ATOM- ÉS KVANTUMFIZIKA 09.12.

írásbeli jegymegajánló kötelező, szóbeli javítás
Kiss Ádám és Patkós András

- Marx Gy., Nagy K., Geszti T. - Kvantummechanika könyvek bevezető részei kellenek a kvantum részhez
- ien.elte.hu/~kissadam

fogadó óra: 0.122-ben H 15-16
Kiss D., Horváth Á., Kiss Á.: Kísérleti atomfizika — szerz.
Simonyi K.: Elektronfizika — szép
Keszthelyi Lajos: Atomok és atomi részecskék — jó
T. Mayer-Kuckuk: Atomphysik

<u>Történeti áttekintés</u>:

- ókori atomelméletek → ∅ kísérlet, gondolkodás volt csak, irreleváns ↳ Leukipposz, Demokritosz, Epikurosz
- Newton, Bernoulli, Dalton, Avogadro, Prout, Brown, Mengyelejev, Röntgen, Zeeman, Becquerel, Thomson, Curie-k, Planck, Einstein, Rutherford, Millikan, Bohr, Compton, Stern, Gerlach, de Broglie, Pauli, Schrödinger, Davisson, Germer, Heisenberg, Chadwick, ... magfizika fejlődése ... részecskefizika ...

I. Atomok a természetben

I.1. Az anyag atomos felépítése

- Faraday elektrolízis

tv. e. $Q = n \frac{F}{M} m$ — n: egész szám; M: molekulatömeg; $\frac{M}{n}$: ekvivalens tömeg; F: Faraday-állandó, $F = 9{,}649 \cdot 10^4 \frac{C}{mol} \to 27 \frac{Ah}{mol}$

- töltéstranszport gázokban

környezettől elválasztva, kisülést létrehozunk töltések mozgása várható,

↳ töltéset szétválnak
↳ $\frac{e}{m}$ fajlagos töltés (Thomson) meghatározása
↳ izotópok felfedezése
↳ negatív töltések → komplex keverék (nehéz negatív ionok + el.)
↳ nagy fajlagos töltésű nyaláb lép ki kis nyomás esetén (majdnem vákuum)

- katódsugarak (Thomson) kísérleti elrendezés!

negatív töltés bebizonyítása elektromos ill. mágneses térrel
ernyőn felvillanás
vákuumban is van elektromos vezetés
$\frac{e}{m}$ állandó

↳ elektronok

↳ elképzelés: pozitív és negatív töltések egysége az atom
pozitív töltés a nehéz
ezekből az első atommodell → kalácsmodell

Az elemi töltés:

Millikan határozta meg, olajcseppes kísérlet:
1. porlasztó **2.** olajcseppek süllyednek **3.** belemehetnek a nyílásba, ahol figyeljük és be lehet kapcsolni az elektromos teret **4.** Röntgen-sugarakkal besugározzuk az olajcseppeket, hogy töltöttek legyenek **5.** 3 esetben lehet vizsgálni az olajcsepp sebességét → tér nélkül (η)

$$mg = \frac{4\pi r_0^3}{3}(\rho_{olaj} - \rho_{lev})g = 6\pi\eta r_0 v_0$$

↳ térrel: $\frac{4\pi r_0^3}{3}(\rho_{olaj} - \rho_{lev})g \pm Q|E| = 6\pi\eta r_0 v_\pm$

$$Q = 6\pi\eta r_0 (v - v_0)$$ r_0 szabadesésből ✓

$Q = n \cdot e$ $\quad n$ → egész szám $\eta, |E|$ ismert ✓
egész számú többszöröse volt mindig vminek a töltés

ATOM 09.12.

pontosság 1% körül volt

töltés tényleg kvantált $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C

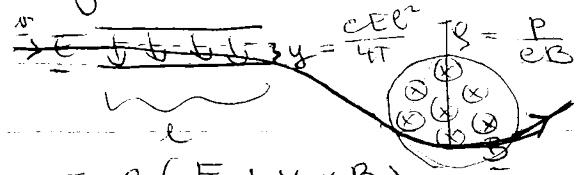
elemi töltés természeti állandó

<u>Az elektron fajlagos töltése:</u> (Thomson)

elektromos és mágneses térrel való eltérítéssel határozható meg mindennek a fajlagos töltése

ezekben a kísérletekben vákuum van

homogén elektromos tér



$m\underline{a} = -e(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B})$

elektromos térben $a = v' = \frac{e}{m}E$ $t = \frac{l}{v}$ kin energia

$y = \frac{a}{2}t^2 = \frac{e}{2m}E\frac{l^2}{v^2} = \frac{eEl^2}{4T}$ $T = \frac{1}{2}mv^2$

$T = \frac{Eel^2}{4y}$ kinetikus energia

mágneses térben $\frac{mv^2}{\varrho} = e(v \times B)$ $mv = p = eB\varrho$

görbületi sugár impulzus

y-t és ϱ-t mérünk

$m = \frac{p^2}{2T} = \frac{(e\varrho B)^2}{2\left(\frac{Eel^2}{4y}\right)} = \frac{2eB^2\varrho^2 y}{El^2}$ ⇒ e-t nem ismerjük

$\frac{e}{m} = \frac{El^2}{2B^2\varrho^2 y}$ nagy energiáknál relativisztikusan kell számolni

a kísérletnél a tereket változtathatjuk

használható tömegspektrométernél és gyorsítónál

Thomson megmérte, hogy $\frac{e}{m}$ függ a sebességtől

⇒ m függ a sebességtől

$m = m_0 \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ $\beta = \frac{v}{c}$ fv. szerint változik

Kaufman 1902 körül írta ezt fel

e nem függ a sebességtől ⇒ kísérletekből

ATOM 09.12.

ma az elektron $\frac{e}{m_0}$ -jére $= 1.758804 \ldots 10^{11} \frac{C}{kg}$

↳ nyugalmi tömeg: $m_0 = 0.91 \cdot 10^{-30}$ kg

Avogadro-szám (Loschmidt-szám)

$N_A = \frac{F}{e}$ más módszerekből is

mólnyi mennyiségű anyag molekuláinak száma

$N_A = 6.022 \cdot 10^{23} \frac{1}{mol}$

Loschmidt-konstans $n_0 = 2.7 \cdot 10^{25} \frac{1}{m^3}$

Atomok tömege:

• relatív atomtömeg: egysége ^{12}C 12-ed része

$M_{^{12}C} \frac{1}{12} = 1\ AMU = 1.66 \cdot 10^{-27}$ kg $= 931.481 \frac{MeV}{c^2} = 1822.84\, m_0$

Atomic Mass Unit

• abszolút atomtömeg: tömegspektrográffal

intenzitás és felbontás (pontosság) között kompro-

misszumot kell kötni → irány és sebesség szerint szórás ellen kicsi intenzitás

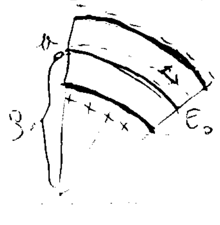
vákuumban: gyorsítás (E-vel), eltérítés (B-vel)

• Nier-féle tömegspektrográf → irányfókusz ↓ egy pontba fókuszál a mágneses tér

vákuumrendszer

• Mattauch-féle ~ → kettős fókuszálás

radiális kondenzátor



$\frac{m v_0^2}{\rho} = q E_0$

a gyorsabbat lassítja

és fordítja

elrontja a széttartás, de a sebesség hasonlóbb lesz

a széttartást a mágneses tér fókuszálja

• tömegspektrum 10^{-6} relatív érzékenységűek voltak

• Aston építette az első: Neon izotópokat fedezett

fel → atomi tömegegység

Elemi folyamatok: hatáskeresztmetszet (σ)

$\dot{N}_r = \sigma j N_T$ ← céltárgymagok száma $= \sigma j \varrho A\,dx = \sigma \frac{dN}{dt\,A} \varrho A\,dx$

részecskeáramsűrűség

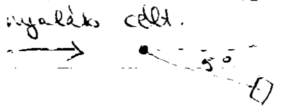
$N_r = \sigma N \varrho\, dx$

időegységre jutó ~~részecskék~~ reakciók száma

$n = \sigma N \varrho x$

differenciális hatáskeresztmetszet:

nyalábos célt.



