

# Az Információtechnika fizikai alapjai (GEFIT006-M)

**2021/2022. tanév, 2. félév**

**1. előadás**

# de Broglie hipotézise (1923)

Láttuk, hogy foton lendülete és energiája a  $p = \frac{h}{\lambda}$  és a  $E = hf$  képletekkel számítható.

Ezek a képletek minden más részecskére is igazak, azaz minden anyagi részecskéhez  $\lambda$  és  $f$  rendelhető:

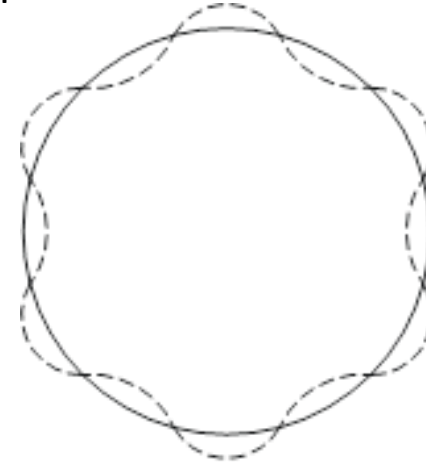
$$\lambda = h/p = h/mv; \quad f = E/h$$

Az atomban olyan stacionáris elektronpályák lehetségesek, ahol a  $\lambda$  egész számszor fér rá a kerületre.

Ezt a tapasztalat igazolja.

$$\frac{nh}{mv} = 2\pi r$$

$$n\lambda = 2\pi r$$



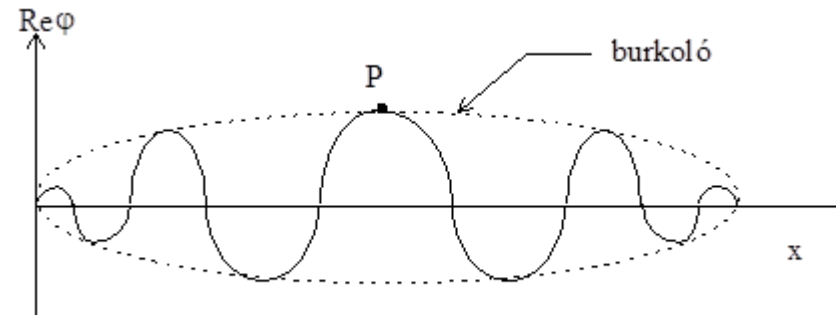
Az elektron pálya-impulzusmomentumára (pálya-perdületére) tehát:

$$L = mvr = \frac{nh}{2\pi} = n\hbar \quad \text{há vonás!}$$

A De Broglie hipotézis megmagyarázza az impulzusmomentum kvantált természetét!

# Hullámcsomag

A hullámtanból ismert, hogy két igen közeli frekvenciájú hullám összetevése lebegést eredményez. Végtelen sok szinuszhullámból véges hosszúságú hullámvonulat (véges számú lebegés) is felépíthető.



A hullámcsomagot igen sok közeli frekvenciájú sima hullám összegzésével kapjuk.

de Broglie bizonyítja, hogy – bár a fázissebesség irreálisan nagy - a hullámcsomag burkolója elméletileg pontosan a részecske sebességével halad, tehát a kép ellentmondásmentes.

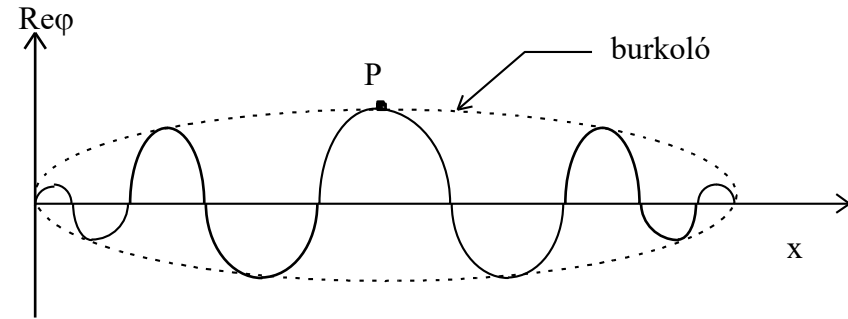
Hullámcsomag:

$$\varphi = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k) e^{i(\omega(k)t - kx)} dk = C e^{i(\omega_0 t - k_0 x)}$$

ahol a második tényező egy *átlagos frekvenciájú és hullámhosszú sima hullám*

sok sima hullám integrálása esetén ilyen görbealakot kapunk

$$C = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} A(k) e^{i[(\omega(k) - \omega_0)t - (k - k_0)x]} dk \quad \Leftarrow \text{burkoló}$$



Vizsgáljuk meg a burkoló egy pontjának (P pont) sebességét!

P-re nézve:  $(\omega(k) - \omega_0)t - (k - k_0)x = \text{állandó}$

$$x = \frac{\omega_k - \omega_0}{k - k_0} t - \frac{\text{állandó}}{k - k_0} \quad v_p = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega(k) - \omega_0}{k - k_0} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\frac{dE}{\hbar}}{\frac{dP}{\hbar}} = \frac{dE}{dP} = v$$

mert:  $v = \frac{E}{\hbar} \quad \omega = 2\pi v = \frac{E}{\hbar} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{h} p = \frac{p}{\hbar}$

A klasszikus fizika szerint:  $E = \frac{p^2}{2m}$

$$\frac{dE}{dp} = \frac{2p}{2m} = v$$

# Megjegyzés

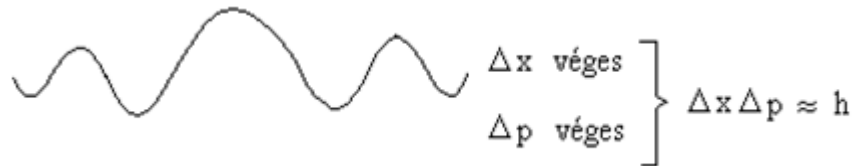
a, Ha csak egyetlen szinuszhullámom van akkor a felhasznált hullámszámtartomány nyilvánvalóan nulla és a hullám végtelen kiterjedésű. Ez az objektum tisztán hullámtulajdonságú.

$$k = k_0 \Rightarrow \Delta k = 0 \Rightarrow \Delta p = 0 \Rightarrow \Delta x \rightarrow \infty$$

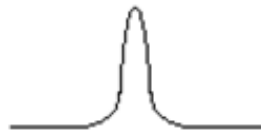


b, Ha véges nagyságú hullámszám tartományból építkezek ( $k_1$ ), akkor hullámcsomagot kapok véges  $x_1$  kiterjedéssel

Minél nagyobb hullámszámtartományból építem fel a hullámcsomagot, az annál keskenyebb lesz. Azaz, ha  $k_2 > k_1$ , akkor  $x_2 < x_1$ , vagy másképpen



c, Határesetben (ha  $\Delta k$  igen nagy, sőt



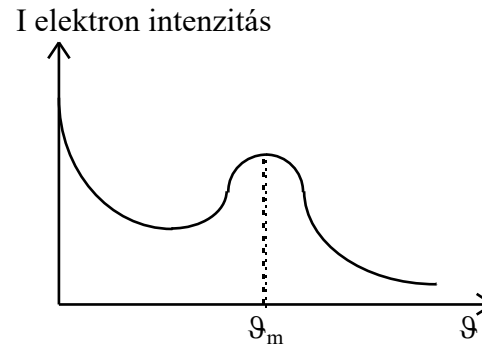
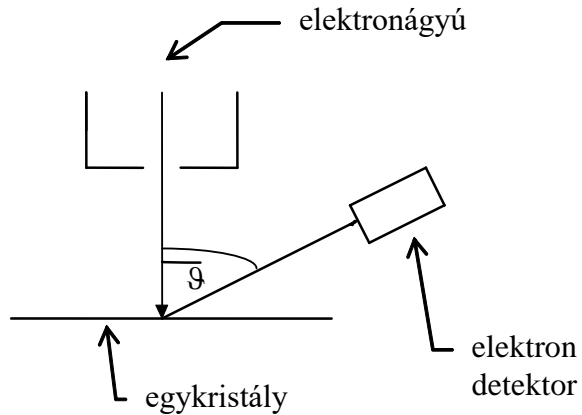
igen kicsi (sőt  $\Delta x \rightarrow 0$ ). Ez a jól lokalizált részecske.

