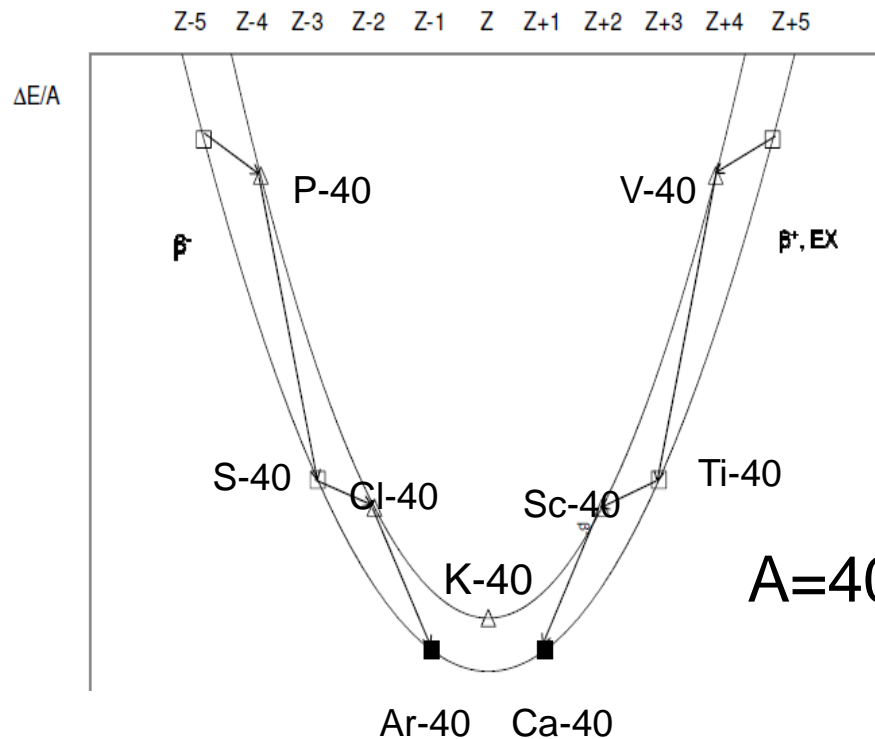
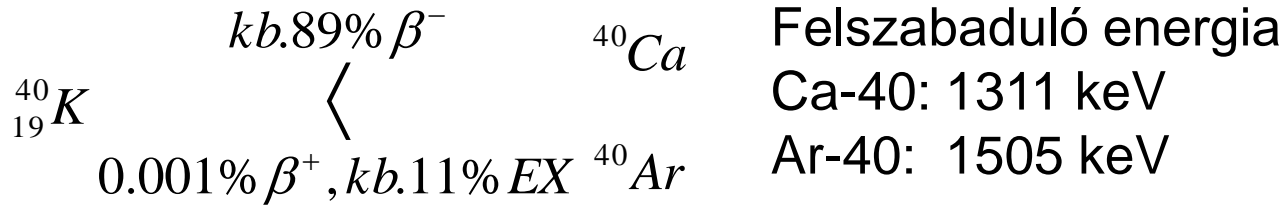


A radioaktív bomlás típusai

Párhuzamos negatív és pozitív béta- bomlás/elektronbefogás



Felezési idő

?

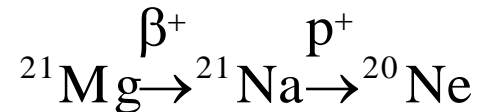
ms- perc

1.3 milliárd év

A=40

Proton és neutronbomlás

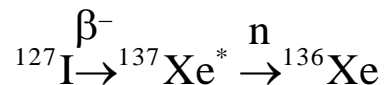
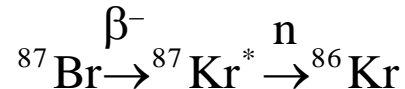
- Protonbomlás: a pozitív béta-bomlást követően fordul elő a könnyű atommagoknál, pl.:



- A neutronbomlás vagy késleltetett neutronbomlás a negatív béta-bomlás kísérőjeként fordulhat elő, nehezebb magoknál is lehetséges, pl.:



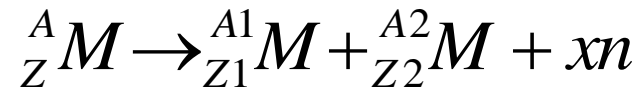
vagy a maghasadásnál keletkező izotópoknál is előfordul, pl.:



- A késleltetett neutronok szerepet játszanak az atomreaktorok neutronháztartásában, különösen leállásnál.

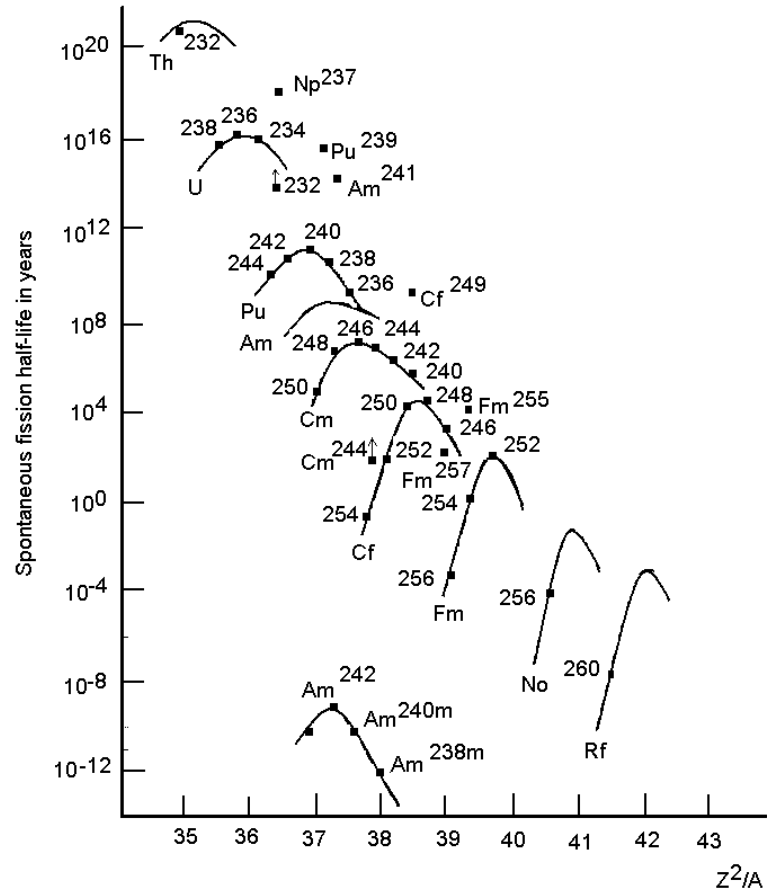
Spontán hasadás

$$E = 931 \text{MeV} \left({}^A_Z M - {}^{A_1}_{Z_1} M - {}^{A_2}_{Z_2} M \right)$$



Spontán hasadás

- A spontán bomlás felezési ideje logaritmusának a Z^2/A függvényében történő ábrázolása azt mutatja, hogy az egy-egy rendszámhoz tartozó nuklidok egy maximum görbén helyezkednek el.



