ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

1. Принцип Гюйгенса-Френеля
2. Метод зон Френеля
3. Дифракция Френеля от простейших преград
4. Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера)
5. Дифракция на пространственных решетках

1. Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракция света – огибание лучами света границы непрозрачных тел (экранов); проникновение света в область геометрической тени.

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями, **размеры** которых **сравнимы с длиной волны**, и связанных с **отклонениями** от законов геометрической оптики.

Явление дифракции объясняется с помощью принципа Гюйгенса

Каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Решающую роль в утверждении волновой природы света сыграл О. Френель в начале XIX века.
Френель вложил в принцип Гюйгенса физический смысл, дополнив его идеей интерференции вторичных волн.

Дополнения к принципу Гюйгенса

1. Все **вторичные** источники фронта волны, исходящей из одного источника, **когерентны** между собой.

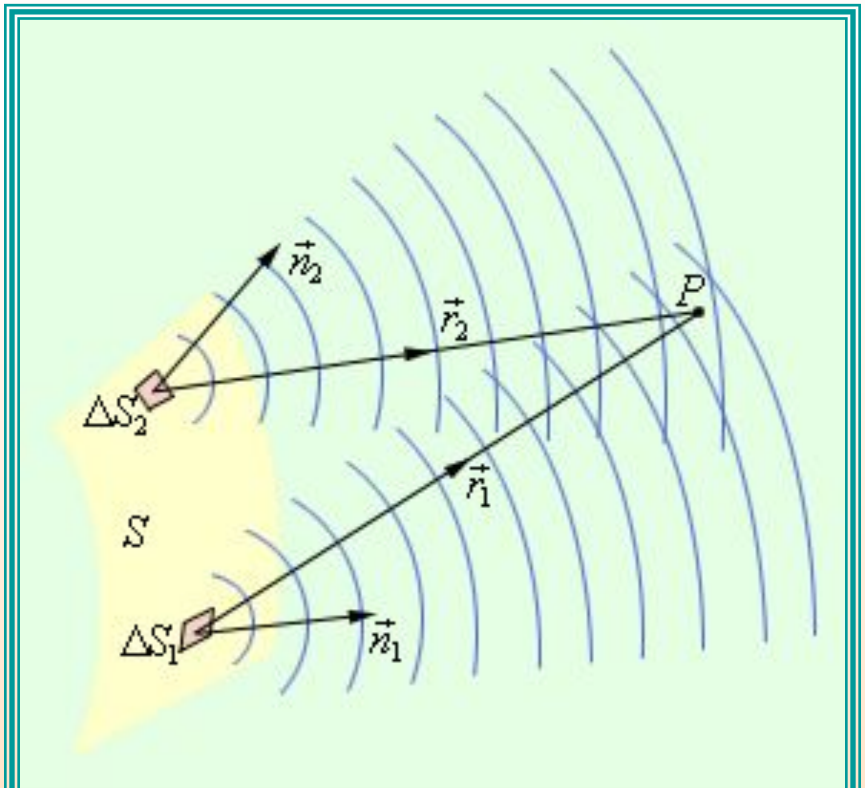
2. Равные по площади участки волновой поверхности излучают **равные интенсивности** (мощности).

3. Каждый вторичный источник излучает свет преимущественно **в направлении внешней нормали** к волновой поверхности в этой точке.

4. Для вторичных источников справедлив принцип суперпозиции: **излучение одних участков** волновой поверхности **не влияет** на излучение других.

Принцип Гюйгенса – Френеля

Каждая точка любой воображаемой поверхности, окружающей один или несколько источников света, является центром **вторичных световых волн**, которые **когерентны**, и интенсивность света в любой точке пространства есть результат **интерференции** этих вторичных волн.



ΔS_1 и ΔS_2 – элементы волнового фронта,
n1 и n2 – нормали.

2. Метод зон Френеля

Френель предложил оригинальный метод разбиения волновой поверхности S на зоны, позволивший сильно упростить решение задач (**метод зон Френеля**).

