

Дифракция света

Понятие дифракции

- *Дифракцией* называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.
- это характерная особенность распространения волн **независимо от их природы.**
- **дифракция** существенно зависит от соотношения между длиной волны и размером объекта, вызывающего дифракцию:
наиболее отчетливо дифракция обнаруживается в тех случаях, когда **размер огибаемых препятствий соизмерим с длиной волны.**

Если размеры препятствия много больше длины волны, то волны за него не проникают, создается область тени: световая тень, звуковая тень, ограничения при передаче телевизионного сигнала...



Область тени в случае поверхностных волн: невозмущенная поверхность воды за большим валуном

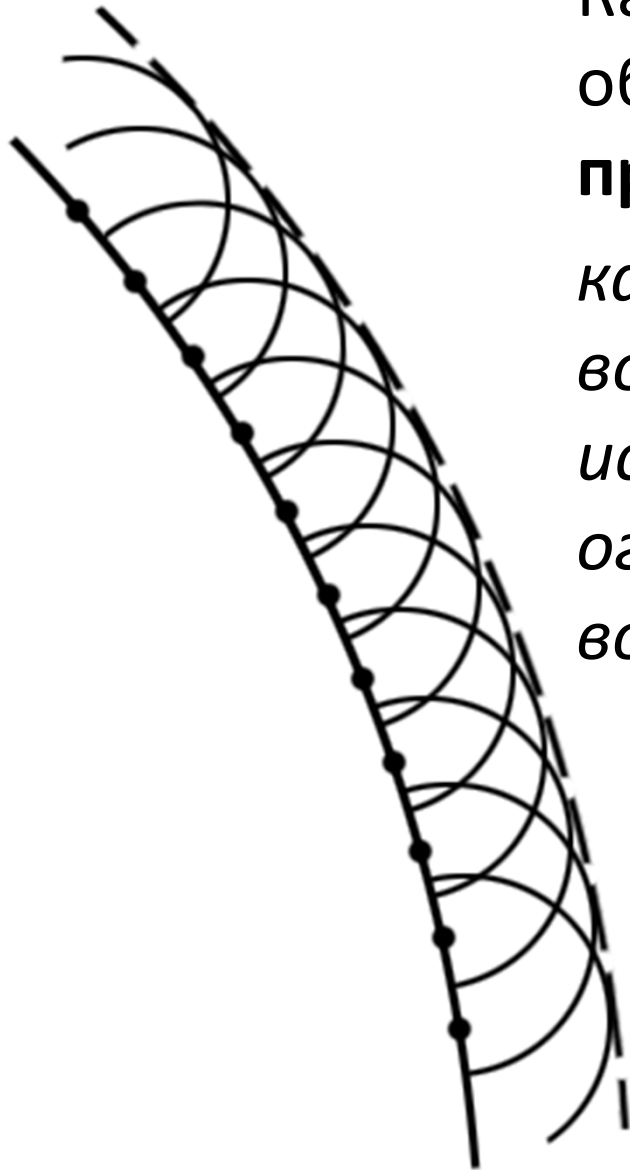


- **Если размер отверстия или препятствия заметно меньше длины волны, то волна с ним не взаимодействует** (в шторм волны не проникают в бухту с узким входом, т.к. морские волны длиннее, чем вход в бухту, и «не замечают» этого входа).

Толщина стволов деревьев, стоящих в воде, меньше длины волны, и волны не взаимодействуют с ними



Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны звука. **Чем меньше отверстие, тем быстрее волна расходится в стороны после прохождения отверстия**



Как и интерференция, дифракция объясняется с помощью **принципа Гюйгенса:**

каждая точка, до которой доходит волновое движение, служит источником вторичных волн; их огибающая дает положение фронта волны в следующий момент.

Вторичными волнами называются волны, идущие от точек волновых поверхностей как от изотропных точечных источников.

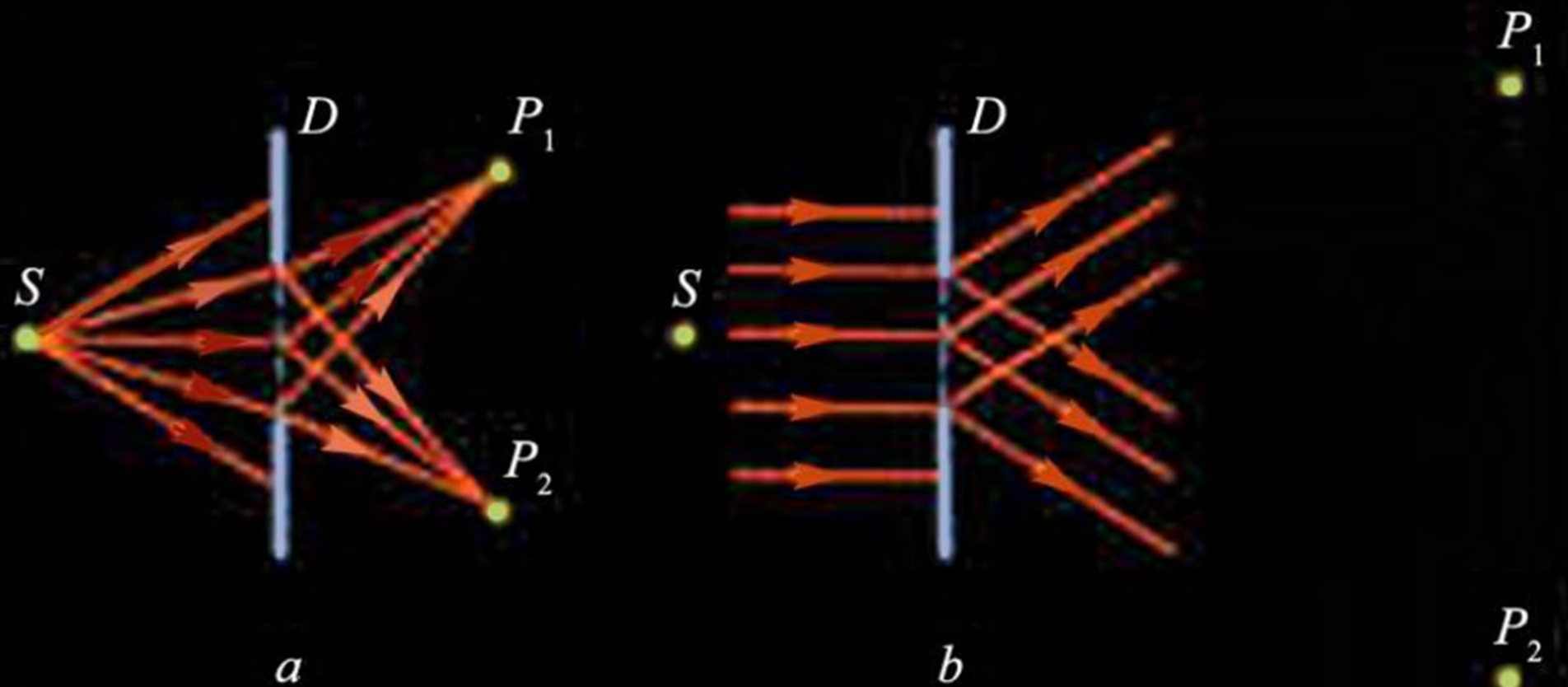
Между интерференцией и дифракцией нет существенного физического различия - оба явления заключаются **в перераспределении светового потока в результате суперпозиции волн.**

*Перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых **конечным числом дискретных** когерентных источников, принято называть интерференцией.*

*Перераспределение интенсивности, возникающее вследствие суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, **расположенными непрерывно**, называют дифракцией волн.*

Различают **2 вида дифракции**:

- Если источник света S и точка наблюдения P находятся от препятствия D на **конечном расстоянии**, то говорят о **дифракции Френеля**,
- Если источник света S и точка наблюдения P находятся от препятствия D **настолько далеко**, что лучи, падающие на препятствие, и лучи, идущие в точку наблюдения, **образуют практически параллельные пучки**, - о **дифракции Фраунгофера**.



a – дифракция Френеля;
 b – дифракция Фраунгофера

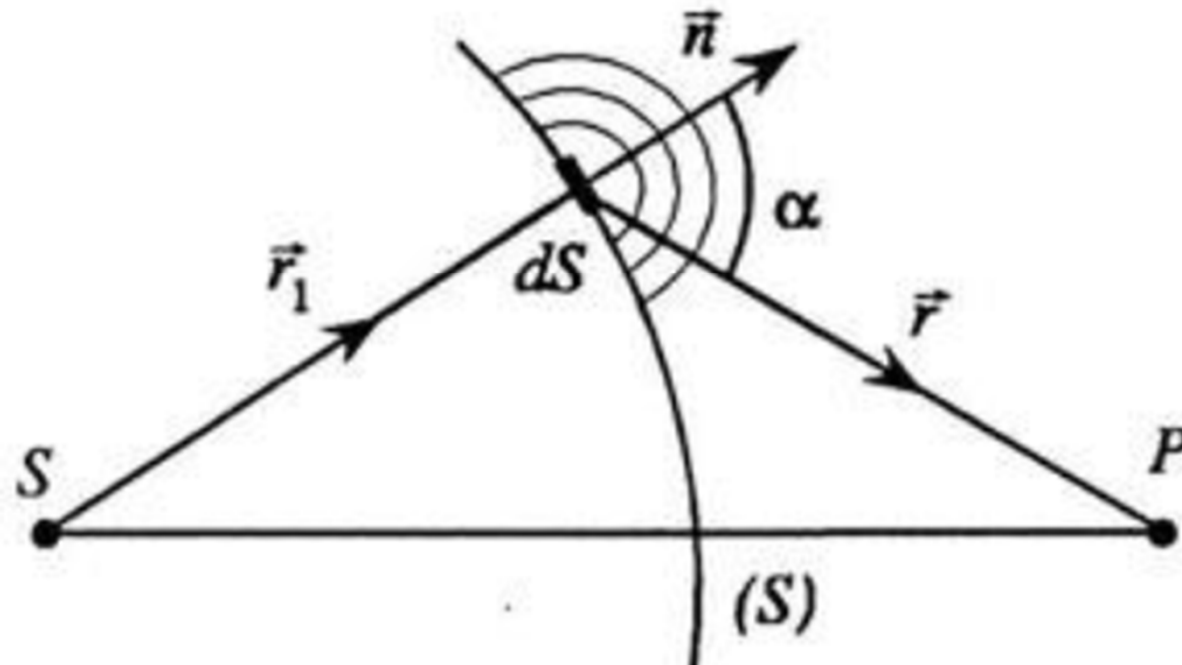
Принцип Гюйгенса – Френеля

Принцип Гюйгенса не объясняет того, почему свет не попадает в область геометрической тени (предметы, освещенные светом, дают резкую тень).

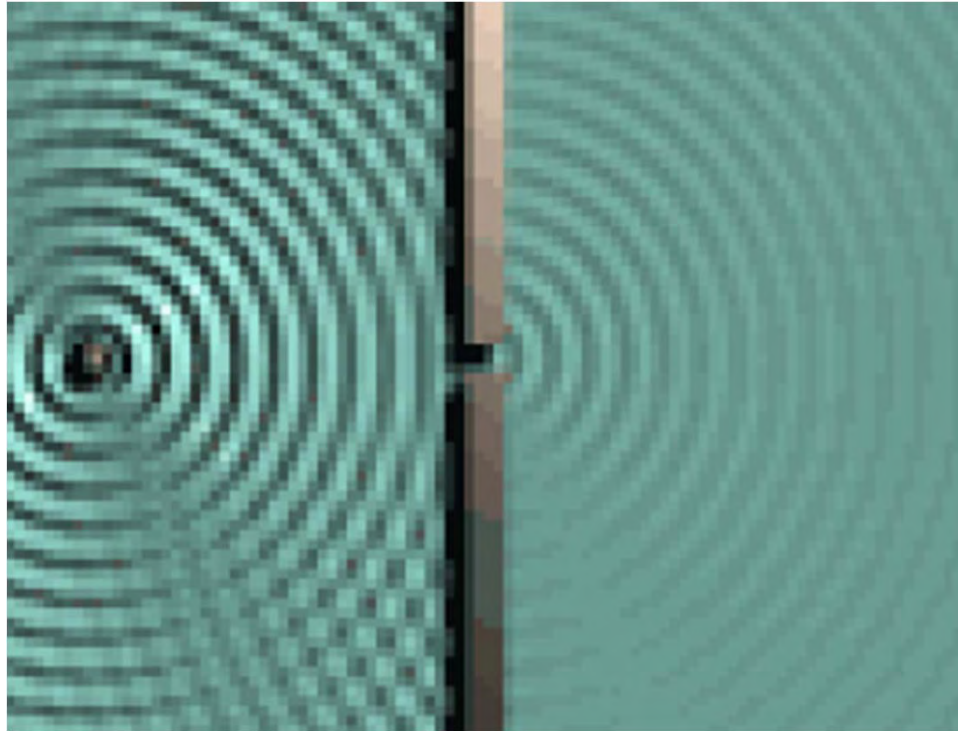
Френель дополнил принцип Гюйгенса представлением об **интерференции вторичных волн**. Учет фаз и амплитуд вторичных волн позволяет определить амплитуду результирующей волны во всех точках пространства.

