

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ВНУТРІШНІХ СПРАВ**

Кафедра інформаційних технологій факультету №4

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

навчальної дисципліни Фізика обов'язкової компоненти
освітньої програми першого рівня вищої освіти

125 Кібербезпека (безпека інформаційних та комунікаційних систем)

за темою – (Дифракція світла)

Харків 2018

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від _____ № _____

СХВАЛЕНО

Вченою радою факультету № 4
Протокол від _____ № _____

ПОГОДЖЕНО

Секцією Науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від _____ № _____

Розглянуто на засіданні кафедри інформаційних технологій
протокол від _____ № _____

Розробники:

1. доцент кафедри, кандидат технічних наук Світличний В.А.

Рецензенти:

1. доцент кафедри кібербезпеки факультету №4 ХНУВС, к.т.н., доцент Носов В.В.,
2. професор кафедри проектування та експлуатації електронних апаратів ХНУРЕ, к.т.н., доцент Хорошайло Ю.С.

План лекції:

1. Вступ. Когерентність і монохроматичність.
2. Інтерференція світла. Умови максимуму і мінімуму інтерференції.
3. Дифракція світла. Дифракція на щілині.
3. Дифракційна решітка. Дифракційний спектр.
4. Застосування явищ інтерференції і дифракції.
5. Висновки.

Основна література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том. 4. Оптика – М.: Высшая школа, 1979, 768 с.
2. Бланк А.Я. Физика. – Харьков, "Каравелла", 1996.
3. Лопатинський Є.І., Зачек І.Р., Ільчук Г.А., Романишин Б.М. Фізика. Підручник. – Львів: Афіша, 2005. 394 с.

Додаткова література:

1. Зисман Г.А., Тодес О.М. Курс общей физики \в 3-х томах\ - Киев, "Дніпро", 1994.
2. Айзензон А.Е. Курс физики – Москва, "Высшая школа", 1996.
3. Орір Дж. Физика в 2-х томах. – М: Мир, 1981.
4. Детлаф А.А., Яворський В.М. Курс общей физики \в 3-х томах\ – М.: Высшая школа, 1983.

Текст лекції.

1. Вступ. Якщо в просторі поширюються кілька хвиль від різних джерел, то при зустрічі ці хвилі будуть накладатися одна на одну там, де вони зустрічаються і перетинаються. Про те кожна з хвиль, пройшовши місце зустрічі з другою хвилею, продовжує поширюватися далі так, ніби такої зустрічі не було. Це означає, що поширення в просторі хвиль від одного джерела не заважає поширенню в ньому інших хвиль.

Якщо джерела хвиль коливаються з однаковою частотою і протягом усього часу коливань зберігають сталу різницю фаз, то такі джерела називаються когерентними.

Хвилі, які створюються такими джерелами, теж називаються **когерентними**. Під час накладання когерентних хвиль утворюється стійка картина коливань точок середовища, на якій видно, що одні точки коливаються з великою амплітудою, а інші – з маленькою.

2. Явище накладання когерентних хвиль, внаслідок якого виникають підсилення і послаблення коливань в різних точках середовища, називається інтерференцією хвиль.

Французький фізик Френель показав, що світлові хвилі також можуть інтерферувати. Але інтерференція світла виникає при складніших умовах. Для цього слід мати когерентні джерела світла. Будь-які два однакові джерела є некогерентними. Для одержання когерентних хвиль треба промені, які йдуть від одного джерела світла в різних напрямках, накласти один на одного. Френель розробив кілька способів накладання хвиль: за допомогою біпризми; за допомогою бідзеркал.

Біпризма – це дві однакові скляні призми з дуже малими заломними кутами склеєні одна з одною своїми вузькими поверхнями. Світловий промінь, що падає на призму, розділяється на два когерентні, а потім ці промені знову накладаються. При цьому на екрані можна побачити інтерференційну картину. Найчіткіша картина буде на екрані тоді, коли джерело світла буде давати монохроматичне випромінювання, тобто випромінювання з однією точно певною частотою коливань (одного кольору). Таке випромінювання дають світлофільтри.

Якщо джерело світла зробити у вигляді вузької щілини, то на екрані буде видно чергування темних і світлих смуг. Проти джерела на екрані буде світла смуга, бо в цьому місці на екрані будуть накладатися хвилі з однаковими фазами. При віддаленні від центральної смуги, будуть накладатися хвилі з різними фазами. У цих місцях виникають темні смуги. Коли різниця хвильових шляхів досягне довжини хвилі, знову утворюється світла смуга, і так далі.

Інтерференція променів залежить від їх оптичної різниці ходу - Δ , яка відрізняється від геометричної різниці ходу .

Таким чином підсилення чи послаблення картини підлягає певним закономірностям, які називаються умовами інтерференції:

Якщо в даній точці середовища накладаються дві хвилі, у яких різниця ходу рівна парному числу півхвиль, то при цьому хвилі підсилюють одна одну і виникає максимум інтерференції.

Умова максимуму така

$$\Delta_{\max} = 2 k \lambda / 2.$$

Якщо в даній точці накладаються дві хвилі, у яких різниця ходу рівна непарному числу півхвиль, то при цьому хвилі послаблюють одна одну і виникає мінімум інтерференції. Умова мінімуму така

$$\Delta_{\min} = (2k + 1) \lambda / 2.$$

У цих співвідношеннях k – це ціле число (1, 2, 3, ...).

Розглядаючи інтерференцію від різних колорів хвиль, можна зробити висновок, що чим менше значення довжини хвилі, яка дає інтерференцію, тим на меншій відстані один від одного розміщуються інтерференційні смуги. Для червоного світла відстані між смугами будуть більші, ніж для фіолетового і т.д.

Якщо біпризму освітити білим світлом, то смуги будуть кольорові по обидва боки від світлої центральної.

Явище інтерференції можна спостерігати за допомогою плоскопаралельної пластинки, клиноподібної плівки, кільця Ньютона.

3.1 Дифракція світла – це оптичне явище, яке пов'язане із зміною напрямку поширення світлових хвиль та з просторовим перерозподілом їх інтенсивності під впливом перешкод на їхньому шляху. Під дифракцією розуміють будь-яке відхилення світлових хвиль від прямолінійного напрямку поширення, якщо воно не зумовлене відбиванням, заломленням або викривленням променів у середовищах, в яких показник заломлення безперервно змінюється (рефракція).