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \lim_{\Omega \to 0} \frac{\sigma}{\Omega} \qquad \Omega = \frac{A}{r^2}$$

adott térszöghöz tartozik

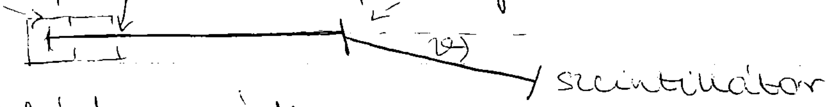
Pl. 1. fólián való [redacted] intenzitáscsökkenés

$dN = -N \sigma \varrho\, dx \qquad \frac{dN}{dx} = -(\varrho\sigma)N \qquad N(x) = N_0 e^{-(\varrho\sigma)N}$

elnyelődött részecskék száma

Rutherford-szórás: 1911. felfedezték az atommagot

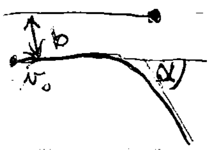
α-forrás, kollimátor, Au fólia



szögeloszlást mérte meg

atommag pontszerűnek tekinthető

görbe: $\sim 1/\sin^4(\frac{\vartheta}{2})$ $\quad \vartheta \to$ szórási szög



$$\operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} = \frac{k e^2 Z_1 Z_2}{(2) m v_0^2 b}$$

$2\pi b\, db = p(b)\, db$

$p(\vartheta)\, d\vartheta = p(b)\, db$

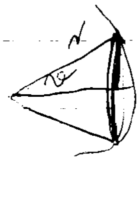
$p(\vartheta) = p(b) \frac{db}{d\vartheta} \to$ deriválható

$N_r = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega\, j N_T$ ← 1 legyen

$$\underbrace{N(\vartheta, \vartheta + \Delta\vartheta)}_{p(\vartheta)d\vartheta} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \frac{N(b, b+\Delta b)}{2\pi b\,\Delta b}$$

$$\frac{p(\vartheta)\, d\vartheta\, 2\pi b\, db}{\Delta\Omega\; p(b)\, db} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p(\vartheta)\, d\vartheta}{(\;)\sin\vartheta\, d\vartheta}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p(\vartheta)}{\sin\vartheta}(\;)$$



$$r \sin\vartheta\, \Delta\Omega = \frac{A}{r^2} = \frac{\cancel{r} \sin\vartheta\, \cancel{r}\, d\vartheta\, 2\pi}{\cancel{r^2}}$$

ATOM

09.19.

$$b(\vartheta) = \frac{ke^2 Z_1 Z_2}{(2)m v_0^2} ctg\frac{\vartheta}{2} = a\, ctg\frac{\vartheta}{2}$$

$$\frac{db}{d\vartheta} = a \frac{-\frac{1}{2}\sin\frac{\vartheta}{2}\sin\frac{\vartheta}{2} - \frac{1}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}} = a\left(-\frac{1}{2}\right)\frac{1}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p(\vartheta)}{\sin(\vartheta)} = \frac{2\pi b \frac{db}{d\vartheta}}{\sin\vartheta} = \frac{2\pi b}{\sin\vartheta}\frac{a}{2}\frac{1}{\sin^2\frac{\vartheta}{2}} = \frac{2\pi a^2 \frac{\cos\frac{\vartheta}{2}}{\sin\frac{\vartheta}{2}}}{2\sin\frac{\vartheta}{2}\cos\frac{\vartheta}{2}\, 2\sin^2\frac{\vartheta}{2}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)a^2 \frac{1}{\sin^4\frac{\vartheta}{2}}$$?

feltételek: pontszerű szórócentrumon igaz ez 180°-os szóródás ad egy felső határt az atommag méretére

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{ke^2 Z_1 Z_2}{R} \qquad R = \frac{ke^2 Z_1 Z_2}{E_\alpha} = \frac{1{,}44\,MeV\cdot fm \cdot 2\cdot 79}{5\,MeV} = 45{,}5\,fm$$

($\approx$ 5-10 MeV)

atommag: $4{,}5\cdot 10^{-14}$ m

atom mérete 10^{-10} m

eltér a Coulomb-szórástól a nagyobb (40 MeV) energiájú α-részecske esetén → nehéz megj → ki lehet pontosan mérni az atommag méretét

át lehet írni legkisebb megközelítés pv.-ére

$13\cdot 10^{-15}$ m az atommag

↓

anomális Rutherford-szórás

Atomok mérete:

↳ elektronfelhő (diffúz)

↳ atomtérfogat állandó 0,6-2,6 Å között (1-2 Å)

↳ atommag összehúz, elektronok széttartanak

Rutherford bolygómodell

↳ a héjszerkezet látszik az atomok méretében

↳ átlagosan azért nő kis mértékben a rendszámmal az átmérő

ATOM 10.03.

I.2.

Ingadozási jelenségek:
- részekből épül fel a világ ?
- makroszkopikus megnyilvánulása az ingadozási jelenségek → statisztikus fizika
- atomokból álló rendszereket vizsgálunk:

1. Brown - mozgás: 1827. Brown

virágpor mozgását nézte, mert nem állt meg
apró szervetlen részecskék is állandóan mozogtak
- a mozgás független az időtől
- független a folyadék kémiai összetételétől
- nem a tartóedénytől származik
- rendezetlen
- hőmérséklettel nő, viszkozitással csökken, részecske-mérettel csökken

teljes magyarázat: Einstein, Smolochowsky

$$m\frac{d^2x}{dt^2}=F_x(t)-6\pi\eta r\cdot\frac{dx}{dt} \qquad /\cdot 2\cdot x$$

sok testre átlagolni kell
x és F_x korrelálatlan (nem áramlásszerű)
↳ részecskék hatnak kölcsön a sokkal nagyobb részecskékkel $\overset{\text{átlag}}{xF_x}=0$ → átlagosan (ebben a fizika)

$$\frac{d}{dt}(x^2)=\frac{2kT}{6\pi\eta r}+c\exp\left(-\frac{6\pi\eta r}{m}t\right)$$

$$x^2=\frac{kT}{3\pi\eta r}\cdot t$$ átlagos elmozdulásnégyzet átlaga
Einstein arányos az idővel
kísérletek nehezen végezhetők el (Perrin)
minden igaznak bizonyult
$F_x\cdot x=0$ nem lehet folytonos eloszlásnál, csak kis részecskéknél

minden részecske így mozog!
kihozható az Avogadro-szám
2. Sörétzaj (Schottky 1926)
a hangszóró nem folytonos jelet adott, hanem pattogás hangot
átlagos áram $I = \frac{eN}{T}$ ← hosszú idő

