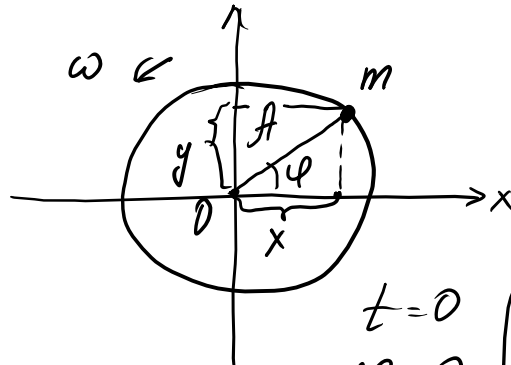
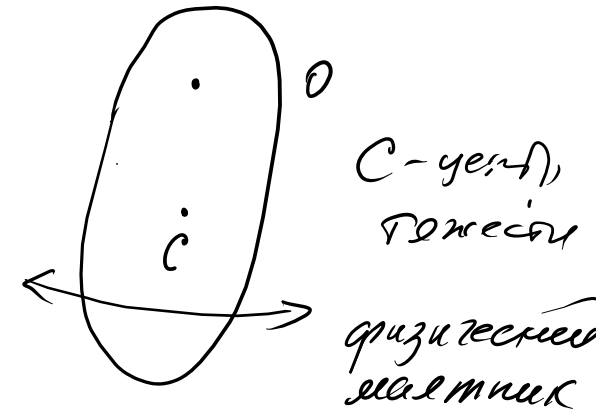


Колебания и волны

Колебания - любые периодические движения тел

$$R = A \quad \omega = \text{const}$$



$$\varphi = \varphi_0 + \omega t$$

$$\varphi = \varphi_0 ; t = 0$$

$$t=0 \quad \varphi_0=0 \quad \left\{ \begin{array}{l} x = A \cos \omega t \\ y = A \sin \omega t \end{array} \right. - \text{гармоническое колебание}$$

$$x = A \cos (\omega t + \varphi_0)$$

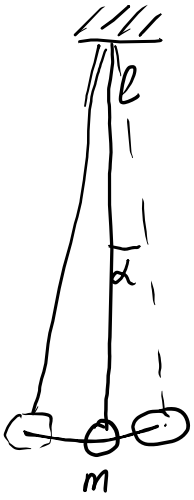
$$y = A \sin (\omega t + \varphi_0)$$

A - амплитуда

t - время

$\varphi = \varphi_0 + \omega t$ - фаза колебаний

φ_0 - начальная фаза колебаний



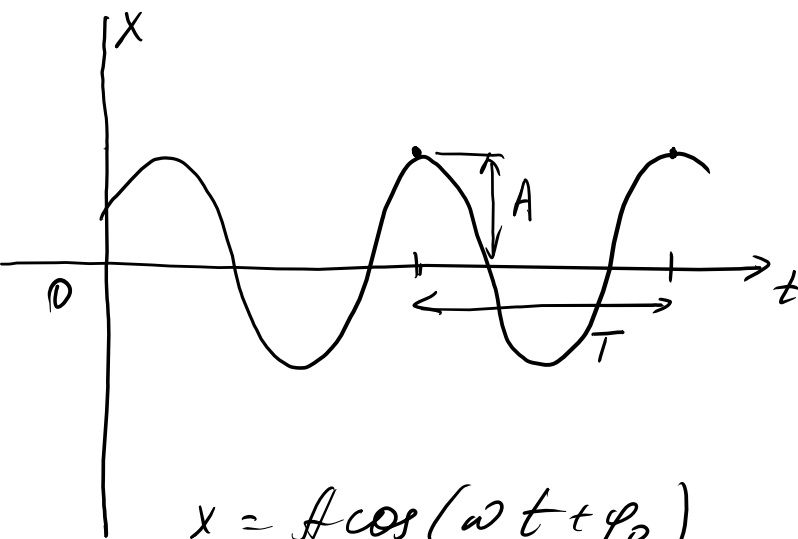
$$d \ll l$$

m - материальная точка

$$\alpha = \alpha_0 \sin (\omega t + \varphi_0)$$

Математический маятник

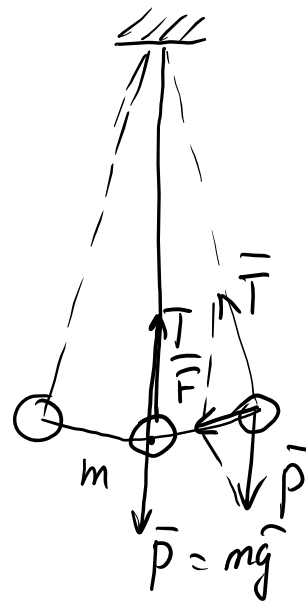
$$\alpha_0 < 3-5^\circ$$



$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

T - период колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$



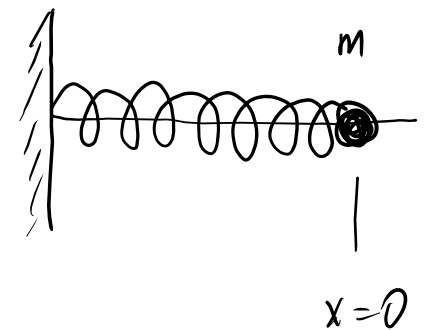
$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$v_0 = A\omega$$

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{dx}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$\vec{F} = \vec{p} + \vec{T}$$



$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}; \quad a = \frac{F}{m}$$

$$F = ma =$$

$$= -m A \omega^2 \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$F = -m\omega^2 x = -kx$$

$$\vec{F} \parallel \vec{x}; \quad x=0; \quad F=0$$

$$F \sim x \quad k = m\omega^2$$

Упругая сила
Квазиупругая сила

Энергия гармонических колебаний

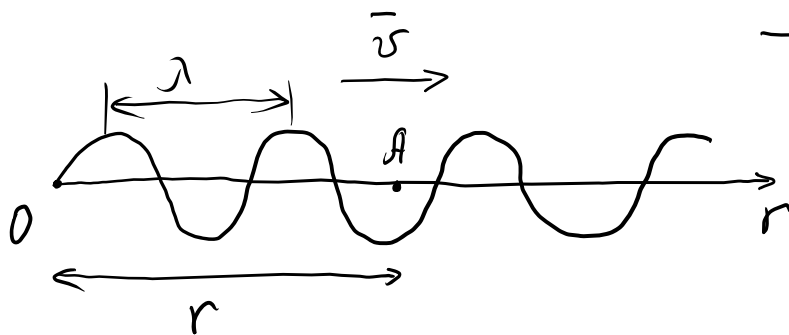
$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$F = -kx$$

$$W_k = \frac{mv^2}{2} \leftarrow v = -A\omega \sin(\omega t + \varphi_0)$$

$$W_n = \frac{kx^2}{2} \leftarrow k = m\omega^2$$

$$W = W_k + W_n = \text{const}$$



k - волновое число

Уравнение гармонической волны

т.о $x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$

$$x = f(r, t)$$

т.д $x = A \cos(\omega(t - \Delta t) + \varphi_0)$

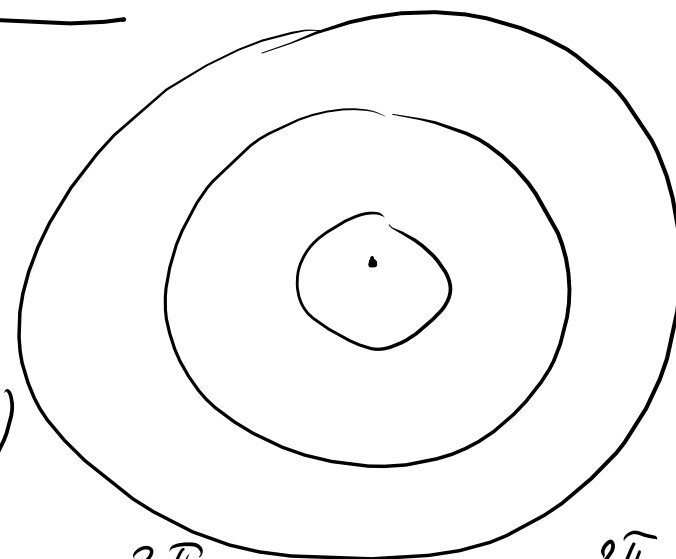
$$\Delta t = \frac{r}{v} \quad x = A \cos(\omega(t - \frac{r}{v}) + \varphi_0)$$

$$x = A \cos(\omega t - \omega \frac{r}{v} + \varphi_0)$$

$$x = A \cos(\omega t - \frac{2\pi}{T} \frac{r}{v} + \varphi_0)$$

$$x = A \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$

уравнение



$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$Tv = \lambda$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} r = \frac{2\pi}{Tv} r$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = k$$

плоской волны

Волна (волновой процесс)

Процесс распространение колебаний в среде

Продольная и поперечная волна.

Электромагнитные волны

Ур-я Максвелла для э. магн поля

$$1. \oint_L (\vec{E} d\vec{l}) = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}; \quad \vec{E} = \vec{E}_q + \vec{E}_b$$

$$\oint_L (\vec{E}_q d\vec{l}) = 0;$$

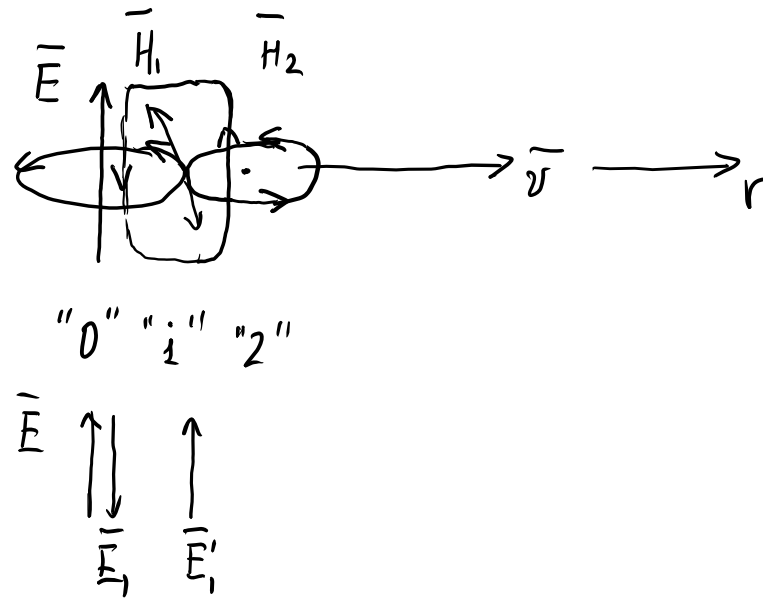
$$2. \oint_L (\vec{H} d\vec{l}) = \int_S \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) d\vec{S}$$

$$3. \int_S (\vec{D} d\vec{S}) = q = \int_V \rho dV$$

$$4. \int_S (\vec{B} d\vec{S}) = 0$$

$$5. \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad 7. \vec{j} = \gamma \vec{E}$$

$$6. \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$$



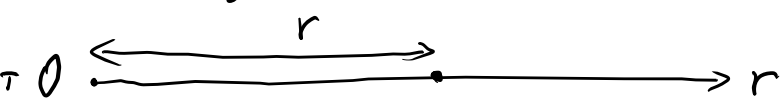
$$\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$$

Правильно сформулировано
от $\vec{E}$ к $\vec{H}$

т.о. $E = E_0 \sin \omega t$

от т.о. распространяется
эл. магн. поле
в некоторой точке $A(r)$
возникает меняющееся э.м. поле
будут гармонич. э. магн. колебания

$$\tau = \frac{r}{v} \leftarrow$$



$$E = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

Максимумы э. поля и магн. поля
совпадают

$$H = H_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right)$$

$$\left. \begin{aligned} E &= E_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) \\ H &= H_0 \sin \omega \left(t - \frac{r}{v} \right) \end{aligned} \right\}$$

Уравнение э. магн.
волны

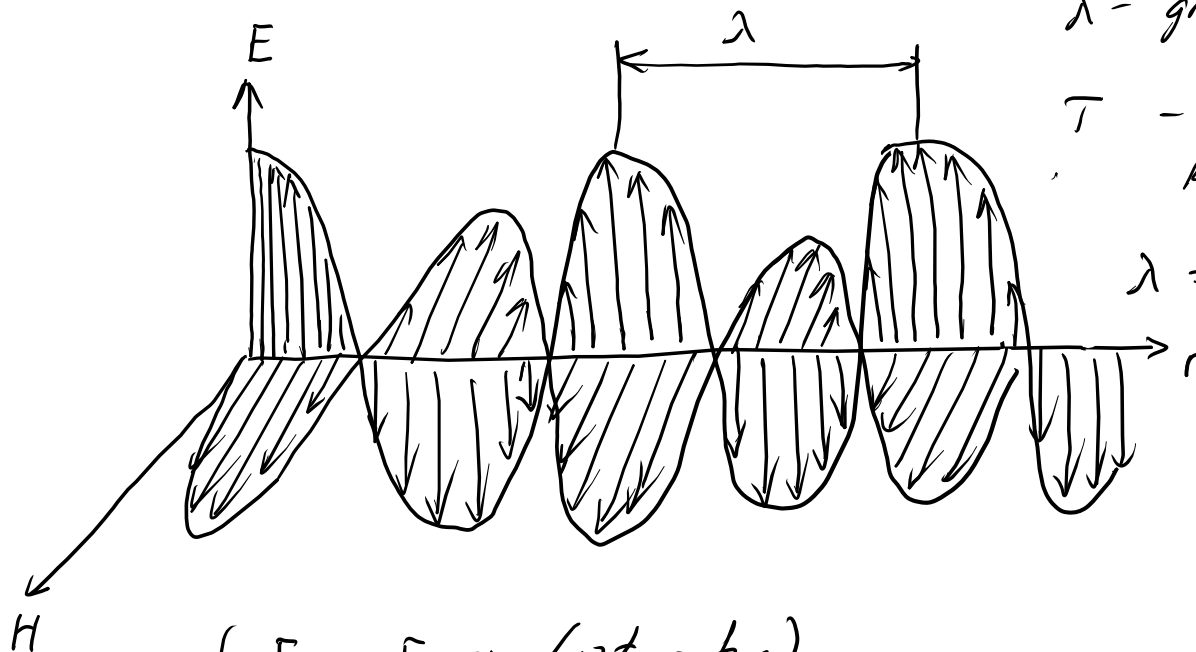
λ - длина волны

T - период
колебаний

$$\lambda = v T$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$



$$\left\{ \begin{aligned} E &= E_0 \sin (\omega t - kr) \\ H &= H_0 \sin (\omega t - kr) \end{aligned} \right.$$

$$c \approx 300\,000 \frac{\text{км}}{\text{с}}$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$\epsilon \mu > 1$$

$$v < c$$

$$\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$$

$$\omega_{эл} = \epsilon_0 \epsilon \frac{E^2}{2}$$

$$\omega_{м} = \mu_0 \mu \frac{H^2}{2}$$

$$\omega_{эл} = \omega_{м}$$

Оптика Герца - самостоятельна

$$\omega = 2\omega_{эл} = 2\omega_{м} = \epsilon_0 \epsilon E^2 = \mu_0 \mu H^2 = \underline{\underline{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \sqrt{\mu_0 \mu} E H}}$$

$$S = \omega \cdot V = \underline{\underline{\omega \frac{C}{\sqrt{\epsilon \mu}}}} = \dots = E H$$

