиску й температури, визначите їх.

Оскільки число смуг, що пройшли повз перехрестя зорової труби, може бути підраховане з дуже великим ступенем точності (зсув на 0,2-0,3 ширини смуги легко виміряти за допомогою окулярної шкали), то основна погрішність виміру може бути обумовлена точністю виміру довжини кювети,  $L$ , а також барометричного тиску й температури.

5. Для визначення показника заломлення газу від'єднайте відростки кювети від манометра й насоса Камовського. З'єднайте один з відростків з утримуючою досліджуваний газ ємністю. Перевірте юстовку інтерферометра. За допомогою крана повільно напускайте в кювету газ, підраховуючи при цьому число смуг, що пройшли повз перехрестя ниток зорової труби до повного заміщення повітря досліджуваним газом. Показник заломлення газу (при даному барометричному тиску й температурі) знайдіть на підставі формули

$$\Delta = L(n - n_2) = k\lambda, \quad (12)$$

де  $n_2$  показник заломлення досліджуваного газу, а  $k$  кількість підрахованих смуг, що відповідає повному заміщенню повітря в кюветі з газом.

Література: [1, 2, 4, 10, 12]

Лабораторна робота № 2

ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ПОВАРЕНОЇ СОЛІ У ВОДІ Й  
ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РОЗЧИНУ ЗА ДОПОМОГОЮ  
ІНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЕЯ

Загальні положення

За допомогою інтерферометра Релея можна, як і на інтерферометрі Жамена, вимірювати показники заломлення газів і рідин. На інтерферометрі Релея можна робити аналіз рудничних газів, визначати невеликі домішки розчинених у воді речовин. До такого аналізу висуваються досить жорсткі вимоги: чутливість приладу повинна бути така, щоб можна було визначати зміну показника заломлення газів з точністю до сьомого десяткового знака. Так само, як і в інтерферометрі Жамена, точність виміру різниці показників заломлення визначається довжиною кювет. У випадку інтерферометра Релея довжина кювет для аналізу газів може досягати 50-100 см.

Модель інтерферометра ЛІР-2 призначена для виміру концентрації розчинів, заснованого на визначенні зміни показника заломлення розчину відносно показника заломлення чистого розчинника. Тут довжина кювет не перевищує 80 мм.

Принцип дії інтерферометра заснований на явищі дифракції від подвійної щілини. Принципова оптична схема наведена на рис. 1. Паралельний пучок променів з коліматора, що складається з вузької щілини  $D_1$  і об'єктива  $O_1$ , проходить через діафрагму із двома щілинними отворами й збирається у фокальній площині  $D_3$  об'єктива  $O_2$  зорової труби. Внаслідок дифракції світла на отворах діафрагми  $D_2$  у площині  $D_3$  створюється система інтерференційних смуг, що спостерігається за допомогою сильного окуляра  $O_3$ .

На шляху променів між об'єктивами  $O_1$  і  $O_2$  проти отворів діафрагми  $D_2$  ставиться двокамерна кювета, камери якої  $K_1$  і  $K_2$  наповнюються відповідно одна еталонним, інша випробуваним розчином. Поява додаткової оптичної різниці ходу між променями, що пройшли через різні отвори діафрагми  $D_2$ , виникає внаслідок різниці показників заломлення випробуваного й еталонного

розчинів і приводить до зсуву спостережуваної в окуляр інтерференційної картини. Вимірюючи величину зсуву інтерференційних смуг, визначають різницю показників заломлення розчинів.

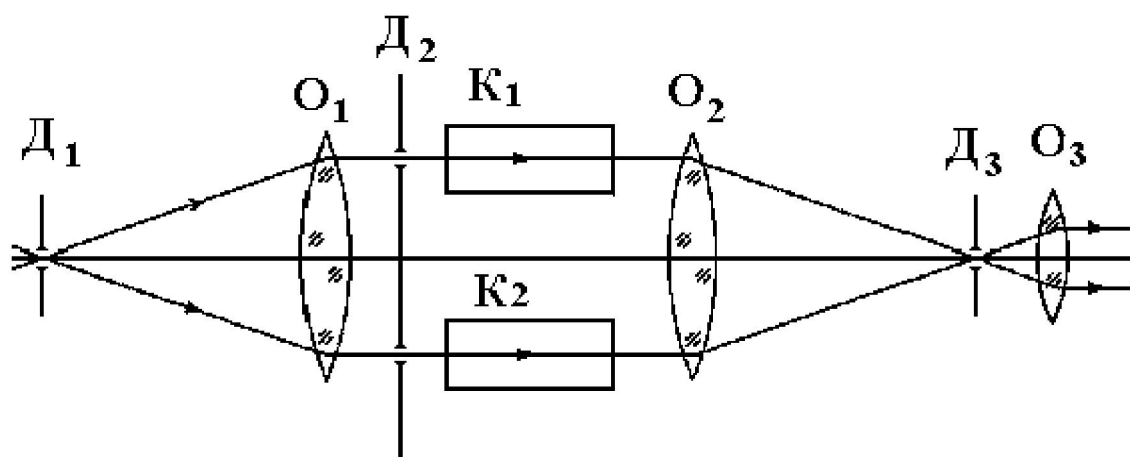


Рис. 1. Принципова оптична схема інтерферометра

Принциповий устрій інтерферометра Релєя наведений на рис. 2 у двох проекціях. Вхідна щілина  $D_1$  коліматора освітлюється за допомогою конденсора світлом лампочки розжарювання. Паралельний пучок світла з коліматора  $K$  попадає на подвійну щілину  $D_2$ , розміщену перед об'єктивом  $O_2$  зорової труби. У результаті дифракції на подвійній щілині  $D_2$  у фокальній площині об'єктива  $O_2$  зорової труби  $T$  виникають інтерференційні лінії, які спостерігаються за допомогою короткофокусного циліндричного окуляра  $O_3$ , складеного з циліндричної та сферичної лінз.

Циліндричний окуляр дає зображення світної крапки у вигляді вертикальної лінії, довжина якої залежить від діаметра об'єктива  $O_2$  зорової труби. При цьому кожна крапка цієї лінії відповідає певному горизонтальному перетину об'єктива. Внаслідок цього інтерференційна картина у верхній частині зображення, що дає циліндричний окуляр, визначається дифракцією на подвійній щілині вгорі об'єктива  $O_2$ , а в нижній частині зображення нижньою половиною об'єктива. Горизонтальний дріт, розміщений перед щілинами  $D_2$ , викличе розрив інтерференційних ліній.

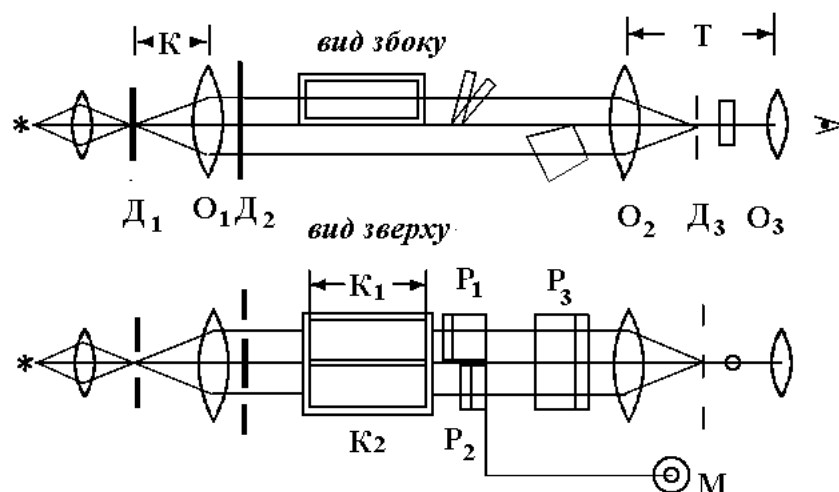


Рис. 2. Принциповий устрій інтерферометра

У верхній частині простору між коліматором  $K$  і зоровою трубою  $T$  розміщені дві однакові кювети  $K_1$  і  $K_2$ . При цьому промені, що йдуть під кюветами, дають свою нерухому систему ліній, тому що різниця ходу між ними завжди постійна. Промені, що проходять через кювети, дають інтерференційну систему ліній, положення якої визначається різницею ходу між цими променями. При нульовій різниці ходу між променями, що пройшли через кювети, обидві системи інтерференційних ліній збігаються. У такий спосіб в інтерферометрі Релея нижня система інтерференційних ліній слугує нерухомим репером, щодо якого провадиться відлік зсуву верхніх ліній. Чутливість суміщення обох систем ліній становить 0,05 ширини смуги.

Але для такого відліку необхідне зіткнення ліній обох систем. Край же кювет дає значний розрив між ними. Цей розрив усувається двома однаковими плоскопаралельними пластинками  $P_1$  і  $P_2$ , установленими під кутом до осі інтерферометра. Промені, що проходять через них, в результаті заломлення трохи опускаються. У нижній частині звичайно поміщається на шляху обох променів третя пластинка, розташована під кутом так, що промені, які проходять через неї, піднімаються. У результаті дії цих пластин верхня й нижня системи інтерференційних ліній стикаються.

Пластини  $P_1$  і  $P_2$  одночасно слугують компенсатором. Пластина  $P_1$  нерухома, пластина ж  $P_2$  повертається навколо горизонтальної осі за допомогою

мікрометричного гвинта М. Це дає можливість уводити додаткову різницю ходу й тим самим компенсувати різницю ходу, що виникла між променями, які пройшли через розчин і чистий розчинник. Ділення на барабані мікрометричного гвинта М дозволяють визначити величину цієї різниці ходу.

Розглянемо дію цього компенсатора. Нехай на пластинку  $P_2$  товщиною  $t$  і з показником заломлення  $n$  під кутом  $\alpha$  у точку А падає пучок світла (рис. 3). Переломившись у пластинці під кутом  $\beta$ , він вийде з неї в точці В. При відсутності пластинки промінь світла пройшов би шлях АС.

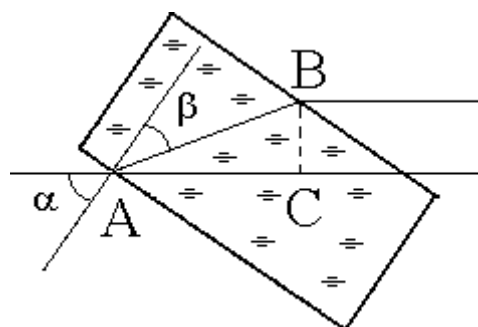


Рис. 3. Принцип дії компенсатора

У такий спосіб пластинка внесла різницю ходу  $\Delta = AB - AC$ . Але

$$AB = \frac{t}{\cos \beta}, \quad (1)$$

а

$$AC = AB \cdot \cos(\alpha - \beta) = \frac{t}{\cos \beta} \cdot \cos(\alpha - \beta). \quad (2)$$

Отже,

$$\Delta = \frac{nt}{\cos \beta} - \frac{t \cdot \cos(\alpha - \beta)}{\cos \beta} \quad (3)$$

і, беручи до уваги, що  $\sin \alpha = n \cdot \sin \beta$ , після нескладних перетворень отримаємо:

$$\Delta = t \cdot (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}) - \cos \alpha. \quad (4)$$

Ця різниця ходу повністю компенсується пластинкою  $P_1$ , встановленою під тим же кутом  $\alpha$ . Поворот же пластинки  $P_2$  на кут  $d\alpha$  внесе різницю ходу, що легко знайти, диференціюючи (4):

$$d\Delta = t \cdot \sin \alpha \cdot \left( 1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right) \cdot d\alpha. \quad (5)$$

У такий спосіб за допомогою досить грубих засобів компенсатори дозволяють вводити дуже малі різниці ходу. Так, при товщині пластинки  $t=5$  мм і показнику заломлення  $n=1,5$  чутливість установа дорівнює 0,05 смуги, якщо поворот пластинки  $P_2$  провадиться з точністю до  $3''$ .

#### Опис інтерферометра ЛІР - 2

У деяких типах інтерферометра Релея зорова труба одночасно виконує функції коліматора, замість коліматора поміщається дзеркало. До такого типу належить й інтерферометр ЛІР - 2.

Оптична схема інтерферометра ЛІР - 2 приведена на рис. 4.

Світло від лампочки розжарювання 1 із прямою ниткою, розташованою на подвійній фокусній відстані від конденсора 2, пройшовши через конденсор, дзеркало 3 і призму повного внутрішнього відбиття 6, збирається в площині первинної щілини 5, що знаходиться у фокальній площині об'єктива 9. З об'єктива 9 промені вийдуть паралельним пучком, пройдуть частково через кювету 14 і частково під кюветою. Після відбиття від дзеркала 17 промені проходять через подвійну щілину 16, вертаються назад і у фокальній площині окуляра (4, 7) зорової труби утворюють дві системи інтерференційних ліній. Верхня система ліній рухома, а нижня – нерухома. Нижні промені проходять під кюветою, а верхні через кювету. На рис. 5 наведені поля зору інтерферометра ЛІР - 2.

