

Дифракция света

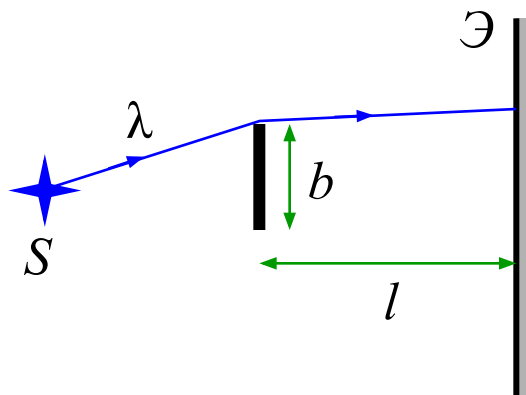
Дифракция:

Явление огибания волнами препятствий.

или

Явление отклонения распространения волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики.

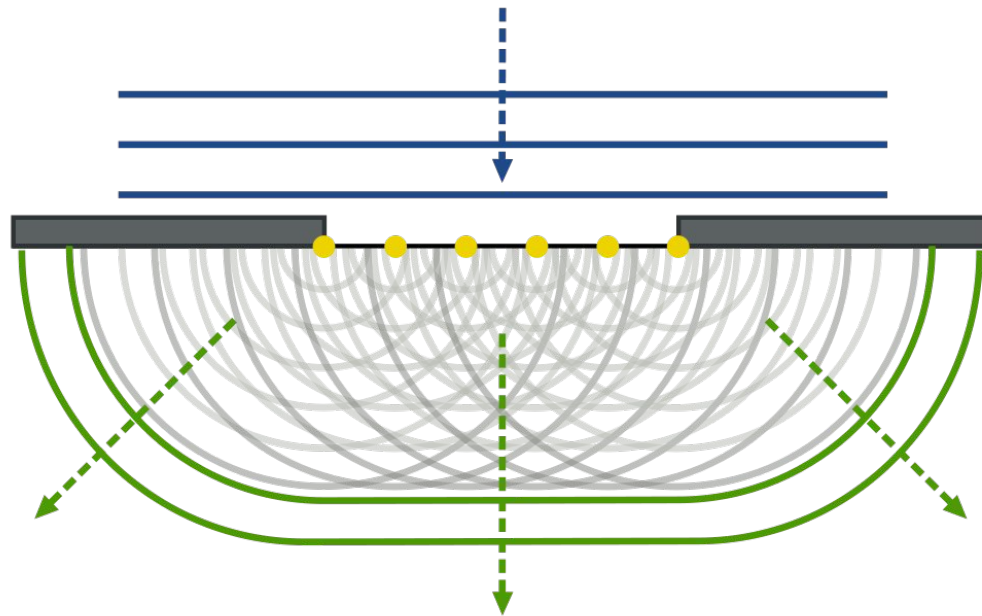
Виды дифракции



$$\frac{b^2}{l\lambda} \begin{cases} \ll 1 & \text{дифракция Фраунгофера} \\ \sim 1 & \text{дифракция Френеля,} \\ \gg 1 & \text{геометрическая оптика} \end{cases}$$

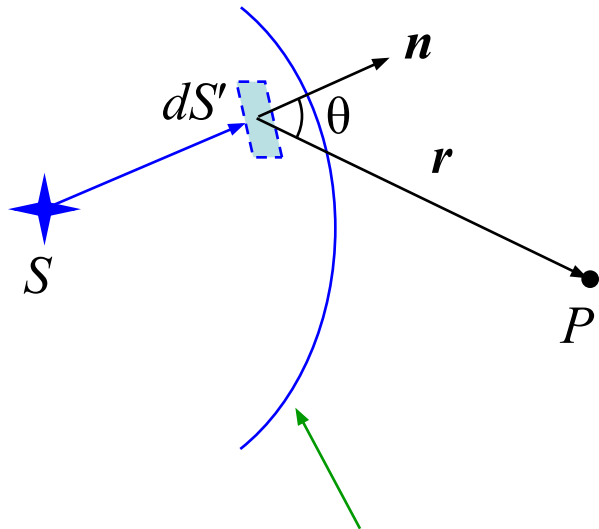
Принцип Гюйгенса

Каждая точка волнового фронта является источником вторичных волн. Огибающая вторичных волн становится фронтом волны в следующий момент времени.



Принцип Гюйгенса-Френеля

Световая волна, возбуждаемая каким-либо источником S , может быть представлена как результат суперпозиции когерентных вторичных волн, излучаемых малыми элементами некоторой волновой поверхности, охватывающей источник S .

