Дифракція світла:

Принцип Гюйгенса-Френеля

Зони Френеля

Дифракція Френеля від круглого отвору

Дифракцією називається сукупність явищ, що проявляються в перерозподілі світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль, які спостерігаються при поширенні світла в середовищі з різкими неоднорідностями (поблизу границь тіл, крізь малі отвори й т.п., за умови, що неоднорідності $>> \lambda$).

Дифракція призводить до проникнення світла в область геометричної тіні.

Принцип Гюйгенса, згідно з яким будь-яка точка простору, до якої дійшло хвильовий обурення, стає джерелом вторинних хвиль, причому огинає ці вторинні хвилі являє собою поверхню хвильового фронту, дозволяючи вирішувати лише завдання про направлення поширення світлового фронту і не зачіпаючи по суті питання про інтенсивність хвиль, що йдуть по рівним напрямками.

Якщо джерело світла S і точка спостереження P розміщені від перешкоди настільки далеко, що промені, які падають на перешкоду, і промені, які йдуть у точку P , утворюють практично паралельні пучки, то говорять про дифракцію в паралельних променях, або про дифракцію Фраунгофера. В іншому випадку говорять про дифракцію Френеля.

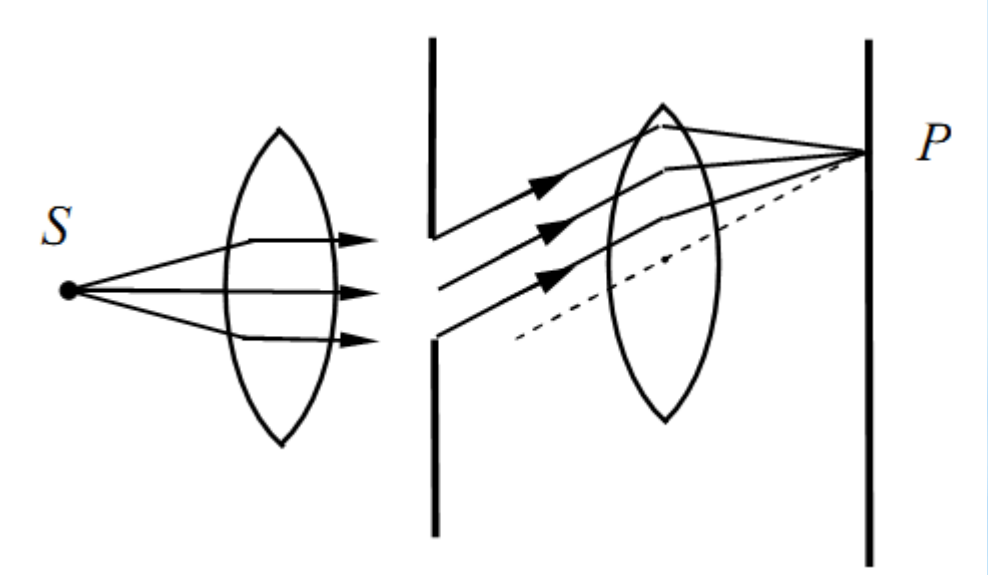


Схема спостереження дифракції в паралельних променях

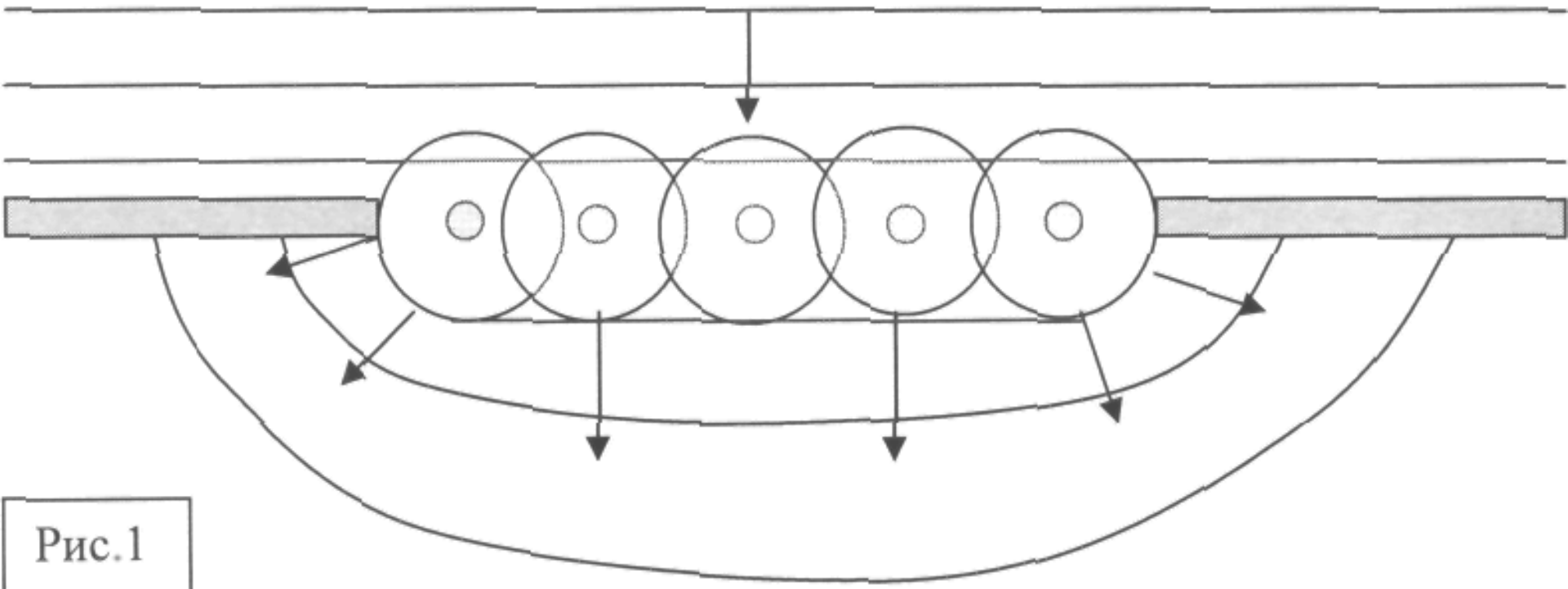


Рис.1

Принцип Гюйгенса - Френеля можна сформулювати наступним чином: кожен елемент хвильової поверхні S служить джерелом вторинної сферичної хвилі, амплітуда якої пропорційна величині елемента dS.

В точку P від кожної ділянки dS, приходить коливання,

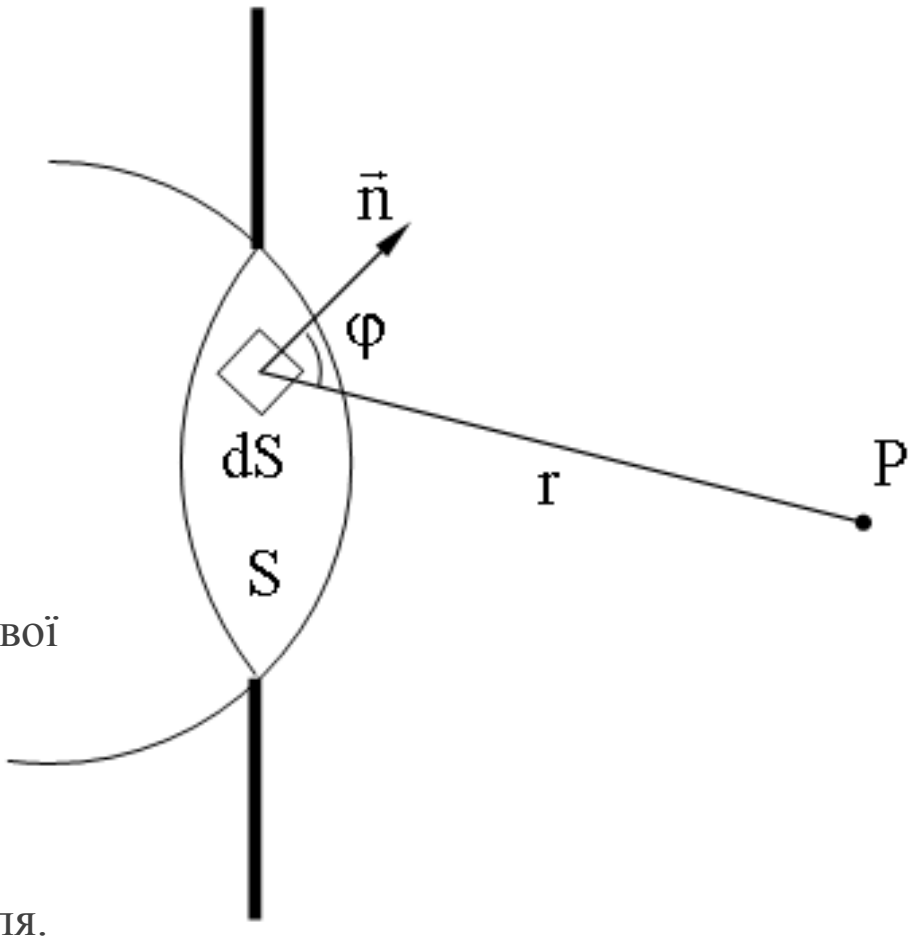
$$dE = K\frac{a_0 dS}{r}\cos(\varpi t - kr + \alpha_0)$$

де K залежить від кута між нормаллю до площини dS і напрямком від dS до точки P.

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

$$E = \int_S k(\varphi)\frac{a_0}{r}\cos(\varpi t - kr + \alpha)dS$$

аналітичний вираз принципу Гюйгенса - Френеля.



Між інтерференцією й дифракцією немає істотної фізичної різниці.