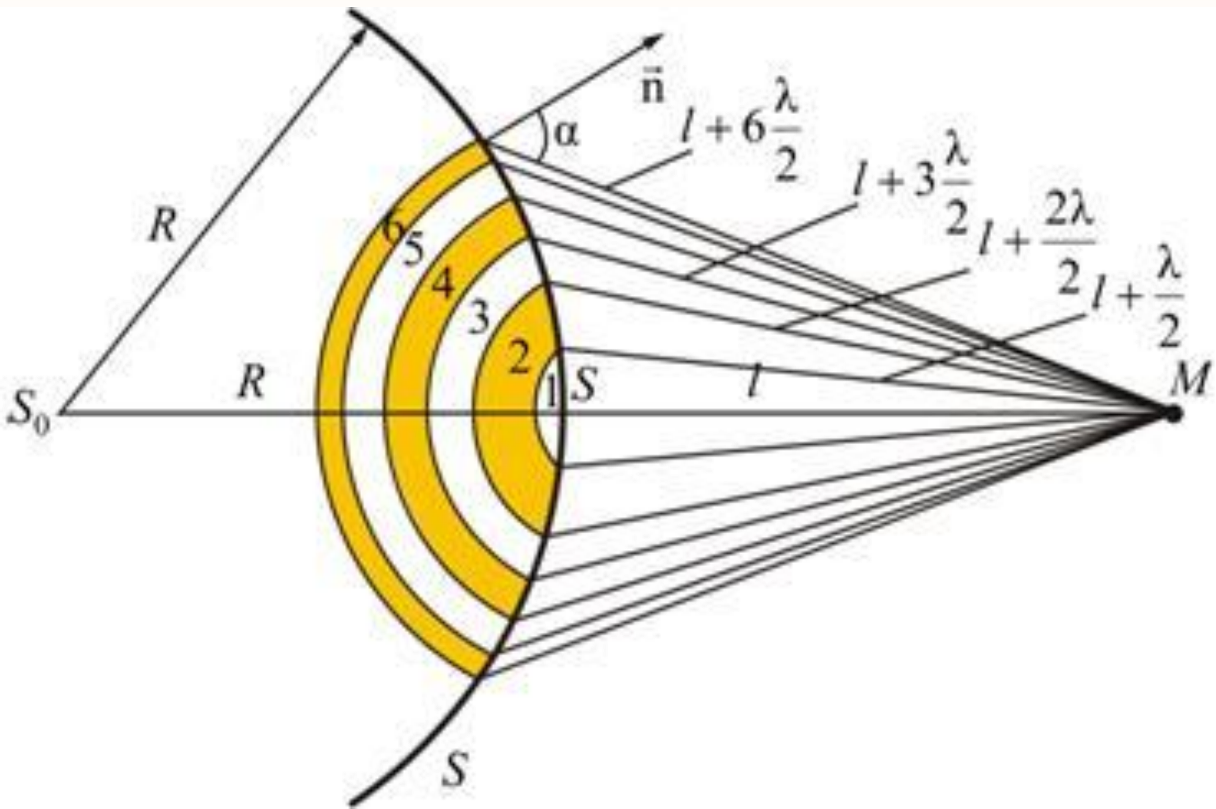
Границей первой (центральной) зоны служат точки поверхности S, находящиеся на расстоянии **l+λ/2** от точки M.

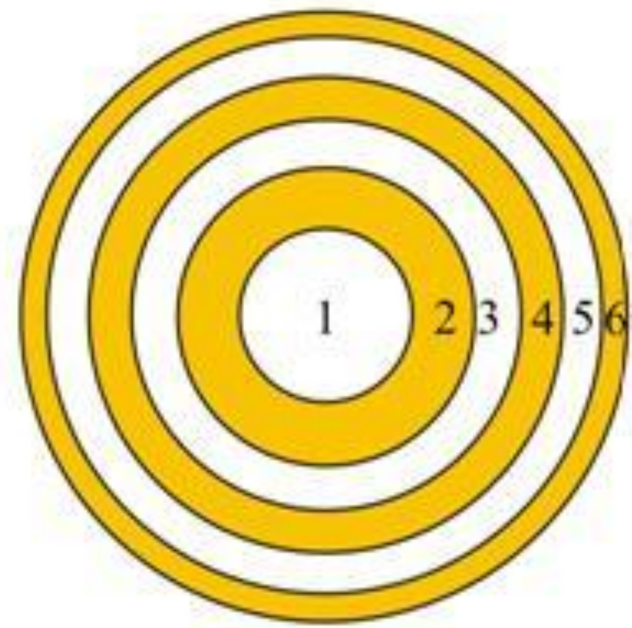
Точки сферы S, находящиеся на расстояниях

$$l + {}^{2\lambda}\!/_{2},\, l + {}^{3\lambda}\!/_{2}$$

и т.д. от точки M, образуют 2, 3 и т.д. зоны Френеля

Колебания, возбуждаемые в точке М между двумя соседними зонами, противоположны по фазе, так как разность хода от этих зон до точки М **$\Delta=\lambda/2$**





При сложении этих колебаний, они должны взаимно ослаблять друг друга: $A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \ldots + A_i$

где А - амплитуда результирующего колебания,

A_i - амплитуда колебаний, возбуждаемая *i*-й зоной Френеля.

Площадь одной зоны

$$\Delta S_i = S_i - S_{i-1} = \frac{\pi R l \lambda}{R+l}(i - i + 1) = \frac{\pi R l \lambda}{R+l}$$

Площадь зоны Френеля не зависит от номера зоны *i*.

Это значит, что **при не слишком больших i площади соседних зон одинаковы.**

С **увеличением** номера зоны **возрастает** угол **α** и, следовательно, **уменьшается** интенсивность излучения зоны в направлении точки М, т.е. **уменьшается** амплитуда A_i.

Она уменьшается также из-за увеличения расстояния до точки М

Амплитуды волн, приходящих в точку М **от соседних зон, примерно равны.**

Амплитуда колебания A_m от некоторой *m*-й зоны равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон, т.е.

