

Принцип Гюйгенса - Френеля.

Явление дифракции волн.



1629-1695



1788-1827

Дифракция – явление огибания волнами препятствий, проникновения колебаний в область геометрической тени и другие подобные отступления от геометрической оптики.

Принцип Гюйгенса

Каждую точку волнового фронта в момент времени t можно рассматривать как **точечный источник вторичных волн**.

Огибающая вторичных волн, испущенных за время Δt , дает положение фронта волны в момент времени $t + \Delta t$.

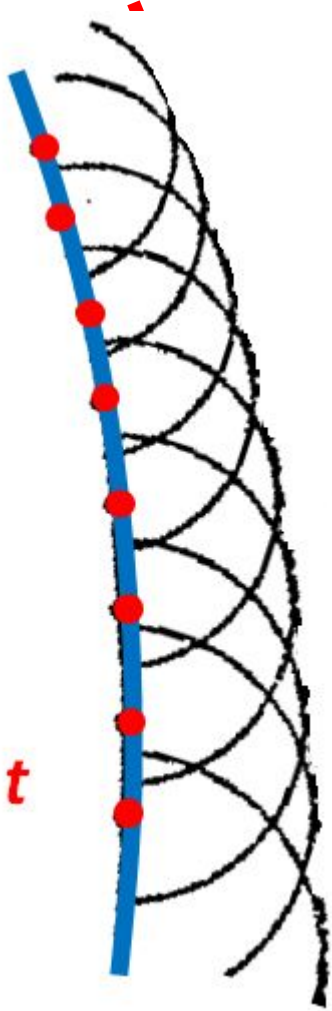


$t + \Delta t$

Принцип Гюйгенса - Френеля

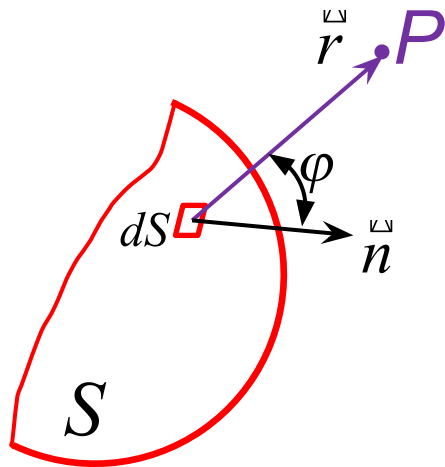


Принцип Гюйгенса + **представление об интерференции вторичных волн**



t

Принцип Гюйгенса – Френеля

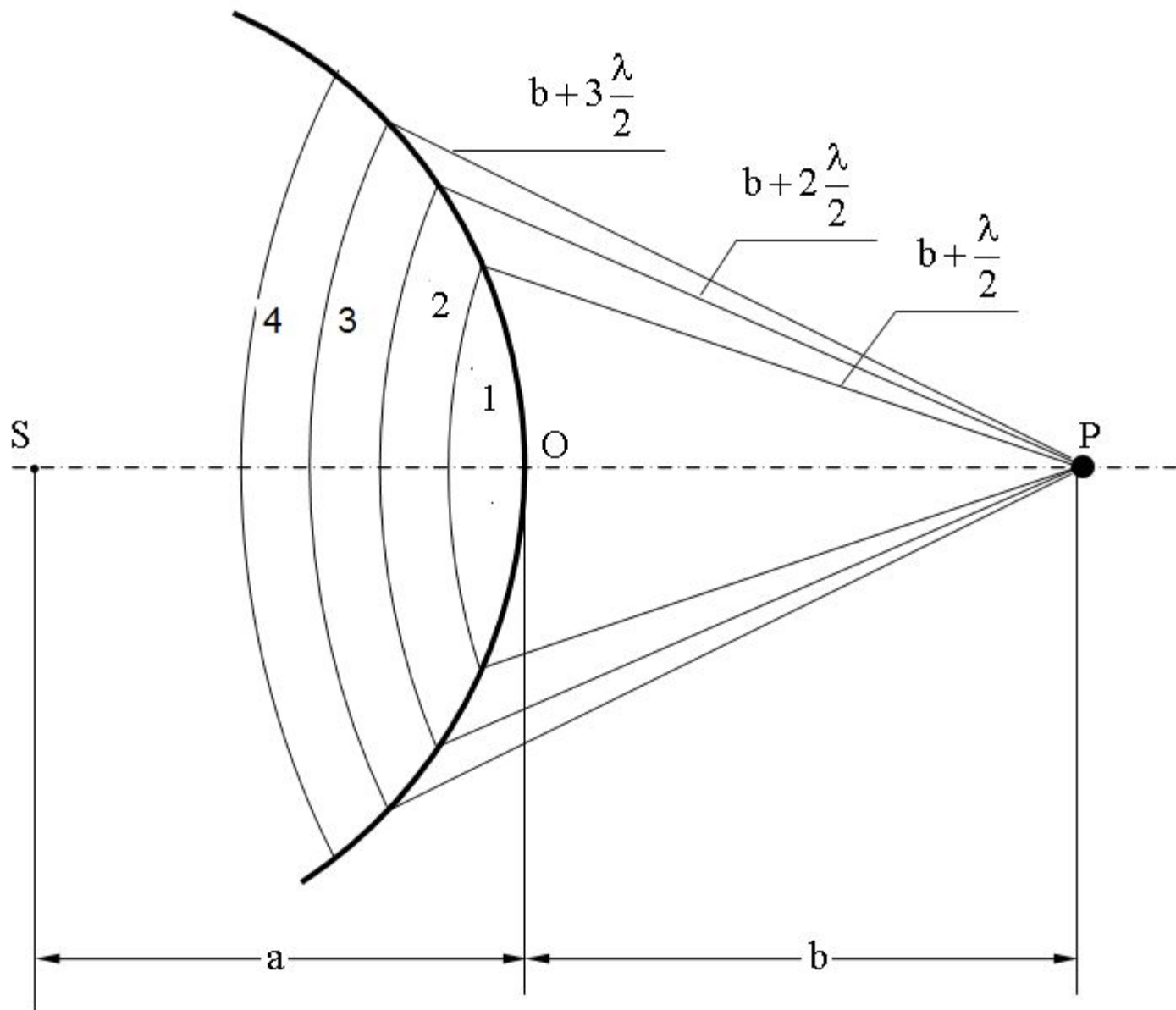


Результирующее колебание в точке **P** – суперпозиция колебаний, приходящих от всех dS волновой поверхности S :

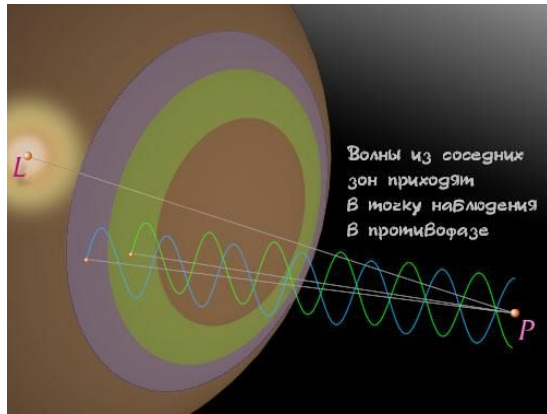
$$\xi = \int_S K(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) dS$$

Трудная вычислительная задача!

При высокой степени симметрии задача легко решается приближённым методом **зон Френеля**.



Свойства зон Френеля, прямолинейность распространения света



1. Колебания, приходящие в точку Р от аналогичных точек двух соседних зон, находятся **в противофазе**. Результирующие колебания, приходящие в точку Р **от соседних зон Френеля, будут отличаться по фазе на π**

2. Площадь m -ой зоны Френеля

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

ΔS_m - не зависит от m

3. Внешние радиусы зон Френеля

$$a = b = 1m$$

$$\lambda = 0.5m\mu m$$

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m \lambda} \longrightarrow 0.5 \sqrt{m} \text{ мм}$$

Вывод ΔS_m и r_m

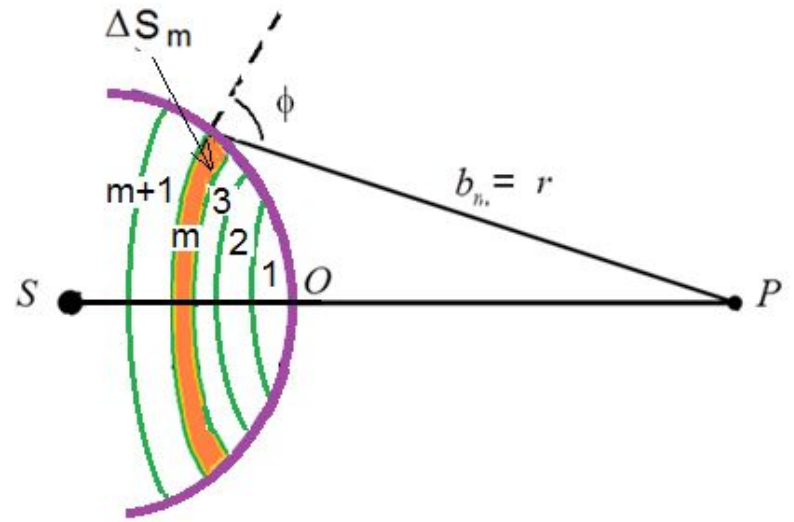
-самостоятельно! Савельев т. 3

r_m пропорционален \sqrt{m}

4. Принцип Гюйгенса –

$$d\xi = K(\varphi) \frac{a_0 dS}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0)$$

$$= dA \cos(\omega t - kr + \alpha_0)$$



С увеличением « m »

$$dA = K(\varphi) \frac{a_0 dS}{r}$$

ΔS_m практически не меняется;

$r = b_m$ медленно растут, $a_0 = const.$

угол φ растет, $K(\varphi)$ уменьшается

Фазы колебаний, приходящих в точку **P**, от соседних зон Френеля отличаются на π .

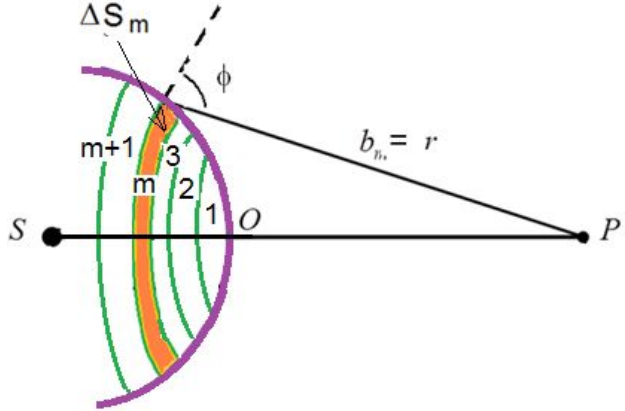
Амплитуда результирующего колебания в точке **P** может быть найдена алгебраически:

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

Амплитуды колебаний, приходящих в точку **P**, от зон Френеля образуют монотонно убывающую последовательность:

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

Фазы колебаний, приходящих в точку **P**, от соседних зон Френеля отличаются на π .



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

можно представить в виде

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

$$A_m \approx \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \longrightarrow () \ll \frac{A_1}{2}$$

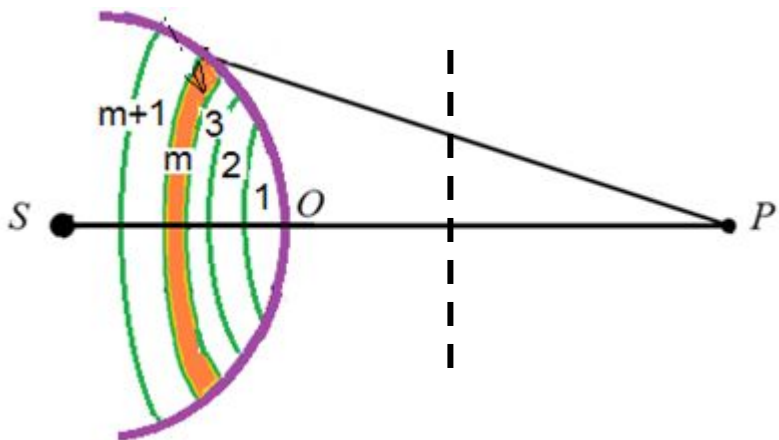
Вторичные волны гасят друг друга в результате интерференции

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

Действие всей волновой поверхности эквивалентно половине действия одной лишь центральной зоны (доли мм).

Свет от точки S к точке P распространяется как бы в пределах узкого прямого канала, т.е. **практически прямолинейно**.

Как изменится интенсивность света в точке Р, если перегородить часть светового потока непрозрачным экраном?



