

# ОПТИКА

## Лекция 28.

### Тема: Дифракция света

Учебник:

*Трофимова Т.И.* Курс физики : учеб. пособ. для вузов / Т. И. Трофимова. - М.: Академия, 2007.- с. **331-347**.

к.ф.-м.н.  
Куручкин А.  
Р

## **Дифракция света** –

это совокупность явлений,  
наблюдаемых при распространении света  
**сквозь малые отверстия или**  
**вблизи границ непрозрачных тел,**  
обусловленных **волновой природой света.**

**Дифракция** – отклонение волны от  
прямолинейного распространения. Волна  
огибает край препятствия и заходит в область  
геометрической тени.

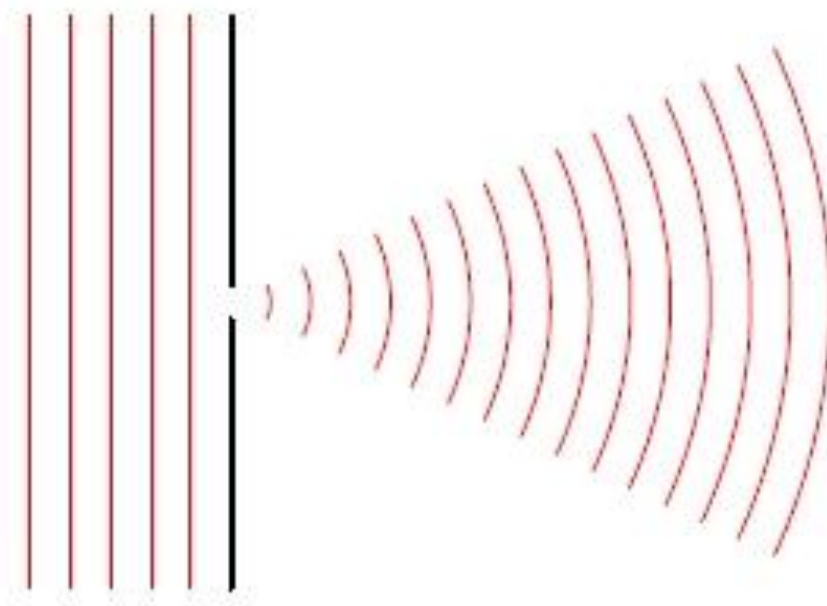
# Особенности физической природы интерференции и дифракции

- **интерференцией волн** принято называть перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых конечным числом дискретных когерентных источников.
- **дифракцией** принято называть перераспределение интенсивности, возникающее в результате суперпозиции волн, возбуждаемых когерентными источниками, расположенными непрерывно.

Поэтому говорят, например, об  
**интерференционной картине**  
от **двух узких щелей**

И

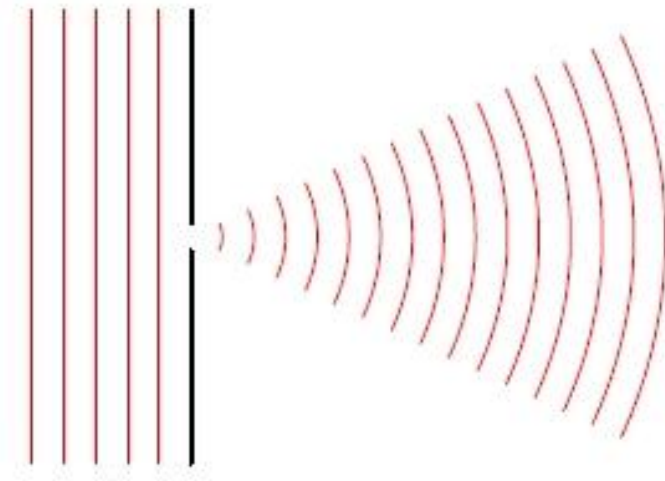
о **дифракционной картине**  
от **одной щели.**



**Дифракция на щели**

# Особенности возникновения дифракции на щели

1. **Дифракционные явления** выражены тем отчетливее, чем **меньше препятствие**.
2. **Дифракция** наиболее существенна в тех случаях, когда размер препятствия **меньше или порядка длины волны**.
3. Чем **больше** отношение  $\lambda/a$ , тем **расходимость** волны будет **больше**.



$a$  – ширина щели,  
 $\lambda$  – длина световой волны.

**Пояснение пункта №2.** Чтобы зафиксировать **отклонение** световых лучей **от прямолинейного распространения**, экран должен находиться далеко.

**Например:**

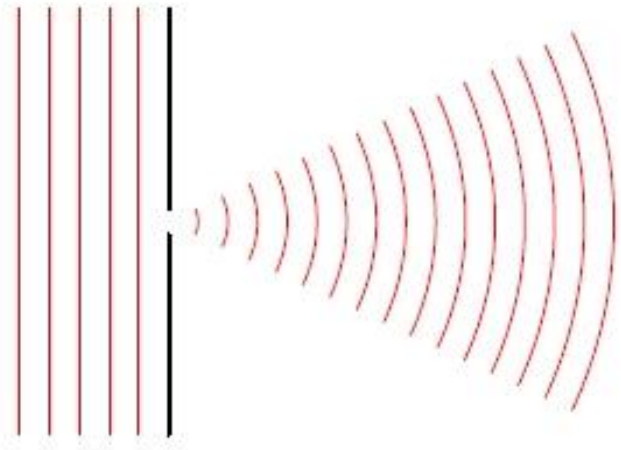
$$\lambda = 500 \text{ нм}, a = 0,5 \text{ мм} \Rightarrow$$

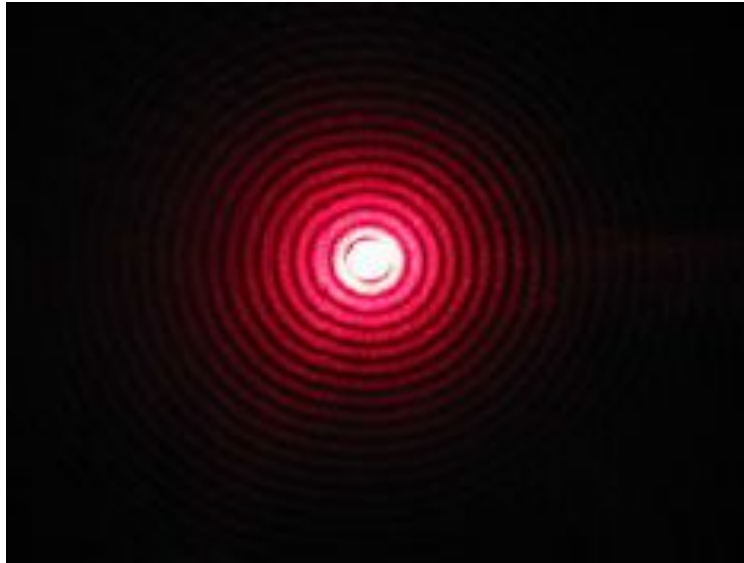
$$\frac{\lambda}{a} = 0,001 \approx 0,057^\circ.$$

$$1 \text{ рад} \approx 57^\circ; 1^\circ \approx 0,017 \text{ рад}$$

*a* – ширина щели,

*λ* – длина световой волны





Дифракция лазерного  
луча на отверстии  
шириной  $a = 2 \text{ мм}$

**Что мы наблюдаем?**

Мы наблюдаем **дифракционную картину**,  
представляющую собой

чередующиеся светлые и темные кольца,

которые являются

**максимумами и минимумами интерференции.**



# Принцип Гюйгенса

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

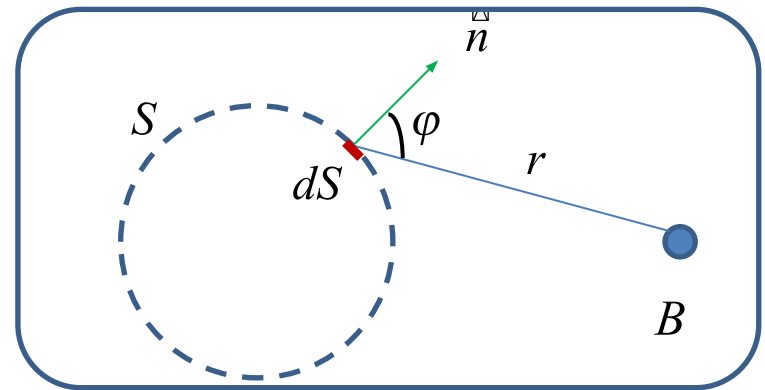
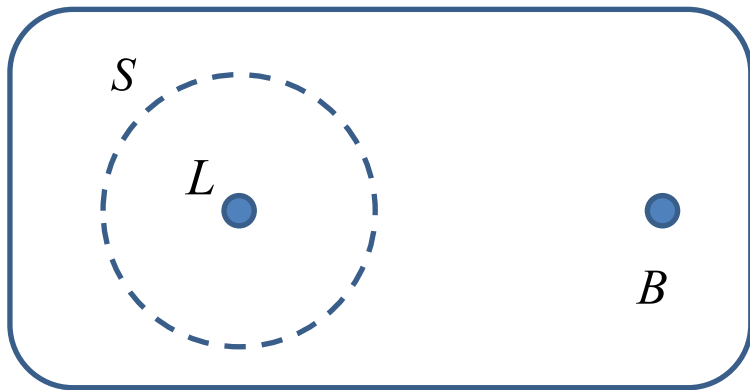


Френель  
Огюстен  
Жан

(1788 – 1827)

## Принцип Гюйгенса-Френеля

1. Каждый элемент волновой поверхности  $S$  служит источником вторичных волн.
2. Амплитуда  $A$  вторичных волн пропорциональна величине элемента волновой поверхности  $dS$ .
3. Амплитуда вторичных волн зависит от угла наклона  $\varphi$  между нормалью к существующему участку вспомогательной поверхности и направлением в точку, для которой ведётся вычисление.
4. Все вторичные волны являются когерентными ввиду общности их происхождения от первичного источника.
5. Волновой процесс в окружающем пространстве есть результат интерференции вторичных волн.