У 1690 р. голландський фізик Гюйгенс запропонував спосіб знаходження фронту хвилі в просторі в будь-який момент часу. Цей спосіб одержав назву **принципу Гюйгенса**. Згідно принципу Гюйгенса кожна точку хвильового фронту $S(t)$ можна вважати джерелом вторинних елементарних сферичних хвиль. Хвильовим фронтом $S(t + \Delta t)$ у будь-який наступний момент часу є огинаюча поверхня до фронтів вторинних елементарних сферичних хвиль (рис. 1,а). Радіальні прямі на рисунку .1 показують напрям поширення сферичної хвилі. Якщо на шляху світлової хвилі поставити перешкоду, наприклад, отвір, то фронт хвилі, як огинаюча вторинних хвиль спотворюється нею і виникають нові напрями поширення хвилі, що йдуть в область геометричної тіні, а це і є дифракція (рис. 1,б).

Задача дифракції вважається розв'язаною, якщо визначено розподіл інтенсивності світла залежно від кута дифракції. *Кутом дифракції* називають кут між попереднім напрямом поширення хвилі й напрямом хвилі, що поширюється в область геометричної тіні.

Принцип Гюйгенса є суто геометричним способом побудови хвильового фронту, оскільки він не пов'язаний з фізичною природою хвиль. Вторинні хвилі відіграють роль не реальних хвиль, а допоміжних сфер, за допомогою яких шляхом геометричних побудов знаходять нове положення хвильового фронту. Тому принцип Гюйгенса дає змогу визначити лише напрям поширення хвильового фронту, але не дає уявлення про інтенсивність світла в різних напрямках. Тобто він не розв'язує задачі дифракції.

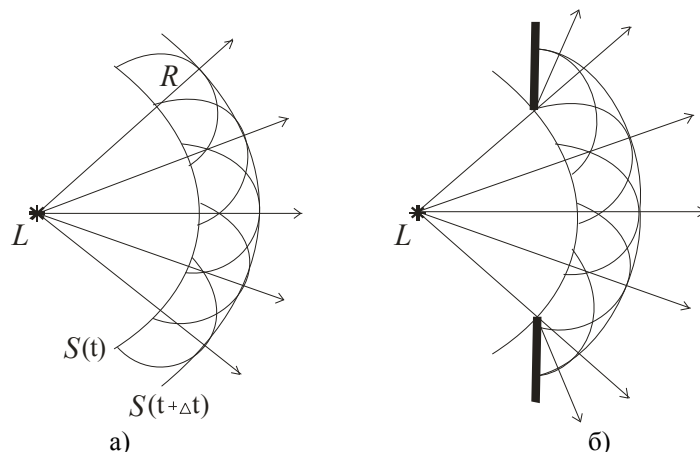


Рис. 1. Побудова сферичного хвильового фронту за принципом Гюйгенса:

- а) поширення хвилі в просторі ($R = V \Delta t$ – радіус фронту вторинних хвиль, V – швидкість поширення хвилі в середовищі);
- б) поширення хвилі поза перешкодою (отвір)

Цей недолік принципу Гюйгенса було усунуто в 1815 р. Френелем, який доповнив його ідеєю про інтерференцію вторинних хвиль. За Френелем світло має спостерігатися у тих місцях простору, де вторинні хвилі підсилюють одна одну внаслідок інтерференції. Цим розкривається фізична суть огинаючої поверхні, як поверхні, до якої вторинні хвилі приходять в однакових фазах. Принцип Гюйгенса з доповненням Френеля одержав назву **принципу Гюйгенса-Френеля**.

Суть принципу Гюйгенса-Френеля полягає в тому, що реальні джерела світла замінюють на обвідну *світну поверхню*, точки якої є вторинними точковими когерентними джерелами світла. Світлове поле, що виникає внаслідок інтерференції вторинних хвиль у просторі поза межами цієї поверхні збігаються з полем реальних світлових хвиль.

Нехай сферична світлова хвиля, яка має довжину λ , поширюється в однорідному середовищі від точкового джерела L до деякої точки спостереження P (рис. 2). Треба розрахувати інтенсивність світла в точці P . Для зручності виберемо світну поверхню S , яка відповідає миттєвому розміщенню сферичного хвильового фронту, що поширюється від джерела L до точки P . Відповідно до принципу Гюйгенса-Френеля кожен елемент поверхні dS хвильового фронту треба розглядати як елементарне джерело вторинних хвиль. Отже, вторинна сферична монохроматична хвиля створює в точці P від елемента dS коливання вектора напруженості електричного поля:

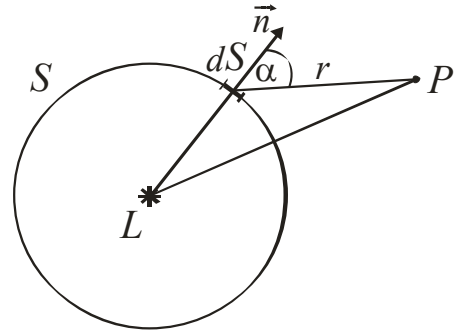


Рис. 2.

Побудова для розрахунку інтенсивності світла в точці P за принципом Гюйгенса-Френеля

$$dE_p = R(\alpha) \frac{E_0}{r} dS \cos(\omega t - k r + \psi_0),$$

де $R(\alpha)$ – коефіцієнт нахилу ($R_{\alpha=0} = 1, R_{\alpha=90^\circ} = 0$) означає відсутність поширення вторинних хвиль у напрямі до первинного джерела L ; $(\omega t + \psi_0)$ – фаза коливань на елементі dS ; r – відстань від

елемента dS до точки P ; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число; E_0 – амплітуда вторинної хвилі на відстані 1 м

від елемента dS ; $E_{0p} = R(\alpha) \frac{E_0}{r} dS$ – амплітуда коливань вторинної хвилі в точці P . Оскільки фази і

частота усіх вторинних джерел dS визначаються первинним джерелом L , то вони завжди є когерентними. Вторинні хвилі, які випромінюються цими джерелами, в точці P інтерферують й результуюче коливання визначиться як суперпозиція вторинних коливань у цієї точці:

$$E_p = \int R(\alpha) \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - k r + \psi_0) dS. \quad (1)$$

Ця формула являє собою *математичний вираз* принципу Гюйгенса-Френеля. Інтенсивність світла в точці P можна знайти як $I_p \sim E_p^2$.