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

Таким образом

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

Так как площади соседних зон одинаковы, то выражения в скобках равны нулю, значит результирующая амплитуда

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

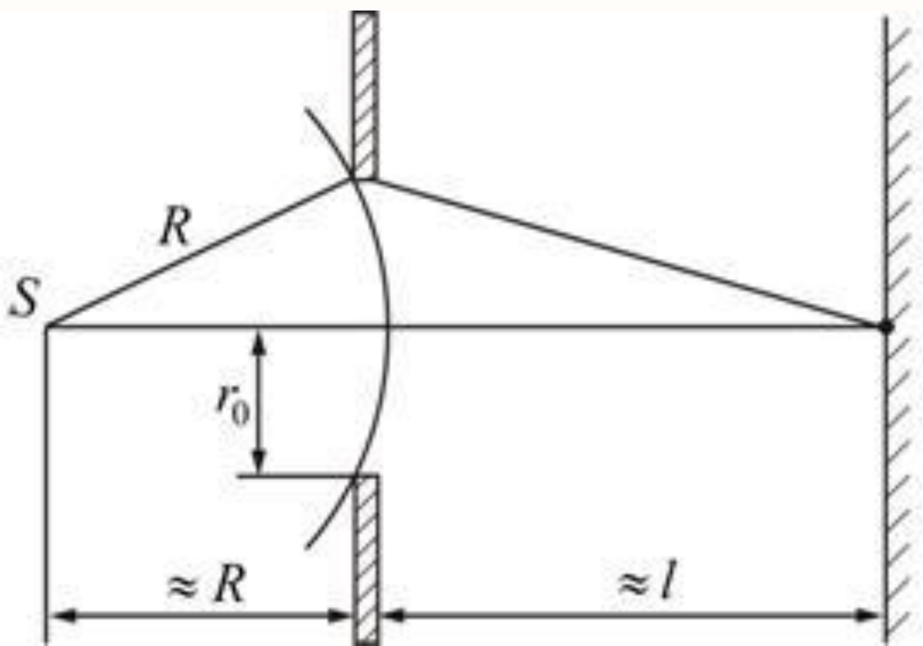
Интенсивность излучения $J \sim A^2$

Таким образом, **результирующая амплитуда, создаваемая в некоторой точке М всей сферической поверхностью, равна половине амплитуды, создаваемой одной лишь центральной зоной**, **а интенсивность** $J = J_1/4$

3. Дифракция Френеля от простейших преград

Дифракция от круглого отверстия

Поставим на пути сферической световой волны непрозрачный экран с круглым отверстием радиуса r_0. Экран расположен так, что перпендикуляр, опущенный из S на непрозрачный экран, попадает точно в центр отверстия.



Разобьем открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля.

Вид дифракционной картины зависит от числа зон Френеля, открываемых отверстием.

Амплитуда результирующего колебания, возбуждаемого в точке M всеми зонами

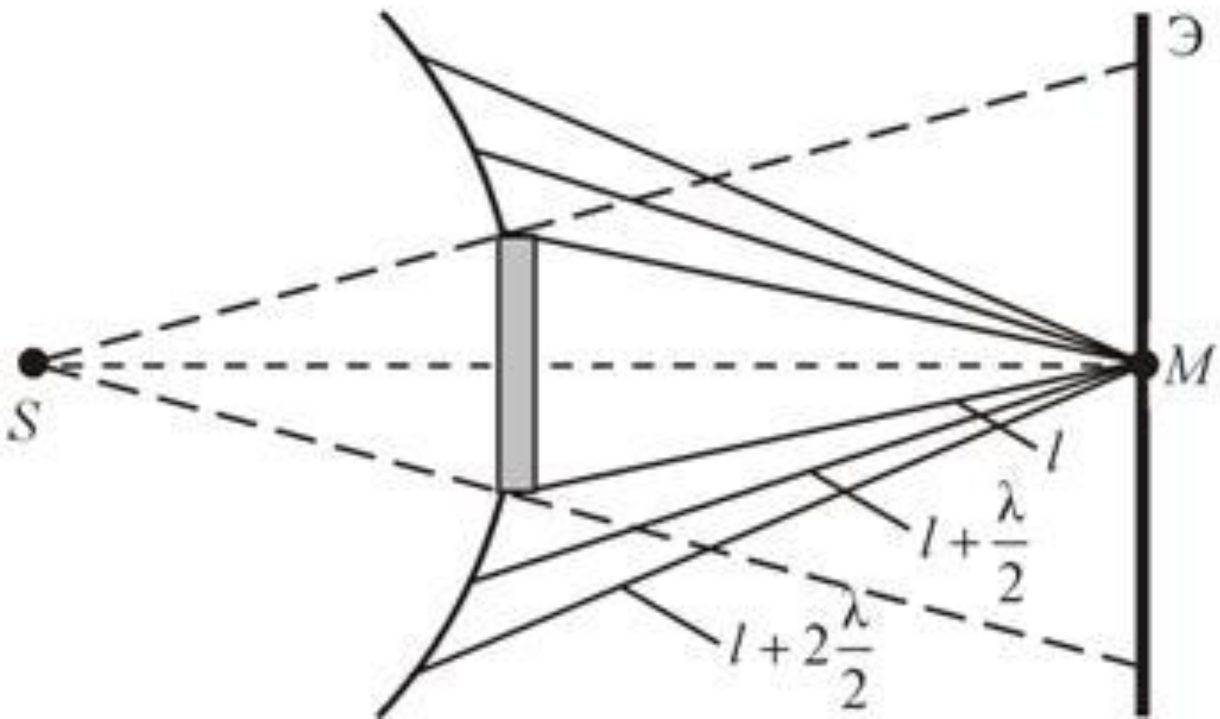
$$A = \begin{cases} 1/2(A_1 + A_m)\ (m - \text{нечетное}), \\ 1/2(A_1 - A_m)\ (m - \text{четное}). \end{cases}$$

Таким образом, когда отверстие открывает **нечетное число** зон Френеля, то амплитуда (интенсивность) в точке M будет больше, чем при свободном распространении волны; если **четное**, то амплитуда (интенсивность) будет равна нулю.