Izomer átalakulás



Egzotikus bomlás

- Nehezebb atommagok spontán emissziója

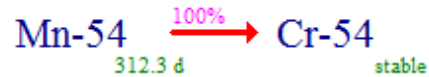


- Nagyon ritkán fordulnak elő, pl. a ^{223}Ra -izotóp esetén az egzotikus bomlás valószínűsége kb. 10^{10} -ed része az alfa-bomlás valószínűségének. A kilépő magok természete az atommag héjmodellje alapján értelmezhető: nagyobb stabilitású, lezárt héjakkal rendelkező magok lépnek ki.

A mag változásait követik az elektronhéj és a kémiai kötések változásai!!!

- A bomlás során változik a rendszám – az elektronok számának is változni kell – másfajta elem atomja van a korábbi kémiai kötésben
- A magból kilépő részecske áthalad az elektronhéjon, onnan elektronokat lökhet ki (pl. konverziós elektronok)
- Mivel az elektronok kötési energiája jól meghatározott (diszkrét) érték, a magból kilépő sugárzás energiája éppen ezzel az értékkel csökken
- Az elektronhiány gerjesztett állapotot jelent: az alapállapotba való jutás karakterisztikus röntgensugárzást vagy Auger-elektronok kilépését idézi elő
- A kilépő elektronok is jól meghatározott energiájúak – ez különbözteti meg őket a magból kilépő béta-részecskéktől
- A gerjesztett állapotú magok, elektronok megjelenése és a magvisszalökődés kémiai változásokat is okozhat – forró atomok (lásd később)

A másodlagos részecskék detektálása



Decay Products

Daughter	Fraction (%)	Decay Mode
Cr-54	100 %	e+b+
Fe-54	<2.9E-4 %	b-

Emission Products

Number of Alphas :	0
Number of Electrons :	1 (elektronhiány!)
Number of Gammas :	1 (gerjesztett állapotú mag miatt)
Number of X-Rays :	15 (az elektronhiány következtében)

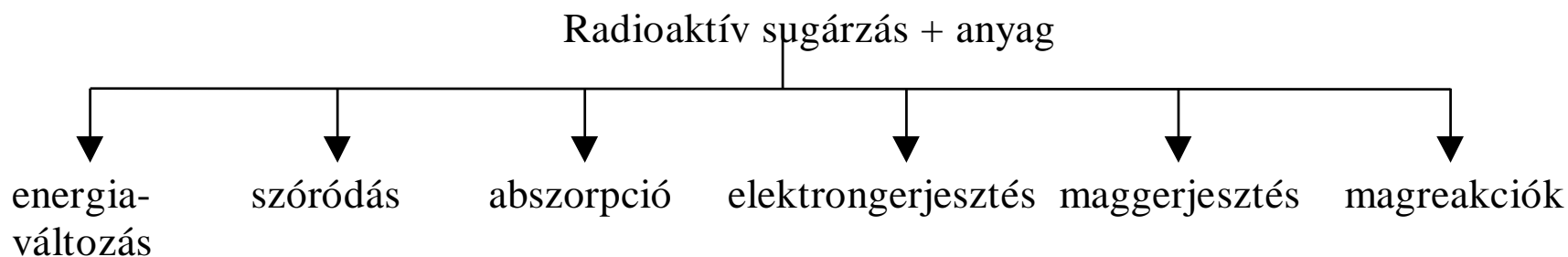


Folyadékszintillációs béta-spektrum

A sugárzás és az anyag kölcsönhatása

Az anyaggal kölcsönhatásba lépő részecskék

Töltött részecskék		Semleges részecskék	
Nehéz	Könnyű	Nehéz	Könnyű
α	β^-	n	γ
T	β^+		ν
D			
p			



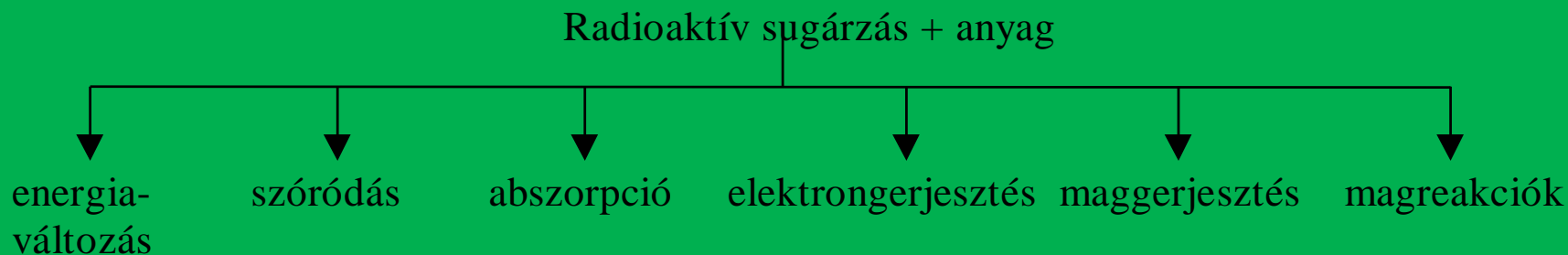
A sugárzás és az anyag kölcsönhatása

Sugárzás és anyag kölcsönhatása

- A radioaktivitás felfedezése – Henry Becquerel: a fényképezőlemez és a sugárzás kölcsönhatása
- Ionizáció jellemző, de annak mértéke a sugárzás minőségétől függően jelentősen változik. A legkisebb áthatolóképeségű sugárzást Rutherford α -, a nagyobb β -, a legnagyobbat pedig γ -sugárzásnak nevezte. Ezek a sugárzások átmeneti vagy tartós fizikai-kémiai változásokat okoznak azokban a molekulákban, amelyekkel ütköznek, vagy amelyek közelében elhaladnak.

