

Mag- és neutronfizika 6. előadás

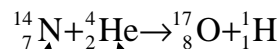
Atommag-reakciók

Jelentőségük: az atommagokról szerzett ismereteink nagy része atommag-reakciók vizsgálatából származik

Első mesterségesen létrehozott (megfigyelt) atommag-reakció:

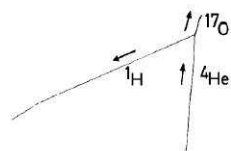
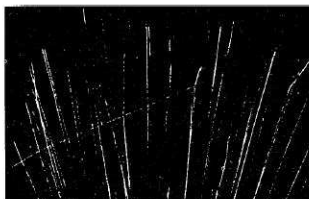
E. Rutherford (1919)

Megfigyelése: ködkamrában



α -részecske, rádiumból

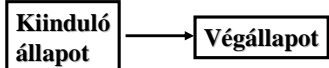
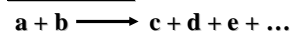
Nitrogén, ködkamra töltőgáz



Kép: Blackett and Lees

1/21

Általánosan:

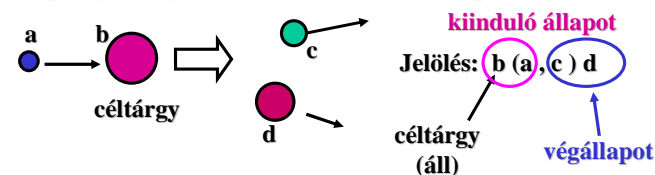


(Kettőnél több részecske ütközése nem valószínű)

Gyakran az egyik részecske a laboratóriumban

nyugalomban van: \longrightarrow céltárgy (target),

a másik pedig mozog \longrightarrow bombázó részecske (projectile)



2/21

Szórások: speciális magreakciók

Jellemző: $a = c$, (és $b = d$), azaz

a részecskék típusa (összetétele) nem változik meg.

Rugalmas szórás: a részecskék nem gerjesztődnek, a teljes mozgási energia megmarad

Rugalmatlan szórás: részecskék gerjesztődnek (utána γ -bomlás), a teljes mozgási energia NEM marad meg.

Példák magreakcióra	elnevezés	rövid jelölés
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + n'$	rugalmas neutronszórás (n, n')	${}^{235}_{92}\text{U}(n, n'){}^{235}_{92}\text{U}$
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{235}_{92}\text{U} + n' + \gamma$	rugalmatlan n -szórás (n, n', γ)	${}^{235}_{92}\text{U}(n, n', \gamma){}^{235}_{92}\text{U}$
$n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{236}_{92}\text{U} + \gamma$	n -befogás γ -emisszióval, sugárzásos befogás (n, γ)	${}^{235}_{92}\text{U}(n, \gamma){}^{236}_{92}\text{U}$
$\alpha + {}^9_4\text{Be} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + n$	n -kibocsátás α -részecske hatására, (α, n) reakció	${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$
$n + {}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{58}_{27}\text{Co} + 2n$	($n, 2n$) reakció	${}^{59}_{27}\text{Co}(n, 2n){}^{58}_{27}\text{Co}$

3/21

Megmaradó mennyiségek magreakcióknál:

- nukleonszám (A) (bariontöltés) \longrightarrow ${}^{14}_7\text{N} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{17}_8\text{O} + {}^1_1\text{H}$
- elektromos töltés \longrightarrow
- könnyű részecske-szám (lepton-töltés) (ha elektron, pozitron, neutrínó stb. is szerepel a reakcióban)

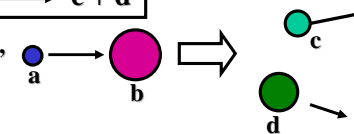
- energia ($E = mc^2$ figyelembe vételével)
 - lendület (impulzus)
 - perdület (impulzusmomentum)
- } Kinematikai paraméterek

Energiaviszonyok

A vizsgált magreakció: $a + b \longrightarrow c + d$

M_a, M_b stb. a részecskék tömege,

T_a, T_b stb. a mozgási energiájuk



Az energia megmaradása:

$$(M_a \cdot c^2 + T_a) + (M_b \cdot c^2 + T_b) = (M_c \cdot c^2 + T_c) + (M_d \cdot c^2 + T_d)$$

4/21

Gyűjtjük egy oldalra a tömegeket:

$$(M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2 = T_c + T_d - T_a - T_b = Q \quad (*)$$

