1, $\omega(k)$ diszperziós ö.f.

3D síkhullám: $\Psi(r,t) = A \cdot \sin\left(\left(\bar{k}\bar{r} - \omega t\right)\right)$

Ψ = áll, ha ez is állandó

$\frac{\partial}{\partial t}$

$k\dot{x} - \omega = 0$

v_f = fázissebesség $= \dot{x} = \frac{\omega}{k}$

v_{cs} = csoportseb. $= \frac{d\omega}{dk}$

~~VARIÁCIÓ~~

2, Adott hullámcsomag esetén csop. seb.: $v_{cs} = \frac{d\omega}{dk}$

A hullámcsomag, mint egységes objektum haladási sebessége.
(Legtöbbször a h.cs. egy kitüntetett pontjának, pl. max.-ának a hal. seb.-e)

3, $\Psi(x,t)$ hullámcsomag: minél jobban lokalizált, a $c(k)$ spektruma annál szélesebb

$\Delta x \cdot \Delta k = \pi$

4, Planck, Einstein, Rutherford, Schrödinger, Heisenberg, De Broglie, Compton, Dirac, Pauli, Max Born...

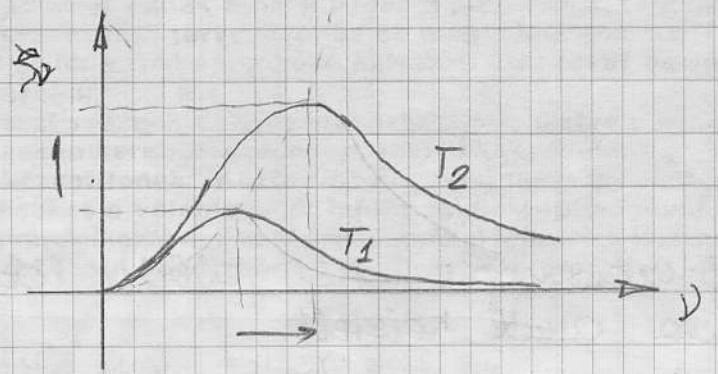
5, Absz. fekete test

def: Az a test, mely a ráeső EM sugárzást teljes egészében elnyeli.

modell: Tetsz. anyagi minőségű, szilárd anyagba vájt, tetszőleges alakú üreg, elegendően kicsiny kivezető nyílása

(∞ sok reflexió után.....)

6, Spektrális emisszióképesség

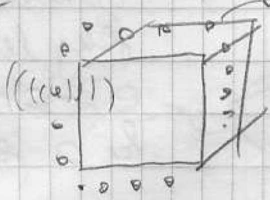


vasat melegítve nő a frek.!!!

$\boxed{T_1 < T_2}$

7, Spektrális emissziós képesség elméleti megh.-ra szolgáló modell

Planck —> rezgő atomok (T hőm.)



Em állóhullámok energiája (ν frekv.) = Atomi oszcillátorok átl. energiája (ν frekv.)

$$\langle \varepsilon_\nu \rangle = \langle \varepsilon_\nu \rangle$$

Harangörbe (mérési) megkapva, ha $\varepsilon_n = n \cdot \boxed{h \cdot \nu}$ $n \in \mathbb{N}$

↳ energiakvantum

8, Planck sugárzási formula

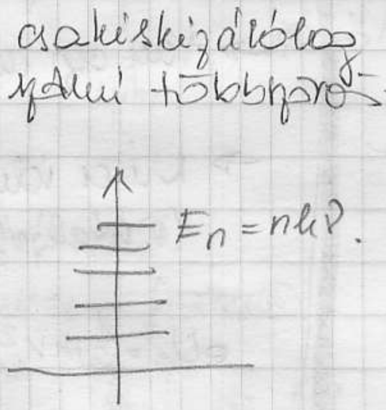
$$\varepsilon_\nu = \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

$$\varepsilon_\nu^{Pl} = \text{áll.} \frac{h\nu^3}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

9, Planck kvantálási hipotézis:

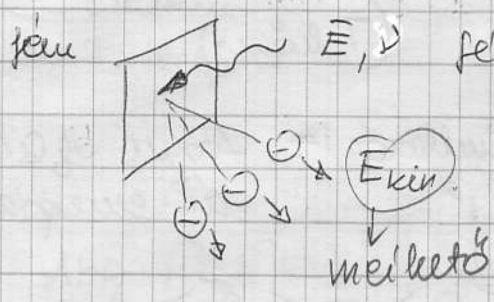
Emissziós spektrum alapján: atomi oszcillátor E energiája nem tetszőleges.