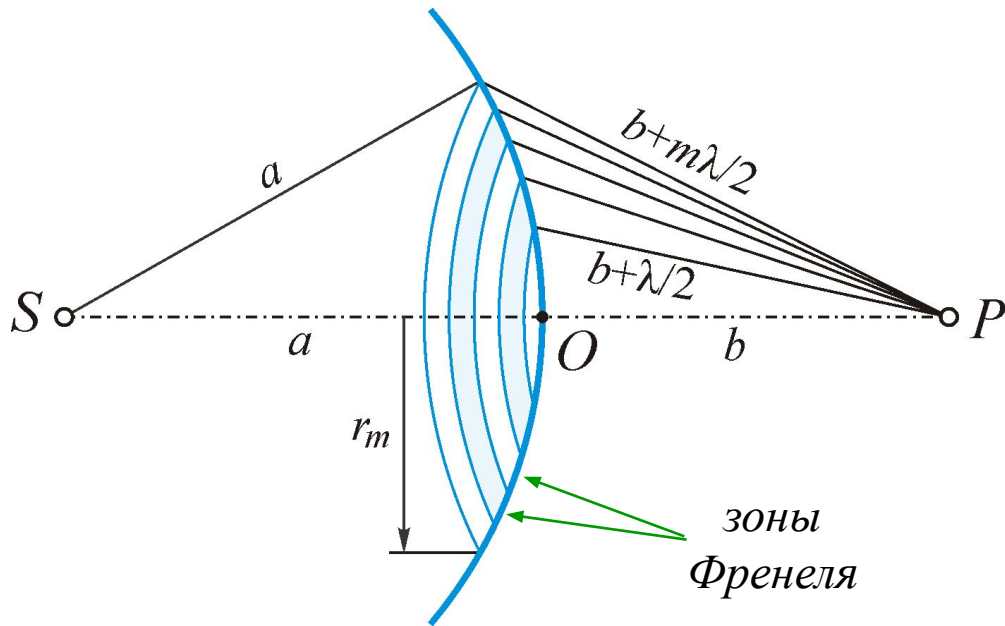


волновая поверхность

$$E = \int_{S'} K(\theta) \frac{E' dS'}{r} \exp(ikr)$$

k – волновое число

Метод зон Френеля



Площадь зоны

$$\sigma_m = \frac{\pi ab\lambda}{a + b}$$

Радиус

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

Амплитуды колебаний

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots \geq 0$$

Колебания, приходящие в точку P от двух соседних зон, находятся в противофазе. Поэтому

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

Амплитуда A_m убывает очень медленно и поэтому можно считать

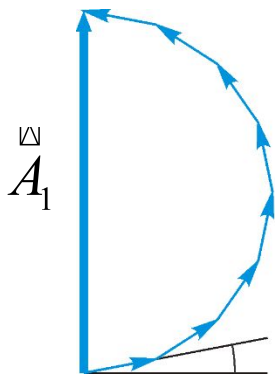
$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2}$$

После перегруппировки

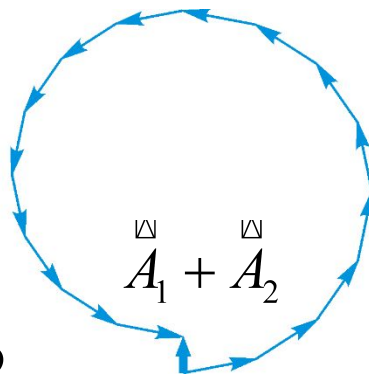
$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

Метод векторных диаграмм

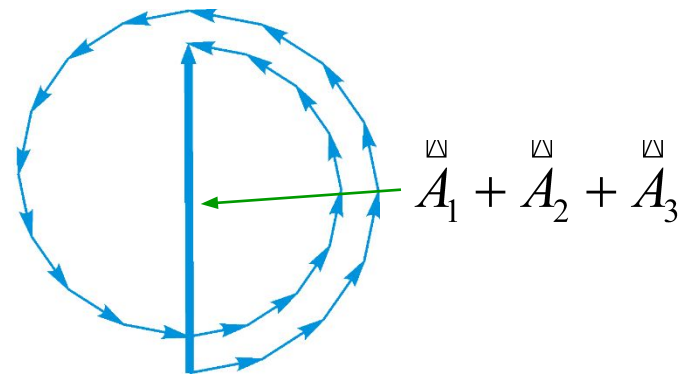
Каждая зона разбивается на серию узких кольцевых подзон. Колебание, создаваемое каждой подзоной в точке P , изображается на диаграмме в виде маленькой стрелочки. Стрелочки повернуты друг относительно друга на угол $\Delta\varphi$, соответствующий сдвигу фаз колебаний. Каждая следующая стрелочка чуть короче предыдущей.



