

Лекція №1. Інтерференція світла та її застосування

59. Когерентність та монохроматичність світлових хвиль. Інтерференція світла. Оптична довжина шляху

Інтерференцією світла називається явище накладання двох або кількох когерентних світлових хвиль, в результаті якого відбувається перерозподіл інтенсивності світла в просторі.

Хвилі називаються когерентними, якщо вони мають однакову частоту і в точці накладання – постійну різницю фаз.

Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений перебіг в часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовольняють монохроматичні хвилі – хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди. Оскільки ж одне реальне джерело не дає строго монохроматичного світла з постійною початковою фазою, то хвилі, що випромінюються будь-якими незалежними джерелами світла, завжди не когерентні.

Зрозуміти фізичну природу немонохроматичності, а отже, і некогерентності хвиль, що випромінюються двома різними джерелами світла, можна, враховуючи таку модель випромінювання світла атомами. У двох самостійних джерелах світла атоми випромінюють світло незалежно один від одного. В кожному з таких атомів випромінювання скінченне і триває дуже короткий час ($\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$). Через деякий час атом знову може збудитися і почати випромінювати світлові хвилі, але уже з іншою початковою фазою. Оскільки різниця фаз між випромінюванням двох таких незалежних атомів змінюється при кожному новому акті випромінювання, то хвилі, що спонтанно випромінюються атомами будь-якого джерела світла, некогерентні. Отже, хвилі, що випромінюються атомами, лише протягом інтервалу часу $\approx 10^{-8} \text{ с}$ мають приблизно сталу амплітуду і фазу коливань, тоді як за великий проміжок часу і амплітуда, і фази змінюються.

Переривчасте випромінювання світла атомами у вигляді окремих короткочасних імпульсів називається **хвильовим цугом**.

Довільне реальне немонохроматичне світло можна зобразити у вигляді сукупності незалежних гармонічних цугів, які змінюють один одного. Середня тривалість одного цугу $\tau_{\text{ког}}$, називається **часом когерентності**.

Когерентність існує лише в межах одного цугу, і час когерентності не може перевищувати час випромінювання, тобто $\tau_{\text{ког}} < \tau$.

Якщо хвиля поширюється в однорідному середовищі, то фаза коливань у певній точці середовища зберігається лише протягом часу когерентності $\tau_{\text{ког}}$. За цей час хвиля поширюється на відстань $l_{\text{ког}} = c\tau_{\text{ког}}$, що називається **довжиною когерентності** (або довжиною цугу). Спостереження інтерференції світла можливе лише при оптичних різницях ходу, менших від довжини когерентності використовуваного світла.

Цуг хвиль тим ближчий за своїми властивостями до монохроматичної хвилі з циклічною частотою ω і хвильовим числом $k = \frac{\omega}{c}$ (у вакуумі), чим більша тривалість τ його випромінювання. Однак тривалість спостереження світла завжди в багато разів більша за тривалість $\tau_{\text{ког}}$ випромінювання одного цугу. Крім того, у кожний момент часу світло випромінюється не одним, а дуже великою кількістю атомів світного тіла. Тому досить високий ступінь монохроматичності кожного цугу окремо зовсім ще не означає когерентності різних цугів між собою і пов'язаної з цим монохроматичності випромінювання джерела світла.

Когерентність коливань, які здійснюються в одній і тій самій точці простору, що визначається ступенем монохроматичності хвиль, називається часовою когерентністю.

Поряд з часовою когерентністю, що визначається часом когерентності, для опису когерентних властивостей хвиль у площині, перпендикулярній до напрямку їх поширення, вводиться *поняття просторової когерентності*.

Для отримання інтерференційних смуг від двох джерел світла недостатньо, щоб ці джерела склалися з попарно когерентних точкових джерел. Навіть у випадку строго монохроматичного світла необхідно, щоб розміри джерел не перевищували певної межі, що залежить від взаємного розміщення та відстані між ними, а також від положення екрана, який призначений для спостереження інтерференційних смуг.

