Лекція 4. Інтерференція в тонких плівках і пластинах. Кільця Ньютона

Інтерференція в тонких пластинках. Тонкі пластинки є напівпрозорими поверхнями, які частково відбивають та частково пропускають світло.

Вони здатні забезпечити значно більшу інтенсивність інтерференційних смуг, ніж у випадку поділу світлового пучка за допомогою біпризми Френеля, дзеркала Ллойда, методу Юнга.

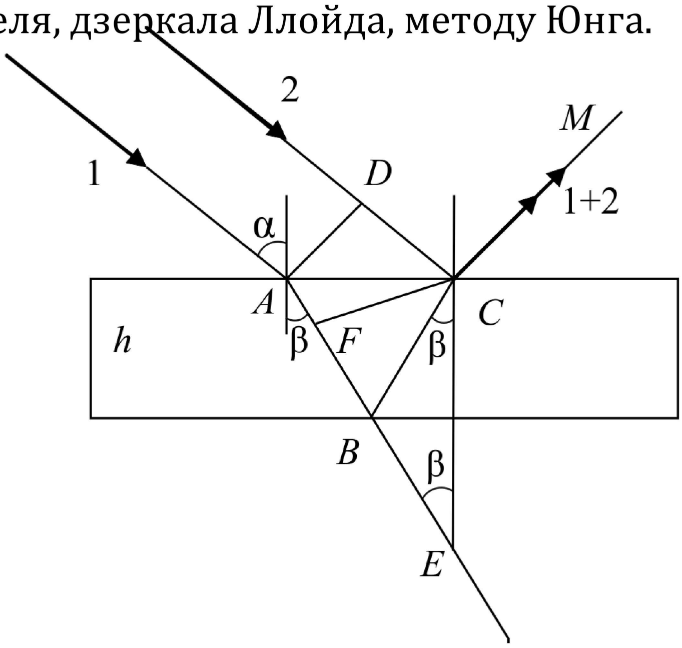

Рис. 2.5

Явища інтерференції в тонких пластинках спостерігали Т. Юнг та О. Френель наприкінці XVIII – на початку XIX століття. Розглянемо тонку пластинку товщиною *h*. Освітимо її монохроматичним світлом від джерела, розташованого так далеко, що можна вважати, що промені, які йдуть від нього та падають на пластинку, паралельні; *h* – порядку декількох довжин хвиль.

Промінь 1, який заломлюється всередину пластинки, відбивається від нижньої її грані, а промінь 2 безпосередньо відбивається від верхньої грані.

Перший промінь вийде з точки *C*. У точку *C* обов'язково попаде який-небудь промінь 2 від джерела світла, когерентний першому, і відіб'ється від верхньої грані. Між 1 та 2 променями, які вийшли з точки *C*, буде мати місце деяка різниця фаз (оскільки: 1) вони пройшли різі шляхи; 2) мають різні умови відбивання).

Знайдемо різницю ходу променів 1 та 2: $\delta = FB + BC$, тому що відрізки *AF* та *DC* оптично рівні (*AD* и *FC* – хвильові поверхні падаючої та заломленої хвиль). Зробивши додаткові побудови, бачимо:

$$\delta = FB + BC = FB + BE = FE = CE\cos\beta = 2h\cos\beta.$$

Ця різниця ходу створює в точці *C* деяку різницю фаз.

Оптична різниця ходу променів у *n* разів більша.

$$x_1 - x_2 = 2hn\cos\beta.$$

Якщо врахувати, що промінь 2 при відбитті в точці *С* від більш щільнішого середовища змінює фазу на протилежну (втрачає половину довжини хвилі), то результат інтерференції для променів, які йдуть у напрямку *СМ*, буде визначатися величиною:

$$\Delta = 2hn\cos\beta + \frac{\lambda}{2}. \tag{2.3}$$

$$\begin{cases} \text{Якщо } \Delta = 2n\dfrac{\lambda}{2} \text{ – для відбитого світла,} \\ \text{буде спостерігатися підсилення світла (max);} \\ \text{Якщо } \Delta = \left(2n+1\right)\dfrac{\lambda}{2} \text{ – для відбитого світла,} \\ \text{буде спостерігатися послаблення світла (min).} \end{cases}$$

Тому ця пластинка, освітлена монохроматичним світлом, буде здаватися або світлою, або темною.

