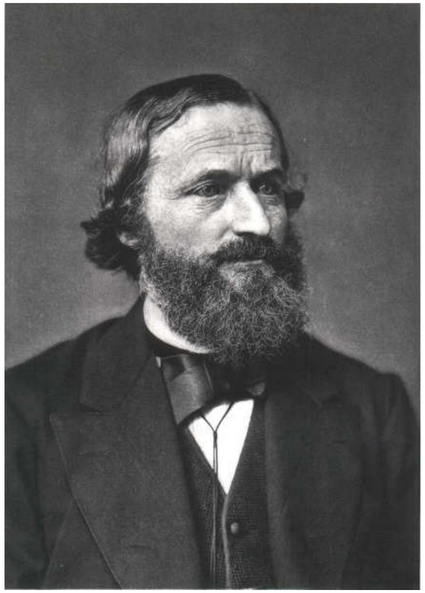
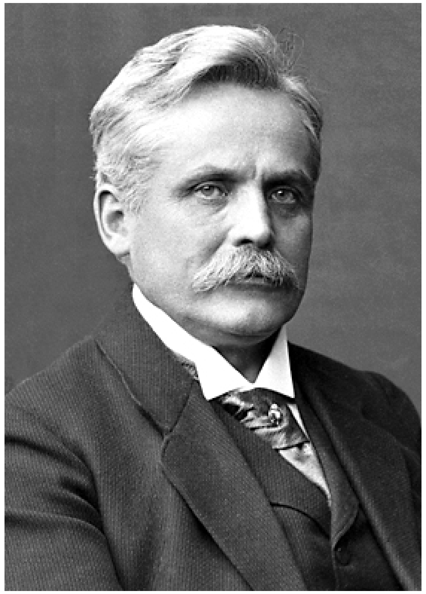
ОПТИКА

Рівноважне теплове випромінювання. Закон Кірхгофа. Закон Стефана-Больцмана. Закон зміщення Віна.



Густав Роберт Кірхгоф



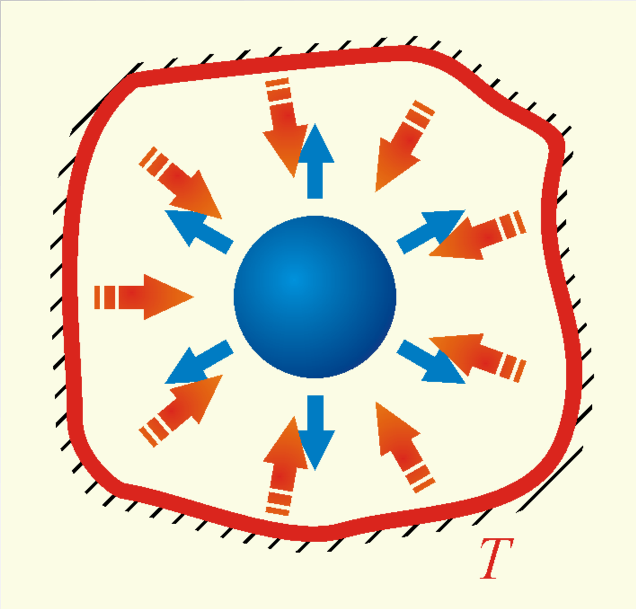
Вільгельм Карл Вернер Отто Фріц Франц Він

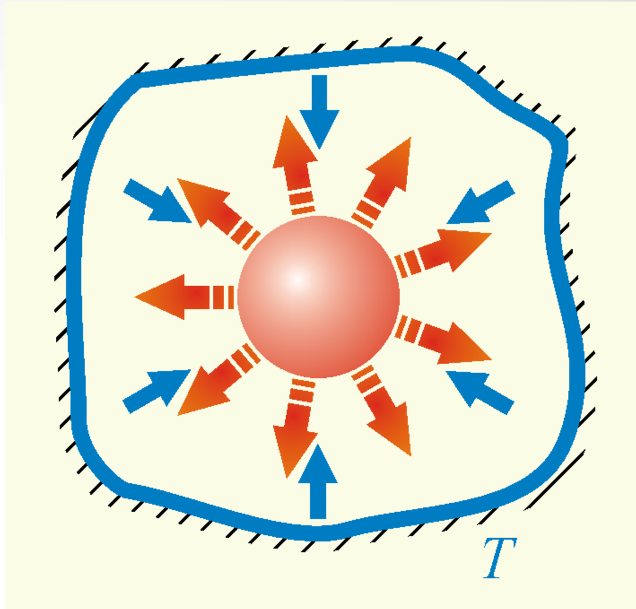
Йозеф Стефан

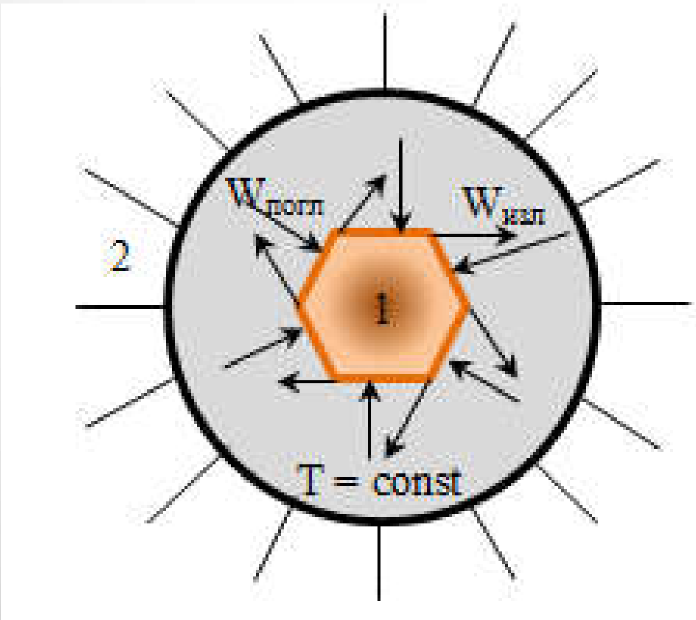
теплове випромінювання

кінетична енергія теплового руху атомів

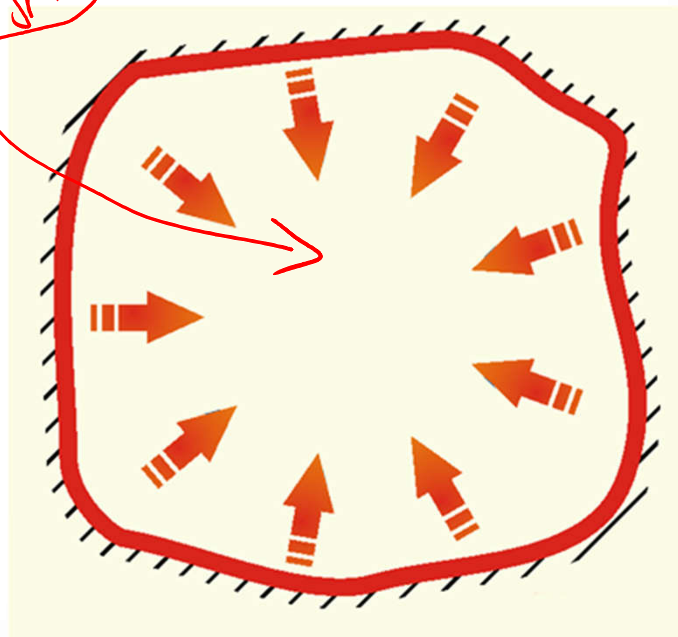
АТОМ







температура



об'ємна густина енергії $U(T)$

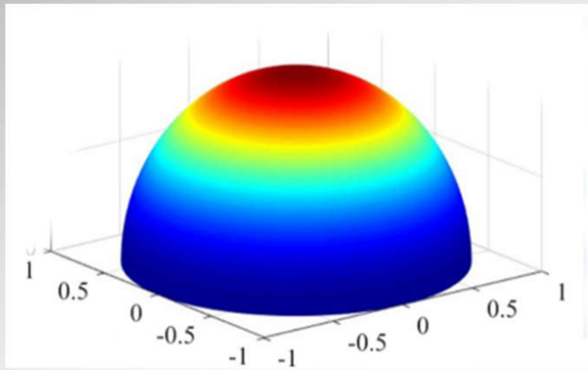
$[u] = \frac{Дж}{м^3}$

спектральна густина енергії

$u_\nu(\nu, T)$ $u_\lambda(\lambda, T)$

$[\nu, \nu + d\nu]$ $[\lambda, \lambda + d\lambda]$

$$U(T) = \int_0^\infty u_\nu(\nu, T)d\nu = \int_0^\infty u_\lambda(\lambda, T)d\lambda$$



енергетична світність

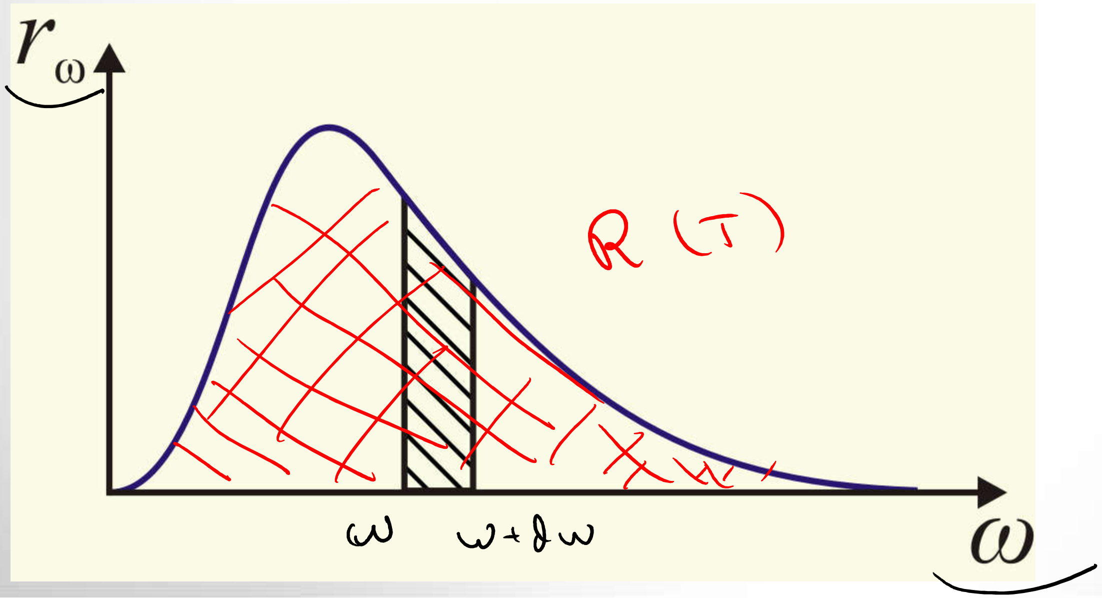
$$R = \frac{\Delta\Phi}{\Delta S}$$

потік

спектральна густина енергетичної світності

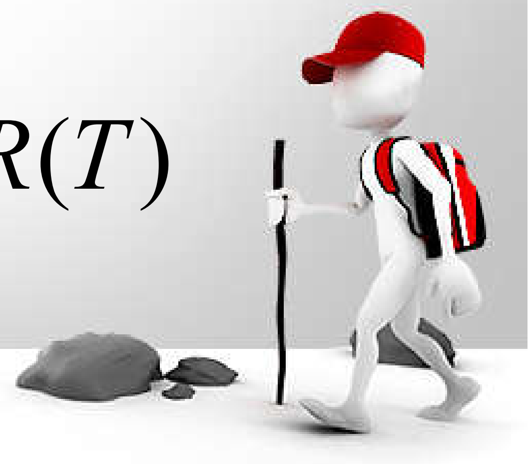
[R] = Дж/(м²с)

$$r_{\omega}(\omega, T) = \frac{dR}{d\omega}$$



$$R(T) = \int_0^{\infty} r_{\omega}(\omega, T)\, d\omega$$

$$U(T) = \frac{4}{c} R(T)$$



припустимо, що dω та dλ стосуються однієї частина спектра

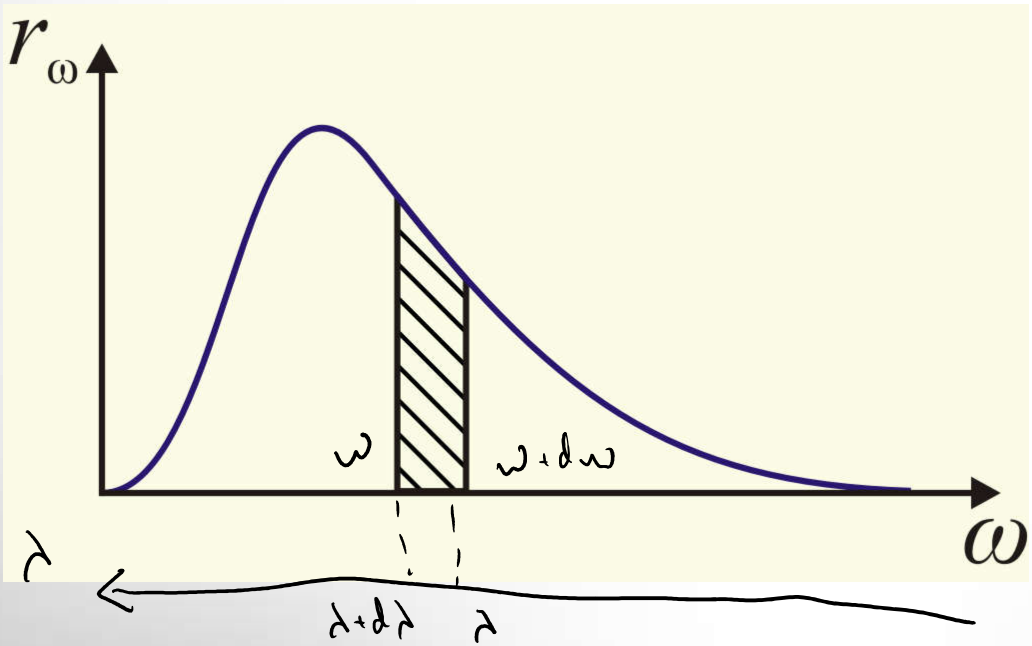
$$dR = r_\omega d\omega = r_\lambda d\lambda$$

$$r_\lambda = r_\omega \frac{d\omega}{d\lambda}$$

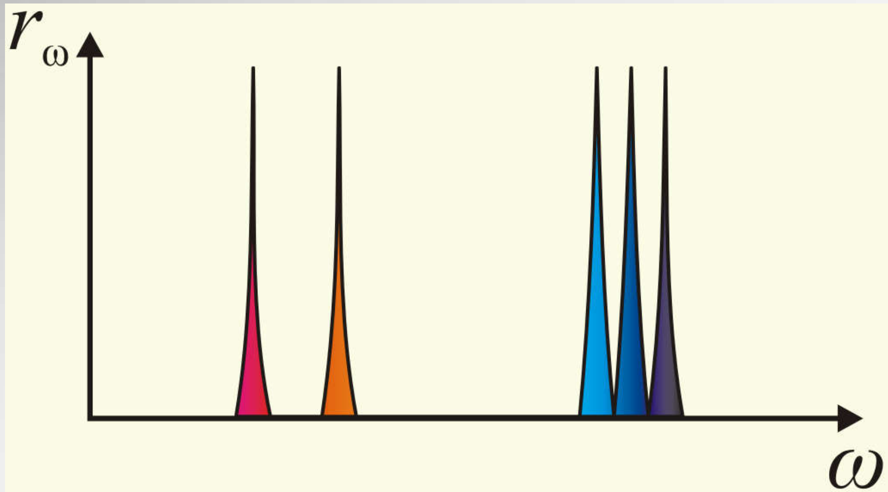
$$\lambda \cdot \frac{\omega}{2\pi} = c \qquad \omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \qquad d\omega = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} d\lambda$$

$$\left|\frac{d\omega}{d\lambda}\right| = \frac{2\pi c}{\lambda^2}$$

$$r_\lambda = r_\omega \frac{2\pi c}{\lambda^2} = r_\omega \frac{\omega}{\lambda}$$

