

6. előadás

TARTALOMJEGYZÉK

- Atommag reakciók valószínűsége
- A hatáskeresztmetszet fogalma
- Mikroszkopikus és makroszkopikus hatáskeresztmetszetek
- A hatáskeresztmetszetek kettős additivitása
- Rövid valószínűség-számítási összefoglaló (átlag, szórás)
- Makroszkopikus hatáskeresztmetszetek és átlagos szabad úthossz(ak) kapcsolata
- Effektív hatáskeresztmetszet

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

1

Atommagreakciók bekövetkezési valószínűsége

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

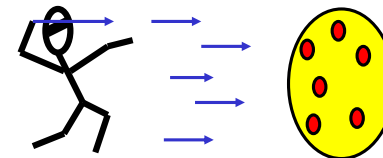
Valószínűségi törvényekkel írhatók le.

Modell:

$F = 1 \text{ m}^2$ területű „darts” tábla, amelyen $N = 100$ darab kis ($\sigma = 1 \text{ cm}^2$) területű 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?

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

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



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

2

Az n/F mennyiséget jelöljük Φ -vel.

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

Φ fizikai jelentése: egységnyi felületen időegység alatt átáramló bombázó részecskék száma.

Φ neve: **fluxus**

Mértékegysége: $\frac{1}{\text{felület} \cdot \text{idő}} = \frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$

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:

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

1 b = 10^{-24} cm^2
↑
barn

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

3

A hatáskeresztmetszet általános definíciója: $\sigma = \frac{R}{N \cdot \Phi}$

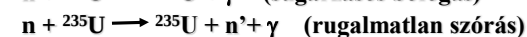
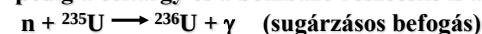
Nagyon fontos megérteni:

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! $\sigma = \sigma(E)$.

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

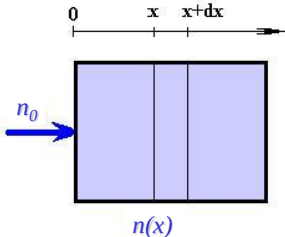
2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

4

Mikroszkopikus hatáskeresztmetszet **mérése** transzmisszióval

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



Legyen ρ az anyagdarabban lévő céltárgymagok sűrűsége (atomszám/cm³). 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 $dn = -(\rho \cdot \sigma) \cdot n(x) \cdot dx$.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

5

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!**

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

6

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 n „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)

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

7

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

Feladat: érvényes-e hasonló additivitás a **makroszkopikus** hatáskeresztmetszetekre?

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

8

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 -nyalábot a különböző anyagok **egymástól függetlenül** fogják gyengíteni, azaz

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

Ebből kapjuk:

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

Ez a hatáskeresztmetszetek második – **összetett anyagokra** vonatkozó – additivitása

Feladat: érvényes-e hasonló additivitás a **mikroszkopikus** hatáskeresztmetszetekre is?

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

9

Rövid valószínűség-számítási összefoglaló

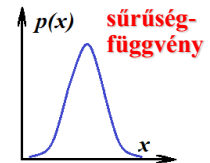
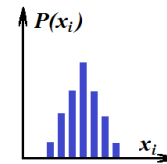
A valószínűség számítás valószínűségi változókkal számol

A valószínűségi változók (pl. x) értékészlete lehet



Valószínűség eloszlás

Megmutatja, hogy a lehetséges értékek közül melyik milyen valószínűséggel valósul meg.



$p(x)dx$ annak a valószínűsége, hogy x értéke az $(x, x+dx)$ intervallumba esik

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

10

Normáltság

Diszkrét eloszlásnál: $\sum_i P(x_i) = 1$ Folytonosnál: $\int p(x)dx = 1$
(a sűrűségfüggvény alatti terület)

x várható értéke

$$\bar{x} = \sum_i x_i \cdot P(x_i)$$

$$\bar{x} = \int x \cdot p(x)dx$$

A várható érték további jelölései: $M(x)$, $\langle x \rangle$, $\bar{x}$

Szórásnégyzet (= négyzetes eltérés várható értéke)

$$\sigma^2(x) = \sum_i (x_i - \bar{x})^2 \cdot P(x_i)$$

$$\sigma^2(x) = \int (x - \bar{x})^2 \cdot p(x)dx$$

Feladat: lássuk be, hogy $\sigma^2(x) = \overline{x^2} - \bar{x}^2 = M(x^2) - [M(x)]^2$

