

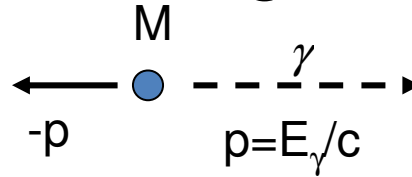
A sugárzás és anyag kölcshatása

Atommag és részecskefizika

8. előadás 2011. április 12.

Ismétlés: visszalökődés gamma-bomlásban

$$E_i = E_f + E_\gamma + \frac{p^2}{2M}$$



$$\Delta E = E_i - E_f = E_\gamma + \frac{p^2}{2M} = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}$$

A második tag nagyon kicsi, emiatt $\Delta E \approx E_\gamma$

Ekkor viszont:

$$\Delta E \approx E_\gamma + \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}$$

$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2Mc^2} \equiv \Delta E - R$$



R: visszalökődési energia

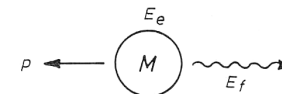
1-100 eV, nagyon kicsi. DE a Mössbauer-effektusnál számítani fog!

Emiatt általában a kisugárzott fotont nem tudja egy másik mag elnyelni! Ahhoz

$\Delta E + R$ energiájú foton kéne!

Mössbauer-effektus: $R=0$, nincs visszalökődés!

Mössbauer-effektus (1957)



Különleges kvantumjelenség: az atommag NEM lökődik vissza gamma-bomláskor! (az egész kristályrács viszi el az impulzust és az ~ 1 eV energiát, nem csak egy atommag, ui. nincs **fonongerjesztés**).

Így lehetséges a **neV (10^{-9} eV)** nagyságrendű effektusok vizsgálata.

A gamma-foton energiáját a forrás **MOZGATÁSÁVAL** (**mm/s** tartományban) tudjuk hangolni, a Doppler-effektus segítségével ($\Delta E_\gamma = E_\gamma v/c$), és az azonos magot tartalmazó minta rezonancia-abszorpcióját keresve. Pl.

Zeeman-felhasadás: (külső v belső) mágneses tér hatására a nem 0 spinű állapotok felhasadnak, ha a mágneses dipólmomentum nem 0.

Ezzel: atommag helyén a mágneses tér mérése, g faktor mérése.

Kvadrupól-felhasadás: ha a magnak van kvadrupólmomentuma, és nem 0 a spinje, az inhomogén elektromos térben felhasadnak a nívók.

Ezzel: mérhető az atommag helyén az elektromos térgradiens.

Izomér-eltolódás: az elektronfelhő (s pályák elektronjai) és a mag kölcsönhatása eltolja a magnívó energiáját.

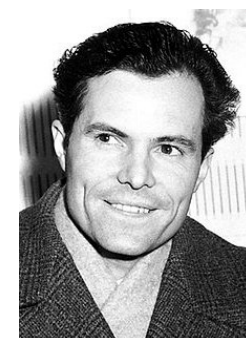
Ezzel: mérhető a mag helyén az elektronsűrűség

Gravitációs vöröseltolódás (1959): általános relativitáselmélet igazolása

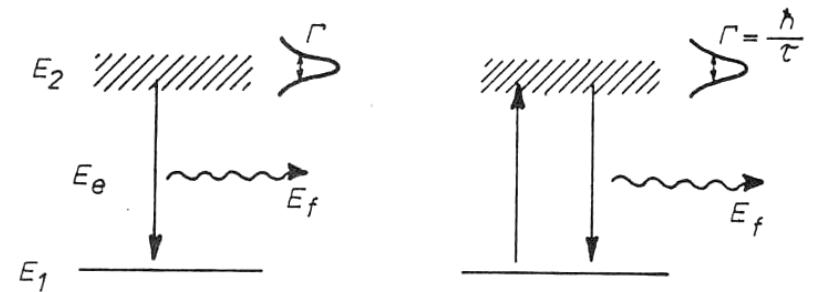
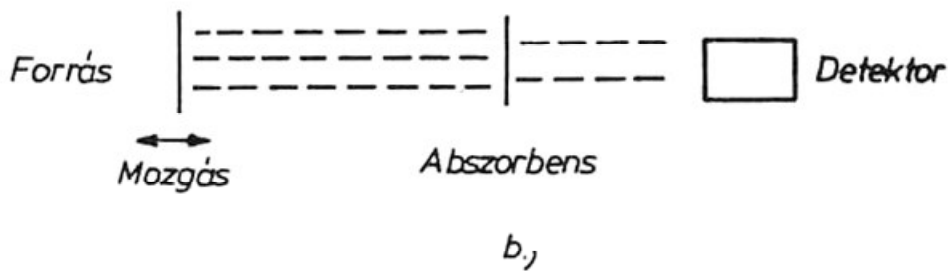
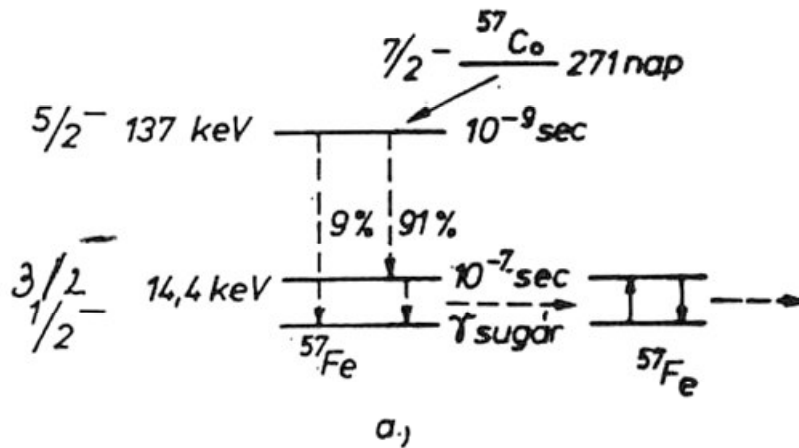
Alkalmazás: kémia, szilárdtestfizika, biológia, stb...

ANYAGSZERKEZET-vizsgálat mikroszkópikus szinten

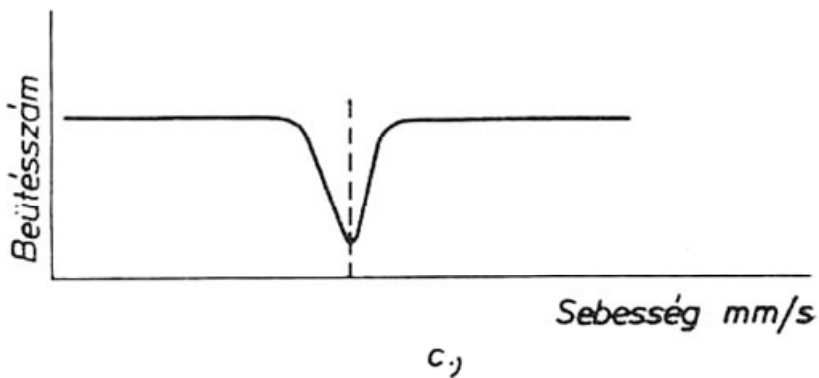
Nobel-díj: 1961.



Mössbauer-kísérlet ^{57}Fe atommagon

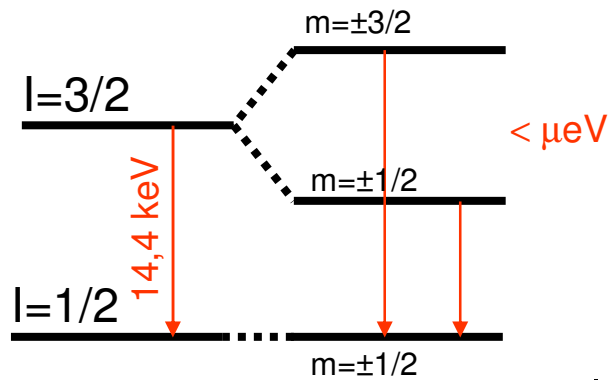


A megfelelő sebességnél elnyelés van!

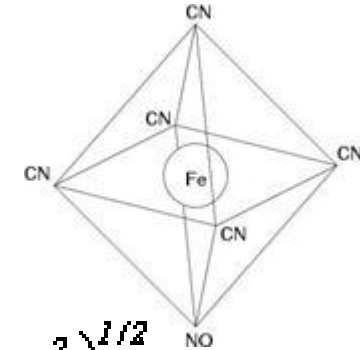


$$\Delta E_\gamma = E_\gamma v/c$$

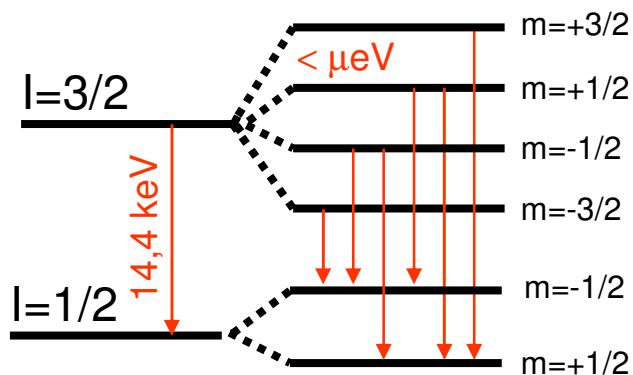
Mössbauer-effektus: példa felhasadásokra, ^{57}Fe



Kvadrupól felhasadás:
pl Na-nitroprusszid mintában
inhomogén elektromos tér +
elektromos kvadrupólmom.



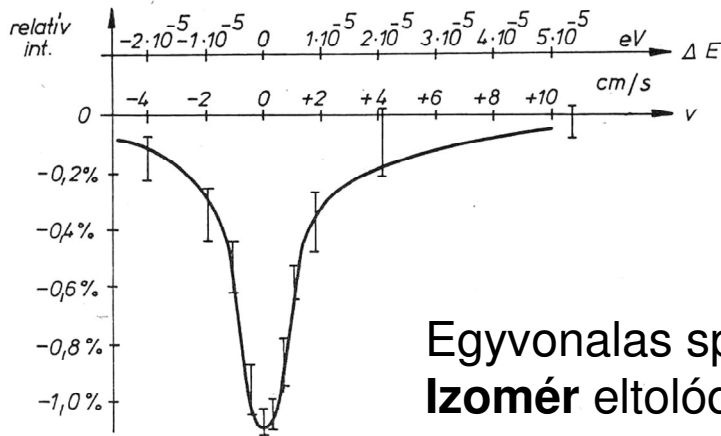
$$\Delta E = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} [3m_I^2 - I(I+1)] \left(i + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2}$$



Zeeman-felhasadás
pl. lágyvas mintában (belső mágneses tér)

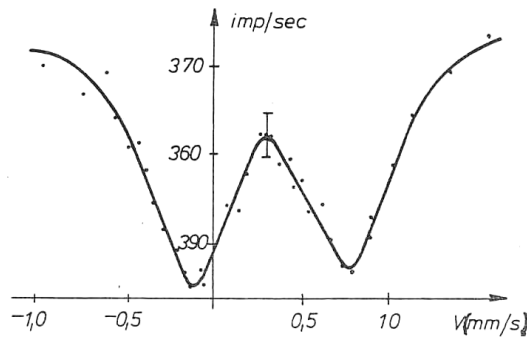
$$\Delta E_m = -\frac{m}{I} \mu_I |\vec{B}|$$

Mössbauer-spektrumok



Lorentz-görbe, abszorpció.
Szélesség: Heisenberg-reláció miatt.

