

Дифракция

Принцип Гюйгенса-Френеля.

Явления отклонения света от прямолинейного распространения при прохождении его через малые отверстия и щели и огибания световыми волнами тел малых размеров называются дифракцией света.

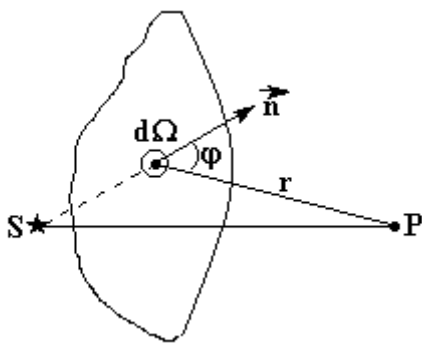
Первое объяснение дифракции было дано Френелем в 1818 г. Для количественного описания дифракционных явлений он использовал принцип Гюйгенса, который дополнил принципом интерференции вторичных волн.

Этот общий принцип получил название принципа Гюйгенса-Френеля:

каждая точка, до которой дошло световое возбуждение, становится источником вторичных когерентных волн, интерференция которых дает наблюдаемую интенсивность света в рассматриваемой точке пространства.

Принцип Гюйгенса-Френеля позволяет рассчитывать распределение интенсивности света на экране при дифракции. Покажем это сначала для случая свободного распространения световой волны.

Рассмотрим точечный источник света в однородной и изотропной среде. От него распространяются сферические волны. Задача состоит в том, чтобы определить напряженность E электрического поля световой волны в произвольной точке P .



Для этого изобразим фронт волны в некоторый момент времени и разобьем его на элементарные участки площадью $d\Omega$. Каждый из этих участков становится источником вторичной световой волны, распространяющейся во все стороны.

Френель предположил, что напряженность dE , создаваемая участком $d\Omega$ в точке P , пропорциональна амплитуде E_0 первичной волны, приходящей к участку $d\Omega$, и площади самого участка, т.е.:

$$dE = K \frac{E_0 d\Omega}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha) \quad (20)$$

Коэффициент K зависит от угла ϕ между нормалью n к площади $d\Omega$ и направлением от $d\Omega$ к точке P . На рисунке учтено также, что амплитуда сферической волны убывает с ростом расстояния r от источника по закону $\sim 1/r$.

Результирующее колебание напряженности E электрического поля в точке P представляет собой сумму колебаний, приходящих от всех элементов волновой поверхности Ω :

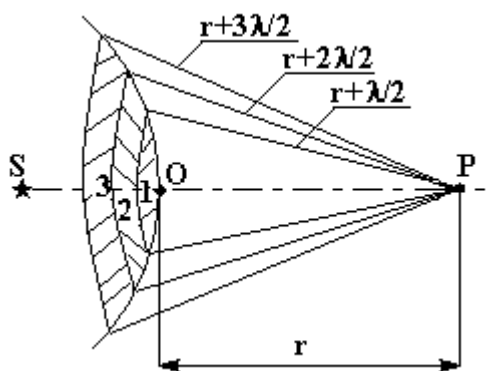
$$E_P = \int_{\Omega} K \frac{E_0 d\Omega}{r} \cos(\omega t - k r + \alpha) \quad (21)$$

Эта формула является аналитическим выражением принципа Гюйгенса-Френеля.

Вычисление интегралов типа (21) представляет собой большие математические трудности. Однако удастся получить правильное решение многих дифракционных задач с помощью наглядных, но приближенных методов расчета E_P . В дальнейшем нами будут использованы два приближенных метода: *метод зон Френеля и графический метод сложения амплитуд*.

Зоны Френеля.

Метод состоит в следующем: с центром в точке P проводится ряд сферических поверхностей так, чтобы радиусы их увеличивались на $\lambda/2$.



Этими поверхностями фронт волны разбивается на кольцевые зоны (1,2,3...), называемые зонами Френеля. Если расстояние OP обозначить через r , то радиусы сферических поверхностей будут $r + \lambda/2$, $r + 2\lambda/2$, $r + 3\lambda/2$... и т.д.

Очевидно, волны, приходящие в точку P от двух соседних зон Френеля, возбуждают колебания в противоположных фазах, т.к. разность хода этих волн равна $\lambda/2$. Поэтому амплитуда результирующего колебания в этой точке запишется в виде:

$$A_P = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 \dots \quad (22)$$

где $A_1, A_2 \dots$ – амплитуды колебаний, создаваемых в точке P отдельными зонами Френеля.

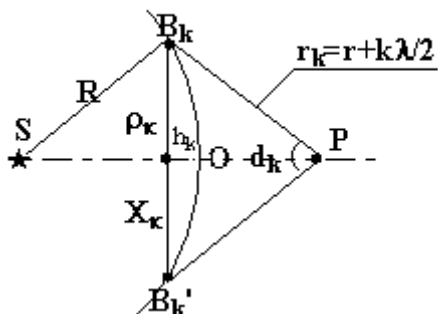
Т.о., вычисление интеграла (21) сводится к суммированию (с учетом знака) амплитуд колебаний, возбуждаемых в рассматриваемой точке пространства световыми волнами, приходящими от всех зон Френеля.

