

Тема 12: Дифракція електромагнітних хвиль

Питання лекції:

1. Дифракція хвиль. Умови і методи її спостереження.
2. Принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Метод зон Френеля.
4. Тлумачення прямолінійності поширення світла на основі методу зон Френеля.
5. Зонні пластинки.
6. Застосування явища дифракції в науці і техніці.

1. Дифракція хвиль. Умови і методи її спостереження.

Явище дифракції полягає у спостереженні інтерференційної картини, яка виникає при розсіянні світла на різких неоднорідностях. В результаті **світло ніби огинає** перешкоду і розповсюджується в область геометричної тіні (рис. 12.1).

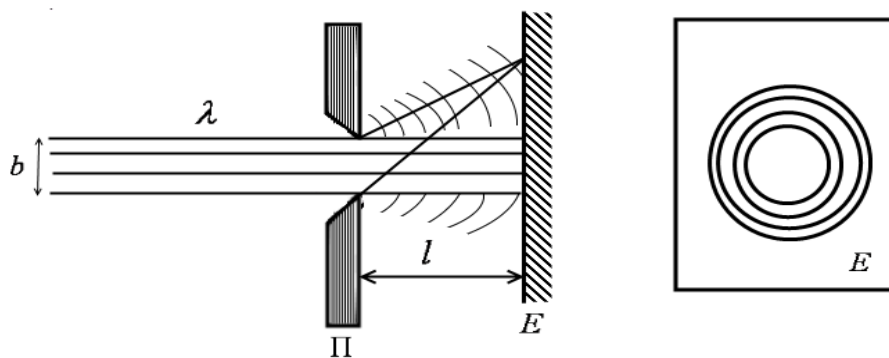


Рис. 12.1

"Огинання" світлом перешкоди відбувається в результаті того, що під дією електромагнітної хвилі електрони зміщуються відносно ядер і виникають дипольні моменти, які змінюються з частотою хвилі. Молекули, таким чином, стають вторинними випромінювачами світла, внаслідок чого спостерігається його розсіяння. При цьому на екрані E в області тіні можна спостерігати інтерференційну картину максимумів і мінімумів. Інтерференційна картина виникає також в центральній частині екрана, однак її важко спостерігати на фоні сильної освітленості.

"Огинання" перешкод, тобто дифракція, спостерігається також для радіохвиль і звукових хвиль.





Розрізняють два види дифракції – дифракцію Френеля і дифракцію Фраунгофера. Ці два види дифракції відрізняються умовами спостереження. Якщо хвильовий параметр $(b^2/\lambda) \sim 1$, має місце дифракція Френеля. Такий вид дифракції реалізується, коли розміри перепони і відстань до екрану є порівняними.

При $(b^2/\lambda) \ll 1$ спостерігається дифракція Фраунгофера. Іншими словами, дифракція Фраунгофера спостерігається тоді, коли екран віддаляється, а розміри перешкоди зменшуються. Це відповідає розгляду дифракційної картини в паралельних променях. Зазвичай для спостереження дифракції Фраунгофера використовується лінза, яка збирає паралельні дифраговані промені на екрані (рис. 12.2).

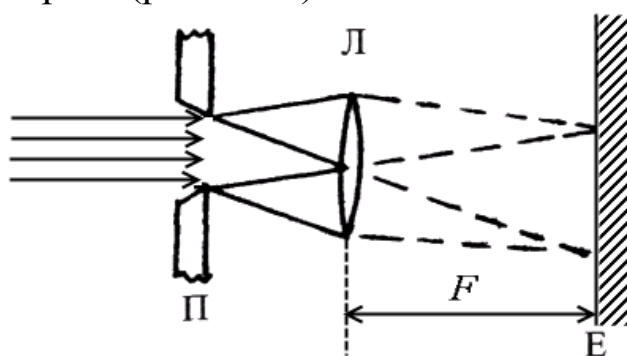


Рис. 12.2

Традиційно явище дифракції пояснюється з точки зору хвильових властивостей світла за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля.

2. Принцип Гюйгенса-Френеля

Принцип Гюйгенса означає, що кожна точка хвильової поверхні (фронтів хвиль) є джерелом нових хвиль. Для пояснення дифракції Френель доповнив принцип Гюйгенса ідеєю інтерференції хвиль.

Нехай маємо точкове джерело світла O . Його дія в точці P (рис. 12.3) замінюється дією деякої хвильової поверхні $S'S'$ від джерела O .