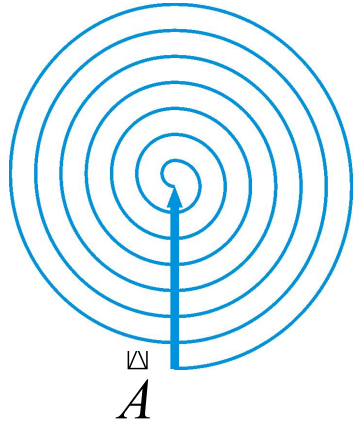
действие 1-й зоны



действие 2-х зон



действие 3-х зон



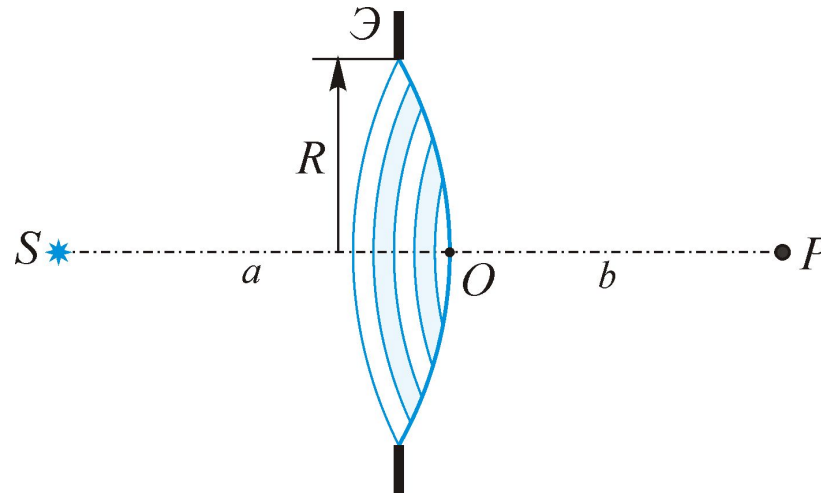
действие всех зон

Таким образом

$$A = \frac{A_1}{2} \quad \longrightarrow \quad I = \frac{I_1}{4}$$

Весь фронт волны создает в точке P интенсивность в 4 раза меньшую, чем одна только 1-я зона.

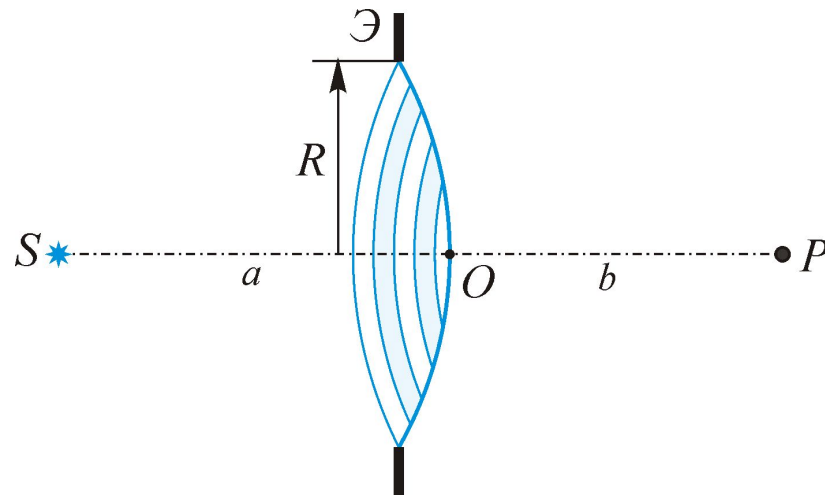
Дифракция Френеля на круглом отверстии



Если открыто четное число зон m , то
$$A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2}$$