Az anyaggal kölcsönhatásba lépő részecskék

Töltött részecskék		Semleges részecskék	
Nehéz	Könnyű	Nehéz	Könnyű
α	β^-	n	γ
T	β^+		ν
D			
p			



A sugárzás hatására létrejövő változások

$$\nu = \sigma(E)n\rho x$$

ν kölcsönhatások száma

$\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet

sugárzás: n részecskék száma vagy fluxusa

anyag: x út vagy rétegvastagság, ρ sűrűség

$$\frac{dn}{dx} = -\sigma(E)n\rho$$

$x=0$, akkor $n=n_0$:

$$n = n_0 e^{-\sigma(E)\rho x}$$

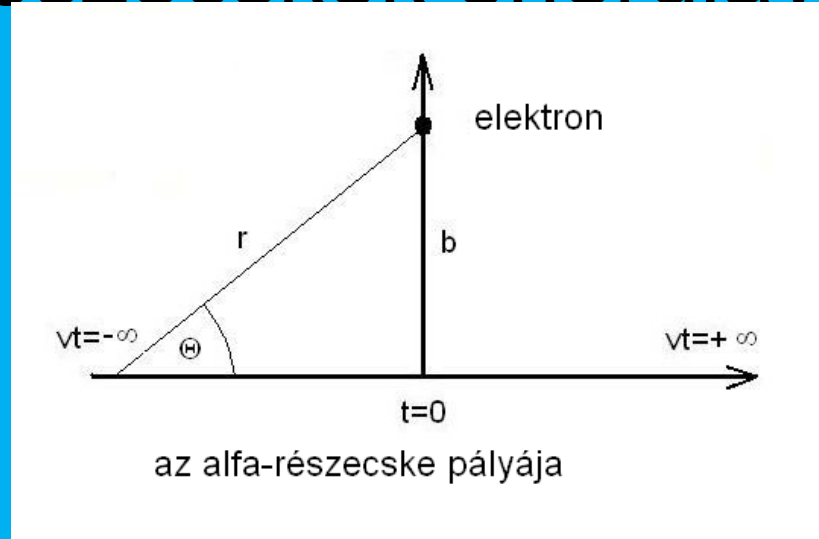
$$n_0 - n = n_0 \left[1 - \exp^{(-\sigma(E)\rho x)} \right]$$

Az α -részecskék kölcsönhatása az anyaggal

Elméleti fizikai kémia

A kölcsönhatásban résztvevő anyagrész	A bekövetkezett változás	
	sugárzásban	anyagban
Héjelektron	fékeződés, abszorpció	gerjesztés, ionizáció, kémiai változás
Az atommag erőtere	szóródás, fékeződés, abszorpció	
Az atommag	magreakció	új atommag, kémiai változás

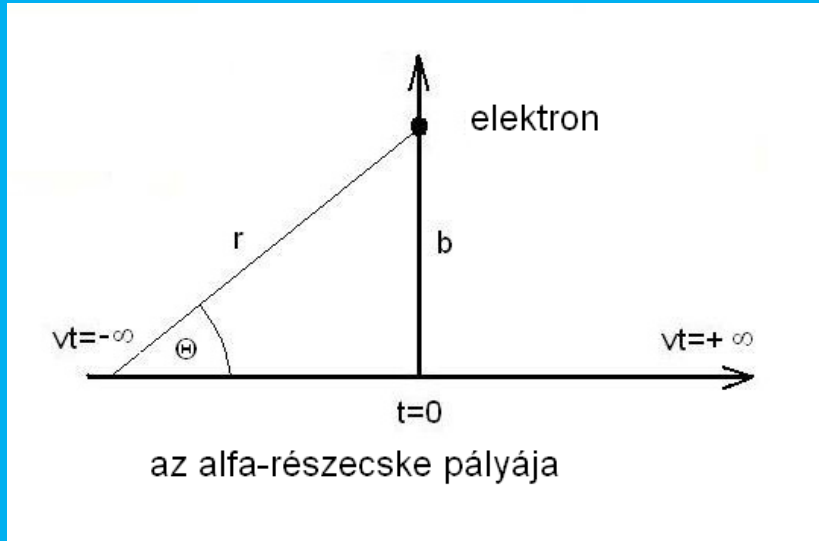
Az α -részecskék energiavesztése



$$E = \frac{1}{2}mv^2 \quad p = mv = mat = Ft \quad E = \frac{p^2}{2m}$$

$$\int \sin \Theta = -\cos \Theta \quad \int \cos \Theta = \sin \Theta$$

Az α -részecskék energiavesztése



$$p_x = \int_{-\infty}^{+\infty} F_x dt \quad p_y = \int_{-\infty}^{+\infty} F_y dt$$

$$r = \frac{b}{\sin \Theta}$$

$$F = k \frac{Ze^2}{r^2}$$

$$F_x = k \frac{Ze^2}{r^2} \cos \Theta$$

$$F_y = k \frac{Ze^2}{r^2} \sin \Theta$$

$$F_x = k \frac{Ze^2}{b^2} \sin^2 \Theta \cos \Theta$$

$$F_y = k \frac{Ze^2}{b^2} \sin^3 \Theta$$

$$\operatorname{tg} \Theta = -\frac{b}{v_\alpha t}$$

$$t = -\frac{b}{v_\alpha} \operatorname{ctg} \Theta$$

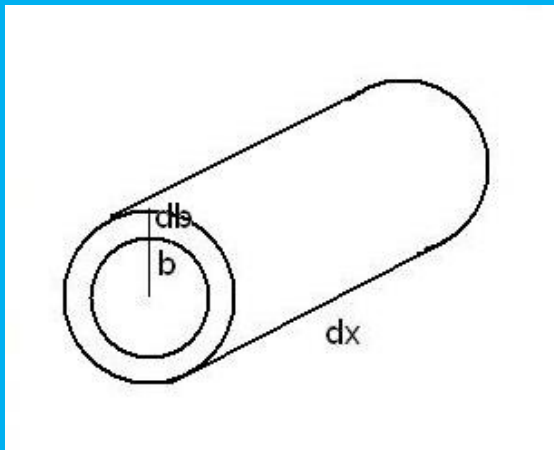
$$dt = \frac{b}{v_\alpha} \frac{1}{\sin^2 \Theta} d\Theta$$

$$p_x = \int_0^\pi \frac{kZe^2}{bv_\alpha} \cos \Theta d\Theta = \frac{kZe^2}{bv_\alpha} [-\sin \Theta]_0^\pi = 0$$

$$p_y = \int_0^\pi \frac{kZe^2}{bv_\alpha} \sin \Theta d\Theta = \frac{kZe^2}{bv_\alpha} [\cos \Theta]_0^\pi = \frac{kZe^2}{bv_\alpha} (-1-1) = -\frac{2kZe^2}{bv_\alpha}$$

$$E_e = \frac{p_y^2}{2m_e} = \frac{2kZ^2e^4}{m_e b^2 v_\alpha^2}$$

Több elektronnal: $2\pi b \cdot db \cdot dx$ térfogatú hengerhájban (egységnyi térfogatban n db Z' rendszámú atom van)



