

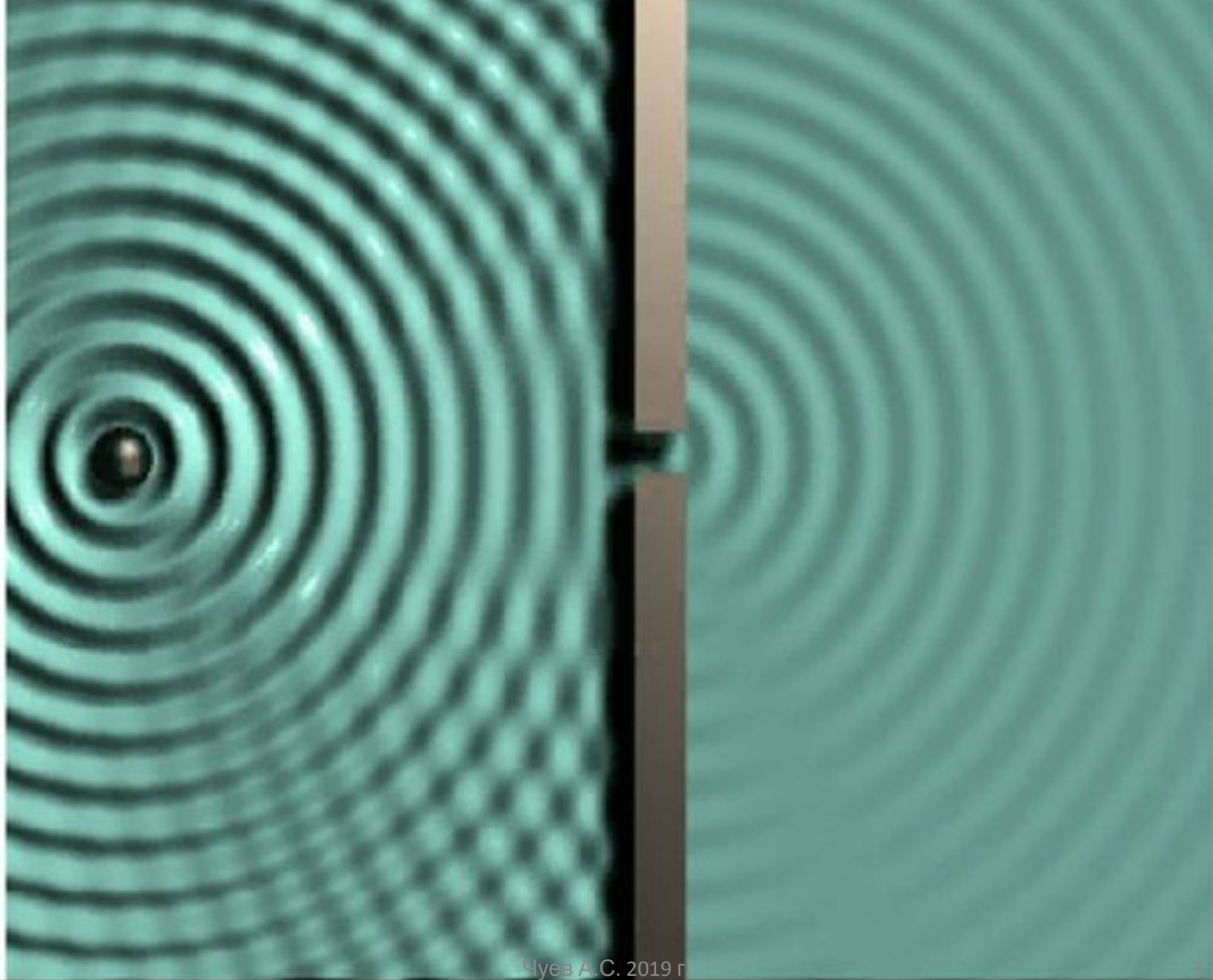
# Лекции 14-15. Дифракция света

1. Принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Метод зон Френеля.
3. Дифракция от круглого отверстия и от круглого диска.
4. Дифракция Фраунгофера от щели.
5. Предельный переход от волновой оптики к геометрической.
6. Дифракционная решетка.
7. Спектральные характеристики дифракционных решеток.

**Дифракция** – наблюдаемое отклонение лучей волнового движения от прямолинейного или сферического распространения и захождение их в область тени.

**Луч** - это прямая или кривая линия, вдоль которой распространяется энергия светового поля.

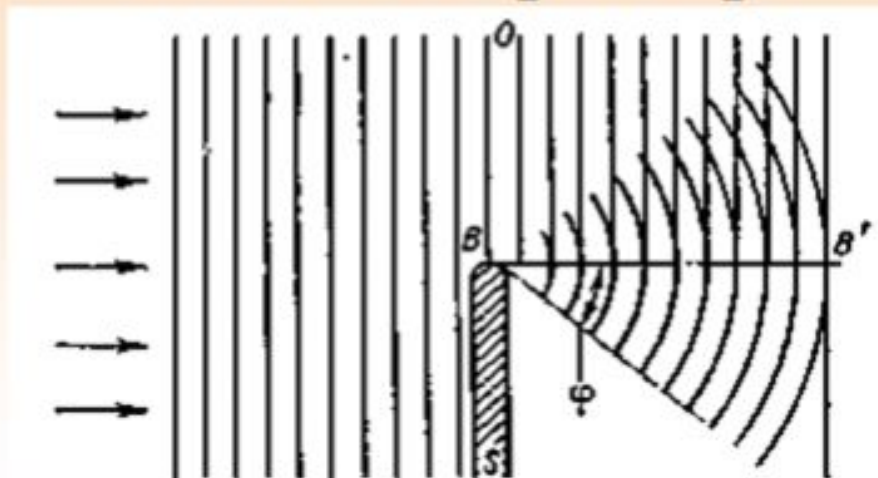
**Волновой фронт** - это поверхность равной фазы



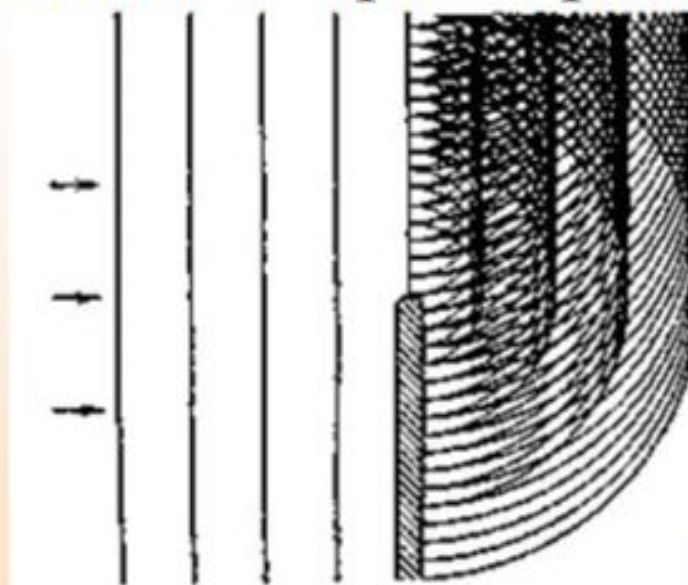
Чуев А.С. 2019 г

3

# Схема дифракции волн от края экрана по Юнгу

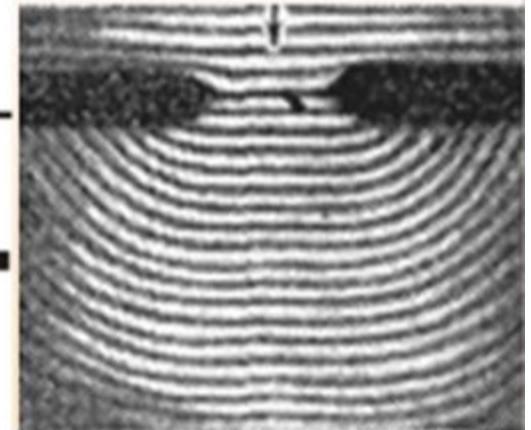
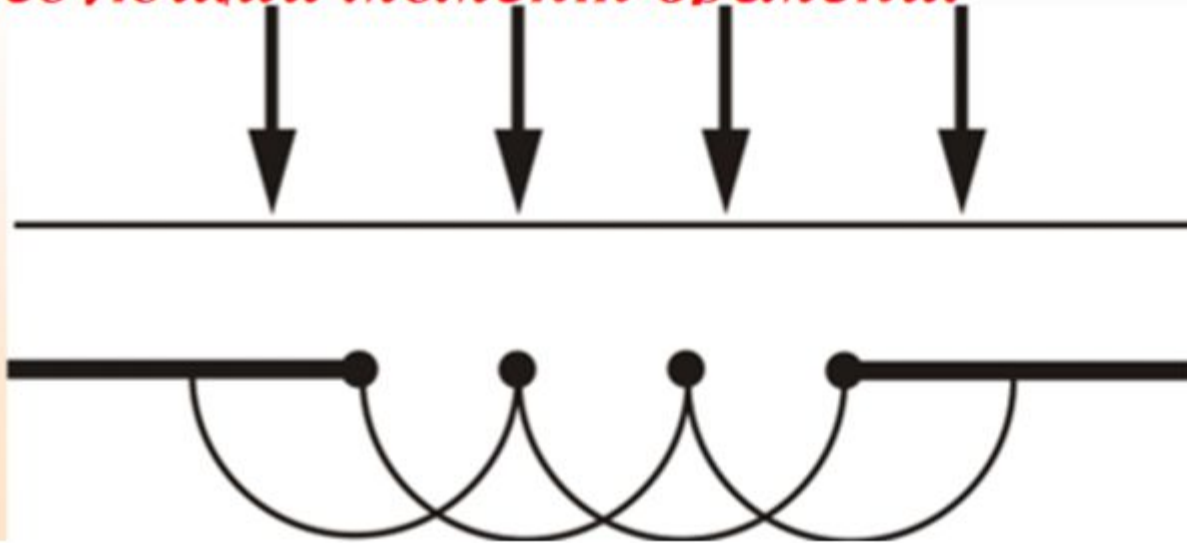


# Схема дифракции волн от края экрана по Френелю



## Принцип Гюйгенса-Френеля

Явление дифракции объясняется с помощью **принципа Гюйгенса**, согласно которому *каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.*

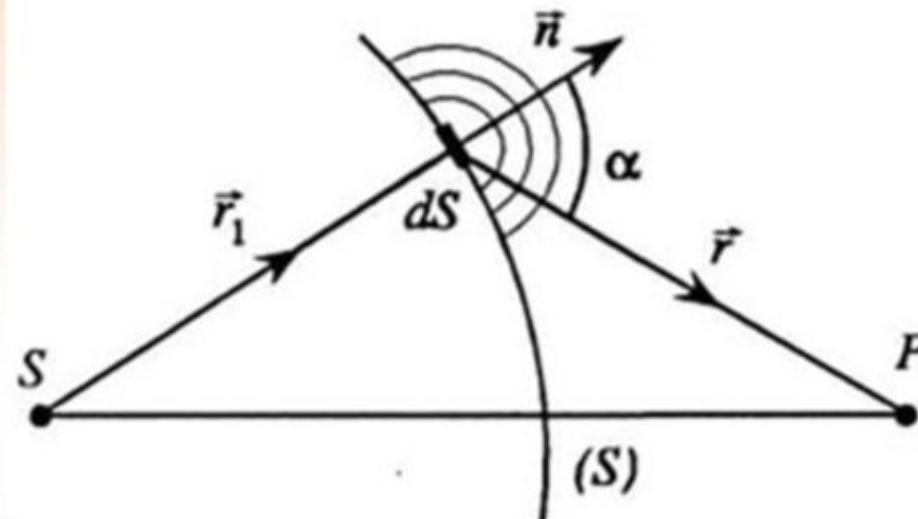


Явление дифракции объяснённое с помощью *принципа Гюйгенса*, *не дает никакой информации об амплитуде (интенсивности) волн*, распространяющихся в различных направлениях.

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

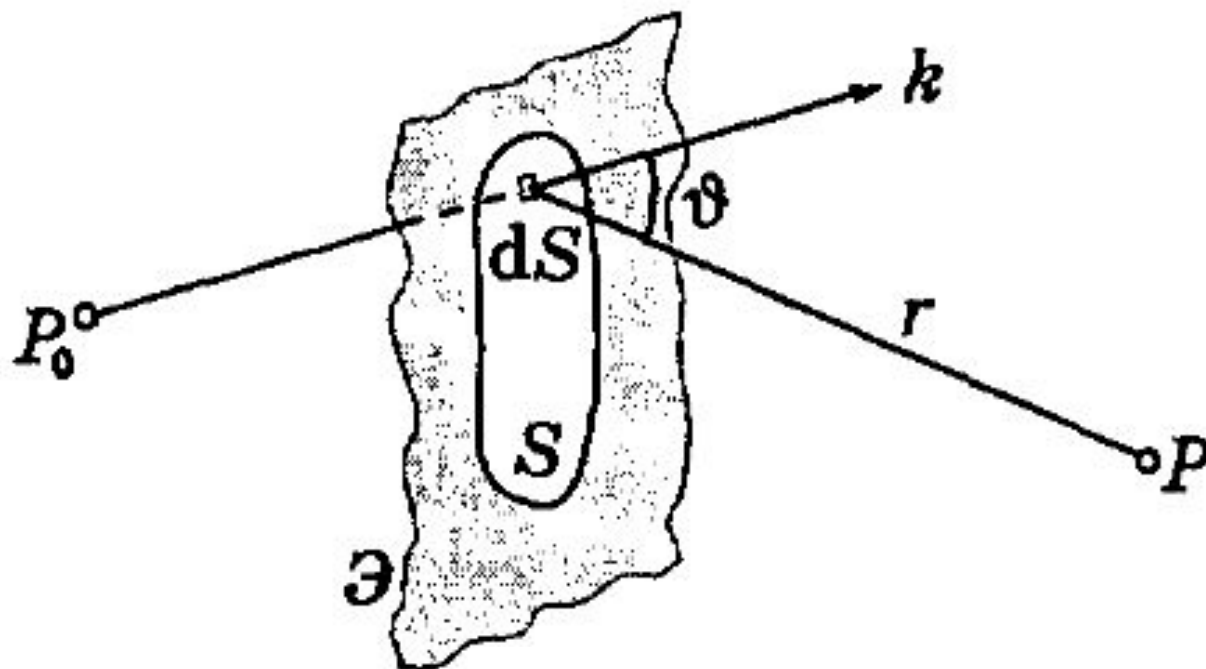
## **Принцип Гюйгенса – Френеля**

- **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  $dS$



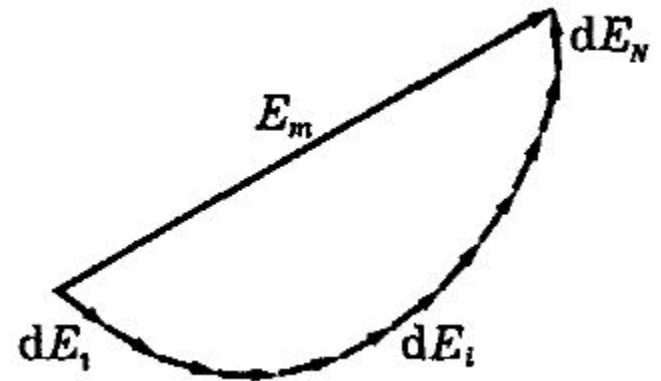


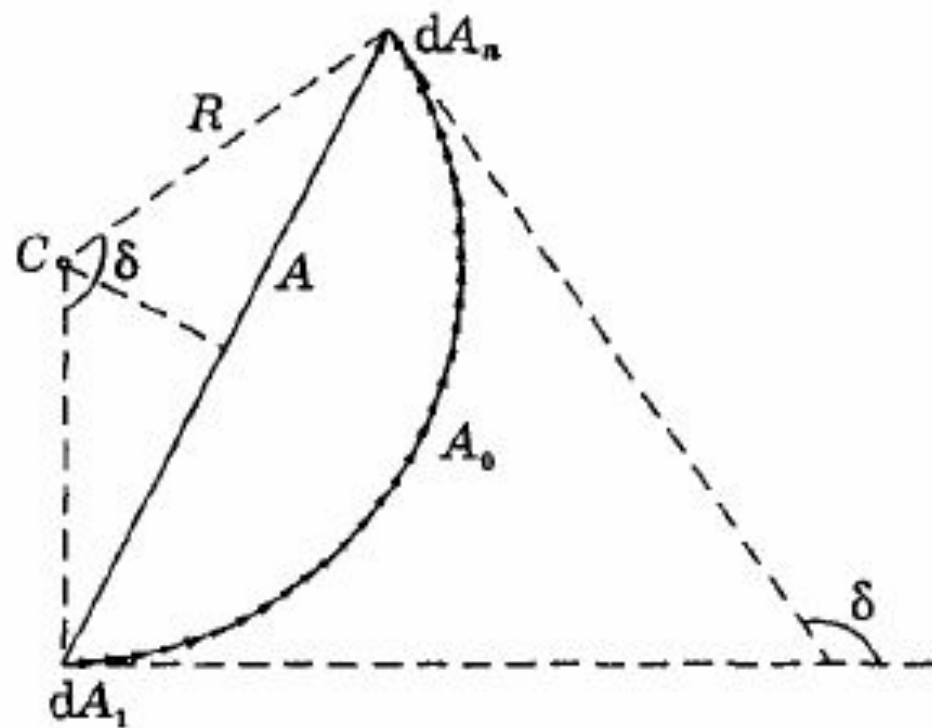
$$E_m = \int_S K(\vartheta) \frac{a_0}{r} \cos(kr + \alpha) dS,$$

Интеграл выражает собой математическую формулировку принципа Гюйгенса-Френеля. Суть этого принципа в следующем: для определения амплитуды колебания в точке  $P$ , лежащей перед некоторой поверхностью  $S$ , надо найти амплитуды колебаний, приходящих в эту точку от всех элементов  $dS$  поверхности  $S$  и затем сложить их с учетом амплитуд и фаз. При этом предполагается, что все элементы поверхности  $S$  взаимно когерентны — это необходимое условие для интерференции вторичных волн.