→ Atomi méretű ν frekv.-jű tömegpont energiája csakis kizárólag a $h\nu$ energiakvantum egész számú többszöröse lehet, azaz $E_n = nh\nu$.



Oszcillátor energiája kvantállan változik.

10, Fényelektromos jelenség:



Fémlapra eső fény hatására e^--ok lépnek ki a fémből.

11, F.el. jel.: Einstein magyarázata: ↗ f frekvenciájú rezgőzés energiájának abszorpciója hf energiájú kvantumokban történik.

A ν frekvenciájú fény $(h\cdot\nu)$ energiát ad az elektronnak.

$$+h\nu = \Phi_\phi + \underbrace{K_{max}}_{\text{kinet. en.}}$$

$\boxed{h\nu \text{ energiacsomag: FOTON (fénykvantum)}}$

Ha $\Phi_\phi > h\nu$ nem lép ki e^-. Φ_ϕ: kilépési munka.

Relat. mech.-ból alk.-va IMPULZUS rendelhető a fotonhoz.

$$E = \sqrt{(m_\phi c^2)^2 + (cp)^2} \xrightarrow{m_\phi = 0} \left.\begin{array}{l} E = cp \\ \text{és } E = h\nu \end{array}\right\} \quad p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

→ $m_\phi = 0$

→ c-vel halad

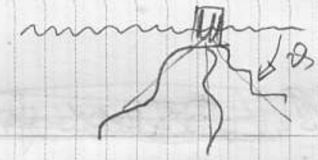
12, A $h\nu$ en. csomag:

→ K nem függ Int.-tól

→ Van egy minimális ν.

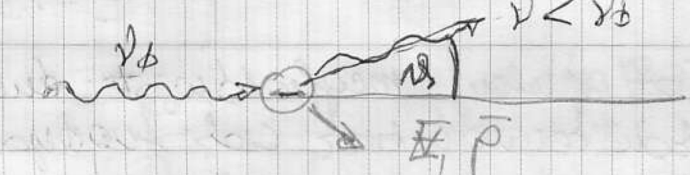
→ Nincs időkésés (e^- lokalizált atomban)

$$eU_\phi = \frac{1}{2} m v_{max}^2$$



13, Compton-effektus

Fotonimpulzus közvetlen kimutatása



$$\Delta\lambda = \Lambda(1-\cos\vartheta)$$
$$\Lambda = \frac{h}{mc}$$

→ röntgenfoton céltárgyra (szénlapra). Fotonok szóródnak, λ megnő a beesőhöz képest.

$\Delta\lambda(\vartheta)$ fv.-e!!

→ ANYAG független jelenség!!! → e^--al kapcs.-nak kell lennie.

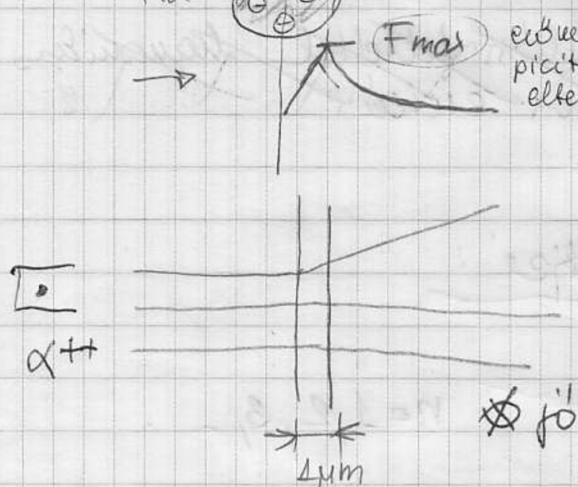
Jelentőség: fény „részecsketermészet"

14, Rutherford

He atomot lőtt fémfóliára.