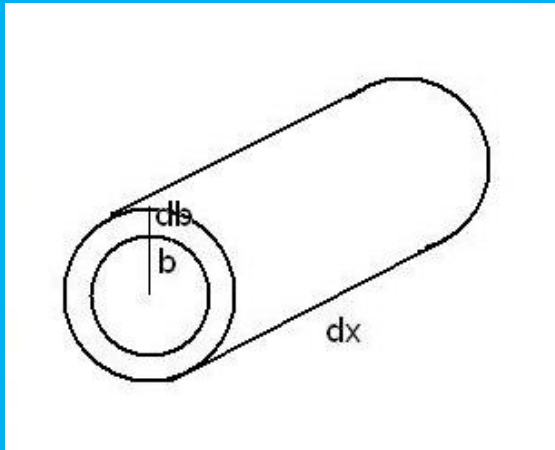
$$-dE = E_e nZ' 2\pi b db dx = \frac{4\pi kZ^2 e^4}{m_e v_\alpha^2} nZ' \frac{1}{b} db dx$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k Z^2 e^4}{m_e v_\alpha^2} n Z' \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi k Z^2 e^4 n}{m_e v^2} Z' \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

b_{\min} és b_{\max} a legkisebb és legnagyobb hengersugár, ahol kölcsönhatás lehetséges.

b_{\min} számítása: $m_\alpha v_\alpha = m_\alpha v'_\alpha + m_e v_e$

$$\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} = \frac{m_\alpha v_\alpha'^2}{2} + \frac{m_e v_e^2}{2}$$



$$v_e = \frac{2v_\alpha}{1 + \frac{m_e}{m_\alpha}} \approx 2v_\alpha$$

$$E_{\max} = 2m_e v_\alpha^2$$

$$b_{\min} = \frac{Ze^2}{m_e v_\alpha^2}$$

b_{\max} : elektrosztatikus potenciál = a * ionizációs és gerjesztési potenciál (I)

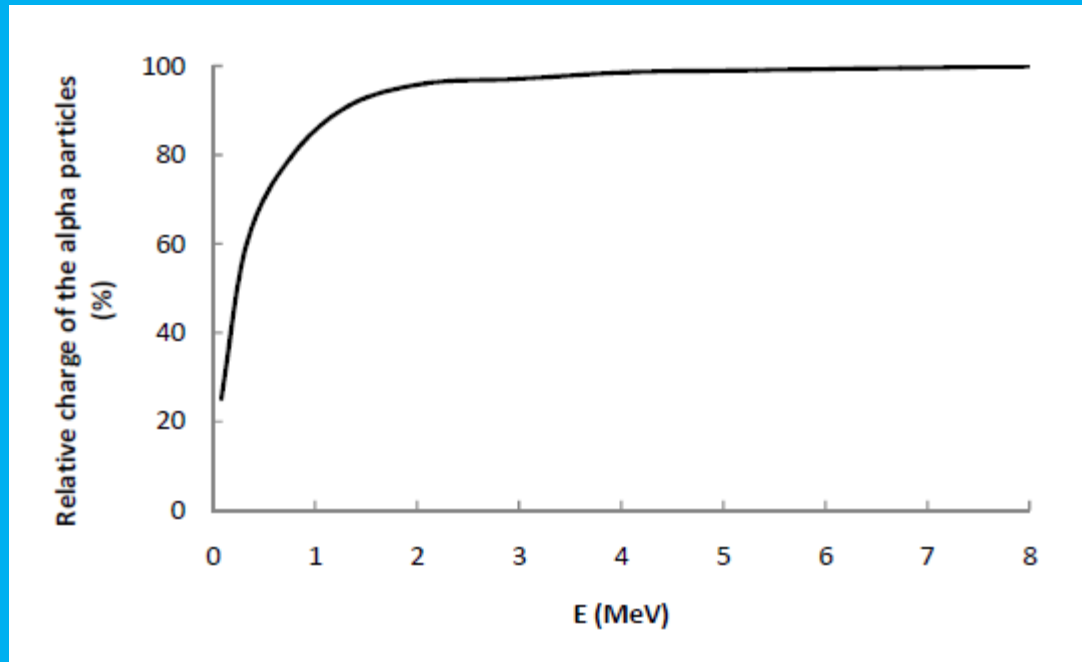
$$b_{\max} = \frac{Ze^2}{aI}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4Z^2 e^4 \pi n}{m_e v_\alpha^2} Z \cdot \ln \frac{m_e v_\alpha^2}{aI}$$