Легко убедиться, что площади всех зон Френеля одинаковы. Обозначим через ρ_k радиус k -той зоны.

$$\rho_{\mathbf{k}}^2 = \mathbf{R}^2 - (\mathbf{R} - \mathbf{h}_{\mathbf{k}})^2$$

И

$$\rho_{\mathbf{k}}^2 = \left(\mathbf{r} + \mathbf{k} \frac{\lambda}{2} \right)^2 - (\mathbf{r} + \mathbf{h}_{\mathbf{k}})^2$$


$$\rho_k = \sqrt{\frac{\mathbf{kR}\lambda\mathbf{r}}{\mathbf{R} + \mathbf{r}}} \quad \text{и} \quad \mathbf{h}_k = \mathbf{k} \frac{\mathbf{r}\lambda}{2(\mathbf{R} + \mathbf{r})} \quad (23)$$
$$\Delta S_k = k \frac{\pi R r \lambda}{R + r}$$
$$\Delta S_k - \Delta S_{k-1} = k \frac{\pi R r \lambda}{R + r} - (k-1) \frac{\pi R r \lambda}{R + r} = \frac{\pi R r \lambda}{R + r} \quad (24)$$

Но по мере увеличения номера зоны увеличивается ее расстояние до точки **Р** и угол α , под которым из точки **Р** видна эта зона, поэтому амплитуды A_k будут постепенно убывать по абсолютной величине, т.е.

$$\mathbf{A}_1 > \mathbf{A}_2 > \mathbf{A}_3 > \dots > \mathbf{A}_k \dots >$$

$$\mathbf{A}_k = \frac{\mathbf{A}_{k-1} + \mathbf{A}_{k+1}}{2} \quad \text{ИЛИ} \quad \frac{\mathbf{A}_{k-1}}{2} - \mathbf{A}_k + \frac{\mathbf{A}_{k+1}}{2} = \mathbf{0} \quad (25)$$

В соответствии с (25) перепишем (22)

$$A_p = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots \pm \frac{A_m}{2} \quad (26)$$

В (26) все выражения в скобках обращаются в нуль и $A_m/2 \approx 0$, т.к. число зон m велико и действием последней зоны можно пренебречь. Тогда

$$A_p = \frac{A_1}{2} \quad (27)$$

Т.о., в случае свободного, ничем не ограниченного фронта волны амплитуда результирующего колебания в точке **Р** *равна половине амплитуды колебаний, порожденных волнами, приходящими от первой (центральной) зоны Френеля*, т.е. той зоны, центр которой находится с точкой **Р** на одной прямой. Это значит, что свет от источника **С** в точку **Р** распространяется прямолинейно.

Для наблюдения дифракции поместим на пути света какую-либо преграду или экран с отверстием. Если размеры отверстия таковы, что оно открывает только центральную зону Френеля, то результирующая амплитуда A_p в точке **Р** станет равной A_1 , т.е. вдвое больше, чем в случае свободного фронта волны, а интенсивность света возрастет в четыре раза ($I_p \sim A_p^2$). Это значит, что возникают отклонения от прямолинейного распространения света и законов геометрической оптики. На экране, помещенном в точку **Р**, наблюдается дифракционная картина в виде чередующихся максимумов и минимумов интенсивности.

При изменении в широких пределах размеров отверстия, расстояния его от источника света и точки наблюдения меняется и число зон Френеля, укладывающихся в отверстии. В зависимости от этого изменяются амплитуда и интенсивность в точке **Р** и вид дифракционной картины.

Найдем количественный критерий, позволяющий предсказать характер дифракционных явлений, условия их наблюдения и оценить степень приближения к законам геометрической оптики.

Предположим, что непрозрачный экран с круглым отверстием расположен перпендикулярно линии, соединяющей источник и точку наблюдения, а центр отверстия лежит на этой линии. Пусть отверстие имеет линейные размеры **D** и открывает **k** зон Френеля при наблюдении из точки **Р**. Рассматриваемый случай может быть проиллюстрирован последним рисунком, на котором длина отрезка $V_k C_k$ определяет радиус **D/2** отверстия, совпадающий с радиусом ρ_k **k**-той зоны. Поэтому для **D/2** может быть записано соотношение:

$$\frac{D}{2} = \rho_k = \sqrt{\frac{kR\lambda r}{R+r}}$$

Предполагая, что $r=R$ (экран с отверстием находится на середине расстояния между источником S и точкой P), получим:

$$\frac{D}{2} = \sqrt{\frac{k\lambda r}{2}}, \text{ откуда } k \sim \frac{D^2}{\lambda r} \quad (28)$$

Т.о., для точки P , лежащей против центра отверстия, параметр $\frac{D^2}{\lambda r}$ непосредственно связан с числом k открытых зон Френеля. Поэтому так же, как и k , он определяет вид дифракционной картины и условия, при которых дифракционные явления становятся существенными. Используем этот параметр для классификации дифракционных явлений. Рассмотрим следующие случаи.