перекрыты все нечётные зоны Френеля

перекрыты все чётные зоны Френеля



$$A = A_2 + A_4 + A_6 + \dots \gg \frac{A_1}{2}$$

$$A = A_1 + A_3 + A_5 + \dots \gg \frac{A_1}{2}$$

Перекрытие \approx половины светового потока пластинкой Френеля

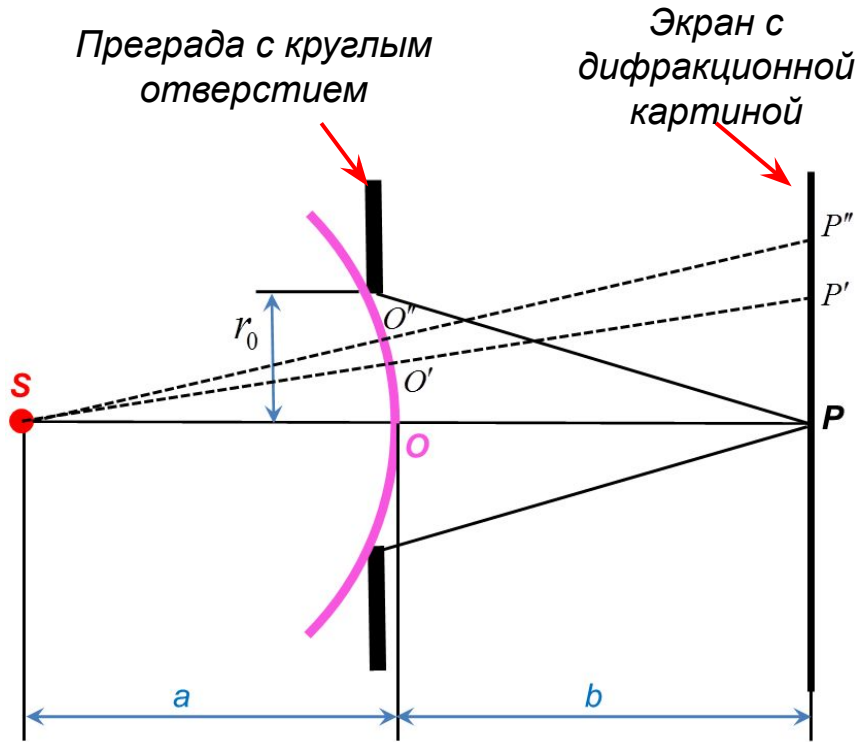
Резкое увеличение интенсивности в точке Р (эффект собирающей линзы, но линзы нет, среда однородна!)

Свет распространяется не прямолинейно!

Метод зон Френеля показывает

- (1) почему несмотря на волновую природу света наблюдается его прямолинейное распространение,
- (2) что благодаря волновой природе свет может распространяться в однородной, изотропной среде непрямолинейно.

Дифракция Френеля на круглом отверстии



Интенсивность света в центре экрана

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

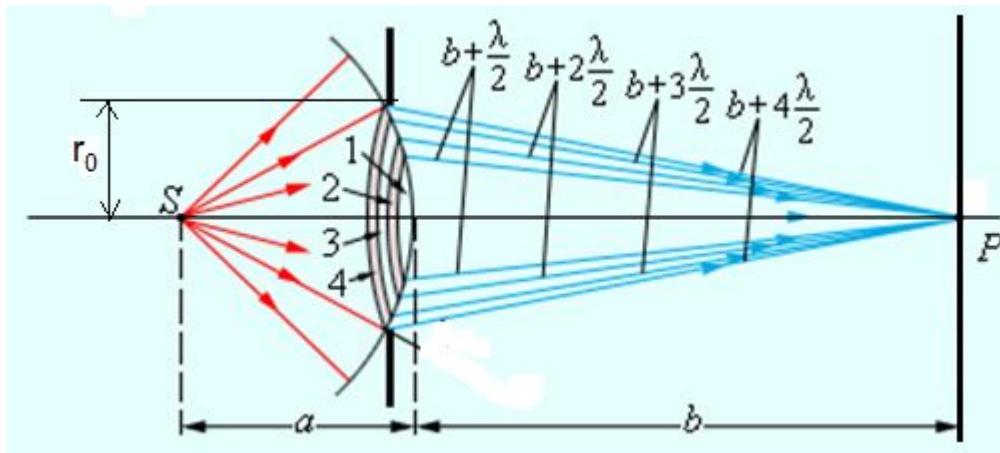
Радиус m -й зоны Френеля

$$\downarrow r_m = r_0$$

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

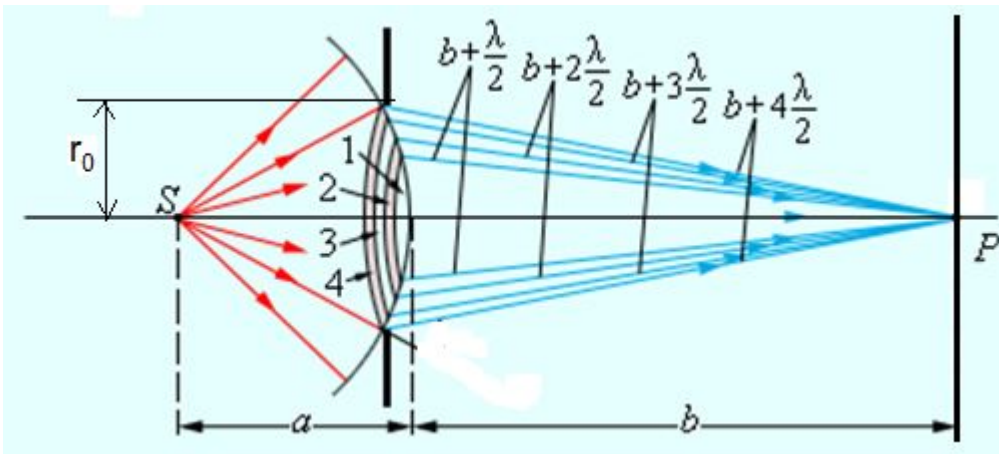
Число открытых зон Френеля

Зависит не только от r_0 , но и от a и b .



← $m=4$

Дифракция Френеля на круглом отверстии



Интенсивность света в центре экрана

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$$

Число открытых зон Френеля

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - A_6 + \dots$$

← Амплитуда колебаний в точке P

m – чётное $A = 0$ ← **В центре экрана темно несмотря на отверстие!**

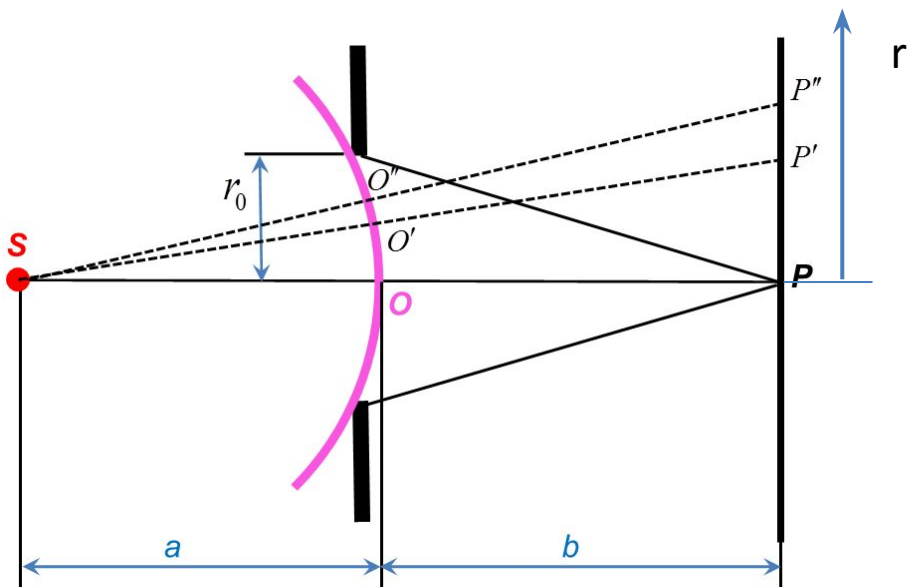
m – нечётное $A = A_m$

Если m невелико $A_m \approx A_1 = 2 \frac{A_1}{2}$

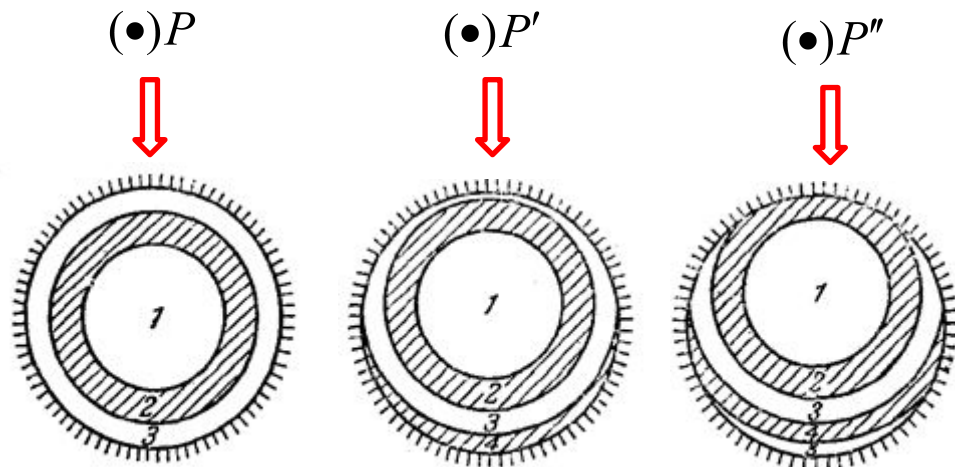
Преграда с отверстием, открывающая небольшое нечётное число зон Френеля, увеличивает амплитуду в центре экрана в ≈ 2 , а интенсивность в ≈ 4 раза!

Удаление или приближение экрана (b) меняет освещённость в его центре при том же радиусе отверстия.

Дифракция Френеля на круглом отверстии



Распределение интенсивности света по экрану

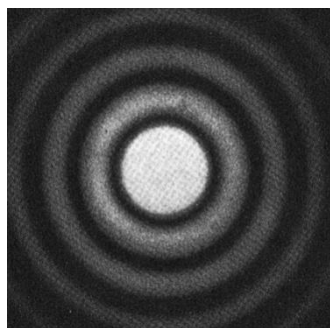


Пример: Для центральной точки P открыты 3 зоны – в центре максимум интенсивности.

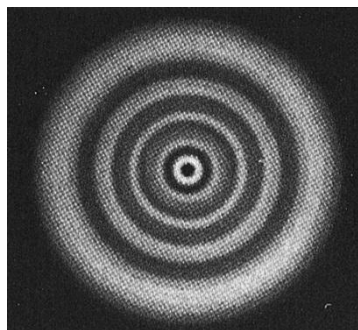
В точке P' частично закрывается 3-я зона и открывается 4-я – интенсивность уменьшается вплоть до 0.

В точке P'' открывается 5-я зона и интенсивность возрастает.

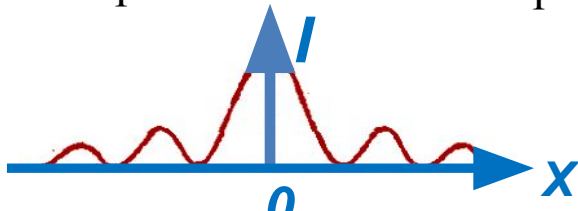
Симметрия относительно оси SP – интенсивность зависит только от r .

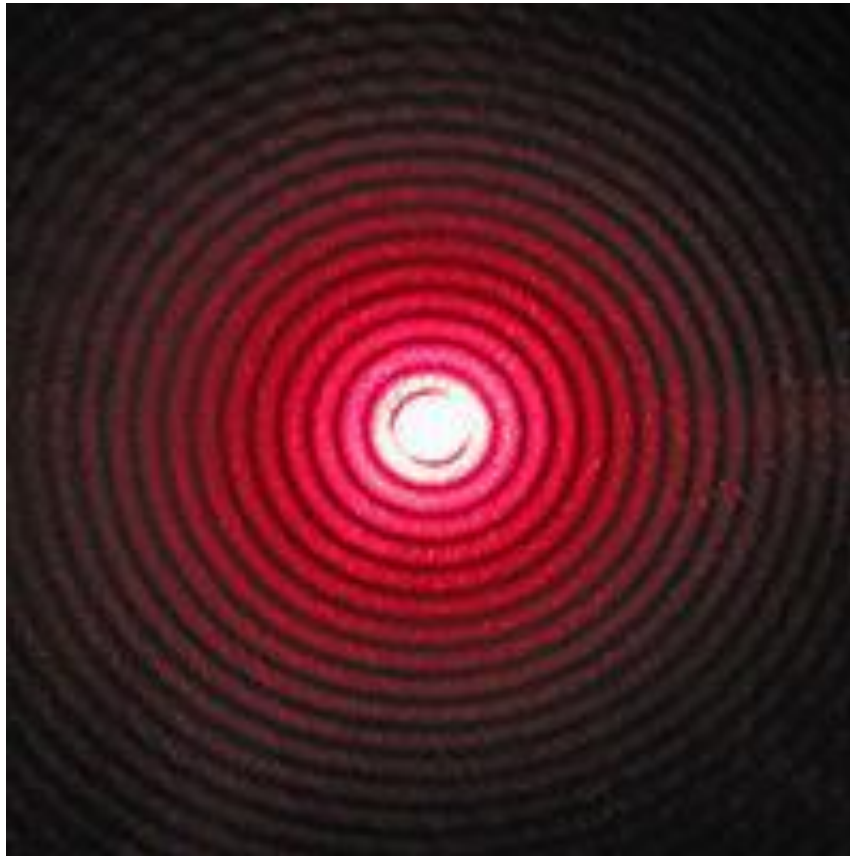


нечётное число зон Френеля...



