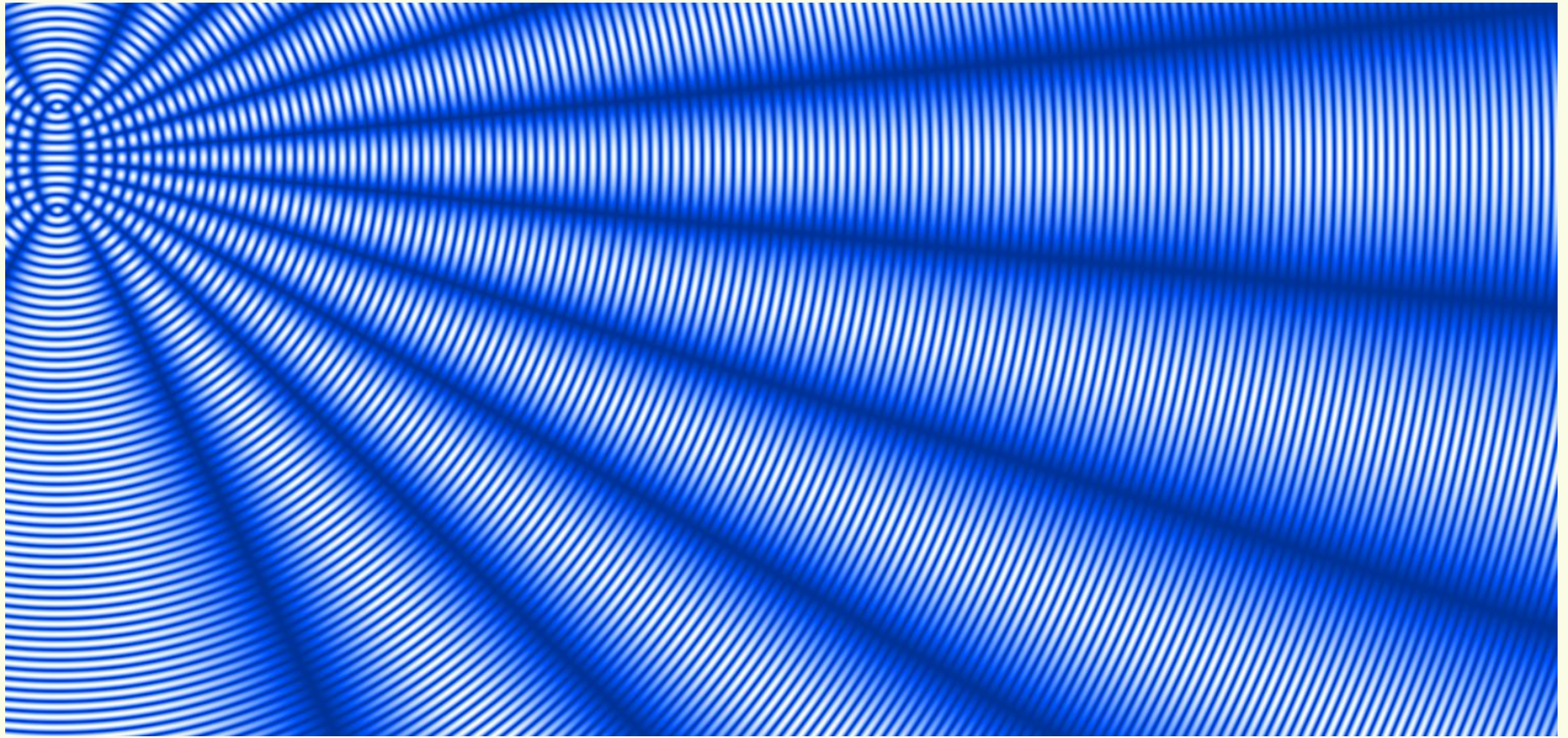


# Дифракция света



Лекция №3

# §§ Распространение ЭМВ

При колебательном движении зарядов (периодическом изменении токов) происходит перемещение электрической и магнитной энергии от одних участков поля к другим.

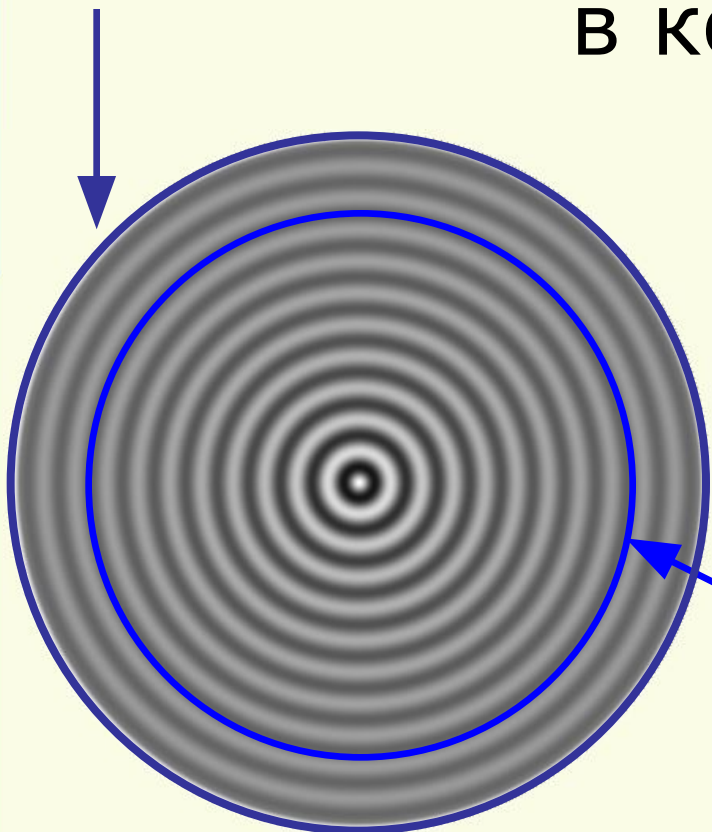
Изменение вихревого ЭП приводит к появлению вихревого МП (и наоборот).

Пульсации энергии приобретают характер волнового процесса.

Возникшая волна, распространяясь от источника колебаний, охватывает все новые и новые области пространства.

Поверхность, разделяющая частицы среды, участвующие и не участвующие в колебательном движении, называется

**ВОЛНОВЫМ ФРОНТОМ**

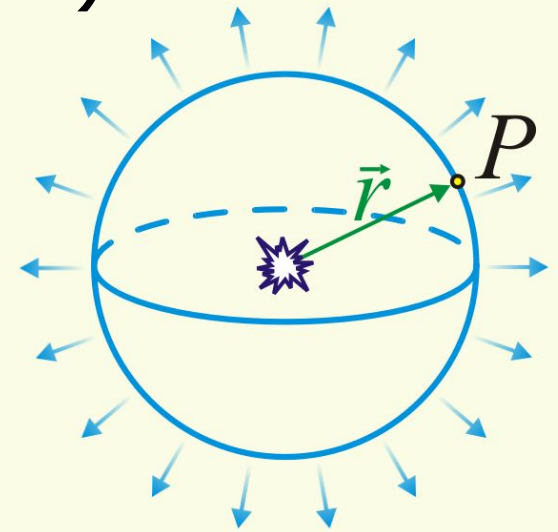


Точки, колеблющиеся в одинаковых фазах, образуют **ВОЛНОВЫЕ ПОВЕРХНОСТИ.**

# ТИПЫ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ (ВФ):

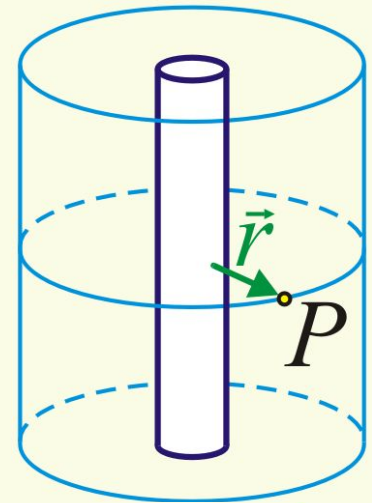
- 1) сферический ВФ  
(точечный источник)

$$\xi_p = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi)$$



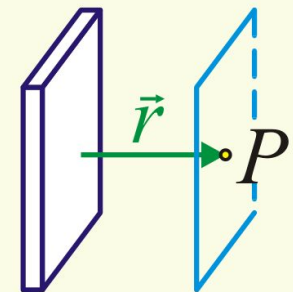
- 2) цилиндрический ВФ  
(источник в виде нити)