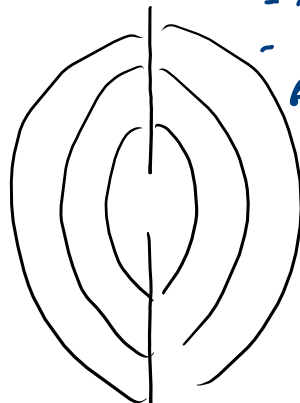
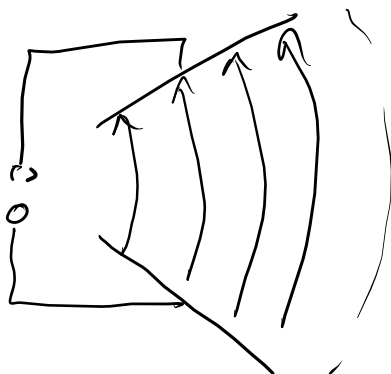
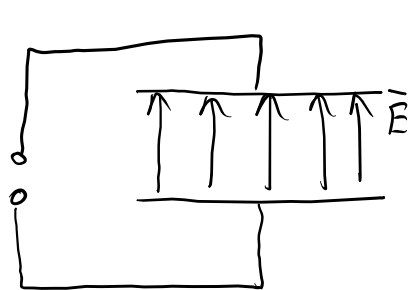
Шкала эл. магн. волн

$\vec{S}$ - вектор; $\vec{E}$ - вектор; $\vec{H}$ - вектор

$[\vec{E}\vec{H}]$ совпадает с вектором $\vec{S}$

$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}]$ - вектор Умова-Пойнтинга

$$S = E H$$



1. Радиоволны

2. Световые волны

- Инфракрасное излучение

- Видимый свет

- Ультрафиолетовое излучение

3. Рентгеновское излучение

4. Гамма-излучение

Вид излучения	Длина волны, м	Частота волны, Гц	Источники
1. Радиоволны	$10^3 - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{12}$	Колебательный контур
2. Световые волны	$5 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{14} - 3,75 \cdot 10^{17}$	Лампы, лазеры
- Инфракрасное излучение	$8 \cdot 10^{-7} - 4 \cdot 10^{-7}$	$3,75 \cdot 10^{17} - 7,5 \cdot 10^{17}$	
- Видимый свет	$4 \cdot 10^{-7} - 10^{-9}$	$7,5 \cdot 10^{17} - 3 \cdot 10^{18}$	
- Ультрафиолетовое излучение	$2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{18} - 5 \cdot 10^{19}$	Рентгеновские трубки
3. Рентгеновское излучение	$< 6 \cdot 10^{-12}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	Радиоактивный распад "зр"
4. Гамма-излучение			

Волновая и квантовая оптика

Волновая оптика

Интерференция

Интерференция волн

$\lambda = \text{const}$ монохроматическая

Два источника колебаний являются когерентными, если разность фаз не меняется и $\lambda_1 = \lambda_2 = \dots = \lambda$

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t + \varphi_{01})$$

φ - фазы колебаний

$$y_2 = A_2 \sin(\omega t + \varphi_{02})$$

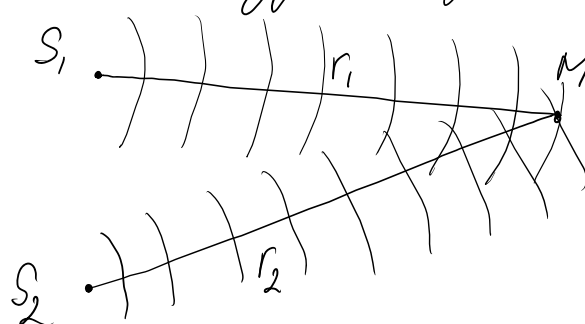
$$\omega_1 = \frac{2\pi}{T_1} \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{T_2}$$

$$\omega_1 = \omega_2; \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$$

Волны когерентные, если $\lambda_1 = \lambda_2$; волны монохроматические и $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}$.

Интерференция волн - наложение в пространстве

двух или более волн, происходящее сложение колебаний и перераспределение интенсивности колебаний, в одних точках будет максимальной амплитуда, в других точках минимальная.



$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$
$$\varphi_{01} = \varphi_{02} = 0 \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$$

$$y_1 = A_1 \sin(\omega t - kr_1) \quad A_1 = A_2 = A$$

$$y_2 = A_2 \sin(\omega t - kr_2)$$

$$y = y_1 + y_2 = A \sin(\omega t - kr_1) + A \sin(\omega t - kr_2) =$$
$$= A [\sin(\omega t - kr_1) + \sin(\omega t - kr_2)] =$$
$$= 2A \sin \frac{\omega t - kr_1 + \omega t - kr_2}{2} \cos \frac{\omega t - kr_1 - \omega t + kr_2}{2} =$$
$$= 2A \sin(\omega t - \frac{k}{2}(r_1 + r_2)) \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = \underbrace{2A \cos \frac{k}{2}(r_2 - r_1)}_{A_{\text{кон}}} \sin(\omega t - \frac{k}{2}(r_1 + r_2))$$

$\sin \alpha \cdot \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$

$$y = \underbrace{2A \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2}}_{I_{\text{кон}}}} \underbrace{\sin \left(\omega t - \frac{k}{2}(r_2 + r_1) \right)}$$

$$I_{\text{кон}} = 2A \cos \frac{k(r_2 - r_1)}{2}$$

$$1) \quad \max \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = 2m \frac{\pi}{2}$$

m - целое число

$$\frac{\cancel{2\pi}}{\cancel{\lambda}} \frac{r_2 - r_1}{\cancel{2}} = 2m \frac{\cancel{\pi}}{\cancel{2}}$$

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 2m \frac{\lambda}{2} \text{ - разность}$$

$$2) \quad \min \frac{k(r_2 - r_1)}{2} = (2m+1) \frac{\pi}{2}$$

$$\Delta r = r_2 - r_1 = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

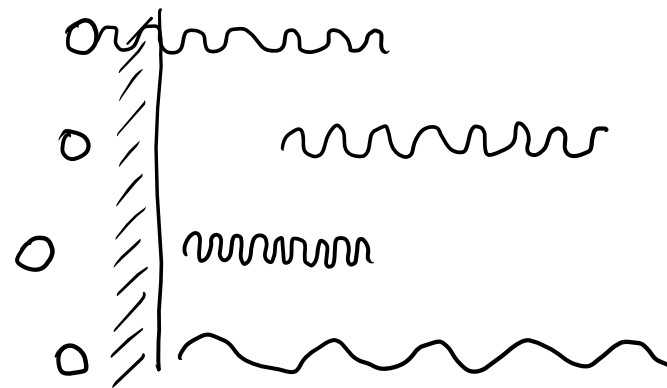
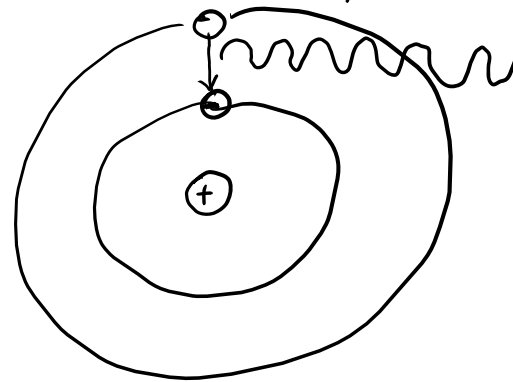
Интерференция света (эл. магн. волны)
400 - 800 нм

Волны должны быть когерентными
Монохроматические волны

$$\tau = 10^{-8} \text{ с}$$

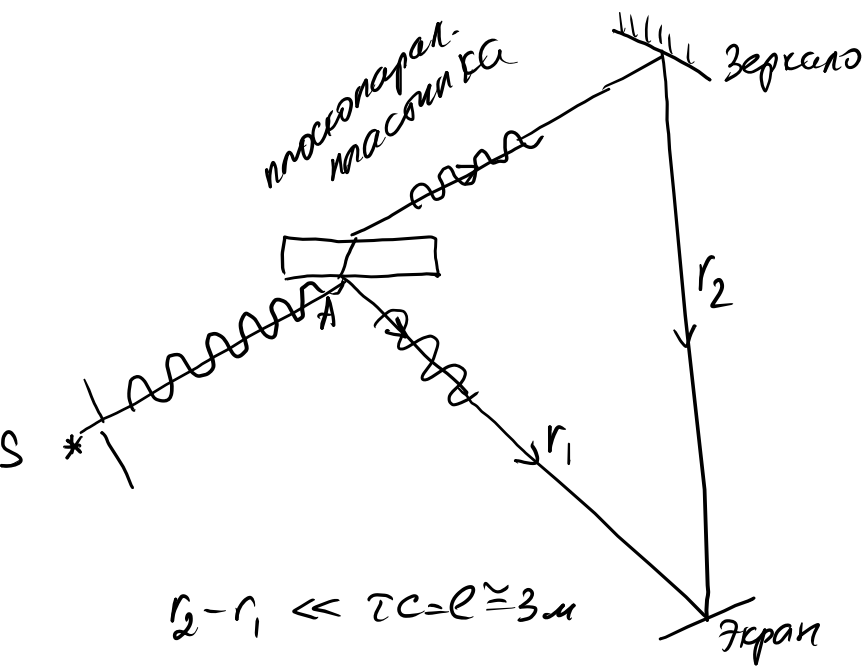
$$c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

$$l = c\tau = 3 \text{ м}$$

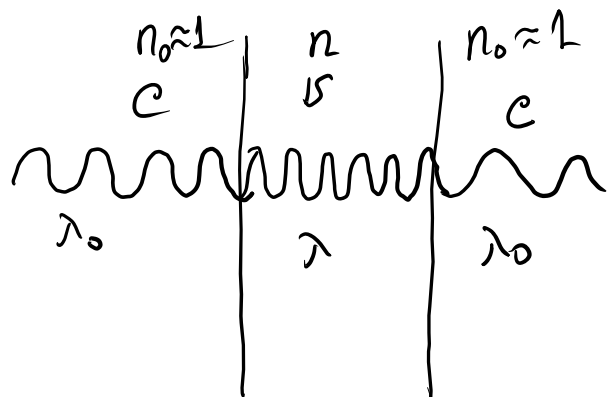


Цуи волны

Атомы излучают
независимо, Видимый
свет некогерентный,
не монохроматический.