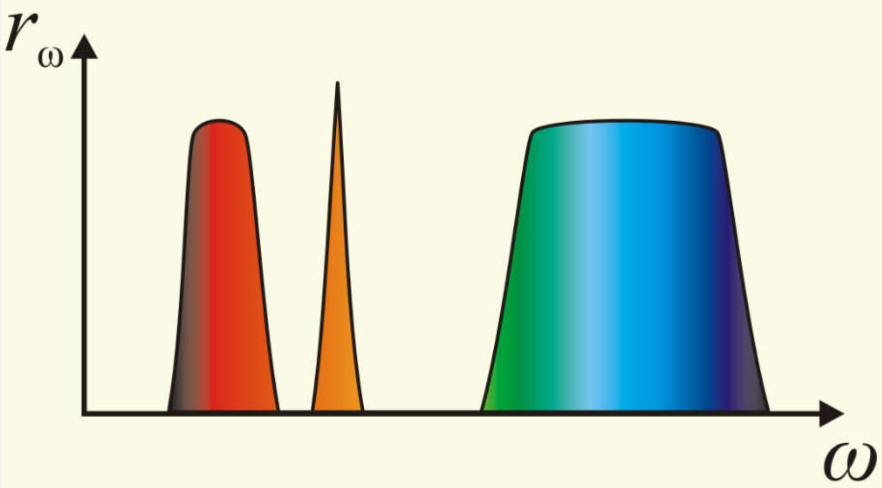


$$r_\lambda \cdot \lambda = r_\omega \cdot \omega$$



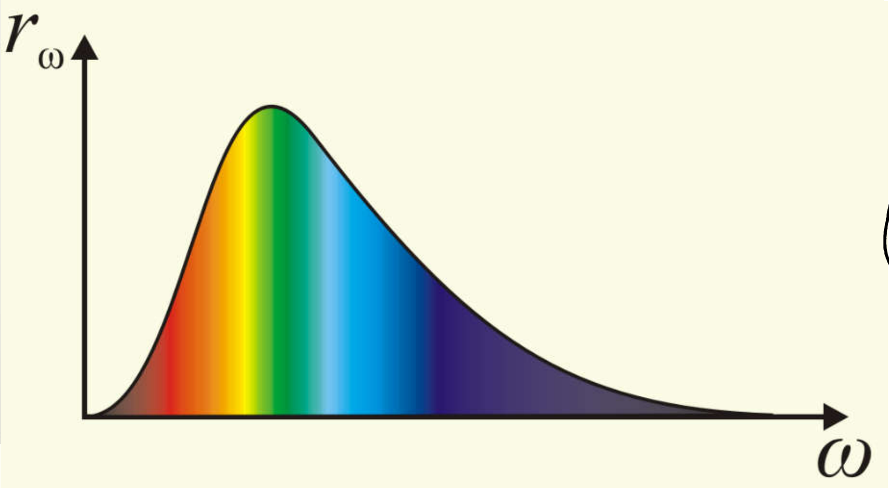
лінійчатий спектр

окремі атоми,
розріджені гази



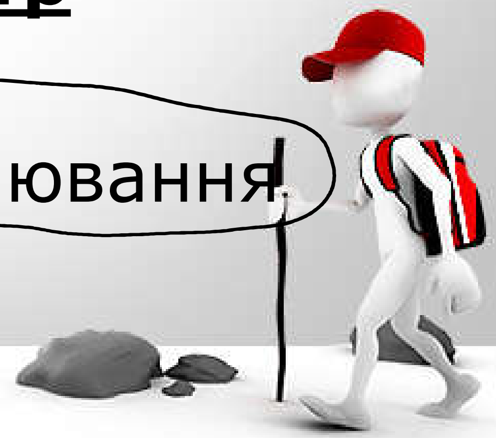
смугастий спектр

конденсована
речовина

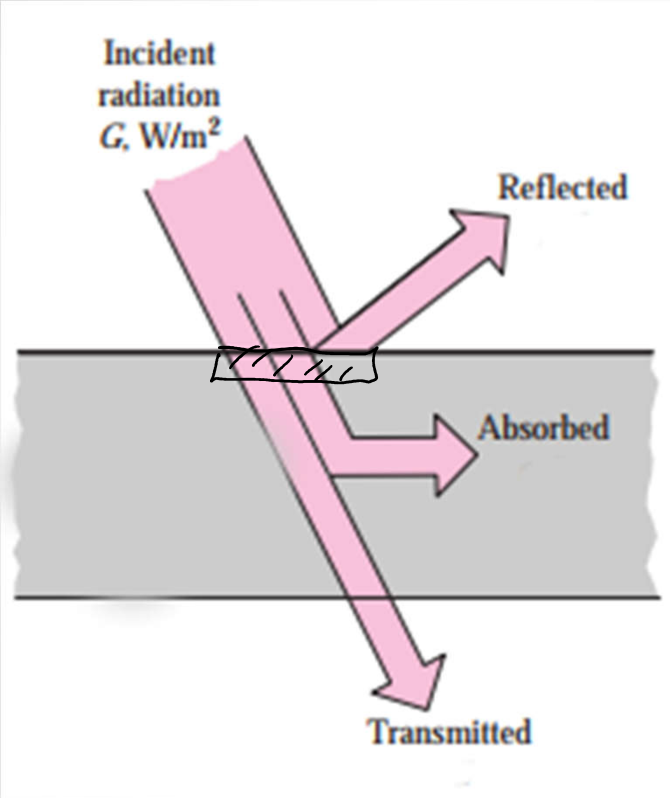


суцільний спектр

рівноважне
теплове випромінювання



поглинальна здатність



$$A = \frac{d\Phi'}{d\Phi} \le 1$$

$d\Phi$ – падаючий потік

$d\Phi'$ – поглинута (одиницею поверхні) потужність

спектральна поглинальна здатність

інтервал частот випромінювання $[\omega, \omega + d\omega]$

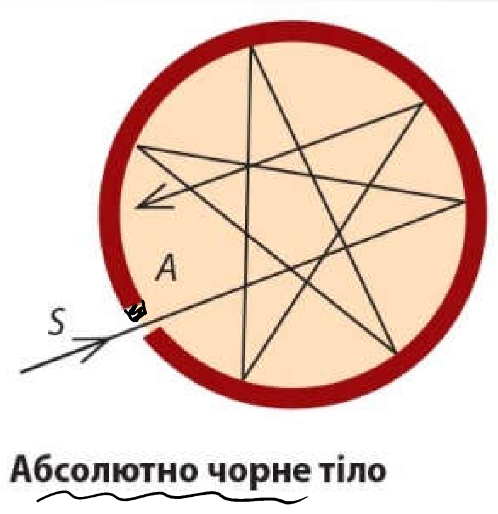
$$a_\omega(\omega, T) = \frac{d\Phi'_\omega}{d\Phi_\omega} \le 1$$

залежить від природи тіла
температури
стану поверхні
частоти падаючого випромінювання

абсолютно чорне тіло **(АЧТ)**

$a_\lambda(\lambda,T)=1.$

$$a_\omega(\omega,T)=1$$



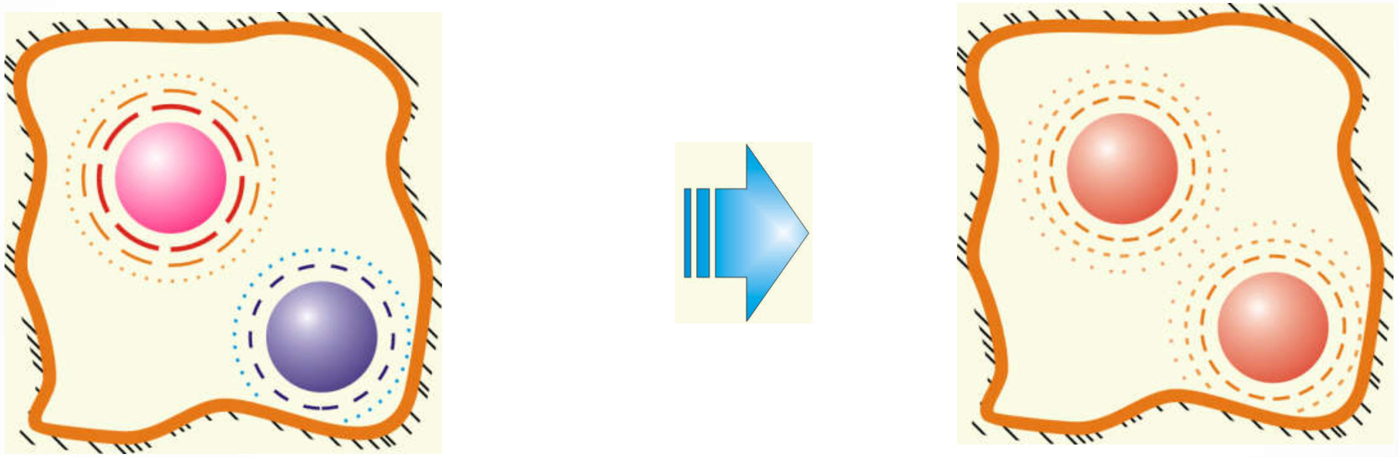
тіло називають ***сірим***, якщо

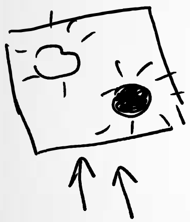
$$a_\omega(\cancel{\omega},T)=a_\omega(T)<1$$

закон Кірхгофа

1859

відношення випромінювальної здатності до поглинальної не залежить від природи тіла і для всіх тіл є універсальною функцією частоти та температури

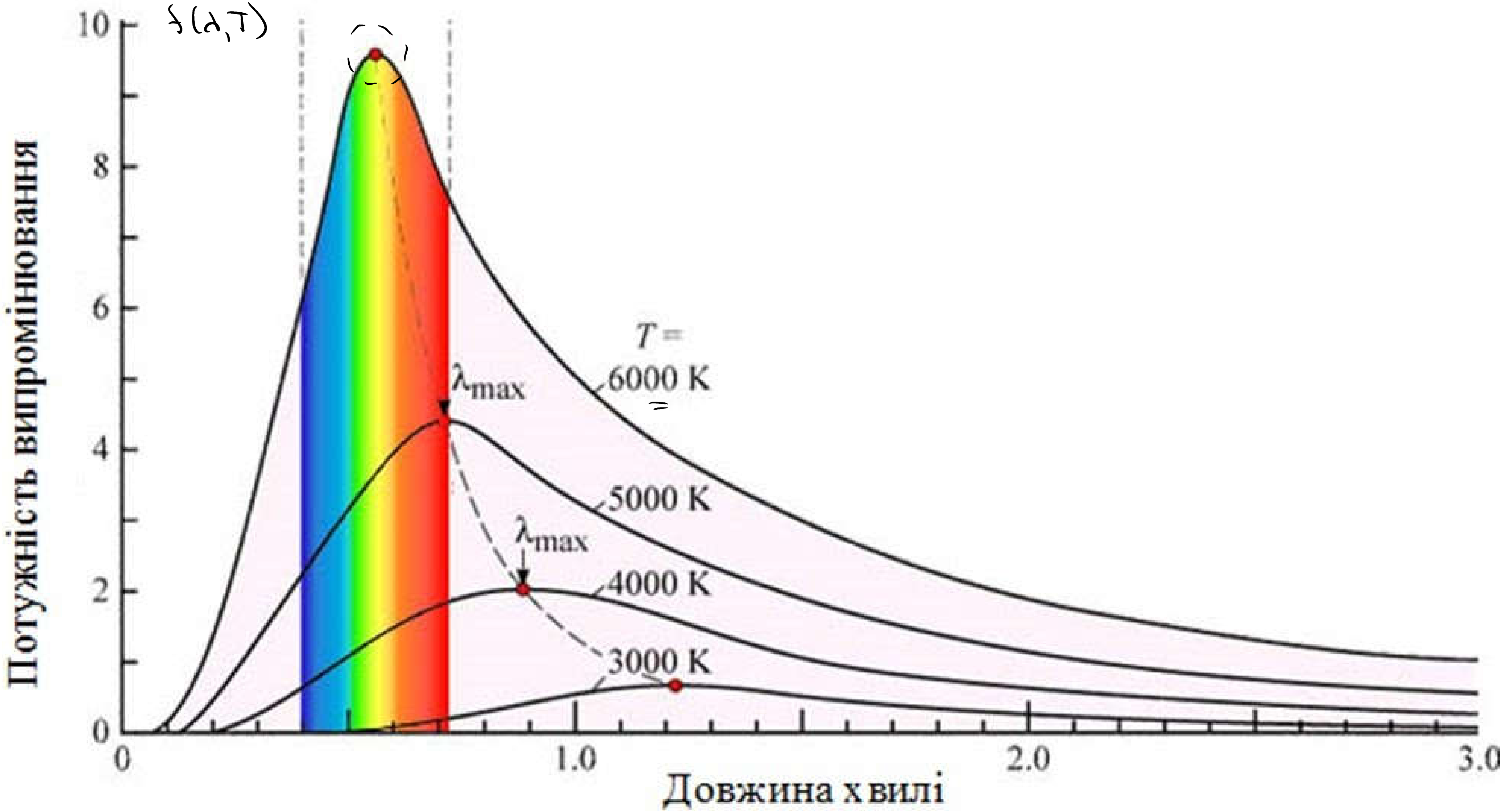




ф-я Кірхгофа.

$$\frac{r_\omega(\omega,T)}{a_\omega(\omega,T)} = f(\omega,T) = r_{\omega,АЧТ}$$

$a_{\omega,АЧТ} = 1$



f(λ,T)
10
8
6
4
2
0
Потужність випромінювання
T =
6000 K
5000 K
4000 K
3000 K
λmax
λmax
0
1.0
2.0
3.0
Довжина хвилі

закон Стефана–Больцмана

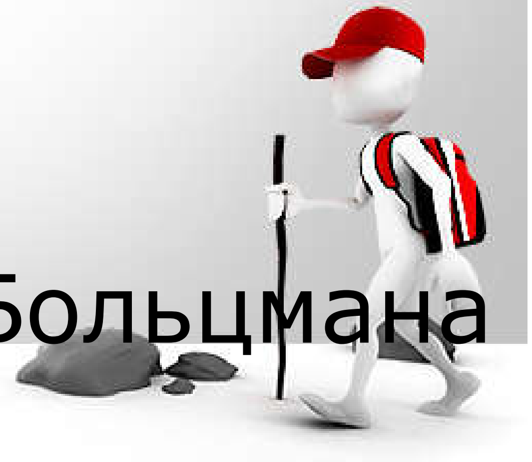
Стефан, 1879, експеримент

$$R = \text{const} \cdot T^4$$ *– для будь-якого тіла*

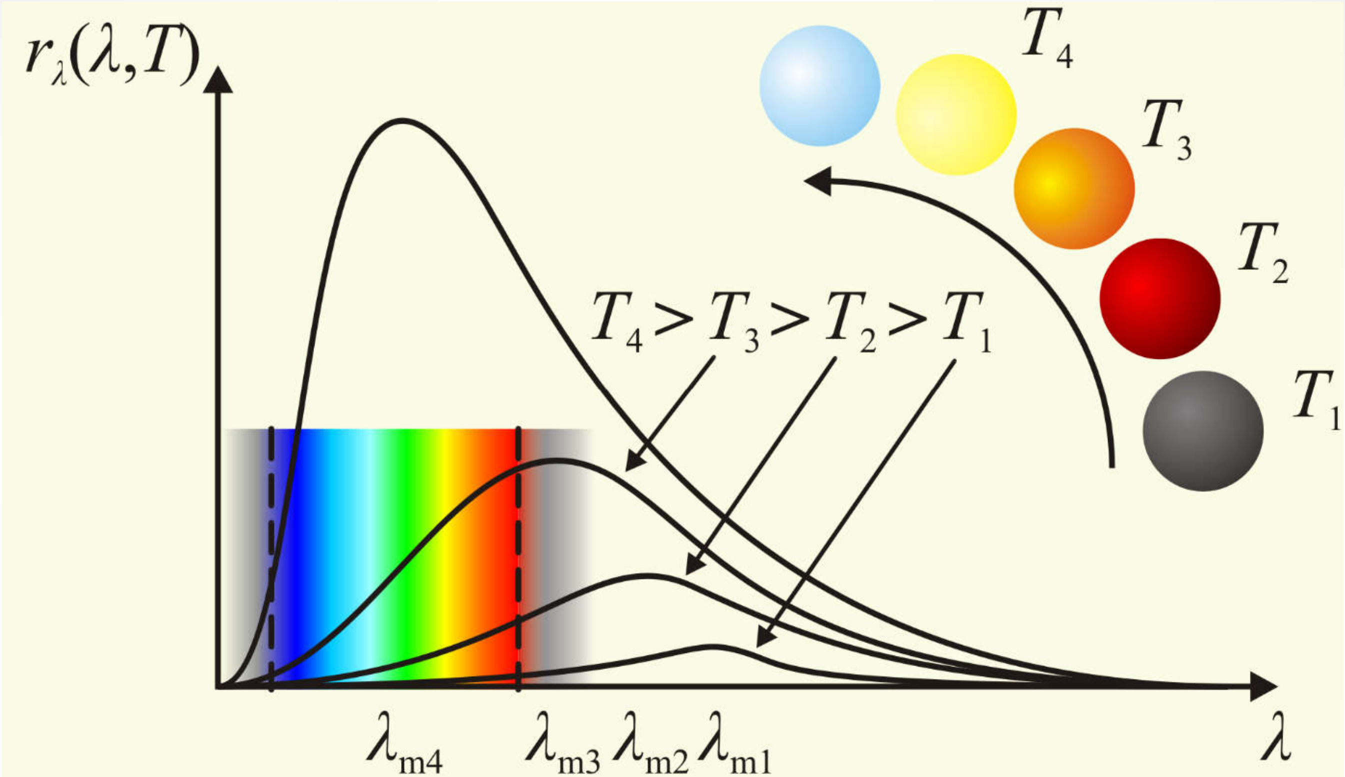
Больцман, 1884, розрахунок

$$\boxed{R = \int_0^\infty r_\omega(\omega, T)\, d\omega = \sigma T^4}$$ *– лише для АЧТ*

$$\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}^4}$$ – стала Стефана–Больцмана