$$\xi_p = \frac{A}{\sqrt{r}} \cos(\omega t - kr + \varphi)$$

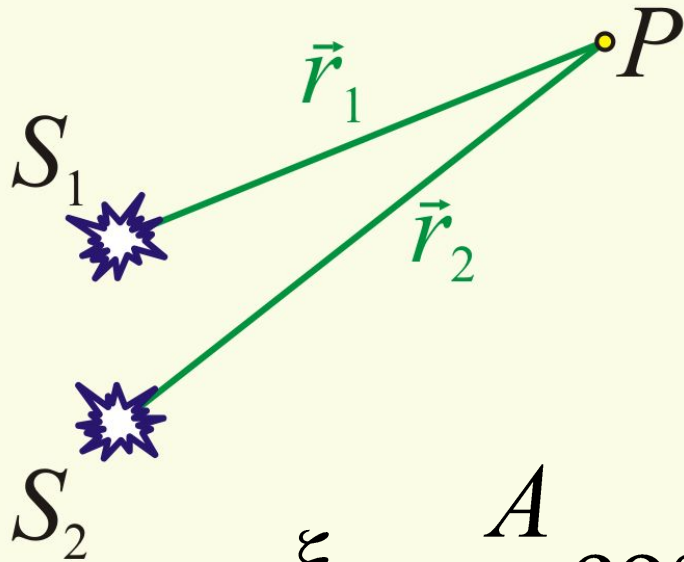


- 3) плоский ВФ

$$\xi_p = A \cos(\omega t - kr + \varphi)$$



# §§ Интерференция света от двух точечных источников

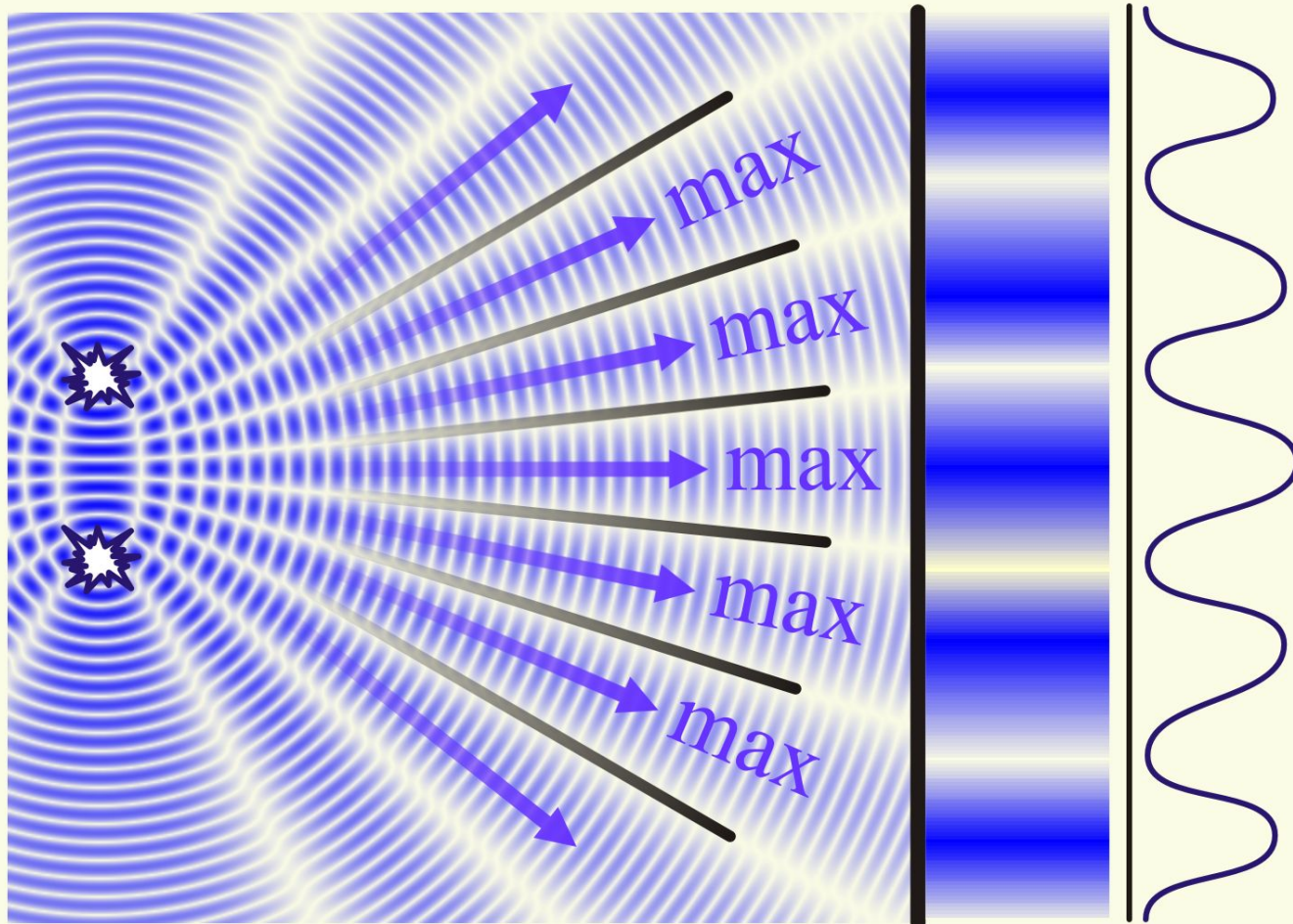


Рассмотрим световое поле от двух когерентных монохроматических источников  $S_1$  и  $S_2$ :

$$\xi_1 = \frac{A}{r_1} \cos \Psi_1, \quad \Psi_1 = \omega t - kr_1 + \varphi_1$$

$$\xi_2 = \frac{A}{r_2} \cos \Psi_2, \quad \Psi_2 = \omega t - kr_2 + \varphi_2$$

$$I = \left(\frac{A_1}{r_1}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{r_2}\right)^2 + 2\left(\frac{A_1}{r_1}\right)\left(\frac{A_2}{r_2}\right)\cos(\Psi_2 - \Psi_1)$$



**экран**

# §§ Принцип Гюйгенса-Френеля

**дифракция** – процесс распространения волн в неоднородной среде.

Явления, которые наблюдаются как отклонения от законов геом.оптики носят название **явлений дифракции**.

**Задача теории дифракции** – при данном расположении источников и препятствий определить поле во всем пространстве

Распространение света – волновой процесс.

С помощью уравнений Максвелла можно решать задачи распространения света через любую оптическую систему (совокупность поверхностей и диафрагм)

Часто пользуются приближенными методами решения задачи для границы между тенью и светом.

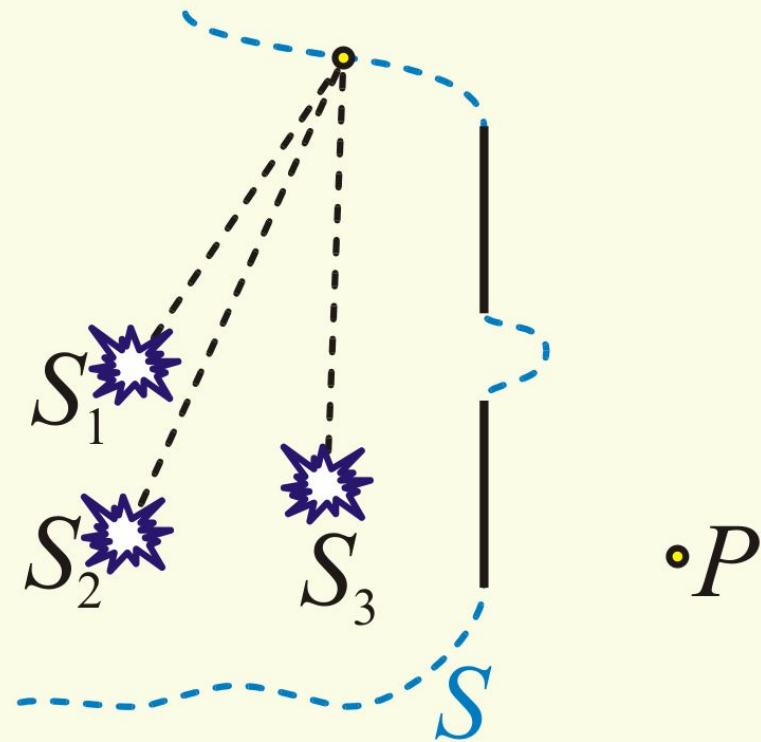
Рассмотрим один из таких методов – **принцип Гюйгенса–Френеля**



Пусть в пространстве  
имеются источники

$$S_1, S_2, \dots$$

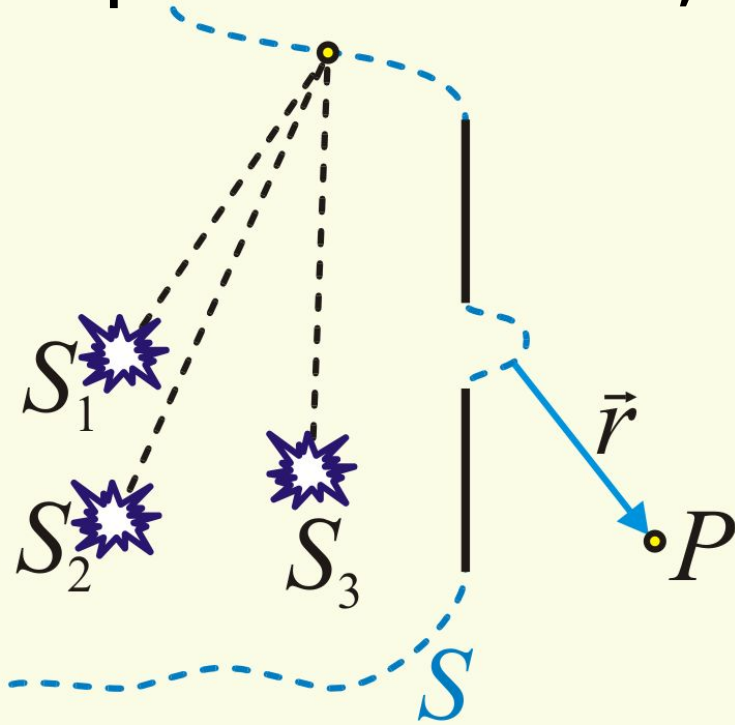
Найдем поле в т.  $P$   
за экраном с  
отверстием.