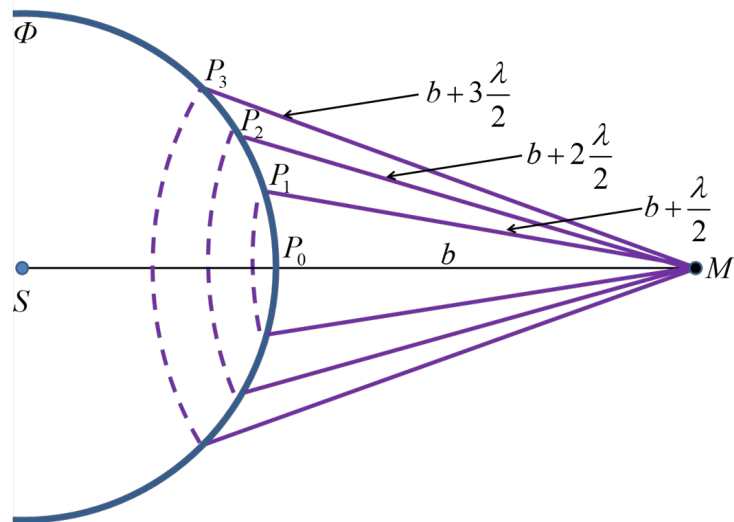


1. Окружим источник  $L$  воображаемой замкнутой поверхностью произвольной формы  $S$ .
2. Устраним источник  $L$ , а поверхность  $S$  будем рассматривать как светящуюся поверхность.
3. Излучение каждого элемента  $dS$  представим в виде сферической волны, приносящей колебания в точку  $B$ .

$$\xi(r, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

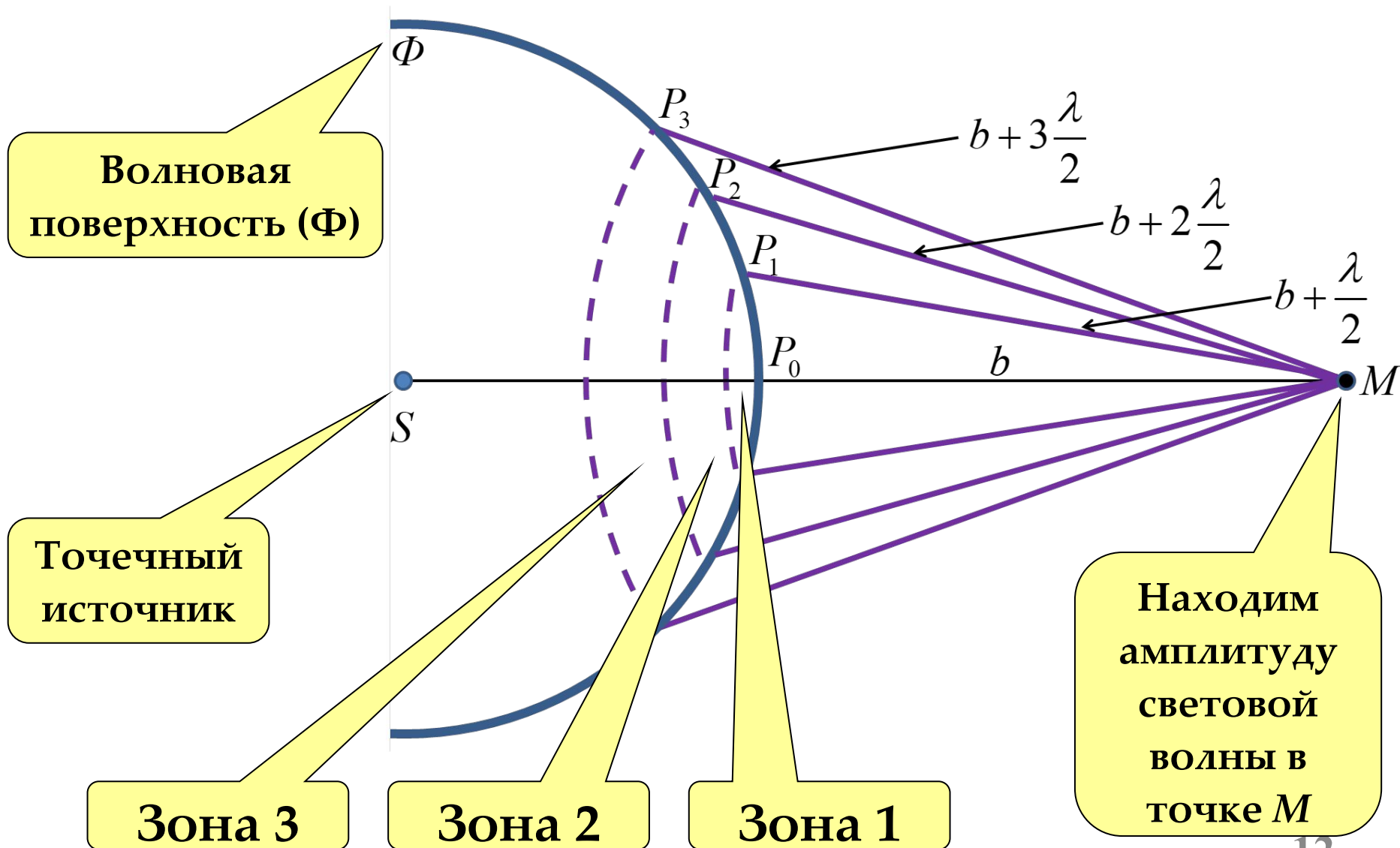
4. Амплитуды сферических волн  $A_0$ , будем считать пропорциональными элементам  $dS$ .
5. Фазы всех вспомогательных источников  $dS$  определяются возмущением, идущим из  $L$ , то они строго согласованы между собой, следовательно, вспомогательные источники  $dS$  когерентны.
6. Вычисляя результаты интерференции волн, посылаемые вспомогательными источниками, мы можем перейти к значению амплитуды (интенсивности) в точке  $B$ .

# Метод Зон Френеля



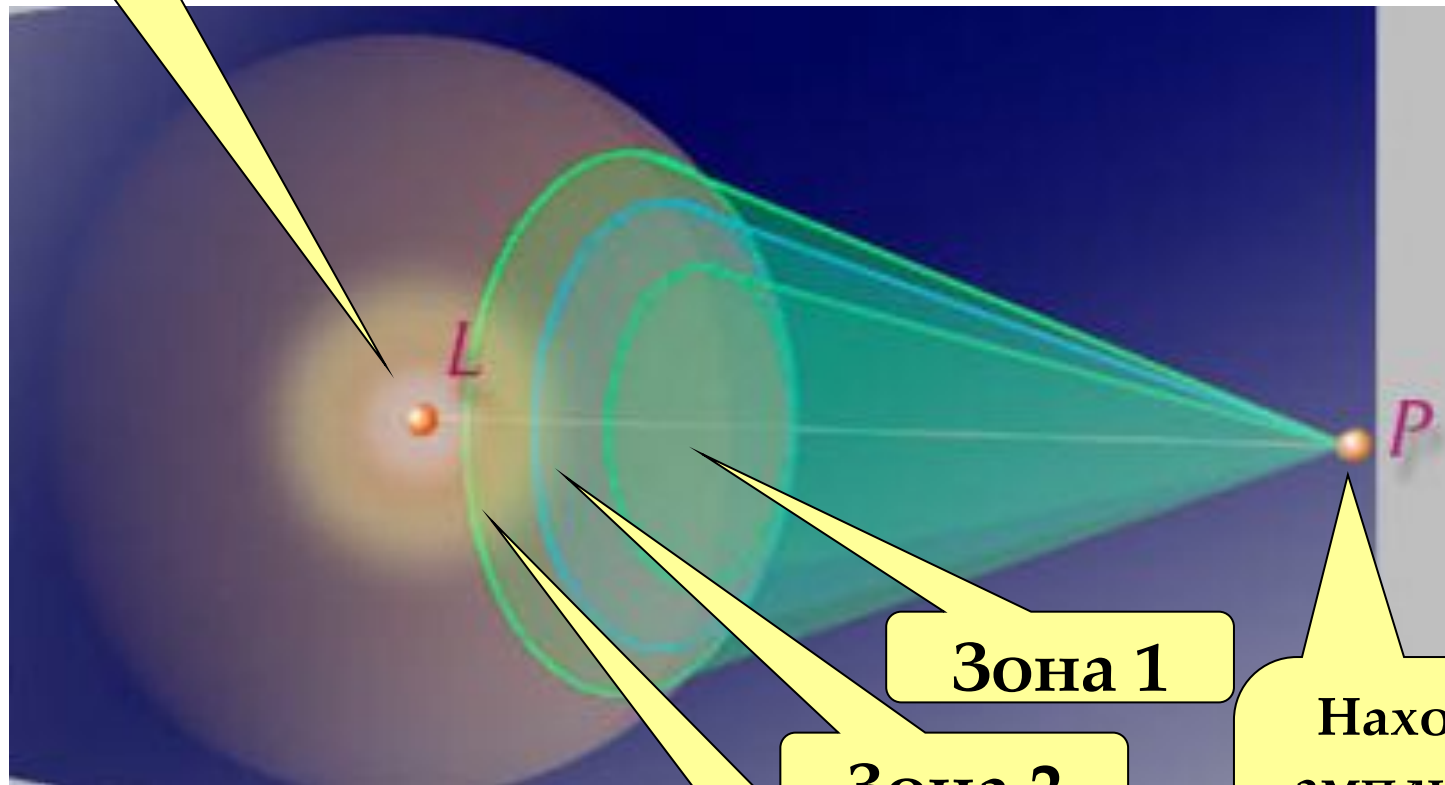
- Рассмотрим действие световой волны из точки **S** (источник) в какой-либо точке наблюдения **M**.
- Согласно принципу Гюйгенса-Френеля заменим действие источника **S** действием воображаемых источников, расположенной на вспомогательной поверхности **Φ**.
- В качестве вспомогательной поверхности **Φ** выберем поверхность фронта волны (поверхность сферы с центром в т. **S**)
- Разобьём поверхность **Φ** на зоны такого размера, чтобы расстояния от краёв зоны до т. **M** отличались на  $\lambda/2$ .