закон зміщення Віна



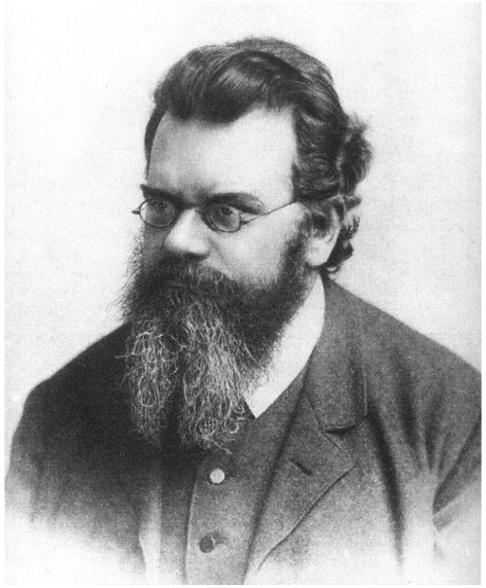
$\lambda_m = \frac{b}{T}$

$$\boxed{\lambda_m T = b}$$

стала Віна

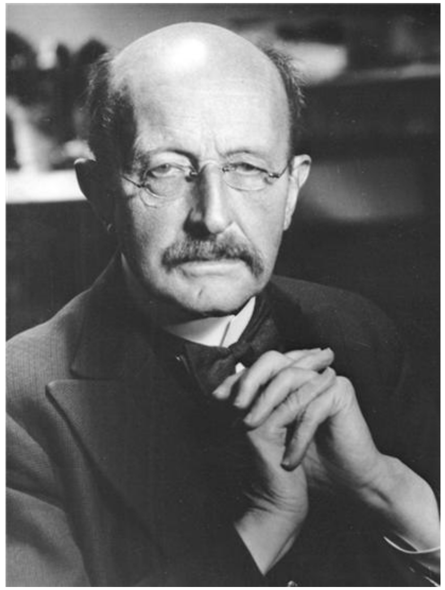
$$b = 2{,}898 \cdot 10^{-3}\ \text{м} \cdot \text{К}$$

Формула Релея-Джинса.
Формула Планка.



Лю́двіг Еду́ард Бо́льцман

Джеймс Гопвуд Джинс



Макс Карл Эрнст Людвиг Планк

формула Релея–Джинса

$$f(\omega,T)=\frac{\omega^2}{4\pi^2c^2}k_BT=\frac{\omega^2}{4\pi^2c^2}<\varepsilon>$$

$f(\lambda,T)\sim\frac{T}{\lambda^4}$

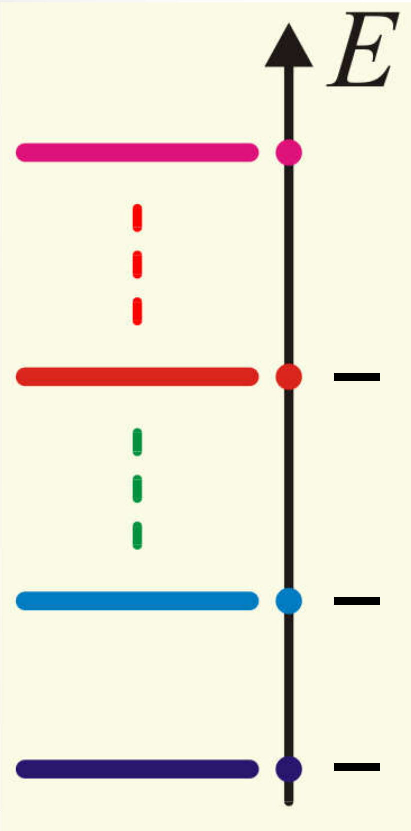
УФ катастрофа

$$R_T=\int_0^\infty r_\nu\,d\nu$$

$R\to\infty$

Макс Планк (1900)

Розглянемо речовину стінок порожнини як набір осциляторів, які можуть займати лише **дискретний ряд рівнів**.



– E_m – m-й рівень

– E_1 – **<u>збуджений стан</u>**

– E_0 – **<u>основний стан</u>**

Нехай рівні – «рівновідалені»

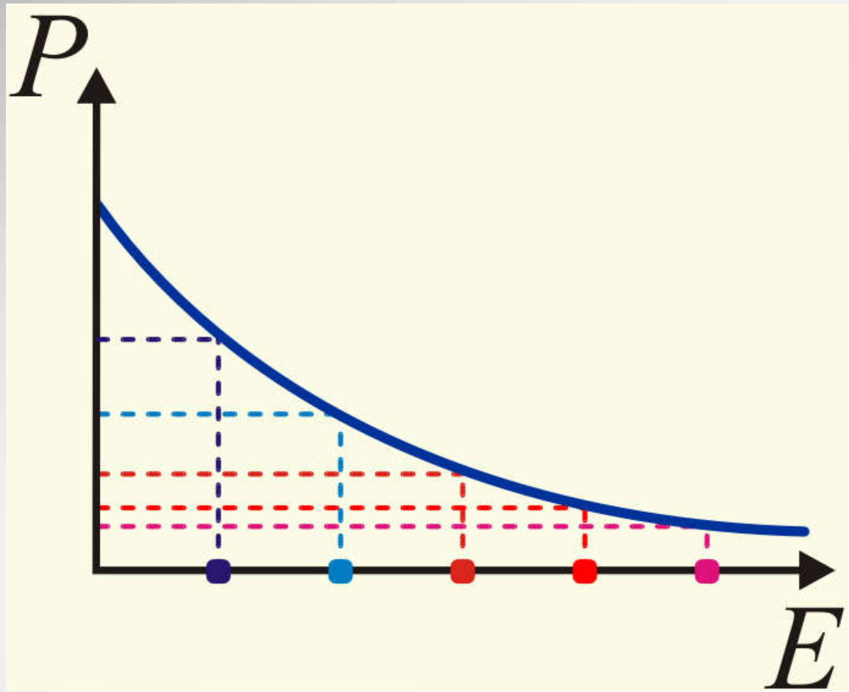
$$E_m = mE_0$$

Енергія поглинається/випромінюється ***квантами*** (порціями)

$$\boxed{E_0 = h\nu = \hbar\omega}$$

$h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж/с – стала Планка

$\hbar = h/2\pi = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж/с



Нехай $P(E)$ – ймовірність, що система матиме енергію E

$$P(E) = P_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} P(E_m) = 1$$

$$P_0 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right) = 1$$

$$P_0 = \frac{1}{\sum\limits_{m=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right)}$$

Середня енергія:

$$\langle \varepsilon \rangle = \sum E_m \cdot P(E_m)$$

$$E_m = mE_0$$

$$\langle \varepsilon \rangle = E_0 \frac{\sum m \exp(m\alpha)}{\sum \exp(m\alpha)}, \quad \alpha = -\frac{E_0}{k_B T}$$

$q = \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)$

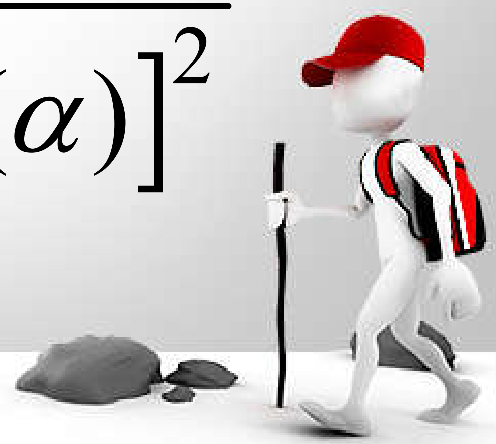
$$S(\alpha) = \sum_{m=0}^{\infty} \exp(m\alpha) = 1 + \underbrace{q + q^2} + \dots$$

$$= 1 + q\underbrace{(1 + q^2 + q^3 + \dots)}_{S(\alpha)} = 1 + qS(\alpha)$$

$$S(\alpha) = \sum_{m=0}^{\infty} \exp(m\alpha) = 1 + qS(\alpha)$$

$$S(\alpha) = \frac{1}{1-q} = \frac{1}{1-\exp(\alpha)}$$

$$\frac{dS}{d\alpha} = \sum m \exp(m\alpha) = \frac{\exp(\alpha)}{[1-\exp(\alpha)]^2}$$



$$\langle \varepsilon \rangle = E_0 \frac{\sum m \exp(m\alpha)}{\sum \exp(m\alpha)} \quad , \quad \alpha = -\frac{E_0}{k_B T}$$

$$\langle \varepsilon \rangle = E_0 \frac{\dfrac{\exp(\alpha)}{[1-\exp(\alpha)]^2}}{\dfrac{1}{1-\exp(\alpha)}} = E_0 \frac{\exp(\alpha)}{1-\exp(\alpha)} = \frac{E_0}{\exp\left(\dfrac{E_0}{k_B T}\right)-1}$$

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\dfrac{\hbar\omega}{k_B T}\right)-1}$$

$$E_0 = h\nu = \hbar\omega$$

$$f(\omega,T)=\frac{\omega^2}{4\pi^2c^2}\langle\varepsilon\rangle=\frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2\left[\exp\left(\dfrac{\hbar\omega}{k_BT}\right)-1\right]}$$

формула Планка

Містить:

$$r_{\lambda,T}=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\cdot\frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}}-1}$$

1) закон Стефана–Больцмана

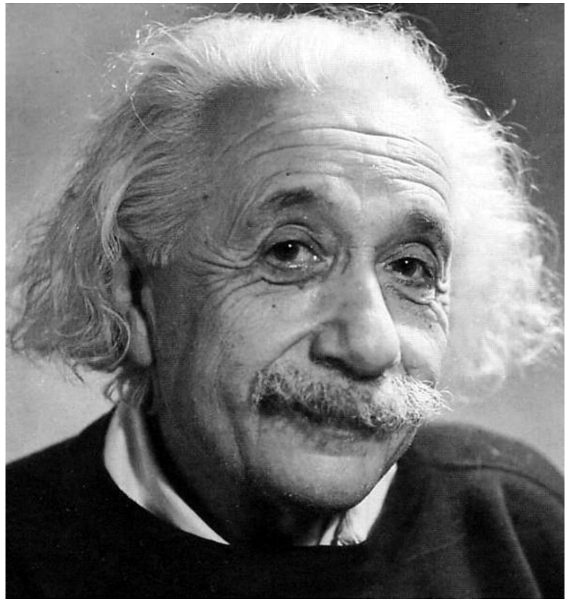
2) закон зміщення Віна

3) опис спектру теплового випромінювання у всьому діапазоні

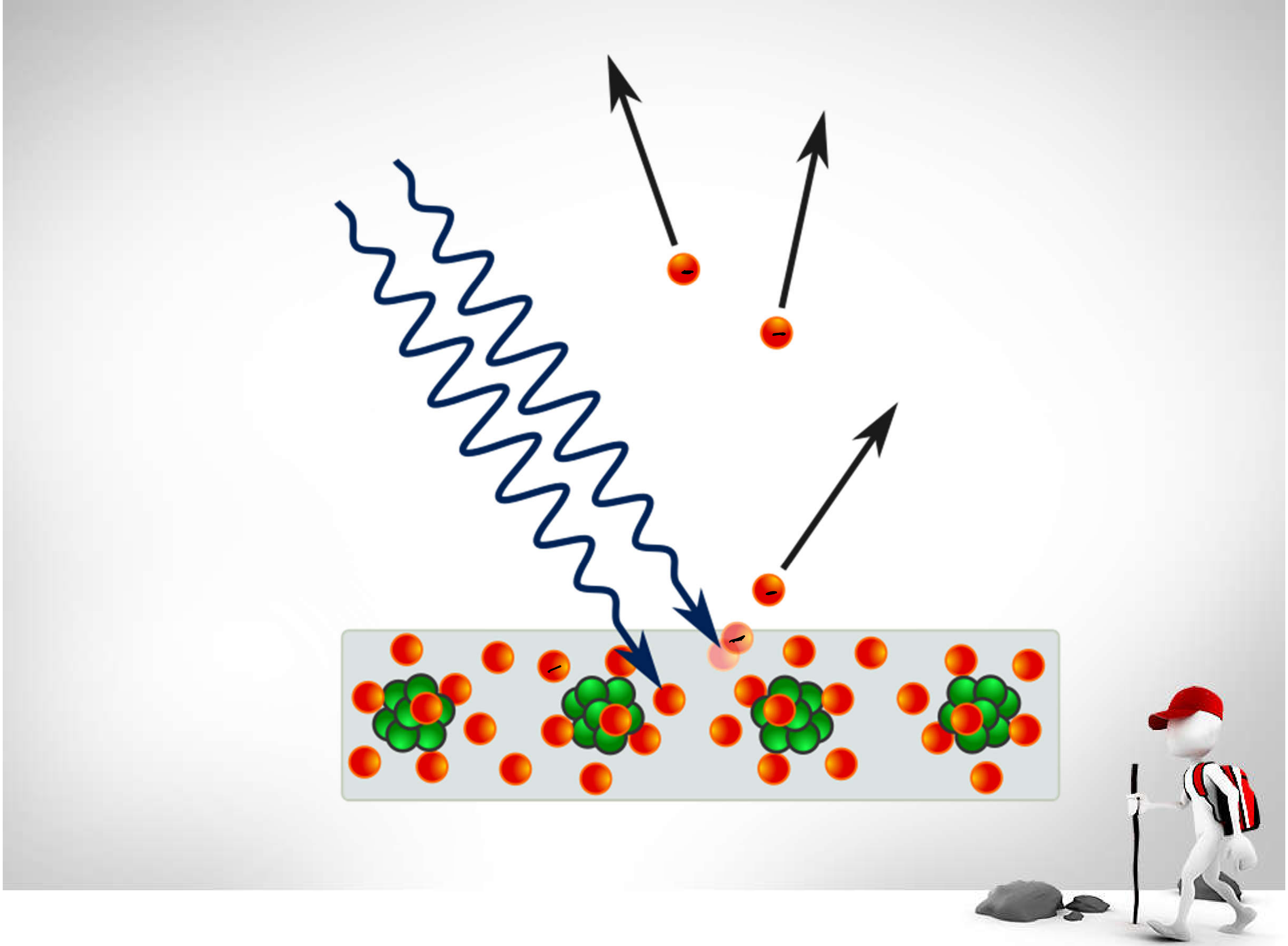
Зовнішній фотоелектричний ефект. Фотони.