Принцип Гюйгенса – Френеля

- 1. Каждую точку фронта волны можно рассматривать как источник вторичных волн.**
- 2. Все вторичные источники фронта волны, исходящей из одного источника, когерентны между собой.**
- 3. Равные по площади участки волновой поверхности излучают равные интенсивности.**
- 4. Каждый вторичный источник излучает свет преимущественно в направлении внешней нормали к волновой поверхности в этой точке.**
- 5. Для вторичных источников справедлив принцип суперпозиции.**



Каждый элемент волновой поверхности S служит источником вторичной сферической волны, амплитуда которого пропорциональна величине элемента dS



Дифракция круговой волны на узкой щели

Согласно принципу Гюйгенса - Френеля, волновое возмущение за непроницаемой стенкой со щелью есть результат интерференции вторичных волн, образующихся в пространстве щели.

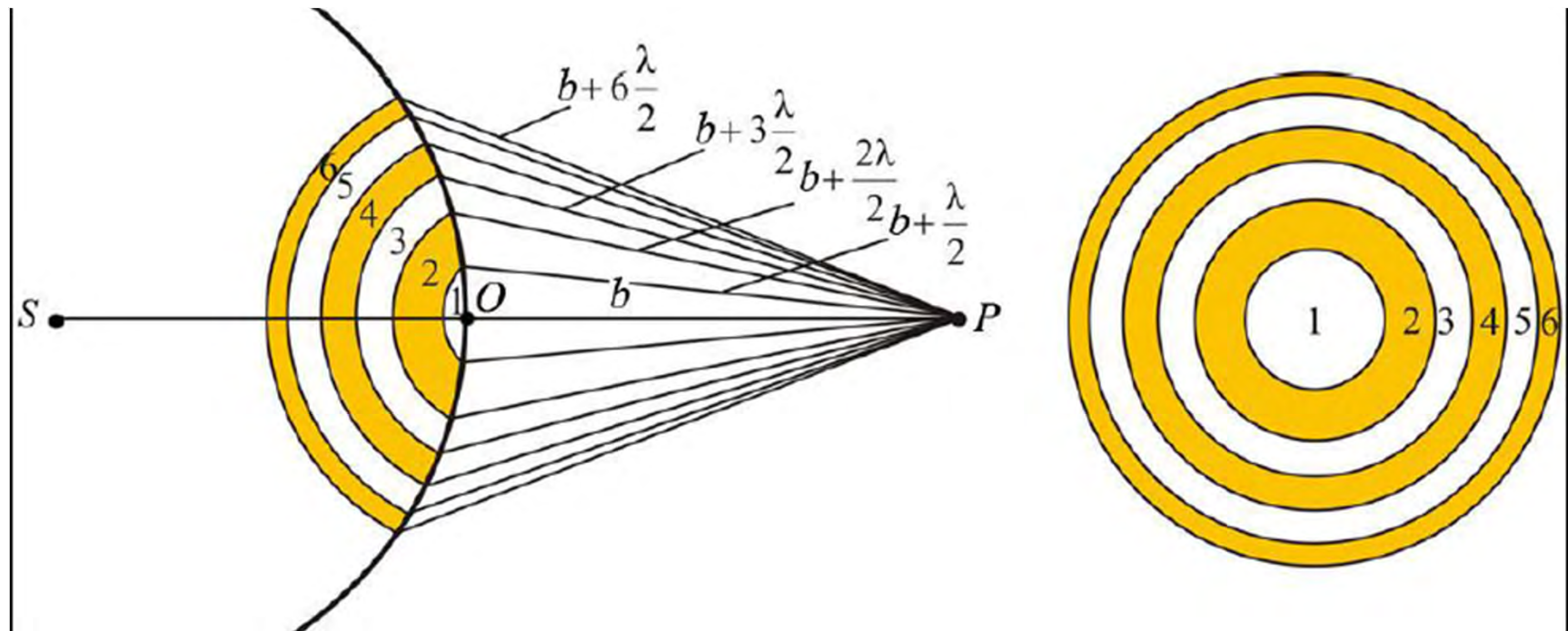
Если щель узкая и удалена на значительное расстояние от источника, то за стенкой будет распространяться круговая волна, центром которой является щель.

Так как большая часть волны от источника гасится на стенке, амплитуда прошедшей волны буде много меньше падающей.

Зоны Френеля

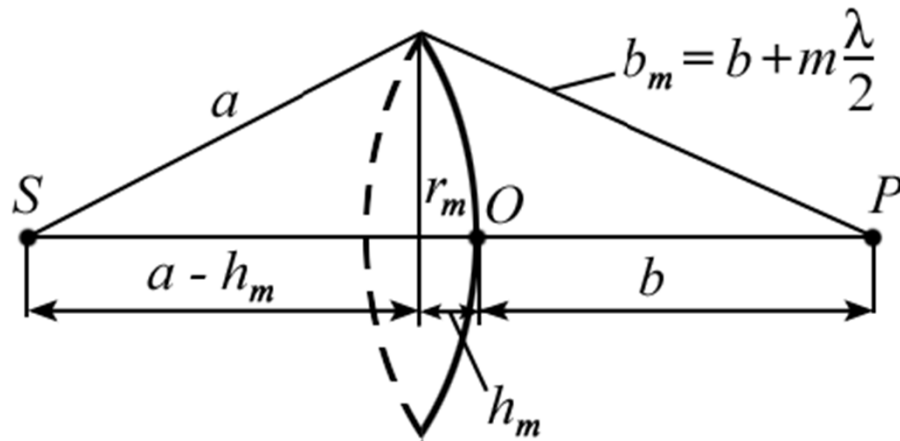
Определим амплитуду светового колебания, возбуждаемого в точке P сферической волной, распространяющейся в однородной изотропной среде из точечного источника S .

Волновая поверхность разбивается на кольцевые зоны таким образом, чтобы расстояния от краев каждой зоны до точки P отличались на $\lambda/2$ (**зоны Френеля**), λ - длина волны в той среде, в которой распространяется волна.



Свойства зон Френеля

Если расстояние a до источника света S и расстояние b до точки наблюдения P много больше размеров зон Френеля, то (для небольших m) можно показать, что:



1). радиус внешней границы m -й зоны:

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

2). площадь m -й зоны:

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

- не зависит от m , т.е. **при небольших m площади зон Френеля примерно одинаковы.**

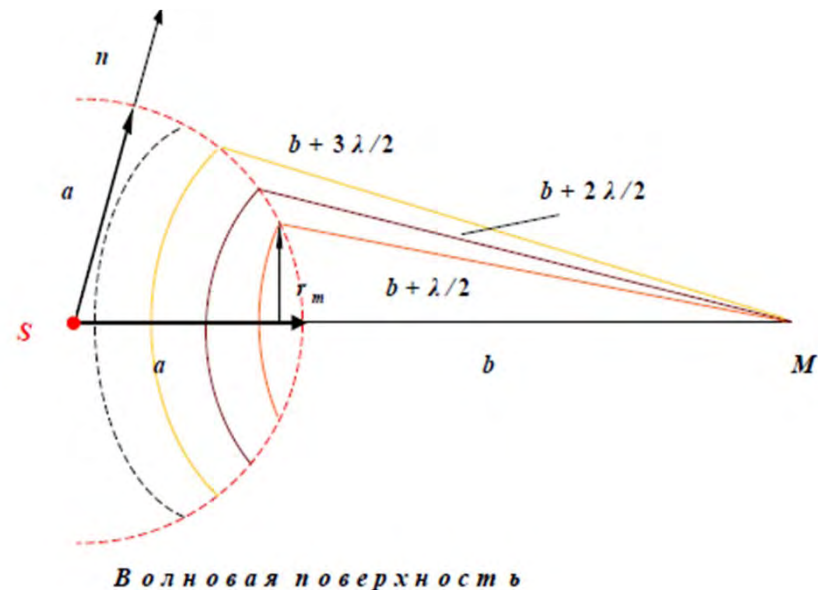
Зоны Френеля

Фазы колебаний, возбуждаемые соседними зонами, отличаются на π (т.е. **световые колебания от соседних зон гасят друг друга**). Поэтому амплитуда A результирующего колебания в точке P может быть представлена в виде

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

С ростом порядкового номера зоны (m), интенсивность излучения в направлении точки M уменьшается:

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots > A_m \dots,$$



Зоны Френеля

Итак, амплитуды $A_1, A_2, \dots$, полученные от отдельных зон Френеля, в точке наблюдения P представляют собой **монотонно убывающую последовательность**

$$A_1 > A_2 > A_3 \dots > A_m \dots,$$

Причем можно показать, что для зон Френеля выполняется:

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

Тогда

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

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

Зоны Френеля

$$1). \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} = \left(\frac{A_1}{2} + \frac{A_3}{2} \right) - A_2 = A_2 - A_2 = 0$$

$$2). \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} = \left(\frac{A_3}{2} + \frac{A_5}{2} \right) - A_4 = A_4 - A_4 = 0$$

$\Rightarrow$

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

.....

т.е. амплитуда результирующего колебания в произвольной точке P определяется действием только половины центральной зоны Френеля.

Действие всей волновой поверхности сводится к действию ее малого участка меньшего чем размер центральной зоны

Зоны Френеля

Для первой зоны ($m=1$) легко вычислить r_1 . Он оказывается малым:

$$a = b = 10\text{cm}, \quad \lambda = 0.16\text{мкм}$$



$$r_1 = 0.16\text{нм}$$

Зоны Френеля

С учетом $A = \frac{A_1}{2}$ можно сказать, что распространение света от S к P происходит так, будто световой поток с амплитудой $\frac{A_1}{2}$ распространяется вдоль SP внутри узкого канала, другими словами, *прямолинейно*.

Если на пути световых волн поставить пластинку, которая **перекрывает все четные или нечетные зоны** (**амплитудная зонная пластинка**), то интенсивность света в точке P резко возрастает:

$$\left\{ \begin{array}{l} A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots \\ \text{или} \\ A = A_2 + A_4 + A_6 + \dots \end{array} \right.$$

Пластинка,
перекрывающая
четные зоны



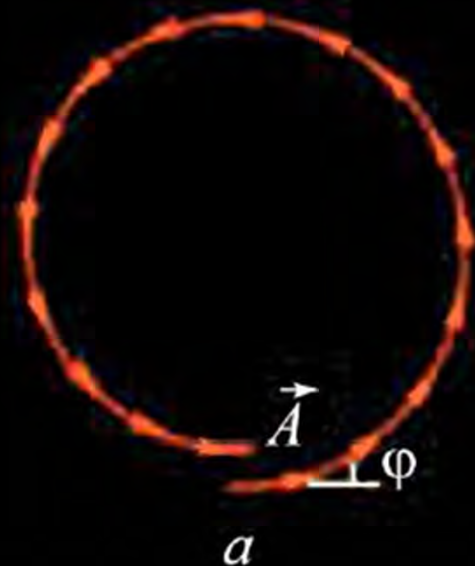
Еще большего эффекта можно достичь, изменяя фазу колебаний от четных или нечетных зон на π – **фазовая зонная пластинка** (варьируется толщина пластинки).

По сравнению с амплитудной фазовая зонная пластинка дает дополнительное увеличение амплитуды в 2 раза, интенсивности в 4 раза.

Векторная диаграмма.

