

## 61. Фізіологічна оптика (Фізіологія зору. Око, як оптичний прилад)

Око людини являє собою своєрідну оптичну систему. Очне яблуко наближено має сферичну форму. Ззовні воно покрите непрозорою твердою оболонкою яка наз склера. Склера переходить у рогівку з  $n=1,38$ . Відділена від склери рогівка має сферичну форму діаметром 12 мм і радіусом кривизни 7-8 мм. Під склерою знаходиться судинна оболонка яка переходить у забарвлену оболонку з отвором і наз райдужною оболонкою. Отвір у райдужній оболонці являє собою зіницю ока. Залежно від інтенсивності світла діаметр зіниці може змінюватися. Райдужна оболонка-це апертурна діафрагма ока. За зіницею знаходиться кришталик, який за формою схожий на двоопуклу лінзу. За кришталиком очне яблуко заповнене драглистим скловидним тілом. Через задню стінку очного яблука входить зоровий нерв, який розгалужується на дні ока утворюючи сітківку. Оптичні елементи ока (рогівка, зіниця, кришталик) утворюють центровану оптичну систему. Прямая, на якій лежать їх центри, являє собою головну оптичну вісь. Найбільшу оптичну силу має рогівка(40 дптр). Оптична сила кришталика може змінюватись, завдяки чому зображення попадає на сітківку при різних відстанях предмета від ока. Зображення повинно лежати на сітківці для будь-яких відстаней від предмета до ока, при цьому відстань від кришталика до сітківки залишається постійною. Це забезпечується тим що м'язи стискають кришталик зменшуючи радіус кривизни поверхні і збільшуючи цим оптичну силу. Зміна оптичної сили завдяки зміні радіусів кривизни поверхонь кришталика наз *акомодацією ока*. На сітківці оптична система ока утворює дійсне обернене зображення.

Для світлового подразнення людського ока необхідно щоб на нього падало кілька десятків фотонів в секунду, яким відповідає довжина світлової хвилі  $\lambda=0,55$  мкм. Чутливість ока при зміні освітленості може змінюватися. Ця властивість ока наз адаптацією.

Однією з важливих характеристик ока є гострота зору, або роздільна здатність, під якою розуміють ту найменшу відстань між двома точками предмета, які воно здатне розрізняти окремо. Для ока притаманні всі аберації оптичних систем. Завдяки особливій його будові геометричні й хроматичні аберації мало помітні. Головними недоліками зору є: а) міопія, або короткозорість, за якої промені від нескінченно віддалених точкових джерел фокусується перед сітчастою оболонкою. Вона коректується за допомогою розсіювальної лінзи; б) гіперметропія, або далекозорість, за якої промені від нескінченно віддалених точкових джерел фокусуються за сітчастою оболонкою. Вона коректується за допомогою збиральної лінзи; в) астигматизм, при якому заломлююча здатність ока різна в різних площинах, що проходить через його оптичну вісь. Цей дефект коректується за допомогою циліндричної або тороїдальної лінз.

## 62. Оптичні прилади (лупа, мікроскоп, телескоп, проекційний апарат, фотоапарат)

вертикалі. Поле зору центральної ямки ще менше і дорівнює близько  $1^\circ$  вздовж горизонталі і вертикалі.

Зір обома очима називають *біноккулярним*. Він має ряд своєрідностей порівняно із зором одним оком. Особливо помітно це виявляється при об'ємному сприйманні предметів, яке називається стереоскопічним баченням, або стереоскопізмом. Для ока притаманні всі аберації оптичних систем. Завдяки особливій його будові геометричні й хроматичні аберації мало помітні. Головними недоліками зору є: а) міопія, або короткозорість, за якої промені від нескінченно віддалених точкових джерел фокусуються перед сітчастою оболонкою; вона коректується за допомогою розсіювальної лінзи; б) гіперметропія, або далекозорість, за якої промені від нескінченно віддалених точкових джерел фокусуються за сітчастою оболонкою; вона коректується за допомогою збиральної лінзи; в) астигматизм, при якому заломлююча здатність ока різна в різних площинах, що проходять через його оптичну вісь. Цей дефект коректується за допомогою циліндричної або тороїдальної лінз.

### § 2.10. Оптичні прилади

У наш час існує величезна кількість оптичних приладів. Їх можна поділити на групи за тими явищами, на яких основана їх дія. До них належать, наприклад, фотометри, інтерферометри, поляриметри, спектрометри, пірометри, гоніометри та ін. Окрему групу становлять оптичні прилади, за допомогою яких одержують зображення предметів. До них відносяться прилади, що озброюють людське око (лупа, мікроскоп, зоровий труба) та прилади, що зображують на екрані (фотоапарат, проекційний

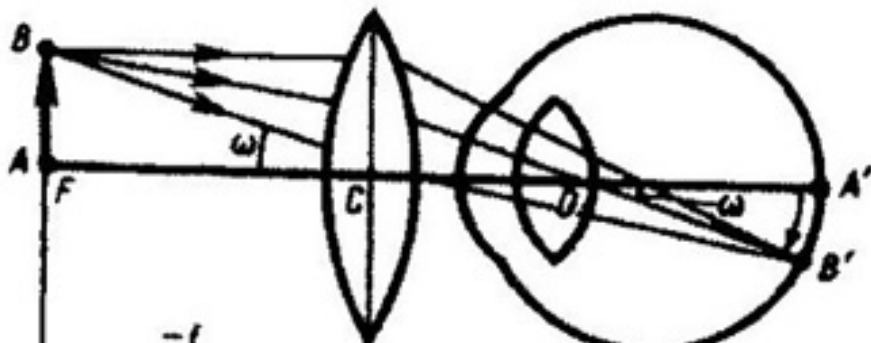
рова труба) та дають зображення на екрані (фотоапарат, проекційний апарат). Розглянемо останню групу приладів.

1) Луна є найпростішим оптичним приладом, за допомогою якого розглядають дрібні предмети, і являє собою короткофокусну збиральну лінзу.

Нехай предмет  $AB$  розташований у передній фокальній площині лінзи (рис. 2.34, а). Оскільки точка  $A$  лежить на головній оптичній осі лінзи і ока, то її зображення  $A'$  буде лежати також на головній оптичній осі. Точка  $B$  знаходиться у фокальній площині лінзи, тому між лінзою і оком промені паралельні. Далі їх фокусує оптична система ока, утворюючи зображення  $B'$ . Кут  $A'OB' = \omega$  називають кутом зору. Легко побачити, що в даному випадку  $\angle BSA$  також дорівнює  $\omega$ . Коли б розглядали безпосередньо предмет  $AB$ , то його розмістили б на відстані найкращого зору  $l_0$  (рис. 2.34, б). Тоді кут зору був би  $\omega_0$ . Під збільшенням кута зору  $\Gamma$  розуміють

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega}{\operatorname{tg} \omega_0}. \quad (2.67)$$

З  $\triangle ABC$   $\operatorname{tg} \omega = AB / l$ , з  $\triangle ABO$  (рис. 2.34, б)  $\operatorname{tg} \omega_0 = AB / l_0$ . Підставивши ці значення в формулу (2.67), одержимо





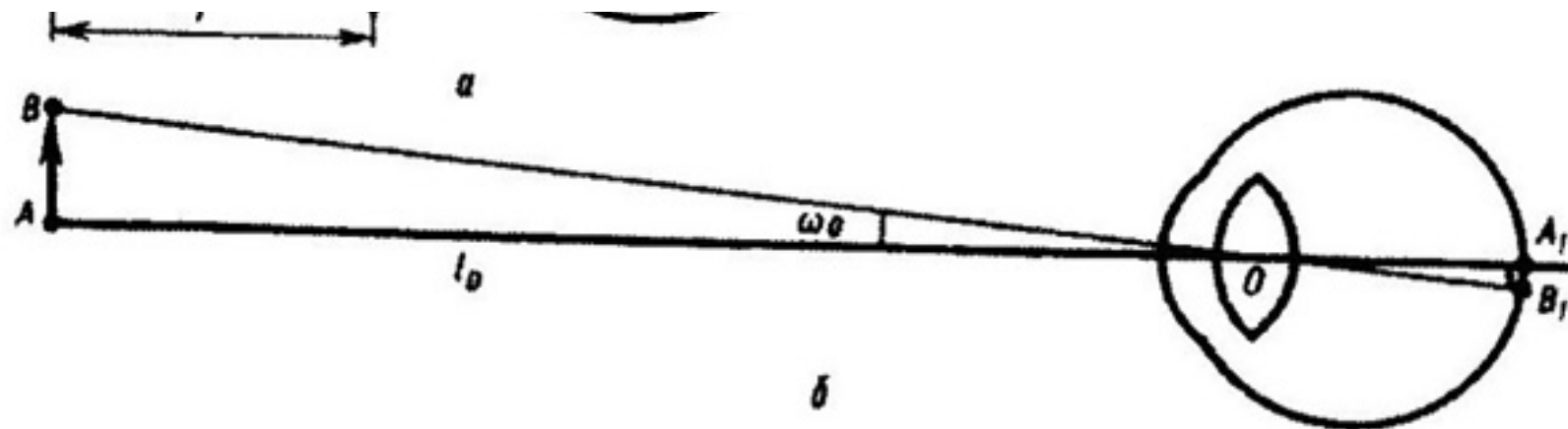


Рис. 2.34

$$\Gamma = l_0 / f, \quad (2.68)$$

де  $f$  – фокусна відстань лінзи. З виразу (2.68) видно, що із зменшенням фокусної відстані лінзи зростає її збільшення. Теоретично значення збільшення лупи нічим не обмежене. Проте їх виготовлення і користування ними складне. Тому на практиці лупи із збільшенням більше 40 не використовують. Для одержання великих збільшень застосовують мікроскоп.

- 2) Мікроскоп – це оптичний прилад, що дає можливість розглядати та фотографувати малі предмети, які можуть бути невидимі неозброєним оком. В оптичній системі мікроскопа можна виділити освітлювальну та проєкційну частини. Освітлювальна система складається із дзеркала, плоского з одного боку і вгнутого з другого, та конденсора. Ірисова діафрагма конденсора визначає зіницю входу. Проєкційна система мікроскопа складається з об'єктива і окуляра. Об'єктиви сучасних мікроскопів являють собою складну оптичну систему, яка може містити більше десяти лінз. Проте основну роль у збільшенні відіграє перша плоско-опукла лінза, яка називається фронтальною лінзою.

визначають необхідну апертуру й усувають сферичну та хроматичну аберації й астигматизм. Об'єктив дає дійсне збільшене зображення предмета. Зображення об'єктива розглядається в окуляр як в лупу.

При розгляданні предмета неозброєним оком кут зору дорівнює  $\omega_0$  (рис. 2.34, б). При використанні мікроскопа предмет видно під кутом  $\omega$  (рис. 2.35). Тоді збільшення кута зору, яке дає мікроскоп,

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega}{\operatorname{tg} \omega_0}.$$

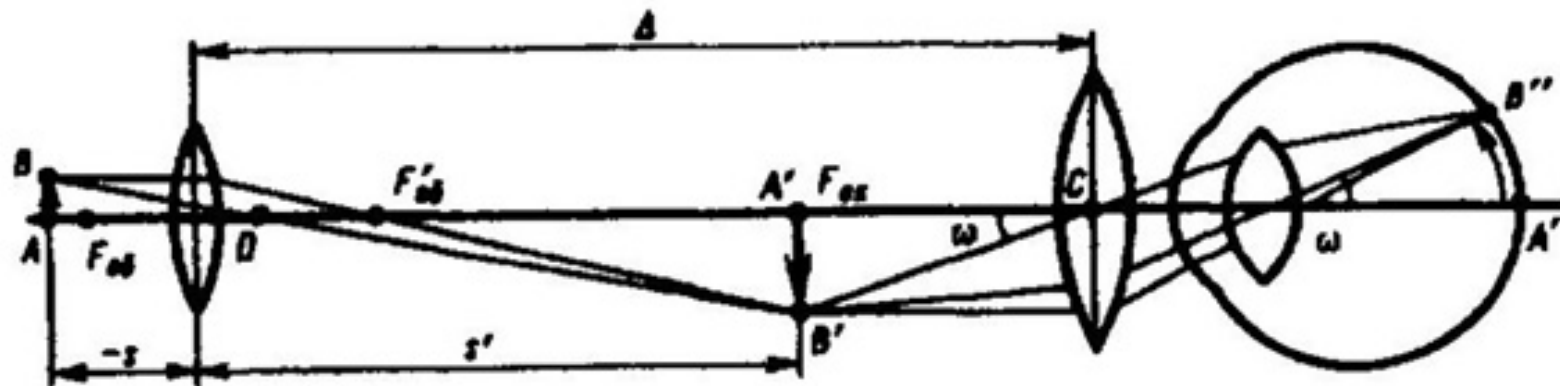


Рис. 2.35

Із трикутника  $A'B'C$  маємо  $\operatorname{tg} \omega = A'B' / f_{ок}$ , а з подібності трикутників  $ABD$  та  $A'B'D$  —  $AB / A'B' = s / s'$ . Оскільки предмет розміщується близько до фокальної площини об'єктива, то наближено  $s \approx f_{об}$ . Визначивши звідси  $A'B'$ , маємо

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{AB s'}{f_{об} f_{ок}}.$$

Підставивши значення  $\operatorname{tg} \omega$  і  $\operatorname{tg} \omega_0$  у вираз для визначення



збільшення кута зору мікроскопа, одержимо

$$\Gamma = \frac{s'l_0}{f_{ок} f_{об}}$$

Відстань від об'єктива до створюваного ним зображення  $s'$  наближено дорівнює довжині тубуса мікроскопа  $\Delta$ . Тоді

$$\Gamma = \frac{l_0 \Delta}{f_{об} f_{ок}} = \frac{\Delta}{f_{об}} \frac{l_0}{f_{ок}} = \Gamma_{об} \Gamma_{ок}. \quad (2.69)$$

Отже, збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшення об'єктива на збільшення окуляра. Збільшення оптичного мікроскопа досягає величин, близьких 2000.

Для одержання мікропроекцій та мікрофотографій окуляр піднімають так, щоб зображення  $A'B'$  виявилось перед переднім його фокусом  $F_{ок}$ .

Окуляри складаються, як мінімум, із двох лінз. Лінза, що знаходиться ближче до об'єктива, називається колективною, а та, що з боку ока, – очною. Колективна лінза виконує ту саму роль, що й конденсор у проєкційних апаратах: вона нахиляє до оптичної осі всі промені, які створюють зображення, і спрямовує їх у зіницю ока спостерігача.

Предмети, які розглядаємо через мікроскоп, несамоsvітні – їх треба освітлювати різними пристроями. Для розглядання прозорих предметів використовують конденсори, для освітлення непрозорих або напівпрозорих предметів – освітлювачі, які спрямсвують світло зверху на предмет.

Для спостереження за великими і досить віддаленими предметами існують спеціальні оптичні системи – телескопи. До них належать геодезичні і

3)

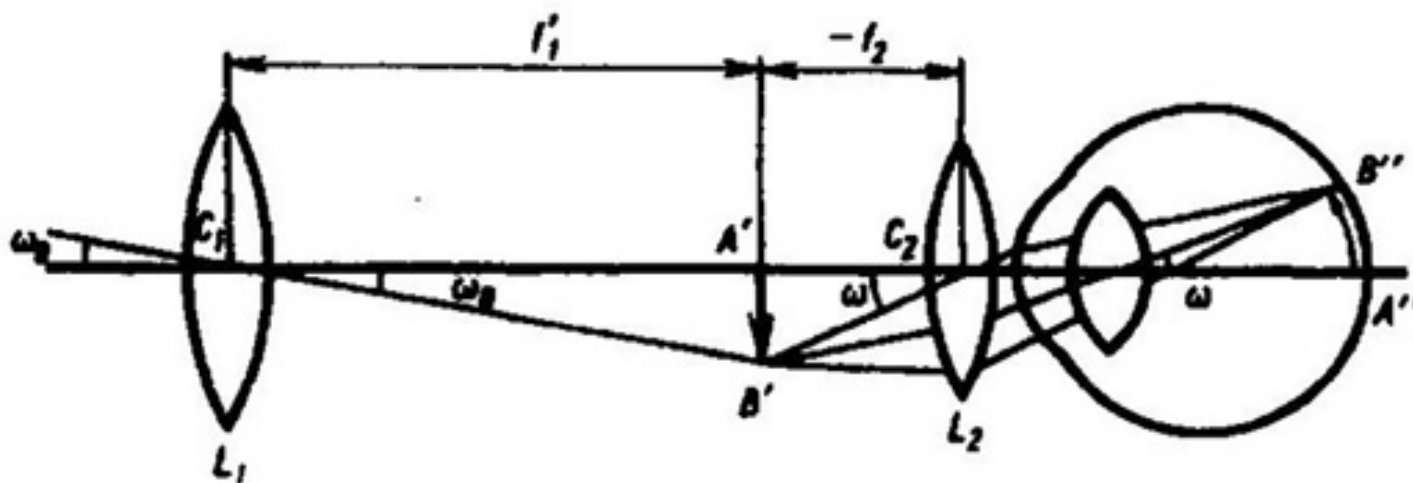


Рис. 2.36

астрономічні зорові труби, біноклі, стереоскопічні труби та ін. Характерним для цих систем є те, що в них входять паралельні пучки променів, які потім виходять також у вигляді паралельних пучків.

Оптична система зорової труби складається з об'єктива  $L_1$  і окуляра  $L_2$  (рис. 2.36), причому задній фокус об'єктива збігається з переднім фокусом окуляра. Така система називається телескопічною. Для одержання чіткого зображення відстань між об'єктивом і окуляром можна змінювати. У фокальній площині об'єктива утворюється дійсне зображення  $A'B'$  віддаленого предмета  $AB$ .

Кут зору при спостереженні предмета неозброєним оком з великою точністю можна вважати таким, що дорівнює  $\omega_0$ . Кут  $A'C_1B'$  як вертикальний також дорівнює  $\omega_0$ . Із трикутника  $A'B'C_1$  можна записати  $\text{tg } \omega_0 = A'B' / f_1'$ . При застосуванні зорової труби кут зору дорівнює  $\omega$ . Із трикутника  $A'B'C_2$  можна записати  $\text{tg } \omega = A'B' / f_2$ .

Тоді збільшення кута зору телескопічної системи

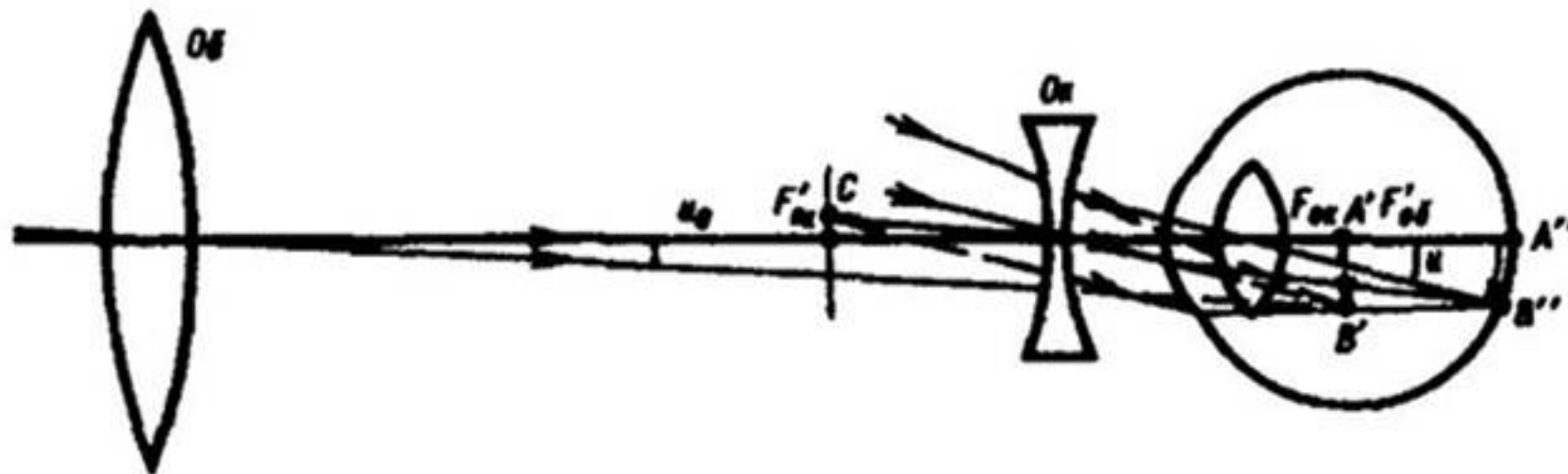


$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega}{\operatorname{tg} \omega_0} = \frac{f_1'}{f_2}. \quad (2.70)$$

Із виразу (2.70) видно, що збільшення телескопа знаходиться в прямій залежності від фокусної відстані об'єктива і в оберненій – від фокусної відстані окуляра. Зображення, яке дає об'єктив телескопа, знаходиться в задній фокальній площині, що одночасно є передньою фокальною площиною окуляра. За такої умови зображення буде на нескінченності і для його спостереження око має бути акомодовано на нескінченність.

Телескопічна система, яка складається з об'єктива і додатного окуляра (рис. 2.36), називається зоровою трубою Кеплера. Оскільки за її допомогою одержують перевернуте зображення предмета, то для розгляду наземних предметів вона незручна. Тому в такому випадку часто користуються зоровою трубою Галілея, яка складається з додатного об'єктива та окуляра у вигляді простої двовгнутої лінзи (рис. 2.37).

67





Незважаючи на те, що труба Галілея проста за своїми конструктивними даними (має малу загальну довжину і дає пряме зображення), вона має ряд недоліків. Зокрема, проміжне зображення є уявним, тому система не може бути оснащена візирною сіткою. Для спостереження прямих зображень із візирними сітками користуються так званими наземними трубами. Вони являють собою трубу Кеплера з оптичними системами, здатними повертати зображення на  $180^\circ$ . До них належать польові біноклі, стереотруби та ін.

Поряд з описаними телескопами й зоровими трубами із заломлюючими оптичними системами, які ще називаються рефракторами, існують телескопічні системи, побудовані з відбиваючих поверхонь (дзеркал) – рефлектори. Вперше рефлектор побудував І. Ньютон. Залежно від способу виведення променів із труби і розташування окуляра, через який розглядають зображення, рефлектори є різних систем: системи Ньютона, системи Гершеля – Ломоносова, системи Грегорі, системи Кассегрена та ін. Дзеркальні телескопи не мають хроматичної аберації, але в них є сферична аберация. Зменшити сферичну аберацию можна заміною сферичних дзеркал гіперболічними або параболічними, виготовлення яких технічно значно складніше, ніж сферичних.

Досить ефективною для одержання хороших в оптичному відношенні й порівняно недорогих систем виявилась ідея поєднання дзеркальної оптики з лінзою, запропонована Д. Д. Максutowим (1896–1964).

4) Фотографічний апарат служить для одержання дійсних зображень предметів на світлочутливому шарі. Основним його оптичним елементом є об'єктив з ієрархією лінз, який збирає світло від об'єкта та проєктує його на світлочутливий шар.

том є об'єктив з ірисовою діафрагмою, яка плавно змінює вхідний отвір. Об'єктив умонтований у непрозору камеру, перед задньою стінкою якої розміщується фотоплівка чи фотопластинка. Камера устаткована затвором, який регулює час проходження світла через об'єктив. Відстань від об'єктива до плівки можна змінювати певним пристроєм.

Оптична система фотоапарата певною мірою схожа з оптичною системою ока. Об'єктив аналогічний кришталіку. Проте на відміну від кришталіка об'єктив має сталу фокусну відстань. Ірисова діафрагма є

68

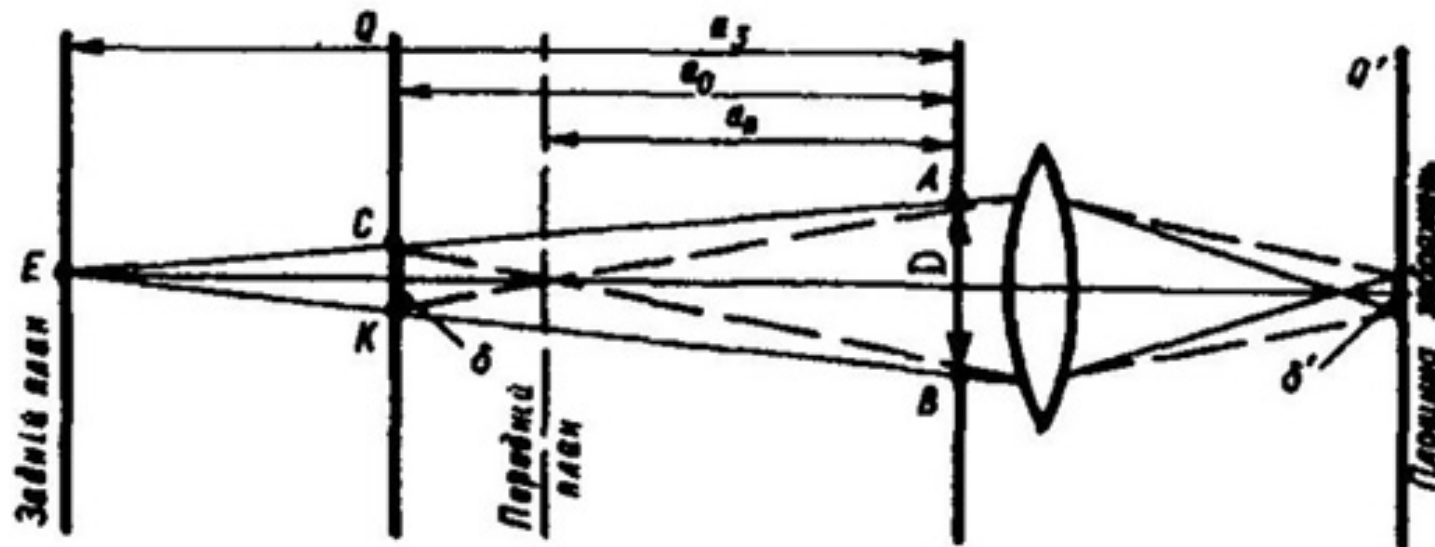


Рис. 2.38

апертурною і подібна до райдужної оболонки ока. Роль сітківки відіграє фотоплівка. Особливостями ж фотоапарата є те, що він повинен тривимірний простір у певних межах відображати на площину різко. Це можливо тому, що людське око може сприймати деяку пляму як точку.



оскільки його роздільна здатність дорівнює близько  $1'$ .

Визначимо глибину різкого зображення простору. Для цього припустимо, що апертурна діафрагма діаметром  $D$  знаходиться біля тонкої лінзи, яка служить об'єктивом. Тоді отвір діафрагми буде визначати вхідну і вихідну зіниці. Нехай точки площини предметів  $Q$  об'єктив відображає в точки площини  $Q'$  (рис. 2.38). Виділимо на предметній площині круг діаметром  $\delta$ , зображення якого діаметром  $\delta'$  у площині зображень сприймається оком як точка. З подібності трикутників  $ABE$  і  $SKE$  можна записати

$$\frac{D}{\delta} = \frac{a_3}{a_3 - a_0}, \text{ звідки } a_3 = a_0 \frac{D}{D - \delta}.$$

Звідси видно, що із зменшенням діаметра отвору вхідної зіниці  $D$  задній план буде віддалятися і при  $D \rightarrow \delta$   $a_3 \rightarrow \infty$ . Це означає, що точки предметів до відстані  $a_3$  будуть сприйматись оком різко. Тому, щоб збільшити глибину різкого зображення простору, діаметр діафрагми необхідно зменшувати.

Якщо взяти промені, які визначають передній план (на рис. 2.38 їх наведено штриховими лініями), то різким зображення буде на відстані від  $a_n$  до  $a_3$ . Легко показати, що  $a_n = a_0 \frac{D}{D + \delta}$ . При  $D = \delta$   $a_n = a_0 / 2$  і простір буде відображатись різко на відстані від  $a_0 / 2$  до  $\infty$ .