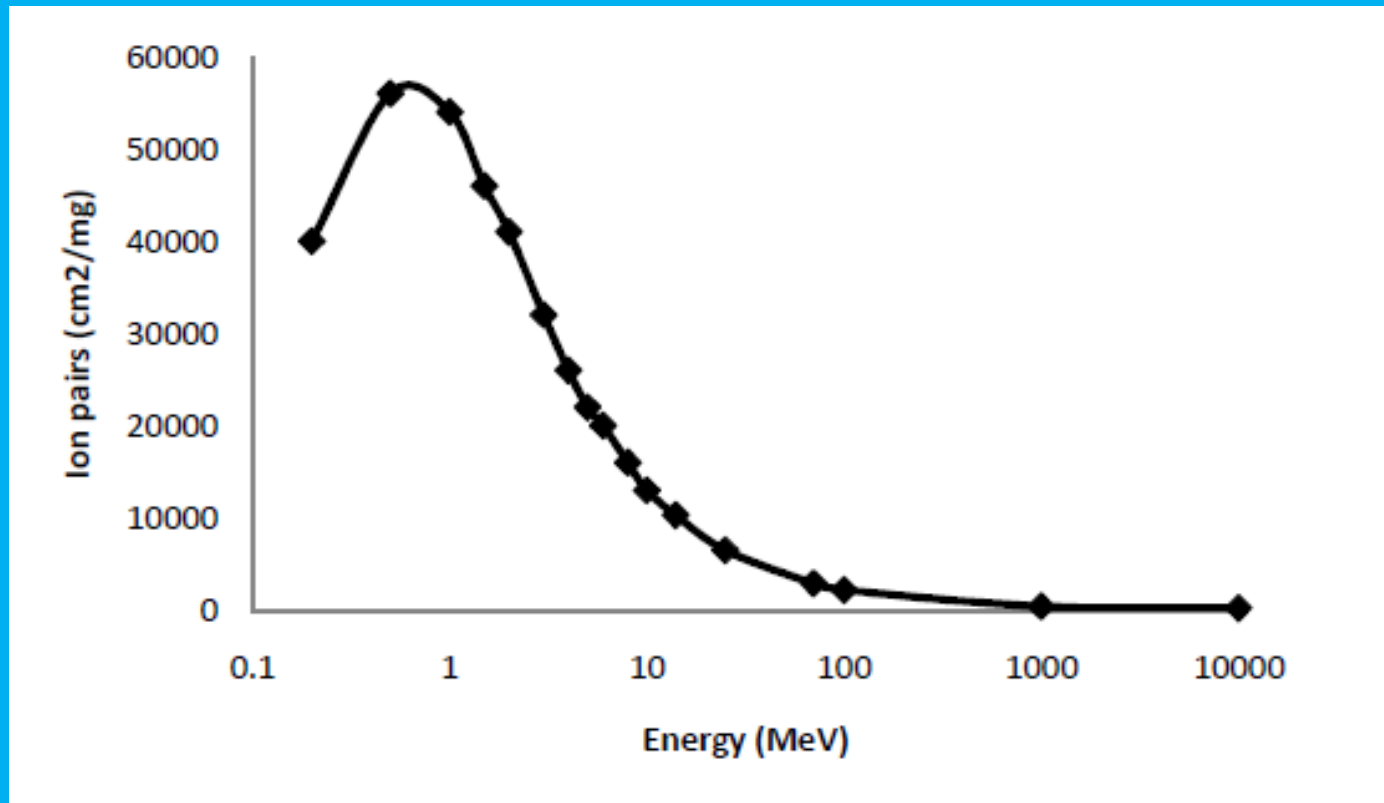
A relativisztikus tömegnövekedést figyelembe véve:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4kZ^2 e^4 \pi n}{m_e v_\alpha^2} Z \left[\ln \frac{2m_e v_\alpha^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

Az alfa-részecskék relatív töltése



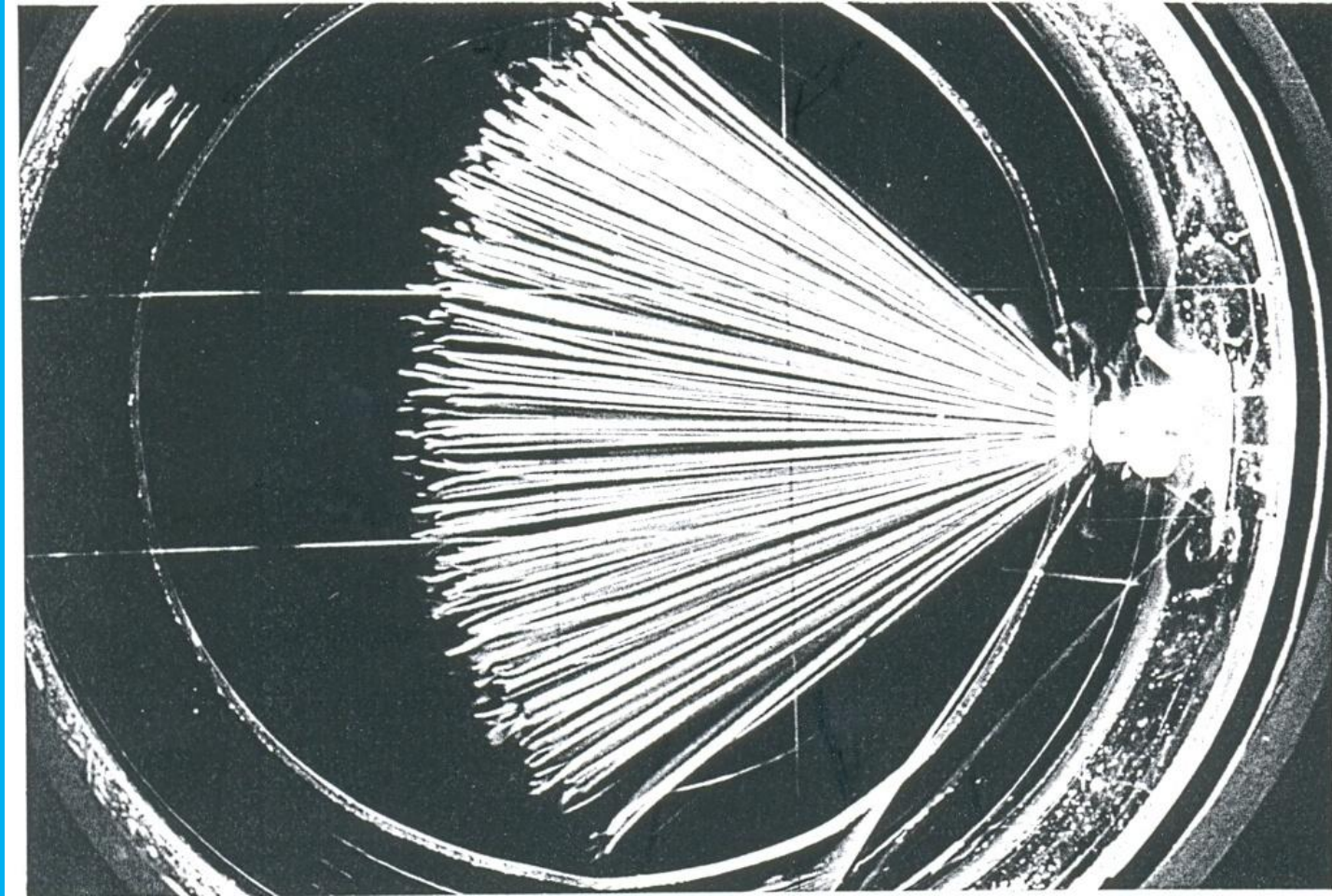
Az alfa-részecskék által keltett ionpárok száma



alfa energiavesztés.GIF

Vegyünk egy olyan koordinátarendszert, melynek vízszintes tengelye az α -részecske pályanyoma, függőleges tengelye pedig a vizsgált elektron helyéről a vízszintes tengelyre bocsátott merőleges. Az alfa-részecske a $-\infty$ felől halad $+\infty$ felé, eközben a pályája vonalától b távolságra lévő elektronnak impulzust ad át. Mivel az impulzus átadása csak az y irányban történik, az elektron az y -tengely irányába mozdul el az alfa-részecske felé az ellentétes töltések vonzása miatt. Az energiaátadás következtében az alfa-részecske sebessége csökken. Mivel az alfa-részecske He-atommag, az elektront felveszi, így első lépésben He^+ -ionná alakul. Az animáción már nem látható, de a második elektron felvétele ugyanilyen módon történik, közben héliumatomok keletkeznek, amelyek sebessége a hőmozgás energiájának megfelelő értékre csökken. A jobb láthatóság érdekében az ábrán levő részecskék méretaránya nem felel meg a tényleges méreteknak.