$\tau << T$ kis idő n = elektronok száma
$(\Delta n)^2 = \overline{(n-\bar{n})^2} = \overline{n^2} - \bar{n}^2$ $p = \frac{\tau}{T}$ $q = 1-p$
valószínűség τ-hoz n tartozik
$$W(n) = \binom{N}{n} p^n q^{N-n} = \dots$$
$$\bar{n} = \sum_{n=1} n W(n) = \dots = pn = N\frac{\tau}{T}$$
$$\overline{n^2} = \dots = pN + p^2 N(N-1)$$
$$(\Delta n)^2 = pN + p^2 N(N-1) - p^2 N^2 = Npq$$
áramingadozás: $(\Delta I)^2 = (I(\tau) - I)^2 = \frac{e^2}{\tau^2}(n-\bar{n})^2 = \frac{e}{\tau} I \left(1 - \frac{\tau}{T}\right)$
$T \to \infty \Rightarrow \Delta I = \sqrt{\frac{e}{\tau} I} \Rightarrow \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 = \frac{1}{\bar{n}}$
kísérlet → ingadozások Δf frekvenciatartományban
$\Delta f = \frac{1}{2\tau}$ ← mintavételezési idő
az elektron töltése tömegtől függetlenül meghatározható
Hull és Williams → e meghatározása
független eredményeket e-re → összhangban a többi méréssel
3. Sűrűségingadozások gázokban, gőzökben
részecskék függetlenségét feltesszük, bármelyik részecske bárhol lehet
$$\frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} = \frac{(\varrho \Delta V)^n}{n!} e^{-\varrho \Delta V}$$ Poisson-eloszlás
akkor ha függetlenül egymástól vannak vagy nincsenek a részecskék a ΔV térfogatban
(Poisson-eloszlás) feltétele a tökéletes függetlenség

ATOM 10.03.

Poisson-eloszlás tulajdonságai: $\frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$

↳ átlag $= \lambda = \rho \Delta V = N \frac{\Delta V}{V}$

↳ szórásnégyzet $= \lambda = \bar{n} \Rightarrow \frac{\Delta n}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$

Ideális gázra normál állapotban

kis λ' méretű kockában 0,05% a relatív ingadozás

Reális gázokra nagyobb az ingadozás értéke

4. Fényszóródás gázokban:

$\varepsilon = 1 + 4\pi k \rho$ ← arányossági tényező, ← sűrűség

↑ dielektromos állandó $n^2 = \varepsilon$

↑ törésmutató

$$\Delta(n^2) = 4\pi k \Delta\rho = (n^2 - 1)\frac{\Delta\rho}{\rho}$$ ← sűrűség ingadozás

fény hatására másodlagos sugárzás

ingadozás miatt van egy polarizációs átlag (fénytörés lenne) + sugárzó dipóltöbblet (fényszórás)

nem csak az átlagtól való eltérés számít, hanem a teljes homogén résztől való eltérés is számít (z-es faktor)

rezgő dipól sugárzása ω^4!

energiaáramsűrűség $\frac{1}{\lambda^4}$-ben a lényeg

lineáris abszorpciós koefficiens $\alpha = \frac{S/V}{S_0}$ ← szóródó teljesítménysűrűség, ← bejövő teljesítmény

a szóródás $\frac{1}{\lambda^4}$-nel arányos

ezek miatt kék az ég, piros a lemenő nap

pirosat mindig könnyű észrevenni

Avogadro-szám legjobb meghatározása a fényszórásból ~~határozták meg~~ 1900 körül az Alpokban

5. A kinetikus gázelmélet alapjai:

↳ azonos fajtájú, megkülönböztethető részecskék, amik ütköznek egymással

↳ a különböző mikroállapotok azonos makroállapotra vezet   sokkal több

egyenletes eloszlásnak nagyobb a valószínűsége

↳ sebességtér

↳ kijön a Maxwell-Boltzman-statisztika

$N_i = A\cdot e^{-\beta\varepsilon_i}$ $\beta = \frac{1}{kT}$ = konst. (T = konst.)

↳ ideális gáz → a részecskék csak ütköznek

$N_i = A e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}}$

⋮

↳ $N = A'\left(\sqrt{\frac{2k\pi T}{m}}\right)^3 \Rightarrow A'$ ✓

↳ $\rho(v_x, v_y, v_z) = N\sqrt{\left(\frac{m}{2k\pi T}\right)^3}\, e^{\left(-\frac{m}{2kT}(v_x^2+v_y^2+v_z^2)\right)}$ → irányokban

↳ sebességeloszlás:

Maxwell-féle eloszlás jön ki $g(v)\,dv = 4\pi v^2\,dv\,A' e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$ ... → nagyságra eloszlás

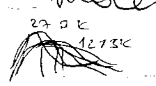
↳ energiaeloszlás

a 3 eloszlást kísérletileg igazolni lehet

a 3 eloszlás háttere a függetlenség, anyag- és energiamegmaradás, csak ütközés a kölcsönhatás

a kísérletek megvalósítása nehéz

km/s-os a molekulák sebessége



jó a képünk a gázokról

↳ gázrészecskék egymáson szóródása

szabad úthossz $\lambda = \bar{\lambda} = \frac{1}{\pi n_1 (2r_0)^2}$

a jó számolásban $\frac{1}{\sqrt{2}}$ van még   sűrűség

ezzel könnyen lehet számolni dolgokat

ATOM 10.03.

szabad úthossz mérése nagyon nehéz
atomnyaláb kísérletek nehezek
10^7 ütközés / másodperc a nagyságrend 0°C 133 Pa
megmutatható a korábbiakban szereplő
$\beta = \frac{1}{kT}$ k: Boltzmann-állandó
ez a hőmérséklet definíciója

I.3. <u>Atomok elektromágneses válaszai</u>
Gázok, gőzök tanulmányozásából az egyedi atomtulajdonságokra jutunk
Abszorpciós, emissziós spektrumok
Látható tartomány: $\lambda \sim 380-780$ nm
$\nu \to (7{,}89 - 3.85) \cdot 10^{14}$ Hz
$\omega \to (4{,}98 \cdot - 2{,}42) \cdot 10^{15}$ $\frac{1}{s}$
($\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c}$ $(\frac{1}{cm})$ 26315.8 - 12820.5 (kayser)) nem volt kedve átszámolni
Kísérletek: forró test sugároz → prizmával létrejön a spektrum
fehér fényt hideg gázra → prizma → abszorpciós spektrum → sötét abszorpciós vonalak
hideg gáz oldalirányba kibocsátás pl. forró gáz kibocsátása → emissziós spektrum

Abszorpciós spektrum:
1814. Fraunhofer vonalak a Nap spektrumában
ezek alapján azonosították milyen elemek vannak a Napban, H vonalai
Emissziós spektrum:
forró gázok, gőzök
! ugyanott vannak a vonalak a két spektrumban

elérhető elemekre, széles frekvenciatartományban elvégezték a kísérleteket ⇒ hatalmas adatbázis (NIST ...)

a tájékozódás nehéz → sok-sok vonal

pl. K, K^+ emissziós spektruma bonyolult

a vonalas spektrum → az egyes intenzitások függnek a körülményektől, de a vonalak megfelelnek egymásnak

a csúcsok helye jellemző, de a szélessége a magassága a csúcsoknak a körülményektől függ

mérendők ...