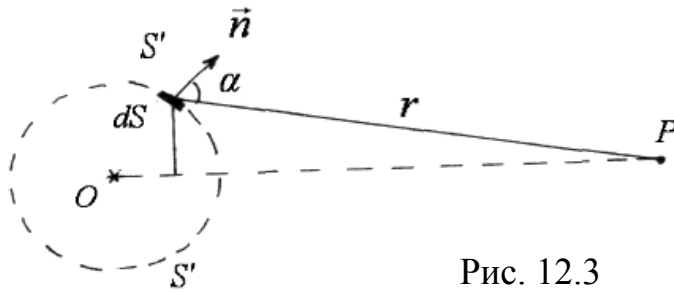


Рис. 12.3

За принципом Гюйгенса-Френеля хвильове збурення в точці P розглядається як результат інтерференції елементарних хвиль, що випромінюються кожним елементом dS хвильової поверхні $S'S'$. Причому всі елементи є когерентними джерелами коливань. Від кожної ділянки dS хвильової поверхні в точку P приходить коливання:

$$dE = f(\alpha) \frac{E_{s\alpha}}{r} dS \cos(\omega t - kr + \psi_0).$$

Тут $E_{s\alpha}$ — амплітуда збурення в точці ділянки dS , dS — елемент випромінюючої поверхні, ψ_0 — початкова фаза, $f(\alpha)$ — коефіцієнт, який характеризує зміну амплітуди в залежності від нахилу dS .

Результуюче коливання в точці P являє собою суперпозицію коливань для всієї хвильової поверхні S :

$$E = \int f(\alpha) \frac{E_{s\alpha}}{r} \cos(\omega t - kr) dS.$$

Ця формула є аналітичним виразом принципу Гюйгенса-Френеля. Задача розрахунку E в точці P є складною, але її розв'язок значно спрощується при застосуванні методу "зон Френеля".

3. Метод зон Френеля

Метод полягає в тому, що весь фронт хвилі розділяється на зони таким чином, що в деяку довільну точку P коливання від сусідніх зон приходять зі зсувом фаз рівним π , тобто із різницею ходу $\lambda/2$. Амплітуда коливання в цій точці визначається як результат



інтерференції коливань, які приходять від сусідніх зон із врахуванням зсуву фаз між ними.

Хвильова поверхня $S'-S'$ розбивається на кільцеві зони таких розмірів, щоб відстань від країв кожної зони до точки P відрзнялась на $\lambda/2$ (рис. 12.4).

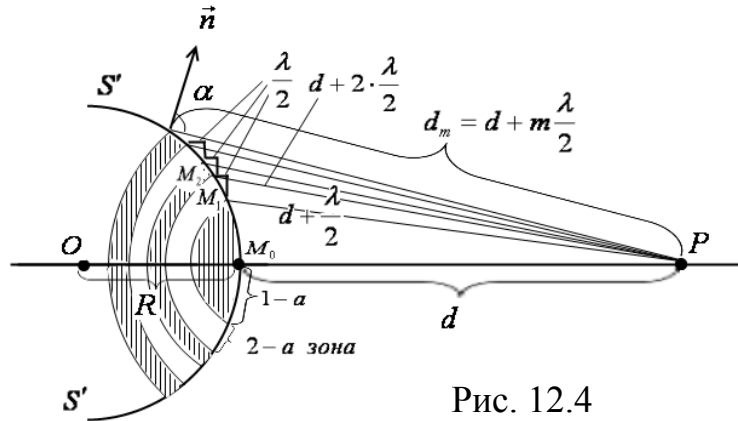


Рис. 12.4

Як показано на рисунку

$$PM_1 - PM_0 = PM_2 - PM_1 = PM_3 - PM_2 = \dots = \frac{\lambda}{2}$$

або

$$d_m = d + m \frac{\lambda}{2} . \quad (1)$$

Неважко розрахувати площу зони. Виявляється, що для всіх зон вона однакова:

$$S = \pi \frac{Rd}{R+d} \lambda . \quad (2)$$

Проте дія зон неоднакова. Амплітуда коливання A_m від зони m у точці P зменшується від центральної (першої) до периферійних, тому що кут α між напрямком SP і нормаллю до зони m зростає:

$$E_1 > E_2 > E_3 \dots$$

Оскільки дія сусідніх зон послаблює одна одну, значення амплітуди в точці P можна представити зі знаками (+) і (-) (у фазі чи протифазі):

$$E = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 \dots$$

або в такому вигляді:



$$E = \frac{E_1}{2} + \left(\frac{E_1}{2} - E_2 + \frac{E_3}{2}\right) + \left(\frac{E_3}{2} - E_4 + \frac{E_5}{2}\right) + \dots$$