5) Проекційні прилади призначені для відтворення на екрані дійсних зображень у збільшеному вигляді з негативів, позитивів, малюнків, креслень, текстів та ін. Оптична система будь-якого проекційного приладу складається



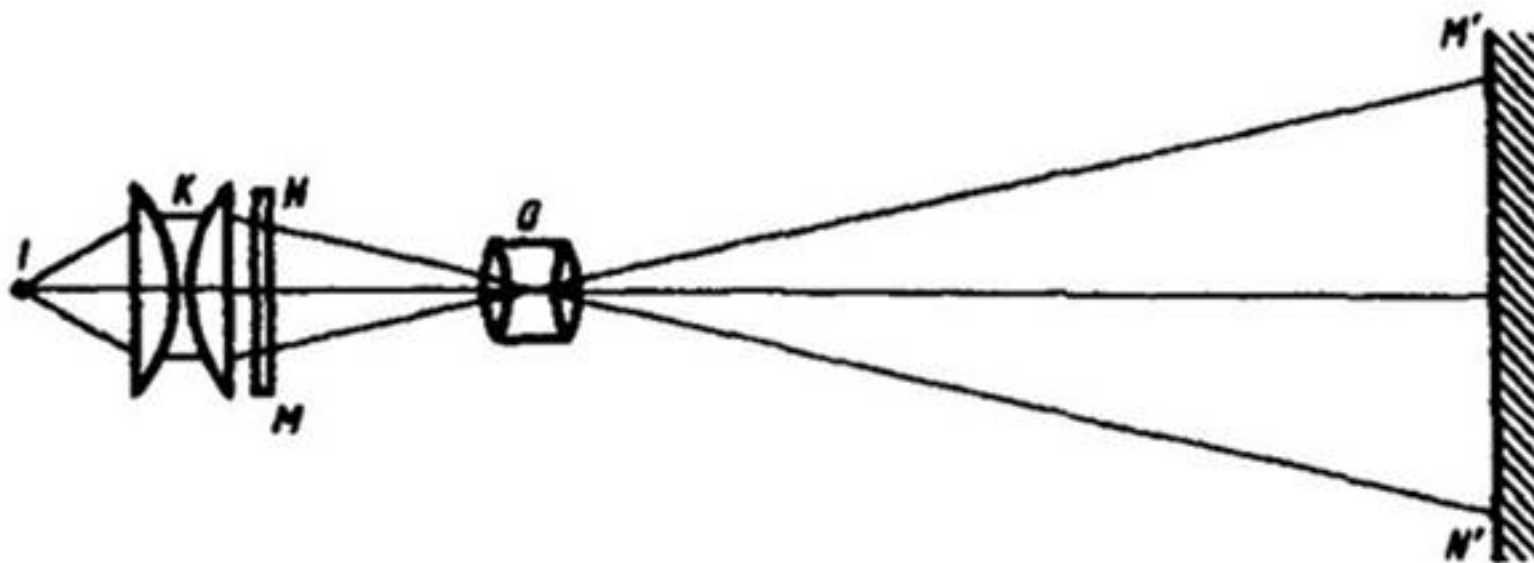


Рис. 2.39

з двох частин: освітлювальної і проєкційної. До освітлювальної частини входять: джерело світла, конденсори і дзеркала. Проєкційна частина включає об'єктив, а також може мати систему плоских дзеркал.

Існує дві групи проєкційних приладів: діаскопічні і епіскопічні. Якщо предмет прозорий, то зображення утворюється променями світла, що пронизують предмет. Такі проєкційні прилади називаються діаскопами (рис. 2.39). Якщо предмет непрозорий, то його зображення утворюють промені світла, відбиті від предмета. Прилади, за допомогою яких одержують зображення таких предметів, називаються епіскопами (рис. 2.40). В обох випадках світло від сильного джерела  $I$  за допомогою системи збиральних лінз конденсора  $K$  спрямовується на предмет  $MN$ . У діалпроєкторі зображення діалозитива проєктується об'єктивом  $O$

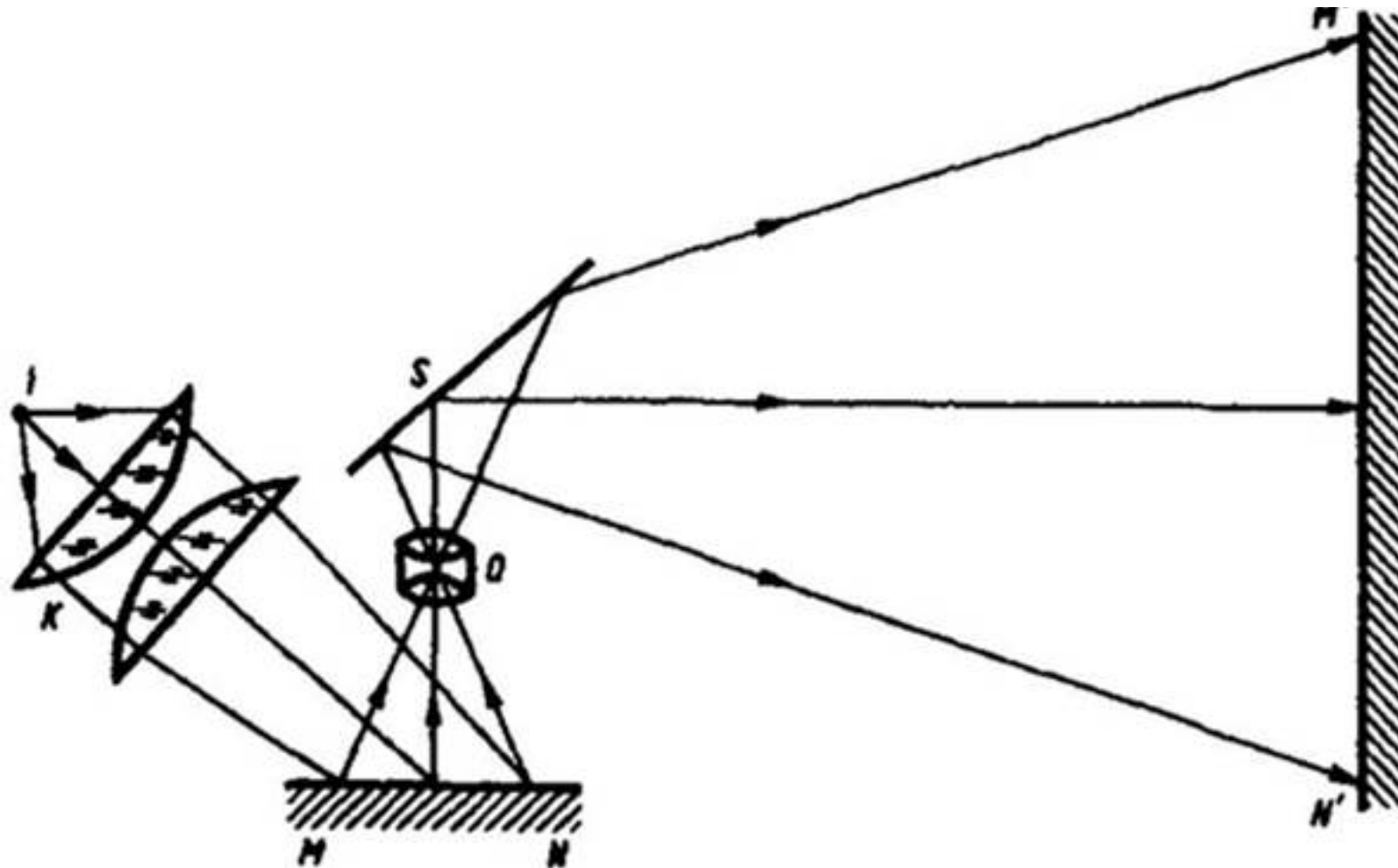


Рис. 2.40

на екран. В еліпроекторі розсіяний світловий потік від предмета  $MN$  за допомогою об'єктива  $O$  і дзеркала  $S$  проектується на екран. Часто ці прилади об'єднують в один, який називається епідіаскопом.

Для безперервної проекції застосовують кінопроекційні апарати.

**Приклад 2.1.** Показати, що недоцільно виготовляти для широкого користування оптичний мікроскоп із збільшенням більше 1500.

**Розв'язання.** Роздільна здатність ока дорівнює  $1'$ . Щоб не було значних напружень ока, прийmemo цей кут  $\omega = 5' \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  рад. Із формули (2.69) збільшення мікроскопа

$$\Gamma = \frac{l_0 \Delta}{l_{об} l_{ок}}. \quad (1)$$

З рис. 2.35 маємо:  $A'B' / l_{ок} = \tan \omega \approx \omega$  та  $A'B' / AB \approx \Delta / l_{об}$ .

З цих рівностей випливає, що

$$\frac{\omega}{AB} = \frac{\Delta}{l_{об} l_{ок}}, \text{ звідси } \Delta = \frac{\omega l_{ок} l_{об}}{AB}.$$

Підставивши  $\Delta$  в формулу (1), одержимо

$$\Gamma = \frac{l_0 \omega}{AB}.$$

З урахуванням роздільної здатності мікроскопа  $y = AB = \lambda / 2$ , маємо

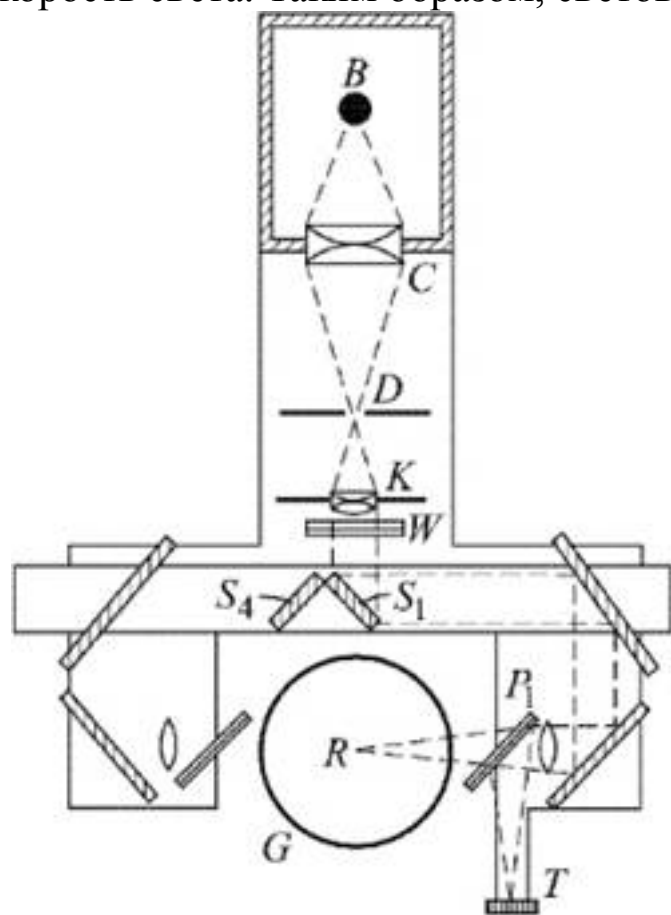
$$\Gamma = \frac{2l_0 \omega}{\lambda} = \frac{2 \cdot 0,25 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-7}} = 1500.$$

## 63. Тиск світла. Дослід Лебедева

Так как свет это электромагнитная поперечная волна, то, падая на поверхность проводника (зеркального или поглощающего тела), он должен производить следующие действия: электрический вектор, лежащий в плоскости



освещенной поверхности, вызывает ток в направлении этого вектора; магнитное поле световой волны действует на возникший ток по закону Ампера так, что направление действующей силы совпадает с направлением распространения света. Таким образом, пондеромоторное взаимодействие между светом и отражающим или поглощающим его телом приводит к возникновению давления на тело. Сила давления зависит от интенсивности света. Для случая, когда световые лучи образуют параллельный пучок, давление  $p$  по вычислению Максвелла равно плотности световой энергии  $u$ , то есть энергии в единице объема. При этом предполагается что тело на которое падает свет абсолютно черное. Если же коэффициент отражения тела не равен нулю, а имеет значение  $R$ , то давление  $p=u(1+R)$ , так что для идеального зеркала ( $R=1$ ) имеем  $p=2u$ . Если количество энергии, падающей нормально на  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ с}$  (освещенность), обозначить через  $E$ , то плотность лучистой энергии будет равна  $E/c$ , где  $c$  — скорость света. Таким образом, световое давление можно представить в виде  $p = \frac{E}{c}(1 + R)$



Световое давление было обнаружено на опыте и впервые измерено П.Н. Лебедевым. Прибор Лебедева состоял из легкого подвеса на тонкой нити, по краям которого были прикреплены тонкие и легкие крылышки, одно из которых было зачернено, а другое оставлено блестящим. Подвес  $R$  помещался в откачанном сосуде  $G$ , образуя весьма чувствительные крутильные весы. Свет от дуговой лампы  $B$  концентрировался при помощи системы линз и зеркал на одном из крылышек и вызывал закручивание подвеса,  $R$  которое наблюдалось при помощи трубы и зеркальца, прикрепленного к нити. Передвигая двойное зеркало  $S_1S_4$ , можно было направить свет от дуги  $B$  на переднюю или заднюю поверхность крылышка и таким образом менять направление закручивания. Пластина  $P_1$  позволяла направить определенную часть пучка на термоэлемент  $T$ , который служил для измерения величины падающей энергии.

Главной трудностью в опытах Лебедева является действие конвекционных потоков газа и наличие радиометрического действия. Эти помехи могут быть в сотни тысяч раз больше светового давления. Радиометрическое действие уменьшается, если применять очень тонкие

Рис. 34.1. Схема опытов П.Н. Лебедева по измерению давления света

металлические крылышки для уменьшения разности температур и увеличить разрежение газа в баллоне.

Измерения Лебедева дали величину, согласующуюся с теорией с точностью до 20%.

## 64. Механізми уширення спектральної лінії.

**Ширина спектральної лінії** — кількісна характеристика розмитості лінії в спектрі.

Зазвичай за ширину лінії вибирається повна ширина на половині максимуму інтенсивності.

Уширення ліній у спектрах будь-якої природи виникає завдяки різним чинникам. Одним із чинників є недосконалість вимірювальних приладів, можливості яких обмежені роздільною здатністю. Проте часто лінія набагато ширша, ніж характерний масштаб похибки вимірювального приладу. В такому випадку вивчення форми лінії дає додаткову інформацію про об'єкт дослідження.

Природня ширина лінії є її нижньою границею, проте лінії реальних спектрів розмиті додатково завдяки різним іншим чинникам. Енергетичні рівні квантовомеханічних систем зміщуються при взаємодії із сусідніми тілами, розташування яких часто випадкове. Така взаємодія призводить до ще більшої невизначеності частоти квантовомеханічного переходу, проте ретельне вивчення ширини та форми лінії в залежності від температури чи інших чинників, дозволяє робити висновки про взаємодію атомів і молекул у тілах.

4. Одна из причин поглощения света состоит в том, что атомы, внутри которых происходят колебания, совершая тепловое движение, претерпевают *столкновения друг с другом*. При каждом столкновении резко и неправильно меняются амплитуды и фазы гармонических колебаний, происходит переход в тепло энергии регулярных колебаний, т. е. *поглощение света*. Исходя из этих представлений. Г. А. Лорентц развил теорию уширения спектральных линий, обусловленного столкновениями между атомами (молекулами) газа. Такое уширение называется *ударным уширением*. Лорентц показал, что в газах столкновения между молекулами при тепловом движении статистически приводят также к экспоненциальному закону затухания интенсивности волны и к форме спектральных линий такого же вида, что и при естественном

Обозначим через  $\tau_{yx}$  среднее время свободного пробега атома от одного столкновения до следующего. Можно считать, что между двумя последовательными столкновениями колебания внутри атома происходят гармонически, а при каждом столкновении обрываются. Затем они опять возобновляются, но уже с новыми значениями амплитуд и фаз, никак не связанными с амплитудами и фазами до столкновения. Но такие обрывающиеся во времени колебания при разложении в спектр будут заполнять интервал частот  $\Delta\omega$ , подчиняющийся соотношению  $\Delta\omega \cdot \tau_{yx} \approx 1$ . Отсюда следует, что ударное уширение спектральных линий определяется формулой

$$\Delta\omega \sim 1/\tau_{yx}. \quad (89.7)$$

5. Другой причиной уширения спектральных линий является изменение частоты излучаемого света из-за *эффекта Доплера*. Пусть  $\omega_0$  — частота волны, излучаемой неподвижной молекулой (атомом). Если молекула равномерно движется, то частота волны, излучаемой ею в направлении оси  $X$ , в лабораторной системе отсчета изменяется и в нерелятивистском приближении определяется формулой

$$\omega = \omega_0 (1 \pm v_x/c), \quad (89.9)$$

где  $v_x$  — скорость молекулы в направлении оси  $X$ .

*Эффект Доплера является основной причиной уширения спектральных линий в разреженных газах при высоких температурах.*

**Естественное уширение** Одной из причин, вызывающих однородное уширение спектральной линии взаимодействия, является естественное уширение. Оно определяется собственным временем жизни частицы на возбужденном энергетическом уровне, которое ограничено только спонтанными переходами. В соответствии с принципом неопределенности в квантовой механике время пребывания частицы в возбужденном энергетическом состоянии ( $t$  и точность определения ее энергии ( $E$  в этом состоянии связаны



соотношением:  $\Delta E \approx \hbar \omega \frac{\hbar}{2\pi}$  Естественное уширение не связано непосредственно с воздействием ни внешнего излучения, ни других внешних факторов на систему, а определяется только внутренними свойствами системы, т.е. обусловлено только спонтанными переходами. Естественное уширение наблюдается только в веществе с малой плотностью и составляет десятки кГц.

**Однородное уширение** С увеличением плотности вещества среднее время пребывания частиц в определенном энергетическом состоянии уменьшается за счет их взаимного влияния друг на друга. Это ведет к дополнительному уширению спектральной линии, которое также называется однородным. При определении формы спектральной линии учитываются все виды релаксационных процессов и уширение как верхнего, так и нижнего энергетических уровней. Однородное уширение больше всего оказывается в твердых телах и достигает сотен - тысяч МГц.

Однородное уширение больше всего оказывается в твердых телах и достигает сотен - тысяч МГц.

## 65. Стоячі світлові хвилі. Дослід Вінера.

1. При интерференции монохроматических волн, распространяющихся навстречу друг другу, образуются *стоячие волны* (см. т. III, § 140). В этом случае, как видно из формулы (26.12), ширина полосы  $\Delta x$  равна  $\lambda/2$ , т. е. расстоянию между соседними пучностями или узлами. В случае электромагнитных волн пучности (узлы) электрического вектора  $E$  совпадают с узлами (пучностями) магнитного вектора  $B$ . Таким образом, в стоячей волне электрическое и магнитное поля можно *пространственно разделить* и исследовать свойства и действия этих полей в отдельности. Моменты прохождения электрического и магнитного полей через максимум в стоячей волне не совпадают, а сдвинуты относительно друг друга на половину периода световых колебаний. Получение стоячих световых волн наталкивается на трудности, связанные с малостью длины волны. Эти трудности впервые были преодолены О. Винером (1862—1927) в 1890 г.

Стекла́нная пласти́нка  $P$  (рис. 147), покрытая тонким фоточувствительным слоем толщиной  $\sim \frac{\lambda}{2n} - \frac{\lambda}{3n}$ , приводилась в соприкосновение с хорошим металлическим зеркалом  $M$ , образуя с ним очень малый угол  $\alpha$  (порядка  $1'$  или меньше). Пласти́нка освещалась монохроматическими лучами, нормальными к поверхности зеркала. В результате отражения от зеркала в воздушном клине между зеркалом и фотослоем образовывались стоячие световые волны. Их пучности обнаруживались в фотослое после его проявления в виде равноотстоящих почерневших полос, параллельных ребру воздушного клина. Расстояние между этими полосами равно  $\lambda/(2 \sin \alpha)$ . Полосы можно видеть глазом, если угол  $\alpha$  взять достаточно малым. В опытах Винера расстояние между полосами составляло 1—2 мм. По этим данным можно было оценить длину световой волны. Удалось также показать, что для красного света длина волны примерно вдвое больше, чем для синего.

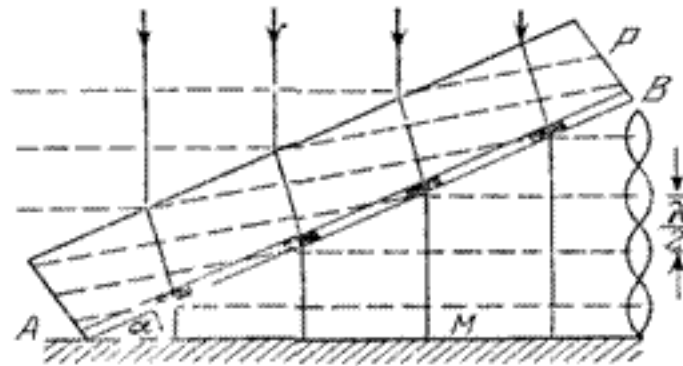


Рис. 147.

Выдвигалось возражение, что при интерпретации опыта не было учтено обратное отражение света от фотослоя. Чтобы снять это возражение, Винер заполнял пространство между фотослоем и металлическим зеркалом бензолом, показатель преломления которого близок к показателю преломления желатины фотослоя. Тем самым устранялось влияние отражения от фотослоя. Оказалось, что при этом вид интерференционных полос не менялся.

Главное значение опытов Винера состоит в том, что они позволили установить, какой вектор производит фотохимическое действие: электрический или магнитный. Опыты показали, что первый слой почернения получается на расстоянии  $\lambda/4$  от поверхности металлического зеркала. Здесь поэтому находится пучность вектора, вызывающего фотографическое действие. Но при отраже-

ний електромагнітної волни́ от металла на его поверхности получается узел электрического вектора (см. т. III, § 45). Первая пучность электрического вектора находится на расстоянии  $\lambda/4$  от поверхности металлического зеркала — там же, где наблюдается почернение фотографического слоя. Отсюда следует, что фотографическое (и вообще фотохимическое) действие производится электрическим, а не магнитным полем световой волны.

## 66. Зонна платівка.

-Що таке зонна платівка? Що таке амплітудна і фазова зонні платівки?

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda}, \quad (7.5) \quad r_m = \sqrt{b m \lambda}. \quad (7.6)$$

### Зонна платівка

— це виготовлений екран із деякого числа кілець (їх кількість в сучасних зонних платівках може досягати 250), радіус яких визначають із формули (7.5) для певних значень  $\lambda, a, b$ , кіл яких з непарними індексами зроблені непрозорими.

Якщо розмістити зонну платівку у відповідному місці сферичної хвилі (обрати значення  $a$  та  $b$  в формулі (7.5)), то для світла довжиною хвилі така платівка закриває непарні зони Френеля. Через таку зонну платівку пройдуть когерентні коливання, які в точці матимуть однакову фазу. Результируюча амплітуда при закритих парних зонах буде дорівнювати  $A(P) = A_1 + A_3 + A_5 + \dots$

Таким чином, амплітуда і, отже, інтенсивність світла будуть значно більші, ніж при повністю відкритому фронті. Зонна платівка діє подібно до лінзи.

Побудовану на цих фізичних принципах зонну платівку ще називають амплітудною зонною платівкою. Крім амплітудних зонних платівок ще є фазові зонні платівки.

Збиральна здатність зонної платівки можна збільшити, якщо не затримувати коливання, які приходять в точку від парних зон, а змінити їх фазу на  $\pi$ . Такі платівки називають фазовими зонними платівками. Їх виготовляють таким чином, що оптична товщина ( $d \cdot n$ ) непарних (або парних) зон відрізнялась від оптичної товщини парних (або непарних) зон на величину  $\lambda/2$ . Таким способом інтенсивність світла в фокусі фазової зонної пластинки збільшується в 4 рази порівняно з інтенсивністю хвиль, що поширюються від всіх зон Френеля. (Ідея фазової зонної пластинки належить Релею, перше експериментальне виготовлення шляхом травлення скляної пластинки - Вуду).



За допомогою зонної платівки можна отримувати оптичні зображення, але досить низької якості. Для зонних пластинок властива хроматична аберація.

**-Якими методами виготовляють зонні платівки?**

Фазову зонну платівку можна виготовити на склі з протравленими ортофосфорною кислотою рівчаками або навпаки – нарощеними за допомогою лакового покриття підвищеннями. Заглиблення або підвищення при цьому повинні мати величину  $\lambda/2(2m+1)$ .

Для виготовлення зонної платівки спочатку виготовляють рисунок у великому масштабі на аркуші креслярського паперу, розміри зон Френеля на якому відповідають розрахункам за відомими формулами (7.5) або (7.6). Потім з цього рисунка знімають фотографічну копію зменшених розмірів, яка може служити зонною платівкою.

Крім цих методів виготовлення зонних платівок застосовують також методи штамповки, голографії тощо.

15. Як розрахувати положення фокусу зонної платівки? Чому зонна платівка має декілька фокусів і який із них вважати головним?

Радіус  $m$ -ої зони Френеля ( $r_m$ ) знаходять із формули (7.6), де  $m$  - номер останньої відкритої зони. Відстань  $b$  від зонної платівки до точки спостереження фактично відіграє роль фокусної відстані  $f$ .

Тоді:

$$b = f = \frac{r_m^2}{m\lambda} = \frac{r_1^2}{\lambda}. \quad (7.9)$$

Як бачимо з (7.9), кожна відкрита зона платівки з номером  $n < m$  має своє значення відстані  $b = f_n$ , на якій формує «свій» фокус зонної платівки. Таким чином, на відміну від лінзи зонна платівка має декілька фокусів (фокусів вищих порядків). По мірі збільшення номера фокусу  $n$  кожний наступний фокус буде характеризуватись більшою величиною інтенсивності світла в ньому. Це пов'язане з тим, що кількість зон, від яких буде здійснюватись внесок в інтенсивність світла залежить від індекса  $n$ : чим більше  $n$ , тим більше інтенсивність світла. Максимальна інтенсивність буде в самому далекому від зонної платівки ( $m$ -му) фокусі, тому на практиці саме він вважається головним фокусом зонної платівки.

Значення відстаней до фокусів вищих порядків визначається за формулою  $f_n = \frac{f}{2n+1}$ , де  $f$  – відстань до головного фокуса,  $n$  – цілі числа, які можуть бути як додатними так і від'ємними. Від'ємним значенням  $n$  відповідають уявні фокуси і розбіжні хвилі.

За допомогою зонної пластинки можна отримувати оптичні зображення, але досить низької якості. Для зонних пластинок властива хроматична аберація.

## 67. Дифракційна ґратка у вигляді сходинок (ешелон Майкельсона і Майкельсона-Вільямса).

Эшалон Майкельсона состоит из нескольких (30-50) пластин из очень однородного стекла, толщиной  $h$  порядка 1-3 см.

Ширина ступеньки  $a$  должна быть одной и той же на протя-

жении всей «лестницы». Получается как бы сплошной кусок однородного стекла, ступенчатая поверхность которого действует как дифракционная решетка. Пусть на эшелон нормально падает пучок параллельных лучей. Разность хода между вторичными волнами Гюйгенса, исходящими под углом  $\vartheta$  от соседних ступенек эшелона и приходящими в соответствующую точ-

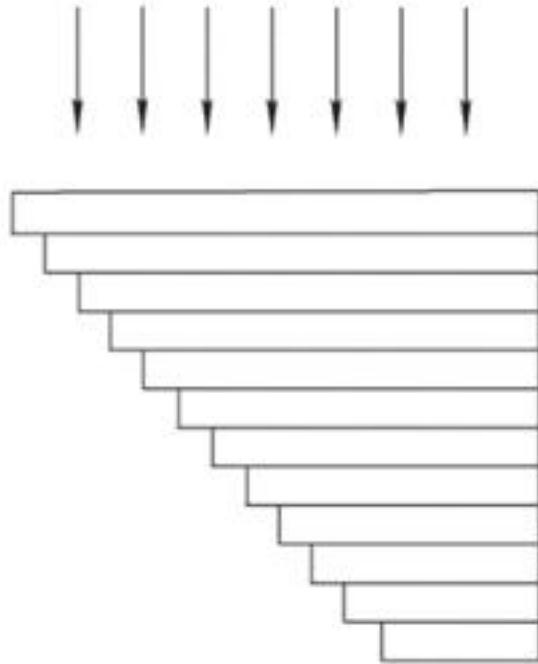


Рис. 194

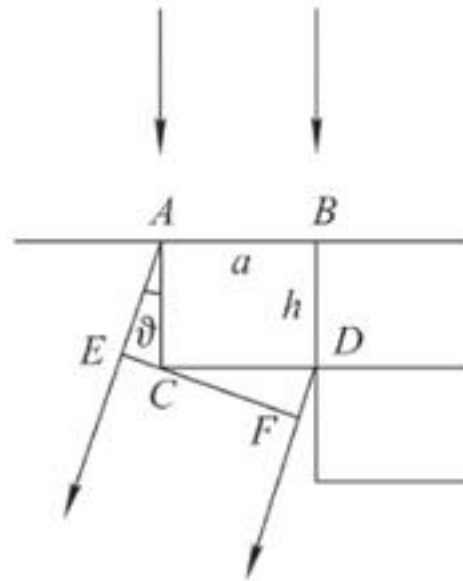


Рис. 195

ку фраунгоферовой дифракционной картины, будет  $(BDF)$  —  $AE = nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta$  (рис. 195). Положения главных максимумов определяются условием

$$nh + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda, \quad (48.1)$$

где  $m$  — целое число.