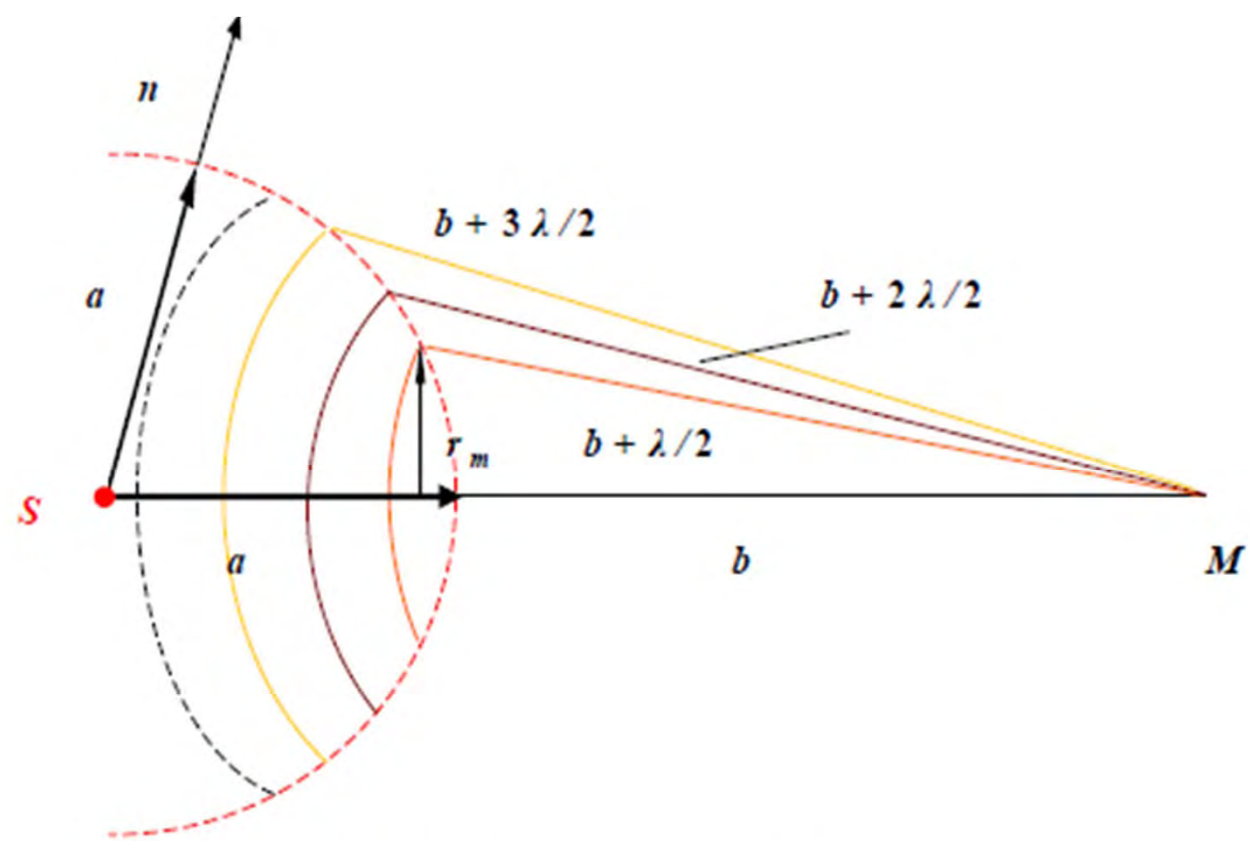
Каждая зона Френеля разбивается на кольцевые подзоны. Колебание, создаваемое в точке наблюдения P каждой из подзон, изображается вектором $\vec{A}$, длина которого равна амплитуде колебаний, а угол φ дает начальную фазу колебания.

- Амплитуда колебаний медленно убывает при переходе от подзоны к подзоне.
- Каждое последующее колебание отстает по фазе от предыдущего на одну и ту же величину.



a — векторная диаграмма, полученная при сложении таких векторов;

b — вид векторной диаграммы (спираль, вьющаяся вокруг фокуса) при стремлении ширины подзон к нулю.



Волновая поверхность

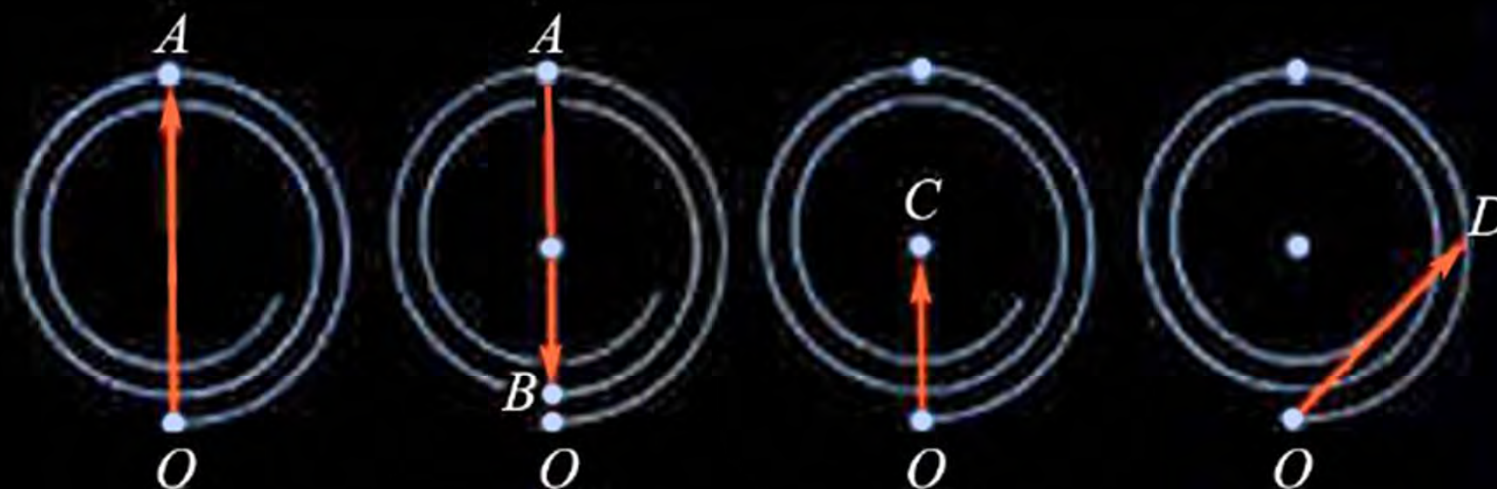
Зоны Френеля и векторные диаграммы

OA – вектор, изображающий колебания, возбуждаемые в точке P первой зоной Френеля,

AB – второй зоной;

OC соответствует колебанию, создаваемому всей волновой поверхностью,

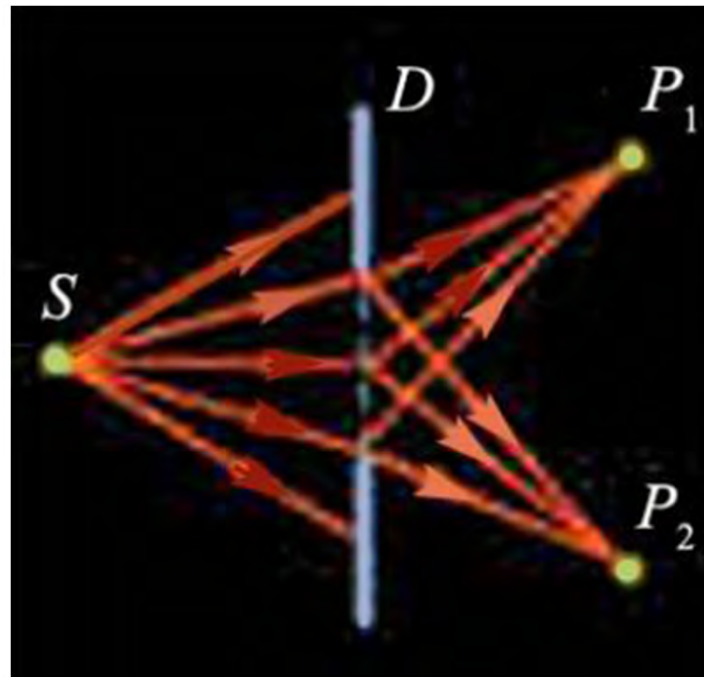
OD - половиной первой зоны Френеля.



Амплитуда A , создаваемая всей волновой поверхностью, равна половине амплитуды A_1 , создаваемой одной центральной зоной:

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

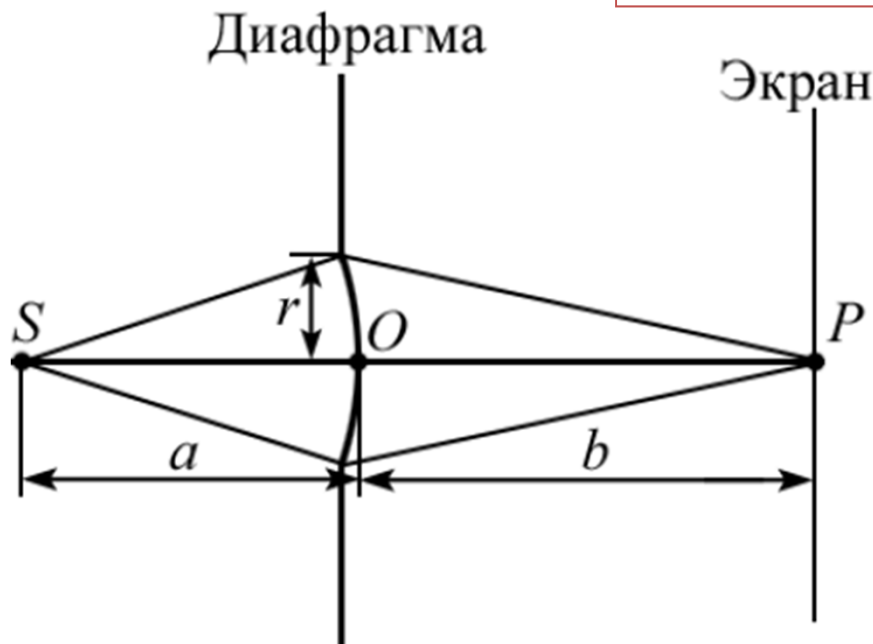
Дифракция Френеля
(дифракция в расходящихся лучах)
от простейших преград



Дифракция Френеля на круглом отверстии

Амплитуда результирующего колебания в точке Р зависит от числа зон Френеля m , открываемых отверстием.

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



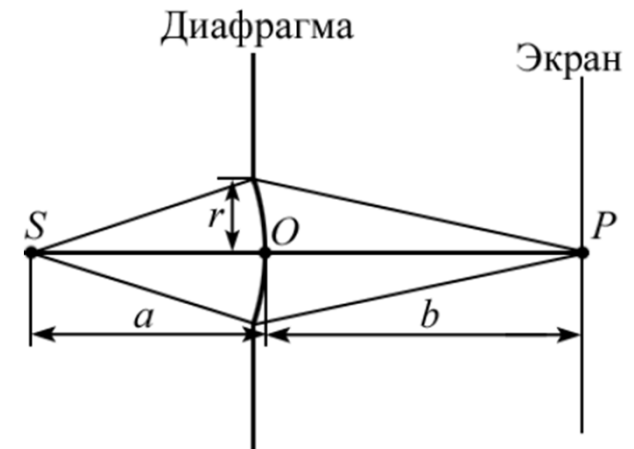
Амплитуда в точке Р:

$$A = \begin{cases} \frac{A_1 + A_m}{2} & (m - \text{неч.}) \\ \frac{A_1 - A_m}{2} & (m - \text{четн.}) \end{cases}$$

Дифракция Френеля на круглом отверстии

Открыта 1 зона: $m = 1$, если на пути света поставить экран с отверстием

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



то **амплитуда** в точке P будет $A = A_1$, т.е. в **2 раза** больше, чем без экрана, т.к.

влияние других зон Френеля устраняется экраном.