При $r_0 >> \lambda$ дифракционной картины не будет.

Дифракция от диска

Сферическая волна, распространяющаяся от точечного источника S, встречает на своем пути диск.
Точка M лежит на перпендикуляре к центру диска. Первая зона Френеля строится от края диска и т. д.



Амплитуда световых колебаний в точке М равна **половине амплитуды**, обусловленной первой открытой зоной.

Если размер диска невелик (охватывает небольшое число зон), то действие первой зоны немногим отличается от действия центральной зоны волнового фронта.

Таким образом, освещенность в точке М будет такой же, как и в отсутствие экрана.

Вследствие симметрии центральная светлая точка будет окружена кольцами света и тени.

4. Дифракция в параллельных лучах (дифракция Фраунгофера)

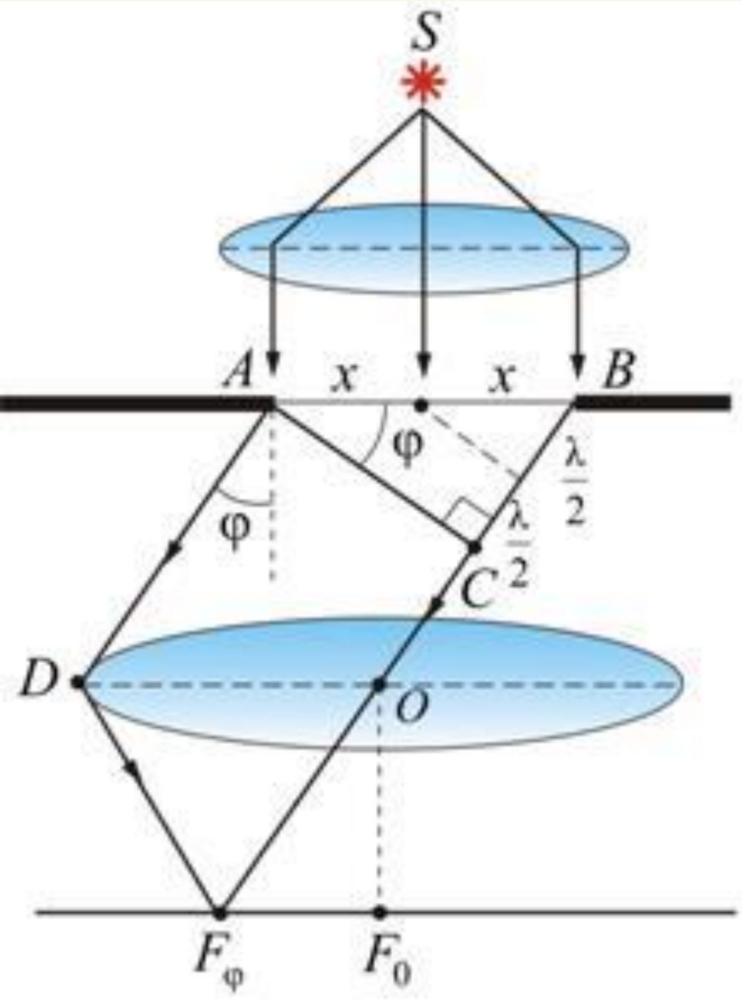
Тип дифракции, при котором дифракционная картина образуется **параллельными пучками**, называется **дифракцией Фраунгофера**.

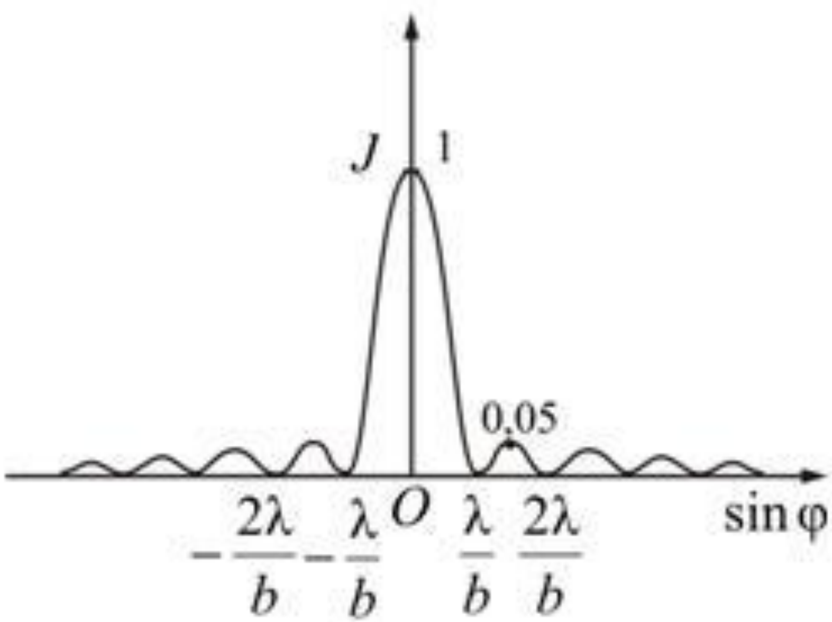
Параллельные лучи проявятся, если источник и экран находятся в бесконечности.

