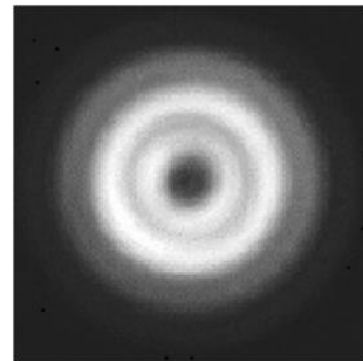
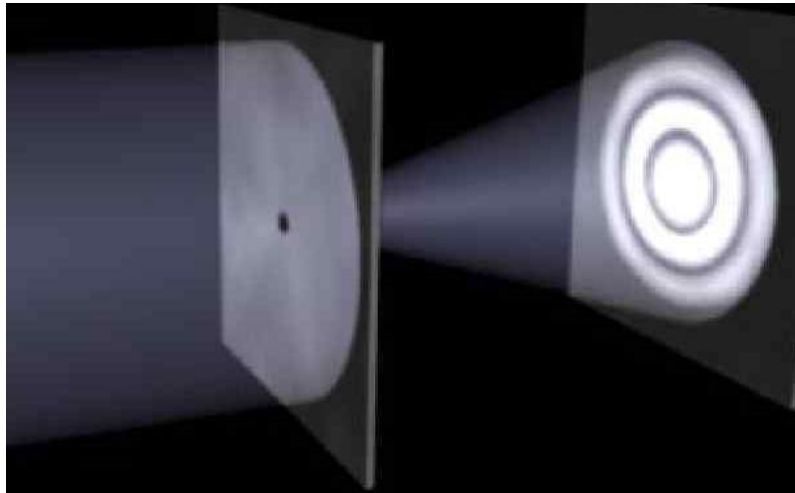


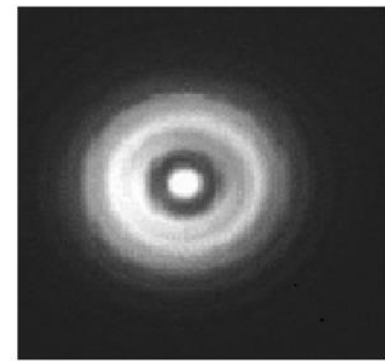
Тема лекции:
Дифракционные явления. Поляризация
света

Дифракция света

Если монохроматическая световая волна, идущая от источника, проходит через небольшое круглое отверстие (см. рис.), то на экране вместо ожидаемого светлого круга мы обнаружим концентрические окружности, причем и в той области, где должна быть тень, и в области ожидаемого светлого круга; при этом в центре экрана может быть как светлое, так и темное пятно.



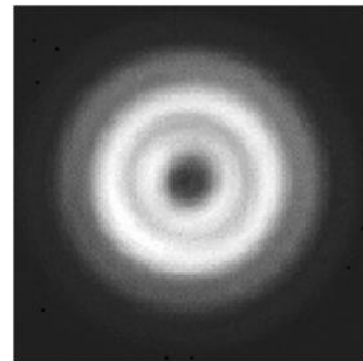
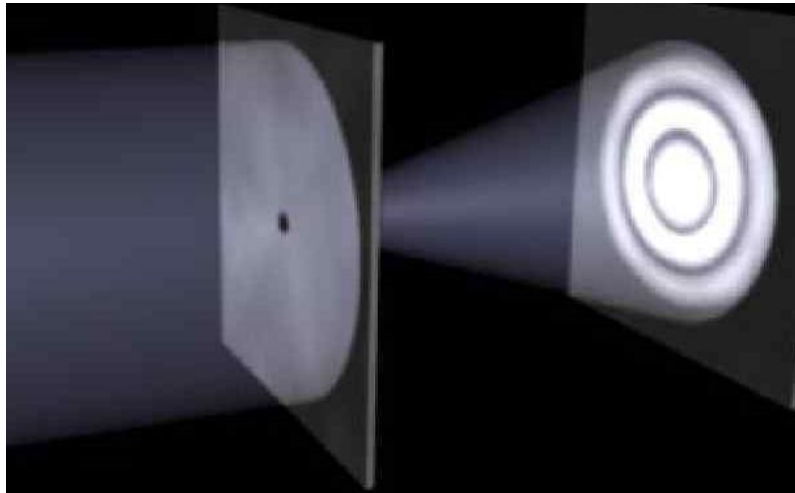
a



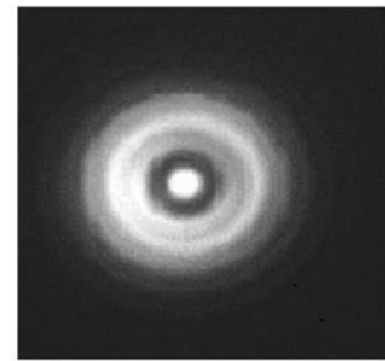
б

Дифракция света

Если монохроматическая световая волна, идущая от источника, проходит через небольшое круглое отверстие (см. рис.), то на экране вместо ожидаемого светлого круга мы обнаружим концентрические окружности, причем и в той области, где должна быть тень, и в области ожидаемого светлого круга; при этом в центре экрана может быть как светлое, так и темное пятно.



a



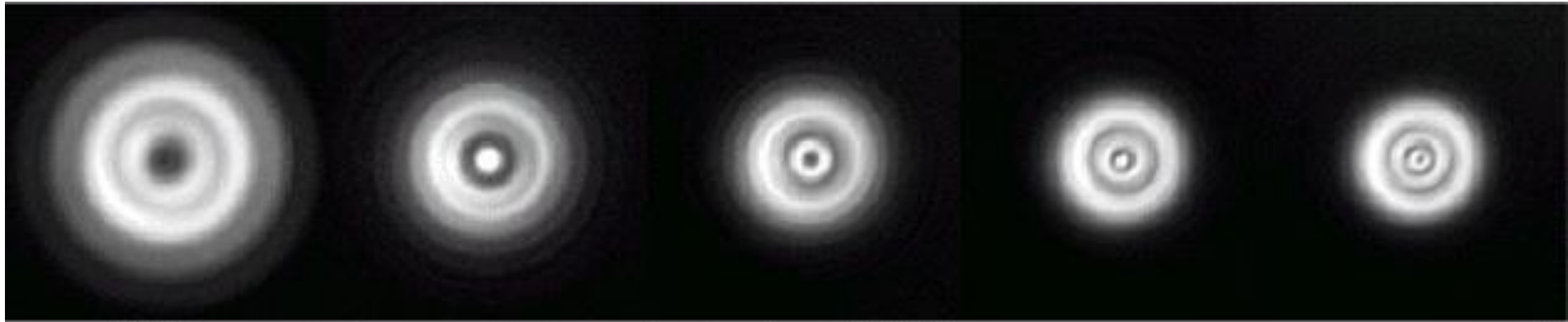
б

Дифракция света

Мы можем констатировать:

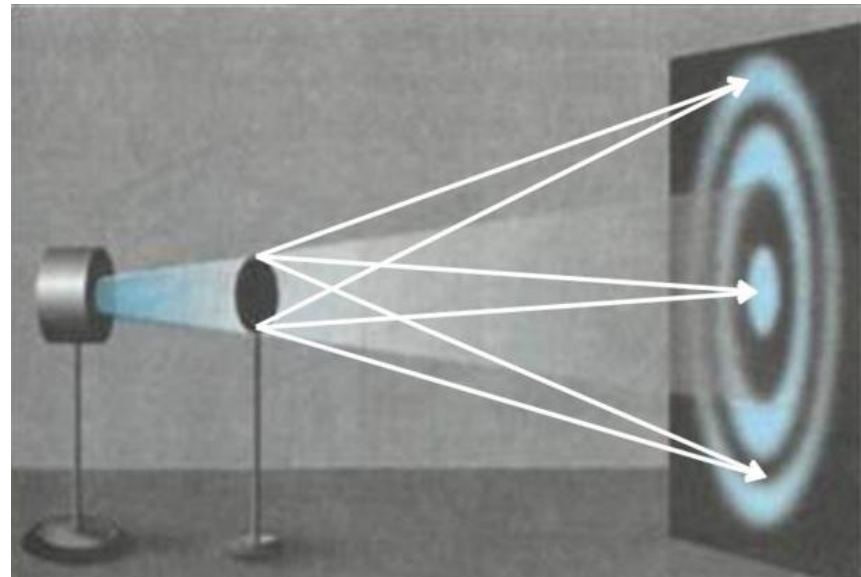
1. Наличие света в области геометрической тени.
2. Зависимость получающейся картины от расстояния от источника света до экранов.

Эти явления связаны с волновой природой света.



Дифракция света

Отклонение от прямолинейного распространения света, проявляющееся при наличии препятствий на пути световой волны, называют дифракцией света, а возникающее при дифракции распределение интенсивности света в пространстве – дифракционной картиной.



Принцип Гюйгенса-Френеля

Качественное объяснение дифракционных картин можно предложить, используя расширенный принцип Гюйгенса – **принцип Гюйгенса – Френеля.**

С принципом Гюйгенса мы знакомы: *каждая точка волновой поверхности может рассматриваться как центр возбуждения вторичных сферических волн, огибающая которых будет волновой поверхностью в последующие моменты времени.*

Принцип Гюйгенса–Френеля – это принцип Гюйгенса с добавлением Френелем следующего положения:

Все вторичные сферические волны являются когерентными и интерферируют. Интенсивность света в любой точке вокруг источника можно определить как результат этой интерференции.

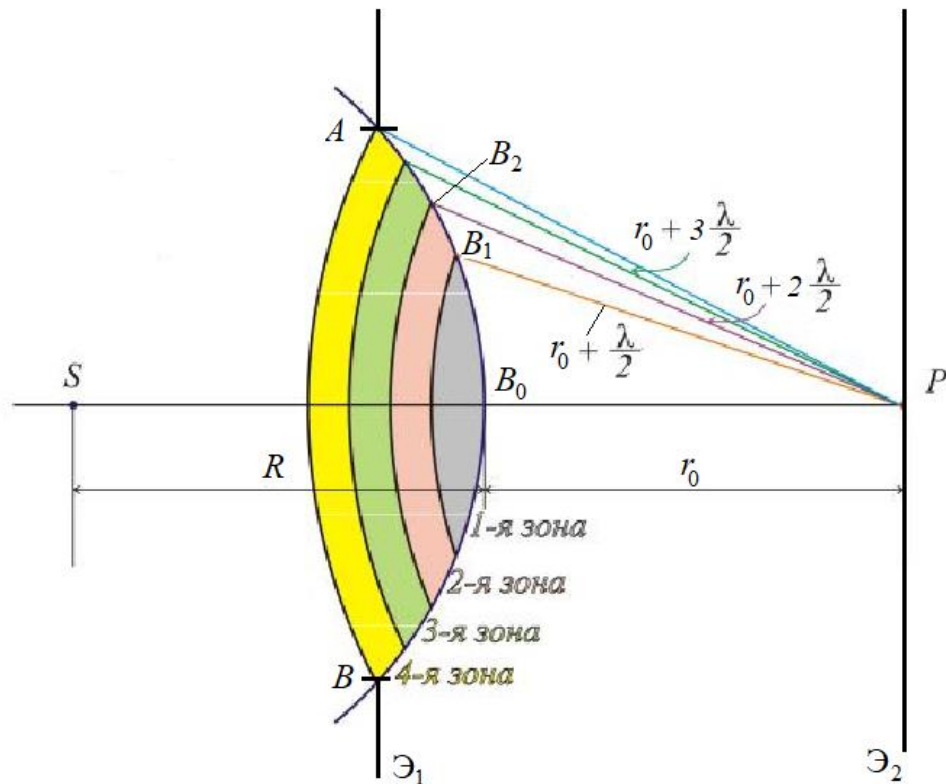
Дифракция света

Мы рассмотрим два варианта анализа дифракционных картин с применением принципа Гюйгенса – Френеля

- **дифракцию Френеля** – сферической волны на круглом отверстии;
- **дифракцию Фраунгофера** – плоской волны на узкой бесконечной щели.

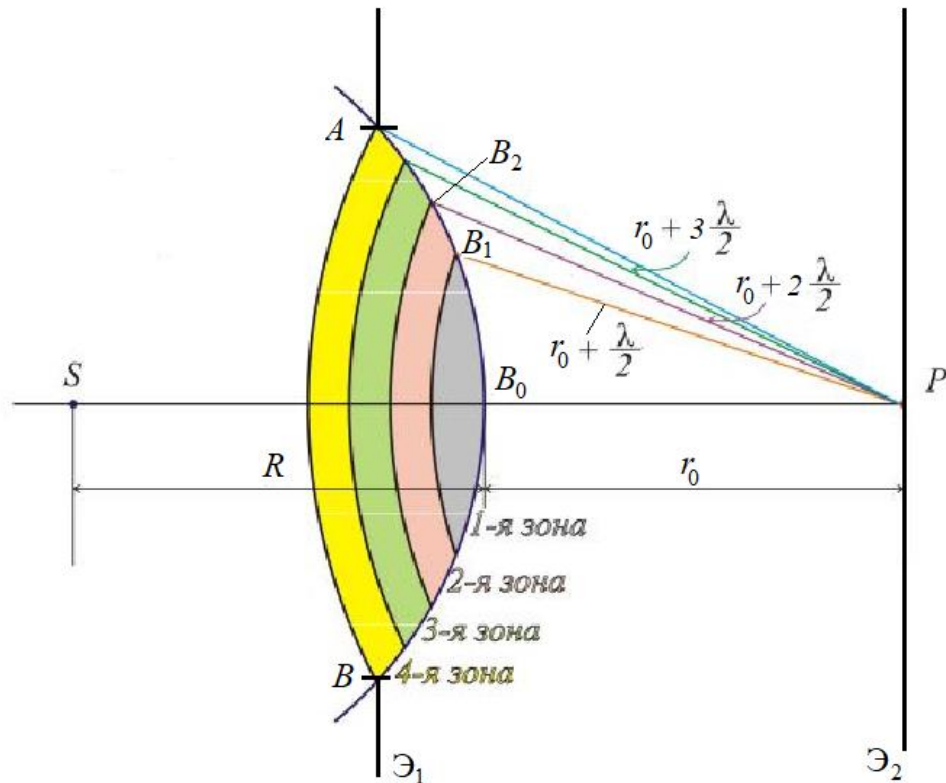
Дифракция Френеля

Схема получения дифракционных картин по схеме Френеля показана на рис. Монохроматический свет от точечного источника S падает на экран \mathcal{E}_1 с круглым отверстием AB , и на экране \mathcal{E}_2 наблюдается картина распределения интенсивности света. Через экран \mathcal{E}_1 проходит лишь часть сферической волны. Результат интерференции вторичных волн рассматривается на экране \mathcal{E}_2 , причем $R \sim r_0$.