**A korábbi tisztán hullám (a,) és tisztán részecske (c,) kép helyébe a kvantumelmélet az általánosabb hullámcsomagot (b,) hozza, amelynek az a, és c, eset csak határátmenetei.**

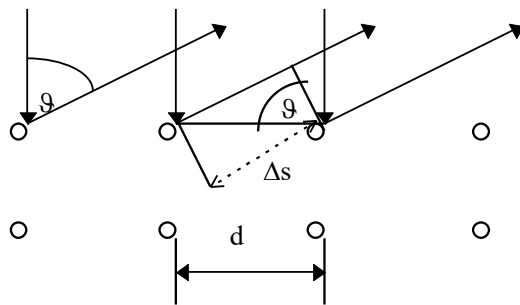
# Kísérleti bizonyítékok az elektron hullámtermészetére

Davisson-Germer kísérlet / 1927 / G. P. Thomson / 1928 /

A kísérletet Davissonék végezték, a magyarázat G. P. Thomson érdeme.



Adott energiájú elektronokat Ni egykristályon szórattva egy adott szórési szögnél intenzitás maximumot mérünk. Ennek magyarázata az elektron hullámok interferenciájának figyelembe vételével lehetséges.



a körök atomok a kristályban (természetes rács), a rácsállandó  $d$ .

A két szomszédos atomon szórt elektron hullám akkor erősíti egymást, ha az útkülönbségük a hullámhosszuk egész számú többszöröse:

$$\Delta s = d \sin \vartheta = n\lambda$$

A de Broglie képletből:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$$

$$\sin \vartheta_m = \frac{\lambda}{d} = \frac{h}{d\sqrt{2mE}}$$

## A határozatlansági reláció

Tekintsük például a helykoordinátát ( $x$ ) és a hozzá tartozó lendület koordinátát ( $p_x$ )! A határozatlansági reláció szerint a helykoordináta bizonytalansága ( $\Delta x$ ) és a lendület  $x$  koordinátájának bizonytalansága ( $\Delta p_x$ ) között fennáll a

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$$

Hasonló reláció áll fenn az energia ( $E$ ) és az időkoordináta ( $t$ ) között:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2$$

Tehát az energia és az időkoordináta sem mérhető egyidejűleg pontosan. Rövid időtartamra az energia nincs pontosan meghatározva. Minél tovább tart a részecske egy állapota (folyamata), annál pontosabban meghatározható (ill. meghatározott) az energiája! **(Pozitivizmus!!!)**

*A határozatlansági reláció igen szépen mutatja, hogy a makrofizikai fogalmak a mikrovilág leírására csak korlátozottan alkalmasak. A kapható válasz pontosságát a kísérleti körülmények eleve behatárolják. Egy fizikai mennyiség mérési pontosságának nem lesz elvi határa, ha a kísérleti körülményeket meg tudjuk úgy választani, hogy a mért mennyiség konjugált párja a mérés során határozatlan marad.*

# A határozatlansági relációk néhány következménye

## A pályavonalak kérdése:

A klasszikus fizika szerint a részecskének van pályavonala, mert egyszerre ismert a helyük és a sebességük. Nézzük, hogy mit szól ehhez a kvantumelmélet a makroszkopikus (pl. a mákszem ill. ettől nagyobbak) és a mikroszkopikus (pl. atomi elektron) részecskék esetében!



Egyszerre ismert  $r$  és  $v$  /ezáltal  $p$ /  
tehát van trajektória.

A, mákszem pl.  $m = 10^{-6}$  kg

$\Delta x \approx 10^{-6}$  m - helyét  $\mu\text{m}$  pontossággal tudjuk meghatározni

$$\Delta x \cdot m \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2} \approx 10^{-34}$$

$$\Delta v_x \approx \frac{10^{-34}}{10^{-6} \cdot 10^{-6}} = 10^{-22} \rightarrow \text{a mákszem sebességét } 10^{-22} \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

pontossággal tudjuk meghatározni

Azonban ez nem igazi megszorítás, mert nincs olyan műszer amivel ilyen pontosan lehetne sebességet mérni. Tehát a mákszemnek van pályavonala. Természetesen minden tőle nagyobb részecskének, azaz **minden makroszkopikus részecskének is van pályavonala a kvantumelmélet szerint is.**



# A pályavonalak kérdése/2

B, Elektron az atomban

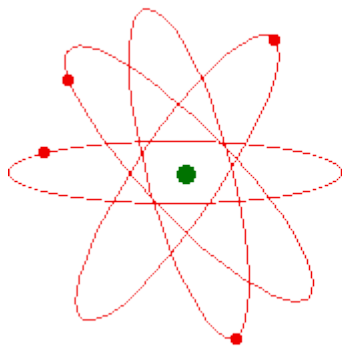
$$\Delta x \cong 10^{-10} \text{ m (atom mérete)}$$

$$m \cong 10^{-30} \text{ kg (elektron tömege)}$$

$$\Delta v_x \cong \frac{10^{-34}}{10^{-10} \cdot 10^{-30}} = 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

A H atomban az elektron sebessége ebbe a nagyságrendbe esik a klasszikus fizika szerint. Ha a mérési bizonytalanság a mérési eredmény nagyságrendjébe esik, ill. azt meghaladja, akkor a mérés nem vezet eredményre. Az atomi elektron sebességkoordinátái tehát nem mérhetőek, róluk egy fizikus ezért nem beszélhet.

**Véggövetkeztetés: Az atomban az elektron mozgása méréssel nem követhető, tehát nincs pályavonala.** (Semmilyen mérés nem igazolhatja tehát azt az ősi elképzelést, hogy az elektron keringene az atommag körül. Ezt is el kell feledni!)

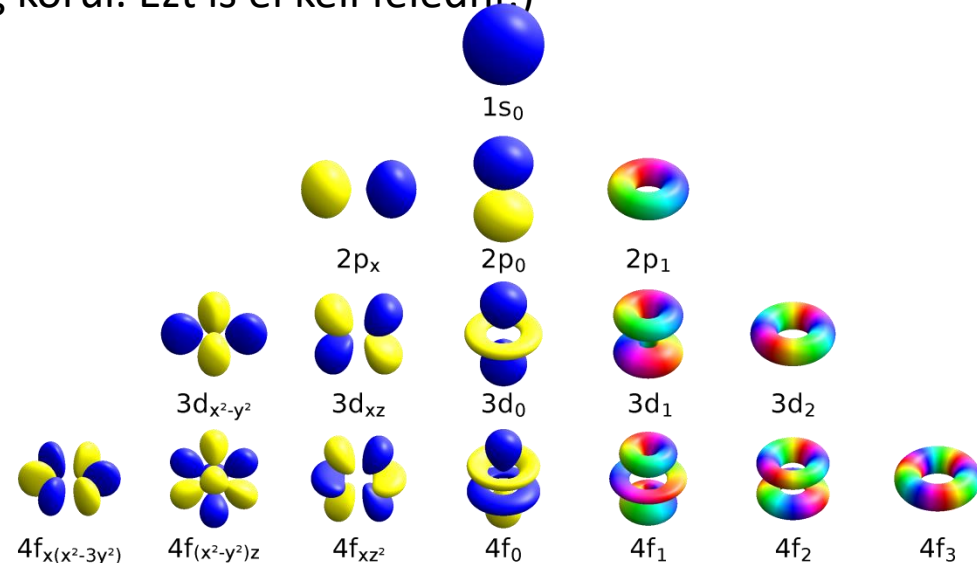


wrong!

wrong!!

wrong!!!

wrong!!!!



## 2, Zérusponti energia

(avagy abszolút zérus fokon van-e a részecskéknek mozgási energiája a kvantumelmélet szerint. Azt tudjuk, hogy a klasszikus fizika szerint zérus kelvinen a mozgási energia is zérussá válik.)

Mi lehet az x koordináták szórása ?