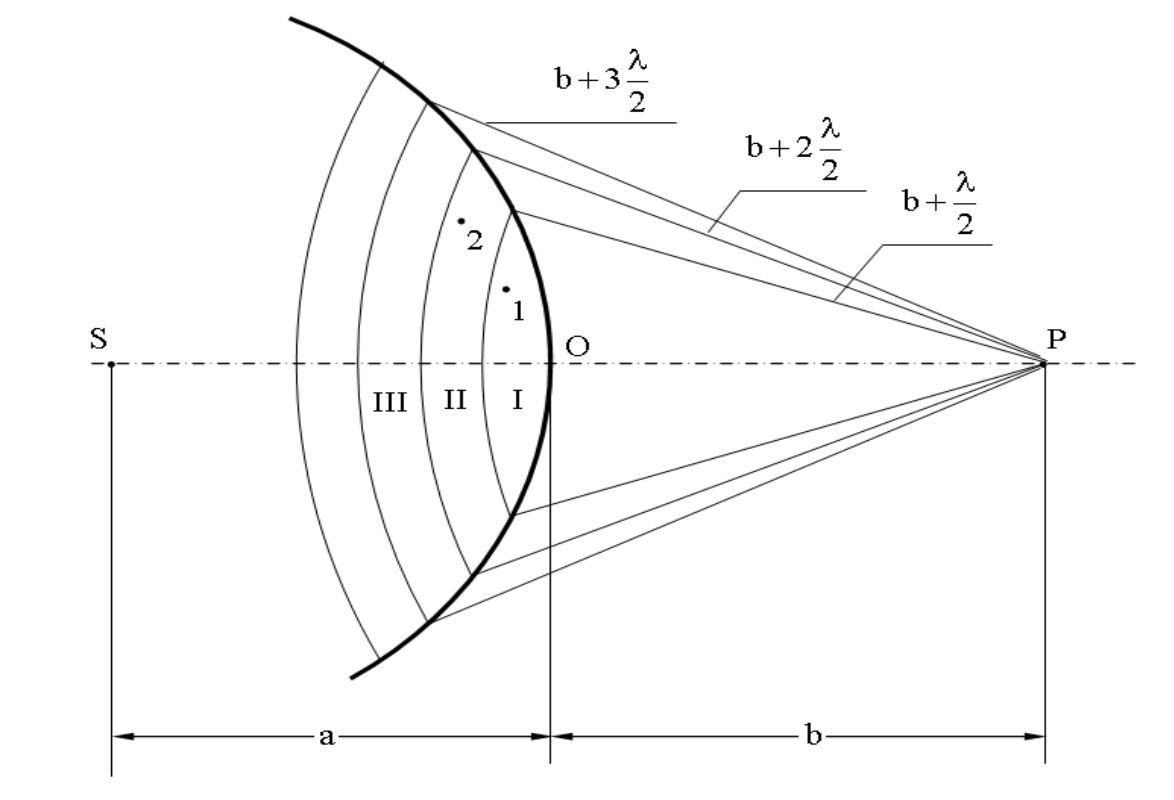
Обидва явища полягають у перерозподілі світлового потоку у результаті суперпозиції хвиль. Через історичні причини перерозподіл інтенсивності, що виникає в результаті суперпозиції хвиль, які збуджуються скінченним числом дискретних когерентних джерел, називають **інтерференцією хвиль.**

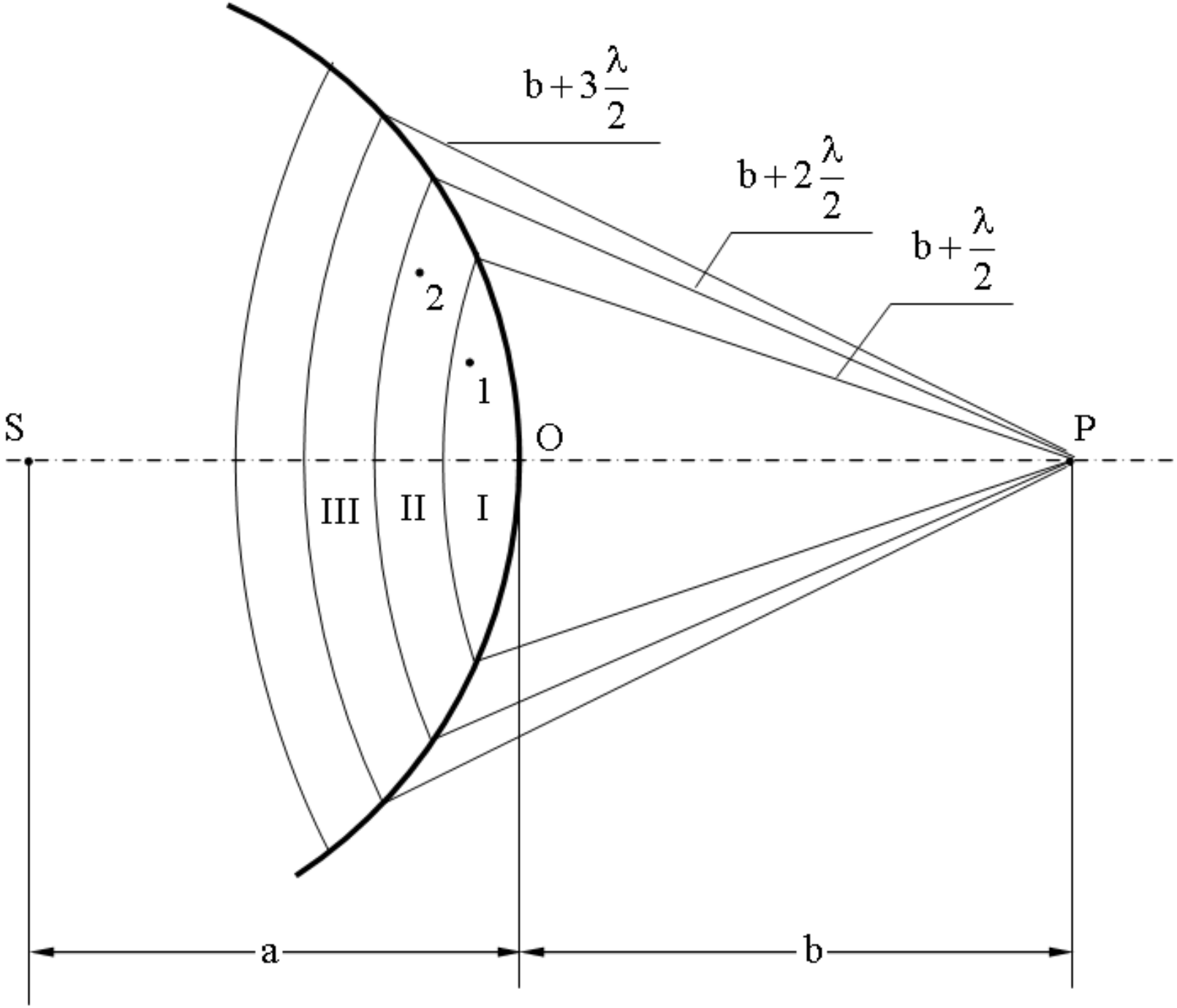
Перерозподіл інтенсивності, що виникає внаслідок суперпозиції хвиль, які збуджуються когерентними неперервно розміщеними джерелами, називають **дифракцією хвиль**.