Интенсивность света больше **в 4 раза!!!**

Дифракция Френеля на круглом отверстии

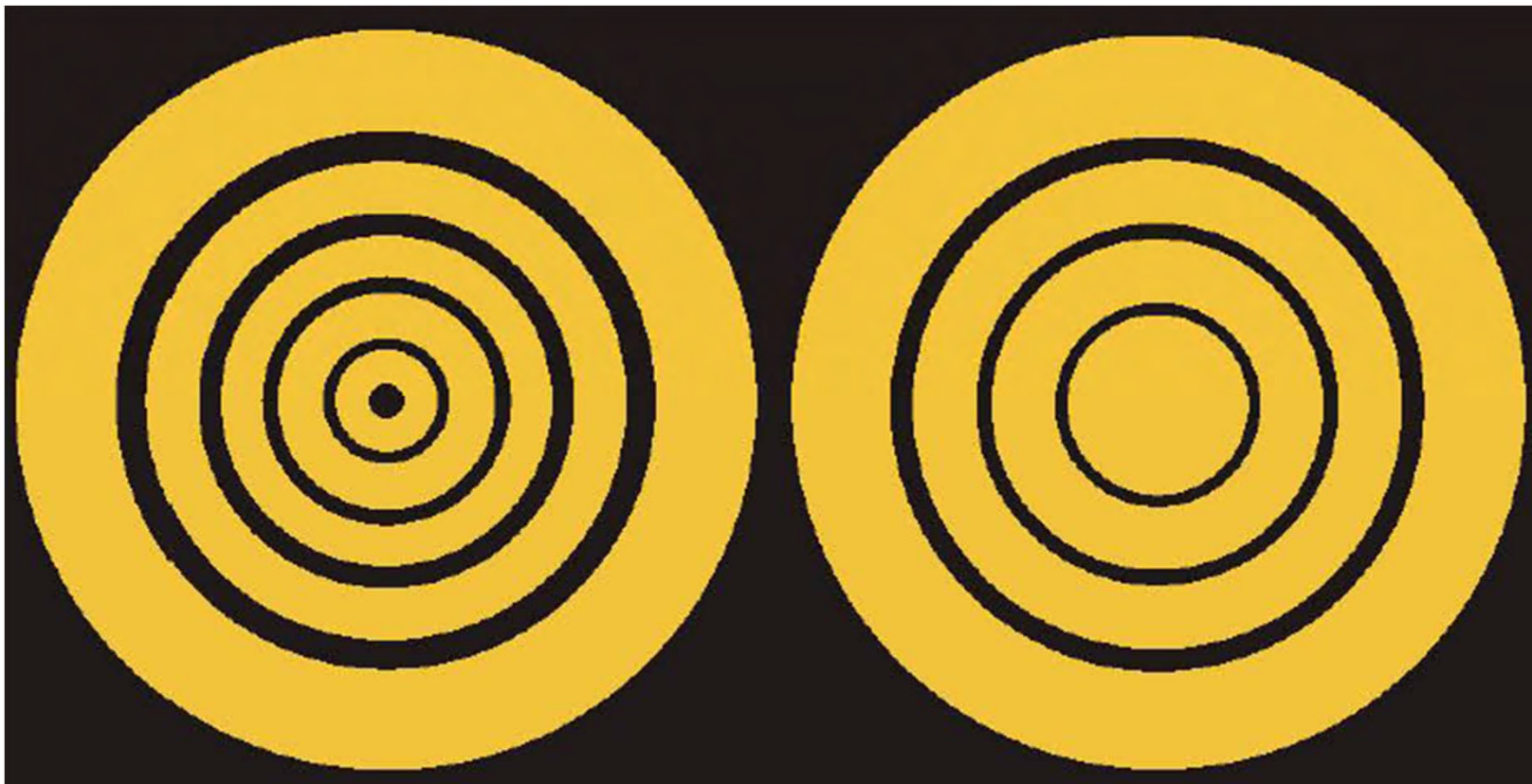
Открыты 2 зоны ($m=2$):

$$A = A_1 - A_2 \approx 0$$

$$A = \begin{cases} \frac{A_1 + A_m}{2} & (m - \text{неч.}) \\ \frac{A_1 - A_m}{2} & (m - \text{четн.}) \end{cases}$$

- Четное число зон m : в центре темное пятно.
- Нечетное число зон m : в центре светлое пятно.

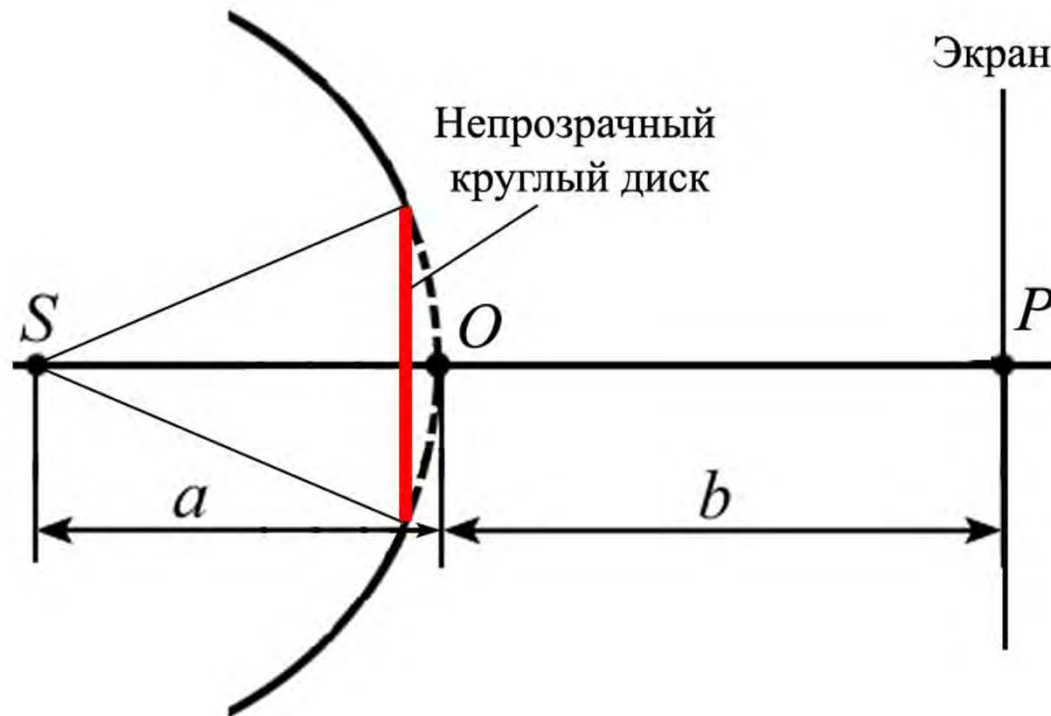
Дифракция Френеля на круглом отверстии



Открыто четное
число зон

Открыто нечетное
число зон

Дифракция на круглом диске, закрывающем m зон Френеля



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



Каким бы ни был диаметр диска, в центре P его геометрической тени всегда наблюдается максимум равный $1/2$ амплитуды первой открытой зоны Френеля – *пятно Пуассона*.

Если диск закроет m первых зон Френеля, амплитуда в точке P равна

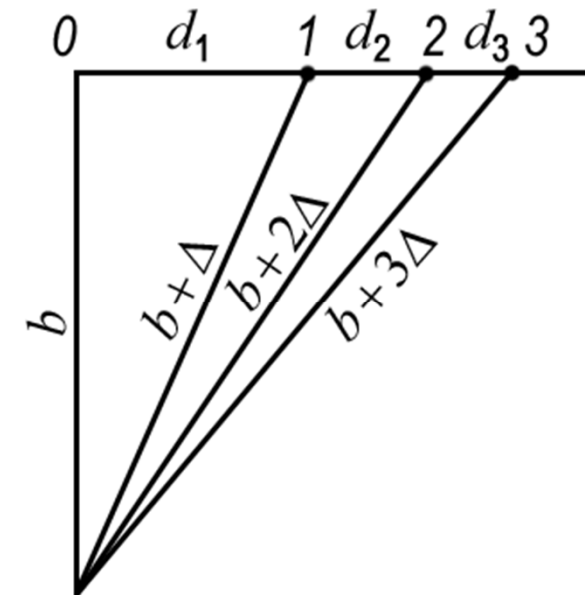
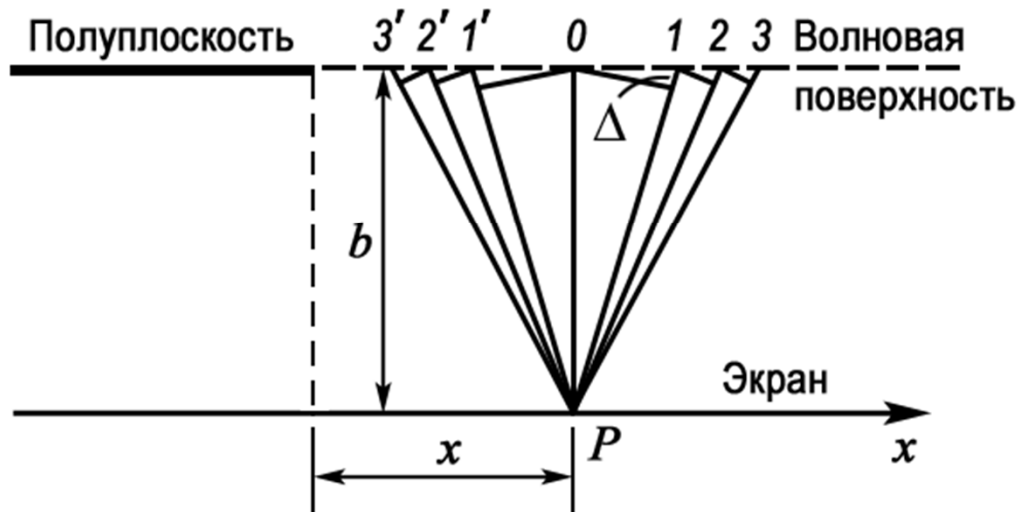
$$A = \frac{A_{m+1}}{2}$$

Дифракция от прямолинейного края полуплоскости

В этом случае удобно разбивать волновой фронт не на *кольцеобразные зоны*, или *зоны Френеля*, а на *полосатые зоны*, или *зоны Шустера*:

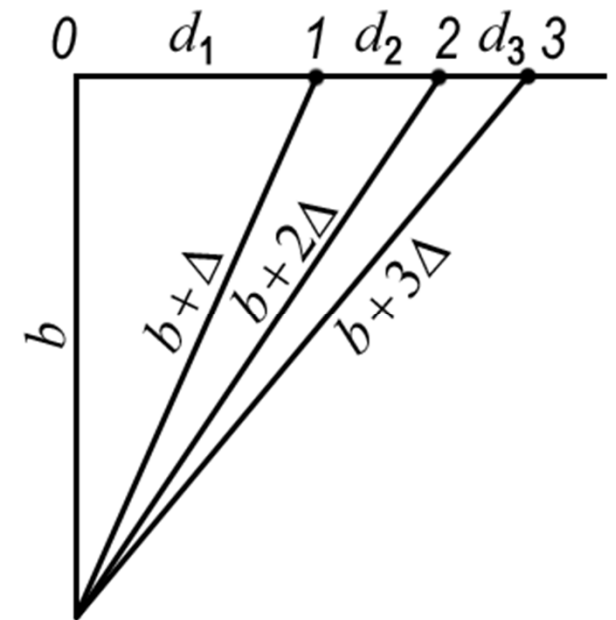
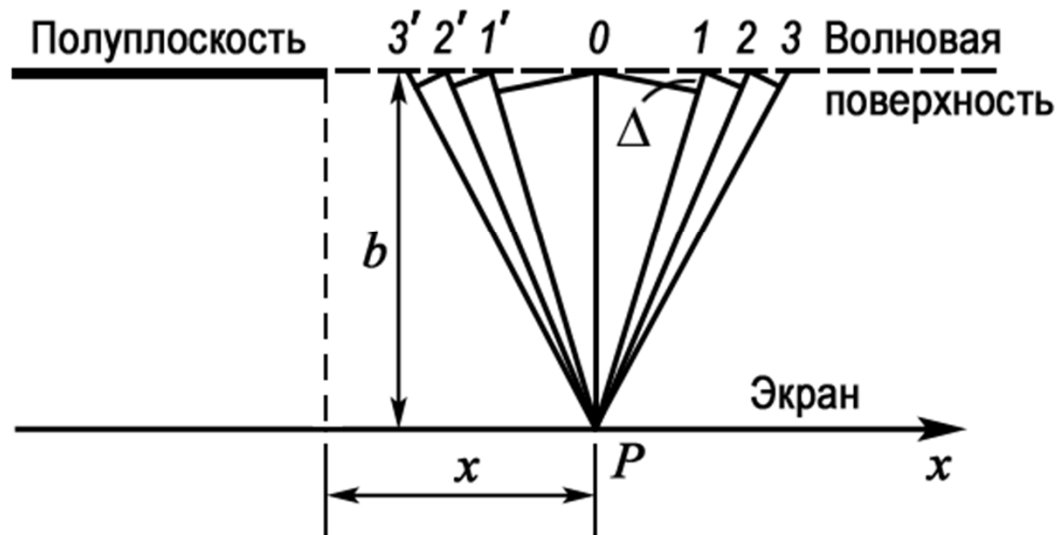
Пусть имеется плоская световая волна, падающая на непрозрачную полуплоскость (ее положение совпадает с одной из волновых поверхностей).