Из (48.1) дифференцированием находим угловую дисперсию



$$\frac{a\vartheta}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta}, \quad (48.2)$$

или, ввиду малости угла  $\vartheta$ ,  $d\vartheta/d\lambda = m/a$ , или

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{h(n-1)}{a\lambda}. \quad (48.3)$$

Так как  $h \sim a$ , то угловая дисперсия эшелона относительно велика. Поэтому при незначительных изменениях  $\lambda$  получаются заметные изменения угла дифракции  $\vartheta$ .

Дисперсионная область эшелона определяется выражением

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{h(n-1)}. \quad (48.4)$$

Она очень мала, и это является недостатком эшелона. Например, при  $h = 1$  см,  $n = 1,5$ ,  $\lambda = 600$  нм получаем  $\Delta\lambda \approx 0,07$  нм, что примерно в 10 раз меньше расстояния между компонентами желтой  $D$ -линии натрия.

Разрешающая способность дается формулой

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = Nm = \frac{Nh(n-1)}{\lambda}, \quad (48.5)$$

где  $N$  — число пластин. При  $N = 40$  в предыдущем примере получим  $\lambda/\delta\lambda \approx 3,3 \cdot 10^5$ . Со штриховой решеткой в спектре первого порядка такой разрешающей способности можно было бы достигнуть при числе штрихов порядка 300 000.

Уточним формулу (48.5), приняв во внимание дисперсию показателя преломления стекла. Пусть при угле дифракции  $\vartheta$  получается дифракционный максимум  $m$ -го порядка для длины волны  $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$ . Тогда

$$hn' + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda' = m(\lambda + \delta\lambda),$$

где  $n'$  — показатель преломления стекла для той же длины волны. Согласно Рэлею,  $\delta\lambda$  будет равна разрешаемому спектральному расстоянию, если для длины волны  $\lambda$  в том же направлении получится первый дифракционный минимум, т.е.

$$hn + a \sin \vartheta - h \cos \vartheta = m\lambda + \lambda/N.$$

Вычитая это соотношение из предыдущего, получим

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = N \left( m - h \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (48.6)$$

или после подстановки  $m = h(n - 1)/\lambda$

$$\frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{Nh}{\lambda} \left[ (n - 1) - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right]. \quad (48.7)$$

Так как в прозрачной области спектра  $dn/d\lambda < 0$  (нормальная дисперсия), то дисперсия показателя преломления повышает разрешающую способность эшелона.

Рассуждая аналогично, легко получить следующие выражения для дисперсионной области и угловой дисперсии эшелона:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m - h(dn/d\lambda)}, \quad (48.8)$$

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{m - h(dn/d\lambda)}{a \cos \vartheta + h \sin \vartheta}. \quad (48.9)$$

Дисперсия показателя преломления увеличивает угловую дисперсию эшелона, но уменьшает его дисперсионную область.

Интенсивность света в дифракционной картине, разумеется, определяется общей формулой (46.2). В ней  $I_1(\vartheta)$  означает интенсивность, которая получилась бы при дифракции на отдельной ступеньке эшелона ширины  $a$ . Функция  $I_1(\vartheta)$  такая же, что

и при дифракции на щели. Поэтому весь дифрагированный свет

Дисперсия показателя преломления увеличивает угловую дисперсию эшелона, но уменьшает его дисперсионную область. Майкельсону также принадлежит идея использовать эшелон как отражательной решетки. Такой эшелон был построен Вильямсом в 1933г из пластин плавленого кварца. Тщательно очищенные пластины кварца сажались на оптический контакт и нагревались до температуры, меньшей температуры плавления кварца. В результате пластины весьма прочно прилипали друг к другу. Отражающие ступеньки покрывались алюминием, напыленном в вакууме.

## 68. Роздільна здатність мікроскопу.

Критерій Релея для мікроскопа:  $l' \geq 0.61 \frac{\lambda}{\beta}$

Де  $l'$ -відстань між центрами кругів Ейрі(центральный дифракційний круг) для розглядаємих 2-ох точок(де  $\beta$ -апертурний кут. Доволі малий). Щоб перейти до лінійних розмірів об'єкта, скористаємося умовою синусів

Аббе, яка повинна виконуватися для будь-якого мікроскопа:  $l n \sin \alpha = l' \beta$ , де  $n$ -показник заломлення простору предметів, а  $\alpha$ -апертурний кут збоку цього простору

Виключаючи  $\beta$  та  $l'$  маємо:  $l \geq 0.61 \frac{\lambda}{n \sin \alpha}$ .

Для збільшення роздільної здатності необхідно:

- 1) зменшувати довжину хвилі
- 2) збільшувати апертурний кут
- 3) ввести імерсійну рідину.

## 69. Оптична пірометрія



## § 54. Оптическая пирометрия

В соотношения (53.10), (53.11) и (53.12) входит температура излучающего тела. Поэтому любое из них может быть использовано для определения температуры раскаленных тел. Соответствующие приборы называются оптическими пирометрами. Они подразделяются на три основные группы: 1) радиационные, 2) яркостные и 3) цветовые пирометры.

**Радиационные пирометры.** Схема радиационного пирометра показана на рис. 164. Прибор наводится на излучатель так, чтобы резкое изображение излучающей поверхности, даваемое объективом *Об*, полностью перекрывало приемник излучения *Пр*. Контроль за этим осуществляется при помощи окуляра *Ок*. В качестве приемника обычно применяется термостолбик (см. рис. 17). По отклонению стрелки гальванометра *Г* можно судить о температуре излучателя. Покажем, что это действительно так.

Кроме энергетической светимости  $R_\lambda$ , для характеристики излучающего тела можно ввести энергетическую яркость  $B_\lambda$ , аналогичную яркости  $B$ , определяемой выражением (6.9). Очевидно, что соотношения, существующие между световым потоком  $\Phi$ , светимостью  $R$  и яркостью  $B$  (см. § 6), справедливы для потока энергии  $\Phi_\lambda$ , энергетической светимости  $R_\lambda$  и энергетической яркости  $B_\lambda$ . В частности, согласно

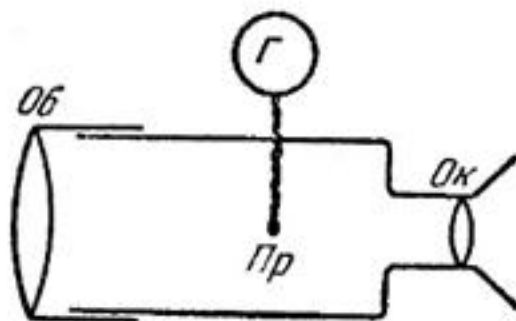


Рис. 164.

(6.11) для ламбертовского излучателя

$$R_3 = \pi B_3. \quad (54.1)$$

Приняв во внимание (53.11), получим для энергетической яркости абсолютно черного тела выражение:

$$B_3^* = \frac{\sigma}{\pi} T^4. \quad (54.2)$$

В соответствии с формулой (6.10) поток энергии  $\Delta\Phi_3$ , излучаемый светящейся площадкой  $\Delta S$  в пределах телесного угла  $\Delta\Omega$  по направлению, образующему угол  $\vartheta$  с нормалью к площадке, равен

$$\Delta\Phi_3 = B_3 \Delta\Omega \Delta S \cos \vartheta. \quad (54.3)$$

Пусть  $\Delta S'$  на рис. 165 — площадь приемника, а  $\Delta S$  — та часть поверхности излучателя, изображение которой перекрывает площадку  $\Delta S'$ . Тогда по определению поперечного увеличения  $\beta$  можно написать, что

$$\frac{\Delta S'}{\Delta S \cos \vartheta} = \beta^2. \quad (54.4)$$

265

Согласно формуле (9.11)  $\beta^2 = f^2/x^2$ , где  $f$  — фокусное расстояние объектива,  $x$  — расстояние от переднего фокуса объектива до  $\Delta S$ , практически равное расстоянию от объектива до  $\Delta S$ . Подставив это значение  $\beta^2$  в формулу (54.4), найдем, что

$$\Delta S \cos \vartheta = \Delta S' \frac{x^2}{f^2}. \quad (54.5)$$

Телесный угол  $\Delta\Omega$ , под которым виден объектив из любой точки площадки  $\Delta S$ , равен

$$\Delta\Omega = \frac{\pi D^2}{4x^2}, \quad (54.6)$$

где  $D$  — диаметр объектива.

Подстановка значений (54.5) и (54.6) в формулу (54.3) дает для потока энергии, падающего на приемник, следующее выражение:

$$\Delta\Phi_{\varepsilon} = B_{\varepsilon} \frac{\pi}{4} \left( \frac{D}{f} \right)^2 \Delta S' \quad (54.7)$$

[ср. это выражение с формулой (15.6)].

Из (54.7) видно, что если изображение излучателя полностью перекрывает приемник, поток энергии, падающий на приемник, будет, независимо от расстояния до

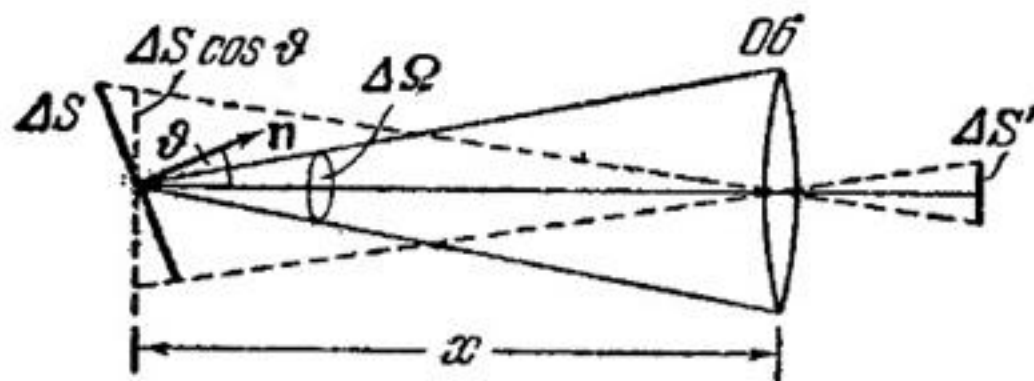


Рис. 165.

излучателя (это расстояние должно быть велико по срав-



нению с фокусным расстоянием объектива пирометра), пропорционален энергетической яркости излучателя  $B_\varepsilon$ . Последняя же для абсолютно черного тела связана с температурой соотношением (54.2).

В нашем расчете мы пренебрегли рядом факторов: поглощением излучения на пути к приемнику, теплообменом приемника с остальными частями прибора, неодинаковым поглощением приемником излучения разных частот и т. д. Действие всех этих факторов трудно учесть. Поэтому прибор градуируют по абсолютно чер-

266

ному телу, нанося против делений шкалы соответствующие температуры.

Для нечерного тела показания радиационного пирометра дают не истинную температуру  $T$ , а то значение температуры  $T_{\text{рад}}$ , при котором энергетическая светимость абсолютно черного тела  $R_\varepsilon^*$  равна энергетической светимости  $R_\varepsilon$  исследуемого тела при его истинной температуре  $T$ :

$$R_\varepsilon^*(T_{\text{рад}}) = R_\varepsilon(T) \quad (54.8)$$

[напомним, что  $R_\varepsilon$  и  $B_\varepsilon$  связаны соотношением (54.1)].

Температура  $T_{\text{рад}}$  называется радиационной.

Найдем связь между радиационной температурой нечерного тела  $T_{\text{рад}}$  и его истинной температурой  $T$ . Обозначим через  $a_T$  отношение энергетических светимостей данного тела  $R_\Sigma$  и абсолютно черного тела  $R_\Sigma^*$ , взятых для одной и той же температуры. Тогда можно написать, что

$$R_\Sigma(T) = a_T R_\Sigma^*(T).$$

Подставив это значение в (54.8), получим:

$$R_\Sigma^*(T_{\text{рад}}) = a_T R_\Sigma^*(T).$$

Выразив  $R_\Sigma^*$  через температуру согласно закону (53.11), придем к соотношению:

$$\sigma T_{\text{рад}}^4 = a_T \sigma T^4, \quad (54.9)$$

откуда

$$T = \frac{1}{\sqrt[4]{a_T}} T_{\text{рад}}. \quad (54.10)$$

Так как  $a_T$  для нечерных тел меньше единицы, истинная температура больше радиационной. В справочниках имеются таблицы значений  $a_T$  для различных излучателей. Например, для вольфрама при истинной температуре  $1500^\circ \text{K}$   $a_T = 0.15$ , а при  $3000^\circ \text{K}$   $a_T = 0.32$ ; для

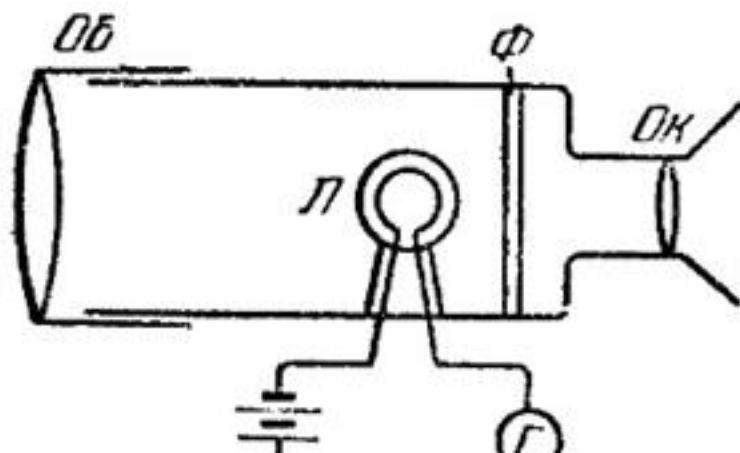


температура  $1000^\circ \text{К}$   $a_T = 0,10$ , а при  $3000^\circ \text{К}$   $a_T = 0,32$ , никеля при  $1500^\circ \text{К}$   $a_T = 0,06$  и т. д. Таким образом, при истинной температуре вольфрама  $3000^\circ \text{К}$  радиационный пирометр покажет температуру:

$$T_{\text{рад}} = \sqrt[4]{a_T} \cdot T = \sqrt[4]{0,32} \cdot 3000 = 0,75 \cdot 3000 = 2250^\circ \text{К}.$$

267

**Яркостные пирометры.** Наибольшее распространение получил метод определения температур, основывающийся на сравнении излучения светящегося тела с излучением абсолютно черного тела на одном и том же фиксированном узком участке спектра  $\Delta\lambda$ . Обычно используется участок, лежащий в окрестности  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  (красная часть спектра). Схема яркостного пирометра, обычно называемого пирометром с исчезающей нитью, показана на рис. 166. Имеющая форму полу-



окружности нить лампочки  $L$  лежит в плоскости, перпендикулярной к оси прибора. Объектив  $Об$  создает в этой же плоскости изображение поверхности исследуемого излучателя. Светофильтр  $\Phi$  пропускает к окуляру  $Ок$  лишь красные лучи



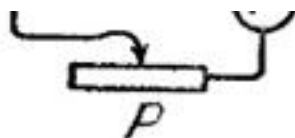


Рис. 166.

длина волны красной линии с длиной волны вблизи 0,66 мк. Наблюдая через окуляр, подбирают с помощью реостата  $P$  такой накал нити, чтобы ее яркость совпала

с яркостью изображения излучателя (в этом случае нить «исчезает», т. е. становится неразличимой на фоне изображения). Предварительно прибор градуируют по абсолютно черному телу, нанося против делений шкалы гальванометра соответствующие значения температуры.

Для нечерного тела прибор даст то значение температуры  $T_{\text{ярк}}$ , при котором яркость  $B_{\text{э}}^*(\lambda, T_{\text{ярк}})$  абсолютно черного тела для  $\lambda = 0,66$  мк равна яркости исследуемого тела  $B_{\text{э}}(\lambda, T)$  при истинной температуре  $T$ :

$$B_{\text{э}}^*(\lambda, T_{\text{ярк}}) = B_{\text{э}}(\lambda, T). \quad (54.11)$$

Соотношение  $B_{\text{э}} = (1/\pi)R_{\text{э}}$  имеет место для каждой спектральной составляющей. Следовательно,

$$B_{\text{э}}(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} r_{\lambda T}.$$

Заменив  $r_{\lambda T}$  в соответствии с (50.7), получим

$$B_{\text{э}}(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} a_{\lambda T} \Phi(\lambda, T), \quad (54.12)$$

**Яркостные пирометры.** Наибольшее распространение получил метод определения температур, основывающийся на сравнении излучения светящегося тела с излучением абсолютно черного тела на одном и том же фиксированном узком участке спектра  $\Delta\lambda$ . Обычно используется участок, лежащий в окрестности  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  (красная часть спектра). Схема яркостного пирометра, обычно называемого пирометром с исчезающей нитью, показана на рис. 166. Имеющая форму полу-

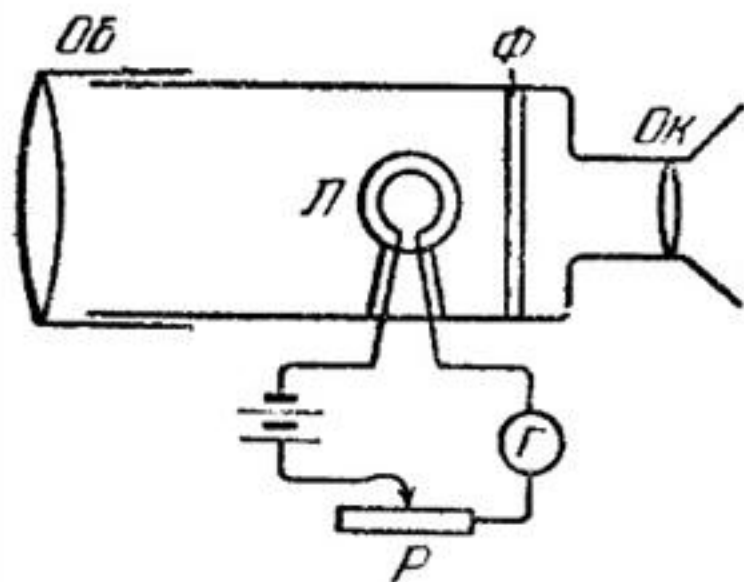


Рис. 166.

окружности нить лампочки  $Л$  лежит в плоскости, перпендикулярной к оси прибора. Объектив  $Об$  создает в этой же плоскости изображение поверхности исследуемого излучателя. Светофильтр  $Ф$  пропускает к окуляру  $Ок$  лишь красные лучи с длиной волны вблизи  $0,66 \text{ мк}$ . Наблюдая через окуляр, подбирают с помощью реостата  $Р$  такой накал нити, чтобы ее яркость совпала



с яркостью изображения излучателя (в этом случае нить «исчезает», т. е. становится неразличимой на фоне изображения). Предварительно прибор градуируют по абсолютно черному телу, нанося против делений шкалы гальванометра соответствующие значения температуры.

Для нечерного тела прибор даст то значение температуры  $T_{\text{ярк}}$ , при котором яркость  $B_{\lambda}^*(\lambda, T_{\text{ярк}})$  абсолютно черного тела для  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$  равна яркости исследуемого тела  $B_{\lambda}(\lambda, T)$  при истинной температуре  $T$ :

$$B_{\lambda}^*(\lambda, T_{\text{ярк}}) = B_{\lambda}(\lambda, T). \quad (54.11)$$

Соотношение  $B_{\lambda} = (1/\pi)R_{\lambda}$  имеет место для каждой спектральной составляющей. Следовательно,

$$B_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} r_{\lambda T}.$$

Заменив  $r_{\lambda T}$  в соответствии с (50.7), получим

$$B_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{1}{\pi} a_{\lambda T} \Phi(\lambda, T), \quad (54.12)$$

где  $a_{\lambda T}$  — поглощательная способность излучающего тела.

Подставив в (54.11) значение (54.12) для  $B_{\lambda}(\lambda, T)$



Подставим в (54.11) значение (54.12) для  $B_\lambda(\lambda, T)$ , учитывая, что для абсолютно черного тела  $a_{\lambda T} \equiv 1$ . В результате, сокращая на  $\pi$ , придем к соотношению:  $\varphi(\lambda, T_{\text{ярк}}) = a_{\lambda T} \varphi(\lambda, T)$  или

$$a_{\lambda T} = \frac{\varphi(\lambda, T_{\text{ярк}})}{\varphi(\lambda, T)}, \quad (54.13)$$

где  $a_{\lambda T}$  — поглощательная способность исследуемого тела при истинной температуре  $T$  для пропускания светометром длины волны  $\lambda$ .

Подставив в (54.13) выражение (53.10) для  $\varphi(\lambda, T)$ , получим:

$$a_{\lambda T} = \frac{e^{2\pi\hbar c/k\lambda T} - 1}{e^{2\pi\hbar c/k\lambda T_{\text{ярк}}} - 1}. \quad (54.14)$$

Оценим порядок величины показателя степени при  $e$ , приняв  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$ ,  $T \sim T_{\text{ярк}} \sim 3000^\circ \text{ К}$ :

$$\frac{2\pi\hbar c}{k\lambda T} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 1,05 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 0,66 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^3} \approx 7.$$

Так как  $e^7 \gg 1$ , единицей в числителе и знаменателе выражения (54.14) можно пренебречь. Тогда

$$a_{\lambda T} = e^{(2\pi\hbar c/k\lambda)(1/T - 1/T_{\text{ярк}})},$$

откуда

$$T = \frac{T_{\text{ярк}}}{1 + (k\lambda/2\pi\hbar c) \ln a_{\lambda T} \cdot T_{\text{ярк}}} \quad (54.15)$$

Из формулы (54.15) видно, что истинная температура  $T$  нечерных тел всегда больше яркостной температуры  $T_{\text{ярк}}$  ( $\ln a_{\lambda T} < 0$ ).

Значения  $a_{\lambda T}$  для разных излучателей можно найти в справочниках. Например, для вольфрама при  $T = 3000^\circ \text{K}$  и  $\lambda = 0,66 \text{ мк}$   $a_{\lambda T} = 0,46$ . Вычисления по формуле (54.15) дают в этом случае для яркостной температуры значение  $T_{\text{ярк}} = 2700^\circ \text{K}$  (как было выяснено выше, радиационная температура в этом случае равна  $2250^\circ \text{K}$ ).

**Цветовые пирометры.** Для серого тела испускательная способность может быть записана в виде:

$$r_{\lambda T} = a_T \Phi(\lambda, T), \quad (54.16)$$

269

где  $a_T = \text{const}$ . Следовательно, максимум испускательной способности серого тела при температуре  $T$  придется на ту же длину волны  $\lambda_m$ , что и для абсолютно черного тела при той же температуре. Поэтому, если определена  $\lambda_m$ , температура серого тела может быть вычислена по формуле (53.12). Найденная таким способом температура называется цветовой. Максимум в спек-



тре излучения Солнца (до прохождения излучения через атмосферу Земли) приходится на длину волны  $\lambda_m = 0,47 \text{ мк}^1$ ). Подстановка в (53.12) дает для цветовой температуры Солнца значение:

$$T_{\text{цв}} = \frac{b}{\lambda_m} = \frac{2,90 \cdot 10^9}{0,47} \approx 6000^\circ \text{ К.}$$

Радиационная температура Солнца получается равной примерно  $5800^\circ \text{ К}$ . Малое различие между цветовой и радиационной температурой указывает на то, что поверхность Солнца по своим свойствам близка к абсолютно черному телу.

Вместо исследования всего спектрального распределения, для определения температуры серого тела достаточно найти отношение его испускательных способностей для двух длин волн:

$$\xi = \frac{r(\lambda_1, T)}{r(\lambda_2, T)}. \quad (54.17)$$

Действительно, согласно (54.16)  $\xi = \varphi(\lambda_1, T)/\varphi(\lambda_2, T)$ . Воспользовавшись выражением (53.11), получим:

$$\xi = \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^5 \frac{e^{2\pi\hbar c/kT\lambda_2} - 1}{e^{2\pi\hbar c/kT\lambda_1} - 1}. \quad (54.18)$$

По произведенной выше оценке при  $\lambda$  порядка нескольких десятых микрона и  $T \sim 3000^\circ \text{ К}$  единицей в чис-



скольких десятых микрона и  $\lambda_1 = 0,0001$  м. Тогда в числителе и знаменателе выражения (54.18) можно вполне пренебречь. Логарифмируя, приходим к соотношению:

$$\ln \xi = 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} + \frac{2\pi\hbar c}{kT} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right),$$

откуда

$$T_{\text{ув}} = \frac{(2\pi\hbar c/k) (1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}{\ln \xi - 5 \ln (\lambda_2/\lambda_1)}. \quad (54.19)$$

---

<sup>1)</sup> После прохождения излучения через атмосферу максимум смещается в сторону более длинных волн и приходится приблизительно на 0,55 мк (см. сноску на стр. 25).

Для абсолютно черных и серых тел вычисленная по формуле (54.19) цветовая температура совпадает с истинной. Для тел, не слишком сильно отличающихся от серых, цветовая температура обычно бывает выше истинной. Для тел, характер излучения которых сильно отличается от излучения серых тел, понятие цветовой температуры теряет смысл.

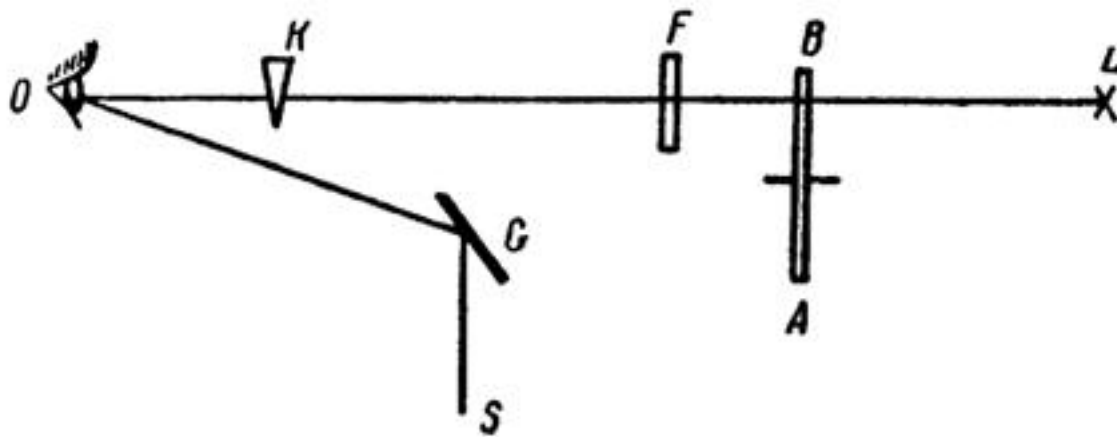
Один из типов цветных пирометров представляет собой в принципе прибор, отличающийся от изображенного на рис. 164 тем, что перед объективом установлен вращающийся диск с вмонтированными в него синим и красным светофильтрами. В цепи приемника получается ток периодически изменяющейся силы, отношение максимумов и минимумов которого  $i_{\max}/i_{\min}$  тем больше, чем больше  $\xi$ . Специальная электронная схема преобразует этот ток так, что показания прибора, включенного на выходе, оказываются пропорциональными  $i_{\max}/i_{\min}$ . Прибор градуируется по абсолютно черному телу.