Два джерела, розміри і взаємне розміщення яких дозволяє спостерігати інтерференційні смуги (при необхідному ступені монохроматичності світла), називаються просторово когерентними.

Радіусом когерентності (або довжиною просторової когерентності) називається максимальна поперечна напрямку поширення хвилі відстань, на якій можливий прояв інтерференції (тобто відстань між точками, між якими випадкова зміна різниці фаз досягає значення порядку π). Отже, просторова когерентність визначається радіусом когерентності.

Розглянемо тепер інтерференцію світла.

Нехай дві когерентні монохроматичні світлові хвилі накладаються одна на одну в деякій точці простору. Перша хвиля викличе в цій точці гармонічні коливання

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \varphi_1),$$

а друга –

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \varphi_2).$$

Оскільки тут додаються два гармонічні коливання однакового періоду, що відбуваються в однаковому напрямку, то результуюче коливання буде також гармонічним з тим самим періодом і в тому самому напрямку, тобто

$$E_1 = E_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

Амплітуда E_0 цього коливання дорівнює:

$$E_o^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

Оскільки хвилі когерентні, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ має постійне в часі (але своє для кожної точки простору) значення, тому інтенсивність результуючої хвилі ($I \approx E_o^2$):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1).$$

У точках простору, де $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, де $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, $I < I_1 + I_2$.

Отже, при накладанні двох когерентних світлових хвиль відбувається просторовий перерозподіл інтенсивності світла, внаслідок чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших – мінімуми інтенсивності.

Для некогерентних хвиль різниця $\varphi_2 - \varphi_1$ неперервно змінюється, тому середнє в часі значення $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ дорівнює нулю, інтенсивність результуючої хвилі всюди однакова і при $I_1 = I_2$ дорівнює $2I_1$ (для когерентних хвиль при даній умові в максимумах $I = 4I_1$, в мінімумах $I = 0$).

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують метод розділення хвилі, що випромінюється одним джерелом, на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і спостерігається інтерференційна картина.

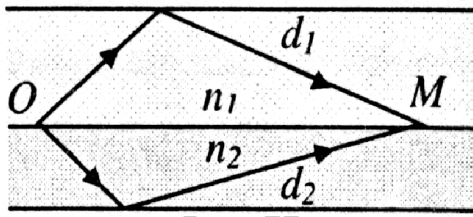


Рис. 77

Нехай розділення на дві когерентні хвилі відбувається в певній точці O (рис.1). До точки M , в якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля в середовищі з показником заломлення n_1 , пройшла шлях інша – в середовищі з показником заломлення n_2 – шлях d_2 .

Якщо в точці O фаза коливань дорівнює ωt , то в точці M перша хвиля збудить коливання $E_{01} \cos\left(t - \frac{d_1}{v_1}\right)$, друга хвиля – коливання $E_{02} \cos\left(t - \frac{d_2}{v_2}\right)$, де $v_1 = \frac{c}{n_1}$,

$v_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазова швидкість першої та другої хвилі.

Різниця фаз δ двох когерентних хвиль від одного джерела:

$$\delta = \omega \left(\frac{d_2}{v_2} - \frac{d_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (d_2 n_2 - d_1 n_1).$$

Добуток геометричної довжини d шляху світлової хвилі на показник n заломлення цього середовища називається оптичною довжиною шляху L , а $\Delta = L_2 - L_1$ – різниця оптичних довжин пройдених хвилями шляхів – називається оптичною різницею ходу.

Якщо оптична різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль у вакуумі:

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots),$$

то $\delta = \pm 2m\pi$, і коливання, що збуджуються в точці M обома хвилями, знаходяться в однаковій фазі.

Тому $\Delta = \pm m \lambda_0$ – умова інтерференційного максимуму.

Якщо оптична різниця ходу:

$$\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_o}{2} \quad (m=0,1,2,3\dots).$$

то $\delta = \pm(2m+1)\pi$ і коливання, що збуджуються в точці M обома хвилями, знаходяться у протифазі і $\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_o}{2}$ – умова інтерференційного мінімуму.