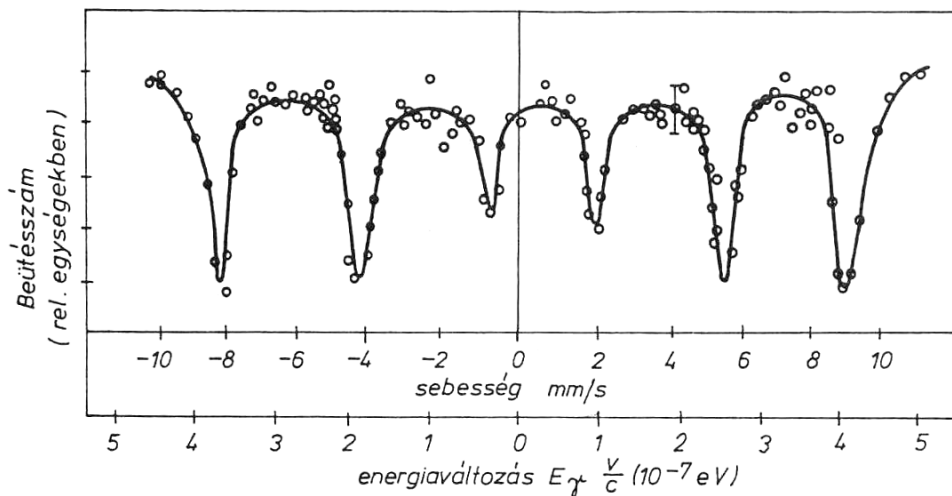
Egyvonalas spektrum, nincs felhasadás.
Izomér eltolódás lehet (nem feltétlenül $v=0$ a csúcs).



Kvadrupól-felhasadás (néhány neV!)

Inhomogén elektromos tér és a mag elektromos kvadrupólmomentumának kölcsönhatása.

Az alapállapot nem hasad fel ($l=1/2$) de a gerjesztett állapot igen ($l=3/2$).

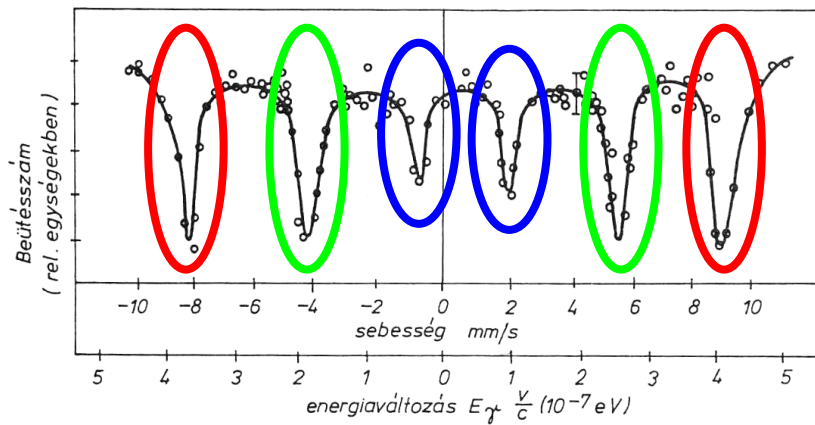


Zeeman-felhasadás

A gerjesztett állapot ($l=3/2$) 4 részre ($m=-3/2, -1/2, 1/2, 3/2$), az alapállapot ($l=1/2$) 2 részre ($m=-1/2, 1/2$) hasad. A $4 \times 2 = 8$ átmenetből 2 tiltott ($\Delta m = -1, 0, 1$) hiszen dipól-átmenet. Intenzitásokat a Clebsh-Gordan együtthatók szabják meg.

Spin-összeadás - intenzitásviszonyok

Clebsh-Gordan együtthatók



Az intenzitás az együtthatók négyzetével arányos: **1:2:3**.

$$I_1=1, I_2=1/2$$

$$m=3/2 \quad I =$$

$$m_1, m_2 =$$

	3/2
1, 1/2	1

$$m=1/2 \quad I =$$

$$m_1, m_2 =$$

	3/2	1/2
1, -1/2	$\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$
0, 1/2	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$

Gravitációs vöröseltolódás

Einstein:

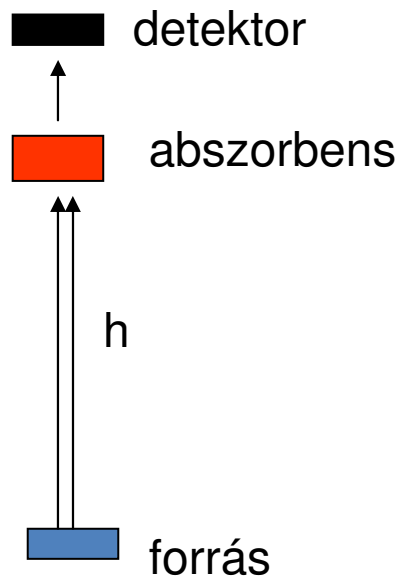
A gyorsuló koordináta-rendszer és a gravitációs tér nem különböztethető meg. Mi történik a gravitációs térben felfelé mozgó fotonnal Mössbauer-effektusnál? Olyan, mintha gravitáció nélkül, de gyorsuló koordináta-rendszerben lenne. A foton h/c idő alatt ér az abszorbenshez.

Ezalatt a gyorsuló rendszerben az abszorbens gh/c sebességet szerezne!

A Doppler-eltolódás ekkor:

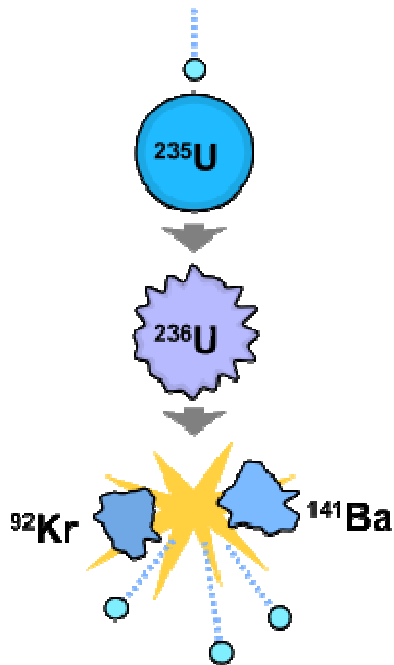
$$\Delta E = E_\gamma \frac{v}{c} = E_\gamma \frac{gh/c}{c} = E_\gamma \frac{gh}{c^2} = \boxed{\frac{E_\gamma}{c^2}} gh$$

Effektív tömeg szerepét játssza



Kísérleti igazolás: Mössbauer-effektussal,
 10^{-15} relatív energiamérési pontosság.
 ^{57}Fe izotóppal, Harvard-torony (Pound és Rebka).

Maghasadás



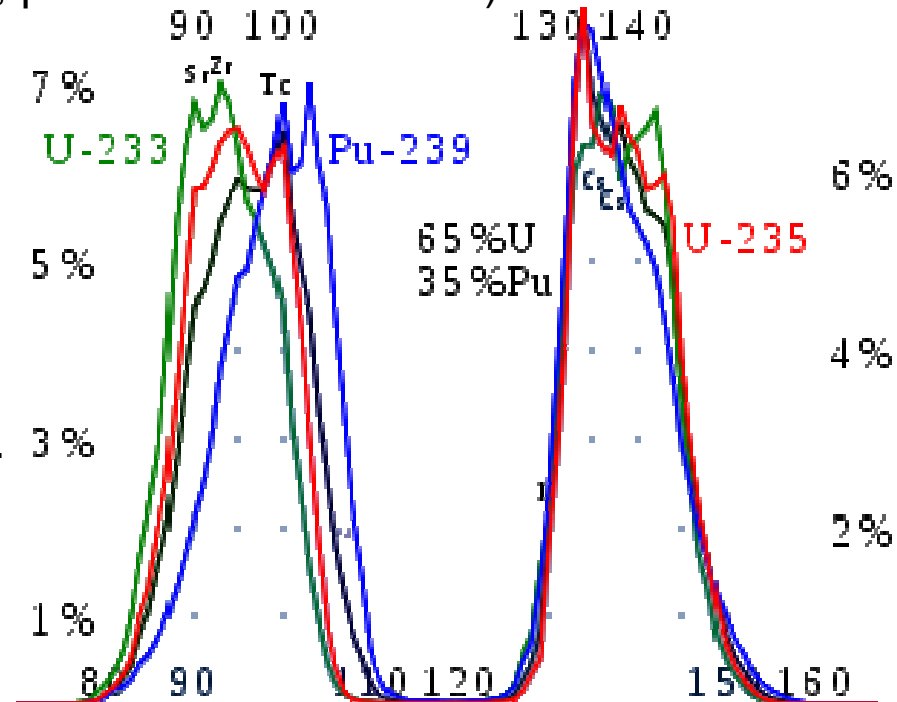
Nagy atommagok széthasadása, spontán vagy (általában) indukált módon (lassú, termikus neutronokkal).

A hasadványok tömege 2:3 arányhoz van közel, de széles tartományban változik, hasadásról hasadásra is! Általában 2 részre hasad a mag.