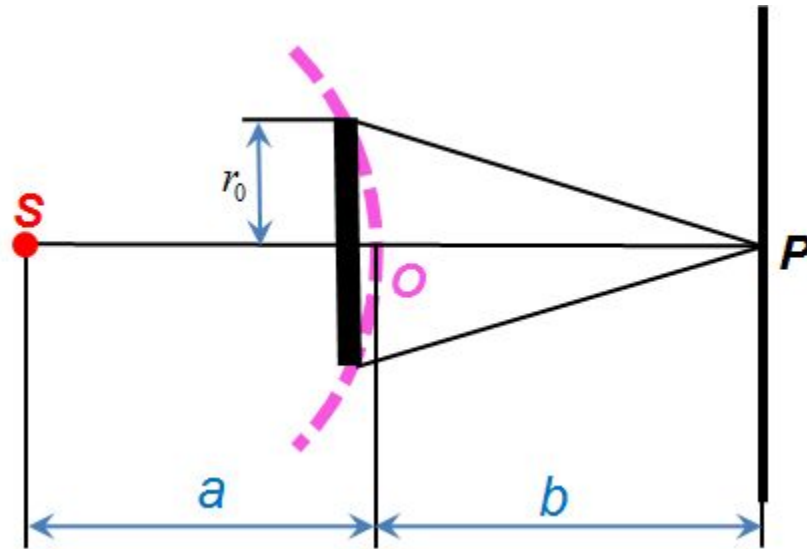
чётное число зон Френеля...





Дифракция лазерного луча с длиной волны 650 нм,
прошедшего через отверстие диаметром 0,2 мм

Дифракция Френеля от круглого диска



Пусть диск закрывает « m »
первых зон Френеля.



Амплитуда в точке P :

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots$$

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

Таким образом, $A = \frac{A_{m+1}}{2} \neq 0$

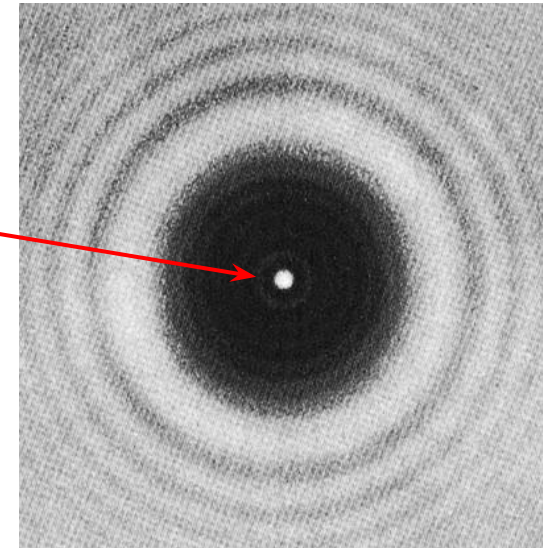


В точке P всегда светло!! Свет проходит в область тени!

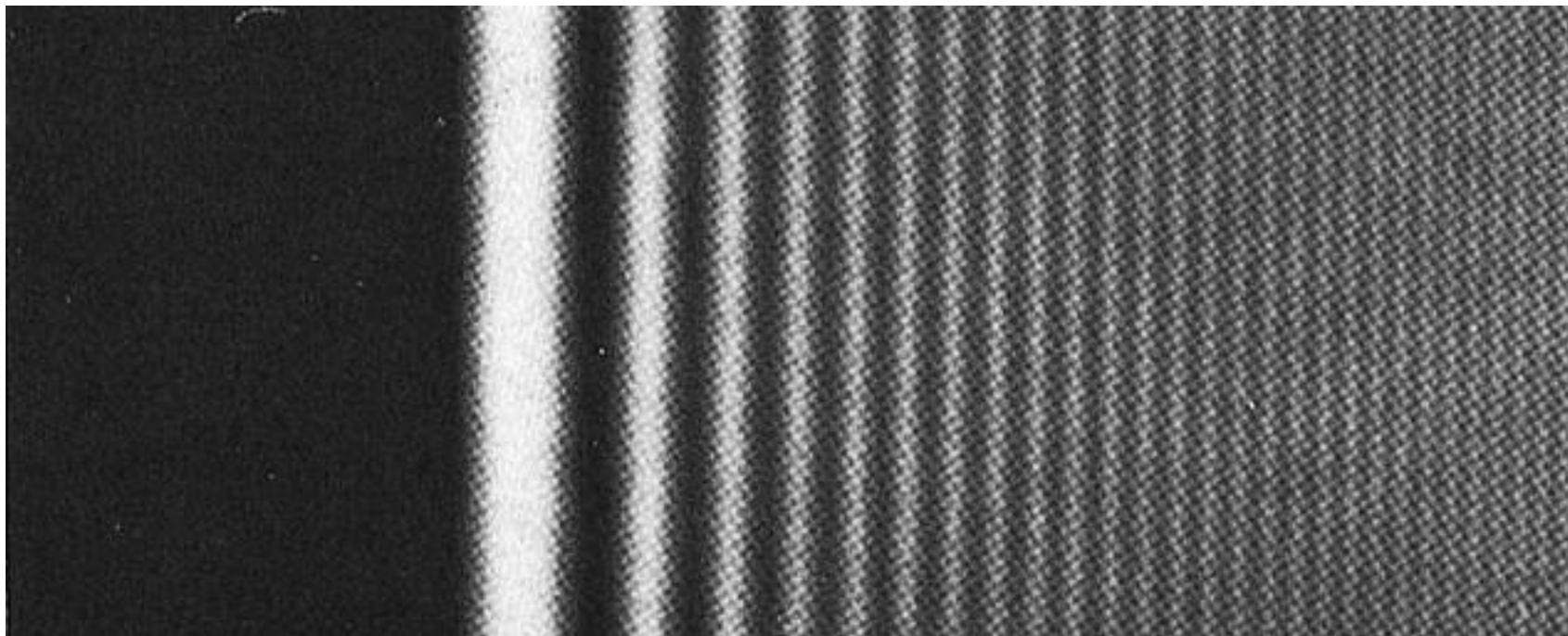
Дискуссия о природе света, франц академия, 1818

Если m велико (например, большой диск), светлое пятно в центре исчезает.

Как мал должен быть диск? Несколько зон Френеля, т.е. диаметр несколько мм. **Отнюдь не масштаба λ !!**



Дифракция от края преграды.



Дифракция Фраунгофера от щели



ФРАУНГОФЕР, ЙОЗЕФ
(1787–1826)

Оптическая схема для наблюдения дифракции Фраунгофера

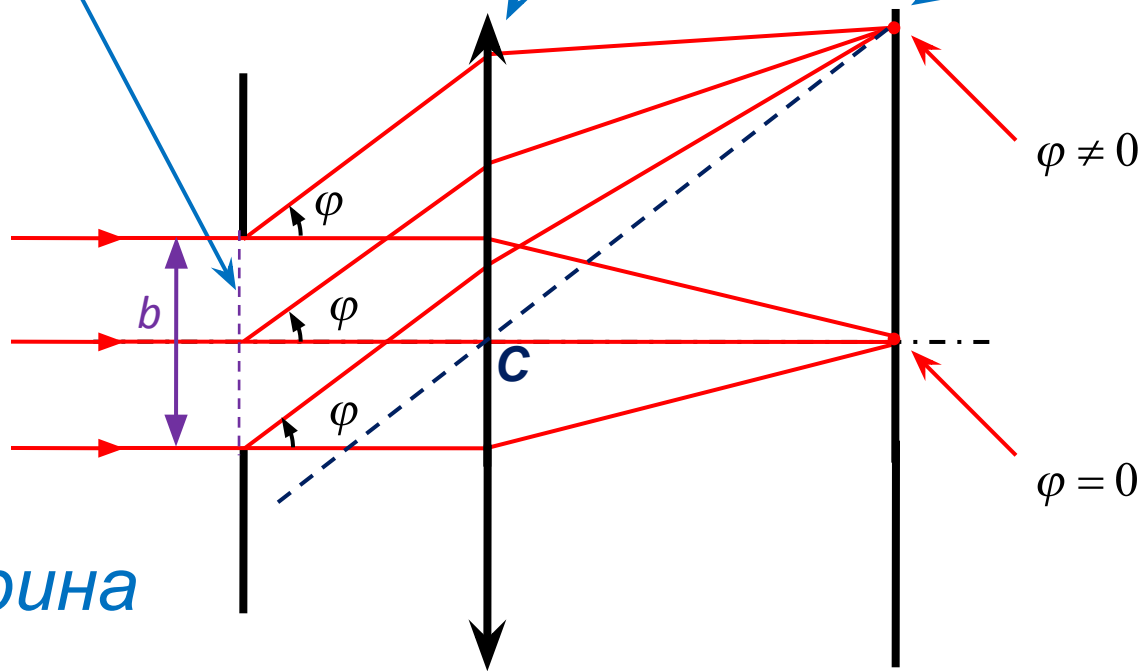
(дифракция в параллельных лучах) от щели.

На бесконечно длинную щель ($b \ll L$) падает плоская монохроматическая световая волна...

Щель, расположенная перпендикулярно рисунку.

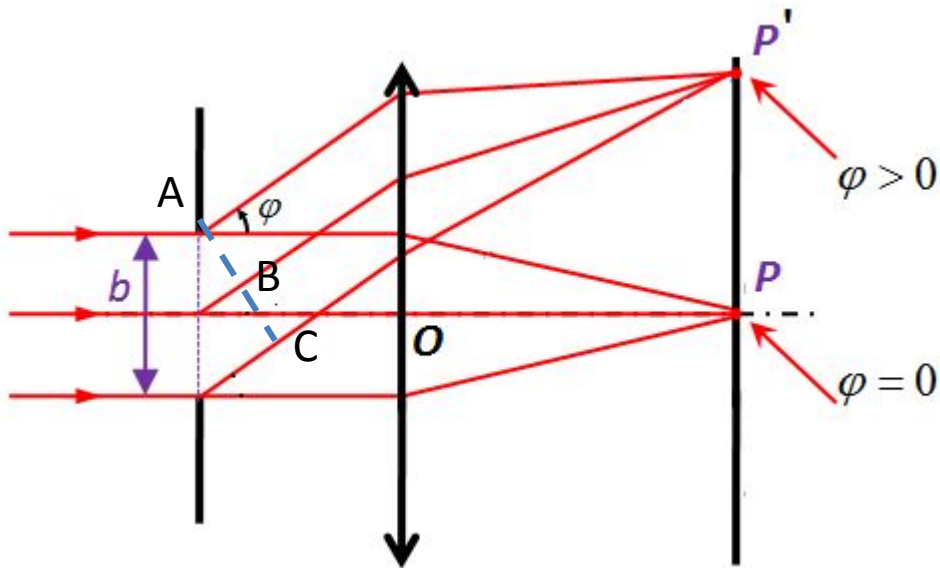
Собирательная линза.

Экран, расположенный в фокальной плоскости линзы.



b - ширина щели

Анализ распределения интенсивности света на экране.



Случай $\varphi = 0$

Колебания в плоскости щели – в одной фазе (волновая поверхность).

Оптические пути от плоскости щели до точки P – **таутохронны** (опт. длина одинакова)

Колебания, приходящие на экран от вторичных точечных источников, расположенных в плоскости щели, в направлении $\varphi = 0$, имеют одинаковую фазу и усиливают друг друга.

В центре экрана всегда наблюдается максимум – светлая полоса, параллельная щели.

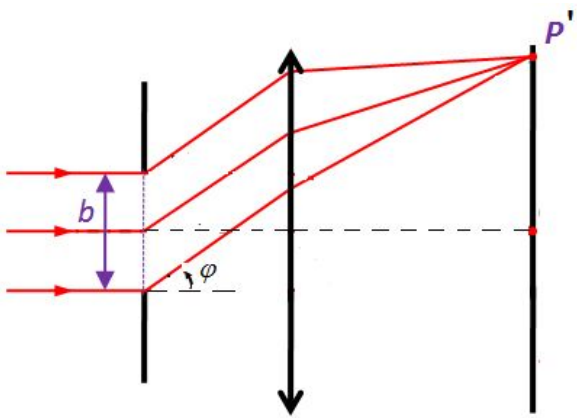
Случай $\varphi \neq 0$

Оптич. пути от точки P' до точек A, B и C (пл. перпенд. направлению лучей) – **таутохронны**.