Открытая часть волновой поверхности разбивается на зоны, имеющие вид очень узких прямолинейных полосок, параллельных краю полуплоскости.



Ширина зон: отсчитанные в плоскости рисунка расстояния от точки P до краев любой зоны отличаются на одинаковую величину $\Delta = \lambda/2$ (тогда колебания, создаваемые в точке P соседними зонами, будут отличаться по фазе на постоянную величину).

Зоны с номерами t и t' имеют одинаковую ширину и расположены относительно точки P симметрично (**создаваемые ими в P колебания совпадают по амплитуде и фазе**).



Зависимость амплитуды от номера зоны m :

Можно показать, что

$$d_m = d_1 \left(\sqrt{m} - \sqrt{m-1} \right)$$

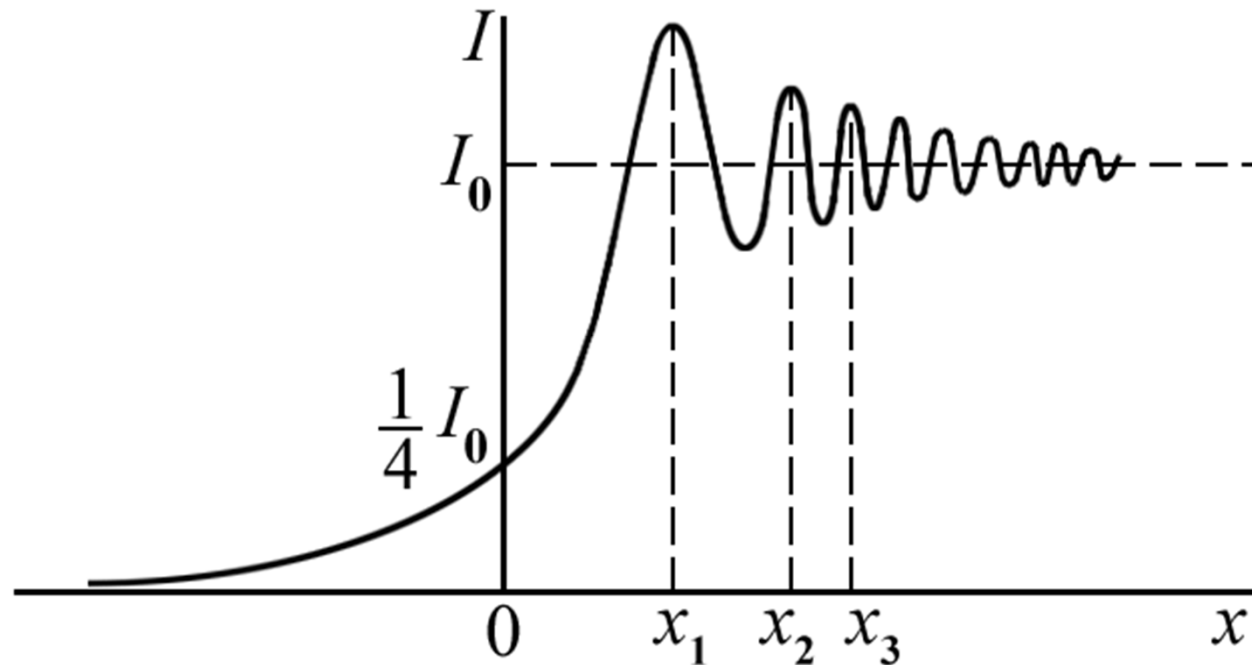
Расчет дает следующие отношения:

$$d_1 : d_2 : d_3 : d_4 : \dots = 1 : 0,41 : 0,32 : 0,27 : \dots$$

В таких же соотношениях находятся и площади зон.

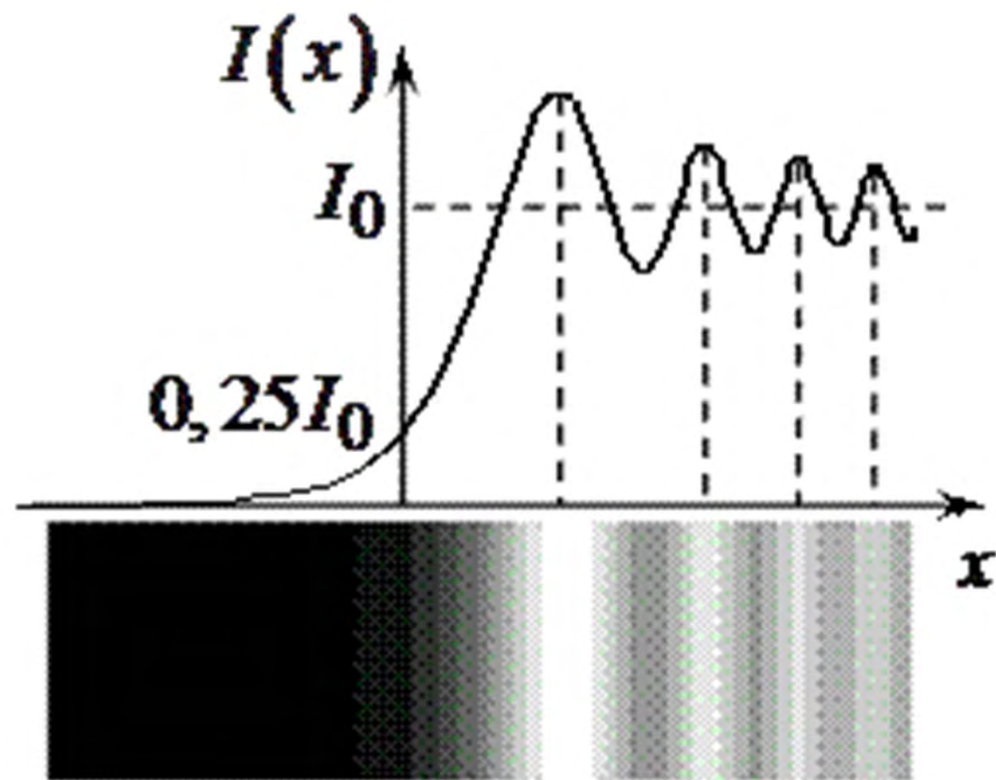
Это означает, что амплитуда колебаний, создаваемых в точке P отдельными зонами, **вначале (для первых зон) убывает очень быстро, затем это убывание становится медленным.**

Зависимость интенсивности света I от координаты x



На границе геометрической тени I составляет $\frac{1}{4} I_0$, получающейся на экране в отсутствие преград.

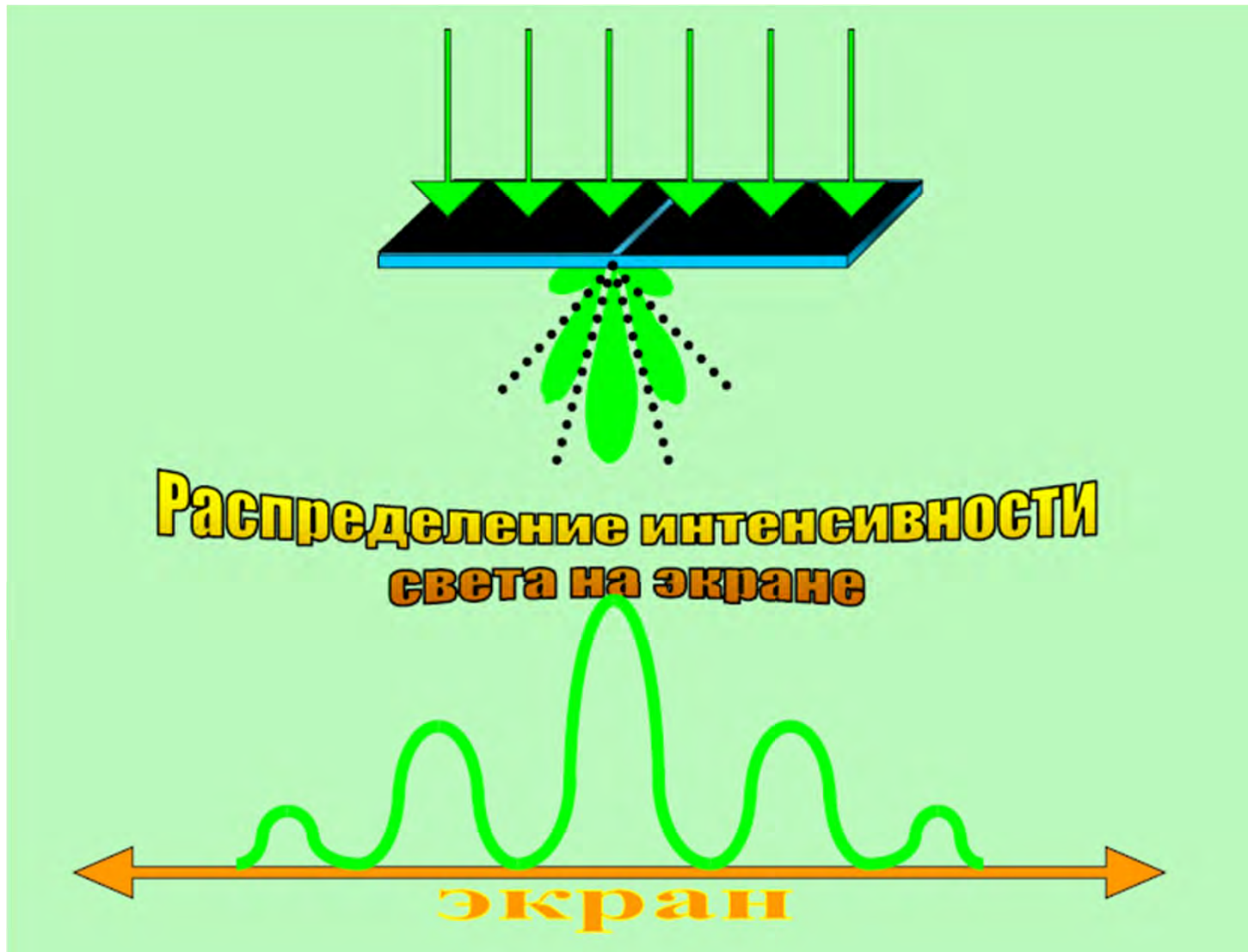
При переходе в область геометрической тени интенсивность меняется не скачком, а постепенно стремится к нулю. Справа от границы геометрической тени расположен ряд чередующихся максимумов и минимумов интенсивности.