## 70. Досліди Вавилова по візуальному спостереженню потоку фотонів, що флюктує.

Переривчастість фізичних процесів призводить до — флюктуацій фіз. величин. Потужність дуже слабкого світлового потоку повинна проявляти безперервні відхилення від середнього значення в результаті того, що світловий потік утворюється окремими світловими частками — фотонами.

Адаптовані до сутінкового зору очі мають постійний поріг зорового відчуття. В області найбільшої чутливості

ока  $4 \cdot 10^{-10} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ , що становить 100 фотонів в секунду — число фотонів, що падають на рогівку ока. Через відбиття і поглинання в оці число фотонів, що досягають сітківки ока, ще менше. Порогу зорового відчуття відповідає відносно невелике число фотонів, яке повинно бути піддано значним флюктуацій. <100 фотонів очі не сприймають світла. Поблизу порогу зорового відчуття повинні спостерігатися "мигання", викликані флюктуаціями світлового потоку.



Для уникнення помилок, викликаних здатністю очі затримувати зорове відчуття, Вавилов спостерігав не безперервний потік, а окремі світлові спалахи. Внаслідок флуктуації числа фотонів поблизу порогу зорового відчуття сприймаються не всі спалахи, а лише частина з них. Сутінковий зір є периферичним. Тому око О фіксувався на слабкому джерелі S, світло від якого

відбивався за допомогою дзеркала G. Світло від лампи L падало на периферичну частину сітківки ока. На шляху пучка LO розташовувався диск AB з отвором, який робив 1 об/с. Розміри отвору такі, що світло проходило протягом 0,1 с і затрим. протягом 0,9 с. За доп. фільтра F виділялася досліджувана (зелена) область спектру. Клин K дозволяв послаблювати потоки, що потрапляють в око. Спостерігач в момент, коли він бачив спалах, натискав на кнопку, в результаті чого на рухомій стрічці наносилася відмітка. На тій же стрічці відзначався кожен оберт диска. Завдяки цьому можна було встановити, чи відмітив спостерігач спалах. При не надто малому потоці, що потрапляє в око, спостерігач відмічає кожен спалах. При введенні клина K спостерігач відмічає не всі спалахи. Це викликано флуктуаціями числа фотонів в окремих спалахах. Наявність світлових флуктуації встановлюється безпосередньо.

Кількісна обробка великої кількості спостережень знаходиться в прекрасному згоді зі статистичними розрахунком флуктуації.

## 71. Люмінесценція.

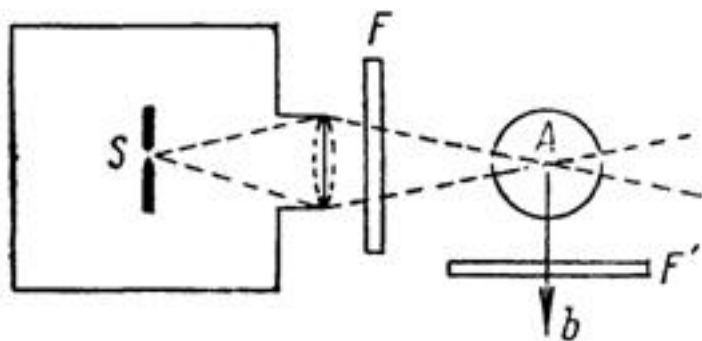
Світіння під впливом випромінювання від зовнішнього джерела, незалежно від його тривалості, — люмінесценція.

Світло люмінесценції має іншу довжину хвилі, ніж світло, що його збудило. Люмінесценція має кінцевий час загасання, тобто вона пропадає не відразу після припинення дії збудливого світла (за час більше, ніж період

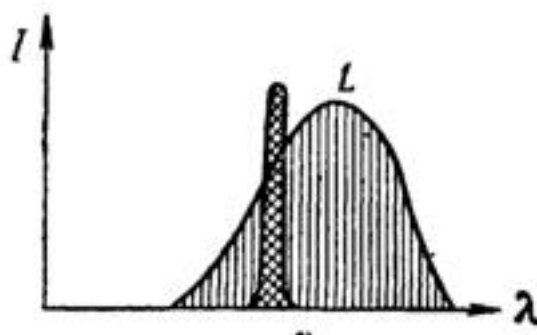
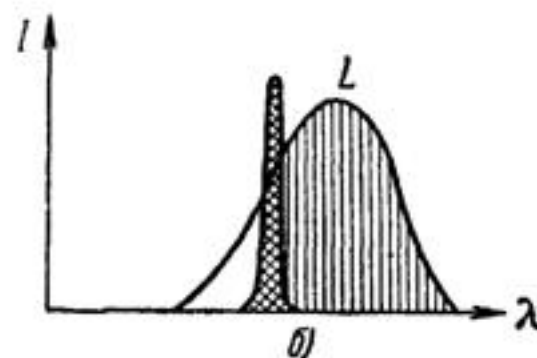
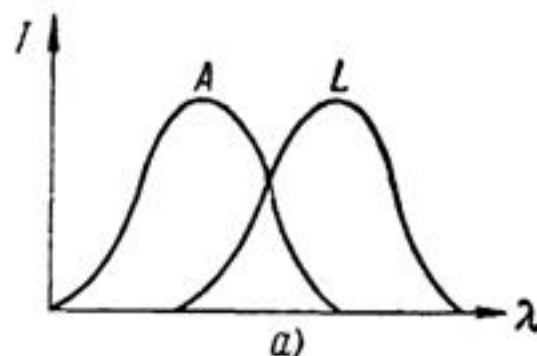
світлових коливань  $t \approx 10^{-15} \text{ c}$ ). Яскравість світіння люмінесценції більше яскравості АЧТ при тій



температурі, при якій знаходиться тіло. Така яскравість можлива завдяки тому, що люмінесцентне свічення є нерівноважним. При цьому втрачається поняття про темп. тіла, оскільки розподіл електронів по енерг. рівням нерівноважний. Люмінесценція є "холодним" світінням.



Метод спостереження люмінесценції рідких і твердих тіл в принципі той же, що і спостереження люмінесценції газів: світло від джерела S направляється на досліджуване тіло A; світіння спостерігається в напрямку Ab, фільтри F і F' виділяють певні спектральні ділянки збуджуючого світла і світла люмінесценції.



На відміну від газів, тверді і рідкі тіла при люмінесценції випромінюють світло, що складається не з окремих спектр. ліній, а з суцільних смуг. При цьому змінюється спектр. склад випроміненого світла в порівнянні з поглиненням. У більш. вип. викон. правило Стокса — світло люмін. характ. більшою довж. хвилі, ніж світло, що викликає люмін. Смуга випром. L (рис. а) зміщ. відносно смуги поглин. A в бік більших довж. хвиль. Смуги поглинання і випускання можуть перекривати одна одну (рис. а).

Якщо тіло поглинає фотон частоти  $\nu_0$ ,  $\varepsilon_0 = h\nu_0$ , то ця енергія частково віддається назад у вигляді фотона з  $\varepsilon = h\nu$ ,

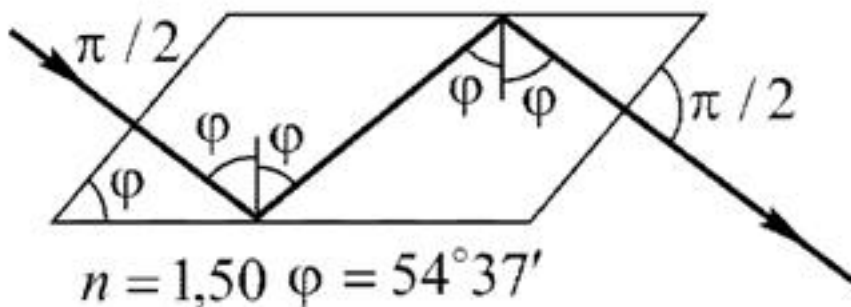
тіла в інші види енергії; позначивши цю частину енергії через  $A$ , маємо:  $h\nu_0 = h\nu + A$ , оскільки  $A \geq 0$ , то  $\nu \leq \nu_0$ . **Довж. хвилі світла люмінесценції дорівнює або більше довж. хвилі збудж. світла.**

На рис. смуги поглин. і випром. частково перекрив. одна одну. Нехай збудж. люмін. провод. вузькою смугою, густо заштрихованої на рис. При викон. закону Стокса в спектрі люмін. буде присутня не вся смуга випром., а тільки частина, довжина хвилі якої більше довжини хвилі збуджуючої смуги (заштрих. на рис. б). Іноді поруш. правило Стокса: вузькою смугою в спектрі люмін. частково присутні хвилі меншої довжини, ніж довж. хвилі збуджуючого світла (рис. в). Поява антистоксової області люмінесценції можливе, якщо  $A < 0$ , тобто. якщо при люмін. до енергії збуджуючих фотонів додається енергія за рах. внутрішніх джерел люмін. тіла

За Вавиловим, люмін. світіння підходить під один з типів: **1) самостійне випромін.**, **2) вимушене випромін.**, **3) випромін. при рекомбін.** У 1) електрон збудж. атома повністю не відокремл. від нього і через деякий час самостійно поверт. в початк. стан, випускаючи світло. Приклад — резонансне світіння

одноатомних парів. Час затух. порядку часу життя атома в збудж. стані  $\sim 10^{-8} \text{ с}$ . 2) відбув. при наявн. метастаб. стану; електрон не відділ. від збудженої частки, але може повернутися в вихідний стан лише під впливом навкол. частинок. 3) відбувається, коли електрон повністю відрив. від збудж. част. У двох ост. вип. час загасання від часток секунди до багатьох годин.

## 72. Ромб Френеля.



Для скла ( $n=1.5$ ) можна підібрати такі значення  $\varphi$ , щоб зсув фаз був 45 градусів (при  $\varphi = 48^\circ 37'$  або  $\varphi = 54^\circ 37'$

маємо  $\delta_0 - \delta_{\perp} = 45^\circ$ ). Подвійне внутрішнє відбиття під вказаним кутом у склі дає зміну фази на  $\pi/2$ , оскільки діє як чвертьхвильова платівка. Френель виготовив паралелепіпед зі скла, який діє так, як показано на рис.

Якщо  $E_{\parallel} = E_{\perp}$ , то при повному внутрішньому відбитті  $|E_{\parallel}| = |E_{\perp}|$ , і оскільки  $\delta_0 - \delta_{\perp} = \pi/2$ , то світло буде

поляризованим по колу. Очевидно, що для цього потрібно на паралелепіпед направити плоскополяризоване світло так, щоб площина поляризації складала кут  $45^\circ$  з площиною падіння. Різниця фаз, яка утворюється цією пластинкою, менше залежить від довжини хвилі, ніж у слюдяних пластинках. Для цього потрібно вибрати скло з малою дисперсією (легкий крон), де  $n$  мало залежить від  $\lambda$ .

### 73. Ефект Доплера в оптиці.

При вивченні звукових хвиль встановлено, що коли джерело і приймач звуку нерухомі одне відносно одного, то частота звуку, яку генерує джерело, дорівнює частоті, яку реєструє приймач. Якщо ж вони рухаються назустріч одне одному, то частота, реєстрована приймачем звуку, вища, ніж частота, яку генерує джерело. З віддалянням джерела звуку від приймача частота звуку, яку реєструє приймач, буде нижчою від частоти коливань джерела звуку. Залежність частоти хвиль, які сприймаються приймачем, при русі джерела чи приймача, чи одного і другого разом називають *ефектом Доплера*. Розрізняють ефект Доплера в акустиці і в оптиці.

В акустиці частота сприйнятих хвиль залежить від швидкості руху джерела хвиль і швидкості руху приймача відносно середовища, в якому поширюється хвиля.

В оптиці ефект Доплера означає ту саму залежність частоти, але від відносної швидкості джерела і приймача. Цей ефект в оптиці вперше спостерігав А. Фізо. Він виявив зміщення спектральних ліній у випромінюванні деяких небесних світил. У лабораторних умовах дослідження ефекту Доплера вперше здійснили у 1900 р. А. А. Бє-



лопольський (1854–1934) і у 1907 р. Б. Б. Голіцин (1862–1916).

Ефект Доплера в оптиці добре узгоджується з гіпотезою Х. Лоренца про нерухомий ефір. Оскільки існування ефіру заперечується теорією відносності, то доплерівське зміщення частоти світлових хвиль визначається тільки відносною швидкістю джерела і приймача.

Зв'яжемо початок координат системи  $K$  із джерелом світла, а системі  $K'$  – з приймачем світла. Осі  $Ox$  і  $O'x'$  спрямуємо вздовж вектора швидкості  $v$ , з якою одна система переміщується відносно іншої. Для спрощення математичних викладок вважатимемо, що світлова хвиля поширюється у вакуумі. Відомо, що при переході до будь-якої системи відліку за допомогою перетворень Лоренца одержуємо одне й те саме значення швидкості світла.

Напрямок поширення світла і його частота в різних системах відліку будуть різними. Зміна частоти хвилі при переході від однієї системи відліку до іншої виражає ефект Доплера, а зміна напрямку характеризується аберацією світла. Вважатимемо, що від джерела світла поширюється плоска хвиля. Рівняння цієї хвилі в системі  $K$  має вигляд

$$E(r, t) = E_0 \cos(\omega t - \vec{k} \vec{r}), \quad (8.12)$$

де  $\omega$  – циклічна частота, що реєструється у системі відліку, зв'язаній з джерелом. У системі відліку, зв'язаній з приймачем, рівняння цієї хвилі має вигляд

$$E(r', t') = E'_0 \cos(\omega' t' - \vec{k}' \vec{r}'), \quad (8.13)$$

де  $\omega'$  – циклічна частота, що реєструється приймачем у системі  $K'$ . Відповідно до принципу відносності закони природи мають однаковий

вигляд в усіх інерціальних системах відліку. Оскільки йдеться про одну й ту саму хвилю, то в обох системах відліку фази коливань у рівняннях (8.12) і (8.13) однакові, тобто

$$\omega t - \vec{k}\vec{r} = \omega' t' - \vec{k}'\vec{r}', \quad (8.14)$$

де  $\vec{r}$ ,  $t$  і  $\vec{r}'$ ,  $t'$  – координати і час однієї й тієї самої події відповідно в системах відліку  $K$  і  $K'$ . Початок відліку часу в даному випадку вибрано так, що в момент збігу початку координат обох систем  $t = t' = 0$ .

Рівняння (8.14) перепишемо так:

$$\omega t - k_x x - k_y y - k_z z = \omega' t' - k'_x x' - k'_y y' - k'_z z'. \quad (8.15)$$

Підставимо у (8.15) формули перетворення Лоренца (8.11) і порівняємо коефіцієнти однакових змінних. При цьому маємо

$$\omega' = \frac{\omega - k_x v}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad (8.16)$$

$$k'_{x'} = \frac{k_x - \omega v / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad k'_{y'} = k_y; \quad k'_{z'} = k_z \left( \beta = \frac{v}{c} \right). \quad (8.17)$$

Аналогічно підстановкою формул (8.10) у (8.15) одержимо

$$\omega = \frac{\omega' + k'_{x'} v}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad (8.18)$$

$$k_x = \frac{k'_{x'} + \omega' v / c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad k_y = k'_{y'}; \quad k_z = k'_{z'}. \quad (8.19)$$



$$\sqrt{1-\beta^2}$$

Формули (8.16) і (8.18) описують ефект Доплера, а (8.17) і (8.19) – аберацію світла.

Розглянемо окремий випадок, коли хвиля поширюється вздовж осі  $Ox$ . Тоді  $k_x = \omega / c$  і співвідношення (8.16) набуває вигляду

$$\omega' = \omega \frac{1-\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \omega \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}. \quad (8.20)$$

Якщо перейти від циклічної частоти  $\omega$  до звичайної  $\nu$ , то вираз (8.20) матиме вигляд

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1-\nu/c}{1+\nu/c}}. \quad (8.21)$$

Зміна частоти у цьому випадку називається поздовжнім ефектом Доплера.

Якщо відносна швидкість мала ( $\nu \ll c$ ), то співвідношення (8.21) можна наближено записати так:

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{\nu}{c}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\nu}{c}\right)^{-\frac{1}{2}} = \nu \left(1 - \frac{\nu}{2c}\right) \left(1 + \frac{\nu}{2c}\right) \approx \nu \left(1 - \frac{\nu}{c}\right), \quad (8.22)$$

тобто між  $\nu'/\nu$  і  $\beta = \nu/c$  має місце лінійна залежність. Тому іноді поздовжній ефект Доплера називають ефектом першого порядку.

Співвідношення (8.22) також можна записати так:



$$\Delta v / v = -\frac{v}{c} = -\beta, \quad (8.23)$$

Поперечний ефект Доплера вперше спостерігали Г. Айвс і Дж. Стілуелл у 1938 р. Джерелом світла був пучок каналових променів атомів водню, які рухались зі швидкістю  $v \sim 10^8$  м/с. Швидкість  $v$  розраховувалась за величиною прикладеної до електродів напруги, а також за величиною поздовжнього доплерівського ефекту. Світло, що випромінюється рухомими атомами перпендикулярно до напрямку їх руху, спрямовувалось у спектрограф.

У загальному випадку вектор відносної швидкості можна розкласти на радіальну (променеву) і нормальну складові. Перша складова зумовлює поздовжній, а друга – поперечний ефект Доплера.

Експериментальне підтвердження поздовжнього ефекту Доплера було вперше здійснено в астрономії при порівнюванні частот водневих ліній у спектрі зірок Веги і Сіріуса з відповідними лініями водню в спектрі газорозрядних трубок. Зміщення ліній дало змогу визначити променеву швидкість цих зірок відносно Землі. Тепер такі вимірювання доведено до великої точності (до 1 км/с), і вони є майже єдиним методом вимірювання променевих швидкостей космічних тіл.

Поздовжній ефект Доплера зумовлює також розщеплення на два компоненти спектральних ліній, що випромінюються подвійними зірками (система з двох тіл, що здійснюють обертання навколо спільного центра мас).

Тепловий рух молекул газу, що світиться, зумовлює доплерівське розширення спектральних ліній, за яким можна вимірювати темпера-



## 74. Оптичні явища, зумовлені розсіюванням світла в атмосфері (денне світло, райдуга, гало, вінця)

Внаслідок розсіювання світла атмосфера світиться в усіх напрямках, створюючи *денне світло*, яке освітлює земну поверхню і всі предмети. Оскільки інтенсивність розсіяного світла чистою атмосферою обернено пропорційна четвертому степеню довжини світлових хвиль, то небо має голубий колір. За наявності в атмосфері завислих водних краплин та пилу розсіювання світла відбувається рівномірніше в усіх частинах спектра і колір неба стає менш голубим, тобто білястим. Розсіювання світла атмосферою є причиною плавного переходу від дня до ночі і навпаки. При опусканні Сонця за горизонт атмосфера освітлюється все менше і настає момент, коли вона зовсім не освітлюється. Проміжок часу між цим моментом і заходом Сонця являє собою присмерки.

До оптичних явищ, зумовлених розсіюванням світла в атмосфері, належить *райдуга*. Це кольорова смуга у вигляді дуги, що спостерігається на фоні дощових хмар або дощу, коли дощова хмара знаходиться попереду спостерігача, а Сонце – позаду. Центр дуги райдуги знаходиться на продовженні прямої, що проходить через око спостерігача і Сонце. Кут між цією прямою і напрямом від спостерігача до дуги райдуги має значення  $41\text{--}42^\circ$  (приклад 7.1). Різнокольорова дуга знаходиться від спостерігача на відстані 1–2 км, її можна також спостерігати на відстані 2–3 м на фоні водяних краплин фонтанів. Часто виникає побічна райдуга, концентрична до першої, із оберненим розміщенням кольорів. Її ку-



товий радіус має значення близько  $52^\circ$ . Вигляд дуги, яскравість кольорів та ширина смуг залежать від розмірів краплин води та їхньої кількості: більші краплини створюють вужчу райдугу з різко виділеними кольорами.

Виникнення райдуги Р. Декарт у 1637 р. пояснював заломленням і відбиванням світла в дощових краплинах. Утворення кольорів та їх послідовність пояснено після встановлення складної природи білого світла та його дисперсії в середовищах. Іноді одночасно спостерігається три, чотири і навіть п'ять райдуг. Вони можуть виникати не тільки від прямих сонячних променів, але й внаслідок дії відбитих. Райдугу можна спостерігати також і вночі після дощу, коли із-за хмар виходить Місяць. У цьому випадку вона буде білою, оскільки нічним зором кольори не розрізняються.

Нерідко спостерігають оптичне явище, яке називається *гало*. Ця назва об'єднує групу складних оптичних явищ в атмосфері, зумовлених заломленням і відбиванням світла в кристалах льоду пір'ястих хмар. Кристали, з яких складаються хмари, являють собою тонкі шестикутні пластинки-сніжинки або правильні шестигранні призми. Іноді пластинки та призми з'єднуються, тоді кристали мають форму парашутиків.

Оскільки кут між двома гранями шестигранної призми дорівнює  $60^\circ$ , а показник заломлення льоду для світлових хвиль, яким відповідає зелений колір,  $n = 1,31$ , то за допомогою формули (2.11) знаходимо, що кут найменшого відхилення променя дорівнює  $22^\circ$ .

Коли значна кількість кристаликів льоду у вигляді парашутиків повільно опускається, то у разі низького розміщення Сонця над горизонтом сонячні промені, заломлені гранями шестигранних призм, потра-



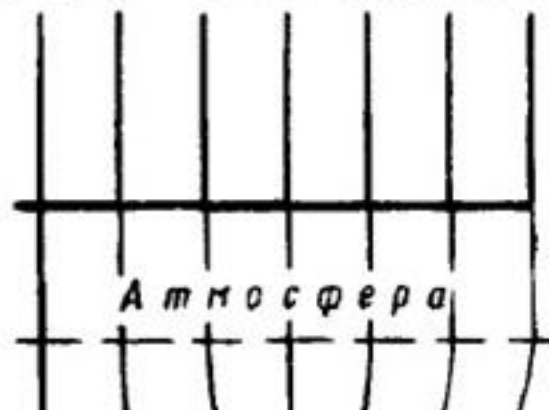
пляють в око під кутом  $22^\circ$  до напрямку на Сонце і створюють вертикальні стовпи з обох боків від Сонця. Ці стовпи в перетині з кругом  $3^\circ$  з обох боків Сонця утворюють два несправжніх Сонця.

Іноді тихим морозним ранком можна спостерігати над яскравим Сонцем, що піднімається над горизонтом, льодяні голки, що поблискують в його промінні, а зверху і знизу від Сонця – світні стовпи. Ці стовпи самі по собі кольору не мають, але коли Сонце стає жовтим, оранжевим або червоним, вони набирають того самого відтінку.

Навколо Сонця або Місяця можна спостерігати одне або кілька райдужних кілець, які називаються *вінцями*. Центр вінців збігається з центром світила, навколо якого вони виникають. Утворення вінців зумовлене дифракцією світла на водяних краплинах прозорих хмар, які знаходяться між світилом і спостерігачем. Не слід змішувати вінці з гало. Кутівий діаметр вінців значно менший від діаметра гало і становить  $1\text{--}6^\circ$ .

До оптичних явищ належить також мерехтіння зірок. Воно зумовлене випадковими змінами густини середовища, що приводить до зміни його показника заломлення.

Від зірки до Землі поширюється плоска світлова хвиля (промені паралельні). Внаслідок випадкових змін густини атмосфери Землі відбуваються відповідні зміни її показника заломлення. Це приводить до зміни форми фронту хвилі (рис. 7.6). Оскільки промені нормальні до фронту, то в місцях виступів вони розходяться й яскравість цих ділянок зменшується, а в місцях впадин промені сходяться і яскравість відпо-



відно збільшується. Оскільки зміни показника заломлення в атмосфері мають випадковий характер, то спостерігається мерехтіння зірок. Це явище характерне тільки для зірок, оскільки їх можна побачити у вигляді світних точок під кутом не більшим  $0,05''$ . Планети не ме-

рехтять, так як видно їх під кутом десятків кутових секунд. Тому світло від ділянок хвильового фронту, яким відповідає менша інтенсивність світла, буде перекриватись світловим потоком від ділянок хвильового фронту, яким відповідає більша інтенсивність світла.

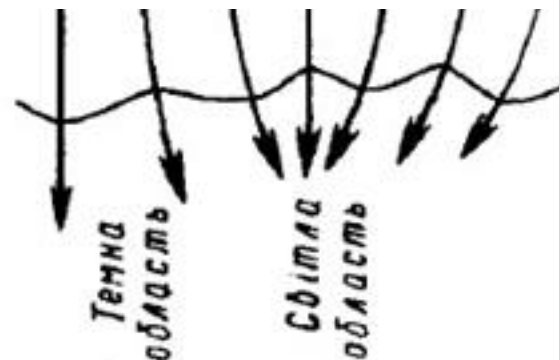


Рис. 7.6

**75. Якими методами можна виміряти коливні частоти молекул? (Блок-схема установки).**

//не придумывал велосипед— спонерил схемы реальных приборов с интернета

// нужные частоты лежат в инфракрасном диапазоне(не знаю как оценить)

Википедия: Колебательные спектры могут быть получены либо в результате непосредственного поглощения веществом инфракрасного излучения, либо при поглощении видимого и ультрафиолетового излучения, когда часть поглощённой энергии расходуется на возбуждение молекул, а большая часть реэмиттируется веществом. Соответственно колебательная спектроскопия подразделяется на инфракрасную спектроскопию и спектроскопию комбинационного рассеяния (рамановскую).

1)

Инфракрасная спектроскопия

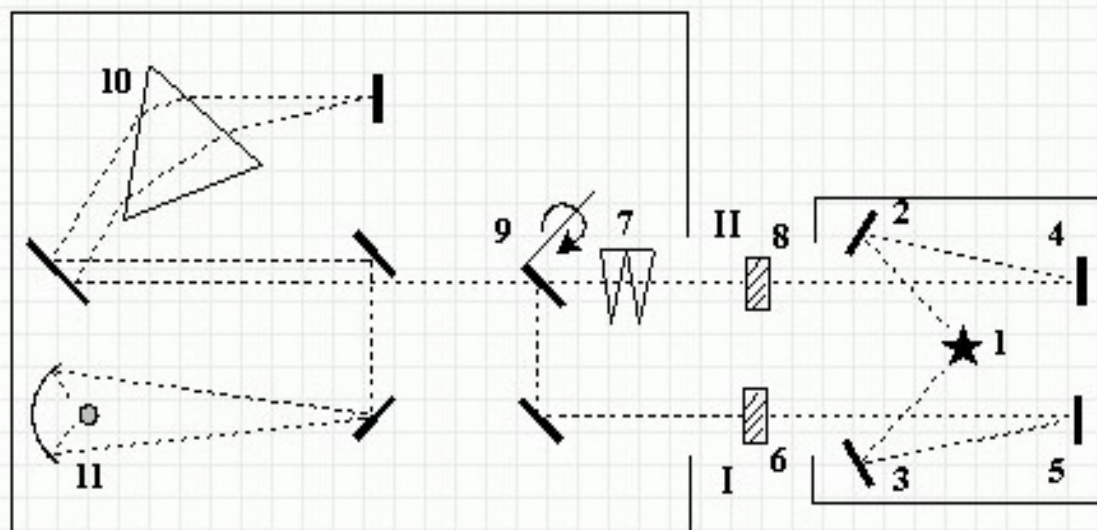
### 3.2. Принцип действия прибора ИКС-14А

Работа прибора по двух лучевой схеме основана на нулевом методе. Радиация от источника



излучения 1 направляется с помощью зеркал 2 - 5 по двум каналам: в одном канале (I) помещается исследуемый образец (6), в другом (II) - фотометрический клин (7) и образец сравнения (8).

С помощью прерывателя (9) пучки света из каналов I и II попеременно проходят через диспергирующую систему монохроматора, образуемую призмой 10 из солей LiF, NaCl или KBr, разлагаются в спектр и поступают на приемник радиации болометр (11).