Необходимо λz разделить на
две части и разность хода
должна быть $\ll z = l$



$$\lambda < \lambda_0$$

$$v = \frac{c}{n}$$

$$n > 1$$

$$v < c$$

$$\lambda_0 = cT$$

$$\lambda = vT$$

Методы наблюдения интерференции света

Метод Юнга

Зеркала Френеля

Бипризма Френеля

Самостоятельно

1^я луч прошел r_1 в среде с n_1

2^я луч прошел r_2 в среде с n_2

$$r_2 n_2 - r_1 n_1 = \Delta l \quad \text{— оптическая разность хода}$$

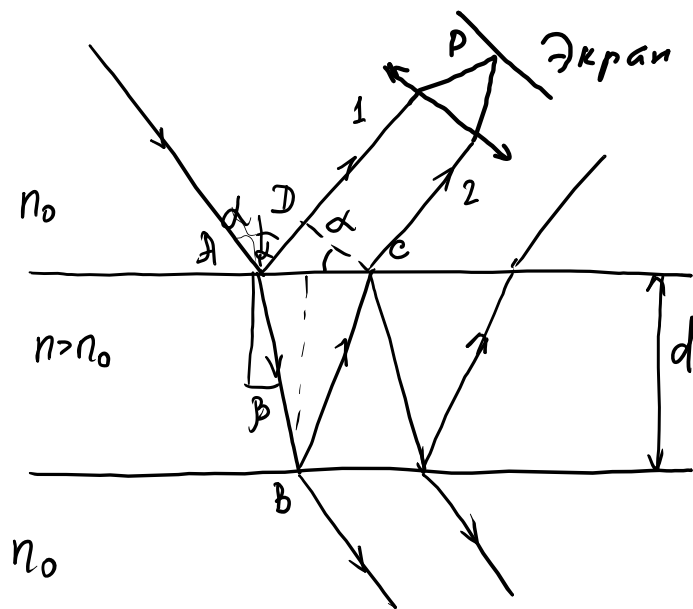
$$\text{или } \Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$$

Методы наблюдения интерференции света

Метод Юнга

Зеркала Френеля

Бипризма Френеля



Интерференция в тонких пленках

$$\Delta r = r_2 - r_1$$

$$AD = r_1$$

$$AB + BC = r_2$$

$$\Delta l = r_2 - r_1 - \text{разность хода}$$

Δ — оптическая разность хода

$$\Delta = (AB + BC)n - AD n_0$$

$$n_0 \approx 1 \text{ (воздух)}$$

λ_0 — длина волны в вакууме

$$\Delta = (AB + BC)n - AD \quad \text{и} \quad \Delta = n(AB + BC) - AD \pm \frac{\lambda_0}{2}$$

$$AB + BC = 2AB = 2 \frac{d}{\cos \beta}$$

$$AD = AC \sin \alpha = 2d \tan \beta \cdot \sin \alpha$$

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \beta} - 2dn \tan \beta \sin \beta =$$

$$= 2dn \left(\frac{1}{\cos \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} \right) = 2dn \cos \beta$$

$$= 2dn = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} \quad \downarrow$$

$$AC = 2d \tan \beta$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n}{n_0} = n$$

$$\sin \alpha = n \sin \beta$$

$$\frac{1}{\cos \beta} - \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta} = \cos \beta$$

$\frac{\lambda_0}{2}$ — полуволновая толщина
при отражении от
оптически более плотной
среды ($n > n_0$) — шаг 1

Если $n > n_0$ то $+\frac{\lambda_0}{2}$ в с. А

Если $n < n_0$ то $-\frac{\lambda_0}{2}$ в с. В

Таким образом, оптическая разность хода двух лучей 1 и 2:

$$\Delta = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = 2d \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \beta} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$$

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{см. выше пояснение})$$

$$1. \quad \Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{max в м.р}$$

$$2. \quad \Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{min в м.р}$$

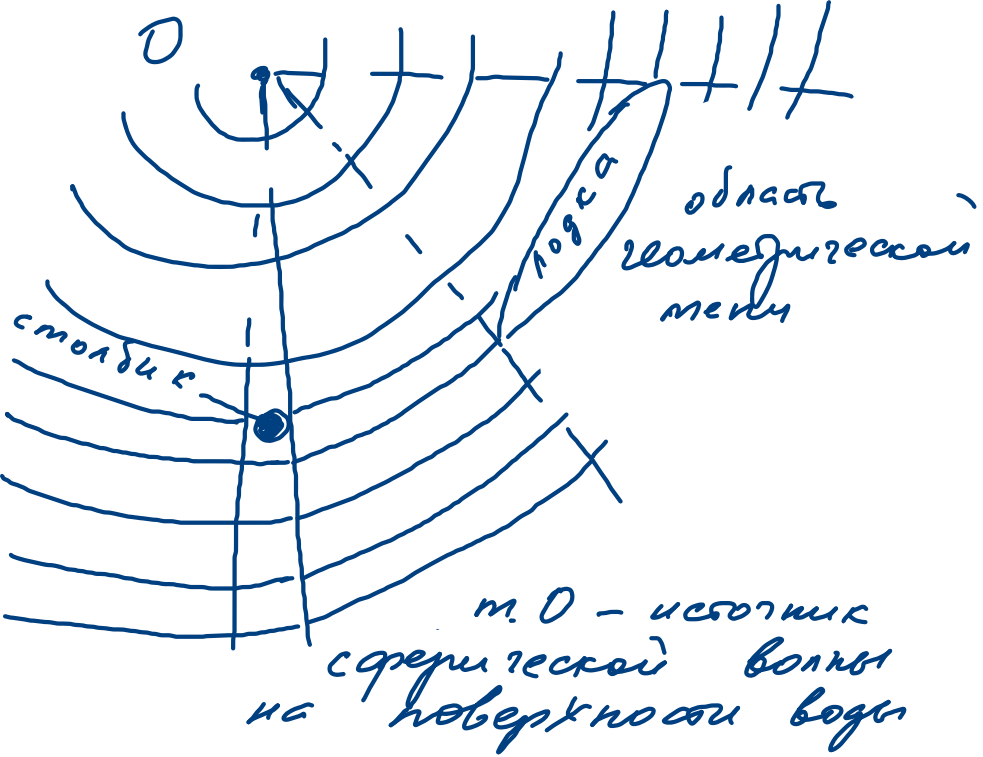
Если пластина плоскопараллельная, то интерференция (результат) определяется λ_0 ; d ; n и α . Если падающий луч расходящийся, то каждому наклону луча соответствует своя интерференционная полоса. Возникают полосы равного наклона. Если пластина клиновидная, то каждой толщине будет соответствовать своя полоса. Это будут интерференционные полосы равной толщины.

Дифракция волн. Дифракция света

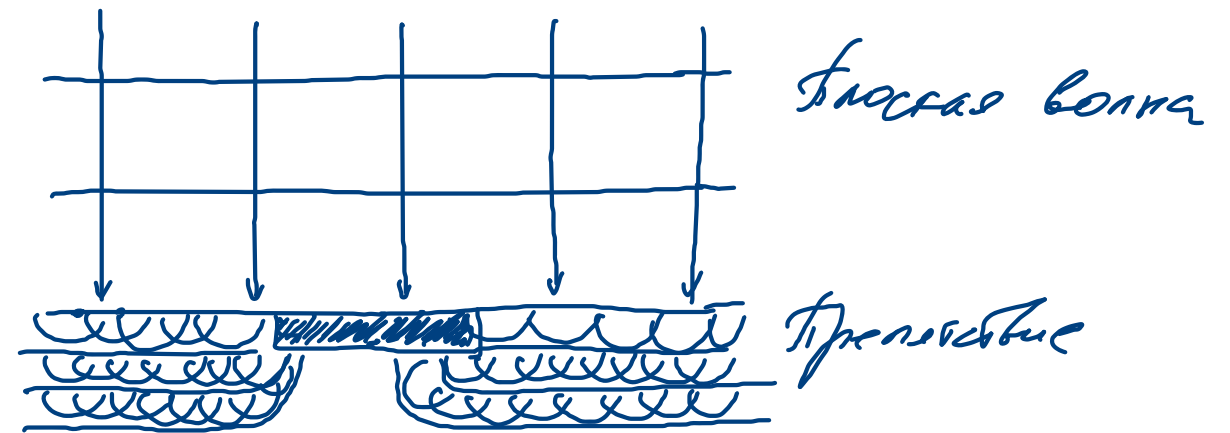
Дифракция волн - любое отклонение распространения световых волн вблизи препятствий от законов геометрической оптики (от прямолинейного распространения).

Явление дифракции волн объясняют с помощью принципа Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, служит центром вторичных сферических волн, а огибающая этих волн дает фронт волны в следующий момент времени.

Пример дифракции волн - поверхность водоема, на которой находится лодка и в воде стоит небольшой столбик. По поверхности распространяется сферическая волна (здесь фронт волны и волновая поверхность - это концентрические окружности). За лодкой наблюдается геометрическая тень, но волна немалого заходит в область геометрической тени, а полностью огибает столбик. Условие - размеры препятствия соизмеримы с ^{длиной} волн.



Применение к принципу Гюйгенса на примере малого препятствия



Вторичные сферические волны через небольшие промежутки времени, при этом. Огибающие этих вторичных волн в каждый момент времени дают новый фронт волны

Принцип Гюйгенса позволяет найти (решение задачи) вопрос об интенсивности направления.

объяснить геометрически дифракцию волн (препятствие), но не объясняет волн, распространяющихся по разным

Френкелс дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции вторичных волн.

Принцип Гюйгенса - Френеля: (1) Любая точка на волновом фронте является источником вторичных сферических волн, а новый волновой фронт в следующий момент времени является огибающей этих вторичных волн.

(2) Вторичные волны являются когерентными, они распространяются, интерферируют друг с другом и дают фронт волны в следующий момент времени.

Зная амплитуду и фазу вторичных волн позволяет в каждом конкретном случае найти амплитуду и интенсивность результирующей волны в любой точке пространства, т.е. определить закономерности распространения света. Расчет сложный. Метод расчета интерференционных картин вторичных волн был предложен Френелем и получил название метод зон Френеля.

Метод заключается в следующем. Фронт распространяющейся волны разбивают на области, называемые зонами, так чтобы разность хода вторичных волн от соответствующих точек двух соседних зон до рассматриваемой точки была равна половине длины волны.

Таким образом, они приходят в рассматриваемую точку с противоположными фазами и при наложении эти колебания будут гасить друг друга.

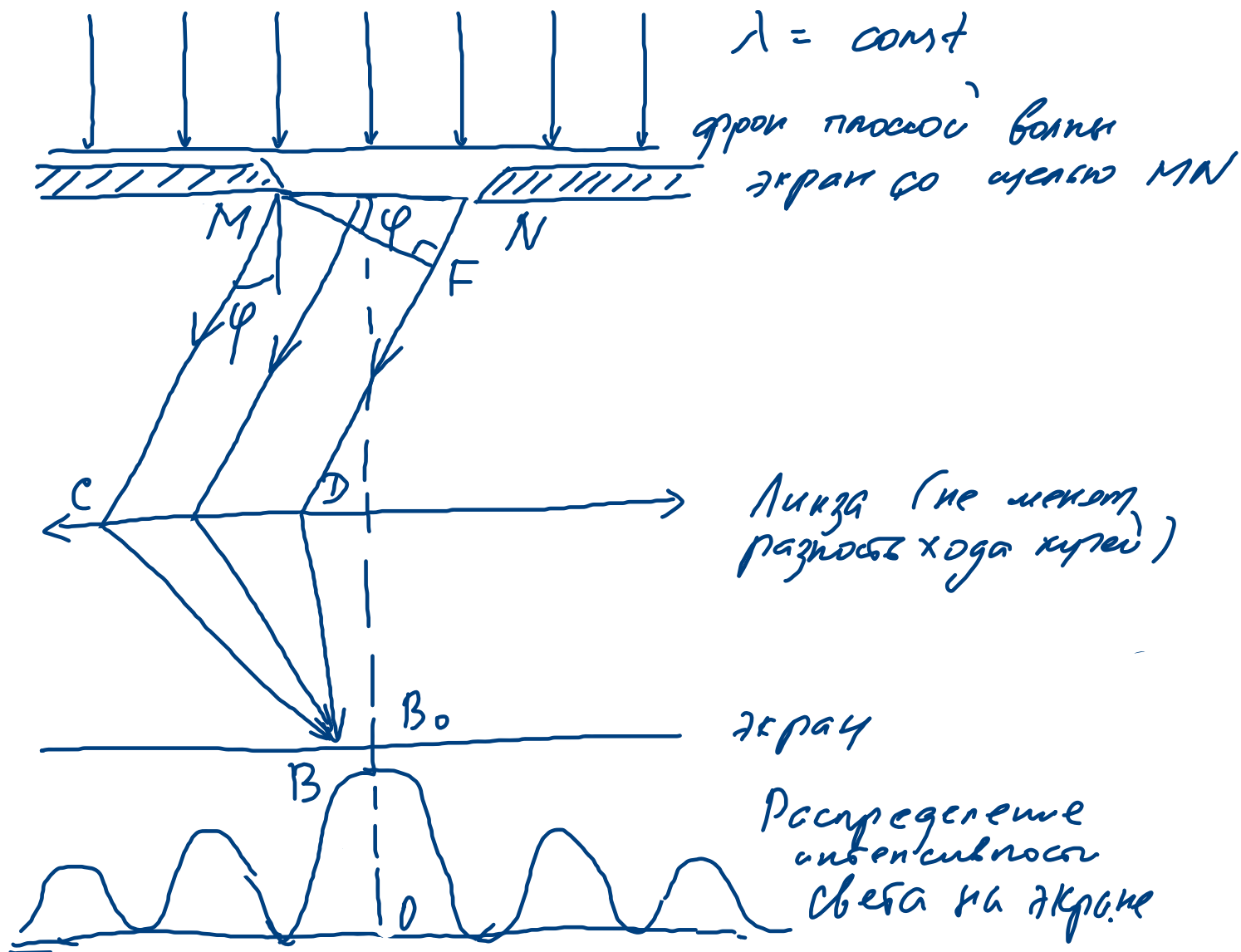
Задача расчета интерференционной картины сводится к определению количества зон Френеля. Задача легко решается для сферического фронта волны (дифракция Френеля) и для плоского фронта волны (дифракция Фраунгофера).

Дифракция Френеля

Смотри дополнительные материалы к лекции "Дифракция Френеля".

Дифракция Френеля. Дифракция на щели

Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, падающую на препятствие в виде экрана, в котором имеется длинная узкая щель.