Дифракция Френеля

Каков будет результат интерференции в точке P , отстоящей от источника на расстоянии $R + r_0$? Казалось бы — чем больше отверстие в экране \mathcal{E}_1 , тем больше света в точке P . Но это не так.

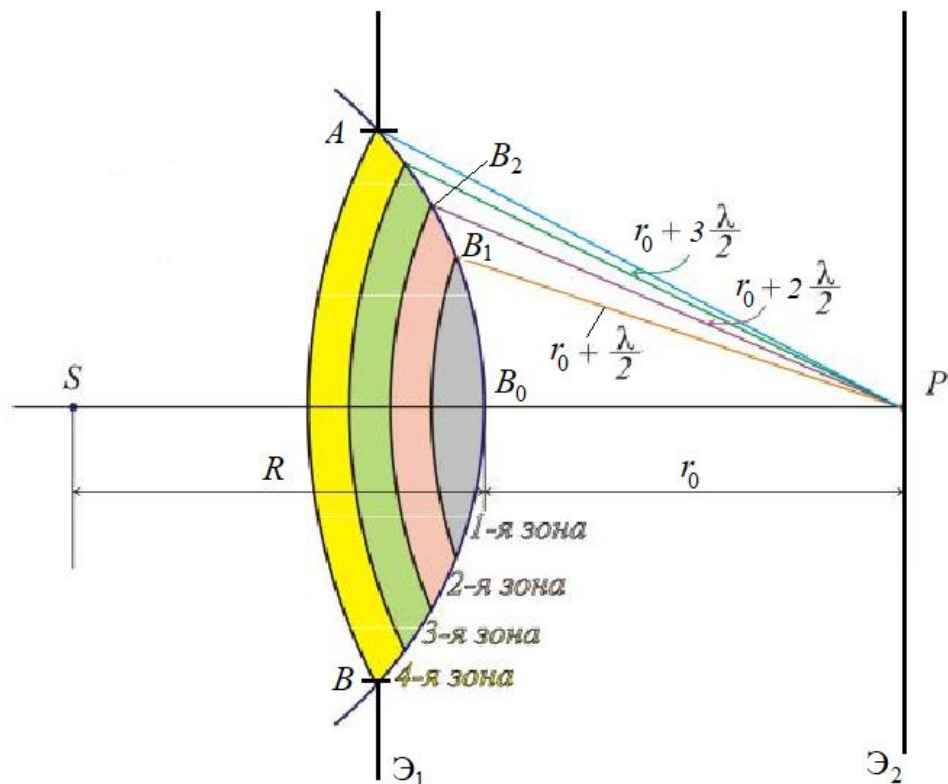


Зоны Френеля

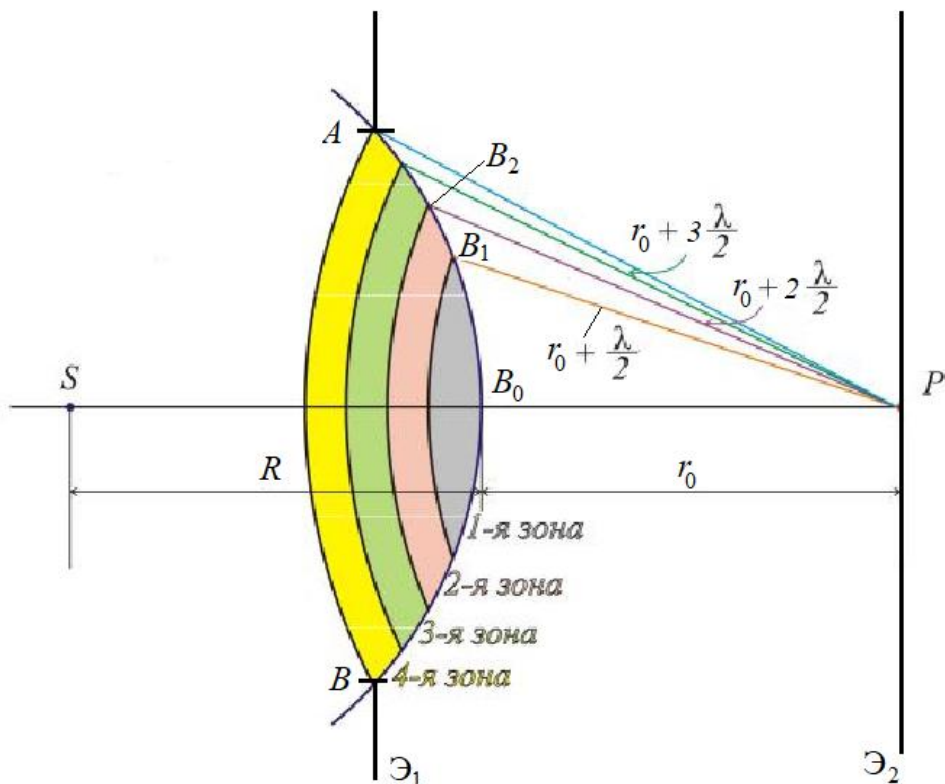
Для анализа интенсивности в точке P мы используем следующий прием: разобьем часть волнового фронта, достигшего отверстия в экране \mathcal{E}_1 на кольцевые участки — так называемые **зоны Френеля**, следующем образом (рис.):

Проводим линию B_0P проходящую через источник S и перпендикулярную экрану \mathcal{E}_2 .

Выбираем на волновом фронте точку B_1 такую, что $B_1P = B_0P + \frac{\lambda}{2}$.



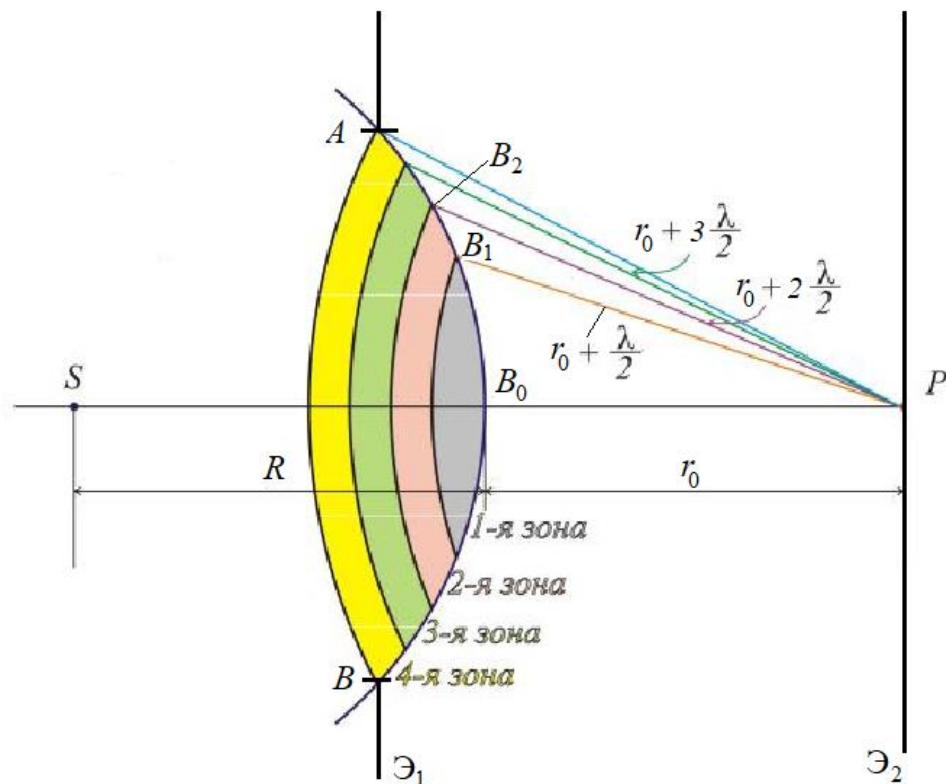
Зоны Френеля



Из точки P на волновом фронте AB открывается, таким образом, определенное число кольцевых областей – зон Френеля, таких, что $B_1P - B_0P = B_2P - B_1P = \dots = \frac{\lambda}{2}$. Можно показать, что площади всех зон примерно одинаковы и равны

$$S_i = \frac{\pi R r_0}{R + r_0} \lambda$$

Зоны Френеля

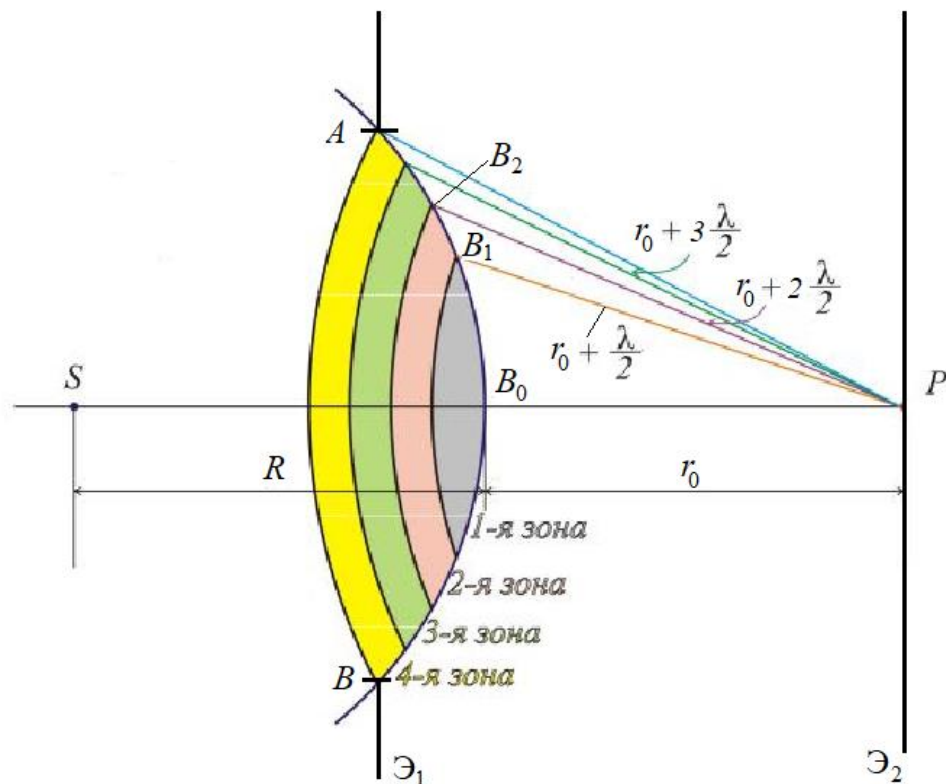


Вторичные волны, излучаемые каждой зоной Френеля, создают в точке P определенную интенсивность света: амплитуда колебаний электрического поля $\vec{E}_P = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3 + \dots$ где \vec{E}_i - амплитуда колебаний, приходящих от i - той зоны Френеля.