1) Пусть $k \gg 1$, тогда $\frac{D^2}{\lambda r} \gg 1$ и $D \gg \sqrt{\lambda r}$. Отверстие велико и открывает большое число зон Френеля, дифракционные эффекты незначительны, свет распространяется прямолинейно, применимы законы геометрической оптики.

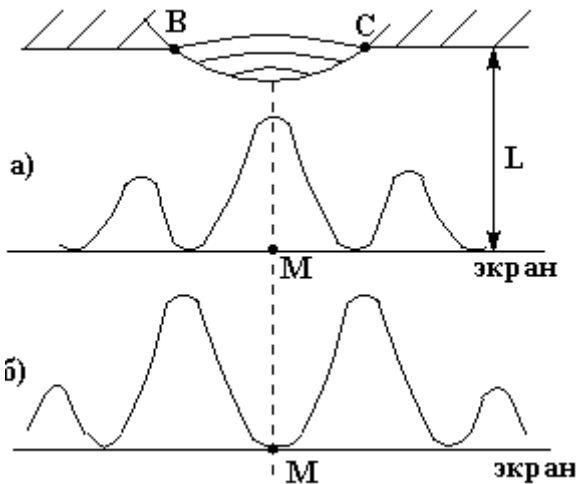
2) Пусть $k \sim 1$, тогда $\frac{D^2}{\lambda r} \sim 1$ и $D \sim \sqrt{\lambda r}$. Отверстие открывает небольшое число зон Френеля, на экране наблюдается сложное распределение интенсивности, называемое **дифракцией Френеля или дифракцией в сходящихся лучах.**

3) Пусть $k < 1$, тогда $\frac{D^2}{\lambda r} < 1$ и $D < \sqrt{\lambda r}$. Отверстие открывает часть центральной зоны Френеля. Этот случай носит название **дифракции в параллельных лучах или дифракции Фраунгофера.** Заметим, что для других точек, смещенных относительно линии SP , число открытых зон Френеля будет больше, но условие $D < \sqrt{\lambda r}$ остается в силе.

Т.о., условия наблюдения дифракции и характер дифракционных явлений определяется соотношением между тремя величинами: *размером D отверстия или препятствия на пути света, расстоянием r от источника и длиной волны λ падающего света.*

Дифракция Френеля

1. Дифракция от круглого отверстия



На непрозрачный экран с круглым отверстием **BC** падает сферическая волна. Для наблюдения дифракции Френеля диаметр **D** отверстия **BC** должен удовлетворять условию $\frac{D^2}{\lambda r} \sim 1$. Найдем амплитуду результирующего колебания в точке **M**. Для этого с центром в точке **M** построим зоны Френеля и запишем амплитуду **A** результирующего колебания в виде:

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

Из условия $\frac{D^2}{\lambda r} \sim 1$ следует, что **BC** должно быть гораздо меньше **L**, поэтому модули амплитуд колебаний, порожденных в точке **M**, всеми зонами Френеля, можно считать одинаковыми:

$$|A_1| = |A_2| = |A_3| = \dots$$

Обозначим через **k** число зон Френеля, укладывающихся в отверстие. Если **k** – число четное, то световые волны, приходящие от всех зон Френеля, попарно погасят друг друга, и в точке **M** будет наблюдаться минимум интенсивности.

Если **k** – число нечетное, то световые волны, приходящие от одной зоны Френеля, остаются непогашенными, и в точке **M** будет наблюдаться максимум интенсивности.

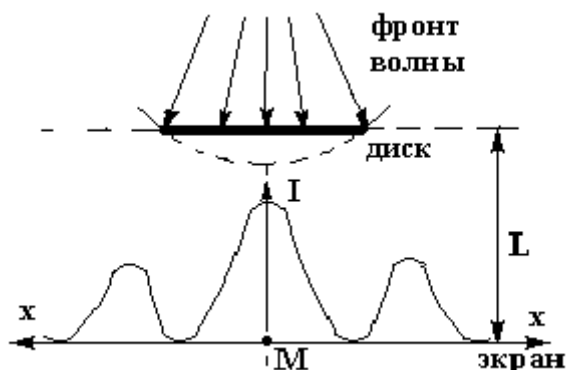
Для другой точки экрана число зон Френеля, укладывающихся в отверстие, будет другим, и на экране будут чередующиеся светлые и темные кольца (в случае монохроматического света)

Если в отверстии укладывается одна зона Френеля, то $A = A_1$ и интенсивность света в точке **M** будет больше, чем в отсутствие экрана с отверстием.

При больших размерах отверстия **BC** ($\frac{D^2}{\lambda r} \gg 1$) амплитуды зон Френеля заметно отличаются друг от друга: $|A_1| > |A_2| > |A_3| > \dots$, и амплитуда результирующего колебания в точке **M** будет равна $A = A_1/2$, т.е. свет будет распространяться прямолинейно.