60. Інтерференція світла у тонких плівках

Прикладом інтерференції світла, що спостерігається в природних умовах, може бути райдужне забарвлення мильних плівок, тонких плівок нафти або мінерального масла, які плавають на поверхні води, кольори мінливості на поверхні загартованих сталених деталей, покритих найтоншим шаром окислів. Усі ці явища зумовлені інтерференцією світла в тонких прозорих плівках, яка виникає внаслідок накладання когерентних хвиль, що відбиваються від верхньої та нижньої поверхонь плівки.

Нехай на плоскопаралельну прозору плівку з показником заломлення n і товщиною d під кутом i падає плоска монохроматична хвиля (рис. 2).

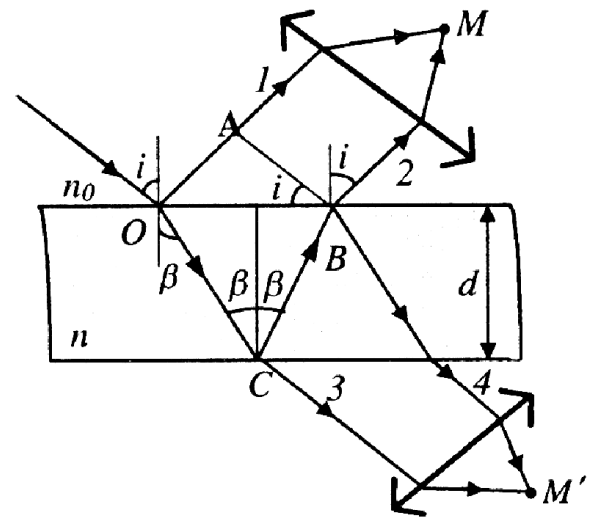


Рис. 78

Падаюча хвиля частково відбивається від верхньої поверхні плівки, а частково заломлюється. Напрямок поширення відбитої хвилі зображено променем 1 , а заломленої – променем OC . Заломлена хвиля, досягнувши нижньої поверхні плівки, частково відбивається (промінь CB), а частково заломлюється. Хвиля, що поширюється вздовж променя CB , на верхній поверхні плівки частково відбивається, а частково заломлюється, причому заломлена хвиля (промінь 2) накладається на хвилю, що безпосередньо відбита від верхньої поверхні.

Промені 1 і 2 когерентні між собою.

Якщо на їх шляху поставити збірну лінзу, то вони зберуться в одній з точок M фокальної площини лінзи і дадуть інтерференційну картину, яка визначається оптичною різницею ходу A між інтерференційними променями 1 і 2 :

$$\Delta = (OC + CB)n - OA \pm \frac{\lambda_o}{2} = \bar{\Delta} \pm \frac{\lambda_o}{2}.$$

Доданок $\pm \frac{\lambda_o}{2}$ зумовлений “втратою півхвилі” при відбиванні світла від межі поділу середовища. Якщо $n > n_o$, то в точці O фаза коливань змінюється на протилежну, відбувається “втрата півхвилі” і доданок матиме знак “–”. У випадку $n < n_o$ “втрата півхвилі” відбудеться в точці C і $\frac{\lambda}{2}$ матиме знак “+”.

Використовуючи рис.2 можна розрахувати різницю ходу між променями 1 та 2 :

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_o}{2}.$$

В точці M буде максимум, якщо:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_o}{2} = 2m \frac{\lambda_o}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

і мінімум, якщо:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_o}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda_o}{2}, \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots).$$

Інтерференція спостерігається не лише у відбитому світлі, а й у світлі, що проходить через плівку (рис.2, промені 3 і 4). Оптична різниця ходу для прохідного світла відрізняється від Δ для відбитого світла на $\frac{\lambda_o}{2}$, бо світло не відбивається від оптично густішого середовища. Отже, максимумам інтерференції у відбитому світлі відповідають мінімуми інтерференції в прохідному світлі і навпаки.