Щоб уникнути значних математичних труднощів під час розв'язку задачі дифракції в багатьох випадках використовують так званий **метод зон Френеля**. Нехай L – точкове джерело світла, яке випромінює сферичну монохроматичну хвилю. Треба знайти інтенсивність світла в точці P (рис. 3).

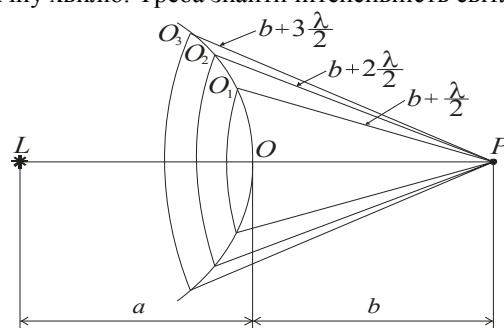


Рис. 3. Поділ світної поверхні на кільцеві зони Френеля

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля дію реального джерела світла замінюють дією вторинних джерел, що знаходяться на оточуючій джерело L світній поверхні у вигляді сферичного хвильового фронту S .

Метод зон Френеля полягає в тому, світну поверхню розбивають не на окремі точкові джерела, а на певні ділянки (*кільцеві зони*) так, щоб відстань від країв кожної зони до точки P відрізнялась на $\frac{\lambda}{2}$. Для цього треба провести концентричні сфери з центром в точці P радіусами $b + \frac{\lambda}{2}, b + 2\frac{\lambda}{2}, b + 3\frac{\lambda}{2}, \dots$.

$$\text{Тоді } O_1P - OP = O_2P - O_1P = O_3P - O_2P = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

Внаслідок перетину концентричних сфер із світною поверхнею утворюються кільцеві зони, які називають **зонами Френеля**. Під час такого поділу світної поверхні на зони різниця ходу між хвилями від двох сусідніх зон в точці P дорівнює $\frac{\lambda}{2}$. Це означає, що коливання, які зумовлені дією двох сусідніх зон, матимуть протилежні фази і внаслідок інтерференції послаблятимуть одне одного.

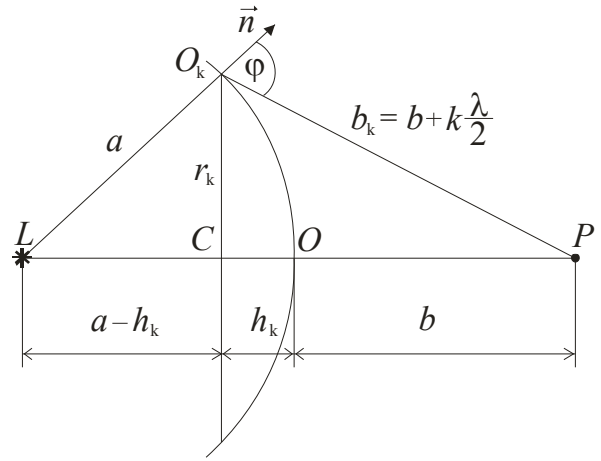
Для оцінки амплітуди коливань вторинних хвиль в точці P знайдемо площу зони Френеля. Нехай r_k — радіус k -ої зони Френеля, для якої $b_k = b + k\frac{\lambda}{2}$. Зовнішня границя k -ої зони відтинає від світної поверхні сферичний сегмент висотою h_k (рис. 4).

Позначимо площу цього сегменту через S_k . Тоді площу k -ої зони можна знайти у вигляді:

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1},$$

де S_{k-1} — площа сферичного сегменту, який відтинає зовнішня границя $(k-1)$ -ої зони. З трикутників LCO_k і PCO_k маємо:

$$r_k^2 = a^2 - (a^2 - h_k)^2 = \left(b + k\frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_k)^2.$$



$$r_k^2 = a^2 - a^2 + 2ah_k - h_k^2 = b^2 + 2bk\frac{\lambda}{2} + \left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2 - b^2 - 2bh_k - h_k^2$$

Рис. 4.

Побудова для визначення площі зони Френеля

$$2ah_k + 2bh_k = 2bk\frac{\lambda}{2} + \left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2. \text{ Звідки } h_k = \frac{2bk\frac{\lambda}{2} + \left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)}.$$

За умови, що $\lambda \ll b$, доданком $\left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2$ можна знехтувати $\left(k\frac{\lambda}{2}\right)^2 \approx 0$. Тоді

$$h_k = \frac{bk\lambda}{2(a+b)}.$$

Відомо, що площа поверхні сферичного сегмента визначається формулою $S = 2\pi R h$, де R — радіус сфери, h — висота сегмента. Отже,

$$S_k = 2\pi a h_k = \frac{2\pi abk\lambda}{2(a+b)} = \frac{\pi abk\lambda}{a+b}, \text{ а площа } k\text{-ої зони Френеля дорівнюватиме:}$$

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1} = \frac{\pi abk\lambda}{a+b} - \frac{\pi ab(k-1)\lambda}{a+b} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}.$$

Одержаний вираз не залежить від номера зони k . Це означає, що площі зон є однаковими. Оскільки геометрична різниця ходу хвиль, що поширюються в точку P від двох сусідніх зон, дорівнює $\frac{\lambda}{2}$, то коливання, які зумовлені дією цих зон у точці P , матимуть протилежні фази. Тоді результуюча амплітуда в точці P буде дорівнювати:

$$E_{0P} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0k}. \quad (2)$$

Згідно з математичним виразом принципу Гюйгенса-Френеля із збільшенням номера зони збільшується відстань r і зменшується коефіцієнт нахилу $R(\alpha)$. Це означає, що із збільшенням номера зони відповідні їм амплітуди в точці P монотонно зменшуватимуться, тобто $E_{01} > E_{02} > E_{03} > \dots$. Тому амплітуду будь-якої зони можна наближено визначити через амплітуди сусідніх зон:

$$E_{0k} = \frac{E_{0(k-1)} + E_{0(k+1)}}{2} = \frac{E_{0(k-1)}}{2} + \frac{E_{0(k+1)}}{2}. \quad (3)$$

Тоді результуючу амплітуду в точці P запишемо в такому вигляді:

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

оскільки вирази в дужках дорівнюють нулю. Отже, одержана формула показує, що результуюча дія повністю відкритого сферичного фронту світлової хвилі в точці P , яка поширюється від джерела L , дорівнює дії половини однієї центральної зони.