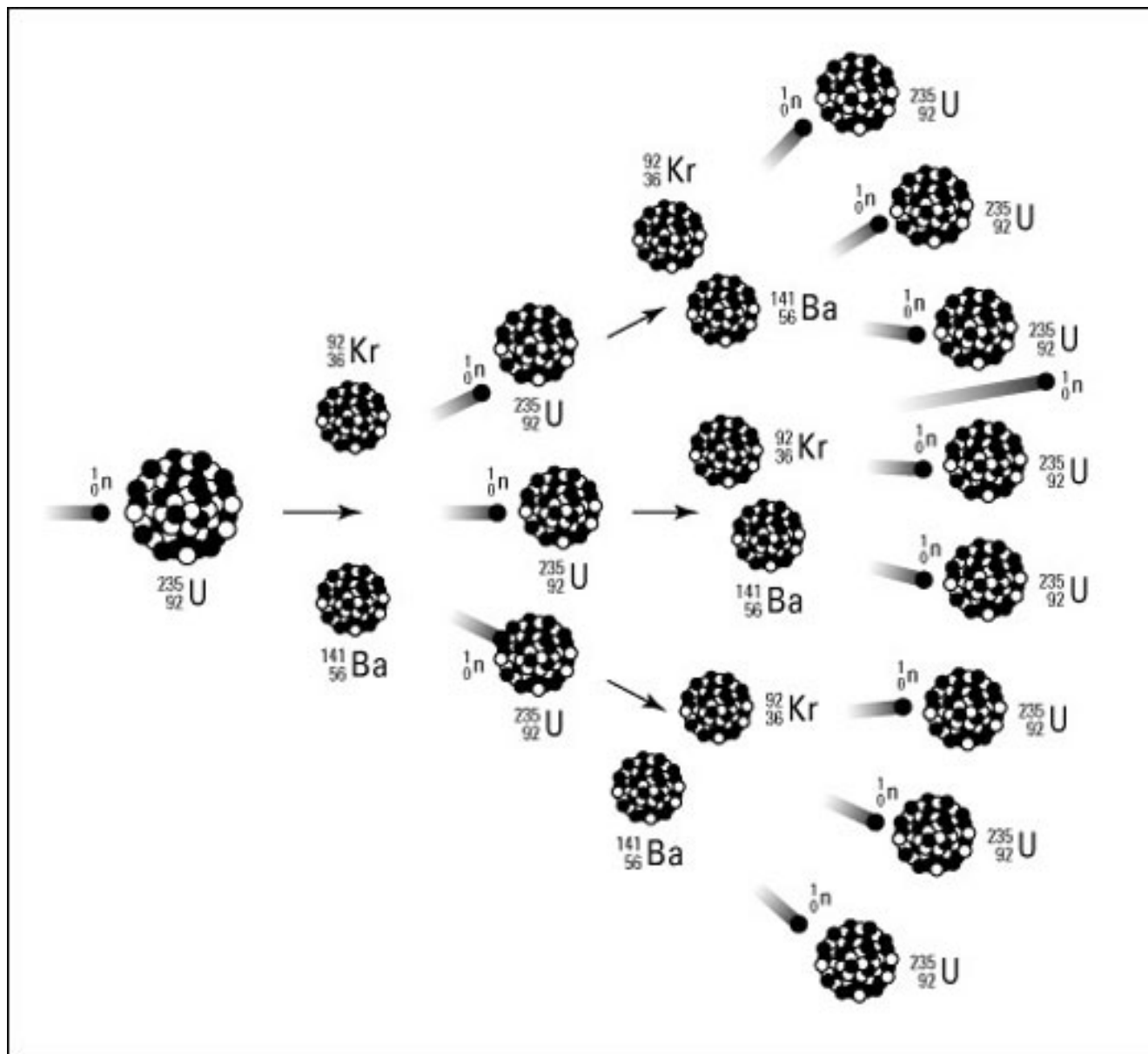
A felszabaduló energia az alfa-bomlásnál egy nagyságrenddel nagyobb, 200 MeV körüli. (Vö szénégetés: néhány eV).

2-3 prompt neutron is keletkezik hasadáskor, ezek (moderálás után) további hasításra képesek. Láncreakció: atomerőművekben és atombombákban. Gamma-sugárzás is fellép. Antineutrínók is (neutrontöbblet, pozitív béta bomlások).

Hasadási termékek tömegszámának eloszlása: Ezt a cseppmodell nem magyarázza, héjmodell kell.



Maghasadási lánreakció



Maghasadás

Hasadási termékek: SOKKAL radioaktívabbak mint a kiindulási (üzem)anyag.
Ez a nukleáris hulladék problémája.

Remanens hő: a kiégett üzemanyag radioaktivitása termeli, pár ezrelék középtávon!

Háromtest-hasadás: három kisebb atommagra. Ez csak az esetek pár ezreléke, mégis fontos, mert He, trícium keletkezik az atomerőművekben. (16 MeV-es, hosszú hatótávolságú alfa részecskék).

Az indukált hasadásra használt izotópok: ^{235}U és ^{239}Pu .

Az urán 238-as izotópja a gyakoribb, 235-ös csak 0,7% arányban van.

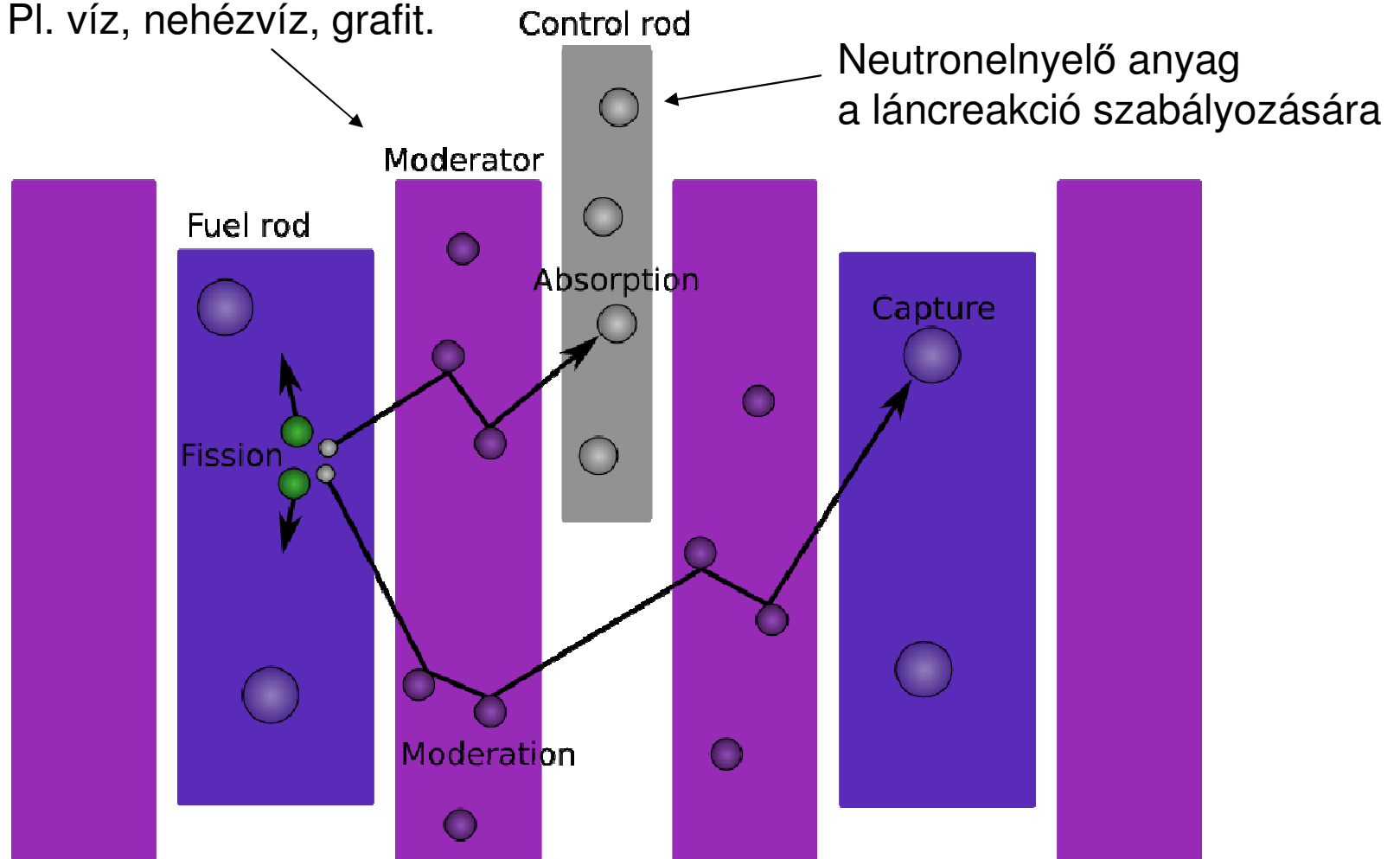
Dúsítani kell kb 3%-ra.

Természetes reaktorok: 2 milliárd évvel ezelőtt a természetben is léteztek (Gabon).
100 kW. Normál vizes moderátor.

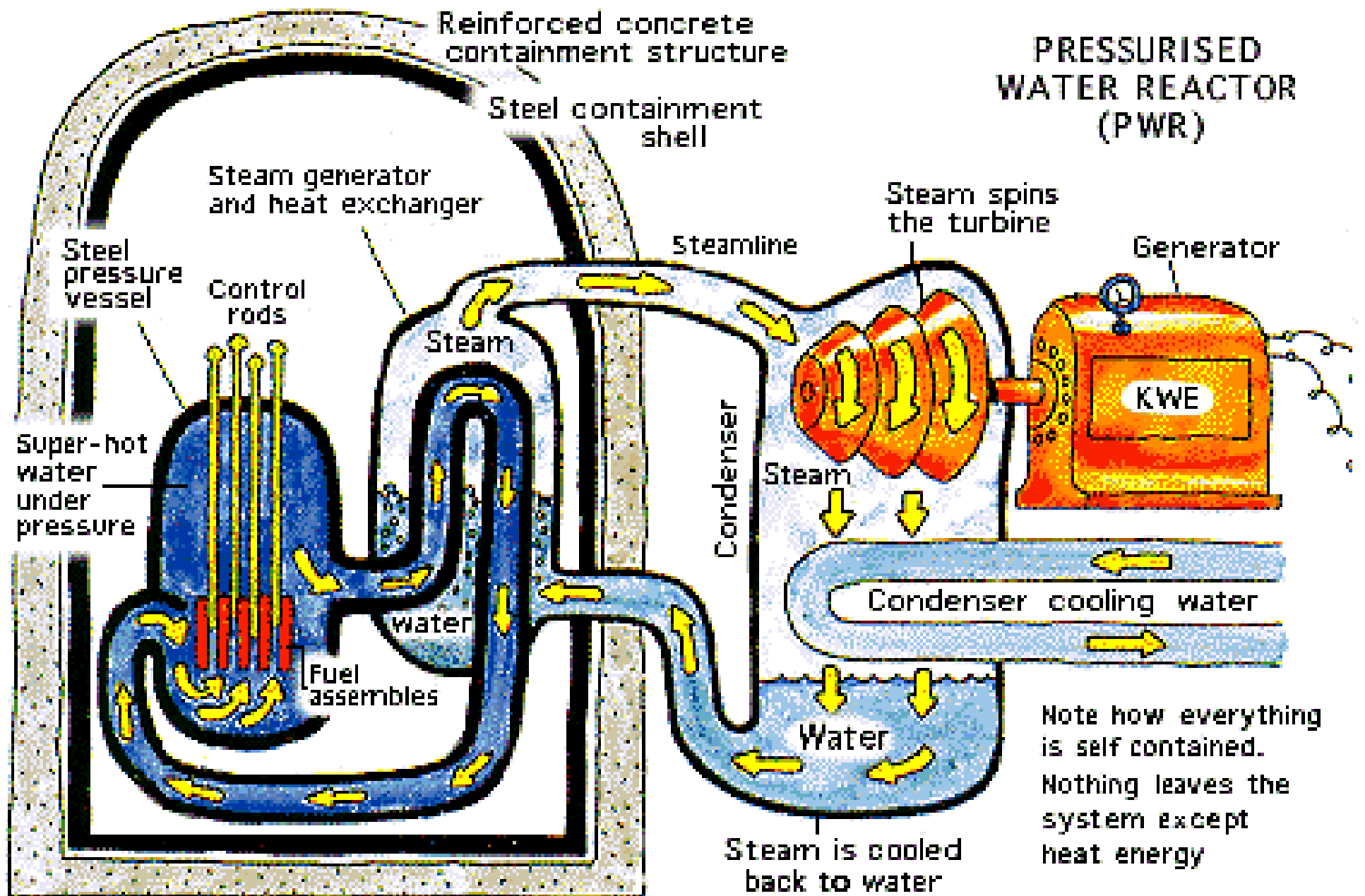
Kritikus tömeg: a neutronok nem szöknek el nagy arányban, képesek önfenntartó láncreakcióra.