1. Смуги однакового нахилу

Інтерференція в плоскопаралельних пластинках визначається величинами λ_o, d, n та i . Для даних λ_o, d, n кожному нахилу i променів відповідає своя інтерференційна смуга.

Інтерференційні смуги, які виникають внаслідок накладання хвиль, що падають на плоскопаралельну пластинку під однаковими кутами, називаються смугами однакового нахилу.

Промені I' і I'' , відбившись від верхньої та нижньої граней пластинки, паралельні один до одного, оскільки пластина плоскопаралельна (рис. 3). Отже, інтерферуючі промені I' і I'' перетинаються лише в нескінченності, тому кажуть, що **смуги однакового нахилу локалізовані на нескінченності**.

Для їх спостереження використовують збірну лінзу й екран, розміщений у фокальній площині лінзи. Паралельні промені I' і I'' зберуться у фокусі лінзи. В ту саму точку прийдуть й інші промені, паралельні до променя I , (на рис. 3 – промінь 2) внаслідок чого збільшиться загальна інтенсивність.

Хвилі 3, які падають на пластину під іншим кутом, зберуться в іншій точці M' фокальної площини лінзи.

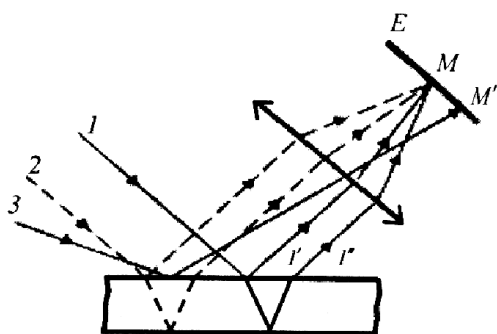


Рис. 79

2. Смуги однакової товщини

Нехай на клин (кут α між боковими гранями малий) падає плоска хвиля, напрямом поширення якої збігається з променями I і 2 (рис. 4). З усіх променів, на які розділяється падаючий промінь I ,

5

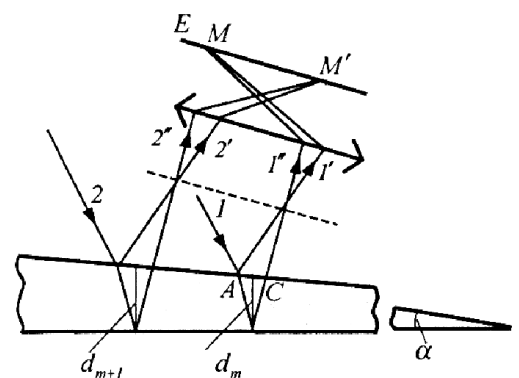


Рис. 80

розглянемо I' і I'' , які відбилися від верхньої та нижньої поверхні клина. При певному взаємному положенні клина і лінзи промені I' і I'' перетнуться в деякій точці M на екрані. Оскільки промені I' і I'' когерентні, вони будуть інтерферувати. Якщо джерело хвиль розміщене далеко від поверхні і кут α досить малий, то різниця ходу променів I' і I'' визначається формулою

$$\Delta = 2d_m \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_o}{2}.$$

де d_m – середня товщина клина на ділянці AC .

На екрані з'являється система інтерференційних смуг. Кожна зі смуг виникає за рахунок відбивання від місць пластинки, що мають однакову товщину.

Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок інтерференції від місць однакової товщини, називаються смугами однакової товщини.

Оскільки верхня та нижня грані клина не паралельні між собою, то промені I' і I'' перетинаються поблизу пластинки. У такий спосіб **смуги однакової товщини локалізовані поблизу поверхні клина.**

3. Кільця Ньютона

Окремим випадком смуг однакової товщини є кільця Ньютона, що виникають у повітряному шарі між плоскоопуклою лінзою з великим радіусом кривини R і плоскою скляною пластиною, які дотикаються в точці P (рис. 5). При цьому товщина повітряного шару поступово зростає від точки P до краю пластини.