Практически используется две линзы: в фокусе одной – источник света, а в фокусе другой – экран.

Дифракция света на одной щели

Пусть в непрерывном экране есть щель: ширина щели AB=b, длина щели **l>>b** (перпендикулярно плоскости листа). На щель падают параллельные лучи света.





Разобьем щель на зоны Френеля так, чтобы оптическая разность хода между лучами, идущими от соседних зон, была равна **λ/2**.

Если на ширине щели укладывается **четное** число таких зон, то в точке $F_ф$ (**побочный фокус** линзы) будет наблюдаться **минимум** интенсивности, а если **нечетное** число зон, то **максимум** интенсивности:

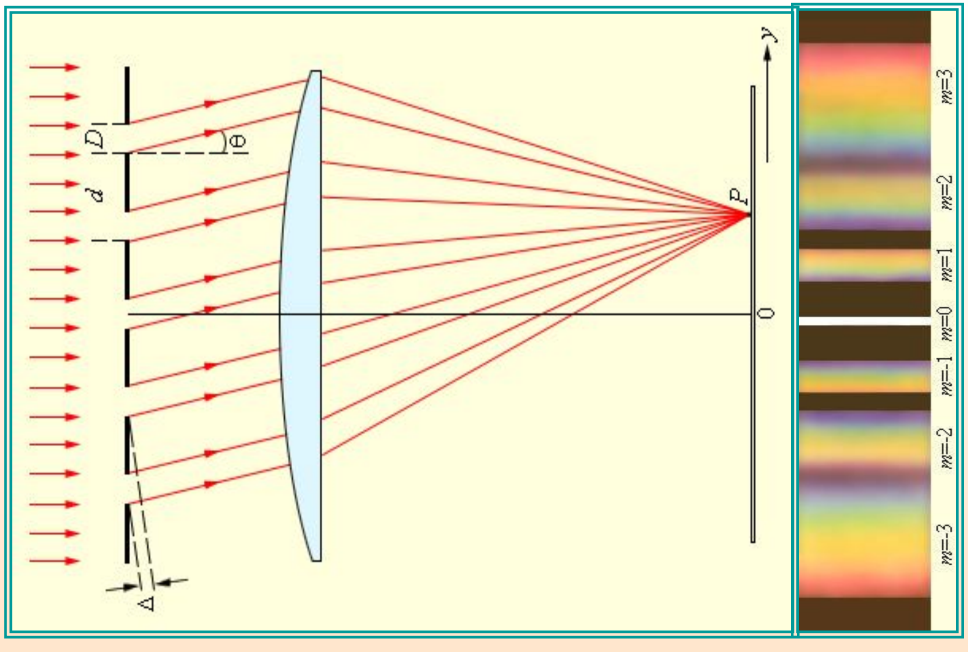
$$b \sin \phi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$ Условие минимума интенсивности

$$b \sin \phi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$ Условие максимума интенсивности

Дифракция света на дифракционной решетке

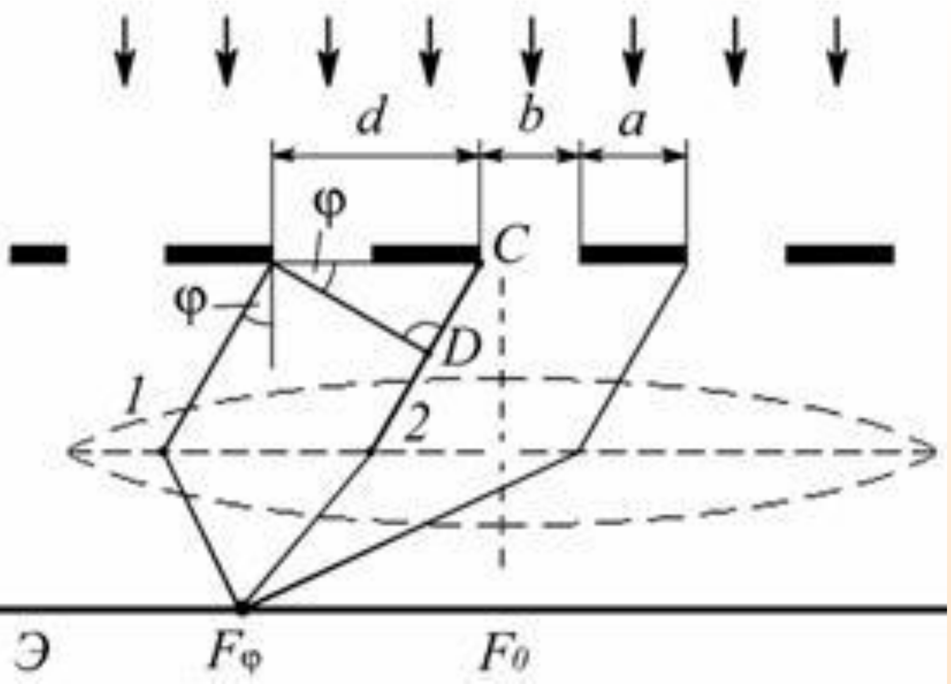
Одномерная дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа N одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей в экране, разделенных также одинаковыми по ширине непрозрачными промежутками.