Тому говорять, наприклад, про інтерференційну картину від двох вузьких щілин і про дифракційну картину від однієї щілини.

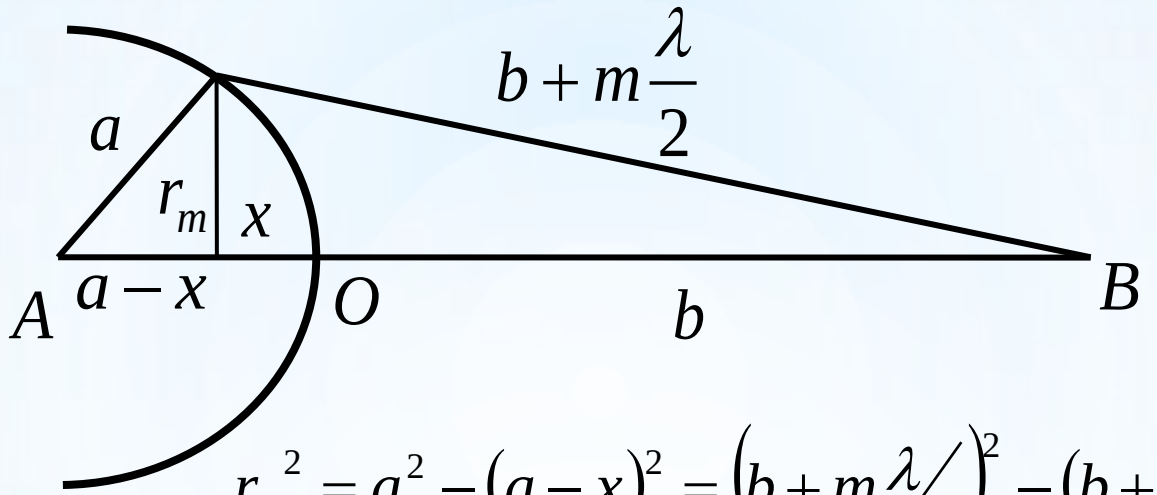
Метод зон Френеля

Розглянемо дію світлової хвилі, випущеної з точки S в будь-якій точці спостереження P. Згідно з принципом Гюйгенса - Френеля замінимо дію джерела S дією уявних джерел, розташованих на хвильової поверхні. Розбиваємо поверхню на кільцеві зони, симетричні відносно прямої SP таким чином, щоб відстані від країв зони до P відрізнялося на ½λ




$b+3\frac{\lambda}{2}$
$b+2\frac{\lambda}{2}$
$b+\frac{\lambda}{2}$
2
1
S
O
P
III
II
I
a
b

Обчислимо площу і радіус зон Френеля. Зовнішня границя m -ї зони виділяє на хвильовій поверхні сферичний сегмент висоти r_m.