Оптические пути от разных мест плоскости щели до точки P' – **не таутохронны**

Например, оптическая разность хода от краёв щели

$$\Delta = nb \sin \varphi$$



Оптическая разность хода от краёв щели до (·) P'

$$\Delta = b \sin \varphi \leftarrow \text{считаем } n=1.$$

Пусть Δ равна чётному числу
полуволен

$$\Delta = b \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = \pm k \lambda$$

Тогда щель можно разбить на **чётное число** зон
«Френеля»
Каждая пара соседних зон излучают в

Суммарная интенсивность в данной точке (полосе) экрана
равна **0**
Условие минимумов интенсивности:

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

Если Δ равна нечётному числу
полуволен

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

Остаётся одна «непогашенная» зона

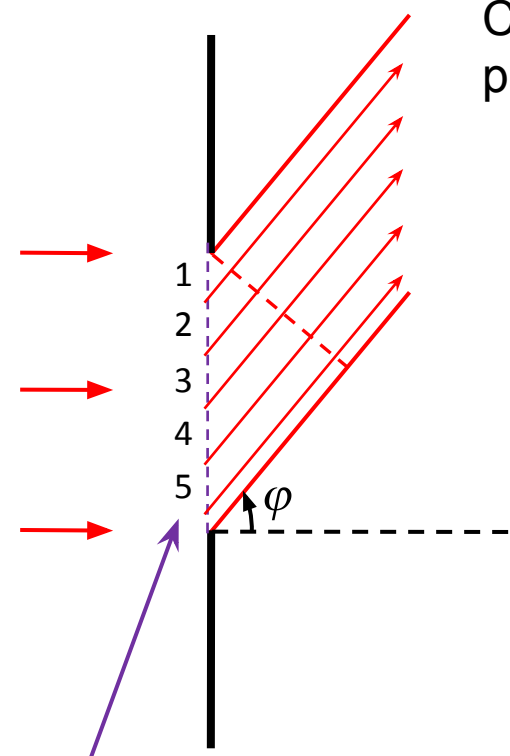
В данной точке экрана (полоса) светло

Условие максимумов
интенсивности:

$$\sin \varphi = \pm \left(k + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{b} \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

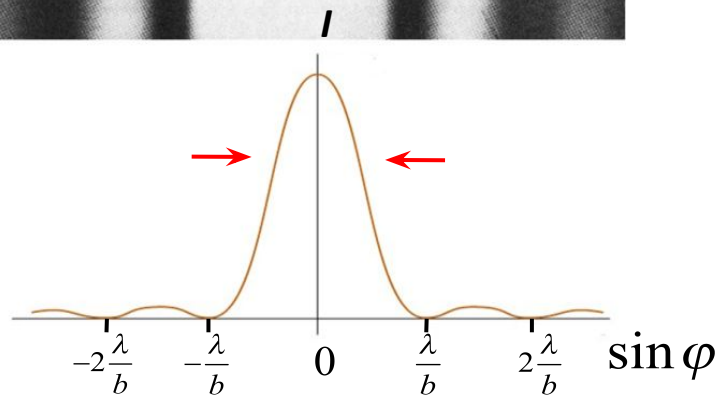
$$b \gg \lambda$$

$$\sin \varphi = 0.1, k=1 \longrightarrow b = 15\lambda \approx 7 \text{ мкм}$$

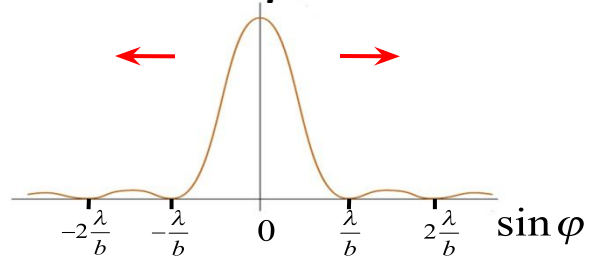


Номера
зон.

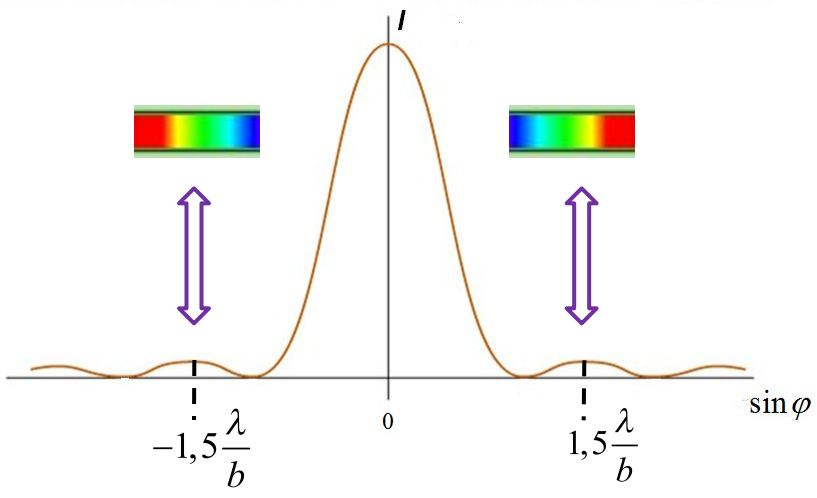
Ширина щели для
наблюдения дифракц.
картин



$b \uparrow$ или (и) $\lambda \downarrow$, т.е. $\frac{\lambda}{b} \downarrow$
дифр.картина
исчезает



$b \downarrow$ или (и) $\lambda \uparrow$, т.е. $\frac{\lambda}{b} \uparrow$
дифр.картина
размывается

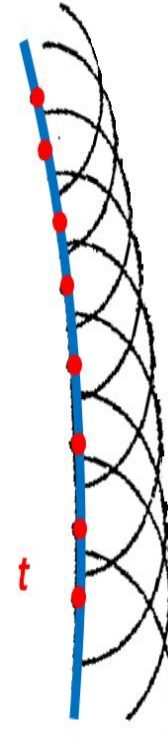


*Освещение щели
естественным светом*



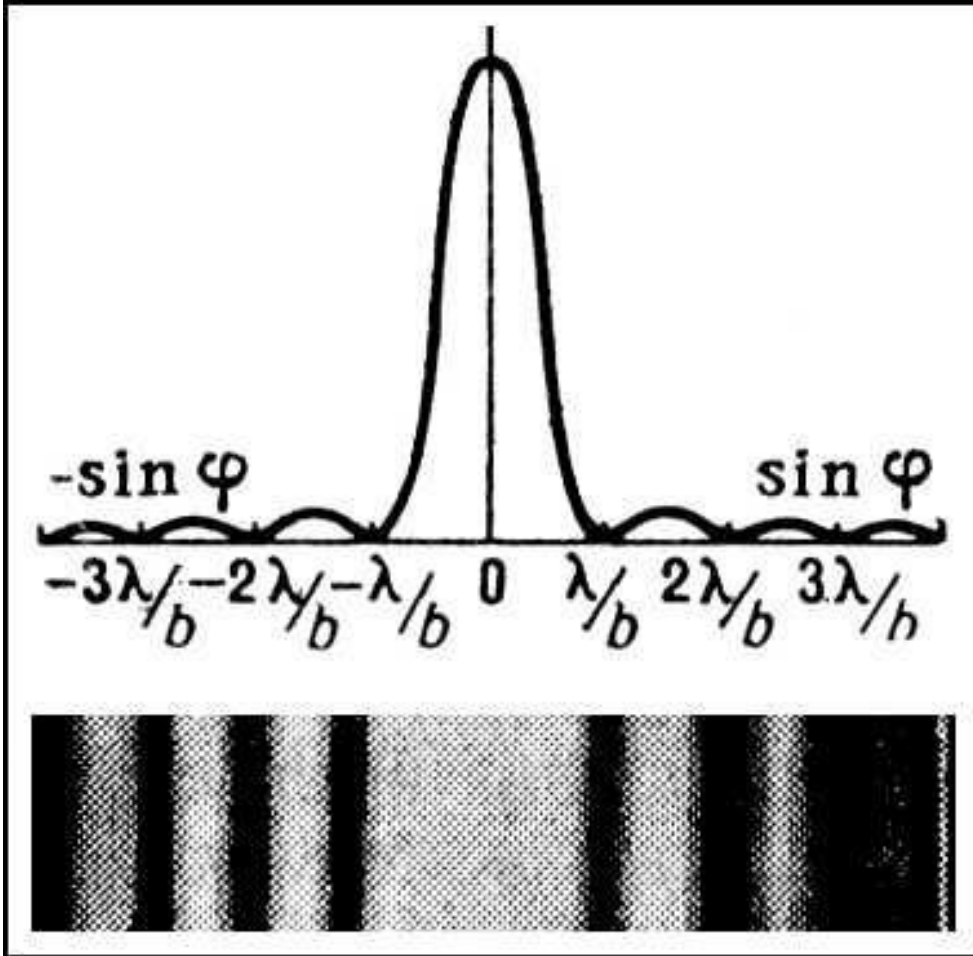
Не очень понятно почему $K(\phi)$ убывает с ростом ϕ , если вторичная волна сферическая. У Савельева это аргументировано просто ссылкой на Френеля (см ниже). Значит он тоже видит эту проблему (?).

Во всяком случае это противоречит картинке:



Савельев:

Коэффициент пропорциональности K Френель считал убывающим при увеличении угла ϕ между нормалью n к dS и направлением от dS к точке P и обращаемся в нуль при $\phi = \pi/2$.



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

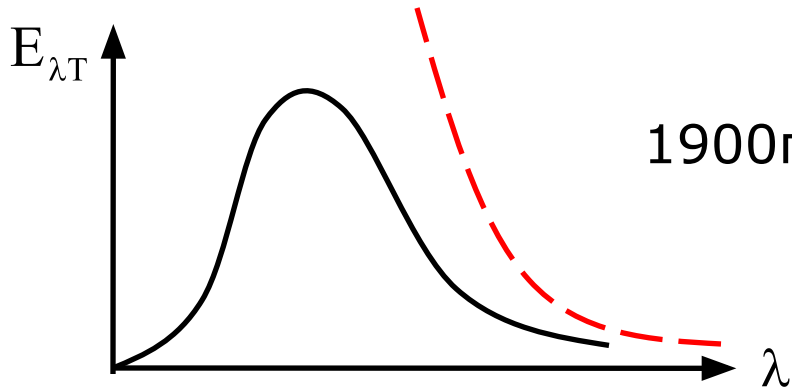
**Дифракционная решетка.
Угловая дисперсия и разрешающая
сила дифракционной решетки.**

САМОСТОЯТЕЛЬНО, Савельев, т.3

Квантовая оптика

Истоки квантовой теории

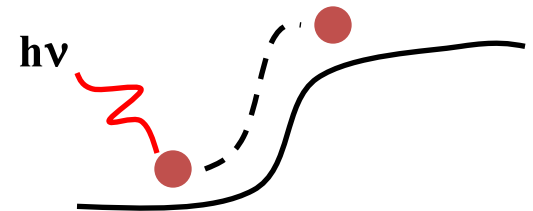
I. Излучение абсолютно чёрного тела □ ультрафиолетовая катастрофа

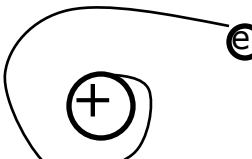


1900г. Планк – излучение квантами!

II. Фотоэффект – противоречие классической теории света

1905г. Эйнштейн – поглощение квантами □ фотон

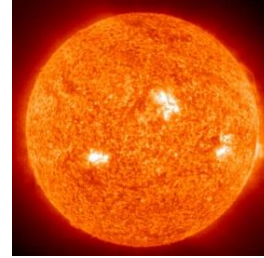


III.  Неустойчивость атома Резерфорда } 1913г. На стационарн орбите атома эл-н не излучает

Тепловое излучение

Тепловое излучение – испускание электромагнитных волн за счет внутренней энергии тел.

Нагретые тела -
тепловое излучение

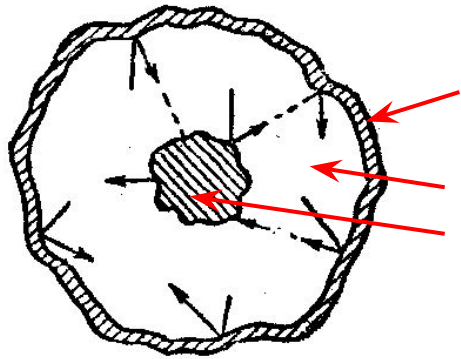


Нетепловое излучение -
внешний источник энергии



Люминесценция во всех её проявлениях:
экраны дисплеев, светодиоды, лазеры и т.п.