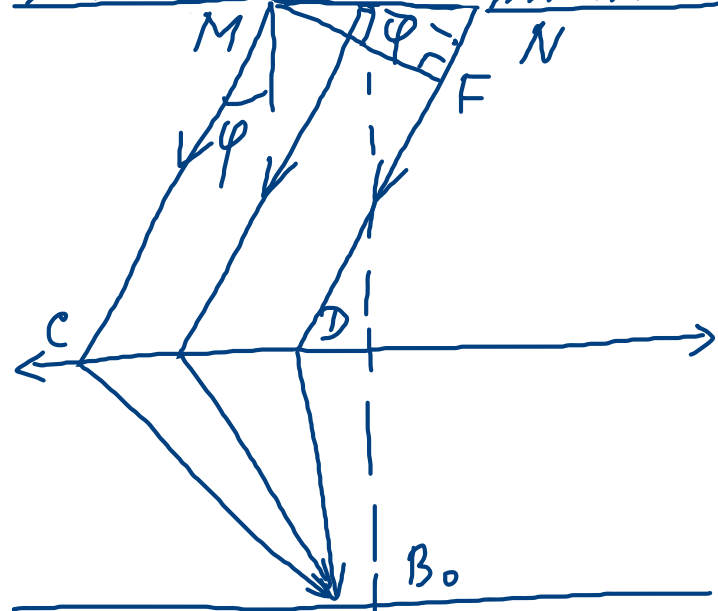
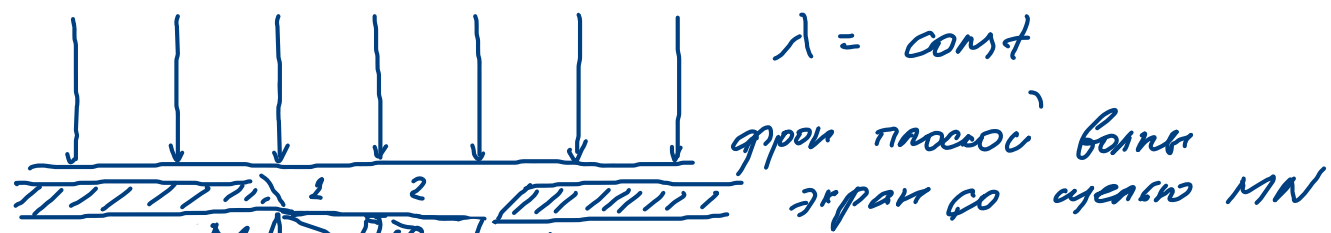


$a = MN$ — ширина щели

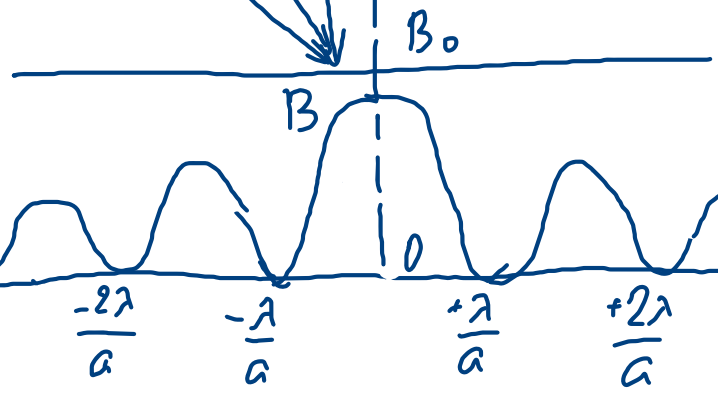
Оптическая разность хода лучей от плоскости щели от крайних точек M и N (лучи MC и ND), идущих в произвольном направлении (угол φ)

$$\Delta = NF = a \sin \varphi$$

$$MF \perp ND (NF)$$



Лучи (не имеют
разности хода лучей)



Разобьем щель MN на зоны Френеля;
 они будут иметь форму полос,
 параллельных ребрам M и N щели.

Ширина каждой зоны выбирается
 такой, чтобы разность хода от
 краев этих зон была $\lambda/2$.

Пусть $FN = 2 \frac{\lambda}{2}$ (см. рисунок)

Тогда получаем две зоны 1 и 2.

Тогда соответствующие лучи от зоны 1
 "погаснут" лучи от зоны 2. На
 экране будет наблюдаться минимум.

При другом направлении (угол φ)
 лучи погаснут при зонах.
 Лучи от зоны 1 гасят лучи
 от зоны 2. Лучи от зоны 3
 дадут максимум на экране.

Число зон Френеля, укладывающихся на ширине щели a , зависит от угла φ .
Таким образом, если число зон Френеля четное, то есть

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

то в соответствующей точке B на экране будет наблюдаться дифракционный минимум.

Если число зон Френеля для соответствующего направления (угла φ) будет нечетное, то есть

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

то в такой точке на экране будет наблюдаться максимум.

В прямом направлении ($\varphi = 0$) щель действует как одна зона, т.е. при $\varphi = 0$ будет максимум с наибольшей интенсивностью. В т. B_0 будет наблюдаться центральный дифракционный максимум.

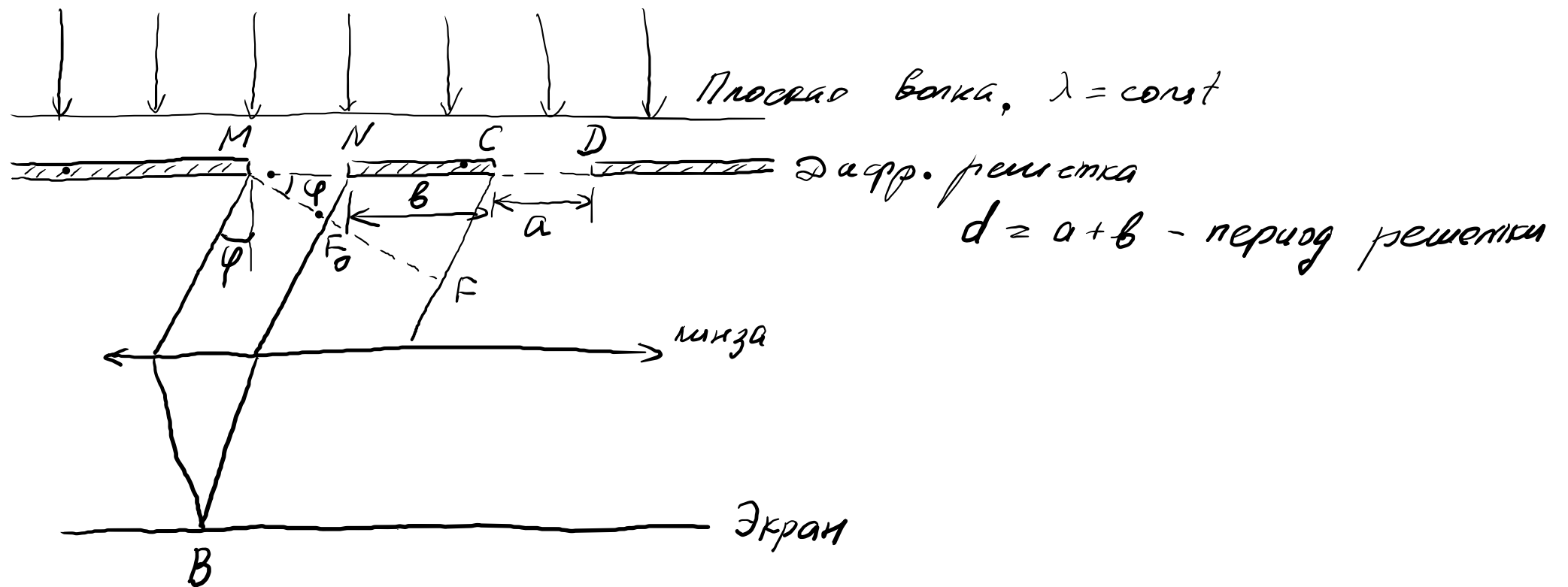
Дифракция Фраунгофера на дифракционной решетке

Дифракция на одной щели

$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) - дифракционные минимумы

$d \sin \varphi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ — — — — — максимумы

Дифракционная решетка - система параллельных щелей равной ширины, расположенных в одной плоскости и разделенных равными по величине непрозрачными промежутками.



$$\Delta = CF = (a + b) \sin \varphi = d \sin \varphi$$

$$a \sin \varphi = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad \text{max для odd-н целых}$$

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} - \text{min для odd-н целых, условие одинаковое для всех целых.}$$

$$\text{Условие появления главных максимумов интенсивности: } a \sin \varphi = \pm m \lambda$$

$$m = 1, 2, 3, \dots$$

Из-за взаимной интерференции световых лучей, посланных двумя щелями, в некоторых направлениях они будут заслонять друг друга, т.е. возникают дополнительные минимумы. Разность хода в этом случае должна быть равна нечетному числу половин (приходит в противоречие). Условие дополнительных минимумов $d \sin \varphi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

И наоборот, действие одной щели будет усиливаться действием другой щели, если $d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda$ ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$). Это условие наблюдения главных максимумов.

Итак, полная дифракционная картина для двух щелей следующая

1. Главные минимумы: $d \sin \varphi = m \lambda$
2. Дополнительные минимумы: $d \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$
3. Главные максимумы $d \sin \varphi = m \lambda$

Между двумя главными максимумами имеется один минимум. Для трех щелей будет два дополн. минимума. Между гол. минимумами будут дополнительные или вторичные максимумы.

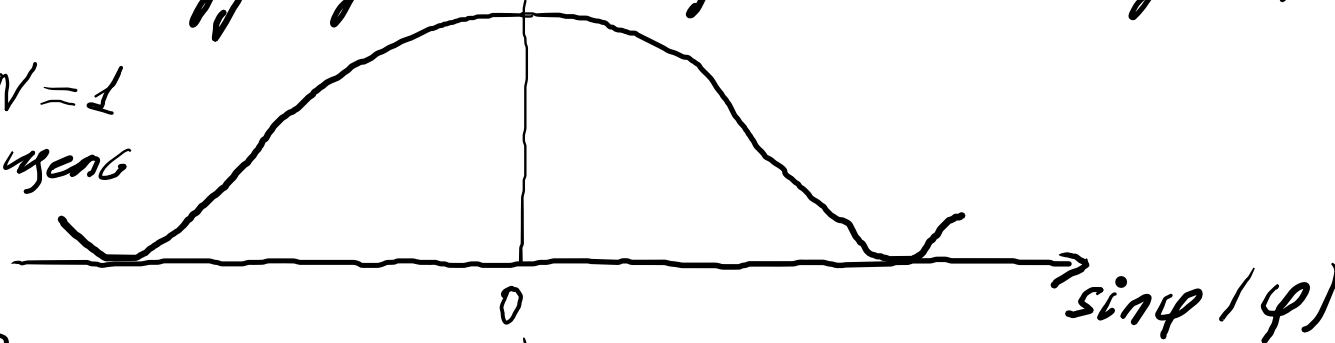
Главное максимум - $a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$

Дополнительные максимумы - $a \sin \varphi = \pm (2m+1) \frac{\lambda}{2}$

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

→ Между гол. максимумами наблюдаются также максимумы, вторичные

$N=1$
одна щель

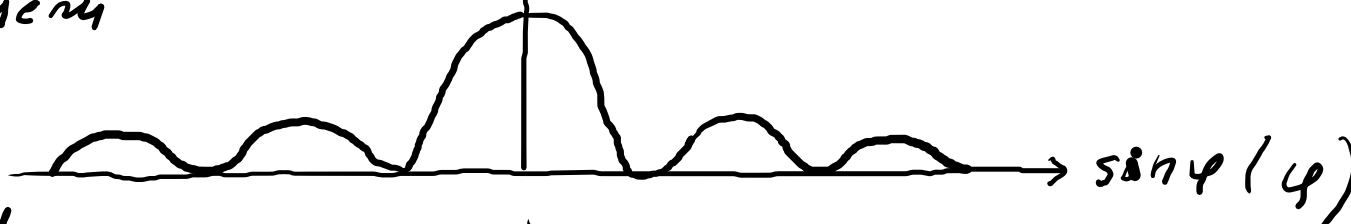


$$a \sin \varphi = m \lambda = k \lambda$$

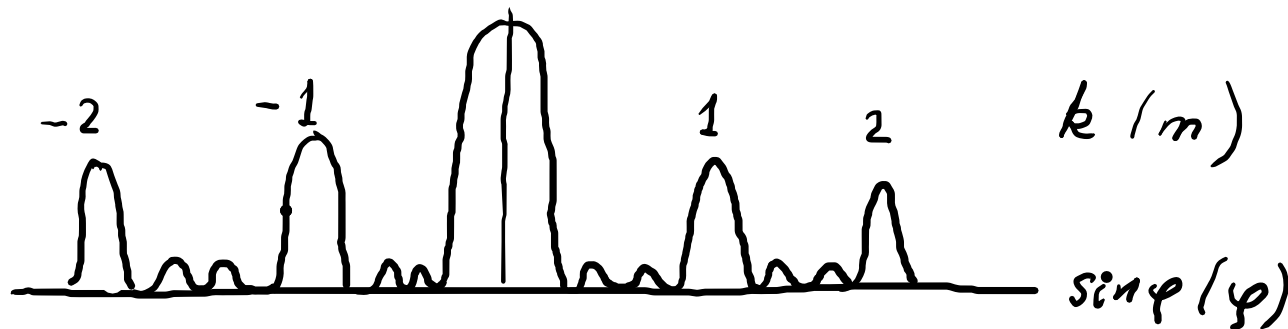
Ур-е дифр. решетки

m или k целое число
порядок максимумов

$N=2$
две щели

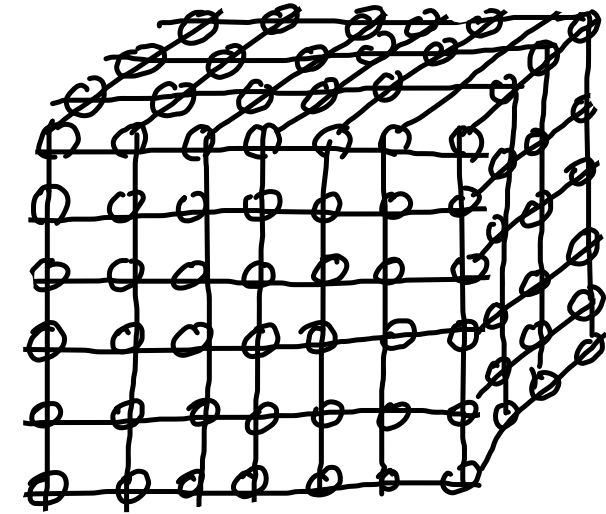


$N=4$
четыре щели

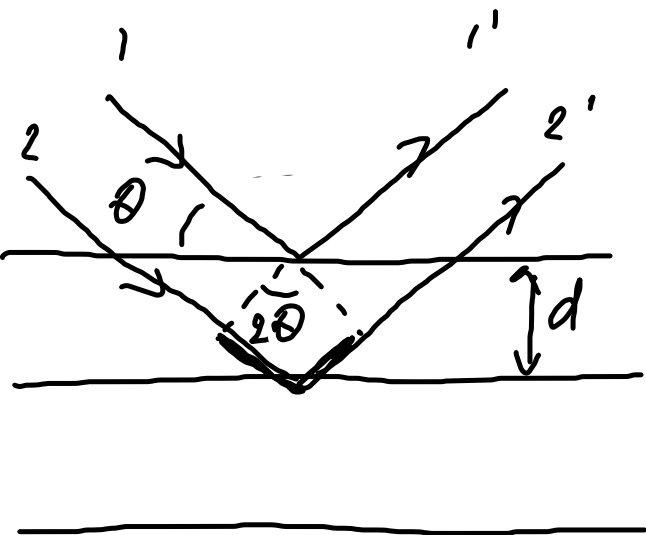


Дифракция на пространственной решетке.