Якщо вона освітлена білим світлом, то вона матиме колір, доповнюючий до послабленого.

Аналогічна картина буде спостерігатися і у прохідному світлі, але умова максимумів та мінімумів зміниться.

Оптична різниця ходу буде такою ж, але величина Δ, яка визначає різницю фаз, буде рівною різниці ходу, тому що жоден промінь не втрачає половину довжини хвилі:

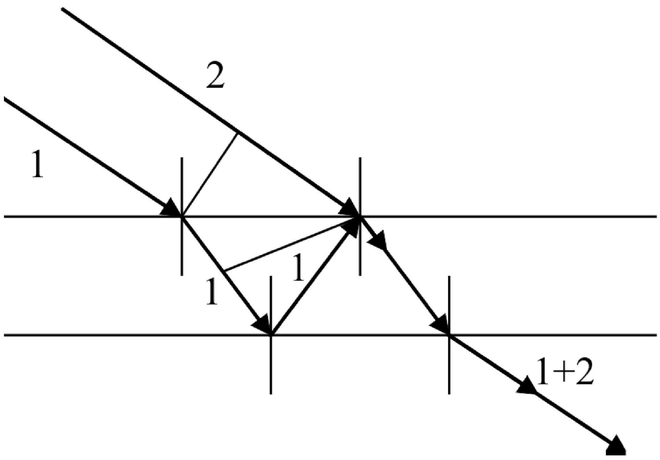

Рис. 2.6

$$x_1 - x_2 = \Delta = 2hn \cdot \cos\beta \tag{2.4}$$

– для прохідного світла.

Умови інтерференції у в і д б и т о м у с в і т л і:

$$\begin{cases} 1.\ \text{Максимальне підсилення світла} \\ 2hn \cdot \cos\beta + \dfrac{\lambda}{2} = 2k\dfrac{\lambda}{2} = k\lambda\,(\max); \\ 2.\ \text{Максимальне послаблення світла} \\ 2hn \cdot \cos\beta + \dfrac{\lambda}{2} = \left(2k+1\right)\dfrac{\lambda}{2}\ (\min); \\ k = 0, 1, 2, 3, \ldots \end{cases} \tag{2.5}$$

Умови інтерференції у п р о х і д н о м у с в і т л і:

$$\begin{cases} 1.\ \text{Максимальне підсилення світла} \\ 2hn \cdot \cos\beta = 2k\dfrac{\lambda}{2} = k\lambda\ (\max); \\ 2.\ \text{Максимальне послаблення світла} \\ 2hn \cdot \cos\beta = \left(2k+1\right)\dfrac{\lambda}{2}\ (\min); \\ k = 0, 1, 2, 3, \ldots \end{cases} \tag{2.6}$$

Отже, якщо дивитися у білому світлі на пластинку у відбитому і в прохідному світлі під однаковими кутами, то вона буде пофарбована в додаткові кольори, тобто в такі, які при накладанні дають білий колір. Явище інтерференції, розглянуте вище, пояснює райдужні кольори, які спостерігаються на поверхні води, на якій є шар жиру або гасу (інтерференція у плівці гасу або жиру). Кольори мильних пузирів, наприклад, пояснюються в результаті інтерференцією світла на мильній плівці.

Інтерференція в тонкому клині. Ми розглядали строго паралельну пластинку, якщо пластинка не строго паралельна, то однакові умови інтерференції будуть спостерігатися для тих частин пластинки, для яких однакова *h*, тому що результат інтерференції залежить від різниці ходу інтерферуючих променів, яка в цьому випадку визначається товщиною пластинки (при однаковому куті падіння).

Якщо ми візьмемо клин, то кожна інтерференційна смужка на ньому буде геометричним місцем точок, для яких товщина клину одна і та ж. Це «лінії рівної товщини». Якщо ми візьмемо правильний клин, то лінії будуть паралельні ребру клина. «Лінії рівної товщини» локалізовані на поверхні клина, наче намальовані на його поверхні.