# Метод зон Френеля



Точечный  
источник

# Метод зон Френеля

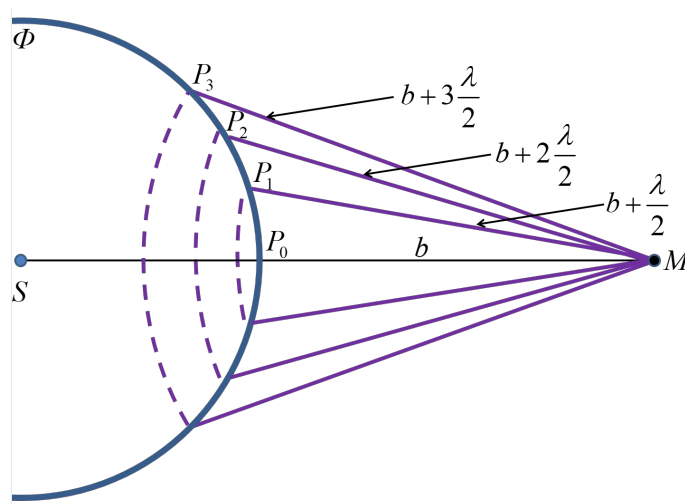


Зона 1

Зона 2

Зона 3

Находим  
амплитуду  
световой  
волны в  
точке  $P$



$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

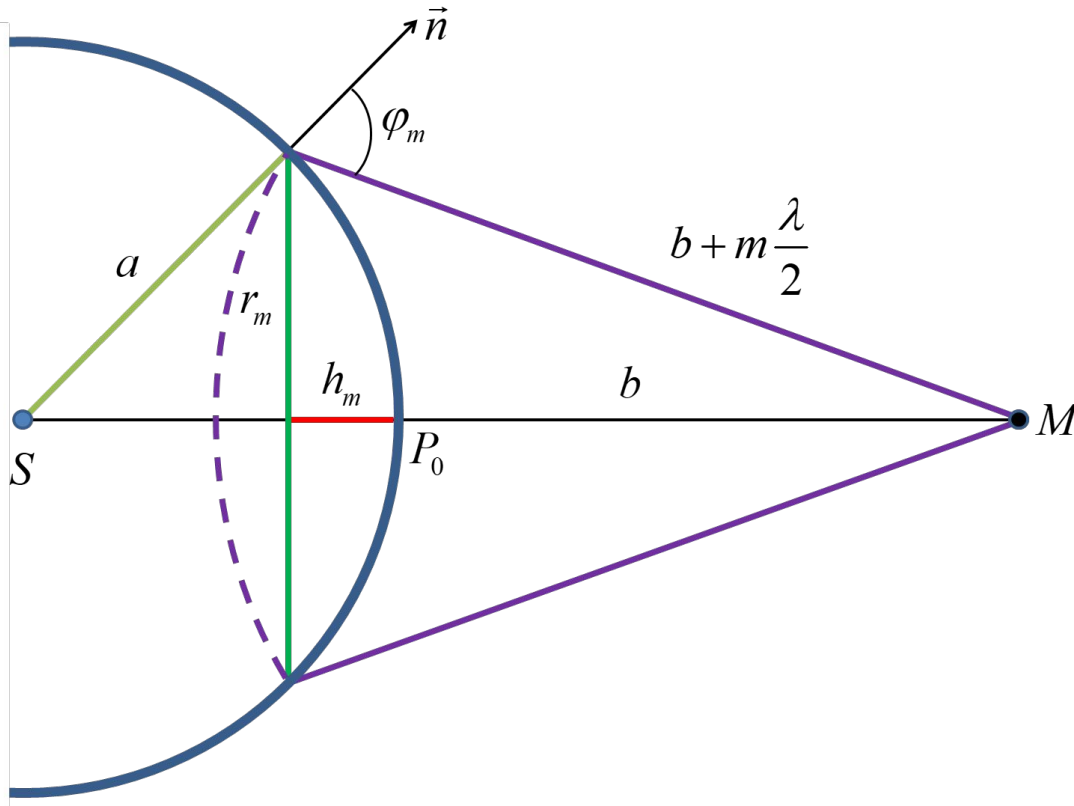
Так как колебания от соседних зон проходят до точки ***M*** расстояния, **отличающиеся на  $\lambda/2$** , то в точку ***M*** они приходят **в противоположной фазе** и при наложении эти колебания будут **взаимно ослаблять друг друга**.

Амплитуда результирующего светового колебания в точке *M*:

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

где  **$A_1, A_2, \dots$**  - амплитуды колебаний возбуждаемых 1-й, 2-й, ... зонами.

# Площади зон Френеля



Из рисунка следует

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$$

$m$  – номер зоны,

$a$  – радиус волновой поверхности,

$b$  – расстояние от вершины волновой поверхности  $P_0$  до точки  $M$ ,

$r_m$  – радиус внешней границы зоны Френеля,

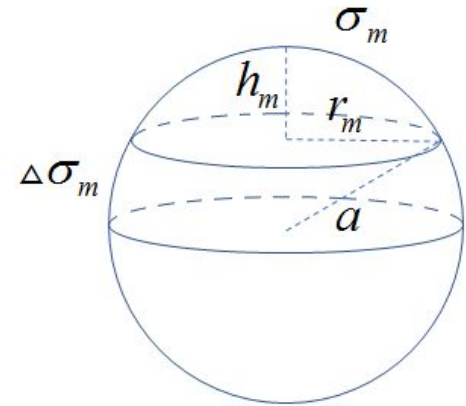
$h_m$  – высота сферического сегмента,

$n$  – нормаль к поверхности зоны,

$\varphi_m$  – угол между нормалью и направлением на  $M$ .

Учитывая  $\lambda \ll a$  и  $\lambda \ll b$ , получим

Площадь сферического сегмента  $\sigma_m$   $m$ -й зоны Френеля равна



$$h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}.$$

$$\Delta\sigma_m = \sigma_m - \sigma_{m-1} = \frac{\pi ab\lambda m}{(a+b)} - \frac{\pi ab\lambda (m-1)}{(a+b)} = \frac{\pi ab\lambda}{(a+b)}$$

Выражение не зависит от  $m$ , следовательно, при не слишком больших  $m$  **площади зон Френеля одинаковы.**

Таким образом, **построение зон Френеля разбивает волновую поверхность сферической волны на равновеликие зоны.**



Действие отдельных зон на точку  $M$  тем меньше, чем больше угол  $\varphi$  между нормалью к поверхности зоны и направлением на  $M$ .

Действие зон постепенно убывает от центральной к периферическим (с ростом  $m$ ):

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

Общее число зон Френеля, уместяющихся на полусфере, очень велико ( $N \approx 10^5$  при  $a=b=10\text{см}$  и  $\lambda=0,5\text{мкм}$ ), поэтому можно допустить, что амплитуда колебания  $A_m$  от некоторой  $m$ -й зоны Френеля равна среднему арифметическому от амплитуд примыкающих к ней зон

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

Тогда выражение

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

примет вид

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

**Вывод:** Амплитуда результирующих колебаний в произвольной точке  $M$  определяется как бы действием только половины центральной зоны Френеля.

# Радиус внешней границы $m$ -й зоны Френеля

Если в выражении  $r_m^2 = a^2 - (a - h_m)^2 = \left(b + m \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_m)^2$

положить высоту сегмента  $h_m \ll a$ , тогда

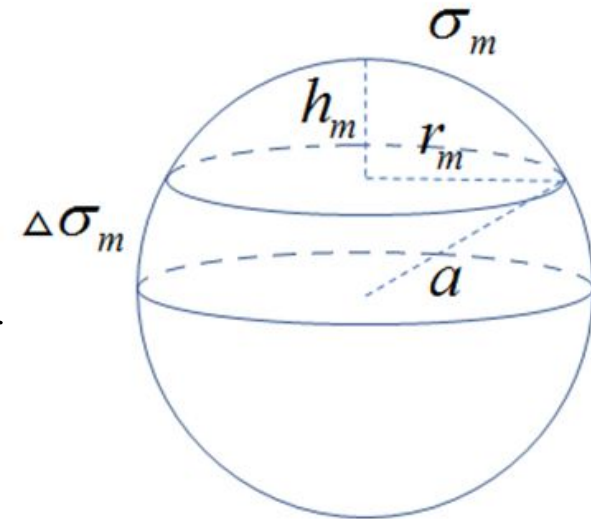
$$r_m^2 = 2ah_m.$$

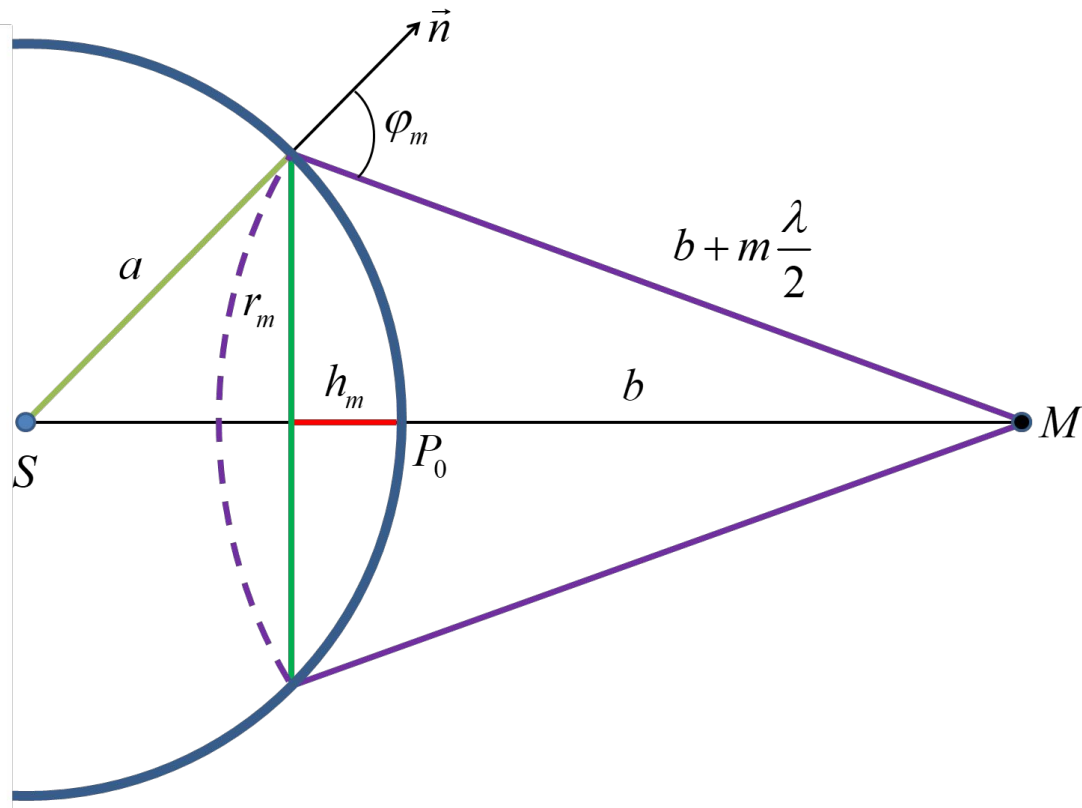
Подставив сюда выражение  $h_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)}$ ,

найдем радиус внешней границы  $m$ -й зоны Френеля:

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

- $a=b=10$  см,
  - $\lambda=0,5$  мкм
- $r_1=0,158$  мм.**





**Вывод:** Распространение света от  $S$  к  $M$  происходит так, будто световой поток распространяется внутри очень узкого канала вдоль  $SM$ , т.е. **прямолинейно**.

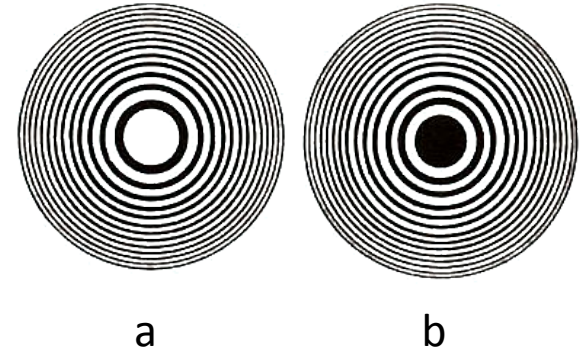
т.о., **принцип Гюйгенса-Френеля**

позволяет объяснить

**прямолинейное распространение света.**

# Зонные пластинки

Это стеклянные пластинки, состоящие из системы чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических колец, построенных по принципу расположения зон Френеля.