Уравнение Вульфа - Брэггов



Кристалл - трехмерная дифракционная решетка
Атомы возбуждаются и становятся источниками
вторичных когерентных волн



атомы
плоскости

$$2d \sin \theta = m\lambda \quad - \text{формула Вульфа - Брэггов}$$

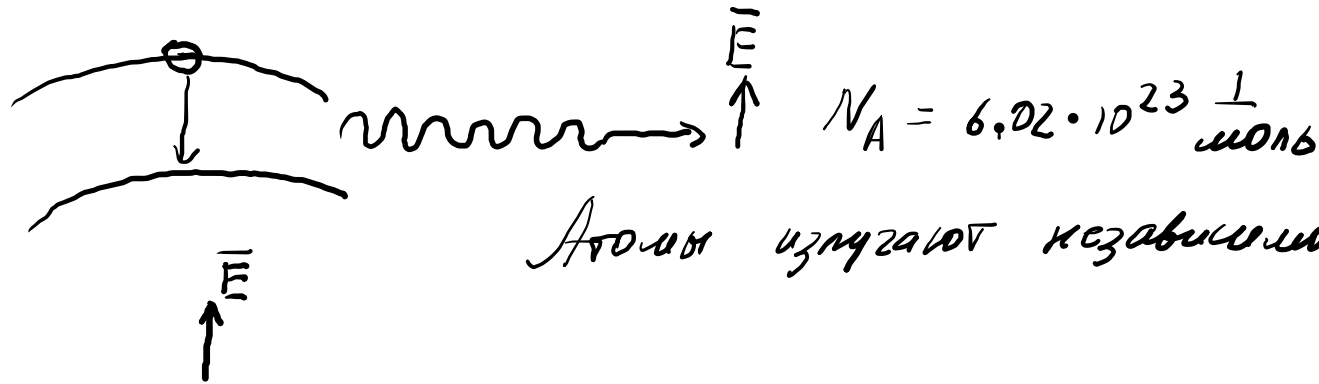
Максимум, результат интерференции
вторичных волн, когда они находятся
в одной фазе

Поларизация света.

Естественный и поляризованный свет

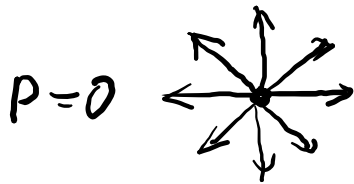
$\vec{E} \perp \vec{v}$ $\vec{H} \perp \vec{E}$ Эл. магн. волны - поперечные волны

$\vec{H} \perp \vec{v}$ $\vec{E}$ - световой вектор



$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{моль}}$$

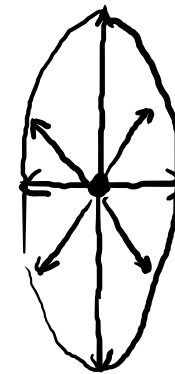
Естественный свет



$$P = 1$$



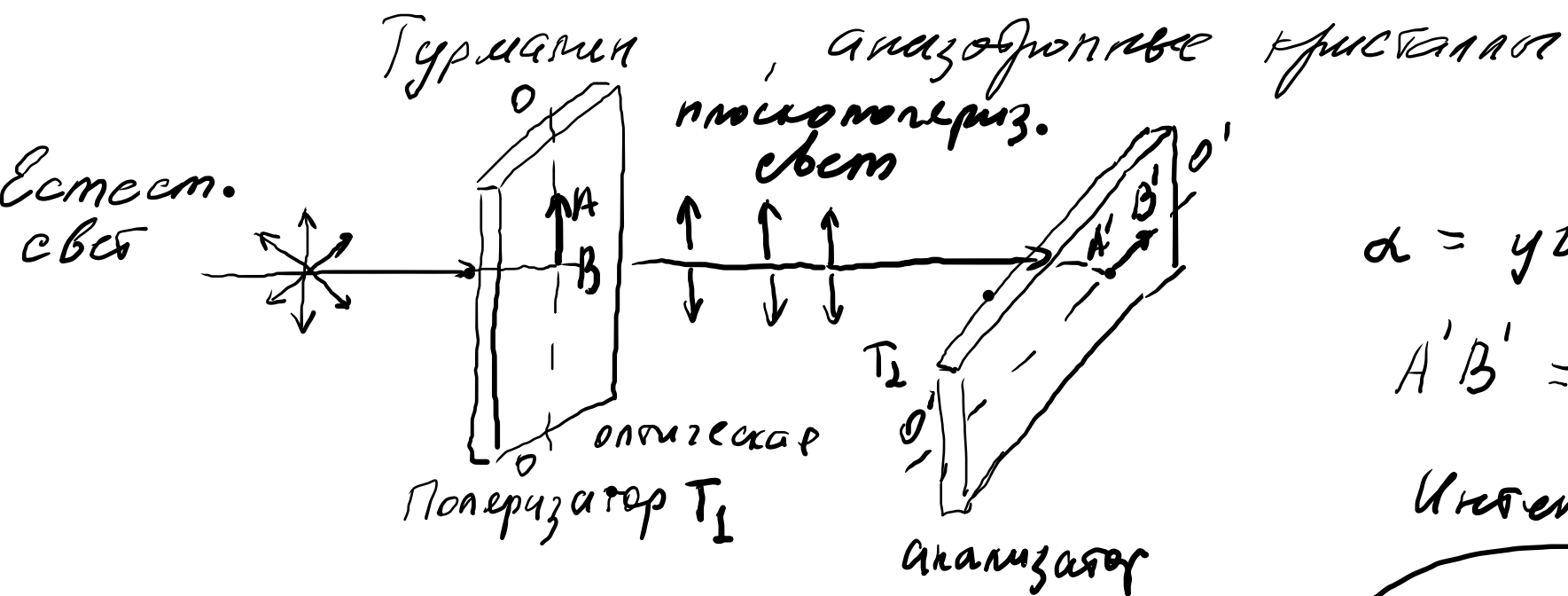
Поляризованный свет
Плоскополяризованный свет



Эллиптически
поляризованный свет

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

Степень поляризации



$$\alpha = \text{угол } (OO' \wedge O'O')$$

$$A'B' = AB \cos \alpha$$

Интенсивность $I_0 \sim (AB)^2$

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

Закон Малюса

После T_1 $I_0 = \frac{1}{2} I_{\text{ест.}}$

После T_2 $I = I_0 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_{\text{ест.}} \cos^2 \alpha$

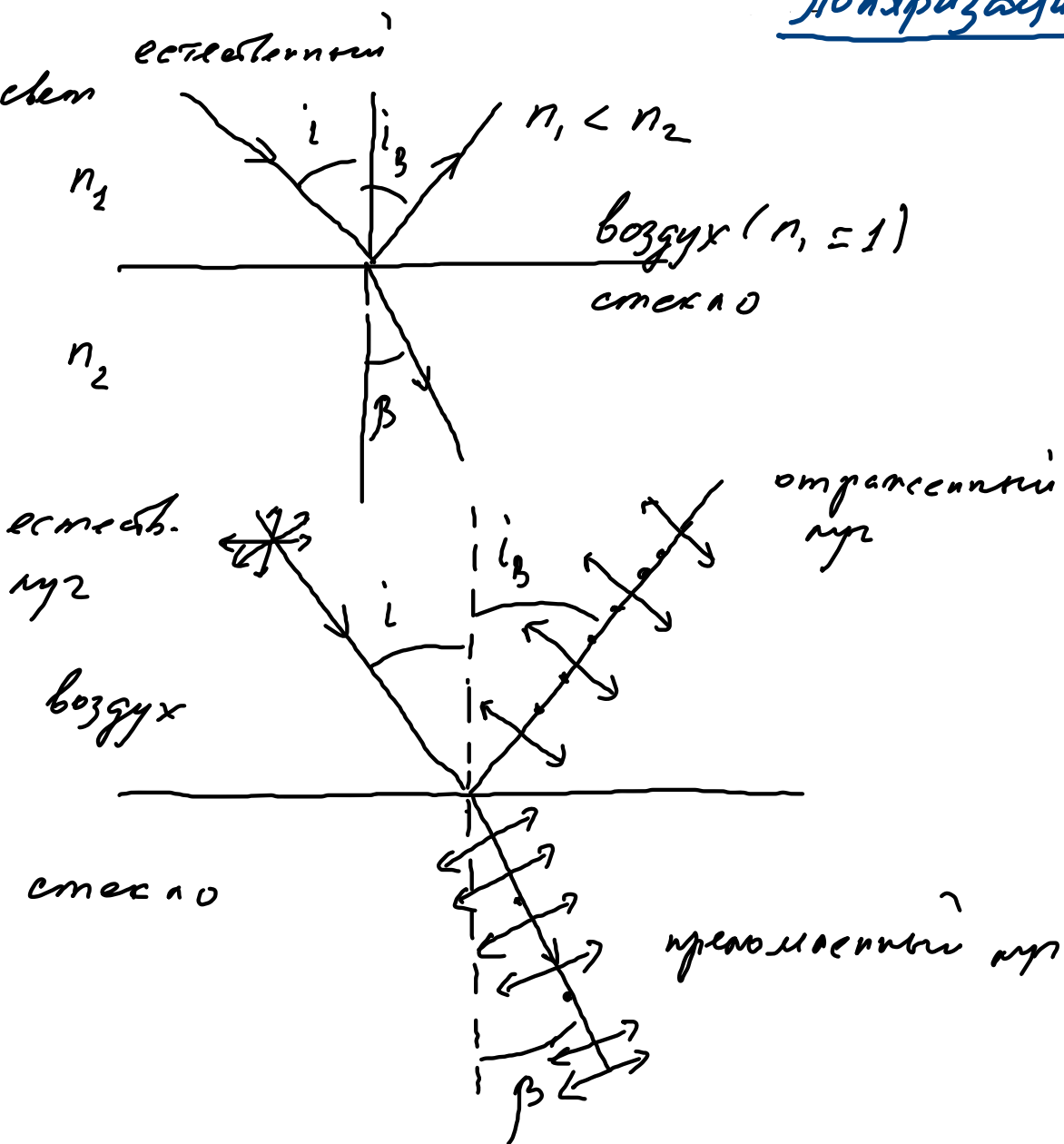
$\alpha = 0; \cos \alpha = 1$

$I = \frac{1}{2} I_{\text{ест.}}$

$\alpha = 90 \cos \alpha = 0$

$I = 0$

Поляризация при отражении



i - угол падения ($\angle$)

β - угол преломления

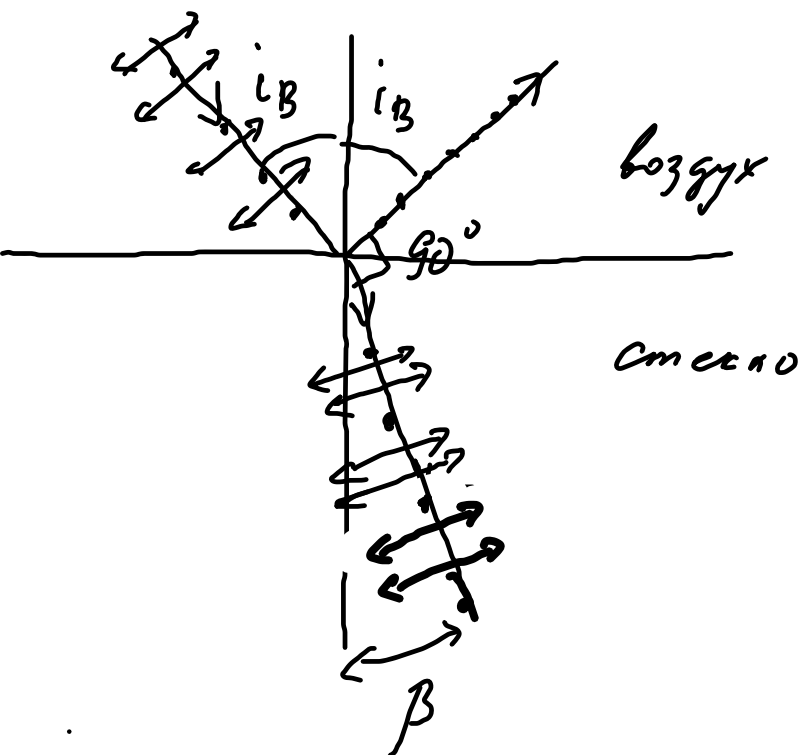
$$i = \beta$$

$$\frac{\sin i}{\sin \beta} = n_2 = \frac{n_2}{n_1}$$

отраженный - частично поляризованный
 преломленный луч - частично
 поляризованный