Moderálás, szabályozás

Termikus neutronok előállítása a magreakció hatáskeresztmetszetének növelése érdekében. Pl. víz, nehézvíz, grafit.



Atomreaktor, atomerõmũ



Tematika – sugárzás és anyag kölcsönhatása

- Töltött és semleges részecskék és az anyag kölcsönhatásának áttekintése,
- Bethe-Bloch-formula, levezetésben használt közelítések, gondolatmenet, a formula, grafikusán ábrázolni, minimális ionizáció, skálatörvény, hatótávolság, Bragg-görbe, R energia és Z, A függése,
- straggling, elektron sugárzásos energiavesztesége, kritikus energia, sugárzási hossz,
- Cserenkov-sugárzás, Cserenkov-detektor,

- Semleges részecskék és az anyag kölcsönhatása,
- gamma-sugárzás: fotoeffektus, K,L él, energiafüggés, rendszámfüggés, ólomüveg, Ge-detektor, NaI összehasonlítása, Compton-effektus, Compton-él, rendszámfüggés, párkeltés, küszöbenergia,
- Z, E függvényében melyik folyamat a domináns, annihiláció, annihiláció detektálása

- Monoenergiájú gamma-sugárzás detektorban hagyott energiájának eloszlása, jellegzetes események,
- spektrum szerkezete, spektrum értelmezése,

RÉSZECSKÉK ÉS ANYAG KÖLCSÖNHATÁSA (ÁTTEKINTÉS)

TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK

- nehéz töltött részecskék
(p, d, α, ... atommagok)

- könnyű töltött részecskék
(e⁻, e⁺, π⁻, π⁺, ...)

IONIZÁCIÓ	Bethe-Bloch formula	$-\frac{dE}{dx} \sim (\dots) \frac{n_e}{m_e v_0^2} \left[m \frac{m_e v^2 E}{I^2} + \dots \right]$
SUGÁRZÁS	nem számottevő ($\sim \frac{1}{m^2}$)	$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{E \cdot Z_K^2}{m_e^2} (\dots) + \text{CSERENKOV sugárzás}$

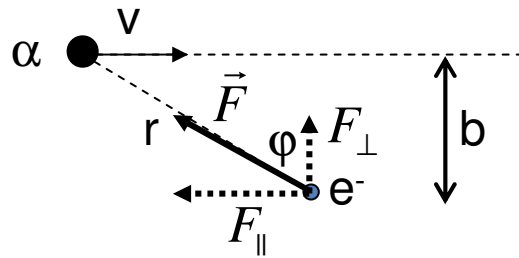
Nehéz töltött részecskék ionizációs energiavesztesége

A részecske (pl. α) az anyag elektronjainak adja át az energiát (kis tömeg miatt).

$$\frac{dE}{dx} = -\sigma_{stop}$$

$$\Delta p = F \Delta t$$

$$\int \vec{F} dt = \Delta \vec{p}$$



Közelítések:

α pályája egyenes

$v = \text{állandó}$ ($\Delta v \ll v$)

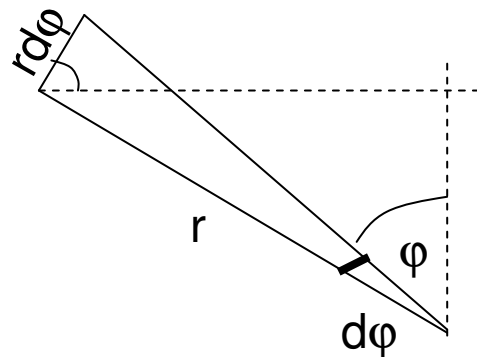
az elektron nem mozdul el ($\Delta r_e \ll b$)

$$\int F_{||} dt = 0$$

$$\int F_{\perp} dt = p = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ke^2 Z_{\alpha}}{r^2} \cos \varphi \cdot dt =$$

$$= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{ke^2 Z_{\alpha}}{r^2} \frac{r}{v} d\varphi = \frac{ke^2 Z_{\alpha}}{v} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\varphi}{r} =$$

$$= \frac{ke^2 Z_{\alpha}}{vb} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi d\varphi = \frac{2ke^2 Z_{\alpha}}{vb}$$



$$r \cdot d\varphi = v \cdot dt \cos \varphi$$

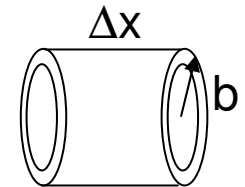
$$b = r \cos \varphi$$

Bethe-Bloch formula

A meglökött elektron lendülete tehát: $\int F_{\perp} dt = \frac{2ke^2 Z_{\alpha}}{vb} = p_e$

A meglökött elektron energiája: $E_e = \frac{p_e^2}{2m_e} = \frac{4(ke^2)^2 Z_{\alpha}^2}{2m_e b^2 v^2}$

Az elektronok száma a b impakt paraméternél: $N(b) = n \cdot 2\pi b \cdot db \cdot \Delta x$



Az alfa-részecske energiavesztesége:

$$dE(b) = N(b)E_e = n \cdot 2\pi b \cdot db \cdot \Delta x \frac{4k^2 e^4 Z_{\alpha}^2}{2m_e b^2 v^2}$$

$$\frac{dE}{dx}(b) = 4\pi k^2 e^4 n \frac{Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \frac{db}{b}$$

$$\frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \sqrt{\frac{E_{\min}}{E_{\max}}}$$

A teljes energiaveszteség megtett úthossz-egységenként:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \frac{1}{2} \ln \frac{E_{\min}}{E_{\max}}$$

kvantum-
elektro-
dinamikában
ez nincs itt

Bethe-Bloch formula

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_\alpha^2}{m_e v^2} \ln \frac{E_{\min}}{E_{\max}}$$

$$E_{\min} > E_{\max}$$

A b_{\min} -hez tartozó energia-átadás

$E_{\max} = I$ (ionizációs energia), ettől kisebb energiát nem lehet átadni

$E_{\min} = 2m_e v^2$, mert „frontális” ütközés esetén az elektronnak max. $2v$ sebessége lehet.

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_\alpha^2}{m_e v^2} \ln \frac{2m_e v^2}{I}$$

Relativisztikus effektusokat figyelembe véve (a töltött részecske transzverzális elektromos tere erősebb, ha fénysebességhez közel van a sebessége):

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_\alpha^2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - p \right] \quad \beta = v/c$$

↑

relat. korrekciók

↑

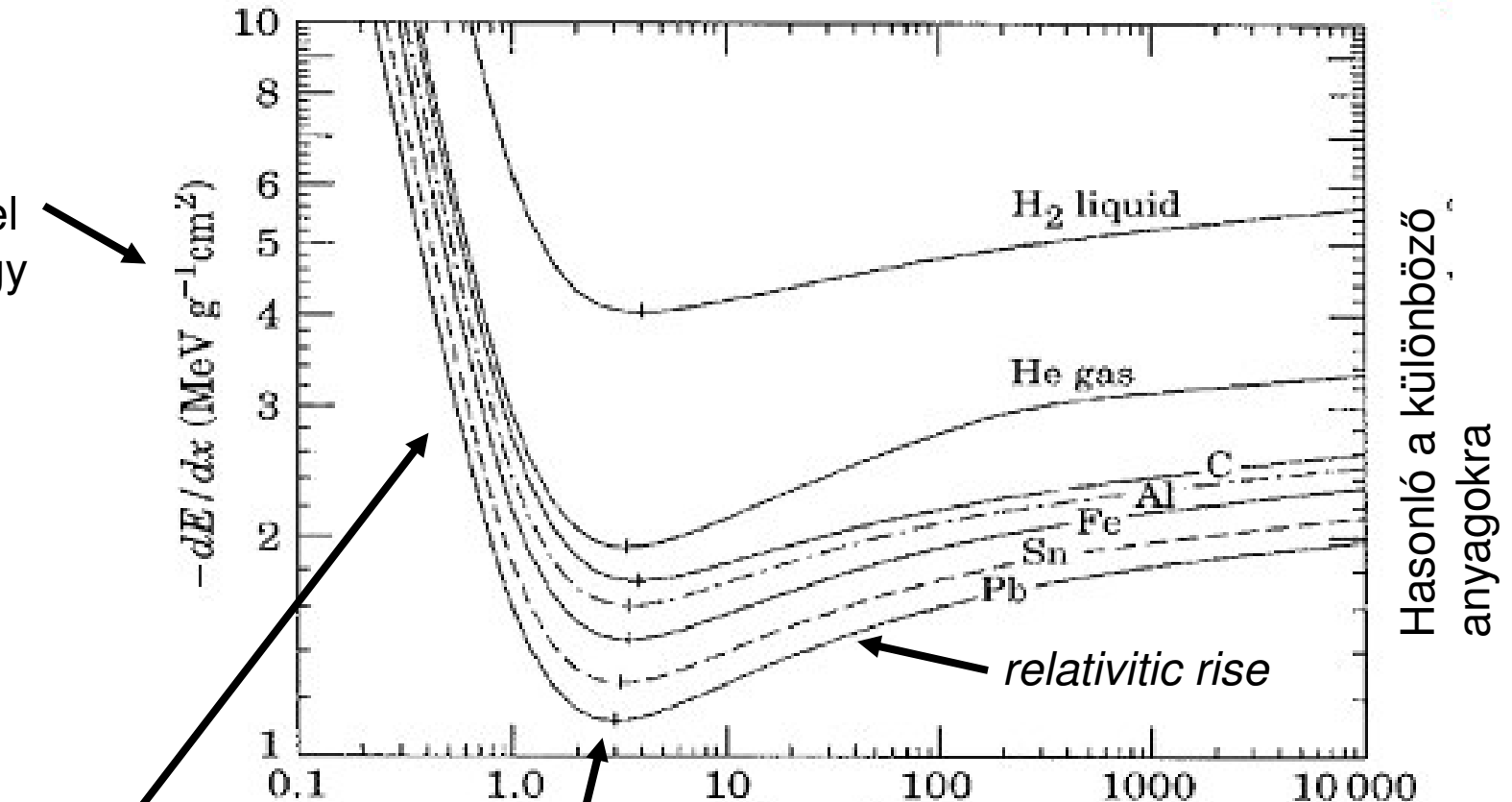
polarizációs tag

A részecske tömegétől, impulzusától stb külön NEM függ, csak sebességétől és töltésétől.