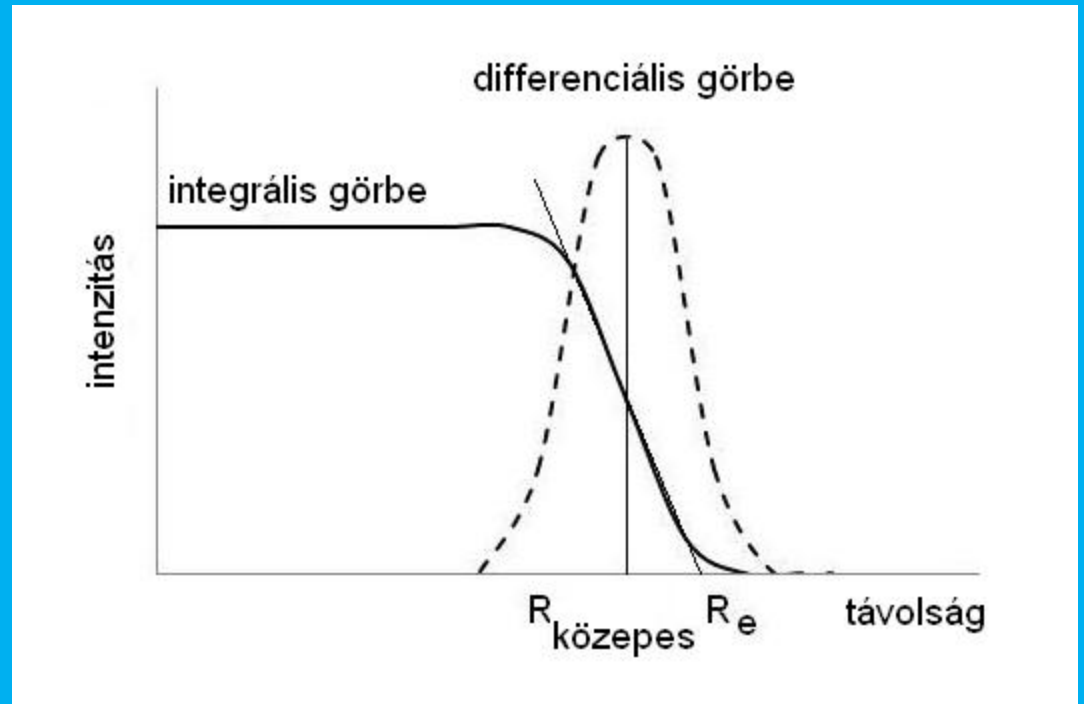
Alfa-részecskék pályája



Alfa-részecskék hatótávolsága

$$R = \frac{\rho_{lev}}{\rho} \sqrt{\frac{A}{A_{lev}}} R_0$$

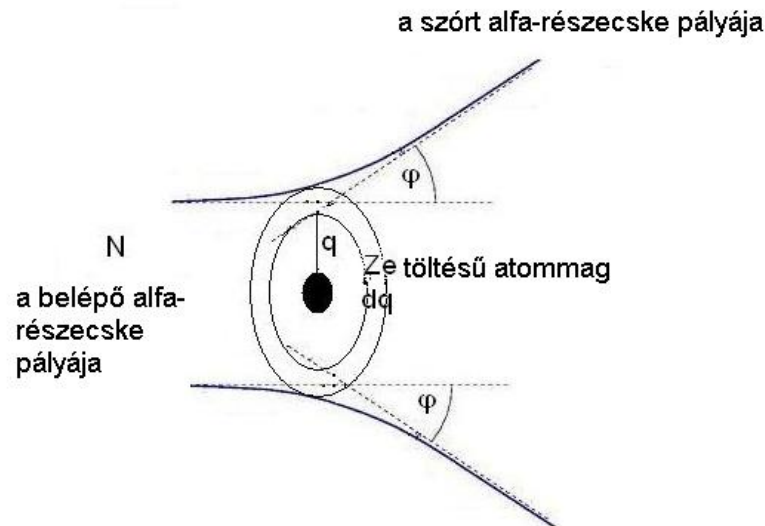
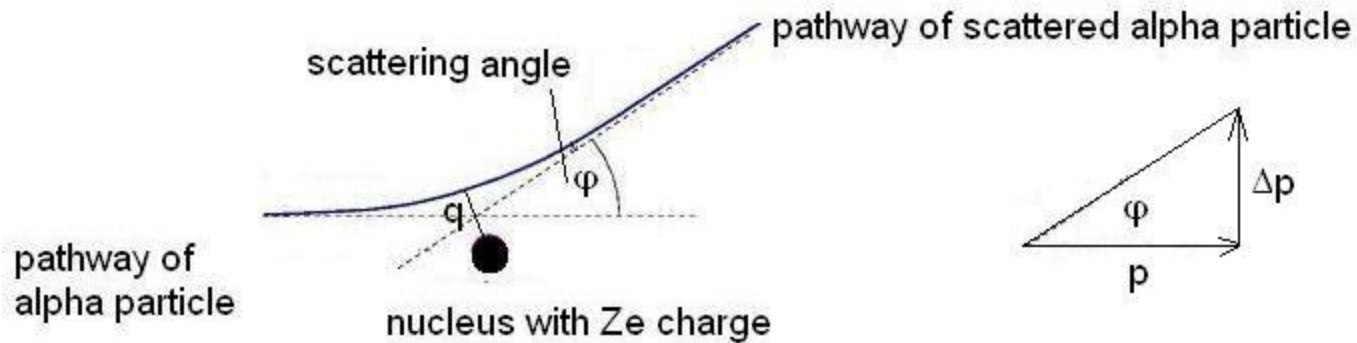
$$S = \frac{R_0}{R}$$