Колебания от четной и нечетной зон Френеля находятся в противофазе и взаимно ослабляют друг друга. Поэтому если поставить на пути света специальную пластинку, которая перекрывает все четные или все нечетные зоны Френеля, то амплитуда световых колебаний в точке **М** резко возрастает. Такая пластинка называется **зонной**. Увеличивая интенсивность света, она действует, как собирающая линза.

2. Дифракция от круглого непрозрачного диска.



Между точечным источником и экраном находится круглый непрозрачный диск диаметром **D**.

Условие $\frac{D^2}{\lambda r} \sim 1$ считается выполненным. Чтобы найти интенсивность света в точке **М** экрана, разобьем фронт волны на зоны Френеля и исключим те из них, которые закрыты диском.

Амплитуда результирующего колебания в точке **М** определяется совместным действием всех открытых зон Френеля, начиная с **k+1**

$$A = A_{k+1} - A_{k+2} + A_{k+3} - A_{k+4} + \dots \quad (29)$$

Здесь расстояния от точки **М** до зон Френеля и углы, под которым из этой точки видны зоны, меняются в больших пределах, поэтому:

$$A = \frac{A_{k+1}}{2} + \left(\frac{A_{k+1}}{2} - A_{k+2} + \frac{A_{k+3}}{2} \right) + \dots$$

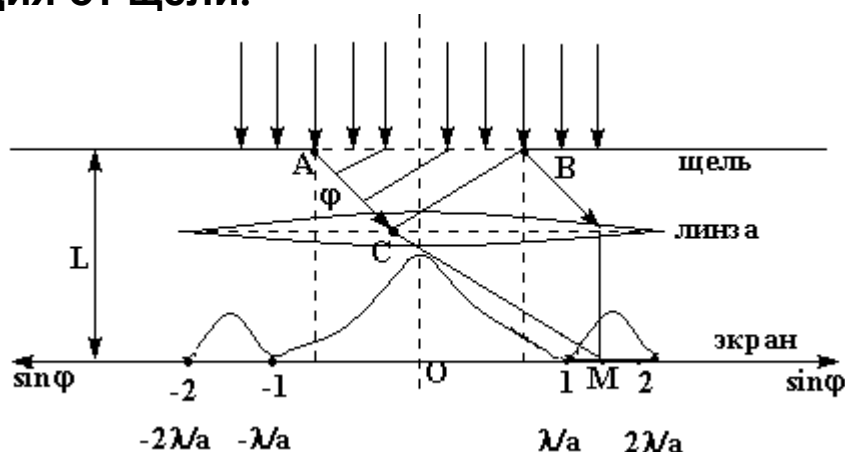
Выражение в скобках равно нулю, поэтому:

$$A = \frac{A_{k+1}}{2} \quad (30)$$

Отсюда следует, что в точке **М** всегда наблюдается светлое пятно, соответствующее половине колебаний, порождаемых первой открытой зоной Френеля. Наличие светлого пятна в центре геометрической тени, называется **явлением Араго-Пуассона**. Также как и случае малого отверстия, максимум на экране окружен чередующимися темными и светлыми полосами. Если размеры диска во много раз больше закрытой им центральной зоны Френеля, то позади диска возникает область геометрической тени.

Дифракция Фраунгофера.

1. Дифракция от щели.



Плоская монохроматическая волна падает на экран. a – бесконечно длинная узкая щель. Необходимо $a^2 < \lambda L$. Каждая точка щели по принципу Гюйгенса-Френеля становится источником вторичных волн, которые распространяются от щели по всем направлениям. Линза, поставленная за щелью, собирает параллельные лучи на экране, расположенном в фокальной плоскости.

Волны, идущие от точек щели под углом φ к первоначальному направлению, пройдя через линзу, возбуждают в точке M экрана колебания, интерферирующие друг с другом. Амплитуда результирующего колебания зависит от оптической разности хода волн.

Для лучей AM и BM , приходящих в точку M от крайних точек щели, оптическая разность хода равна AC :

$$\Delta = AC = a \sin \varphi \quad (31)$$

C – основание перпендикуляра, опущенного из точки B на направление луча, идущего из точки A .

Разобьем AC на отрезки, равные $\lambda/2$. На AC уложится $\frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}$ таких отрезков. Через точки деления проведем прямые, параллельные, т.е. разобьем фронт волны на зоны Френеля. Волны от двух соседних зон – одинаковые амплитуды, но противоположные фазы. Поэтому результат интерференции зависит от числа m зон Френеля, укладывающихся в щели:

$$m = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}$$

Если m – четное ($m=2k$), в точке M минимум освещенности (соседние колебания взаимно поглощают друг друга.)

m – нечетное ($m=2k+1$) – дифракционный максимум.