Рис. 5а відповідає нульовій різниці ходу променів, що пройшли через кювети. Лінії верхньої й нижньої систем збігаються. При невеликій різниці ходу згаданих променів верхня система ліній зміщена щодо нижньої на долі смуги (рис. 5б). Якщо ж різниця ходу між променями, які пройшли через

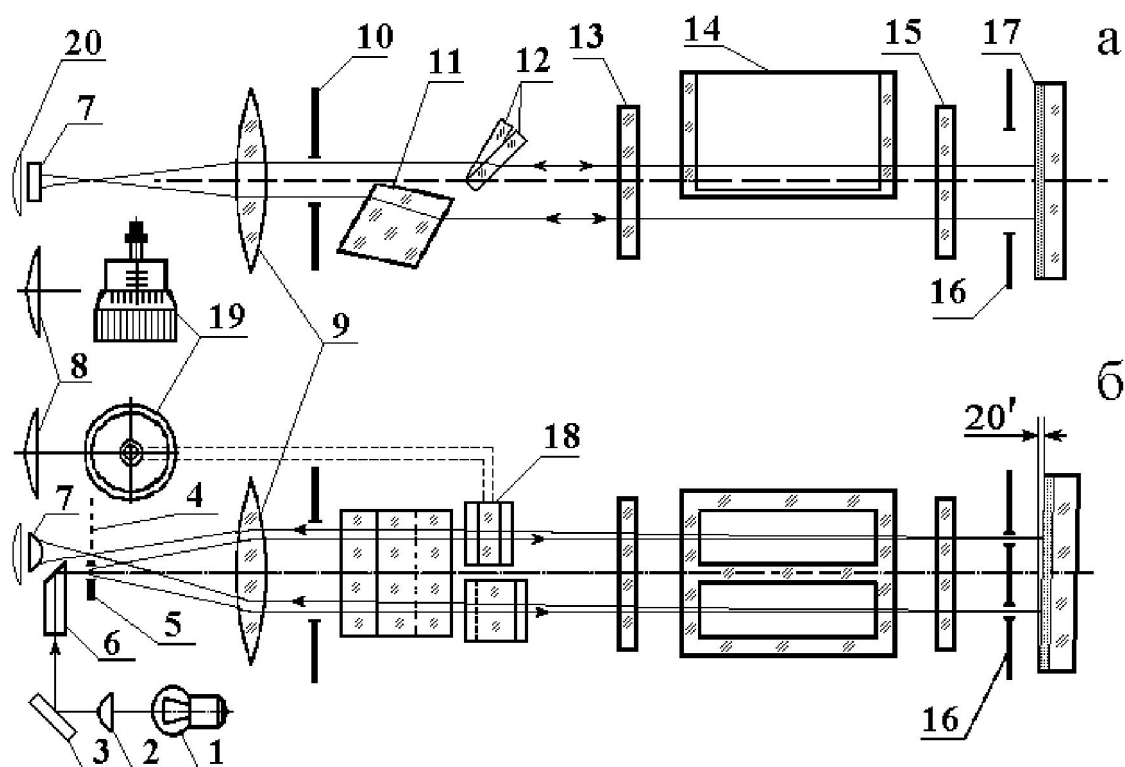


Рис. 4. Оптична схема інтерферометра Релєя

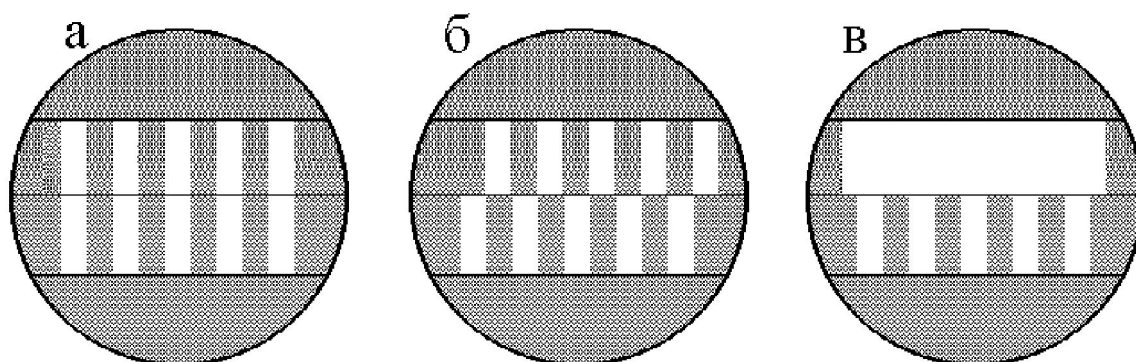


Рис. 5. Вигляд інтерференційних смуг при різних значеннях різниці ходу променів: а) дорівнює нулю; б) мала; в) велика

кювети, велика, інтерференційні лінії верхньої системи змістилися за межі поля зору окуляра (рис. 5в), на її місці виявиться світла смуга.

На шляху променів, які пройшли через кювети, розміщені пластини компенсатора (11, 18), а на шляху нижніх променів пластина 12; 13 і 15 вікна термокамери (див. рис. 4).



Суміщення нульових смуг обох систем ліній здійснюється поворотом однієї з пластин 18 компенсатора за допомогою мікрометричного гвинта 19. Мікрометричний гвинт має нерухому шкалу (30 ділень) і обертову шкалу (100 ділень). Вся шкала компенсації розділена на 3000 ділень. Різкість інтерференційних ліній досягається шляхом переміщення циліндричного окуляра (20). Поруч із окуляром укріплена лупа (8), через яку можна зручно робити відлік ділень по шкалах мікрометричного гвинта.

В інтерферометрі ЛІР-2 між дзеркалом із подвійною щілиною й компенсатором укріплена термокамера. На її верхній площині містяться кювети з рідинами. Основне призначення термокамери термостатування вимірюваних рідин у межах від +10 до +30°C шляхом заповнення термокамери підігрітою до відповідної температури дистильованою водою. Температура врівноважується за допомогою спеціальної мішалки й вимірюється термометром з точністю до 0,1°C.

Погрішність виміру показника заломлення визначається виразом

$$\delta n = \frac{\Delta N \cdot \lambda}{2 \cdot L}, \quad (6)$$

де  $\Delta N$  точність установки в частках смуги;  $\lambda$  довжина хвилі;  $L$  довжина кювети, береться подвоєною, оскільки промінь світла в приладі проходить кювету двічі.

Кювети для досліджуваних рідин складаються із двох відділень у спільній оправі. З кюветами потрібно поводитися обережно, під час роботи їх варто ставити в коробку із чистою ватою. Ставити кювети на стіл не можна, тому що при цьому можна ушкодити їхнє тонке дно. До приладу додаються кювети довжиною 80, 40, 20, 10 і 5 мм. При роботі з короткими кюветами показник заломлення може бути виміряний з точністю до другого десяткового знака, а при роботі з довгими кюветами з точністю до четвертого десяткового знака.

#### Визначення концентрації повареної солі у воді

Вище були наведені вирази для питомої рефракції речовини

$$r = \frac{1}{\rho} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \text{const.} \quad (7)$$

Як показує досвід, питома рефракція не залежить від густини  $\rho$ . При зміні густини змінюється показник заломлення, але так, що рефракція в широких межах не залежить ні від тиску, ні від температури, ні навіть від агрегатного стану речовини. У випадку газів (7) переходить у формулу Гладстона-Дейла

$$n - 1 = K \cdot \rho. \quad (8)$$

Це співвідношення було перевірено на інтерферометрі Жамена.

Залежність (8) має місце й для розведених розчинів, у яких показник заломлення

$$n = \frac{n_1}{n_0}, \quad (9)$$

де  $n_1$  і  $n_0$  відповідно показники заломлення розчину й чистого розчинника, обмірювані щодо повітря. Таким чином,  $n$  у (8) показник заломлення розчину щодо розчинника. Запишемо (8) так:

$$n - 1 = K' \cdot C, \quad (10)$$

де  $C$  концентрація розчину. Підставивши в (10) значення  $n$  з (9), отримаємо:

$$n_1 - n_0 = n_0 \cdot K' \cdot C = K \cdot C. \quad (11)$$

Завданням даної лабораторної роботи є визначення за допомогою інтерферометра концентрації розчину повареної солі. Якщо одна з кювет заповнена дистильованою водою, а друга розчином, то різниця ходу між інтерферуючими променями буде

$$(n_1 - n_0) \cdot L = m \cdot \lambda, \quad (12)$$

де  $L$  довжина кювет, а  $m$  число смуг, на яке змістилася ахроматична смуга. З (12)

$$(n_1 - n_0) = \frac{m \cdot \lambda}{L}. \quad (13)$$

Порівнюючи (11) і (13), дістанемо

$$C = \frac{\lambda}{L \cdot K} \cdot m, \quad (14)$$

тобто концентрація розчину пропорційна числу зміщених смуг.

Для компенсації цього зсуву потрібно повернути пластину компенсатора на тим більший кут, чим більше  $m$ , а отже, і концентрація розчину  $C$ . Таким чином, концентрація розчину пропорційна числу ділень  $N$  мікрометричного гвинта. Для даного типу розчину ділення шкал мікрометричного гвинта можна проградувати за допомогою ряду розчинів відомої концентрації й побудувати залежність  $C = f(N)$ . Ця залежність дозволяє визначити невідому концентрацію такого ж розчину.

### Знаходження показника заломлення розчину

Рефракція заломлення світла, що виявляється при переході світлового променя з однієї речовини в іншу, якщо швидкість поширення світла у двох речовинах неоднакова. Рефракція характеризується коефіцієнтом заломлення речовини, тобто відношенням синуса кута падіння до синуса кута заломлення променя. Коефіцієнт заломлення служить критерієм для оцінки чистоти хімічної сполуки й дозволяє обчислити молекулярну рефракцію, знання якої дає уявлення про структуру хімічної сполуки.

Показники заломлення рідких і твердих тіл можуть вимірюватися з великою точністю. При даній температурі й для даної довжини хвилі вони є найважливішими сталими, що характеризують речовину. Вимір показників заломлення може бути використаний для дослідження речовин. Відповідний розділ науки зветься рефрактометрія.

В основі рефрактометричного методу дослідження лежить так звана формула Лоренц–Лорентца, що зв'язує показник заломлення  $n$  ізотропної речовини із числом молекул  $N$  в одиниці об'єму й поляризованості  $\alpha$  молекул речовини. З неї випливає, що для даної хімічної речовини (і для світла із заданою довжиною хвилі) виконується співвідношення (7), де  $\rho$  густина речовини, пропорційна концентрації молекул  $N$ . Для деякої умовної довжини хвилі (здебільшого для  $\lambda=589$  нм) питома рефракція являє собою величину,

характерну для даної молекули, атома або іона. Таким чином, з формули Лоренц-Лорентца випливає, що питома рефракція речовини не повинна залежати від густини. Хоча висновок формули Лоренц-Лорентца опирається на ряд не цілком виправданих допущень, формула (7) на досвіді звичайно добре виконується. Так, для повітря при зміні тиску на кілька сотень атмосфер питома рефракція змінюється не більше ніж на 0,1%. Нерідко питома рефракція залишається практично постійною навіть при зміні агрегатного стану речовини (наприклад, при замерзанні води).

Досвід показує також, що питому рефракцію  $r$  суміші речовин можна обчислити, якщо відомі рефракції  $r_1, r_2, \dots$  її окремих компонентів і їхній процентний вміст  $c_1, c_2, \dots$  у суміші:

$$r = \frac{c_1}{100} r_1 + \frac{c_2}{100} r_2 + \dots \quad (15)$$

Це означає, що оптична поведінка молекул кожного компонента практично не залежить від присутності інших компонентів.

З формули (7) легко обчислити показник заломлення суміші:

$$n = \sqrt{\frac{2r\rho + 1}{1 - r\rho}}. \quad (16)$$

Для сильно розведеного розчину якої-небудь речовини в іншій або суміші рідин показник заломлення підпорядковується правилу адитивності:

$$\frac{100(n-1)}{\rho} = \frac{P(n_1-1)}{\rho_1} + \frac{(100-P)(n_0-1)}{\rho_0}, \quad (17)$$

де  $n_1$  показник заломлення домішки;  $\rho_1$  густина домішки;  $n_0$  показник заломлення розчинника;  $\rho_0$  густина розчинника;  $\rho$  густина розчину;  $n$  показник заломлення розчину;  $P$  ваговий відсоток домішки.

Якщо припустити, що при малій концентрації змішують речовини, що, мають невелику різницю густин, то формула (17) спрощується:

$$n - n_0 = 0.01P(n_1 - n_0). \quad (18)$$

Для відліку зсуву смуг необхідно сполучити нульові темні смуги рухомої й нерухомої систем. Це робиться за допомогою мікрометричного механізму, пов'язаного з компенсуючим пристроєм, що складається із двох клиноподібних пластинок. Загальна їхня товщина змінюється при зсуві однієї з них, пов'язаної з мікрометричним гвинтом.

Мікрометричний механізм інтерферометра Релея має дві шкали: нерухому з 30 діленнями й рухому зі ста діленнями. Тому вся шкала компенсації розділена на 3000 ділень. Нехай поворот на одне ділення компенсує різницю ходу, рівну  $\lambda/N_0$ . Якщо суміщення смуг досягається поворотом на  $N$  ділень, то можна записати

$$L(n - n_0) = \frac{N\lambda}{N_0}, \quad (19)$$

Звідси легко розрахувати показник заломлення розчину

$$n = n_o + \frac{N\lambda}{N_0 L}. \quad (20)$$

Порядок виконання роботи:

1. Ознайомитися з технічним описом й інструкцією для експлуатації інтерферометра лабораторного ЛІР-2.
2. Заповнити обидві кювети дистильованою водою, перевірити, чи не збитий нуль шкали мікрометричного гвинта. Якщо він збитий на кілька ділень на обертовій шкалі, при подальших вимірюваннях внести у виміри відповідне виправлення.
3. Заповнити тепер одну кювету дистильованою водою, а другу розчином повареної солі відомої концентрації. У яку гілку інтерферометра варто помістити розчинник, а в яку розчин? За допомогою компенсатора сполучити ахроматичні лінії обох систем і записати відповідні цій концентрації розчину ділення на шкалах мікрометричного гвинта.
4. Аналогічні вимірювання проробити з рядом розчинів повареної солі інших відомих концентрацій.