Для света длиной волны  $\lambda$  **зонная пластинка (b) перекроет чётные зоны и оставит свободными нечётные, начиная с центральной.** В результате этого результирующая амплитуда будет равна:

$$A = A_0 + A_2 + A_4 + A_6 + \dots$$

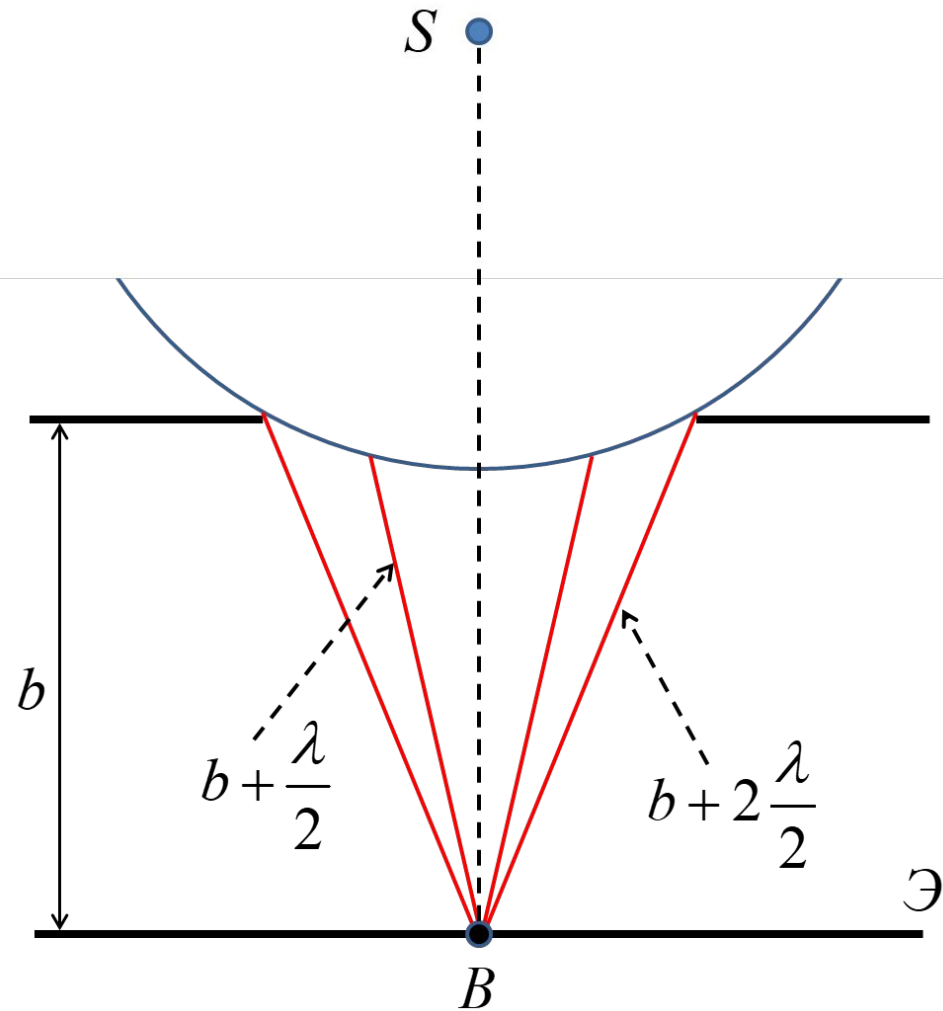
- **Через такую пластинку, до точки наблюдения, должно прийти почти в двое больше света, чем без неё.**
- **Зонная пластинка увеличивает интенсивность в точке  $M$ , действуя подобно собирающей линзе.**

# **I. Дифракция Френеля** **(дифракция в сходящихся лучах)**

В этом случае на препятствие падает **сферическая** или **плоская волна**, а **дифракционная картина** наблюдается **на экране**, находящемся за препятствием **на конечном от него расстоянии.**

# Дифракция Френеля на круглом отверстии

Разобьём открытую часть волновой поверхности на зоны Френеля.



$S$  – точечный источник света,

$b$  – расстояние от плоскости отверстия до экрана,

$B$  – точка, лежащая на линии, соединяющей  $S$  и центр отверстия.

# Выводы

1. Если отверстие открывает **нечетное число зон Френеля**, то **амплитуда (интенсивность)** в точке  $B$  будет **больше**, чем при свободном распространении волны, если **чётное**, то **амплитуда (интенсивность) равна нулю**;

Для малых значений  $m$  (с ростом  $m$  уменьшается  $A$ ), получим

## Открыты все зоны

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

## Открыто нечетное число зон

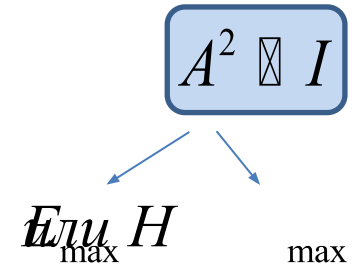
$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \frac{A_3}{2} = \frac{A_1}{\cancel{2} \boxtimes \cancel{2}} + \frac{A_3}{\cancel{2}} = A_1$$

$\approx A_1$

## Открыто четное число зон

$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 \right) = \frac{A_1}{\cancel{2} \boxtimes \cancel{2}} + \frac{A_3}{\cancel{2}} - A_4 = 0$$

$\approx A_4$





2. Если отверстие открывает **одну зону Френеля**, то **амплитуда** в точке  $B$  будет равна  $A_1$ , т.е. **вдвое больше**, чем в отсутствие непрозрачного экрана с отверстием;

### **Открыты все зоны**

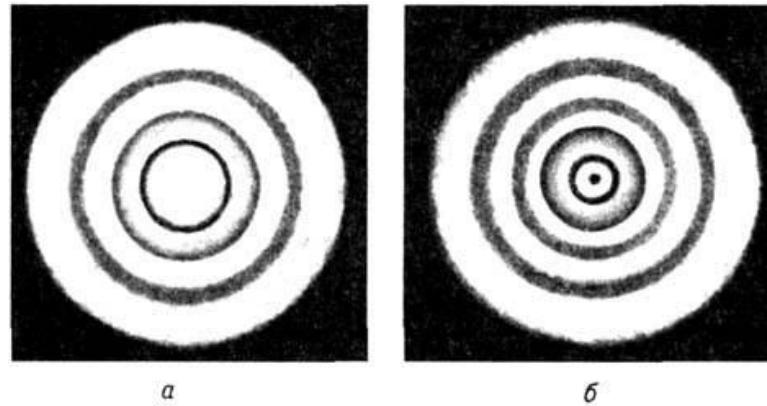
$$A = \frac{A_1}{2} + \left( \frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left( \frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots = \frac{A_1}{2}$$

### **Открыта 1 зона**

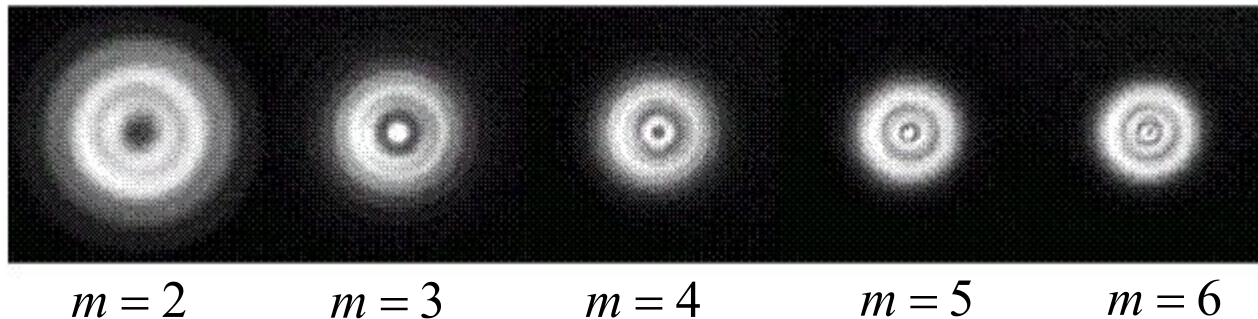
$$A = A_1$$

**3. Дифракционная картина** от круглого отверстия вблизи точки  $B$  будет иметь вид чередующихся темных и светлых колец с центрами в точке  $B$

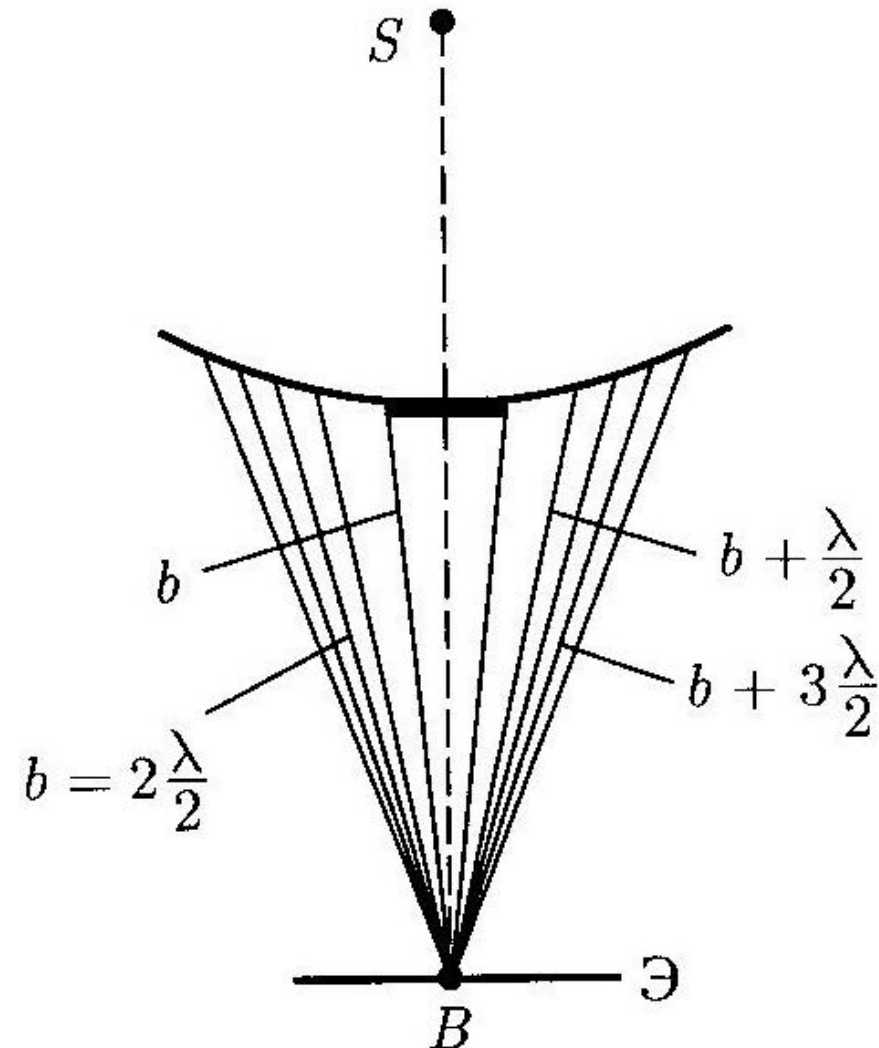
- если  $m$  **четное**, то в центре будет **темное кольцо** (б),
- если  $m$  **нечетное** – то **светлое кольцо** (а).