← В точке P (центре) – темное пятно

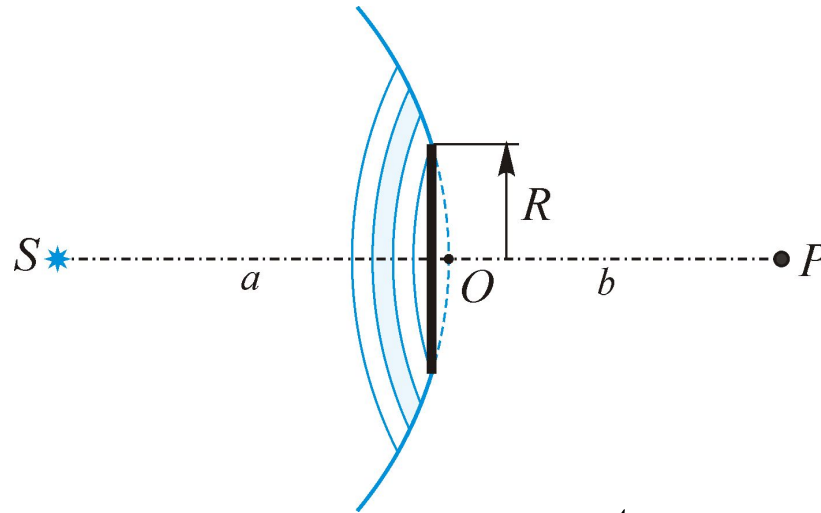


Если открыто нечетное число зон m , то
$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$$



← В точке P (центре) – светлое пятно

Дифракция Френеля на диске



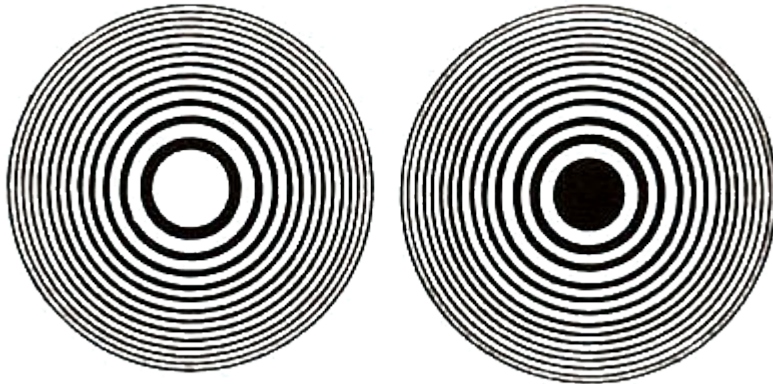
Если диска закрывает m зон, то

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



← В точке P (центре) – светлое пятно

Зонная пластинка



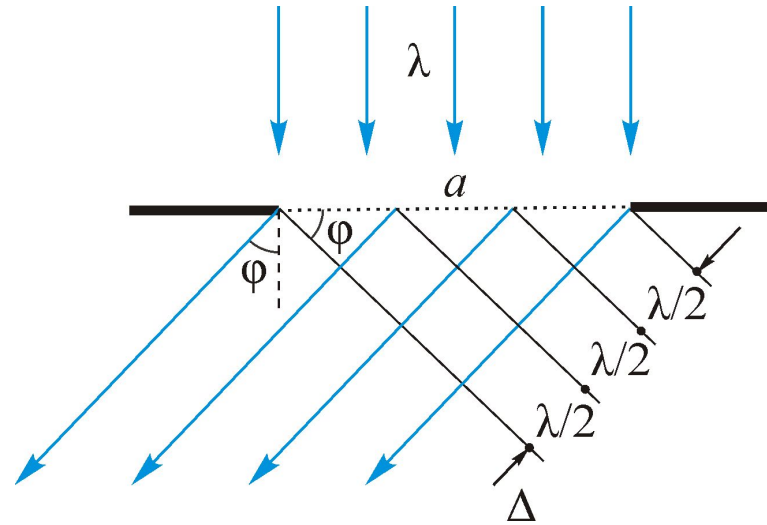
Зонные пластинки Френеля.
Слева – открыты нечетные
зоны, справа – чётные.

Если на пути световых волн поставить такую пластинку, то интенсивность света в точке P резко возрастает. Амплитуда в этой точке будет равна сумме амплитуд от нечетных (или четных) зон. Соответственно интенсивность $I = 4n^2 I_0$, где I_0 – интенсивность при свободном распространении света, n – число открытых зон.