Приблизно можна вважати, що

$$\frac{E_{m-1} + E_{m+1}}{2} \approx E_m.$$

Тоді члени в дужках випадають і результуюча амплітуда в точці P

$$E \approx \frac{E_1}{2}.$$

Тобто виходить, що амплітуда в точці P , створена всією розглядуваною сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди, створеної однією лише центральною зоною (інтенсивність менша в чотири рази).

4. Тлумачення прямолінійності поширення світла на основі методу зон Френеля

Таким чином, амплітуда результуючого коливання, яка одержується внаслідок інтерференції світла, що йде до точки P від різних ділянок сферичної хвилі, менша, ніж амплітуда, створена однією центральною зоною. Дія всієї хвилі в точці P зводиться до дії її малої ділянки, навіть меншої, ніж центральна зона.

Визначимо розміри першої зони при $R = d = 1$ м.

Площа зони
$$S = \pi \frac{Rd}{R+d} l = 3,14 \frac{1 \cdot 1}{1+1} l.$$

Нехай $\lambda = 0,5$ мкм. Тоді на відстані 1 м

$$S = \frac{3,14}{2} \lambda = \frac{3,14}{2} 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 \approx 0,8 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^2 \approx 0,8 \text{ мм}^2.$$

Тобто площа діючої частини хвильової поверхні $S=0,8$ мм². Отже, поширення світла від хвильової поверхні S' до P відбувається так, ніби світловий пучок проходить всередині дуже вузького каналу вздовж OP – прямолінійно, променем.

Розділ оптики, в якому нехтується хвильова природа світла, називається геометричною оптикою.

5. Зонні пластинки

Зонні пластинки – це оптичні прилади, виготовлені на основі ідеї про зони Френеля. Є амплітудні і фазові зонні пластинки. Для розрахунку зонної пластинки зобразимо ще раз хвильову поверхню, від якої світло поширюється в точку P (рис. 12.5).

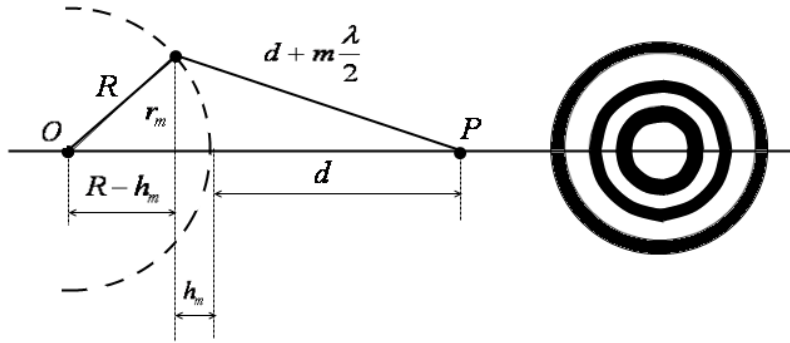


Рис. 12.5

Розрахуємо радіуси r_m зон Френеля:

$$r_m^2 = R^2 - (R - h_m)^2 = 2Rh_m - h_m^2, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} r_m^2 &= \left(d + m \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (d + h_m)^2 = \\ &= d^2 + 2dm \frac{\lambda}{2} + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - d^2 - 2dh_m - h_m^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Знехтуємо малими величинами. Тоді рівняння (3) можемо

записати: $r_m^2 = 2Rh_m$,

звідки
$$h_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (5)$$

Підставимо значення h_m у рівняння (4):

$$r_m^2 = 2dm \frac{\lambda}{2} + m^2 \frac{\lambda^2}{4} - 2d \frac{r_m^2}{2R}. \quad (6)$$

Запишемо одержане рівняння у вигляді:

$$r_m^2 + 2d \frac{r_m^2}{2R} = 2dm \frac{l}{2} + m^2 \frac{l^2}{4},$$

$$r_m^2 \left(\frac{R+d}{R} \right) = m\lambda \left(d + \frac{m\lambda}{4} \right) \approx m\lambda d.$$