Радіус зони можна знайти із співвідношення :

$$r_k^2 = a^2 - (a - h_k)^2 = a^2 - a^2 + 2ah_k - h_k^2.$$

Для невеликих k висота сегмента $h_k \ll a$, тому $r_k^2 = 2ah_k$. Звідки:

$$r_k = \sqrt{2ah_k} = \sqrt{\frac{abk\lambda}{a+b}}. \quad (4)$$

Якщо $a = b = 1$ м, $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м (зелене світло), то радіус першої зони Френеля дорівнює $r_1 = 5 \cdot 10^{-4}$ м = 0,5 мм. Це означає, що під час вільного поширення світла в однорідному середовищі від джерела L до точки P ніби світловий потік проходить всередині дуже вузького каналу вздовж напрямку LP , площа перерізу якого має такий самий порядок, як і площа першої зони Френеля. Так принцип Гюйгенса-Френеля пояснює прямолінійне поширення світла.

Розглянемо **дифракцію Френеля на малому отворі**. Якщо на шляху поширення світла розмістити перший екран з круглим отвором значних розмірів, то за ним на другому екрані спостерігатиметься світна пляма, яка обмежена тінню. Якщо розміри отвору весь час зменшувати, то контури тіні все більше стають розмитими, й, нарешті, світна пляма перетворюється на сукупність світлих та темних кілець. Такий вигляд має *дифракційна* (інтерференційна) *картина*, яка є результатом дифракції Френеля на малому отворі. Поняття дифракційної картини є еквівалентним поняттю інтерференційної картини.

Нехай джерело L випромінює монохроматичну сферичну хвилю. Фронт сферичної хвилі, що досягає перешкоди D (отвір), слід розбити на кільцеві зони Френеля (Рис. 4.3.5). Нехай в напрямі LP отвір вміщує 3 зони Френеля (Рис. 4.3.5,а). Тоді непарна кількість зон буде давати максимум освітленості:

$$E_{0P} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \frac{E_{03}}{2} \Rightarrow \max.$$

Якщо в цьому напрямі отвір вміщує парну кількість зон Френеля, то в точці P спостерігається мінімум освітленості. Нехай в напрямі LP' отвір вміщує 4 зони Френеля (Рис. 5,б). Тоді в точці P' спостерігається мінімум освітленості (дія всіх зон компенсується):

$$E_{0P'} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \frac{E_{03}}{2} - E_{04} \Rightarrow \min.$$

Якщо в напрямі LP'' отвір вміщує 5 зон Френеля (Рис. 4.3.5,в), то в точці P'' знову спостерігається максимум освітленості:

$$E_{0P''} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \frac{E_{05}}{2} \Rightarrow \max.$$

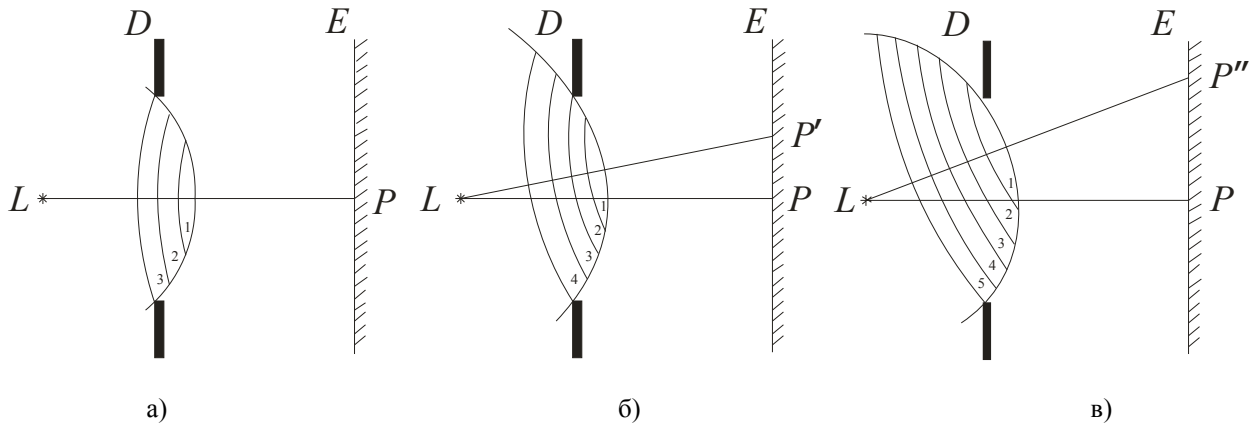


Рис. 5. Схема дифракції Френеля на малому отворі: а) напрям LP вміщує 3 зони Френеля; б) напрям LP' вміщує 4 зони Френеля; в) напрям LP'' вміщує 5 зон Френеля

Так на екрані виникають світлі та темні кільця (Рис. 6). Якщо змінювати відстань між джерелом світла та екраном або змінювати діаметр отвору, то можна спостерігати зміну максимумів і мінімумів освітленості. Це пояснюється тим, що змінюється кількість відкритих отвором зон Френеля.