1) проведем произвольную поверхность  
 $S$ , закрывающую отверстие и  
ограниченную краями экрана.

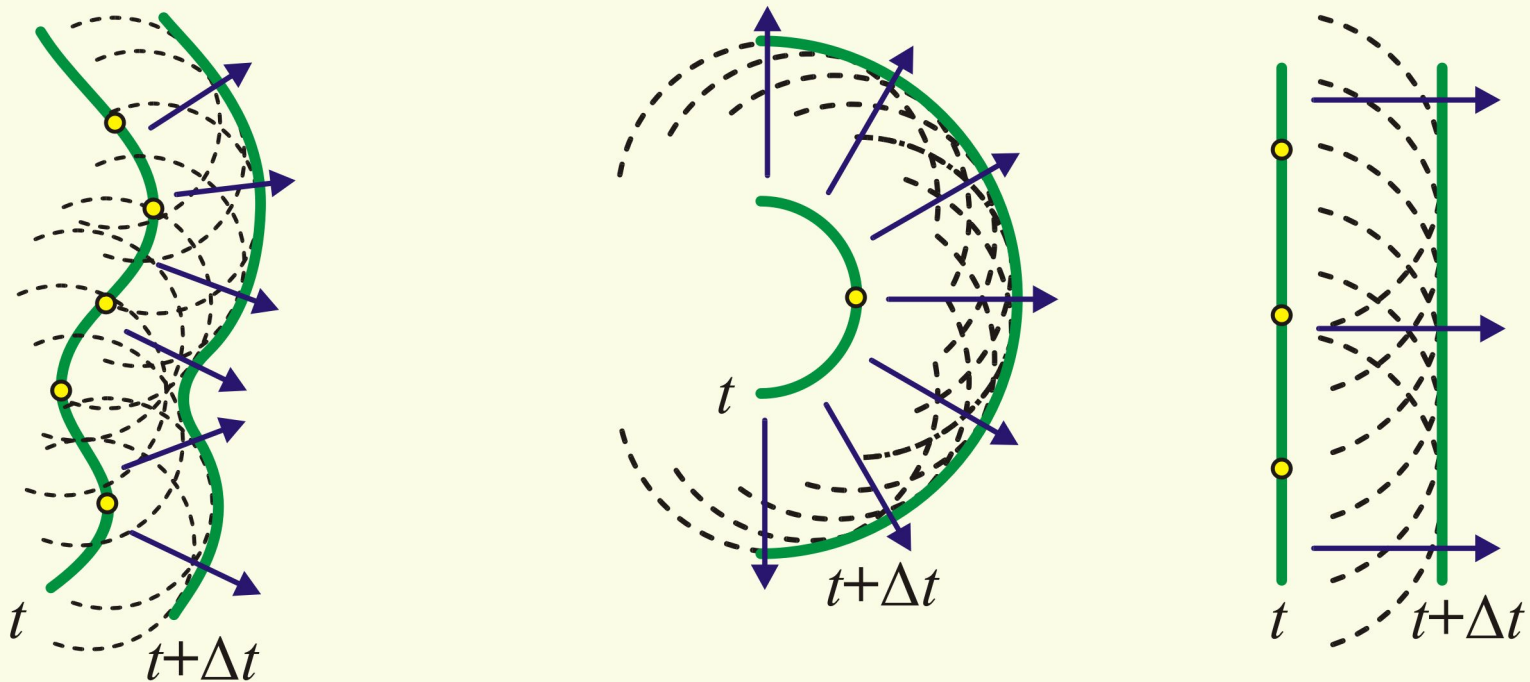
Вычислим световое поле  
в каждой точке этой поверхности

2) каждую точку (элемент поверхности)  $S$  можно рассматривать как источник вторичных волн, которые когерентны.



3) световое поле от поверхности  $S$  в точке  $P$  совпадает с полем реальных источников света  $S_1, S_2 \dots$

Принцип Г.–Ф. позволяет определять форму волнового фронта в следующий момент времени как **огибающую** вторичных волн



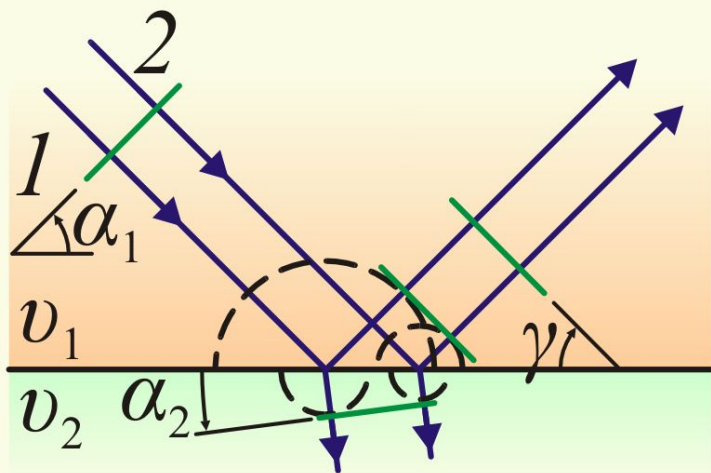
**Световой луч** – линия, вдоль которой распространяется свет. В изотропной среде лучи направлены по нормали к ВП

## Замечание 1:

Волна, отделившаяся от источника, ведет **автономное** существование, не зависящее от наличия источников

## Замечание 2:

из принципа Г.-Ф. следует закон отражения и преломления света

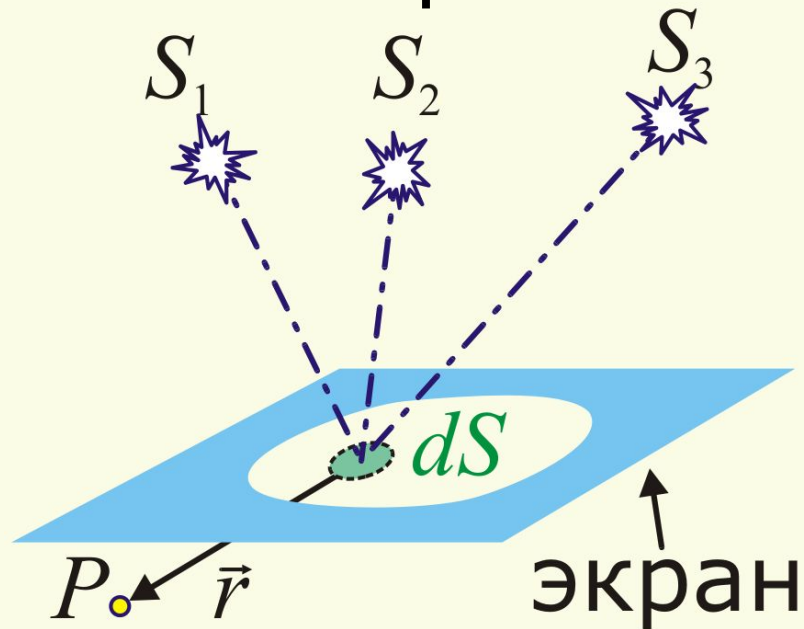


$$\gamma = \alpha_1$$

$$n_1 \frac{\sin \alpha_1}{v_1} \equiv n_2 \frac{\sin \alpha_2}{v_2}$$

Из принципа также следует объяснение прямолинейного распространения света

препятствие на пути света перекрывает часть вторичных волн.



Пусть  $A(x, y)$  – амплитуда поля источников  $S_1, S_2, \dots$  в точке  $(x, y)$ .