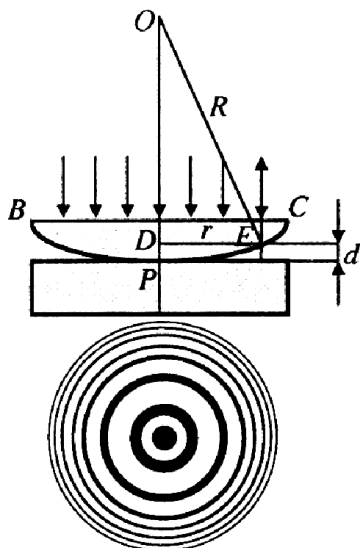


Рис. 81

Паралельний пучок світла падає на плоску поверхню BC лінзи. Після відбивання від опуклої поверхні лінзи і дотичної до неї поверхні пластини світло поширюється у зворотному напрямку паралельним пучком.

При накладанні відбитих хвиль виникають інтерференційні смуги однакової товщини, що мають при нормальному падінні світла вигляд концентричних кілець (рис. 5). В центрі міститься темний круг, тому що в місці дотику лінзи з поверхнею пластинки залишається дуже тонкий повітряний шар товщиною набагато меншою від довжини хвилі.

Різниця ходу між променями, що виникають в цій точці, визначається лише

втратою півхвилі при відбиванні від поверхні пластини, тобто $\Delta = \frac{\lambda_o}{2}$, і тут спостерігається інтерференційний мінімум нульового порядку.

Оскільки результат накладання двох відбитих хвиль залежить від товщини повітряного шару, то для всіх точок цього шару, що знаходяться на однаковій відстані r від точки P , тобто тих, що утворюють коло, буде однакова умова або для інтерференційного максимуму, або мінімуму. Тому виникає інтерференційна картина у вигляді концентричних кілець.

Отже, темний круг буде оточений системою світлих кілець, що чергуються, ширина й інтенсивність яких поступово зменшуються з віддаленням від

центрального темного круга. У прохідному світлі буде доповняльна картина – центральне світле коло, наступне кільце темне і т.д.

61. Застосування явища інтерференції світла

Явище інтерференції світла лежить в основі дії чисельних оптичних приладів, за допомогою яких з великою точністю вимірюють довжину світлових хвиль, лінійні розміри тіл та їх зміну під впливом різних фізичних процесів; вимірюють показники заломлення речовин; визначають якість і точність шліфування різних поверхонь; вимірюють кутові розміри небесних тіл тощо. За допомогою явища інтерференції можна виготовляти інтерференційні світлофільтри і значно зменшити відбивання світла від оптичних систем.

О. Смакула розробив спосіб *просвітлення оптики* для зменшення втрат світла, зумовлених його відбиванням на межі поділу двох середовищ, оскільки проходження світла через кожен заломну поверхню лінзи супроводжується відбиттям $\approx 4\%$ падаючого потоку світла. У складних об'єктивах число відбивання велике і сумарна втрата світлового потоку досить значна, що приводить до зменшення світлосили оптичних приладів. Крім того, відбивання від поверхні лінз приводить до виникнення бліків.

Щоб елементи оптичних систем зробити просвітленими, їх поверхні покривають прозорими плівками речовин, показник заломлення яких менший, ніж скла.

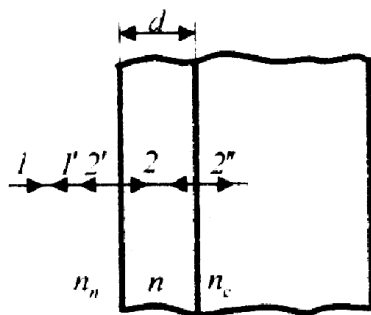


Рис.82

При відбиванні світла від межі поділу повітря – плівка і плівка-скло виникає інтерференція когерентних хвиль i' і $2'$ (рис.6). Товщину плівки d і показники заломлення скла n_c і плівки n можна підібрати так, щоб хвилі, які інтерферують, гасили одна одну. Для цього їх амплітуди повинні бути рівні, а оптична різниця ходу $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_o}{2}$. Розрахунки показують, що амплітуди відбитих хвиль рівні, якщо $n = \sqrt{n_c}$.