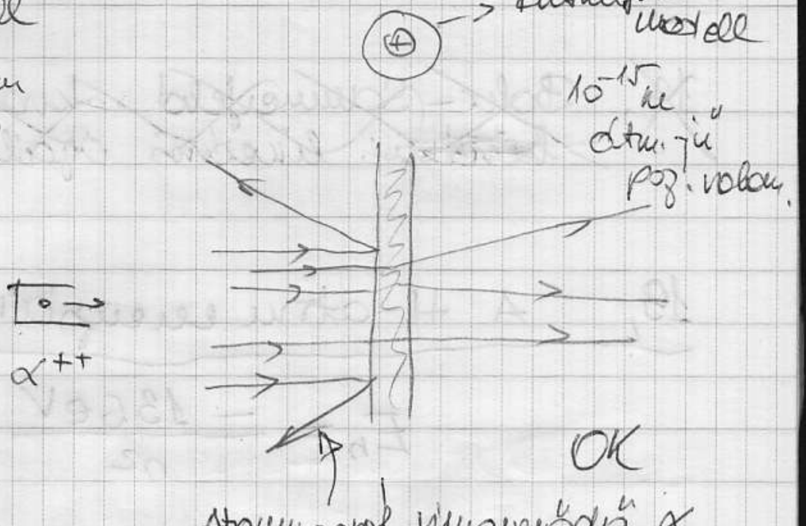
Feltevés

Ha: Thomson atommodell



Valós mérés

Rutherford modell



15, Balmer-formula:

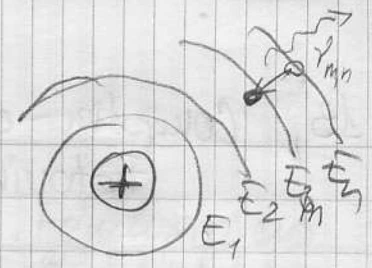
$$\nu = R\left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right) = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$

$n = 3, 4, 5, 6 \ldots$

→ 3, 4, 5, 6 . . .

~~18, Balmer-formula~~

16, Bohr-atommodell posztulátumai



P1: az e^--ok (e^- a H atomban) meghatározott energiájú körpályákon keringhetnek csak sugárzás nélkül.
$E_1, E_2, \dots E_n$

P2: e^- magasabb energiájú pályáról alacsonyabbra ugorva a különbözetet ($h\nu$) energiájú foton ~~[illegible]~~ kibocsátásával leadja.

$$E_n \to E_m \qquad h\nu = E_n - E_m \to \nu_{m,n} = \frac{E_n - E_m}{h}$$

P3: Csak az a körpálya stabilis, ahol az e^- perdülete: $L_n = n \cdot \hbar \qquad n = 1, 2, 3, \dots$

azaz $\hbar$ egész számú többszöröse.

$$\boxed{\hbar = \frac{h}{2\pi}}$$

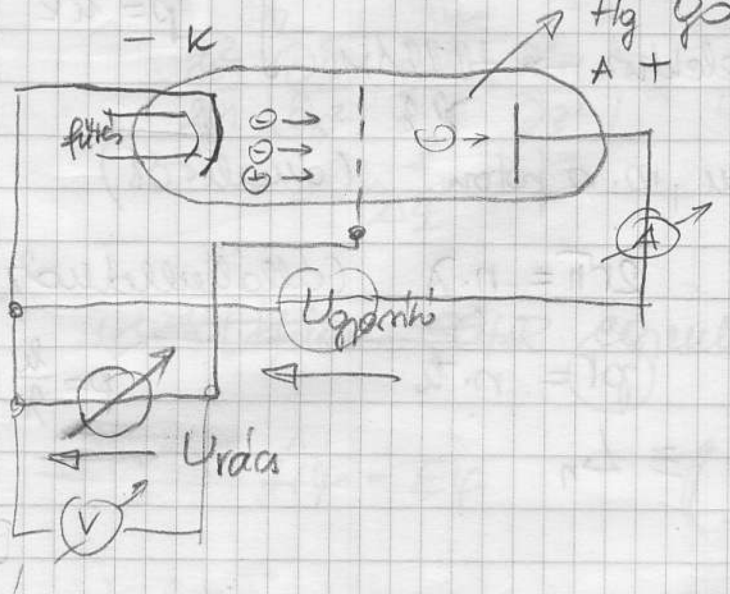
~~17, Bohr-Sommerfeld kvantálási feltétel klasszikus [illegible] lineáris oszcillátor esetén.~~

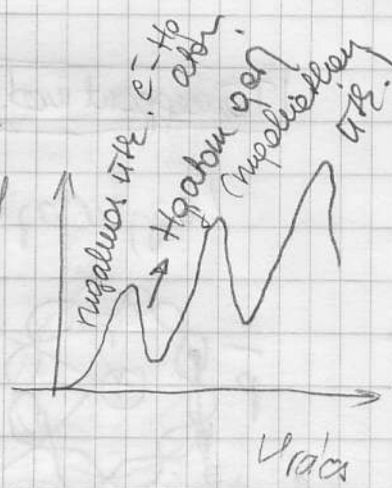
19, A H-atom energiaszintjei:

$$E_n = -\frac{13{,}6\,eV}{n^2} \qquad n = 1, 2, 3, \dots$$

20, Franck - Hertz - kísérlet

Bohr modell atomi energiaszintjeinak létezését bizonyítja





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

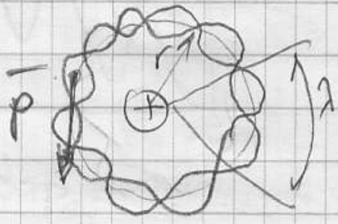
21. De Broglie hullámok jellemző tulajdonságai