1. jellemző az atomra a vonalak helye
   leírás: abszorpció → rezonancia, kényszer
   emisszió → szabadrezgés (a megrúgás után)
2. • vonalintenzitás arányos a részecskék számával
   • vonalszélesség ~ ω^2 ⇒ sugárzási csillapítás
   • Doppler-hatás is látható
   • van egy legkisebb frekvencia
   • a vonalas tartományban sok vonal
   • vonalsorozatok választhatók ki
   mintha valamihez tartanának
   azonosításuk nehéz feladat
   • a mikro- és rádió- hullámok elnyelődésének semmi köze az elektronszerkezethez
3. emissziós spektrumnál az intenzitás hőm.- és nyomásfüggő
   a frekvenciakülönbségekben ismétlődéseket fedeztek fel

spektrum-termeknek nevezték → ma energiaszintek
$\omega_r = |\tau_\alpha - \tau_\beta| \cdot 2\pi c$
additív konstansig meg vannak határozva
Példa La^{++} emissziós spektruma
a 16 számot 8 számból lehet generálni
„term-sorozatok" különbsége, amik megjelennek
ilyen mátrixok foglalják össze az információkat
termek közötti kapcsolatot mutatják a spektrumok
van olyan atom, ahol hiányzik egy-egy különbség → ami tiltja azt az átmenetet
→ csak dipólátmenetet lehet megfigyelni
a Földön laboratóriumi körülmények között
a magfizikában megfigyelhetők a tiltott átmenetek, csillagközi térben is előfordulhatnak ilyenek
az átmenet hiányából lehet előrelendülni a fizikában (pl. Pauli-elv kialakulása)
! Rydberg-Ritz-féle kombinációs elv

hidrogénspektrum: τ_α, τ_β ugyanaz
$-\frac{1{,}1 \cdot 10^5}{n^2}$ $n \in \mathbb{N}$
⇒ sorozat generálható τ_β $n=2$
történetileg Balmer ⇒ Balmer-sorozat a látható tartományban
Lyman-sorozat UV-ben τ_β $n=1$
többi sorozatokat is felfedezték a több n-re
egyre kisebbek a $\Delta\omega$-k
itt csak egy e^- van → csak ezt lehet lelőni

I.4. Atomi energiaállapotok

energiaátadás egy elemi folyamat (a résztvevők számával arányos a valószínűség)

energiák diszkrét jellegűek

(1.) Fotoelektromos jelenség szabad atomon

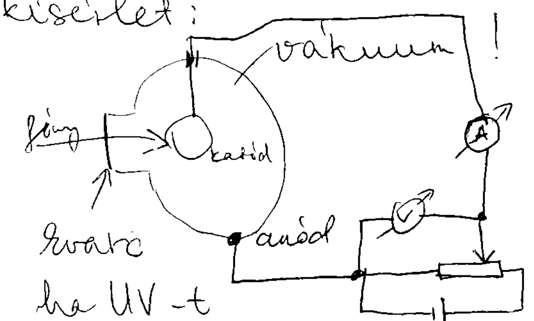
fémekben: látható, UV fény ⇒ elektron lép ki

e^--ok → száma intenzitástól függ

energiája a frekvenciától függ

legkisebb frekvencia létezik → anyagtól függ

kísérlet:



lesz telítési áram I_0

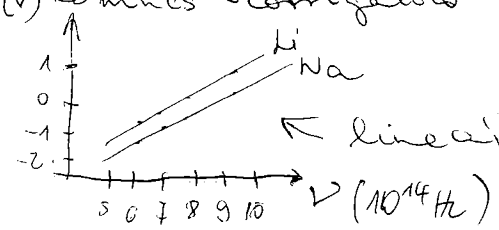
↓

ehhez képest mérjük a fesz.

kvarc ha UV-t akarjuk átengedni

van olyan ellentér, ahol 0 az áram innen szépen eléri a telítési áramot

U (V) → nincs korrigálva



Millikan (1916)

← lineáris összefüggés

növeljük a frekit ~~az~~ a szükséges ellentér lineárisan nő

a görbék szigorúan párhuzamosak

érts: $E = e \cdot V_s + E_e^{kin} + \Delta k = h\nu$

kilépési munka

arányossági tényező Planck-állandó

$\Delta t = 0 \Rightarrow E_e^{kin}$ max.

V_s független az intenzitástól

az elektron "rögtön" ($< 10^{-11}$ s) kilép

a hullámképet megdöntendő csinálunk egy becslést ... kilépés idejének az intenzitástól kéne függeni, de ez ellentmond a kísérletnek

hamarabb kilép és kisebb intenzitásra

→ fotonhipotézis $E = h\nu$

$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \quad m_0 = 0 \Rightarrow p = h\frac{\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$ foton impulzusa

a fotoelektromos jelenség úgy értelmezhető, hogy a fény darabokból áll (Einstein 1905) (1921. Nobel-díj)

$E = \underset{\uparrow}{eV_0} + eV_S = h \cdot \nu$ ← kinetikus energia (zárófeszültségből)

kilépési munka

minden anyagra párhuzamos az a bizonyos görbe $\Rightarrow h = 6{,}62 \cdot 10^{-34}$ Js → perdület egysége

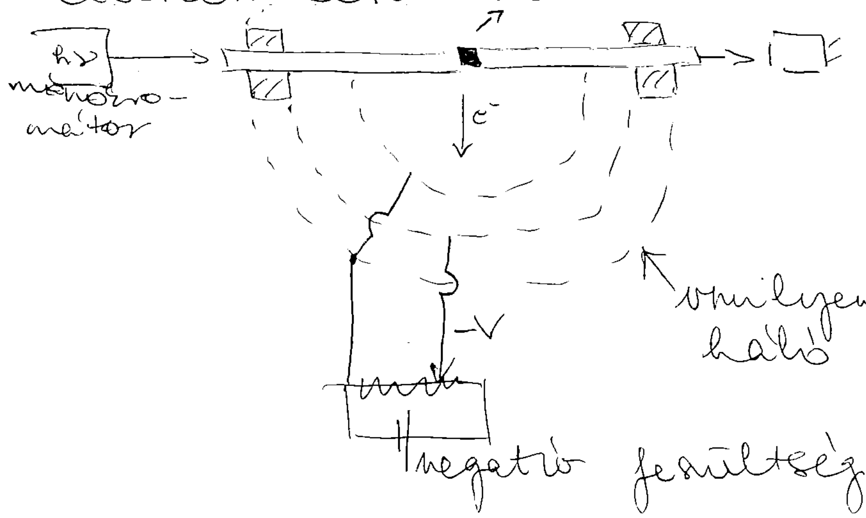
$\hbar = \frac{h}{2\pi}$

fotoeffektus egyatomos gázon / gőzön:

nehezebb kísérletek ⇒ később (~1960)

küszöbfrekvencia nagyobb → UV, távoli UV

kísérleti berendezés:



fotomultiplier (ha fény is kilépne)

elektron energiájának mérése → ellentérrel

detektálás a felső részben ⇒ fókuszáló gyorsító feszültség

Eredmények: – azonos energiával lépnek ki ν = áll. esetén → nincs Δt → $E = eV_0 + eV_S = h\nu$

– több kilépési munka, mert többféle állapotú elektronok ⇒ különböző kötési energiák

– elektronok száma a ~~?~~ tér absolut intenzitásával arányos

Az elektromágneses tér energiája mindig $h\nu$ diszkrét értékekkel nyelődik el v. sugárzódik ki. Kvantált az EM tér

A sugárzási tér az anyag atomos jellegéhez hasonló → vannak eltérő tulajdonságok

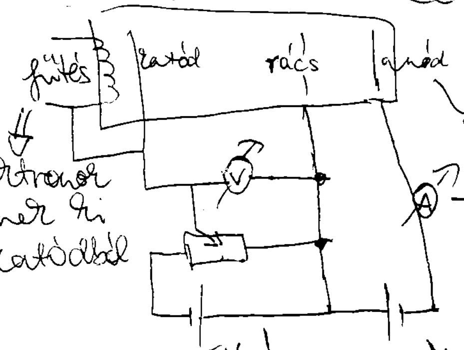
Planck → energiakvantálás, feketetest sugárzás feltételezte, hogy az energia $h\nu$ energiaadagokban terjed → munkahipotézise

(2) Atom – elektron ütköztetések

léteznek-e energiaszintek, amit a termek voltak?