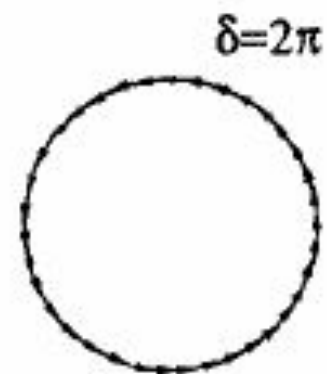
Векторная фазовая диаграмма:

Повернуть на  $45^\circ$



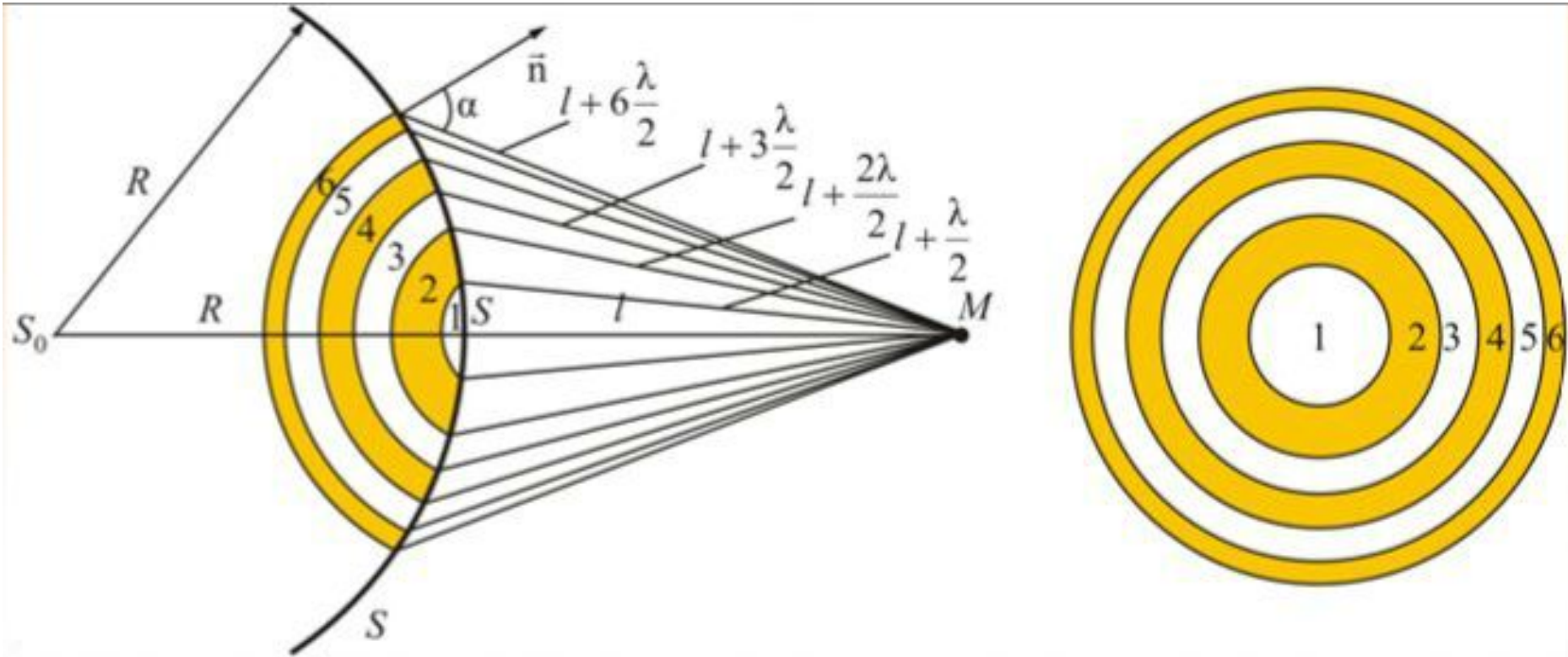


a)

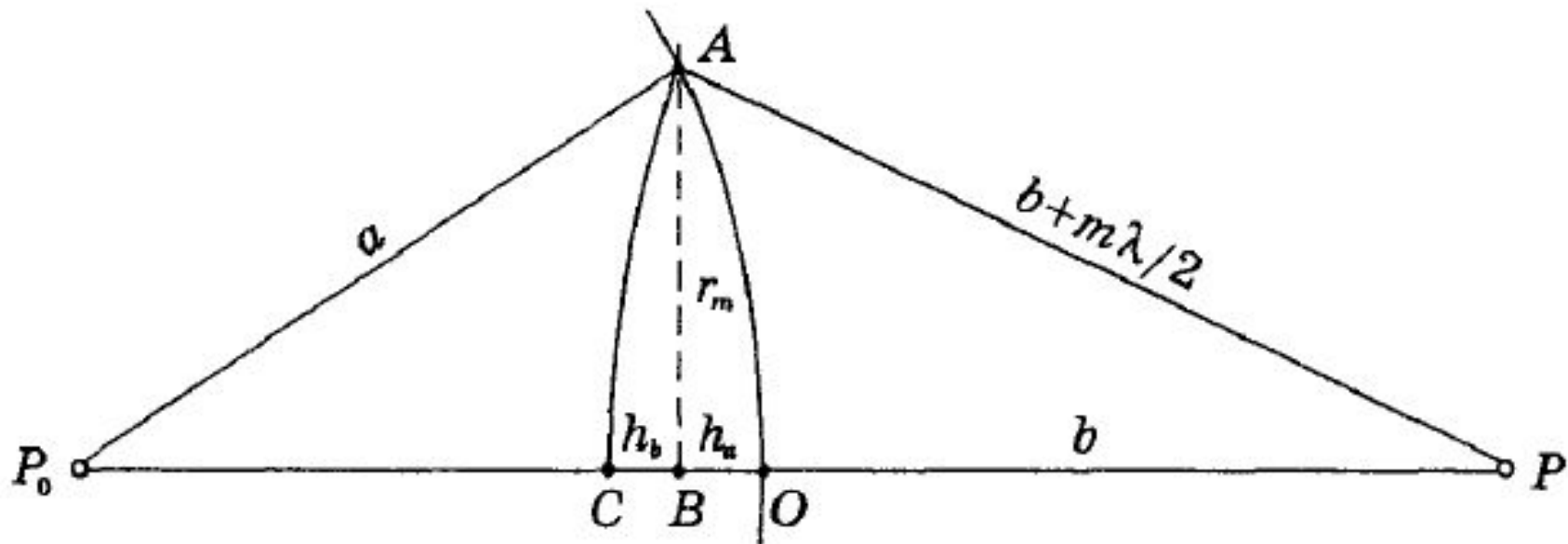


b)

# МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ







отрезок  $CO$  равен  $h_a + h_b = m\lambda/2$ . )\*

$$r_m^2 = a^2 - (a - h_a)^2$$

$$r_m^2 = (2a - h_a)h_a$$

когда  $h_a \ll 2a$ ,

$$h_a = r_m^2 / 2a.$$

аналогично для правой части рис.

$$r_m^2 = (b + m\lambda/2)^2 - (b + m\lambda/2 - h_b)^2 = (2b + m\lambda - h_b) h_b$$

так же приходим к выводу, что

$$h_b = r_m^2 / 2b.$$

Подставляя полученные значения  $h_a$  и  $h_b$  в формулу  $\quad$ )\*

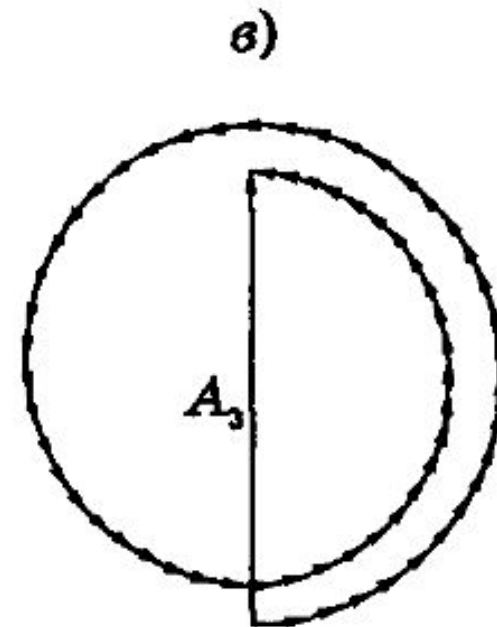
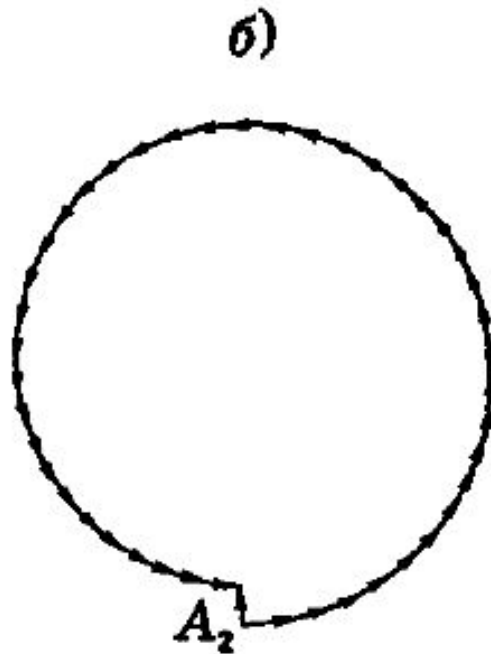
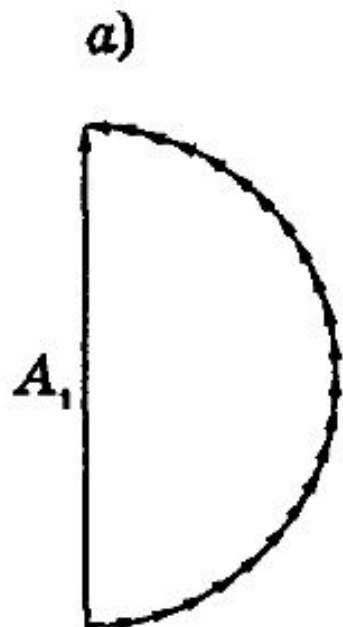
определяем, что внешний радиус  $m$ -й зоны Френеля

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

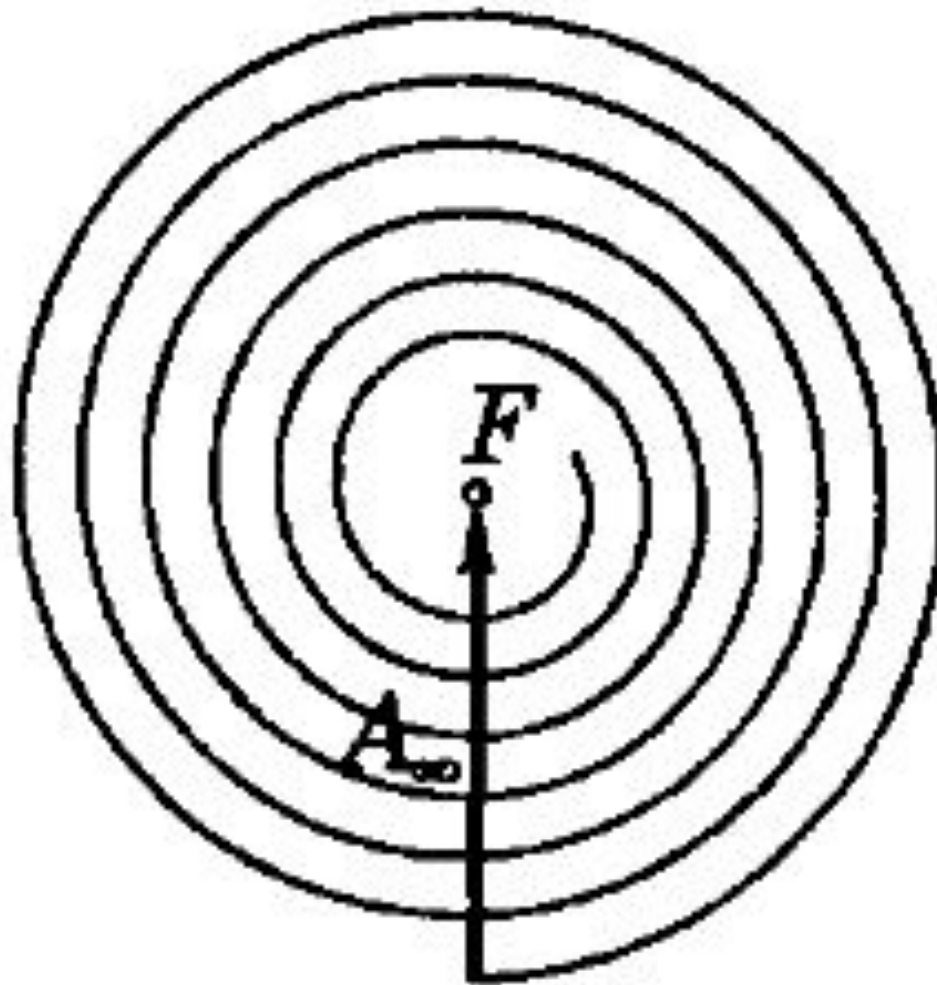
Если падающая волна плоская ( $a \rightarrow \infty$ ), то

$$r_m = \sqrt{m\lambda b}.$$

# ВЕКТОРНАЯ ДИАГРАММА ФРЕНЕЛЯ







**Открыто бесконечно большое число зон Френеля**

# Дифракционная картина от круглого отверстия



Открыто четное  
число зон

Открыто нечетное  
число зон

# Варианты отверстий и определение суммарной амплитуды диаграммы Френеля в точке наблюдения

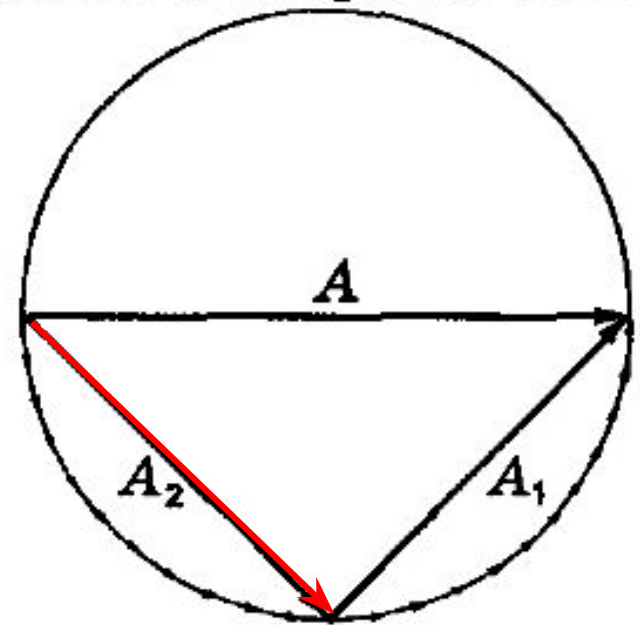
Примеры на доске:

## Варианты отверстий и определение суммарной амплитуды диаграммы Френеля в точке наблюдения

Плоская световая волна интенсивности  $I_0$  падает нормально на экран, в котором для точки наблюдения  $P$  открыты только внутренняя половина 1-й зоны Френеля и вторая (внешняя) половина 2-й зоны Френеля. Найдем интенсивность света в точке  $P$ .

Принимая первый виток спирали Френеля за окружность, построим соответствующие векторы  $A_1$  и  $A_2$  (см. рис.), и ответ очевиден:

$A = 2A_0$ , откуда  $I = 4I_0$ .



Плоская световая волна с  $\lambda = 0,64$  мкм и интенсивностью  $I_0$  падает нормально на круглое отверстие радиуса  $r = 1,2$  мм. Найти интенсивность в центре дифракционной картины на экране, отстоящем от отверстия на расстояние  $b = 1,5$  м.