Bethe-Bloch formula

Szokásos ábrázolása:

Be kell Szoroznunk a sűrűséggel (g/cm^3), hogy MeV/cm -t kapjunk.



$\sim 1/v^2$

Sebesség helyett a $\beta\gamma$ szokásos

$$\beta\gamma = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Minimális ionizáció (MIP – *minimum ionising particle*)

Bethe-Bloch formula

Skálatörvény:

$$\frac{dE}{dx} \approx K \frac{Z^2}{v^2}$$

ugyanabban az anyagban (detektorban).

Alkalmazás: pl.

- azonos impulzusú izotópok energialeadása más
- azonos impulzusú de különböző részecskék...

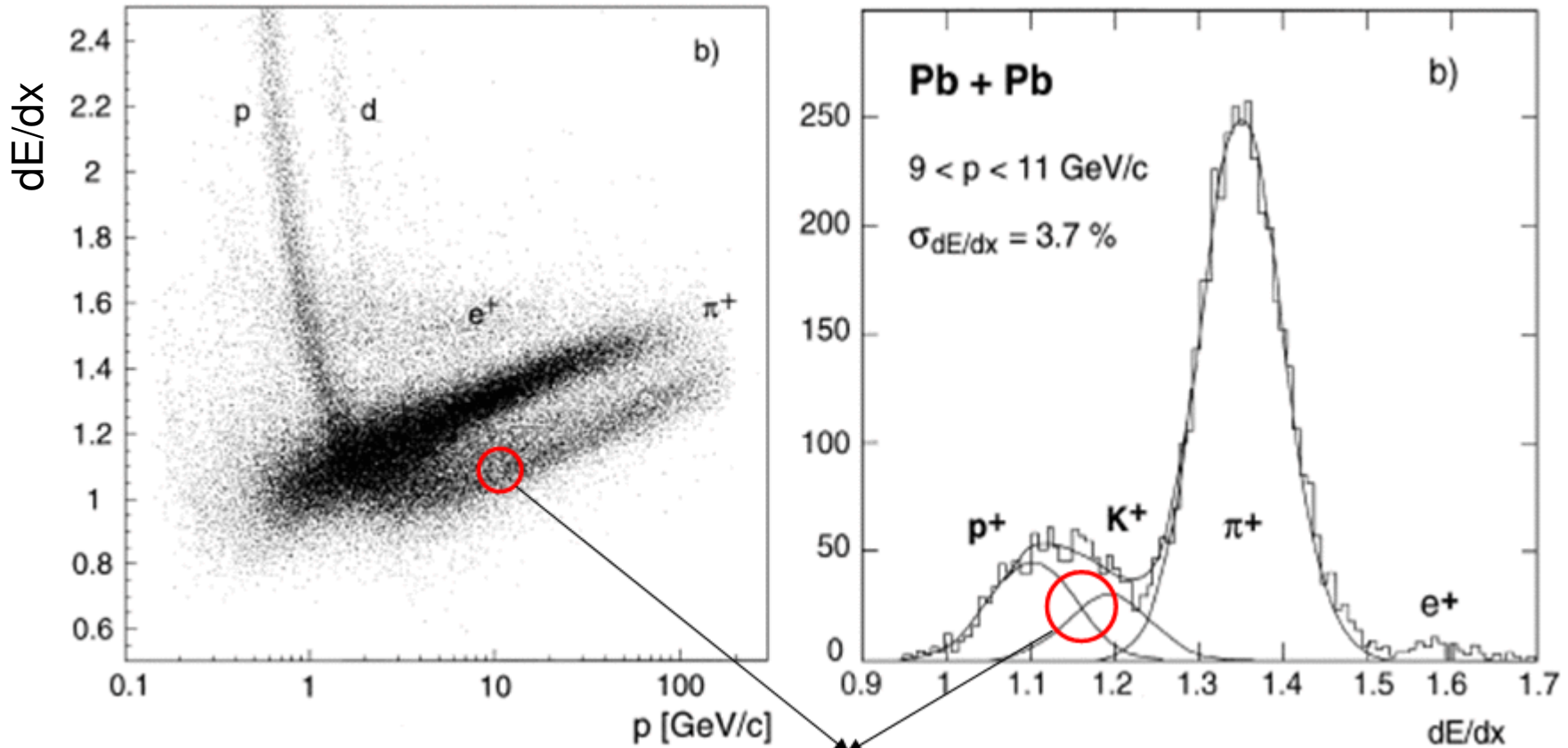
Nemrelativisztikusan mozgó izotópok:

$$E = \frac{1}{2} M v^2 \approx \frac{1}{2} A M_N v^2 \longrightarrow \frac{E}{A} \sim v^2 \longrightarrow \frac{dE}{dx} \sim \frac{Z^2 A}{E}$$

Példa: egy 2 MeV energiájú proton 5 keV-et ad le egy detektoron áthaladva, akkor mennyi energiát ad le egy 6 MeV energiájú ^{12}C ?

$$\frac{5 \text{ keV}}{?} = \frac{\frac{1 \cdot 1}{2}}{\frac{6^2 \cdot 12}{6}} \longrightarrow \frac{5 \text{ keV}}{?} = \frac{1}{144} \longrightarrow ? = \underline{\underline{0,72 \text{ MeV}}}$$

Részecske-azonosítás

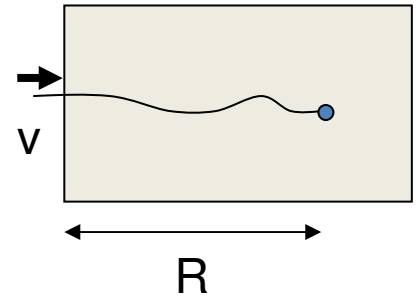
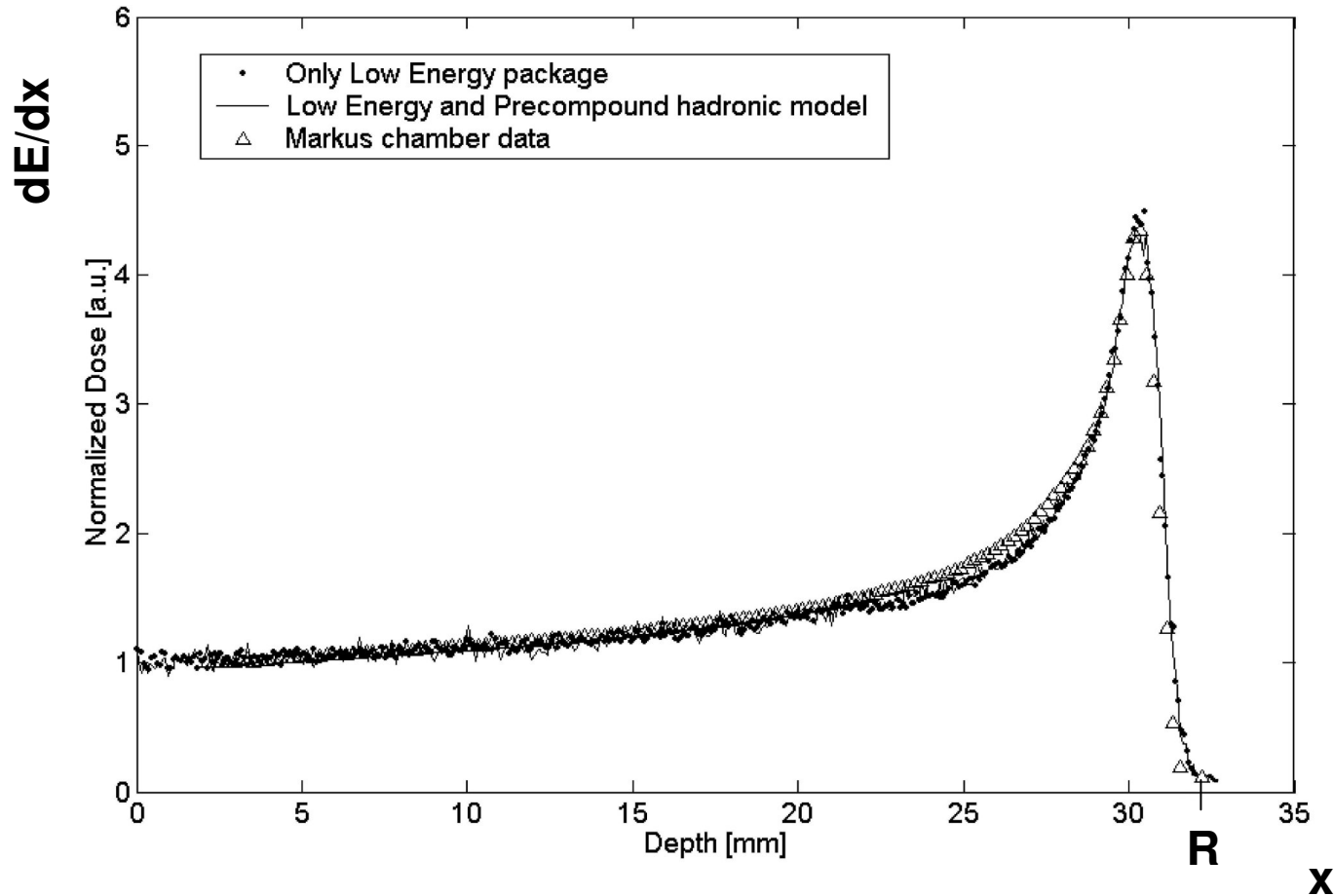


átfedés

Az impulzust könnyű mérni mágneses térben a részecskepálya görbületéből
A dE/dx csak a sebességtől és a töltéstől függ
A különböző tömegű részecskék szétválnak az ábrán

Hatótávolság

Bragg-görbe:



R : *range*, hatótávolság

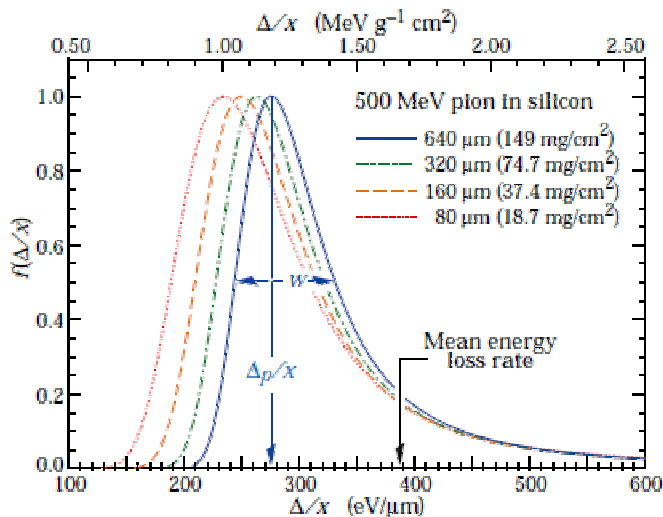
$R=?$

Hatótávolság

$$R = \int_0^R dx = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = - \int_0^{E_0} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(\dots) \frac{Z^2 A}{E}} = \frac{(\dots)}{Z^2 A} \int_0^{E_0} E dE \sim \frac{E_0^2}{Z^2 A}$$