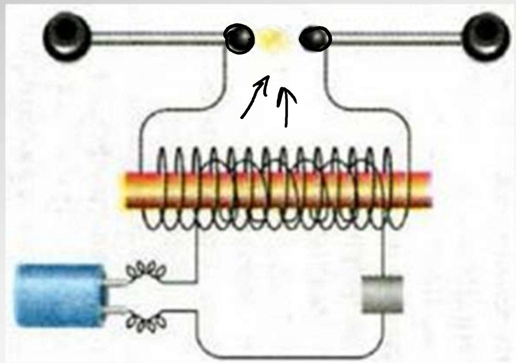
Генріх Рудольф Герц

Олександр Григорович Столєтов



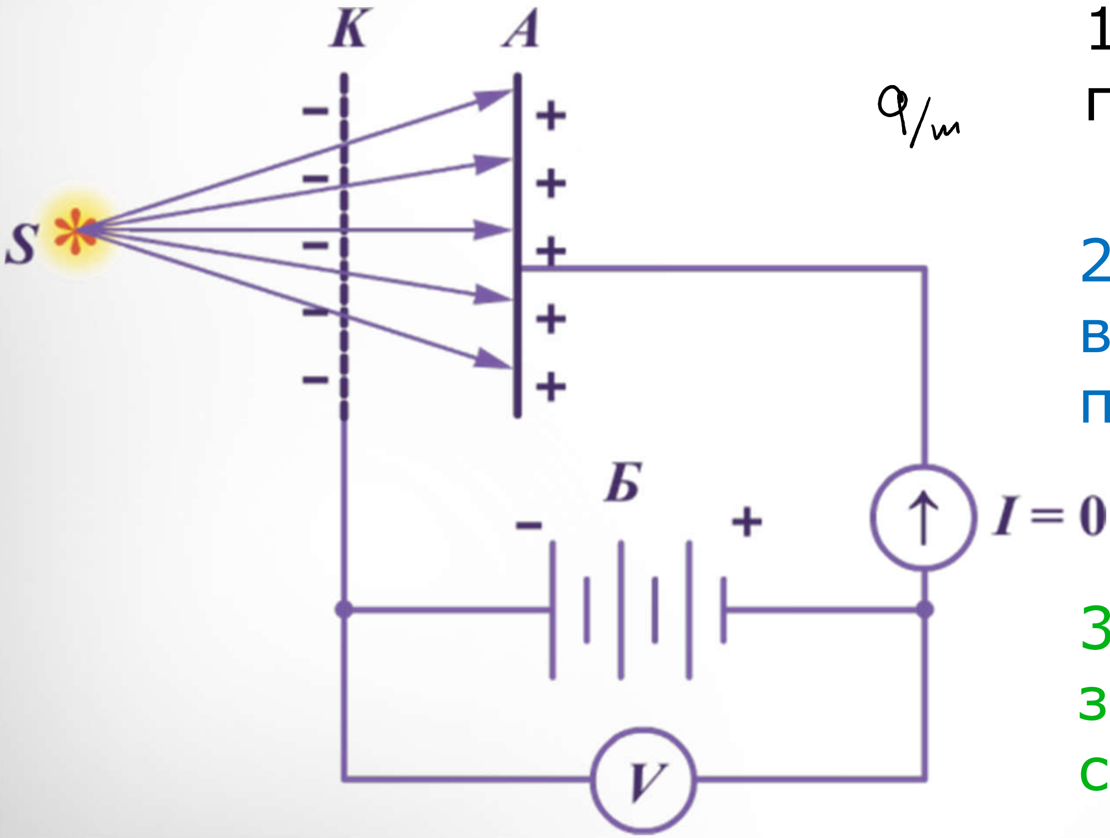
Альбе́рт Ейнште́йн





Г.Герц, 1887

О.Столєтов, 1888-1890

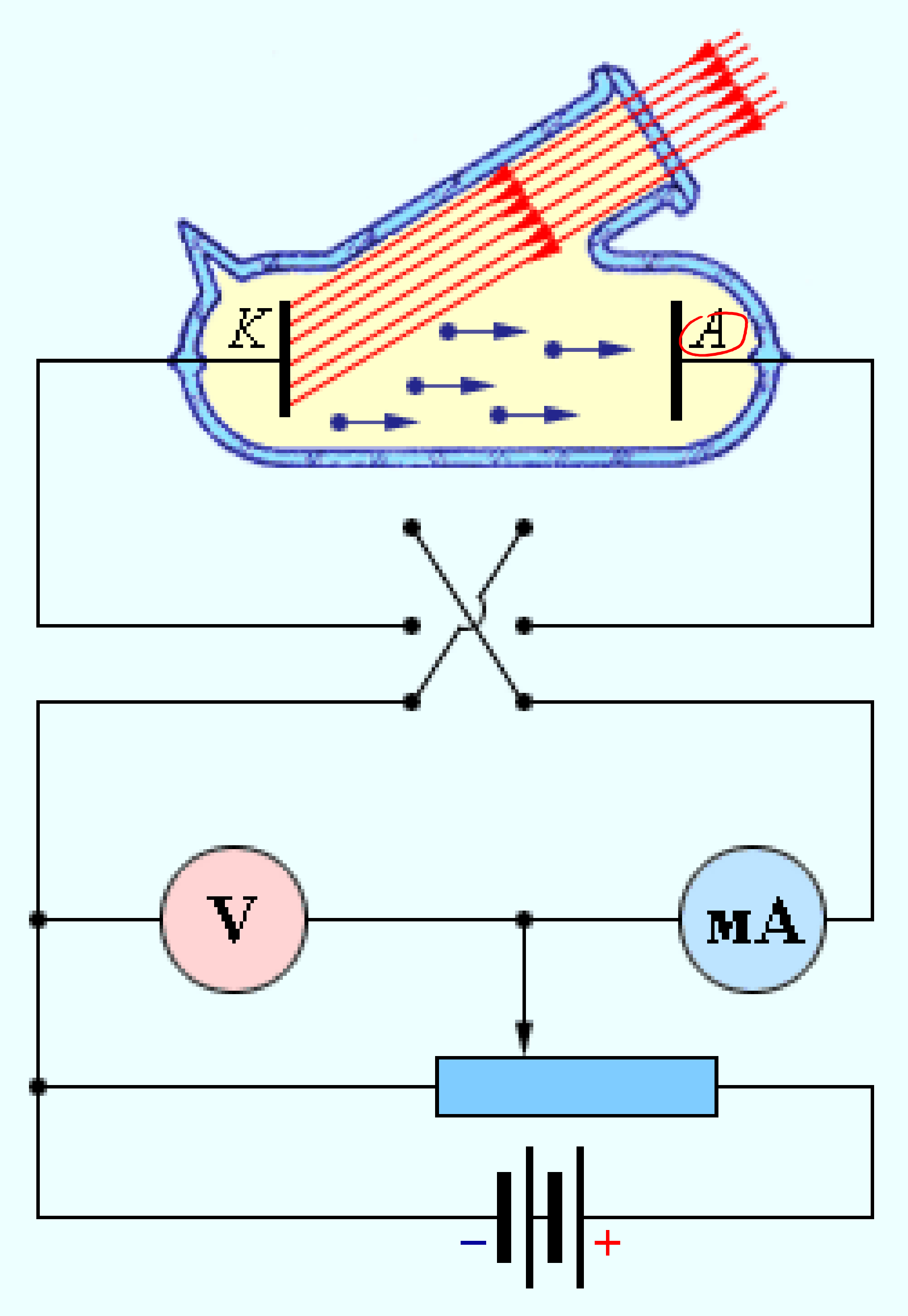


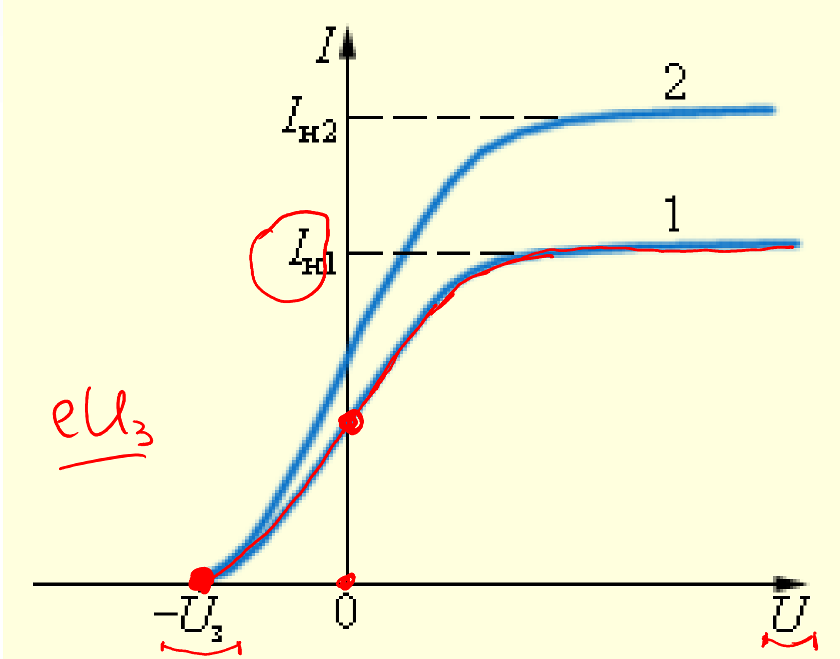
q/m

1) заряди, що вириваються при освітленні – від'ємні

2) максимальну дію викликають ультрафіолетові промені

3) величина емітованого заряду пропорційна світловому потоку


K
A
V
мA
−
+

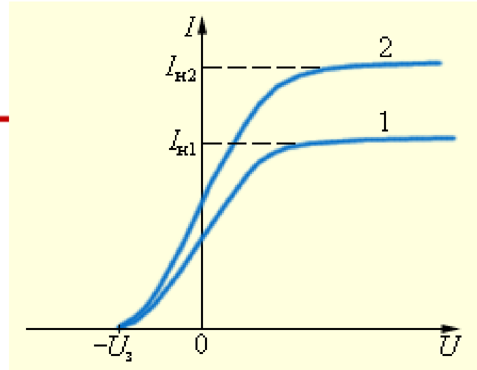

I
$I_{н2}$
$I_{н1}$
2
1
$eU_з$
$-U_з$
0
U

Закони фотоефекту

1

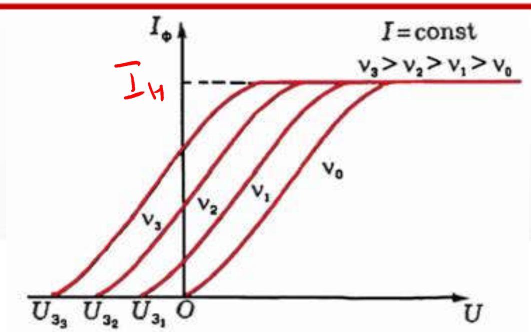
$$I_{\text{нас.}} = \gamma \cdot \Phi$$

Сила струму насичення прямо пропорційна світловому потоку та не залежить від частоти світла:



2

Максимальна кінетична енергия фотоелектронов лінійно залежить від частоти світла та не залежить від його інтенсивності



Закони фотоефекту

3

Існує червона границя фотоефекту, тобто така частота ν_0, при якій починається фотоефект:
при $\nu > \nu_0$ фотоефект є, а при $\nu < \nu_0$ фотоефекту нема

λ_0

$\lambda > \lambda_0$ ~~фотоефект~~

$\lambda \leq \lambda_0$ фотоефект спостерігається

4

Фотоефект безінерційний, час фотовідгуку менше 10^{-9} с

$I \simeq \langle E^2 \rangle$

$v_{max} \neq f(I)$
$f(\lambda)$

Рівняння Ейнштейна

світло поглинається порціями

min

$$h\nu = A_{\text{вих.}} + E_{\text{кін. max}}$$

$$h\nu = A_{\text{вих.}} + \frac{m\upsilon^2_{\max}}{2}$$

$$\upsilon_{\max} << c$$

I нас-ть квантів

струм насичення

$h\nu_0$

$\nu < \nu_0$

$h\nu < A_{\text{вих}}$

$$h\nu = h\nu_0 + eU_{\text{з.}}$$

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda_0} + eU_{\text{з.}}$$

Фотони

Світло:

а) випромінюється дискретними порціями – квантами, фотонами (теплове випромінювання)

б) поглинається дискретними порціями (фотоефект)

в) поширюється дискретними порціями (дослід Боте)

Енергія фотона:

$$\varepsilon_\gamma = h\nu = \hbar\omega$$

$$\varepsilon_\gamma = h\frac{c}{\lambda}$$

$\nu \cdot \lambda = c$

Маса фотона:

$$m_\gamma = 0$$

$\vec{p}_\gamma = \hbar \cdot \vec{k}$

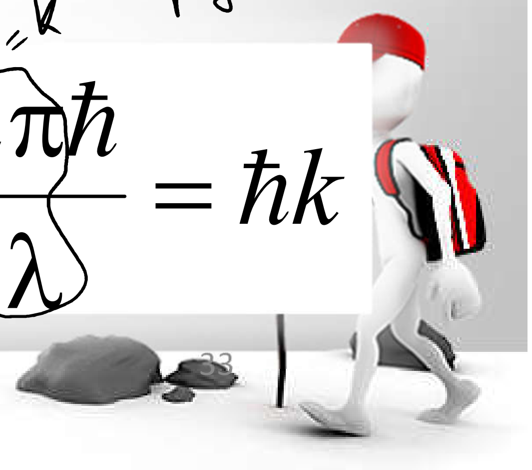
Імпульс фотона:

$$p_\gamma = \frac{\varepsilon_\gamma}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{2\pi\hbar}{\lambda} = \hbar k$$

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

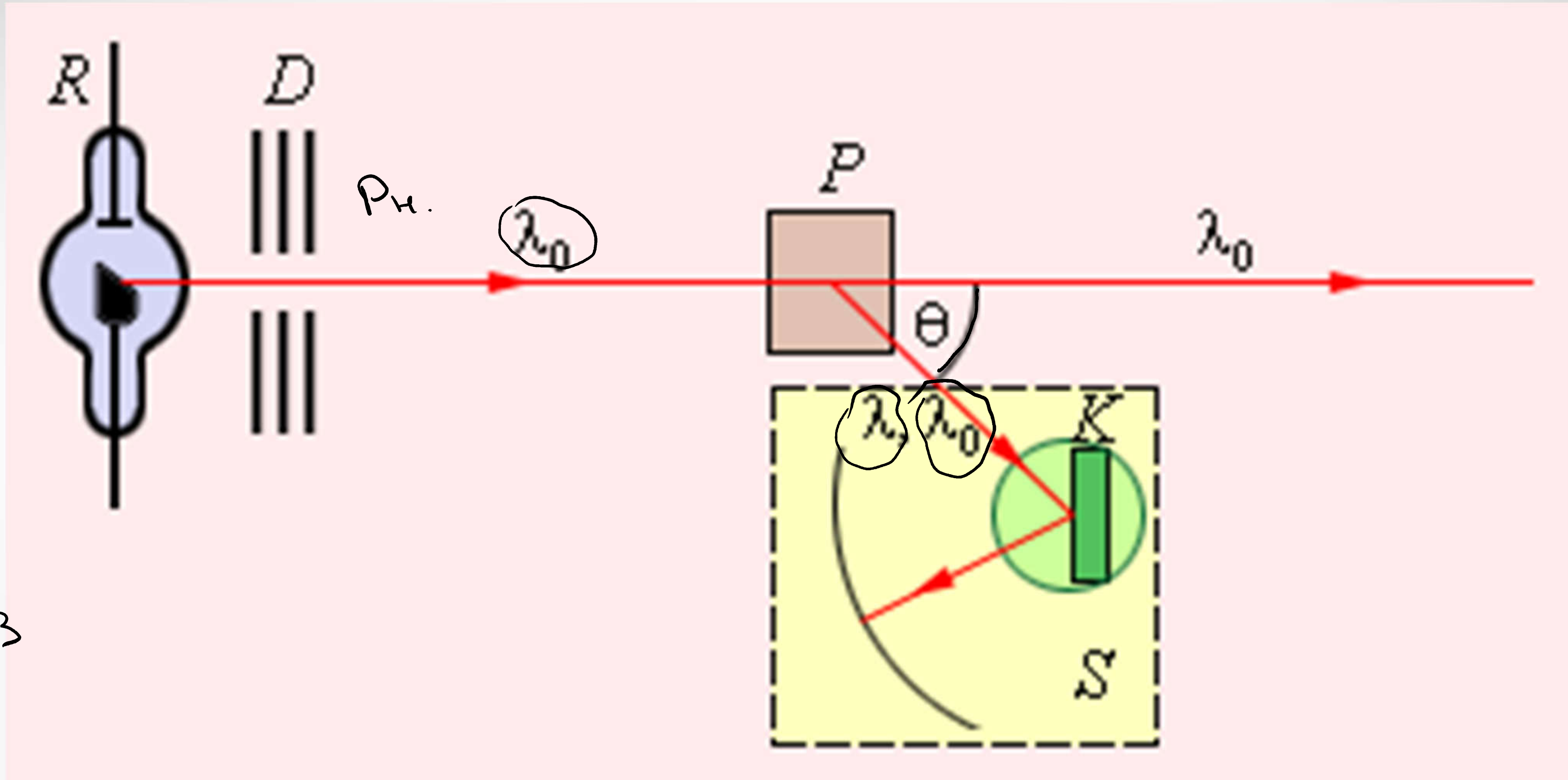
$$\boxed{E^2 = p^2c^2 + \cancel{m_0^2c^4}}$$

$E_0^2 = (m_0c^2)^2$



Ефект Комптона.