Тепловое излучение может находиться в равновесии с окружающими телами.



Полость с идеально
отражающей поверхностью
Вакуум
Тело

Температура тела изменяется до
тех пор, пока количество
излучаемой телом энергии не
станет равным количеству
поглощаемой энергии.

Т.е. полость будет заполнена электромагнитным
полем в виде электромагнитных волн
(«излучением»). Поглощение этих ЭМВ
(«излучения») телом при равновесии компенсирует
энергию излучаемую телом.

равновесие

детальное:

Согласно опыту и представлениям

термодинамики:

Излучаемая и поглощаемая энергия равны для каждой частоты ω (длины волны λ).

Характеристики теплового излучения.

Энергетическая светимость

R_T ← $\frac{Вт}{м^2}$ Поток энергии, испускаемый ед. поверхности излучающего тела в ед. времени по всем направлениям в интервале частот от 0 до бесконечности.

$dR_{\omega T} = r_{\omega T} d\omega$ Поток энергии, испускаемый ед. пов-ти излучающего тела в ед. времени по всем направлениям в интервале частот $d\omega$.

$r_{\omega T}$ ← **Испускательная способность**

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega$$

Поглощательная способность

$$a_{\omega T} = \frac{d\Phi'_{\omega}}{d\Phi_{\omega}}$$

← Часть этого потока, поглощенная телом.

← Поток энергии электромагнитных волн в интервале $[\omega, \omega + d\omega]$ падающих на тело.

Доля энергии, поглощенной телом, на частоте ω при температуре T

$$a_{\omega T} \leq 1$$

$$\alpha_{\omega T} = 1$$

← Абсолютно черное тело (АЧТ)

Закон Кирхгофа



Если через малое отверстие заглянуть внутрь полости, в которой установилось термодинамическое равновесие между излучением и нагретыми телами, то глаз не различит очертаний тел и зафиксирует лишь однородное свечение всей полости в целом.

Закон Кирхгофа

Для системы тел, находящихся в состоянии теплового равновесия, отношение испускательной и поглотительной способностей не зависит от природы тела и является для всех тел одной и той же универсальной функцией частоты и температуры.

$$\left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_2 = \dots = \left(\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} \right)_N = f(\omega, T).$$

$$\text{АЧТ: } \alpha_{\omega T} = 1 \Rightarrow (r_{\omega \text{АЧТ}}) = f(\omega, T) \Rightarrow$$

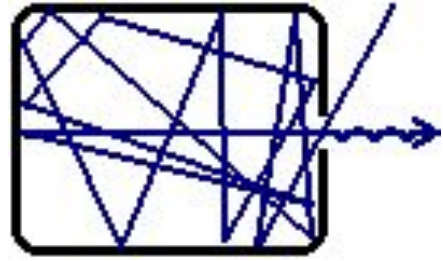
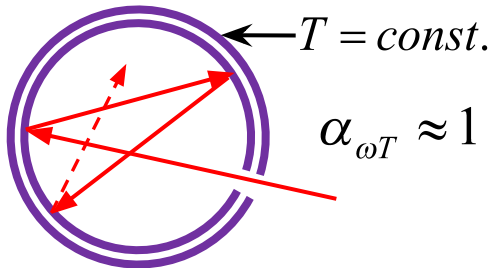
Теоретический интерес к исследованию испускательной способности АЧТ

***Законы излучения
абсолютно черного
тела. Формула
Планка.***



Закономерности излучения абсолютно черного тела

$$(r_{\omega АЧТ}) = f(\omega, T) \quad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (r_{\lambda АЧТ}) = \varphi(\lambda, T) = \frac{2\pi c}{\lambda^2} f(\omega, T)$$



Модель АЧТ – полость, содержащая ЭМВ в условиях теплового равновесия

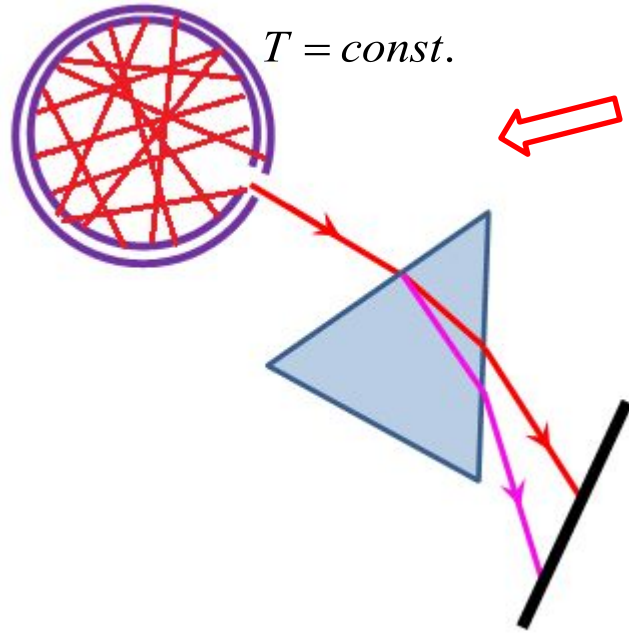
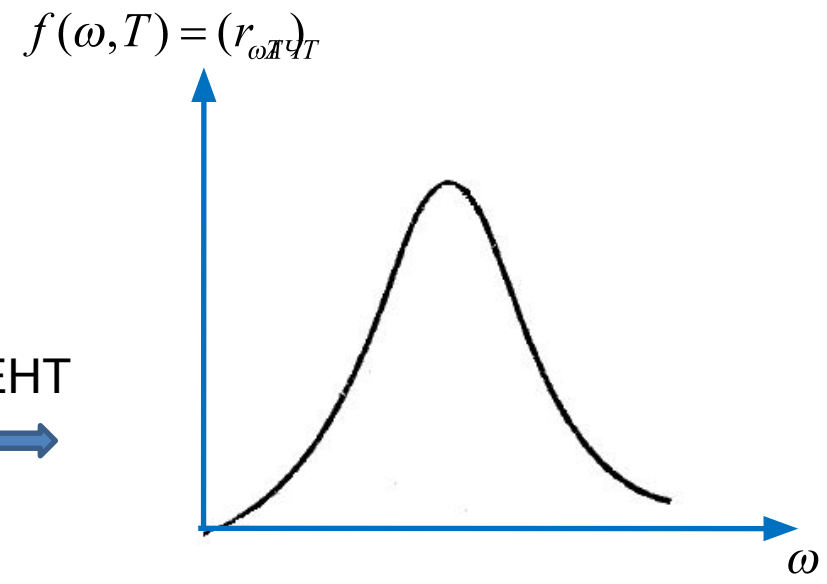


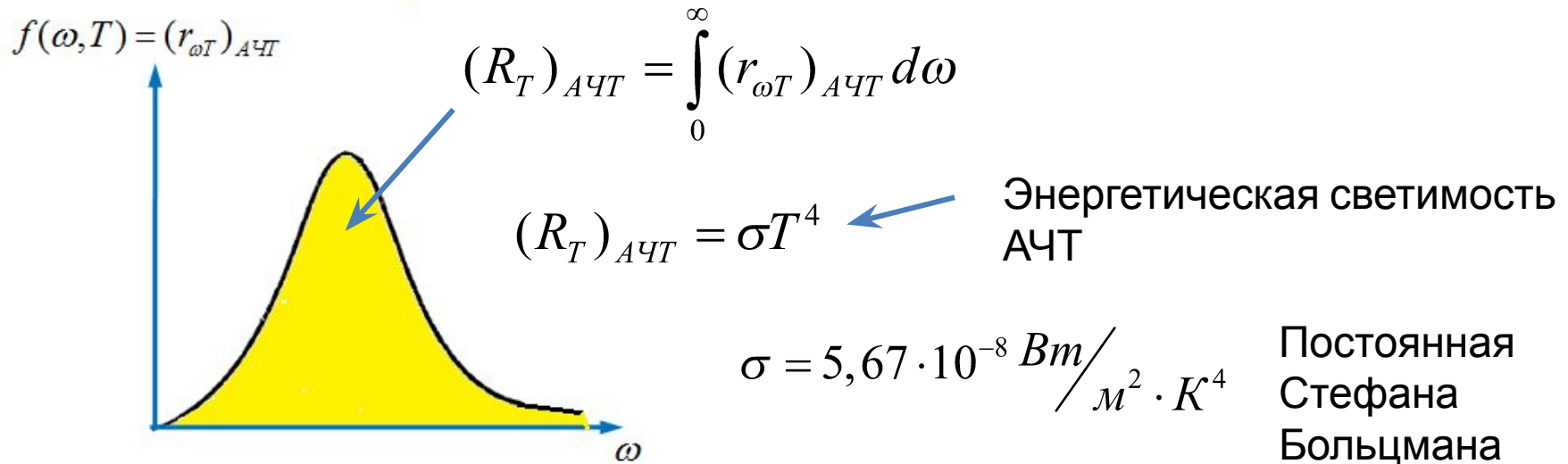
Схема определения
 $(r_{\omega АЧТ}) = f(\omega, T)$

ЭКСПЕРИМЕНТ



Закономерности излучения абсолютно черного тела

Закон Стефан-Больцмана



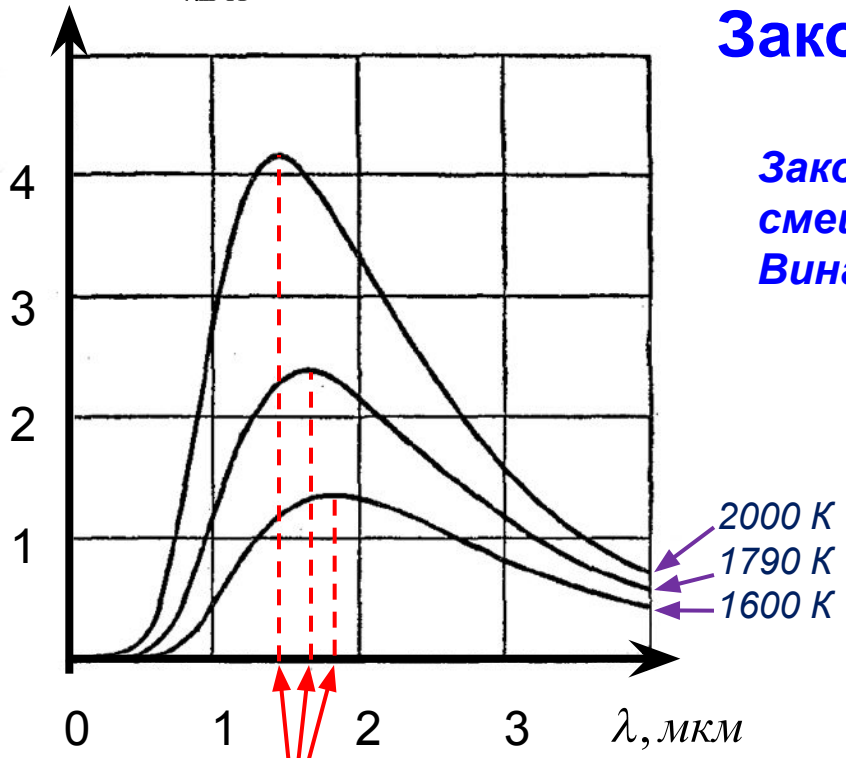
$$550 \text{ } ^\circ\text{C} = 823 \text{ } ^\circ\text{K} \longrightarrow (R_T)_{AЧТ} = 2.6 \cdot 10^4 \frac{Вт}{м^2} = 2.6 \frac{Вт}{см^2}$$

$$\varphi(\lambda, T) = (r_{\lambda T}) \cdot 10^{11} \text{ Вт} / \text{м}^3$$

Закон смещения Вина

Закон смещения Вина

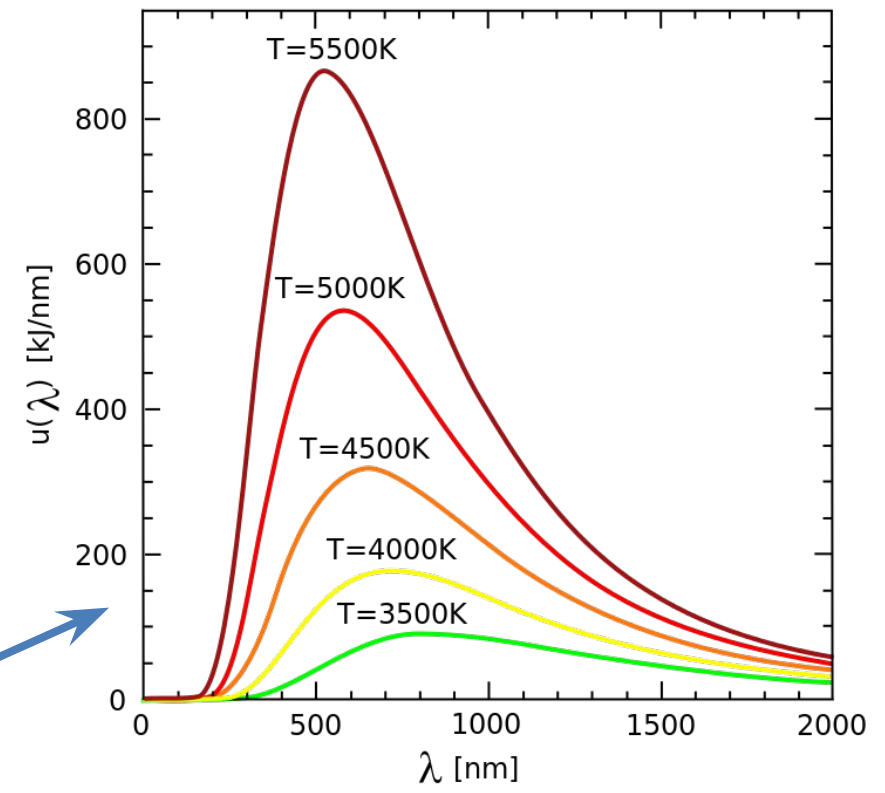
$$\lambda_m = \frac{b}{T} \quad b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ .}$$