5. Побудувати залежність  $C = f(N)$ .
6. За допомогою побудованої залежності визначити невідому концентрацію розчину повареної солі.
7. Обчислити погрішність вимірювання показника заломлення для даної кювети.
8. Розрахувати показник заломлення  $n_1$  по виміряним  $N$  для різних концентрацій. Знайти середнє значення  $n_1$  і порівняти з табличним значенням. Обчислити показник заломлення розчину за допомогою формул для визначення рефракції речовини. Знайти рефракцію води й рефракцію солі.

Дані для розрахунків

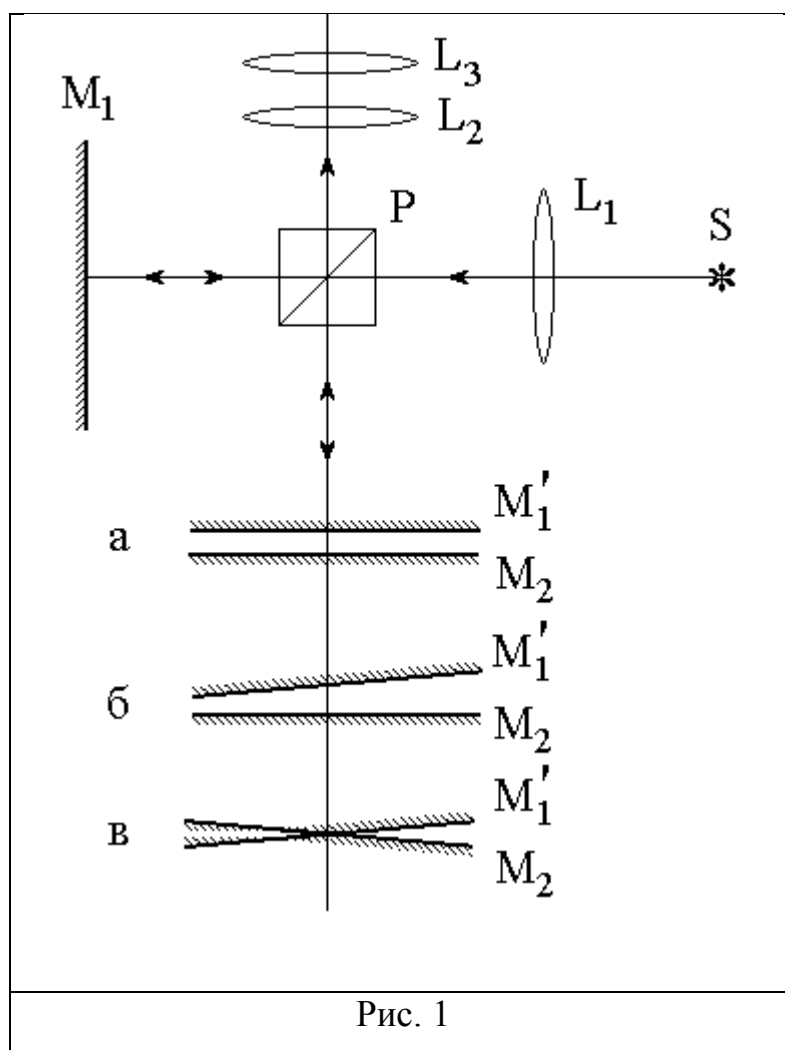
$n_B = 1.3345$  показник заломлення води при  $20^{\circ}\text{C}$ ;  $n_c = 1.5475$  показник заломлення солі при  $20^{\circ}\text{C}$ ;  $\rho_B = 0.99843 \text{ г/см}^3$  густина води при  $20^{\circ}\text{C}$ ;  $\rho_c = 2.1678 \text{ г/см}^3$  густина солі.

Література: [6, 12-16]

## Лабораторна робота № 3

ВИЗНАЧЕННЯ ДУБЛЕТНОЇ СТРУКТУРИ СПЕКТРАЛЬНИХ ЛІНІЙ ЗА  
ДОПОМОГОЮ МІКРОІНТЕРФЕРОМЕТРА ЛІННІКАЗагальні положення

Мікроінтерферометр Лінніка є модифікацією інтерферометра Майкельсона і призначений для мікроскопічних досліджень. Існує кілька конструкцій інтерферометрів Лінніка. Найбільш проста конструкція являє собою комбінацію звичайного мікроскопа й інтерференційної насадки, утвинченої в тубус мікроскопа замість об'єктива. Інтерференційна насадка схематично представлена на рис. 1. У фокусі лінзи  $L_1$  розташоване джерело світла  $S$ . Паралельний пучок світла, який вийшов з лінзи  $L_1$  падає на світлодільний кубик  $P$ , що складається із двох призм, склеєних канадським бальзамом. Гіпотенузна грань однієї з призм покрита напівпрозорим шаром срібла. Розділені кубиком  $P$  пучки падають на дзеркала  $M_1$  і  $M_2$ , відбиваються від них, знову проходять через кубик і потрапляють у мікроскопічну систему  $L_2L_3$ . Дзеркало  $M_1$  укріплене нерухомо в насадці. Відстань  $r_1$  між дзеркалом  $M_1$  і кубиком  $P$  постійна. Дзеркало  $M_2$  укріплене на столику мікроскопа. Відстань  $r_2$  між дзеркалом  $M_2$  і кубиком  $P$  можна змінювати, переміщуючи тубус мікроскопа разом із інтерференційною насадкою за допомогою тонкого мікрометричного пристрою. Якщо  $r_1=r_2=t$  і дзеркала  $M_1$  і  $M_2$  строго перпендикулярні один одному, то уявне зображення  $M_1'$ , дзеркала  $M_1$  у гіпотенузній грані кубика  $P$  буде розташовано на відстані  $t$  від  $M_2$  строго паралельно останньому (рис. 1, а). У такий спосіб інтерференція в інтерферометрі зводиться до інтерференції у плоскопаралельній повітряній пластинці, утвореній площиною дзеркала  $M_2$ , і площиною  $M_1'$  уявного зображення дзеркала  $M_1$ . Інтерферуючі промені дадуть інтерференційні смуги рівного нахилу, розташовані на нескінченності. Для їхнього спостереження мікроскопічна система повинна бути замінена телескопічною системою, встановленою на нескінченність.



Але якщо дзеркало  $M_2$  злегка нахилити, між  $M_2$  і  $M_1'$  утвориться клинчаста повітряна пластинка (рис. 1, б), лінії рівного нахилу перейдуть у лінії рівної товщини, локалізовані на поверхні дзеркала  $M_2$  і для їхнього спостереження необхідна мікроскопічна система. Спостережувана в полі зору кількість ліній буде тим більшою, ніж більше кут між  $M_2$  і  $M_1'$ .

У тому випадку, якщо довжина плеча  $r_1$  строго дорівнює довжині другого плеча  $r_2$  (рис. 1, в), різниця ходу в центрі поля зору буде дорівнювати нулю, і ми побачимо в білому світлі ахроматичну смугу, облямовану з двох боків чорними смугами; наступні за ними смуги пофарбовані в інтерференційні кольори.

#### Опис інтерферометра Лінніка

На рис. 2 показана конструкція інтерферометра Лінніка. Тут: 1 окуляр мікроскопа; 2 тубус мікроскопа; 3 інтерференційна насадка; 4 гвинт для грубого переміщення тубуса мікроскопа разом з інтерференційною насадкою; 5



мікрометричний гвинт для точного переміщення тубуса мікроскопа з насадкою; 6 столик із дзеркалом  $M_2$ ; 7 юстувальні гвинти, що дозволяють змінювати нахил дзеркала  $M_2$ .

На тубусі й полозках мікроскопа встановлені шкали з ноніусами А і В (рис. 3). По шкалі А можна відряховувати переміщення тубуса з точністю до 0,1 мм. Більш точний відлік переміщення тубуса можна зробити по барабану мікрометричного гвинта, ціна ділення якого дорівнює 0,002 мм.

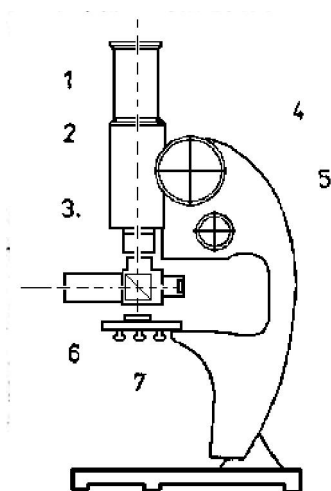


Рис. 2

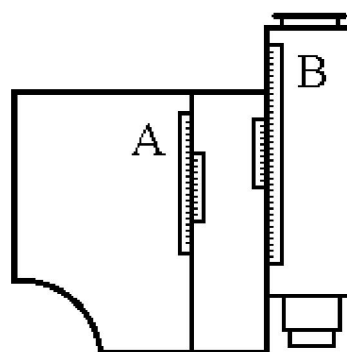


Рис. 3

Якщо як джерело світла  $S$  (рис. 1) взяти неонову лампочку, то при непорушеному юстуванні інтерферометра ми побачимо інтерференційні смуги. Якщо ж інтерферометр Лінніка роз'юстований, потрібно діяти наступним чином:

1. Отвір інтерференційної насадки освітити лампочкою розжарювання.
2. Вийняти з тубуса окуляр мікроскопа. У полі зору будуть видимі два зображення ниток лампочки розжарювання відповідно від дзеркала  $M_1$  і від  $M_2$ . Обережним обертанням трьох юстувальних гвинтів (рис. 2) дзеркала  $M_2$  домагаються сполучення обох зображень.

3. Вставити в тубус окуляр мікроскопа, а лампочку розжарювання замінити на неонову лампочку. У полі зору мікроскопа з'являться інтерференційні смуги.

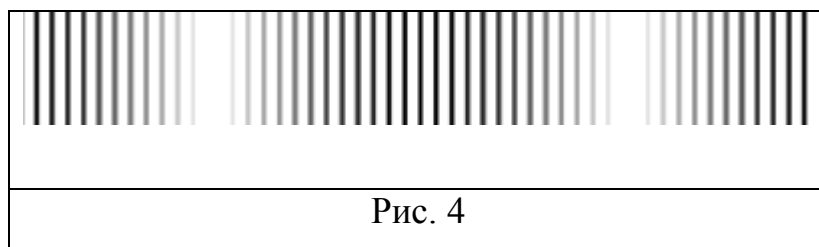
4. Тими ж юстувальними гвинтами потрібно домогтися того, щоб у полі зору було не більше 4-5 смуг.

Установлення інтерферометра на нульову різницю ходу виконується таким способом. За допомогою гвинта 4 тубус мікроскопа наближається до дзеркала  $M_2$ . Інтерферометр освітлюється світлом неонові лампи. Потім повільно за допомогою того ж гвинта 4 тубус із насадкою відсувається від дзеркала  $M_2$ . При цьому відстань  $r_2$  збільшується. Оскільки світло неонові лампочки містить кілька яскравих ліній, при зміні відстані  $r_2$  буде спостерігатися періодичне посилення (консонанси) і ослаблення (дисонанси) інтерференційних смуг. Чим різкіше виглядають інтерференційні смуги в консонансі, тим ближче різниця ходу  $r_1 - r_2$  до нуля. З появою консонансів неонову лампочку варто замінити лампочкою розжарювання. При нульовій різниці ходу в полі зору з'явиться ахроматична смуга та згадувані вище інтерференційні смуги низьких порядків. На цьому юстування інтерферометра Лінніка закінчується.

Як ми вже відзначали, інтерферометр Лінніка призначений для мікроскопічних досліджень рельєфу майже плоских поверхонь та висоти нерівностей тонко оброблених поверхонь. Однак він може бути використаний і для визначення дублетної структури спектральних ліній. Уперше тонку будову спектральних ліній вивчав Майкельсон за допомогою інтерферометра, що носить його ім'я. І хоча в наш час для цих цілей вживаються незрівнянно більш точні прилади, використання інтерферометра такого типу досить повчальне з методичної точки зору.

Суть методу полягає в наступному. Нехай світло, що падає на інтерферометр, складається із двох спектральних ліній з довжинами хвиль  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$ . У клинчастому повітряному зазорі (див. рис. 1, б, в) світло з довжинами хвиль  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$  створює свої власні максимуми й мінімуми. При певній товщині

клина  $t$  максимум однієї системи ліній з довжиною хвилі  $\lambda_1$  може збігтися з максимумом іншої системи ліній з довжиною хвилі  $\lambda_2$ . Очевидно, перший збіг цих максимумів відбудеться при  $t=0$  (рис. 1, в). Якщо поступово збільшувати товщину повітряного клина, при деякій товщині  $t$  максимумами ліній, що відповідають цим довжинам хвиль, знову співпадуть (рис. 4).



Нехай у даному місці клина інтерференційні порядки ліній з  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$  відповідно рівні  $m$  і  $n$ , тоді

$$m \cdot \lambda_1 = n \cdot \lambda_2 = 2t. \quad (1)$$

Наступний збіг максимумів обох систем відбудеться при товщині повітряного шару  $t + \Delta t$ . Нехай  $\lambda_2 > \lambda_1$ . Тоді, якщо для  $\lambda_1$  інтерференційний порядок  $m$  збільшився на  $k$ , інтерференційний порядок  $\lambda_2$  збільшиться на  $k-1$ . При цьому

$$(m+k)\lambda_1 = (n+k-1)\lambda_2 = 2(t+\Delta t). \quad (2)$$

Вирішуючи спільно рівняння (1) і (2), отримаємо:

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_1 \cdot \lambda_2 / (2 \cdot \Delta t). \quad (3)$$

Оскільки  $\lambda_1 \approx \lambda_2$  приблизно дістанемо:

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2 \cdot \Delta t), \quad (4)$$

де  $\lambda^2 = \lambda_1 \cdot \lambda_2$ .