Разность хода от соседних зон Френеля равна $\frac{\lambda}{2}$ следовательно, колебания от них приходят **в противофазе**; поскольку площади зон одинаковы, волны от соседних зон будут гасить друг друга; учитывая это, мы можем записать

$$E_P = E_1 - E_2 + E_3 - E_4 + \dots$$

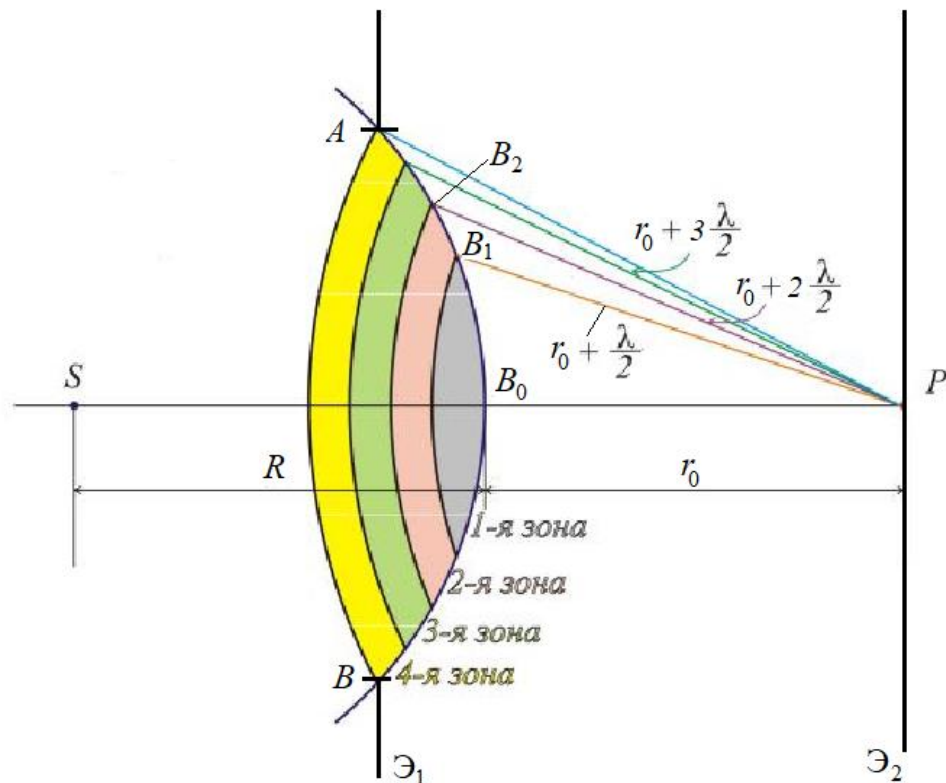
Дифракция Френеля



Если отверстие так мало, что из точки P открывается только одна зона Френеля или ее часть, в точке P имеем волны, приходящие с разностью фаз меньше π (разность хода меньше $\frac{\lambda}{2}$). Эти волны, интерферируя, дают определенную интенсивность I_0 .

При увеличении отверстия будет постепенно открываться вторая зона Френеля; колебания от этой зоны будут частично «гасить» исходную интенсивность; когда вторая зона откроется полностью, в точке P интенсивность будет равна нулю. Результат кажется парадоксальным, но полностью подтверждается экспериментом.

Дифракция Френеля

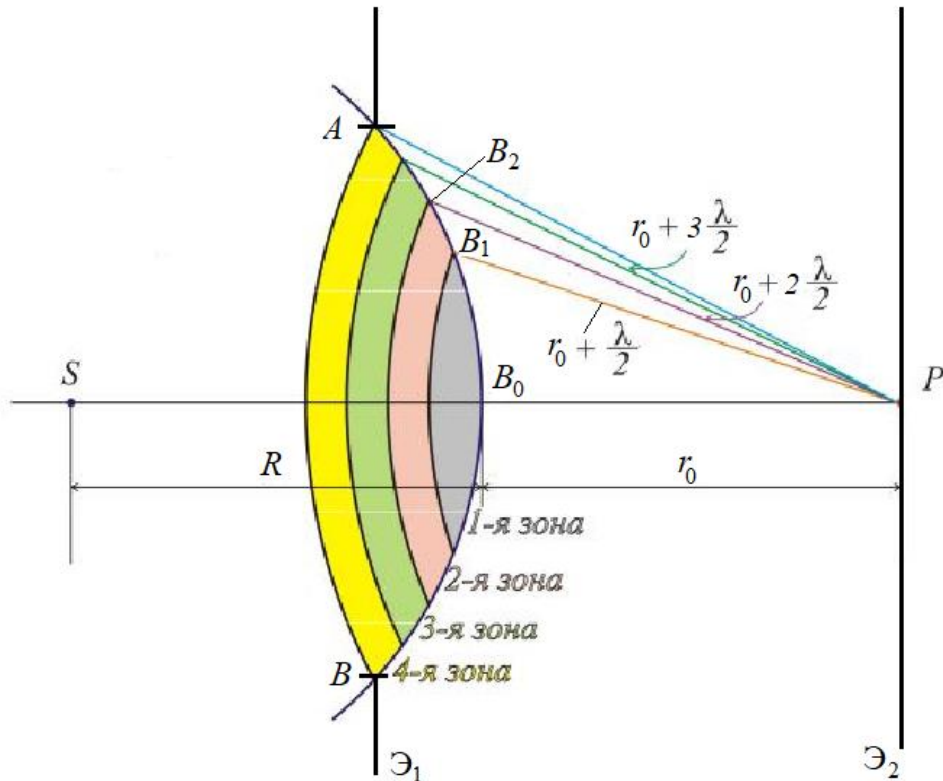


По мере дальнейшего увеличения радиуса отверстия интенсивность света в точке P будет увеличиваться и уменьшаться в зависимости от того, четное (минимум интенсивности) или нечетное (максимум интенсивности) число зон Френеля будет видно из точки P (рис.). Количество открытых зон будет изменяться, если точка P будет приближаться к экрану: по мере уменьшения величины r_0 число открытых зон для точки P будет увеличиваться. Действительно, зависимость площади зоны от расстояния r_0 можно представить в виде

$$S_i = \frac{\pi R}{1 + \frac{R}{r_0}} \lambda$$

Дифракция Френеля

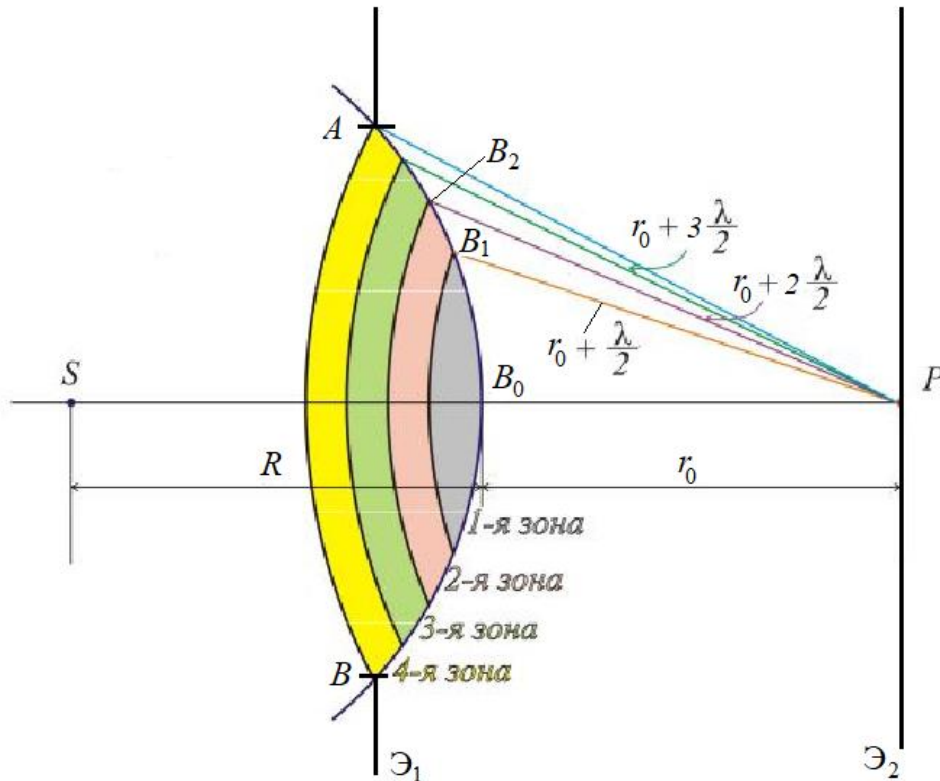
$$S_i = \frac{\pi R}{1 + \frac{R}{r_0}} \lambda$$



Видно, что при уменьшении r_0 (приближении точки P к экрану \mathcal{E}_1), знаменатель этого выражения увеличивается, а S_i — уменьшается.

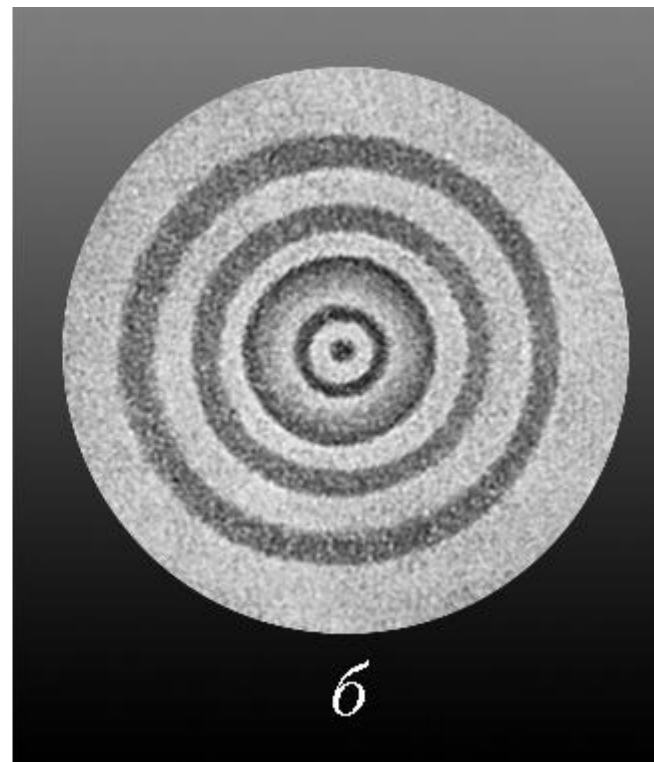
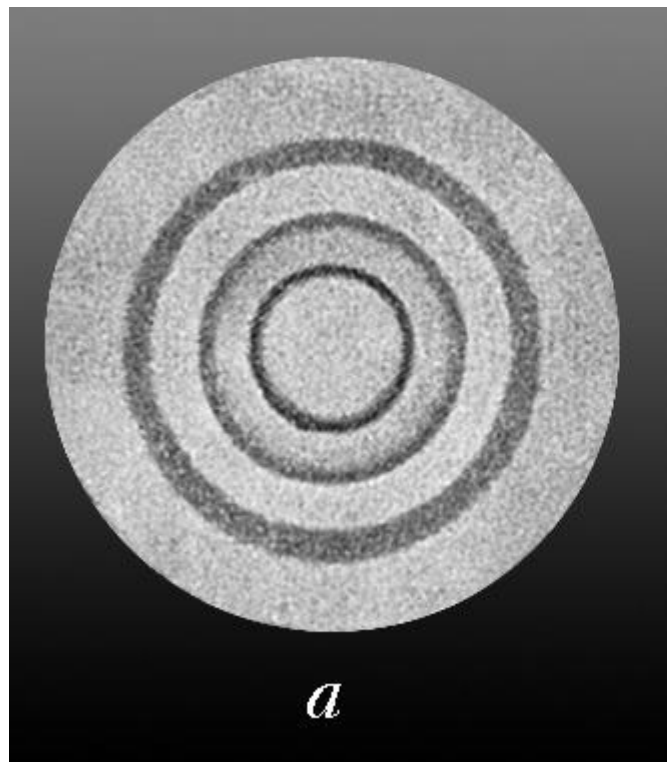
Дифракция Френеля

Если открыты все зоны Френеля, то интенсивность в точке P будет равна примерно половине от интенсивности первой зоны Френеля.

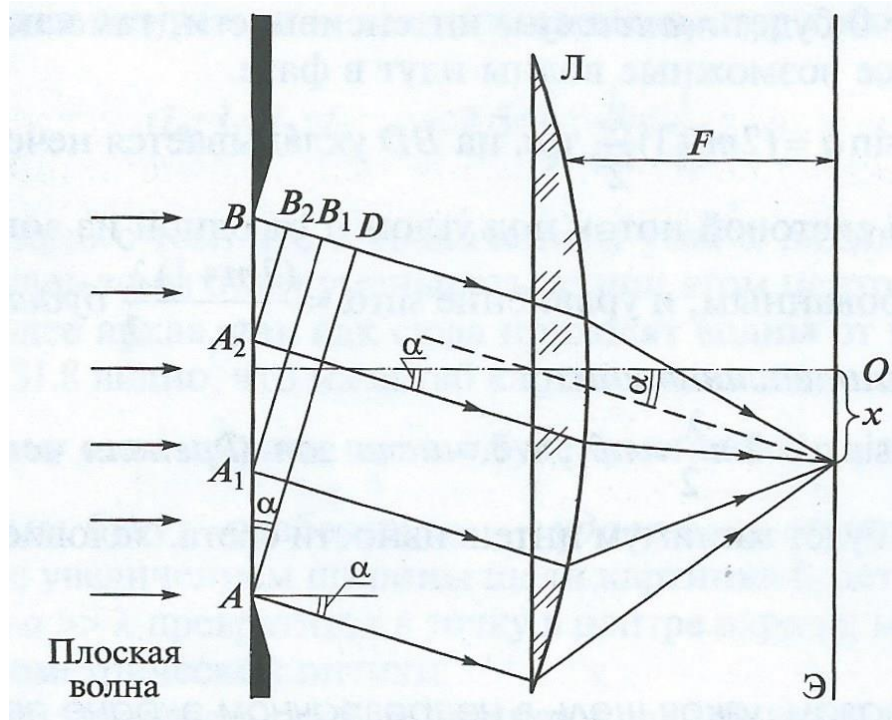


Дифракция Френеля

Дифракция Френеля на круглом отверстии при открытом нечетном (а) и четном (б) числе зон Френеля.