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

$$\Delta v_x \sim v_x$$



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

A szórás nagyságrendileg egyezik a középtértől való maximális eltéréssel. (ettől kisebb)

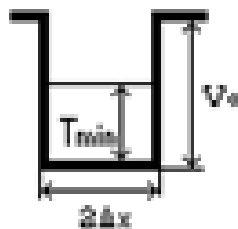
$$\Delta x \cdot m \cdot \Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2}$$

A kinetikus energia 1 dim.:

$$\Delta v_x \geq \frac{\hbar}{2m\Delta x}$$

$$T_{kin.} \geq \frac{\hbar^2}{8m\Delta x^2}$$

$$T_{kin.} = \frac{1}{2} m v_x^2 = \frac{1}{2} m \Delta v_x^2 \geq \frac{\hbar^2}{8m\Delta x^2}$$



Helyhez kötött részecskének tehát abszolút zérus fokon is marad mozgási energiája.

Ha viszont szabad a részecske ( $\Delta x \rightarrow \infty$ ), akkor a kvantumelmélet szerint is megáll zérus kelvin hőmérsékleten.

# Ellenőrző tesztkérdések

Válasszuk ki a hamis állítást!

- a) Az anyag hullámtermészetére először de Broglie következtetett
- b) A részecskéhez rendelt hullámhossz arányos a részecske tömegével
- c) A részecskéhez rendelt hullámhossz fordítva arányos a részecske lendületével
- d) Az elektron hullámtermészetét interferencia kísérlettel igazolták

Az elektron atomon belüli mozgásához nem lehet pályavonalat rendelni, mert az energia bizonytalanságának és az idő bizonytalanságának a szorzata nem lehet tetszőlegesen nagy.

- a) Az állítás és az indoklás is helyes, közöttük oki kapcsolat van
- b) Az állítás és az indoklás is helyes, közöttük nincs oki kapcsolat
- c) Az állítás hamis, de az indoklás önmagában helyes
- d) Az állítás igaz, de az indoklás nem

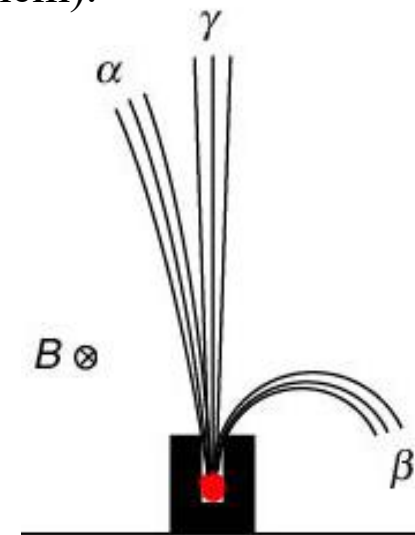
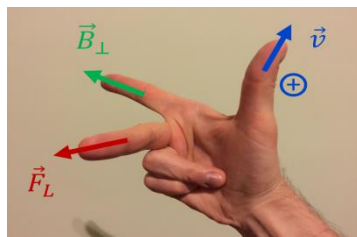
# Radioaktivitás

Becquerel (1896): uránérc a fotopapírt megfeketíti (előhívás után persze), még ha az vastag papírba is van csomagolva (mintha fény érte volna, pedig nem).

Később az urán sugárzását (vákumban és mágneses térben) sikerült összetevőkre bontani (Rutherford, Villard).

A sugárzások a rajz síkjára merőleges mágneses téren haladnak át Lorentz-erő:

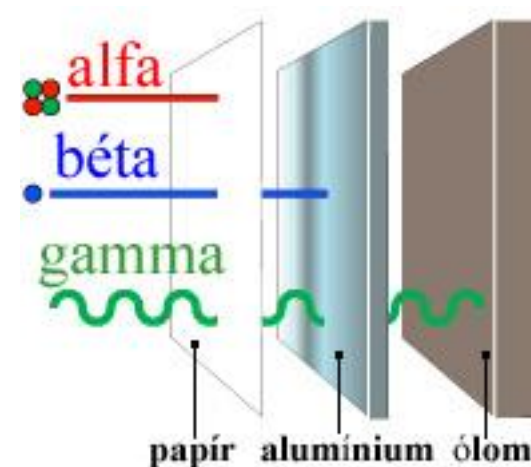
$$\vec{F} = q[\vec{v} \times \vec{B}]$$



$\alpha$ : hélium atommagok  ${}^4_2\text{He}^{2+}$  (kicsi áthatolóképesség, papírlap elnyeli)

$\beta$ : elektronok (közel fénysebességgel, néhány mm Al lap elnyeli)

$\gamma$ : nagyenergiájú EM sugárzás ( $f > 10^{18}$  Hz, csak több cm ólom nyeli el)

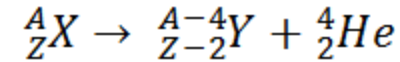


# Megjegyzések

- A kirepülő részecskék nagy energiájúak, nagyságrendben milliószor akkorák, mint a kémiai reakciók közben felszabadulók (elektron átmenetek az energiaszintek között).
- Ha az  $\alpha$  sugárzást elnyeletik, akkor ott He keletkezik. Úgy gondolják, a Földön megtalálható He jelentős részben az  $\alpha$  sugárzásból származik.
- A radioaktív bomlások során felszabaduló energia tartja melegen (olvadt állapotban) a Föld magját.
- Az  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  a leggyakoribb sugárzások, de másfajta (itt nem részletezett) sugárzások is léteznek a természetben.
- Az  $\alpha$ , és  $\gamma$  sugárzások spektruma vonalas, a bétáé folytonos.
- A sugárzások kibocsátása bomlási folyamatban történik (ma már tudjuk, hogy a bomlás az atommagon belül történik).
- A radioaktív sugárzás kibocsátásakor általában elemátalakulás történik (kivéve  $\gamma$ ).  
Ezzel megdőlt az az axióma, hogy a kémiai elemek nem alakíthatók át.
- Ezért kémiai Nobel-díjat adtak egy fizikusnak, Rutherfordnak 1911-ben). Akár aranyat is lehetne így csinálni, de a bányászata sokkal olcsóbb.

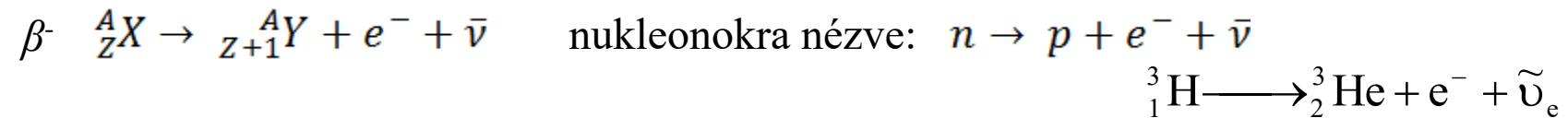
# A radioaktív bomlások típusai

$\alpha$ -bomlás: az atommag tömegszáma 4-el, rendszáma 2-vel csökken.



Példa: egy fémből két nemesgáz keletkezik  ${}^{226}_{88}Ra \longrightarrow {}^{222}_{86}Rn + {}^4_2He$

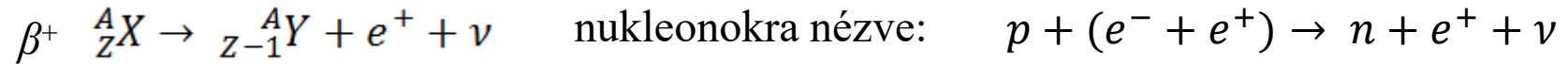
$\beta$ -bomlás: két fajtája van ( $\beta^-$  és  $\beta^+$ ) attól függően, hogy elektron ( $e^-$ ) vagy **pozitron** ( $e^+$ ) keletkezik. A pozitron az elektron antirészecskéje, töltése ellentétes, minden másban azonos.



A  $\nu$  és a  $\bar{\nu}$  **neutrínót** illetve antineutrínót jelent. Ezek töltés nélküli, nagyon kis tömegű részecskék és csak a gyenge kölcsönhatáson keresztül lépnek reakcióba. Emiatt detektálni őket rendkívül nehéz. Osztódik a bomlási energián az elektronnal (pozitronnal), ezért folytonos a spektruma.