### Число открытых зон Френеля



# Дифракция Френеля на диске



$S$  – точечный источник света,

$b$  – расстояние от диска до экрана,

$B$  – точка, лежащая на линии, соединяющей  $S$  и центр диска.

**Внимание!** Закрытый диском участок волнового фронта надо исключить из рассмотрения и строить зоны Френеля, начиная с краёв диска.

**Амплитуда результирующего колебания**, возбуждаемого в точке ***V*** всеми зонами равна

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

$\begin{matrix} \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes & \boxtimes \\ \hline & 2 & & & & & & 2 \\ \hline \end{matrix}$   
0

ИЛИ

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

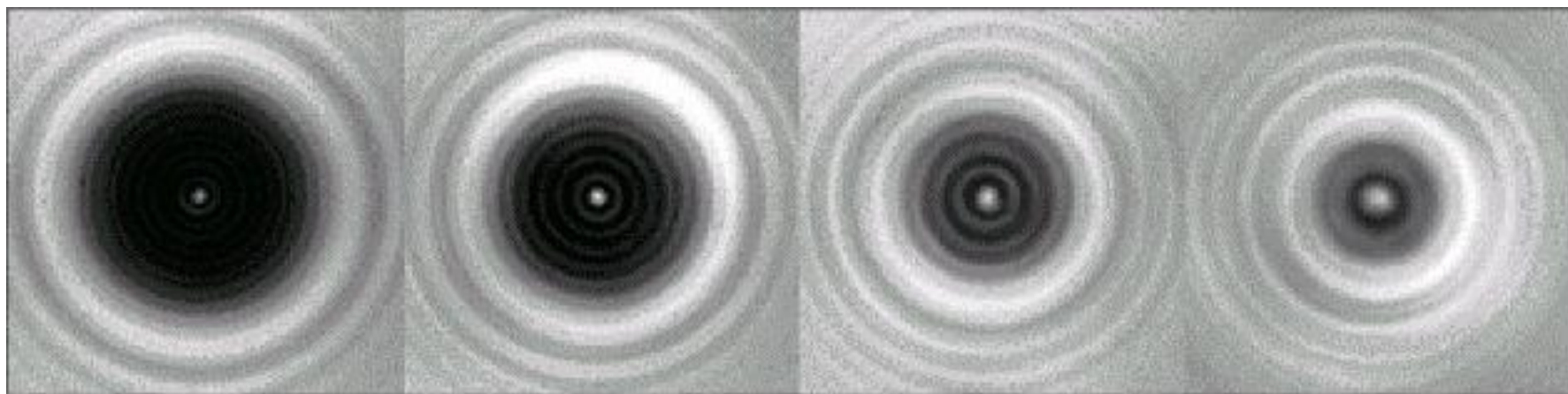
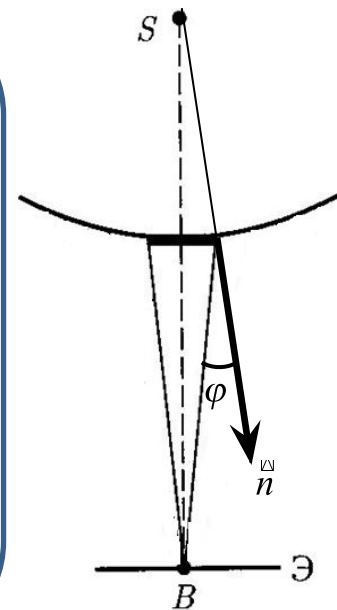
## **Вывод.**

В точке  $B$  **всегда наблюдается**  
**интерференционный максимум**  
(светлое пятно Пуассона), соответствующий  
половине действия  
первой открытой **зоны Френеля**.  
**Центральный максимум** окружен  
концентрическими темными и светлыми кольцами,  
а интенсивность в максимумах  
убывает с расстоянием от центра картины.



С увеличением диаметра диска первая открытая зона Френеля удаляется от точки  $B$  и увеличивается угол  $\varphi$  между нормалью к поверхности этой зоны и направлением на точку  $B$ .

В результате интенсивность центрального максимума с увеличением размеров диска уменьшается.



Диаметр и яркость пятна Пуассона увеличиваются при уменьшении диаметра диска.

## **II. Дифракция Фраунгофера** **(дифракция в параллельных лучах)**

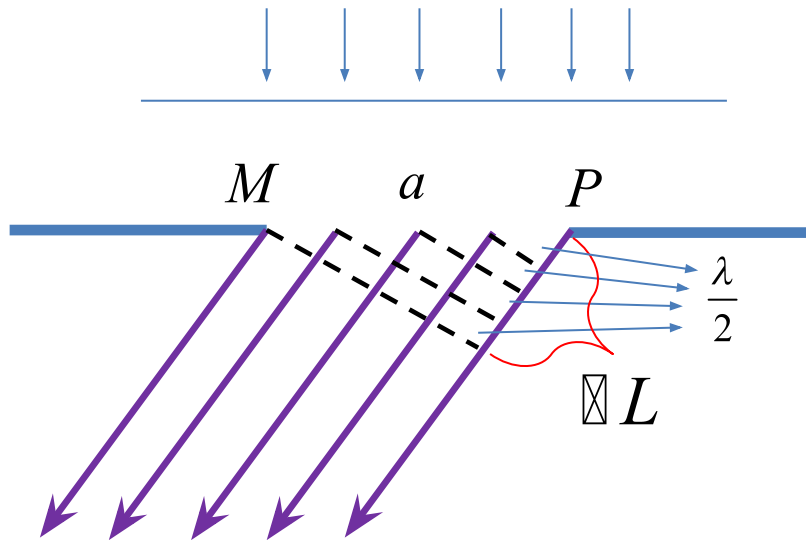
Наблюдается в том случае,  
когда источник света и точка наблюдения  
**бесконечно удалены**  
от препятствия, вызвавшего **дифракцию**.



**Фраунгофер**  
**Йозеф**  
**(1787 – 1826)**

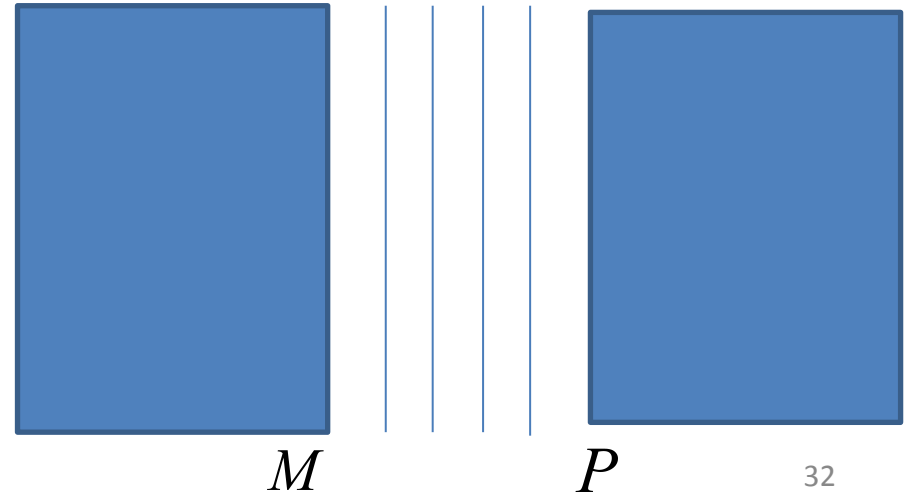
Чтобы осуществить этот тип **дифракции**,  
достаточно направить на  
«бесконечно» длинную щель (длина больше ширины)  
**плоскую световую волну**,  
а **дифракционную картину**  
исследовать в **фокальной плоскости**  
второй **собирающей линзы**,  
установленной за препятствием.

- Пусть плоская монохроматическая световая волна падает **нормально** плоскости узкой щели шириной  $a$ .
- Согласно принципу Гюйгенса – Френеля, каждая точка щели является источником вторичных когерентных волн.
- Открытую часть волновой поверхности в плоскости щели  $MP$  разбивают на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру  $M$  щели.
- Амплитуды вторичных волн в плоскости щели будут равны, т.к. зоны Френеля имеют одинаковые площади и одинаково наклонены к направлению наблюдения.

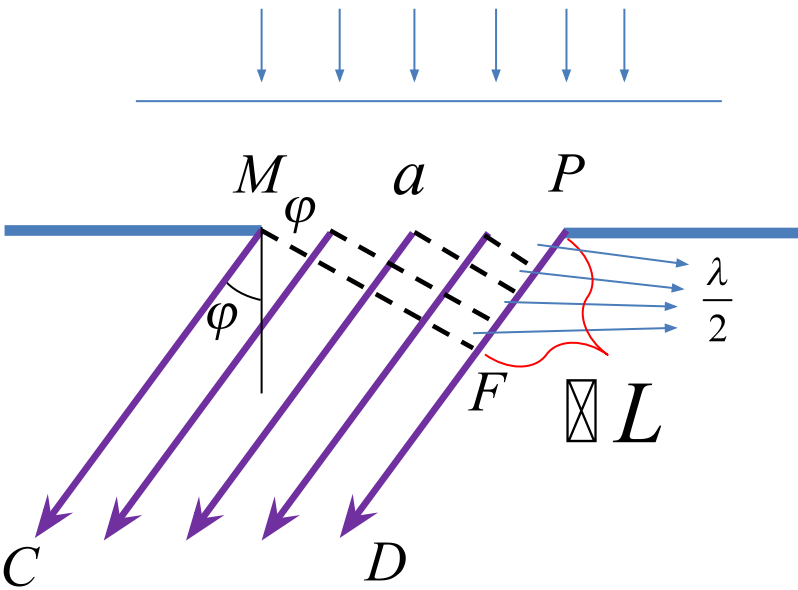


Вид сверху

Зоны Френеля







**Оптическая разность хода  $\Delta L$**  между крайними лучами  **$MC$**  и  **$PD$** , идущими от щели в произвольном направлении  **$\varphi$**

$\boxtimes$  ~~Интерференция~~  $\varphi$  (  $a -$  )

Ширина каждой зоны выбирается так, чтобы **разность хода от краев этих зон была равна  $\lambda/2$** , т.е. всего на ширине щели уместится  $N = \frac{\boxtimes L}{\lambda/2}$  зон.

Следовательно, что число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели  **$a$** , **зависит** от угла  **$\varphi$** .