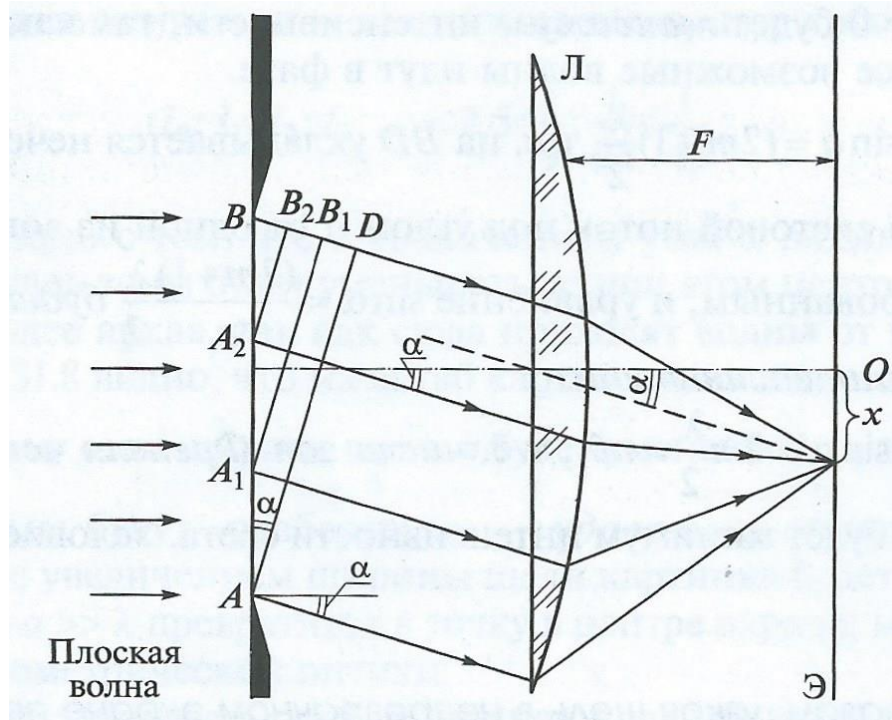
Дифракция Фраунгофера



Дифракция Фраунгофера – это дифракция плоских световых волн или дифракция в параллельных лучах.

Пусть на узкую щель AB шириной a падает плоская монохроматическая волна длиной λ (рис.). Плоскость волнового фронта совпадает с плоскостью щели, AB – часть волновой поверхности, каждая точка которой является, в соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля, источником когерентных вторичных сферических волн, которые будут распространяться по всевозможным направлениям и интерферировать.

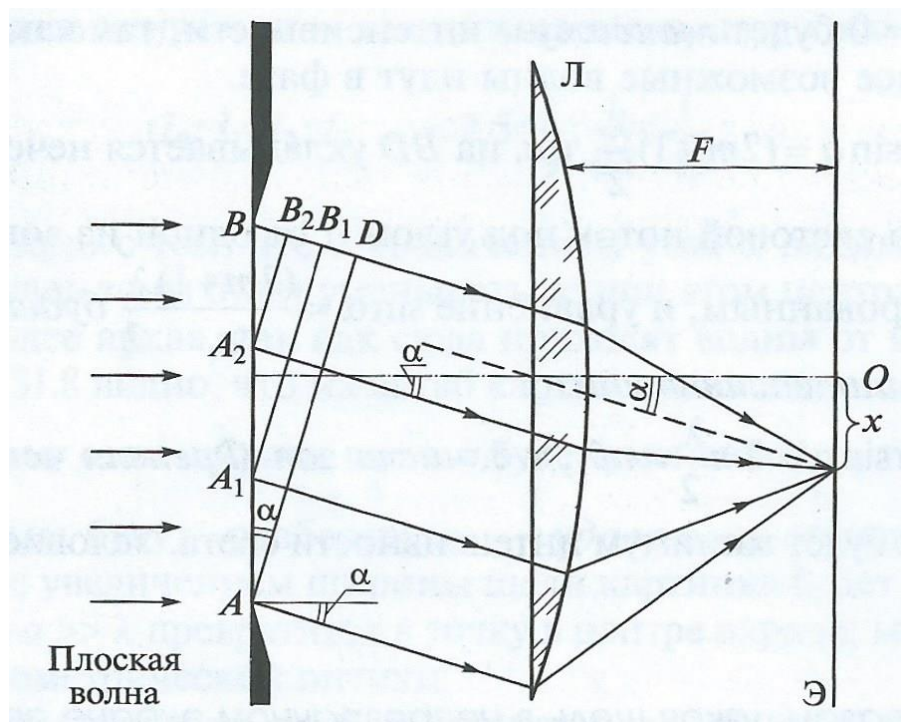
Дифракция Фраунгофера



Рассмотрим параллельные лучи, направление распространения которых определяется углом α ; эти параллельные лучи, идущие из точек плоскости AB , могут быть собраны линзой в ее фокальной плоскости на экране \mathcal{E} , как показано на рисунке.

Проведем перпендикуляр AD к направлению вторичных лучей. Разобьем отрезок BD на отрезки, равные $\frac{\lambda}{2}$.

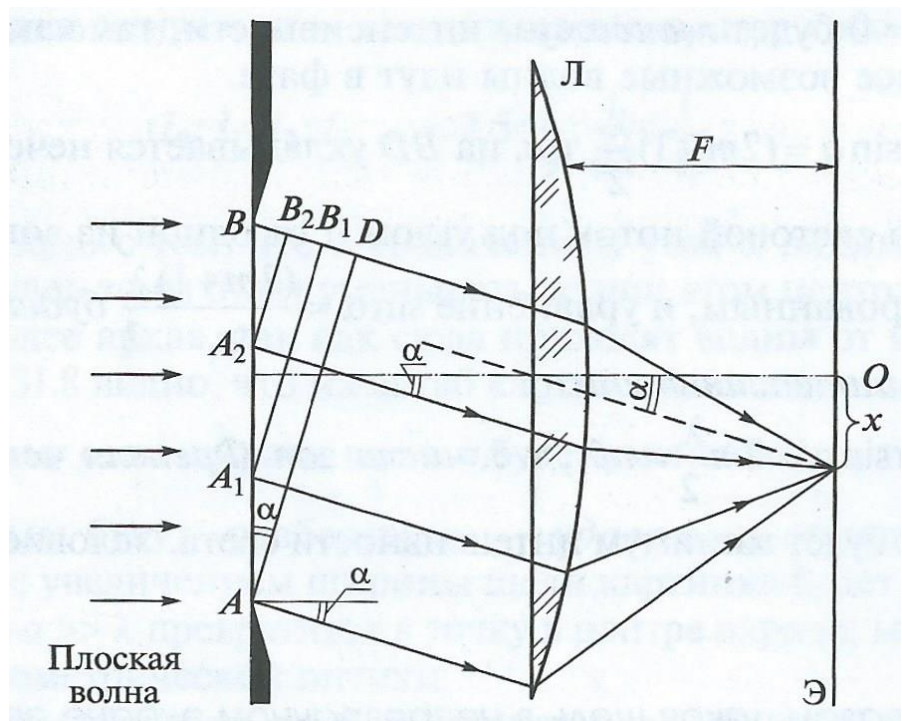
Дифракция Фраунгофера



Проведем перпендикуляр AD к направлению вторичных лучей. Разобьем отрезок BD на отрезки, равные $\frac{\lambda}{2}$. Пусть $BD = 3 \frac{\lambda}{2}$ то есть на BD укладывается три таких отрезка – DB_1 , B_1B_2 , B_2B , равные $\frac{\lambda}{2}$. Проведем из точек B_1 и B_2 прямые, параллельные AD и таким образом разобьем щель AB на три равных отрезка AA_1 , A_1A_2 , и A_2B .

Очевидно, что для данной задачи полосы щели, отвечающие этим отрезкам, будут зонами Френеля, так как любой вторичной волны, идущей от какой-либо точки одной такой зоны, найдется точка в соседней зоне такая, что разность хода между ними будет точно $\lambda/2$.

Дифракция Фраунгофера



Например, вторичные волны, идущие от точки A и точки A_1 в направлении, определяемом углом α_1 , имеют разность хода $\frac{\lambda}{2}$, то есть находятся **в противофазе**.

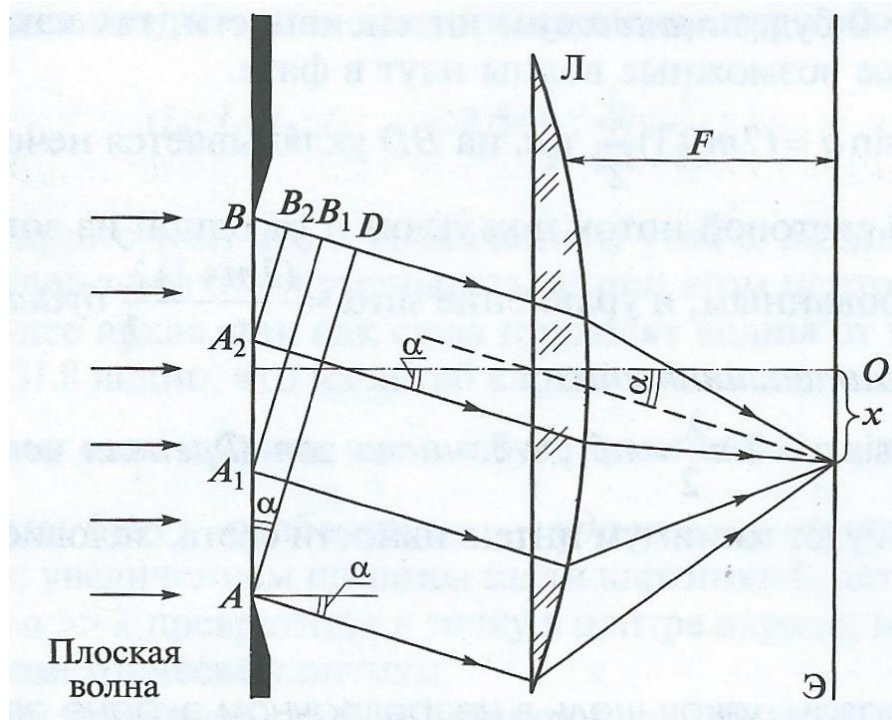
Это значит, что вторичные волны, идущие от зоны AA_1 и от зоны A_1A_2 в направлении, определяемом углом α_1 , погасят друг друга, и интенсивность света в этом направлении будет определяться только третьей зоной Френеля A_2B .

Число зон Френеля, укладывающихся на щели, зависит от

- ширины щели a ;
- угла наблюдения α ;
- длины волны λ .

Интенсивность света, идущего по данному направлению, зависит от того, какое количество зон Френеля открывается на щели под этим углом.

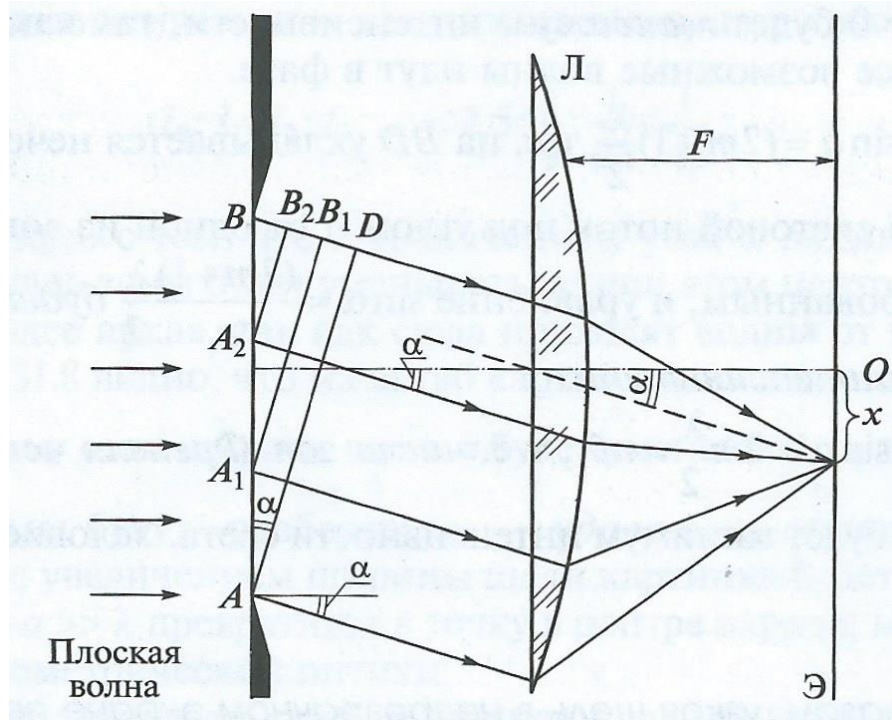
Дифракция Фраунгофера



Интенсивность света, идущего по данному направлению, зависит от того, какое количество зон Френеля открывается на щели под этим углом.

Для $\alpha = 0$ будет **максимум** интенсивности, так как в этом направлении все возможные волны идут в фазе.