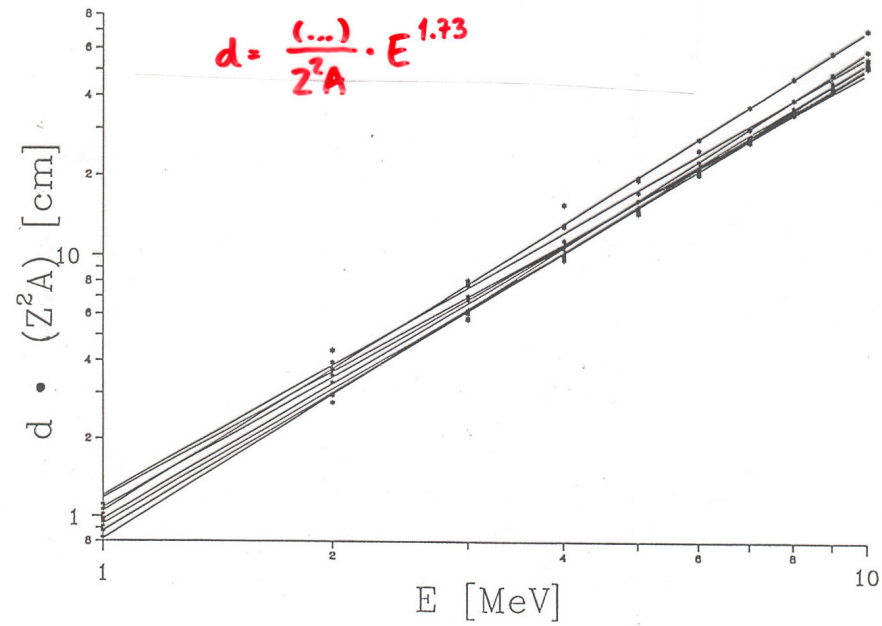
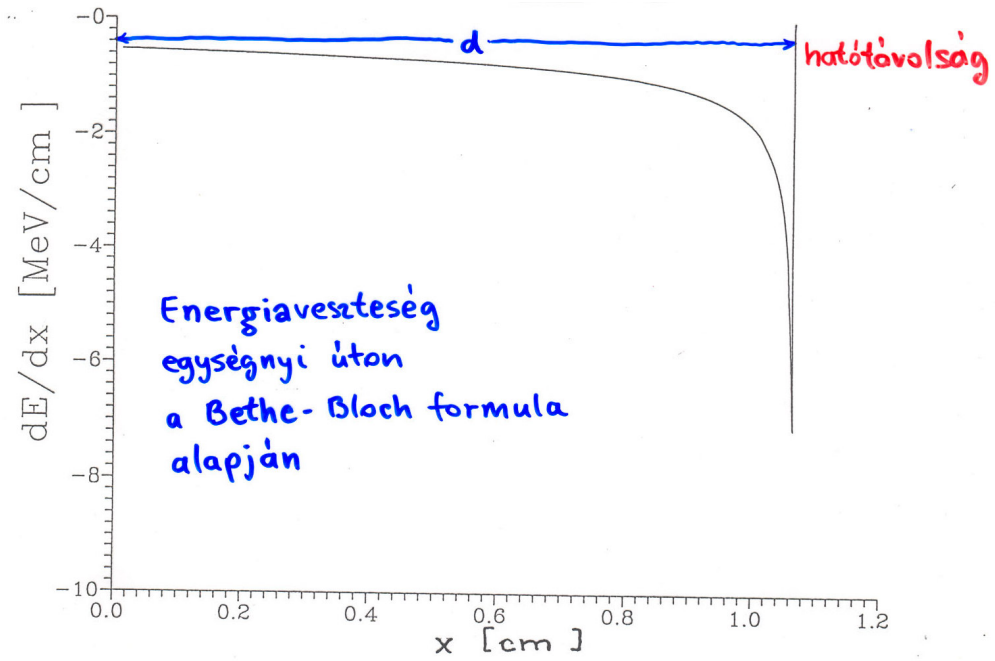
pontosabban $R \sim \frac{E_0^\alpha}{Z^2 A}$ ahol $\alpha \approx 1,73$

Csellengés (range straggling): R nem éles érték, hanem statisztikusan fluktuál.



Energy straggling:

egy vékony dx rétegben leadott energia fluktuál a legvalószínűbb érték körül (Landau-eloszlás).



Elektron energiavesztesége

Ionizáció:

Itt a nehézrészecske-közelítés már nem pontos a Bethe-Bloch formulánál. Komplikáltabb számolás. Az elektron tipikusan relativisztikus, és azonos részecske a közegbeli elektronokkal...

$$\frac{1}{m_e v^2} \ln \left(\frac{m_e v^2 E}{I^2} \right)$$

Fékezési sugárzás: a kis tömeg miatt jelentős. Gyorsuló töltés sugárzása.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{sug} = (\dots) n_a E Z_{közeg}^2$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} = (\dots) n_a Z_{közeg} \quad \frac{(dE/dx)_{sug}}{(dE/dx)_{ion}} \sim E Z_{közeg}$$

Kritikus energia: ahol az adott közegben a fékezési sugárzás kezd dominálni az ionizálással szemben. Nagy energián mindenképp a fékezési sugárzás dominál.

Fékezési sugárzás

A ν frekvenciájú fotonok kisugárzásának valószínűsége: $N(\nu) \sim \frac{1}{\nu}$

$$\frac{dE}{dx} = (\dots) \int N(\nu) h \nu \cdot d\nu = (\dots) \int_0^{\nu_{\max}} d\nu = (\dots) h \nu_{\max} = -\alpha E$$

$$\frac{dE}{dx} = -\alpha E$$

$$E(x) = E_0 e^{-x/X_0}$$

X_0 : sugárzási hossz

Cserenkov-sugárzás

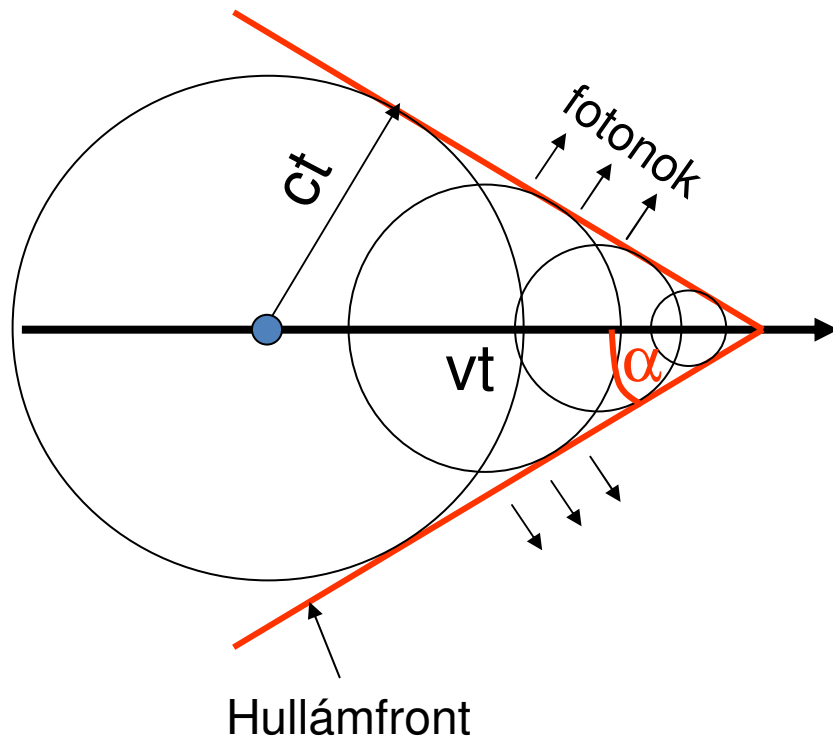
A közegben a fénysebességnél gyorsabban mozgó töltött részecskék esetén.

A közeg törésmutatója: $n > 1$.

A sugárzást a közeg bocsátja ki, koherens dipólsugárzás.

A közegbeli fénysebesség: $c = c_0/n$.

Tehát a részecske $v > c_0/n$ sebességgel haladva kelti a Cserenkov-sugárzást.



$$\sin \alpha = \frac{ct}{vt} = \frac{c}{v} = \frac{c_0}{nv} = \frac{1}{n\beta}$$

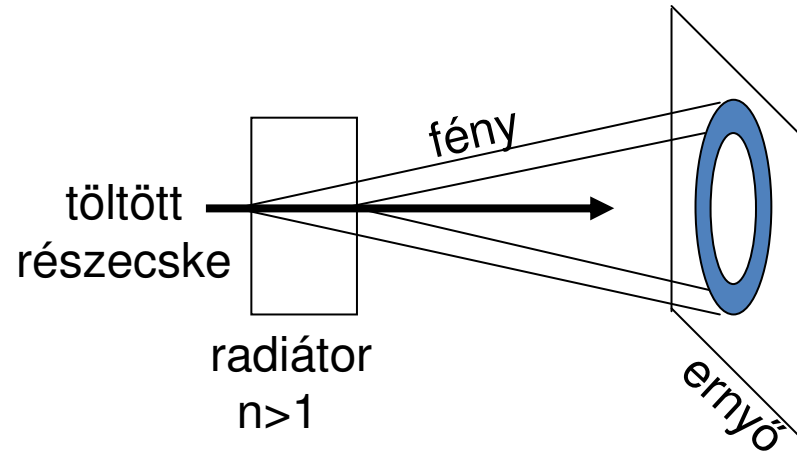
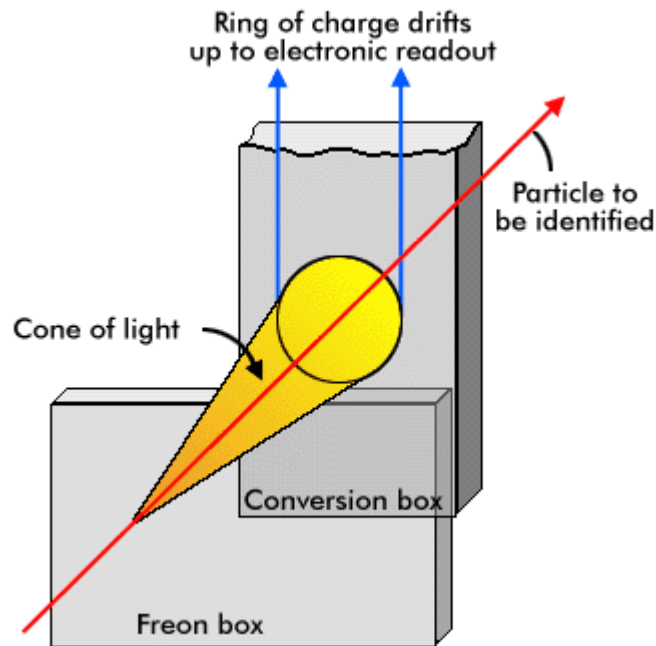
Ha $v \approx c_0$ (ultrarelativisztikus eset):

$$\sin \alpha \approx \frac{1}{n}$$

Ha $v \approx c_0/n$:

$$\sin \alpha \approx 1$$

Cserenkov-detektor



A fotonokat detektáljuk (pl PMT, fotodióda)
Körlap vagy körgyűrű vagy körvonal alakú
mintázatokat keresünk (ellipszis is lehet).