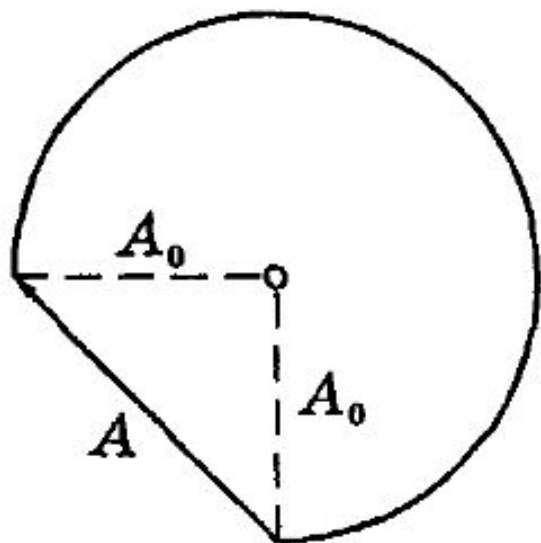


Рис. 5.36

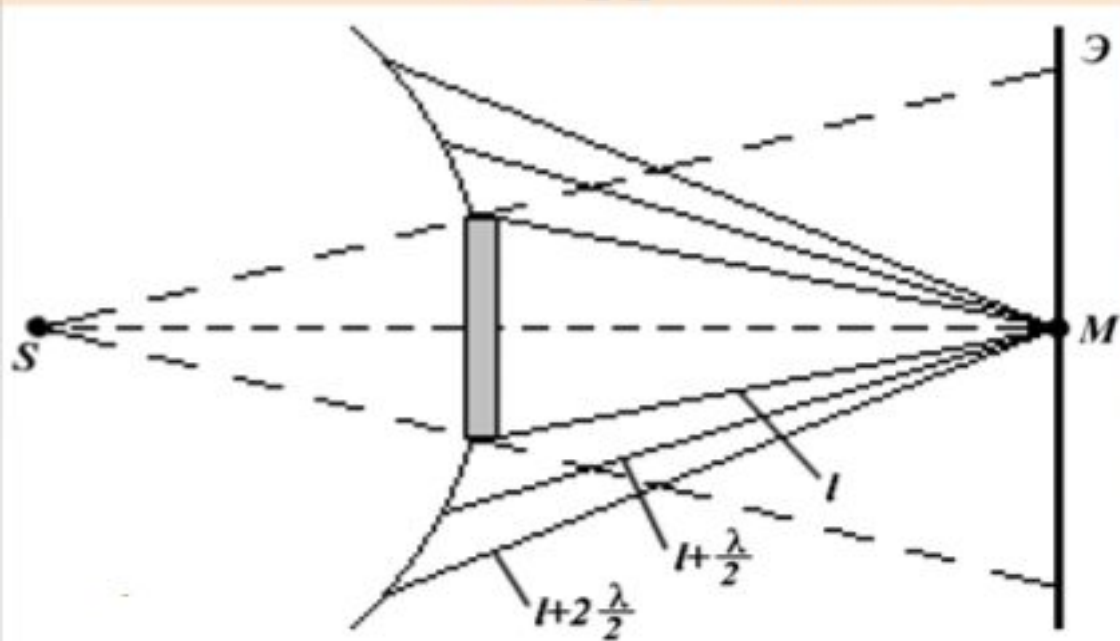
**Решение.** Прежде всего вычислим число  $m$  зон Френеля, укладывающихся в данном отверстии. Согласно формуле (5.6)

$$m = r^2 / \lambda b = 1,5.$$

Это значение  $m$  соответствует вектору  $A$  на рис. 5.36, где приведена «действующая» часть первого витка спирали Френеля. Из этого рисунка сразу видно, что  $A \approx \sqrt{2}A_0$ , а значит интенсивность  $I = 2I_0$ .

# Дифракция от диска

# Дифракция от диска



Если диск закрывает четное количество зон, то освещенность в точке  $M$  будет такой же, как и в отсутствие экрана. Вследствие симметрии **центральная светлая точка** будет окружена кольцами света и тени (вне границ геометрической тени).

**«Пятно Пуассона»**

Дифракция от круглого диска. Поместим между источником света  $S$  и точкой наблюдения  $P$  непрозрачный круглый диск радиуса

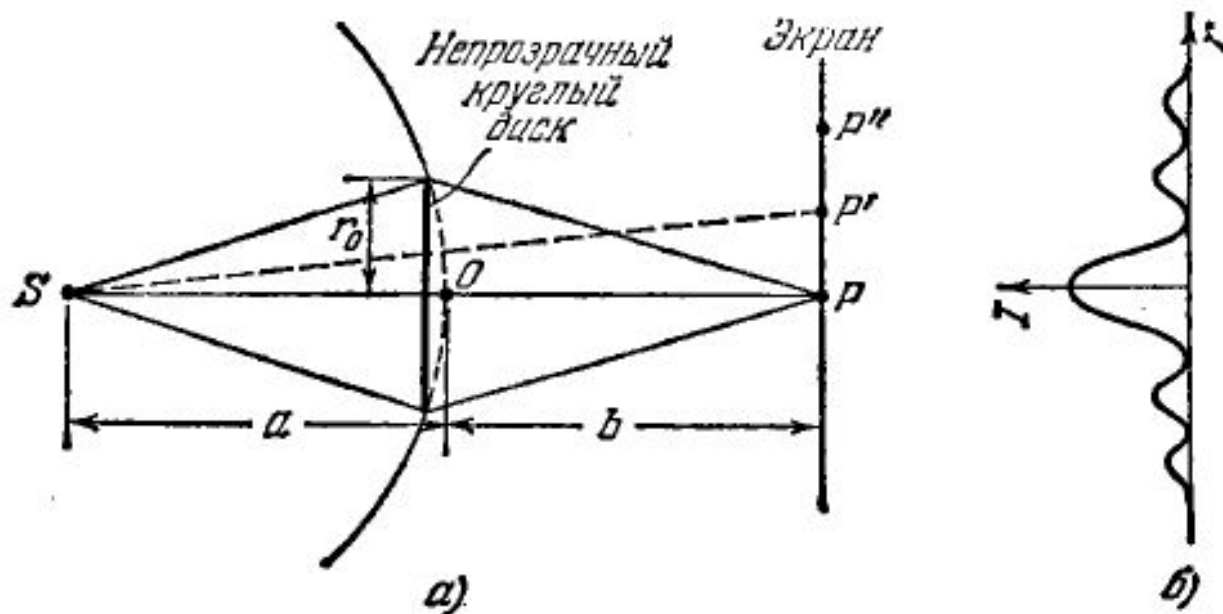


Рис. 128.4.

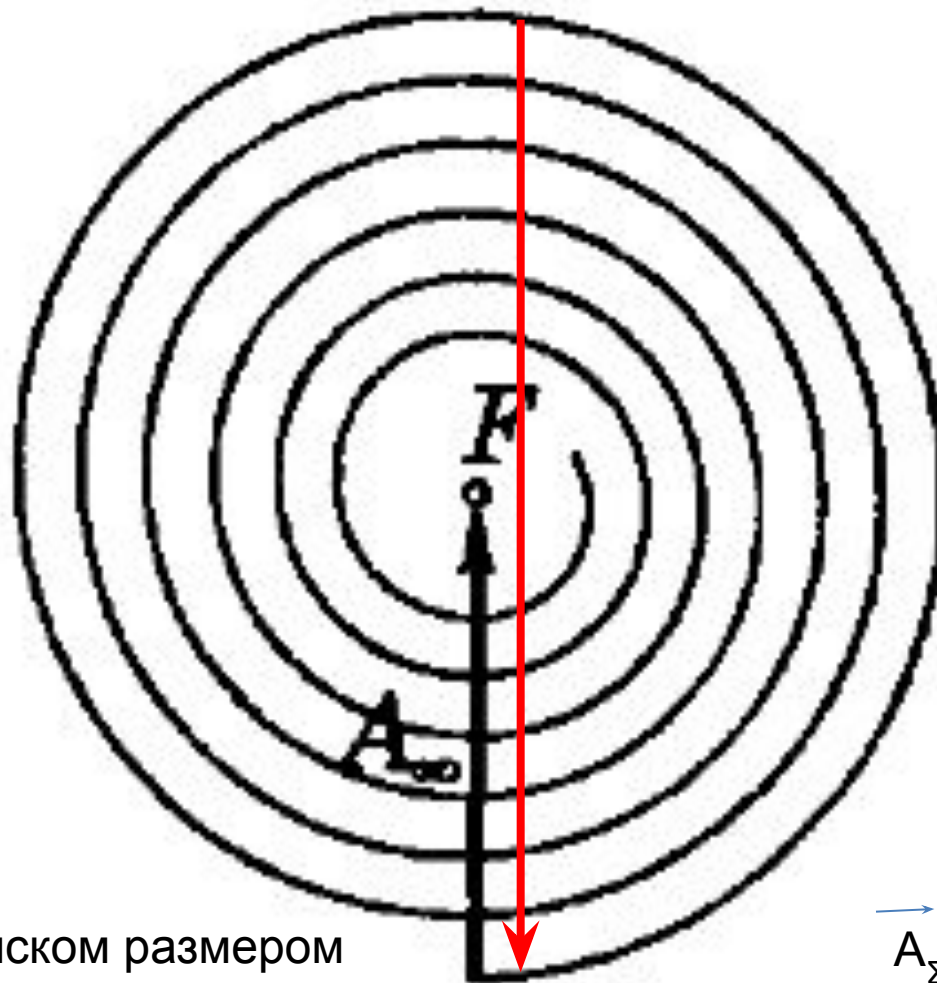
$r_0$  (рис. 128.4). Если диск закроет  $m$  первых зон Френеля, амплитуда в точке  $P$  будет равна

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

Выражения, стоящие в скобках, можно положить равными нулю, следовательно,

$$A = A_{m+1}/2.$$



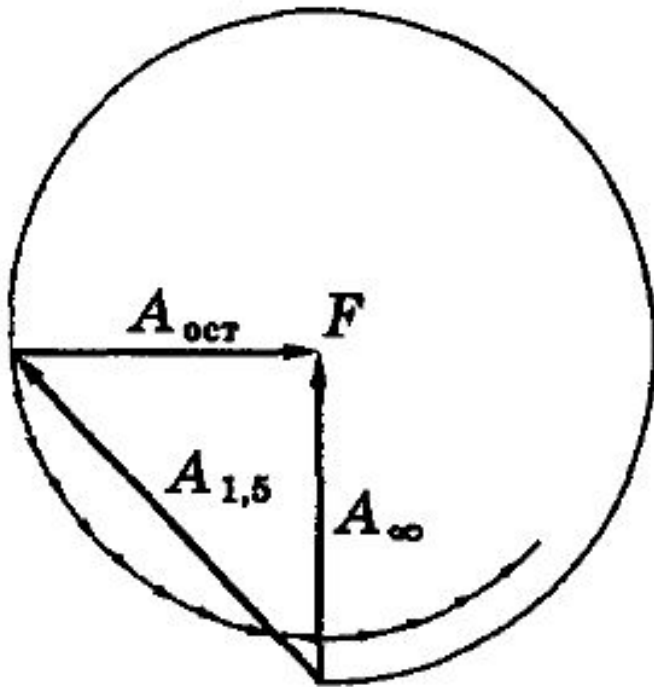


К примеру с диском размером  
в первую зону

$$\vec{A}_\Sigma = \vec{A}_\infty + \vec{A}_1$$

**Френеля**

# Диск закрывает 1,5 первые зон Френеля



$$A_{\infty} = A_{1,5} + A_{ост}$$

## Варианты отверстий и определение суммарной амплитуды диаграммы Френеля в точке наблюдения

открыто  $3/4$  волновой поверхности,



а) от каждой зоны Френеля будет действовать только  $3/4$  ее части, следовательно, амплитуда в точке  $P$  будет  $A = (3/4)A_0$  и интенсивность  $I = (3/4)^2 I_0$ .

## Варианты отверстий и определение суммарной амплитуды диаграммы Френеля в точке наблюдения

закругленная часть экрана является границей 1-й зоны Френеля для точки  $P$ .



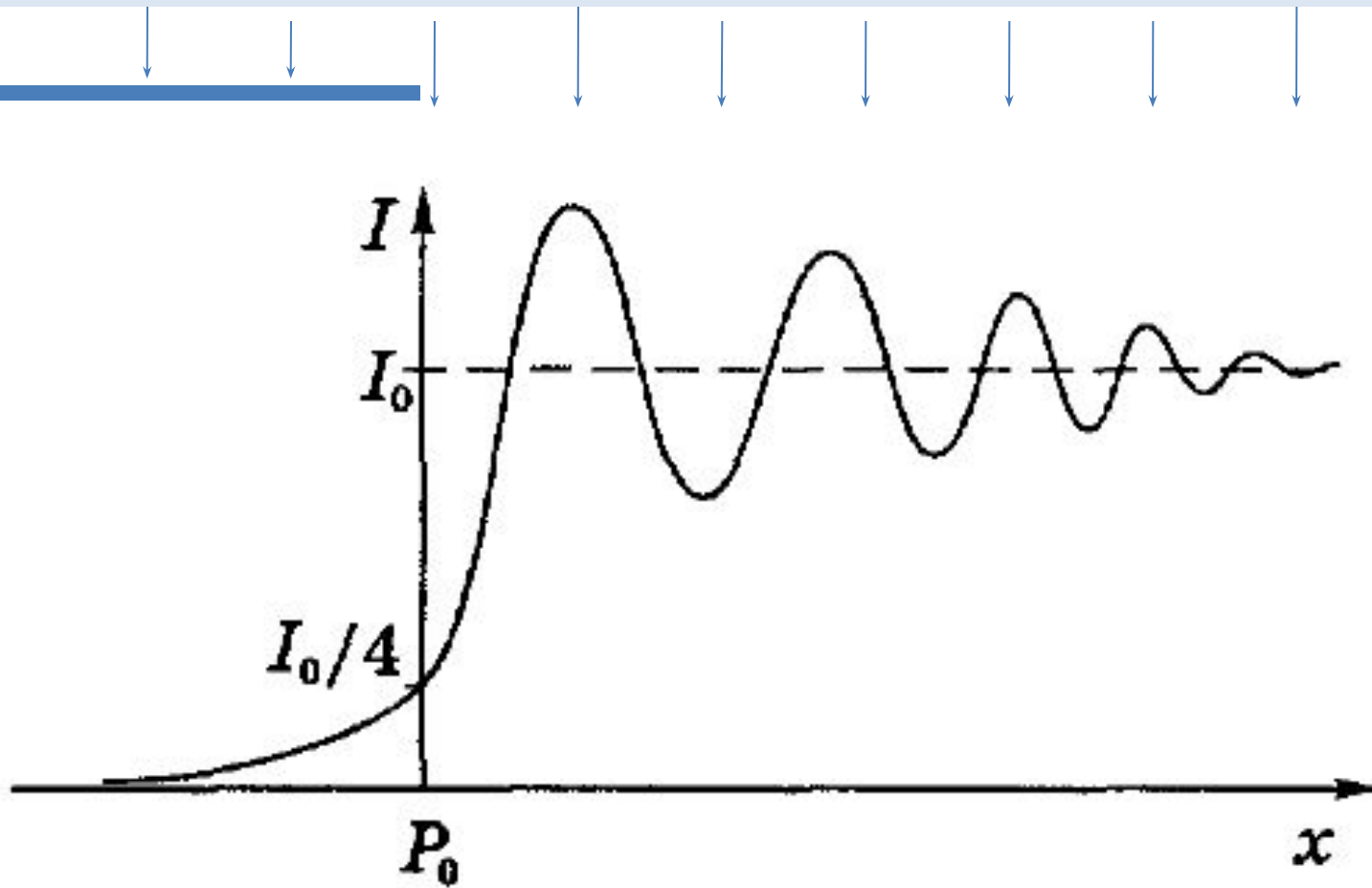
б) результирующая амплитуда  $A$  в точке  $P$  будет равна разности амплитуды от первой зоны Френеля  $A_1$  и амплитуды от всех остальных зон  $(3/4)A_{\text{ост}}$ , где  $A_{\text{ост}} \approx A_{\infty}$ .

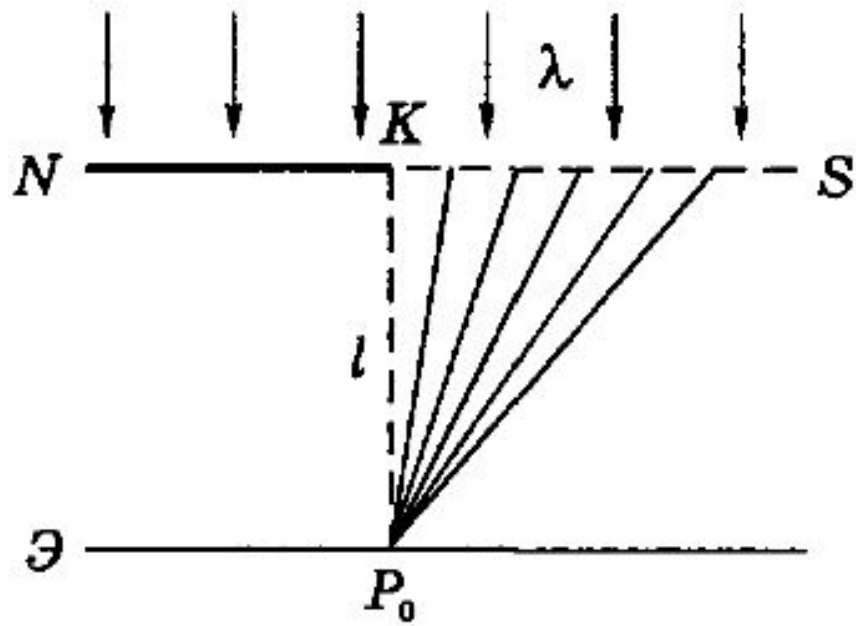
результующая амплитуда в точке  $P$  равна

$$A = A_1 - (3/4)A_{\text{ост}} = 2A_{\infty} - (3/4)A_{\infty} = (5/4)A_{\infty}.$$

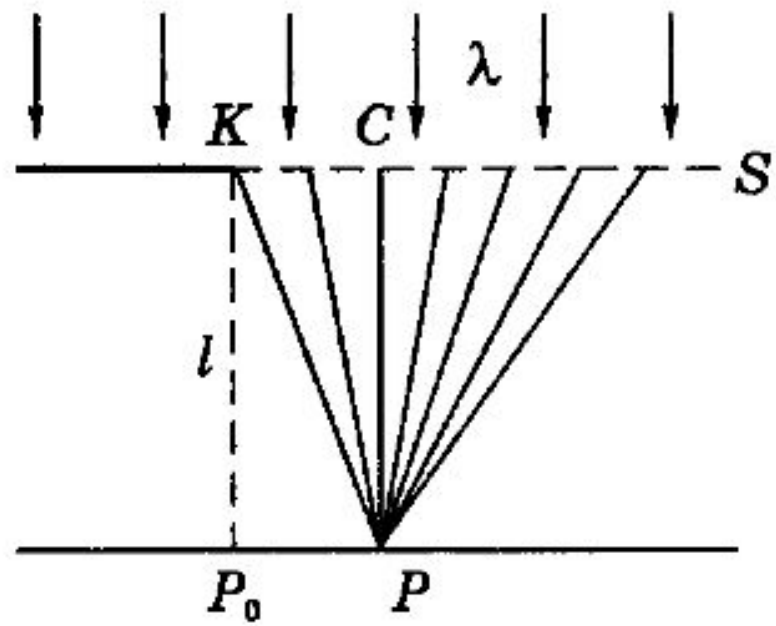
Отсюда интенсивность  $I = (5/4)^2 I_0$ .