Frank – Hertz kísérlet

Hg (gőz)



3 elektróda

→ mennyi jutott át?

A → ezt mérjük (anódáram)

⇓ elektronok lépnek ki a katódból

↓ változtatjuk

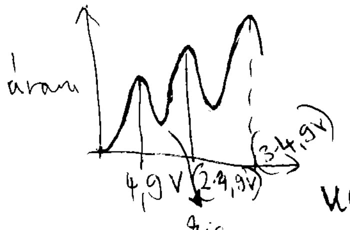
~~[illegible]~~

⇓

különböző energiával ütköznek

a nagy energiájúak jutnak át az ellentéren

ATOM 10. 10.

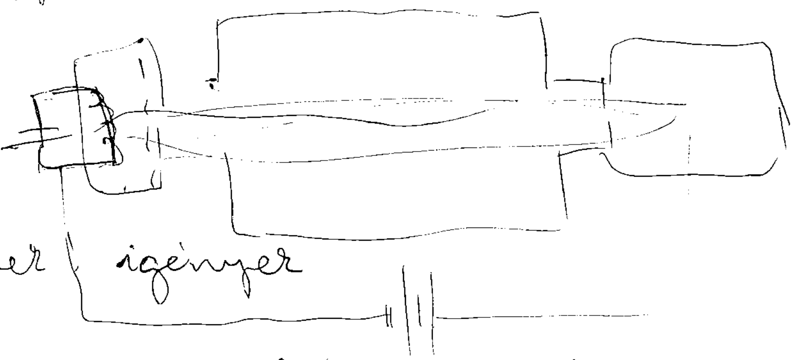


fénykibocsátás a minimumhelyeken
↳ gerjesztődik a Hg atom az ütközéstől

kis energiájú elektronok → ütköznek a Hg-nyal átadják az energiát

Kísérlet: $E_e <$ keV ?

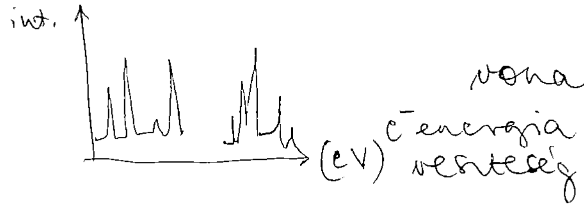
elektronágyú ütközési kamra analizátor kollektor



feltételek | igények

jó berendezést nehéz csinálni, mert az igények ellentmondóak

hélium + elektron ütközés eredmények:



vonalas spektrumot lehet kapni
⇓
atom különböző állapotai

nátrium → két állapot $E_1 = 2,1$ eV $E_2 = 3,2$ eV

$E_e = 1,5$ eV egy vonal → nem tud felvenni a Na energiát

$E_e = 2,5$ eV két vonal → gerjesztett állapotba vivő elektronok is 2,1 eV-tal lejjebb, mint a rugalmas csúcs

$E_e = 3,5$ eV 3 vonal → hasonlóan az előzőhöz

↳ az atomban objektíven léteznek az energiaállapotok, energiaszintek (termek voltak)

- E_0 jellemző
- jól meghatározott energiaveszteség

ATOM

10.10.

③ Atomok energiaszintjei

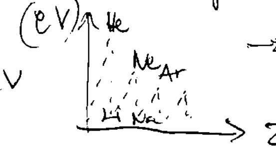
stacionárius állapotok

alapállapot, gerjesztett állapotok

ionizáció

ionizációs potenciálok → éppen leüti az elektro[n] az atomról (fura ábra)

5-25 eV



→ nemesgázok a csúcsokon

→ legalul az alkáli fémek

II. A kvantumfizikai jelenségek megfigyelése a mikrovilágban

kvantumfizika mire épül?

mikrofizika

II.1. Kettős természet

① EM hullámkép: **elhajlás**, interferencia stb.

részecskekép: impulzusátadás, energiaátadás

optikai Doppler-jelenség mindkettővel magyarázható illetve a fénynyomás is

→ asztrofizikában fontos

sikeresen leírható a két képpel.

fénynyomás → statisztikus jelenség

② Compton-jelenség:

Röntgen-sugarak szórása paraffinon

a másodlagos sugárzásban csak ugyanazt a frekvenciát kéne látni a hullámkép szerint, de fellép egy másik is

(Bragg szög a hullámhosszal van kapcsolatban)

két csúcs → koherens

→ Compton-sugárzás

ATOM 10.10.

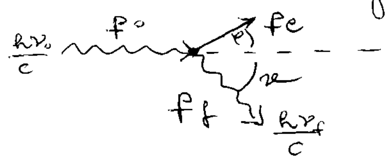
Compton - kísérlete

Magyarázat: fotonképpel (Debey)

a foton tölcsönhat az elektronnal

hogyan lehet inkoherens sugárzás?

(a valószínűségről nem tudunk mit mondani)



energiamegmaradás
impulzusmegmaradás } kijön minden

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_e + \vec{p}_f$$

$$p_0 c + m_0 c^2 = \sqrt{p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4} + p_f c$$

síkban dolgozunk $\rightarrow p_0 \,|\, p_e \,|\, p_f$ egy síkban

átalakítások:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{\gamma(1-\cos\vartheta)+1} = \frac{h\nu\, m_0 c^2}{h\nu - h\nu\cos\vartheta + m_0 c^2}$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2} \quad \frac{\text{foton energiája}}{\text{elektron nyugalmi energiája}}$$

elektron energiája ...

hullámhosszváltozás: $\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} 2\sin^2\frac{\vartheta}{2} = 2\Lambda \sin^2\frac{\vartheta}{2}$!

$\Lambda = 0{,}02477$ Å Compton - hullámhossz elektronra

ha $\gamma \ll 1$ $h\nu \approx h\nu'$ (nincs koherens komponens)

kis energiákra visszaadja a koherens szórást

$\gamma > 1$ $\vartheta \gg 0$ $h\nu' \approx \frac{m_0 c^2}{1-\cos\vartheta}$ nagy energiákra

pl. $\vartheta \sim \pi \Rightarrow h\nu' \approx 250$ keV $= \frac{m_0 c^2}{2}$

Compton - szórás elemi folyamat

Nagy energiákon az elasztikus csúcs eltűnik

Elektron és γ foton kilépésének egyidejűsége:

10^{-11} s

technika mai állása mellett egyidejűek

hatáskeresztmetszete $\sigma \sim Z$

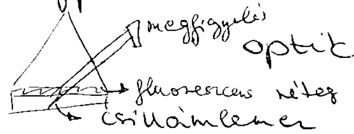
(Klein - Nishina formula)

Kísérletek a fény részecske- vagy hullámjellege eldöntésére

• Einstein → két koncepció egyesítésére próbálkozás → sok ilyen volt → tűsugárzás

• Selényi Pál → cáfolat, nagyszögű interferencia

üvegprizma



optikailag homogén közeg

melyik az a legnagyobb szög, ahol még van interferencia? → majdnem 180° ⇒ tűsugárzás nem lehet igaz

• Dirac tükörkísérlet

ernyőn interferencia ~~[illegible]~~

úttkülönbség $\Delta s \approx 2a$ tükrök féligáteresztő tükrök

ha a-t növeljük koherencia megszűnik

b → spektrométer karja

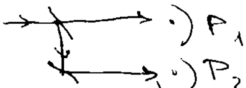
koherenciahossz a métertartományban

Jánossy-kísérletben próbálták megnövelni a kart

↳ felvitték 13 m-re interferencia volt

↳ csak egy foton a rendszerben → volt interferencia

↳ „detektáljunk fél fotont!"



vagy egyiket vagy másikat detektált

↓

nincs koincidencia ⇒ nincs fél foton

Tehát egy foton interferál, de az útját nem lehet meghatározni.