Артур Холі
Комптон

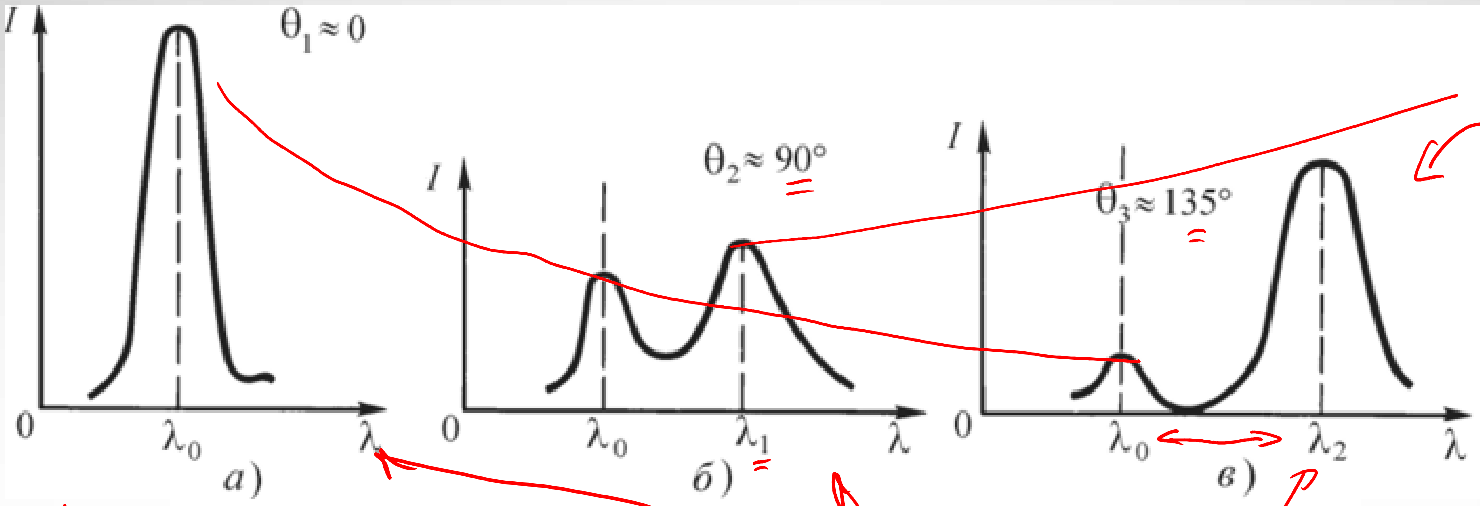


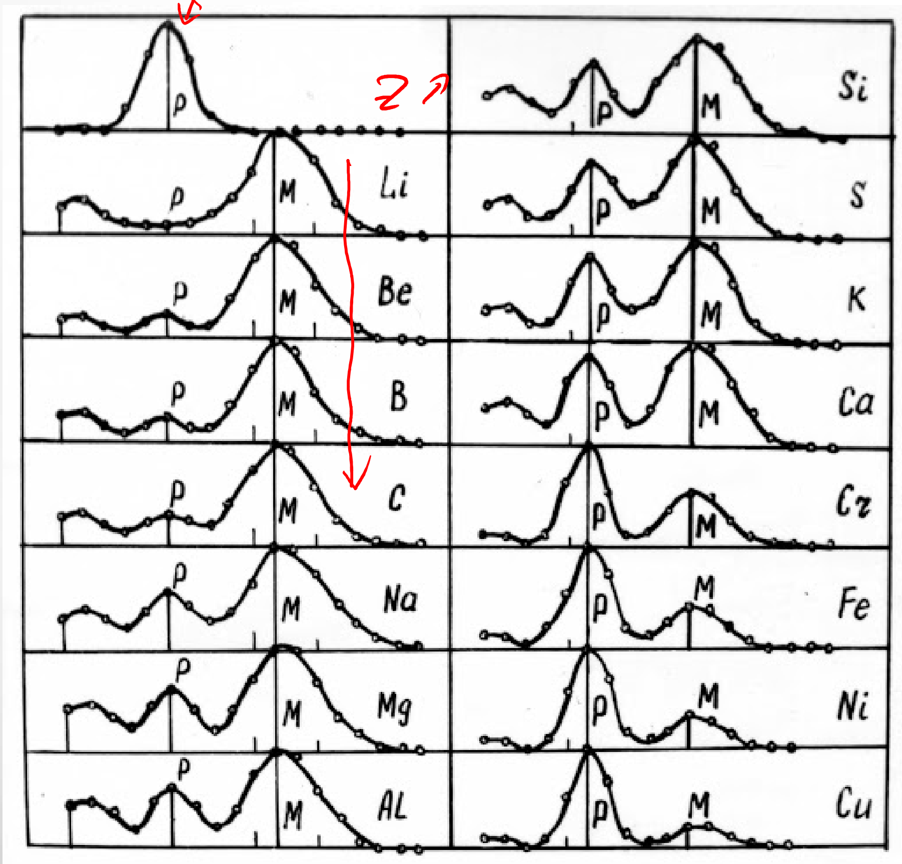
1923

$\lambda > \lambda_0$

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = f(\theta)$$

$$\Delta\lambda \neq f(\lambda_0, речовини)$$

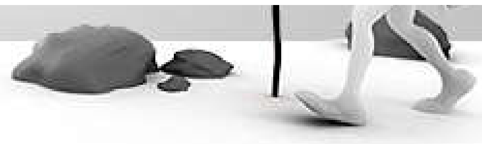




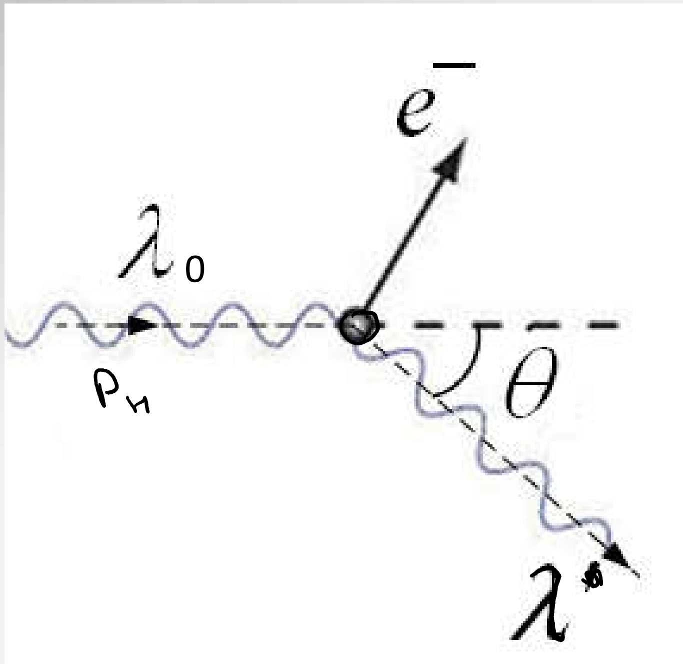
а) $\Delta\lambda \sim \sin^2\dfrac{\theta}{2}$

б) при збільшенні θ інтенсивність випромінювання з λ_0 зменшується, а з λ зростає

б) при постійному θ інтенсивність випромінювання з λ зменшується зі збільшенням атомного номера



$$E^2 = p^2c^2 + m_0{}^2c^4$$



закон збереження енергії

$$\hbar\omega_0 + m_0c^2 = \hbar\omega + c\sqrt{p^2 + m_0^2c^2}$$

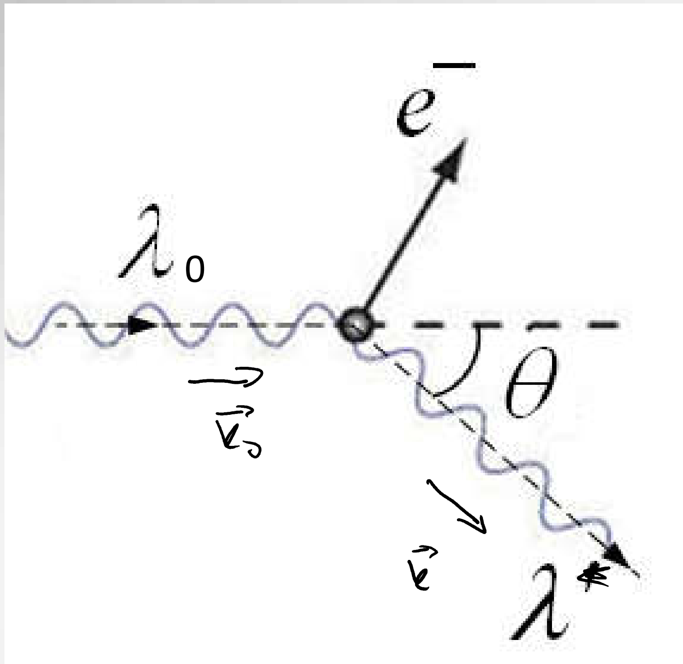
$$\sqrt{p^2 + m_0^2c^2} = \hbar(\omega_0 - \omega)\frac{1}{c} + m_0c$$

$$\frac{\omega}{c} = k$$

$$\sqrt{p^2 + m_0^2c^2} = \hbar(k_0 - k) + m_0c$$

$$p^2 + m_0^2c^2 = \hbar^2(k_0 - k)^2 + 2\hbar(k_0 - k)m_0c + m_0^2c^2$$

$$p^2 = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k + k^2) + 2\hbar m_0c(k_0 - k)$$



$$E^2 = p^2c^2 + m_0^{\,2}c^4$$

закон збереження енергії

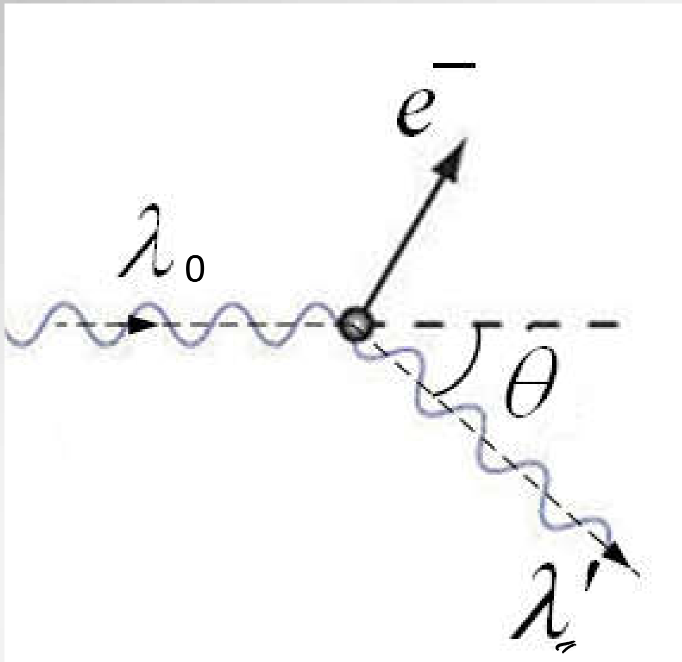
$$p^2 = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k + k^2) + 2\hbar m_0c(k_0 - k)$$

закон збереження імпульсу

$$\hbar\vec{k}_0 = \vec{p} + \hbar\vec{k}$$

$$\vec{p} = \hbar(\vec{k}_0 - \vec{k})$$

$$p^2 = \hbar^2(k_0^2 - 2\vec{k}_0\vec{k} + k^2) = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k\cos\theta + k^2)$$



$$E^2 = p^2c^2 + m_0{}^2c^4$$

закон збереження енергії

$$p^2 = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k + k^2) + 2\hbar m_0 c(k_0 - k)$$

закон збереження імпульсу

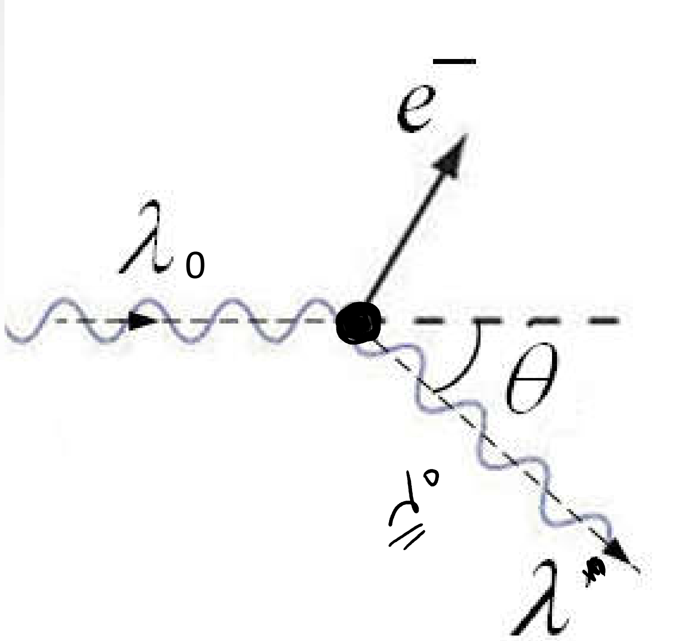
$$p^2 = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k\cos\theta + k^2)$$

$$\hbar^2(k_0^2 - 2k_0k + k^2) + 2\hbar m_0 c(k_0 - k) = \hbar^2(k_0^2 - 2k_0k\cos\theta + k^2)$$

$$\cancel{2}\hbar^{\cancel{2}}k_0k(1-\cos\theta) = \cancel{2}\cancel{\hbar}m_0c(k_0 - k) \qquad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$\hbar\cdot\frac{2\pi}{\cancel{\lambda_0}}\cdot\frac{\cancel{2\pi}}{\cancel{\lambda}}\cdot(1-\cos\theta) = m_0c\left(\frac{2\pi}{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\lambda}\right) = m_0c\frac{\cancel{2\pi}(\lambda-\lambda_0)}{\cancel{\lambda_0\lambda}}$$

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{2\pi\hbar}{m_0c}\cdot(1-\cos\theta) = \lambda_c(1-\cos\theta) = 2\lambda_c\sin^2\frac{\theta}{2}$$



$\Delta\lambda \to 0$

$Z \nearrow$

$I(\lambda) \searrow$

$m_0 \to m_p$
m_n

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda = \lambda_c\left(1-\cos\theta\right) = 2\lambda_c \sin^2\frac{\theta}{2}$$