Дифракция Фраунгофера

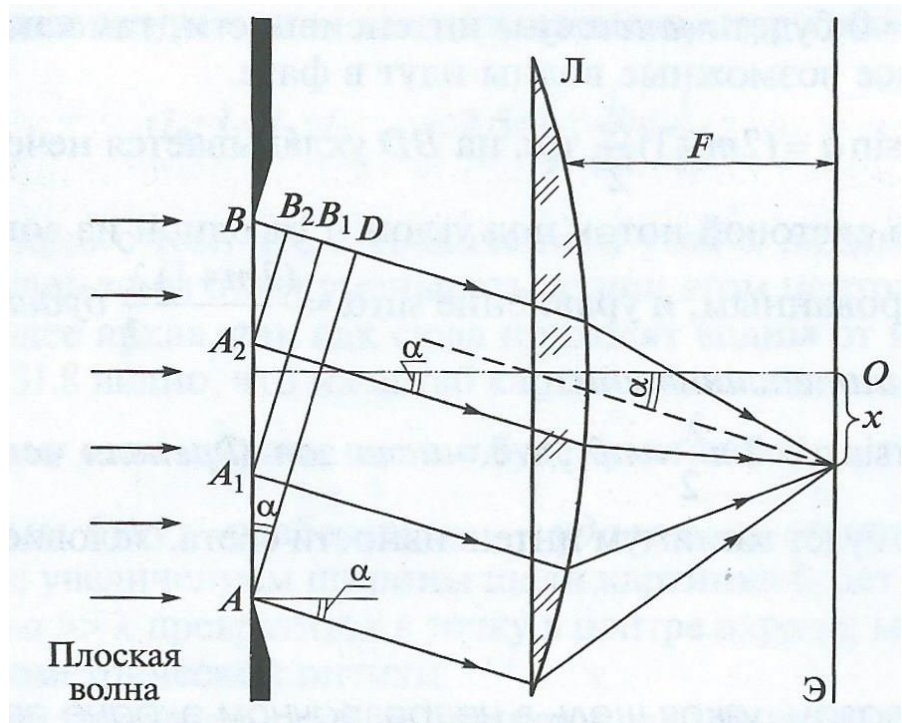


Если $a \sin \alpha = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$, то есть на BD укладывается нечетное число полуволн, световой поток под углом α от одной из зон останется некомпенсированным, и уравнение

$$\sin \alpha = \frac{(2m+1) \lambda}{a} \frac{1}{2}$$

будет условием максимума интенсивности.

Дифракция Фраунгофера



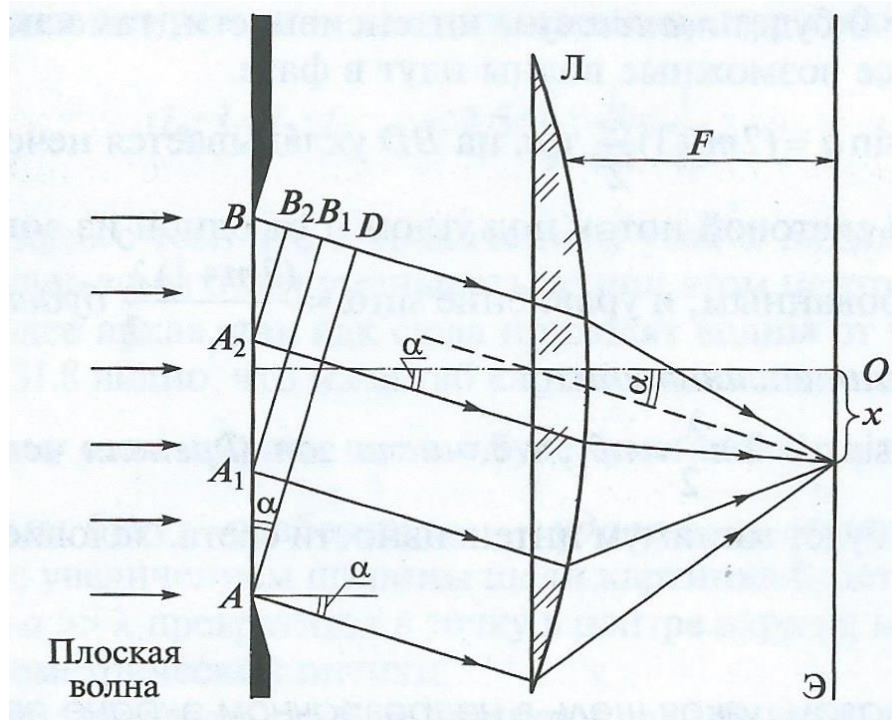
Если $a \sin \alpha = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda$, то есть число зон Френеля четное, в направлении α будет минимум интенсивности света. Условие минимума

$$\sin \alpha = \frac{m}{a} \lambda$$

Это связано с тем, что с увеличением угла α видимая под этим углом площадь зоны будет уменьшаться; при этом центральная полоса — наиболее яркая, так как сюда приходят волны от всей щели.

Таким образом, узкая щель в непрозрачном экране перераспределяет направления световых потоков в пространстве.

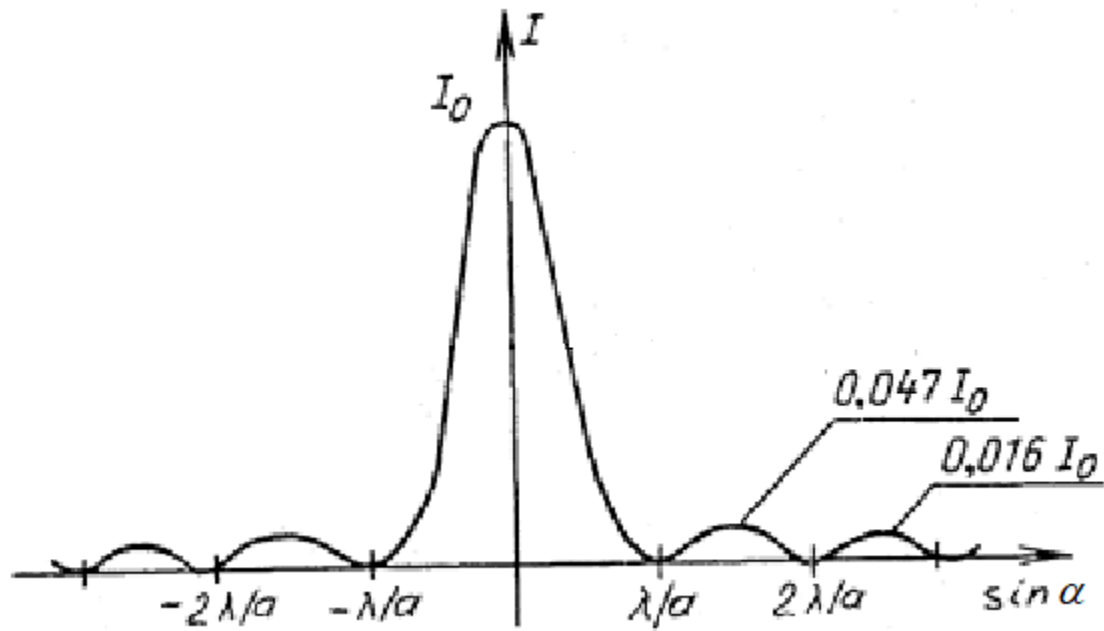
Дифракция Фраунгофера



Используя собирающую линзу, можно получить дифракционную картину в фокальной плоскости этой линзы: дифрагированные под определенным углом параллельные лучи «собираются» в этой плоскости (рис.). Как видно из рисунка, координата x точек на экране, в которой собираются параллельные лучи, идущие под углом α , связана с этим углом соотношением $x = F \cdot \operatorname{tg} \alpha$, где F – фокусное расстояние линзы. Если ограничиться рассмотрением малых углов α , то $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha \approx \alpha$, так, что $x = F \alpha$. Поэтому условия, определяющие положения максимумов и минимумов на экране Э принимают следующий вид:

$$x_{\min} = m \frac{F \lambda}{a} \quad x_{\max} = \frac{(2m+1) F \lambda}{2a}$$

Дифракция Фраунгофера

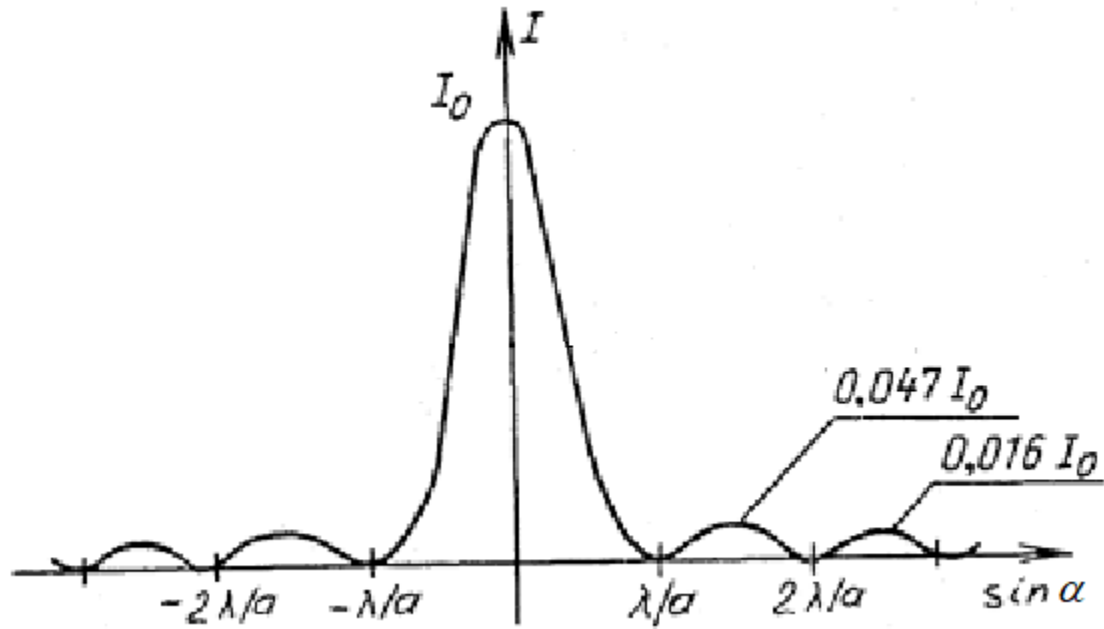


На рис. приведено распределение интенсивности в функции синуса угла наклона дифрагированных параллельных лучей и координаты x в фокальной плоскости собирающей линзы.

Отметим, что интенсивность света в максимумах очень быстро спадает с ростом m — так называемого «порядка» максимума:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 2,5 : \frac{1}{9} : \frac{1}{25} : \frac{1}{49} : \dots$$

Дифракция Фраунгофера



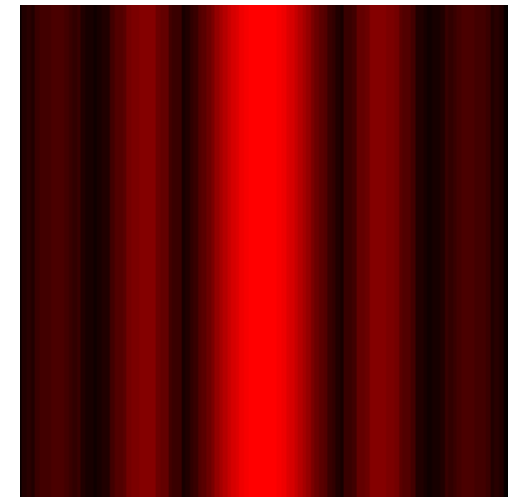
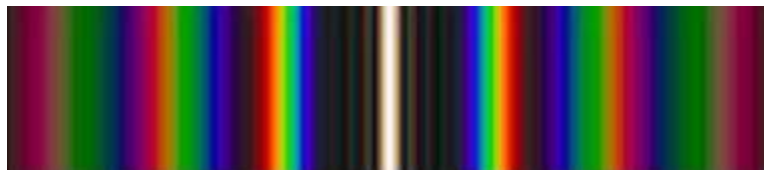
Из рис. видно, что масштаб картины определяется отношением $\frac{\lambda}{a}$, поэтому, если ширина щели a будет уменьшаться, минимумы и максимумы будут «разбегаться» - удаляться от центра экрана. Наоборот, с увеличением ширины щели картинка будет сжиматься и в пределе $a \gg \lambda$ картина стягивается в точку в центре экрана; мы переходим в режим геометрической оптики.

Дифракция Фраунгофера

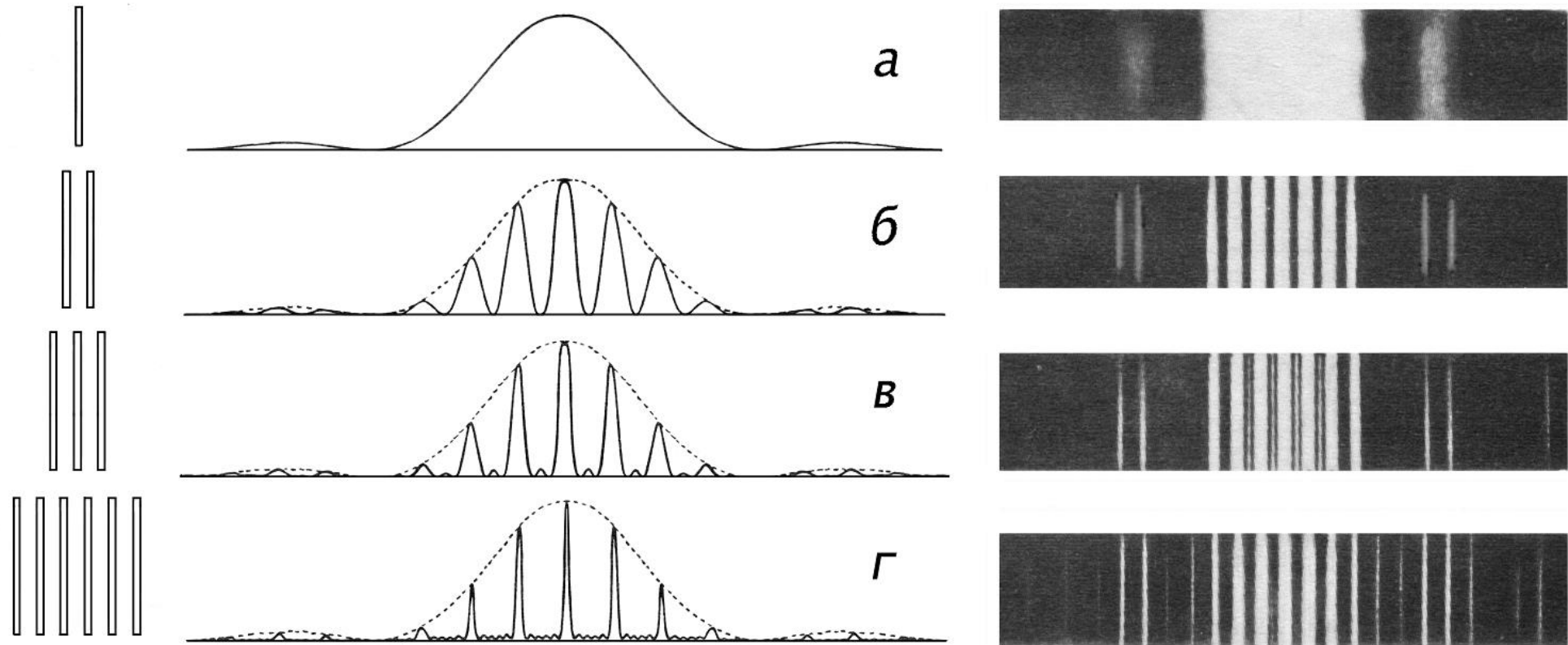
Наиболее типичная дифракционная картина наблюдается, когда a порядка нескольких λ .