- Если число зон Френеля **чётное**, то

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

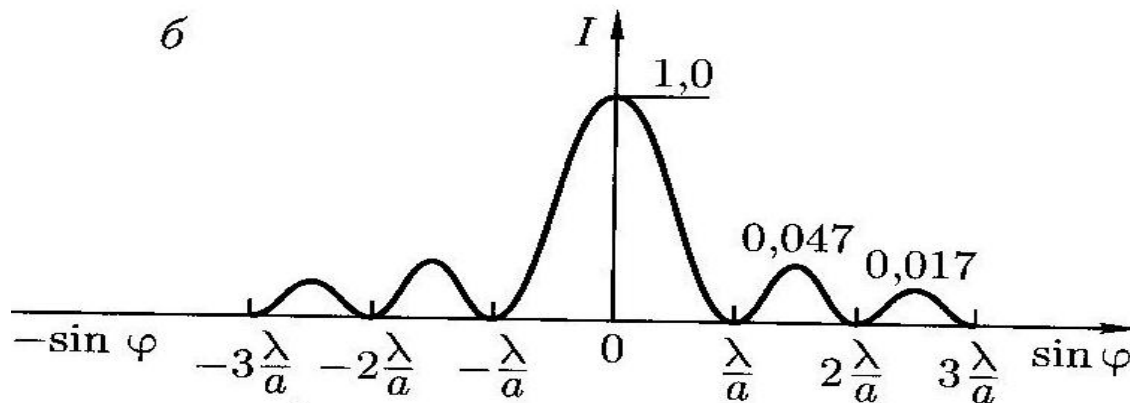
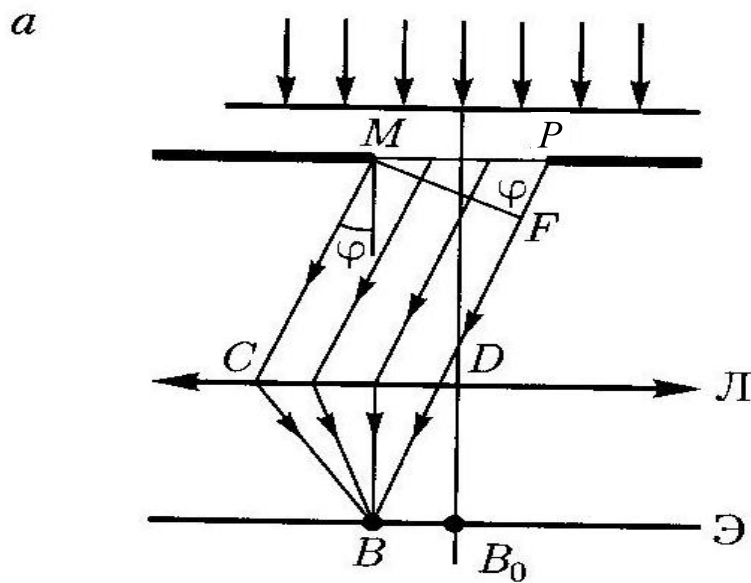
В точке *B* наблюдается **дифракционный минимум**  
(полная темнота)

- Если число зон Френеля **нечётное**, то

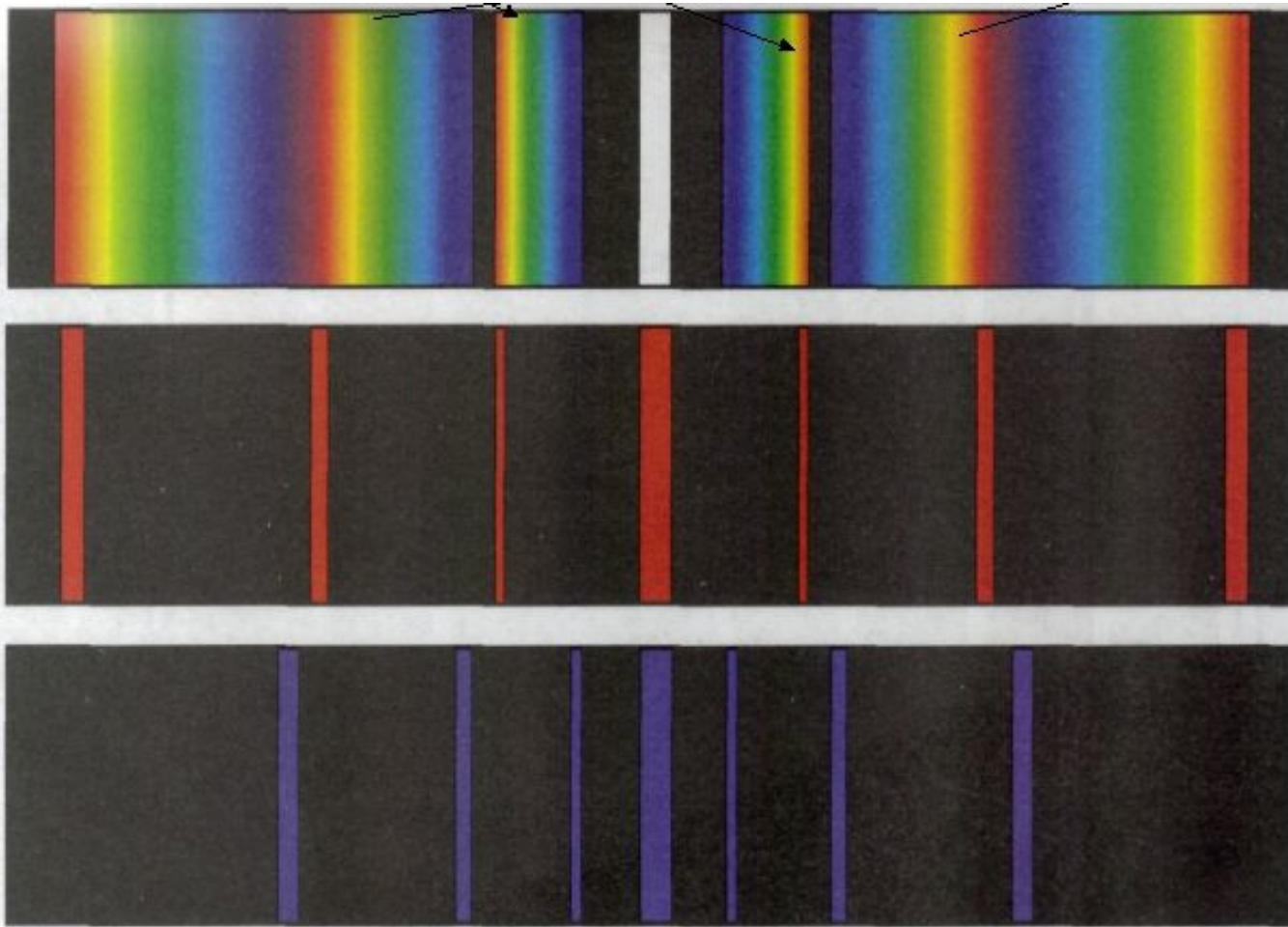
$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots)$$

В точке *B* наблюдается **дифракционный максимум**

# Дифракция Фраунгофера на одной щели



# Дифракционный спектр от одной щели



Для белого света

Для **красного** света

$$\lambda_k = (625 - 740) \text{ нм}$$

Для **фиолетового** света

$$\lambda_\phi = (380 - 440) \text{ нм}$$

$$m = 3 \quad m = 2 \quad m = 1 \quad m = -1 \quad m = -2 \quad m = -3$$

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \text{ - дифракционный максимум}$$

1. Из формулы для дифракционного минимума

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

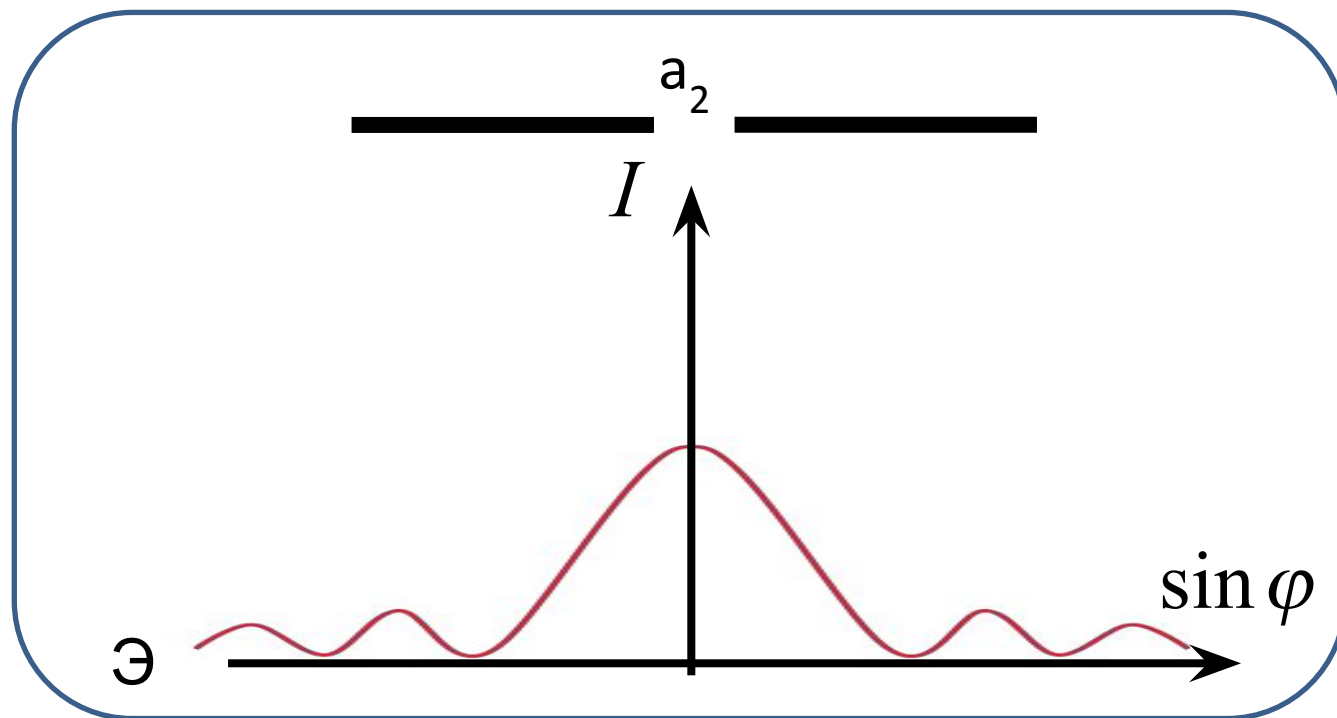
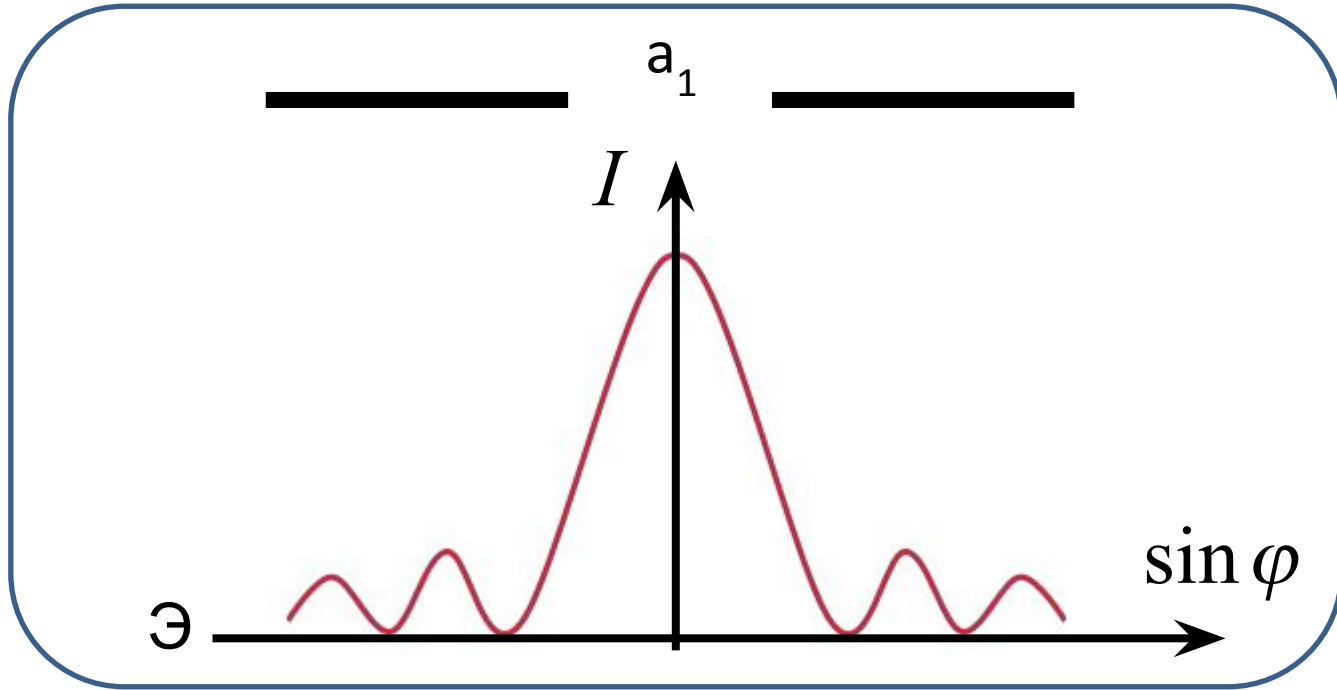
$$\varphi = \pm \arcsin \left( \frac{m\lambda}{a} \right)$$

