

Лекція 6. Явище дифракції.

Принцип Гюйгенса – Френеля.

Пояснення прямолінійності поширення світла хвильовою теорією

Дифракція від колового отвору, колового екрана, дроту та щілини. Явище дифракції свідчить про хвильову природу світла, але для повного переконання в цьому необхідно, з хвильової точки зору, пояснити закон прямолінійного поширення світла.

Хвильова теорія Гюйгенса, яка була розкрита в його «Трактаті про світло» в 1690 році, не змогла повністю дати відповідь на поставлене питання. Вся хвильова теорія Гюйгенса спирається на його основний принцип, в якому Гюйгенс розглядав світло як аналог звукових хвиль.

Суть принципу Гюйгенса. Якщо ми візьмемо точкове джерело світла L і на шляху світла розташуємо екран з отвором, то від точкового джерела буде розповсюджуватися сферична хвиля S . Кожна точка цієї хвилі, в свою чергу, буде джерелом елементарної хвилі. Огинаюча всіх елементарних хвиль є поверхнею нового хвильового фронту. Таким чином, знаючи хвильовий фронт, утворений попередньою хвилею, можна знайти фронт наступної хвилі і т.д. Огинаюча OO' є частиною нового хвильового фронту.

Принцип Гюйгенса дозволяє пояснити закони відбивання та заломлення світла, але задачу про прямолінійне поширення світла принцип Гюйгенса в такому вигляді розв'язати не зміг, тому що закон про пря-

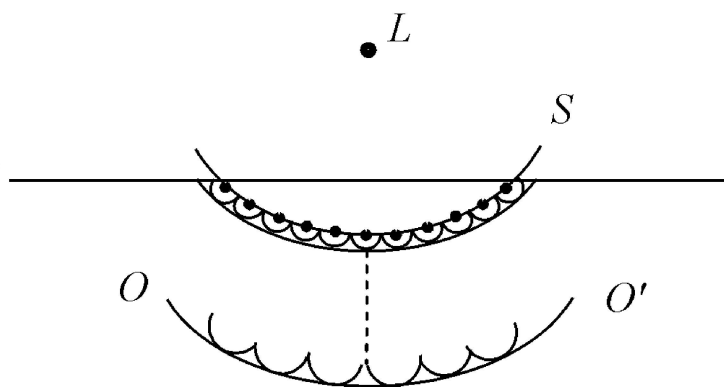


Рис. 2.20

молінійне розповсюдження світла необхідно ставити у зв'язку з явищем відхилення від прямолінійності.

Річ у тому, що принцип Гюйгенса справедливий завжди, коли довжина світлової хвилі набагато менша за розміри світлового фронту (тобто менша за величину отвору). Принцип Гюйгенса вирішував питання про напрямок поширення світлового фронту хвилі, але не торкався питання про інтенсивність хвиль, які йдуть у різних напрямках. Принцип Гюйгенса був доповнений у цьому питанні Френелем, який вклав у нього ідею про інтерференцію хвиль. Завдяки цьому огинаюча поверхня елементарних хвиль, яка була введена Гюйгенсом досить формально, набула чіткого фізичного змісту як поверхня, де завдяки взаємній інтерференції елементарних хвиль результуюча хвиля має помітну інтенсивність. Такий доповнений принцип Гюйгенса – Френеля стає основним принципом хвильової оптики і дозволяє дослідити питання, які відносяться до інтенсивності результуючої хвилі в різних напрямках, тобто вирішує задачі про дифракцію світла.

Саме явище дифракції полягає в огинанні світлом перешкод і заходженні в область геометричної тіні.

Перше завдання, яке повинен був розглянути О. Френель, – завдання про прямолінійне поширення світла. Він вирішив його, застосувавши метод зон Френеля.

Розглянемо поширення світлової хвилі з точки A (джерело) до якої-небудь точки спостереження B . За принципом Гюйгенса – Френеля замінимо дію джерела A дією уявних джерел, розташованих на допоміжній поверхні S .

За таку поверхню природно вибрати поверхню фронту хвилі, що йде з A (тобто поверхня сфери з центром в точці A).