Условия максимумов и минимумов

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}; k = 1, 2, 3 \quad \text{Минимум} \quad (32)$$

$$a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}; k = 0, 1, 2 \quad \text{Максимум} \quad (33)$$

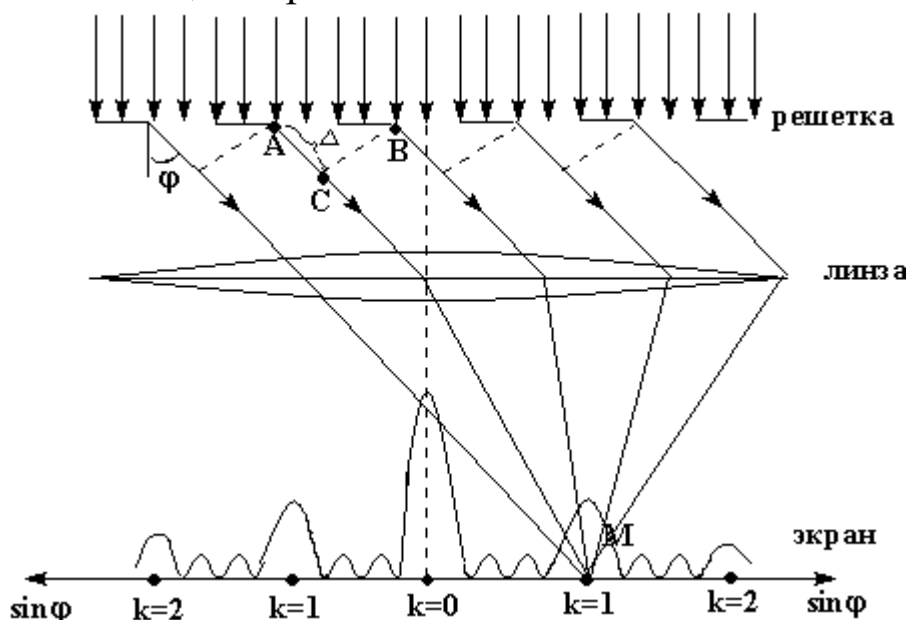
Рассмотрим случай $\varphi=0$. Волны имеют одинаковую фазу, пройдут одинаковый оптический путь, дадут на экране, интерферируя, центральный максимум. К нему примыкают относительно слабые максимумы первого порядка ($k=1$). Центральный светлый максимум ограничен с обеих сторон дифракционными минимумами первого порядка ($k=1$). За ним – максимум меньшей интенсивности и т.д.

Распределение интенсивности I на экране в зависимости от $\sin \varphi$. Если осветить щель белым светом, то центральный максимум будет иметь вид белой полосы с радужной окраской по краям. Справа и слева от центрального максимума наблюдаются дифракционные спектры, причем ближайшей к центру в каждом спектре будет фиолетовая полоса.

2. Дифракционная решетка.

Дифракционная решетка – совокупность большого числа щелей, разделенных непрозрачными промежутками.

Обозначим: a – ширина щели; b – ширина непрозрачного промежутка; $a+b=d$ – постоянная решетки или период решетки; N – число щелей решетки.



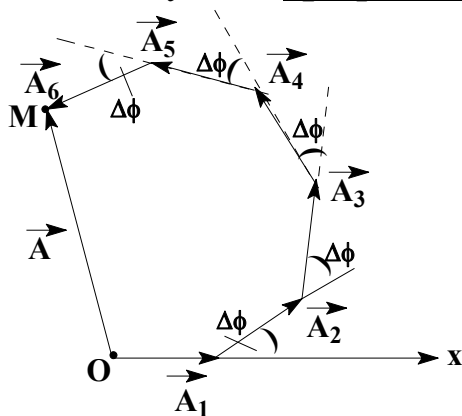
На решетку с N щелей нормально падает плоская монохроматическая волна с длиной волны λ . Рассмотрим лучи, прошедшие сквозь щели и распространяющиеся под углом φ к первоначальному направлению. Лучи собираются линзой в точке M экрана, расположенного в фокальной плоскости линзы, и возбуждают в ней световые колебания, которые в зависимости от разности хода волн интерферируют.

Разность хода волн от точек A и B двух соседних щелей равна:

$$\Delta = AC = d \sin \varphi \quad (34)$$

Выражение (34) справедливо для любой пары соответственных лучей.

Для расчета дифракционной картины, даваемой решеткой воспользуемся **графическим методом сложения амплитуд**



Результирующее колебание в точке M равно сумме N колебаний, возбуждаемых волнами, приходящими от каждой из N щелей решетки. Амплитуды A_i этих колебаний одинаковы, но векторы амплитуд повернуты относительно друг друга на один и тот же угол.

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

Поэтому, при построении векторной диаграммы откладываем от точки O векторы $\vec{A}_1, \vec{A}_2, \vec{A}_3, \dots$ под углами:

$$0, \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi, 2 \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi \dots \text{ к оси } O x.$$

Векторы амплитуд образуют ломаную линию, а замыкающая этой линии OM дает амплитуду $\vec{A}$ результирующего колебания.