λ_m

Инфракрасная область

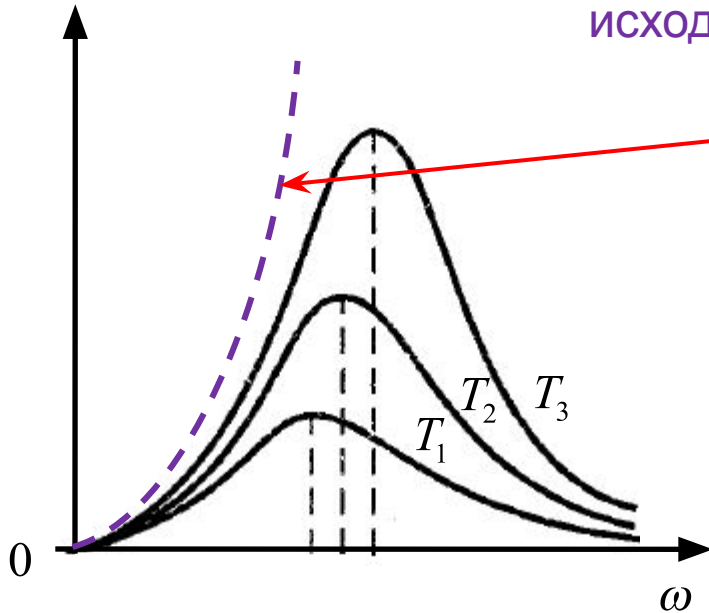
Видимая область



«Ультрафиолетовая катастрофа»

Теория Релея – Джинса;
строгая в рамках классической физики теория,
исходящая из волновой природы света.

$$f(\omega, T) = (r_{\omega T})_{\text{АЧТ}}$$



$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \cdot kT$$

Формула Релея - Джинса

$$(R_T)_{\text{АЧТ}} = \int_0^{\infty} f_{\omega T} d\omega = \frac{kT}{4\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \omega^2 d\omega = \infty$$

Гипотеза и формула Планка (1900).

Электромагнитное излучение испускается в виде **отдельных порций энергии** (квантов), величина которых пропорциональна частоте излучения:

$$\varepsilon = h\nu = \frac{h}{2\pi} \omega = \hbar \omega$$

$$\hbar = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Энергия электромагнитного излучения (в том числе заполняющего нагретую полость) может изменяться не непрерывно, а дискретно, а именно на величину кратную $h\nu$ ($n h \nu$).

Формула Планка

$$f(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^2 c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1}$$


The graph shows a smooth, bell-shaped curve representing the energy density $f(\omega, T)$ as a function of frequency ω . The curve starts at the origin, rises to a peak, and then decays towards zero as frequency increases. The vertical axis is labeled $f_{\omega T}$ and the horizontal axis is labeled ω .

Квант действия Макса Планка (1900 г.)

Макс Планк



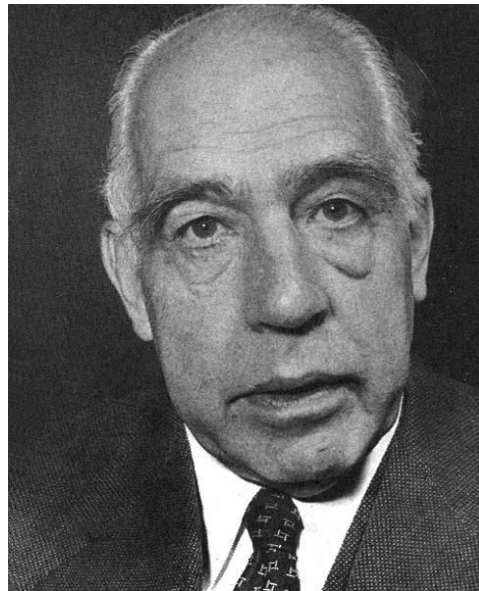
Планк Макс (1858-1947) – немецкий физик-теоретик, основоположник квантовой теории.

“...он убедительно показал, что кроме атомистической структуры материи существует своего рода атомистическая структура энергии, управляемая универсальной постоянной, введённой Планком. Это открытие стало основой для всех исследований в физике XX века, и с того времени почти полностью обусловило её развитие.”

/А.Эйнштейн/

Нобелевская премия (1918г.) за открытие кванта действия

Постулаты Бора.
Модель атома водорода по
Бору.



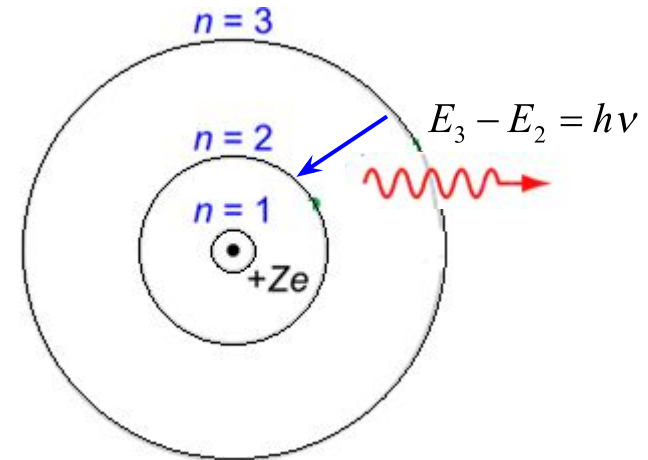
Нильс Бор
(1913г.)

Первый постулат Бора.

Атом может находиться только в особых стационарных или квантовых (дискретных) состояниях, каждому из которых соответствует определенная энергия E_n . Находясь в одном из стационарных состояний атом не излучает.



Стационарным состояниям соответствуют дискретные круговые орбиты, для которых момент импульса принимает определенные значения.



$$m_e v r = n \hbar$$
$$(n = 1, 2, 3, \dots)$$

Второй постулат Бора.

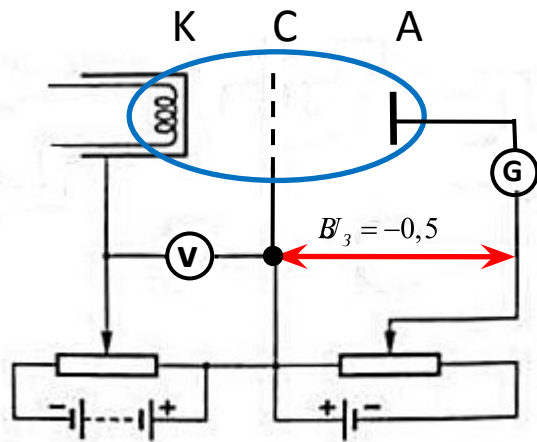
Переход атома из одного стационарного состояния в другое сопровождается поглощением или излучением кванта энергии (фотона), равного разности энергий стационарных состояний.

$$E_n - E_m = h\nu$$

Опыт Франка и Герца (1914).

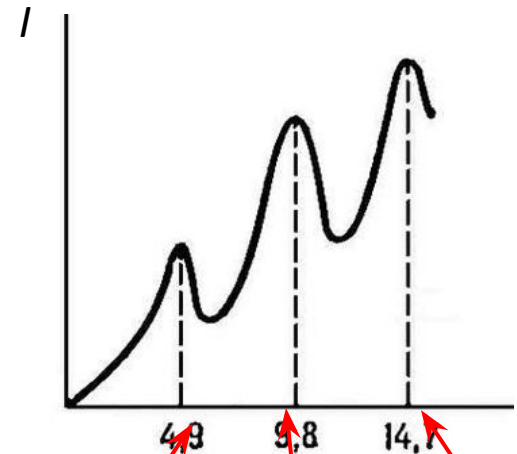
Цель опыта: экспериментальное доказательство существования дискретных энергетических состояний в атоме (1-ый постулат Бора).

Схема опыта:



1. Пары Hg в откаченном объёме;
2. Катод-сетка: ускор. разность потенциалов
3. Сетка-анод: задерживающая разность потенциалов

Результат эксперимента:



Ускоряющее напряжение, В

Начало неупругих взаимодействий

Начало 2-х ВОЗМОЖНЫХ неупругих ...

...3-х...

Если при столкновении внутренняя энергия атома ртути не меняется (упругое столкновение), энергия электрона практически не меняется (из-за разницы масс).

Атом поглощает энергию (механическую) дискретно!

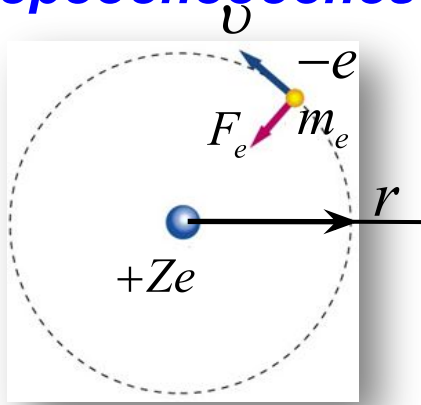
Доказательство 1-го постулата Бора.

Комптон 1925. При $U > 4.9$ В атомами ртути излучается свет с $\lambda = 0.2537$ мкм (УФ)

$\lambda = 0.2537$ мкм \longleftrightarrow Фотон $h\nu = 4.9$ эВ

Доказательство второго постулата Бора

Боровская модель атома водорода, водородоподобного иона



1-ый п-т. Бора \Rightarrow

$$m_e v r = n \hbar$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots)$$

2-ой з-н Н. \Rightarrow

$$\frac{m_e v^2}{r} = \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 r^2}$$

1 ЭЛЕКТРОН
В ПОЛЕ
ЯДРА С
ЗАРЯДОМ
 $+Ze$

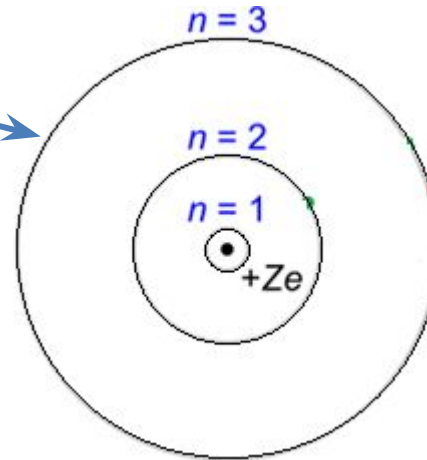
v, r

Радиусы боровских орбит

$$\Rightarrow r_n = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m_e Z e^2} \cdot n^2$$

Скорость электрона на боровских орбитах

$$\Rightarrow v_n = \frac{Z e^2}{2 h \epsilon_0} \cdot \frac{1}{n}$$



Атом H, Z=1

$$r_1 = 0.53 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 0.53 \text{ \AA}$$

$$v_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ м/сек}$$

Энерг

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 r} = - \frac{m_e Z^2 e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

$$E_n = - \frac{m_e Z^2 e^4}{8 h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2}$$

2-ой п.Бора $\rightarrow E_n - E_m = h\nu$ $E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} > E_m = -\frac{m_e Z^2 e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{m^2}$

$n > m$

\downarrow

$$\nu = \frac{1}{h}(E_n - E_m) = \frac{m_e Z^2 e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Постоянная Ридберга

\downarrow

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{\pi m_e Z^2 e^4}{4h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