Если освещать щель потоком света, состоящего из совокупности длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, положение максимумов и минимумов интенсивности для разных λ будут разведены по величине угла α и мы получим на экране совокупность цветных полос, каждая из которых соответствует определенной длине волны. Только центральный максимум останется белым, то есть смесью различных длин волн.

На рис. снизу представлены картины дифракции Фраунгофера от одной щели в белом (слева) и в монохроматическом (справа) свете.



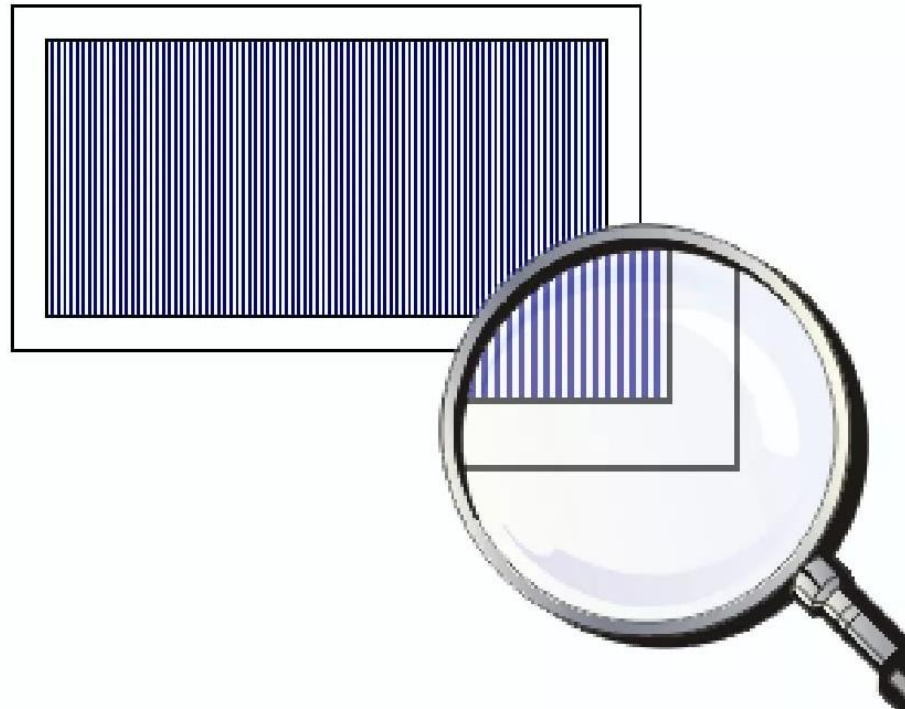
Дифракция Фраунгофера на нескольких щелях



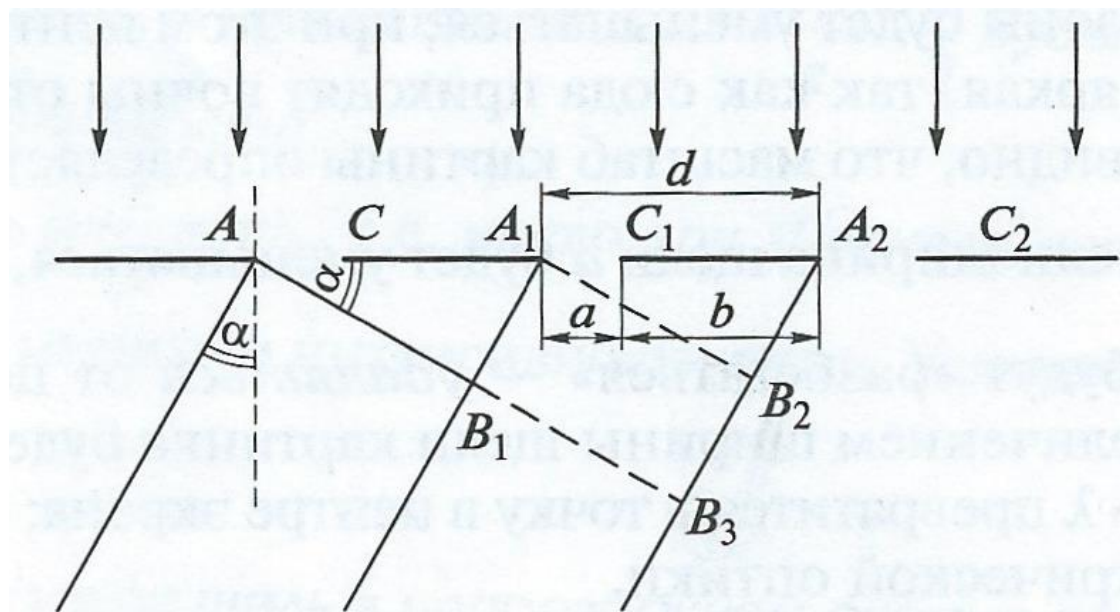
Дифракционные картины от решеток с различным числом щелей (а – одна щель, б - две щели, в – три щели, г - шесть щелей)

Дифракционная решетка

Дифракционной решеткой называют совокупность большого числа параллельных равноотстоящих щелей в непрозрачном экране.

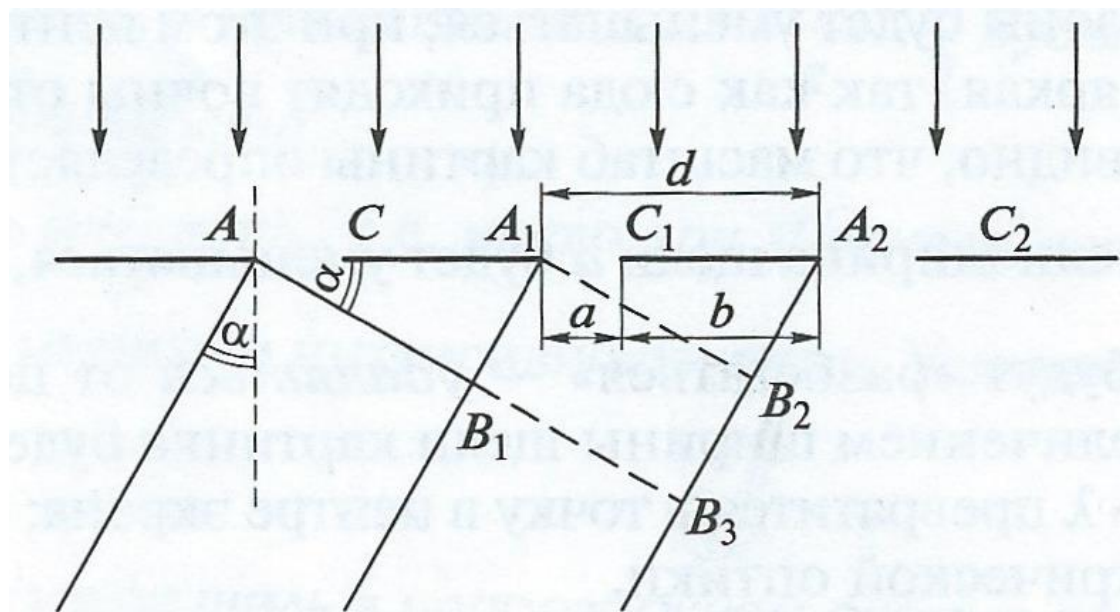


Дифракционная решетка



Таким образом, картина, наблюдаемая на экране, будет определяться как дифракцией пучков, идущих от разных щелей, так и дифракцией от одной щели, особенности которой рассмотрена выше (дифракция Фраунгофера).

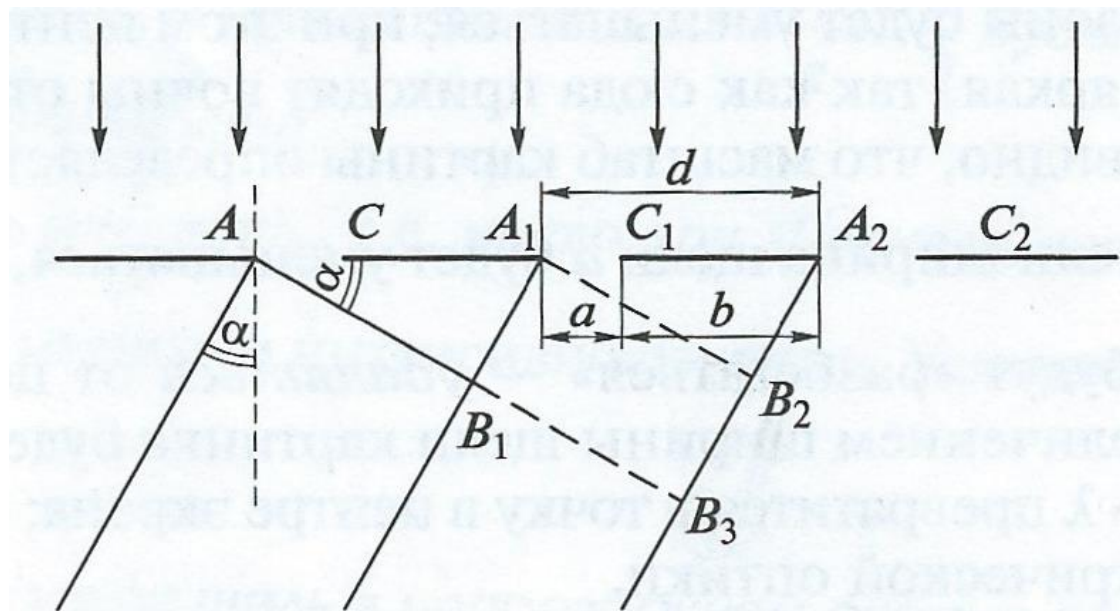
Дифракционная решетка



Рассмотрим решетку, которая имеет N щелей, ширина одной щели a , расстояние между щелями b ; $d = a + b$ – период дифракционной решетки. Пусть на решетку падает плоская волна. Выбираем направление распространения вторичных волн, идущих под углом α к нормали к пластинке. Проведем перпендикуляр AB_3 к направлению распространения вторичных волн. Теперь нам нужно учесть результат интерференции вторичных волн, идущих от различных щелей. Из рис. видно, что разность хода лучей, идущих от крайних точек двух первых щелей A и A_1 , A_1 и A_2 и т.д.