Степень (коэффициент поляризации)
 зависит от угла падения

Д. Брюстер (1781 - 1868)



i_B - угол Брюстера, отраж. луч является плоско поляризованным

преломленный луч - частично поляризованный

Закон Брюстера

$$\tan i_B = n_{21}$$

Закон Брюстера

$$\frac{\sin i_B}{\sin \beta} = n_{21}$$

$$\tan i_B = \frac{\sin i_B}{\cos i_B} = n_{21}$$

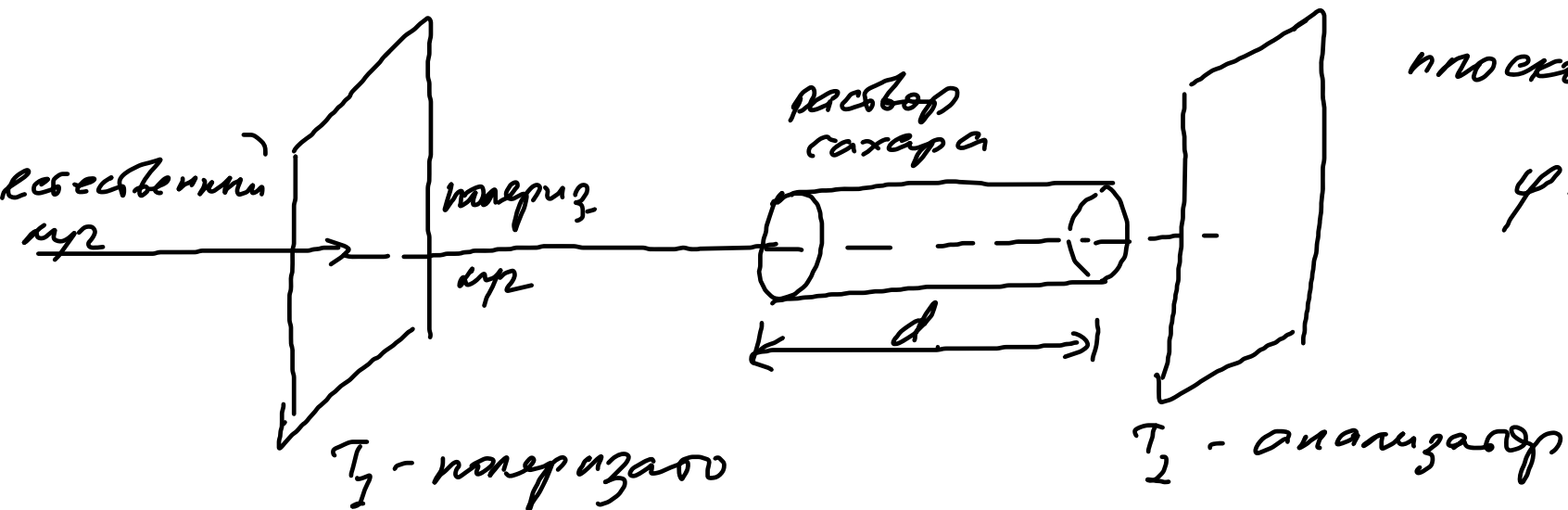
$$\frac{\sin i_B}{\sin \beta} = \frac{\sin i_B}{\cos i_B}$$

$$\sin \beta = \cos i_B \quad i_B + \beta = 90^\circ$$

Отраженный и преломленный луч взаимно перпендикулярны.

Вращение плоскости поляризации

Кварц, сахар, раствор сахара, скипидар ... - оптически активные вещества, вращают плоскость поляризации



φ - угол поворота плоскости поляризации

$$\varphi = \alpha d$$

Для растворов

$$\varphi = [\alpha] C d \quad [\alpha] - \text{удельное вращение}$$

C - концентрация раствора (сахара)

$$C = \frac{\varphi}{[\alpha] d}$$

Двойное лучепреломление (самоосебясно)

Квантовая оптика

Тепловое излучение и его характеристики

Тела, нагретые до достаточно высоких температур светятся, т.е. испускают свет, электромагнитное излучение. Это и есть тепловое излучение. Любое тело, имеющее температуру выше 0K , дает тепловое излучение. Тепловое излучение, самое распространенное, совершается за счет энергии теплового движения (тепловых колебаний) атомов и молекул вещества, т.е. за счет кинетической энергии. Тепловое излучение имеет сплошной спектр с максимумом, положение которого зависит от температуры. Тепловое излучение является равновесным. Любое тело не только излучает, но и поглощает энергию.

Рассмотрим характеристики теплового излучения

Излучательность тела: $R_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}}{d\nu}$ ν - частота, переменная величина, или λ - длина волны, переменная величина

$dW_{\nu \div \nu+d\nu}^{изл}$ - энергия т.п. излучения, излучаемого за единицу времени (мощность излучения) с единицы площади поверхности тела в интервале частот $\nu \div \nu+d\nu$

$$[R_{\nu, T}] = \frac{Джс}{м^2 с} \quad \lambda = cT = c \frac{1}{\nu} \quad \boxed{c = \lambda \nu} \quad \frac{d\lambda}{d\nu} = -\frac{c}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}$$

Знак (-) показывает на то, что с ростом одной величины (ν или λ) другая величина (λ или ν) убывает.

Излучательность тела: $R_{\nu, T} = R_{\lambda, T} \frac{\lambda^2}{c}$ и $R_{\lambda, T} = \frac{c}{\nu^2} R_{\nu, T}$; $R_{\nu, T} \rightleftharpoons R_{\lambda, T}$

Излучательность тела $R_{\nu, T}$ или $R_{\lambda, T}$ - есть функция частоты или длины волны

Зная $R_{\nu, T} = f(\nu, T)$ можно найти интегральную излучательность тела

$R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu, T} d\nu$ - интегральная излучательность тела, а

$R_{\nu, T} = f(\nu, T)$ - спектральная излучательность тела.

Тела не только излучают излучение, но и поглощают падающее на него излучение. Поглощение телами излучения характеризуется поглощательной способностью тела:

$A_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{погл}}{dW_{\nu, \nu+d\nu}}$, где $dW_{\nu, \nu+d\nu}$ - падающая энергия на единицу площади поверхности тела за единицу времени в интервале частот $d\nu$ ($\nu \div \nu+d\nu$)

$dW_{\nu \div \nu+d\nu}^{погл}$ - величина поглощенной энергии единицей площади поверхности тела в единицу времени в интервале частот $d\nu$.

$A_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^{полн}}{dW_{\nu, \nu+d\nu}}$ — доля энергии, приходящей за единицу времени на единицу площади поверхности тела падающим излучением и поглощаемым телом

$A_{\nu, T}$ — безразмерная величина, поглостательная способность

$R_{\nu, T}$ и $A_{\nu, T}$ зависят от природы тела, его т.д. температуры.

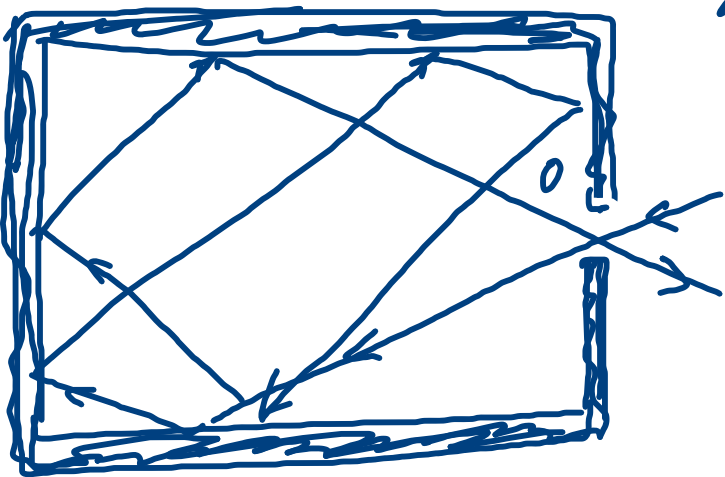
Итак $R_{\nu, T}$ — спектральная излучательность тела

$A_{\nu, T}$ — спектральная поглостательная способность тела

Абсолютно черное тело — тело способное поглостать все падающее на него излучение любой частоты, т.е. $A_{\nu, T} = 1$ для всех частот.

$A_{\nu, T}^? \equiv 1$ — спектральная поглостательная способность для абсолютно черного тела

Абсолютно черных тел в природе нет, но сажа, платиновая чернь, черная бархат и др. близки к аб. черным телам.



Идеальная модель абсолютно черного тела — замкнутая полость (ящик) с небольшим отверстием 0 .

Правая внешняя поверхность затерена
 Луч свет, попавший через отверстие вовнутрь,
 испытывает многократное отражение от стенок,
 постепенно поглощается при каждом отражении.

Поэтому интенсивность внешнего луча будет практически равна нулю. При размере отверстия, меньшем $0,1$ размер полости, полностью поглощается.

Серое тело — поглощательная способность меньше 1 и const для всего излучаемого излучения, т.е. $A_{\lambda, T}^{\epsilon} = A_T = \text{const} < 1$.

|| Отметим, что тело может и отражать часть энергии, вводится коэффициент отражения, безразмерная величина, $0 \leq \rho \leq 1$

Закон Кирхгофа

Кирхгоф Густав - немецкий физик (1824 - 1887)

Кирхгоф, опираясь на второй закон термодинамики и анализируя условия равновесного излучения в изолированной системе тел, установил количественную связь между спектральной излучательностью тела и его спектральной поглотительной способностью. Закон гласит, что "Отношение спектральной излучательности тела к его спектральной поглотительности не зависит от природы тела, оно является универсальной функцией частоты (или длины волны) и т.д. температуры:

Закон
Кирхгофа

$$\frac{R_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = r_{\nu, T}$$

$r_{\nu, T}$ - функция Кирхгофа

Для абсолютно черных тел $A_{\nu, T} \equiv 1$

Отсюда $r_{\nu, T} = R_{\nu, T}^2$ - спектральная излучательность абсолютно черного тела.

Следствие из закона Кирхгофа.

1. спектр. излучательность тела в любой области спектра $R_{\nu, T}$ всегда меньше спектр. излучательности абс. черного тела. $R_{\nu, T} = \epsilon_{\nu, T}$, т.к. $A_{\nu, T} < 1$

2. Если тело не поглощает т.ч. излучения какой-то частоты, то оно и не излучает их, т.к. при $A_{\nu, T} = 0$; $R_{\nu, T} = 0$

Интегральная излучательность тела $R_T = \int_0^{\infty} R_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} A_{\nu, T} \epsilon_{\nu, T} d\nu$

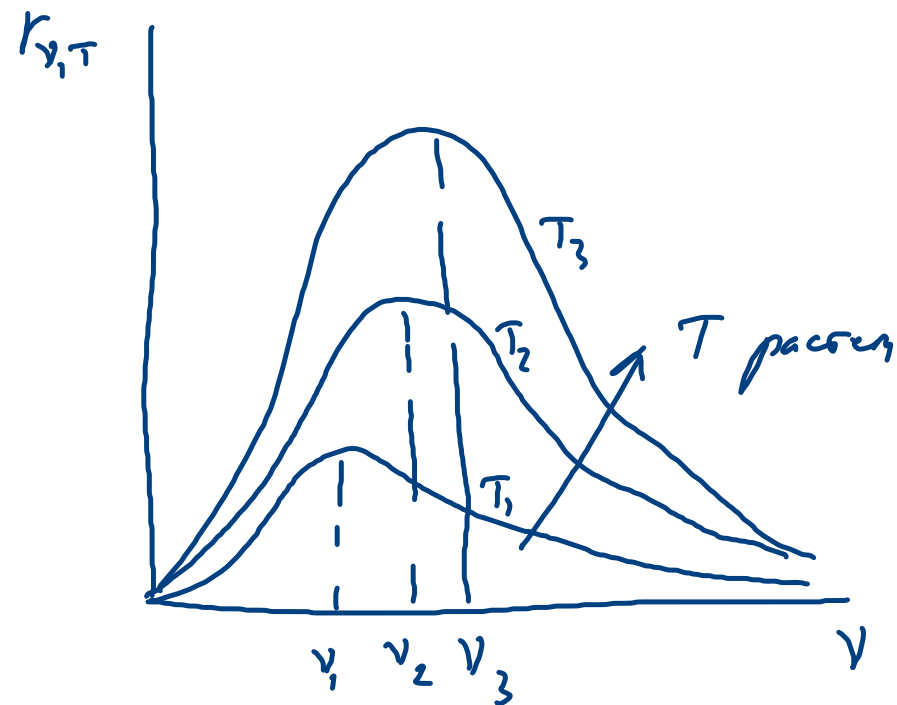
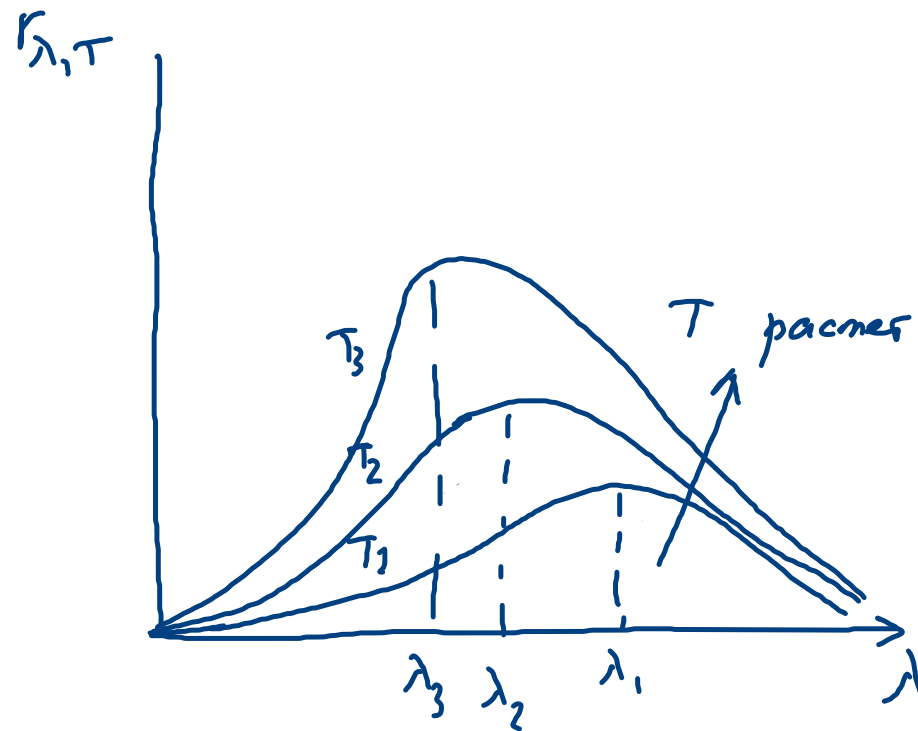
Для серого тела $R_T^c = A_T \int_0^{\infty} \epsilon_{\nu, T} d\nu = A_T R_T^?$, здесь $R_T^?$ - интегральная излучательность абс. черного тела.