$\boxed{\text{EM hullám}} \xrightarrow{\nu,\lambda}$ fény → foton $E, \bar{p}$

$\boxed{\text{Tömegpont mod.}} \xrightarrow{E, \bar{p}}$ elektron → HULLÁM ν, λ

$E = \hbar\omega$
$\bar{p} = \hbar\bar{k}$

Legyen az e^- is olyan, m. a foton! (dualitás)



$2r\pi = n\cdot\lambda$ (állóhullámok)

$pr = n\cdot\hbar$

$= L_n$

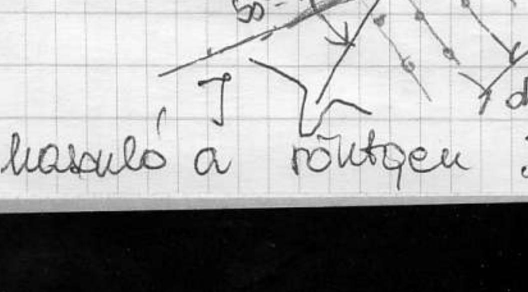
$p = \frac{h}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{h}{p}$

22. H atomban kialakuló stacionárius elektron-állapotok de Broglie magyarázata:

→ stac. e^- állapotban az e^- hullám tömegpontnál interferálva állóhullámot hoz létre

23. Davisson–Germer kísérlet:
→ e^- hullámtul. kimutatása

Ni egykristály felületéről szóródó e^--k intenzitás-eloszlását vizsgáltás → diffrakció a kristály atomon



↳ hasonló a röntgen Bragg diffrakcióhoz

24, Időfüggő SCHR. egyenlet:

$$\hat{H}\Psi = -\frac{\hbar}{j}\dot{\Psi}$$

$$\Downarrow$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\underbrace{\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)}_{\Delta\Psi} + V(r,t)\Psi = -\frac{\hbar}{j}\frac{d\Psi}{dt}$$

25, Időtől ftlen SCHR egyenlet

$$\hat{H}\psi = E\psi \qquad \left(\left(\Psi(r,t) = \psi(r)\cdot e^{-j\frac{E}{\hbar}t}\right)\right)$$

$\hookrightarrow$ időftlen

26, A $\psi(r)$-hoz tartozó energia: E.

Időfüggő áll. fv.: $\Psi(r,t) = \psi(r)\cdot e^{-j\frac{E}{\hbar}t}$ $\sim\omega$

27, Parciális de. szeparálása:

$M(x,y)\,dx + N(x,y)\,dy = 0$ szeparálható, ha: felírható a köv. alakban:

$$\left(f_1(x)\,g_1(y)\right)dx + \left(f_2(x)\cdot g_2(y)\right)dy = 0$$

Ekkor ugyanis, ha $g_1(y)\cdot f_2(x) \neq 0$, és elosztva az egyenletet

$$\frac{f_1(x)}{f_2(x)}\,dx + \frac{g_2(y)}{g_1(y)}\,dy = 0$$

Vagy más jelöléssel: $F(x)\,dx + G(y)\,dy = 0$

Ezzel a változókat szétválasztottuk

Időfüggő SCHR. szeparálható, ha $\hat{H}$ független az időtől / konstans!

28, $\hat{H}\Psi = -\frac{\hbar}{j}\dot{\Psi} \longrightarrow \varphi \cdot \hat{H}\cdot\psi = -\frac{\hbar}{j}\psi\cdot\dot{\varphi} \quad \Big/ \cdot \frac{1}{\psi\varphi}$

$\Psi(r,t) = \psi(r)\cdot\varphi(t)$

szeparálható alak

$$\underbrace{\frac{\hat{H}\psi}{\psi}}_{(\bar{r})} = -\underbrace{\frac{\hbar}{j}\cdot\frac{\dot{\varphi}}{\varphi}}_{(t)} \quad \text{függnek}$$

$= E$

$\varphi = \text{áll.}\cdot e^{-j\frac{E}{\hbar}t} \longleftarrow E\varphi = -\frac{\hbar}{j}\cdot\dot{\varphi} \quad / \cdot\varphi$

$$\boxed{\Psi(r,t) = \psi(r)\cdot e^{-j\frac{E}{\hbar}t}} \qquad \boxed{\hat{H}\psi = E\psi}$$