A pozitron az atommagot elhagyva egy elektronnal annihilálódik és két nagyenergiájú foton keletkezik belőlük.

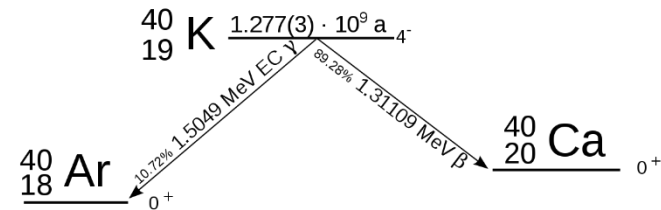
## A radioaktív bomlások típusai/2



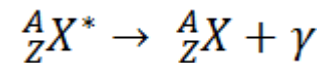
A pozitív béta bomlásnak van egy alternatívája is, ami kísérni szokta.  
Ez az **elektron befogás** (többnyire a legbelső héjről).



Vannak esetek, amikor csak ez lehetséges energetikailag,  
pozitron emisszió nem.



$\gamma$ -bomlás: nem jár elem átalakulással, mindössze az atommag egy gerjesztett állapotából történő alapállapotba történő alakulása megy végbe. Az energiakülönbség szabadul fel egy foton formájában (nagyok az energia különbségek!). Általában a béta- vagy az alfa-bomlást követi.



# Radioaktív bomlástörvény

A radioaktív bomlás véletlenszerű jelenség. Egy radioaktív izotóp atommagja egységnyi idő alatt ugyanolyan valószínűséggel bomlik el, függetlenül az életkorától. A törvények statisztikai jellegűek, csak nagy számok esetén teljesülnek.

Ha  $\lambda$  annak valószínűsége, hogy egy mag a következő másodpercben elbomlik (**bomlási állandó**), akkor  $dt$  idő alatt a magok  $N$  számának (nagy!) megváltozására:

$$dN = -\lambda N dt$$

Az egyenletet átrendezve (változókat szétválasztva):  $\frac{dN}{N} = -\lambda dt$

Ennek az egyenletnek a megoldása: a **bomlástörvény**:  $N = N_0 e^{-\lambda t}$

(exponenciális csökkenés,  $1/\lambda$  az átlagos élettartam.)

A **felezési idő** megadja, hogy az eredeti nagyszámú radioaktív magnak mennyi idő alatt bomlik el a fele. További felezési időt várva a még nem elbomlott magok száma ismét feleződik, és így tovább.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$$
$$e^{\lambda T_{1/2}} = 2 \quad \longrightarrow \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$



# Ellenőrző kérdések

Mely radioaktív bomlás során változik a rendszám?

- a) Csak az  $\alpha$ -bomlás során
- b) Mindhárom bomlás ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -bomlás) során
- c) Egyik bomlás során sem
- d) Az  $\alpha$ -bomlás és a  $\beta$ -bomlás során is

Milyen izotóp keletkezhet a  $^{90}\text{Sr}$  béta bomlásakor?

- a)  $^{90}\text{Y}$
- b)  $^{91}\text{Y}$
- c)  $^{89}\text{Sr}$
- d)  $^{91}\text{Sr}$

# Aktivitás

Aktivitás: A mintában időegység alatt bekövetkező bomlások száma:  $A = \left| \frac{dN}{dt} \right|$

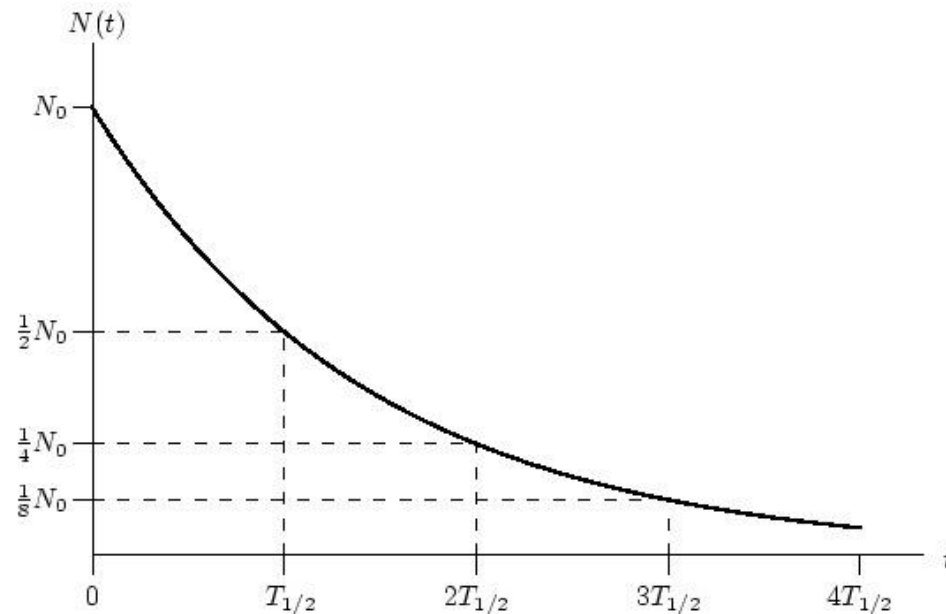
$[A] = 1 \text{ Bq (becquerel)} = 1 \text{ bomlás/másodperc}$

Korábbi egysége: 1Ci (curie)

$1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq} (= 1\text{g Ra radioaktivitása})$

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t}$$

Tehát az aktivitás ugyanolyan exponenciális függvény szerint csökken, és bármely időben:



$$A(t) = N(t)\lambda$$

# Bomlási sorok

A különböző bomlásoknál a tömegszám vagy nem változik ( $\beta$ ,  $\gamma$ ), illetve 4-el csökken ( $\alpha$ ). Ezért a periódusos rendszer végén lévő természetes anyagok bomlási sorokba rendezhetők. A tömegszám 4-el való osztásánál lehet 0, 1, 2, illetve 3 maradék, ezek megadják a négy különböző bomlási sort, melynek elején egy anyaelem áll, közbenő radioaktív elemeit pedig lányelemeknek hívjuk. A végső stabil elem a végtermék.