*Рисунок 3. Оптическая схема прибора*

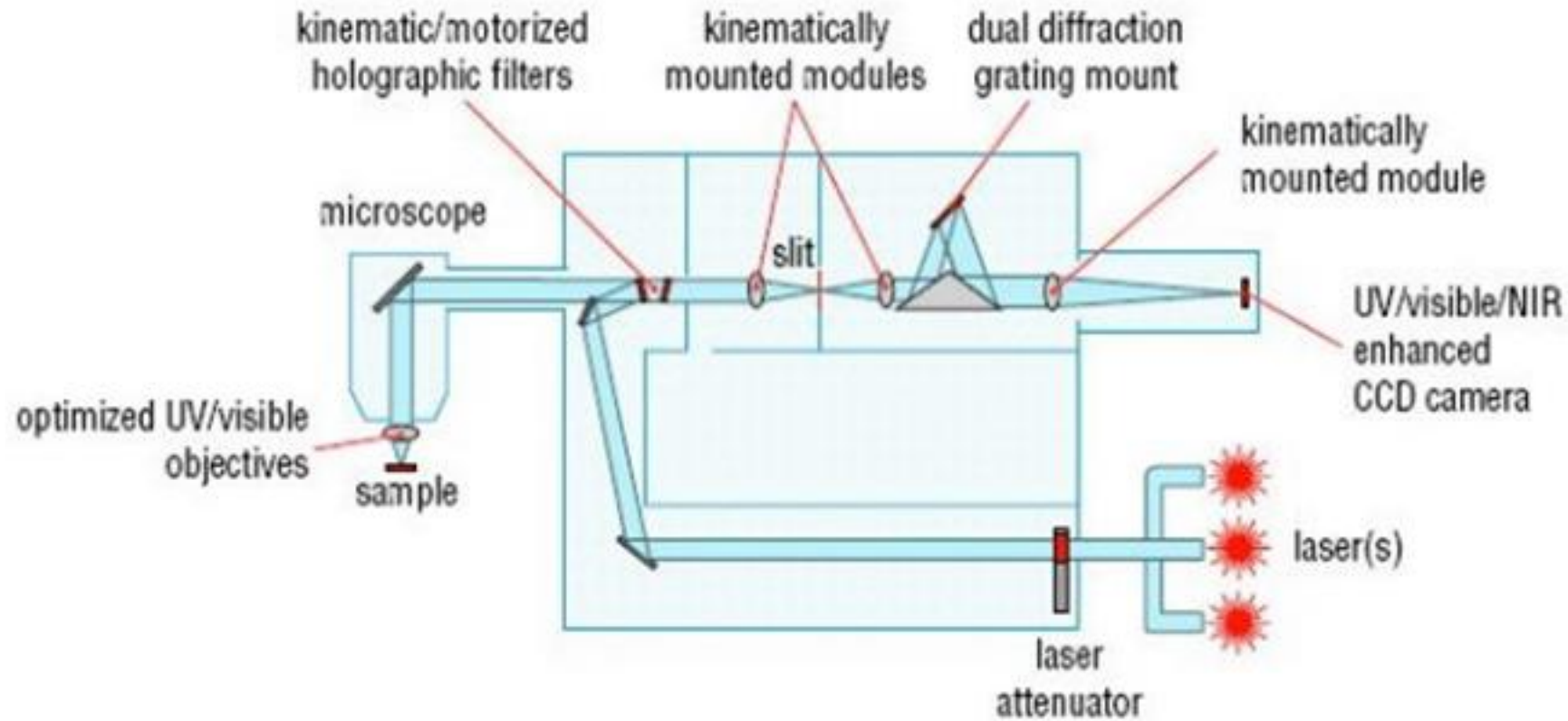
Когда интенсивность пучков в обоих каналах одинакова, на болометр поступает постоянная тепловая радиация и сигнал на входе усилителя не возникает. При наличии поглощения, на болометр падают лучи разной интенсивности и на нем возникает переменный сигнал. Этот сигнал после усиления смещает фотометрический клин, сводя до нуля разность поглощения образца и фотометрического клина. Фотометрический клин механически связан с пером, перо регистрирует величину поглощения.

//Про болометр связанный с прерывателем, который связан с пером лучше не писать(просто написать про сравнение двух интенсивностей)



## Спектроскопия комбинационного рассеяния

Суть: определенная разница между частотой падающей волны и комбинационной равна определенной частоте колебательного спектра. Падающую задаем мы (лазер), комбинационную меряем.

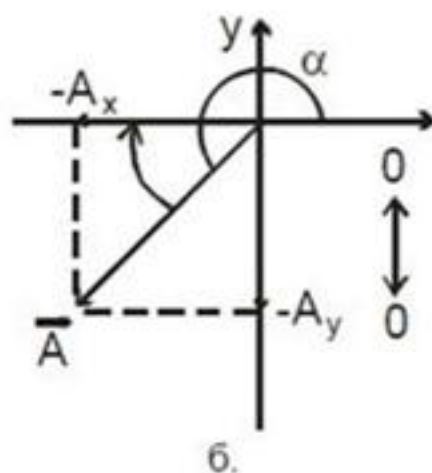
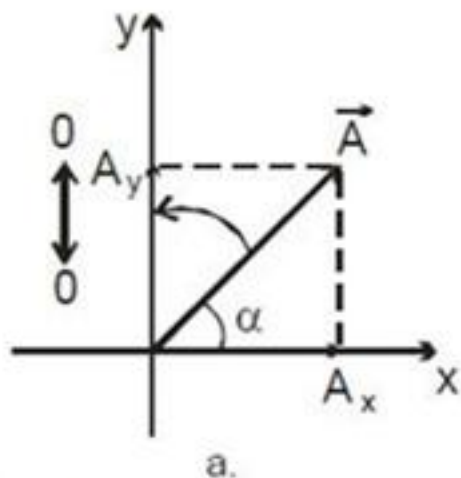


//Рисовать без микроскопа, просто с поворотной призмой, диф решетку можно заменить другим спектральным прибором

**76. Якими методами можна одержати циркулярно поляризоване світло? Як змінити напрям циркулярної поляризації? (Схеми).**

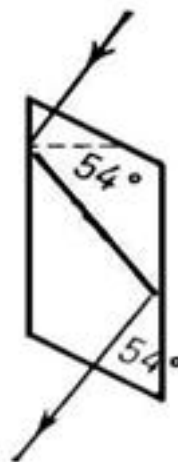
1 метод. **Платівка  $\lambda/4$** . Розглянемо приклад кварцової платівки, кварц – додатній кристал  $n_e > n_o$ , а фазова швидкість звичайного променя більша ніж незвичайного. Якщо в падаючій на платівку лінійно поляризованій

хвилі орієнтувати вектор  $E$  під кутом  $45^\circ$  до осі  $X$ , як показано на рисунку нижче, а оптичну вісь  $OO$  платівки направити вздовж осі  $Y$ , то на виході отримаємо світло, циркулярно поляризоване по лівому колу. Це так, через те, що звичайна хвиля (орієнтована по осі  $X$ ) випередить незвичайну (з напрямком коливань по осі  $Y$ ) на  $\pi/2$ , тому напрямок руху вектора  $E$  буде від осі  $X$  до осі  $Y$  (рис а).



Коли вектор  $E$  падаючої хвилі утворює кут  $\alpha = 135^\circ$  з віссю  $X$ , напрямок циркуляції буде протилежним (світло буде поляризоване по правому колу) (рис б). Для платівки, виготовленої з від'ємного кристала, аналогічні міркування призведуть до протилежного результату.

**2 метод Ромб Френеля.** Вирізається із оптичного скла. При близькому до нормального падіння променя світла, лінійно поляризованого під кутом  $45^\circ$  до площини падіння, лінійні складові променя, поляризовані паралельно і перпендикулярно цій площині, при кожному з двох повних внутрішніх відбивань набувають різницю



фаз в  $1/8$  періоду хвилі світла. Сумарна різниця фаз в  $1/4$  періоду ( $90^\circ$ ) дає промінь, поляризований по колу (циркулярно).

Для зміни напрямку циркулярної поляризації необхідно поставити  **$\lambda/2$**  платівку.

## межі двох діелектриків? (Блок-схеми установок).

Відношення відбитої енергії до енергії падаючої називається *коефіцієнтом відбиття*.

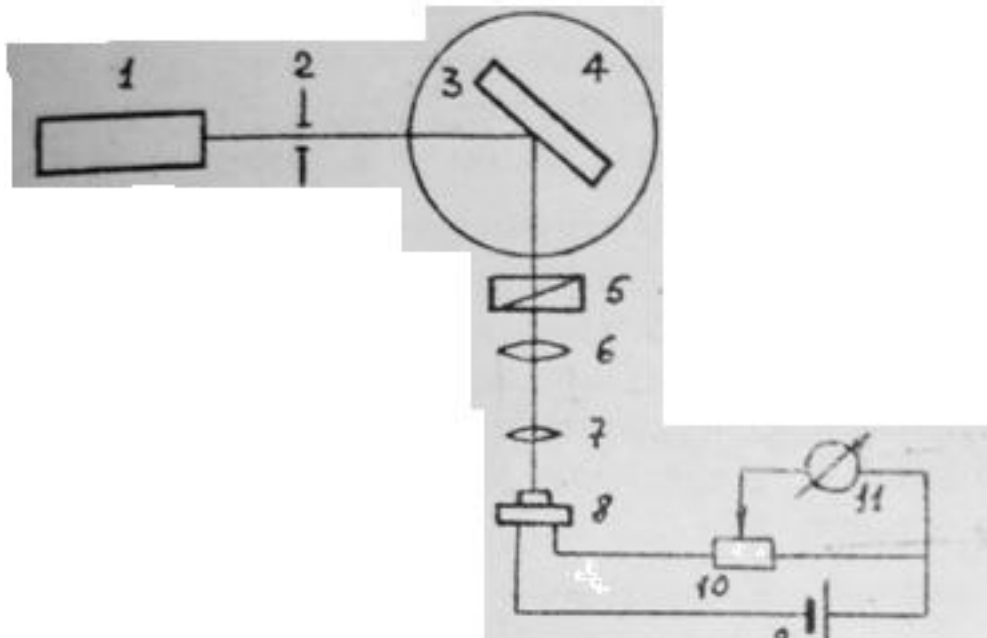
$\rho_{\perp} = \left( \frac{\cos \varphi - n \cos \psi}{\cos \varphi + n \cos \psi} \right)^2$ ,  $\rho_{\parallel} = \left( \frac{n \cos \varphi - \cos \psi}{n \cos \varphi + \cos \psi} \right)^2$  коефіцієнти відбиття для відповідних складових падаючої хвилі. Коефіцієнт відбиття при нормальному паданні  $R$  називається відбиваючою здатністю:

$$R = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2$$

Відношення енергії, що пройшла до енергії падаючої називається *коефіцієнтом пропускання*. Коефіцієнт пропускання можна також визначити як відношення нормальних компонент усередненого за часом вектора Пойнтінга хвилі, що пройшла і падаючої.

$b_{\perp} = \frac{n \cos \psi}{\cos \varphi} \left( \frac{2 \cos \varphi}{\cos \varphi + n \cos \psi} \right)^2$ ,  $b_{\parallel} = \frac{n \cos \psi}{\cos \varphi} \left( \frac{2 \cos \varphi}{n \cos \varphi + \cos \psi} \right)^2$  коефіцієнти пропускання відповідних складових падаючої хвилі.  $\rho_{\perp} + b_{\perp} = \rho_{\parallel} + b_{\parallel} = 1$ .

Схема.



Джерелом світла служить гелій-неоновий лазер 1, який дає, як відомо, лінійно поляризоване світло. Повертаючи лазер в обоймі, можна змінювати орієнтацію площини поляризації світла відносно скляної пластинки 3, яка встановлюється на столику гоніометра 4. Відбите від пластинки світло попадає в зорову трубу 6,7 і спостерігається оком, або реєструється фотодіодом 8. Електрична схема, крім фотодіода, має джерело струму 9, потенціометр 10 та реєструючий прилад 11. Столик гоніометра та зорова труба можуть повертатися на будь-який кут, який вимірюється з великою точністю. Для зменшення інтенсивності відбитого лазерного променя служить поляроїд 5, поворотом якого можна встановити



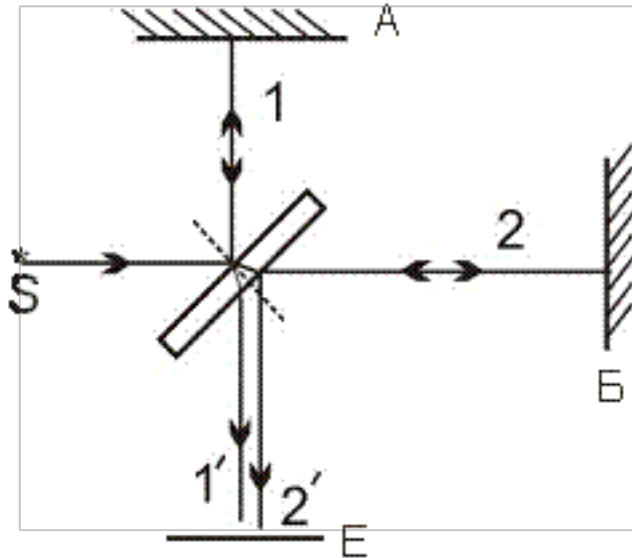
необхідну інтенсивність світла. Для зменшення ширини лазерного променя служить щілина змінної ширини 2. Гоніометр повинен бути ретельно встановлений як оптичний вимірювач кутів. Для цього зорову трубу слід встановити на нескінченність, а її вісь – перпендикулярно до осі обертання столика гоніометра.

Аналізуючи дані фотоприймача (потік відбитого світла ,попередньо вимірявши падаючий потік ) можна знайти коефіцієнт відбиття, а з нього коефіцієнт пропускання.

## 78. Якими методами можна виміряти параметри просторової та часової когерентності світла? (Блок-схеми установок).

Величину радіуса когерентності монохроматичного світла, яке випромінює протяжне джерело, можна виміряти, користуючись схемою досліду Юнга. Максимальна відстань між щілинами  $d_{\max}$ , при якій, використовуючи протяжне джерело світла, ще можна спостерігати інтерференційну картину, буде пов'язане з радіусом когерентності  $r_k$  співвідношення  $d_{\max} = 2r_k$ .

Величину довжини когерентності квазімонохроматичного світла, яке випромінює точкове джерело, можна виміряти, користуючись інтерферометром Майкельсона



В інтерферометрі Майкельсона спочатку виставляють оптичні довжини

плечей 1 та 2 однаковими:  $\ell_1 = \ell_2$ . При цьому видність інтерферометричної картини максимальна:  $V = 1$ . Потім починають рухати одним із дзеркал (наприклад, дзеркалом  $B$ ) незалежно в який бік. При русі дзеркала  $B$  видність інтерферометричної картини погіршується і при деякому значенні довжини плеча  $\ell_2$

інтерферометрична картина зникає. Це відбувається, коли  $\Delta = 2[\ell_1 - \ell_2]n = L_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ . Час когерентності пов'язаний з довжиною через швидкість світла.

## 79. Якими методами можна виміряти довжину хвилі світла? (Схеми).

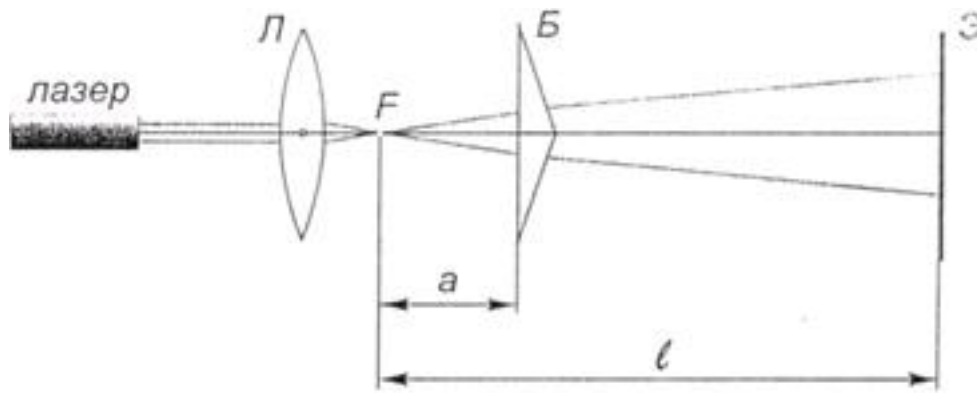
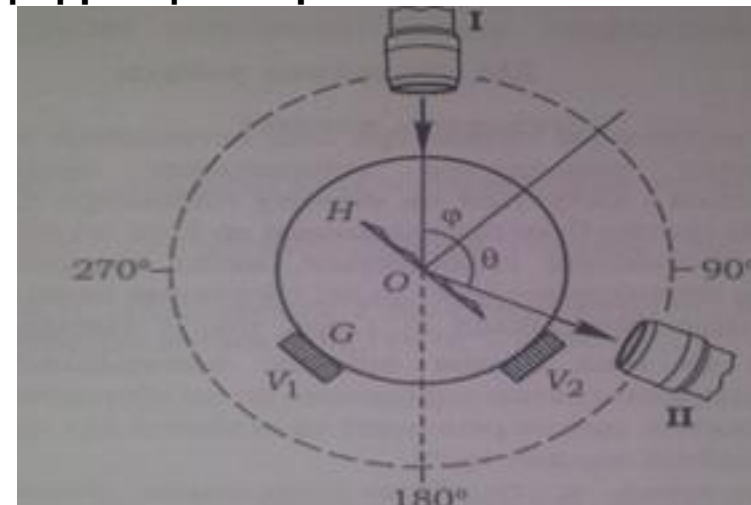


рис.3

Для визначення довжини хвилі  $\lambda$  лазерного випромінення нам необхідно виміряти відстані  $a$  і  $l$  і ширину інтерференційної смуги  $\Delta x$ . Тоді довжина хвилі

$\lambda$  розраховується по формулі  $\lambda = \frac{2a(n-1)\alpha}{l} \cdot \Delta x$ , (де величини  $\alpha$  і  $n$  вважаються відомими).

### Дифракційна ґратка

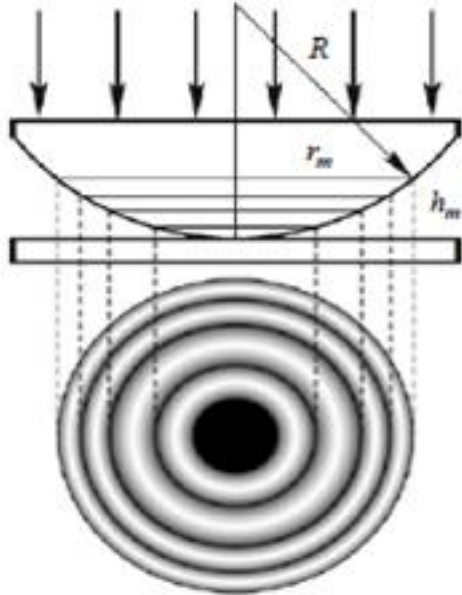


Визначають кутове положення нульового

дифракційного максимуму, заміряють кути дифракції для різних порядків дифракції. Далі будують графік залежності  $k \cdot \lambda = d(\sin \theta - \sin \beta)$  і за відомим значенням періоду дифракційної ґратки можна визначити довжину хвилі світла.

I – випромінювач, П – приймач, Н – ґратка, Г – гоніометричний столик.

### Кільця Ньютона



$$r_m = \sqrt{mR\lambda/n} - \text{темні кільця}, r_m = \sqrt{(2m+1)R\lambda/2n} - \text{світлі кільця}$$

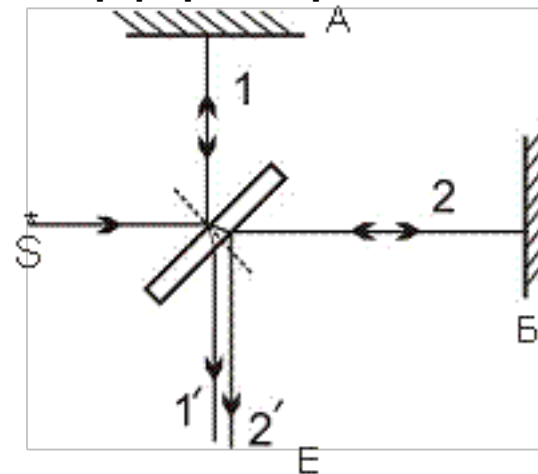
За допомогою вимірювального мікроскопа визначають радіуси світлих і темних

кільць. Будують графіки залежностей для світлих і темних кільць  $r_m^2 = f(m)$

Де

З відповідних графіків за відомим значенням кривини лінзи R визначають довжину хвилі світла.

### Інтерферометр Майкельсона



В інтерферометрі Майкельсона спочатку виставляють оптичні довжини плечей 1 та 2 однаковими:  $l_1 = l_2$ .

При цьому видність інтерференційної картини максимальна:  $V = 1$

Рухаючи дзеркало 1 в будь-яку сторону на відстань, що відповідає проходженню через поле зору N

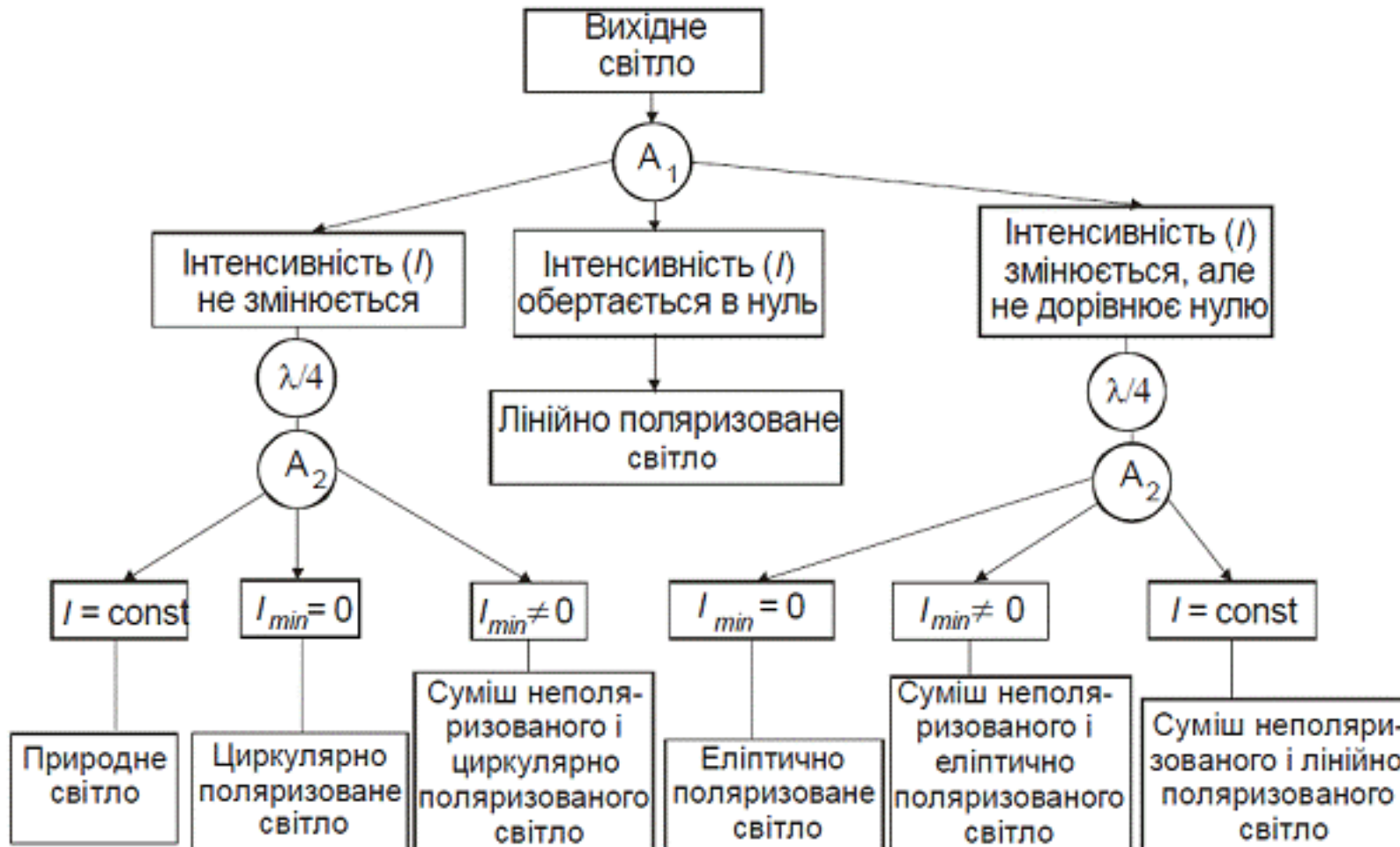
інтерференційних смуг знаходимо  $\Delta x$  (відстань на яку здвинули дзеркало), тоді довжина хвилі визначається



наступним чином:  $\lambda = \frac{2\pi x}{N}$

80. Якими методами можна визначити тип поляризації світла та виміряти її параметри?

Схема аналізу стану поляризації світлового променя



Аналіз типу поляризації світла виконується за схемою, яка наведена на рис.

При користуванні наведеною схемою треба виходити з того, що світло, поляризація якого аналізується, квазімонохроматичне. Якщо світло – біле, треба виділити його окремі монохроматичні компоненти і

працювати з ними.

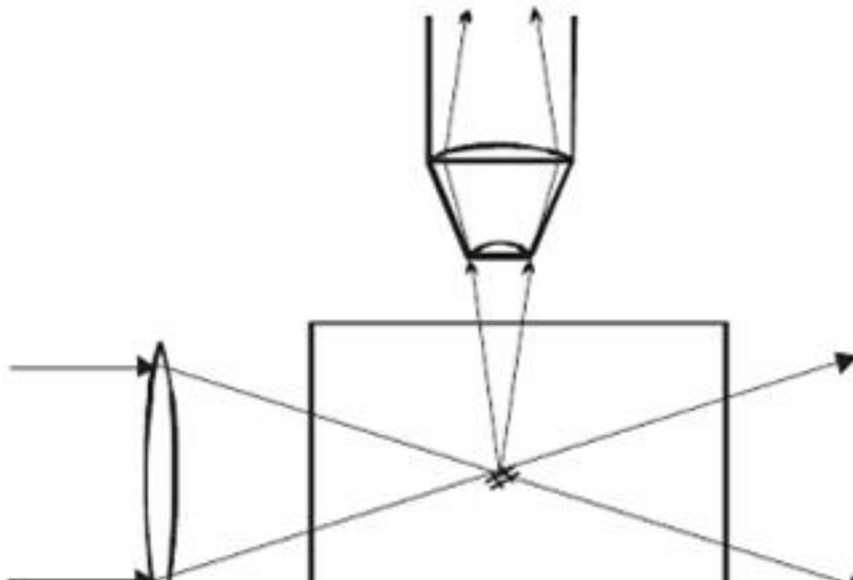
У разі, коли встановлено, що світло має еліптичну поляризацію, вимірюють її параметри: нахил великої осі еліпса та відношення його півосей, для цього використовують аналізатор,  $\lambda/4$ ФП або компенсатор.

У лінійно поляризованого світла вимірюють кут нахилу площини поляризації.

У світла, яке має змішану поляризацію, вимірюють співвідношення тих компонентів, з яких складається ця суміш – ступінь поляризації.

## 81. Якими методами можна одержати зображення об'єкта на темному фоні?

*Метод темного поля заснований одночасно на використанні двох оптичних ефектів: розсіюванні світла і дифракції світла. Пучок світла концентрується за допомогою лінзи на кюветі, в якій в газі або рідині знаходяться в завислому стані (ультра)мікроскопічні частинки, які необхідно дослідити (рис.7.28). Світло, розсіяне такими частинками, попадає в об'єктив мікроскопа і утворює в його фокальній площині дифракційну картину. По наявності останньої можна судити про наявність частинок та їх рух.*



**Рис.7.29. До пояснення метода темного поля**

Оскільки в цьому методі із поля зору вилучаються прямі промені, а спостерігається лише дифраговані, то частинки видні на темному фоні як світлі точки і плями. Інформація про її форму чи справжні розміри при цьому, як правило, втрачаються.

Метод темного поля пов'язаний з методом похилих променів.