Alfa-részecskék visszaszóródása

- Rutherford, Mardsen, Geiger: α -sugárzás abszorpcióját tanulmányozta kb. $5 \cdot 10^{-7}$ m vastagságú aranyfűst-lemezen
- Kb. minden 100 000. részecske igen nagy szög alatt is eltérül az eredeti irányától
- Az alfa-részecskék aránylag nagy energiája és tömege miatt ez csak akkor képzelhető el, ha az atom nagy része üres, az alfa-részecske itt áthaladhat
- Visszaszórás csak akkor lehetséges, ha az atom egy része és az alfa-részecskék között igen nagy a taszítás. Mivel az alfa-részecske pozitív, a magnak is annak kell lenni
- Az atom teljes pozitív töltése és közel a teljes tömege igen kis térrészben összpontosul - Rutherford-féle atommodell

Alfa-részecskék pályája az atommag közelében: hiperbola, melynek egyik gyújtópontjában az atommag található



Alfa-részecskék visszaszóródása

- Energia- és impulzus-megmaradás érvényes
- A beérkező alfa-részecske energiája = az alfa-részecske energiája szóródás után + az alfa-részecske és az atommag Coulomb-taszításának energiája:

$$\frac{1}{2}m_{\alpha}v_0^2 = \frac{1}{2}m_{\alpha}v^2 + \frac{Ze * 2e}{q}$$

ahol m_{α} az alfa-részecske tömege

v_0 és v az alfa-részecske sebessége a szóródás előtt és után

Ze az atommag töltése

$2e$ az alfa-részecske töltése

q az atommag távolsága az alfa-részecske eredeti pályanyomától (ütközési paraméter)

Alfa-részecskék visszaszóródása

Ha a szórás szöge φ , az eredeti és a szórt alfa-részecske impulzusa és annak megváltozása a szórás következtében:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\Delta p}{p} = \frac{F\Delta t}{p} = \frac{2kZe^2}{q^2} \frac{2q}{v_0} \frac{1}{p} = \frac{4kZe^2}{qv_0p}$$

($\Delta p = F\Delta t$ -t már használtuk az alfa-energiaátadás során.)

Kis szögeknél (0 ill. π környékén) szokásos matematikai helyettesítés:

$\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi/2$.

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{4kZe^2}{qv_0p}$$

Ha az alfa-nyaláb fluxusa N , a szóró atommagon eltérült részecskék:

$$dN = 2\pi q dq N$$

$dN/N = 2\pi q dq$ neve differenciális hatáskeresztmetszet.

Alfa-részecskék visszaszóródása

Ha a szóró réteg vastagsága d , egységnyi térfogatban n atommag található, és egy alfa-részecske csak egy atommagon szóródhat:

$$dN_{\varphi} = nd2\pi qdqN$$

$dN_{\varphi}/N = nd2\pi qdqN$ neve makroszkópos hatáskeresztmetszet.

A q -t és dq a φ szöggel kifejezve, behelyettesítve az előző egyenletbe, ekvivalens matematikai átalakítások után kapjuk:

Alfa-részecskék visszaszóródása

$$N_{\phi} = \frac{NndZ^2e^4}{m_{\alpha}^2v_0^4} \frac{1}{\sin^4 \frac{\phi}{2}} \quad E_{\phi} = E_{\alpha} \left(\frac{\frac{4}{A} \cos \phi + \sqrt{1 - \left(\frac{4}{A}\right)^2 \sin^2 \phi}}{1 + \frac{4}{A}} \right)^2$$

N_{ϕ} a ϕ szög alatt szóródó alfa-részecskék száma

N beeső alfa-részecskék száma

n a visszaszóró közeg egységnyi térfogatában levő részecskék száma

d a visszaszóró közeg vastagsága

Z a közegben levő atommagok rendszáma

A a közegben levő atommagok tömegszáma

e az elemi töltés

r a visszaszóró közegtől való távolság

m_{α} az alfa-részecske tömege

v_0 az alfa-részecske kezdeti sebessége

Az alfa-visszaszórási kísérletekkel kapható információk

- Az atommagok töltésének megállapítása: az elemek helye a periódusos rendszerben a protonszámmal egyezik meg. Először Rutherford határozta meg az arany rendszámát, később Chadwick a rézét, az ezüstét és a platináét 1920-ban.
- Az alfa-részecskék 10^{-14} m-re közelítik meg a szóró atommag középpontját; ennél a távolságnál lép fel a Coulomb-taszítás. Behelyettesítve az alfa-részecske impulzusát $p=m_{\alpha} \cdot v_0$

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = \frac{4kZe^2}{qv_0p} = \frac{4kZe^2}{qm_{\alpha}v_0^2}$$