зв'язаний електрон

$m_0 \to m_0 \nearrow$

$\lambda_c \downarrow \quad \Delta\lambda \downarrow$

комптонівская довжина хвилі

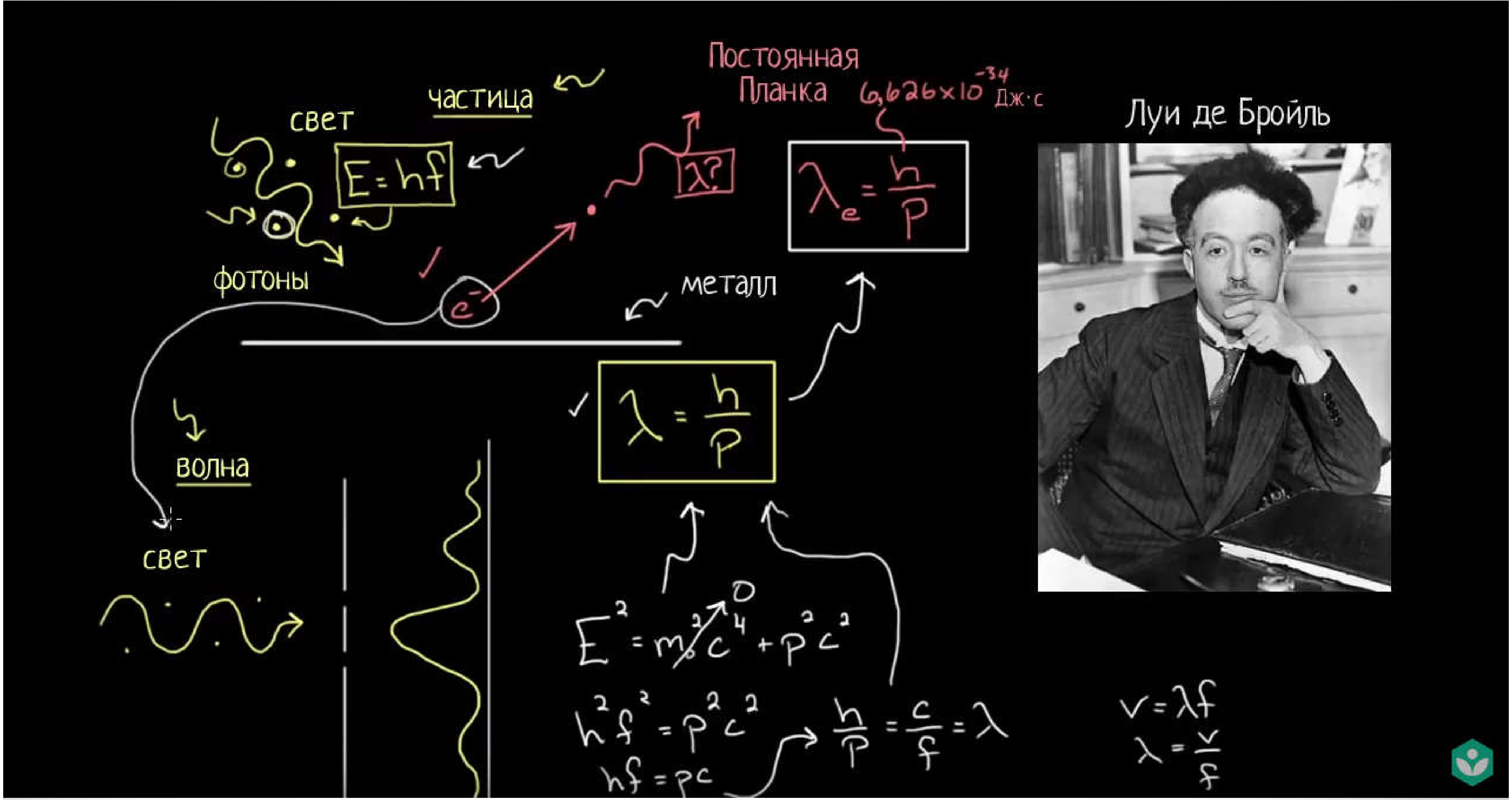
$$\lambda_c \equiv \frac{h}{m_0 c} = \frac{6.625\cdot 10^{-34}\,Дж\cdot с}{9.1\cdot 10^{-31}\,кг\cdot 3\cdot 10^{8}\,м/с} = 2.43\cdot 10^{-12}\,м = 2.43пм \equiv \lambda_c$$

Гіпотеза де Бройля. Хвильові властивості частинок.

Луї де Бройль

Лестер Халберт Джермер, Клінтон Джо́зеф Девісон

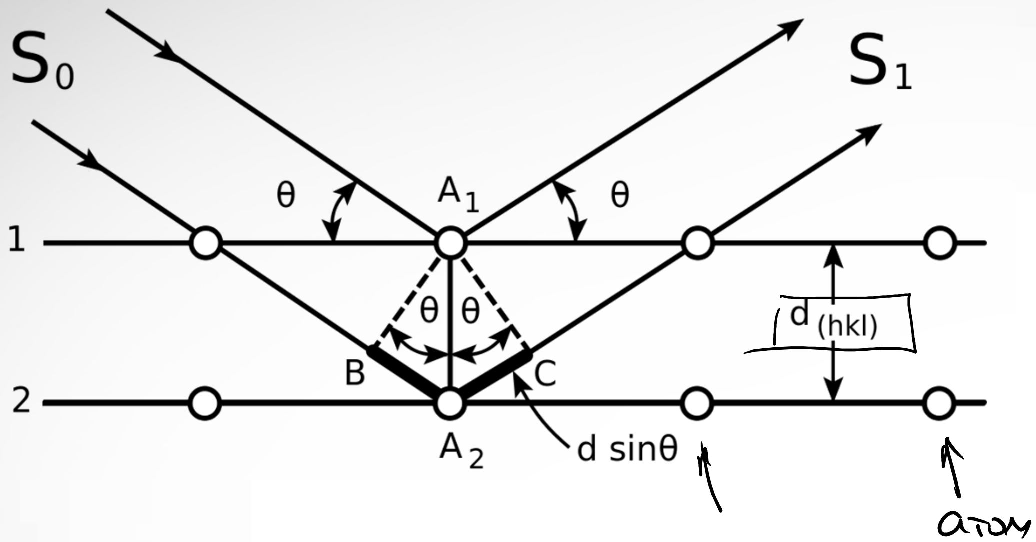
Джордж Паджет Томсон



частинка

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}$$

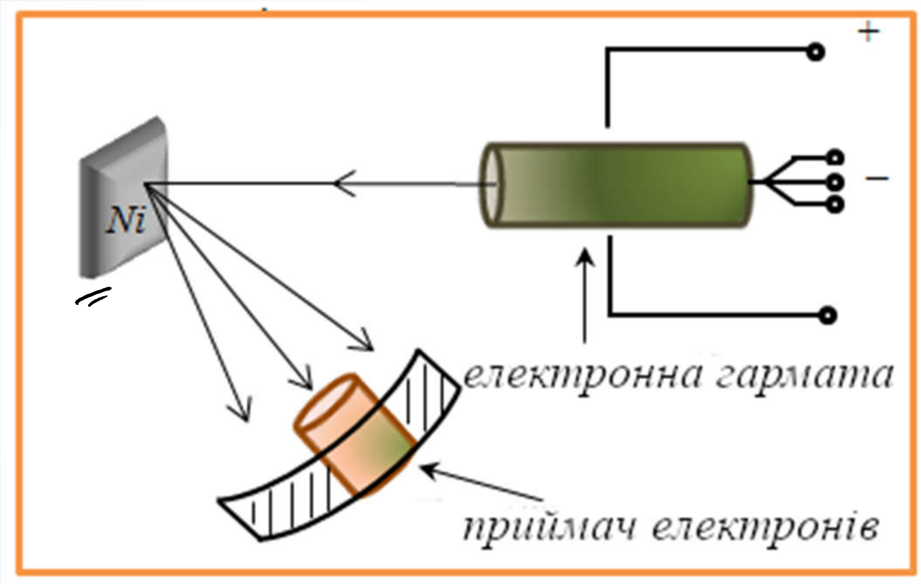


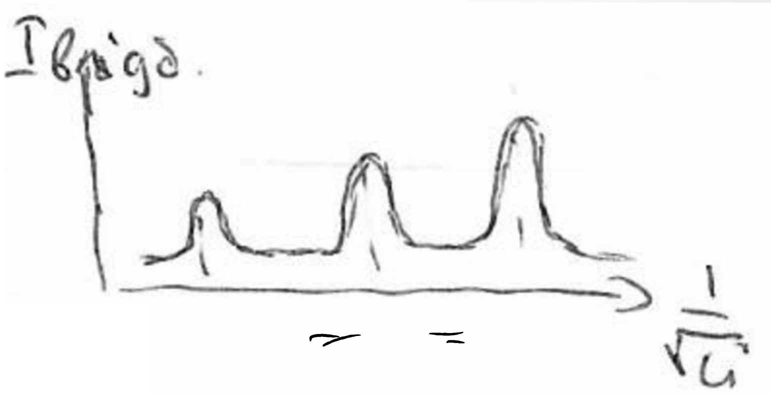
формула Вульфа-Брегів:

$$\underbrace{n * \lambda = 2d \sin\theta}_{\text{ціле}}$$

1927

схема експерименту Джермера та Девісона:





$$eU=\frac{m\upsilon^2}{2}=\frac{p^2}{2m}$$

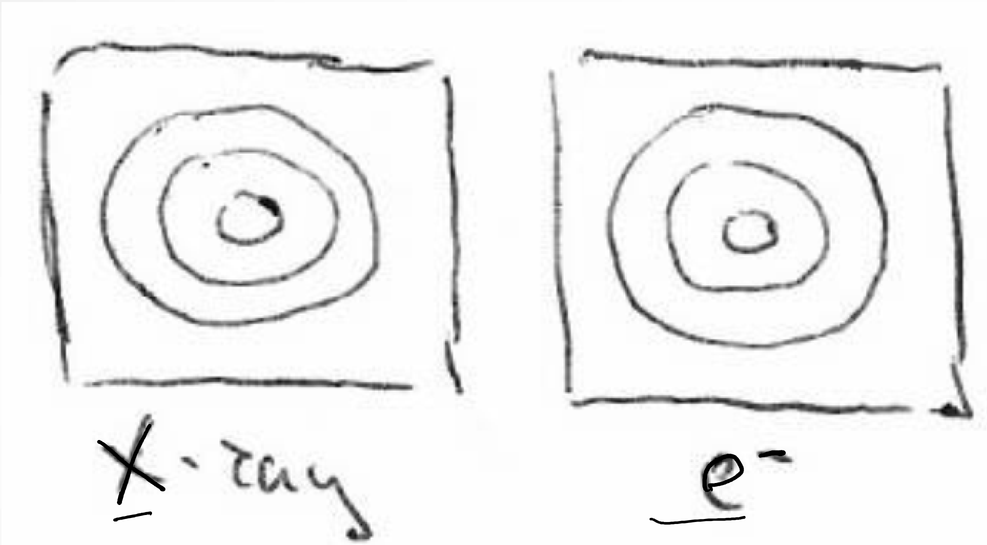
$$p=\sqrt{2meU}$$

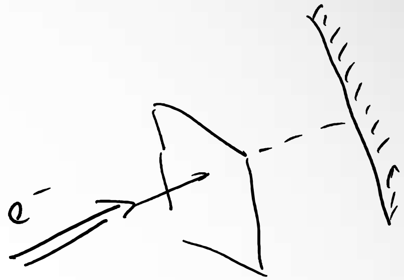
$$\lambda=\frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2meU}}$$

$$d=\frac{h}{p}$$

$$2d\sin\theta=n\cdot\frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2me}}\cdot\frac{1}{\sqrt{U}}$$

Джорж Томсон, Петро Тартаковський:





Л.Біберман, Н. Сушкін, В.Фабрикант

хвильові властивості наявні у окремого електрона

1906

Електрон - частинка

Джозеф Джон Томсон

1937

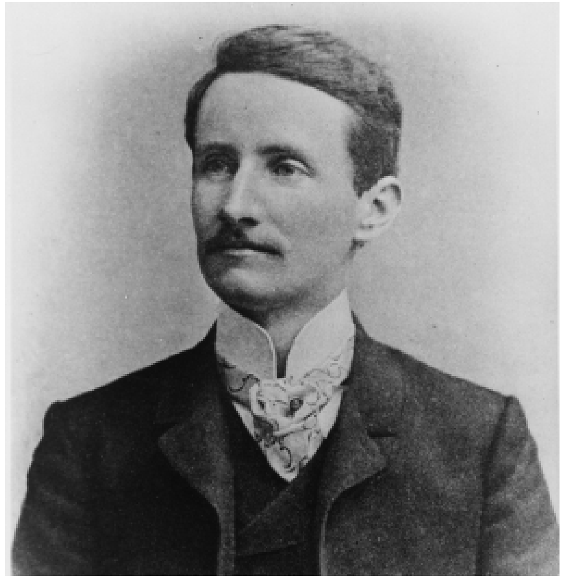
Електрон - хвиля.

Джорж Паджет Томсон

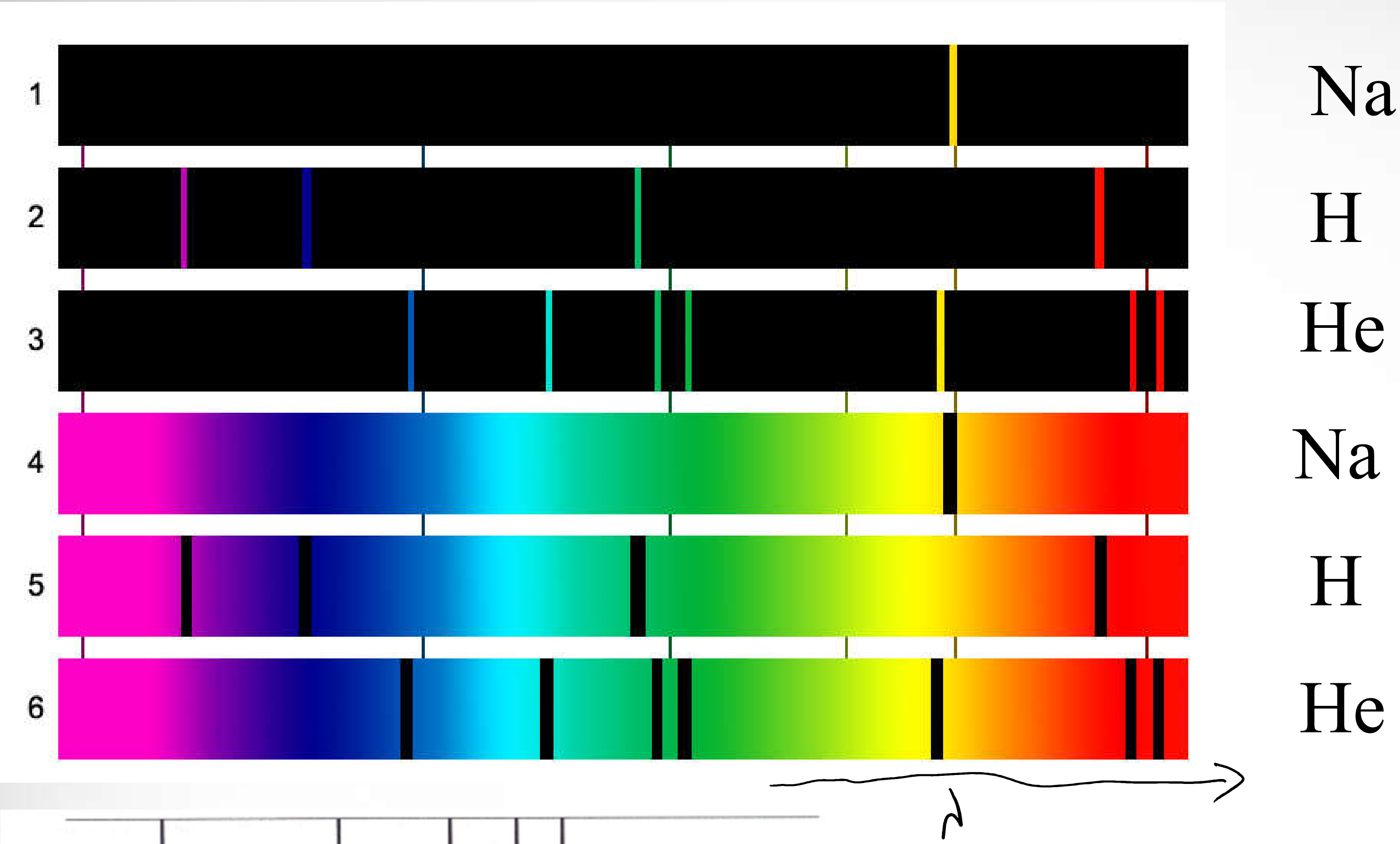
Серіальні закономірності атомних спектрів