Mértékegységekkel kapcsolatos megjegyzések

Valószínűség: szám (nincs mértékegysége, 0 és 1 közé esik)

Valószínűségi sűrűség: mivel $p(x)dx$ szám, tehát $p(x)$ mértékegysége x mértékegységének reciproka! Pl. 1/cm

Várható érték mértékegysége: x mértékegysége

Szórásnégyzet mértékegysége: x^2 mértékegysége

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

11

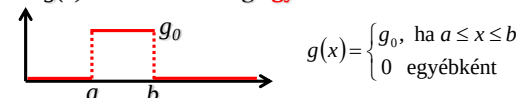
Néhány fontos folytonos eloszlás

Egyenletes eloszlás

x - folytonos valószínűségi változó, értékei (a, b) intervallumban



A $g(x)dx$ valószínűség **egyenletesen** oszlik el:



$$g(x) = \begin{cases} g_0, & \text{ha } a \leq x \leq b \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$$

Normálás: $\int_a^b g(x)dx = 1 \Rightarrow \int_a^b g_0 dx = g_0(b-a) = 1$ azaz $g_0 = \frac{1}{b-a}$

Összefoglalva: $g(x) = \begin{cases} \frac{1}{\text{intervallum hossza}}, & \text{ha } x \in \text{intervallum} \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

12

Egyenletes eloszlás várható értéke és szórása

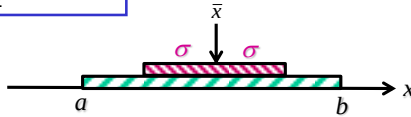
Várható érték: $\bar{x} = \int_a^b x \cdot g(x) dx = \frac{1}{b-a} \int_a^b x dx = \frac{1}{b-a} \left[\frac{x^2}{2} \right]_a^b = \frac{1}{2} \cdot \frac{b^2 - a^2}{b-a} = \frac{b+a}{2}$

Azaz a várható érték = „középérték”: $\bar{x} = \frac{b+a}{2}$

Szórásnégyzet:

$$\sigma^2 = \int_a^b (x - \bar{x})^2 \cdot g(x) dx = \frac{1}{b-a} \int_a^b x^2 dx - \bar{x}^2 = \frac{1}{b-a} \cdot \frac{b^3 - a^3}{3} - \frac{(b+a)^2}{4} = \frac{b^2 + ab + a^2}{3} - \frac{b^2 + 2ab + a^2}{4} = \frac{b^2 - 2ab + a^2}{12} = \frac{(b-a)^2}{12}$$

Azaz a szórás: $\sigma = \frac{b-a}{\sqrt{12}} \approx 0,3 \cdot (b-a)$



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

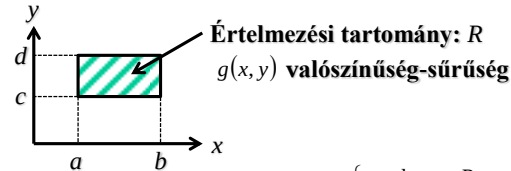
13

Két (vagy több) változós, egyenletes eloszlások sűrűségfüggvénye

x - folytonos valószínűségi változó, értékei (a, b) intervallumban

y - folytonos valószínűségi változó, értékei (c, d) intervallumban

Fontos, hogy x és y egymástól **független**!



Egyenletes eloszlásnál: $g(x, y) = \begin{cases} g_0, & \text{ha } x \in R \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}$

Normálásból:

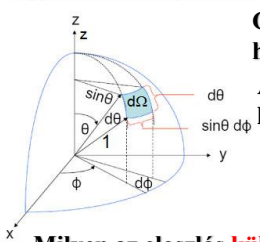
$$\int_a^b \int_c^d g_0 \cdot dx dy = g_0 \cdot (b-a) \cdot (d-c) = 1 \Rightarrow g_0 = \frac{1}{(b-a) \cdot (d-c)}$$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

14

Egyenletes irányeloszlás a térben (izotróp eloszlás)



Gömbi koordináta-rendszerbeli szögeket használunk: (θ, ϕ)

Akkor nevezzük izotrópnak az eloszlást, ha $g(\theta, \phi) = g_0$ minden (θ, ϕ) -re!

g_0 értékét most is normálásból határozzuk meg: $\int_0^{2\pi} \int_0^\pi g_0 \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi = 1 \Rightarrow g_0 = \frac{1}{4\pi}$

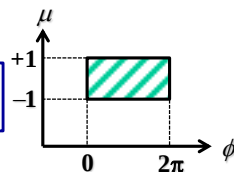
Milyen az eloszlás **külön** a θ és a ϕ szerint?