(29,) Közönséges dE. megoldására használt POLINOM módszer fő lépései

30. Hullámfv. fizikai értelmezése:

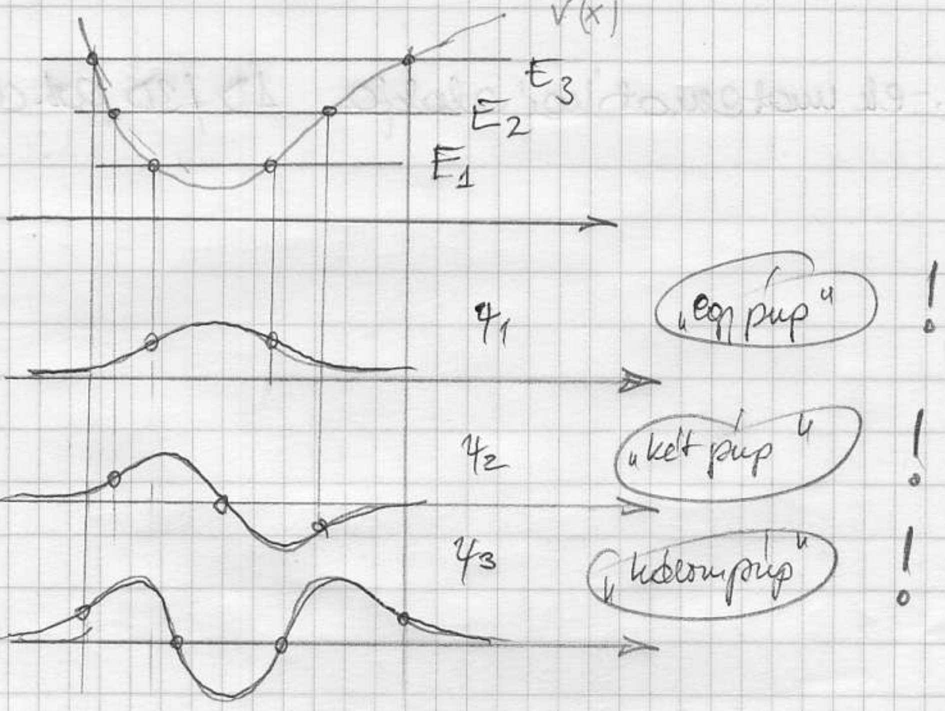
Legyen $P(\bar{r},t) = |\Psi(r,t)|^2$

Ekkor $P(\bar{r},t)\,dV$ annak a valószínűségét adja, hogy a pontszerű e^- az $\bar{r}$ helyvektor dV környezetében van.

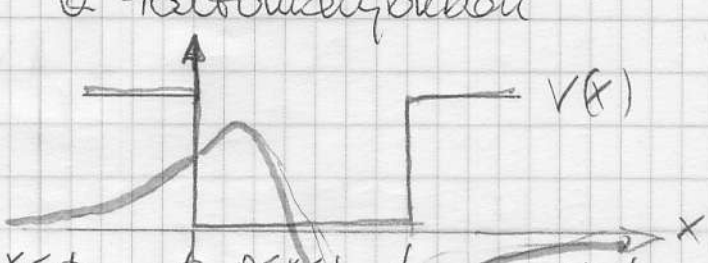
31, Hullámfv. regularitási feltételei

$\Psi(r,t)$ reguláris, ha
- egyértékű
- véges
- folytonos

32, Adott $V(x)$ pot. en. esetén a kvalitatíve helyes n. energiaszinthez tartozó áll. fv. (+inflexiós pontok)



33, szögletes potenciálvölgyben levő e^- hullámfv. analitikus alakja a tartományokban



$\psi(x) = A_0 e^{\alpha x}$

$\psi(x) = B_0 e^{-\alpha x}$

$\boxed{\psi(x) = A \cdot \sin kx + B \cos kx}$

34/ Diszkrét energiaszintek kvantumszámoktól való függése 1, 3D pot. dobozban
+ kv. számok lehetséges értéke

$\boxed{1D}$ $E = E_\phi n^2$ $(n = 1, 2, 3, \dots)$

$\boxed{3D}$ $E = E_\phi (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$ $(n_x, n_y, n_z = 1, 2, 3, \dots)$

35. Sajátfv.-ek matematikai alakja 1D / 3D pot. dobozban

$\boxed{1D}$

$\boxed{3D}$