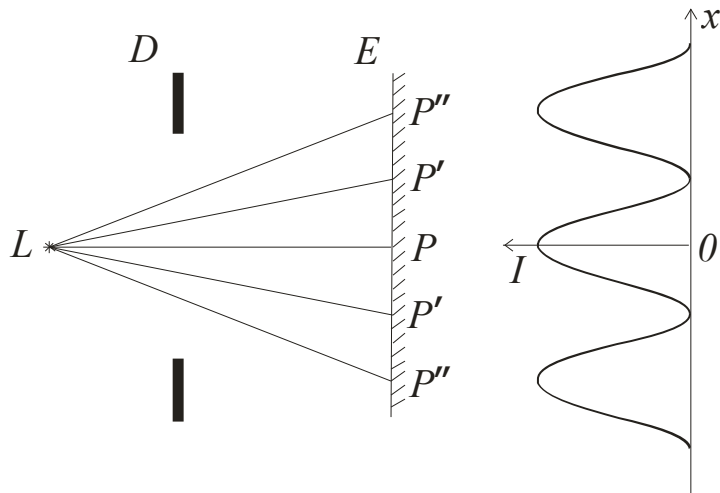


Рис. 6. Схема виникнення світлих і темних кілець на екрані E під час дифракції Френеля на малому отворі (I – інтенсивність світла, x – координата максимуму або мінімуму)

Як видно з формули (2), освітленість в точці P можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля. Тоді результуюча амплітуда коливань в точці P відповідно дорівнюватиме:

$$E_{0P} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots \text{ або } E_{0P} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots$$

Екран, який перекриває всі зони Френеля однакової парності, називають *зонною пластинкою*. Вона має прозорі та непрозорі кільця, радіуси яких визначаються формулою (4). Радіуси прозорих кілець підраховуються для $k = 2, 4, 6, \dots$, а непрозорих – для $k = 1, 3, 5, \dots$. Таку пластинку можна одержати фотографуванням кілець Ньютона, оскільки їх радіуси визначаються подібними формулами (10) і (11).

З формули (2) також видно, що освітленість в точці P можна ще збільшити, якщо фази коливань, зумовлені дією парних або непарних зон у цій точці, змінити на π . Таку пластинку називають *фазовою зонною пластинкою*.

Сформулюємо умову, при якій відбувається дифракція світла: якщо лінійні розміри перешкоди того ж порядку, що й розміри зон Френеля, то можна чекати, що виникне дифракційна картина як прояв

хвильових властивостей світла. Якщо ж розміри перешкоди значно більші за розміри зон Френеля, то поширення світла відбувається за законами геометричної оптики.

3.2. Дифракційні явища за своїм характером поділяються на два типи. Перший тип – коли екран для спостереження дифракційної картини і джерело світла знаходяться на скінченній відстані. Дифракцію цього типу вперше вивчав Френель, тому її називають **дифракцією Френеля**. Дифракція Френеля – це дифракція в *непаралельних* променях, коли повну картину дифракції можна мати на довільній відстані від перешкоди.

Другий тип дифракції – коли екран для спостереження дифракційної картини і джерело світла знаходяться на нескінченності. У цьому випадку промені, що падають на перешкоду і промені, які йдуть після перешкоди, паралельні між собою. Для спостереження дифракційної картини використовують збірну лінзу. Таку дифракцію вперше вивчав німецький фізик Фраунгофер, тому її називають **дифракцією Фраунгофера**. Дифракція Фраунгофера – це дифракція в *паралельних* променях. Обидва типи дифракції принципово не відрізняються, тобто дифракція Фраунгофера є граничним випадком дифракції Френеля.

Розглянемо дифракцію Фраунгофера. Найбільш важливими з практичної точки зору є дифракція Фраунгофера на одній, на двох щілинах та на періодичній структурі з багатьох щілин, яку називають дифракційною решіткою. *Щілиною* називають прямокутний отвір, ширина якого набагато менша за його довжину.

Дифракцію Фраунгофера в лабораторних умовах можна спостерігати за схемою, поданою на рисунку 7. Джерело монохроматичного світла S розташоване у фокальній площині збірної лінзи L_1 . Лінза L_1 створює пучок паралельних променів, які являють собою плоску монохроматичну хвилю з довжиною хвилі λ . Пучок паралельних променів падає на щілину MN шириною b . У фокальній площині лінзи L_2 розміщується екран E .

Усі промені, що проходять крізь щілину в нормальному напрямі лінза L_2 збирає в точці P_0 . Оскільки лінза не вносить додаткової різниці оптичного ходу хвиль, то світлові коливання, що збираються в точці P_0 від різних ділянок щілини, мають однакову фазу, тому що площина щілини збігається з фронтом падаючої плоскої хвилі. Це означає, що в точці P_0 відбувається підсилення світла, тобто завжди спостерігається центральний дифракційний (інтерференційний) максимум (світла смуга) або максимум нульового порядку. Внаслідок дифракції світлові промені від щілини поширюються не лише в початковому прямолінійному напрямі, а також під різними кутами φ до цього напрямку. Лінза L_2 збирає паралельні пучки дифрагованих променів у певних точках екрану $P_\varphi, P_{-\varphi}$.

Згідно принципу Гюйгенса-Френеля площину щілини MN можна поділити на зони Френеля, які матимуть вигляд однакових за шириною смуг, паралельних краям щілини. Це означає, що коливання, які приходять в точку спостереження $P_\varphi(P_{-\varphi})$ від кожної пари сусідніх зон, мають однакову амплітуду й протилежні фази. Отже, результуюча амплітуда в точці $P_\varphi(P_{-\varphi})$ визначатиметься числом зон Френеля, на які поділено щілину для даного кута дифракції φ . Якщо число зон Френеля для даної точки спостереження є парним, то в ній спостерігатиметься дифракційний мінімум, тому що для парної кількості зон Френеля коливання вторинних хвиль в точці $P_\varphi(P_{-\varphi})$ будуть гасити одне одного. Якщо число зон Френеля для даної точки спостереження є непарним, то в ній спостерігатиметься дифракційний максимум, тому що для непарної кількості зон Френеля дія однієї зони залишиться не компенсованою.