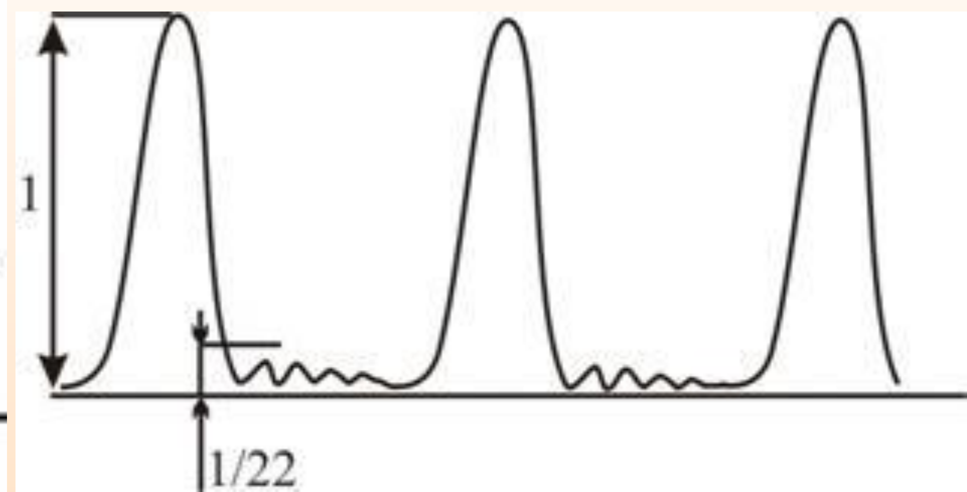
Дифракционная картина на решетке определяется как результат взаимной интерференции волн, идущих от всех щелей, т.е. в **дифракционной решетке** осуществляется **многолучевая интерференция** когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.



Обозначим: **b - ширина щели** решетки; **a - расстояние** между щелями; **d=a+b - постоянная дифракционной решетки, ϕ -** угол дифракции.

Линза собирает все лучи, падающие на нее под одним углом.





Условие **максимума** для дифракционной решетки будет иметь вид:

$$d \sin \phi = \pm m\lambda$$ где m = ± 1, ± 2, ± 3, … .

Максимумы, соответствующие этому условию, называются **главными максимумами**.

Значение величины **m**, соответствующее тому или иному максимуму называется **порядком дифракционного максимума.**

В точке F_0 всегда будет наблюдаться **нулевой** или **центральный дифракционный максимум**.

Так как свет, падающий на экран, проходит только через щели в дифракционной решетке, то условие **минимума** для щели и будет условием **главного дифракционного минимума** для решетки:

$$b \sin \phi = \pm m \lambda$$

При большом числе щелей, могут образовываться **побочные** дифракционные максимумы и минимумы.

Условие для **дополнительных минимумов**.

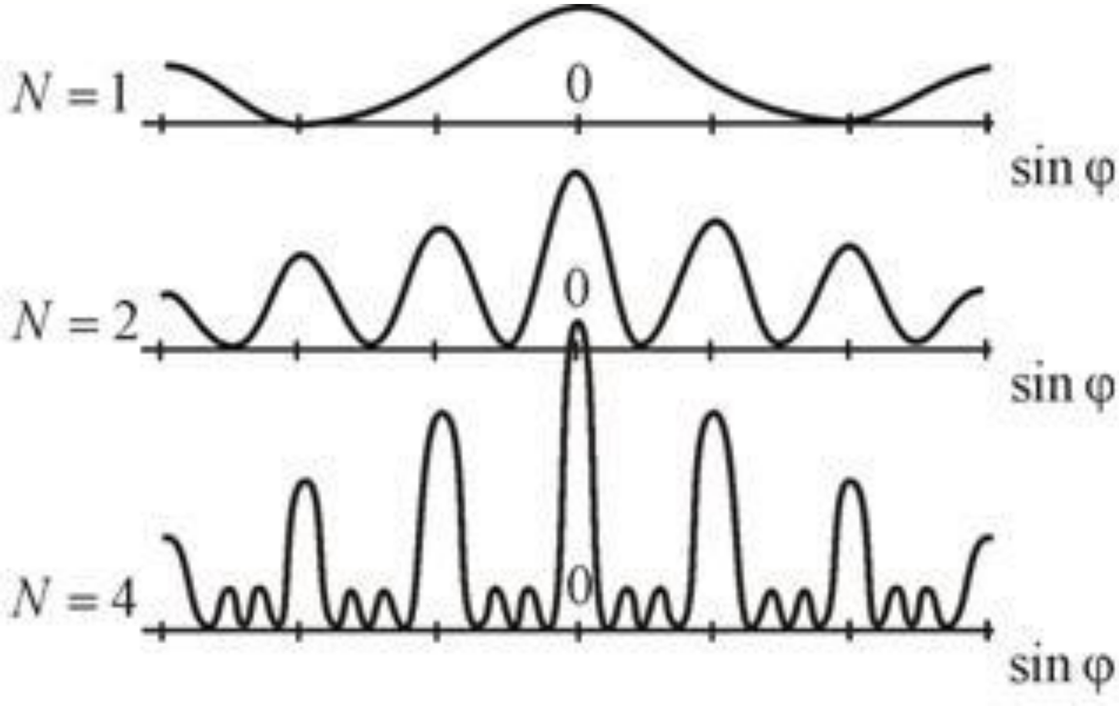
$$\Delta = d \sin \phi = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$