Пластинка подобна линзе:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{m\lambda}{r_m^2}$$

Дифракция Фраунгофера на одной щели



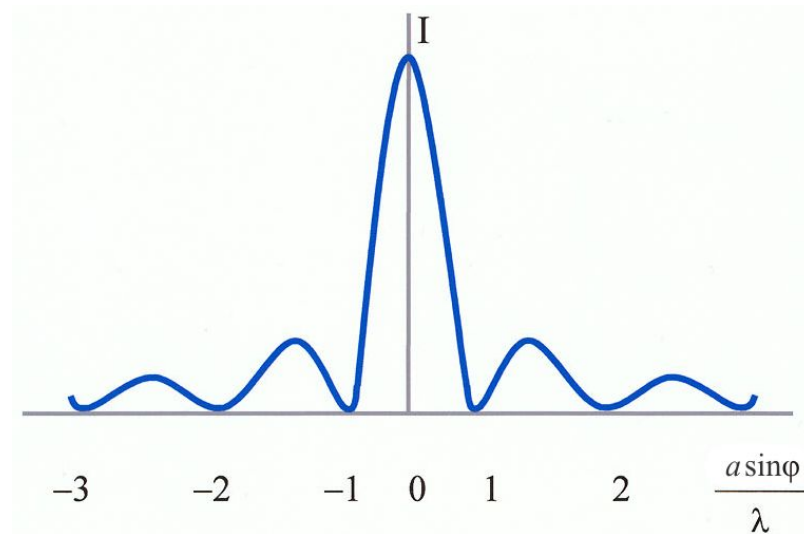
Применяя метод зон Френеля, разобьем щель на зоны. Разность хода лучей, идущих от краев каждой зоны равна $\lambda/2$. Тогда на ширине щели уместится $\Delta : \lambda/2$ зон.

Если число зон Френеля четное, то наблюдается минимум освещенности.

Если число зон Френеля нечетное, то наблюдается \approx максимум освещенности.

Условие минимума: $a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$

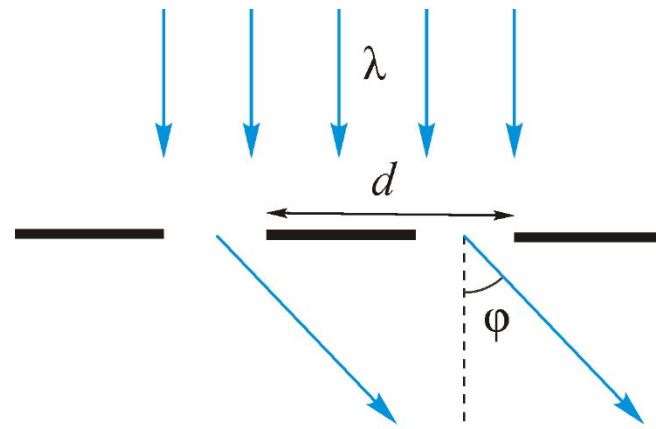
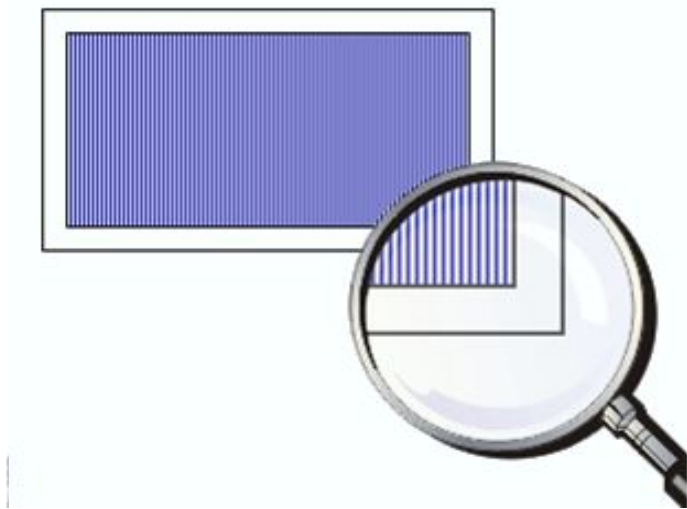
Условие максимума: $a \sin \varphi = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$