Differenciális detektor: adott kis sebességintervallumra érzékeny

Threshold (küszöb) detektor: adott n -nél és impulzusnál csak bizonyos részecsketömeg alatt szólal meg, pl. elektronra igen, pionra nem, stb.
(pl. keverék nyálábok részecskéinek megjelölése részecsketípus szerint)

Radiátorok: víz, aerogél, gázok (sűrűséggel n változtatható).

NEHÉZ TÖLTÖTT RÉSZECSKÉK IONIZÁCIÓS ENERGIALEADÁSA

□ Bethe-Bloch formula:

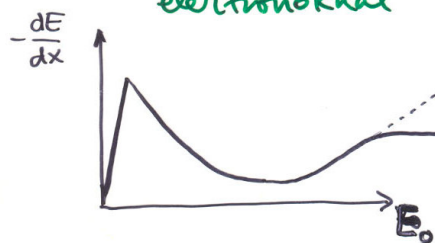
$$\bullet \quad G_{\text{sz}} = \frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z_r^2 (ke^2)^2 \cdot n_e}{m_e \cdot v_0^2} \left(\ln \frac{2m_e v_0^2}{I_{\text{at}}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right)$$

(1) Coulomb kcsh. homogén elektronokkal

(2) elektron tömegének relativisztikus növ.

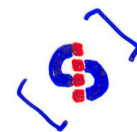
(3) E.M. tér relativisztikus kezelése (Lorentz kontrakció)

(4) Polarizációs effektusok



• skála törvény

$$\sigma_{\text{st}} \sim (\dots) \frac{Z^2 A}{E} \cdot \ln(\dots)$$



□ Hatótávolság

$$\bullet \quad R \sim \frac{1}{A Z^2} E^{1.73}$$



□ Energialeadás statisztikus jellege (straggling)

- inhomogén elektron-eloszlás
- többszörös mérés



Semleges részecskék és anyag kölcsönhatása

Neutron, kaon, lambda, stb.: erős kölcsönhatás, hadronikus folyamatok

Neutrínó: gyenge kölcsönhatás, nagyon kis hatáskeresztmetszet

Gamma-foton: elektromágneses kölcsönhatás

Gamma-sugárzás az anyagban: az elektronokkal hatnak kölcsön (főleg).

Pl. egy radioaktivitásnál tipikus, 2 MeV-es foton hullámhossza az atom méretének töredéke:

$$\lambda_\gamma = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{h\nu} = \frac{hc}{E} \approx \frac{200\text{MeVfm}}{2\text{MeV}} = 100\text{fm} = 0,1\text{pm}$$

Csak **háromféle** módon hathat kölcsön a foton az anyagban:

1) fotoeffektus (atomi elektronon)

2) Compton-effektus

3) párkeltés (csak külső EM térben, pl atommag közelében)

Ha ezek közül egyik sem történik, a foton energiája nem változik!

Anyagon áthaladva a foton tehát nem veszít energiát, csak a sugárzás intenzitása (fluxus) csökken.

SEMLEGES RÉSZECSKÉK

- neutronok

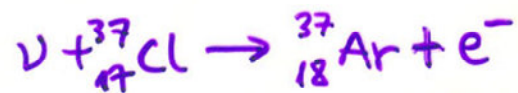


Rugalmas szóródás

Magreakció ($E \geq 3 \text{ MeV}$)



- neutrínók

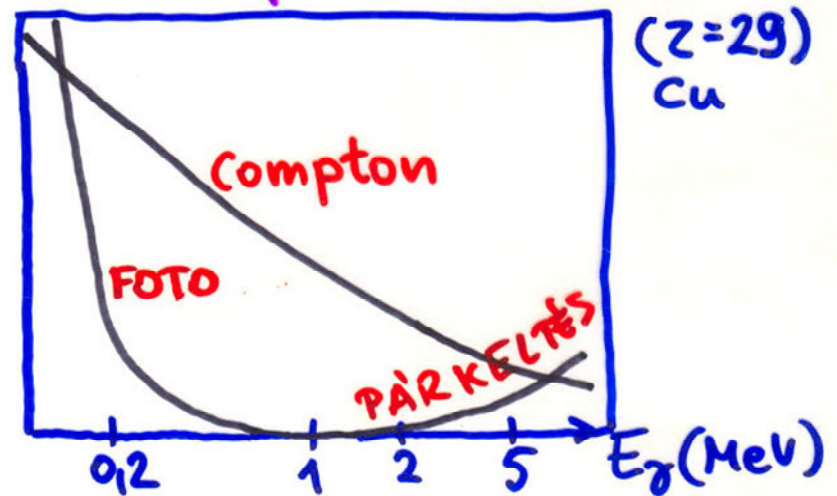


GALLEX

elektronnal való ütközés
(„semleges áram”)

- γ sugárzás

Foto - Compton - Párkeltés



Fotoeffektus

Az foton a teljes energiáját átadja egy atomi elektronnak, leszámítva az elektron kötési energiáját

Történhet szabad elektronon?

Impulzusmegmaradás:
$$p_e = \frac{h\nu}{c}$$

Energiamegmaradás:
$$h\nu + m_0c^2 = \sqrt{p_e^2c^2 + m_0^2c^4}$$

$$(h\nu)^2 + (m_0c^2)^2 + 2h\nu m_0c^2 = (h\nu)^2 + m_0^2c^4$$

Ez lehetetlen.

Csak akkor lehetséges, ha a közelben van még egy részecske, pl. atommag. Itt a legvalószínűbb az 1s pályán levő elektronnal, tehát a K héjon történő kh.

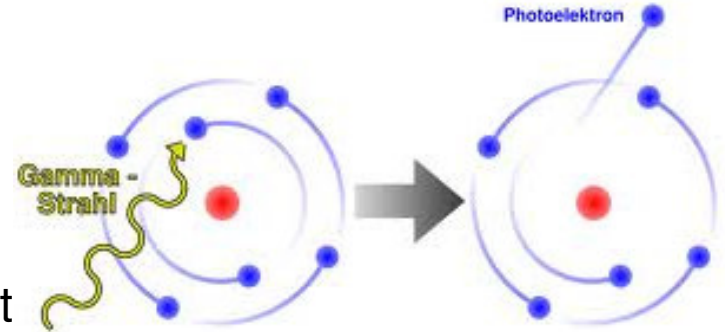
Energiafüggése: a hatáskeresztmetszet az energia függvényében gyorsan **csökken**.

Rendszámfüggése: nagyobb rendszám esetén nagyobb a valószínűsége.

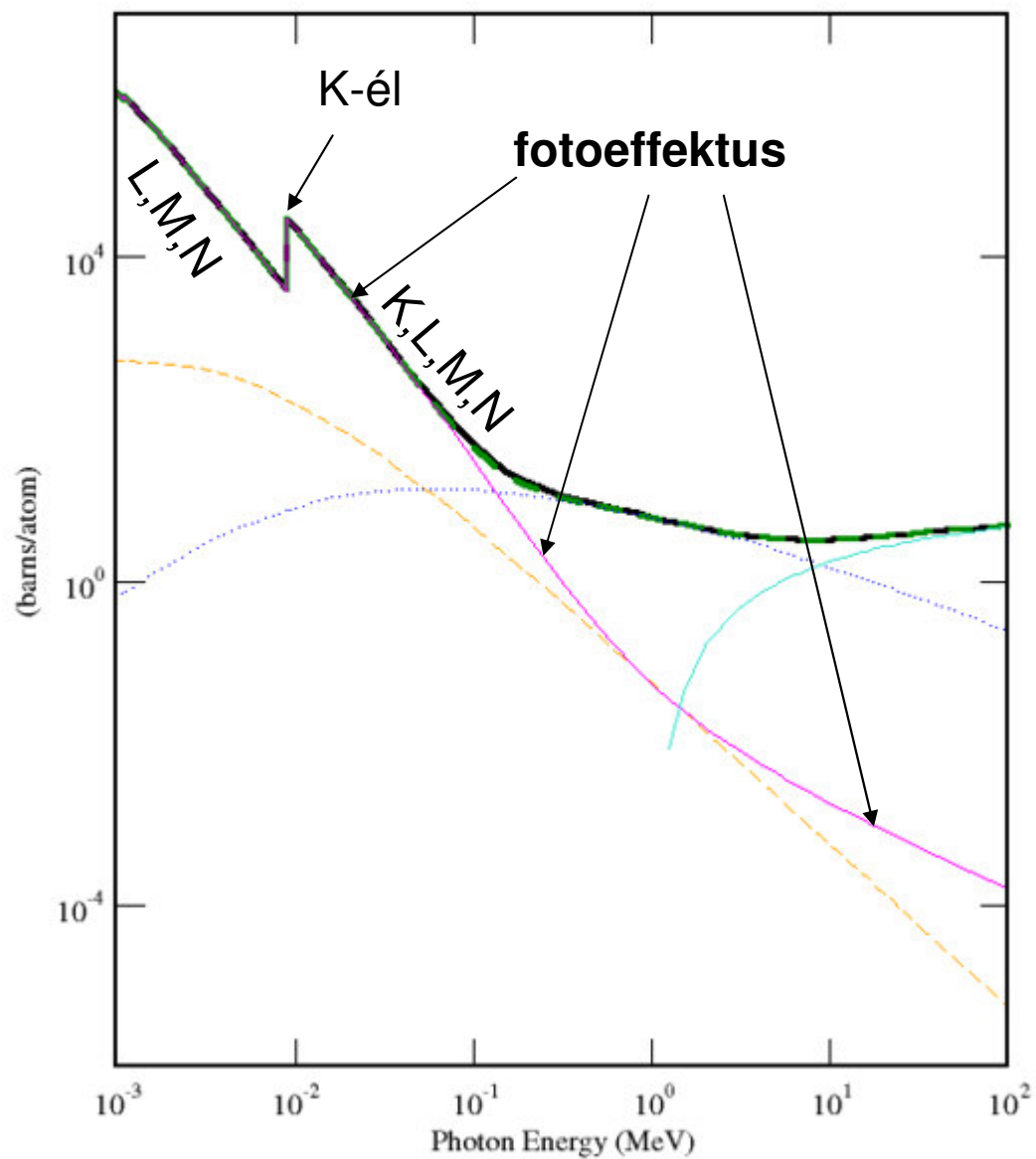
Nagyobb Z esetén a belső elektron közelebb van a maghoz. Nagyobb az elektromos térerősség is. A virtuális fotonok száma $|E|^2$ -tel arányos. $|E|^2 \sim Z^2$.