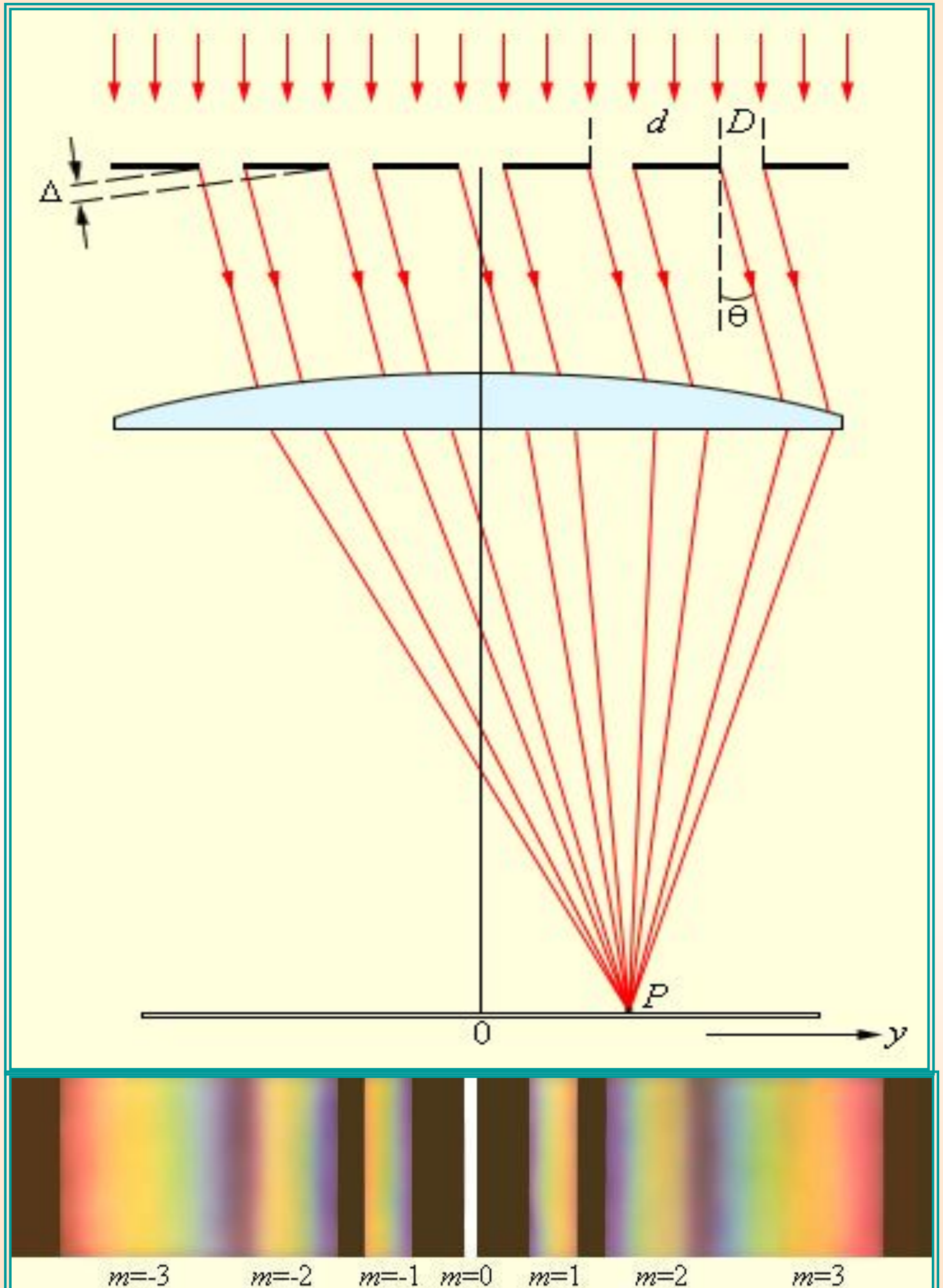
Количество щелей определяет световой поток через решетку.

Чем **больше** число щелей:

- тем **большая** энергия переносится волной через нее.
- тем **больше дополнительных минимумов** помещается между соседними максимумами.

Следовательно, максимумы будут более узкими и более интенсивными.





$$d \sin \phi = \pm m\lambda$$

Угол дифракции пропорционален длине волны λ. Значит, дифракционная решетка разлагает белый свет на составляющие, причем отклоняет свет с **большей длиной волны** (красный) на **больший** угол (в отличие от призмы, где все происходит наоборот).