Для обчислення результату інтерференції Френелем був застосований такий прийом, з якого обчислювалась дія світла в точці B .

Для цього розбивали S на зони такого розміру, щоб відстань від країв зони до B відрізнялася на $\frac{\lambda}{2}$, тобто

$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = M_3B - M_2B = \dots = \frac{\lambda}{2},$$

рис 2.21.

Отже, перша зона - круговий сегмент, друга зона - кільце. Позначимо через

S_0 площу центральної зони, S_1 - першої, S_2 - другої і т. ін. Геометричні підрахунки показують, що при такому виборі зон всі їх

площі майже рівні між собою за величиною: $S_0 \approx S_1 \approx S_2 \approx \dots$

Фактично площі трохи зменшуються від центру до периферії. Оскільки різниця ходу між крайніми променями сусідніх зон $\frac{\lambda}{2}$, то дії парних і непарних зон віднімуться і ми отримаємо фактично для амплітуд $A_0 - A_1 + A_2 - A_3 + A_4 - \dots$, але ж $A_0 > A_1 > A_2 > A_3 > \dots$, освітленості, створені зонами, близькими до периферії, менше, ніж центральними:

$$A_{\text{заг}} = A_0 - (A_1 - A_2) - (A_3 - A_4) - \dots \quad (2.23)$$

Всі вирази в дужках позитивні, тому

$$A_{\text{заг}} < A_0 \dots \quad (2.24)$$

Отже, амплітуда A результуючого коливання, що одержимо внаслідок взаємної інтерференції світла, яке поширюється до точки B від усіх ділянок сферичної хвилі, менша, ніж амплітуда, що створюється дією однієї центральної зони. Таким чином, дія всієї хвилі на точку B зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона (підрахунки показують, що площа цієї ділянки $\sim 1 \text{ мм}^2$), для $\lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ і відстані $AM_0 = 1 \text{ м}$, та $M_0B = 1 \text{ м}$.

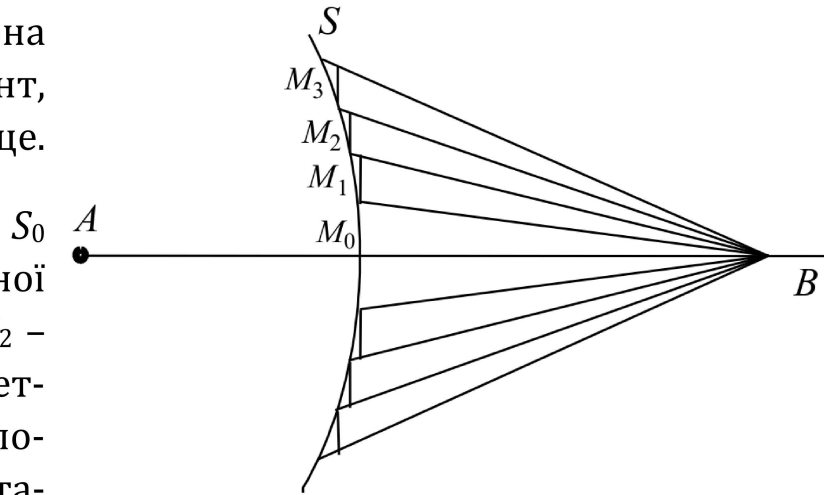


Рис. 2.21

Отже, поширення світла від A до B відбувається так, ніби світловий потік ішов усередині дуже вузького каналу вздовж AB , тобто прямолінійно.