Закон Кирхгофа описывает только тепловое излучение.

Если излучение не подчиняется тепловому излучению, то оно не является тепловым.

$\Gamma_{\lambda, T}$ - функция Кирхгофа, или $\Gamma_{\lambda, T}$

Потенциал на графике зависимости от λ для разных температур и от ν .



При росте температуры длина волны, которая соответствует максимуму $\Gamma_{\lambda, T}$ на кривой, увеличивается, а частота для максимума $\Gamma_{\nu, T}$ растет.

Закон Стефана - Больцмана, закон Вина

Из закона Кирхгофа - спектр. излучательность абс. черного тела является универсальной функцией. Нахождение ее явной зависимости от частоты (или длины волны) и температуры - важная задача теории теплового излучения

$\epsilon_{\nu, T}$ или $\epsilon_{\lambda, T}$

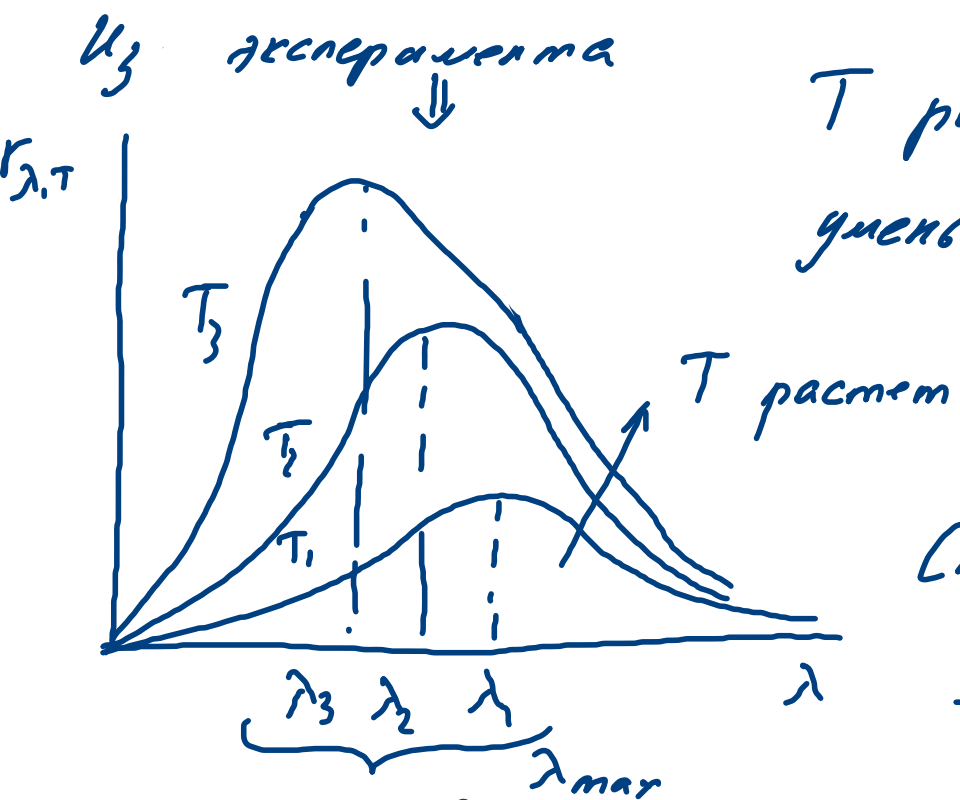
Австрийский физик И. Стефан (1835 - 1893) в 1879 г. из экспериментальных данных, а далее Л. Больцман (1884 г.), применяя термодинамический метод, решили задачу нахождения функции Кирхгофа. Они установили

зависимость интегральной излучательности от температуры T для абсолютно черного тела

$$\boxed{R_T^0 = \sigma T^4} ; \sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4) - \text{постоянная Стефана-Больцмана.}$$

- Закон Стефана Больцмана.

Важный закон, не дает ответа относительно спектрального состава излучения абсолютно черного тела.



T растет, длина волны для максимума $r_{\lambda,T}$ уменьшается, т.е. частота увеличивается

$$r_{\lambda,T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu,T}$$

Спектр неравномерный, имеет максимум

Площадь под кривой $R_T^2 = \int_0^{\infty} r_{\lambda,T} d\lambda = \sigma T^4$

Немецкий физик В. Вин (1864 - 1928) опираясь на законы термодинамики и электродинамики установил зависимость длины волны λ_{max} , соответствующий максимуму функции $r_{\lambda,T}$ от термодинамической температуры — закон Вина:

b — постоянная Вина ; $b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

$$\lambda_{max} = b/T$$

Или закон смещения Вина.

Законы Стефана - Больцмана и Вина - дополнительные законы.

Необходимо знать зависимость $R_{\nu, T}^2 = r_{\nu, T}$ от частоты ν для заданной T .

формула Рэлея Динкса

Одна из попыток нахождения функции Кирхгофа была сделана английскими учеными Д. Рэлей и Д. Динкс (1877-1946). Они применили к тепловому излучению методы статистической физики (классический закон равномерного распределения энергии по степеням свободы).

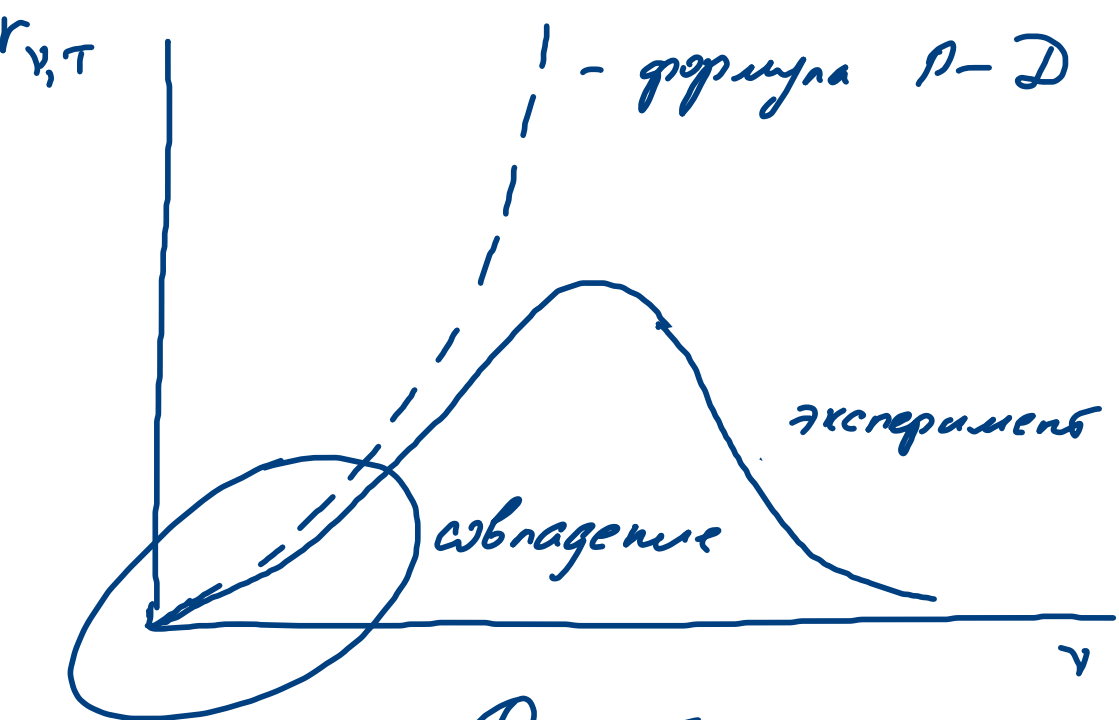
$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi \nu^2}{c^2} kT$$

— формула Рэлея-Динкса

k — постоянная Больцмана

c — скорость света

$$r_{\nu, T} = \frac{2T\nu^2}{c^2} k T$$



Формула Р-Д дает хорошее совпадение с экспериментальной кривой при низких частотах. $R_T^2 = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = \frac{2TkT}{c^2} \int_0^{\infty} \nu d\nu = \infty$

По закону С-Б $R_T^2 = 6T^4$

При больших частотах расхождение - "ультрафиолетовая катастрофа"

В рамках классической физики не удалось объяснить закон распределения энергии в спектре абс. черного тела.

Гипотеза Планка. Формула Планка

Точное выражение для спектральной излучательности абс. черного тела, согласующееся с экспериментальными данными, было найдено в 1900 г. М. Планком. Он отказался от классического положения физики, что энергия любой системы изменяется непрерывно и принимает любые значения, сколь угодно близкие. Согласно гипотезе Планка атомы и осцилляторы излучают энергию порциями — квантами, энергия кванта пропорциональна частоте колебания: $E_0 = h\nu = hc/\lambda$, здесь $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с — постоянная Планка.

Излучение осуществляется порциями, дискретно, $\varepsilon = nh\nu$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) порциями, величина которых пропорциональна $h\nu$.

Используя статистические методы и представление о квантовом характере теплового излучения, М. Планк вывел формулу для универсальной функции Кирхгофа:

$$r_{\nu, T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

← формула Планка
Опытно согласуется с
экспериментальными данными.

М. Планк изложил теор. вывод формулы 14 декабря 1900-го на заседании Германского физического общества. Этот день стал днем рождения квантовой механики.

Из формулы Планка следуют экспериментальные законы С-Б и Вина.

$$1. R_{\nu, T} = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu = b T^4, \text{ где } b = \frac{2\pi^5 k^7}{15 c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{ К}^4)$$

$$2. r_{\lambda, T} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu, T} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}; \quad \frac{dr_{\lambda, T}}{d\lambda} = 0 \quad \text{используем на экстремум}$$
$$\frac{hc}{kT\lambda_{\max}} = 4,965$$

$$T\lambda_{\max} = \frac{hc}{4,965 k} = b$$

формула Планка согласуется с экспериментальными данными и содержит частные законы С-Б и Вина, т.е. является полным решением задачи теплового излучения.

Явление фотоэлектрического эффекта, его виды.

Законы внешнего фотоэффекта

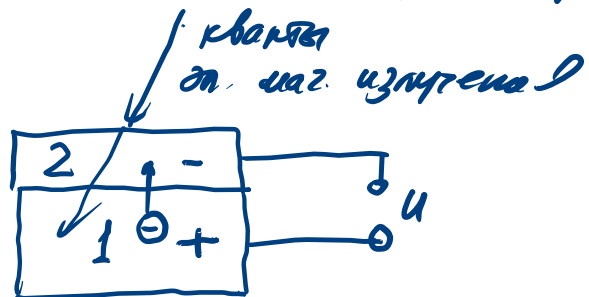
Фотоэффект - явление испускаемая телом электроны при поглощении γ -квант. излучения.

1887г. Г. Герц

Внешний фотоэффект - электроны испускаются телом

Внутренний фотоэффект - электроны остаются в теле, но становятся свободными

Вентильный фотоэффект - электроны переходят из одного слоя (подложка) в другой слой.