5. Дифракция на пространственных решетках

Пространственной, или **трехмерной**, **дифракционной решеткой** называется такая оптически неоднородная среда, в которой неоднородности периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.

Простейшую двумерную решетку можно получить, сложив две одномерные решетки так, чтобы их щели были взаимно перпендикулярны.

Главные максимумы двумерной решетки должны одновременно удовлетворять условию **максимума** для каждой из решеток

$$d_1 \sin \phi_1 = \pm m_1 \lambda \qquad d_2 \sin \phi_2 = \pm m_2 \lambda$$

где **φ** - угол между направлением на главный максимум и нормалью к решетке; **m** - порядок дифракционного максимума

Дифракция наблюдается также и на трехмерных структурах. Всякий монокристалл состоит из упорядоченно расположенных атомов (ионов), образующих **пространственную трехмерную решетку** (естественная пространственная решетка).

Период атомной решетки порядка 10^{-10} м; длина волны света 10^{-7} м.

Для рентгеновских лучей кристаллы твердых тел являются идеальными дифракционными решетками.

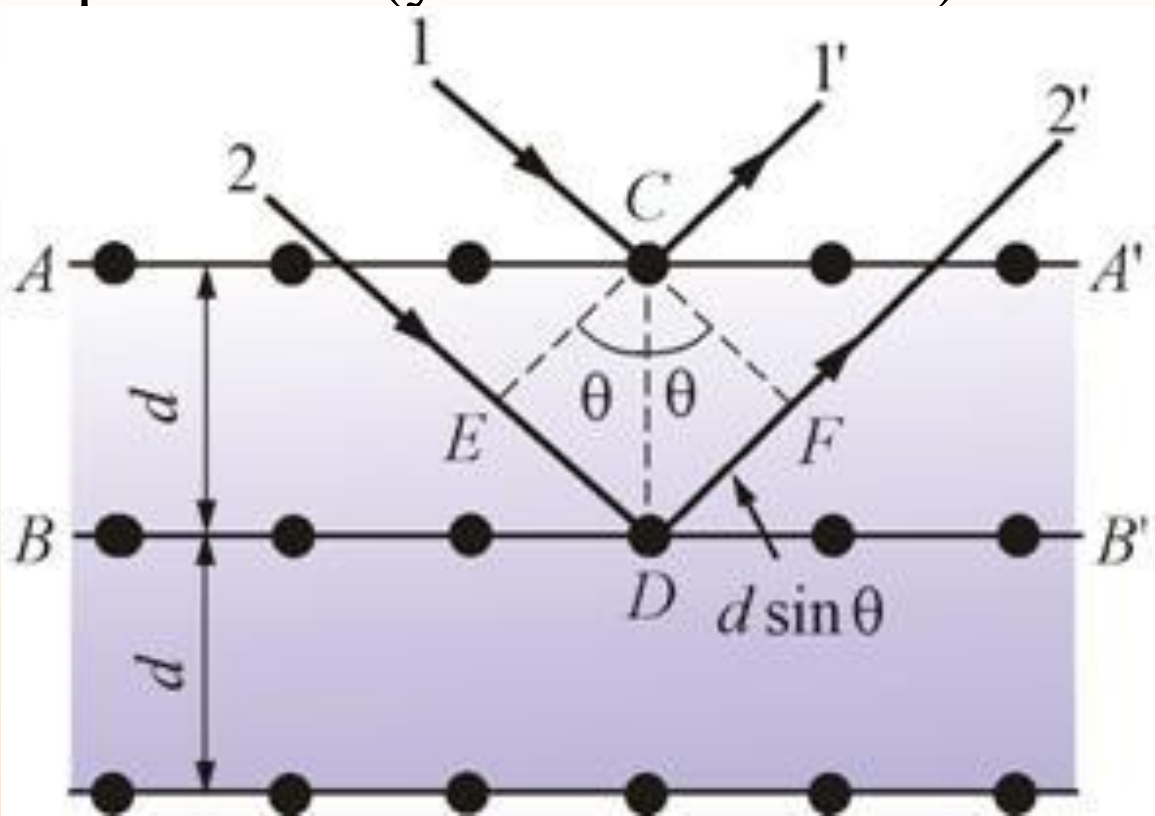
В 1913 г. русский физик Г.В. Вульф и английские ученые Генри и Лоуренс Брэгги предложили метод расчета дифракции рентгеновских лучей в кристаллах.

Дифракцию рентгеновских лучей можно рассматривать как результат отражения рентгеновских лучей

Направим пучок рентгеновских лучей 1 и 2 на две соседние плоскости кристалла АА и ВВ.
Оптическая разность хода между лучами

$$\Delta = ED + DF = 2d \sin \theta$$

где θ – угол между падающими и отраженными лучами и плоскостью кристалла (угол скольжения).



Интерференционные максимумы должны удовлетворять **условию Вульфа–Брэггов**:

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

При условии **λ≥2d** будут отсутствовать дифракционные максимумы. Это условие называют **условием оптической однородности кристалла**.

По известным d, m и измеренному на опыте углу определяют **длину волны.**

Если известна длина волны λ рентгеновских лучей, можно определить период кристаллической решетки d и ориентацию атомных плоскостей в пространстве.