Для розрахунку розподілу інтенсивності світла на екрані поза щілиною запишемо рівняння світлових коливань, які створюються кожною зоною в точці $P_\varphi(P_{-\varphi})$ й знайдемо в цій точці їхню сумарну дію. Збурення, які викликані дією кожної зони в площині щілини, описуються рівнянням:

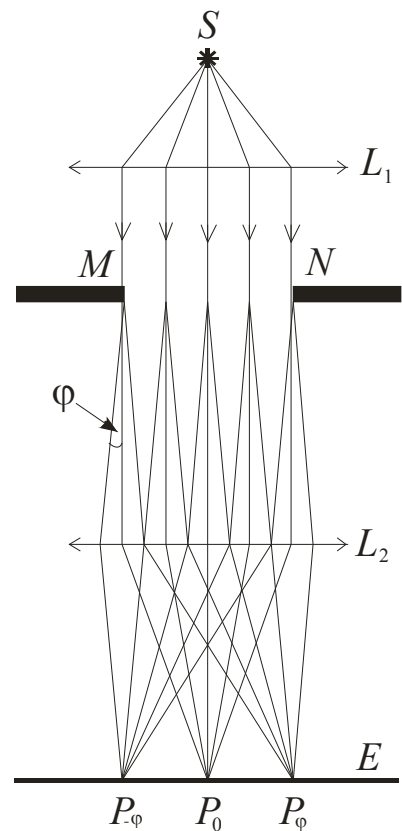


Рис.7. Дифракція Фраунгофера на щілині

$$dE_{MN} = \frac{E_0}{b} dx \cos \omega t,$$

де E_0 — амплітуда коливання падаючої хвилі в площині MN ; $\frac{E_0}{b} dx$ — амплітуда коливань вторинної хвилі, яку випромінює окрема зона Френеля (Рис. 8).

Після дифракції на щілині в напрямі, що задається кутом φ , між вторинними хвилями від різних зон виникає різниця фаз. Різниця фаз між коливаннями від зони, що лежить на початку щілини, і зони, яка від неї знаходиться на відстані x , визначатиметься різницею ходу $\Delta d = x \sin \varphi$ й дорівнюватиме

$$\Delta \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta d = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi. \quad \text{Отже, рівняння}$$

світлових коливань в точці $P_\varphi (P_{-\varphi})$ від зони з координатою x матиме вигляд:

$$dE_\varphi = \frac{E_0}{b} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi \right) dx.$$

Світлове збудження в точці $P_\varphi (P_{-\varphi})$ від всієї щілини визначається рівнянням:

$$E_\varphi = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \varphi \right) dx = \left[\frac{E_0 \sin \left(\frac{1}{\lambda} x \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} \right] \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right).$$

Отже, результуюча хвиля, яка йде в напрямі φ , має амплітуду:

$$E_{0\varphi} = \frac{E_0 \sin \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi}.$$

При умові $\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm k \pi$ або $b \sin \varphi = \pm k \lambda$, де $k \neq 0$; $k = 1, 2, 3, \dots$,

амплітуда $E_{0\varphi}$ перетворюється на нуль. Таким чином, *дифракційні мінімуми* спостерігаються для кутів дифракції, коли

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

а *дифракційні максимуми* — коли

$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\pi}{2} \quad \text{або} \quad b \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. Знак „мінус” відповідає променям, які поширюються від щілини під кутом φ і збираються в точці $P_{-\varphi}$, що симетрична точці P_φ відносно точки P_0 . Число k означає порядок дифракційного максимуму (мінімуму) відносно центрального максимуму нульового порядку. Вираз $b \sin \varphi$ являє собою різницю ходу між крайніми променями, що йдуть від щілини в напрямі під кутом φ . Різниця ходу хвиль для двох сусідніх зон дорівнює $\frac{\lambda}{2}$. Отже, число $N = 2k$ відповідає кількості зон Френеля. Так

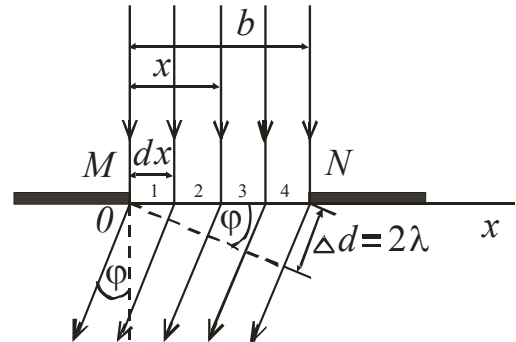


Рис. 8. Побудова до розрахунку інтенсивності світла поза щілиною

на малюнку 7 $b \sin \varphi = 2\lambda$, а число зон Френеля $N = 4$. Відповідно на рисунку 7 в точках $P_\varphi (P_{-\varphi})$ спостерігаються дифракційні мінімуми.

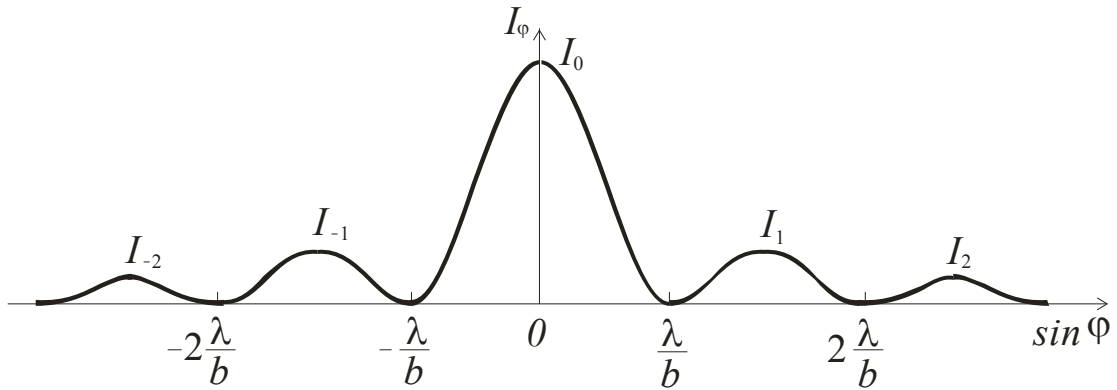


Рис. 9. Розподіл інтенсивності світла для дифракції Фраунгофера на щілині

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди ($I_\varphi \sim E_\varphi^2$):

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi \right)^2}, \quad (7)$$

де I_0 — інтенсивність центрального максимуму нульового порядку. З формули (7) випливає, що $I_\varphi = I_{-\varphi}$. Це означає, що дифракційна картина є симетричною по обидва боки від центрального максимуму нульового порядку. Графік функції (7) подано на малюнку 9. Числові значення максимумів нульового та наступних порядків відносяться як:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,008 \dots$$

Отже, основна частина світлової енергії зосереджується в центральному максимумі нульового порядку.