Legyen egy új változó: $\mu = \cos \theta$. Nyilván: $-1 \leq \mu \leq 1$, és $d\mu = -\sin \theta \cdot d\theta$

Ezekkel a fenti integrál: $\int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} g_0 \cdot d\mu \cdot d\phi = 1$

Izotróp eloszlásnál ϕ és $\cos \theta$ (!) szerint egyenletes az eloszlás!

Alkalmazás: pl. Monte-Carlo, stb.



2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

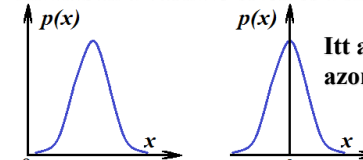
15

Fontos példa a **Gauss-eloszlás** (normál eloszlás): $p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}$

Centrális határeloszlás tétel

Elegendően nagy számú független valószínűségi változó középértéke normál eloszláshoz tart **függetlenül** attól, hogy milyen eloszlásúak voltak a változók.

Általában a várható érték és a szórás egymástól független.



Itt a szórás (az eloszlás szélessége) azonos, de a várható érték különböző.

Van néhány speciális eloszlás, ahol a szórás nem független a várható értéktől.

Ennek egyik fontos példája a **Poisson-eloszlás** (már láttuk)

Itt speciálisan $\sigma^2(x) = \bar{x}$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

16

Átlagos szabad úthossz és a Σ_{teljes}

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 fluxusból mennyi jutott el x távolságra kölcsönhatás nélkül.

Azaz x távolságra kölcsönhatás nélkül $\frac{\phi(x)}{\phi_0} = e^{-\Sigma_t \cdot x}$ eljutó részecskék **aránya** tehát:

Ez még nem valószínűsűrsűrűség, mivel nem normált.

Normáljuk: $\int_0^\infty e^{-\Sigma_t \cdot x} dx = \frac{1}{\Sigma_t}$,

tehát a valószínűsűrsűrűség: $p(x) = \Sigma_t \cdot e^{-\Sigma_t \cdot x}$ (exp. eloszlás)

A kölcsönhatás nélkül megtett út **várható értéke** tehát:

$$\bar{x} = \int_0^\infty x \cdot p(x) dx = \Sigma_t \cdot \int_0^\infty x \cdot e^{-\Sigma_t \cdot x} dx = \frac{1}{\Sigma_t}$$

Az átlagos szabad úthossz tehát:

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

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

17

Hasonlóan lehetne **definiálni** a többi hatáskeresztmetszethez is „szabad úthosszt”, ám vigyázni kell, mert ezeknek nincs mindig fizikai jelentésük!

Például: $\frac{1}{\Sigma_a}$ („abszorpciós szabad úthossz”)

Kiindulás: $\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$

szóródás abszorpció

Szóródás valószínűsége: $\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}$ Abszorpció valószínűsége: $\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}$

Mi annak a valószínűsége, hogy  $(n-1)$ szóródás éppen az n -edik esemény abszorpció? 1 abszorpció

Ezért ez a valószínűség: $P(s_n) = \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}\right)^{n-1} \cdot \left(\frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}\right)$

Mivel az átlagos szabad úthossz $\frac{1}{\Sigma_t}$, ezért n ütközésig $s_n = \frac{n}{\Sigma_t}$ utat tesz meg átlagosan a részecske.

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

18

A megtett út várható értéke tehát: $\bar{s} = \sum_n s_n \cdot P(s_n) = \sum_{n=1}^\infty \frac{n}{\Sigma_t} \cdot \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}\right)^{n-1} \cdot \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t}$

Vezessük be: $x = \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t} < 1$ Ezzel kapjuk: $\bar{s} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t^2} \cdot \sum_{n=1}^\infty n \cdot x^{n-1}$

Az összegzés elvégzéséhez egy kis matematikai trükk:

$$\sum_{n=1}^\infty n \cdot x^{n-1} = \sum_{n=1}^\infty \frac{d}{dx} x^n = \frac{d}{dx} \sum_{n=1}^\infty x^n = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{1-x} \right) = \frac{1}{(1-x)^2} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}\right)^2} = \frac{\Sigma_t^2}{(\Sigma_t - \Sigma_s)^2}$$

Így kapjuk: $\bar{s} = \frac{\Sigma_a}{\Sigma_t^2} \cdot \frac{\Sigma_t^2}{(\Sigma_t - \Sigma_s)^2}$ Figyelembe véve, hogy: $\Sigma_t - \Sigma_s = \Sigma_a$

Végül adódik, hogy az „abszorpciós szabad úthossz”: $\bar{s} = \frac{1}{\Sigma_a}$

Tehát ennek is van fizikai értelme.