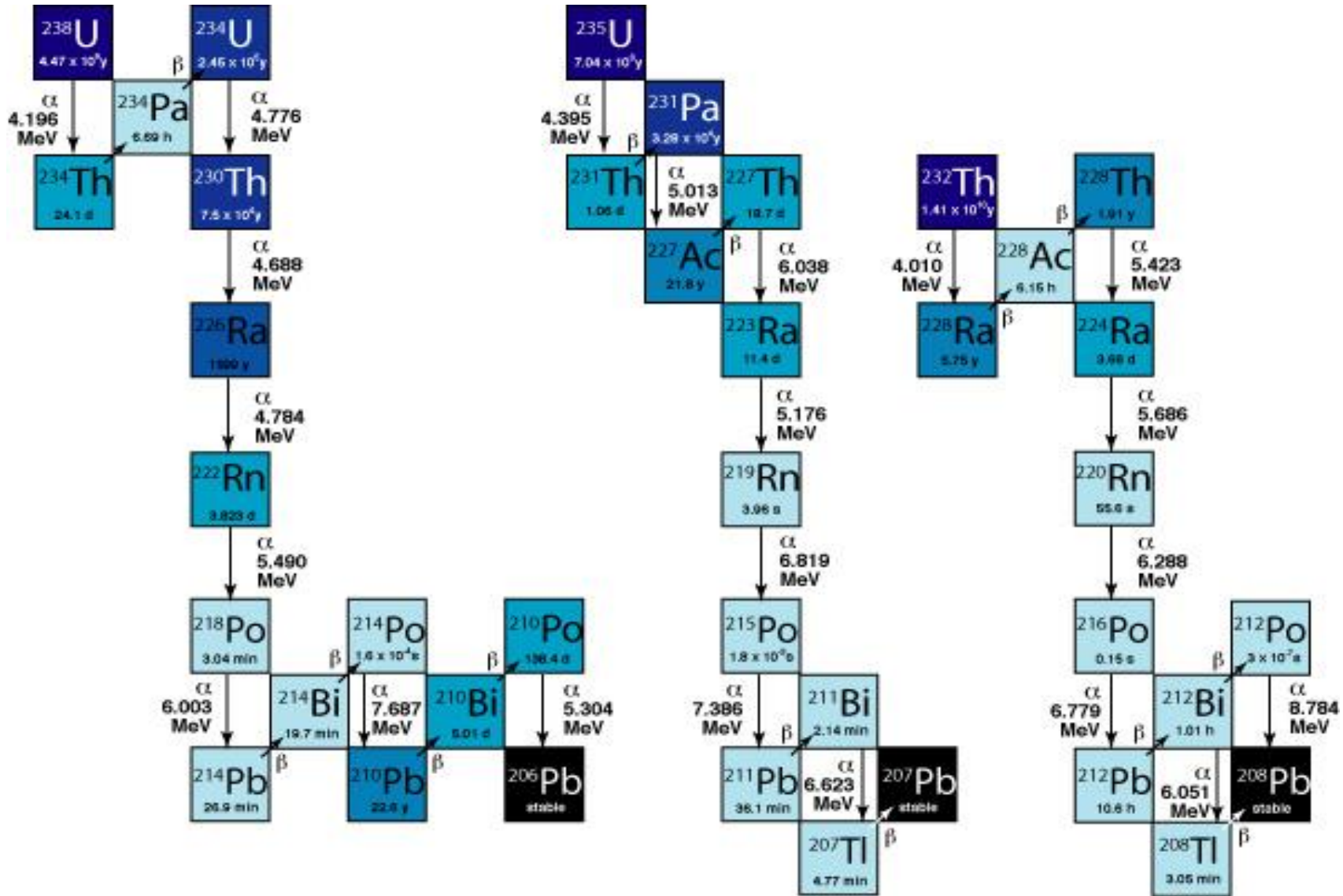
$A = 4n$     tórium-sor, anyaelem:  $^{232}\text{Th}$ ,  
 $T_{1/2} = 1,41 \cdot 10^{10}$  év,    végtermék  $^{208}\text{Pb}$

$A = 4n + 1$     neptúnium-sor, anyaelem:  $^{237}\text{Np}$ ,  
 $T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6$  év,    végtermék  $^{209}\text{Bi}$   
(ez a sor már lebomlott a Föld keletkezése óta)

$A = 4n + 2$     urán 238-sor, anyaelem:  $^{238}\text{U}$ ,  
 $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  év,    végtermék  $^{206}\text{Pb}$

$A = 4n + 3$     urán 235-sor, anyaelem:  $^{235}\text{U}$ ,  
 $T_{1/2} = 7,1 \cdot 10^8$  év,    végtermék  $^{207}\text{Pb}$

# Bomlási sorok/2



## Arcképcsarnok



Antoine Henri Becquerel  
1852- 1908  
Nobel-díj: 1903 (megosztva  
a Curie-házaspárral)



Marie Skłodowska-Curie (1867-1934), Pierre Curie (1859-1906),  
Irene Joliot-Curie (1897-1956)

# Ellenőrző kérdések

Az ősi időkben keletkezett radioaktív anyagok aktivitása egyre kisebb, mert egyre kisebb a száma a bennük lévő még el nem bomlott atommagoknak.

- a) Az állítás hamis, de az indoklás önmagában helyes
- b) Az állítás igaz, de az indoklás nem
- c) Az állítás és az indoklás is helyes, közöttük oki kapcsolat van
- d) Az állítás és az indoklás is helyes, közöttük nincs oki kapcsolat

Válasszuk ki a hamis állítást!

- a) Az aktivitás arányos a még el nem bomlott atommagok számával
- b) Az aktivitás mértékegysége a becquerel (=bomlás/s)
- c) A bomlási állandó megadja az időegység alatti bomlások számát
- d) Adott izotóp esetén az elbomlás esélye korfüggetlen

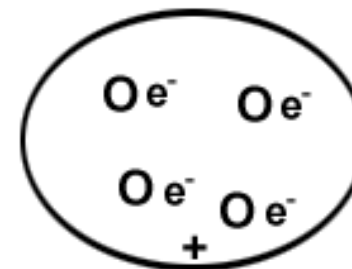


# Az atommag felfedezése

Előzmény: 1897-ben J.J. Thomson felfedezte az elektronokat.

Az atom modellje egy „mazsolás puding” volt.

atommodell (+) puding az atomtörzs, (-) mazsolák az elektronok



Rutherford kísérlet (1911) :

Felvették az  $I(\theta)$  függvényt

ZnS : 1 db  $\alpha$ - részecske

1 db fényfelvillanást okoz (szcintilláció)

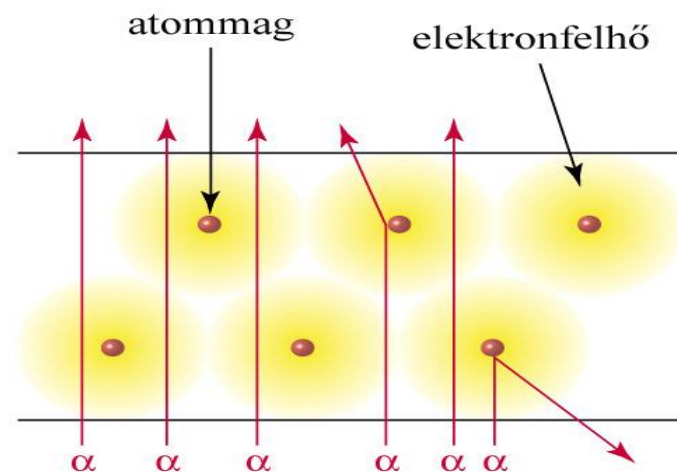
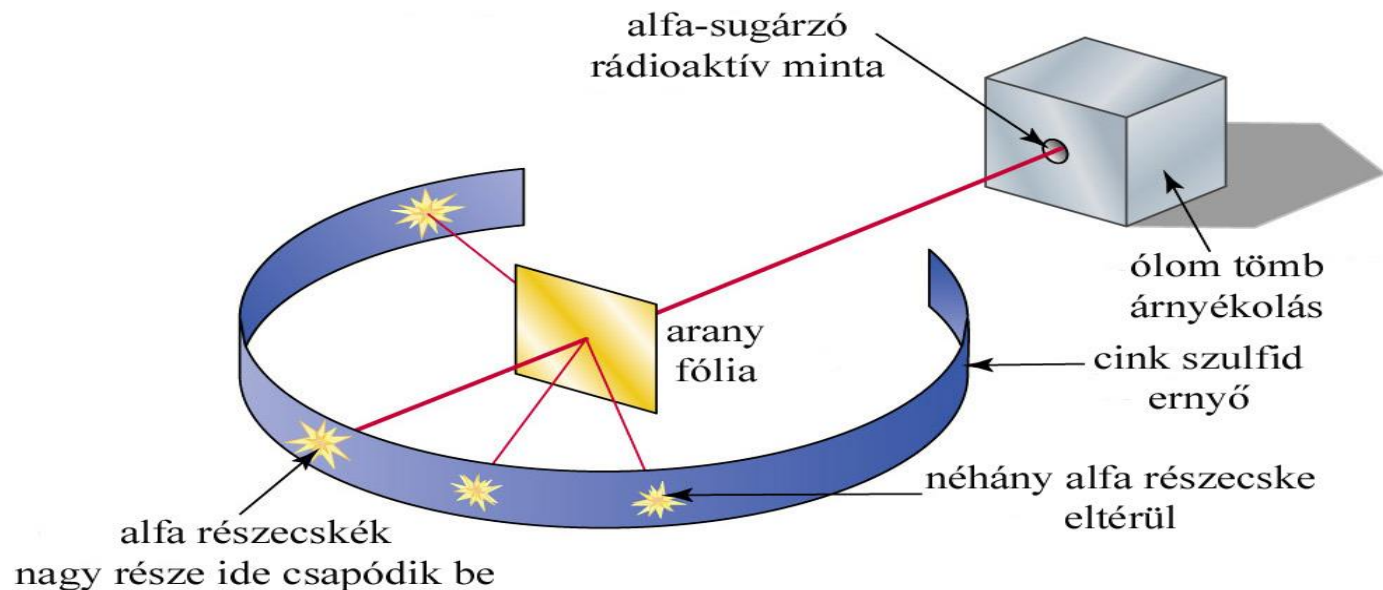
Kvalitatív tapasztalatok :

1. Az  $\alpha$ - részecskék több mint 99,9%-a nem térül el.
2. Kb. 0,1% jelentősen eltérül.
3. Néhány  $\alpha$ - részecske visszaszóródik



## Az atommag felfedezése/2

Rutherford kísérlet (1911): Az atom pozitív töltése és a tömeg nagy része egy nagyon kis helyre összpontosul. Ezt nevezte el atommagnak.