$$r_m^{\,2} = a^2 - (a-x)^2 = \left(b + m\lambda/2\right)^2 - (b+x)^2 \qquad (1)$$

$$a^2 - a^2 + 2ax - x^2 = b^2 + m\lambda b + m^2\frac{\lambda^2}{4} - b^2 - 2bx - x^2$$

$$2ax + 2bx = m\lambda b$$

$$x_m = \frac{m\lambda b}{2(a+b)} \qquad (2)$$

З рівності (1) можна знайти радіуси зон. При не занадто великих m висота сегмента r_m << a. Тому можна вважати, що $r_m^{\,2} = 2ar_m$. Підставивши значення (2) для h_m , отримаємо для радіуса зовнішньої межі m -ї зони Френеля вираз

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}m\lambda}$$

Площа ***m*** - сегменту и (*m-1*) -сегмента відповідно рівні:

$$S_m = 2\pi\alpha \cdot x_m = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} m$$

$$S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}(m-1)$$

Тоді площу m -ї зони можна подати у вигляді

$$\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b}$$

Хоча площі зон Френеля рівні, зони видно з точки спостереження під різними кутами, тому амплітуди коливань, збуджених хвилями, що йдуть від різних зон будуть різні.

Нехай дію першої зони (центральної) збуджує в точці В коливання з амплітудою А1, другий А2 і т.д., причому $\boldsymbol{A1>A2>A3>\ldots}$

Завдяки обраному способу розбиття дії сусідніх зон послаблюють одна одну, тому що різниця ходу хвилі від сусідніх зон $\lambda / 2$, то вони приходять в точку В в протифазі і накладаючись послаблюють одна одну.

Таким чином, $\boldsymbol{A_{рез} = A1 - A2 + A3 - A4 + \ldots =}$

$$= \boldsymbol{A1 - (A2 - A3) - (A4 - A5) - \ldots}$$

т.як. $\boldsymbol{A2>A3, A4>A5}$, **то** $\boldsymbol{A2 - A3 > 0}$ и $\boldsymbol{A4 - A5 > 0}$ …

і $\boldsymbol{A_{рез}<A1}$

Напишемо вираз таким чином:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots$$

Внаслідок монотонного зменшення A_m можна вважати, що $A_m = \dfrac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$

Тоді вирази в дужках дорівнюють нулю і $A_{рез} = \dfrac{A_1}{2}$

Амплітуда результуючого коливання в точці В, що виходить внаслідок взаємного впливу світла, що йде в точку В від різних ділянок нашої сферичної хвилі, менше амплітуди, створюваної дією однієї лише першої зони. Таким чином, дія всієї хвилі на точку В зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона, площа якої $\frac{\pi ab}{a+b}\lambda$.

Для $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}\,мм$, а і b = 1м, площа діючої частини хвилі менше $1мм^2$. Отже, поширення світла від А до В дійсно відбувається так, як якщо б світловий потік йшов всередині дуже вузького каналу вздовж АВ, тобто прямолінійно.

Гарною ілюстрацією, яка підтверджує метод зон Френеля, може служити досвід з зонної платівкою, яка виготовляється в такий спосіб. Виготовляють екран, що складається з послідовно чергуються прозорих і непрозорих кілець, радіуси яких задовольняють співвідношенню для r_m при заданих a, b і λ. Приготований таким чином екранчик носить назву зонної пластинки

Хвильовий фронт, профільтрований через таку зонну пластинку в теж спостереження дає:

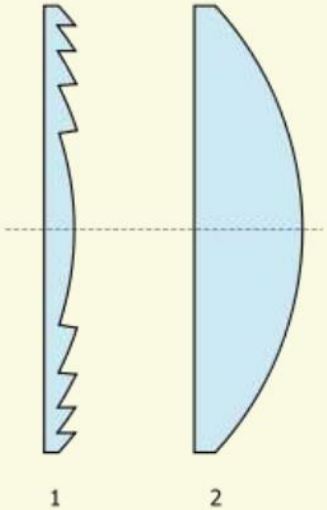
$$A_{рез} = A_1 + A_3 + A_5 + \ldots$$

якщо відкрита центральна зона, тобто $A_{рез}$ значно більшу, ніж при повністю відкритій хвильової поверхні. Пластина грає роль лінзи з фокусною відстанню

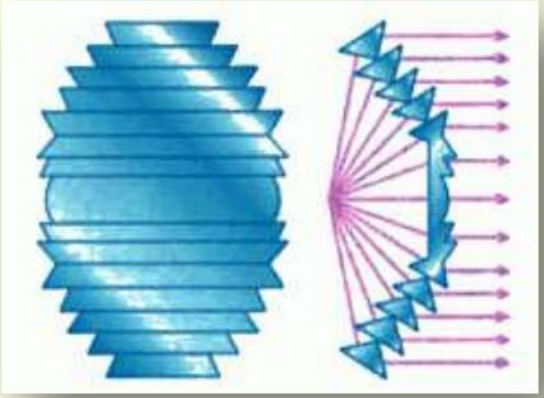
$$f = \frac{r^2 m}{m\lambda}$$

Зонные пластинки, линзы Френеля

Поперечное сечение
(1) линзы Френеля и
(2) обычной линзы



Сочетает свойства
зонной пластинки и
собирающей линзы



Минусы:
высокий уровень
паразитной засветки
разного рода «ложны
изображения» из-за
наличия переходных
краевых участков ме
зонами (не использу
для построения
оптически точных
изображений)