Графічне обчислення результуючої амплітуди. Знаходження результату дії світлової хвилі в точці B і ряд інших питань дуже зручно вирішувати, користуючись графічним методом складання коливань, які мають деяку різницю фаз. Для того, щоб графічно зобразити світлову дію цілої зони, слід розбити її на рівні ділянки, такі малі, щоб фаза коливань, що утворюється в точці B різними точками цієї ділянки, практично могла вважатися постійною. Тоді дія всієї цієї ділянки амплітуди коливань може бути виражена вектором, довжина якого дає

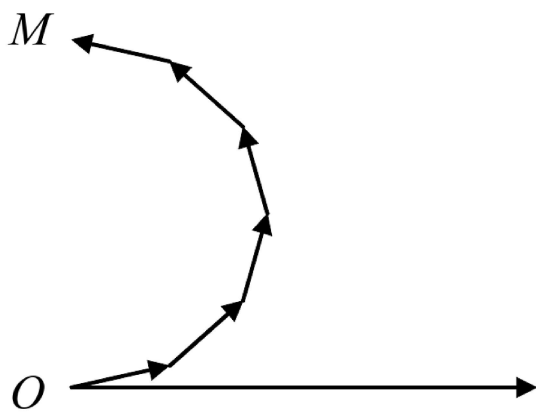


Рис. 2.22

сумарну амплітуду, а напрям визначає фазу, що обумовлюється цією ділянкою. Вектор другої ділянки дещо повернений відносно першого, оскільки фаза його відмінна від першого. Таким чином, векторна діаграма, що визначає дію ряду ділянок, які складають цілу зону, зобразиться ламаною OM (рис. 2.22).

Якщо розбити зону на нескінченно велике число нескінченно малих ділянок, то ламана перетворюється в дугу, яка лише дуже мало буде відрізнятися від півкола. При цьому дуга в точці M матиме напрям, прямо протилежний напрямку в точці O , оскільки фаза коливання у точці B (див. рис. 2.21), обумовлена дією останньої ділянки зони, очевидно, протилежна фазі від початкової ділянки. Отже, векторна діаграма дії центральної зони має вигляд, зображений на рис. 2.23, тут OM_1 – результуючий вектор амплітуди.

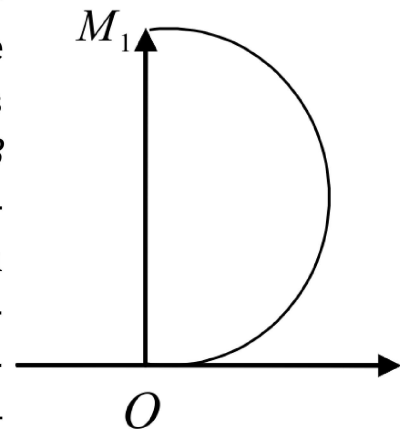


Рис. 2.23

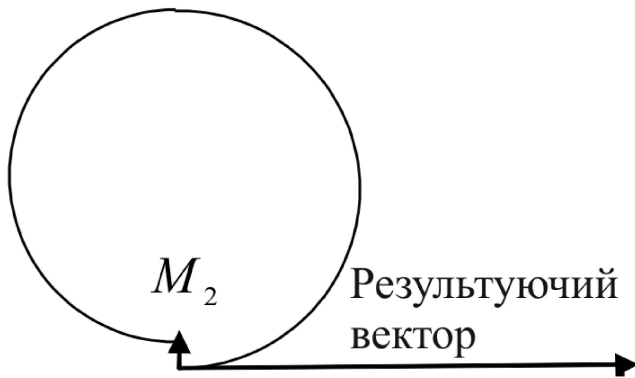


Рис. 2.24

Векторна діаграма першої і другої зон (рис 2.24). M_2 – результуючий вектор амплітуди. Дії двох зон послаблюють одна одну. Продовжуючи побудови, отримаємо діаграму дії всієї хвилі.

З рисунків видно, що

$$ON = \frac{1}{2} OM_1$$

і співпадає з ним за напрямом. Іншими словами, коливання в точці B , обумовлене всією хвилею, по фазі співпадає з коливанням, яке могла б створити центральна зона, а по амплітуді складає половину цього коливання.

Тобто дія (амплітуда) всієї хвилі дорівнює половині дії центральної зони

$$A_{\text{заг}} = \frac{1}{2} A_0,$$

але не дії половини центральної зони. Дія половини центральної зони виражається вектором \overrightarrow{OK} (рис. 2.25).