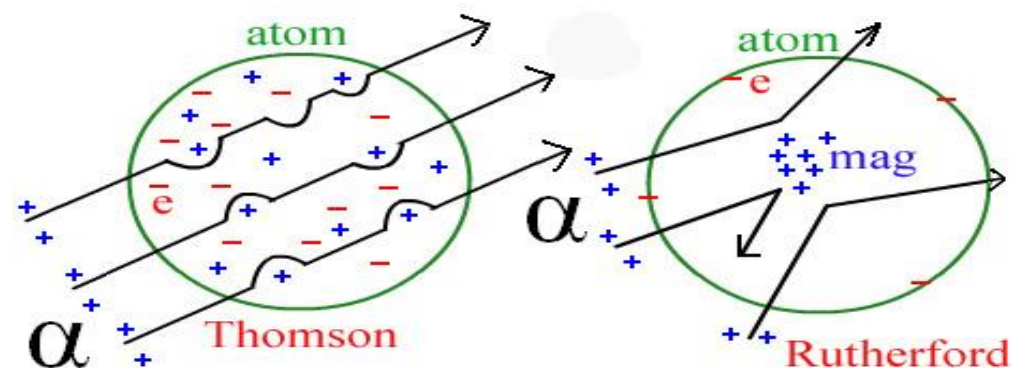


Az eltérülés ritka de nagymértékű.

Thomson puding atom-modellje nem lehet helyes.

Az atom mérete  $10^{-10}$  m nagyságrendű (angström, Å).

Az atommagé  $10^{-15}$  m (femtó méter, fm)





# Az atommag felfedezése/3

***Az alfa részecske szóródását lehet a klasszikus fizika alapján is tárgyalni, mert a hullámhosszuk nagyon kicsi. (Az elektronnal ez már nem tehető meg.)***

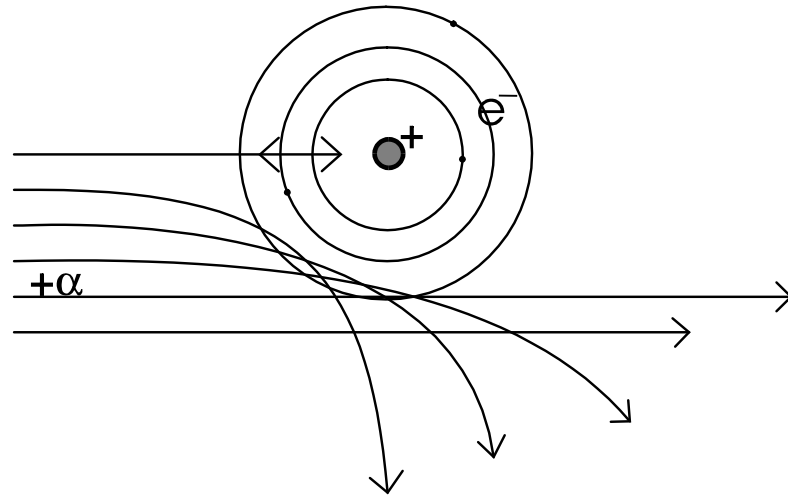
Itt még van értelme a klasszikus analógiáknak is: **szalmakazal golyószórózása**

Meg akarjuk tudni, hogy van-e valami a szalmakazalban. Elkezdjük egyenletesen megszórni golyókkal.

A szalmakazal mögött felfogjuk a golyókat (vagy a golyók nyomjelzősek), és azt tapasztaljuk, hogy a lövedékek legnagyobb hányadának pályája nem változott, de néhány golyó mozgásának iránya nagymértékben megváltozott.

Emiatt arra következtetünk, hogy a szalmakazalban valamilyen kicsi, kemény tárgy van. A szalmakazalt megfeleltethetjük az atomnak, a kis tárgyat az atommagnak, a golyókat pedig az  $\alpha$ -részecskéknak.

Az új atommodell:

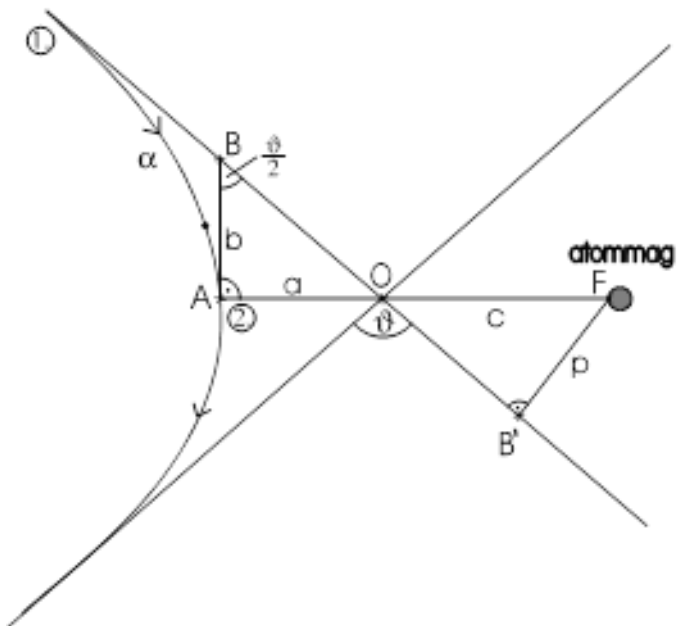


Középen, a kis térrészben helyezkedik el az anyag legnagyobb része, több, mint **99,9** %-a, ez az atommag.

# Néhány megfontolás a Rutherford-féle szórási formulához vezető úton (ínyenceknek)

## 1, Geometriai megfontolás

Az  $\alpha$ -részecske pályája kúpszelet, pontosabban **hiperbola**, melynek külső fókuszában helyezkedik el az atommag. A Kepler probléma tárgyalása során kapott eredmény itt is használható, mivel a Coulomb-törvény a gravitációs erőtvényhez hasonló alakú. Az atommag rögzítettségének feltételezése jó közelítés, mert tömege jóval nagyobb, mint az  $\alpha$ -részecskéé.



$$\frac{ABO\Delta \sim B'FO\Delta}{c^2 = a^2 + b^2}$$

↓  
a két  $\Delta$  egybevágó

hiperbola esetén ismert, hogy

(lineáris excentritás)<sup>2</sup>=

(fél kistengely)<sup>2</sup>+ (fél nagytenyely)<sup>2</sup>

a: fél nagytenyely

b: fél kistengely

c: fókusz távolság

$\vartheta$ : az eltérülés szöge

p: ütközési paraméter (ilyen messze ment volna el az atommag mellett.)

$$\operatorname{ctg}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{b}{a} = \frac{p}{a}$$

Ami fontos: minél kisebb az ütközési paraméter, annál nagyobb az eltérülés szöge. (Egészen pontosan:

## 2, Megmaradási tételek

A, Mivel az atommag körül kialakult elektrosztatikus tér **konzervatív**, ezért érvényes benne a **mechanikai energia megmaradására** vonatkozó tétel.

B, Másrészt mivel **centrális**, érvényes a **perdületmegmaradás**.