De például a maghasadásra vonatkozóan ugyanez:

$$\bar{f} = \sum_{n=1}^\infty \frac{n}{\Sigma_t} \cdot \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}\right)^{n-1} \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t^2} \sum_{n=1}^\infty n \cdot \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma_t}\right)^{n-1} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_t^2} \cdot \frac{\Sigma_t^2}{\Sigma_a^2} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a^2} \cdot \frac{1}{\Sigma_f}$$

Ennek tehát nem tudunk ilyen egyszerű fizikai értelmet adni!

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

19

Effektív hatáskeresztmetszet

Neutronok az anyagban **hómozgást** végző atommagokkal ütköznek.

Magfizikai hatáskeresztmetszetek: **tömegközépponti** rendszerben.

Reaktorfizikában **laboratóriumi** rendszert kell használnunk. (Miért?)

Legyen v a neutron, V a mag sebességvektora labor rendszerben

Relatív sebesség: $v_r = |\vec{v} - \vec{V}|$

Magfizikai hatáskeresztmetszet: $\sigma_{\text{magfiz}}(v_r)$

Legyen $P(\vec{V}) d^3\vec{V}$ annak a valószínűsége, hogy egy mag sebességvektora a V körüli d^3V sebesség-térfogatelemben esik.

Mivel $\Sigma = \rho \cdot \sigma$, ezért a fenti sebességtartományba eső magokra a makroszkopikus hatáskeresztmetszet: $\rho \cdot \sigma_{\text{magfiz}}(v_r) \cdot P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V}$

A magreakció valószínűsége $\Sigma \cdot dx$, de itt dx a neutronoknak a magokhoz képest megtett úteleme, azaz $dx = v_r \cdot dt$

2017

Reaktorfizika szakmérnököknek

20

Így a teljes valószínűségre integrálással kapjuk:

$$R \cdot dt = dt \cdot \int \rho \cdot v_r \cdot \sigma_{\text{magfiz}}(v_r) \cdot P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V}$$

Az **effektív hatáskeresztmetszet** az, amely ugyanilyen formulával, de a neutronok **laboratóriumi rendszerbeli** sebességével helyesen adja meg a magreakció valószínűségét

Azaz $\rho \cdot v \cdot \sigma_{\text{eff}}(v) \cdot dt = dt \cdot \int \rho \cdot v_r \cdot \sigma_{\text{magfiz}}(v_r) \cdot P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V}$

Ebből $\sigma_{\text{eff}}(v) = \frac{1}{v} \cdot \int v_r \cdot \sigma_{\text{magfiz}}(v_r) \cdot P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V}$

Általában $\sigma_{\text{eff}}(v) \neq \sigma_{\text{magfiz}}(v_r)$ Kivétel, ha $\sigma_{\text{magfiz}}(v_r) = \frac{\text{konst}}{v_r}$

Ekkor $\sigma_{\text{eff}}(v) = \frac{1}{v} \cdot \int v_r \cdot \frac{\text{konst}}{v_r} \cdot P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V} = \frac{\text{konst}}{v} \cdot \int P(\vec{V}) \cdot d^3\vec{V}$

azaz $\sigma_{\text{eff}}(v) = \frac{\text{konst}}{v}$

Megjegyzések

- $P(\vec{V})$ függ a hőmérséklettől, ezért σ_{eff} is **hőmérsékletfüggő**
- Magfizikai mérés valamilyen hőmérsékleten történik, ezért szigorúan véve ott is σ_{eff} -et mérnek! Csak a céltárgymagok mozgását általában elhanyagolják.
Reaktorfizikában viszont át kell számolni! $\sigma_{\text{eff}}(T_1) \rightarrow \sigma_{\text{eff}}(T_2)$
- Ha $T \rightarrow 0$, akkor $\vec{V} \rightarrow 0$, és ezért $v_r \rightarrow v$, a sebességeloszlás pedig Dirac-deltához $\delta(0)$ tart.

Ekkor nyilván $\sigma_{\text{eff}}(v) \rightarrow \sigma_0(v_r)$

↑
„0 K-re redukált hatáskeresztmetszet”