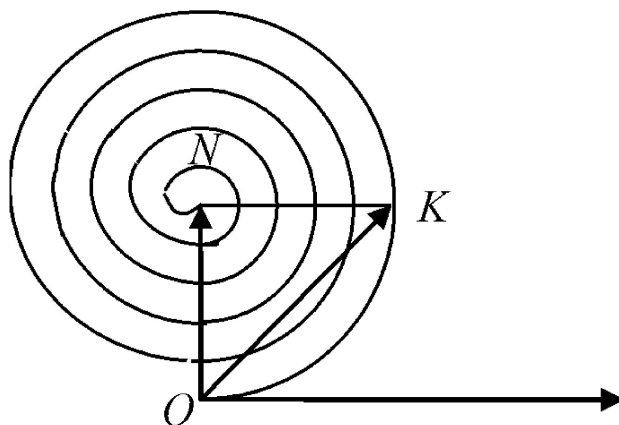


Рис. 2.25

Дифракція в променях, що розходяться. Метод Френеля дає можливість розрахувати явища, що мають місце тоді, коли на шляху поширення хвилі поставлені непрозорі екрани, щілина або інші перешкоди, тобто коли закрито частину фронту хвилі. Ці явища огинання світлом перешкод мають назву явищ дифракції.

В усіх міркуваннях в основу покладемо гіпотезу Френеля про те, що та частка фронту хвилі, яка закрыта екраном, зовсім не діє, а відкриті частки хвилі діють так само, начебто перешкод і не було.

Дифракція на круглому отворі. Нехай світлова хвиля зустрічає на шляху екран із круглим отвором.

Легко бачити, що якщо отвір відкриває всього лише одну зону або невелике непарне число зон, то дія світла в точці B буде більшою, ніж за відсутності екрана. Максимум дії відповідає розміру отвору в одну зону. Якщо ж отвір відкриває парне число зон, то світлове збудження в точці B буде меншим, ніж при вільній хвилі. Найменша освітленість відповідає двом зонам.

Аналогічна картина спостерігатиметься для будь-якої точки, яка розташована на лінії AB . Розрахунок картини в точках, які розташовані в площині, перпендикулярній до AB , складніше, але внаслідок симетрії всього розташування зрозуміло, що розподіл світла у вказаній площині повинен бути симетричний, тобто область однакової освітленості повинна розташовуватися кільцеподібно біля точки B . При вдалому досліді можна спостерігати декілька концентричних областей максимумів і мінімумів освітленості, які плавно переходять одна в одну.

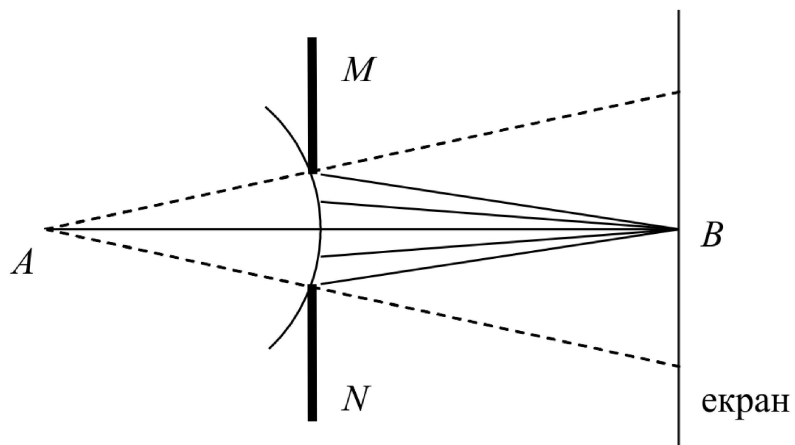


Рис. 2.26

При віддаленні отвору отримаємо то світло, то темряву в центрі.

Дифракція на круглому екрані.