\rightarrow

$$R = \frac{\pi m_e Z^2 e^4}{4h^3 \epsilon_0^2}$$

$Z=1 \Rightarrow R = \frac{\pi m_e Z^2 e^4}{4h^3 \epsilon_0^2} = \frac{3,14 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^4}{4 \cdot (6,6 \cdot 10^{-34})^3 \cdot (8,85 \cdot 10^{-12})^2} = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}$

Формула Бальмера

$$\omega = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

$n = 3, 4, 5, \dots$

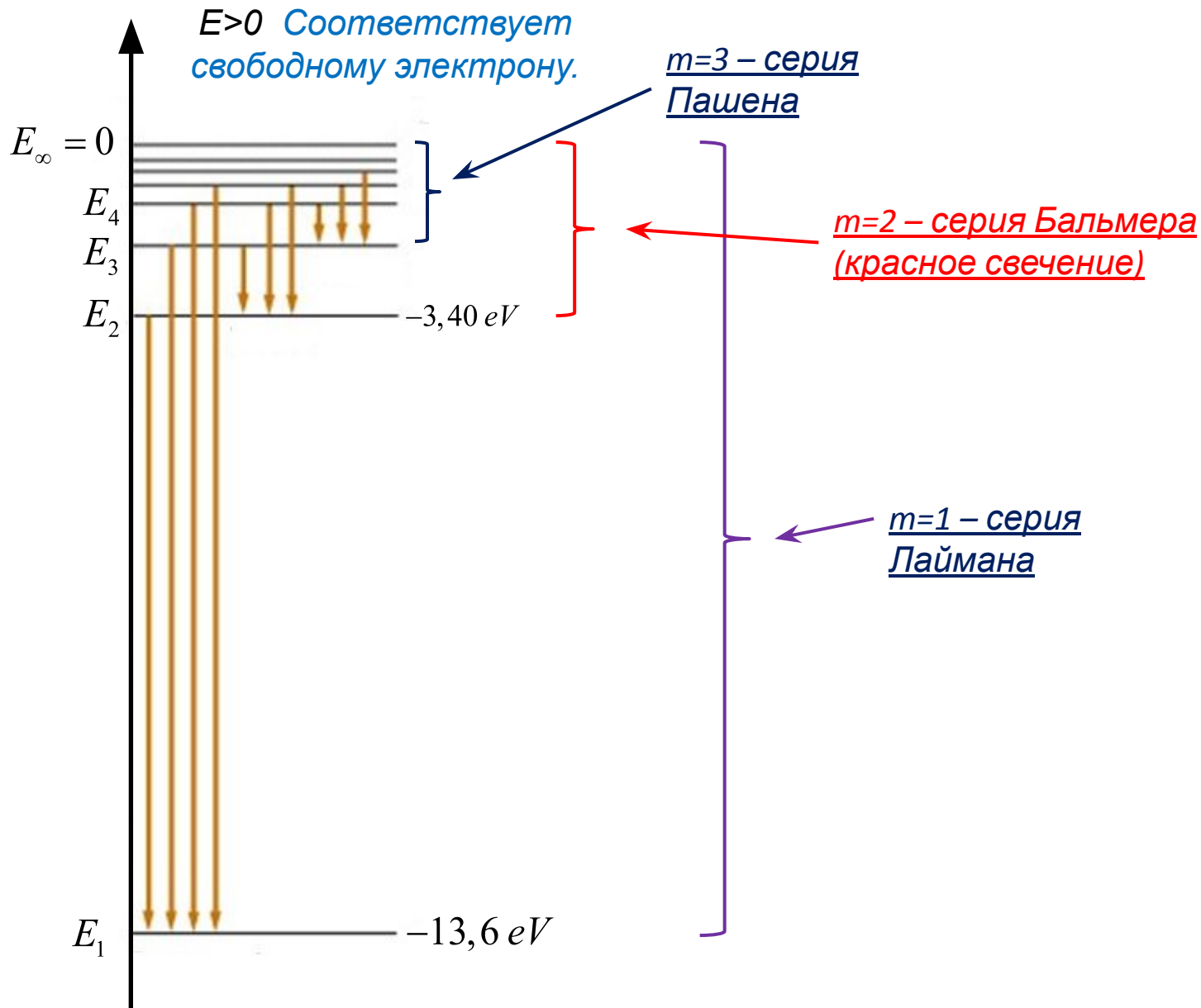
$R = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ рад/с}$

Теория Бора



Эксперимент





Недостатки теории Бора

Не удаётся рассчитать атомы с двумя (атом He) и более электронами.

Ничего не говорит об интенсивности линий излучения (а она разная для разных линий (например, водород светится красным)).

Основной недостаток непоследовательность:

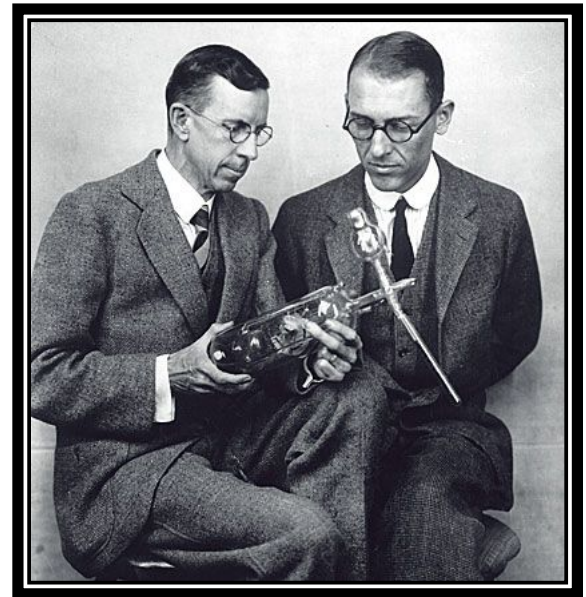
вычисление орбит на основе законов классической механики, считая при этом неприменимой классическую электродинамику.

Промежуточный этап в поисках адекватной теории, получившей название квантовой физики.

Гипотеза де-Бройля.
Опыты по дифракции
электронов.



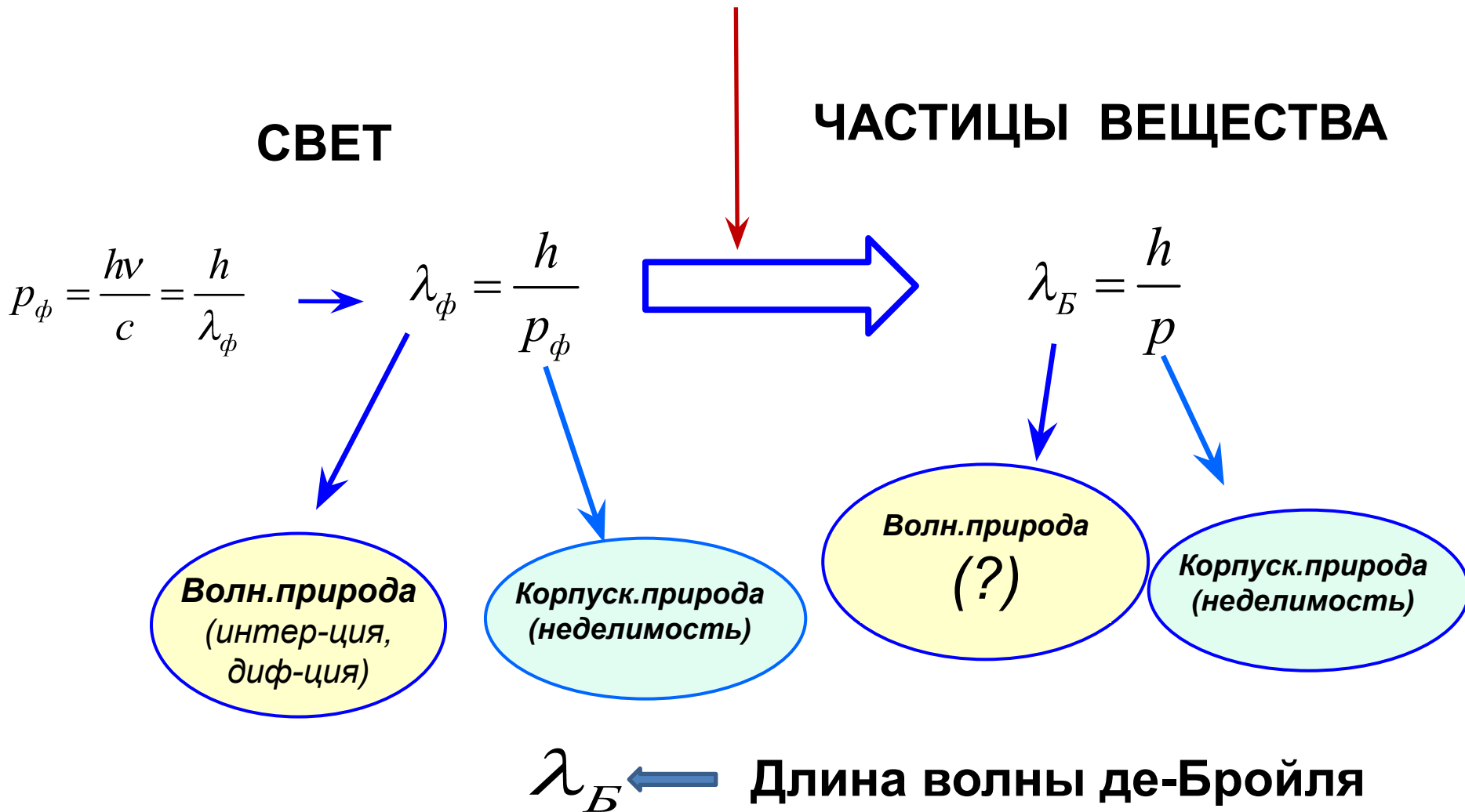
1924 г.
Де-Бройль



1927 г.
Дэвиссон и
Джермер

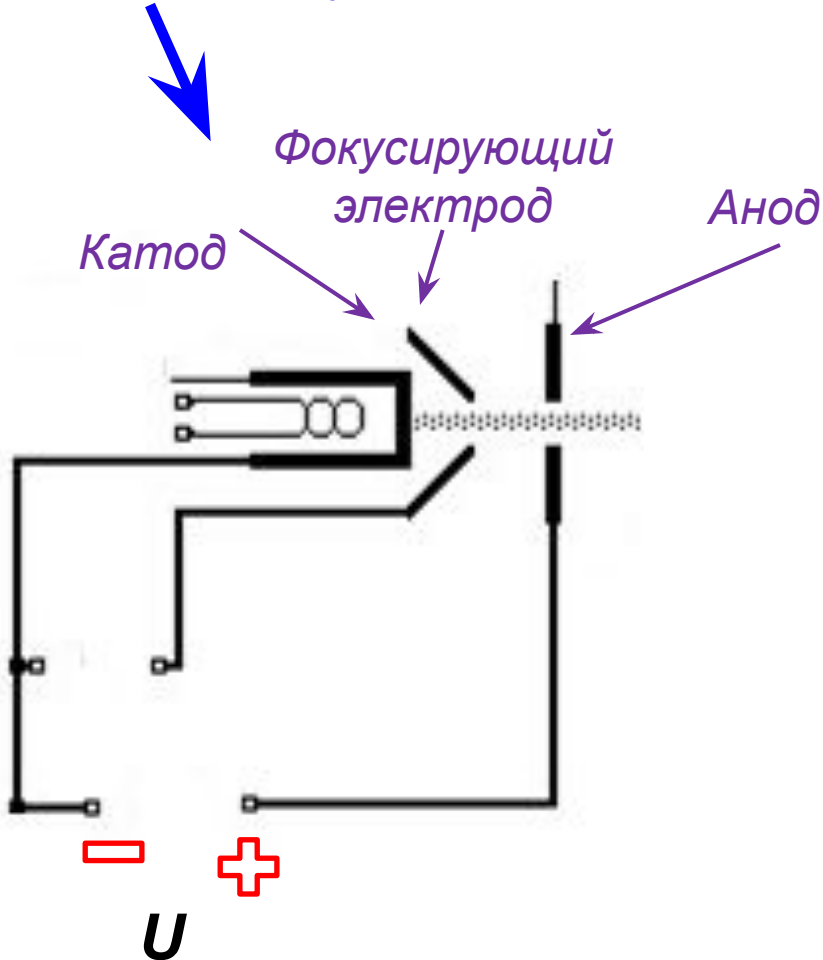
Гипотеза де-Бройля (1924):

«Корпускулярно-волновой дуализм - универсален»



Оценка длины волны де-Бройля для электронов.