A Q mennyiség neve: **reakcióenergia**

Fizikai jelentése a második egyenlet alapján látható:

$$(T_c + T_d) - (T_a + T_b) = Q$$

$Q > 0$ \longrightarrow A reakció **mozgási** energiát termelt
(**exoterm, exoerg**, „energiatermelő” reakció)

$Q < 0$ \longrightarrow A reakció mozgási energiát fogyasztott
(**endoterm, endoerg**, „energiafogyasztó” reakció)

$Q = 0$ \longrightarrow A reakcióban a mozgási energia megmaradt
(ilyen pl. a **rugalmas szórás**)

5/21

$$(M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2 = T_c + T_d - (T_a + T_b) = Q \quad (*)$$

Energiaküszöb **endoterm** reakcióknál ($Q < 0$).

Mivel $T_c + T_d \geq 0$, ezért $(T_a + T_b) \geq -Q > 0$.

Szavakban: a kiinduló részecskéknek legalább ekkora mozgási energiája kell legyen ahhoz, hogy a reakció végbemenjen!

A reakcióenergia és a részecskék tömege:

A (*) egyenletből $Q = (M_a + M_b - M_c - M_d) \cdot c^2$

Ennek segítségével **meghatározható** a reakcióenergia!

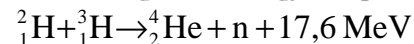
Itt az M_a, M_b stb. nem feltétlenül a részecskék alapállapotú nyugalmi tömege! Pl. ha a d részecske E energiájú **gerjesztett** állapotban keletkezik, akkor $M_d = M_d(0) + E/c^2$

↑
alapállapotú nyugalmi tömeg

6/21

Aktiválási energia (elektromosan töltött reakciópartnerek esetén)

A fúziós energiatermelés egyik alap-reakciója:

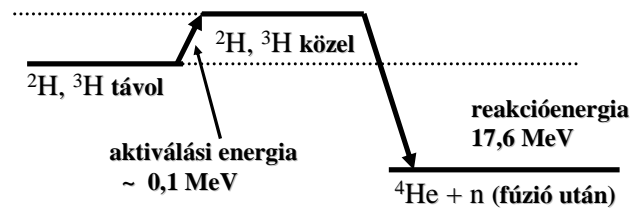


A reakció exoterm, mégsem megy magától végbe!

Ok: a nukleáris kölcsönhatás rövid hatótávolságú, és a reakciópartnereknek **közel kell egymáshoz kerülniük**.

A Coulomb-taszítás miatt ehhez (mozgási) energia kell!

Az energiaviszonyok tehát:



7/21

Atommag-reakciók kinematikai leírásának alapjai

Alap: energia- és lendület-megmaradás.

Energia-megmaradás már foglalkoztunk.

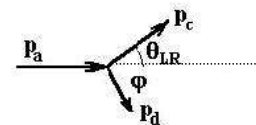
Lendület-megmaradás: $\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b = \mathbf{p}_c + \mathbf{p}_d$ vektor-egyenlet!!

Koordinátarendszer választás:

Laboratóriumi rendszer

(Itt születnek a mérési eredmények)

A céltárgymag általában nyugszik, azaz $\mathbf{p}_b = 0$, vagyis $\mathbf{p}_a = \mathbf{p}_c + \mathbf{p}_d$

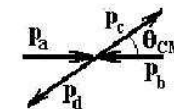


Tömegközépponti rendszer

(center of mass, CM)

(Ez a reakció „természetes” koordinátarendszere)

$$\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b = \mathbf{p}_c + \mathbf{p}_d = \mathbf{0}$$



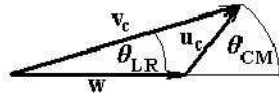
Természetesen $\theta_{LR} \neq \theta_{CM}$

8/21

A két rendszer egymáshoz képest egyenes vonalú egyenletes mozgást végez w sebességgel. $w = \frac{\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b}{M_a + M_b}$

Itt a jobb oldalon a laboratóriumi rendszerben mért impulzusok vannak (levezetés a gyakorlaton).