Дифракционная картина от края полуплоскости

Дифракция Фраунгофера

(дифракция плоских световых волн, дифракция в параллельных лучах)



Дифракция Фраунгофера

Рассмотрим плоскую световую волну, падающую на щель:

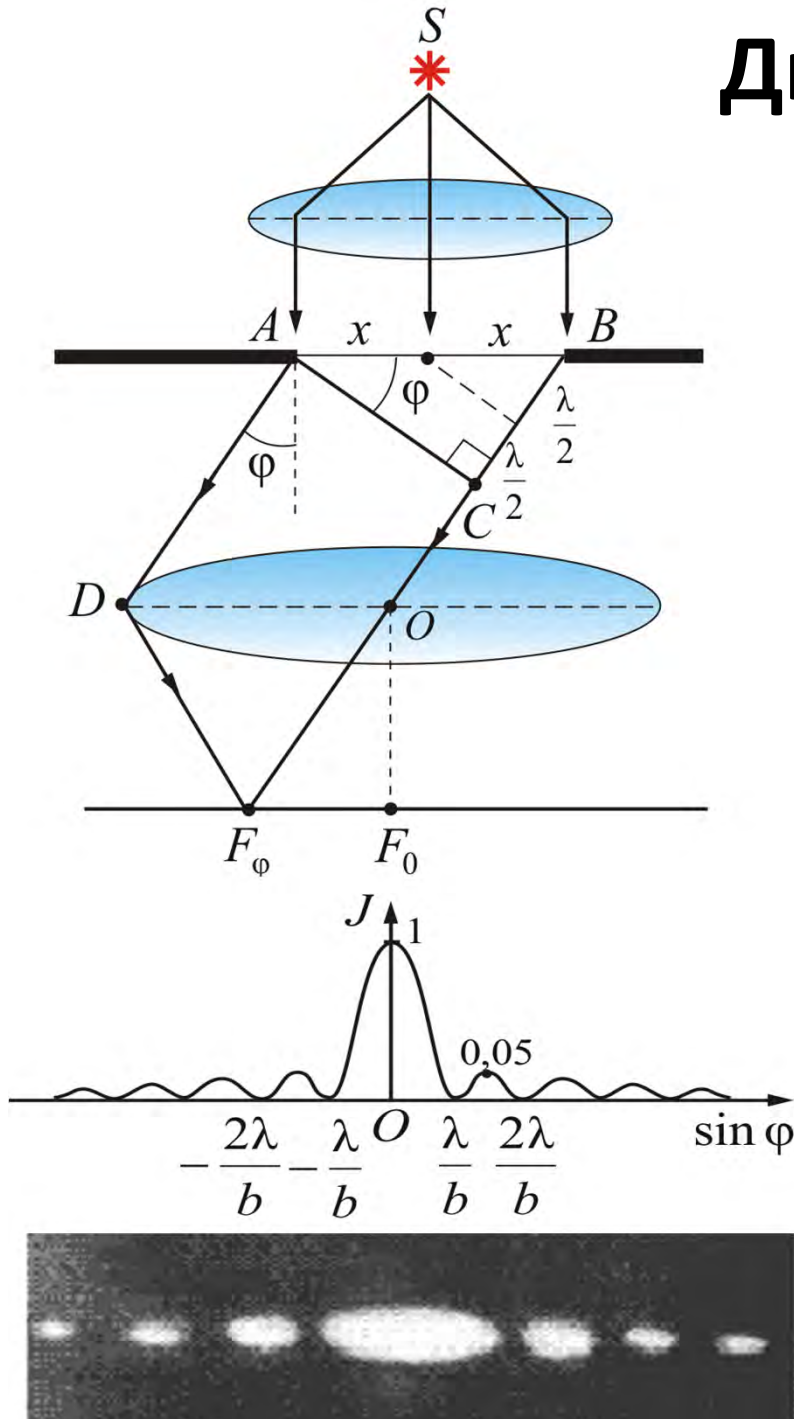
разность хода лучей, идущих от краев щели

$$\Delta = b \sin \varphi$$

Условие минимумов интенсивности:

$$b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (k = 1, 2, 3...)$$

Колебания от каждой пары соседних зон взаимно погашают друг друга – минимум интенсивности.

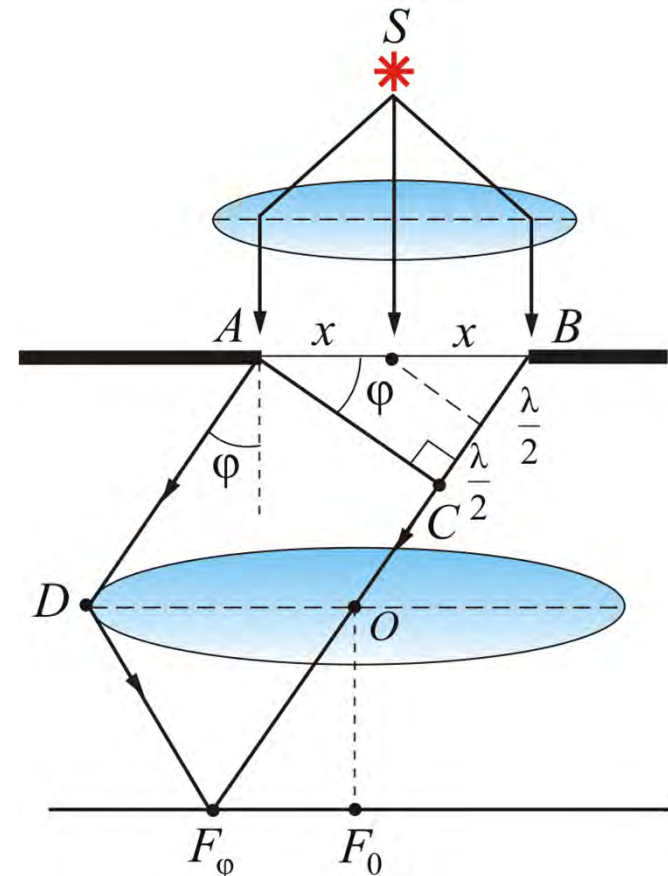


Дифракция Фраунгофера

Разобьем щель на зоны, разность хода от краев которых равна $\lambda/2$.

Следовательно, интерференция света от каждой пары соседних зон дает амплитуду световой волны $A=0$.

Число зон, располагающихся на щели шириной a , зависит от угла φ в направлении точки F .

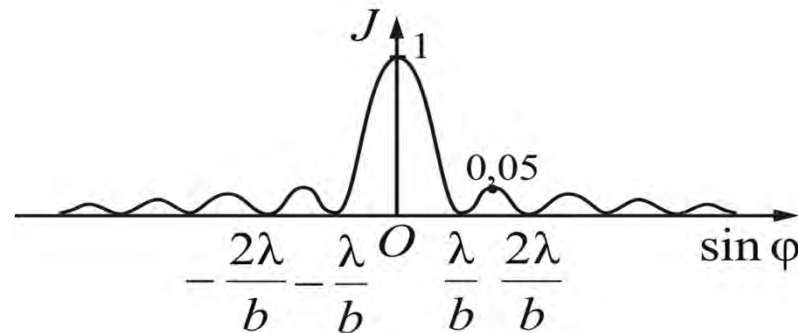


Дифракция Фраунгофера

Число зон нечетное: $\Delta = b \sin \varphi = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2}$

–дифракционный максимум в точке F, соответствующий действию одной некомпенсированной зоны.

$k=0,1,2,3...$

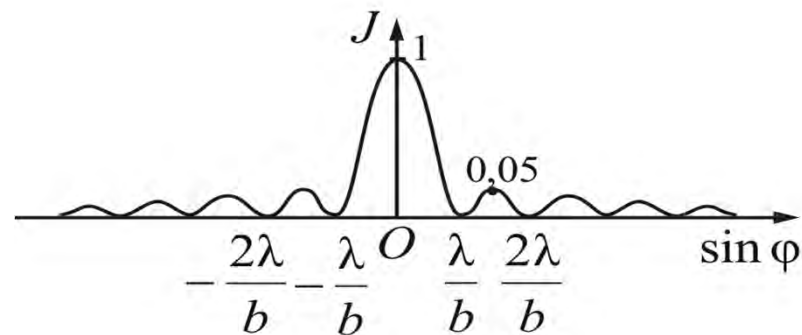
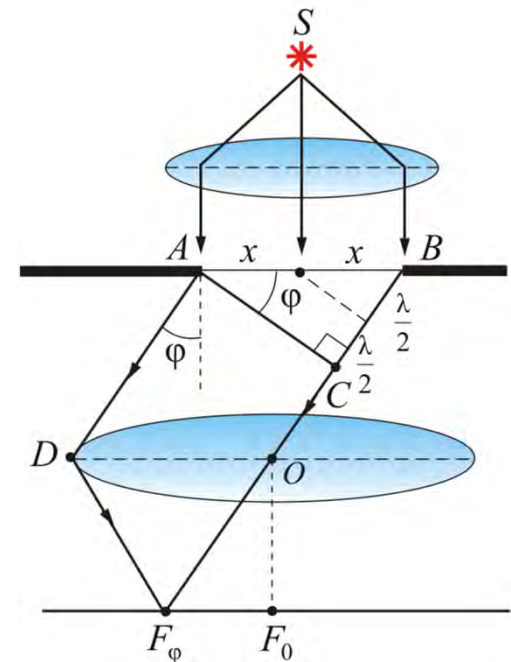


Число зон четное: $\Delta = b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$

–дифракционный минимум.

Дифракция Фраунгофера

В направлении $\varphi=0$ оптическая разность хода $\Delta=0$, т.е. в этом направлении щель действует, как одна зона Френеля, и в центре экрана интенсивность света максимальная, в точке F_0 наблюдается *центральный дифракционный максимум*.



Дифракция Фраунгофера

Интенсивность света

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)}{\left(\pi \frac{b \sin \varphi}{\lambda} \right)^2}$$

I_{φ} – интенсивность в точке, определяемой углом φ ;

I_0 – интенсивность в центре дифракционной картины ($\varphi = 0$)

В центральном максимуме сосредоточена основная доля светового потока, проходящего через щель:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = 1 : 0,05 : 0,02 : 0,008 : \dots$$

Дифракция Фраунгофера

Поскольку $\varphi_{\text{max.}} = f(\lambda)$, то наблюдается дифракционный спектр – распределение интенсивности на экране зависит от угла φ и от длины волны λ . Основная часть энергии сосредоточена в центральном максимуме, имеющем белый свет. Боковые максимумы радужно окрашены.

При $b \gg \lambda$ дифракционная картина исчезает, т.е. наблюдается прямолинейное распространение света.

Количественный критерий определения вида дифракции:

Характер дифракции зависит от значения параметра

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

b - ширина щели;

l - расстояние от щели до экрана;

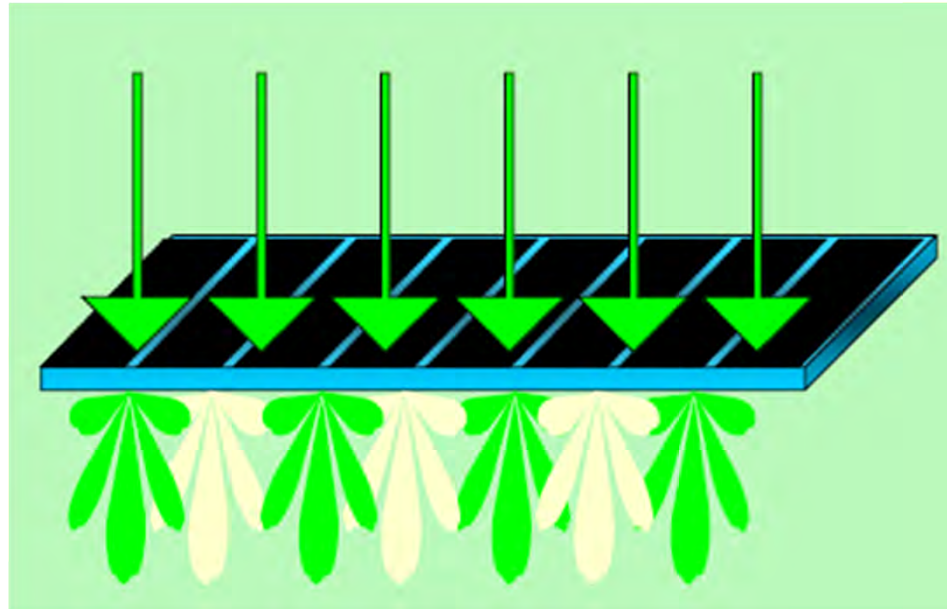
λ - длина волны.

С увеличением ширины щели b положения минимумов сдвигаются к центру, центральный максимум становится резче.