следует, что с уменьшением ширины щели  $a$  центральная светлая полоса расширяется, а интенсивность уменьшается (интенсивность уменьшается, т.к. уменьшается энергия проходящая через уменьшающуюся щель).

Всё сказанное относится и к другим максимумам.

2. Положение дифракционных максимумов зависит от длины волны  $\lambda$ .

3. При  $a \gg \lambda$  в центре получается резкое изображение источника света.



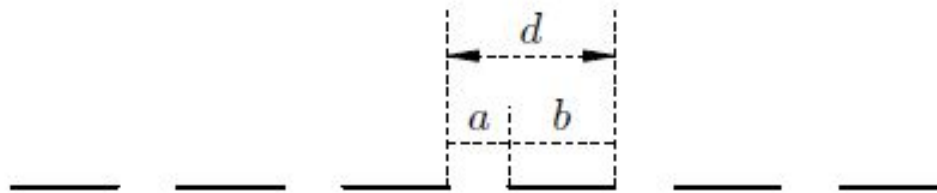
4. При освещении щели **белым светом** центральный максимум наблюдается в виде белой полоски, переходящей в цветную каёмку. Он общий для всех длин волн (при разность хода равна нулю для всех  $\lambda$ ). **Боковые максимумы расплывчато радужно окрашены, фиолетовым краем к центру дифракционной картины.**
5. При помощи дифракции на **1 щели** спектрального разложения по длинам волн получить нельзя.

# Дифракционная решётка

Это оптический прибор, позволяющий получать разложение света на спектральные составляющие и измерять длины волн.

## Дифракционные решётки

1. Прозрачные;
2. Отражательные.

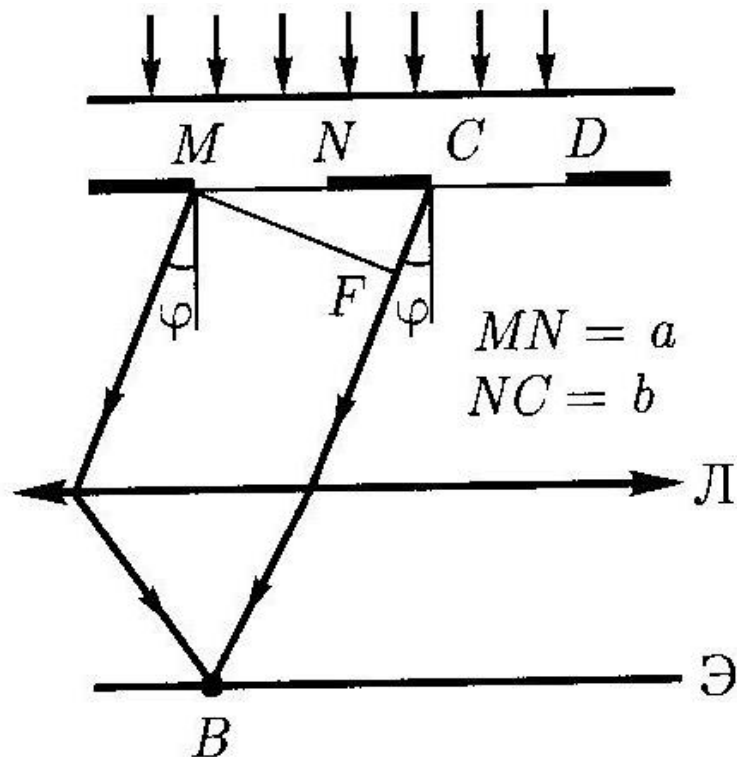


$d$  – период решетки,  $d=a+b$ ,  
 $a$  – ширина щели,  
 $b$  – ширина непрозрачного участка,



# Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

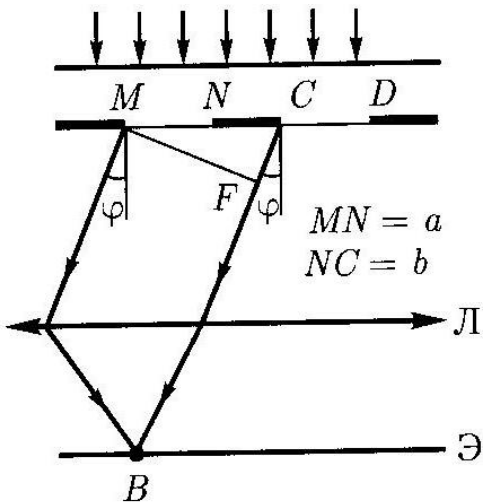
В **дифракционной решетке** осуществляется  
**многолучевая интерференция**  
**когерентных дифрагированных** пучков света.



На дифракционную  
решетку падает плоская  
монохроматическая  
волна

Т.к. щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то **разности хода лучей**, идущих от двух соседних щелей, будут для данного направления  $\varphi$  **одинаковы** в пределах всей **дифракционной решетки**:

$$\boxed{L = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi}$$



В направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т.е. **прежние главные минимумы интенсивности** будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (8)

$$\boxed{a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} (m = 1, 2, 3 \dots)}$$

Но в **дифракционной решетке** возникнут **дополнительные минимумы**, так как вследствие **взаимной интерференции** световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут **гасить** друг друга:

$$d \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (12)$$

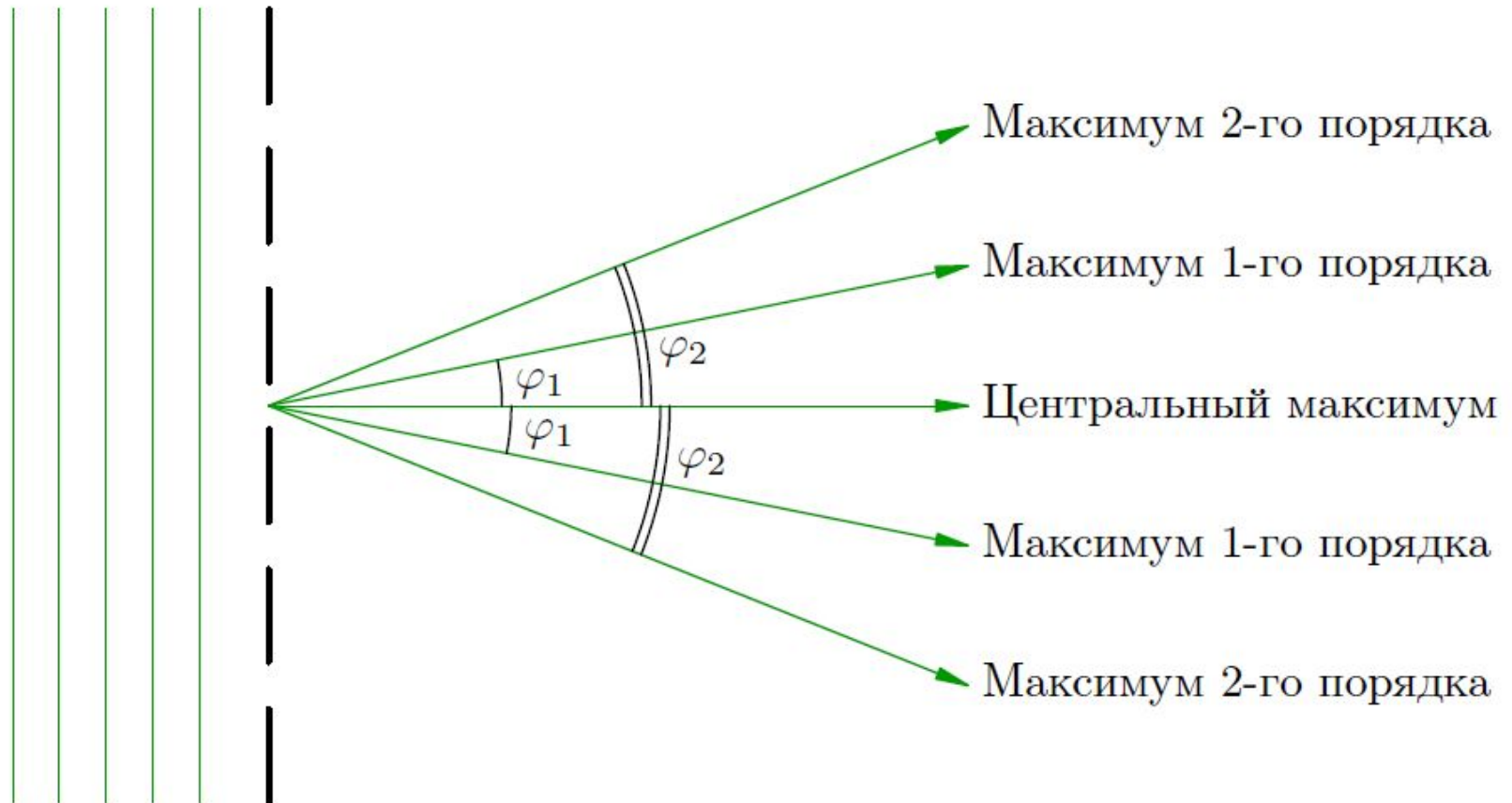
Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