Практично визначення величини  $\Delta\lambda$  зводиться до вимірювання  $\Delta t$ . Спочатку інтерферометр встановлюється на нульову різницю ходу. При освітленні складним світлом і нульовій різниці ходу вийде консонанс. Однак помітити зникнення інтерференційних смуг (дисонанс) можна набагато точніше, ніж їхнє загострення (консонанс). Тому потрібно діяти в такий спосіб. За допомогою мікрометричного гвинта інтерференційну насадку спочатку наближають до дзеркала  $M_2$  і знаходять величину зсуву при проходженні через

поле зору 4-5 дисонансів. Потім вертаються у вихідну позицію й переміщують тубус мікроскопа з насадкою в протилежний бік доти, доки знову через поле зору не пройде 4-5 дисонансів. Нехай сумарний зсув тубуса мікроскопа з насадкою, відлічений за допомогою мікрометричного гвинта, дорівнює  $d$ , а число пройдених дисонансів  $K$ . Відстань між сусідніми дисонансами дорівнює відстані між сусідніми консонансами, величина  $\Delta t$  дорівнює

$$\Delta t = d / (K - 1). \quad (5)$$

Підставивши знайдену в такий спосіб величину  $\Delta t$  в (4), знаходять шукане значення  $\Delta \lambda$ .

#### Порядок виконання роботи

1. Від'юстуйте інтерферометр Лінніка, встановивши його спочатку на нульову різницю ходу за допомогою джерела білого світла й неонові лампочки.

2. Дослідіть дублетну структуру жовтої лінії ртуті. Як джерело світла візьміть лампу ПРК-4 з відповідним світлофільтром.

3. Виміряйте відстань між 10 дисонансами, проходячи по 5 мінімумів з обох боків від ахроматичної смуги. Знайдіть відстань між сусідніми дисонансами, рівну відстані між сусідніми консонансами  $\Delta t$ . Приймаючи середню довжину хвилі жовтої лінії ртуті рівною  $\lambda = 578$  нм, визначте різницю довжин хвиль компонент жовтої лінії ртуті.

Література: [2, 4-6, 10, 15]

## Лабораторна робота № 4

ВИМІРЮВАННЯ ТОВЩИН ШАРІВ І МАЛИХ РАДІУСІВ КРИВИЗНИ  
СФЕРИЧНИХ І ЦИЛІНДРИЧНИХ ЛІНЗ ЗА ДОПОМОГОЮ  
МІКРОІНТЕРФЕРОМЕТРА ЛІННІКА МП-4

Загальні положення

У сучасній мікро- і наноелектроніці широке застосування знайшли мікроінтерферометри. Мікроінтерферометри використовують для вимірювання висоти мікронерівностей на металевих та інших поверхнях. За допомогою мікроінтерферометрів на поверхнях також визначають глибину і профіль штрихів, висоту сходинок, товщину плівок і т.д. Вимірювання висоти мікронерівностей проводять по скривленню інтерференційних смуг. Оптичний прибор, призначений для дослідження дрібних нерівностей на поверхні, повинен мати велике збільшення й високу роздільну здатність. Тому мікроінтерферометри являють собою сполучення інтерферометра (звичайно типу Майкельсона) і мікроскопа.

Велике розповсюдження в практиці отримав мікроінтерферометр Лінніка МП-4 мікроінтерферометр великого збільшення. Він призначений для візуальної оцінки й вимірювання висоти мікронерівностей поверхонь. Основні його характеристики наведені у додатку 1.

Нижче приводиться опис оптичної системи, конструкції і юстування інтерферометра МП-4. По своїй оптичній схемі (рис. 1) мікроінтерферометр МП-4 являє собою сполучення інтерферометра Майкельсона з мікроскопом. Нитка лампи 1 конденсором 2 з міжлінзовим світлофільтром проектується в площину апертурної діафрагми 3. Об'єктивом 5 і напівпрозорою плоскопаралельною пластиною 8 зображення діафрагми 3 проектується в площині зіниць входу двох однакових мікрооб'єктивів 7 і 10, а зображення польової діафрагми 4 у нескінченність. Вторинні зображення польової діафрагми мікрооб'єктивами 7 і 10 проектується відповідно на поверхню 6, що перевіряється і на плоске опорне дзеркало 11. Плоскопаралельна пластина 9

служує для вирівнювання довжини ходу в склі двох інтерферуючих пучків променів.

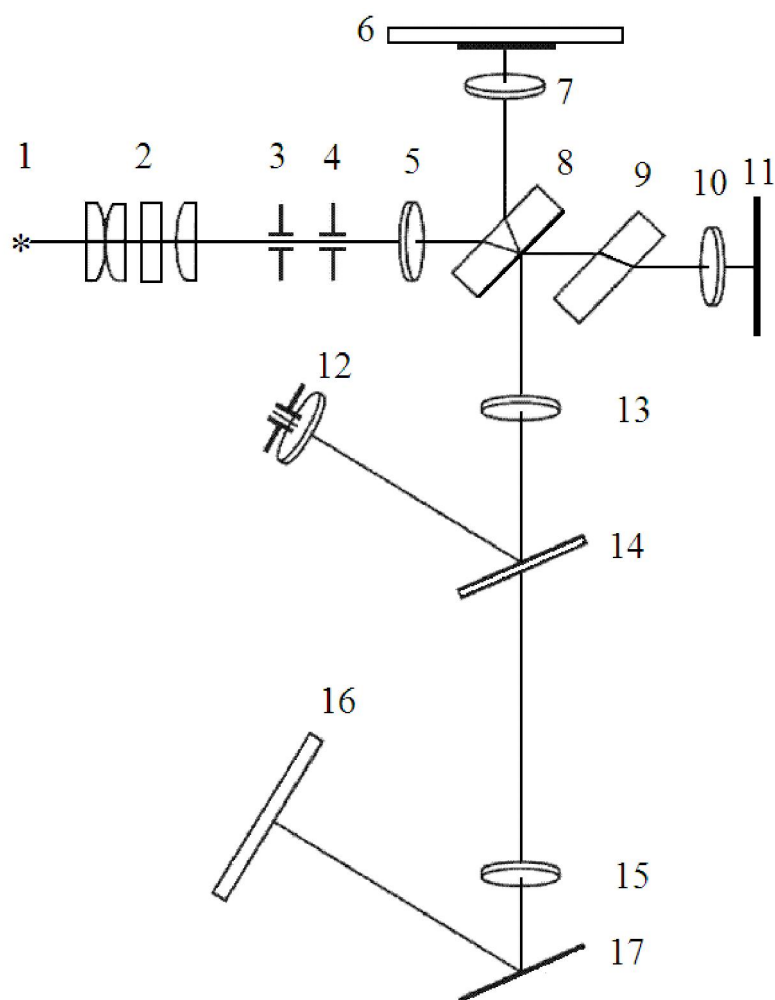


Рис. 1. Оптична схема мікроінтерферометра Лінніка

Відбиті від вимірюваної поверхні 6 і від дзеркала 11 пучки променів, пройшовши мікрооб'єктиви 7 і 10, з'єднуються напівпрозорим шаром пластини 8 і за допомогою об'єктива 13 і дзеркала 14 спрямовуються в окуляр 12. У фокальній площині окуляра спостерігають зображення перевіряємої поверхні і систему інтерференційних смуг на ній. Форма смуги у великому масштабі відтворює профіль контрольованої ділянки поверхні. Величину скривлення смуг оцінюють на око або вимірюють гвинтовим окулярним мікрометром. Фотографування інтерференційної картини в кадровому вікні 16 здійснюють

об'єктивом 15 за допомогою дзеркала 17. Дзеркало 14 при цьому з ходу променів виводять.

Зовнішній вигляд мікроінтерферометра МП-4 показаний на рис. 2.

Тут 6 основа, 1 столик, переміщуваний в горизонтальній площині мікрометреними гвинтами 8. Далі 2 освітлювач, 4 тубус із гвинтовим окулярним мікрометром, 5 фотокамера.

Вимірюваний зразок 7 встановлюють на столик 1 досліджуваною поверхнею вниз. Фокусування здійснюють мікрометричним гвинтом 12. Кільце 3 служить для перемикання приладу з візуального спостереження контрольованої поверхні на її фотографування. Механізм 9 слугує для зміни ширини й напрямку інтерференційних смуг шляхом повороту голівки 10 як навколо її осі, так і навколо осі механізму 9. Голівка 11 управляється шторкою, якою можна перекривати пучки променів, які йдуть до об'єктива горизонтальної гілки прибору, що дозволяє розглядати контрольовану поверхню без накладених на неї інтерференційних смуг.

Юстування інтерферометра провадиться в такий спосіб. Поклавши зразок на столик випробуваною поверхнею вниз, включають лампочку розжарювання.

Переміщенням патрона встановлюють нитку лампочки так, щоб її зображення й зіниця об'єктива були добре видні при вийнятому окулярі. За допомогою гвинтів потрібно відцентрувати зображення нитки лампочки відносно зіниці об'єктива при повністю відкритій апертурній діафрагмі.

Після настроювання освітлення вставляють окуляр у тубус. Далі повертають рукоятку 11 так, щоб покажчик (стрілка) на ній стояв вертикально. Гвинтом 12 фокусують мікроінтерферометр на випробувану поверхню. Потім поворотом рукоятки 11 включають об'єктивну голівку (стрілка на рукоятці повинна бути в горизонтальному положенні). При цьому в полі зору повинні бути видні інтерференційні смуги. Мікрометричним гвинтом 12 домагаються найбільш різкого зображення смуг і такого положення, при якому в полі зору будуть видні одночасно зображення випробуваної поверхні й інтерференційних

смуг. Для одержання більшої контрастності смуг потрібно трохи зменшити діаметр апертурної діафрагми.

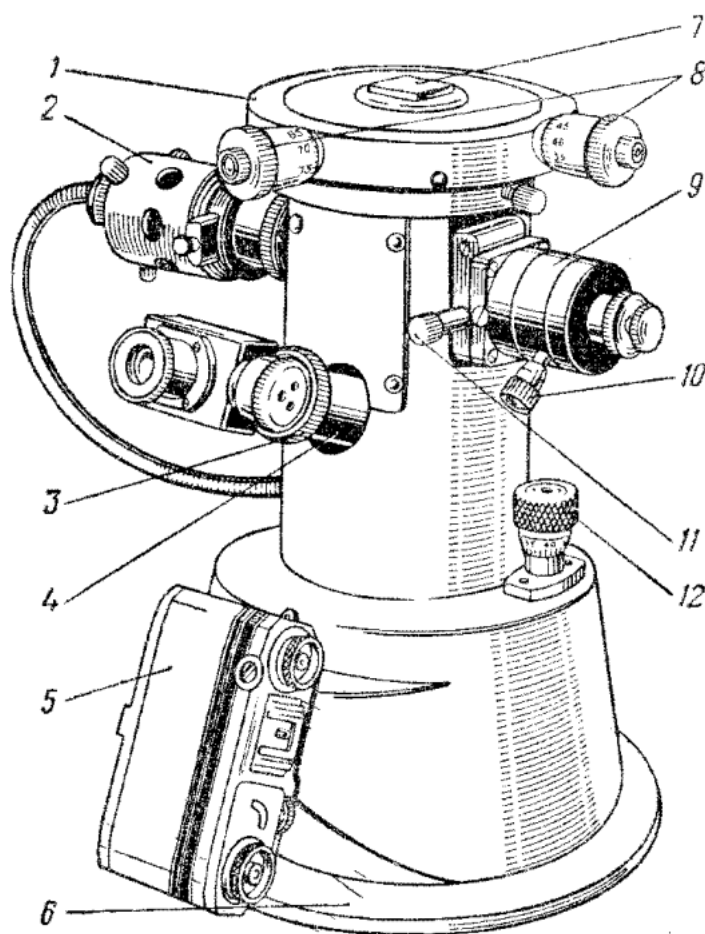


Рис. 2. Зовнішній вигляд мікроінтерферометра МП-4

Інтервал між смугами встановлюється обертанням голівки гвинта 10 навколо його осі. Поворотом цього ж гвинта навколо осі об'єктивної голівки 9 необхідно встановити інтерференційні смуги перпендикулярно борознам мікронерівностей на досліджуваній поверхні. При необхідності включається один із світлофільтрів.

Висота мікронерівностей на досліджуваній поверхні (поглиблення, подряпина й т.д.) вимірюється в такий спосіб. При наявності подряпини у відповідному місці ахроматична й сусідні з нею інтерференційні смуги прогнуться, тому що довжина шляху відповідного променя збільшиться на



подвоєну глибину подряпини (або зменшиться при наявності виступу над поверхнею).

Інтерференційна картина утворюється плоскими хвилями, відбитими від еталонного дзеркала й поверхні досліджуваного зразка (рис. 3).

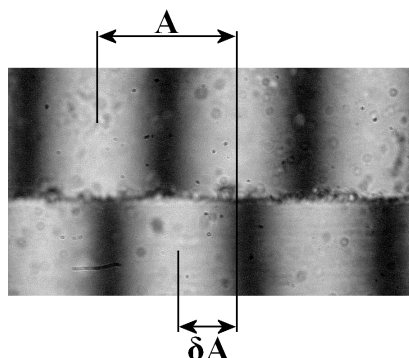


Рис. 3. Ділянка інтерференційної картини в полі зору МП-4

Відстань  $A$  між сусідніми смугами в полі зору окулярного мікрометра відповідає зміні відстані від мікрооб'єктива до зразка на половину довжини хвилі  $\lambda$ . Для проведення вимірювань товщини в плівці при її осадженні залишається непокритим вузький канал, а для вирівнювання умов відбиття на поверхнях плівки й підкладки необхідну ділянку зразка покривають додатково добре відбиваючим шаром металу, наприклад срібла. Системи смуг на плівці й у каналі зміщені один щодо одного на величину  $\delta A$ , що дозволяє знайти товщину плівки по простій формулі:

$$t = 0.5\lambda (\delta A / A). \quad (1)$$

Оскільки інтенсивність інтерференційної картини змінюється як косинус різниці фаз між інтерферуючими хвилями, точність методу при проведенні візуальних вимірів оцінюється як  $\delta t \sim \lambda / 20$  ( $\sim 27$  нм для середини видимої області спектра й може бути поліпшена до  $\sim 10$  нм при фотографуванні з наступним фотометруванням або до 2-3 нм при використанні цифрової камери з наступною комп'ютерною обробкою).