Пофарбованість, яка викликана інтерференцією відбитих променів, має назву кольорів тонких пластинок.

Кільця Ньютона. Ньютон спостерігав інтерференційну картину (лінії рівної товщини) у вигляді кольорових кілець у наступній системі. Лінза з дуже малим викривленням (майже плоска) розташовувалась на плоско паралельній відшліфованій пластинці. Між поверхнею лінзи та пластинки утворюється тонкий повітряний клин. Очевидно, що лінії рівної товщини в цьому клині будуть темні та світлі кільця з центром у точці *C*. Для променів, перпендикулярних до поверхні лінзи, cos β = 1 та *n* повітря дорівнює 1.

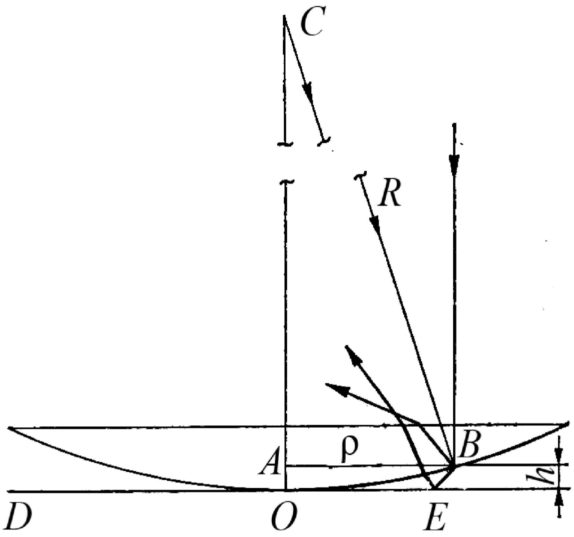

Рис. 2.7

Встановимо, від чого залежить радіус кільця:

ρ – радіус кільця;

R – радіус кривизни лінзи.

$$\rho^2 = R^2 - (R-h)^2 = R^2 - R^2 + 2Rh - h^2,$$

$$\rho^2 = h(2R-h) \text{ або } \rho^2 = 2hR - h^2;$$

h^2 набагато менше, ніж $2Rh$, тому що $R \gg h$.

$$h = \frac{\rho^2}{2R}.$$

Підставимо це значення *h* у формулу (2.5) отримаємо для темних та світлих кілець у відбитому світлі:

$$2\frac{\rho^2}{2R}n+\frac{\lambda}{2}=(2k+1)\frac{\lambda}{2};\ \rho^2 n=k\lambda\cdot R;\ \rho_T=\sqrt{\frac{Rk\lambda}{n}}.$$

В лівій частині введено $\frac{\lambda}{2}$, тому що один із інтерферуючих променів змінює фазу на протилежну в результаті відбиття від більш густого середовища, звідси

радіуси темних кілець:

$$\rho_{\text{темних}}=\sqrt{\frac{2kR\frac{\lambda}{2}}{n}};\ k=0,1,2,3,\ldots \tag{2.7}$$

радіуси світлих кілець знаходять із співвідношення

$$2\frac{\rho^2}{2R}n+\frac{\lambda}{2}=2k\frac{\lambda}{2};\ \rho_{\text{світл.}}=\sqrt{\frac{(2k-1)R\frac{\lambda}{2}}{n}}. \tag{2.8}$$

У прохідному світлі – навпаки, оскільки один із інтерферуючих променів два рази відбивається із зміною фази на протилежну, а другий проходить без відбиття. Товщина зазору в центрі дорівнює нулю, але через неабсолютний контакт виникає втрата половини довжини хвилі при відбитті від пластинки і через це в центрі видно темну пляму у відбитому світлі і світлу у прохідному – це є дослідним підтвердженням факту зміни фази на протилежну при відбитті світла від більш густого середовища. З формул для радіусів кілець видно, що чим менша λ, тим менший ρ, тобто в білому світлі буде видно кільця з фіолетовим краєм усередині.