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{b}$$



Дифракционная решетка

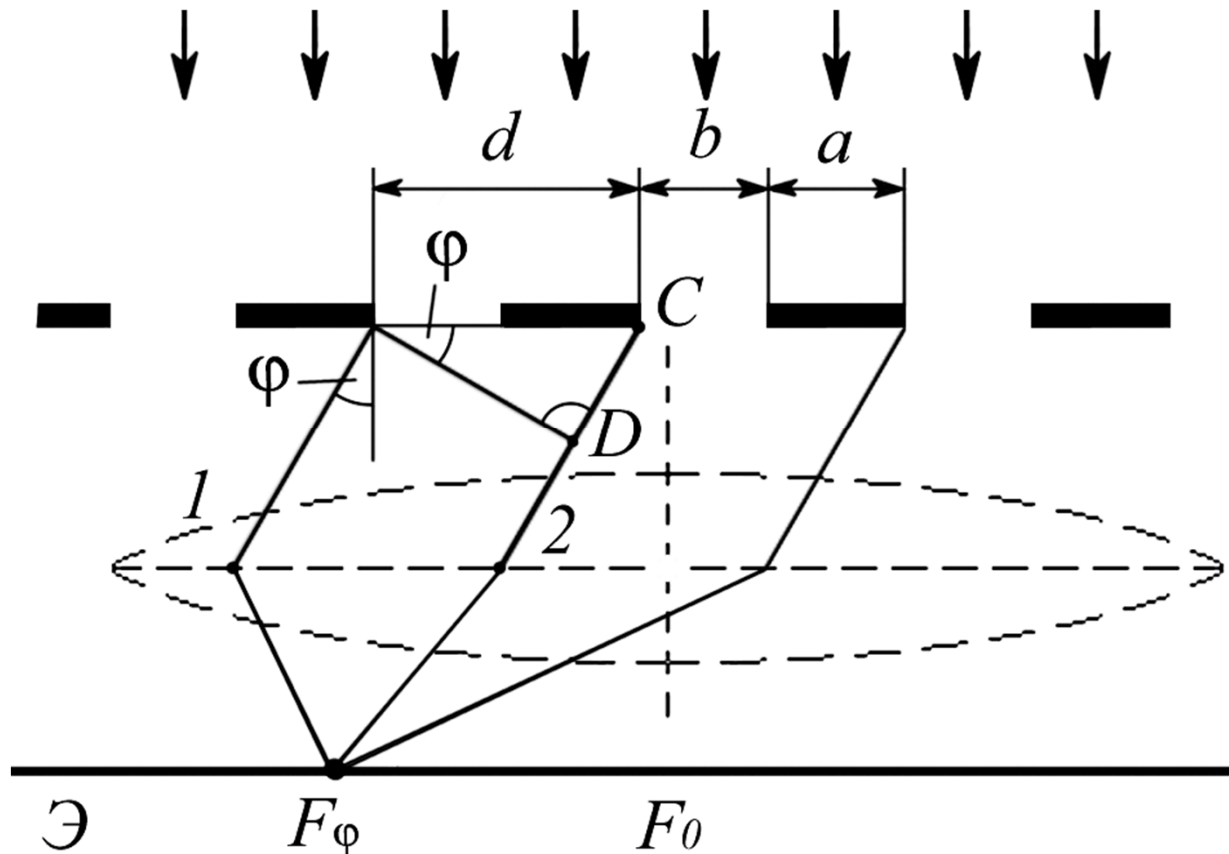


Дифракционная решетка представляет собой совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей.

В дифракционной решетке осуществляется ***многолучевая интерференция когерентных дифрагированных пучков света, идущих от всех щелей.***

Дифракционная решетка

Рассмотрим нормальное падение на решетку плоской световой волны:



b – ширина щели
решетки;

a – расстояние между
щелями;

φ – угол дифракции.

Разности хода лучей,
идущих от соседних
щелей, одинаковы:

Постоянная (период) дифракционной решетки:

$$\Delta = b \sin \varphi$$

$$a + b = d$$

Дифракционная решетка

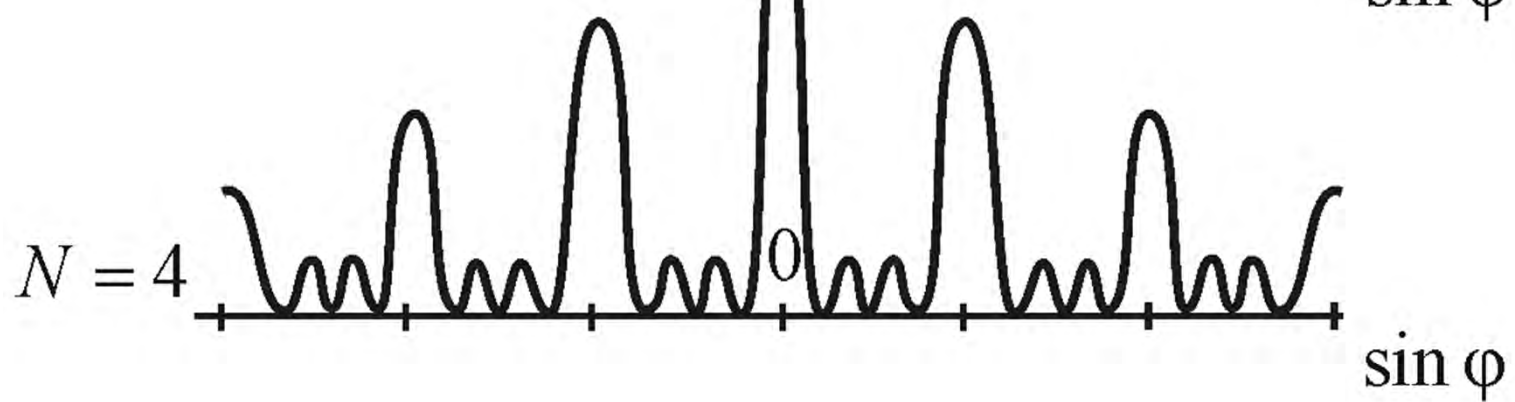
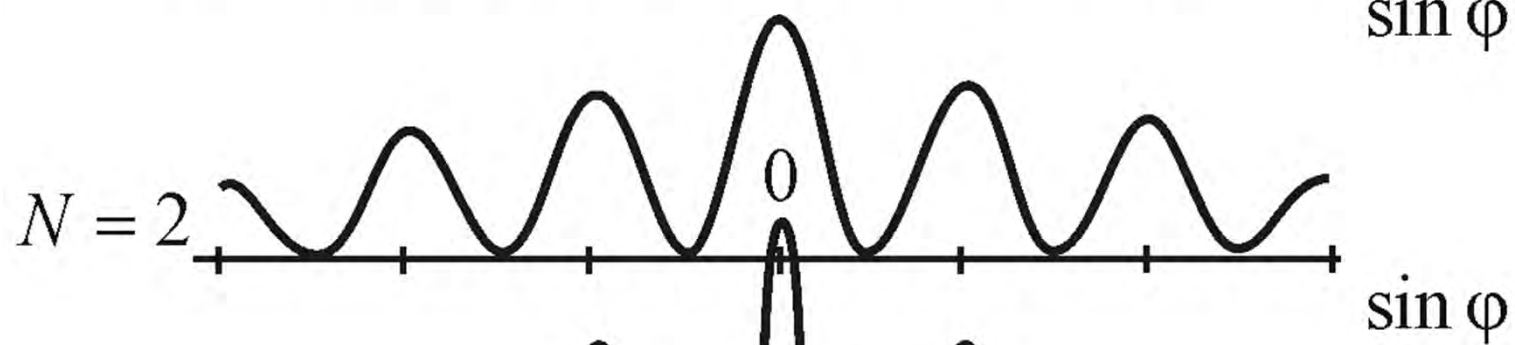
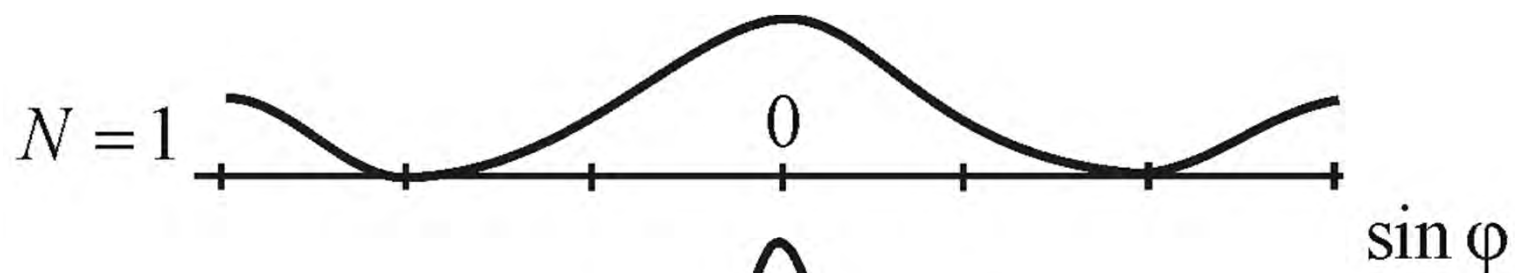
1). Условие **минимумов** для ДР не меняется (то же, что для щели):

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda \quad (m = 1, 2, 3...)$$

2). Помимо вышеуказанных минимумов в промежутках между соседними максимумами имеется **(N - 1) добавочных минимумов** (возникают в направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга).

Условие добавочных минимумов:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda \quad (m' = 1, 2, ..., N - 1, N + 1, ...)$$



Дифракционная решетка

Условие главных максимумов для ДР:

$$(a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda$$

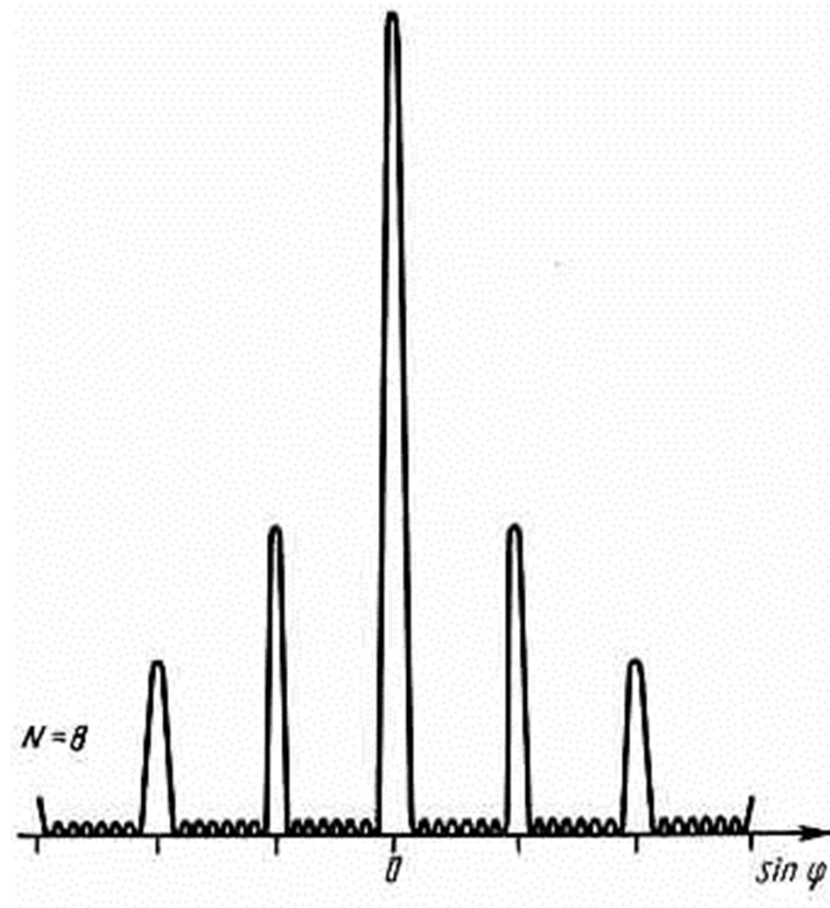
($m = 0, 1, 2 \dots$ - порядок главного максимума)

Связь интенсивности главных максимумов с интенсивностью, создаваемой в направлении φ одной щелью:

$$I_{\max} = N^2 I_{\varphi}$$

Дифракционная решетка

Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и более острыми будут максимумы



Дифракционная решетка

Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то из

$$(a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \pm m \lambda$$

следует, что число главных максимумов

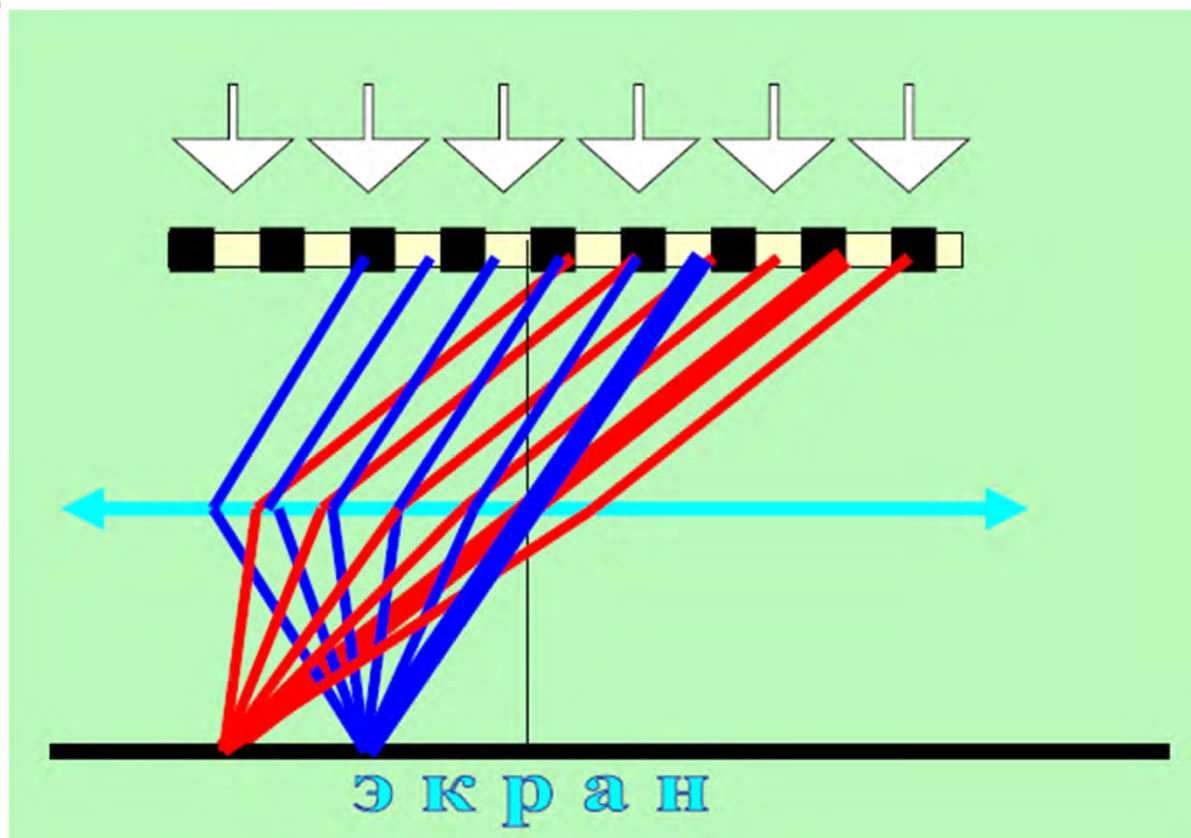
$$m \leq d / \lambda$$

определяется отношением периода решетки к длине волны.