Alkalmazzuk a két főt említett tételt az ábrán 1.-gyel illetve 2.-vel jelölt pontok ( egy, az atommagtól távoli pont, és az **A** pont ) között.

$$A, \quad \frac{1}{2}mv_0^2 + 0 = \frac{1}{2}mv_A^2 + k \frac{q_1q_2}{r_{\min}} \quad B, \quad mv_0p = mv_A r_{\min}$$

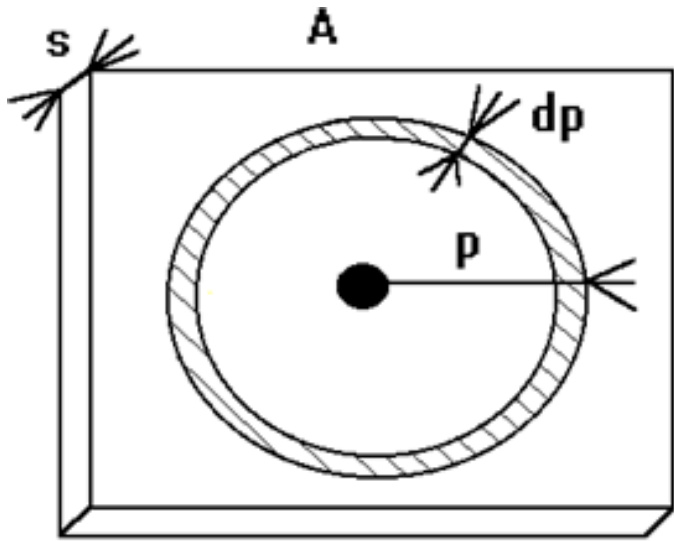
Igen fontos speciális eset, amikor az  $\alpha$  - részecske éppen eltalálja (illetve eltalálná, ha nem pattanna vissza) az atommagot, azaz  $p=0$ . Ekkor természetesen  $v_A=0$  és  $\vartheta = 180^\circ$ . Ekkor

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = k \frac{q_1q_2}{r_{\min}}$$

, tehát az  $\alpha$ -részecske energiájának ismeretében kiszámítható az a távolság, amelyre az  $\alpha$ -részecske legjobban megközelíti a magot.

### 3, Statisztikus megfontolások

Minden pont felé ugyanolyan valószínűséggel halad  $\alpha$ -részecske.



$dn_1$ : annak a valószínűsége, hogy az  $\alpha$ -részecske a  $(p, p+dp)$  ütközési tartományba esik

$n$ : az összes  $\alpha$ -részecske száma

$2p\pi dp$ : a körgyűrű területe

Geometriai valószínűség egy célpont esetén:

$$\frac{dn_1}{n} = \frac{2p\pi dp}{A}$$

Célpontok száma :  $NA_s$ ,

$$N = \frac{\text{atom}}{\text{térfogat}}$$

Összes céltárgy :

$$\frac{dn}{n} = NA_s \frac{dn_1}{n}$$

Nem lehet biztosítani, hogy a  $(\vartheta, \vartheta+d\vartheta)$  szóródási tartományt figyeljük.

Műszerrel a  $\vartheta$  körüli  $d\Omega$  térszöget lehet figyelni.

Erre a következő ún. **Rutherford-formula** vezethető le:

$$\frac{dn}{n} = Ns\pi \left( \frac{kz'e^2}{mv_0^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4 \left( \frac{\vartheta}{2} \right)} \cdot d\Omega$$

## A kísérlet eredménye

1. A szórási kép (az egységnyi térszögbe jutó  $\alpha$ -részecskék száma), azaz a mért  $I(\vartheta)$  egyezik a modell által szolgáltatott

$$\frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \quad \text{összefüggéssel.}$$

**Tehát a modell által adott szögfüggés egyezett a tapasztalattal. Ezt a kísérleti bizonyítéknak tekintjük és a modellt elfogadjuk** (míg az ellenkezőjére nem találunk bizonyítékot).  
*Ez volt az első kísérleti bizonyíték az atommag létezésére.*

2.  $n$  ismeretében  $z'$  is meghatározható. Az eredmény:  $z' = z$ , vagyis **az atommag töltése ( $e$  egységben) egyezik a rendszámmal.**

A rendszám hármasszám jelentése (ezt követően)

1. sorszám a periódusos rendszerben
2. az atommag töltése  $+e$  egységben
3. a semleges atomban levő elektronok száma

Viszont az atommag tömege nagyobb, mint a benne lévő protonok össztömege. Miért???

20 év alatt találták meg a helyes választ.

## Az atommag összetétele

1932: Chadwich felfedezi a neutron

Módszer:  $\alpha$ - részecskékkel beríliumot bombáztak. A sugárzás energiáját a Compton-effektus alapján akarták mérni, de mindig különböző eredményeket kaptak. A kezdeti feltételezésük:  ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \neq {}^{13}_6\text{C} + \gamma$  ellentmondásokra vezetett.

Valójában a következő igaz:  ${}^4_2\text{He} + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$

n=neutron  $m_n \approx m_p$  de  $m_n > m_p$  (0,5% különbség)

Heisenberg es Ivanyenko rájön arra, hogy az atommag áll: **Z db protonból és A-Z db neutronból**



### Izotópia

Egy kémiai elem különböző tömegszámú változatait izotópoknak nevezzük.

és  ${}^A_Z\text{X}$  és  ${}^{A'}_Z\text{X}$  ahol  $A' \neq A$  izotópok

A radioaktív bomlás vizsgálata során derült rájuk fény. Minden elem a természetben különböző izotópok keveréke.

## Az atommag mérete

Ismételjük meg a Rutherford kísérletet, de arany helyett alumínium céltárgyon (Marsden-kísérlet)

Eredmény: eltérés van a Rutherford-formulától  $\vartheta=180^\circ$  körül.

Következmény: az  $\alpha$ -részek ténylegesen el is érik az atommagot, melyeknek ütközési paramatérük kicsi volt.

Tehat:  $r_{\min}(\text{Au}) > R_{\text{Au}}$  R: atommag  
 $r_{\min}(\text{Al}) < R_{\text{Al}}$

Az ehhez hasonló, csak pontosabb mérések eredménye:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad R_0 = (1,4-1,5) \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

### Megjegyzések

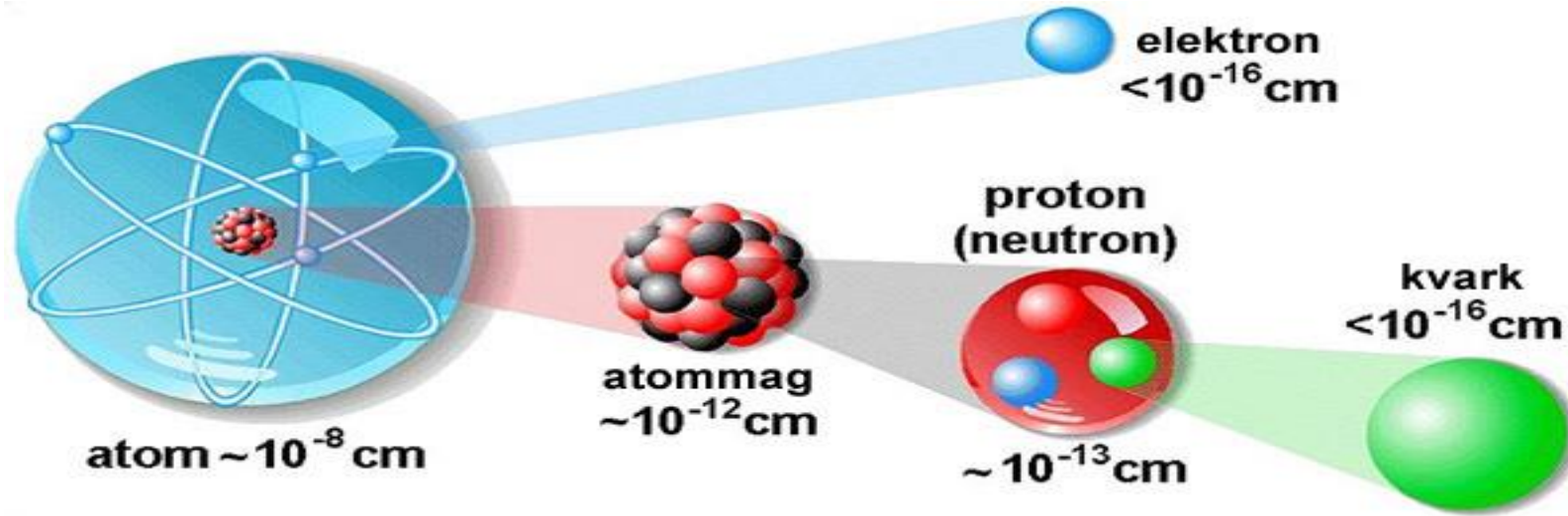
(I)  $V_{\text{atommag}} = \frac{4}{3} R^3 \pi = \frac{4}{3} \pi R_0^3 A$  azaz a térfogat arányos a tömegszámmal  $V_{\text{atommag}} \sim A$