# Дифракция от полуплоскости

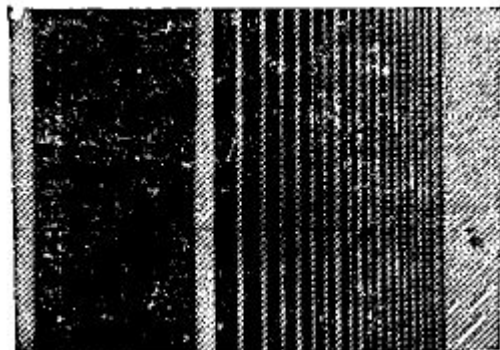




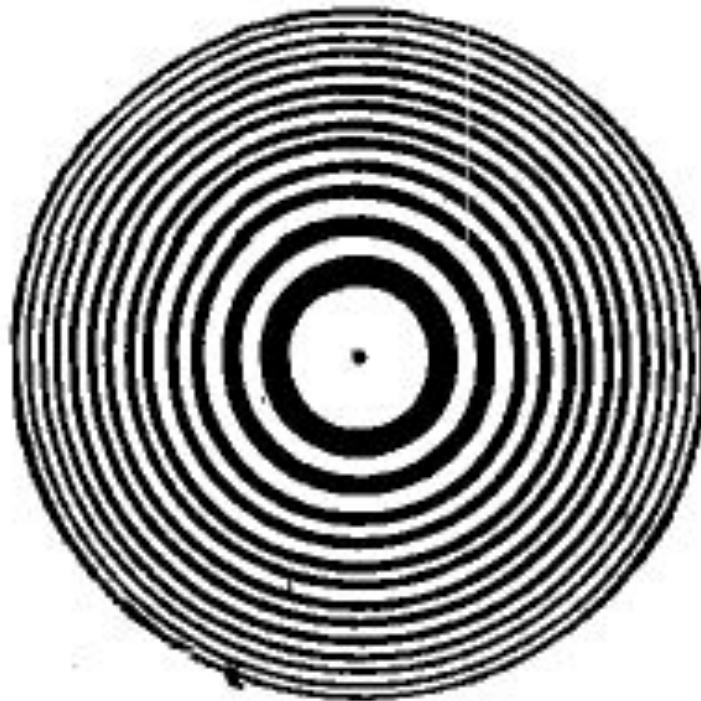
a)



б)



# Зонная пластинка



Амплитудные и фазовые пластинки

Следующие три слайда рассмотрение  
задачи



Плоская световая волна с  $\lambda = 0,60$  мкм падает нормально на достаточно большую стеклянную пластинку, на обратной стороне которой сделана круглая выемка (рис. 5.37). Для точки наблюдения  $P$  она представляет собой первые полторы зоны Френеля. Найти глубину  $h$  выемки, при которой интенсивность света в точке  $P$  будет:

- максимальной;
- минимальной.

**Решение.** Прежде всего изобразим на первом витке спирали Френеля интересующие нас векторы *в отсутствие* выемки (рис. 5.38), где изображенные векторы соответствуют амплитудам колебаний: от всей волновой поверхности ( $A_{\infty}$ ), от первых полутора зон Френеля ( $A_{1,5}$ ) и от всех остальных ( $A_{\text{ост}}$ ). Видно, что  $A_{\infty} = A_{1,5} + A_{\text{ост}}$ .

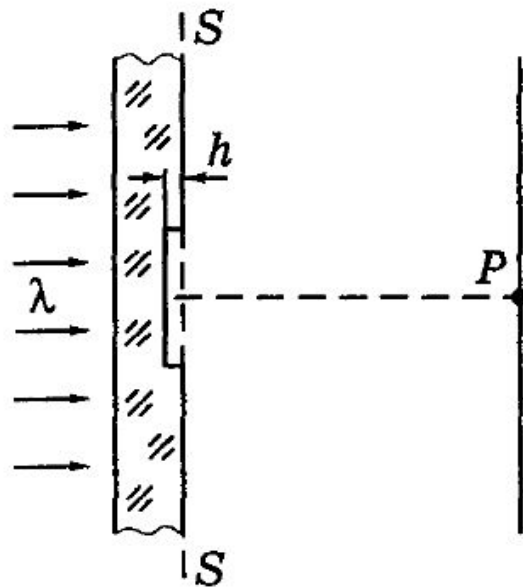


Рис. 5.37

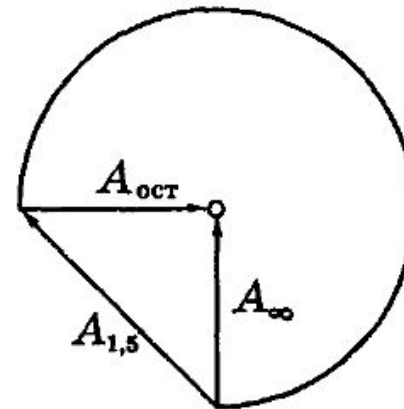
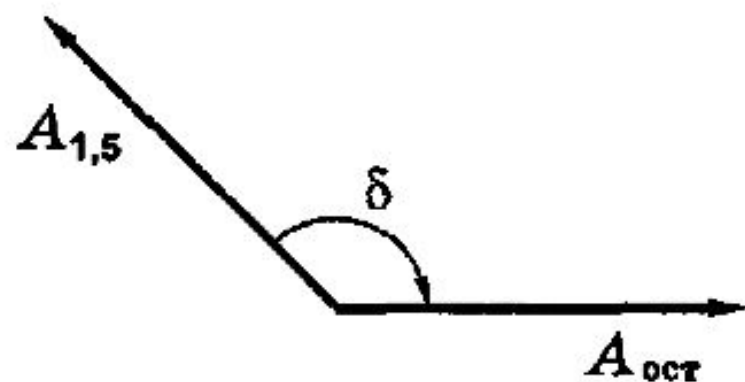
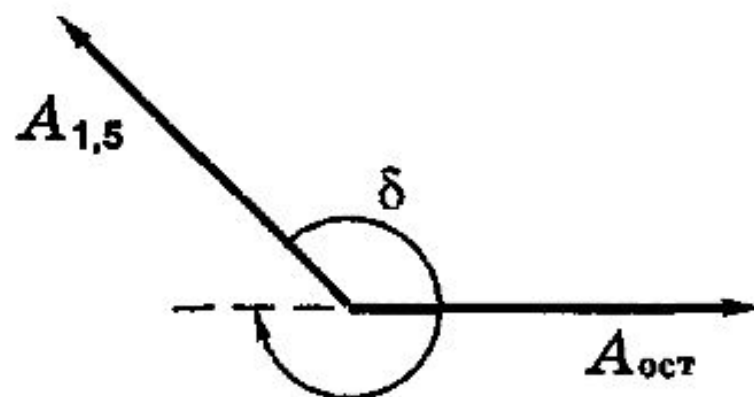


Рис. 5.38

Теперь представим себе, что мы начали постепенно делать выемку — увеличивать  $h$ . Это приведет к тому, что колебания, проходящие через выемку, начнут *опережать* по фазе, поскольку их оптический путь уменьшится на  $\Delta = h(n - 1)$ , что соответствует сдвигу по фазе на  $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$  и повороту вектора  $A_{1,5}$  на этот угол *по* часовой стрелке. Напомним, что *отставание* по фазе мы условились характеризовать поворотом *против* часовой стрелки, значит *опережение* — *по* часовой стрелке.



a)



b)

**Рис. 5.39**

а) Для получения максимума интенсивности, а значит и амплитуды, надо, чтобы вектор  $A_{1,5}$  оказался сонаправленным с вектором  $A_{\text{ост}}$ . Для этого его следует повернуть, как показано на рис. 5.39, а, на угол  $\delta = (3/4)\pi + 2\pi m$ , где  $m = 0, 1, \dots$ . Итак, из условия  $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$  получим

$$\frac{3}{4}\pi + 2\pi m = 2\pi \frac{h(n-1)}{\lambda},$$

откуда следует, что

$$h = \frac{\lambda}{n-1} \left( m + \frac{3}{8} \right).$$

б) Для получения минимума нужно, чтобы вектор  $A_{1,5}$  оказался противоположно направленным вектору  $A_{\text{ост}}$ . Из рис. 5.39, б видно, что для этого его надо повернуть на угол  $\delta = (7/4)\pi + 2\pi m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Следовательно,

$$\frac{7}{4}\pi + 2\pi m = 2\pi \frac{h(n-1)}{\lambda},$$

откуда искомая глубина выемки

$$h = \frac{\lambda}{n-1} \left( m + \frac{7}{8} \right).$$

## Количественный критерий определения вида дифракции:

Характер дифракции зависит от значения параметра

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

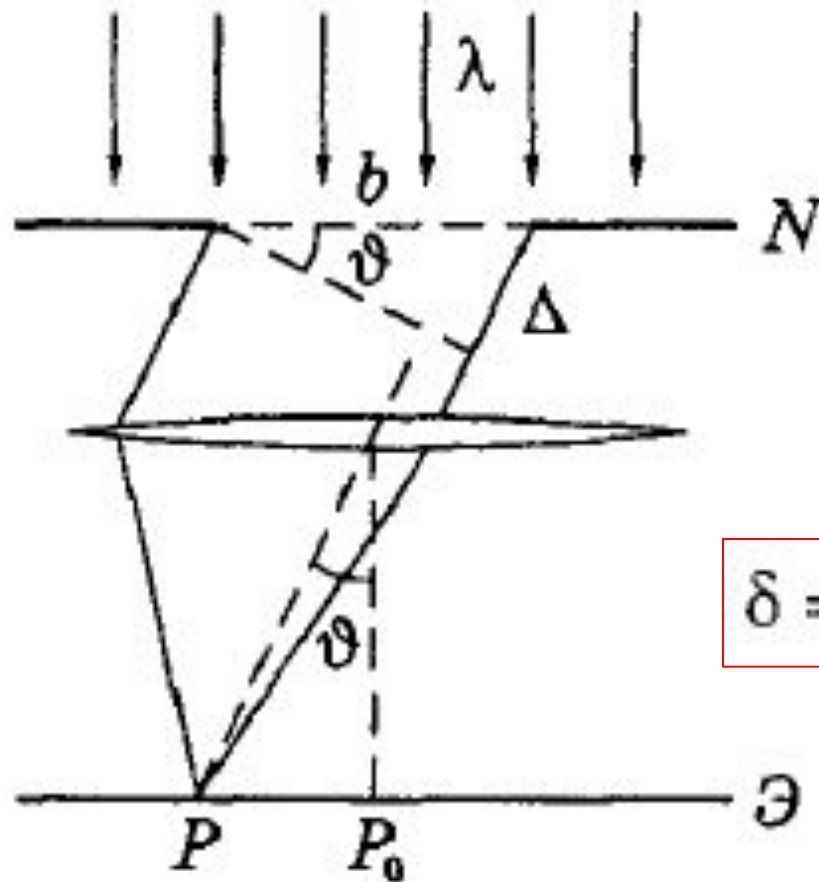
$b$  - ширина щели;

$l$  - расстояние от щели до экрана;

$\lambda$  - длина волны.

# Конец материала лекции 14

# Дифракция света на одной щели

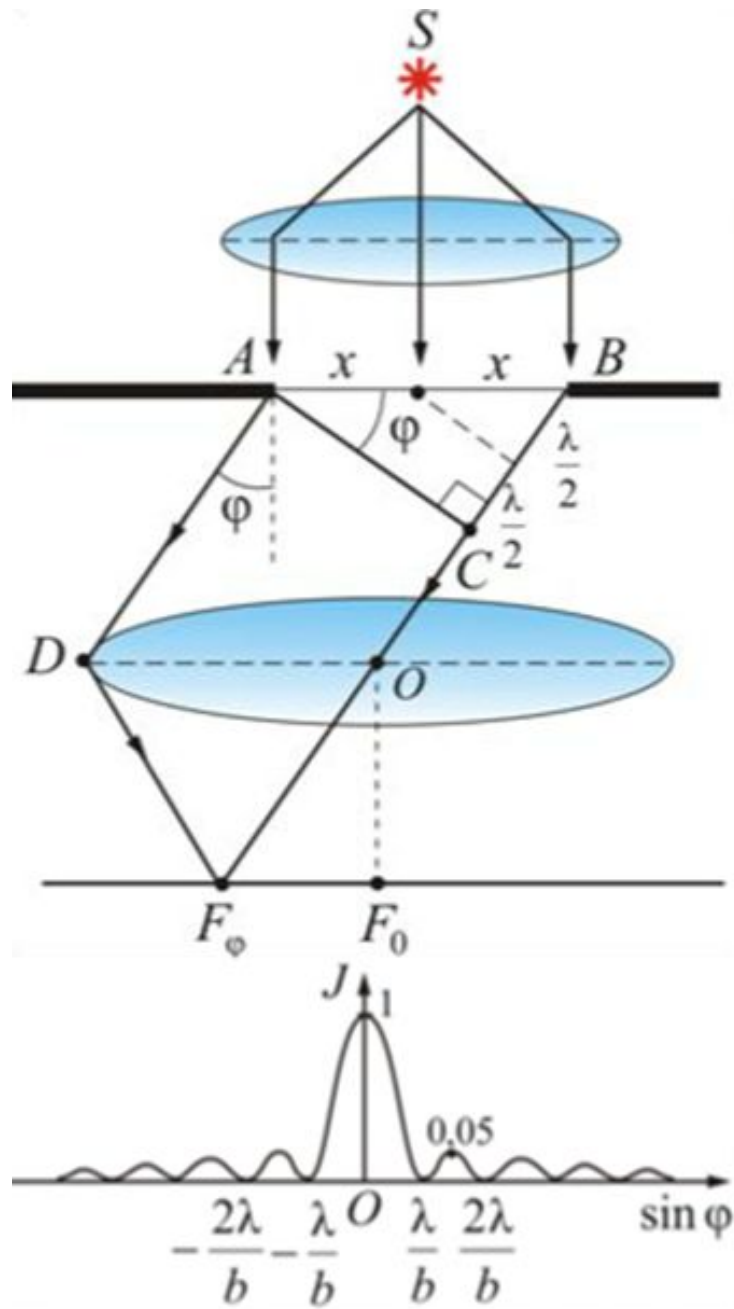


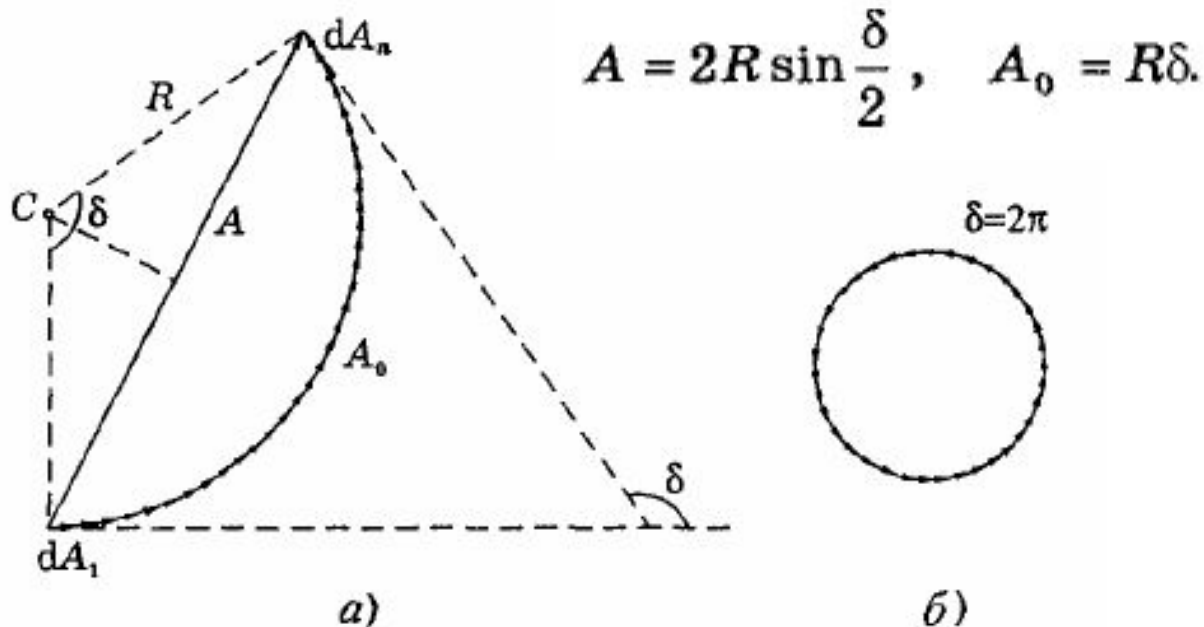
$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{\delta}{2\pi}$$