Зоны Френеля

http://www.youtube.c
watch?feature=player
bedded&v=HtVdgY3
k#t=64s

Применение:
в осветительных (подвижных) устройствах;
в крупногабаритных фокусирующих системах морских маяков, оверхед-проекторах (кодоскопах), фотовспышках, навигационных огнях, светофорах, железнодорожных линзовых светофорах и семафорных фонарях и фонарях пассажирских вагонов;
в основе современных безочковых 3D-телевизоров некоторых производителей;
в шлемах виртуальной реальности;
в инфракрасных (пирометрических) датчиках движения охранных сигнализаций;
в оптико-локационной станции истребителя бомбардировщика пятого поколения…

* Дифракція Френеля на круглому отворі

Розмістимо на шляху сферичної світлової хвилі непрозорий екран із вирізаним у ньому круглим отвором радіусом r_0, розмістивши його так, щоб перпендикуляр, який опущений із джерела світла S, потрапив у центр отвору. На продовженні цього перпендикуляра візьмемо точку P. При радіусі отвору r_0, який значно менший за зазначені на рисунку довжини a й b, довжину a можна вважати такою, що дорівнює відстані від джерела S до перешкоди, а довжину b – відстані від перешкоди до точки P. Якщо відстані

a й b задовільняють співвідношення

$$r_0 = \sqrt{\frac{mab}{a+b}\lambda}$$

m – ціле число, то отвір залишить відкритими рівно m перших зон Френеля, побудованих для точки P