$$A_1B_1 = A_2B_2 = \dots = d \sin \alpha = (a + b) \sin \alpha.$$

Дифракционная решетка



Если

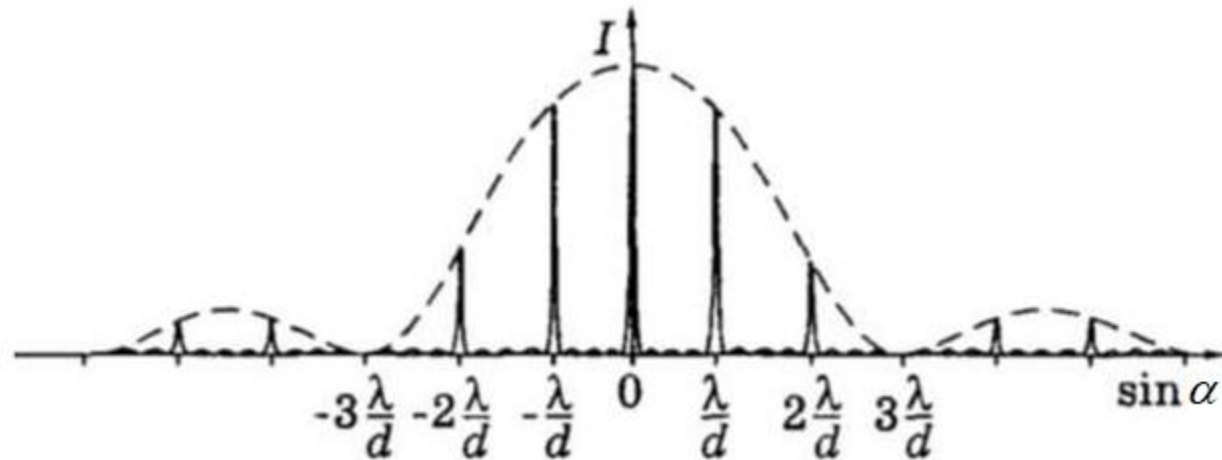
$$d \sin \alpha = m \lambda$$

волны от соседних щелей, приходя в *фазе* и под соответствующим углом α возникнут так называемые главные максимумы, положение которых определяется условием

$$\sin \alpha = m \frac{\lambda}{d}$$

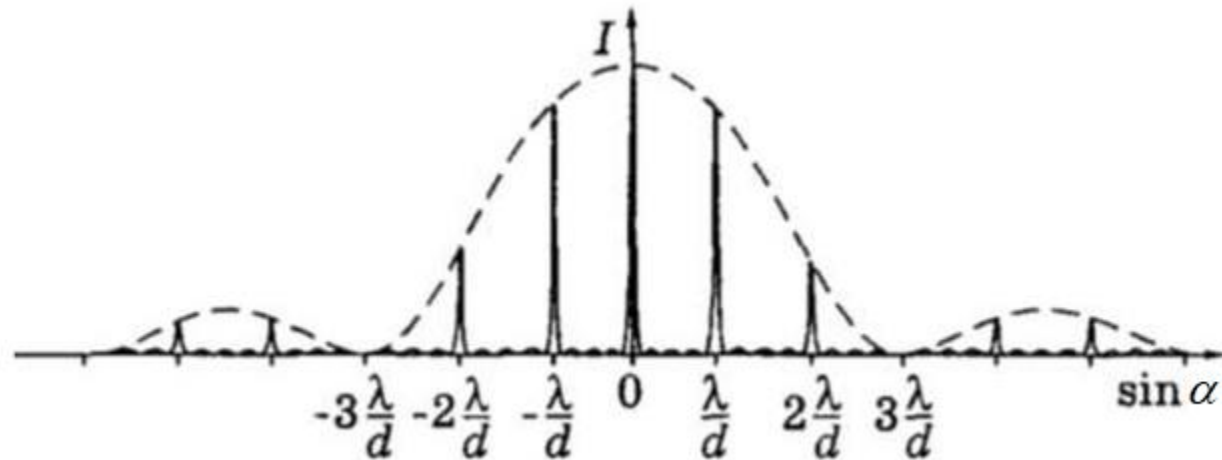
Дифракционная решетка

Максимумы расположены симметрично относительно $m = 0$ – центрального максимума (см. рис.). Минимумы будут наблюдаться в направлениях, отвечающих условию $\sin \alpha = (2m + 1) \frac{\lambda}{2d}$



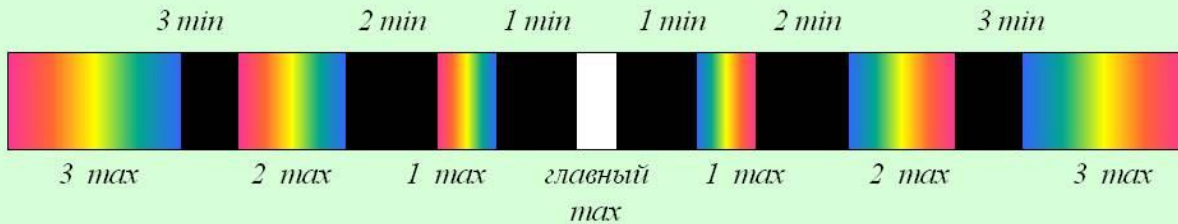
Дифракционная решетка

Особенностью дифракционной картины от дифракционной решетки является то, что если щелей всего N , между главными максимумами располагается $N - 1$ минимумов, разделенных слабыми максимумами. При большом N отдельные вторичные минимумы не различаются, так что имеем резкие максимумы, а между ними – полная темнота.



Дифракционная решетка

Дифракционная решетка



$d \cdot \sin \varphi = k\lambda$	$\Delta d = k\lambda$	$\Delta d = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$
$\sin \varphi \sim \lambda$	гл. max : $k = 0$	1 min : $k = 0$
	1 max : $k = 1$	2 min : $k = 1$
	2 max : $k = 2$	3 min : $k = 2$

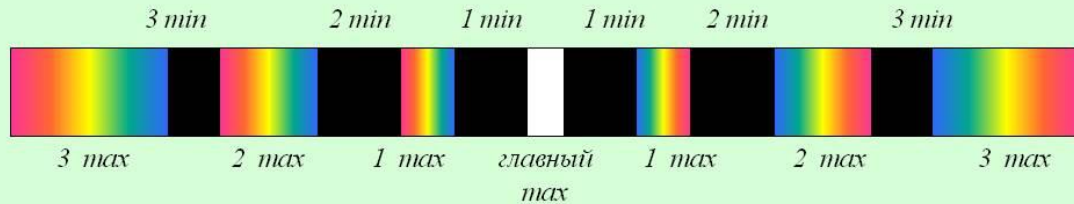
	n max : $k = n$	n min : $k = (n - 1)$

Если на дифракционную решетку падает некогерентное излучение, состоящее из волн с различными λ , то для каждой длины волны $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ главные максимумы будут располагаться под различными углами α , то есть

$$\sin \alpha = m \frac{\lambda_1}{d}, \dots, \sin \alpha = m \frac{\lambda_k}{d}$$

Дифракционная решетка как спектральный прибор

Дифракционная решетка



$$d \cdot \sin \varphi = k\lambda \quad \Delta d = k\lambda \quad \Delta d = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

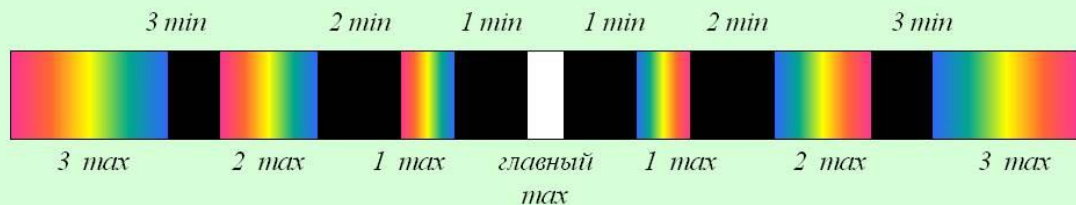
$$\sin \varphi \sim \lambda$$

гл. max : $k = 0$	1 min : $k = 0$
1 max : $k = 1$	2 min : $k = 1$
2 max : $k = 2$	3 min : $k = 2$
.....
n max : $k = n$	n min : $k = (n-1)$

При освещении дифракционной решетки белым светом с непрерывным распределением длин волн, мы будем получать последовательности радужных полос, отвечающих различным порядкам дифракции ($m = \pm 1, \pm 2, \dots$) и расположенных симметрично относительно направления $\alpha = 0$. Таким образом, *дифракционная решетка является спектральным прибором, подобным призме*, она позволяет анализировать **спектр излучения**. Дифракционные решетки заменили призмы в спектральных приборах высокого разрешения для анализа спектрального состава сложных излучений.

Дифракционная решетка как спектральный прибор

Дифракционная решетка



$d \cdot \sin \varphi = k\lambda$	$\Delta d = k\lambda$	$\Delta d = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$
$\sin \varphi \sim \lambda$	гл. max : $k = 0$	1 min : $k = 0$
	1 max : $k = 1$	2 min : $k = 1$
	2 max : $k = 2$	3 min : $k = 2$
.....
$n \text{ max} : k = n$		$n \text{ min} : k = (n - 1)$

Важной характеристикой дифракционных решеток как спектральных приборов является так называемая **угловая дисперсия**, характеризующая, как быстро изменяется угол отклонения луча в данной области спектра в зависимости от длины волны:

$$D_{\alpha} = \frac{d\alpha}{d\lambda}$$

Учитывая, что

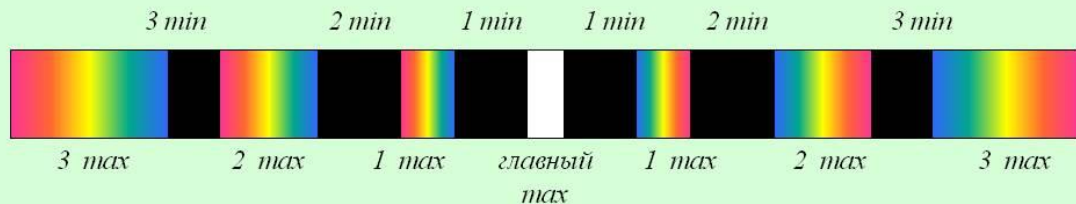
$$d \sin \alpha = m\lambda$$

получаем

$$D_{\alpha} = \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \alpha}$$

Дифракционная решетка как спектральный прибор

Дифракционная решетка



$d \cdot \sin \varphi = k\lambda$	$\Delta d = k\lambda$	$\Delta d = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}$
$\sin \varphi \sim \lambda$	гл. max : $k = 0$	1 min : $k = 0$
	1 max : $k = 1$	2 min : $k = 1$
	2 max : $k = 2$	3 min : $k = 2$

	n max : $k = n$	n min : $k = (n - 1)$

$$D_{\alpha} = \frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \alpha}$$

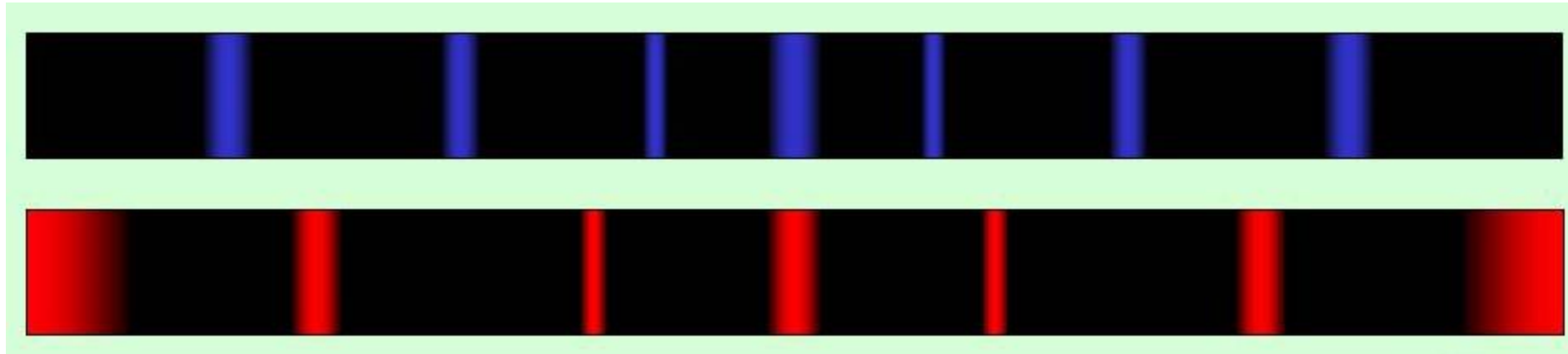
А, поскольку для малых $\alpha \cos \alpha \sim 1$, то

$$D_{\alpha} \cong \frac{m}{d}$$

Следовательно, дисперсия тем больше, чем больше порядок дифракции m и меньше период d дифракционной решетки.

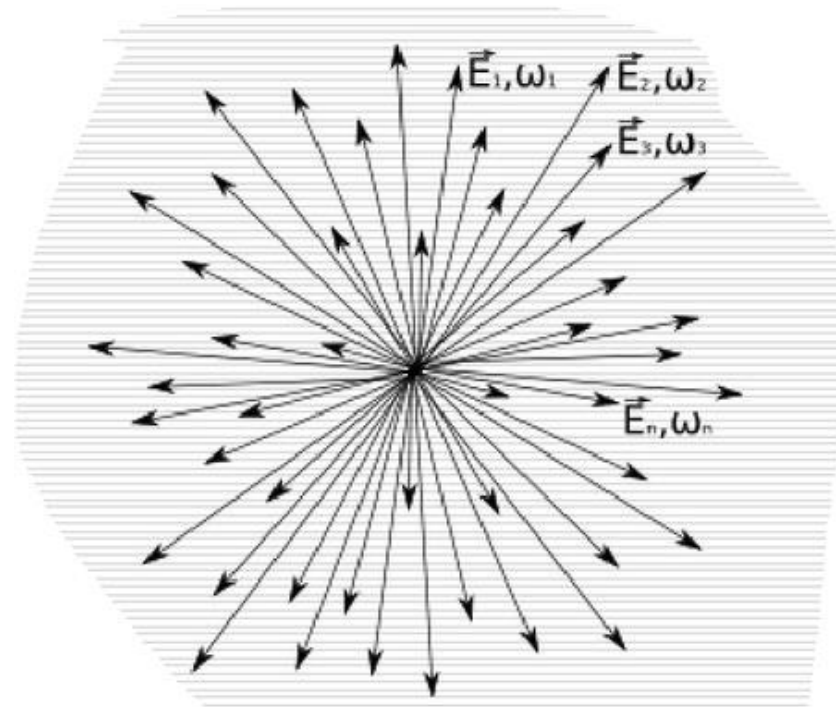
Дифракционная решетка как спектральный прибор

Дифракционные картины в монохроматическом свете:



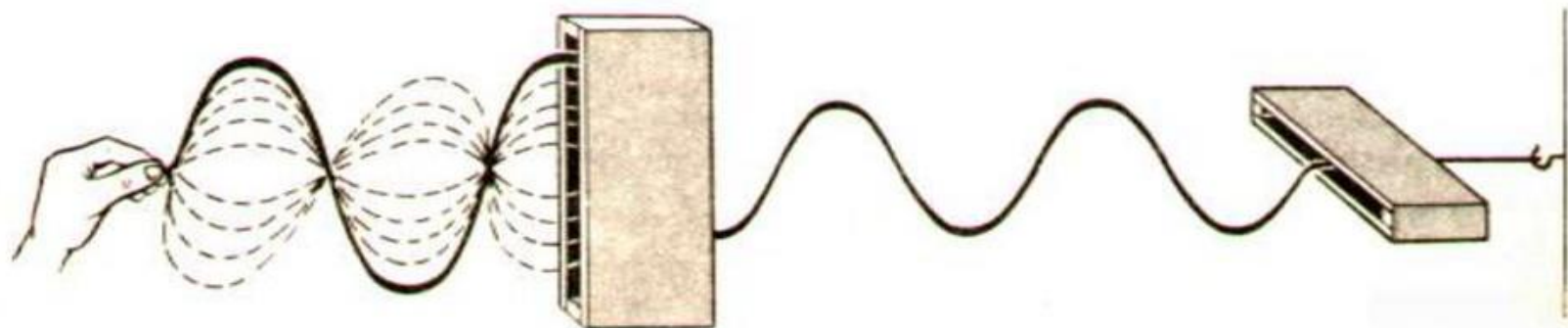
Поляризация света

Изучая явления интерференции и дифракции, мы уже имеем дело с поляризацией электромагнитных волн. Мы называем линейно- или плоскополяризованным светом волну, в которой вектора напряженности электрического поля и магнитной индукции колеблются в одной плоскости.