$$\Delta = b \sin \theta$$

$$\delta = 2\pi b \sin \theta / \lambda$$

$\delta$  - разность фаз на оптической разности хода





Разность фаз  $\delta$  связана с разностью хода  $\Delta$  соотношением

$$\delta = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}$$

Так как  $\Delta = b \sin \vartheta$  и в минимуме  $\delta = 2\pi m$ ,

Условие для минимумов от одной щели

$$b \sin \vartheta_m = \pm m\lambda, \quad m=1, 2, \dots \quad m \neq 0,$$



## Распределение интенсивности света от **одной** щели

Из рисунка на слайде 40:

$$A = 2R \sin \frac{\delta}{2}, \quad A_0 = R\delta.$$

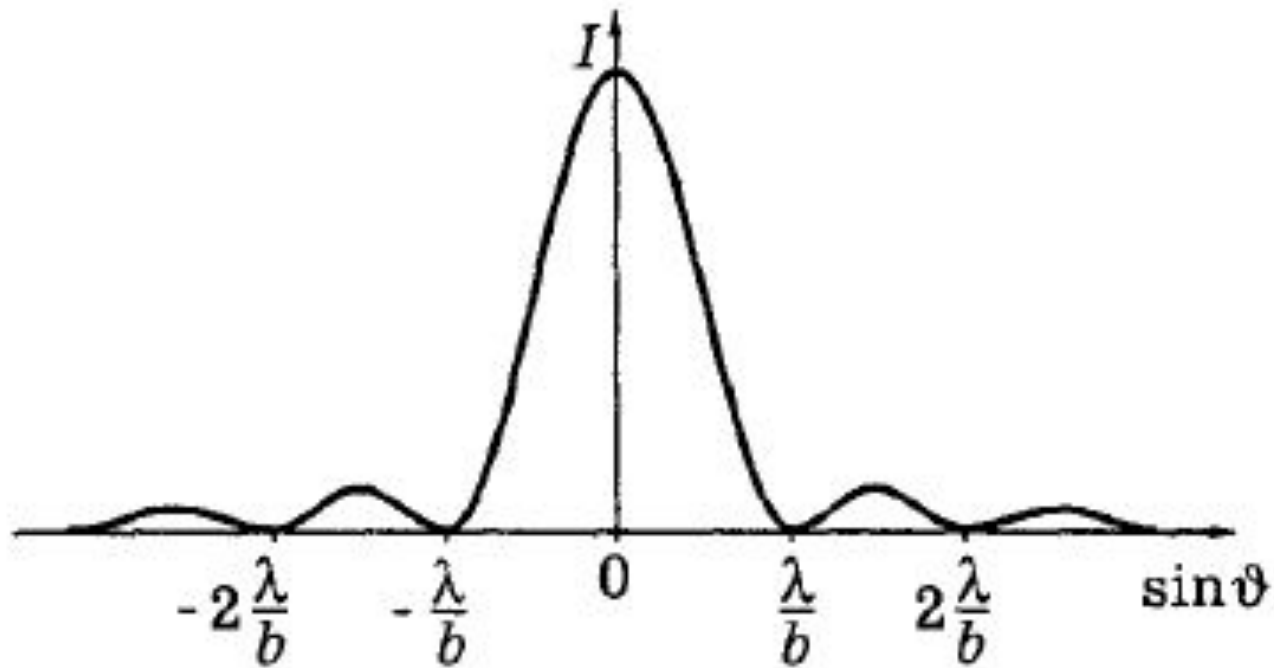
Исключив  $R$   
получим:

$$A = A_0 \frac{\sin(\delta/2)}{\delta/2}$$

А так как  $I \propto A^2$ , то

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \alpha}{\alpha^2}$$

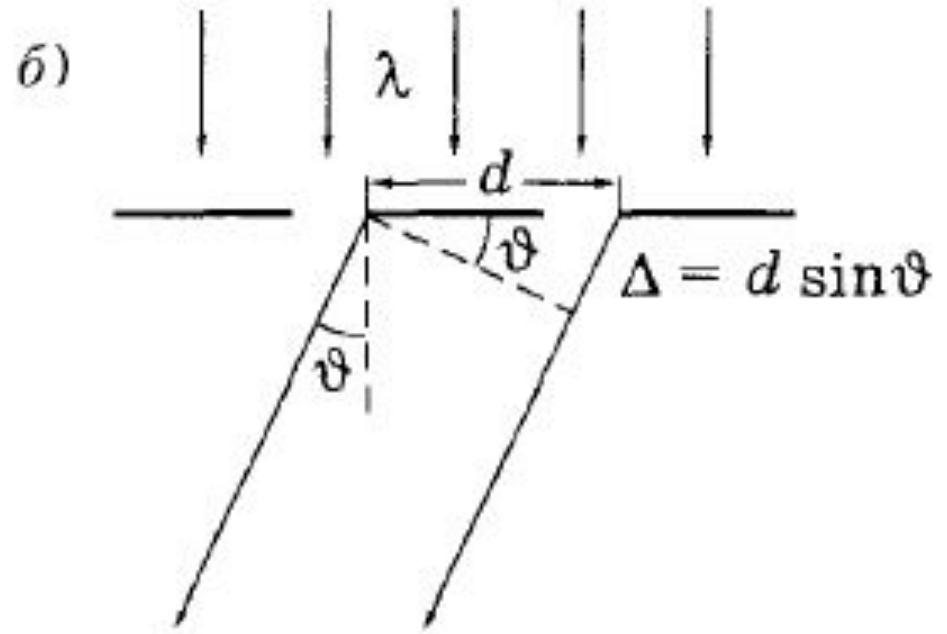
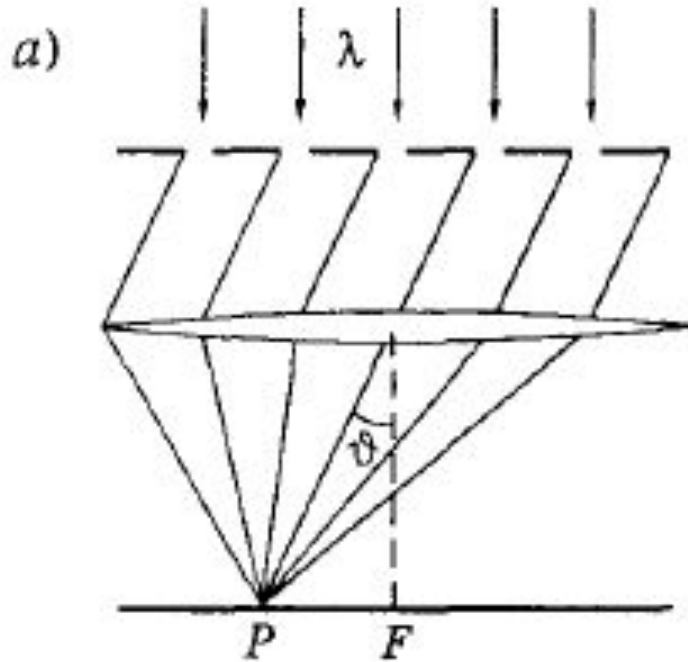
## Распределение интенсивности света от **одной** щели



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

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

# Дифракционная решетка



$d$  – период решетки

# Главные максимумы

Для главных максимумов  $A = A_1 N$ ,  $I = I_1 N^2$ .

Условие главных максимумов  $m$ -го порядка:

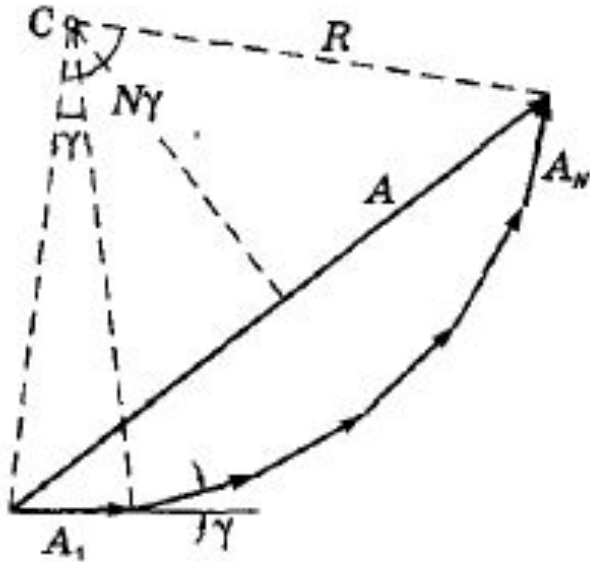
$$d \sin \vartheta_m = \pm m \lambda, \quad m=0, 1, 2, \dots,$$

В направлениях  $\vartheta_m$ , определяемых этим уравнением, возникают максимумы, интенсивность которых в  $N^2$  раз превосходит интенсивность от каждой щели в том же направлении. Их называют *главными максимумами*  $m$ -го порядка, а уравнение — *условием главных максимумов*.

Они представляют практический интерес.

# Интерференционные минимумы.

$\gamma$  - угловой сдвиг по фазе волн света между соседними щелями



a)



b)

$$\gamma = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda}$$

$$\gamma = 2\pi d \sin \theta / \lambda$$

Условие последнего замыкания векторов

$$N\gamma = 2\pi m'$$

где  $m'$  принимает целочисленные значения, кроме  $0, N, 2N, \dots$ , при которых цепочка распрямляется, и мы получаем главные максимумы.

Из двух предыдущих формул в рамках следует:

$$d \sin \vartheta = \pm \frac{m'}{N} \lambda$$

\*\*) )

Это выражение представляет собой *условие для интерференционных минимумов* (при целочисленных значениях  $m'$ , кроме  $0, N, 2N, \dots$ ).

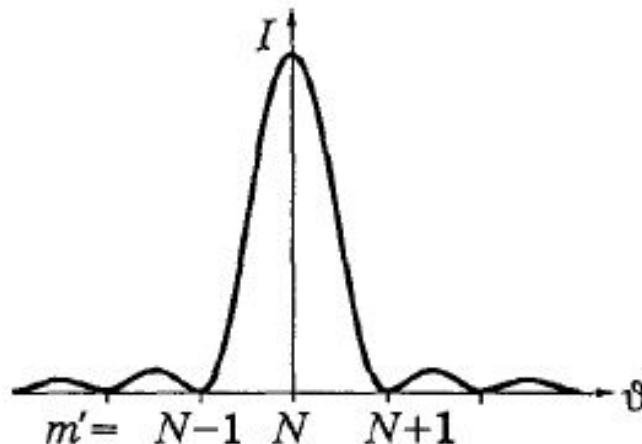
Это же выражение и будет и условием для главных максимумов при  $m' = 0, N, 2N, \dots$

кроме интерференционных минимумов, необходимо иметь в виду и *дифракционные минимумы*, определяемые условием

$$b \sin \vartheta_m = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, \dots,$$

где  $b$  — ширина каждой щели.

Выражение <sup>\*\*</sup>) позволяет определять угловую ширину главных максимумов



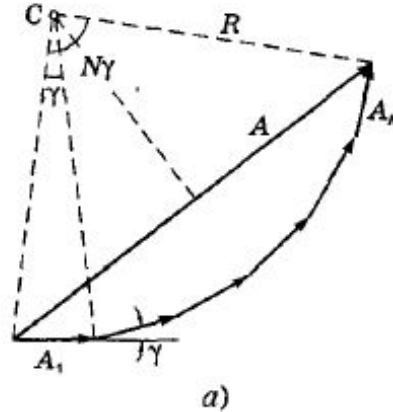
Взяв дифференциал этого выражения и учитывая, что при переходах между соседними главными максимумами  $m'$  меняется на единицу ( $\delta m' = 1$ ).

Тогда  $d \cos \vartheta \delta \vartheta = \lambda / N$ , определим:

$$\delta \vartheta = \frac{\lambda}{N d \cos \vartheta} = \frac{\lambda}{h \cos \vartheta}$$

# Интенсивность главных максимумов

$$\frac{\gamma}{\pi} = \frac{\Delta}{\lambda}$$



$$\gamma = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = 2\pi \frac{d \sin \theta}{\lambda}$$

Из рисунка слайда 45 следует, что для дифракционной решетки со многими щелями результирующая амплитуда:

$$A = 2R \sin(N\gamma/2),$$

Амплитуда от одной щели

$$A_1 = 2R \sin(\gamma/2).$$



Исключив  $2R$  из последних двух формул, получим:

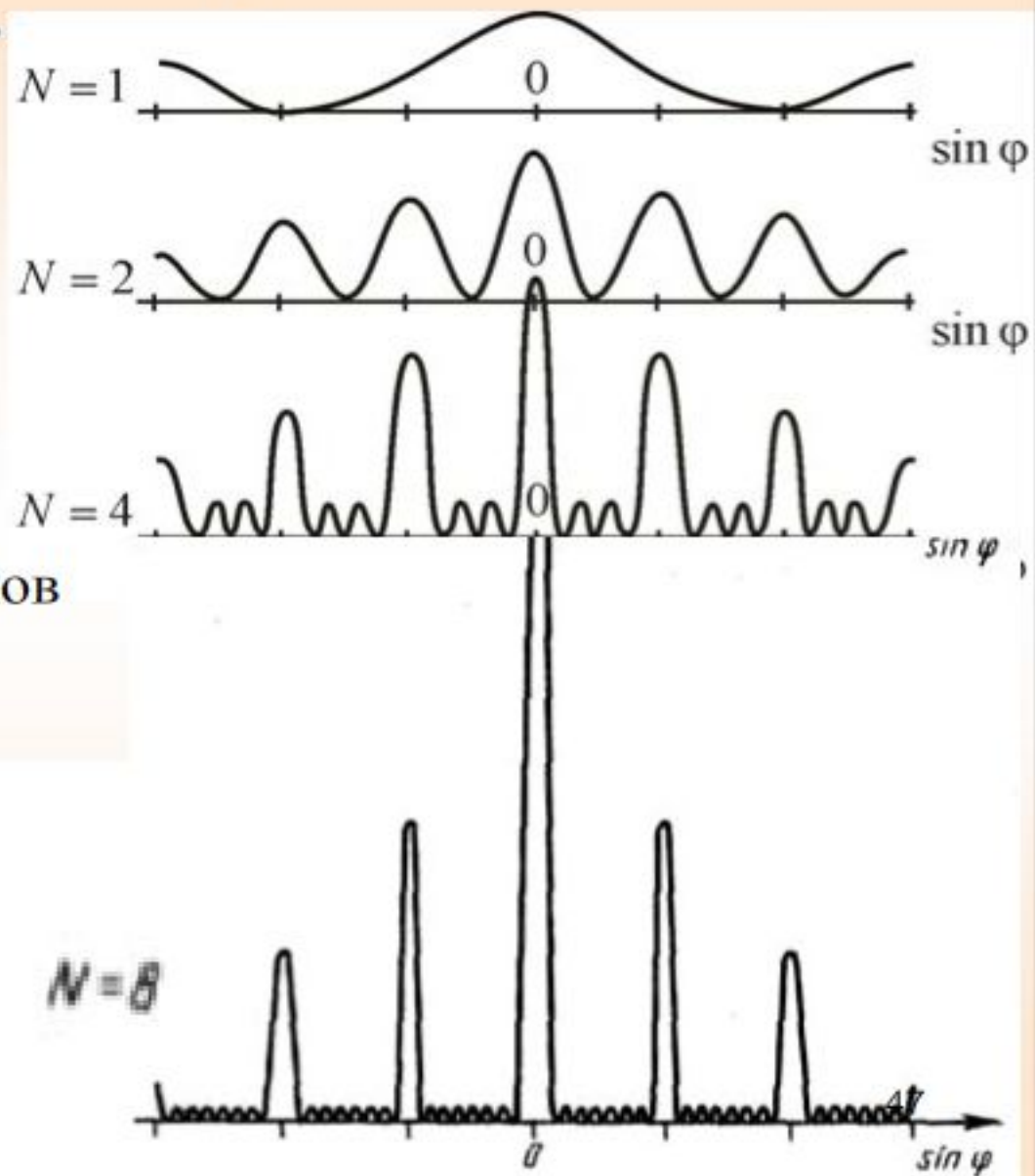
$$A = A_1 \frac{\sin(N\gamma/2)}{\sin(\gamma/2)} .$$

Учитывая  $I \propto A^2$  и выражение для  $A_1$  (слайд 40)