A laboratóriumi és a CM-rendszerben mért szögek közötti összefüggés:



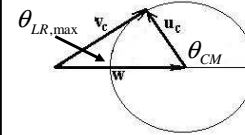
Itt v_c a c részecske laboratóriumi rendszerben mért sebessége, u_c pedig a CM rendszerben mért sebesség

Nyilván $u_c \sin \theta_{CM} = v_c \sin \theta_{LR}$ amiből $\sin \theta_{LR} = \frac{u_c}{v_c} \sin \theta_{CM}$

9/21

Ebből $|\sin \theta_{LR}| \leq \frac{u_c}{v_c}$

Ha $u_c < v_c$, akkor csak bizonyos szögtartományokban lehetnek szóródott részecskék! (Bármekkora is a θ_{CM})



Ennek feltétele: $|w| > |u_c|$

Ez olyankor következik be, amikor a bombázó részecske tömege nagyobb, mint a céltárgymag tömege.

Pl. ${}^1\text{H}(\alpha, \alpha'){}^1\text{H}$ reakció (α -részecskék szóródása protonokon)

Kiegészítés endoterm magreakciók energiaküszöbéhez

Láttuk: $(T_a + T_b) \geq -Q$. Ez azonban csak CM-rendszerben igaz, mert itt a rendszer eredő impulzusa (és mozgási energiája) is 0. Ezek a mozgási energiák tehát **CM-rendszerbeli energiák**.

10/21

Laboratóriumi rendszerben van eredő lendület, és így mozgási energia is, amelynek a reakció után is meg kell maradni!

Tegyük fel, hogy a b céltárgymag áll, azaz $T_b = 0$.

Ekkor az endoterm reakció energiaküszöbe: (levezetés a gyakorlaton)

$$T_a > -Q \left(1 + \frac{M_a}{M_b} \right)$$

Itt T_a a laboratóriumi rendszerbeli mozgási energia

Ha $M_a \gg M_b$, akkor $T_a \gg -Q$ is lehet az endoterm magreakció végbemenetelének feltétele!

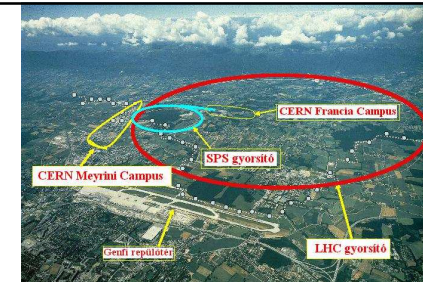
Kis kitérő:

Ha ellentétes impulzusú részecskékből álló **ütközőnyalábokat** használunk, akkor **Lab.rendszer = CM rendszer** Ilyen megoldással különösen nagy energiakoncentráció lehetséges (részecskefizika, nagy tömegű, egzotikus részecskék keltése)

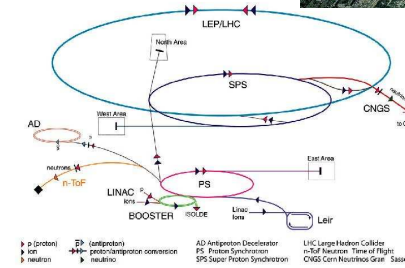
11/21

CERN (Genf, Svájc)

A világ legnagyobb gyorsító-komplexuma is ütközőnyalábokat használ



CERN gyorsító komplexuma



LHC:
Large Hadron Collider
(Nagy hadron ütköztető)
~100 m mélyen fekvő alagútban
Kerület: ~ 27 km.
Protonok ütköznek
Össz. energia: $14 \cdot 10^{12}$ eV

12/21

Atommagreakciók bekövetkezési valószínűsége

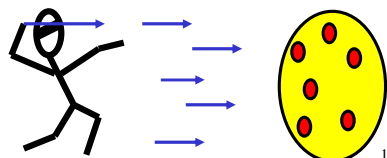
A magreakciók sztochasztikus (véletlen) folyamatok. (Emlékezzünk: a radioaktív bomlás is véletlen folyamat!)
Valószínűségi törvényekkel írhatók le.

Modell:

$F = 1 \text{ m}^2$ felületű „darts” tábla, amelyen $N = 100$ darab kis ($\sigma = 1 \text{ cm}^2$) felületű célpont van, véletlenszerűen elosztva.
Bekötött szemű játékos véletlenszerűen nyilakat dobál a táblára.
A táblát 1 óra alatt összesen 200 nyíl találja el ($n = 200/\text{óra}$).
Várhatóan hány „célpontot” talált el a játékos egy óra alatt?

$$R = \frac{200}{10^4 \text{ cm}^2} \cdot 100 \cdot 1 \text{ cm}^2 = 2$$

$$R = \frac{n}{F} \cdot N \cdot \sigma$$



13/21

Az n/F mennyiséget jelöljük Φ -vel.

$$R = \frac{n}{F} \cdot N \cdot \sigma$$

Fizikai jelentése: egységnyi felületen időegység alatt átáramló bombázó részecskék száma.