Речовину плівки підбирають так, щоб виконувалась умова $n_c > n > n_n$, де n_n – показник заломлення повітря. Втрата півхвилі в цьому випадку відбувається на обох поверхнях. Умова мінімуму при куті падіння $i = 0$ має такий вигляд

$$2dn = (2m + 1) \frac{\lambda_o}{2}.$$

Для мінімальної товщини плівки $m = 0$, і тоді

$$dn = \frac{\lambda_o}{4}.$$

Отже, якщо $n = \sqrt{n_c}$ і оптична товщина плівки дорівнює $\frac{\lambda}{4}$, то в результаті інтерференції спостерігається гасіння відбитих хвиль.

Явище інтерференції використовують у ряді дуже точних вимірювальних приладів, які називають **інтерферометрами**.

Розглянемо принципову схему **інтерферометра Жамена**, який застосовують для точних вимірювань показників заломлення газів і їх залежність від температури, тиску і вологості (рис. 7).

Дві зовсім однакові скляні товсті плоскопаралельні пластини A та B встановлені майже паралельно одна до одної. Промені світла від монохроматичного джерела S падають на поверхню пластини A під різними кутами i , близькими до 45° . На рисунку показано лише один падаючий промінь. Внаслідок його відбивання від обох поверхонь пластини з неї виходять дві когерентні паралельні хвилі 1 і 2 . Пройшовши крізь дві цілком однакові закриті скляні кювети K_1 і K_2 ці хвилі після відбивання від пластини B збираються лінзою L й інтерферують.

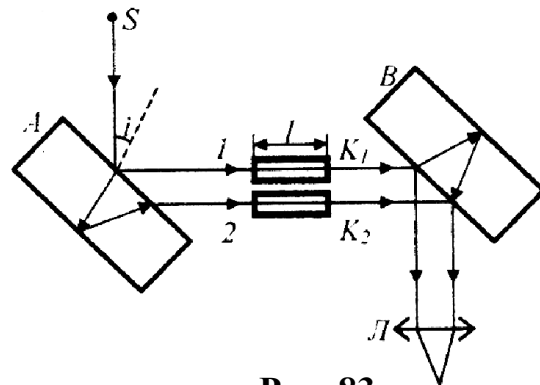


Рис. 83

Інтерференційні смуги однакового хвилю розглядають за допомогою окуляра.

Якщо одну з кювет K_1 заповнено газом з відомим показником заломлення n_1 , а другу – газом з показником заломлення n_x , який треба виміряти, то оптична різниця ходу між інтерферуючими хвилями $\Delta = (n_x - n_1)l$. Згідно умови інтерференційного максимуму

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_o}{2}$$

Отже,

$$n_x = n_1 + \frac{m\lambda_o}{l},$$

де m – порядок інтерференційного максимуму. Зміна різниці $n_x - n_1$ зміщує інтерференційні смуги.

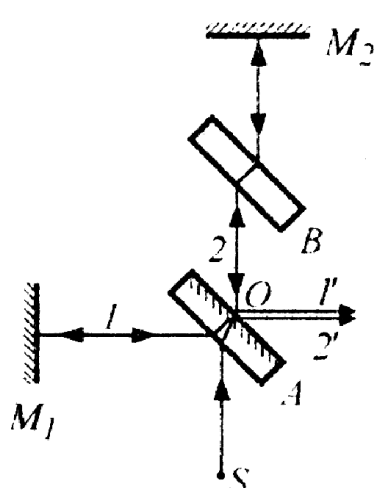


Рис. 84

Розглянемо спрощену схему **інтерферометра Майкельсона** (рис. 8).