Отношения максимумов: $1:0,045:0,016$

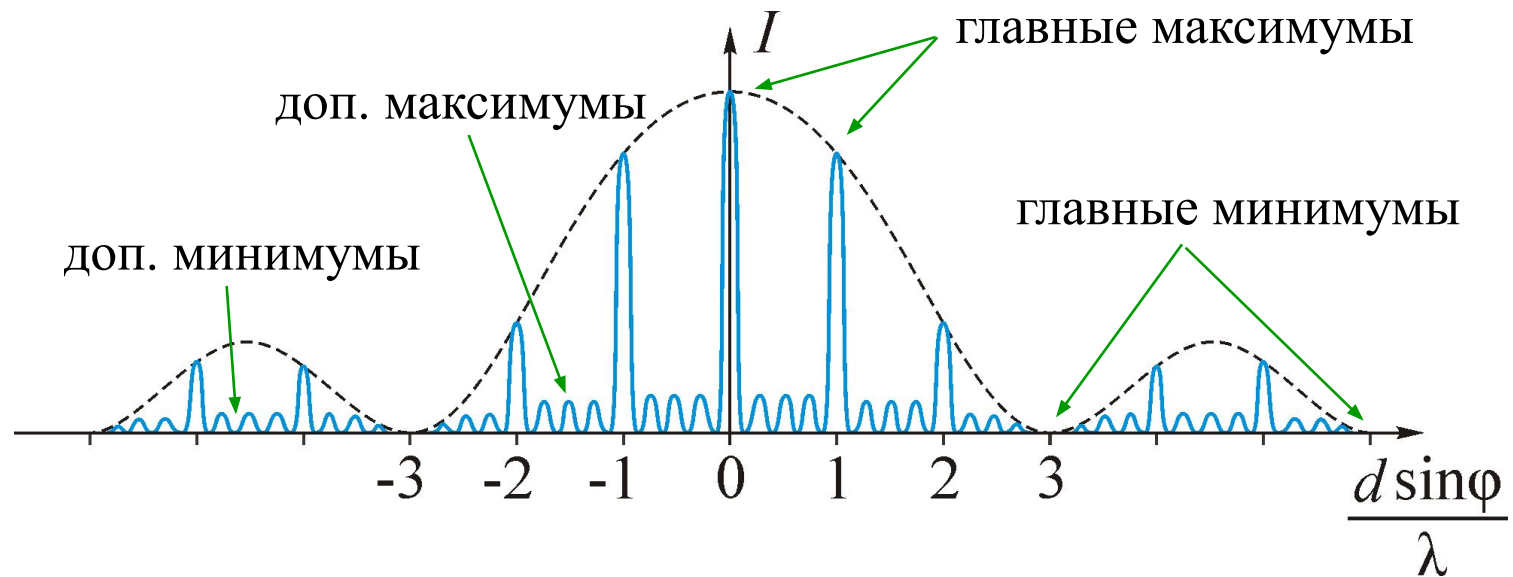
Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – система одинаковых щелей, разделенных равными по ширине непрозрачными промежутками.



d – период решетки

При дифракции на дифракционной решетке имеет место наложение лучей, идущих как от одной и той же щели, так и от соседних щелей. В одних направлениях щели гасят друг друга, а в других – усиливают.



Распределение интенсивности

Условие главных максимумов

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

m – порядок главного максимума

Для данных направлений колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга. Интенсивность главного максимума в N^2 раз превосходит интенсивность от щели в этом же направлении. N – число щелей.

Наибольший порядок главного максимума $\left(|\sin \varphi| \leq 1 \right)$

$$m \leq d/\lambda$$

Условие главных минимумов

$$a \sin \varphi = \pm m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

a – ширина щели

В данных направлениях интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю, поэтому и результирующая интенсивность в этих направлениях будет также равна нулю.

Условие дополнительных минимумов

$$d \sin \theta = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \dots (m' = 1, 2, \dots, N-1)$$

N – число щелей

Между соседними главными максимумами имеется $N-1$ дополнительный минимум. В данных направлениях колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга.

Между дополнительными минимумами располагаются $N-2$ слабых дополнительных максимумов. Интенсивность этих максимумов не превышает $1/22$ интенсивности ближайшего главного максимума.

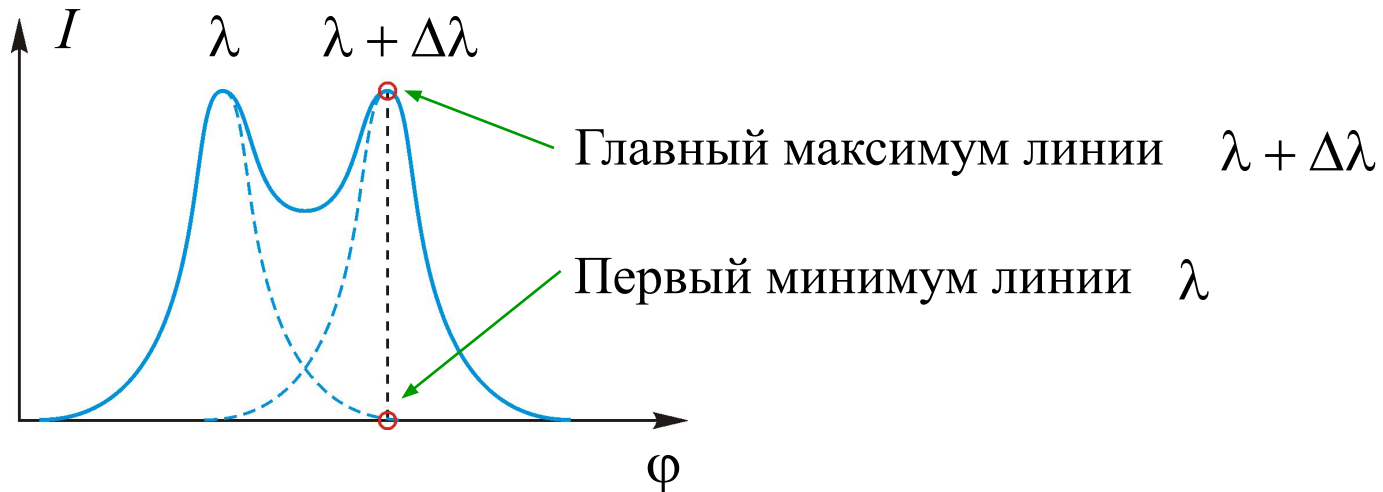
Разрешающая способность спектрального прибора