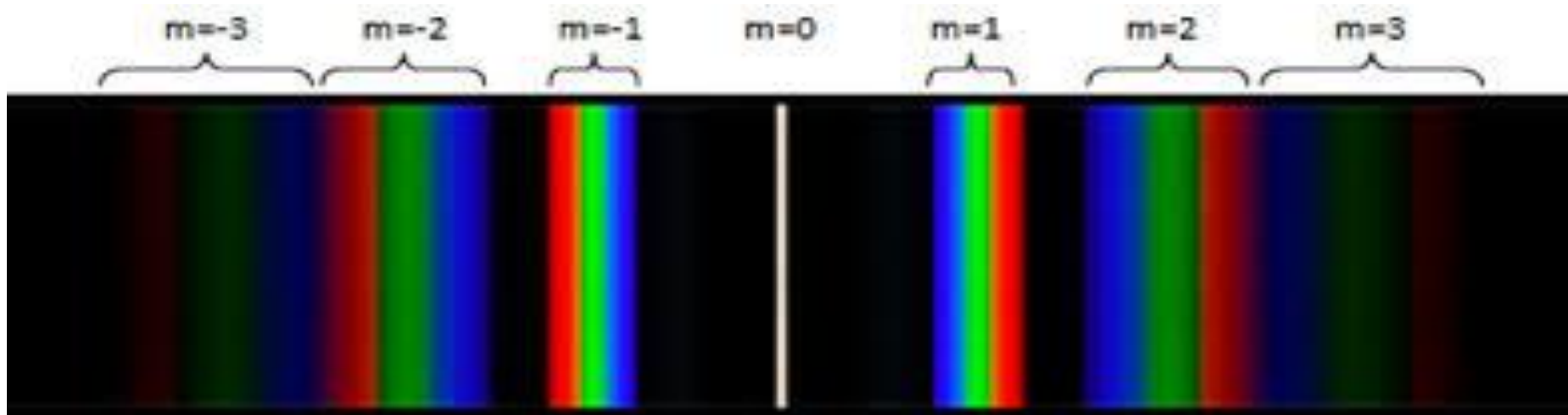
$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, 3 \dots) \quad (13) \Rightarrow$$

$$\varphi_m = \arcsin \frac{m\lambda}{d}.$$

Это **условие главных максимумов**.  
Максимумов **нулевого** порядка только **один**,  
**максимумов 1-го, 2-го и т.д. порядков**  
**имеется по два.**

# Максимумы первых двух порядков





- Дифракционный спектр — **равномерный во всех областях** и располагается в порядке возрастания длин волн: от фиолетового к красному

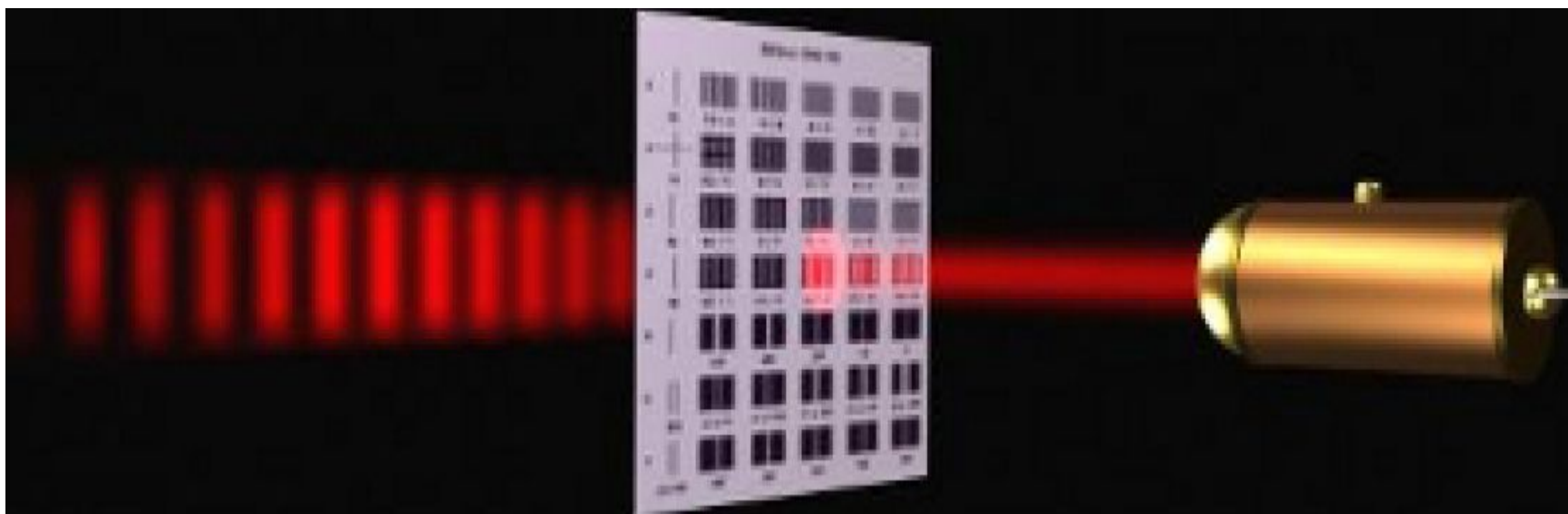
$$d \sin \varphi = \pm m \lambda$$

- Дифракционная решетка разлагает падающий свет непосредственно по длинам волн, поэтому по измеренным углам (по направлениям соответствующих максимумов) **МОЖНО ВЫЧИСЛИТЬ ДЛИНУ ВОЛНЫ.**

# Примеры дифракционных решёток

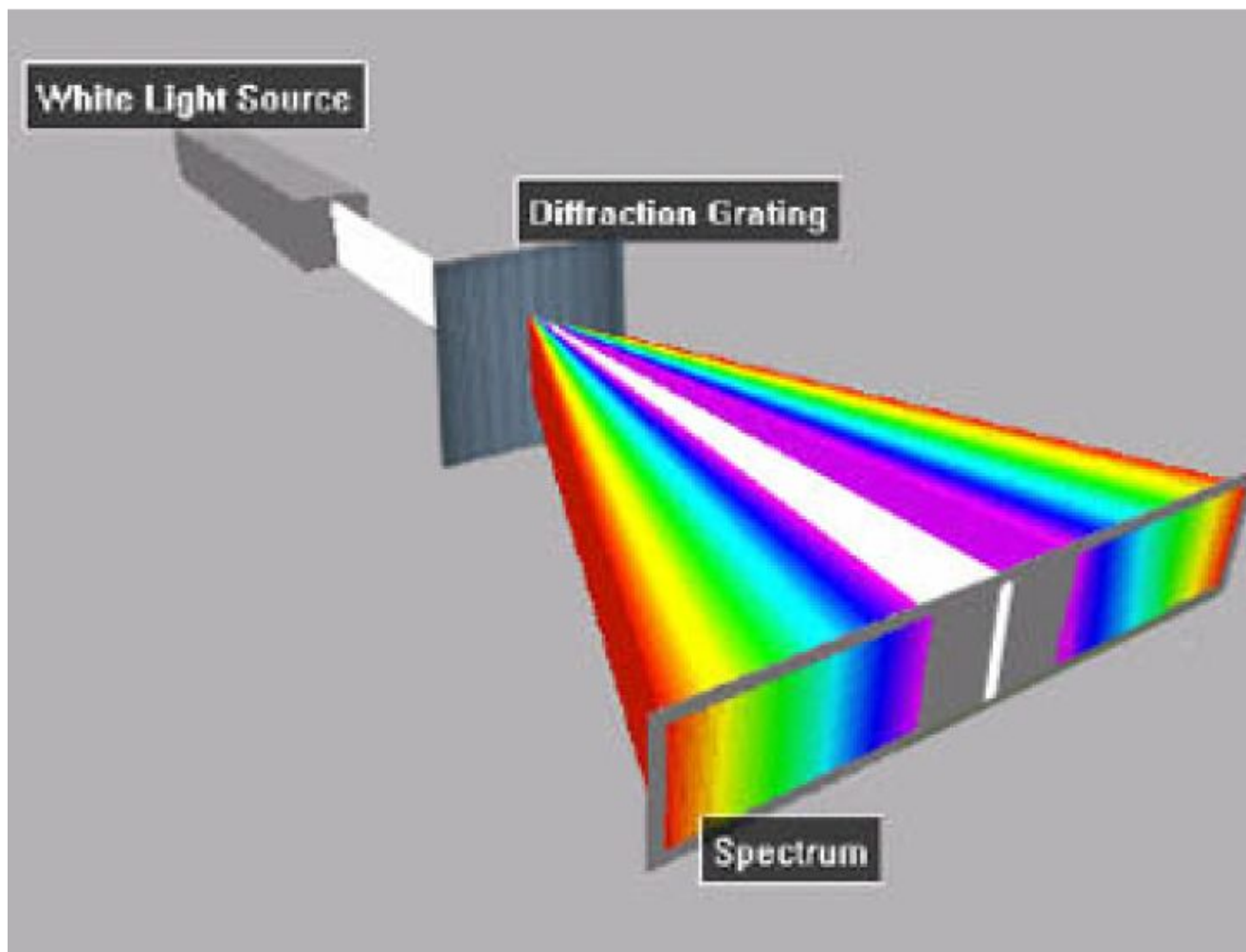
- перья птиц;
- крылья бабочек;
- перламутровая поверхность морской раковины;
- компакт-диск (дорожки на поверхности диска образуют отражательную дифракционную решётку);
- Если, прищурившись, посмотреть на солнечный свет, то можно увидеть радужную окраску вокруг ресниц. Наши ресницы действуют в данном случае как прозрачная дифракционная решётка

# Дифракция лазерного луча на дифракционной решетке





# Дифракция белого света на дифракционной решетке



**Дифракция  
на компакт-диске  
(отражательная дифракционная решетка)**



## Почему свет распространяется только в одну сторону?

Вторичные волны, **интерферируя**,  
**усиливают** друг друга на огибающей  
своих волновых поверхностей  
в направлении **«вперёд»**,  
обеспечивая дальнейшее распространение волны.  
А в направлении **«назад»** происходит их  
**интерференция** с исходной волной,  
наблюдается **взаимное гашение**,  
и обратная волна не возникает.