Тогда  $dS$  является источником вторичных волн с амплитудой  $A(x, y) \cdot dS$

Распределение поля за препятствием определяется как результат сложения волн от многих вторичных источников

В точке наблюдения:

$$d\xi_p = K(\alpha) \frac{A(x, y)}{r} \exp(ikr) dx dy$$

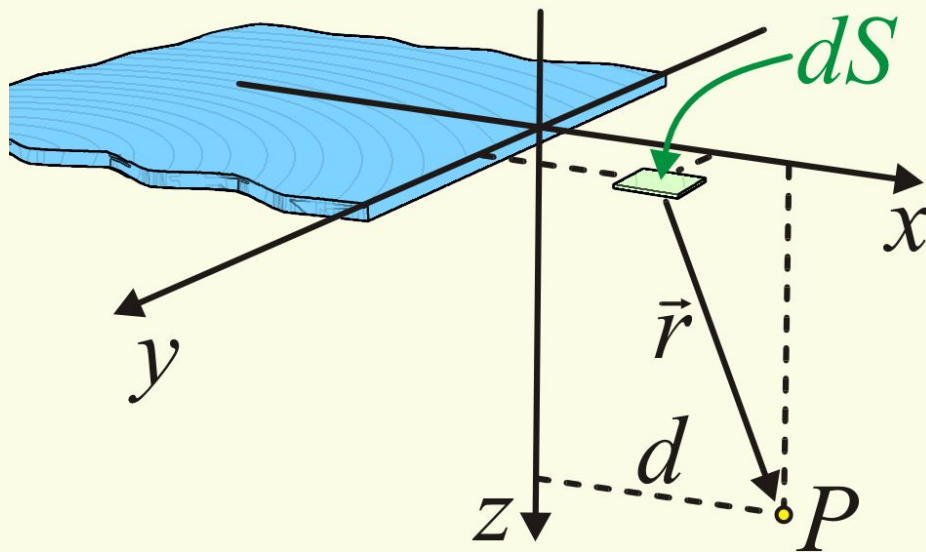
$K(\alpha)$  – нормировочная  
убывающая функция

Результирующее поле в т. $P$ :

$$\xi_p = K(\alpha) \int_S \frac{A(x, y)}{r} \exp(ikr) dx dy$$

$K(\alpha) \approx \frac{k}{2\pi i}$  – Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.  
«Теория поля», стр. 199

# §§ Дифракция света на полубесконечном экране



падает ПЭМВ:

$$A(x, y) = \text{const}$$

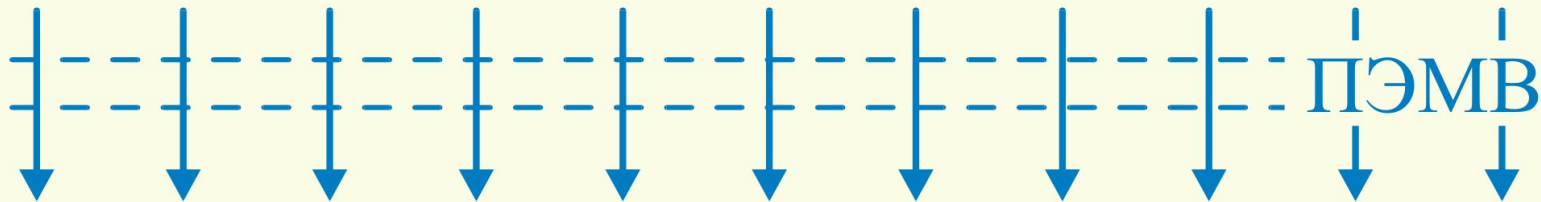
область экрана:

$$x > 0, z = 0$$

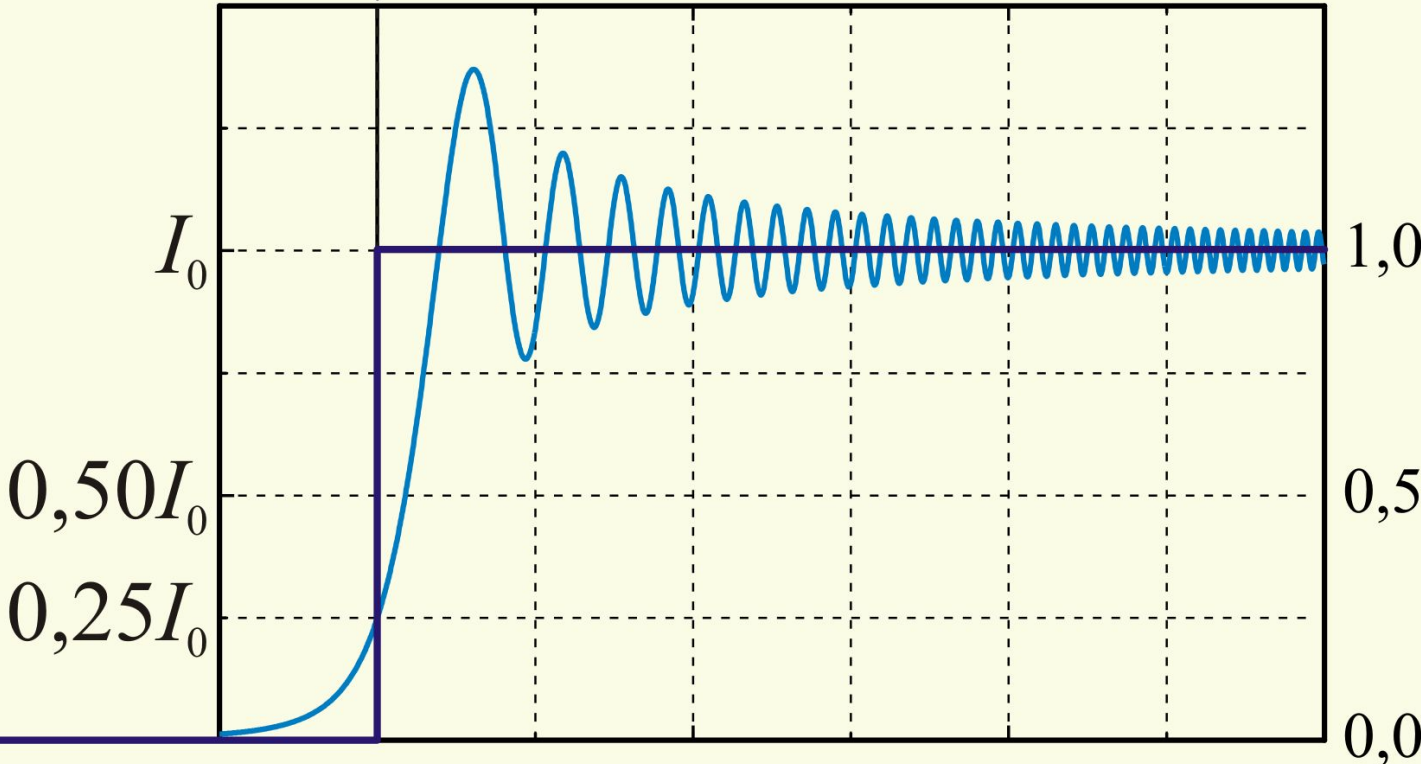
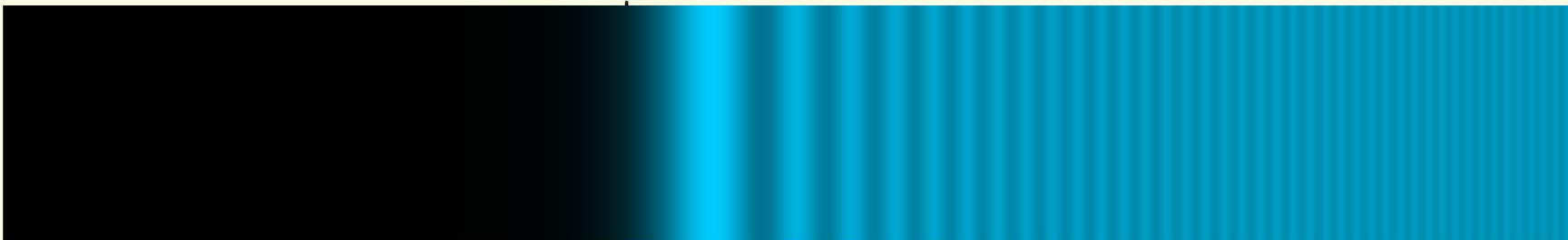
радиус-вектор  $- r = \sqrt{(x - d)^2 + y^2 + z^2}$

$$\xi_p = A \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^{\infty} \left\{ \frac{\exp(ikr)}{r} \right\} dx$$