Az elektromágneses jelenségek egyszerre részecskék és hullámok :

⇓

Logikus gondolat → részecskének gondolt dolgok hullámok-e?

II.2. Az anyaghullámok

DeBroglie: $\lambda = \frac{h}{p}$ → alapvető felismerés bizony az elektronok elhajlása.

Davisson – Germer kísérlet 1927.

kísérlet: nem erre találták ki, visszavert elektronokból akarták a kristályban lévő atomok körüli terekre következtetni

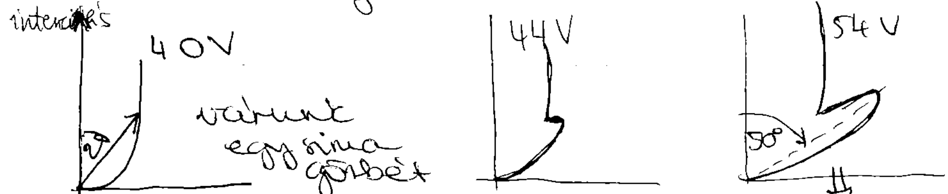
köbös lapcentrált rácsra elektronok merőlegesen

ϑ szögben detektor

$e \cdot U = \frac{1}{2} m v^2$ $v \ll c$ $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2meU}} = \frac{12.25}{U(V)} 10^{-10}$ m

↓ gyorsítófeszültség

kísérleti eredmények:



ismételt, javított kísérlet:

tükrös visszaverődés vizsgálata

a kristálytani síkok (d) távolságra ⇒
rácsállandó

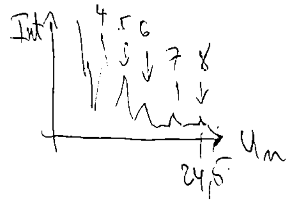
úttülönbség: $2d\sin\varphi = \Delta s$

Bragg-felt. $2d\sin\varphi \overset{!}{=} n\lambda$

$$2d\sin\varphi = n\frac{h}{\sqrt{2meU_n}}$$

$$\sqrt{U_n} = \frac{h \cdot n}{2d\sin\varphi \cdot \sqrt{2me}} = k \cdot n$$

intenzitást mérték a megfelelő helyen



kis eltérés az elején a várttól ⇒ kilépési munkával korrigálni kell

↳ elektron hullámtulajdonságokat mutat

↳ fólián áthaladás

↳ kristályrácson elhajlás

ATOM 10.17.

↳ mesterséges vonalrácson

↳ elektronok jellegzetes hullámtulajdonságokat mutatnak

következő kérdés → egy elektron interferál-e magával? → IGEN

$\lambda = \frac{h}{p}$ nagy pontossággal igazolják a kísérletek

Atom- és molekulanyalábok elhajlása:

↳ összetett részecskék is mutatnak hullámtulajdonságokat? vagy csak az elemi részek, mint az e^-?

! Stern kísérlete:

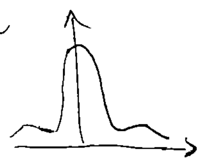
(legnagyobb valószínűségű sebességű nyalábot választják ki)

magas hőmérsékleten, H, He atomokkal

a beeső nyaláb a kristálytani síkról visszaverődik

alkáli-halogén sókristályon

eredmények jellege



megmaradt csak kevésbé → tiszta, szép kép

↳ atomok, molekulák is mutatnak hullámtulajdonságokat

C_{60} molekula hullámtulajdonságait is bemutatták

↳ diffrakciós csíkok a rács hatására

↓ koherens fénynyaláb

Hullámcsomag, határozatlansági reláció

az anyaghullámokat a klasszikus nem érti

kétlyukú kísérlet → fény hullámtulajdonságai

↓ elektronnyalábbal → detektorsorokkal ugyanaz a kép

Az elektron soha nem látott osztatónak, de interferál saját magával → az interferencia eltűnik, amikor az utat is meg akarjuk határozni.

Kísérleti eredményei miatt a részecskéhez interferenciaképes amplitúdót kell rendelni

valószínűségsűrűséget vezetjük be: $[x, x+dx]$ között van az elektron $\Rightarrow P(x)$

$\Psi(x)$ valószínűségi amplitúdó $P(x) = |\Psi(x)|^2$

Szuperpozíció legyen igaz

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 \quad P = |\Psi_1 + \Psi_2|^2 \quad \Psi = \sum_i \Psi$$

akkor igaz, ha elvileg nem lehet megmondani melyik út valósult meg

ha szétválnak az utak $P = \Psi_1^2 + \Psi_2^2$

Milyen legyen Ψ? analógiával [redacted] gondolkozunk: síkhullám $\Psi = A e^{i(kx - \omega t)}$

megmutatható, hogy $(\underline{p} \cdot \underline{r} - Et)$ Lorentz-invariáns

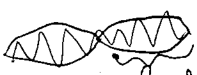
$E = \hbar\omega \quad p = \hbar k$

$$\Psi = A \exp\left(\frac{i}{\hbar}(p \cdot r - Et)\right) \Rightarrow$$ alkalmas interferenciaképes amplitúdónak

a $|\Psi|^2 =$ állandó → nem lokalizálható térben és időben ⇒ nem jó részecskére

ha azt akarjuk, hogy lokalizálható legyen ekkor nem határozott a hullámhossz ⇒ nem jó

olyan kell, ami részecskére és hullámra is jó.

lebegés  hullámcsomag két hullámból összerakva

↓

olyan, mint a részecske

a részecskéket hullámcsomagként kell leírni
nem 1 síkhullámként (sok síkhullámból összerakva)

⇓

igazi hullámcsomag $\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} A(k) e^{ikx} \, dk$

a hullámszámok egy tartományon folytonosak

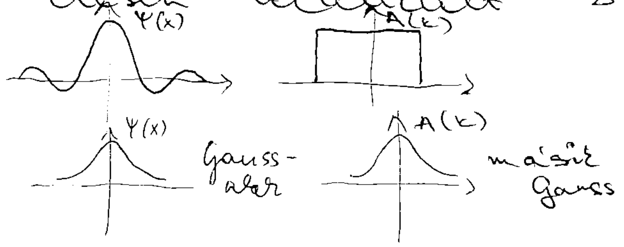
$$A(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x) e^{-ikx} \, dx$$

egymás ~~Fouri~~ ⇓
Fourier-transzformáltjai

néhány egyszerű kép:

helyben nem lokalizált → határozott lendület

élesen lokalizált → határozatlan lendület



$\Delta k \cdot \Delta x$ szorzat alulról korlátos, Gauss-nál a legkisebb → $\Delta x \Delta k = \frac{1}{2}$ $\boxed{\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}}$

Heisenberg-féle határozatlansági reláció (1927)

$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$ → hasonló módon

energiabizonytalanság ↳ karakterisztikus idő

a kvantumfizika egyik pillére a határozatlansági reláció

komplementer mennyiségek E és t (energia, élettartam) x és p (hely, impulzus)

a valószínűségi jelleg elsődleges tulajdonság

a kvantumfizika átlagokkal számol

azt nem tudjuk megmondani, hogy egyes elektronok hova mennek, de a valószínűséget lehet megmondani

⇒ sok elektron interferenciát mutat

I.3. Mikrorészek impulzusmomentuma:

↳ kvantumtulajdonságokat mutat
↳ fontos szerep
↳ mágneses tulajdonsággal egyértelmű kapcsolat