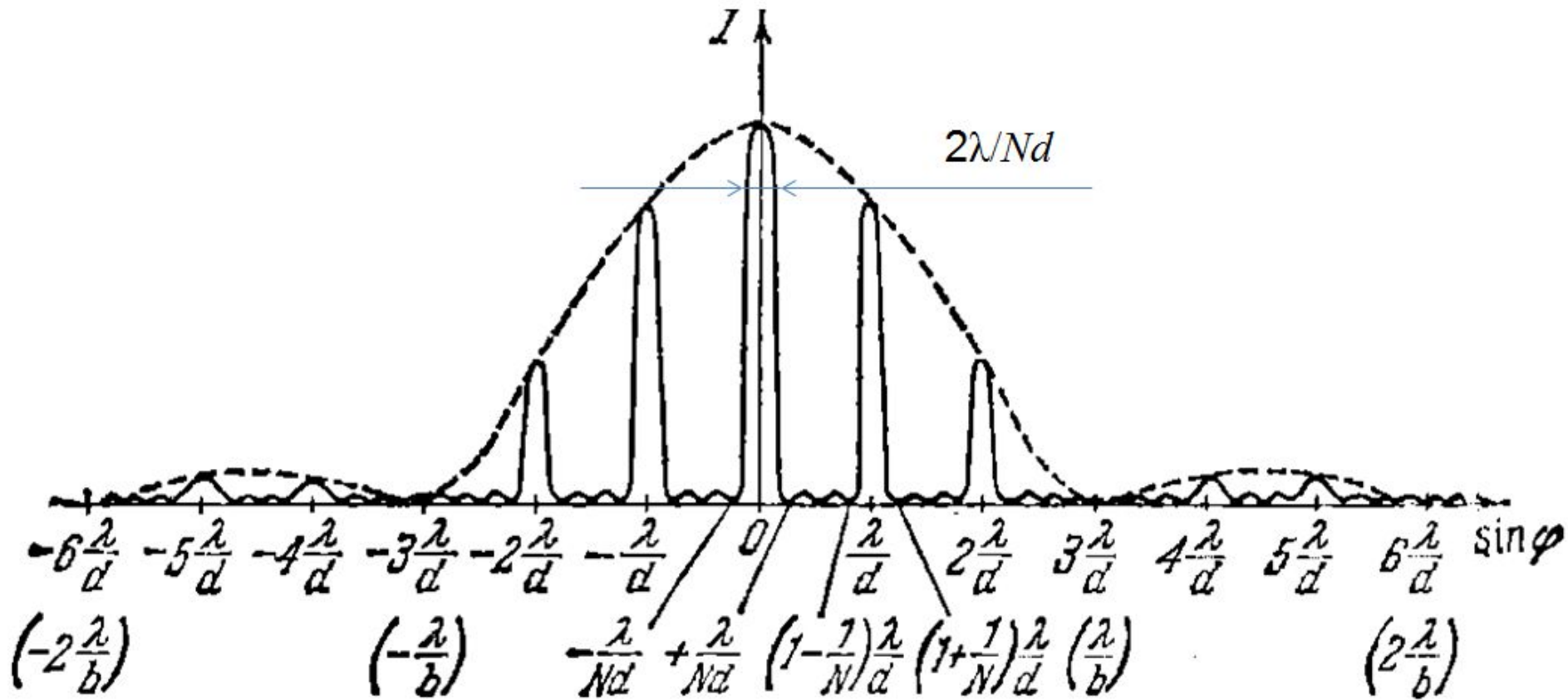
$$I = I_0 \frac{\sin^2(\delta/2)}{(\delta/2)^2} \cdot \frac{\sin^2(N\gamma/2)}{\sin^2(\gamma/2)} .$$

# Количество щелей определяет световой поток через решетку:

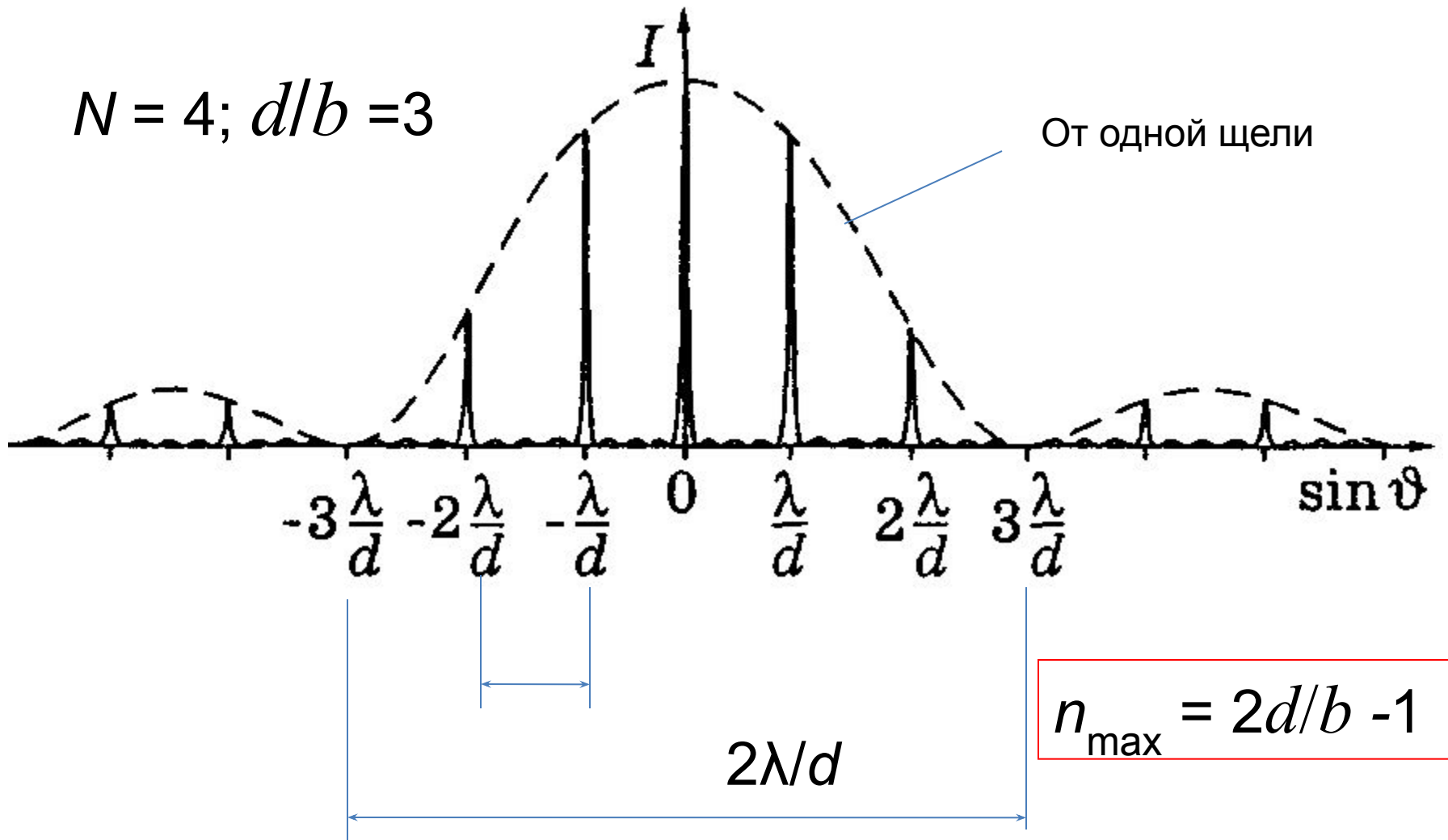
Чем больше щелей  $N$ , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами.



# Распределение интенсивности света от дифракционной решетки



# Распределение интенсивности света от дифракционной решетки

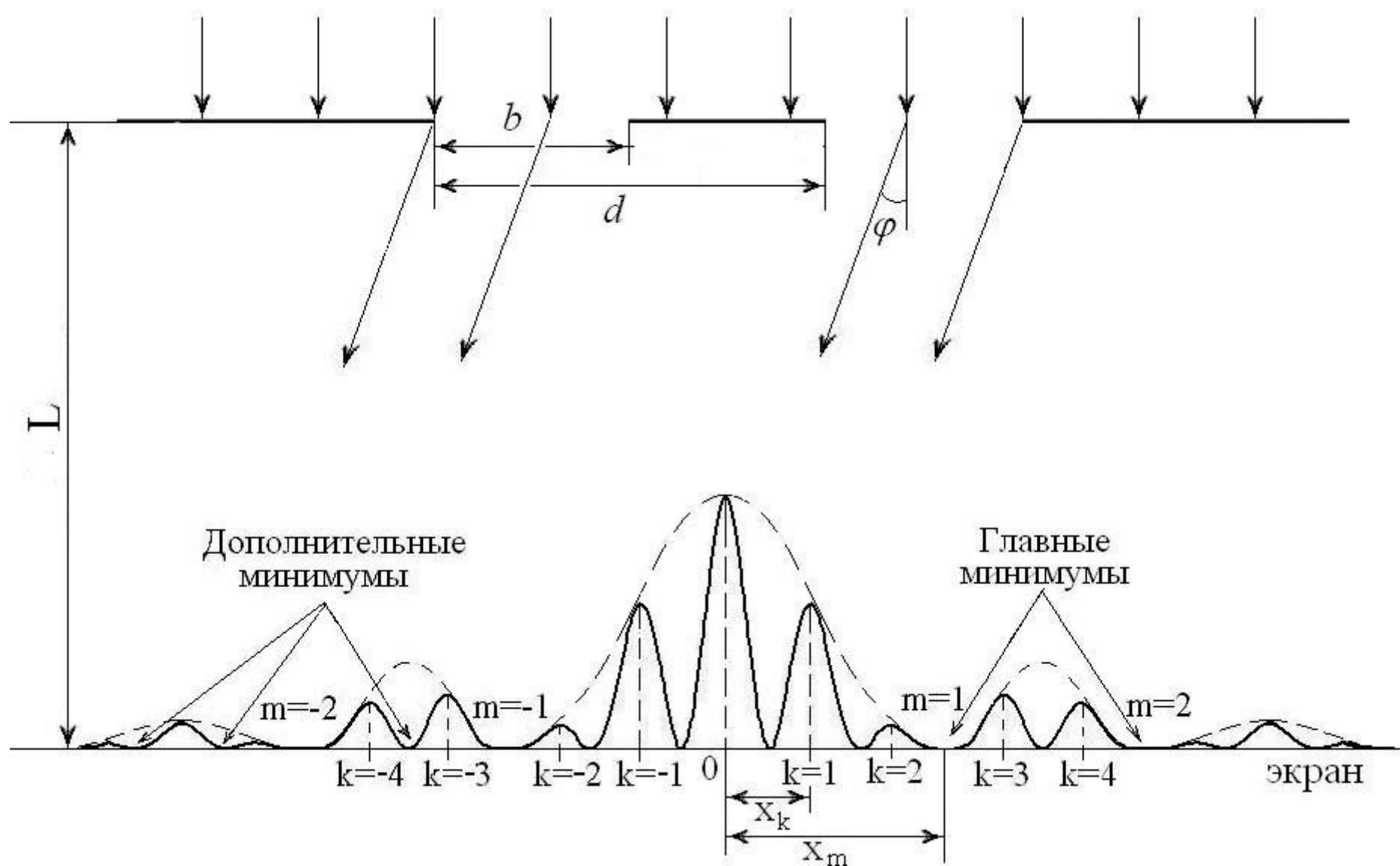


в промежутках между соседними главными максимумами имеется по  $(N - 1)$ -му добавочному минимуму. Эти минимумы возникают в тех направлениях, для которых колебания от отдельных щелей взаимно погашают друг друга. Направления добавочных минимумов определяются условием:

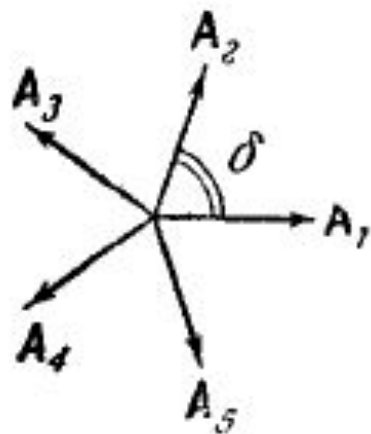
$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda$$

$$(k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots)$$

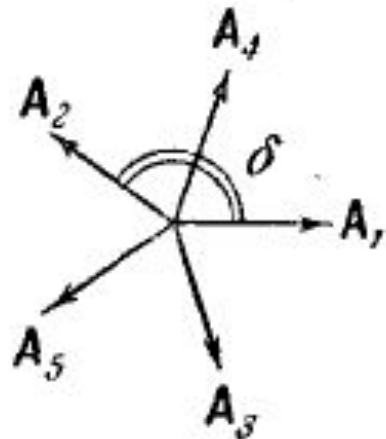
$[k'$  принимает все целочисленные значения, кроме  $0, N, 2N, \dots$