Застосування методу темного поля часто називають ультрамікроскопією. Ультрамікроскопія широко застосовується у практиці. Зокрема, за її допомогою з високою ефективністю вдається спостерігати броунівські частинки. Поеднання методу темного поля із застосуванням імерсійної рідини і короткохвильових джерел світла дозволяє спостерігати частинки розміром  $\sim 0,1-0,01$  мкм і навіть  $\sim 0,001$  мкм! І це при тому, що роздільні можливості звичайного "неозброєного" сучасного мікроскопа з хорошою оптикою характеризуються величиною  $d_{\min} \geq \frac{\lambda}{n \sin u}$  і не перевищують  $\sim 0,2$  мкм.

## 82. Якими методами можна покращити роздільну здатність мікроскопу? (Схеми).

Роздільна здатність мікроскопа

$$R = \frac{1}{y_{\min}} = \frac{A}{0,61\lambda_0}$$

Таким чином, роздільна здатність мікроскопа тим вища, чим більше значення  $A = n \cdot \sin U$  – числової



апертури об'єктива

Також можна прийти до висновку, що зменшення довжини хвилі  $\lambda$ , збільшення показника заломлення  $n$  середовища між об'єктивом і предметом, а також збільшення апертурного кута  $\varphi$  призводить до зменшення  $y_{min}$ , тобто покращує роздільну здатність мікроскопу. Всі три методи широко застосовуються у мікроскопії: наприклад, існують (виробляються) УФ-мікроскопи «над роздільної здатності», застосовуються імерсійні рідини, використовується метод «косих променів».

### 83. Якими методами можна покращити роздільну здатність телескопу? (Схеми).

Відомо, що мінімальна кутова відстань  $\theta_{min}$  між двома віддаленими предметами (наприклад, зірками), які можна розрізнити як окремі, визначається співвідношенням  $\theta_{min} = \frac{\lambda}{D}$ , де  $\lambda$  – робоча довжина хвилі, величину якої визначає фільтр на об'єктиві телескопа;  $D$  – діаметр об'єктива телескопа. Таким чином, роздільну здатність телескопу можна покращити використовуючи фільтр на об'єктиві телескопа, розрахований на пропускання короткохвильового (наприклад, фіолетового) світла, або/та збільшення діаметра  $D$  об'єктива телескопа.

### 84. Порівняйте параметри різних типів спектральних приладів. В яких випадках краще застосовувати кожен з них?

Відомо, що мінімальна кутова відстань  $\theta_{min}$  між двома віддаленими предметами (наприклад, зірками), які можна розрізнити як окремі, визначається співвідношенням  $\theta_{min} = \frac{\lambda}{D}$ , де  $\lambda$  – робоча довжина хвилі, величину якої визначає фільтр на об'єктиві телескопа;  $D$  – діаметр об'єктива телескопа.

Таким чином, роздільну здатність телескопу можна покращити використовуючи фільтр на об'єктиві телескопа, розрахований на пропускання короткохвильового (наприклад, фіолетового) світла, або/та збільшення діаметра  $D$  об'єктива телескопа.

84. Порівняйте параметри різних типів спектральних приладів. В яких випадках краще застосовувати кожен з них ?

Спектральними називаються оптичні прилади, в яких здійснюється розкладання електромагнітного випромінювання оптичного діапазону на монохроматичні складові. Такі прилади використовуються для якісного і кількісного дослідження спектрального складу світла, випромінюваного, що поглинається, відбиваного або розсіюється речовиною. Ці дослідження дозволяють судити про властивості речовини, його хімічний склад і характер фізичних процесів, пов'язаних з випромінюванням або взаємодією світла з речовиною. Спектральні прилади застосовуються також для отримання випромінювання заданого спектрального складу.

«Класичні» прилади можна розділити на дві групи: монохроматори і спектрографи.

### **Монохроматори**

призначені для виділення випромінювання в межах заданого спектрального інтервалу. Оптична система монохроматора включає в себе вхідну щілину, коліматорний об'єктив, дифракційну решітку, фокусуючий об'єктив і вихідну щілину, яка виділяє випромінювання, що належить вузькому інтервалу довжин хвиль. В монохроматорах завжди є можливість сканування спектра шляхом повороту дифракційної решітки вручну або за допомогою спеціального механізму.

### **Спектрографи**

призначені для одночасної реєстрації щодо широкої області спектра. На відміну від монохроматорів, в фокальній площині фокусуючого об'єктива замість вихідної щілини встановлюється багатоелементний приймач (фотодіодна лінійка, ПЗС лінійка, ПЗС матриця та ін), що дозволяє реєструвати оптичне випромінювання в межах певного поля. Спектрографи використовуються переважно в ультрафіолетовій (УФ), видимій та ближній інфрачервоній (ІЧ) областях спектра, що зумовлено наявними в даний час багатоелементними приймачами випромінювання (190 - 2600 нм).

Основними характеристиками спектральних приладів, що визначають їх властивості та можливості, є:

- робочий спектральний діапазон,
- світлосила і відносний отвір,
- дисперсія і роздільна здатність,
- рівень розсіяного світла,
- компенсація астигматизму.

Осн. параметрами класичні. С.п. явл. кутова і лінійна дисперсія (  $d\lambda/d\varphi$  і  $d\lambda/dl$  ), Роздільна здатність  $R = \lambda/\delta\lambda$ , Де  $\delta\lambda$  - Мінімальна обнаруживаемая різниця довжин хвиль (згідно з критерієм Релея, значення  $\delta\lambda$  - Дозвіл - визначається з умови, що мінімум інтенсивності спектральної лінії збігається з максимумом сусідній лінії в припущенні, що обидві лінії мають профіль, який визначається дифракцією). До важливих параметрах С.п. відносяться також макс. світлосила, або апертура, і область вільної дисперсії, усередині к-рій не відбувається накладення сусідніх порядків спектральних ліній. Останній параметр обмежує, очевидно, можливості дифракції. і інтерференції. приладів. В хавісімісті від розв'язуваної наукової задачі при конструюванні С.п. проводиться оптимізація тих чи інших його параметрів. Напр., Висока роздільна здатність (аж до  $10^6$  і більше) характерна для інтерферометра Фабрі-Перо, але у нього малі область вільної дисперсії ( $0,1-0,01 \text{ \AA}$ ) і кутова апертура ( $10^{-5} - 10^{-6} \text{ ср}$ ).



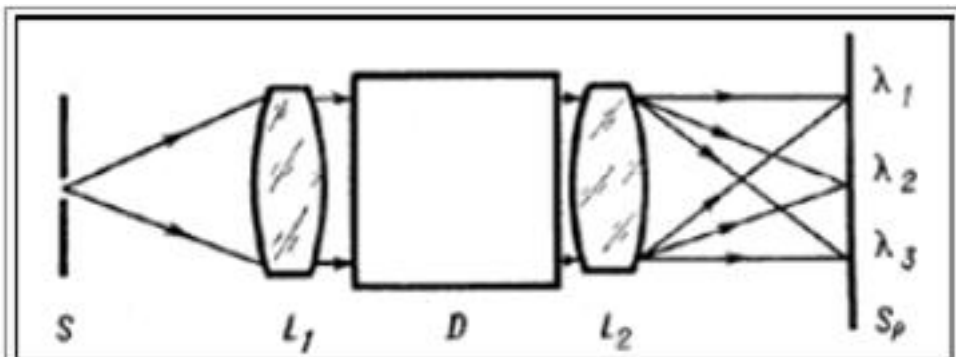


Рис. 1. Схема класичного спектрального приладу (Спектрографа або спектрометра):  $S$  - вхідна щілина приладу;  $L_1$  і  $L_2$  - об'єктиви коліматора і камери (Лінзові, дзеркальні або дзеркально-лінзові);  $D$  - диспергуючий пристрій (призма або дифракційна решітка);  $S_p$  - спектр, реєстрація к-рого може проводитися послідовно або паралельно;  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  - Положення різкого зображення вхідної щілини для певних довжин хвиль.

Використання методу селективної модуляції світла призвело до появи спектральних приладів нового типу: фур'є-спектрометра і СІСАМа (спектрометра з інтерференційної селективної амплітудної модуляцією світлового потоку). Класичні. прикладом фур'є-спектрометра явл. інтерферометр Майкельсона (рис. 2), в к-ром реєструється інтерферограма  $\Phi(\Delta/c)$ , Де  $\Delta$  - Різниця ходу між двома пучками, змінювана в межах від  $-\Delta_{max}$  до  $+\Delta_{max}$ ,  $C$  - швидкість світла. Шуканий спектру як функцію довжини хвилі або частоти світла знаходять в результаті обробки інтерферограми за допомогою ЕОМ.

Роздільна здатність (теоретична) фур'є-спектрометра рівна:  $R_{теор} = \Delta_{max}/\lambda$ ,  
А максимальна допустима апертура, при к-рой не погіршується дозвіл,  
 $\Omega = 2\pi/R_{теор}$  СР

фур'є-спектрометр такого типу оптимальний для дослідження ближньої ІЧ-області спектра. У діапазоні 3-30 мкм з таким приладом в планетних дослідженнях досягнута спектральна роздільна здатність  $\sim 10^6$ , що відповідає  $\delta\lambda=0,03 \text{ \AA}$ .

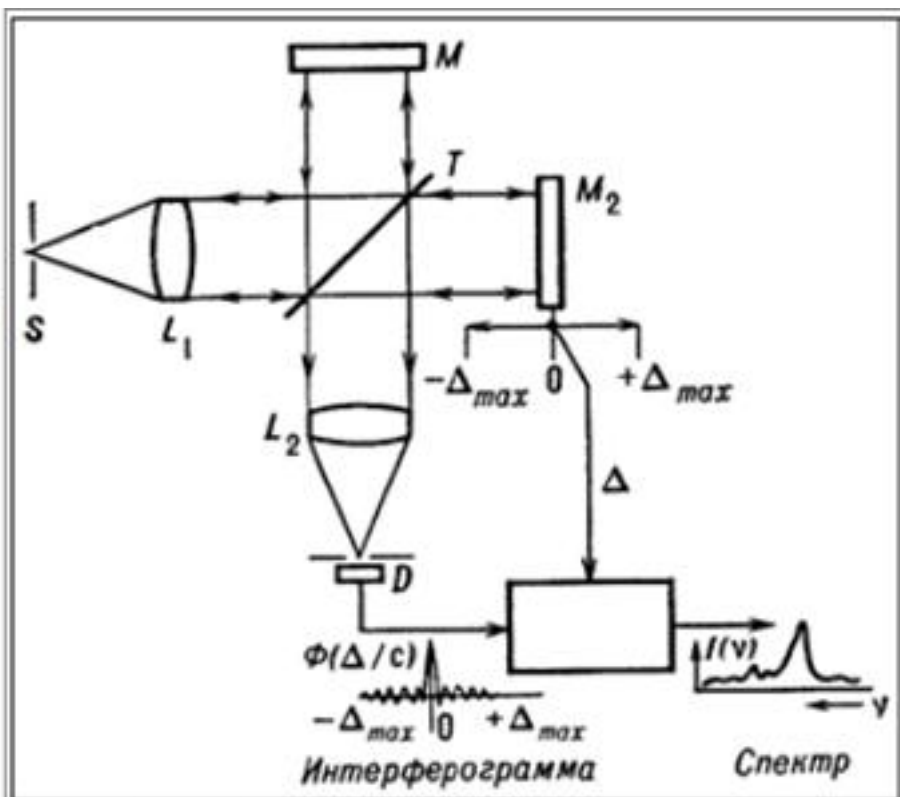
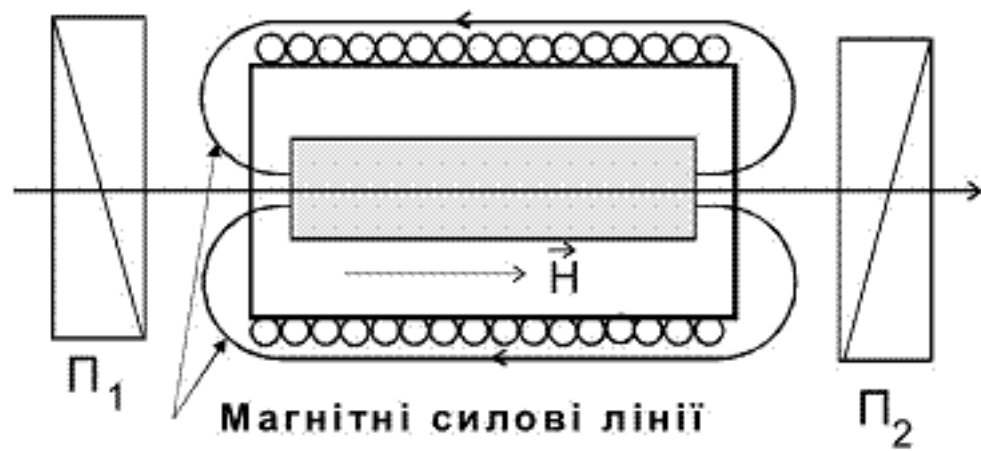


Рис. 2. Схема фур'є-спектрометра (на прикладі інтерферометрі Майкельсона):  $S$  - вхідна апертура;  $L_1$  і  $L_2$  - об'єктиви коліматора і камери;  $T$  - світodelітельное пристрій (Напівпрозоре дзеркало);  $M_1$  і  $M_2$  - відображають дзеркала, причому дзеркало  $M_2$  переміщається в межах від  $-\Delta_{max}$  до  $+\Delta_{max}$ ;  $D$  - детектор. ЕОМ виробляє обчислення спектра в функції частоти  $I_\nu$  за даними вимірювань інтерферограми  $\Phi(\Delta/c)$ .

85. Запропонуйте схему і поясніть принцип роботи оптичного вентиля.



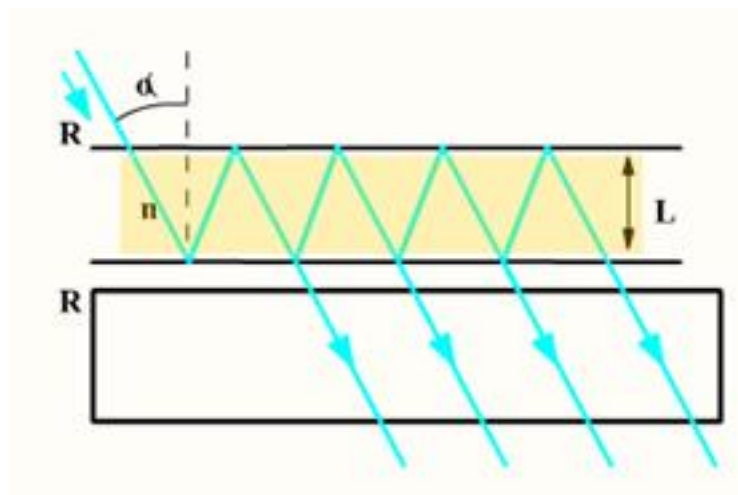
Розглянемо рис. Після поляризатора  $\Pi_1$  лінійно поляризоване світло потрапляє в комірку з речовиною (наприклад, бензолом), яка в поздовжньому магнітному полі за рахунок магнітооптичного ефекту Фарадея обертає площину поляризації світла. Величина кута обертання залежить від величини напруженості (H) або магнітної індукції (B) магнітного поля, довжини (L) комірки з робочою речовиною та властивостей самої речовини.



Величина магнітного поля в даному випадку визначається параметрами соленоїда і, у першу чергу, – величиною струму в ньому. Останній підбирається таким, що кут  $\Psi$  обертання площини поляризації світла дорівнює  $\Psi=45^\circ$ . Це означає, що лінійно поляризоване світло після проходження ним соленоїда буде збігатися за поляризацією з напрямком пропускання поляризатора  $\Pi_2$  і пройде через нього без поглинання.

Як відомо, будь-яка оптична схема, яка складається з оптичних елементів обов'язково має відбиваючі поверхні. Це призводить до того, що, окрім "прямого" променя, існує "зворотній" промінь, який потрібно знешкодити (погасити або хоча б зменшити його інтенсивність). (Його наявність може спричинити багато неприємностей, аж до зникнення генерації лазером). Відбитий промінь може бути частково поляризованим або навіть повністю неполяризованим. Але після проходження поляризатора  $\Pi_2$  "справа наліво" він виходить з  $\Pi_2$  і потрапляє в робочу речовину, яка міститься в соленоїді, поляризованим. З теорії ефекту Фарадея відомо, що напрямок обертання площини поляризації залежить від напрямку магнітного поля (а останній залежить від напрямку струму в соленоїді, який не змінився) і не залежить від напрямку поширення світла. Таким чином, площина поляризації відбитого ("зворотного") променя ще раз повернеться на кут  $\Psi=45^\circ$  і на вхід поляризатора  $\Pi_1$  він прийде з площиною поляризації, повернутою на кут  $90^\circ$ . Це співпадає з напрямком найменшого пропускання поляризатора  $\Pi_1$ , і відбите світло через нього пройти не зможе. Ось чому пристрій, пропускання світла яким в одному (прямому) напрямку – максимальне, а у зворотному – мінімальне, називається оптичним вентилям.

## 86. Запропонуйте різні принципи роботи спектральних фільтрів.



Інтерференційні спектральні фільтри є, по суті справи, інтерферометрами Фабрі-Перро (ефект 501017) із дуже малим зазором між паралельними дзеркалами.

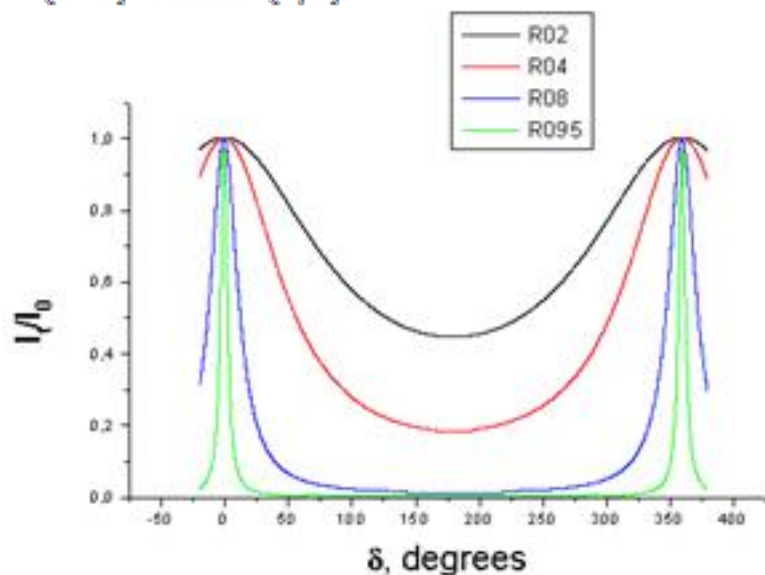
Схематичне зображення конструкції інтерференційного спектрального фільтра(зліва).

На скляну підкладку наносяться послідовно (зазвичай методом вакуумного розпилення): дзеркало R з великим коефіцієнтом відбиття; шар діелектрика з показником заломлення  $n$  малої товщини  $L$  (одне - дещо довжин хвиль випромінювання, для якого проектується даний фільтр), - і ще одне дзеркало R, аналогічне

першому. У результаті виходить Фабрі-Перо з дуже малою товщиною діелектричного зазору.

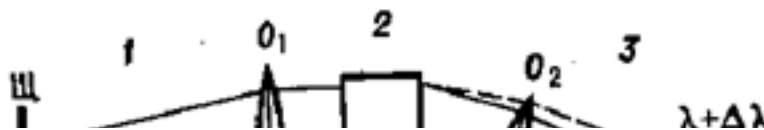
Додатковий набіг фази випромінювання при двократному перевідбитті між дзеркалами дорівнює  $\delta = 4\pi L n \cos \alpha / \lambda$ . Інтенсивність пройшовшої хвилі дорівнює:

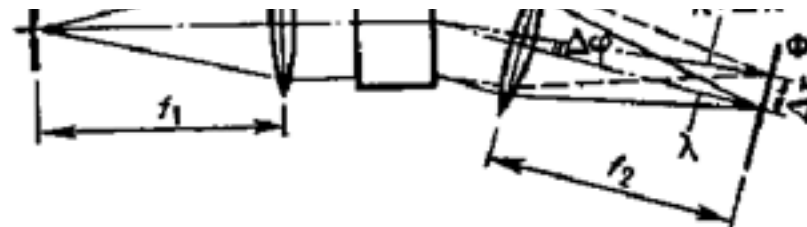
$$I = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2(\delta/2)} I_0. \quad (1)$$



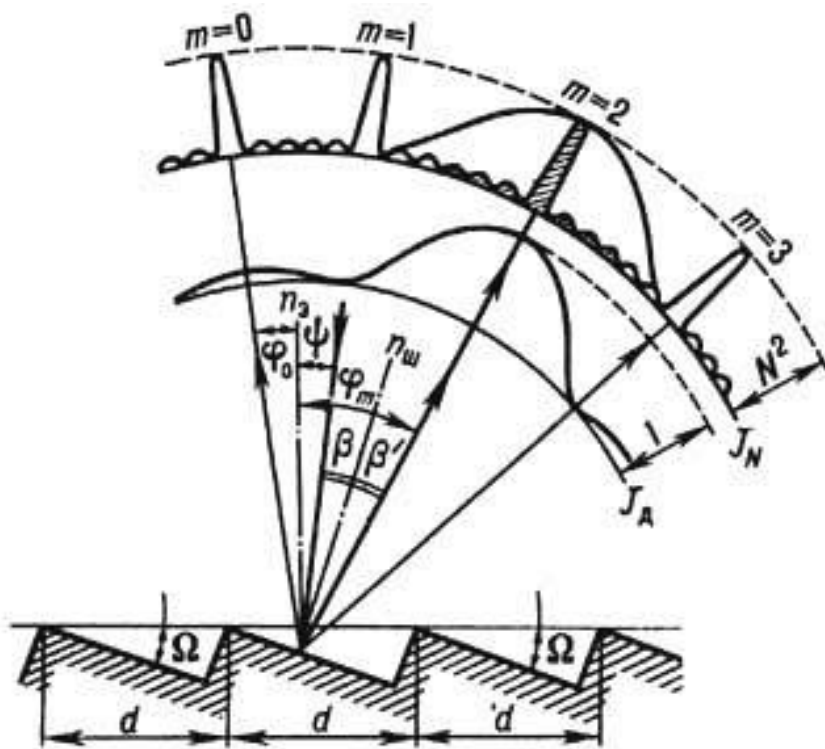
Залежність коефіцієнта пропускання від набігу фази для різних значень коефіцієнта пропускання дзеркал інтерферометра

Таким чином при великому значенні  $R$  можна з білого світла виділити кілька максимумів з малим розкидом  $\Delta\lambda$ (різкі). Потрібний максимум можна виділити з поміж інших за допомогою звичайного світлофільтра. Таким методом можна,наприклад, виділити з білого світла вузьку ділянку біля  $\lambda = 500$  нм із  $\Delta\lambda = 3$  нм.





**Рис. 3.** Схема спектрального прибора с пространственным разделением длин волн с помощью угловой дисперсии: 1 — коллиматор с входной щелью Ш и объективом  $O_1$  с фокусным расстоянием  $f_1$ ; 2 — диспергирующий элемент, обладающий угловой дисперсией  $\Delta\varphi/\Delta\lambda$ ; 3 — фокусирующая система (камера) с объективом  $O_2$ , создающим в фокальной плоскости  $\Phi$  изображения входной щели в излучении разных длин волн с линейной дисперсией  $\Delta x/\Delta\lambda$ .



изготовления дифракц. решёток не позволяют готовить Э. со строго треугольной несимметричной формой штрихов, а лишь с приближённой к ней формой и лишь для УФ-, видимой и ближней ИК-областей.

**ЭШЕЛЛЕ** (эшель) - спец. плоская отражательная дифракц. решётка с несимметричным треугольным

Основой оптичних схем спектральних фільтрів є дисперсійний елемент(рис.3). До цих приладів, окрім еталона Фабрі-Перо, можна віднести дифракційну ґратку, дисперсійні призми, єшелетт, єшелле.

**ЭШЕЛЕТТ** - оп-тич. елемент, плоская отражат. фазовая дифракционная решётка с треугольной формой штрихов. Используется как диспергирующий элемент в дифракц. спектральных приборах для разложения оптич. излучения в спектр. Э. изготавливается нарезанием на плоской металлич. поверхности (с помощью спец. делительной машины с алмазным резцом) строго параллельных штрихов, необходимая треугольная форма к-рых (рис. 1) определяется формой режущей грани резца. Э. изготавливаются также спец. методами, такими, как полимерные копии-реплики с нарезных Э., покрытые тонким слоем металла. Голографич. методы



профілем штриха, аналогічна ешелетту,но використовувана при великих кутах дифракції і високих порядках спектра.

Принцип роботи спектральних призм див.в шпорах по теорії.

## 87. Запропонуйте спосіб вимірювання температури вище 1000 К.

Для вимірювання температури більше 1000 К можна скористатися законами теплового випромінювання. Теплове випромінювання знаходиться у рівновазі з випромінюючим тілом: у цьому випадку тепловому випромінюванню приписують ту ж саму температуру, що і нагрітому тілу. Проте переважна більшість тіл має здатність до поглинання  $\alpha_\nu$ , меншу за 1. Унаслідок цього виміряна температура не буде істинною і називається псевдотемпературою. Тому вимірюють яскравісну температуру за допомогою пірометра зі згасаючою ниткою. Порівнюючи яскравість невідомого тіла з цією згасаючою ниткою, ми знаходимо яскравісну температуру  $T_x$  (вимірюючи струм в колі «згасаючої нитки», з таблиць знаходимо цю температуру), далі за формулою  $T = \left( \frac{1}{T_x} + \frac{k \ln \alpha_\nu}{h\nu} \right)^{-1}$  знаходимо реальну температуру тіла.

## 88. Як виміряти радіус когерентності? Як виміряти довжину когерентності? Як виміряти час когерентності?

Величину радіуса когерентності монохроматичного світла, яке випромінює протяжне джерело, можна виміряти, користуючись схемою досліду Юнга. Максимальна відстань між щілинами  $2\ell_{\max}$ , за якої, використовуючи протяжне джерело світла, ще можна спостерігати інтерференційну картину, буде пов'язана з радіусом когерентності  $r_k$  співвідношенням  $2\ell_{\max} = 2r_k \Rightarrow r_k = 2\ell_{\max} / 2$ .

Величину довжини когерентності квазімонохроматичного світла, яке випромінює точкове джерело, можна виміряти, користуючись інтерферометром Майкель-

сола (рис. 6.17).

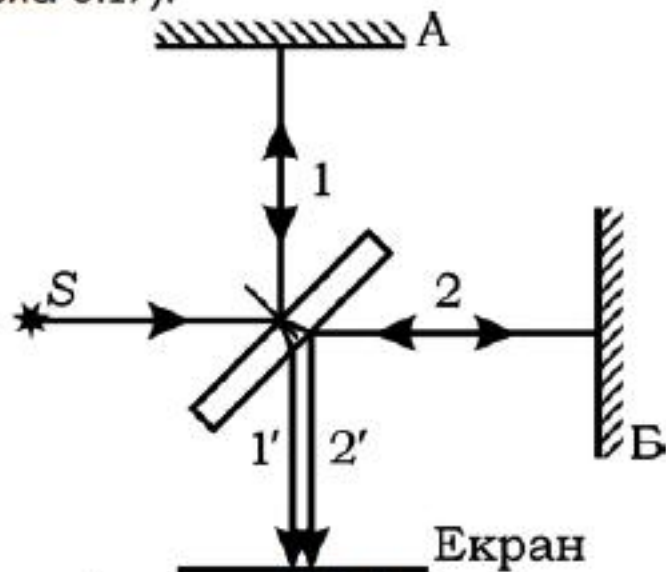


Рис. 6.17. Інтерферометр Майкельсона

В інтерферометрі Майкельсона спочатку виставляють оптичні довжини плечей 1 та 2 однаковими  $\ell_1 = \ell_2$ . При цьому видність інтерференційної картини максимальна і становить  $V = 1$ . Потім починають рухати одним із дзеркал (напр., дзеркалом Б) незалежно в який бік. При русі дзеркала Б видність інтерференційної картини погіршується і за деякого значення довжини плеча  $\ell_2$  інтерференційна картина зникає. Це відбувається, коли  $\Delta = 2(\ell_1 - \ell_2)n = L_k$ . Так вимірюють величину  $L_k$ .