ДР разлагает белый свет на составляющие, причем из формулы

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

видно, что свет с большей длиной волны (красный) отклоняется на **больший угол** (в отличие от призмы, где все происходит наоборот)



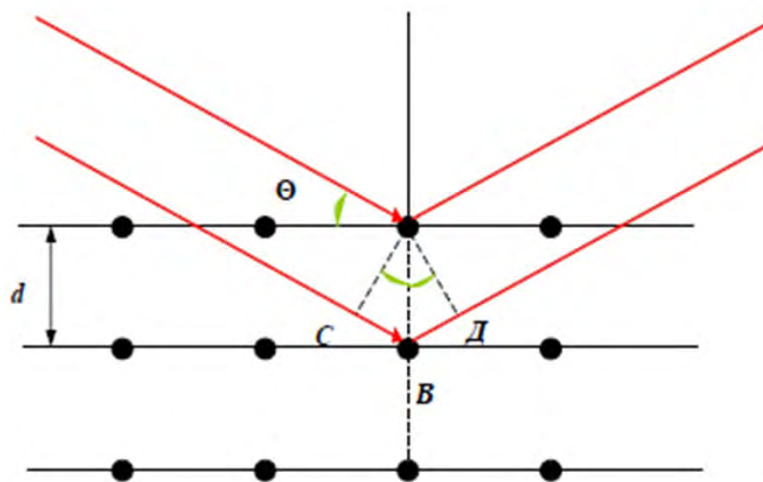
Дифракция на пространственной решетке.

1). Двумерная решетка - штрихи нанесены во взаимно перпендикулярных направлениях в одной и той же плоскости.

2). Пространственная трехмерная дифракционная решетка - такая оптически неоднородная среда, неоднородности которой периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.

Дифракция на пространственной решетке.

Примером пространственной дифракционной решетки может служить кристаллическая решетка твердого тела. Частицы, находящиеся в узлах этой решетки, играют роль упорядоченно расположенных центров, когерентно рассеивающих падающий на них свет.



Дифракция на пространственной решетке

Для наблюдения дифракционной картины необходимо, чтобы постоянная решетки была бы того же порядка, что и длина волны λ падающего излучения.

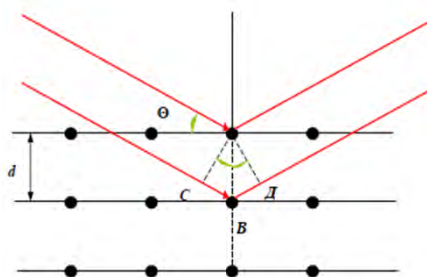
Постоянная кристаллической решетки твердых тел много меньше λ видимого света ($d \sim 5 \cdot 10^{-10}$ м, λ видимого света $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ м).

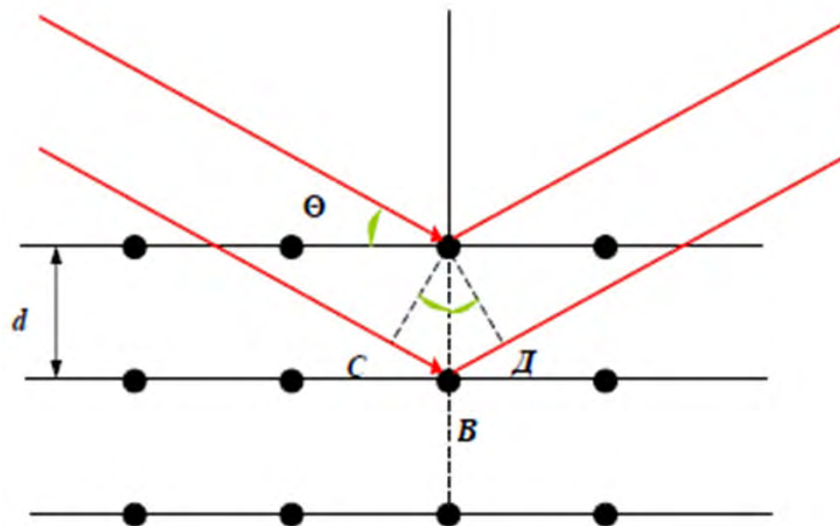
Следовательно, для видимого света кристаллы являются *оптически однородной средой*, т.е. свет распространяется в них «не замечая» её неоднородности и не испытывает дифракции.

Дифракция на пространственной решетке

Дифракция рентгеновских лучей

В то же время для рентгеновских лучей кристаллы представляют естественные дифракционные решетки. В кристаллах происходит интерференция рентгеновского излучения, зеркально отражающегося от системы параллельных плоскостей, которые проходят через узлы кристаллической решетки.





Разность хода лучей,
отражающихся от двух
соседних кристаллогра-
фических плоскостей

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

Максимум интенсивности наблюдается в нап्रा-
влениях, удовлетворяющих условию дифракци-
онных максимумов

$$2d \sin \Theta = m\lambda$$

– формула Вульфа-Брэггов, $m = 1, 2, \dots$ – порядок
дифракционного максимума; Θ -угол скольжения

Дифракция на пространственной решетке.

Дифракция рентгеновских лучей

Формула Вульфа — Брэггов используется при решении двух важных задач:

1. Рентгеноструктурный анализ

$$2d \sin \Theta = m\lambda$$

$$\Theta, m, \lambda \Rightarrow d$$

1а. Электронография и нейтронография
дифракция электронов и нейтронов

2. Рентгеновская спектроскопия

$$d, \Theta, m \Rightarrow \lambda$$

Дифракция на пространственной решетке.

Рассеяние света

Дифракция света может происходить в так называемых **мутных средах** с явно выраженными оптическими неоднородностями. К мутным средам относятся аэрозоли (облака, дым, туман), эмульсии, коллоидные растворы и т. д.,

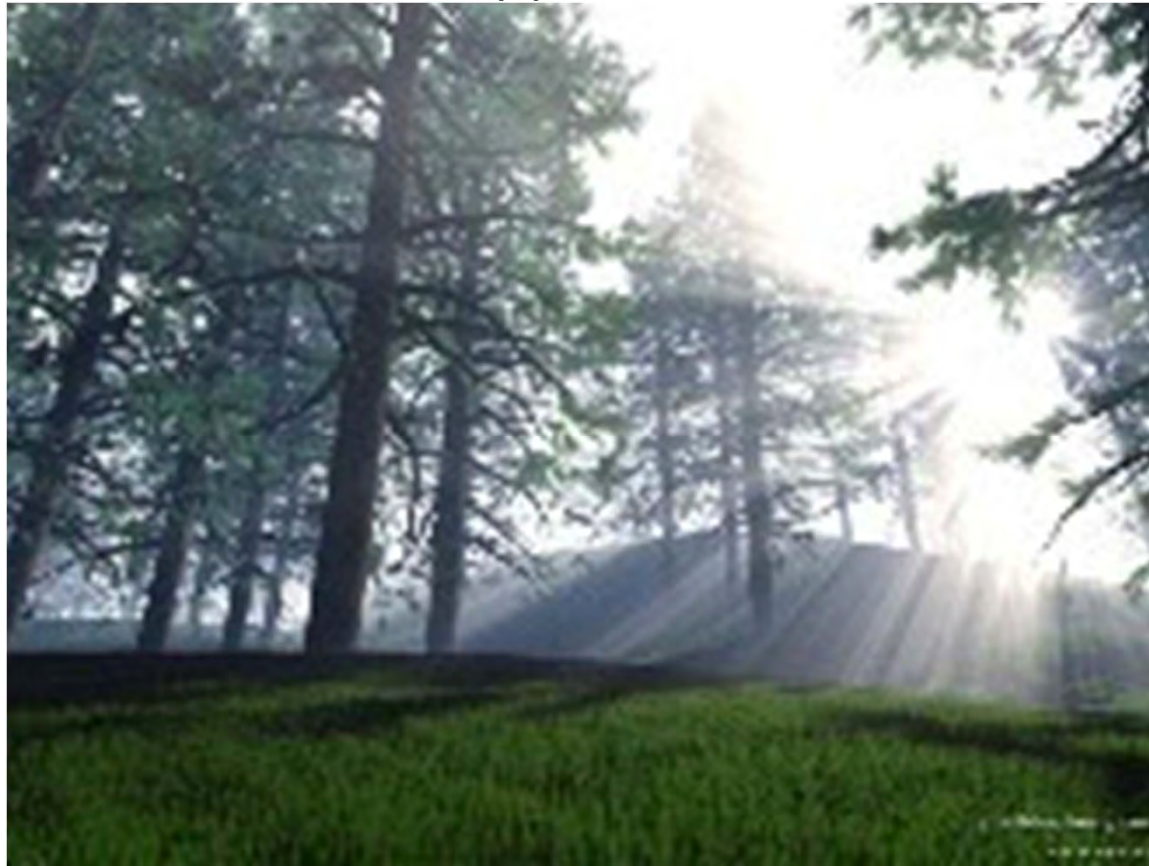
Свет, проходя через мутную среду, дифрагирует от беспорядочно расположенных микрон неоднородностей, давая равномерное распределение интенсивностей по всем направлениям, не создавая какой-либо определенной дифракционной картины. Происходит так называемое рассеяние света в мутной среде.



Рассеянный свет (туман)

Рассеяние света

Рассеяние света можно наблюдать также, например, когда узкий пучок солнечных лучей, проходя через запыленный воздух, рассеивается на пылинках и становится тем самым видимым.



Рассеяние света.

Рассеяние света (как правило, слабое) наблюдается также и в чистых средах, не содержащих посторонних частиц.

Л. И. Мандельштам объяснил рассеяние света в средах нарушением их оптической однородности, при котором показатель преломления среды не постоянен, а меняется от точки к точке. Польский физик М. Смолуховский указал, что причиной рассеяния света могут быть также флуктуации плотности, возникающие в процессе хаотического теплового движения молекул среды. **Рассеяние света в чистых средах, обусловленное флуктуациями плотности, анизотропии или концентрации, называется молекулярным рассеянием.**

Рассеяние света.

Молекулярным рассеянием объясняется, например, голубой цвет неба. Согласно закону Рэлея, интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна четвертой степени длины волны ($I \sim \lambda^{-4}$). Поэтому голубые и синие лучи рассеиваются сильнее, чем желтые и красные, обуславливая тем самым голубой цвет неба.



Рассеяние света.

По этой же причине свет, прошедший через значительную толщу атмосферы, оказывается обогащенным более длинными волнами (сине-фиолетовая часть спектра полностью рассеивается) и поэтому при закате и восходе Солнце кажется красным.



Рассеяние света.

Флуктуации плотности и интенсивность рассеяния света возрастают с увеличением температуры. Поэтому в ясный летний день цвет неба является более насыщенным по сравнению с таким же зимним днем.