Если вторичные волны, прошедшие через щели решетки, не меняют своего первоначального направления ($\angle \varphi = 0, \Delta \phi = 0$), то амплитуда результирующего колебания: $A = N A_i$, т.е. колебания от отдельных щелей взаимно усиливают друг друга. То же самое при $\angle \varphi = 2\pi k, k = \pm 1, \pm 2 \dots$

Таким образом, условие:

$$d \sin \varphi = k \lambda; k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \quad (35)$$

определяет положение **максимумов** интенсивности, которые называются **главными максимумами**. Число k – **порядок главного максимума**.

Если при сложении амплитуд ломаная линия окажется замкнутой, то результирующая амплитуда равна нулю, т.е. колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. На экране под соответствующими углами φ будут наблюдаться дифракционные минимумы.

$A=0$ при $\Delta\varphi=2\pi/N, 4\pi/N, \dots$, т.е. при

$$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{N}, \frac{2\lambda}{N}, \dots, (N-1) \frac{\lambda}{N}$$

Между двумя главными максимумами располагается $(N-1)$ минимумов, отделенных друг от друга дополнительными максимумами малой интенсивности.

Условие дифракционных минимумов:

$$d \sin \varphi = k\lambda + p \frac{\lambda}{N}, p = 1, 2, \dots, N-1 \quad (36)$$

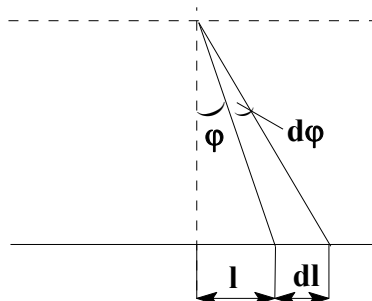
Дифракционная картина на экране в монохроматическом свете имеет вид узких светлых полос, разделенных широкими темными промежутками.

При освещении белым светом, положение главных максимумов зависит от λ , для разных λ , максимумы наблюдаются под разными углами. Центральный максимум есть для всех λ , который на экране имеет вид белой полосы, все остальные максимумы – радужные полосы и называются спектрами **1-го, 2-го** и т.д. порядков. В пределах каждой полосы – от фиолетового до красного. Перекрывание начинается со спектров 2 и более порядков. Т.е. дифракционную решетку можно использовать как спектральный прибор для изучения спектрального состава света и определения длины световой волны.

Дисперсия и разрешающая способность дифракционной решетки.

Дисперсия и разрешающая способность – основные характеристики каждого спектрального прибора, в том числе и дифракционной решетки.

Дисперсия определяет линейное или угловое расстояние между спектральными линиями, длины волн которых отличаются на единицу.



$$D_1 = \frac{dl}{d\lambda} \quad \text{или} \quad D_1 = \frac{l_2 - l_1}{\lambda_2 - \lambda_1} -$$

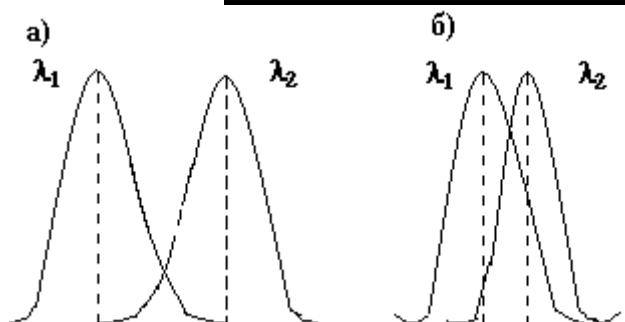
- линейная дисперсия

$$D_1 = \frac{d\varphi}{d\lambda} \quad \text{или} \quad D_1 = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\lambda_2 - \lambda_1} -$$

- угловая дисперсия

Разрешающая способность прибора – способность давать раздельное изображение двух близких спектральных линий.

Критерий Релея – спектральные линии с близкими длинами волн λ_1 и λ_2 считаются разрешенными, если главный максимум дифракционной картины для λ_1 совпадает по своему положению с первым минимумом в том же порядке для λ_2 . Разность $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ называется разрешенной разностью.



Изобразим распределение интенсивностей спектральных линий λ_1 и λ_2 для разрешенных и неразрешенных спектральных линий.

За меру разрешающей способности спектрального прибора принимают величину, которая показывает, сколько раз в длине волны укладывается разрешенная разность:

$$r = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (37)$$

Найдем разрешающую способность дифракционной решетки. Условие дифракционного максимума k -того порядка для длины волны λ_1 : $d \sin \varphi_1 = k \lambda_1$

Условие первого минимума k -того порядка для длины волны λ_2 :

$$d \sin \varphi_2 = k \lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}$$

По условию Релея $\varphi_1 = \varphi_2$ и $k \lambda_1 = k \lambda_2 + \frac{\lambda_2}{N}$