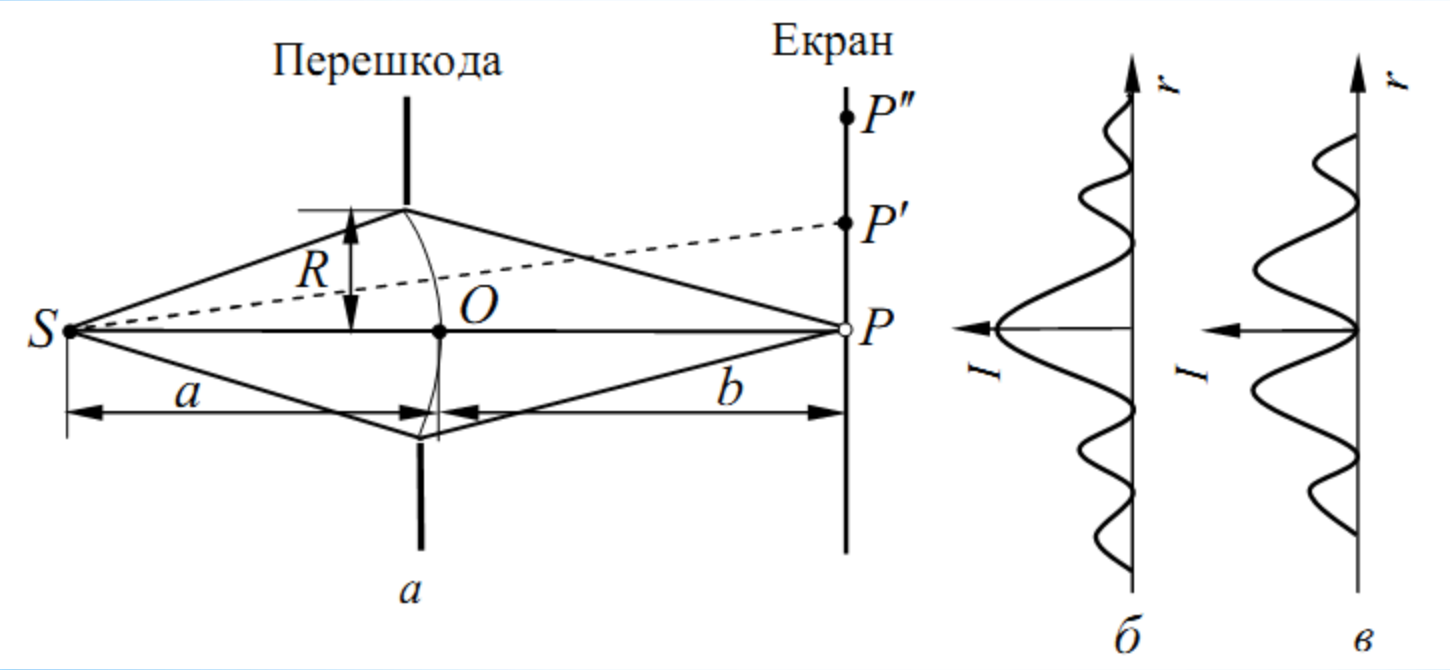
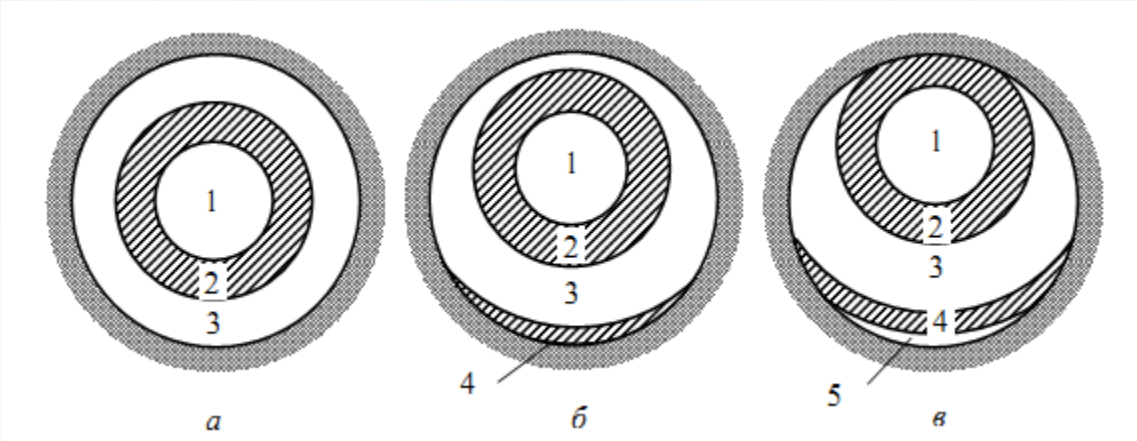
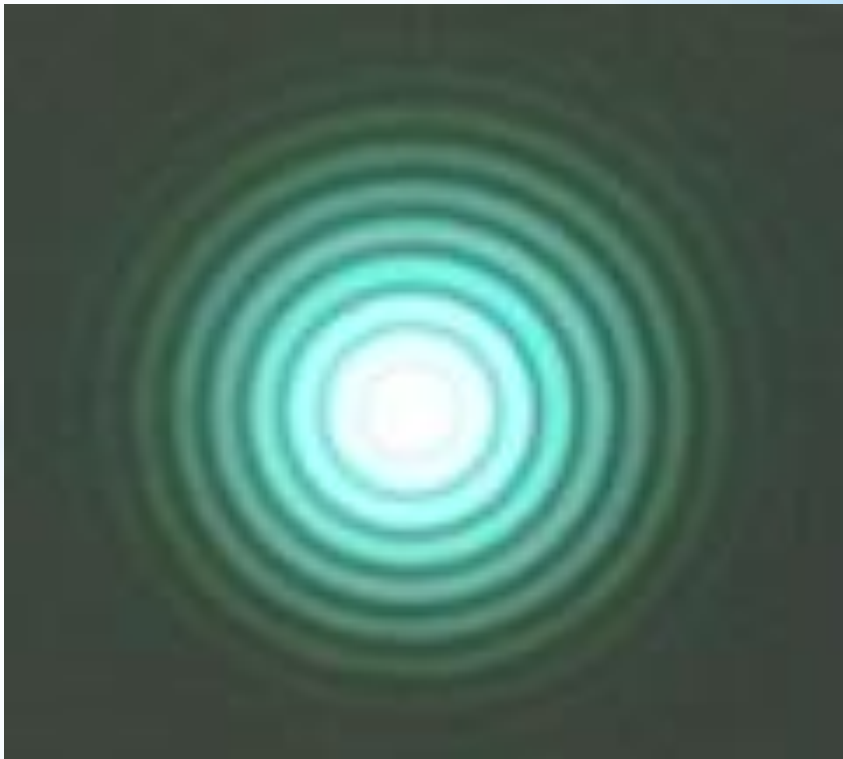


Схема дифракції на круглому отворі (а) й графіки інтенсивності у випадку непарного (б) й парного (в) чисел відкритих зон Френеля



Картина відкритих зон Френеля для точок (а)Р , (б) Р’ і (в) Р” .



Отже, число відкритих зон Френеля визначається виразом

$$m = \frac{r_0^{\,2}}{\lambda}\left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b}\right)$$

Тоді амплітуда в точці P буде дорівнювати

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - \ldots \pm A_m$$

Якщо знову використвти вираз

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \ldots$$

то $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$, якщо $m = 2k + 1$, тобто непарне і

$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m$, якщо $m = 2k$, тобто парне

Амплітуди від двох сусідніх зон практично однакові. Тому можна записати

$$\frac{A_{m-1}}{2} - A_m = -\frac{A_m}{2}$$

У результаті знайдемо

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}$$

де знак плюс береться для непарних, а мінус для парних m . Таким чином, формула визначає амплітуду в точці спостереження P для випадку, коли отвором відкрито ціле число зон Френеля.

Якщо отвір відкриває одну або невелике непарне число зон, то дія в точці В буде більше, ніж за відсутності екрану. Якщо ж отвір відкриває парне число зон, то світлове збудження в точці В буде менше, ніж при вільної хвилі. Найменша освітленість відповідає двом відкритих зон.

У міру переміщення точки спостереження вздовж прямої АВ число відкритих зон буде змінюватися і в точці спостереження максимум буде змінюватися на мінімум інтенсивності і так далі. Якщо переміщатися в напрямку, перпендикулярному напрямку АВ, то в отвір будуть укладатися зони частково. Результат буде залежати від того дію яких зон переважить.