Монохроматичне світло від джерела S падає під кутом 45° на плоскопаралельну пластинку A . Сторона пластинки, віддалена від S , посріблена і напівпрозора, розділяє промінь на дві частини: промінь 1 (відбивається від посрібленого шару) і промінь 2 (проходить крізь нього). Промінь 1 відбивається від дзеркала M_1 і повертається назад, знову проходить через пластинку A ($1'$). Промінь 2 йде до дзеркала M_2 , відбивається від нього, повертається назад і відбивається від пластинки A ($2'$). Оскільки промінь 1 проходить пластину A двічі, то для компенсації різниці ходу, яка виникає на шляху другого променя, ставиться пластинка B , яку називають **компенсатором**.

Хвилі $1'$ і $2'$ когерентні; отже, буде спостерігатися інтерференція. Оптична різниця хвиль $1'$ і $2'$ $\Delta = 2n_1(l_1 - l_2)$, де n_1 – абсолютний показник заломлення повітря, а l_1 і l_2 – відстані від точки O до дзеркал M_1 і M_2 .

Якщо $l_1 = l_2$, то буде інтерференційний максимум. Зміщення одного з дзеркал на відстань $\frac{\lambda_o}{4}$ приводить до виникнення інтерференційного мінімуму. Отже, за зміною інтерференційної картини можна зробити висновки про малі переміщення одного з дзеркал і тим самим використати інтерферометр Майкельсона для точних вимірювань довжини. Похибки при вимірюванні довжини $\approx 10^{-8}$ мм.

Інтерферометр Майкельсона можна використати для знаходження незначних змін показника заломлення прозорих тіл залежно від тиску, температури, домішок. Такий інтерферометр – *інтерференційний рефрактометр*. Як і у випадку інтерферометра Жамена, на шляху променів розміщують дві однакові кювети завдовжки l , одна з яких наповнена газом з відомим показником заломлення n_1 , а друга з невідомим n_x . Між хвилями 1' і 2' виникає додаткова оптична різниця ходу

$$\Delta = (n_x - n_1) \cdot l.$$

Зміна різниці ходу приведе до зсуву інтерференційних смуг. Цей зсув можна характеризувати величиною

$$m_o = \frac{\Delta}{\lambda_o} = (n_x - n_1) l.$$

де m_o показує, на яку частину ширини інтерференційної смуги змістилась інтерференційна картина. Вимірюючи величину m_o при відомих l , n_1 і λ , можна обчислити n_x .

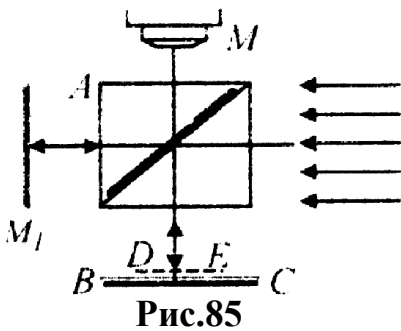


Рис.85

В.П. Лінник використав принцип дії інтерферометра Майкельсона для створення *мікроінтерферометра* – високо-чутливого приладу, який використовується для контролю чистоти обробки поверхонь металевих виробів. Основними елементами є скляний кубик А (рис.9), який складається з двох половин, склеєних по діагональній площині. Одну із спостережуваних поверхонь напівпосріблено. ВС –

досліджувана плоска поверхня, M_1 – плоске дзеркало. Двогранний кут між дзеркалом і поверхнею ВС відрізняється від $\frac{\pi}{2}$ на малу величину α . DE – уявне зображення

відбивної поверхні дзеркала M_1 у напівпосрібленій діагональній площині кубика А. Інтерференційні смуги однакової товщини для повітряного клина DE – ВС спостерігають за допомогою мікроскопа М. У тих місцях поверхні ВС, де є виступи або заглибини, інтерференційні смуги викривлятимуться. За допомогою цього приладу можна виявити штрихи поверхні деталі, глибина яких дорівнює $(2 \div 3)10^{-7}$ мм. Крім того, інтерферометри використовуються для вивчення якості виготовлення оптичних деталей, для вимірювання кутів, для дослідження процесів, які з великою швидкістю відбуваються в повітрі, що обтікає літальні апарати. Майкельсон вперше порівнював еталонний метр з довжиною стандартної світлової хвилі.