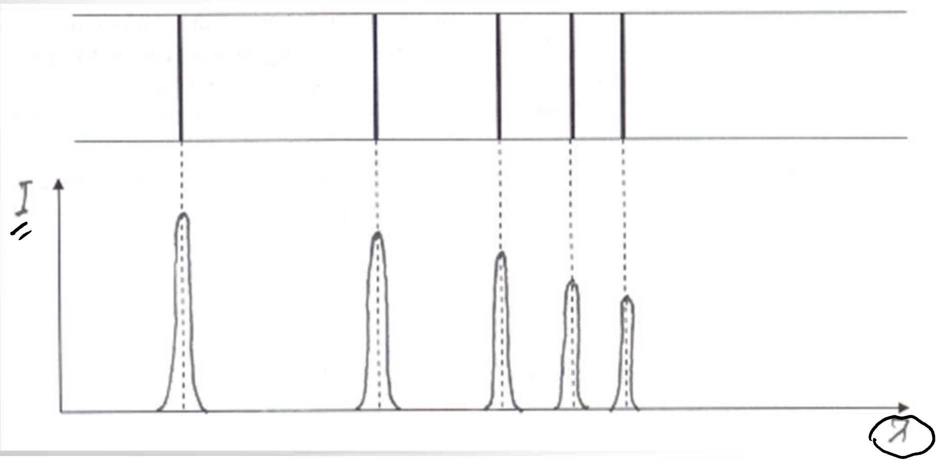
Йоганн Якоб Бальмер

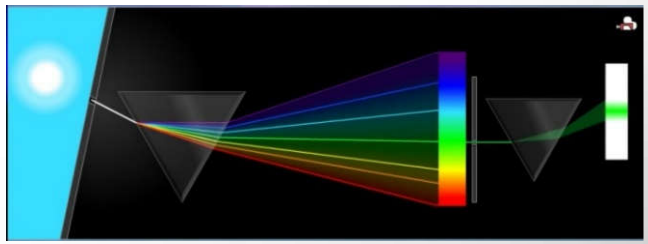
Йоганнес Роберт Рідберґ

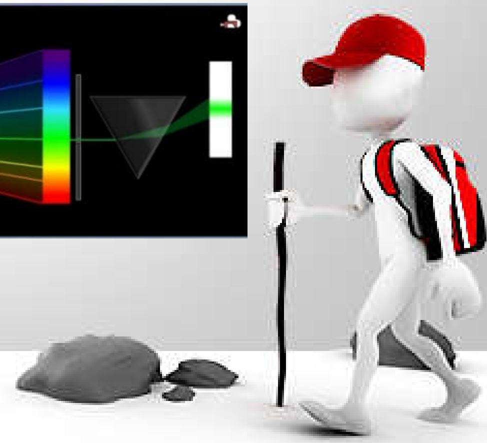


Вальтер Рітц


1
2
3
4
5
6
Na
H
He
Na
H
He
λ


I
λ





водень

H

1885, Бальмер $\quad \lambda = \lambda_0 \dfrac{n^2}{n^2 - 4} \qquad \lambda_0 = const; \quad n = 3, 4, 5...$

серія Бальмера $\quad \omega = R\left(\dfrac{1}{2^2} - \dfrac{1}{n^2}\right) \qquad R = 2{,}08 \cdot 10^{16}\ рад/с$

стала Рідберга

серія Лаймана $\quad \omega = R\left(\dfrac{1}{1^2} - \dfrac{1}{n^2}\right) \qquad n = 2, 3, 4...$

серія Пашена $\quad \omega = R\left(\dfrac{1}{3^2} - \dfrac{1}{n^2}\right) \qquad n = 4, 5, 6...$

серія Брекета $\quad \omega = R\left(\dfrac{1}{4^2} - \dfrac{1}{n^2}\right) \qquad n = 5, 6, 7...$

водень

узагальнена формула Бальмера

$$\omega = R\left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n^2}\right) \qquad n=(m+1),(m+2)\ldots$$

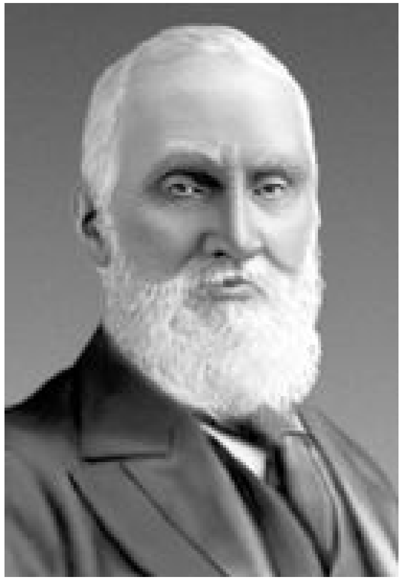
$T(n)=\dfrac{R}{n^2}$ терм водню

комбінаційний принцип Рітца

$$\omega = T(m)-T(n)$$

Досліди Резерфорда та ядерна модель атома

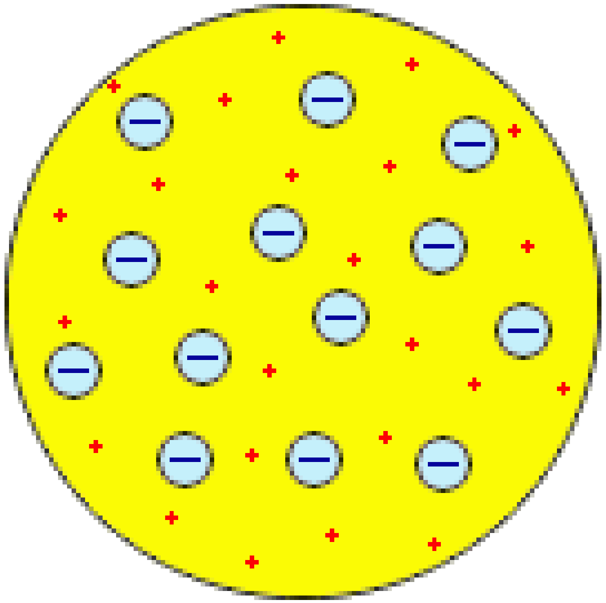
Ерне́ст Ре́зерфорд



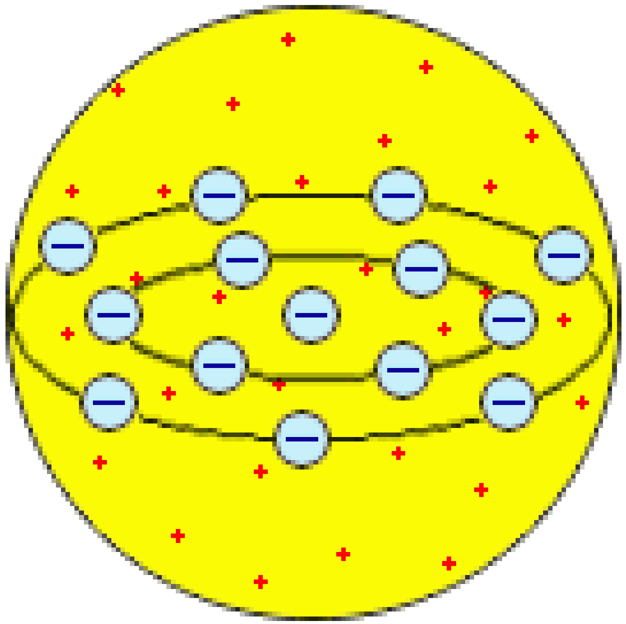
Ві́льям То́мсон, лорд Ке́львін

Джо́зеф Джон То́мсон

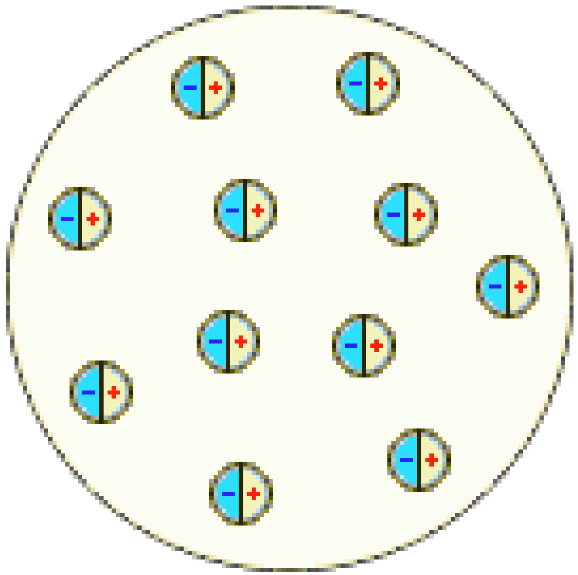
1902 р. У. Томсон (лорд Кельвін) висунув припущення, що атом є згустком позитивно зарядженої матерії, всередині якої рівномірно розподілені електрони (кекс з родзинками).



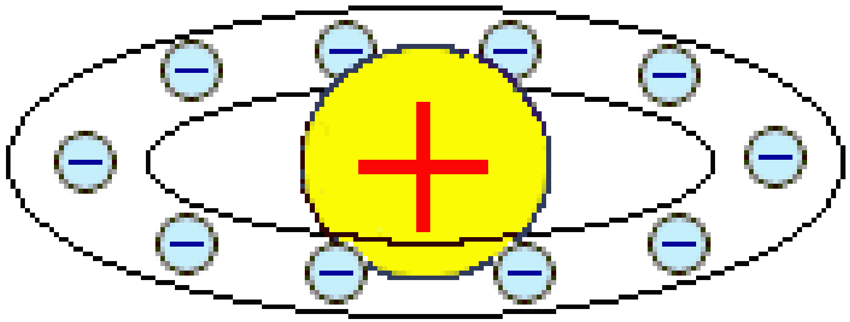
1903 р. Дж. Дж. Томсон детально розвиває цю модель. Він вважає, що електрони всередині позитивно зарядженої кулі містяться у одній площині та утворюють концентричні кільця.



1903 р. Філіп фон Лєнард створив модель, у якій протилежні заряди у атомі не існують окремо

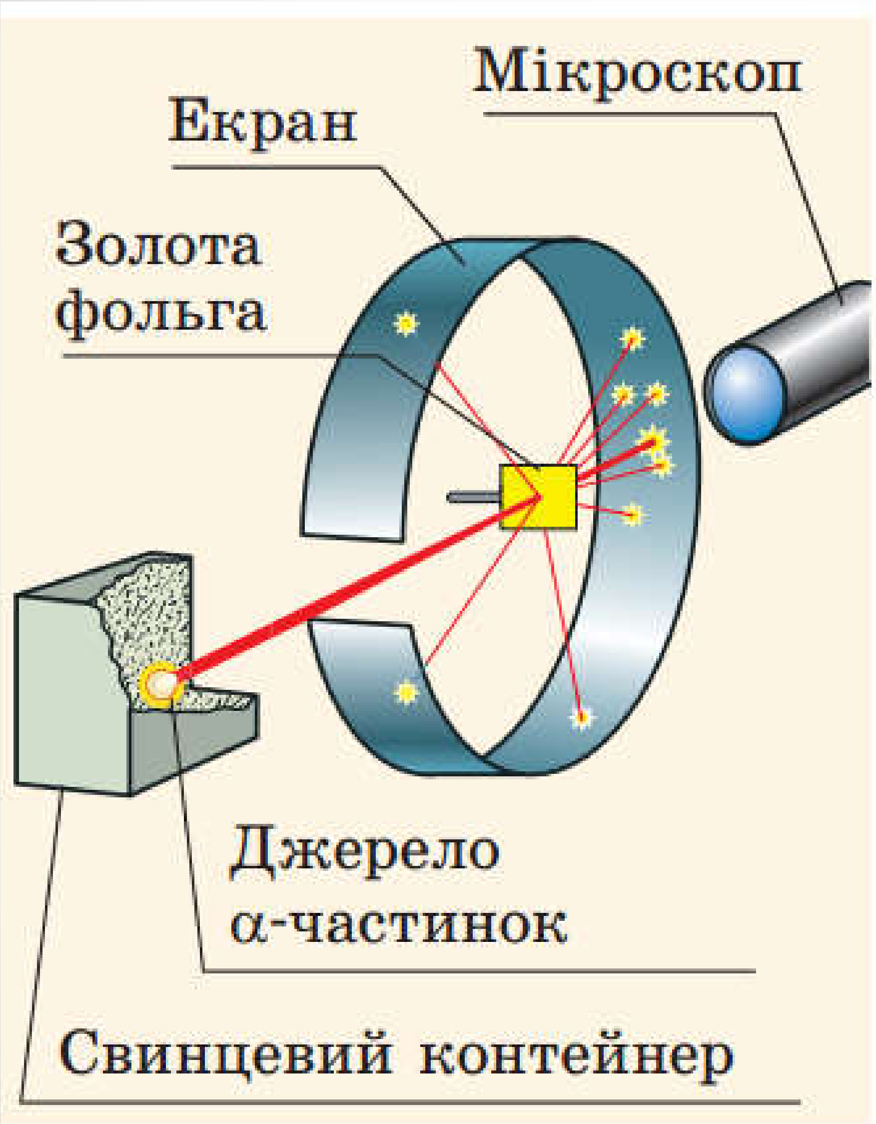


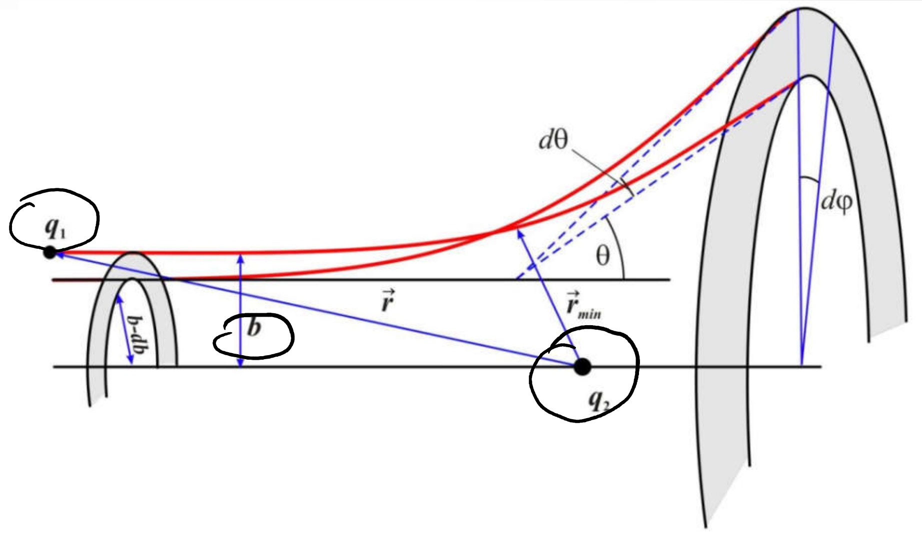
1904р. Хантаро Нагаока запропонував модель, в якій атом подібний до планети Сатурн