① H-atom Bohr-féle elmélete

↳ miért nem esik bele a magba, hiszen folyamatosan sugároznia kéne?
↳ miért nem sugároz?
↳ miért konstans az atomsugár?

ezekre a kérdésekre kell választ kapni

<u>Bohr</u> (1913): alapgondolat a bolygómodell + posztulátumok (kijelenti, hogy így van)

1. $N = n \cdot \hbar$ impulzusmomentum csak ez lehet
2. ilyen pályákon nincs sugárzás (klasszikus alapon megmutatható)
3. minden pályának egy energiaszint felel meg
4. fény az energiaszintek közötti átmenetekből

Ezek jó eredményre vezetnek:

$m \to n \quad h\nu = E_m - E_n$

$U(r) = -\frac{Ze^2}{r}$ potenciálfv.

kinetikus en. $= T \qquad T + U(r) = E$ ha $E<0$ akkor kötött

$\underline{F} = \nabla U(r) = -\frac{Ze^2}{r^3}\underline{r}$ → legyen centripetális erő

$$\frac{Ze^2}{r^2} = \frac{m_0 v^2}{r} = \frac{pv}{r} \quad \Big| \frac{r^2}{v}$$

$$\frac{Ze^2}{v} = pr \underset{1.}{=} n\hbar \Rightarrow v = \frac{Ze^2}{n\hbar}$$

$r = \frac{n\hbar}{m_0 v} =$

energianívók ezekből:

$$E_n = -\frac{m_0 Z^2 e^4}{2\hbar^2}\frac{1}{n^2}$$

átmenet

$$h\nu = \frac{m_0 Z^2 e^4}{2\hbar^2}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad n > m$$

- ha m_0 helyett μ redukált tömeget írjuk, akkor kiválóan leírható a Bohr-elmélettel a H-spektrumát
- többi atomra kiterjesztés nehéz és nem ad jó eredményeket
- azért jó az elmélet, mert bevezeti az impulzus-momentum kvantáltságát, az energiaszinteket, és hogy a e^- pálya lényegtelen alakú → kvantum-elméletben értelmetlen rákérdezni, mi a pálya
- az impulzusmomentum egy vektor → kvantáltsága jelentheti a nagyságának és az irányának kvantáltságát is → nézzük meg! ☺

kísérlet:

② Atomnyalábok mágneses analízise

Impulzusmomentumhoz mágneses momentum tartozik

$$\text{mágneses momentum} \rightarrow \underline{\mu} = \frac{I}{c}\underline{A} = -\frac{e}{2mc}\cdot\underline{N} \quad \rightarrow \text{arányosak egymással}$$

$\underline{A}$: felületre merőleges felületvektor

össze vannak kötve $\underline{\mu}$ és $\underline{N}$, ezért a $\underline{\mu}$-t vizsgálhatjuk $\underline{N}$ helyett

$$E_{mágn} = -\underline{\mu}\,\underline{B}$$

a mágneses analízissel vizsgálódunk

Stern-Gerlach kísérlet:

rákérdez a Bohr-modell szerinti kvantáltságra az irány szerint is → bármely kijelölt irányhoz képest kvantált

cél: μ_z meghatározása

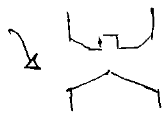
inhomogén mágneses térben atomnyaláb eltérülése

nyaláb: $\underline{v} \perp \underline{B}\,(0,0,B_z)$ $\qquad F = \mu_z \nabla B$

$$a_\perp = \frac{\mu_z \nabla B_z}{m}$$

$$v_\perp = \frac{l}{v}\frac{\mu_z \nabla B_z}{m} \Rightarrow \underset{\text{eltérülés szöge}}{\theta} = \frac{v_\perp}{v} = \frac{\mu_z \nabla B_z l}{m v^2} \rightsquigarrow \text{úthossz}$$

kísérlet vákuumban, atom/molekulaforrás → kis rés, kollimátor, elektromágnes



fotoemulziós lemezzel fura keresztmetszetű

detektálták az ezüstatomokat 

lemezen két csoport keletkezett → irány szerint szétvált a nyaláb → klasszikusan nem értelmezhető

folt mérete a sebességek különbözőségétől függ

sebességszeparátor kell

- eredmények: → kevés számú csoport
  - → csoportok távolsága egyenlő és szimmetrikus a középvonalra
  - → csoportok intenzitása egyenlő
- pl.: He → 0, Ag, H → 2, N → 4, O → 5, neutron → 2 kis eltérülés

(komponensek száma $2j+1$)

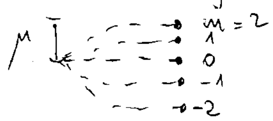
ha $j\hbar$ az imp. mom., akkor

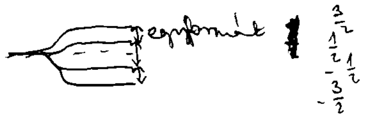
- ha μ_z ugyanaz, akkor $E_z = \mu_z B$
- μ_z sajátállapota a rendszernek → egy csoport nem válik szét többször
- komponensek sorszáma $-j$ és j közötti egészszámok

m számok ⇒ mágneses kvantumszám

j és m egész vagy feles → páros v. páratlan komp.

- Pl.: Oxigén atom $J = 2$ Nitrogén $J = \frac{3}{2}$





- egy csoportot újra analizáljuk egy elforgatott (ϑ) mágneses térrel $\Rightarrow$ újra annyi csoport
- mind(három) komponenst nem tudunk meghatározni egyszerre (kiv. (0,0,0))
- az intenzitások ϑ-tól függenek

A mágneses momentum nagysága:

$$\underline{\mu} = \pm g \cdot \mu_M \left(\frac{N}{\hbar}\right)$$

g faktor definíciója; egységmágneses momentum; egész szám

$\mu_M \to$ magneton $\quad \mu_M = \dfrac{e\hbar}{2mc}$

ha m az elektron tömege Bohr-magneton

ha m a proton tömege mag-magneton

g $\to$ giromágneses faktor: mivel szorozzuk az imp. mom. kvantumszámot, hogy a mágneses kvantumszámot kapjuk (fontos szilárdtestfizikában)

③ Az elektron sajátperdülete (spinje)

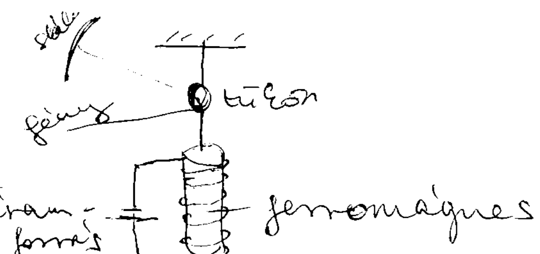
↳ elektron $\to$ nincs értelme a belső szerkezetéről beszélni $\to$ elemi rész

↳ $\pm\frac{1}{2}$ a mágneses kvantumszáma

bármilyen irányba a vetületek száma ugyanaz mindenre !!!

↳ elektron g faktora: 2

Einstein - de Haas kísérlet



ebből $g=2$

ATOM 10.18.

④ Mikrorészek impulzusmomentuma:

$\hbar$ egész számú, $\frac{\hbar}{2}$ páratlan számú

↳ bozonok ↳ fermionok

Kb. (80 és 100)$\hbar$ közötti impulzusmomentumok for-dulhatnak elő → magfizika

II.4. H-atom spektrumának részletei a kísérletek alapján

H-atom a kvantummechanika módszerének kidolgozásához (kijön a térből a Coulomb-tér.)