Якщо помістити між джерелом світла A і точкою B непрозорий круглий екран, то, згід-

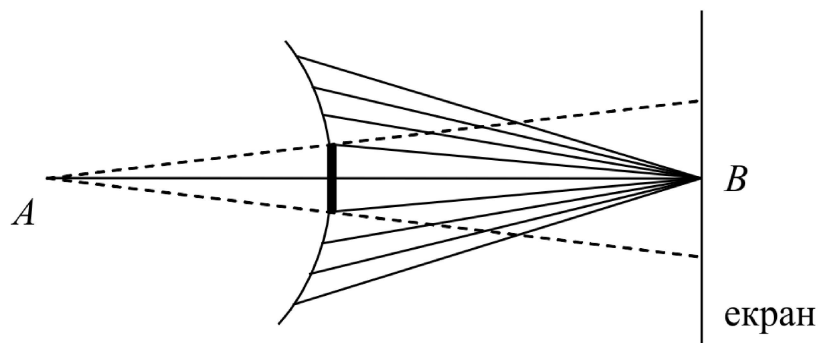


Рис. 2.27

но з геометричною оптикою, ми повинні побачити тінь у межах екрана, проте на досліді спостерігається світла пляма.

Розглянемо цей випадок, використовуючи хвильову теорію.

Розіб'ємо хвилю на зони: перша зона в межах екрана, друга на $\frac{\lambda}{2}$ більша і т.д. Тут ми повинні починати побудову діаграми з другої зони, оскільки перша зона закрыта екраном (рис. 2.28), якби були закриті 2, 3 і т.д. зон, то діаграма б починалася з наступної зони.

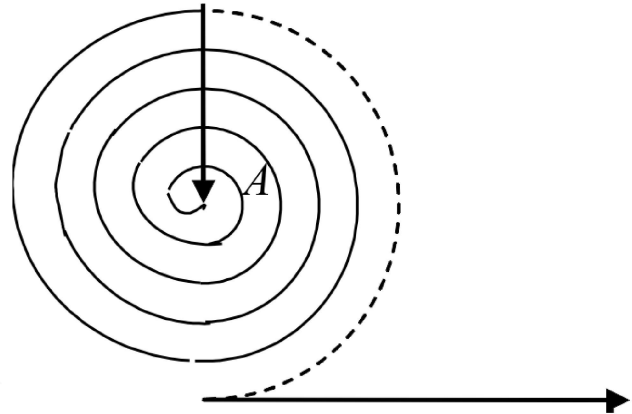


Рис. 2.28

Різниця буде в тому, що зменшиться освітленість центральної світлої плями. Отже, згідно з хвильовою теорією в точці B завжди буде світла пляма, освітленість якої залежить від числа зон, закритих екраном.

Змінювати освітленість можна наближаючи або віддаляючи екран від джерела світла, тим самим змінюючи число закритих екраном зон. Внаслідок симетрії всієї картини відносно AB (див. рис. 2.21) світла пляма у т. B оточена кільцевими зонами тіні і світла. У міру віддалення від т. B в сторони кільця стають все менш і менш різкими, поки далеко від т. B не вийде рівномірної освітленості.

Якщо ми візьмемо не круглий екран і не точкове джерело, а протяжне джерело і на шляху поставимо, наприклад, дріт, то побачимо ряд світлих і темних смуг (рис. 2.29).

Якщо візьмемо не дріт, а щілину, то отримаємо в центрі або світлу, або темну смугу залежно від числа закритих щілиною зон.

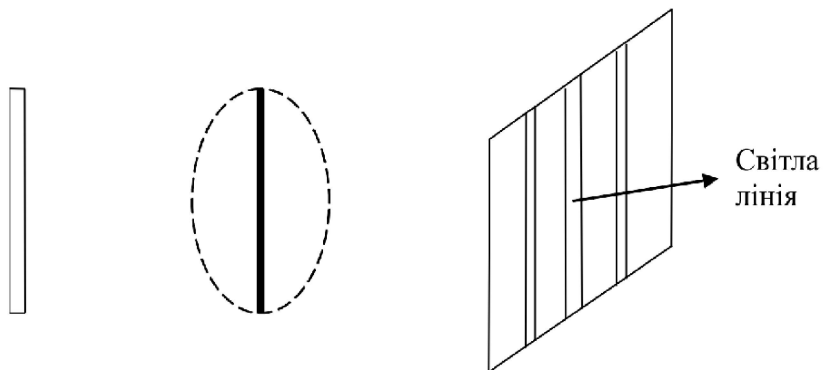


Рис. 2.29