Нехай пучок паралельних променів, які являють собою плоску монохроматичну хвилю з довжиною λ , падає на непрозорий екран з двома однаковими щілинами завширшки b , відстань між якими дорівнює a (Рис.10). У напрямках, в яких жодна з щілин не випромінюють світла, спостерігаються мінімуми, які називають *колишніми*. Це мінімуми, які дає кожна щілина окремо. Максимуми, які дає кожна щілина окремо, інтерферують між собою.

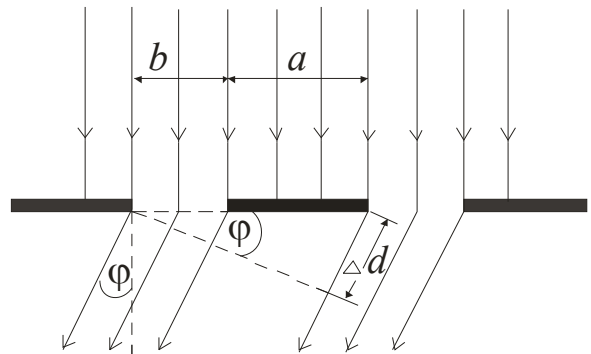


Рис. 10. Схема дифракції Фраунгофера на двох однакових щілинах

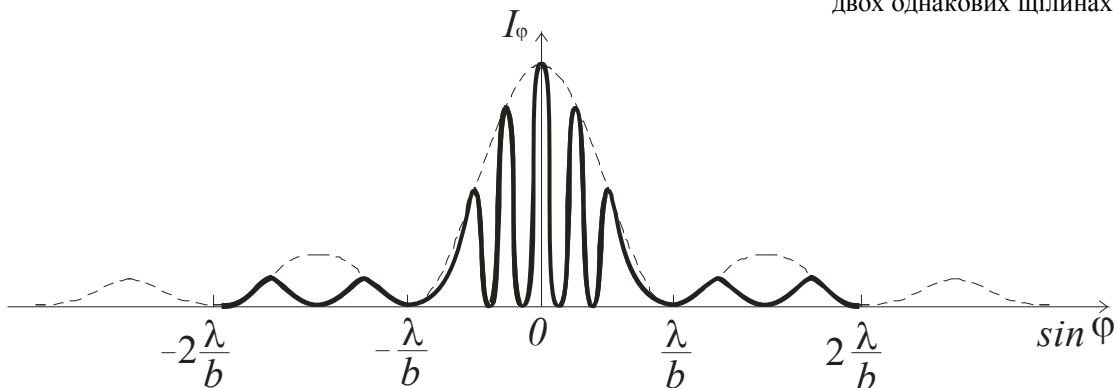


Рис. 11. Розподіл інтенсивності світла для дифракції Фраунгофера на двох щілинах

У результаті виникають *додаткові* мінімуми і *головні* максимуми. Додаткові мінімуми будуть спостерігатися в напрямках, для яких виконується умова:

$$d \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (8)$$

де $d = a + b$; $k = 0, 1, 2, \dots$. Головні максимуми будуть спостерігатися при умові:

$$d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (9)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$. Розподіл інтенсивності світла під час дифракції від двох щілин має вигляд на малюнку 11.

Отже, у випадку двох щілин максимуми освітленості стають більш вузькими.

Дифракційна решітка – це пристрій, що складається з багатьох однакових паралельних щілин, розташованих на рівних відстанях одна від одної. У загальному вигляді дифракційна решітка – це будь-яка структура, що має просторову періодичність. Коли періодичність структури проявляється в одному напрямі, то решітка називається лінійною або *одновимірною*, якщо у двох або трьох напрямках – відповідно *двовимірною*, *тривимірною* або об'ємною.

Умова головних максимумів дифракційної решітки визначається формулою:

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda, \quad (10)$$

де $k = 0, 1, 2, \dots$ – порядок головного максимуму; $d = (a + b)$ – стала або період дифракційної решітки; $d \sin \varphi$ – різниця ходу хвиль, які випромінюються з точок, що перебувають на однакових відстанях від правих (лівих) країв сусідніх щілин та поширюються під кутом φ до нормалі.

Таким чином, завдяки інтерференції, сумарна енергія світла, що проходить системою щілин, перерозподіляється і концентрується в напрямках, які задовольняють умові головних максимумів.

З формули дифракційної решітки $\sin \varphi = \pm \frac{k \lambda}{d}$. Отже, кут дифракції залежить від довжини хвилі

λ , а це означає, що розміщення головних максимумів на екрані, крім центрального, визначається довжиною хвилі λ . Тому під час пропускання через решітку білого світла всі головні максимуми, крім центрального ($k = 0$), перетворюються на спектри. *Спектром* називають залежність інтенсивності світла від довжини або частоти хвилі. Головні дифракційні максимуми для $k = \pm 1$ перетворюються на спектри першого порядку, для $k = \pm 2$ – на спектри другого порядку і т.д. У кожному з них найбільшого відхилення набувають хвилі більшої довжини. У спектрі будь-якого порядку його фіолетова частина завжди повернута до центрального максимуму, а червона – у протилежний бік (рис. 12). Отже, здатність дифракційної решітки розкладати біле світло на спектри ґрунтується на тому, що головні максимуми одного і того ж самого порядку для різних довжин хвиль розміщені в різних місцях екрану. Тому дифракційну решітку використовують як спектральний прилад. Треба зауважити, що в спектральних приладах, де диспергуючим елементом є призма найбільше відхиляються фіолетові промені, а де дифракційна решітка – червоні.