У тому випадку, коли товщина поглиблення (виступу) більше  $0,5\lambda$ , смуга зміститься більше, ніж на відстань  $A$  між сусідніми смугами. Це потрібно врахувати при розрахунках.

Можливість описаних вище вимірювань використовують для наступної мети.

Якщо випарувати метал із точкового або сферичного джерела, поміщеного на невеликій відстані  $R$  від підкладки, молекулярний пучок, підпорядковуючись законам геометричної оптики, осяде на підкладку у вигляді симетричного пагорба, відносна товщина якого на відстані  $r$  від центру дається функцією розподілу

$$f(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{(1+\alpha)^3}}, \quad (2)$$

де  $\alpha = \frac{r}{R}$ . Перевірити справедливість цієї формули можна в такий спосіб.

Пагорбоподібний шар алюмінію можна нанести у вакуум-камері на скляну підкладку з V-подібно вигнутого вольфрамового дротика, на вигині якого розміщується гусарик з алюмінію. При пропущенні струму алюміній розплавиться й збереться у вигляді сферичної крапельки. Відстань  $R$  між сферичною крапелькою й підкладкою потрібно виміряти.

Далі, приклавши до покриття лінійку, потрібно здряпати за допомогою загостреного сірника через центр пагорба смужку алюмінію, а потім на таке покриття нанести рівномірний по товщині шар срібла або алюмінію.

Тепер, помістивши зразок на столик мікроінтерферометра й з'юстувавши його так, щоб сходинка, що утворилася, проходила через центр поля зору перпендикулярно інтерференційним смугам, можна виміряти товщини  $t_r$  сходинки уздовж подряпини через певні відстані. Знаючи максимальну товщину  $t_0$  у центрі пагорба й товщини  $t_r$  у точках, розташованих на відстані  $r$  від центру, можна отримати залежність відносної товщини пагорба  $\frac{t_r}{t_0} = f(r)$ .

Ця залежність повинна описуватися функцією розподілу (2).

Інтерферометр Лінніка можна використовувати для вимірювання дуже малих радіусів кривизни сферичних і циліндричних лінз. Справді, якщо випробовувану поверхню лінзи покрити непрозорим шаром металу (срібло,

алюміній) і помістити на столик мікроінтерферометра, то при правильному юстуванні ми побачимо систему інтерференційних кілець у випадку сферичної лінзи й систему паралельних інтерференційних смуг у випадку циліндричної лінзи, як це схематично показано на рис. 4 а, б.

У випадку сферичної лінзи інтерференційна картина по суті нічим не відрізняється від кілець Ньютона. Відомо, що радіус  $r_K$   $K$ -го кільця пов'язаний з радіусом кривизни лінзи  $R$  і довжиною хвилі світла  $\lambda$  наступним співвідношенням:

$$r_K^2 = R \cdot K \cdot \lambda. \quad (3)$$

Аналогічне співвідношення справедливо і для радіуса  $r_L$   $L$ -го кільця:

$$r_L^2 = R \cdot L \cdot \lambda. \quad (4)$$

Віднімаючи почленно (3) з (4), отримаємо:

$$r_L^2 - r_K^2 = R \cdot (L - K) \cdot \lambda,$$

звідки радіус кривизни сферичної лінзи  $R$  дорівнює

$$R = \frac{(r_L^2 - r_K^2)}{(L - K) \cdot \lambda}. \quad (5)$$

Як видно з (5), для знаходження радіуса кривизни лінзи не потрібно знати номер інтерференційного кільця, необхідно лише порахувати кількість кілець.

Цілком очевидно, що формула (5) може бути використана й для визначення радіуса кривизни циліндричної лінзи. При цьому в полі зору окуляра інтерферометра інтерференційна картина повинна бути симетрична для того, щоб можна було правильно вибрати смуги рівної товщини того самого порядку ліворуч і праворуч від центру інтерференційної картини (рис. 4, б).

І в тому, і в іншому випадку в центрі інтерференційної картини різниця ходу між інтерферуючими променями повинна дорівнювати нулю, що відповідає оптичному контакту у випадку кілець Ньютона.

На рис. 4 схематично зображені інтерференційні картини для випадку сферичної й циліндричної лінзи. Якщо сферична лінза правильно

відцентрована, перехрестя окуляра мікроскопа буде переміщатися уздовж лінії а-а. Якщо ж центрування лінзи виконане неточно, при русі каретки перехрестя окуляра буде

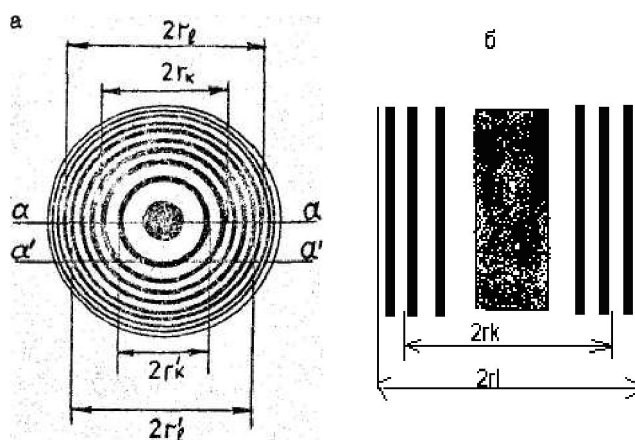


Рис. 4.

переміщуватися уздовж лінії а'-а' і будуть виміряні величини діаметрів  $2r'_k$  і  $2r'_l$ . Однак неважко переконатися у тому, що  $r'^2_L - r'^2_k = r^2_L - r^2_k$  і радіус кривизни лінзи, обчислений по формулі (5), буде й у цьому випадку правильним.

#### Порядок виконання роботи

1. Ознайомтеся із будовою інтерферометра МП-4.
2. Від'юстуйте прибор, поклавши на столик мікроінтерферометра металеве дзеркало, скляну пластинку, вкриту непрозорим шаром алюмінію.
3. Приготуйте описаний вище зразок. Виміряйте товщини пагорбоподібного шару уздовж сходинки через рівні відстані. Побудуйте залежність товщини шару у відносних одиницях від відстані до центру пагорба. Розрахуйте по (2) функцію розподілу  $f(\alpha)$  і порівняйте її з експериментально отриманою залежністю.
4. Виміряйте радіуси кривизни покритих алюмінієм сферичної й циліндричної лінз. Ціна одного ділення шкали окулярного мікрометра дорівнює  $2,9 \cdot 10^{-5}$  см. Переконайтеся у тому, що радіус кривизни лінзи не залежить від того, чи ведуться вимірювання діаметрів кілець уздовж лінії а-а або а'-а'.

Література: [4, 6, 10-13]

## ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОПРОМЕНЕВОГО ЗАЛОМЛЕННЯ В КРИСТАЛАХ

Визначення різниці показників заломлення для звичайного й незвичайного променя в кристалах кварцу та гіпсу

Лінійно поляризована світлова хвиля, що падає на пластинку, виготовлену з анізотропного одновісного кристала, дає початок двом когерентним хвилям, поляризованим у двох взаємно перпендикулярних площинах, що здобувають різницю фаз, яка залежить від товщини пластинки й різниці в показниках заломлення для двох хвиль  $n'$  і  $n''$ :

$$\delta = \frac{2\pi t}{\lambda}(n' - n''). \quad (1)$$

Світлові хвилі, складаючись, на виході пластинки, дають у загальному випадку еліптично поляризоване світло. В окремих випадках  $\delta = 2k\pi$  і  $\delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$  має місце лінійно поляризоване світло й світло, поляризоване по колу, відповідно.

Для спостереження інтерференційної картини від хвиль, поляризованих у двох взаємно перпендикулярних площинах, за кристалічною пластинкою треба поставити аналізатор, що зводить коливання двох хвиль в одну площину. Розглянемо інтенсивність випромінювання, що пройшло через систему поляризатор Р, кристалічна пластинка, аналізатор А (рис. 1). Нехай відрізок ОЕ дорівнює амплітуді світлової хвилі при вході в пластинку. У цьому випадку амплітуди взаємно перпендикулярних хвиль у пластинці дорівнюють:  $OB = OE \cos \varphi$ ;  $OC = OE \sin \varphi$ , де  $\varphi$  кут між вектором поляризації  $D'$  й площиною поляризації падаючої хвилі ( $D'$  і  $D''$  вектори поляризації хвиль у кристалі).

Площина поляризації світла, що пройшло через аналізатор А, становить із площиною поляризації падаючої на кристал хвилі кут  $\psi$ .

У цьому випадку амплітуди світла, що пройшло через аналізатор, дорівнюють

$$OF = OE \cos \varphi \cos(\varphi - \psi); \quad OG = OE \sin \varphi \sin(\varphi - \psi). \quad (2)$$

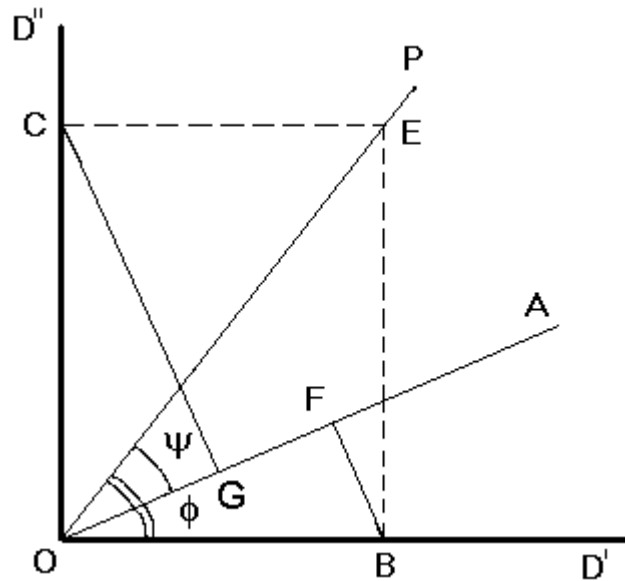


Рис. 1

Між двома лінійно поляризованими хвилями, що пройшли через аналізатор, виникає двопротенева інтерференція, і результуюча інтенсивність світлової хвилі може бути знайдена по формулі

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (3)$$

Тому що  $I_1 = OF^2$  й  $I_2 = OG^2$ ,

$$I = I_0 \left\{ \cos^2 \psi - \sin^2 2\varphi \sin 2(\varphi - \psi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right\}. \quad (4)$$

З формули (4) видно, що розподіл інтенсивності в інтерференційній картині залежить від різниці фаз  $\delta$  і від кутів  $\varphi$  і  $\psi$ . Найбільший контраст інтерференційних смуг досягається при  $\varphi = 45^\circ$ . При аналізі інтерференції корисно розглянути два випадки:

I. Аналізатор і поляризатор "паралельні",  $\psi = 0$ . У такому випадку

$$I_{//} = I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}. \quad (5)$$

У цьому випадку максимуми інтерференції досягаються при  $\delta = 2k\pi$ , а мінімуми – при  $\delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ ,  $k = 0, 1, 2, \dots$

2. Аналізатор і поляризатор схрещені ( $\psi = \frac{\pi}{2}$ ):

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (6)$$

при цьому максимуми досягаються при  $\delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2}$ , а мінімуми при  $\delta = 2k\pi$ . Звідси видно, що при зміні взаємного розташування поляризаторів максимуми й мінімуми міняються місцями. Схема досліду наведена на рис. 2,

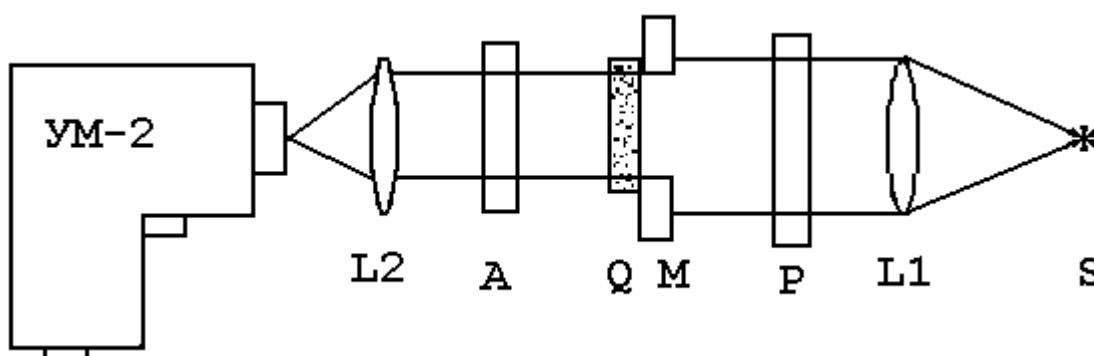


Рис. 2

де S джерело білого світла (лампа розжарювання),  $L_1$  лінза, що створює паралельний пучок світла, М непрозорий екран з отвором діаметром 0,5-0,8 см, Q кристал,  $L_2$  лінза, фокусуюча пучок на щілину монохроматора УМ-2, Р та А схрещені поляризатор і аналізатор. Пластинку треба розташовувати так, щоб напрямком  $D'$  становив кут  $45^\circ$  з напрямком коливань, що пропускають Р і А (це положення відповідає найкращій видимості інтерференційних смуг). Монохроматор попередньо повинен бути градуйований і знайдені інтерполяційні формули Гартмана для двох ділянок спектра (від 500 нм до 600 нм і від 600 нм до 700 нм).