Получаем:

$$r = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = kN \quad (38)$$

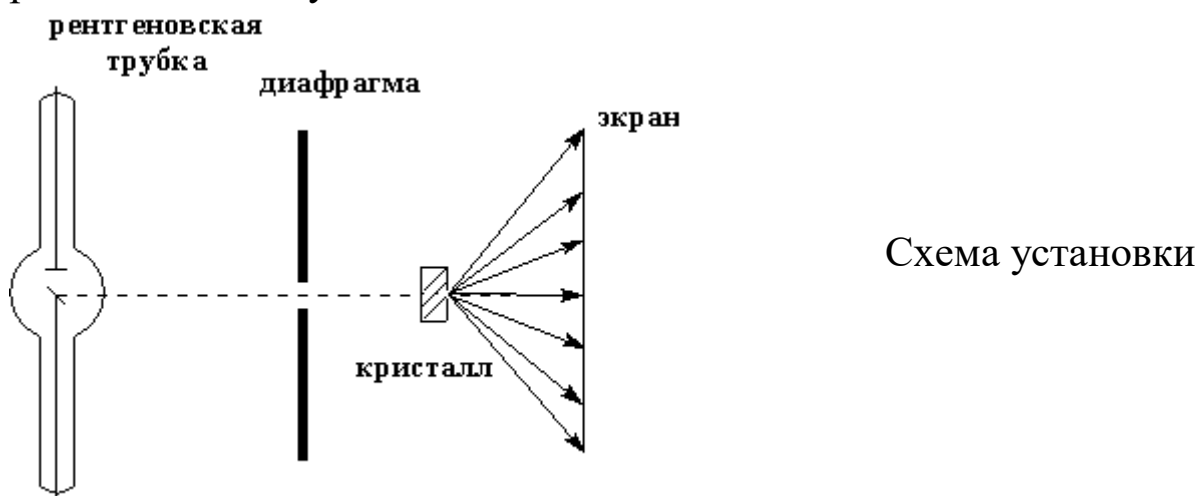
Видно, что разрешающая способность дифракционной решетки зависит от числа щелей N решетки и порядка изучаемого спектра. Поэтому при измерении длин волн спектральных линий с близкими λ следует использовать решетку с большим числом щелей или изучать эти линии в более высоком порядке спектра, однако спектры более высоких порядков менее ярки.

Пространственные решетки.

Существуют более сложные трехмерные или пространственные решетки, например, кристаллы. Монокристалл состоит из пространственно упорядоченных частиц – атомов, молекул, ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки. Расстояние между узлами решетки имеет порядок 10^{-10} м, что гораздо меньше длин волн видимого света, поэтому дифракция видимого света в кристаллах не наблюдается, однако кристаллы являются идеальной дифракционной решеткой для рентгеновских лучей, длина волны которых порядка 10^{-10} м.

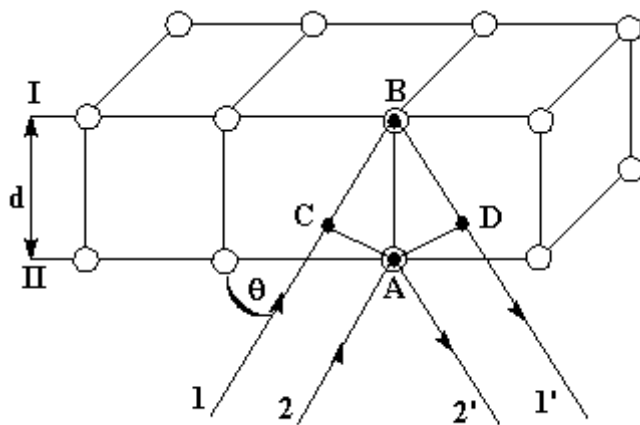
Дифракция рентгеновских лучей.

В 1912 г. Немецкий ученый Лауэ впервые предложил использовать кристаллическую решетку для наблюдения дифракции рентгеновских лучей.



Рентгеновские лучи из рентгеновской трубки после прохождения через ряд диафрагм падают на кристалл. Дифракционная картина имеет вид чередующихся светлых и темных колец.

В 1913 г. Русский физик Г.В. Вульф и английские ученые отец и сын Брэгги предложили простой способ расчета дифракции рентгеновских лучей на кристаллах.



На кристалл падает пучок параллельных рентгеновских лучей. θ - угол между лучом и плоскостью кристалла. Часть лучей отразится от узлов 1 ряда, часть пройдет внутрь и отразится от узлов 2 ряда. После отражения лучи пойдут параллельным пучком и будут интерферировать.

Результат интерференции зависит от разности хода лучей Δ . Из рисунка видно, что

$$\Delta = CB + BD = 2CB = 2d \sin \theta$$

d – расстояние между слоями или постоянная решетки

AC перпендикулярен лучу 1, AD – лучу 1'.

Максимумы интенсивности отраженных рентгеновских лучей соответствуют таким углам θ , для которых

$$2d \sin \theta = k\lambda; k = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (39)$$

(39) – условие главных максимумов пространственной решетки или условие Вульфа – Брэггов.

Принцип голографии.