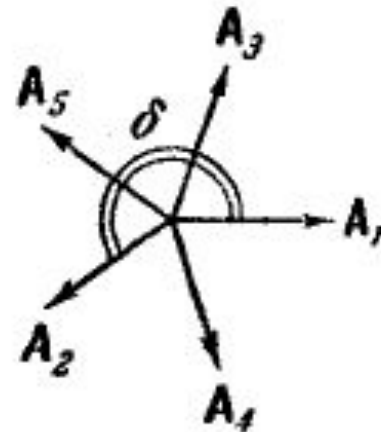
## Вариант пяти щелей



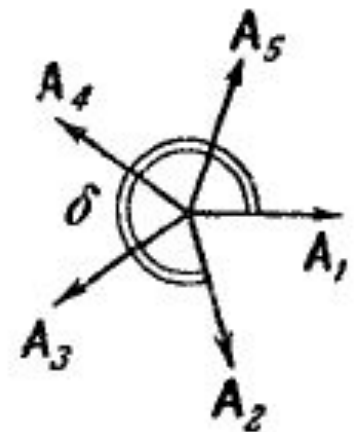
$$k' = 1, 6, 11, \dots$$



$$k' = 2, 7, 12, \dots$$

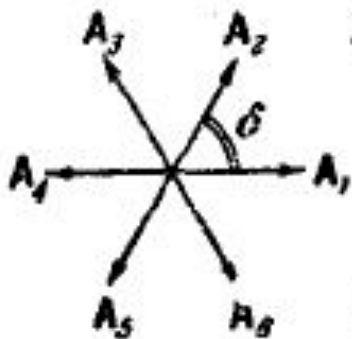


$$k' = 3, 8, 13, \dots$$

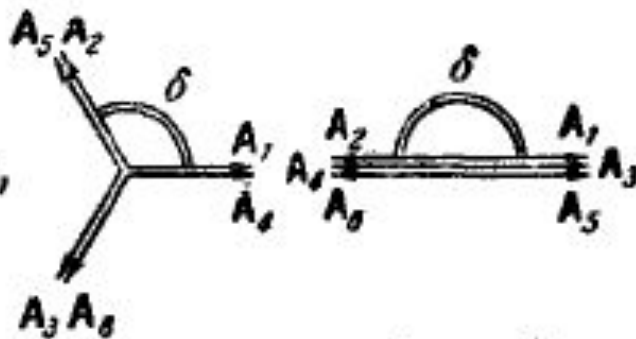


$$k' = 4, 9, 14, \dots$$

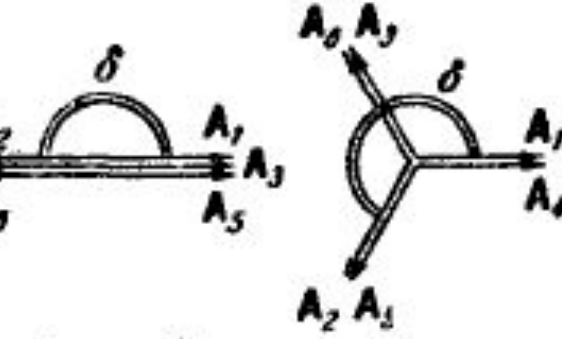
## Вариант шести щелей



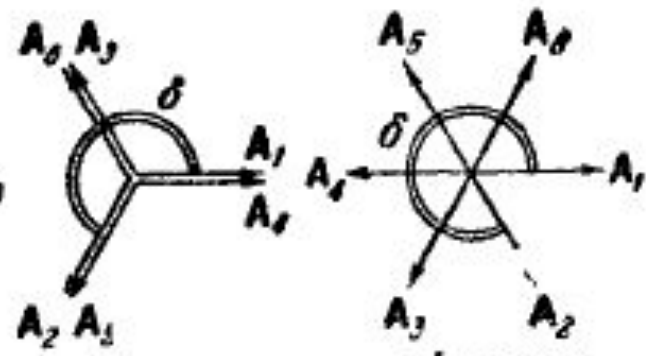
$$k' = 1, 7, 13, \dots$$



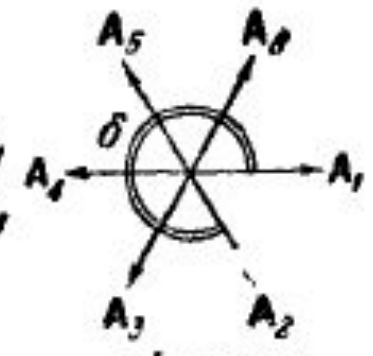
$$k' = 2, 8, 14, \dots$$



$$k' = 3, 9, 15, \dots$$

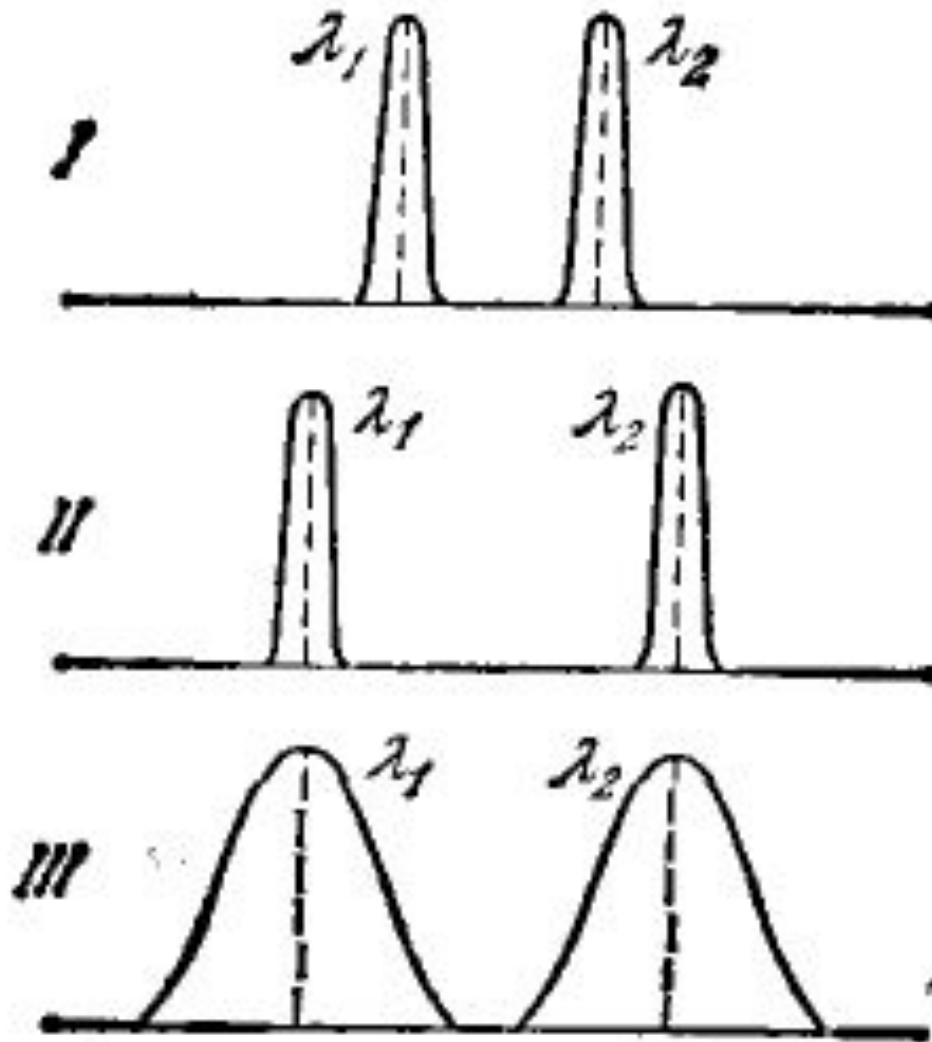


$$k' = 4, 10, 16, \dots$$



$$k' = 5, 11, 17, \dots$$

# Влияние параметров дифракционной решетки



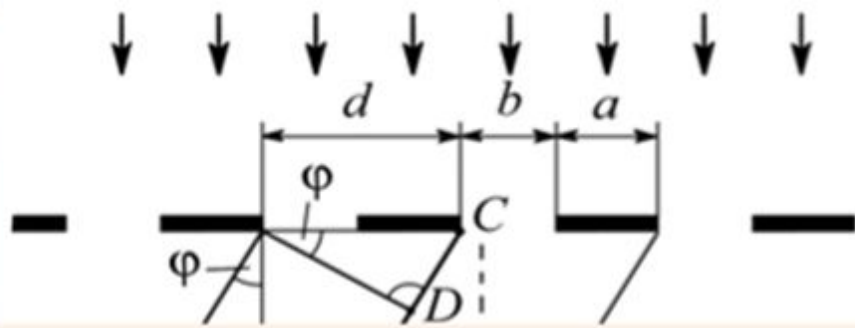
$$R_2 = R_1$$
$$N_2 = N_1$$
$$d_2 = d_1/2$$

$$d_3 = d_2$$
$$N_3 = N_2/2$$

следовательно

$$R_3 = R_2/2$$



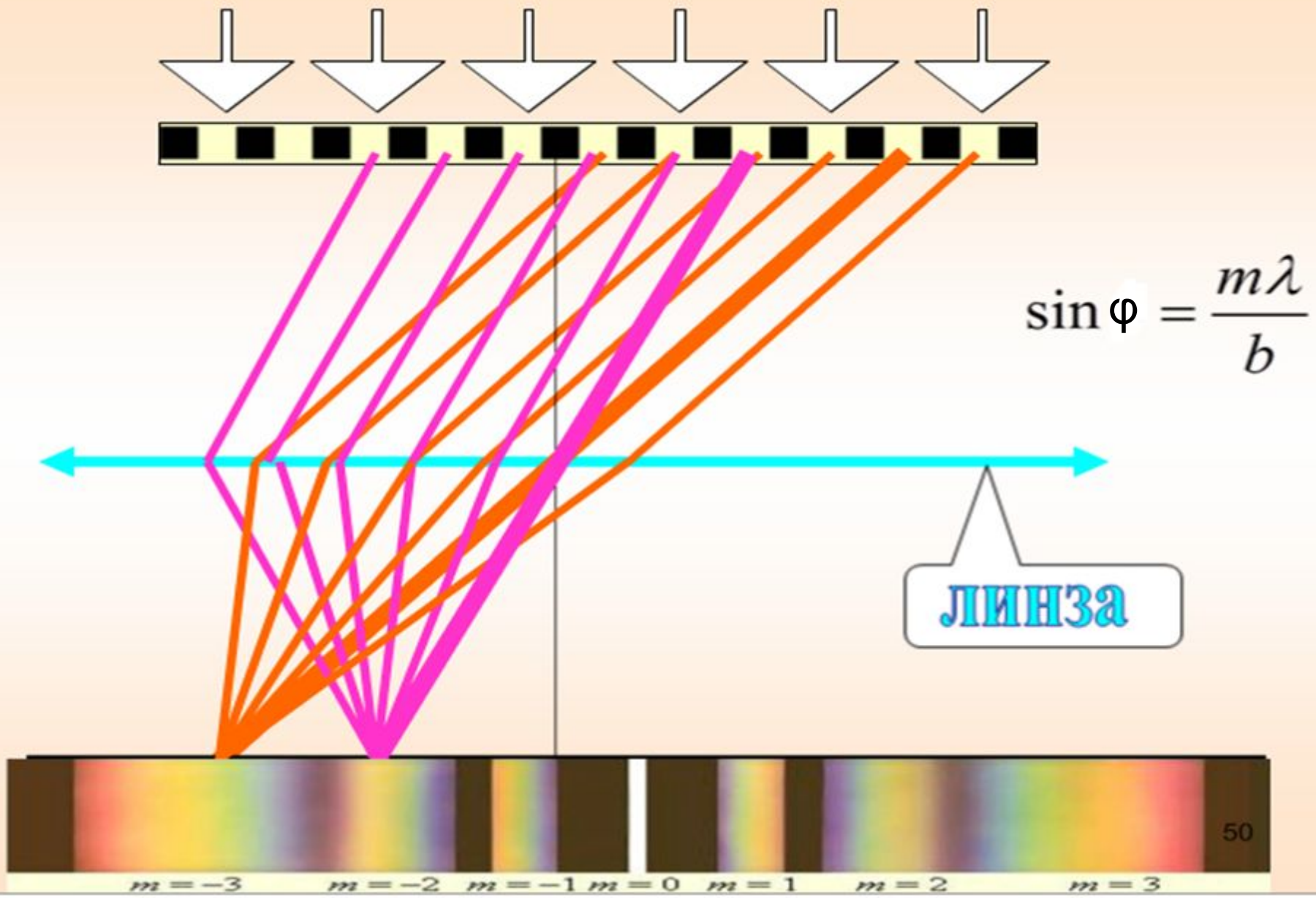


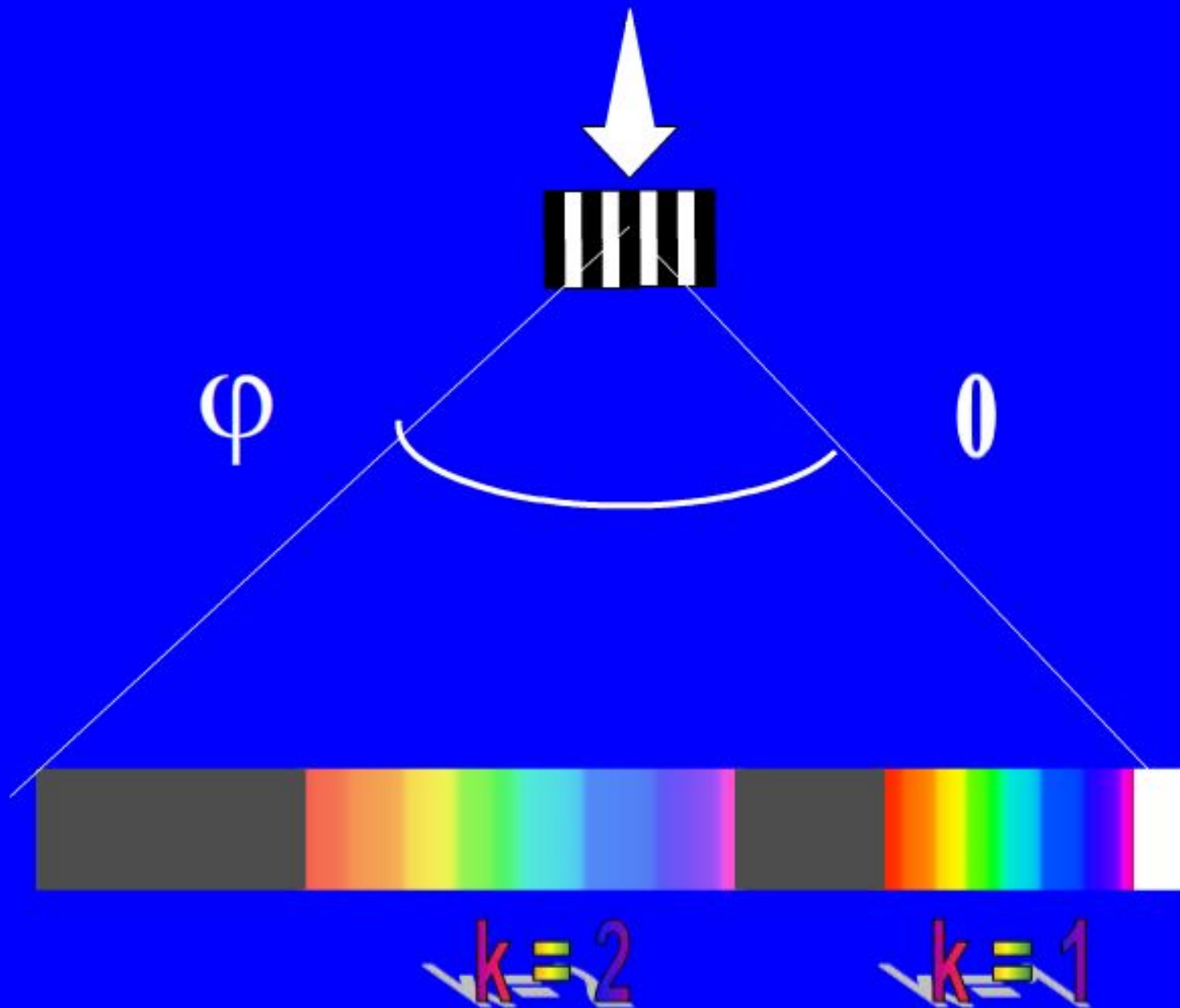
$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{b}$$

*Дифракционная решетка разлагает белый свет на составляющие, причем из формулы  $\sin \varphi = \frac{m\lambda}{b}$  видно, что свет с большей длиной волны*

*(красный) отклоняется на больший угол, в отличие от призмы, где все происходит наоборот:*







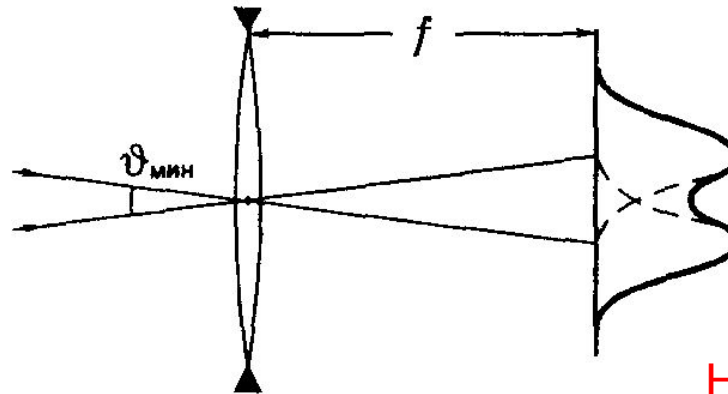
## Критерий разрешения по Рэлею

Согласно критерию Рэлея,

два точечных некогерентных источника считаются разрешенными, если центр дифракционного пятна от одного из них совпадает с ближайшим к центру минимумом дифракционной картины от другого. Это соответствует минимальному угловому расстоянию между источниками, определяемому формулой :

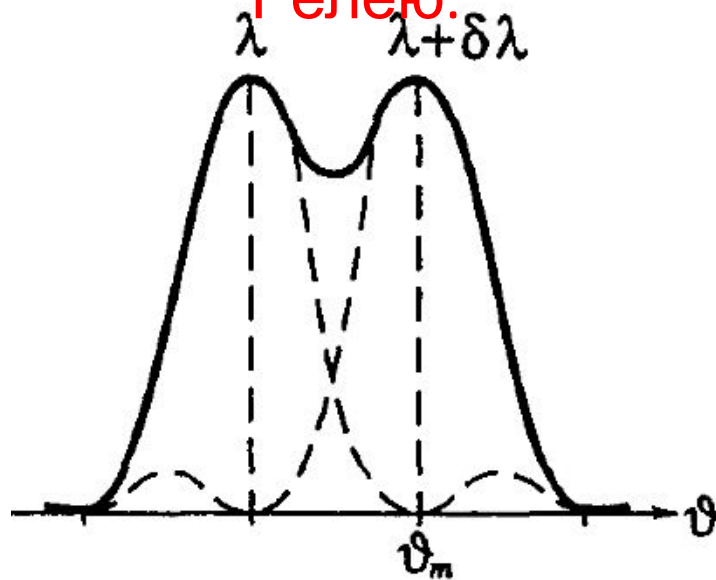
$$\vartheta_{\text{мин}} = 1,22 \frac{\lambda}{D} .$$

Результирующая картина показана на рис. где провал составляет около 25% от максимума интенсивности.



Не конспектировать

## Критерий разрешения по Релею.



согласно критерию Рэлея необходимо, чтобы максимум  $m$ -го порядка ( $m' = mN$ ) линии с длиной волны  $\lambda + \delta\lambda$  совпадал по направлению с первым минимумом линии  $\lambda$  ( $m' = mN + 1$ ), т. е.

$$d \sin \vartheta_m = m(\lambda + \delta\lambda) = \left( m + \frac{1}{N} \right) \lambda$$

$$mN(\lambda + \delta\lambda) = (mN + 1)\lambda$$

$$mN\delta\lambda = \lambda$$

Отсюда следует, что

$$\lambda/\delta\lambda = mN.$$

Это есть формула разрешающей способности  
ДР

Область дисперсии  $\Delta\lambda$  — это ширина спектрального интервала, при которой еще нет перекрытия спектров соседних порядков. Если спектры соседних порядков перекрываются, то спектральный аппарат становится *непригодным* для исследования соответствующего участка спектра.

Длинноволновый конец спектра  $m$ -го порядка совпадает с коротковолновым концом спектра  $(m + 1)$ -го порядка, если  $m(\lambda + \Delta\lambda) = (m + 1)\lambda$ , откуда следует, что область дисперсии

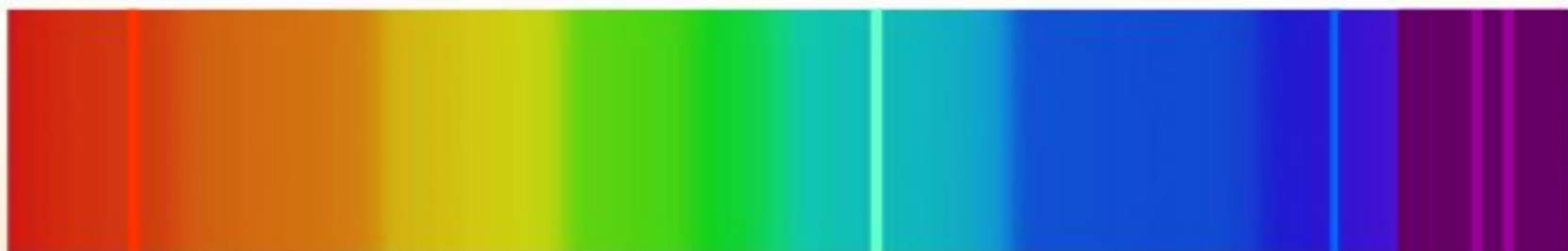
$$\Delta\lambda = \lambda/m.$$

Значит, область дисперсии  $\Delta\lambda$  обратно пропорциональна порядку спектра  $m$ . При работе со спектрами низких порядков (обычно второго или третьего) дифракционная решетка пригодна для исследования излучения, занимающего достаточно широкий спектральный интервал. В этом главное преимущество дифракционных решеток перед интерференционными спектральными приборами, например, интерферометром Фабри–Перо, у которого из-за высоких порядков  $m$  область дисперсии очень мала.