Перед початком вимірювань за допомогою неонові лампочки визначають правильність юстування по жовтій лінії неону  $\lambda=585.2$  нм, якій повинен відповідати відлік по шкалі барабана  $Z=2492$  (для монохроматора 600178) і  $Z=2491$  (для монохроматора 500018). Після перевірки юстування замість неонові лампочки ставлять лампу S, поляроїди й кристал. При правильно зібраній схемі безперервний спектр повинен бути пересічений дуже

виразними чорними смугами. Стрілку покажчика в окулярі варто освітити так, щоб вона була трохи світліша за світлі проміжки між чорними смугами.

Усього у видимій області спектра для наявного кристала кварцу з товщиною  $t=2,0315$  см міститься близько 170 смуг. В інтервалі довжин хвиль 500-690 нм розташовується близько 110 інтерференційних смуг. Відлік ділень барабана провадиться для кожної п'ятої смуги.

Товщина кристала гіпсу  $t=1,085$  см.

За наведеними вище формулами можна визначити дисперсію  $\Delta n = f(\lambda)$ . Для визначення абсолютного значення  $\Delta n$  необхідно знати порядок інтерференції. У випадку відсутності дисперсії порядок інтерференції знаходиться легко по будь-яким двом інтерференційним максимумам  $K$  і  $K-m$ :

$$K = \frac{m\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_0}. \quad (7)$$

Оскільки двопронезаломлення  $\Delta n$  залежить від довжини хвилі, формула (7) не придатна й визначення порядку здійснюється більш складним чином. Один зі способів, що швидко приводять до мети, полягає в наступному.

Будемо вважати, що в області прозорості залежність показника заломлення від довжини хвилі передається емпіричною формулою Коші

$$n_0 = A_0 + \frac{B_0}{\lambda^2}; \quad n_e = A_e + \frac{B_e}{\lambda^2}. \quad (8)$$

$$\text{Тоді } \Delta n = a + \frac{b}{\lambda^2},$$

$$\text{де } a = A_e - A_0; \quad b = B_e - B_0.$$

Отже, істинний порядок інтерференції визначається по формулі

$$K' = \frac{m\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_0} - b \frac{\lambda_0 + \lambda_m}{\lambda_m^2 \lambda_0^2} t. \quad (9)$$

Оскільки величина  $b$  невідома, потрібно визначити порядок по свідомо неправильній формулі (7) для декількох довжин хвиль  $\lambda_m$ . Отримаємо завищені значення  $K$  порівняно з істинними. З формули (9) видно, що різниця між  $K$  і  $K'$  буде зменшуватися в міру зростання  $\lambda_m$ . Отже, справжній порядок  $K'$  можна



знайти за графіком залежності  $K$  від  $1/\lambda_m$ , екстраполюючи його до нульових значень  $1/\lambda_m$ .

#### Порядок виконання роботи

1. Зберіть схему досліду відповідно до рис. 2
2. Шляхом обертання кристалічної пластинки отримайте інтерференційну картинку найбільшого контрасту у фокальній площині вихідного коліматора монохроматора.
3. Проведіть вимірювання положення екстремумів інтерференційної картини (положення кожної третьої або п'ятої смуг) і за допомогою градуювання монохроматора визначте їхні довжини хвиль.
4. За допомогою формул (7), (8), (9) визначте порядок екстремумів. Для знаходження  $K$  треба вибрати лінію  $\lambda_0$  у короткохвильовій області спектра.
5. За допомогою формули (1) визначте двопроменезаломлення кристала, складіть таблицю й побудуйте графік залежності  $\Delta n(\lambda)$ .

#### Поляризаційний мікроскоп і його застосування для оптичних вимірювань

Одним з найбільш важливих приладів у кристалооптиці є поляризаційний мікроскоп. За допомогою поляризаційного мікроскопа визначають показники заломлення кристала, його двопроменезаломлення, положення оптичних осей, оптичний знак кристала, що має двопроменезаломлення і т.д.

Крім того, за допомогою мікроскопа можна визначити розміри й форму невеликих кристалів. Поляризаційний мікроскоп складніше біологічного й відрізняється від останнього наявністю поляризаційного пристрою, що складається з поляризатора й аналізатора, а також наявністю пристроїв для вимірювання кутів і лінійних розмірів кристалів.

При вимірюванні у прохідному світлі, поляризатор (поляроїд) розміщується в освітлювальному пристрої, що знаходиться під столиком мікроскопа.

Аналізатор звичайно міститься між об'єктивом і окуляром мікроскопа. Як аналізатор застосовується призма Франка-Риттера.

Для визначення розмірів і форми кристала мікроскоп обладнаний

мікрометричним гвинтом зі шкалою для вимірювань товщини, шкалою в окулярі для вимірювання довжини й ширини. Столик мікроскопа має лімб із ноніусом. Більш докладно з устроєм поляризаційного мікроскопа можна познайомитися за описом у відповідній літературі.

Оскільки поляризаційний мікроскоп є вимірювальним приладом, необхідне ретельне попереднє юстування його частин. Зокрема, необхідно, щоб оптична вісь мікроскопа збігалася з віссю обертання столика. Інакше предмет, розміщений звичайно в центрі столика, може піти з поля зору під час обертання останнього.

У випадку невеликого зсуву осей можна спостерігати, як при повороті столика частини препарату описують концентричні кола навколо центру, трохи зміщеного відносно перехрестя в окулярі.

Центрування мікроскопа досягається за допомогою центрувальних гвинтів, розташованих в оправі об'єктива. Центрування мікроскопа необхідно здійснювати перед початком роботи.

#### Визначення двопроменезаломлення кристалів слюди

Якщо помістити між схрещеними поляризатором і аналізатором двопроменезаломлюючий кристал так, щоб оптична вісь кристала була під деяким кутом (відмінним від  $0^\circ$  і  $90^\circ$ ) до площини коливання поляризованого світла, пропущеного поляризатором, то можна спостерігати інтерференцію світла. Деякі відомості про кристали слюди наведені у додатку 2.

Інтерференція відбувається через різну різницю ходу для двох променів у кристалі. Аналізатор зводить поляризовані хвилі в одну площину, де вони інтерферують. Інтерференцією світла можна скористатися для визначення двопроменезаломлення кристала. Різниця ходу інтерферуючих променів пов'язана із двопроменезаломленням залежністю:

$$\Delta = t(n' - n''), \quad (10)$$

де  $t$  товщина пластинки;  $(n' - n'')$  двопроменезаломлення.

Грубо двопроменезаломлення можна визначити по інтерференційним кольорам низьких порядків. У додатку 3 приводиться таблиця, поєднуюча

різницю ходу й виникаючі при цьому інтерференційні кольори. Знаючи товщину пластинки, можна знаходити двопронезаломлення. Товщина визначається або за допомогою оптичного довгоміра, або мікроскопом (фокусуванням на порошини). У другому випадку варто знати показник заломлення речовини з точністю до 1%.

Для більш точних вимірів використовують компенсатор Берека. Компенсатор Берека являє собою плоскопаралельну кальцитову пластинку, вирізану перпендикулярно до оптичної осі. Пластинка повертається на деякий кут, що відлічується по лімбу. Нульове положення пластинки відповідає  $30^\circ$  по лімбу.

При нульовому положенні пластинка горизонтальна й не вносить додаткової різниці ходу. При повороті пластинки в полі зору виникають інтерференційні кольори, обумовлені виникаючою різницею ходу.

Додаткова різниця ходу пов'язана з кутом повороту кальцитової пластинки наступною формулою

$$\Delta = c f(i), \quad (11)$$

де  $i$  кут повороту пластинки;  $f(i)$  складна функція від  $i$ , для якої складені таблиці (див. додаток 4);  $c$  константа, що залежить від товщини даної пластинки та довжини хвилі світла, властива даному компенсатору. Тому перед роботою компенсатор градується. Для цього мікроскоп освітлюється світлом певної довжини хвилі  $\lambda$ , та у схрещених ніколях добиваються 1-го мінімуму, повертаючи компенсатор. Тоді очевидно:

$$\lambda = c \cdot f'(i), \quad c = \frac{\lambda}{f'(i)}, \quad \Delta = k\lambda, \quad k=1. \quad (12)$$

При градуюванні в білому світлі перехрестя ниток сполучається з фіолетовою смугою 1-го порядку. При цьому  $\lambda=550$  нм відповідає середині видимого спектра. Знаючи константу  $c$  для різних довжин хвиль, можна визначити як двопронезаломлення, так і його залежність від довжини хвилі. Для цього:

1) ставлять компенсатор у нульове положення ( $30^\circ$  по лімбу

компенсатора);

2) повертаючи столик із кристалом, добиваються найбільшого затемнення поля в схрещених ніколях;

3) повертають столик рівно на  $45^\circ$  та, обертаючи компенсатор, знаходять середину темної смуги. Відлік роблять по обидві сторони від нульового положення. Напіврізниця двох відліків  $i_1$  та  $i_2$  дає кут  $i$ . Якщо знайти темну смугу не вдається, то повертають столик на  $90^\circ$  і роблять ті ж виміри;

4) за допомогою оптичного довгоміра визначають товщину кристала;

5) використовуючи формули (10) і (11), знаходять  $n' - n''$ .

Схрестивши поляризаційний мікроскоп з монохроматором, можна визначити дисперсію. При роботі з поляризаційним мікроскопом варто дотримуватися деяких застережень.

1. При роботі з об'єктивом з великим збільшенням (короткий фокус) треба фокусувати тільки підняттям тубуса нагору, інакше можна роздавити лінзу об'єктива й предметне скло.

2. Компенсатор Берека вводиться в спеціальний проріз у тубусі мікроскопа при нульовому положенні пластинки ( $30^\circ$  за лімбом). Виймати компенсатор треба також при нульовому положенні пластинки.

#### Знаходження площини поляризації поляризаційного пристрою

У принципі знаходження положення площини поляризації будь-якого поляризаційного пристрою полягає в наступному. Лінійно поляризоване світло пропускають через поляризатор, повертаючи який, домагаються повного погашення світла. У такому положенні поляризатора його площина поляризації й падаючого світла взаємно перпендикулярні.

Практично це роблять у такий спосіб. Для одержання світла з відомою площиною поляризації паралельний пучок природного світла змушують відбиватися від вертикальної скляної поверхні під кутом Брюстера. При цьому для світла, поляризованого в площині падіння (Р-компонента), коефіцієнт відбиття дорівнює нулю. Відбите світло цілком поляризоване у вертикальній площині, перпендикулярній площині падіння (S-компонента).

Якщо в деякому положенні поляризатора він гасить отримане у такий спосіб лінійно поляризоване світло, то в цьому положенні його площина поляризації горизонтальна. Відповідний відлік за лімбом поляризатора (азимут) визначає Р -положення поляризатора.

Азимути всіх інших поляризаційних пристроїв, що входять у схему, визначаються просто шляхом схрещування їх з поляризатором.

#### Порядок виконання роботи

1. Проведіть юстування поляризаційного мікроскопа.
2. Помістіть на предметний столик мікроскопа кристалічну (слюдяну) пластинку й шляхом повороту пластинки отримайте найбільш насичене інтерференційне забарвлення.
3. По таблиці кольорів інтерференції й обміряній товщині пластинки визначте її двопроменезаломлення.
4. Помістіть компенсатор Берека в паз тубуса мікроскопа. Проведіть градуювання компенсатора.
5. За допомогою компенсатора Берека визначте величину двопроменезаломлення й порівняйте її зі значенням, знайденим по інтерференційним кольорам.

Література: [1, 2, 5, 6, 17-21]

## Лабораторна робота № 6

ВИМІРЮВАННЯ ПОКАЗНИКІВ ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИН ТА ТОНКИХ  
ПЛАСТИНОК МЕТОДОМ ОБРЕЇМОВАЗагальні положення

І. В. Обреїмов запропонував тонкий і чутливий метод визначення дисперсії показників заломлення рідин, використовуючи комбінацію спектрографа із пристроєм, у якому виникає дифракційне явище. Метод Обреїмова дозволяє виміряти з досить великим ступенем точності дисперсію показників заломлення  $n(\lambda)$  рідин у видимій і ультрафіолетовій області спектра. Розглянемо принцип цього методу.

Припустимо, нам потрібно виміряти дисперсію рідини  $n_1(\lambda)$ . Наллємо цю рідину в невелику кювету й опустимо туди плоскопаралельну пластинку із плавленого кварцу товщиною  $t$  із відомою дисперсією показника заломлення  $n_2(\lambda)$  у видимій і ультрафіолетовій області спектра. Товщина кварцової пластинки виміряна з точністю до 0,01 мм, а показники заломлення з точністю до  $1 \cdot 10^{-5}$ . На пластинку нормально до неї падає монохроматичний паралельний пучок світла з довжиною хвилі  $\lambda$ , як показано на рис. 1. Частина цього пучка пройде через кварцову пластинку, а частина повз неї через рідину. Очевидно, що уздовж геометричної тіні від краю пластинки через дифракцію між цими двома пучками виникне інтерференція світла.

Нехай різниця ходу між обома пучками дорівнює  $m$  довжинам хвиль. Тоді оптична різниця ходу

$$t(n_2 - n_1) = m\lambda. \quad (1)$$

Якщо оптична різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль, то на краю геометричної тіні ніякої інтерференції не виникне, ми будемо бачити рівномірно освітлене поле зору так, начебто на шляху променів ніякої пластинки немає. Але якщо оптична різниця ходу (1) дорівнює непарному числу напівхвиль, обидві хвилі, що йдуть уздовж геометричної тіні, повністю

знищують одна одну, і ми будемо бачити темну смугу, обрамлену з обох сторін більш блідими інтерференційними смугами.