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

– разрешающая способность

$\delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух спектральных линий, при которой эти линии воспринимаются раздельно, т.е. *разрешаются*.

Критерий Рэля



Две спектральные линии с равными интенсивностями разрешены, если главный максимум одной линии совпадает с первым минимумом другой.

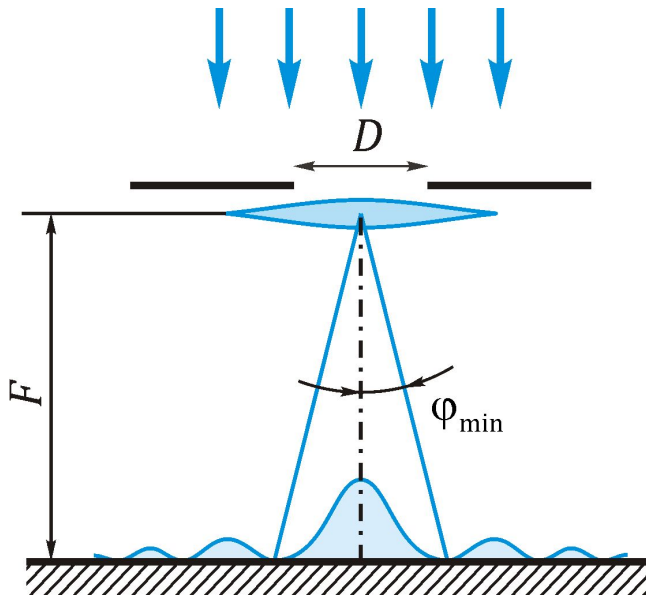
$$\left. \begin{aligned} d \sin \varphi_{\max} &= m(\lambda + \delta\lambda) \\ d \sin \varphi_{\min} &= (m + 1/N)\lambda \end{aligned} \right\} \Rightarrow m \delta\lambda = \lambda/N$$

Отсюда, разрешающая способность дифракционной решетки

$$R = mN$$

Разрешающая способность объектива

Дифракция Фраунгофера на круглом отверстии

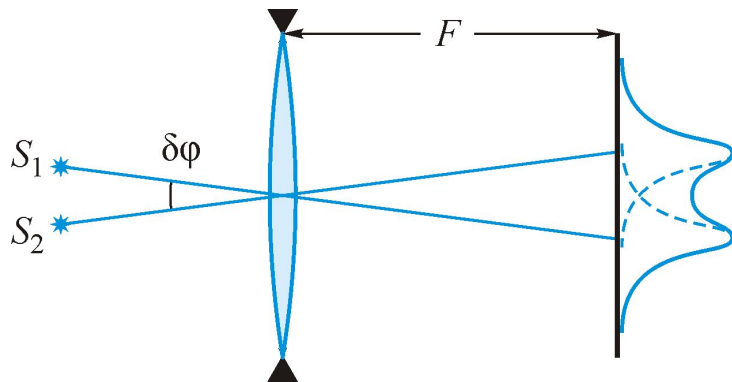


$$\varphi_{\min} = \arcsin 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

При условии $D \gg \lambda$

$$\varphi_{\min} = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

Согласно критерию Рэля, два точечных источника будут разрешены, если середина центрального максимума одного источника совпадает с первым минимумом второго.