H-atom az állatorvosi ló az atomfizikában

módszer: fel kell írni a Schrödinger-egyenletet és megoldani és akkor jutunk a már ismert nívórendszerekhez

$n = 1, 2, 3 \ldots$ fő

$l = 0, 1, 2 \ldots (n-1)$ mellék

$m = -l, -l+1, \ldots, +l$ mágneses

} kvantumszám

E_n ugyanaz → l és m szerint degenerált

1 – 0 – 0 → 1

2 < 1 <, 0 – } → 4

3 – – – } → 9

degeneráció

↳ l szerinti a Coulomb-tér miatt, mert pont -2 a kitevő

(Cb.-tér $E \sim \frac{1}{n^2}$, harm. osc. $E \sim (n+\frac{1}{2})$, négyszögpot $E \sim n^2$)

nincs meg a degeneráció

Cb-kölcsönhatás a fő → főjelenségek → fő vonalak

nagyobb felbontással → felhasadnak a vonalak →

→ mellékjelenségek → spin-pálya kölcsönhatásból, mágneses kölcsönhatás

a) spin-pálya kölcsönhatás:
elektron mozgása miatt mágneses térrebben
az elektron saját mágneses momentumának
beállása kis különbséget jelent az energiában

$\underline{B} = -\frac{1}{c}(\underline{v} \times \underline{E})$ $\underline{E} = \frac{-\underline{r}}{r} \frac{dV(r)}{dr} \frac{1}{+e}$ $\Rightarrow \underline{B} = -\frac{1}{ce}\left(\underline{v} \times \frac{\underline{r}}{r}\right)\frac{dV(r)}{r}$; $\underline{N} = \underline{r} \times m_0 \underline{v}$

$\underline{B} = \frac{1}{m_0 c e r} \cdot \frac{dV(r)}{dr} \cdot \underline{N}$ ($\underline{N} = \underline{\ell}$ → jelölés a dián)

a korrekt levezetés nehéz lenne, aminek az
eredményében fele ennyi jön ki ($\underline{B}_T = \frac{1}{2}\underline{B}$)

finomfelhasadás:

$\underline{\ell} \cdot \underline{s}$ skalárszorzatot kell meghatározni
nagyságrendje $\hbar^2$

$V_{ls} \approx 10^{-4}$ eV nagyságrendbe esik a felhasadás
energiakülönbsége

a kísérletek értékeit felhasználva számolható
$\underline{\ell} \cdot \underline{s}$ várható értéke : $\underline{\ell}\underline{s} = \frac{\hbar^2}{2}(j \cdot (j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1))$

$\Delta E_{ls} = (j(j+1) - \ell(\ell+1) - \frac{3}{4}) \gamma_{n\ell}$ ← nem függ ls-től

minden $\ell \neq 0$ nívó két részre hasad fel

$E_{n\ell}$ — $\ell \gamma_{n\ell}$, $-(\ell+1)\gamma_{n\ell}$ pl: 2p ($\ell = 1$) nívó

Kísérlet igazolja-e : - nagyságrend jó
- nincs egyezés

Ok: relativisztikus korrekció ugyanabban a nagyságrendbe

b) relativisztikus korrekció → csak a H-atomnál
fura eredményre vezetnek → csak j-től függ
$2s_{1/2}$ $2p_{1/2}$ degenerálttá válik
→ az alapállapot 10^{-6} eV nagyságrenddel elcsúszik

3. hiperfinom felhasadás:
- mag-el. kölcsönhat, p^+ és e^- mágneses momentumai
hatnak egymásra

$\cancel{\Delta E}$ $\Delta E_{HF} \sim \frac{\mu_1 \mu_2}{r^3} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ eV $\ll \Delta E_{LS}$

a spin-pálya energia sokkal nagyobb

- $\underline{l}$ és $\underline{s}$ csatolása marad
- a proton spinje j-hez igazodik

a mágneses momentumok szorzata játszik szerepet

$V_{HF} = \underline{\mu}_p \underline{B}_0$ → proton spinje csatolódik $\underline{J}$-vel

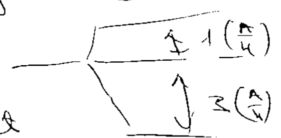
nem mindegy hogyan áll be a proton spinje az alap (e^- mozgásából) mágneses térhez képest

$F = j \pm \frac{1}{2} = j \pm s$ $F = 0$ ↑↓ $F = 1$ ↑↑ → impulzusmom.

$\underline{\mu}\underline{B}_0$ skalárszorzatban megjelenik $\underline{s}_p \underline{J}$ skalárszorzat

az előző felhasadáshoz hasonlóan

hasonló helyzet, mint a spinpálya kölcsönhatás-nál ⇒ az alapállapot felhasad



a kettő közötti spontán átmenet vizsgálata $\Delta E_{HF}(n=1, J=1) = h \cdot 1418{,}9$ MHz

(mikrohullám tart.) tiltott átmenet → laboratóriumban nem figyelhető meg

interstelláris térben bekövetkezik ez a tiltott átmenet → rádiócsillagászok detektáltak ilyesmi sugárzást → • 21 cm-es sugárzás → 1,3 MHz hiányzik

hiányzik mégegy korrekció $g_{el} = 2$ → 6. jegyben nem annyi

④ Lamb-féle vonaleltolódás:

- az elektromágneses kölcsönhatás általános szerkezetével kapcsolatos
- részecske-hullám dualizmus általános jelenség
- állandó fotonok emissziója, abszorpciója
- kölcsönhatás: virtuális fotonok cseréje
- magasabb rendű effektusok → párkeltés

vákuumpolarizáció

- Coulomb-tv. kis távolságokra eltérést mutat a virtuális $e^- - e^+$ párkeltés miatt
- konzekvencia: $g_e \neq 2$ 6. jegyben eltérés (erős kölcsönhatás tere miatt, ami a proton g-faktorában jól látszik → nem is akar 2 lenni)
- $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$ nívók kis mértékben felhasadnak a H-atomnál → Lamb-shift

Lamb-Retherford kísérlet (1947) mutatta meg

optikai úton gyakorlatilag nem lehet kimutatni ilyen kicsi eltérést

$2s_{1/2}$, $1s_{1/2}$ között tiltott átmenet

$2p_{1/2}$, $1s_{1/2}$ között gyors, megengedett átmenet

kísérletben szükség van egy B mágneses térre

kísérleti berendezés:

H-kályha magas hőmérsékleten (2500 °C) →

→ ne molekulák legyenek

gerjesztjük elektronnyalábbal az alapállapotú H-atomokat, besugározzuk EM térrel, detektáljuk hogy hány H-atom érkezett meg egy volfram lapra → alap nem hoz létre áramot, de a gerjesztett állapotú kivált elektront ⇒ nő az áram

$2s_{1/2}$ → ezeket számoljuk

ha eltaláljuk az átmenet frekvenciáját megszűnik az áram.

$2p_{1/2} - 2s_{1/2}$

ma egyezés a mérési eredményekkel

H_α-vonal „elvileg" „ún" értjük kísérleti pontossággal $n_1 = 2$ $n_2 = 3$ $\lambda_{H_\alpha} = 656.28$ nm

össz. 7 átmenet

ATOM 10. 18.

Összefoglaljuk a főkölcsönhatásokat H-atomnál

↳ Coulomb - kölcsönhatás

↳ spin - pálya - kölcsönhatás (minden területen fontos)

↳ hiperfinomfelhasadás: proton és elektron mágneses momentumainak kölcsönhatása

↳ Lamb - shift: degeneráltságot feloldja, vákuumpolarizáció, részecskék saját terének kis megváltozása

A többi atomnál is hasonló a fizikai kép

Az internetes anyag több → az elmondottakat kell tudni