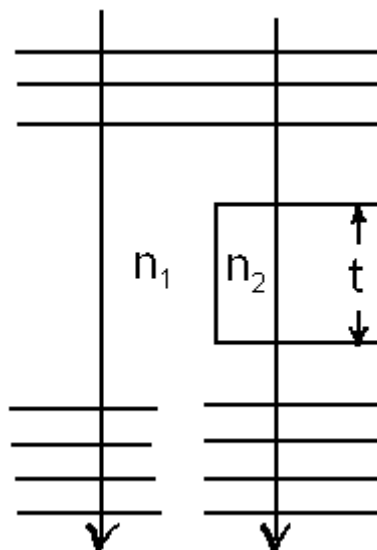


Рис. 1

У тому випадку, якщо монохроматичне світло замінити білим світлом, за пластинкою відбудеться накладення інтерференційних смуг, що належать окремим довжинам хвиль.

Пропустимо світло через горизонтальну щілину, паралельно якій у кюветі розташована дифрагуюча грань пластинки. Світло, що пройшло через кювету, відкинемо на вертикальну щілину спектрографа. Тепер дифракційну картину можна спостерігати у фокальній площині об'єктива камери для цілого ряду довжин хвиль. Тінь від краю пластинки буде розташована уздовж середньої лінії спектра й буде спостерігатися у вигляді темних і світлих дифракційних смужок. Темні смужки мають вигляд темних плям овальної форми й нахилені під кутом до середньої лінії спектра, як показано на рис. 2. Центрам темних плям відповідають ті довжини хвиль  $\lambda$ , для яких різниця ходу становить непарне число напівхвиль, а світлим проміжкам ціле число хвиль. Довжини хвиль  $\lambda$  можуть бути визначені за спектром порівняння, розміщеним вище й нижче дифракційної картини. Якщо відомо інтерференційний порядок  $m$  тільки для одного світлого проміжку, то інтерференційні порядки для інших світлих проміжків легко визначити: для більших довжин хвиль вони будуть рівні  $m-1$ ,  $m-2$ ,  $m-3$ ,..., а для менших  $m+1$ ,  $m+2$ ,  $m+3$  і т.д.

Таким чином, рівняння (1) дозволяє визначити для ряду значень довжин хвиль різницю показників заломлення  $n_2 - n_1$ , а для проміжних довжин хвиль знайти цю різницю шляхом інтерполяції. Отже, дисперсійна крива  $n_1(\lambda)$  досліджуваної рідини може бути знайдена, якщо тільки відомий показник заломлення цієї рідини для однієї довжини хвилі, для якої виконується співвідношення

$$m = \frac{n_2 - n_1}{\lambda} \cdot t. \quad (2)$$



Рис. 2

Оскільки дисперсія  $n_2(\lambda)$  пластинки плавленого кварцу й товщина  $t$  відомі, шукані показники заломлення рідини будуть дорівнювати

$$n_1 = n_2 - \frac{m + k}{t} \cdot \lambda_k, \quad (3)$$

де  $k = \pm 0,5; \pm 1; \pm 1,5; \pm 2, \dots$  є номери світлих проміжків і темних плям, а  $\lambda_k$  відповідна їм довжина хвилі.

Таким чином, вимірювання дисперсії показника заломлення рідини  $n_1(\lambda)$  зводиться до визначення товщини та дисперсії  $n_2(\lambda)$  еталонної пластинки й показника заломлення  $n_1$  досліджуваної рідини для однієї довжини хвилі. Значення показників заломлення плавленого кварцу для ряду довжин хвиль наведені у додатку 5.

Інтерференційні порядки  $m$  можна визначити за допомогою рефрактометра Обреїмова, що являє собою кювету з досліджуваною рідиною, усередині якої розміщені пластинки 1-5 із плавленого кварцу, як показано на рис. 3. Плоскопаралельні пластинки 1, 2 і 4 мають товщини й площі відповідно 1 мм, 5x5 мм<sup>2</sup>; 0,9 мм, 5x5 мм<sup>2</sup> і 0,99 мм, 5x10 мм<sup>2</sup>. Між пластинками 1 і 2 є ступінь в 0,1 мм, а між пластинками 1 і 4 в 0,01 мм. Пластинки 3 і 5 являють собою клини площею 5x10 мм<sup>2</sup>. Товщина клина 3 змінюється від 0,995 мм у



верхній до 0,985 мм у нижній частині. Товщина клина 5 змінюється від 1,00 мм у верхній до 0,900 мм у нижній частині.

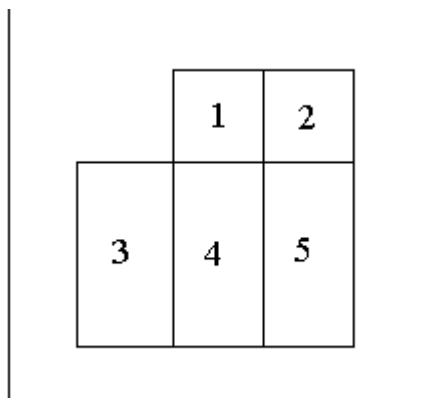


Рис. 3

Світло з довжиною хвилі  $\lambda$ , що вийшло із щілини монохроматора, проходить через ахроматичну лінзу  $L$ , потрапляє на описану вище кювету  $C$  і дає дифракційну картину Френеля, яку можна розглядати за допомогою лупи. Дифракційна картина спостерігається уздовж вертикальної границі між пластинкою 1 і рідиною. Обертаючи барабан монохроматора, ми знаходимо таку довжину хвилі, при якій інтерференційна картина зникає. При цьому  $m$  дорівнює цілому числу. Обертанням барабана змінюємо не тільки довжину хвилі  $\lambda$ , але й залежну від довжини хвилі різницю показників заломлення  $n_2 - n_1$ , тому що дисперсія кварцу й рідини різні. Очевидно, можна знайти цілий ряд довжин хвиль, для яких інтерференційний порядок буде цілочисловим і інтерференційні лінії уздовж розглянутої границі зникнуть.

Решту пластинок та клинів використовують для визначення порядку інтерференції  $m$ . На рис. 4 а, б зображений профіль пластинки 4 разом із клином 3 та із клином 5 відповідно. У точках перетинання ребер пластинки й клина різниця товщин дорівнює нулю. У першому випадку товщина сходинки між пластинкою та клином безупинно зменшується від 0,005 мм угорі, а потім росте до 0,005 мм унизу. У другому випадку спостерігається аналогічне зменшення від 0,01 мм угорі й зростання до 0,09 мм унизу. При постійній довжині хвилі уздовж розглянутих границь 3-4 і 4-5 одержимо ланцюжок розділених світлими проміжками темних плям, що відповідають непарним

значенням  $\lambda$ . Легко бачити, що число темних плям уздовж границі 3-4 і 4-5 буде таким же, як і в тих випадках, коли товщина сходинок змінюється від 0,01 мм і від 0,1 мм до нуля відповідно.

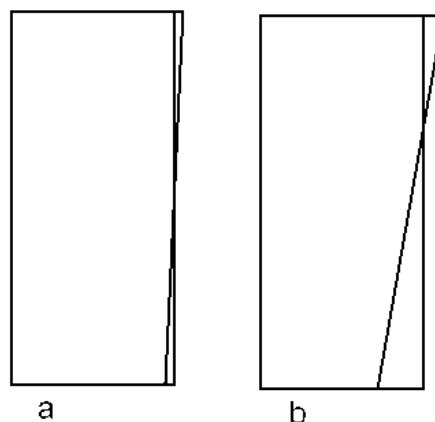


Рис. 4

Після того як дифракційна картина уздовж границі між пластинкою 1 і рідиною зникне, потрібно звернути увагу на границі 3-4 і 4-5. На одній з них побачимо декілька (до 10) темних плям. Нехай це буде границя 4-5. Звернемося тепер до границі 1-2, де товщина сходинок дорівнює 0,1 мм. При обертанні барабана можна отримати зникнення інтерференційної картини уздовж границь 1-2 і 1-рідина. В останньому випадку через більшу товщину сходинок (1 мм) установлення на зникнення вимагає більшої точності. Тоді отримаємо такі два рівняння:

$$(n_2 - n_1)t = m\lambda, \quad (4)$$

$$(n_2 - n_1)0.1t = m'\lambda, \quad (5)$$

т. ч.  $m' = 0.1m$ , число  $m$  кратне 10. Величина ж  $m'$  визначається шляхом простого підрахунку плям уздовж границі 4-5, де товщина сходинок змінюється від 0,1 мм до нуля. Досліджуваний інтерференційний порядок  $m = 10m'$ .

При великій оптичній різниці ходу на межі 1-рідина потрібно використати границю 1-4, помістивши між щілиною монохроматора S і лінзою

$L$  обертаючу призму. Домігшись зникнення інтерференційної картини на межах 1-4, 1-2 і 1-рідина підраховуємо число плям на межі 3-4. Число  $m$  знаходимо множенням числа плям на 100.

Тепер для визначення дисперсії рідини у видимій області спектра потрібна тільки границя 1-рідина.

#### Порядок виконання роботи

1. Установіть перед входною щілиною монохроматора УМ-2 неонову лампочку, перевірте градування приладу по жовтій лінії неону з довжиною хвилі  $\lambda=585,2$  нм.

2. Залийте в кювету досліджувану рідину, зберіть і від'юстуйте прилад.

3. Повільно обертаючи барабан монохроматора, знайдіть таке його положення, при якому границі 1-рідина й 1-2 (або 1-рідина, 1-2 і 1-4) зникнуть. По градуйовочному графіку визначте довжину хвилі, що відповідає даному діленню барабана.

4. Підрахуйте число темних плям на границі 4-5 (або 3-4), визначте інтерференційний порядок  $m$ .

5. Повільно обертаючи барабан монохроматора, визначте (по діленнях барабана й градуйовочному графікові) ті довжини хвиль, для яких границя 1-рідина зникає, і знайдіть відповідні їм інтерференційні порядки.

6. По наведеним у таблиці значенням показників заломлення плавленого кварцу побудуйте дисперсійну криву  $n_2(\lambda)$  й визначте ті значення  $n_2$ , які відповідають знайденим довжинам хвиль.

7. Розрахуйте по формулі (3) значення показників заломлення досліджуваної рідини й побудуйте залежність  $n_1(\lambda)$ .

#### Вимірювання показників заломлення рідин та тонких пластинок

Метод Обреїмова може бути також застосований для вимірювання показників заломлення тонких плоскопаралельних пластинок з відомою товщиною. Оптична схема експерименту наведена на рис. 5, де S джерело білого світла (лампа розжарювання з вертикальною ниткою);  $L_1$  лінза, що

фокусує пучок світла на вертикальну щілину  $Sp$ ;  $L2$  лінза, що створює паралельний пучок світла;  $\Pi$  – досліджувана пластинка, розташована перпендикулярно до паралельного пучка світла, вертикальний край якої перетинає оптичну вісь схеми;  $L3$  лінза, що фокусує зображення краю пластинки на щілину монохроматора УМ-2. Край пластинки повинен бути перпендикулярним до її площин.

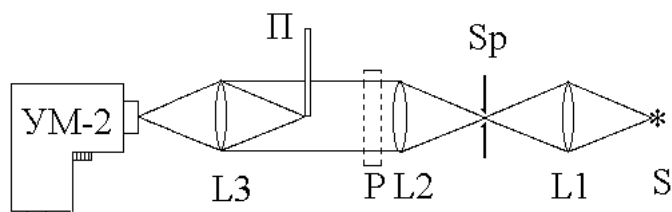


Рис. 5

Поляризатор  $P$  використовується при дослідженні кристаличних пластинок і повинен виділяти напрямок поляризації, що співпадає з напрямком коливань однієї з хвиль у пластинці.

При правильно зібраній схемі безперервний спектр повинен бути пересічений дуже виразними інтерференційними смугами.

Положення смуг у спектрі задовольняє рівнянню (1), яке у цьому випадку має вигляд:

$$t(n - 1) = m\lambda, \quad (6)$$

де  $t$  – відома товщина,  $n$  – показник заломлення пластинки, а показник заломлення повітря рівен 1.

Відлік ділень барабана при визначенні положення інтерференційних смуг залежить від їх кількості і провадиться для кожної смуги, або для кожної третьої смуги.

#### Порядок виконання роботи

1. Зберіть схему досліду відповідно до рис. 5.
2. Проведіть вимірювання положення екстремумів інтерференційної картини і за допомогою градуювання монохроматора визначте їхні довжини хвиль.

3. За допомогою методики, викладеної у попередній роботі, визначте порядок екстремумів.
4. За допомогою формули (6) визначте показник заломлення пластинки, складіть таблицю й побудуйте графік залежності  $n(\lambda)$ .