Mivel a tömeg is arányos a tömegszámmal, a kettő hányadosa független tőle, azaz **minden atommag sűrűsége ugyanakkora**

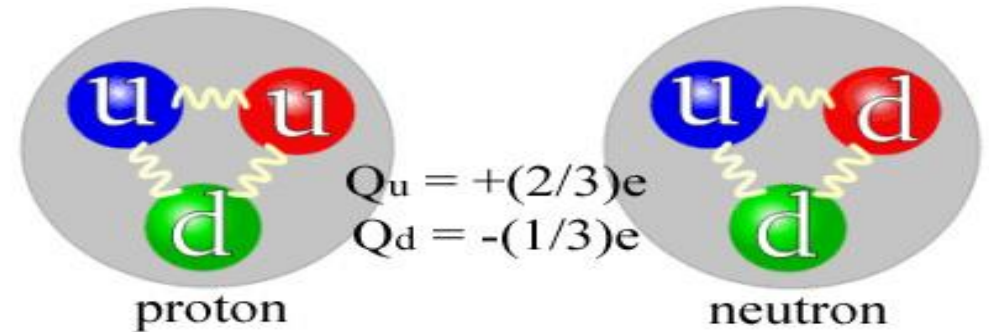
$$\rho_{\text{mag}} = m_p / 4R_0^3 = 1 / (6 \cdot 10^{23}) \cdot 1 / 4 (1,5 \cdot 10^{-15})^3 \text{ g/m}^3 \approx 10^{20} \text{ g/m}^3$$

**Azaz az atommag a legsűrűbb anyagoknál is  $10^{15}$ -ször sűrűbb (mert igen kicsi a mérete)!**

# Az atommag szerkezete



Ma már tudjuk, hogy a protonok és neutronok nem elemi részecskék, hanem 3 db un. **kvark** alkotja őket. A kvarkok elemi részecskék, a nukleonok felépítésében kétféle kvark vesz részt: **u** és **d** kvark.





# A nukleáris kölcsönhatás

**A nukleáris kölcsönhatás az atommagot alkotó nukleonok (azaz protonok és neutronok) közötti vonzó kölcsönhatás.**

Ez tartja össze az atommagot a protonok Coulomb taszítása ellenére, tehát **erősebb, mint az elektromágneses kölcsönhatás.**

(A másik két kölcsönhatás fajta: a gravitációs és az un. gyenge kölcsönhatás, Ezek sokkal gyengébbek ezeknél. A gravitáció különösen gyenge, de nagy hatótávolságú és mindig vonzó, ezért a világegyetem egyben tartásában mégis kiemelkedő a szerepe.)

**A nukleonokat alkotó kvarkok kölcsönhatása az un. erős kölcsönhatás, ennek „maradék” a nukleáris kölcsönhatás.**

Van némi hasonlóság a van der Waals kölcsönhatáshoz, amely a semleges atomok vonzó kölcsönhatása, amely tehát a töltött részecskék elektromos kölcsönhatásának a „maradék”.

Tehát: az **u és d kvark** kölcsönhatása az **erős kölcsönhatás**. A belőlük felépülő **proton (uud) és neutron (udd)** kölcsönhatása a **nukleáris kölcsönhatás**.

Az **elektronok és az atommag** kölcsönhatása az **elektromágneses kölcsönhatás**. A belőlük felépülő **semleges atomok** kölcsönhatása a **van der Waals kölcsönhatás**.

# A nukleonok spinje

- A kvarkok az elektronhoz hasonlóan feles spinű részecskék. A 3 db kvarkból felépülő protonok és neutronok szintén feles spinűek.
- Emlékeztető: a „feles spin” azt jelenti, hogy a részecske sajátperdületének vetülete egy kitüntetett irányra  $+\hbar/2$  vagy  $-\hbar/2$  lehet.
- Ezekre a részecskékre vonatkozik a Pauli-elv, azaz egy adott kvantumállapotot legfeljebb két proton (neutron) tölthet be ellentétes spinnel.

# A spinhez tartozó mágneses nyomaték

Ismeretes, hogy elektron esetében a mágneses nyomaték z komponensének nagysága egyenlő a Bohr-magnetonnal ( $\mu_B$ ), amely a spinvetület ( $\hbar/2$ )  $e/m_e$  –szerese. (Az elektron negatív töltése miatt a spin és a mágneses nyomaték vetülete ellentétes előjelű.)

$$M_S^Z = \pm \mu_B = \pm \frac{e\hbar}{2m_e} = \pm \frac{e}{m_e} S_z$$

Ha a proton elemi részecske lenne azt várhatnánk, hogy a mágneses nyomatékának komponense:

$$M_S^Z = \pm \mu_N = \pm \frac{e\hbar}{2m_p} = \pm \frac{e}{m_p} S_z$$

Ahol  $\mu_N$  az ún. **mag-magneton** és  $m_p$  a proton tömege. A semleges neutron esetében pedig nulla mágneses nyomatékra számítanánk. Megjegyezzük, hogy **a proton** nagy tömege miatt ( $m_p \approx 1830 m_e$ ) **a mágneses nyomatéka három nagyságrenddel kisebb az elektronénál** ( $\mu_N \approx \mu_B/1830$ ).

A nukleonok mágneses nyomatéka – az összetett szerkezetük miatt – a fenti értékeknél lényegesen nagyobb. Az általános képlet:

$$M_S^Z = \pm g \mu_N$$

Ahol  $g$  az ún. giromágneses együttható. Ennek értéke protonra **2,792**, neutronra pedig **-1,91**. Ezek az értékek a kvarkok segítségével jól értelmezhetőek.

## A nukleáris kölcsönhatás további tulajdonságai

1) *Nukleonok között hat, függetlenül attól, hogy protonról (p) vagy neutronról (n) van szó.*

Másképpen fogalmazva: az n-n , p-p , n-p kölcsönhatások ugyanolyan erősek .

2) De az erős kölcsönhatás spinfüggő. A n-n és p-p pár sohasem alkot kötött rendszert , mert spinjeik ellentétes irányba mutatnak (Pauli-elv), de a n-p pár (a deutérium) létezik, mert a Pauli-elv nem zárja ki, hogy a protonok és neutronok ugyanazt az állapotot egyező spinnel betöltsék.

3) *Nagyon rövid hatótávolságú* kölcsönhatás (gyakorlatilag csak a szomszéd - egymással érintkező - nukleonok hatnak így kölcsön ). A nukleáris kölcsönhatás telített : bizonyos hatásgömbön belüli nukleonokat kell csak figyelembe venni a kölcsönhatás során . (Hasonlóan a van der Waals kölcsönhatáshoz.)

## Ellenőrző kérdések

Válasszuk ki a nukleáris kölcsönhatásra nem jellemző tulajdonságot!

- a) A kvarkok közötti erős kölcsönhatás maradéka
- b) Nagy hatótávolságú (hasonlóan a gravitációhoz)
- c) Nukleonok között hat
- d) Töltésfüggetlen

Állítsuk az alapvető kölcsönhatásokat erősségük szerint növekvő sorrendbe (tehát a leggyengébb legyen elől)!

- a) Gravitációs-, gyenge-, elektromágneses-, erős kölcsönhatás
- b) Gyenge-, elektromágneses-, gravitációs-, erős kölcsönhatás
- c) Gyenge-, gravitációs-, elektromágneses-, erős kölcsönhatás
- d) Gravitációs-, elektromágneses-, gyenge-, erős kölcsönhatás