# Спектр атома

В О Д О Р О Д а



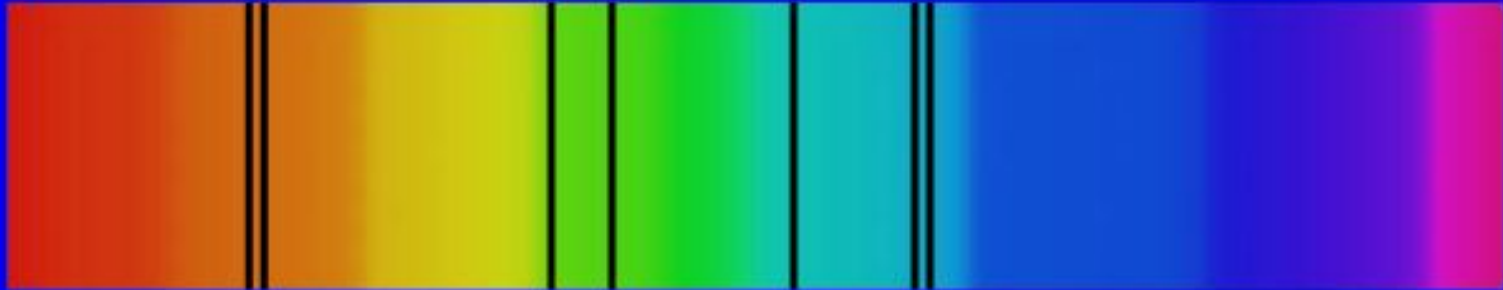
$H_{\alpha}$

$H_{\beta}$

$H_{\gamma}$

$H_{\delta}$

**Линейчатый спектр  
позволяет определить  
химический состав  
звезды**



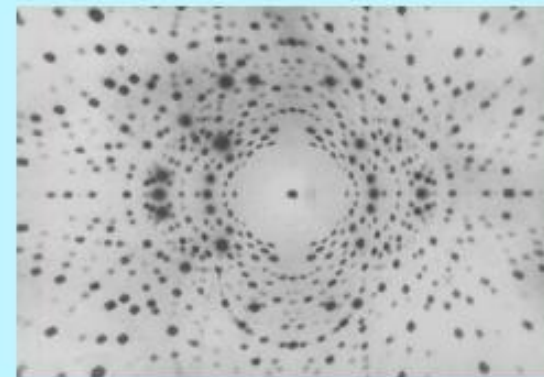
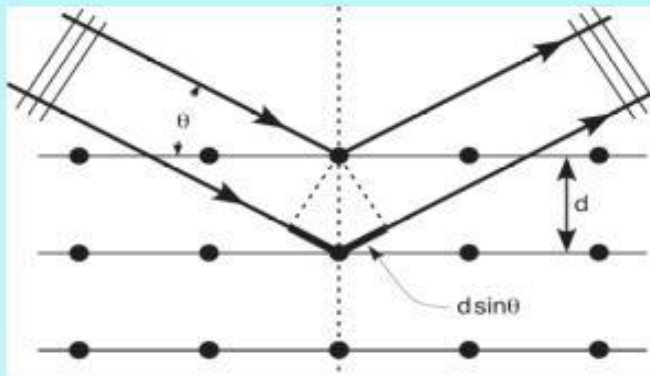
**Пространственной** или **трехмерной** **дифракционной решеткой** называется такая оптически неоднородная среда, в которой неоднородности периодически повторяются при изменении всех трех пространственных координат.

# Дифракция рентгеновских лучей

Макс фон Лауэ высказал гипотезу, что правильное расположение атомов в кристаллической решётке (период кристаллической решетки  $d \sim 10^{-8}$  см сравним с длиной волны рентгеновских лучей  $10^{-6}$  см -  $10^{-10}$  см) можно использовать для наблюдения интерференции рентгеновских лучей. Для этого надо взять кристалл в качестве дифракционной решётки.



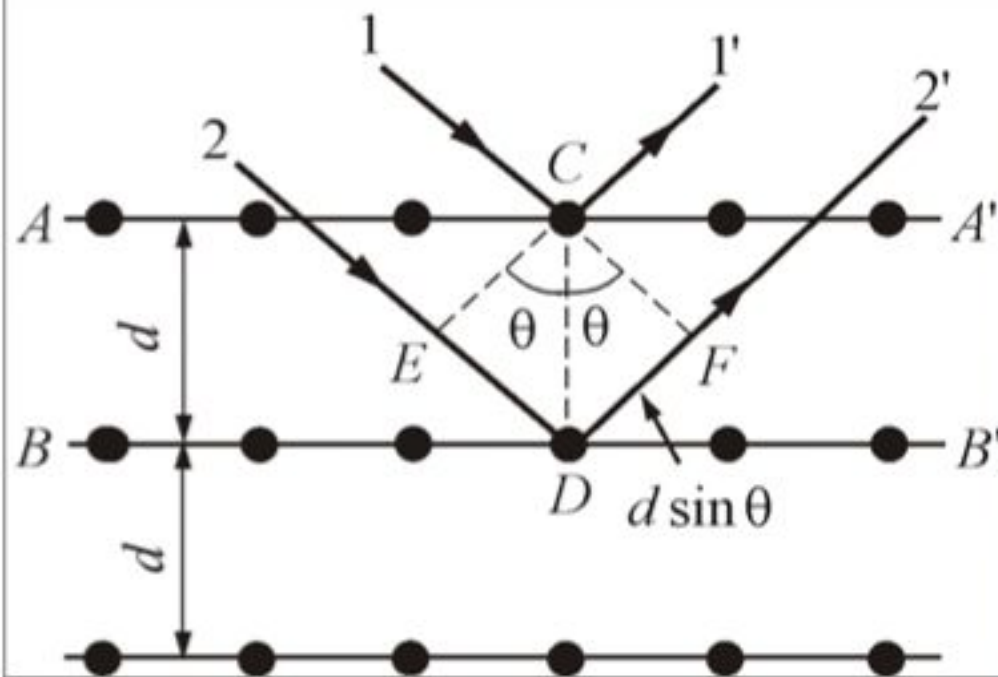
Макс фон Лауэ  
(Max von Laue)  
(1879-1960 гг.)



$n \lambda = 2d \sin \theta$  - формула Брэгга-Вульфа

Рентгенограмма ориентированного монокристалла берилла

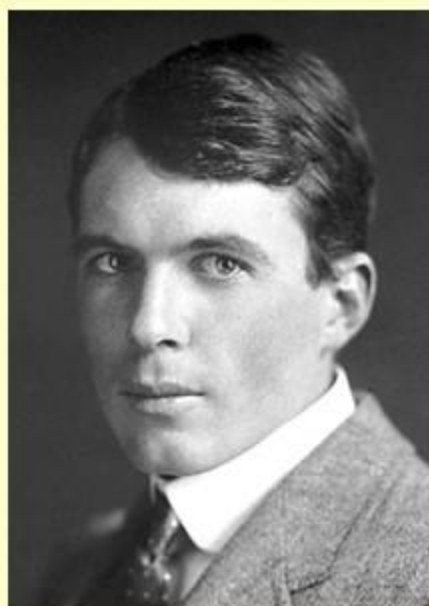
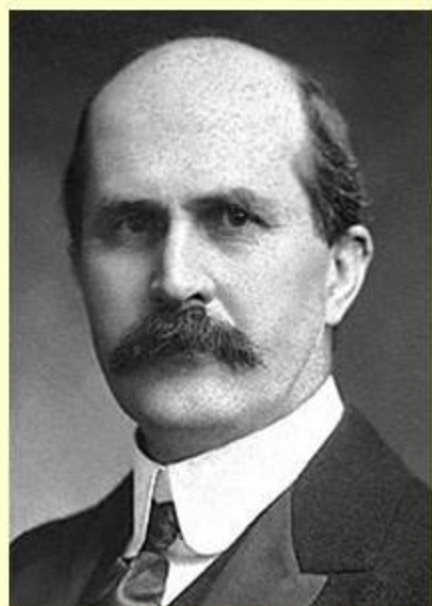
В 1913 г. русский физик Г.В. **Вульф** и английские ученые отец и сын Генри и Лоуренс **Брэгги**, независимо друг от друга, предложили простой метод расчета дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, как *результат отражения рентгеновских лучей от плоскостей кристалла.*



Интерференционные максимумы должны удовлетворять *условию Вульфа-Брэггов :*

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

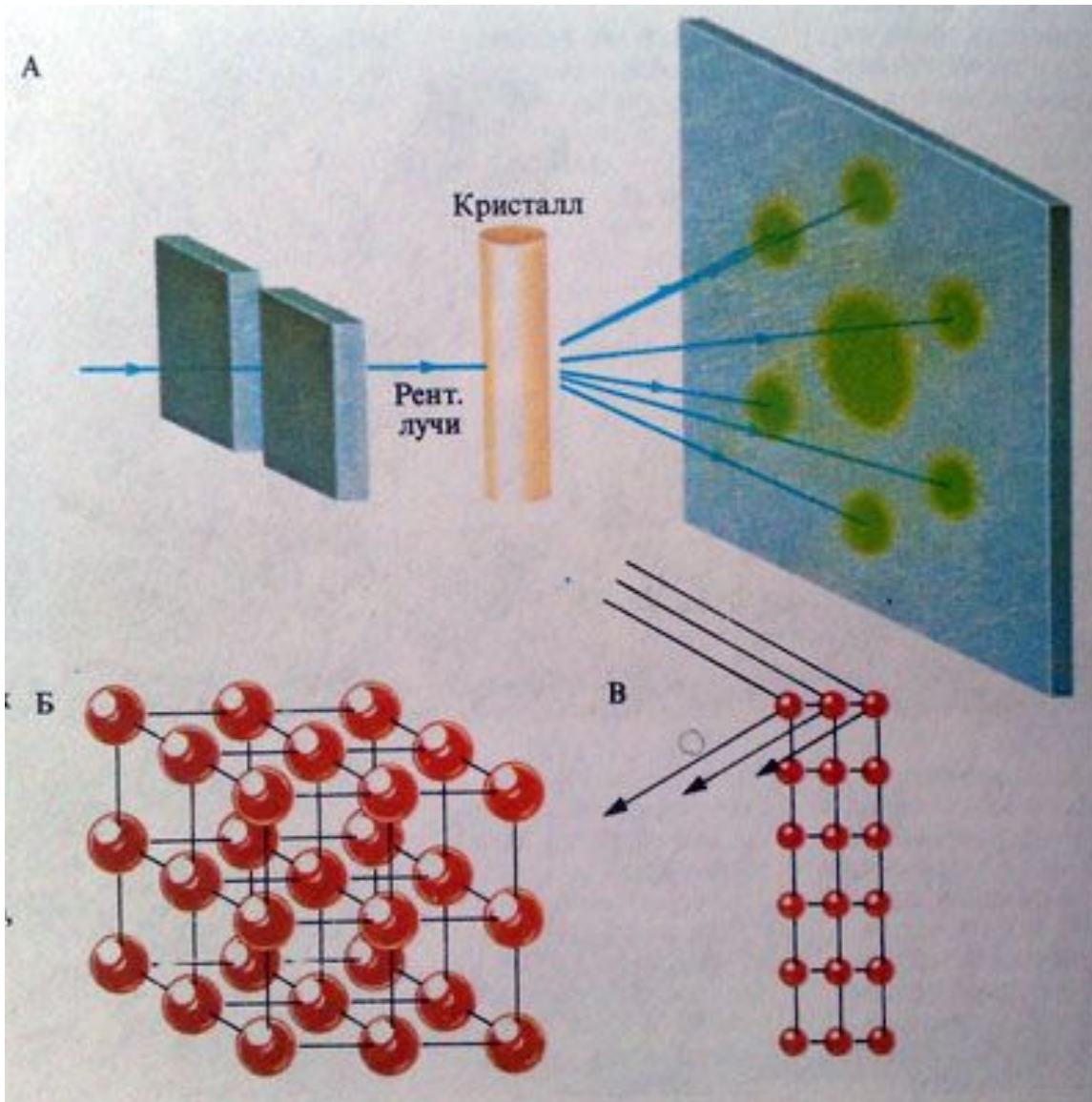
# Исследование дифракции рентгеновских лучей. Первые шаги



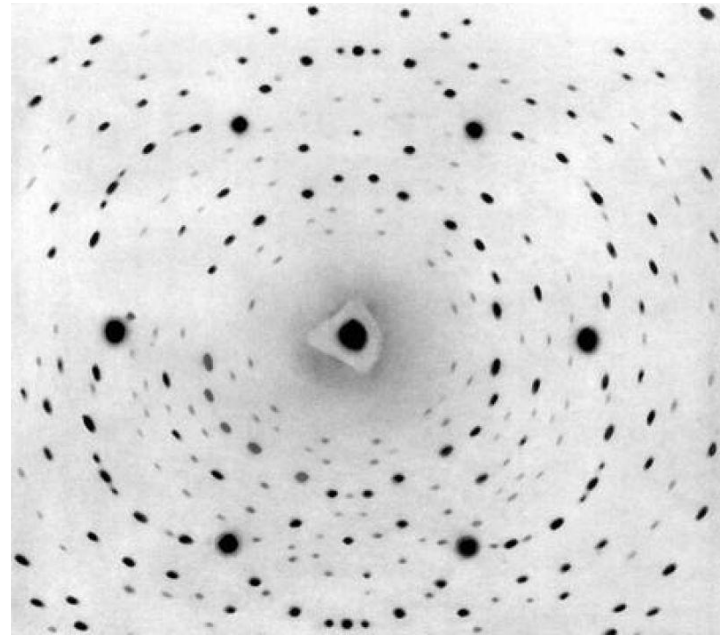
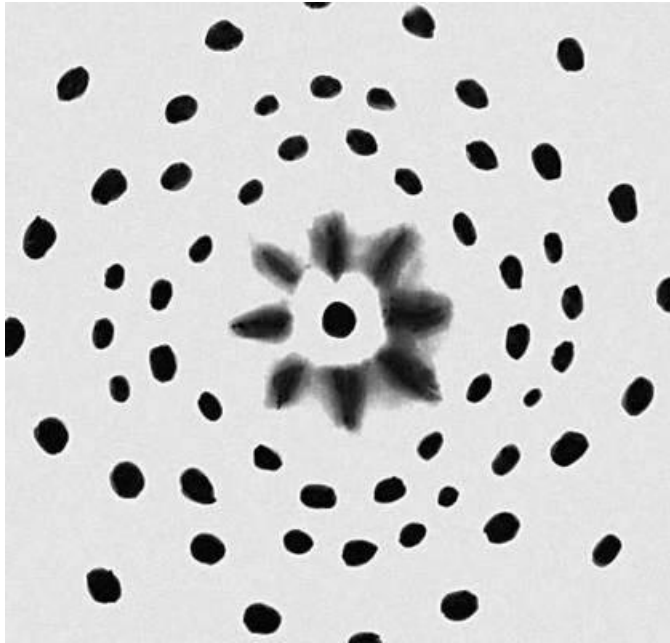
- У.Г. Брэгг, У.Л. Брэгг, (1913).

Первые расшифровки структур кристаллов (NaCl, алмаз, сфалерит ZnS и др.), **начало рентгеноструктурного анализа** .

Нобелевская премия по физике, 1915.



# Луэграммы





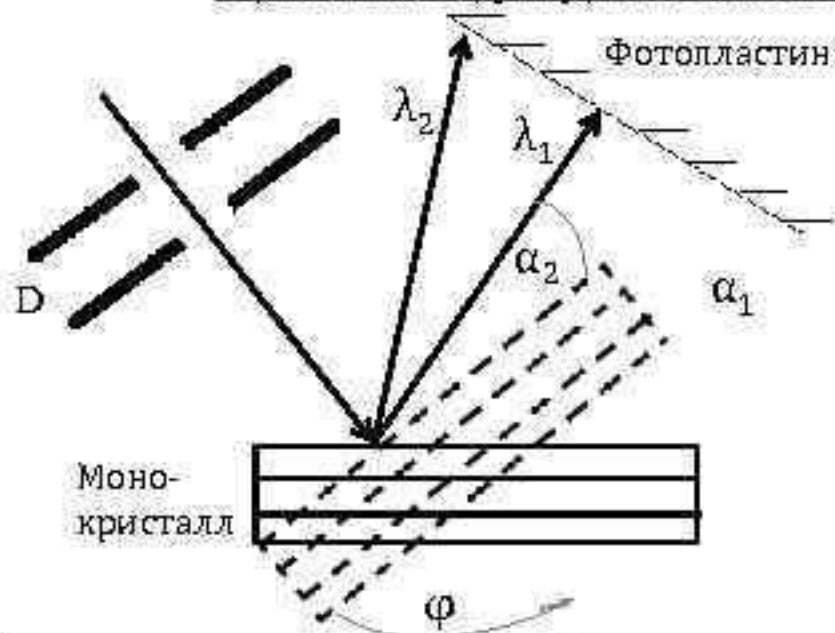
## Применение дифракции рентгеновских лучей.

Дифракция рентгеновских лучей получила развитие в двух прикладных направлениях:

- Рентгеноскопия (т.е. исследование спектрального состава этого излучения);
- Рентгеноструктурный анализ (т.е. изучение кристаллических структур веществ).

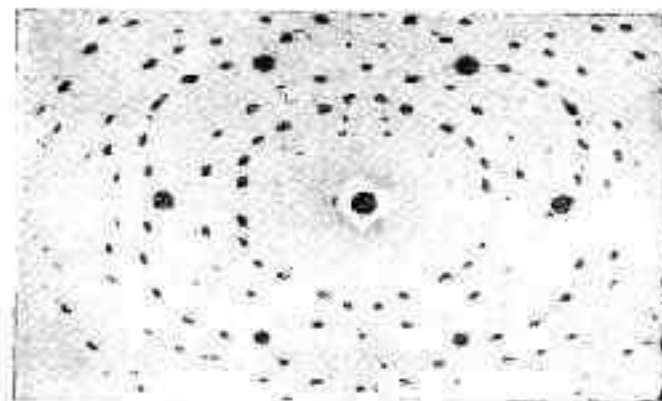
Спектральный состав излучения (т.е. измерение его длин волн) можно установить с помощью формулы Вульфа-Бреггов, найдя направления на максимумы при дифракции на кристалле с известной структурой ( $\alpha$ ).

В рентгеноструктурном анализе разработаны два основных метода:



**1. Метод Лауэ**, в котором узкий пучок немонохромного рентгеновского излучения направляется на исследуемый монокристалл. Для каждой системы кристаллических плоскостей в излучении найдется такая длина волны  $\lambda$ , при которой выполняется условие Вульфа-Бреггов.

«Лауэграмма»



Кристалл поворачивают своей гранью по отношению к падающему пучку и исследуют соответствующие засветки на фотопластине (система пятен-максимумов – это так называемая лауэграмм).

# Конец лекции 15