$$I_p = \xi_p \cdot \xi_p^*$$

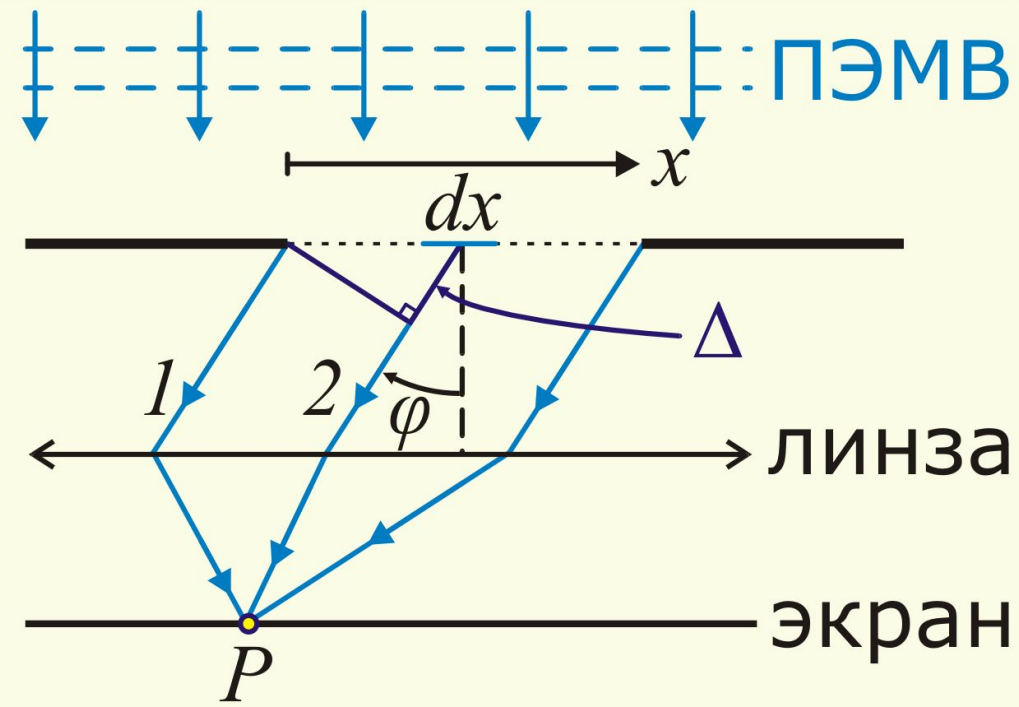
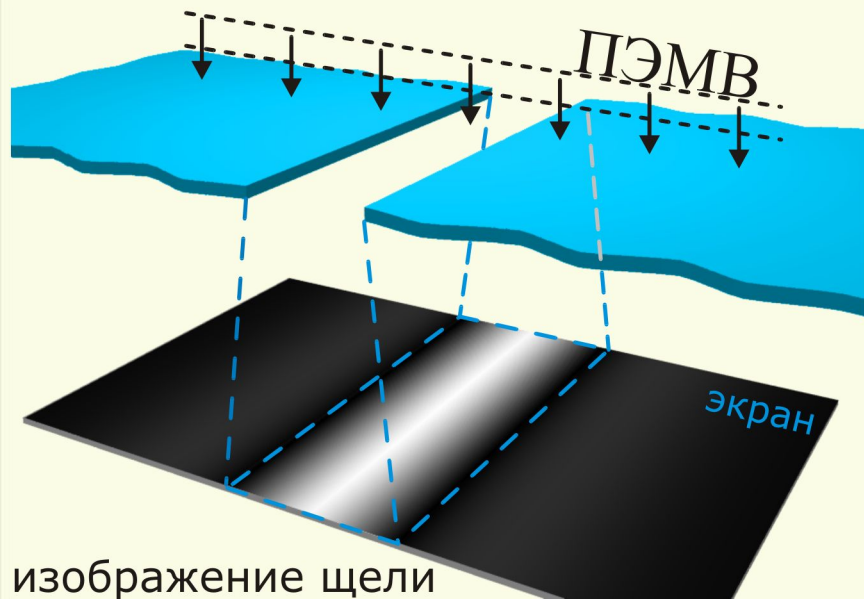


**непрозрачный экран**





# §§ Дифракция света на бесконечной щели



Пусть

$A_0$  – амплитуда поля

$b$  – ширина щели

$\varphi$  – угол дифракции

$\lambda$  – длина волны

Разность хода:  $\Delta = x \sin \varphi$

Поле элемента  $dx$ , находящегося на расстоянии  $x$  от края щели:

$$d\xi_p = A_0 \frac{dx}{b} \exp(i k \Delta)$$

Суммарное поле от всей щели:

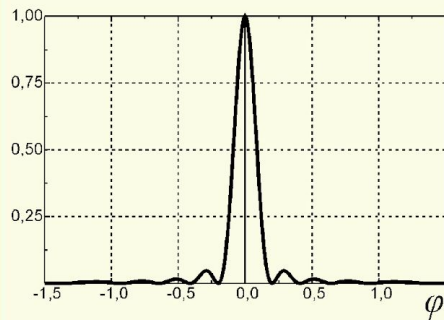
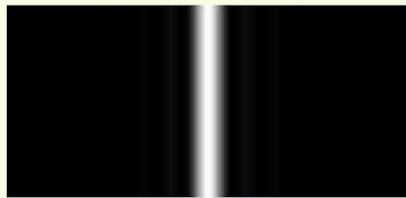
$$\begin{aligned} \xi_p &= \frac{A_0}{b} \int_0^b \exp(i k x \sin \varphi) dx \\ &= A_0 \exp(-i\alpha) \frac{\sin \alpha}{\alpha} \end{aligned}$$

где  $\alpha = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$ .

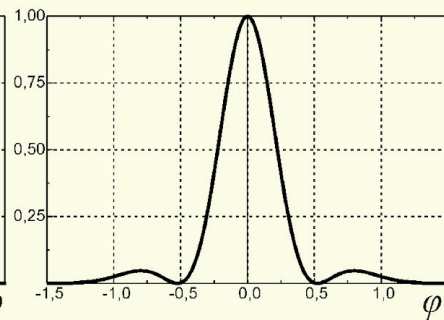
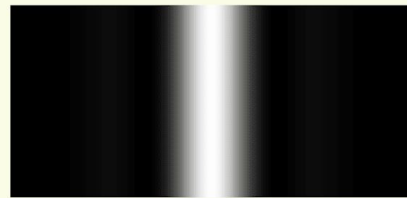
Интенсивность света, дифрагирующего  
на угол  $\varphi$ :

$$I = \xi \cdot \xi^* = A_0^2 \left[ \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)} \right]^2$$

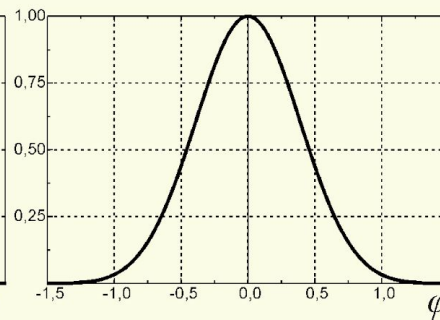
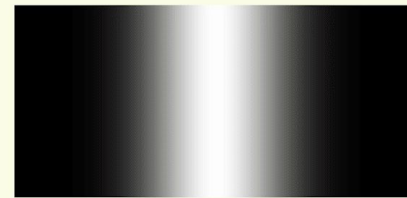
$$b = 5\lambda$$



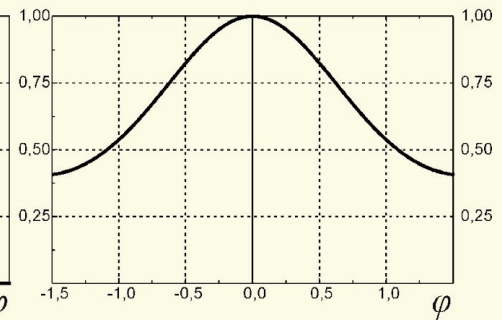
$$b = 2\lambda$$

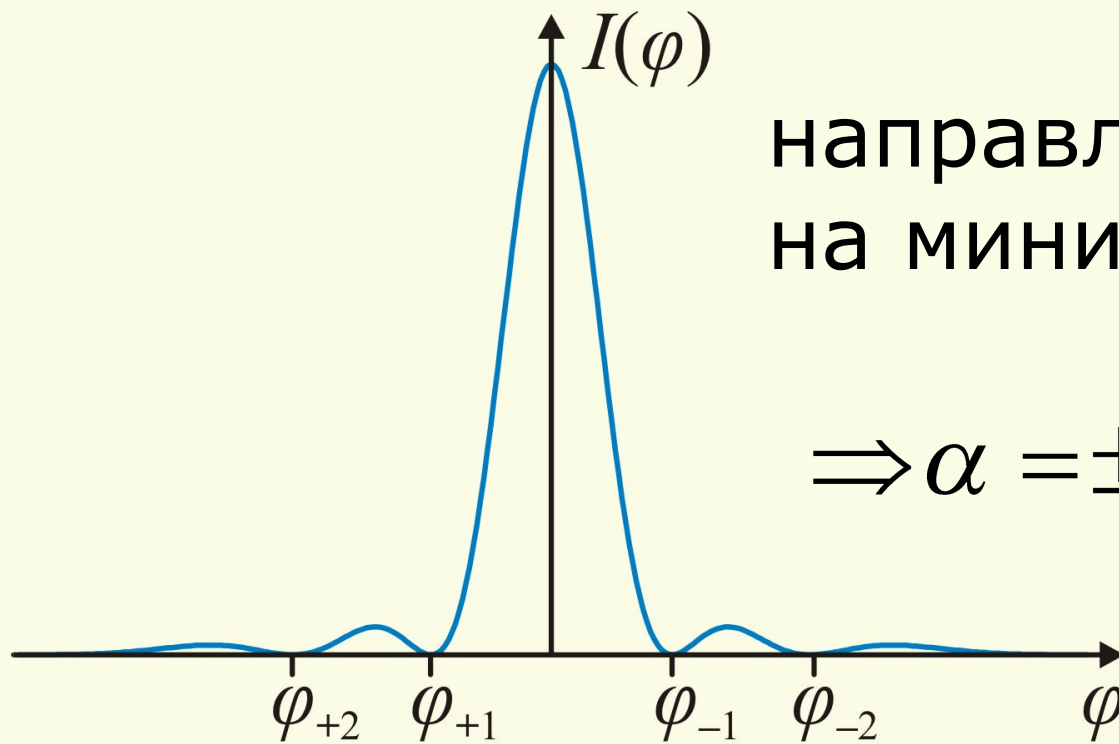


$$b = \lambda$$



$$b = \frac{1}{2}\lambda$$





направления  
на минимумы:  $\frac{\sin \alpha}{\alpha} = 0$

$$\Rightarrow \alpha = \pm \pi, \pm 2\pi, \dots m\pi$$

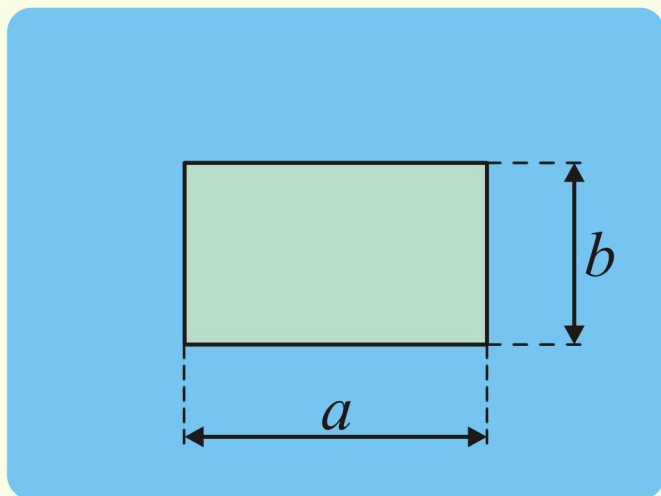
$$\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi_m = m\pi \quad \text{или}$$