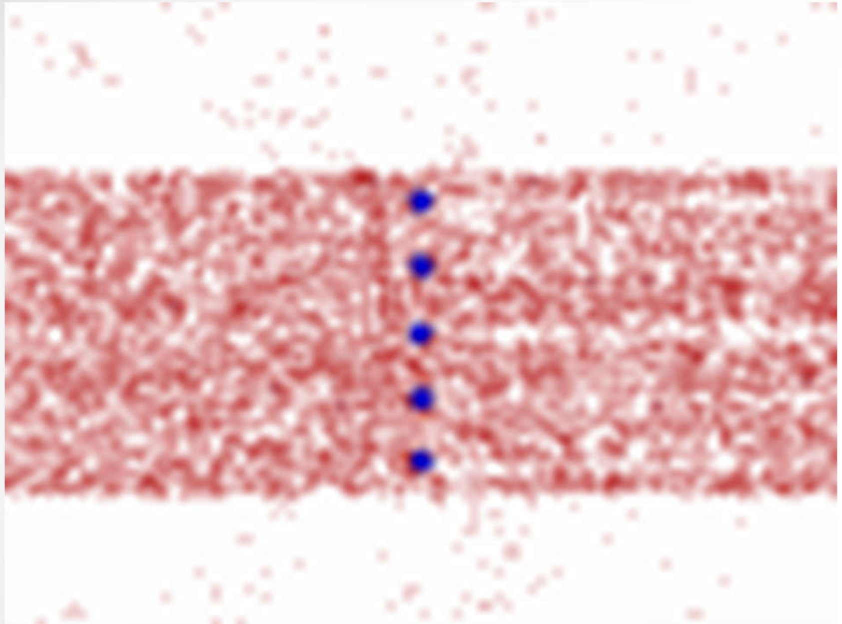
1912р

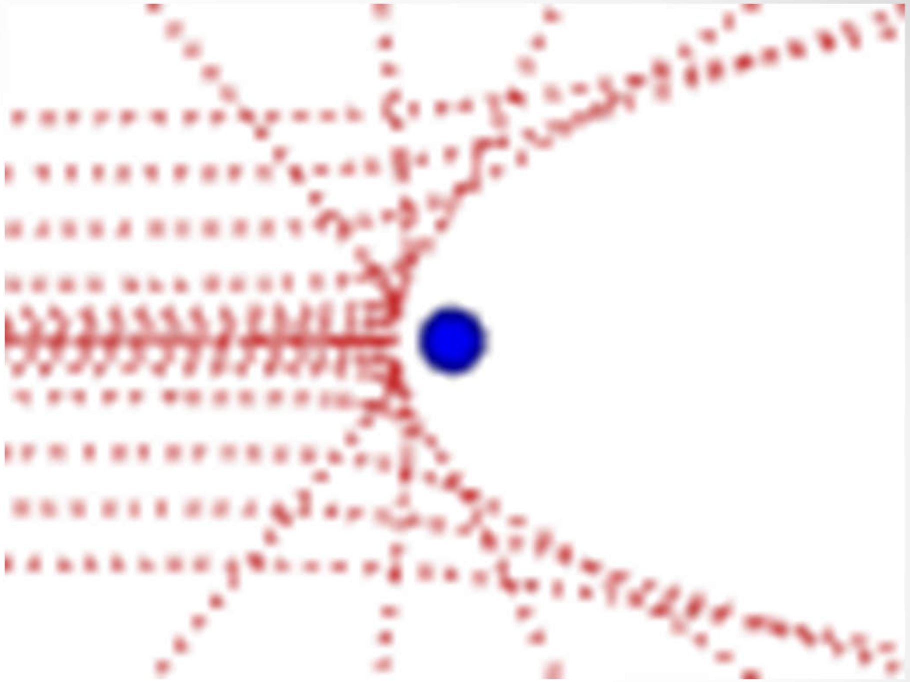
Дослід Резерфорда





$$I(\theta)=\frac{d\sigma}{d\Omega}=\left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2\frac{1}{\sin^4\theta/2}$$





+2e

+Ze

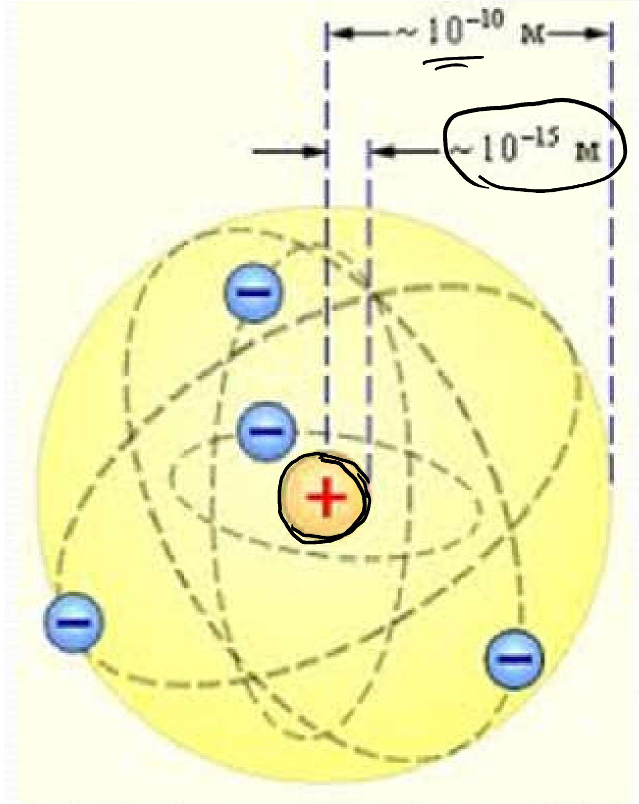
$$I(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{2E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \theta/2}$$

Ядерна модель атома

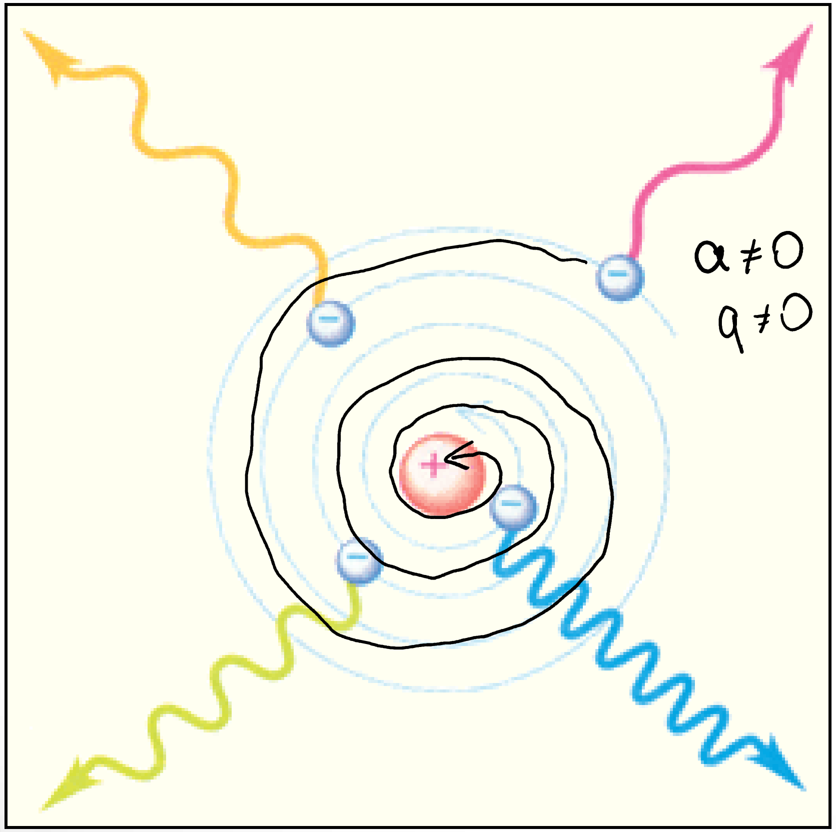
- Планетарна модель
- Заряд ядра $q = Z \cdot q_e$

(Z – порядковий номер хімічного елемента)

- Розміри 10^{-15} - 10^{-14} м



Нестабільність атома Резерфорда

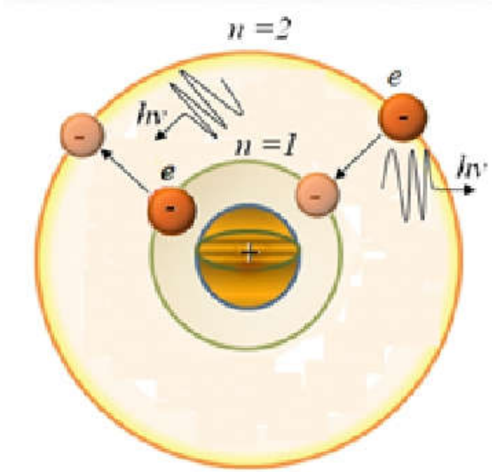


$a \neq 0$, $q \neq 0$ } випромінення е-м хвилі

$$\tau \approx \underset{\sim}{10}^{-10}\,c$$

Постулати Бора.
Борівська модель атома водню

Нільс Ге́нрик
Дави́д Бор



І постулат Бора

1913

(Постулат стаціонарних станів): *Існують стаціонарні стани атома в яких він не випромінює енергії. В стаціонарних станах атома, електрон, який рухається по коловій орбіті, повинен мати дискретне значення моменту імпульсу*

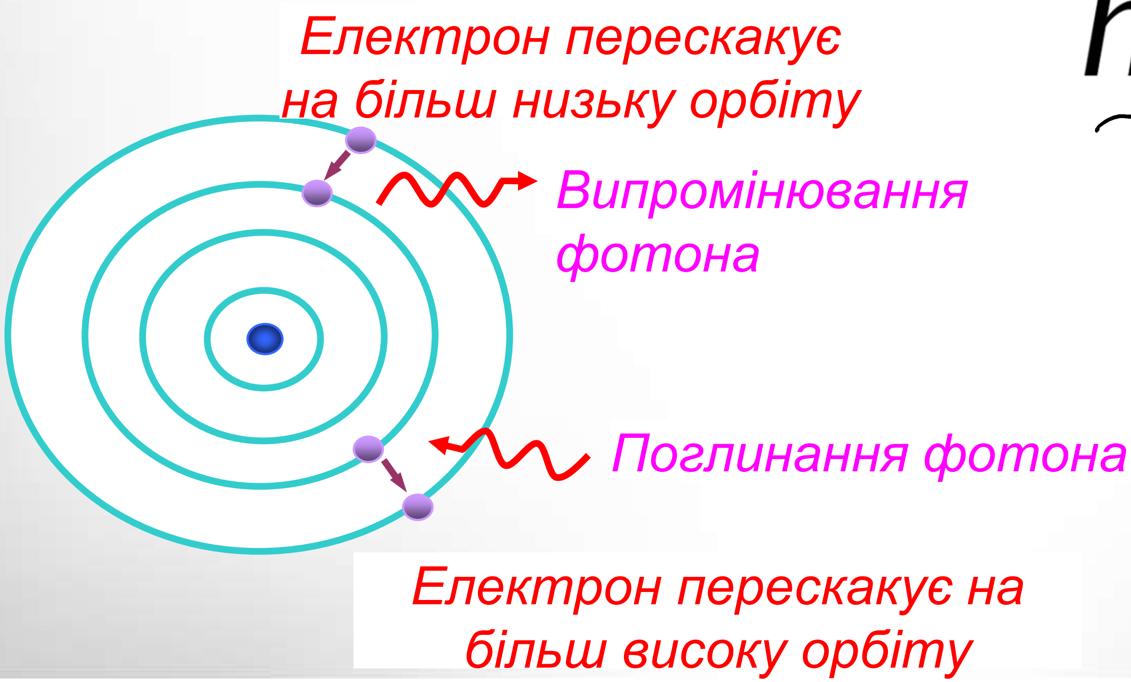
$\vec{L} = [\vec{p}, \vec{r}]$

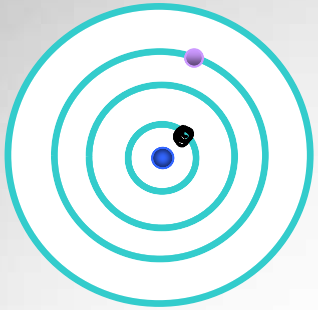
$$L_n = m\upsilon r_n = n\hbar$$

II постулат Бора

(Постулат частот): При переході атома з одного стаціонарного стану в інший атом випромінює або поглинає квант енергії, частота якого визначається з умови

$$h\nu = E_n - E_m$$

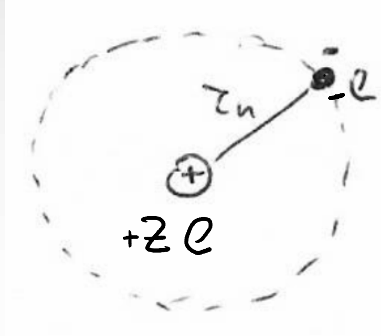




$$\frac{m\upsilon^2}{r_n} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n^2} \quad = Ze \cdot e$$

$$a$$

$$r_n = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m\upsilon^2}$$



$$L_n = m\upsilon r_n = n\hbar$$

$$\upsilon = \frac{n\hbar}{m\cancel{\upsilon} r_n}$$

$$r_n = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m}\frac{r_n^2 m^2}{n^2\hbar^2}$$

$$r_n = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{Ze^2 m} n^2 = a_0 n^2$$

радіус Бора

$$Z = 1; \quad n = 1 \qquad r_1 = r_B = 0{,}53\cdot 10^{-10}\ м$$

повна

$$= \varphi e$$

$$E_n = \frac{m\upsilon^2}{2} - \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r_n} = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r_n}$$

$n = 1, 2, 3 \ldots$

min E $\quad n = 1$

$$E_n = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0}\cdot\frac{Ze^2 m}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2} = -\frac{Z^2e^4m}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2}$$

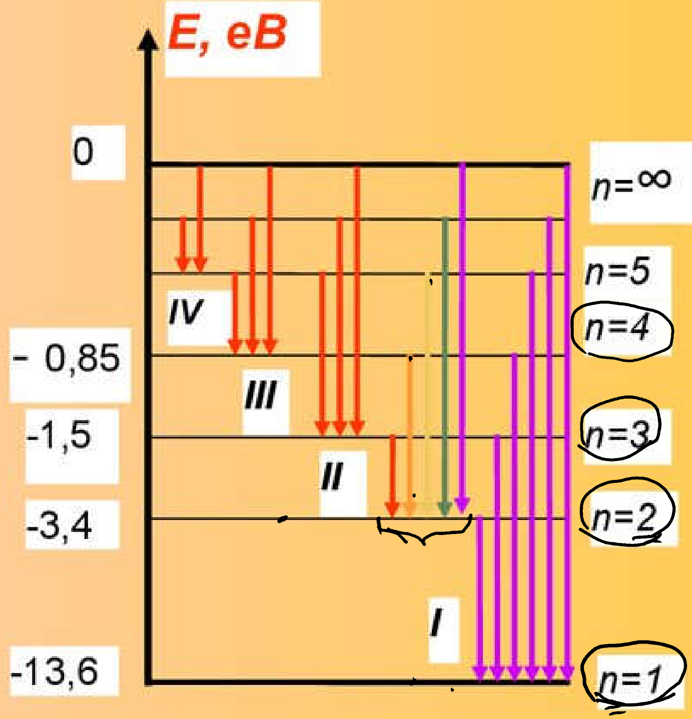
$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^2}\cdot\frac{1}{n^2}$$

при переході з n-ої орбіти на m-ту:

$$\omega = \frac{1}{\hbar}\left(E_n - E_m\right) = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^3}\cdot\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2\varepsilon_0^2\hbar^3} \overset{z=1}{=} \frac{1^2(1.6\cdot10^{-19})^4\cdot9.11\cdot10^{-31}}{32\cdot3.14^2\cdot(8.85\cdot10^{-12})^2\cdot(1.05\cdot10^{-34})^3} \approx \overset{\text{стала Рідберга.}}{2.08\cdot10^{16}}\ рад/с$$

Енергетичний спектр атома водню



Спектр атому водню

I – серія Лаймана;

II – серія Бальмера;

III – серія Пашена;

IV – серія Брэкета;

V – серія Пфунда.

Орбітальний магнітний момент

$$p_{m,n} = \mu_n = I \cdot S = -\frac{e}{T_n} \cdot \pi r_n^2 = -e\pi r^2 \frac{\upsilon}{2\pi r_n} \cdot \frac{m}{m} = -\frac{e}{2m} \cdot \underbrace{m\upsilon r_n}$$

$$\mu_n = -\frac{e}{2m} \cdot L_n = -\frac{e}{2m} \cdot n\hbar = \mu_B \cdot n$$

магнетон Бора

$$\mu_B = -\frac{e\hbar}{2m}$$

<u>Недоліки:</u>

квантування

- **непослідовність** клас. закона
- не змогла пояснити особливості для інших атомів
- не пояснила утворення хімічного зв’язку
- не пояснила як рухається електрон при переході між орбітами