*Дифракція Френеля від диску

Помістимо між джерелом світла А і точкою спостереження В непрозорий круглий диск радіусом r_0.

Диск закриє m перших зон Френеля, амплітуда в точці В буде

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \ldots$$

$$= \frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2} \right) + \ldots$$

$$= \frac{A_{m+1}}{2}$$

Характер картини на екрані можна з'ясувати за допомогою тих же самих міркувань, що й вище.

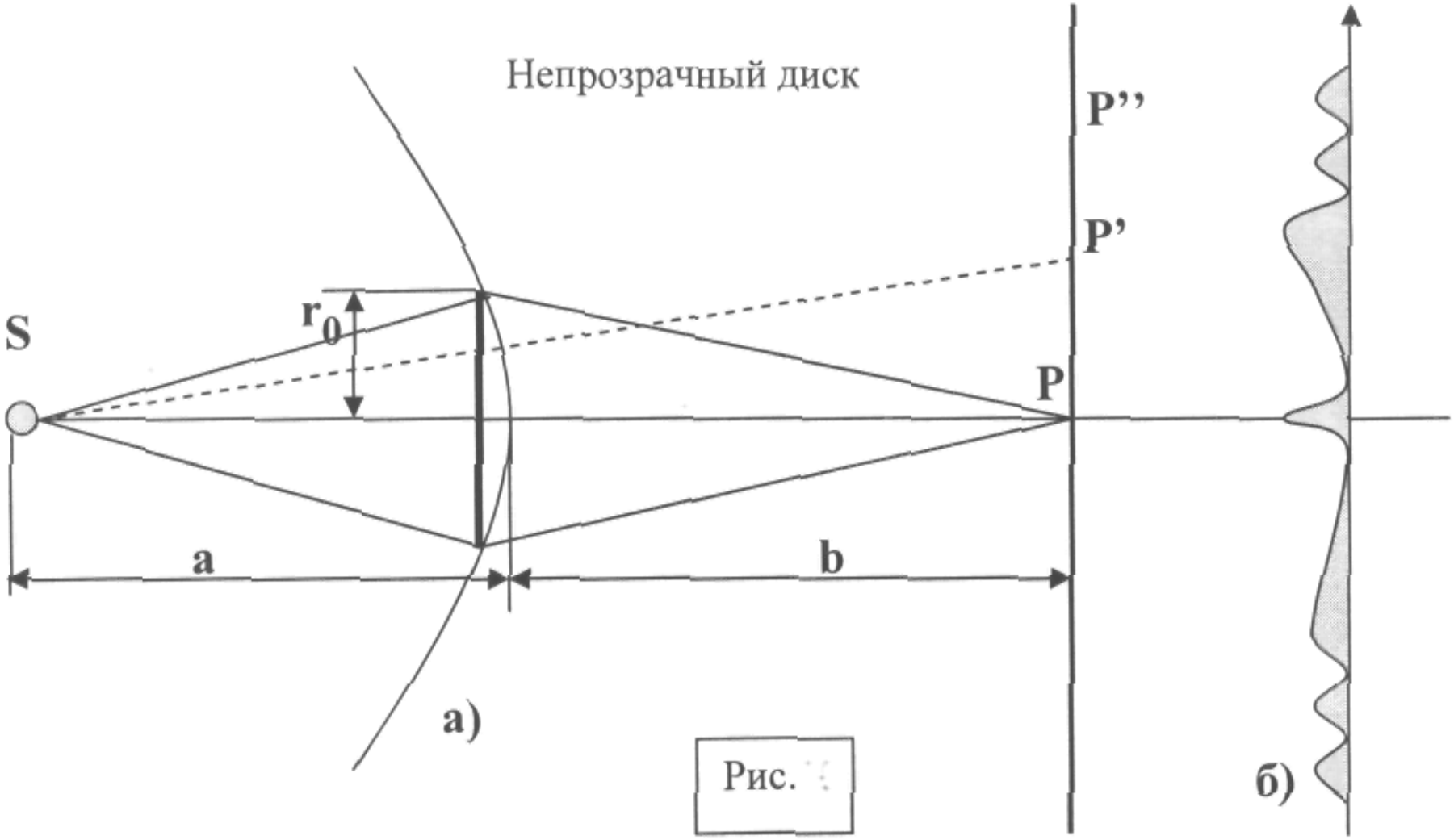


Рис.

* У разі непрозорого круглого диска дифракційна картина має вигляд чергуються світлих і темних концентричних кілець. У центрі картини поміщається світла пляма.
* Якщо диск закриває велике число зон Френеля, то світла пляма в центрі відсутня, і освітленість в області геометричної тіні практично всюди дорівнює нулю.
* Якщо ж отвір відкриває велике число зон Френеля, то всередині області, обмеженої геометричною тінню, освітленість виявляється практично постійною. Чергування темних і світлих кілець в обох випадках спостерігаються лише в дуже вузькій області на кордоні геометричній тіні.