Φ neve: **fluxus**

Mértékegysége: $1/(\text{idő} \cdot \text{felület}) = [1/(\text{s} \cdot \text{cm}^2)]$

Ezzel az időegység alatti „találatok” száma: $R = \Phi \cdot N \cdot \sigma$

R neve: **reakciósebesség**

Mértékegysége: $1/\text{idő} = [1/\text{s}]$

σ neve: teljes, mikroszkopikus **hatáskeresztmetszet**

Mértékegysége: felület = $[\text{cm}^2]$

Az atommagok felületének nagyságrendje:

$$(10^{-14} \text{ m})^2 = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad \boxed{1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2}$$

↑
barn

14/21

A hatáskeresztmetszet általános definíciója:

$$\sigma = \frac{R}{N \cdot \phi}$$

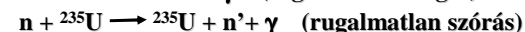
Nagyon fontos:

Bár egy szemléletes modell alapján vezettük be, ez **NEM** az atommag tényleges geometriai felülete!!!

Még csak nem is az atommag + a bombázó részecske együttes geometriai felülete!

Minden egyes atommag-reakciónak külön hatáskeresztmetszete van! (hiszen R határozza meg, hogy éppen milyen reakciót figyelünk)

Például az alábbi két reakció hatáskeresztmetszete különbözik, pedig a céltárgy és a bombázó részecske is azonos!



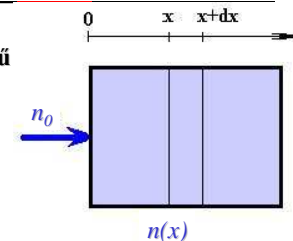
Sőt, a hatáskeresztmetszet általában **függ** a bombázó részecske **energiájától** is!

A mikroszkopikus hatáskeresztmetszet (σ) tehát egy reakció bekövetkezési valószínűségének mértéke. Mértékegysége $[\text{cm}^2]$

15/21

Mikroszkopikus hatáskeresztmetszet mérése transzmisszióval

Essen be n_0 részecske időegység alatt párhuzamos nyalámban egy F felületű anyagdarabra! Ez x távolságon valamennyire megváltozik, hiszen a részecskék elnyelődnek (vagy kiszóródnak). Marad tehát $n(x)$ részecske a nyalámban.



Legyen ρ az anyagdarabban lévő céltárgymagok sűrűsége (atomszám/ cm^3). Ekkor dx vastagságú rétegben $N = \rho \cdot F \cdot dx$ céltárgymag van. Ebben a rétegben az időegység alatt

bekövetkező magreakciók száma: $R = \frac{n(x)}{F} \cdot N \cdot \sigma = \frac{n(x)}{F} \cdot (\rho \cdot F \cdot dx) \cdot \sigma$

Azaz $R = (\rho \cdot \sigma) \cdot n(x) \cdot dx$ Nyilván ennyivel csökken a nyaláb részecskéinek száma is. Azaz $dn = -(\rho \cdot \sigma) \cdot n(x) \cdot dx$

16/21

Ebből kapjuk: $\frac{dn}{dx} = -(\rho \cdot \sigma) \cdot n(x)$
 Ez „ismerős” differenciálegyenlet.
 Megoldása: $n(x) = n_0 e^{-(\rho \cdot \sigma) \cdot x}$

Illetve végigosztva az anyagdarab F felületével: $\phi(x) = \phi_0 e^{-(\rho \cdot \sigma) \cdot x}$

Makroszkopikus hatáskeresztmetszet

Legyen $\Sigma = \rho \cdot \sigma$ $\left(\frac{1}{\text{cm}^3} \cdot \text{cm}^2\right)$

Σ neve: teljes **makroszkopikus hatáskeresztmetszet**.
 A makroszkopikus hatáskeresztmetszet dimenziója: 1/távolság

Ezzel kapjuk: $\phi(x) = \phi_0 e^{-\Sigma \cdot x}$

A teljes makroszkopikus hatáskeresztmetszet tehát a fluxus gyengülése alapján mérhető.

(Emlékezz: „exponenciális gyengülési törvény”!)