Звідси отримуємо формулу для радіуса зони Френеля:

$$r_m = \sqrt{m \frac{dR}{R+d} \lambda}.$$

Якщо виготовити пластинку, яка б складалася із прозорих і непрозорих кілець, радіуси яких відповідали б зонам Френеля, і розмістити її на відстані R від джерела, то така пластинка закрийє усі парні зони і пропустить світло тільки від непарних зон:

$$E = E_1 + E_3 + E_5 + \dots$$

Інтенсивність світла, яке пройде через таку зонну пластинку, повинно бути значно більшою, ніж без неї. Це так звана **амплітудна** зона пластинка. Вона діє подібно до збираючої лінзи.

Ще більшого ефекту можна досягти, якщо не затримувати світло парних зон, а змінити фазу на зворотну. Це можна зробити за допомогою **фазової** зонної пластинки, у якої товщина в місцях, що відповідають парним або непарним зонам, відрізняється на відповідну величину, так що оптична різниця ходу відмінна на $\lambda/2$. Такою зонною фазовою пластинкою є східчаста зонна пластинка (рис. 12.6).



Рис. 12.6

Товщина сходинок підбирається таким чином, що фаза коливань по відношенню до сусідньої зони змінюється на π . Інтенсивність світла при застосуванні фазової пластинки повинна збільшитися в чотири рази.

6. Застосування явища дифракції в науці і техніці

Завдяки дифракції хвилі можуть огинати перешкоди і, наприклад, ми можемо почути звук, якщо джерело знаходиться за рогом будинку.

Аналогічно й радіохвилі можуть огинати нерівності Землі (рис. 12.7), тому можливий радіозв'язок між віддаленими пунктами. При цьому можливе підсилення і послаблення сигналу.

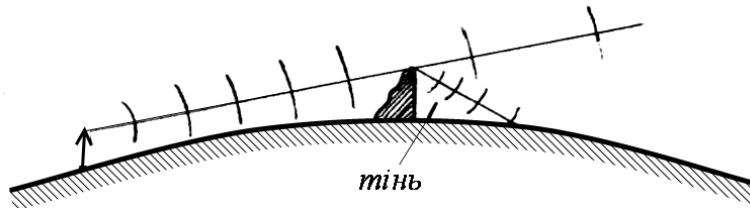


Рис.12.7

Дифракція лежить в основі голографії – оптичної, акустичної, а також радіоголографії.

Дифракційні ґратки використовуються як спектральні прилади для розкладання світла на компоненти (будемо вивчати).

Дифракція радіохвиль лежить в основі напрямленої дії антени. Дифракційні ґратки радіодіапазону складають основу дії антен радіолокаторів.

Принцип Гюйгенса-Френеля застосовується в радіотехніці для розрахунку поля випромінювання дифракційних антен. Дифракційні антени - великий і важливий клас антен в діапазоні НВЧ. Випромінювання поля в них відбувається через отвори або щілини (рис. 12.8). Деякі форми таких випромінювачів зображено на рис. 12.8.

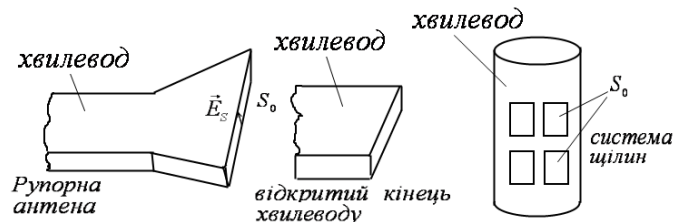


Рис. 12.8

1. В чому полягає явище дифракції електромагнітних хвиль ?
2. Які види дифракції ви знаєте ?
3. Запишіть і поясніть принцип Гюйгенса-Френеля.
4. В чому полягає суть методу зон Френеля ?
5. Які застосування методу зон Френеля ви знаєте ?
6. Для чого використовуються зонні пластинки ?
7. Які застосування явища дифракції в науці і в техніці ви знаєте ?

Допоміжна література

1. *Малинко В.Н., Сусь Б.А.* Курс фізики, т. 2, ч. 2. – Київ. КВВІУС, 1987.
– §§53-61.
2. *Савельєв І.В.* Курс общей фізики, т. 2, 1978. – § 125-127.
3. *Савельєв І.В.* Курс общей фізики, т. 3, 1971. – § 21-22.