$$b \sin \varphi_m = m\lambda$$

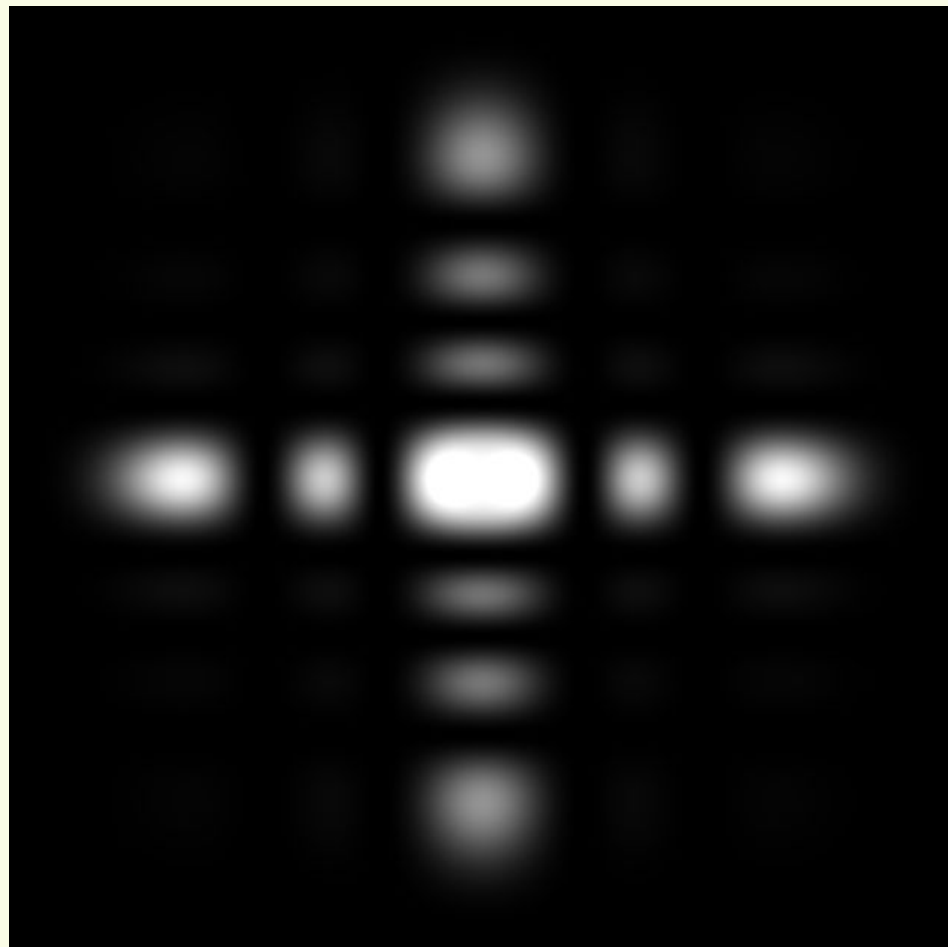
$\varphi_m$  – угол, под которым наблюдается минимум порядка  $m$  ( $m = \pm 1, \pm 2 \dots$ )



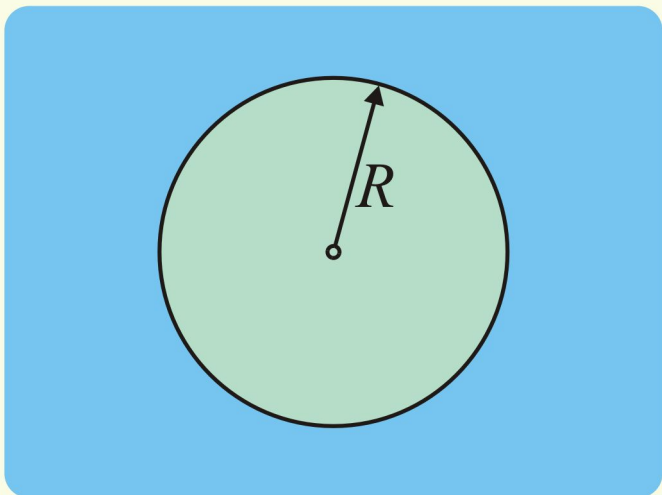
# §§ Дифракция на квадратном отверстии



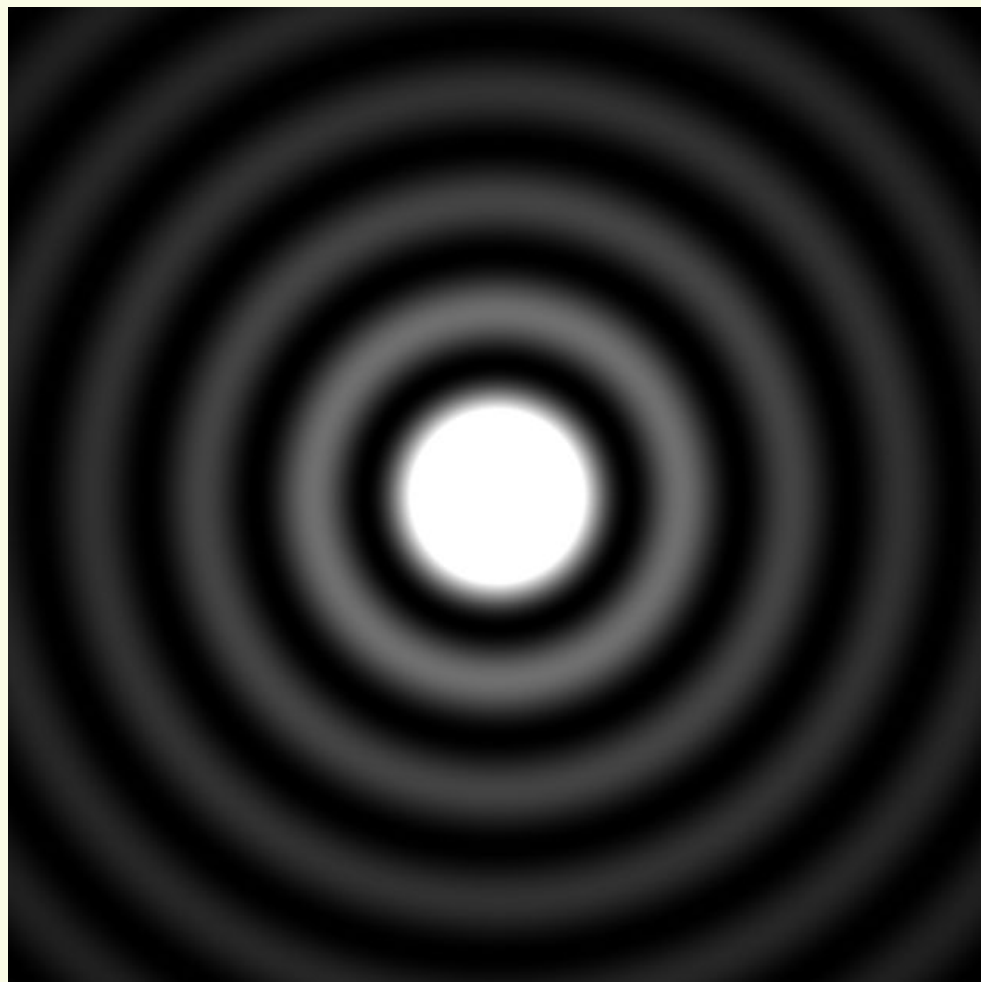
$$I = I_0 \left[ \frac{\sin \alpha}{\alpha} \right]^2 \left[ \frac{\sin \beta}{\beta} \right]^2$$