$$\delta\varphi = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

$$R = 1/\delta\varphi = \frac{D}{1,22\lambda}$$

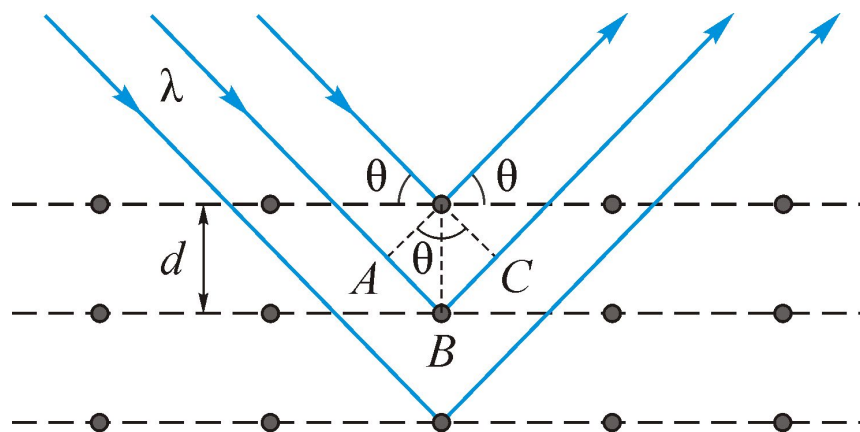
– разрешающая способность

Зрачок глаза: ($D \sim 2$ мм, $\lambda \sim 0,5$ мкм)

$$\delta\varphi = 1'$$

Дифракция рентгеновских лучей

Рентгеновское излучение частично отражается от кристаллографических плоскостей (плоскостей, в которых лежат узлы кристаллической решетки). Эти вторичные волны интерферируют между собой.



Разность хода двух волн, отразившихся от соседних плоскостей

$$ABC = 2d \sin \theta, \text{ где } \theta - \text{ угол скольжения}$$

Дифракционные максимумы:

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

– формула Вульфа-Брегга

Применение рентгеновской дифракции:

1) *Рентгеноструктурный анализ*

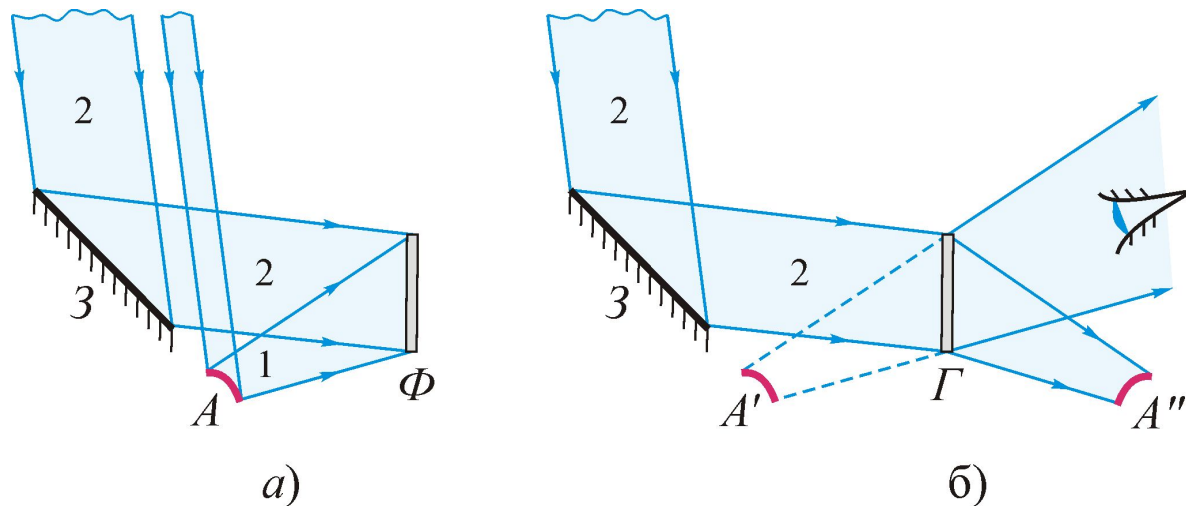
По известным λ и θ находят межплоскостные расстояния и определяют кристаллическую структуру.

2) *Рентгеновская спектроскопия*

По известным d и θ находят длину волны рентгеновского излучения.

Голография

Голография – особый способ записи и последующего восстановления изображения предмета, основанный на регистрации интерференционной картины.



1 – предметная волна, 2 – опорная волна, 3 – зеркало,
 Φ – фотопластинка, Γ – голограмма,
 A – объект, A' – мнимое изображение,
 A'' – действительное (псевдоскопичное) изображение.