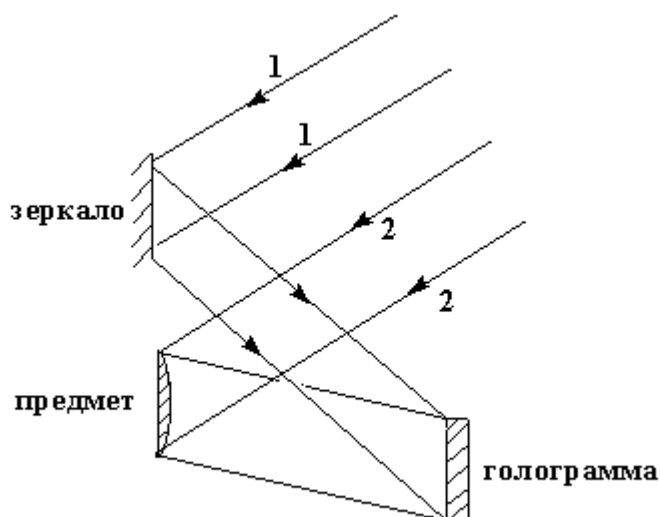
Голография – система записи и воспроизведения пространственной структуры световых волн, отраженных предметом.

Голография позволяет фиксировать не только амплитуды (как при фотографии) но и фазы рассеянного объектом света. В переводе с греческого «голография» означает «полная запись». Изобретателем голографии считается английский физик и инженер Денис Габор, который предложил и обосновал этот метод в 1947 г., хотя впервые это явление было обнаружено польским ученым М. Вольфне в 1920 г. Однако воплотить эти идеи в жизнь стало возможным лишь с появлением лазеров, источников света с высокой степенью когерентности. Первые цветные голограммы были получены в 60-х годах советским ученым Ю.Н. Денисюком.

Голографический метод состоит из двух этапов:

- 1) получение голограммы
- 2) восстановление изображения.

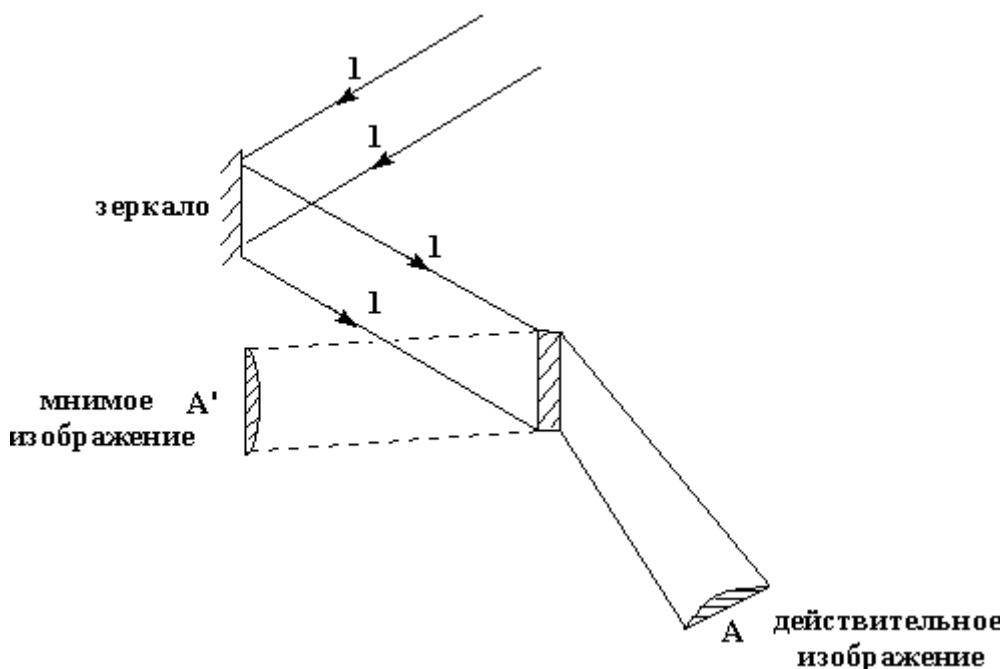
Схема получения голограммы.



Сетовой пучок, испускаемый лазером, делится на два когерентных пучка, первый отражается от зеркала и называется опорным, второй отражается от предмета и называется предметным. Оба пучка попадают на фотопластинку и интерферируют. Вследствие интерференции образуется система чередующихся прямолинейных максимумов и минимумов интенсивности.

Интерференционная картина, зафиксированная на фотопластинке после проявления, называется голограммой.

Схема восстановления изображения.



Голограмму помещают в то же место, где она находилась при фотографировании и освещают опорным пучком света **1**. Опорный пучок дифрагирует на голограмме, интерференционная структура которой играет роль дифракционной решетки. В результате дифракции возникает два объемных изображения предмета: мнимое **A'** и действительное **A**.

Мнимое изображение **A'** находится по отношению к голограмме там же, где находился предмет. Это изображение видно при наблюдении сквозь голограмму, как через дымчатое окно.

Действительно изображение **A** расположено по другую сторону голограммы и как бы висит в воздухе.

Обычно пользуются мнимым изображением, которое по зрительному восприятию тождественно предмету. Перемещая голову вдоль голограммы можно заглянуть за предмет. Для получения цветной голограммы используют монохроматический свет трех основных цветов, испускаемый тремя лазерами.