Література: [5, 6, 21, 22]

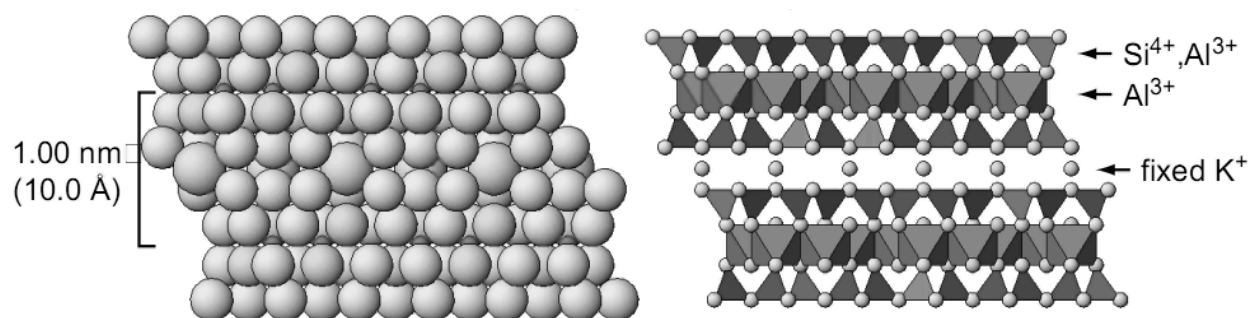
## ДОДАТОК 1

## Основні характеристики мікроінтерферометра Лінніка МП-4

Класи чистоти контрольованих поверхонь	10-14
Збільшення прибору при візуальному спостереженні	x490
Те ж при фотографуванні	x260
Розміри поля зору при візуальному спостереженні, мм	0.32
Те ж при фотографуванні, мм	0,10
Апертура мікрооб'єктива	0,65
Габарити прибору, мм	300x340x380
Маса прибору, кг	23
Межі переміщення стола у двох взаємно перпендикулярних напрямках, мм	0-10
Ціна ділень мікрометрених гвинтів столу, мм	0,005
Межі повороту столу	0-360 °

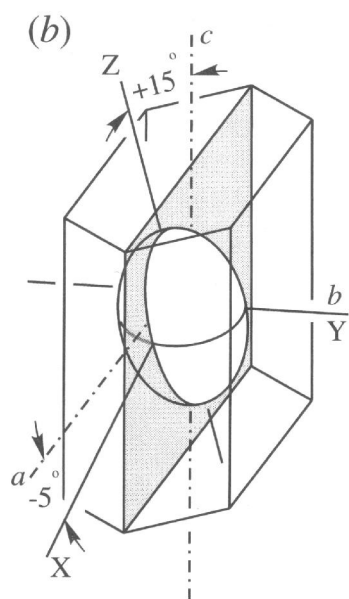
## ДОДАТОК 2

Структурна схема сілікатних мінералів, побудованих з октоедральних та тетраедральних шарів, слюда (мусковіт)  $\text{KAl}_2(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ : [23,24].

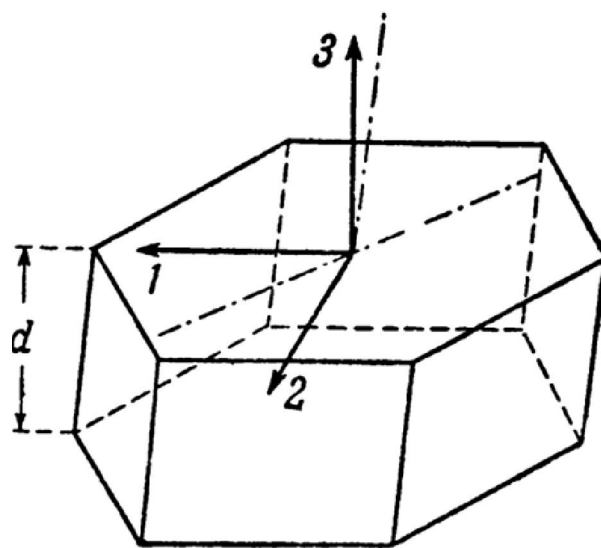


## ДОДАТОК 2 (подовження)

Приклад можливого розташування оптичної індикатрис у кристалі моноклінної сингонії (а) та кристалографічна модель слюди (б) [25].



а

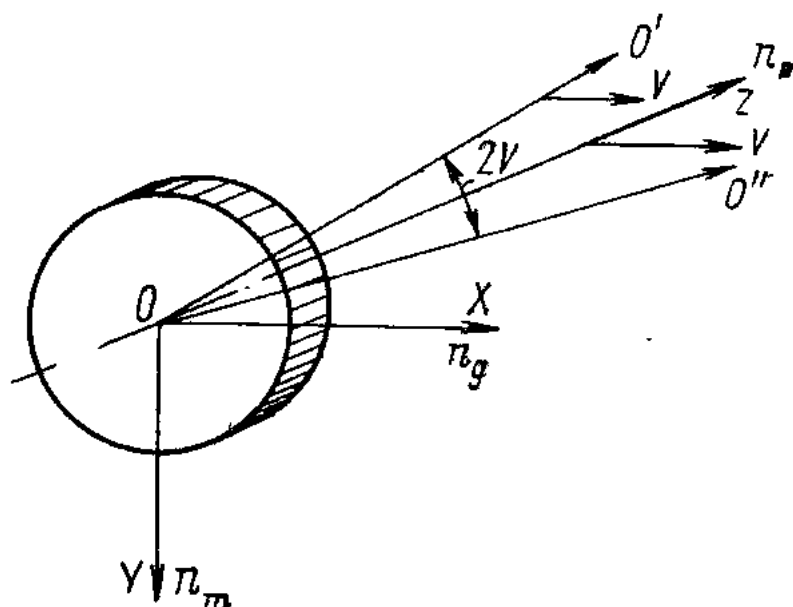


б

Слюда (лужний силікат глинозему) є моноклінним кристалом, що чудово розколюється по базисній поверхні. Спеціально для оптичних цілей представляє інтерес прозора калієва слюда  $\text{KH}_2\text{Al}_3(\text{SiO}_4)$ , що називається мусковітом. Кристалографічна вісь другого порядку співпадає з головною діелектричною віссю 2, базисна поверхня з площиною головних осей 1, 2. Перпендикулярна до осі 2 площина є кристалографічною площиною симетрії; у ній лежить, окрім головної діелектричної осі 3 і обох оптичних осей, ще кристалографічна вісь 3' (накреслена на фігурі штрих-пунктиром); дві інші кристалографічні осі 1' і 2' тотожні відповідно 1 і 2. Структурна модель слюди наочно пояснює шарувату структуру слюди і її виняткову розколюваність по базисній поверхні.



ДОДАТОК 2 (подовження)  
Розташування оптичних вісей у кристалі слюди [5]



Слюда є двовісним негативним кристалом. Площина спайності перпендикулярна бісектрисі  $OZ$  гострого кута  $2V$  між оптичними осями  $O'$  та  $O''$ . Головний напрямок  $OX$  відповідає найбільшому показнику заломлення  $n_x=n_g$  головний напрямок  $OY$  відповідає  $n_y=n_m$ , тобто середньому показнику заломлення. Для слюди:  $n_g=1,5977$ ;  $n_m=1,5936$ ;  $n_p=1,5601$ ;  $n_g-n_m=0,0041$ .

## ДОДАТОК 3

Інтерференційні кольори в схрещених ніколях.

Цифри I, II, III позначають порядок кольорів

Кольори інтерференції в схрещених ніколях	$\Delta$	Кольори інтерференції в схрещених ніколях	$\Delta$
I Чорний	0	Жовто-зелений	846
Сталевий сірий	40	Зеленувато-жовтий	890
Лавандово-сірий	130	Жовтий	943
Сірувато-блакитний	230	Жовтогарячий	980
Білий із зелено-блакитним відтінком	245	Червоний	1016
Білий	265	Карміновий	1027
Світло-зеленувато-жовтий	347	Пурпурний	1038
Жовтий	378	II Фіолетовий	1114
Коричневий	457	Індиго	1162
Жовтогарячий	480	Блакитний	1192
Червоний	496	Зеленувато-блакитний	1224
Карміновий	501	Блакитнувато-зелений	1311
Пурпурний	536	Зелений	1366
II Фіолетовий	553	Жовтувато-зелений	1405
Блакитний	677	Зеленувато жовтий	1434
Блакитний	692	Блідий грязно-жовтий	1445
Зеленувато-блакитний	755	Тілесні кольори	1469
Блакитнувато-зелений	780	Ясно-червоний	1536
Зелений	812	Блідо-карміновий	1570
		Блідо-пурпурний	

## ДОДАТОК 4

Значення функції компенсації  $f(i)$  для компенсатора Берека

<b><math>i</math></b>	<b>0,0</b>	<b>0,1</b>	<b>0,2</b>	<b>0,3</b>	<b>0,4</b>	<b>0,5</b>	<b>0,6</b>	<b>0,7</b>	<b>0,8</b>	<b>0,9</b>
<b>0</b>	0,00	0,03	0,12	0,27	0,49	0,76	1,1	1,5	1,9	2,5
<b>1</b>	3,00	3,7	4,4	5,1	6,0	6,9	7,8	8,8	9,9	11,0
<b>2</b>	12,2	13,4	14,7	16,1	17,5	19,0	20,6	22,2	23,9	25,6
<b>3</b>	27,4	29,3	31,2	33,2	35,2	37,3	39,5	41,7	44,0	46,3
<b>4</b>	48,4	51,2	53,7	57,3	58,9	61,6	64,4	67,2	70,1	73,1
<b>5</b>	76,1	79,1	82,3	85,5	88,7	92,0	95,4	98,8	102,3	105,9
<b>6</b>	109,5	113,2	116,9	120,7	124,6	128,5	132,5	136,5	140,6	144,8
<b>7</b>	149,0	153,3	157,6	162,0	166,5	171,0	175,6	180,2	181,9	189,6
<b>8</b>	194,5	199,3	204,3	209,3	214,4	219,5	224,6	229,9	235,2	240,5
<b>9</b>	245,9	251,4	257,0	262,6	268,2	273,9	279,7	288,5	291,4	297,4
<b>10</b>	303,4	309,5	315,6	321,8	328,1	334,4	340,7	347,2	353,7	360,2
<b>11</b>	366,8	373,5	380,2	387,0	398,8	400,3	407,7	414,7	421,6	428,9
<b>12</b>	436,1	443,4	450,7	458,1	465,5	473,0	430,6	488,2	495,6	503,5
<b>13</b>	511	519	527	535	543	551	558	567	576	584
<b>14</b>	592	601	609	618	628	635	644	653	661	670
<b>15</b>	679	688	697	706	716	725	734	743	753	762
<b>16</b>	772	781	791	801	810	820	830	840	850	860
<b>17</b>	870	880	890	901	911	921	932	942	953	963
<b>18</b>	974	985	996	1006	1017	1028	1039	1050	1061	1072
<b>19</b>	1084	1095	1106	1118	1129	1141	1152	1164	1175	1187
<b>20</b>	1199	1211	1222	1234	1246	1253	1270	1283	1296	1307
<b>21</b>	1319	1332	1344	1357	1369	1382	1394	1407	1420	1432
<b>22</b>	1145	1458	1471	1434	1497	1510	1523	1537	1550	1563
<b>23</b>	1577	1590	1603	1617	1631	1644	1658	1672	1685	1699
<b>24</b>	1713	1727	1741	1755	1769	1783	1789	1812	1826	1840
<b>25</b>	1855	1869	1884	1898	1913	1927	1942	1957	1972	1987
<b>26</b>	2001	2016	2032	2046	2062	2077	2092	2107	2123	2138
<b>27</b>	2158	2169	2184	2200	2215	2231	2247	2262	2278	2294
<b>28</b>	2310	2326	2342	2358	2374	2390	2407	2422	2439	2455
<b>29</b>	2471	2488	2504	2521	2537	2554	2570	2587	2604	2620
<b>30</b>	2637	2654	2671	2688	2705	2722	2739	2756	2773	2791

## ДОДАТОК 5

Показники заломлення плавленого кварцу для ряду довжин хвиль

$\lambda$ , нм	$n_2$	$\lambda$ , нм	$n_2$	$\lambda$ , нм	$n_2$
670,8	1.4561	546,1	1.4602	404,7	1.4697
656,3	1.4564	508,6	1.4619	303,4	1.4869
643,8	1.4568	486,1	1.4632	214,4	1.5339
589,3	1.4585	480,0	1.4636	185,0	1.5743

## ЛІТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.
2. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. – М.: Высш. школа, 1978.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. – М.: Наука, 1980.
4. Нагибина И. М. Интерференция и дифракция света. – Л.: Машиностроение, 1974.
5. Прикладная физическая оптика: Учеб. пособие/В. А. Москалев, И. М. Нагибина, Н. А. Полушкина, В. Л. Рудин; Под общ. ред. В. А. Москалева – СПб.: Политехника, 1995.
6. Захарьевский А. Н. Интерферометры. – М.: Оборонгиз, 1950.
7. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987.
8. Шерклиф У. Поляризованный свет. – М.: Мир, 1965.
9. Поль Р. В., Оптика и атомная физика. – М.: Наука, 1966.
10. Физический практикум. Электричество и оптика / Под ред. В.И. Ивероновой. – М.: Наука, 1968.
11. Физический энциклопедический словарь. – М.: Советская энциклопедия, 1984.
12. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. – Л.: Химия, 1974.
13. Коломийцов Ю.В. Интерферометры. Основы инженерной теории, применение. – Л.: Машиностроение, 1976.
14. Интерферометр лабораторный ЛИР-2. Техническое описание и инструкция по эксплуатации.
15. Борбат А.М. и др. Оптические измерения. – Киев: Техника, 1967.
16. Вайсберг М.М. Физические методы органической химии, т.1.– М.: Изд. иностранной лит., 1950.
17. Меланхолии Н.М., Грум-Гржимайло С.В. Методы исследования оптических свойств кристаллов. – М.: Изд-во АН СССР, 1954.
18. Белянкин Д.С., Петров В.П. Кристаллооптика. Учебное пособие для вузов. – М.: Госгеолитдат, 1951.

19. Ринне Ф., Берек М. Оптические исследования с помощью поляризационного микроскопа. – М.: ОНТИ, 1937.
20. Стойбер Р., Морзе С. Определение кристаллов под микроскопом. – М.: Мир, 1974.
21. Романюк М.О. Кристалооптика: Навч. посібник. – К.: ІЗМН, 1997.
22. Обреимов И.В. О приложении френелевой дифракции для физических и технических измерений. – М. Л.: Изд-во АН СССР, 1945.
23. An Introduction to Soil Mineralogy Darrell G. Schulze, *Purdue University, West Lafayette*, Final Draft, Revised 1/18/00.
24. Булах А. Г. Общая минералогия. – СПб.: Изд-во С.-Пб. ун-та, 1999.
25. Зоммерфельд А. Оптика. – М.: ИИЛ, 1953.