Можна піти далі і за формулою  $L_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ , знаючи робочу довжину світла  $\lambda$ , знайти ширину лінії випромінювання  $\Delta\lambda$ .

Знаючи довжину когерентності, можна визначити час когерентності:  $\tau_k = \frac{L_k}{c}$ , де  $c$  – швидкість світла.

**89. Як виміряти комплексний показник заломлення металу або напівпровідника? (Схеми).**

Якщо падаюче на межу розподілу світло поляризоване лінійно під кутом до площини падіння, то відбите світло матиме еліптичну поляризацію. Досліджуючи її можна визначити оптичні константи металу. На цьому заснований метод Друде (далі з Сивухіна)

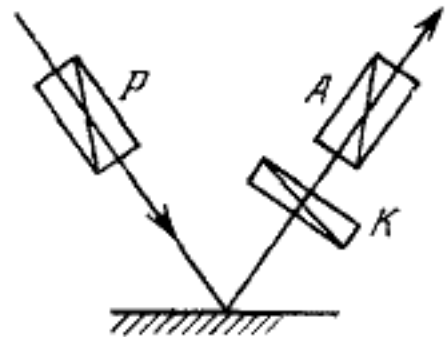


Рис. 256.

Световой луч, пройдя через поляризатор  $P$  (рис. 256), поляризуется линейно. Для простоты расчета предположим, что азимут поляризации равен  $45^\circ$  ( $\mathcal{E}_\perp = \mathcal{E}_\parallel$ ). Обобщение на случай произвольного азимута не встречает затруднений. Отраженный луч сначала проходит через компенсатор  $K$ , а затем через анализатор  $A$ . Изменяя установку компенсатора и вращая анализатор вокруг направления отраженного луча, можно погасить отраженный луч. В этом случае после прохождения через компенсатор свет становится поляризованным линейно. Азимут его поляризации называется *азимутом восстановленной линейной поляризации* отраженного света. Компенсатором  $K$  можно измерить разность фаз  $\Delta$  между  $E_\parallel$  и  $E_\perp$  отраженной волны, а анализатором  $A$  — азимут  $\beta$  ее восстановленной линейной поляризации. По этим данным можно вычислить оптические константы металла  $n$  и  $k$ .

Далі йдуть розрахунки, доволі громіздкі, виведення з формул Френеля і т.п., але задача якісна, по ідеї вони не потрібні J

В кінці кінців:



$$n_{\varphi} \cos \chi = \operatorname{tg} \varphi \sin \varphi \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \beta}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta + 2 \operatorname{tg} \beta \cos \Delta},$$

$$\kappa_{\varphi} = 2 \operatorname{tg} \varphi \sin \varphi \frac{\operatorname{tg} \beta \sin \Delta}{1 + \operatorname{tg}^2 \beta + 2 \operatorname{tg} \beta \cos \Delta},$$

или

$$n_{\varphi} \cos \chi = \operatorname{tg} \varphi \sin \varphi \frac{\cos 2\beta}{1 + \sin 2\beta \cos \Delta}, \quad (73.5)$$

$$\kappa_{\varphi} = \operatorname{tg} \varphi \sin \varphi \frac{\sin 2\beta \sin \Delta}{1 + \sin 2\beta \cos \Delta}.$$

Из этих формул можно определить  $n_{\varphi} \cos \chi$  и  $\kappa_{\varphi}$ . После этого легко вычислить инварианты Кеттелера по формулам

$$a = n_{\varphi}^2 - \kappa_{\varphi}^2 = n_{\varphi}^2 \cos^2 \chi + \sin^2 \varphi - \kappa_{\varphi}^2, \quad (73.6)$$

$$b = n_{\varphi} \kappa_{\varphi} \cos \chi.$$

Наконец, с помощью формул (72.11) по инвариантам Кеттелера можно вычислить главные показатели преломления и затухания  $n$  и  $\kappa$ .

Для упрощения расчетов измерения можно производить при таком угле падения  $\bar{\varphi}$ , когда  $\Delta = \pi/2$ . Такой угол называется *главным углом падения*, а соответствующий ему азимут  $\bar{\beta}$  — *главным азимутом*. При  $\varphi = \bar{\varphi}$  формулы (73.5) принимают вид

$$n_{\bar{\varphi}} \cos \bar{\chi} = \operatorname{tg} \bar{\varphi} \sin \bar{\varphi} \cos 2\bar{\beta}, \quad \kappa_{\bar{\varphi}} = \operatorname{tg} \bar{\varphi} \sin \bar{\varphi} \sin 2\bar{\beta}. \quad (73.7)$$

90. Якими методами можна виміряти значення кута Брюстера на границі двох діелектриків? (Схеми).

Можна запропонувати такі способи визначення кута Брюстера:

1) досліджуючи залежність коефіцієнта відбиття  $R_p$  для лінійно поляризованого світла, яке містить лише  $p$ -компонент, від кута падіння, фіксуємо кут, за якого величина  $R$  має мінімальне значення. Це і буде кут Брюстера;

2) знаючи відносний показник заломлення  $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$ , можна розрахувати кут

Брюстера  $\varphi_B = \arctg \frac{n_2}{n_1}$ ;

3) розробивши методику вимірювання кута  $(\varphi + \theta)$  між відбитим і заломленим променями, наприклад, за допомогою гоніометра, добираємо такий кут падіння  $(i)$ , за якого  $\varphi + \theta = \pi / 2$  (відбитий і заломлений промені стають ортогональними). Такий кут буде відповідати куту Брюстера  $\varphi_B$ ;

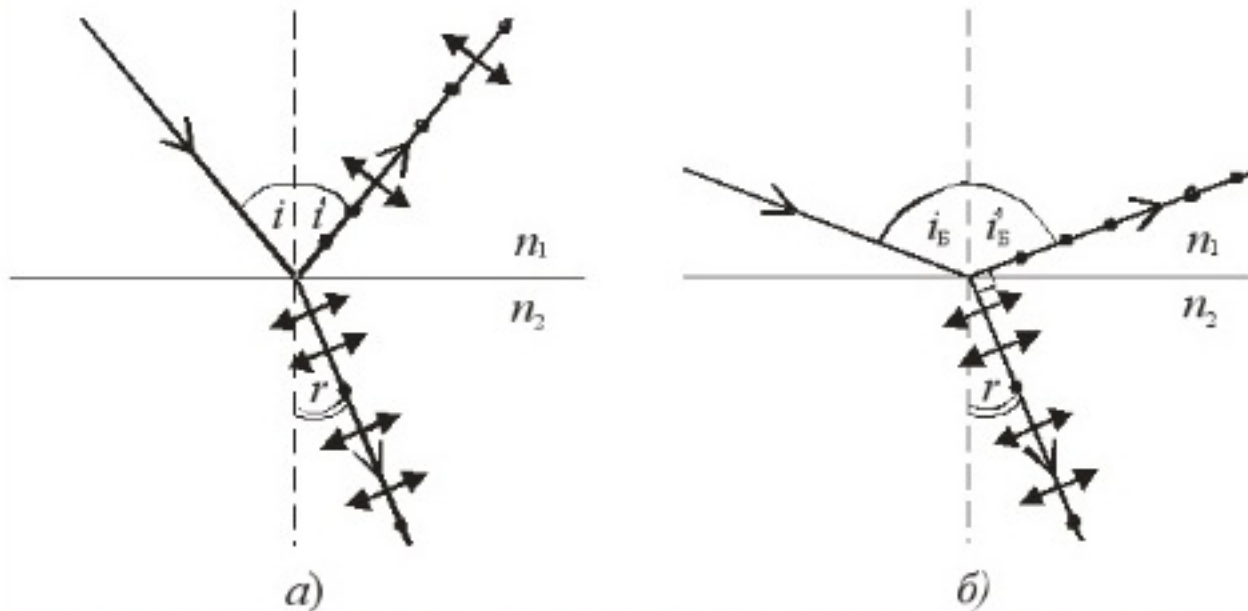
4) зважаючи на кутові залежності фази відбитої хвилі (рис. 5.5 та рис. 5.6), можна з них визначити кут Брюстера  $\varphi_B$ . Наприклад, за кута падіння  $\varphi = \varphi_B$  для  $p$ -компонента відбувається стрибок фази хвилі на  $\pi$ .

## 91. Якими методами можна виміряти значення граничного кута повного відбиття на границі двох діелектриків? (Схеми).

1) Граничний кут для ПВВ можна визначити експериментальним шляхом: вимірюючи кут падіння, при якому кут заломлення стає  $\pi/2$ . Крім того, граничний кут для ПВВ можна розрахувати:  $i_{gr} = \arcsin(n_2/n_1)$ .

2) Природна світлова хвиля, що падає на межу поділу двох діелектриків (наприклад, повітря – скло) з показниками заломлення  $n_1$  і  $n_2$ , поділяється на відбиту та заломлену хвилі. Експерименти показують, що

обидві хвилі є частково поляризовані, причому для відбитої хвилі переважаючим є напрям коливань вектора  $E_1$ , який перпендикулярний до площини падіння, а для заломленої хвилі переважаючим є напрям коливань вектора  $E_2$ , який лежить в площині падіння (мал. 4.1.6,а). Площиною падіння називають таку площину, в якій лежить падаючий промінь, відбитий промінь, заломлений промінь та перпендикуляр, поставлений в точку падіння.



Мал. 4.1.6. Відбивання та заломлення природної світлової хвилі на межі

поділу двох діелектриків: а)  $0 < i < i_B$ ; б)  $i = i_B$ .

При певному куті падіння, визначеному тільки для даної пари діелектриків, відбита хвиля виявляється плоско поляризованою, площина поляризації якої перпендикулярна до площини падіння (мал. 4.1.6,б). Такий кут називають кутом Брюстера або кутом повної поляризації.

Цей експериментальний факт можна пояснити, виходячи із взаємодії електромагнітної хвилі з речовиною. Нехай світлова хвиля поширюється повітрям і падає під кутом Брюстера на поверхню скляної пластинки. Електричне поле хвилі змушує електрони скла коливатися в напрямку, який є перпендикулярним до напрямку поширення заломленої хвилі. Ці коливання збуджують на поверхні скла відбиту хвилю. Відомо, що електрони,



які коливаються, не випромінюють хвилі в напрямку своїх коливань. Це означає, що у відбитій хвилі коливання вектора можуть відбуватися тільки в площині, яка є перпендикулярною до площини падіння. Тому відбита хвиля буде плоско поляризованою, але її інтенсивність є невеликою. Наприклад, для скла вона складає лише 15% від інтенсивності падаючої хвилі. Решта світлової енергії переноситься в напрямку заломленої хвилі, яка залишається частково поляризованою. Для збільшення ступеня поляризації заломленої хвилі її треба пропустити крізь стопу щільно притулених одна до одної скляних пластинок (стопа Столетова). Якщо світлова хвиля падає під кутом Брюстера на стопу Столетова з десяти скляних пластинок, то завдяки багаторазовому заломленню частково поляризована хвиля майже стовідсотково перетворюється на плоско поляризовану.

У 1815 році англійський фізик Брюстер експериментально встановив зв'язок між кутом повної поляризації та відносним показником заломлення:

$$\operatorname{tg} i_{\text{Б}} = n_2 = \frac{n_2}{n_1} \quad (4.1.4)$$

Ця формула виражає закон Брюстера.

Якщо світлова падає на межу поділу двох діелектриків під кутом Брюстера, то відбита та заломлена хвилі поширюються у взаємно перпендикулярних напрямках. Згідно закону Брюстера  $\operatorname{tg} i_{\text{Б}} = \frac{\sin i_{\text{Б}}}{\cos i_{\text{Б}}} = \frac{n_2}{n_1}$ . З іншого боку, за законом заломлення  $\frac{\sin i_{\text{Б}}}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}$ . Прирівнюючи ліві частини цих рівностей, маємо:

$$\frac{\sin i_{\text{Б}}}{\cos i_{\text{Б}}} = \frac{\sin i_{\text{Б}}}{\sin r}. \text{ Звідки, } \cos i_{\text{Б}} = \sin r = \cos(90^\circ - r).$$

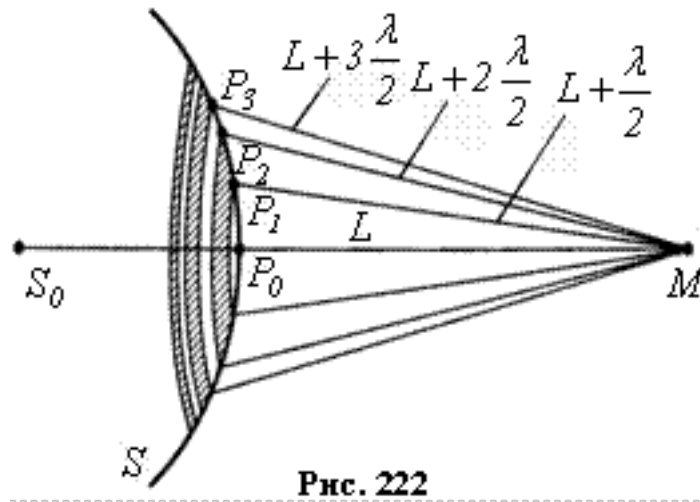
Тоді,  $i_{\text{Б}} = 90^\circ - r$ , або  $i_{\text{Б}} + r = 90^\circ$ . Це означає, що згідно мал. 4.1.6,б відбита та заломлена хвилі поширюються у взаємно перпендикулярних напрямках.

**92. Якими методами можна виміряти значення радіусу головної (нульової) зони Френеля (зафіксувати той момент, коли в отвір ірисової діафрагми, що змінюється, вміщується одна зона Френеля)? Те ж саме – для першої зони Френеля. (Схеми).**

За допомогою принципу Гюйгенса-Френеля можна обґрунтувати з хвильових властивостей світла **закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі**. Френель розв'язав цю задачу, розглянувши взаємну інтерференцію вторинних хвиль, і застосував прийом, який отримав назву **методу зон Френеля**.

Знайдемо в довільній точці  $M$  амплітуду світлової хвилі, що поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела  $S_0$ .

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля замінимо дію джерела  $S_0$  дією уявних джерел, які розміщені на допоміжній поверхні  $S$ , що є однією з хвильових поверхонь хвилі, яка поширюється від джерела  $S_0$  (рис. 222).



Ця допоміжна поверхня є поверхнею сфери з центром в  $S_0$ . Френель розбив хвильову поверхню  $S$  на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від країв зони до  $M$  відрізнялись на  $\lambda/2$ , тобто

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

Подібне розбивання хвильової поверхні  $S$  на зони можна виконати, провівши з точки  $M$  концентричні сфери радіусами

$$L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}; \quad \dots \quad L + m\frac{\lambda}{2}.$$

Точки сфери  $S$ , що лежать від точки  $M$  на відстанях  $L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}$  і т.д. утворюють межі 1-ї, 2-ї, 3-ї і т.д. зон Френеля.

Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки  $M$  відстані, які відрізняються на  $\frac{\lambda}{2}$ , то в точку  $M$  вони надходять з протилежними фазами і при накладанні ці коливання будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці  $M$

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots, \pm E_{0m},$$

де  $E_{01}, E_{02}, \dots, E_{0m}$  - амплітуди коливань, що збуджуються 1-ю, 2-ю, ...,  $m$ -ю зонами. В цей вираз всі амплітуди коливань від непарних зон входять зі знаком „+”, а від парних зон – зі знаком „-”.

Величина  $E_{0m}$  залежить від площі  $\sigma_m$   $m$ -ї зони і кута  $\varphi_m$  між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в якій-небудь її точці і прямою, яка напрямлена з цієї

точки в точку  $M$ . На рис. 223 точки  $B$  і  $B_1$  відповідають зовнішній границі  $m$ -ї зони;  $BC = r_m$  – радіус зовнішньої границі  $m$ -ї зони,  $CO = h_m$  – висота кульового сегмента  $BOB_1$ .



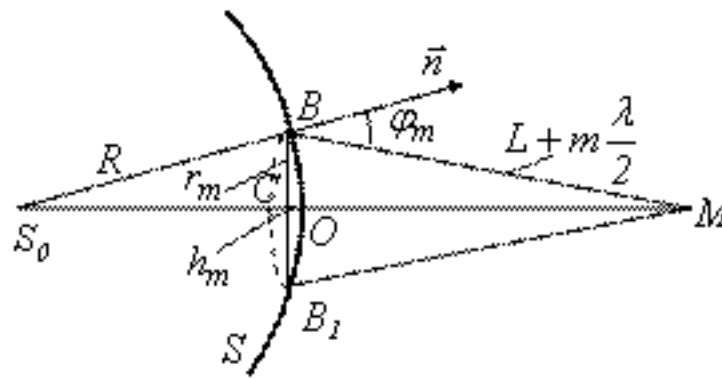


Рис. 223

З трикутників  $S_0BC$  і  $MBC$  видно, що

$$r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2 = \left(L + \frac{m\lambda}{2}\right)^2 - (L + h_m)^2.$$

Звідси

$$\begin{aligned} R^2 - R^2 + 2Rh_m - h_m^2 &= \\ &= L^2 + 2L\frac{m\lambda}{2} + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2 - L^2 - 2Lh_m - h_m^2. \end{aligned}$$

Тоді

$$2(R + L)h_m = m\lambda L + \left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2.$$

Оскільки  $\lambda \ll L$ , то при не дуже великих  $m$  доданком  $\left(\frac{m\lambda}{2}\right)^2$  можна знехтувати і

$$h_m = \frac{m\lambda L}{2(R + L)}.$$

Бічна поверхня кульового сегмента  $BOB_1$ , яка є сумою площ усіх  $m$  зон, починаючи з першої, дорівнює

а площа  $m$ -ї зони Френеля

$$S_m = \sigma_1 + \sigma_2 + \dots + \sigma_m = 2\pi R h_m = \frac{\pi R L \lambda}{R + L} m,$$

$$\sigma_m = S_m - S_{m-1} =$$

$$= \frac{\pi R L \lambda}{R + L} m - \frac{\pi R L \lambda}{R + L} (m-1) = \frac{\pi R L \lambda}{R + L}.$$

Цей вираз не залежить від  $m$ , отже, при не дуже великих  $m$  площі зон Френеля однакові. У такий спосіб побудова зон Френеля розбиває поверхню сферичної хвилі на рівні за площею зони.

Із збільшенням номера зони  $m$  зростають кут  $\varphi_m$  і відстань від зони до точки  $M$ . Згідно із принципом Гюйгенса-Френеля це приводить до монотонного зменшення інтенсивності випромінювання в напрямку точки  $M$ . Тому

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > \dots$$

Загальне число  $N$  зон Френеля, які вміщуються на частині сфери, яка повернена до точки  $M$  (рис. 224), дуже велике.

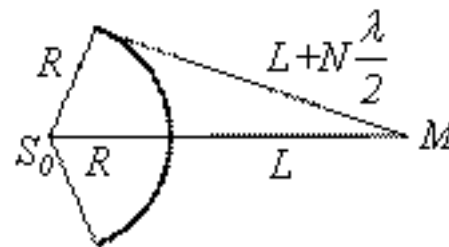


Рис. 224

З рис. 224 видно, що

Звідси:

$$L + N \frac{\lambda}{2} = \sqrt{(L + R)^2 - R^2}.$$

$$N = \frac{2}{\lambda} \left( \sqrt{L^2 + 2LR} - L \right).$$

Якщо  $R=L=0,1$  м і  $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$  м, то  $N \sim 3 \cdot 10^5$ . Тому можна вважати, що в межах не дуже великих змін  $m$  залежність  $E_{0m}$  від  $m$  є лінійною, і амплітуда коливань, яка викликана якою-небудь  $m$ -ю зоною, дорівнює півсумі амплітуд коливань, що викликані  $m-1$ -ю і  $m+1$ -ю зонами. Тобто

$$E_{0m} = \frac{1}{2} (E_{0m-1} + E_{0m+1}).$$

Тоді амплітуда результуючого коливання в точці  $M$  матиме такий вигляд:

$$E_{0M} = \frac{E_{01}}{2} + \left( \frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \\ + \left( \frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2},$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю. Отже, амплітуда коливань, що створюється в довільній точці  $M$  сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди коливань, що створюється однією центральною зоною. Дія всієї хвильової поверхні на точку  $M$  зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона.

Якщо у виразі  $r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2$  покладемо, що висота сегмента  $h_m \ll R$  (при не дуже великих  $m$ ), тоді



$r_m^2 = 2Rh_m$ . Радіус зовнішньої границі  $m$ -ї зони Френеля

$$r_m = \sqrt{2Rh_m} = \sqrt{\frac{m\lambda RL}{R+L}}.$$

При  $R=L=0,1\text{м}$  і  $\lambda=0,5\text{мкм}$   $r_1=0,16\text{мм}$ . Отже, поширення світла від  $S_0$  до  $M$  відбувається так, немовби світловий потік поширюється всередині дуже вузького каналу вздовж  $S_0M$ , тобто **прямолінійно**. У такий спосіб хвильовий принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі.

Виразимо кількість зон Френеля  $m$  через радіус зовнішньої границі:

$$m = \frac{r_m}{\lambda} \frac{r_m(R+L)}{RL} = \frac{r_m^2}{\lambda} \left( \frac{1}{L} + \frac{1}{R} \right).$$

Кількість зон  $m$  симетричне відносно  $L$  і  $R$ . Це означає, що точкове джерело викликає в точці  $M$  таку дію, яку викликало б у точці  $S_0$ , якщо його розмістити у точці  $M$ .

### 93. Якими методами можна виміряти довжину дифракції лазерного променя? (Схеми).

Довжина дифракції – я взагалі не розумію, про що тут може йти мова!!!

Але, якщо мова йде про довжину когерентності, то:

Поскольку газовые лазеры излучают наиболее высококогерентный свет, то в основном они и используются в голографии.

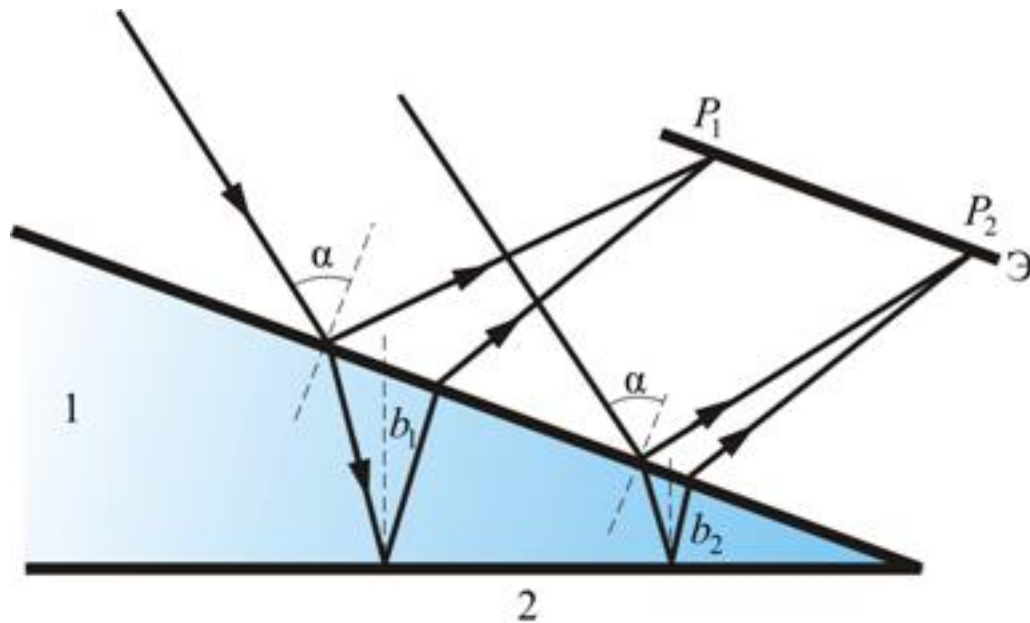
Но и среди газовых лазеров можно найти такие, характеристики которых наиболее высоки. Существенной

характеристикой лазеров является расстояние, на котором частотная когерентность света, то есть *длина когерентности*, практически не меняется. Особенно важно знать длину когерентности, когда мы используем лазеры в голографии. Рассмотрим подробнее, что означает введенное нами понятие. Как уже отмечалось раньше, интерференция двух наборов волн одинаковой частоты происходит даже тогда, когда один из наборов сдвинут относительно другого (влево или вправо) на целое число длин волн. Конечно, при этом мы предполагаем, что расстояние между гребнями волн не меняется и что все следующие друг за другом гребни (либо впадины) совершенно одинаковы. В действительности же если сдвигать один набор волн относительно другого на очень много длин волн, то в конце концов можно достигнуть такого положения, начиная с которого идеальной картины сложения и вычитания волн больше не будет. Нетрудно заметить, что для световых волн это вполне реальная проблема. Когда два набора плоских когерентных волн фиолетового света сдвинуты относительно друг друга на 40,64 см, то на величине этого сдвига укладывается один миллион длин волн фиолетового света. Относительное изменение, частоты на одну миллионную часть привело бы к тому, что два «граничных» гребня из этих наборов волн (по одному из каждого) стали бы рассогласованными, образно говоря, двигались бы «не в ногу». Расстояние, на котором лазерное излучение *действительно остается* однородным по форме (все гребни волн, как солдаты на параде, идут в ногу), и называется длиной когерентности. У некоторых газовых лазеров длина когерентности достигает нескольких метров. Использование лазеров с большой длиной когерентности позволяет получать голограммы какой-либо сцены, имеющей большую глубину, чего, конечно, нельзя сделать, применяя лазеры с малой длиной когерентности.

#### 94. Якими методами можна змінювати фазу світлової хвилі? (Схеми).

Стрибком, на величину  $\Delta\phi = \pi$  фазу світлової хвилі можна змінити, примусивши хвилю відбитись при нормальному падінні або під кутом  $i < i_B$  від межі з оптично більш густим діелектриком.

Плавно фазу світлової хвилі можна змінити, примусивши її проходити через пластинку змінної товщини (клин).



95. Як можна визначити напруженість магнітної складової світлової хвилі? (Схеми).

4.2.5. Як пов'язані між собою амплітуди електричної та магнітної складових електромагнітної хвилі у разі поширення хвилі вздовж напрямку осі  $OZ$ ?

Такий зв'язок здійснюється співвідношенням у гауссовій системі одиниць  $\sqrt{\mu} \cdot H_x = \sqrt{\epsilon} \cdot E_y$  у разі поширення хвилі вздовж напрямку осі  $OZ$ .

96. Які схеми та принципи можна запропонувати для створення джерел із плавною перебудовою спектрального складу випромінювання?

а) Лазер — пристрій для генерування або підсилення монохроматичного світла, створення вузького пучка світла, здатного поширюватися на великі відстані без розсіювання і створювати винятково велику густину



потужності випромінювання при фокусуванні. Головний елемент лазера – активне середовище, для утворення якого використовують: вплив світла, електричний розряд у газах, хімічні реакції, бомбардування електронним пучком та ін. методи «накачування». Активне середовище розташоване між дзеркалами, які утворюють оптичний резонатор. Якщо на оптичній довжині  $L$  резонатора укладається ціле (в сенсі «не дробове») число півхвиль  $n$ :  $2L = n \cdot \lambda$ , то такі хвилі, проходячи по резонатору не міняють своєї фази і внаслідок інтерференції підсилюють один одного. Всі інші, близько розташовані хвилі, поступово гасять один

одного. Таким чином спектр власних частот оптичного резонатора визначається:  $\nu_n = \frac{c}{2L} n$ , де  $c$  – шв. Світла у вакуумі. Інтервали між сусідніми частотами резонатора однакові і рівні:  $\Delta \nu = \frac{c}{2L}$ . Лінії в спектрі випромінювання в силу різних причин (доплерівське розширення, зовнішні електричні і магнітне поля, квантовомеханічної ефекти тощо) завжди мають певну ширину. Тому можуть виникати ситуації, коли на ширину спектральної лінії укладається кілька власних частот резонатора. У цьому випадку випромінювання лазера буде багатомодовим. Синхронізація цих мод дозволяє добитися того, щоб випромінювання являло собою послідовність коротких і потужних імпульсів. Тому змінюючи довжину резонатора, можемо керувати плавною перебудовою спектрального складу випромінювання.