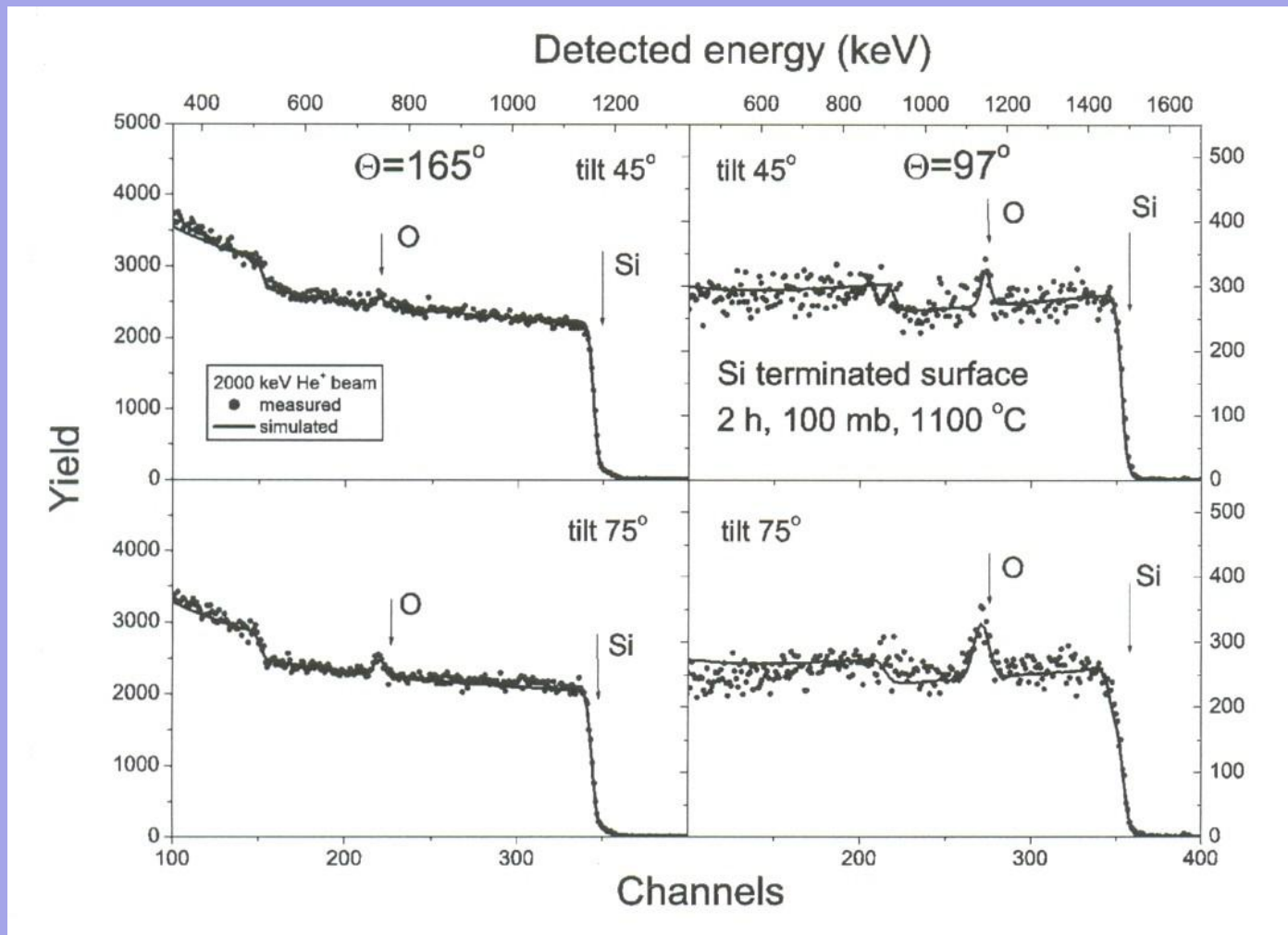
Innen kiszámítható az a legközelebbi távolság (q), amennyire az alfa-részecske egy adott szögnél megközelítheti az atommagot. Ez az atom méretének felső határa.

Atomfajta	^{238}U	^{197}Au	^{107}Ag	^{63}Cu	^{195}Pt
$r \cdot 10^{14} \text{ m}$	4,0	3,2	2,0	1,2	3,0

Az értékek kb. 10^4 -szer kisebbek, mint az atomsugarak ($\approx 10^{-10} \text{ m}$). A proton sugara kb. $1.3 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

Rutherford-féle atommodell

Analitikai jelentőség: a szórt alfa-részecskék száma és energiája egy adott szögnél a rendszámától (Z), a tömegszámától (A) és az adott elem mennyiségétől (n) függ – felületi rétegek kvalitatív és kvantitatív analízise . A felületi réteg vastagságát az alfa-sugarak hatótávolsága szabja meg.



Mért és szimulált Rutherford-féle visszaszórás spektrumok oxidált SiC felületéről 165° és 97° szórás szög, valamint a felület 45° és 75° döntése esetén. A Si:O aránya 1:2. A nyilak ezen elemek felületi helyzetét mutatják. (Radioanalitika, lila háttér)

Béta-részecskék és elektronok keletkezése

- Béta-részecskék (negatív és pozitív, pozitron) –magok átalakulásai: folytonos spektrum
- Elektronok – az elektronhéjak átalakulásai- jól meghatározott energia Auger- és konverziós elektronok
- Elektronmágneses sugárzások: foto-, Compton-, párképződés elektronjai és pozitronjai
- A β -részecskék/elektronok nyugalmi tömege 0,51 MeV, sokkal kisebb, mint az alfa-részecskéké – ugyanakkora energiánál sokkal nagyobb a sebességük – relativisztikus tömegnövekedés

A béta-részecskék kölcsönhatása az anyaggal

A kölcsönhatásban résztvevő anyagi rész	A bekövetkezett változás	
	a sugárzásban	az anyagban
Héjelektronok	fékeződés, szóródás, abszorpció	gerjesztés, ionizáció, kémiai változás
Az atommag erőtere	fékeződés, szóródás, abszorpció	
Atommag	Nem lépnek kölcsönhatásba	

A β -részecskék kölcsönhatása a héjelektronokkal és a mag erőterével

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rtg}}$$

Héjelektronokat ionizálja

$$v/c < 1$$

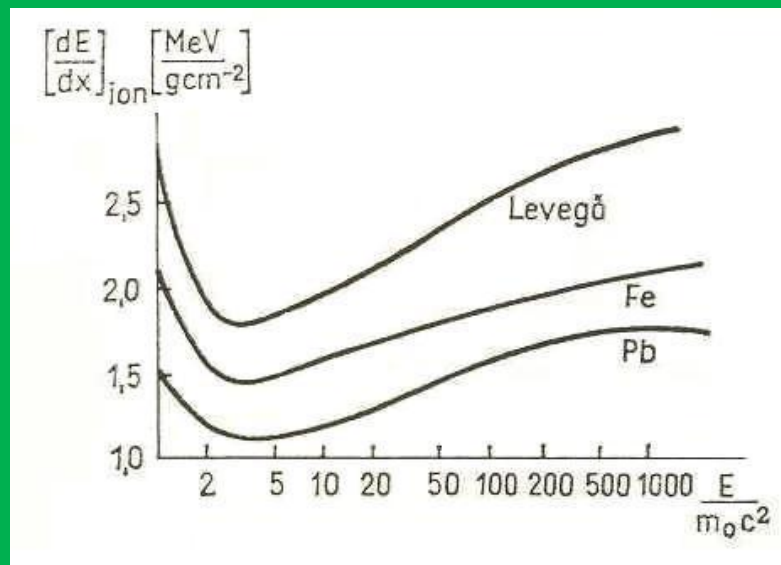
$$v/c > 1$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi e^4 n}{m_e v_\beta^2} Z \ln \frac{1,66 m_e v_\beta^2}{2I} \quad -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{2\pi e^4 n}{m_e c^2} Z \ln \left(\frac{E^3}{2m_e c^2 I^2} + \frac{1}{8} \right)$$

A magerőterében fékeződési röntgensugárzást kelt

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rtg}} = \frac{4Z^2 e^2 n}{137 m_e^2 c^4} (E + m_e c^2) \left[\ln \frac{2(E + m_e c^2)}{m_e c^2} - \frac{1}{3} \right]$$

Kölcsönhatása a héjelektronokkal: fékeződés és a mag erőterével (röntgensugárzás)



$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rtg}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}} \approx \frac{EZ}{800}$$