# §§ Дифракция на круглом отверстии



$$I = I_0 \left[ \frac{J_1(\rho)}{\rho} \right]^2$$



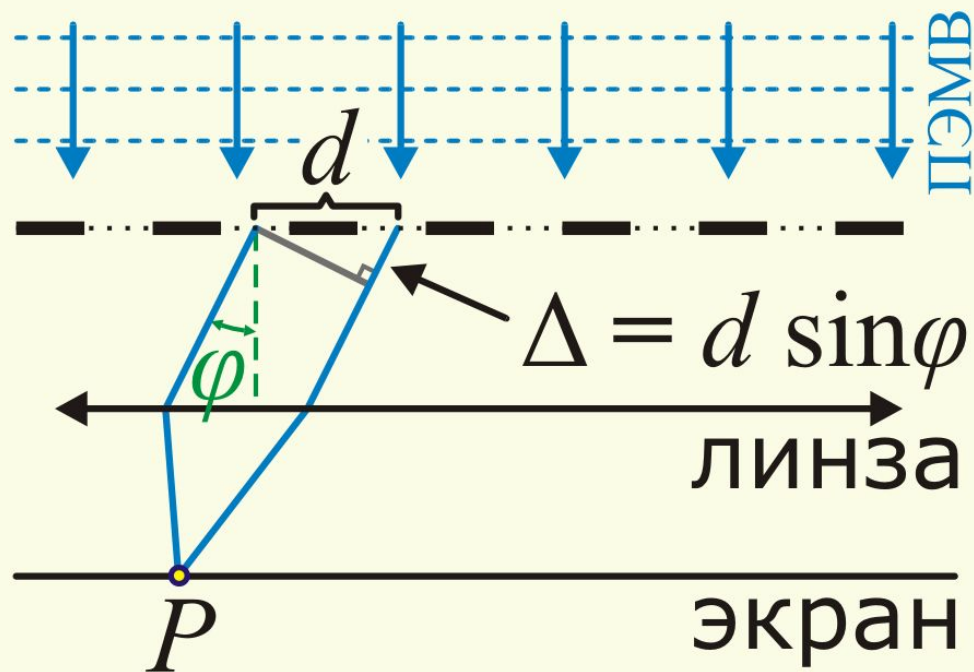
# §§ Дифракционная решетка

это совокупность большого числа одинаковых, отстоящих друг от друга на одно и то же расстояние щелей.

Расстояние между щелями  $d$  – называется **постоянной** (**периодом**) **решетки**.

Пусть на решетку падает ПЭМВ с длиной волны  $\lambda$ .





Пусть щели – маленькие, тогда они являются источниками вторичных волн с цилиндрическим ВФ.

$\Delta = d \sin \varphi$  – разность хода между вторичными волнами от соседних щелей.

$\Delta = m\lambda$  – условие наблюдения  $m$ -го максимума

$$d \sin \varphi_m = m \lambda$$

условие наблюдения  
главных дифракционных  
максимумов при  
дифракции на решетке

$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – номер главного  
максимума

Точное распределение интенсивности  
в дифракционной картине:

$$I(\varphi) = I_1 \left[ \frac{\sin(N\delta)}{\sin(\delta)} \right]^2 \quad \delta = \frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

$N$  – число линий (щелей) на диф. решетке

# Распределения интенсивности



$$N = 3$$



$$N = 4$$



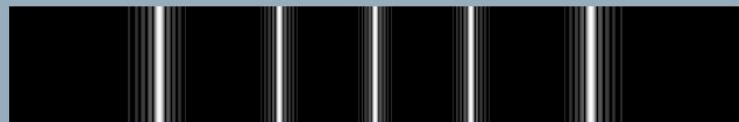
$$N = 5$$



$$N = 6$$



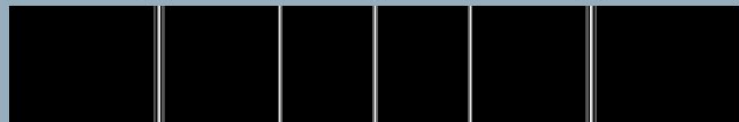
$$N = 10$$



$$N = 25$$

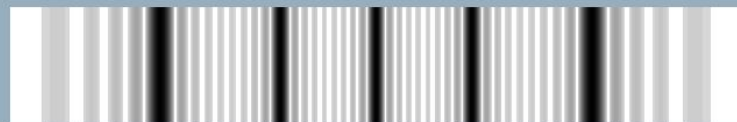


$$N = 50$$



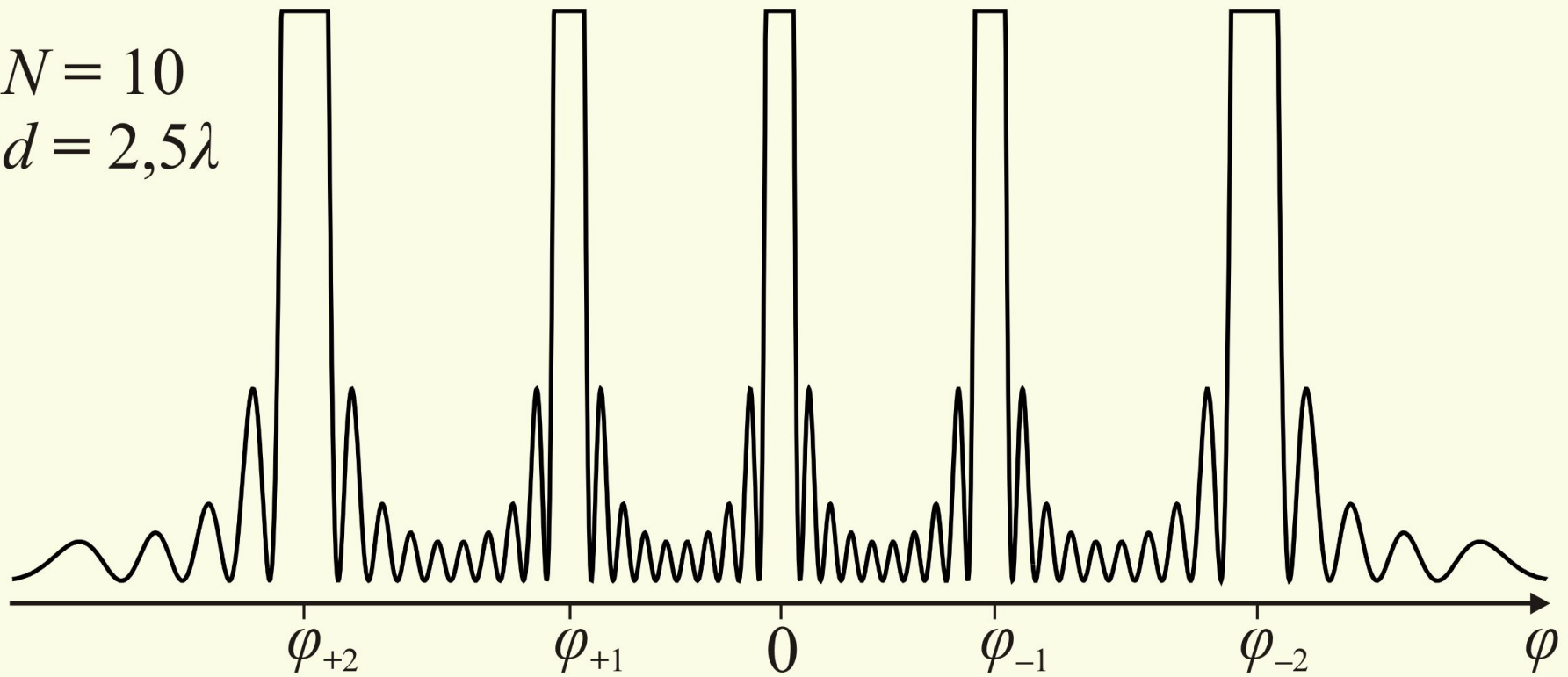
$$N = 100$$

**ПОЗИТИВ**



**негатив**

$$N = 10$$
$$d = 2,5\lambda$$



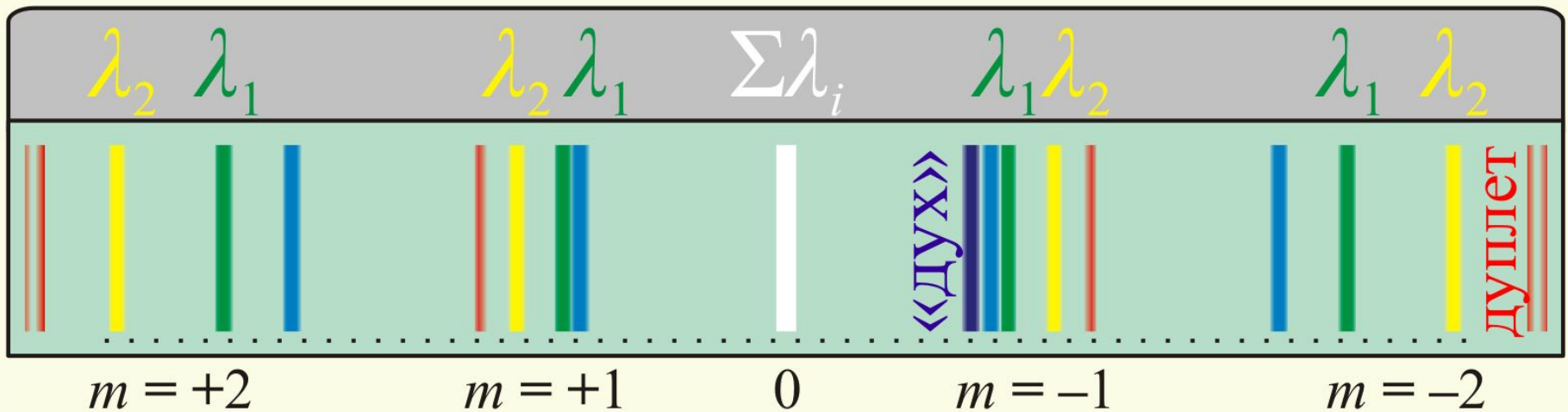
Между главными максимумами  
располагаются:

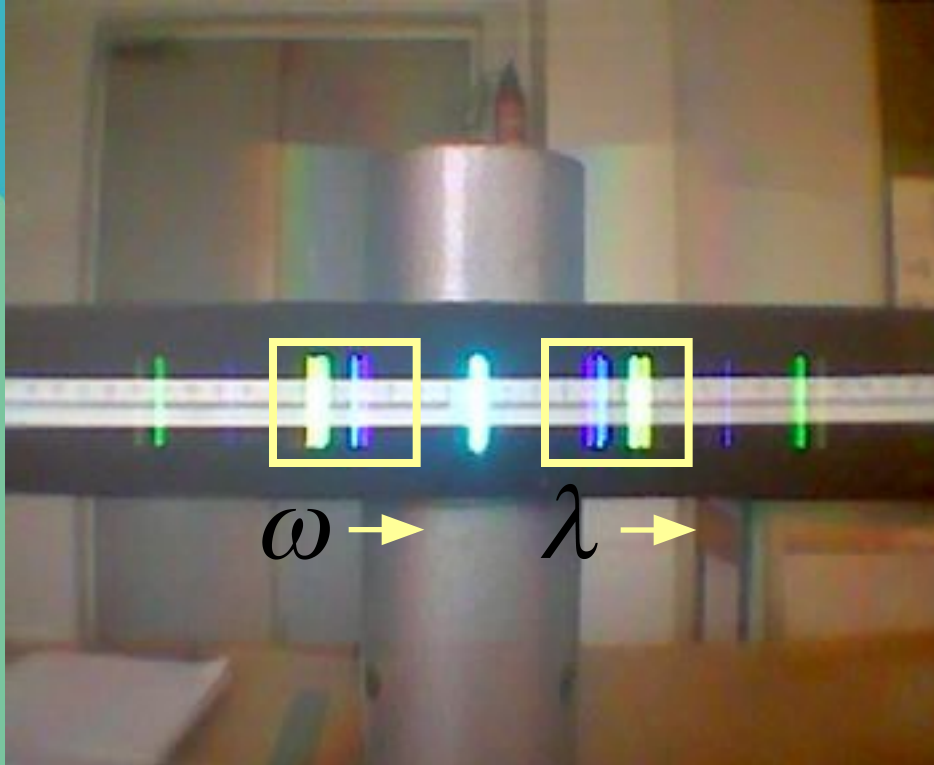
$N-2$  вторичных max

$N-1$  вторичных min

# §§ Дифракционная решетка как спектральный прибор

Если в составе падающего излучения присутствуют две спектральные линии  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то они дифрагируют на разные углы – главные максимумы находятся в разных местах (не перекрываются).

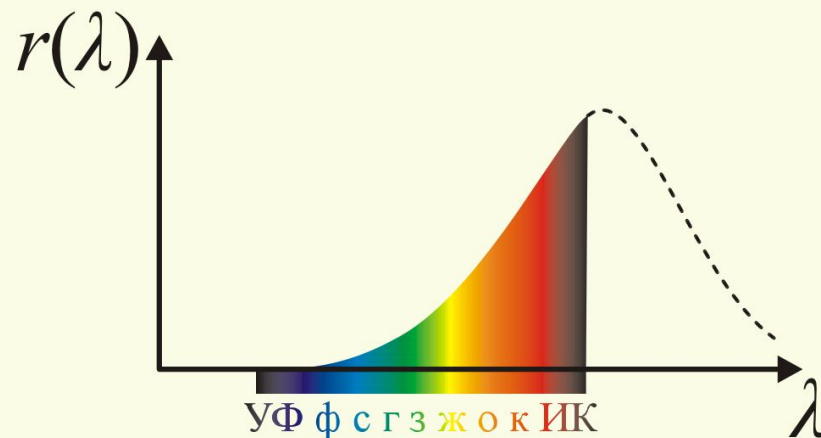




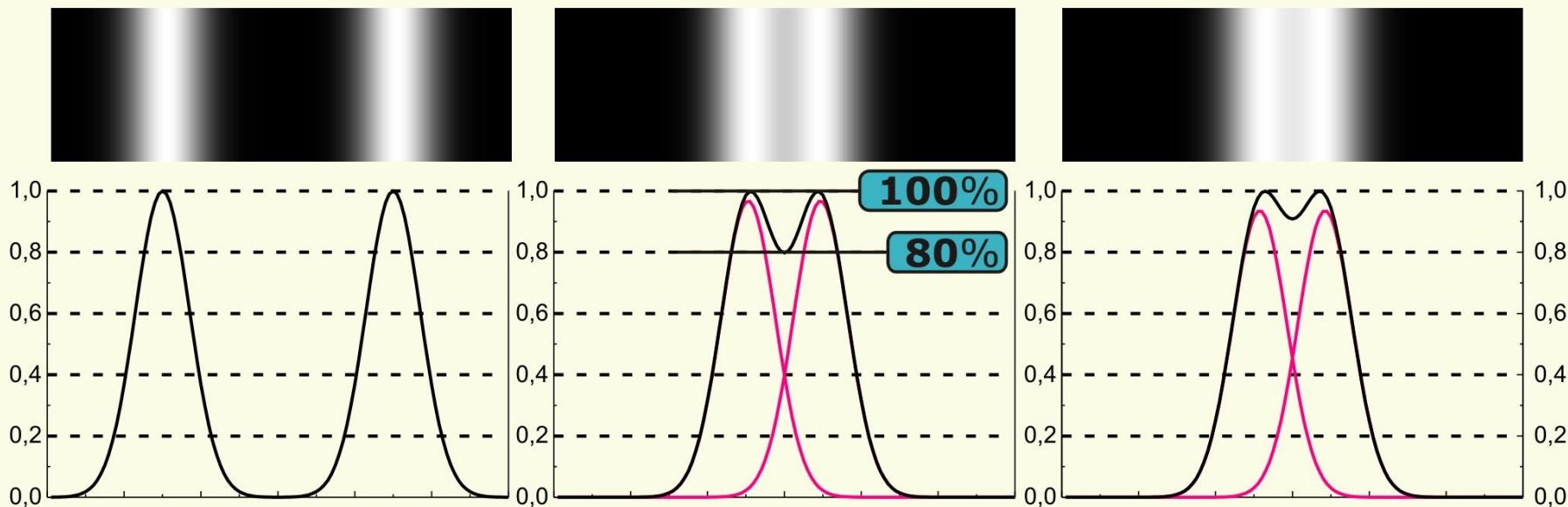
спектр излучения  
ртутной лампы



спектр излучения  
лампы накаливания



Для  $\lambda_1 = \lambda$  и  $\lambda_2 = \lambda + \delta\lambda$  ВОЗМОЖНО  
 перекрытие:



**Пример**: тонкая структура линий H:

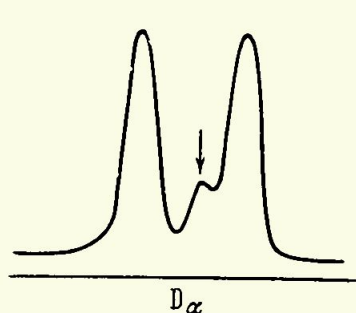


Рис. 64. Микрофотометрическая кривая для линии D $\alpha$ .

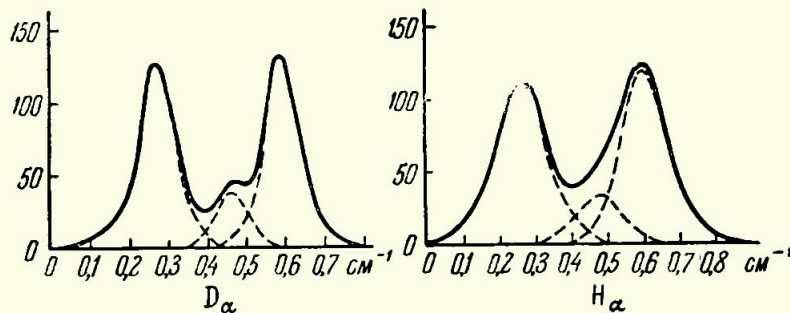


Рис. 65. Разложение микрофотометрических кривых для линий D $\alpha$  и H $\alpha$ .

## **Критерий Рэля**

Спектральные линии считаются **разрешенными**, если середина одного максимума совпадает с краем другого.

В этом случае минимум составляет около 80% от значения в максимуме.

$\delta\lambda$ , соответствующее этому критерию, для каждого прибора принимает свое значение.

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

**разрешающая сила**  
(способность)  
спектрального прибора



Обычные дифракционные решетки имеют 200-500 штрихов на 1 мм, а лучшие – до 6000.

Для получения более точных результатов используют метод наклонных пучков.

## **Применение:**

для определения  $\lambda$  и анализа спектров