Электронная пушка



$$eU = \frac{m_e v^2}{2} \Rightarrow v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$$



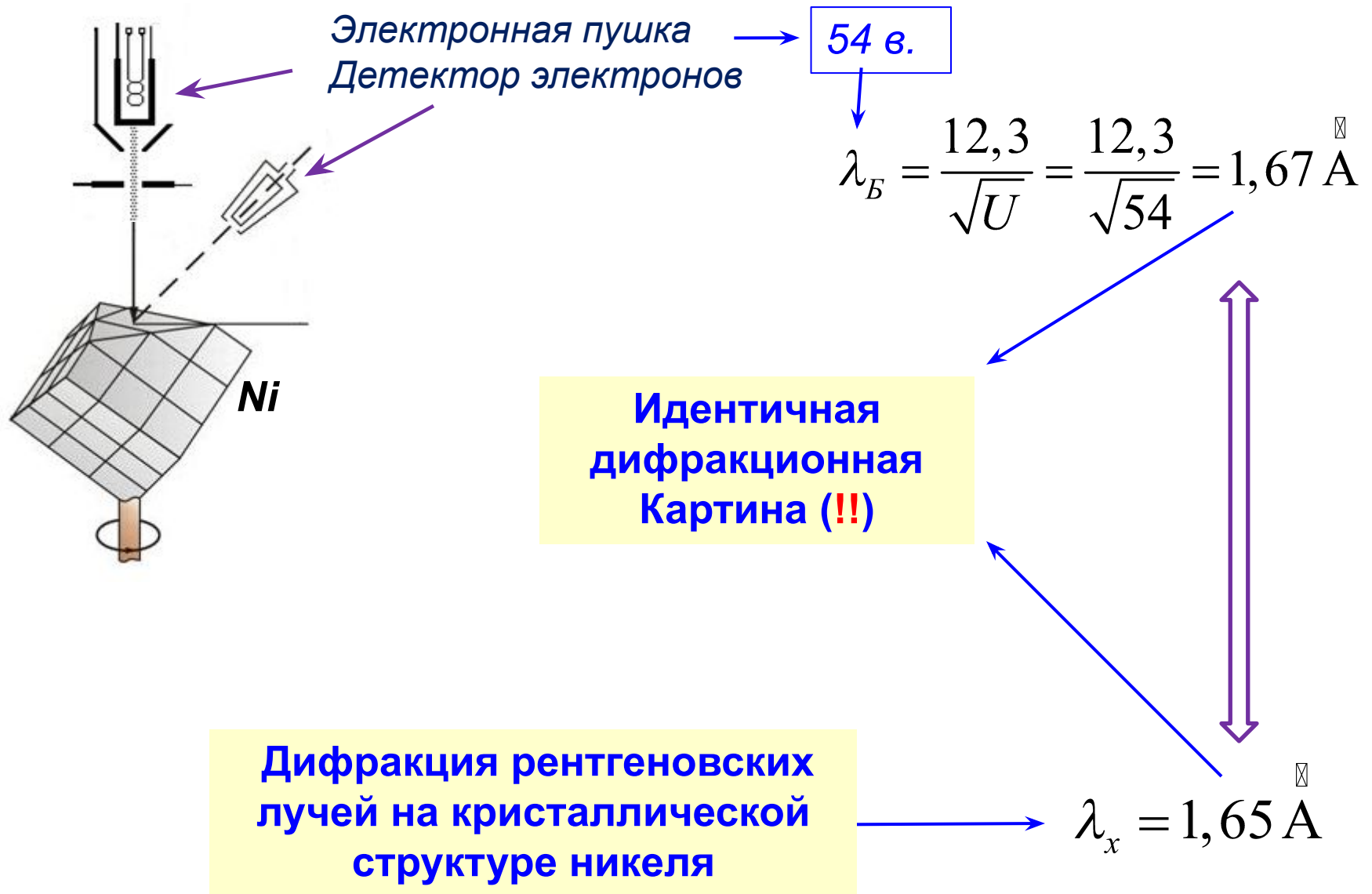
$$\lambda_B = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} = \frac{h}{\sqrt{2em_e U}}$$

$$\lambda_B = \frac{12,3 \text{ \AA}}{\sqrt{U}} \quad [U] - B$$

1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ м}

$$U = 54 \text{ В} \Rightarrow \lambda_B = \frac{12,3}{\sqrt{54}} = \frac{12,3}{\sqrt{54}} = 1,67 \text{ \AA}$$

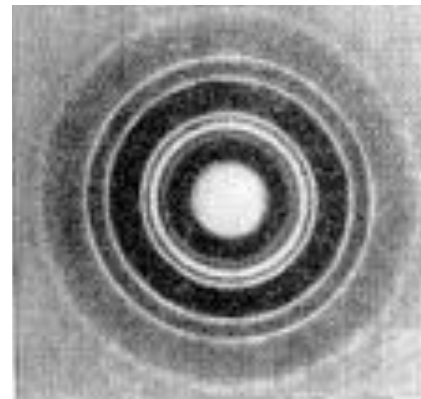
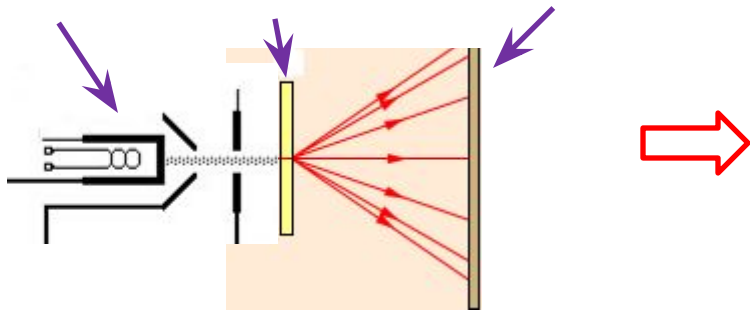
Опыты Дэвиссона и Джермера: первое подтверждение идеи де-Бройля



Дальнейшие опыты по дифракции микрочастиц.

Томсон и одновременно Тартаковский: дифракция при прохождении электронного пучка через металлическую фольгу (1927).

Эл.пучка фольга фотопластинка



Электронोगрамма

Полная аналогия с рентгенограммой при $\lambda_{\text{x-ray}} = \lambda_e$

Штерн & К.: дифракционные явления в опытах с атомными и молекулярными пучками.

Доказаны волновые свойства частиц!

Каждой ? Или совокупности ?

$$\longleftrightarrow \lambda_B = \frac{h}{mv} \propto \sqrt{\frac{1}{mE_k}}$$

Длина волны де Бройля для атомов имеет того же масштаба что и для электронов, благодаря малой (тепловой) скорости/

Биберман, Сушкин и Фабрикант (1949): Опыты по дифракции электронов с пучками слабой интенсивности

Электрон

регистрировался как



одно целое

«КОРПУСКУЛЯРНОСТЬ»

Место прихода электрона на фотопластинку имело **случайный характер**. При достаточной экспозиции **получалась дифракционная картина**.



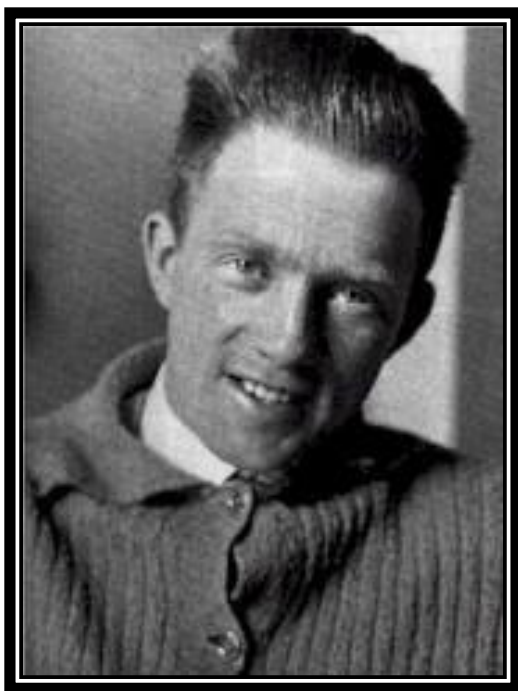
«ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА»

Вывод. Единичная частица обладает волновыми свойствами. А именно, её положение в пространстве определяется вероятностным законом и этот вероятностный закон таков, что при усреднении (по времени или по большому числу частиц) реализуется волновая картина.

Усреднение по времени (пускаем электроны по одному и ждём пока их не придёт достаточно много) или по большому числу частиц в потоке (много электронов одновременно, видим мгновенную картину) эквивалентно.

В то же время **микрочастицы обладают свойствами корпускулярности**: масса, размеры, заряд - неделимы.

*Принцип
неопределённости
Гейзенберга (1927г).*



*Гейзенберг, Вернер Карл
(1901-1976)*

Оптика:

При каких то условиях свет в однородной среде распространяется в виде прямолинейных лучей



Можно говорить о фотонах (частицах), движущихся по прямолинейным траекториям.

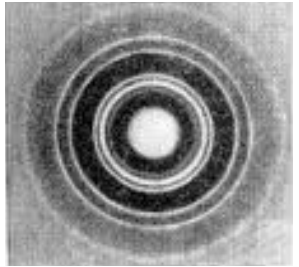
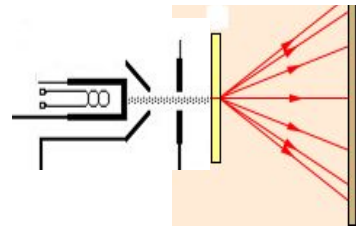
При других условиях наблюдается дифракция, т.е. существенно непрямолинейное распространение света, которое описывается, исходя из волновых представлений.



Понятие о траектории фотона здесь неадекватно.

Микрочастицы вещества

Обладают волновыми свойствами: дают такие же дифракционные картины, как и рентгеновские лучи.



Следует ожидать, что при определённых условиях понятия о положении в пространстве и траектории неприменимы к описанию движения микрочастиц.

Принцип неопределённости Гейзенберга

Степень точности, с которой к частице может быть применено представление об её определённом положении в пространстве



Соотношение неопределённости Гейзенберга

Частица не может иметь одновременно точного значения координаты x и проекции импульса на направление x .



$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}$$



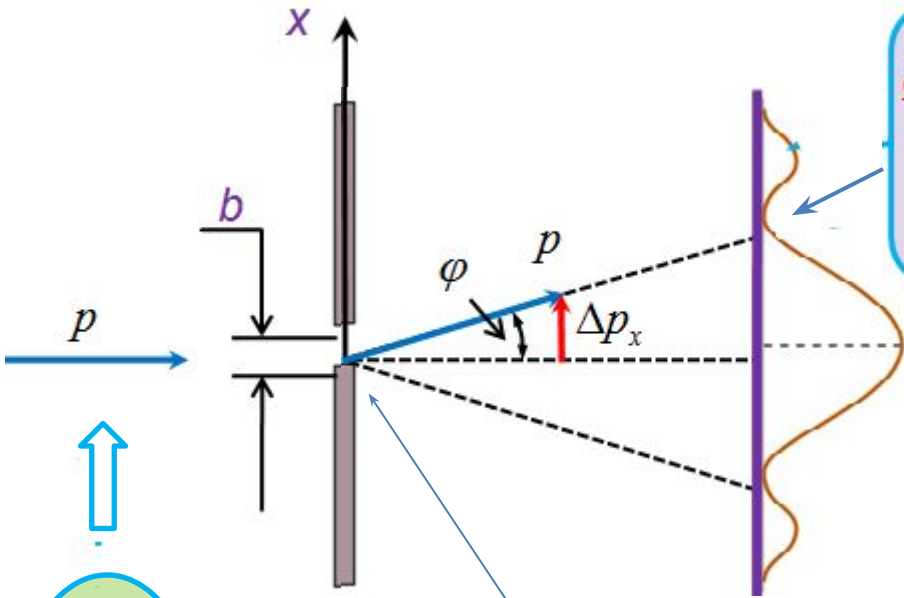
степень неточности

Соотношения неопределённости Гейзенберга

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta p_y \Delta y \geq \frac{\hbar}{2}, \quad \Delta p_z \Delta z \geq \frac{\hbar}{2}$$

Пример. Определим значение координаты x свободно летящей микрочастицы, поставив на ее пути щель шириной b .

При прохождении щели появляется составляющая p_x . Её величина лежит в пределах Δp_x , определяемых шириной дифракционного максимума.



Первый дифракционный минимум
 $b \sin \varphi = \lambda$

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad b = \Delta x$$

$$p \sin \varphi = \Delta p_x$$

$$\Delta x \cdot \Delta p_x = h$$

$$\Delta x \cdot p \sin \varphi = h \quad \underline{\Delta x \cdot \Delta p_x = h}$$

$p_x = 0$
 $\Delta p_x = 0$
 $\Delta x = \infty$

«Локализация» частицы путем сужения щели

$$\Delta x \rightarrow 0$$

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

«Расползание» дифракционной картины

Определенность импульса может быть сохранена путем полной неопределенности координаты (отсутствии преграды со щелью)

$$\Delta p_x \rightarrow 0$$

$$\Delta x \rightarrow \infty$$