**б) Монохроматор** - прилад, призначений для отримання монохроматичних плоских хвиль. Оптичні монохроматори виділяють хвилі певної частоти із неперервного спектру. Для виділення монохроматичної хвилі світло розкладають у спектр за допомогою призми або дифракційної ґратки і пропускають через тонку щілину, яка відбирає промені певної частоти. Тому повертаючи, н-д, призму, можемо змінювати інтервал  $\Delta \nu$ , відповідно і спектральний склад випромінювання.

## 97. На яких принципах можна побудувати атенюатор (послаблювач) оптичного випромінювання? (Схеми).

**Атенюатор** (від франц. atténuer — послаблювати) — спеціальний пасивний пристрій, що зменшує напругу, струм або потужність електричних або електромагнітних коливань. Існують А. з фіксованим ослабленням у робочому діапазоні частот, східчастою або плавною зміною ослаблення в заданих межах. За принципом дії А. поділяються на поглинальні та граничні. Для роботи в діапазоні частот від сотень кГц до

декількох МГц як А. використовують подільники напруги. До числа основних характеристик А. належать: величина внесеного ослаблення, межі регулювання ослаблення, допустима потужність розсіювання та діапазон робочих частот.

**Використовуючи які фізичні принципи (ефекти), можна побудувати атенюатор (керований послаблювач) оптичного випромінювання?**

Побудувати атенюатор (керований послаблювач) оптичного випромінювання можна, використовуючи такі фізичні ефекти:

- залежність коефіцієнта відбиття на границі двох прозорих діелектриків від кута падіння, яка впливає із формул Френеля;
- ефект залежності освітленості від оберненого квадрата відстані до джерела світла;
- діафрагмування;
- закон Малюса для поляризованого світла (див. розділ ТТ)
- кутову залежність індикатрису інтенсивності розсіюваного світла (див. розділ ТТ);
- клиноподібні атенюатори [11, Гл.1, п.3];
- диск, що обертається, з секторними вирізами [11, Гл.1, п.3).

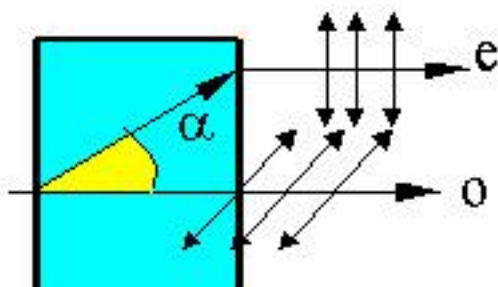


Оптическая схема установки для измерения параметров передающих и приемных модулей волоконно-оптических линий связи:

1 — передающий модуль; 2, 7 — волоконно-оптический световод; 3, 6 — объектив; 4 — клиновидный ослабитель; 5 — турель с дискретными ослабляющими элементами; 8 — приемный модуль

## 98. Як можна визначити напрямок оптичної осі анізотропного кристалу? (Схеми).

Практично усі кристалічні діелектрики оптично анізотропні: електрична поляризованість  $P$  кристала залежить від напрямку і вона визначається електричною анізотропією (симетрією) молекул та сил взаємодії між ними (анізотропія кристалічного поля). Розповсюдження хвиль у цих кристалах як і в інших прозорих речовинах визначається інтерференцією первинної та вторинних хвиль, що випромінюються молекулами. Тільки кристали кубічної симетрії є ізотропними.



В оптично анізотропних кристалах спостерігається явище подвійного променезаломлення, яке полягає в тому, що падаючий промінь світла породжує два промені: звичайний (o) та незвичайний (e). Перший описується звичайним законом заломлення світла, а для другого закон заломлення не виконується тому, що відношення синусів кута падіння та кута заломлення залежить від кута падіння і не є сталою величиною.



Мал.167

Звичайний промінь лінійно поляризований перпендикулярно площині падіння, а не звичайний - в площині падіння.

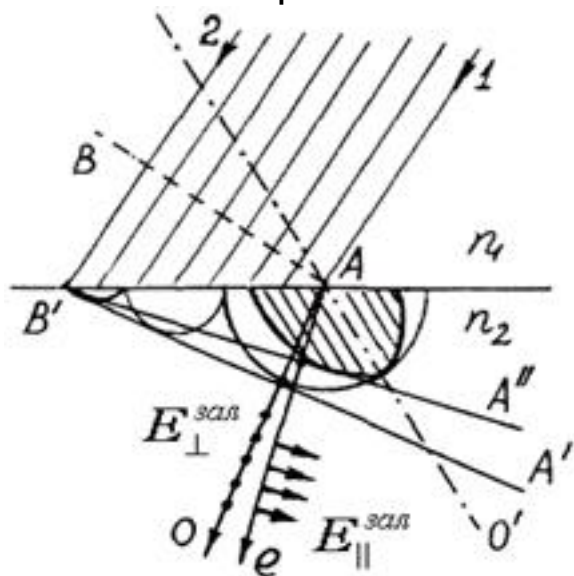
Звичайний промінь лежить у площині падіння світла  $\square$  площині утвореній нормаллю до поверхні кристала та напрямком падаючого променя. Не звичайний промінь, навіть при нормальному

падінні світла, не лежить у площині падіння.

**Оптична вісь кристала**  $\square$  напрямок у кристалі, вздовж якого падаючий промінь породжує лише собі подібний без подвійного променезаломлення  $\square$  звичайний та незвичайний промені не розділяються й мають однакові швидкості поширення.

Кристали можуть мати одну вісь (одноосьовий кристал) та дві осі (двоосьовий кристал).

Визначення напрямків звичайного і незвичайного променів



Хід звичайного і незвичайного променів у кристалі можна визначити за допомогою принципу Гюйгенса. Нехай на поверхню кристала падає плоска хвиля з фронтом АВ (рис. 17.5). Доки промінь 2 дійде до точки В', промінь 1 пошириться у кристалі на деяку відстань.

На рисунку:

$O'O'$  – оптична вісь кристала,

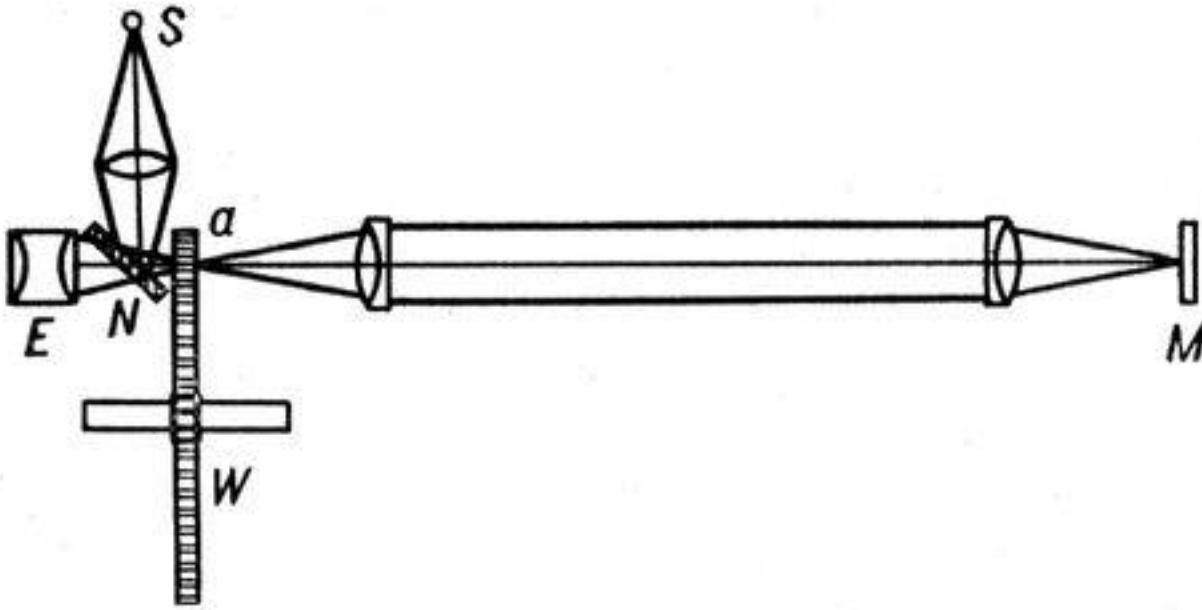
$B'A''$  – фронт хвилі для незвичайного променя в кристалі,

$B'A'$  – фронт хвилі для звичайного променя в кристалі

## 99. Як виміряти групову та визначити фазову швидкості розповсюдження світла у середовищі?

Мал. 1. Визначення швидкості світла методом «зубчастого колеса» (методом Фізо). S — джерело світла; W — зубчасте колесо, що обертається, із змінною швидкістю обертання і точно відомою шириною зубців і проміжків а між ними; N — напівпрозоре дзеркало; М-код — дзеркало, що відображає; MN — точно виміряна відстань (база); Е — окуляр. Спостерігач реєструє в Е світло найбільшої яскравості, коли час проходження

світлом відстані  $NM$  і назад дорівнює часу повороту  $W$  на ціле число зубців (1, 2, 3 і т. д.). Пучок променів світла при цьому проходить строго посередині між зубцями як на ділянці  $NM$ , так і при зворотному ході  $MN$ .

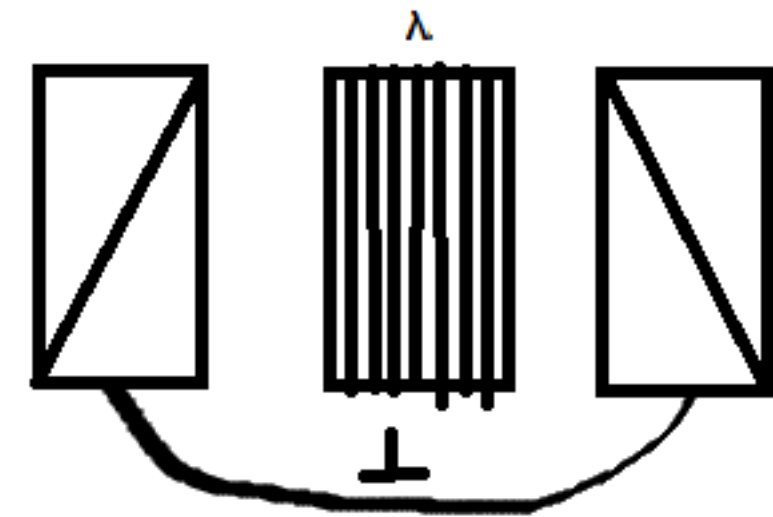


Це буде групова швидкість

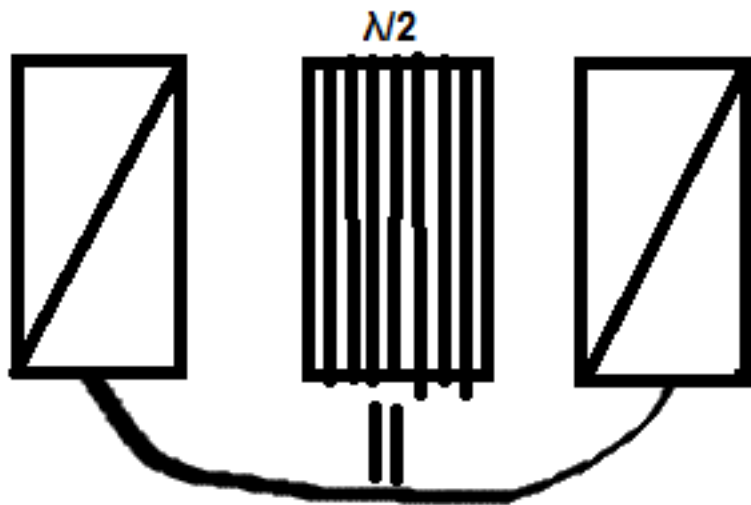
А з

$V_{\phi} \cdot V_g = c^2$  знайдемо групову швидкість

**100. Є три фазових платівки, товщини кожної з яких кратні  $\lambda/4, \lambda/2$  та  $\lambda$ . Якими методами можна їх розрізнити? (Схеми).**



Площини пропускання  
поляризатора і аналізатора  
перпендикулярні  $I = 0 \Rightarrow$   
платівка  $\lambda$



Площини пропускання  
поляризатора і аналізатора  
паралельні  $I = 0 \Rightarrow$  платівка  $\lambda/2$

при повороті аналізатора  
інтенсивність не міняється  $\Rightarrow$   
платівка  $\lambda/4$

**101. Є три платівки: із скла, із кварцу та із ісландського шпату. Якими методами можна їх розрізнити?**

*Особливості ісландського шпату:*

Це прозорий крупнокристалічний різновид  $\text{CaCO}_3$ . Це одноосний кристал. Найвідомішою та найвагомішою його особливістю є те, що він має ярко вироджений ефект подвійного заломлення. Промінь, що проходить



через нього заломлюється і на виході отримуємо два: один – нормальний(звичайний), що підпорядковується законам заломлення, а інший – незвичайний. Отже, через платівку ісландського шпата можна побачити подвійне зображення.

*Особливості кварцу:*

Кварцове скло – однокомпонентне скло із оксиду кремнія. Кварцове скло має найнижчий показник заломлення, який притаманний склу. Також кварц – оптично активний, що означає його здатність викликати обертання площини поляризації оптичного променя, що проходить крізь нього.

*На основі цього:*

1) Поляризаційні властивості: Розміщаємо по черзі платівки між схрещеними поляризатором і аналізатором. Скляна на стан поляризації не впливає, не залежно від розміщення скляної платівки. Якщо розмістити ісландський шпат, вирізаний перпендикулярно до оптичної осі, світло не пройшло би. А кварц, завдяки описаній вище оптичній активності, повертає пл. поляризації на кут, що залежить від довжини хвилі, пройденого променя. Світло з різними довжинами хвиль буде проходити за будь-якої орієнтації аналізатора.

2) Заломлення: показник заломлення(також зазначено вище) менше у кварца, ніж у скла, а на виході з ісландського шпату взагалі отримуємо два променя. Вимірювання показника заломлення твердих тіл.Береться, як правило, оптично однорідний досліджуваний зразок.Поверхня, обернена до полірованої вимірювальної призми, повинна бутидобре відполірована, а протилежна, обернена до джерела світла – матовою.Досліджуваний зразок розміщується на вимірювальній призмі. Між їхнімполірованими поверхнями повинна знаходитися рідина, показникзаломлення якої менший за  $n_0$  вимірювальної призми, але більший за  $n_D$  твердого тіла. Значення  $n_D$  вимірюють по шкалі, аналог до лабораторної роботи.

## 102. Якими методами можна виміряти різницю фаз між двома світловими хвилями? (Схеми).

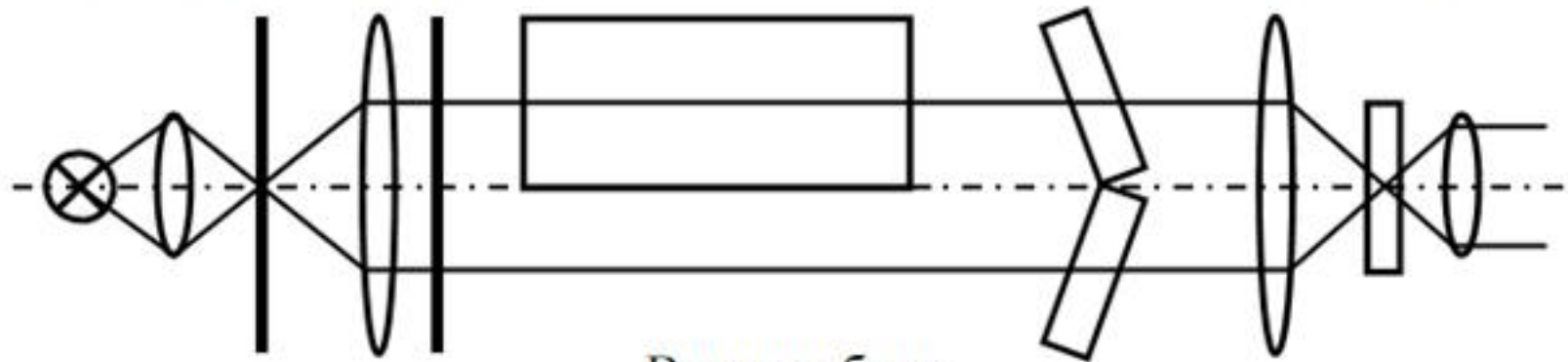
Різницю фаз можна виміряти, скориставшись інтерферометром Релея.

Кювети можна прибрати, або заповнити однаковою речовиною.

Вигляд зверху



Вигляд збоку



Змінюючи кут нахилу

компенсатора 1 будемо змінювати різницю ходу доти, доки картина не співпаде. За допомогою проградуйованого мікрометра, яким ми і змінюємо кут нахилу, вимірюємо цю різницю ходу.

За формулою:  $\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda}$  визначаємо різницю фаз.

**103. Які методи виготовлення дифракційних ґраток вам відомі? Які з них вам доступні?**

**Один** – прорезать алмазным резакон канавки на оргстекле или каком другом материале. Они должны быть

абсолютно параллельными и на точно одинаковом расстоянии! Это какой же надо резак!... Потому на практике используют голограммный метод. На нём и остановимся подробнее.

Для получения голограммных дифракционных решеток требуются материалы, способные после регистрации интерференционной структуры и последующей обработки материала создавать рельефное изображение зарегистрированной структуры. В наибольшей степени этому требованию удовлетворяли органические фоторезисты, которые использовались в фотолитографии и микроэлектронной промышленности. Были опробованы различные типы органических фоторезистов. Однако эти фоторезисты характеризовались очень низкой светочувствительностью в видимой области спектра. фоторезист чувствительный к излучению лазера в синей области спектра. На этом фоторезисте были изготовлены первые промышленные образцы голограммных дифракционных решеток, которые нашли применение в различных спектральных приборах.

Дальнейшее развитие техпроцесса изготовления дифракционных решеток голографическим способом стало возможным при использовании в качестве светочувствительного материала неорганического фоторезиста на основе халькогенидных стекол. Их основное преимущество при сравнении с органическим фоторезистом в том, что светочувствительные пленки неорганического фоторезиста наносятся на подложки решеток методом термического испарения стекла в вакууме. Этот метод существенно упрощает процесс получения качественных пленок с минимальным количеством дефектов и позволяет получать светочувствительные слои на подложках с любой формой и кривизной поверхности. Основные типы голограммных дифракционных решеток, которые производятся в настоящее время на предприятии:

- плоские, вогнутые и выпуклые отражательные решётки с постоянным шагом штрихов;
- вогнутые решётки с коррекцией аберраций;
- решётки для лазеров, в том числе для компрессии лазерных импульсов;
- меры малой длины для метрологических измерений;
- дифракционные оптические элементы.

Ниже перечислены основные параметры изготавливаемых решеток:

- размер заштрихованной поверхности до 380 x 220 мм<sup>2</sup>;
- частота штрихов от 100 л/мм до 3600 л/мм;
- относительное отверстие для вогнутых решёток с постоянным шагом штрихов до 1:1;
- относительное отверстие для вогнутых решёток с коррекцией аберраций до 1:2,5;
- спектральный диапазон от 1 нм до 7000 нм;
- разрешающая способность по отношению к теоретическому значению не менее 0,9;



- дифракционная эффективность на длине волны блеска для неполяризованного излучения более 70 %;
- дифракционная эффективность на длине волны блеска для поляризованного излучения более 90 %;
- относительная интенсивность рассеянного света на расстоянии 1 нм от спектральной линии менее  $5 \times 10^{-7}$ .

В последнее время широкое распространение получили голограммные дифракционные решетки для систем формирования и компрессии лазерных импульсов в ИК диапазоне спектра. К этим решеткам предъявляются повышенные требования как к дифракционной эффективности так и к лучевой стойкости. Высокий коэффициент отражения и лучевая стойкость решетки обеспечивается при использовании отражающего покрытия из золота. Наиболее высокие значения достигаются при использовании метода нанесения золотого покрытия с более плотной упаковкой атомов металла. Этот метод успешно использовался для получения дифракционных решеток размером до  $380 \times 240$  мм с эффективностью более 90% и стойких к импульсному излучению лазера с плотностью энергии не менее  $1 \text{ Дж/см}^2$  при длительности импульса 1 нс.

Дальнейшее увеличение лучевой стойкости решеток представляется возможным при использовании многослойных диэлектрических покрытий, стойких к лазерному излучению по аналогии с диэлектрическими зеркалами. Исследования, которые были проведены в этом направлении показали перспективность данного выбора, и на изготовленных экспериментальных образцах многослойных диэлектрических решеток достигнута лучевая стойкость не менее  $5 \text{ Дж/см}^2$ .

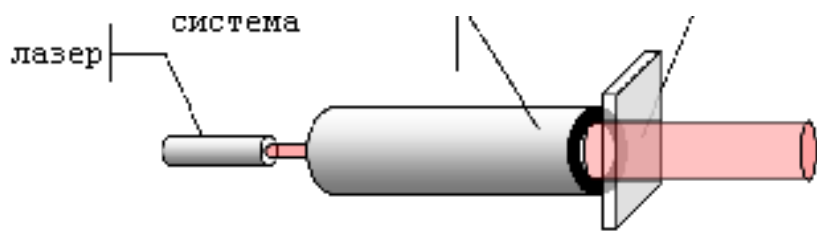
### доступные способы изготовления дифракционных решёток

Вот один способ – получение голограммы – но для этого надо сделать диффрешётку. С помощью компьютера рассчитывают распределение интенсивности. Это распределение фотографируется с экрана монитора компьютера на фотопленку, благодаря чему достигается уменьшение в необходимое число раз. Для восстановления голограмм и демонстрации дифракционных оптических элементов используется установка (смотри рисунок), состоящая из лазерной указки (длина волны 650 нм), луч которой направляется в телескопирующую систему (в качестве такой может использоваться подзорная труба или бинокль). Телескопирующая система позволяет расширить параллельный пучок света до диаметра, достаточного для освещения всего фотографического кадра. На выходе телескопирующей системы ставится слайд

Телескопирующая

слайд

дифракционного оптического элемента а результат дифракции наблюдается на экране.



Другой способ – взять уже готовую диффрешётку – компакт диск! Можно сделать даже дифракционный спектроскоп на его основе: берём картонную коробку, в неё кладём кусок диска и делаем тонкую прорезь сверху – а сбоку – трубку чтоб смотреть на спектр и спектроскоп готов.

#### 104. Чи можна спостерігати дифракцію світла на кристалічній ґратці? Чому? Як?

Для спостереження дифракції необхідно, щоб довжина хвилі де-Бройля дифрагуючих частинок була менше періоду кристалічної решітки. Цій умові задовольняють фотони при енергії  $E = 5-20$  кеВ (рентгенівське і гамма-випромінювання), електрони при  $E = 10-100$  еВ, і нейтрони при  $E = 0,01 - 0,1$  еВ (теплові нейтрони з енергією порядку). Саме ці три частинки найбільш часто використовуються в дифракційних дослідженнях кристалів. Найбільш просто здійснення дифракція фотонів (рентгенівське випромінювання, гамма випромінювання), тому їх використовують частіше, ніж дифракцію електронів, для спостереження якої необхідний високий вакуум, або дифракцію нейтронів, для якої в якості джерела нейтронів потрібен громіздкий ядерний реактор. Дифракція нейтронів і електронів дуже схожа на дифракцію фотонів, тому дифракції фотонів застосовують для вивчення структури кристалічної решітки. Кристалічна решітка грає роль тривимірної дифракційної решітки для фотонів, електронів, нейтронів та інших частинок рухаються в кристалі. Закономірності дифракції фотонів - електромагнітних хвиль на кристалі як тривимірної решітки можна розрахувати за тією ж схемою, як розраховувалася дифракційна картина одновимірної дифракційної решітки з  $N$  щілинами, а саме, спочатку розраховували картину від нескінченно вузьких щілин, а потім враховували кінцівку їх ширини. Виходила картина із серії найбільш яскравих максимумів, інтенсивність яких задавалася характером розподілу інтенсивності в межах однієї щілини.

61. Фізіологічна оптика (Фізіологія зору. Око, як оптичний прилад)
62. Оптичні прилади (луна, мікроскоп, телескоп, проекційний апарат, фотоапарат)
63. Тиск світла. Дослід Лебедева
64. Механізми уширення спектральної лінії.
65. Стоячі світлові хвилі. Дослід Вінера.
66. Зонна платівка.
67. Дифракційна ґратка у вигляді сходинок (ешелон Майкельсона і Майкельсона-Вільямса).
68. Роздільна здатність мікроскопу.
69. Оптична пірометрія
70. Досліди Вавилова по візуальному спостереженню потоку фотонів, що флуктуює.
71. Люмінесценція.
72. Ромб Френеля.
73. Ефект Доплера в оптиці.
74. Оптичні явища, зумовлені розсіюванням світла в атмосфері (денне світло, райдуга, гало,вінця)
75. Якими методами можна виміряти коливні частоти молекул? (Блок-схема установки).
76. Якими методами можна одержати циркулярно поляризоване світло? Як змінити напрям циркулярної поляризації? (Схеми).
77. Якими методами можна розрахувати і виміряти коефіцієнти відбиття і пропускання світла на межі двох діелектриків? (Блок-схеми установок).
78. Якими методами можна виміряти параметри просторової та часової когерентності світла? (Блок-схеми установок).
79. Якими методами можна виміряти довжину хвилі світла? (Схеми).
80. Якими методами можна визначити тип поляризації світла та виміряти її параметри?
81. Якими методами можна одержати зображення об'єкта на темному фоні?



- [82. Якими методами можна покращити роздільну здатність мікроскопу? \(Схеми\).](#)
- [83. Якими методами можна покращити роздільну здатність телескопу? \(Схеми\).](#)
- [84. Порівняйте параметри різних типів спектральних приладів. В яких випадках краще застосовувати кожен з них?](#)
- [85. Запропонуйте схему і поясніть принцип роботи оптичного вентиля.](#)
- [86. Запропонуйте різні принципи роботи спектральних фільтрів.](#)
- [87. Запропонуйте спосіб вимірювання температури вище 1000 K.](#)
- [88. Як виміряти радіус когерентності? Як виміряти довжину когерентності? Як виміряти час когерентності?](#)
- [89. Як виміряти комплексний показник заломлення металу або напівпровідника? \(Схеми\).](#)
- [90. Якими методами можна виміряти значення кута Брюстера на границі двох діелектриків? \(Схеми\).](#)
- [91. Якими методами можна виміряти значення граничного кута повного відбиття на границі двох діелектриків? \(Схеми\).](#)
- [92. Якими методами можна виміряти значення радіусу головної \(нульової\) зони Френеля \(зафіксувати той момент, коли в отвір ірисової діафрагми, що змінюється, вміщується одна зона Френеля\)? Те ж саме – для першої зони Френеля. \(Схеми\).](#)
- [93. Якими методами можна виміряти довжину дифракції лазерного променя? \(Схеми\).](#)
- [94. Якими методами можна змінювати фазу світлової хвилі? \(Схеми\).](#)
- [95. Як можна визначити напруженість магнітної складової світлової хвилі? \(Схеми\).](#)
- [96. Які схеми та принципи можна запропонувати для створення джерел із плавною перебудовою спектрального складу випромінювання?](#)
- [97. На яких принципах можна побудувати атенюатор \(послаблювач\) оптичного випромінювання? \(Схеми\).](#)
- [98. Як можна визначити напрямок оптичної осі анізотропного кристалу? \(Схеми\).](#)
- [99. Як виміряти групову та визначити фазову швидкості розповсюдження світла у середовищі?](#)
- [100. Є три фазових платівки, товщини кожної з яких кратні  \$\lambda/4\$ ,  \$\lambda/2\$  та  \$\lambda\$ . Якими методами можна їх розрізнити? \(Схеми\).](#)
- [101. Є три платівки: із скла, із кварцу та із ісландського шпату. Якими методами можна їх розрізнити?](#)
- [102. Якими методами можна виміряти різницю фаз між двома світловими хвилями? \(Схеми\).](#)

103. Які методи виготовлення дифракційних ґраток вам відомі? Які з них вам доступні?

104. Чи можна спостерігати дифракцію світла на кристалічній ґратці? Чому? Як?