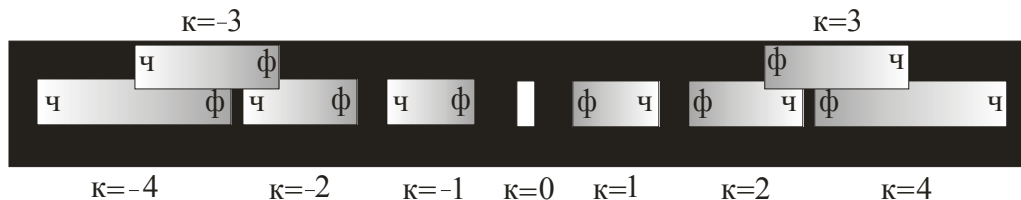


Рис. 12. Схема спектрів дифракційної решітки

Дифракційні решітки бувають *пропускні* і *відбивні*. Першу дифракційну решітку виготовив німецький фізик Ріттенхаус у 1785 р., але в той час це нікого не зацікавило. Через кілька десятиріч Фраунгофер застосував свою дифракційну решітку для дослідження суцільного спектра Сонця, відкривши в ньому темні лінії (*фраунгоферові лінії*). Він виготовляв решітки з дроту, який намотував на паралельно розміщені гвинти. Роль щілин відігравали просвіти між дротинами. Такі решітки мали до 136 щілин на 1 см. Виготовляти решітки з дроту нескладно, тому в деяких випадках ними користуються навіть в наш час, особливо в довгохвильовій (інфрачервоній) області спектра. Пізніше Фраунгофер за допомогою спеціальної машини наносив штрихи на

золотій фользі, яка покривала скло, а потім за допомогою алмазного різця – на склі. Так було одержано решітки з 320 штрихами на 1 мм. Значних успіхів у техніці їх виготовлення досяг у 80-х роках XIX ст. німецький фізик Роуланд $k=1,2,3, \dots$, який створив спеціальні гравірувальні машини і, крім цього, виготовив так звану вгнуту відбивну решітку, яка виконує одночасно роль решітки та збірної лінзи. Такі решітки і тепер використовують в прецизійних спектральних дослідженнях.

Перша гравірувальна машина Роуланда давала змогу наносити близько 570 штрихів на 1 мм, а вдосконалена – до 1200 штрихів на 1 мм. Сучасні високоякісні дифракційні решітки мають до 2400 штрихів на 1 мм.

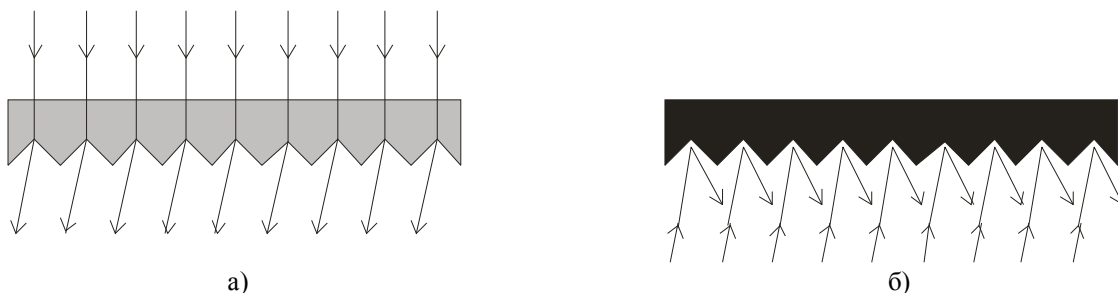


Рис. 13. Будова фазових дифракційних решіток: а) пропускні; б) відбивні

Якщо площини щілин збігаються з площиною решітки, то вона не створює різниці фаз під час проходження плоскої хвилі. Така решітка називається *амплітудною*. Для амплітудних решіток основна частина світлової енергії зосереджується в спектрі нульового порядку й при переході до спектрів вищих порядків інтенсивність світла зменшується. Для усунення цього недоліку необхідно змінити розподіл енергії в спектрах вищих порядків. Для цього треба змінити фазу коливань під час проходження плоскої хвилі крізь решітку, що досягається за допомогою решіток, штрихи яких мають певний профіль. Такі решітки називають *фазовими*, оскільки вони змінюють тільки фазу хвилі. Під час проходження (Рис. 13,а) або відбивання (Рис. 13,б) світла виникає різниця фаз від одного краю борозни до другого. Це приводить до того, що інтенсивність спектрів вищих порядків збільшується. Такі решітки застосовують в інфрачервоній спектроскопії (*ешелети*). За останні роки створені подібні решітки для видимої і ультрафіолетової областей випромінювання (так звані *ешельні* решітки).

4. Інтерференція і дифракція мають свої прояви в природі і використовуються в техніці.

Явищем інтерференції світла в природніх умовах пояснюється кольорове забарвлення тонких плівок нафти і олії на поверхні води або на асфальті, кольорове забарвлення крил деяких комах. Різні кольори плівок у цих випадках пояснюються різницею в їх товщині.

Сучасна наука і техніка інтерференцію світла широко використовує для точних вимірювань, для визначення якості обробки поверхонь, що особливо важливо при виготовленні оптичних стекел для приладів, і в багатьох інших випадках. Інтерференційний спосіб вимірювання довжини хвилі дає можливість знаходити її з точністю до 7 – 8 значущих цифр. Таким способом було виміряно довжину еталона метра. Завдяки явищу інтерференції можна вимірювати товщину дуже тонких плівок, ниток, дуже малі кути і ін.

Якість шліфування поверхонь у відповідальних випадках перевіряють, накладаючи на них еталонні пластинки і освітлюючи їх монохроматичним світлом. Якщо інтерференційна картина, яка при цьому спостерігається має вигляд паралельних світло-темних смуг, то якість полірування є високою. А якщо смуги викривлюються, то на поверхні є нерівності.

Явище дифракції дає можливість вивчати будову кристалічної решітки різних речовин по розміщенню їх атомів.

5. Висновки. В даній лекції розглянуті питання пов'язані з фізикою хвиль, а саме з визначенням хвильових процесів і рухів, інтерференції і дифракції світла, елементи фізичної оптики (геометрична і хвильова оптика), проведений аналіз оптичних систем. Засвоєння цих фізичних явищ і законів, методів фізичного дослідження, є базою при подальшому вивченні спеціалізованих дисциплін. Формування правильного розуміння границь застосовності фізичних понять, законів, теорій дозволить оцінювати ступінь вірогідності результатів, отриманих за допомогою експериментальних методів дослідження. Навчання побудові математичних моделей фізичних явищ, а також їхнього аналізу на основі аналітичних рішень і чисельного експерименту дозволить курсантам набути стійких навичок роботи за фахом.