17/21

A hatáskeresztmetszetek kettős additivitása
Minden egyes atommag-reakciónak külön hatáskeresztmetszete van

I. Additivitás: ugyanazok a reakciópartnerek, különböző reakciók
 Egy részecske (pl. neutron) többféle reakcióra is képes ugyanazzal a céltárgymaggal! Ezek mindegyikét egy-egy hatáskeresztmetszet jellemzi.

Példa: egy (adott energiájú) neutron és egy céltárgymag reakciói két csoportba sorolhatók:

- Szóródás (s) σ_s (a reakció után a neutron „megmarad”)
- Elnyelődés, abszorpció (a) σ_a (a reakció után a neutron „eltűnik”)

Az elnyelődést követően többféle „kimenet” is lehet.
 Példaként csak két eset:

- o sugárzásos befogás, „capture” (c) σ_c (n,γ) reakció
- o valami más történik (f) σ_f (pl. maghasadás)

18/21

A mikroszkopikus hatáskeresztmetszet definíciója: $\sigma = \frac{R}{N \cdot \phi}$

Ha a különböző reakciókat kiváltó részecskék ugyanazok, N és ϕ nem változik.

Ekkor $R_{\text{összes}} = R_{\text{szórás}} + R_{\text{absz}}$ (az összes lehetőséget felsoroltuk)

Ezért a teljes hatáskeresztmetszet (σ_t):

$$\sigma_t = \frac{R_{\text{összes}}}{N \cdot \phi} = \frac{R_{\text{szórás}} + R_{\text{absz}}}{N \cdot \phi} = \frac{R_{\text{szórás}}}{N \cdot \phi} + \frac{R_{\text{absz}}}{N \cdot \phi} = \sigma_s + \sigma_a$$

Összefoglalva: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$

Hasonlóan: az abszorpciót követően (ebben az esetben) kétfajta reakció lehet, ezért $R_{\text{absz}} = R_c + R_f$

Emiatt (a fenti levezetéshez hasonlóan) $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$

Ezt visszahelyettesítve kapjuk: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_c + \sigma_f$

I. additivitás: $\sigma_t = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots + \sigma_n$

Itt a σ_i hkmetszetek az összes, **egymást kizáró** reakció hkmetszetei

Hasonló additivitás érvényes a makroszkopikus hkeresztmetszetekre

19/21

II. Additivitás: többféle anyagból összetett céltárgy

Tegyük fel, hogy egy n -nyaláb esik olyan céltárgyra, amely több, különböző anyagot tartalmaz. Az atomsűrűségek: $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_N$

A n -nyaláb a különböző anyagok **egymástól függetlenül** fogják gyengíteni, azaz

$$\Sigma_t(\text{összes}) = \rho_1 \cdot \sigma_t(1) + \rho_2 \cdot \sigma_t(2) + \rho_3 \cdot \sigma_t(3) + \dots + \rho_N \cdot \sigma_t(N)$$

Ebből kapjuk:

$$\Sigma_t(\text{összes}) = \Sigma_t(1) + \Sigma_t(2) + \Sigma_t(3) + \dots + \Sigma_t(N)$$

Ez a hatáskeresztmetszetek második – összetett anyagokra vonatkozó – additivitása

20/21

Átlagos szabad úthossz és a teljes makroszkopikus hatáskmetszet

Átlagos szabad úthossz: az az átlagos távolság, amelyet egy részecske egy anyagban bármiféle kölcsönhatás nélkül megtesz

Láttuk korábban: $\phi(x) = \phi_0 e^{-\Sigma_t \cdot x}$

Ez éppen azt mutatja meg, hogy a kezdeti fluxus hányad része jutott el x távolságra (kölcsönhatás nélkül).

Annak a valószínűségsűrűsége, hogy **egyetlen részecske** x távolságra kölcsönhatás nélkül eljut, tehát: $\frac{\phi(x)}{\phi_0} = e^{-\Sigma_t \cdot x}$

(Megjegyzés: ez a valószínűségsűrűség nem „normált”)

A kölcsönhatás nélkül megtett út **várható értéke** (ld. valsám):

$$\langle x \rangle = \frac{\int_0^{\infty} x \cdot e^{-\Sigma_t x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma_t x} dx} = \frac{\left(\frac{1}{\Sigma_t^2}\right)}{\left(\frac{1}{\Sigma_t}\right)} = \frac{1}{\Sigma_t}$$

Az átlagos szabad úthossz tehát:

$$\Lambda = \frac{1}{\Sigma_t}$$

21/21