Поляризация света

Рассмотрим способы получения плоскополяризованных волн из неполяризованного света. При этом полезно иметь в виду механическую аналогию поперечных электромагнитных волн. Вспомним резиновый шнур, который можно заставить колебаться в вертикальной или горизонтальной плоскостях. Если на пути волны поставить препятствие с вертикальной щелью, то вертикально поляризованная волна пройдет через щель, а горизонтально поляризованная это препятствие не преодолеет. Если на пути волны поставить вертикальную и горизонтальную щели, то ни одна волна через них не пройдет. Заметим, что это касается только *поперечных волн; продольные волны, в которых колебания совершаются только вдоль направления распространения, никакой ориентацией щели погасить нельзя.*



Поляроид



Неполяризованный свет, в котором все направления \vec{E} равновероятны, может быть поляризован с помощью специального устройства – поляризатора или **поляроида**.

Поляроид в простейшем случае – это полимерная пленка, состоящая из длинных молекул, выстроенных параллельно одному определенному направлению. Если на такую пленку, «запечатанную» между двумя стеклами, падает естественный свет, то из нее выходит свет лишь одного направления вектора \vec{E} , параллельного направлению A_1A_2 длинных молекул (см. рис.) – оси поляроида. Свет, поляризованный в перпендикулярном направлении, через поляроид не проходит.

Двойное лучепреломление

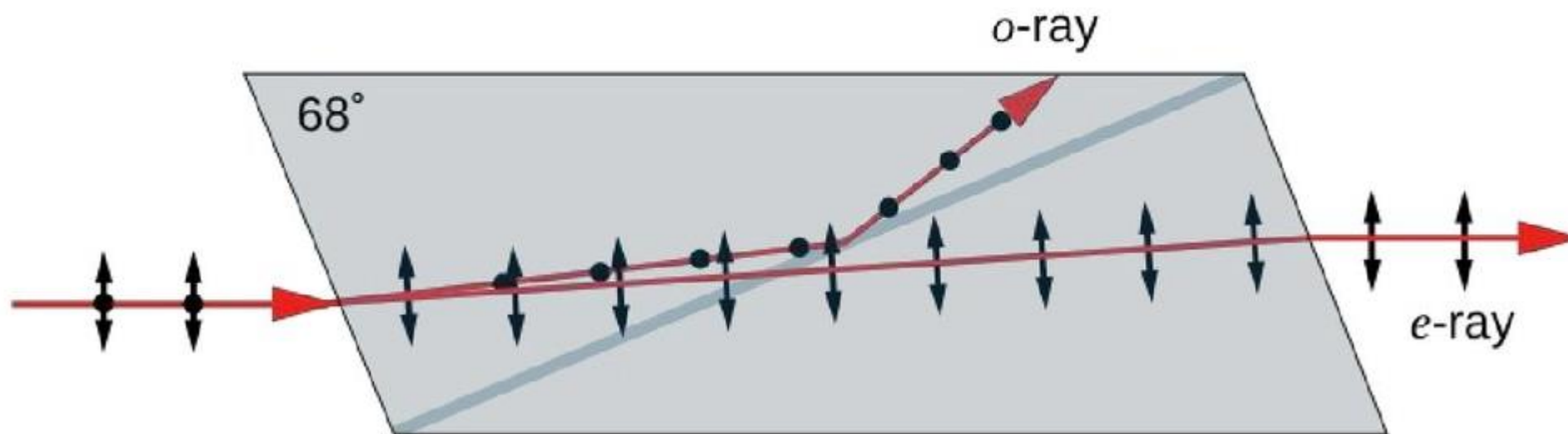
При прохождении света через прозрачные кристаллы (за исключением кубических) наблюдается явление, получившее название **двулучепреломления**. *Это явление заключается в том, что проходящий через кристалл луч света разделяется на два луча, распространяющихся с различными скоростями и поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях.*

В большинстве кристаллов имеется *только одно направление, вдоль которого оба луча распространяются с одинаковой скоростью.* Такие кристаллы называются **одноосными**.



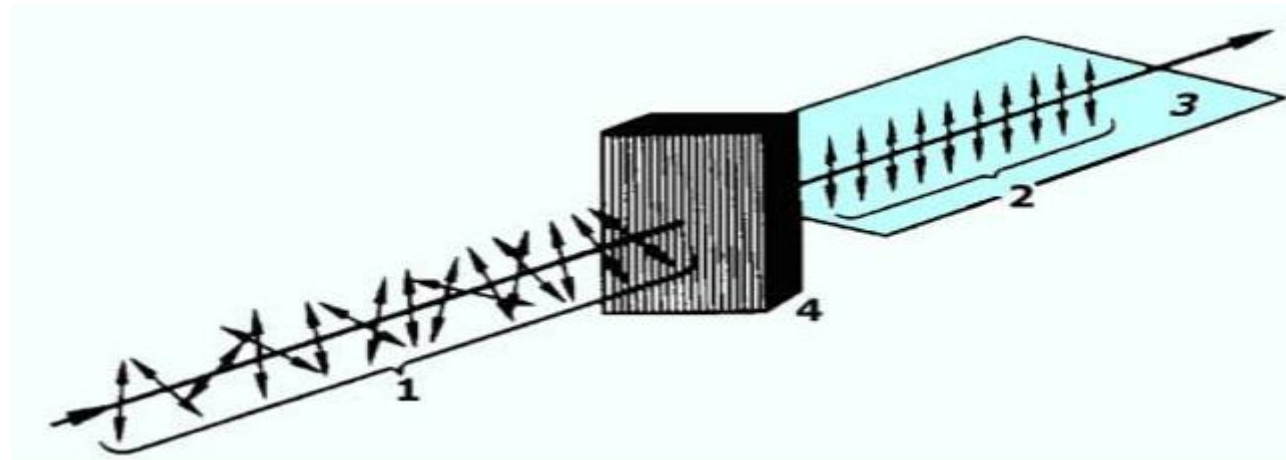
Поляризация света

Призма Николя



Поляризация света

Поляризация света — упорядочение в ориентации векторов напряженностей электрического и магнитного полей световой волны в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Естественный свет (1), проходя через поляризатор (4), становится плоскополяризованным (2), при этом интенсивность его будет составлять половину интенсивности естественного света.



Поляризация света

Закон Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

где I — интенсивность плоскополяризованного света, прошедшего через анализатор; I_0 — интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор; α — угол между главными плоскостями поляризатора и анализатора.

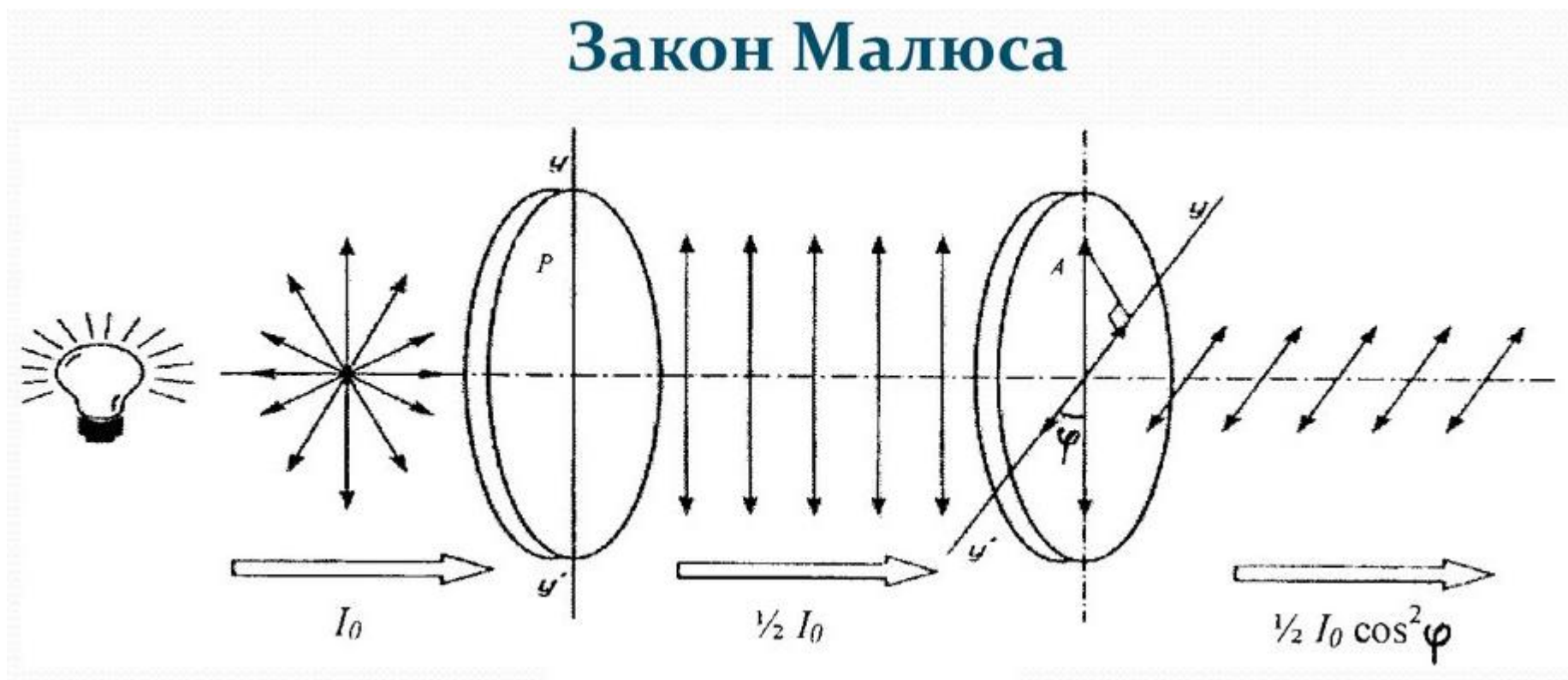
Закон Брюстера

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

где i_B — угол падения, при котором отраженный от диэлектрика луч является плоскополяризованным; n_{21} — относительный показатель преломления.

Закон Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha,$$

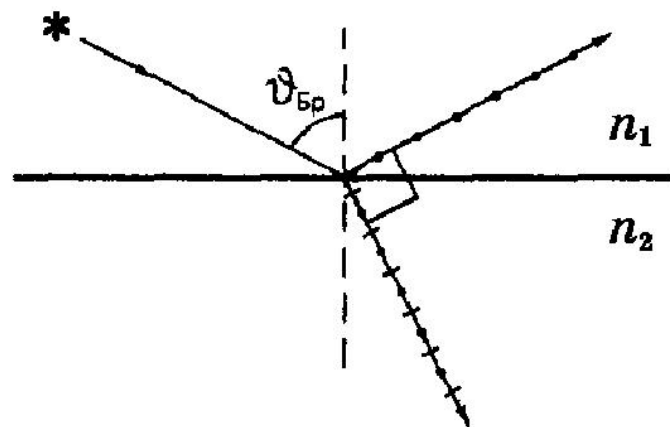


Закон Брюстера

$$\operatorname{tg} i_{\text{В}} = n_{21},$$

где $i_{\text{В}}$ — угол падения, при котором отраженный от диэлектрика луч является плоскополяризованным; n_{21} — относительный показатель преломления.

Угол Брюстера



Поляризация света

Свет представляет собой поперечные электромагнитные волны. Поляризация света — упорядочение в ориентации векторов напряженностей электрического и магнитного полей световой волны в плоскости, перпендикулярной световому лучу. Естественный свет (солнечный, ламп накаливания) неполяризован, т.е. все направления колебаний электрического и магнитного векторов, перпендикулярные световым лучам, равноправны. Естественный свет, проходя через поляризатор, становится плоскополяризованным, при этом интенсивность его будет составлять половину интенсивности естественного света.

Литература

Б.А. Струков, Л.Г. Антошина, С.В. Павлов. Физика. М., 2011,
С. 254-265.

Смотрите видеоролики по теме «Дифракция света» на сайте swcusp.ukit.me в разделе меню «видеоматериалы».