Внешний фотоэффект - А. Г. Станетов

1 - подложка (металл)

2 - прозрачное покрытие (оксидное)

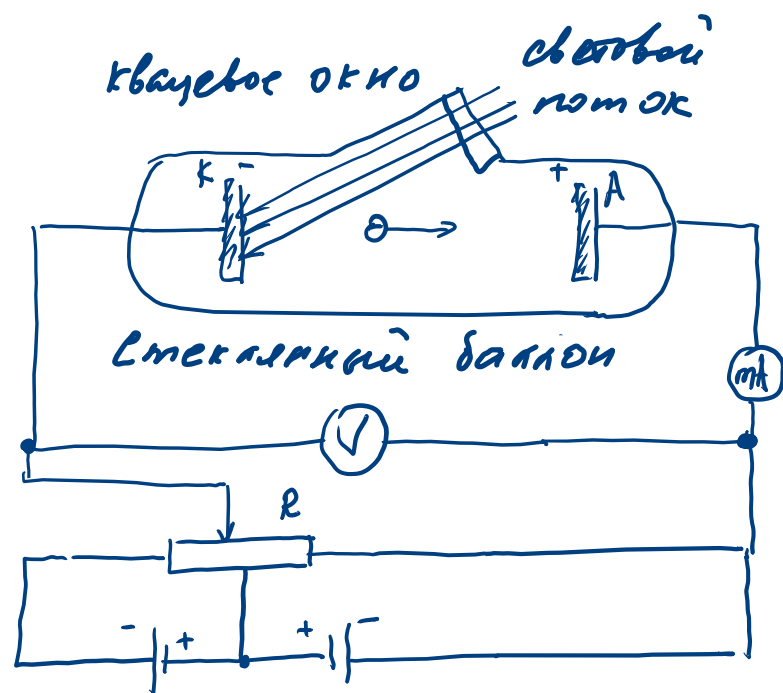
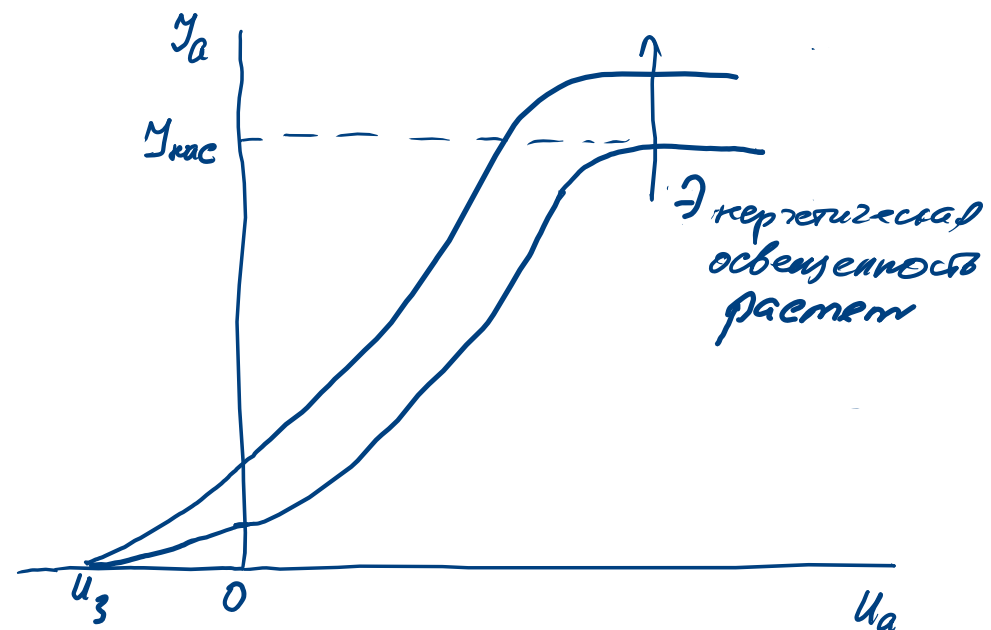


Схема эксперимента

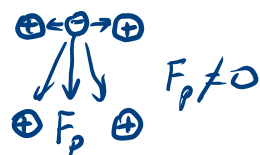
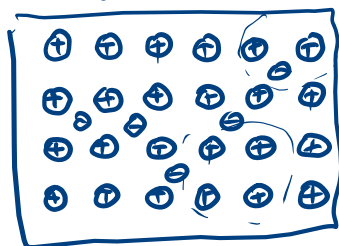
На пути потока света перед кварцевым окном ставим светофильтр, тем самым меняем длину волны излучения, падающего на катод.

Вольт-амперная характеристика

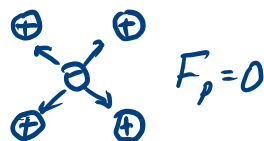


Меняем потенциал на аноде, его знак и освещенности катода, здесь $\lambda = \text{const}$

Сила, действующая на электрон в кристалле, равна нулю, а близ поверхности не равна нулю. Требуется дополнительная энергия. Необходимо совершить работу A_ϕ , чтобы электрон вышел из кристалла



A_ϕ - работа выхода



Законы Столетова для внешнего фотоэффекта

1. При фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырванных из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света (Сила фототока катодов пропорциональна энергетической освещенности катода)
2. Максимальная катодная скорость (максимальная катодная кинетическая энергия) фотоэлектронов не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой, а именно линейно возрастает с увеличением частоты
3. Для каждого вещества существует минимальная частота, зависящая от природы вещества и состояния поверхности, при которой свет любой интенсивности не вызывает фотоэффекта. Минимальная частота носит название "красная граница фотоэффекта".

Объяснение внешнего фотоэффекта дал А. Эйнштейн. Он развил гипотезу М. Планка добавив, что свет не только излучается порциями, но и поглощается порциями - квантами.

Уравнение Эйнштейна для внешнего фотоэффекта

А. Эйнштейн в 1905 г. показал, что явление фотоэффекта и его закономерности (законы А.Г. Столетова) можно объяснить на основе предположенной им квантовой теории фотоэффекта.

Распространение света надо рассматривать не как непрерывный волновой процесс, а как поток локализованных в пространстве дискретных световых квантов, движущихся со скоростью распространения света в вакууме. По Эйнштейну каждый квант поглощается только одним электроном. Кванты электромагнитного излучения получили название "фотоны".

Энергия падающего потока, поглощенного электроном, расходуется на совершение работы выхода A_0 из металла и на сообщении фотоэлектрону кинетической энергии $\frac{m v_{\max}^2}{2}$.

Согласно закону сохранения энергии при внешнем фототокте

$$h\nu = A_b + \frac{m v_{\max}^2}{2} \quad - \text{ур-е Эйнштейна}$$

$h\nu$ - энергия кванта света, фотона.

A_b - работа выхода электрона из вещества, как правило, небольшая

$\frac{m v_{\max}^2}{2}$ - максимальная энергия вышедшего электрона.

ν_0 - красная граница фототокта

Если $\nu < \nu_0$, то энергии фотона недостаточно, чтобы совершить

выхода A_b , и фототокта не наблюдается, $\nu_0 = \frac{A_b}{h}$

При $U_a = U_z$ анодный ток равен нулю, энергия электронов расходуется на преодоление электрического поля. $eU_z = h(\nu - \nu_0)$.

Масса и импульс фотона

Согласно гипотезе световых квантов Эйнштейну, свет испускается, поглощается и распространяется дискретными порциями (квантами) порциями называются фотонами. Энергия фотона — $E = h\nu$

Массу фотона находим из $E = m_\gamma c^2$; m_γ — масса фотона

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}.$$

Фотон — элементарная частица, движется всегда со скоростью света и масса покоя фотона $m_{\gamma 0} = 0$.

Импульс фотона $p_\gamma = m_\gamma c = \frac{h\nu}{c^2} c = \frac{h\nu}{c}$

Фотон, как частица, характеризуется массой, энергией и импульсом. А волновые характеристики: ν — частота, λ — длина волны.

Корпускулярные характеристики фотона и волновые характеристики между собой связаны.

$$\epsilon = h\nu \quad \lambda = cT = \frac{c}{\nu}$$

$$p_\gamma = \frac{h\nu}{c}$$

$$m_\gamma = \frac{h\nu}{c^2}$$

Давление света

Фотон обладает импульсом, т.е. свет (поток фотонов), падая на поверхность, оказывает давление на нее. Падющие фотоны передают поверхности импульс.

Рассчитаем световое давление. Рассмотрим монохроматическое излучение ($\nu = \text{const}$) на единицу площади поверхности в единицу времени падает N фотонов. Угол падения фотонов равен 90° .

p - коэффициент отражения

$p = 0$ - все фотоны поглощаются

$p = 1$ - все фотоны отражаются (зеркало)

pN фотонов отражается, а $(1-p)N$ поглощается

Поглощенный фотон передает импульс $p_{\gamma} = \frac{h\nu}{c}$

Отраженный фотон передает импульс $2p_{\gamma} = 2 \frac{h\nu}{c}$

Давление света на поверхность - импульс, который передается N фотонам (единица площади, единица времени)

$$p = \frac{2h\nu}{c} pN + \frac{h\nu}{c} (1-p)N = (1+p) \frac{h\nu}{c} N$$

$Nh\nu = W$ - энергия всех фотонов, падающих на единицу площади поверхности в единицу времени, т.е. облученность поверхности.

$Nh\nu = W$; $\frac{W}{c} = \omega$ - объемная плотность энергии излучения.

$$p = \frac{W}{c} (1+p) = \omega (1+p) \quad - \text{Давление падающего света на плоскую поверхность}$$

Эффект Комптона

Американский физик (1892 - 1962) в 1923 г. исследовал рассеяние x-ray ($\lambda = \text{const}$) (монохроматическое рентгеновское излучение) на веществе с легкими атомами (парафин, бор). При прохождении через вещество возникало дополнительное x-ray излучение λ' ; $\lambda' > \lambda$; λ' - длинноволновое излучение $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ не зависело от λ и природы вещества, а определялось углом рассеяния.

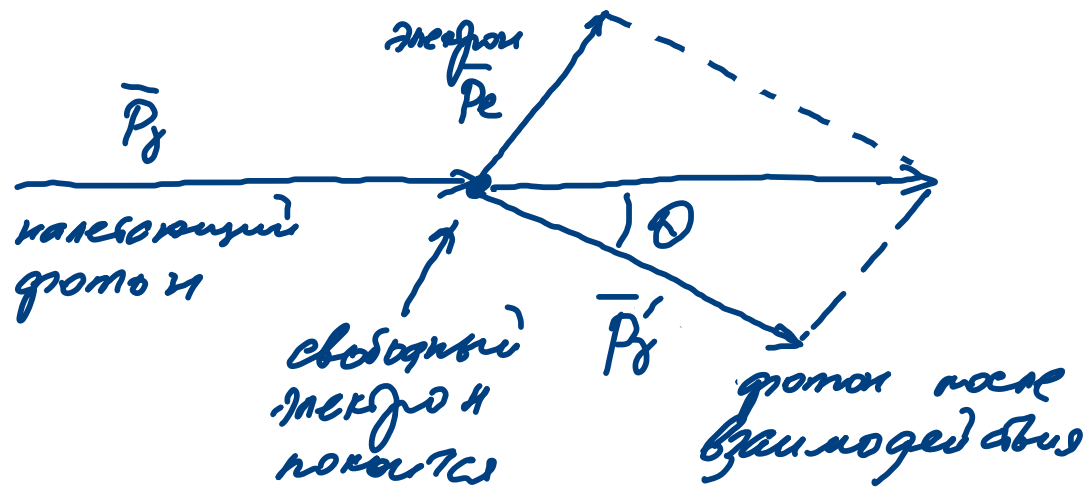
$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = 2\lambda_c \sin^2(\theta/2)$$

$\lambda_c = \text{const}$ (комptonовская длина волны, $\lambda_c = 2,426 \text{ нм}$)

Эффект Комптона, рассеяние фотонов на электронах, упругое рассеяние коротковолнового эл. магн. излучения на свободных электронах (слабо связанных с веществом)

Волновая теория не может объяснить эффект, т.е. должно быть $\lambda' = \lambda$

Объяснение дано на основе квантовых представлений



Свободный электрон не поглощает фотон, а только "рассеивает" его

Выполняются законы сохранения импульса и энергии.

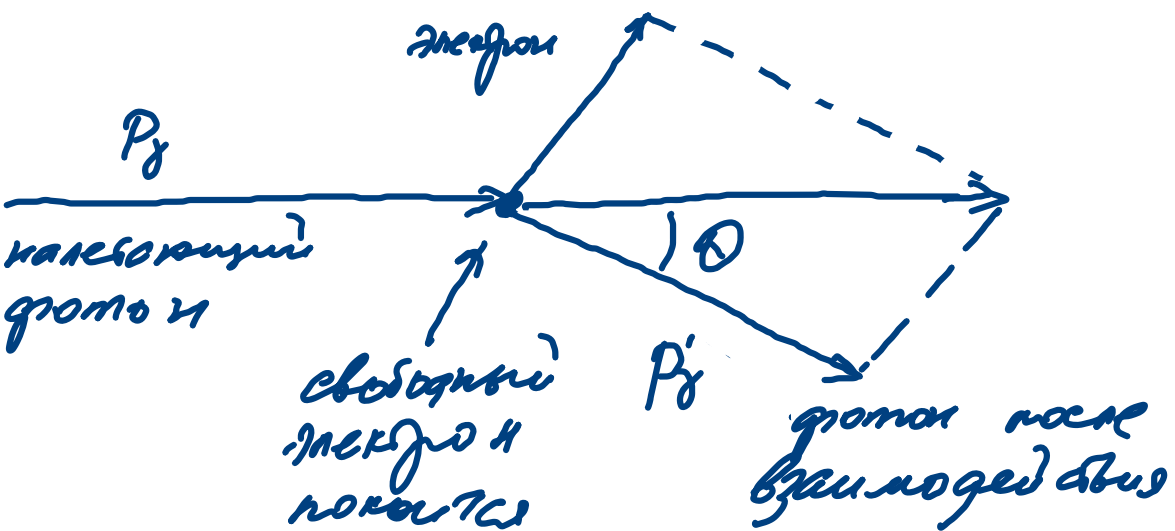
Импульс электрона до взаимодействия равен 0, он покоится

$$\begin{cases} W_0 + E_\gamma = W + E_\gamma' & \text{закон сохранения энергии} \\ \vec{p}_\gamma = \vec{p}_e + \vec{p}'_\gamma & \text{закон сохранения импульса} \end{cases}$$

$W_0 = m_0 c^2$ (электрон покоится) $E_\gamma = h\nu$ до взаимодействия; $\nu = \frac{c}{\lambda}$

$W = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4}$ - энергия электрона после столкновения (релятивистская формула) $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$

$E_\gamma' = h\nu'$ - энергия рассеянного фотона



$$\Delta\nu = (\lambda' - \lambda)/c$$

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} - \text{соответствует с экспериментом}$$

$$\Delta\lambda = (\lambda' - \lambda) = \frac{2h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} = 2\lambda_c \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

Электрон должен быть слабо связан с атомом (внешние валентные электроны)

Если электрон сильно связан с атомом (внутренние электроны), то фотон взаимодействует с атомом ($m_a \gg m_e$) и $\lambda' \approx \lambda$

Нет эффекта.