$P(\text{fotoeff a K héjról}) \sim Z^5$.

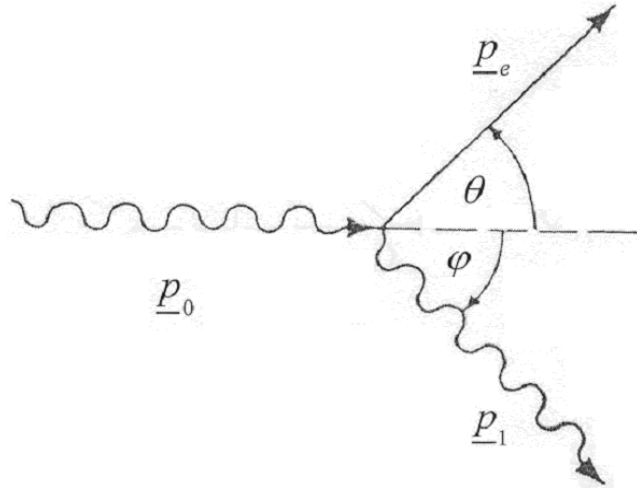
Alkalmazás: ólomüveg detektor, germánium (HPGe), szilícium detektorok.



Hatáskeresztmetszet – példa (réz atom)



Compton-effektus



Szóródás elektronon

A foton energiája csökken, iránya változik.

Az impulzus és energia megmaradásából:

$$\underline{p}_0 = \underline{p}_e + \underline{p}_1 \longrightarrow \underline{p}_e = \underline{p}_0 - \underline{p}_1 \longrightarrow p_e^2 = p_0^2 + p_1^2 - 2p_0p_1 \cos \varphi$$

$$p_0 \cdot c + m_e \cdot c^2 = \sqrt{p_e^2 \cdot c^2 + m_e^2 \cdot c^4} + p_1 \cdot c$$

$$p_e^2 = p_0^2 + p_1^2 + 2p_0m_e c - 2p_0p_1 - 2p_1m_e c$$

$$h\nu_1 = h\nu_0 \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \varphi)}$$

$$\gamma = \frac{h \cdot \nu_0}{m_e \cdot c^2}$$

$$p_1 = \frac{p_0}{1 + \frac{p_0}{m_e c} (1 - \cos \varphi)}$$

$$h\nu_1 = h\nu_0 \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos \varphi)}$$

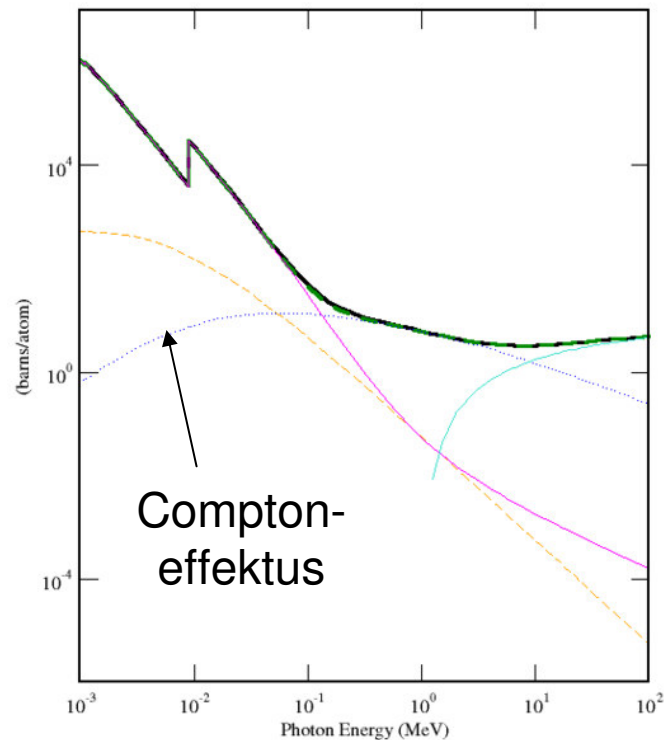
Compton-effektus

Az átadott energia maximuma $\varphi=180$ foknál van:

$$E_e^{\max} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + 2\gamma} = E_\gamma \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} = E_\gamma \frac{1}{1 + \frac{1}{2\gamma}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}}$$

Valószínűsége (hatáskeresztmetszete) arányos az elektronok számával, azaz **Z**-vel.

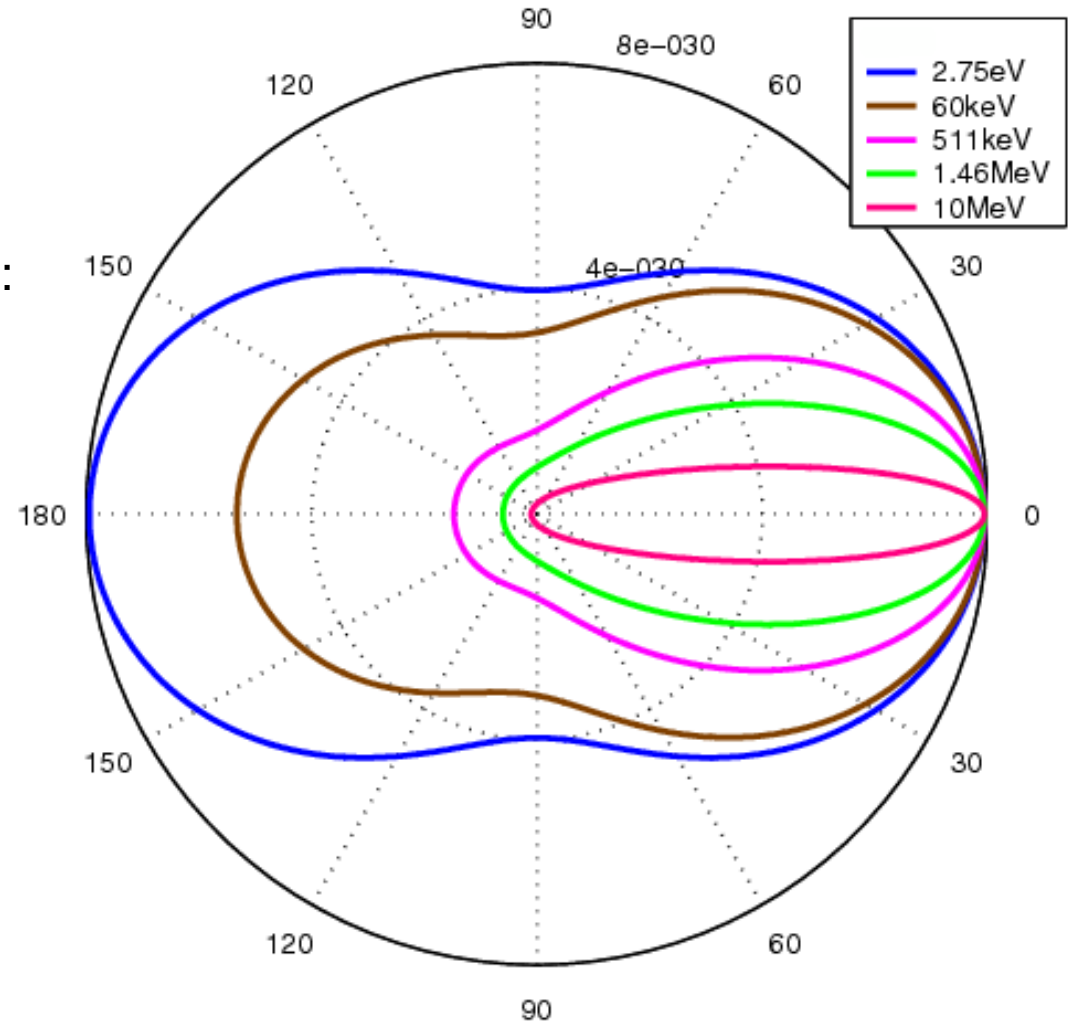
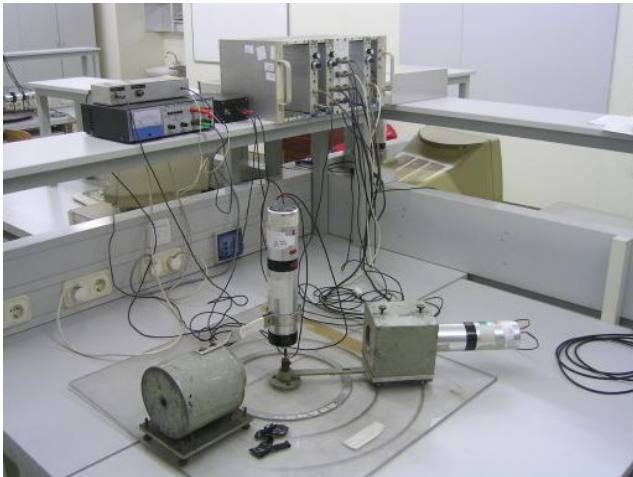
Energiafüggése a fotoeffektushoz képest gyenge:

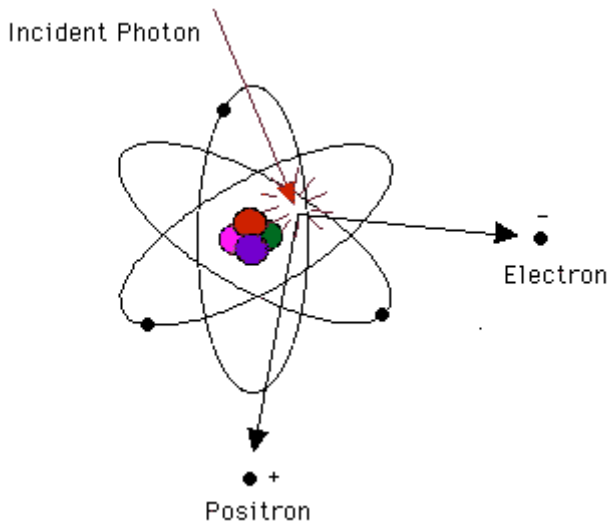


Compton-effektus

Hatáskeresztmetszet szögfüggő,
A Klein-Nishina formula írja le.
Kis energián egyenletesebb
eloszlás, nagy energián előre mutat:

Ennek és a klasszikus
elektronsugárnak a mérése:
III. év BSc:



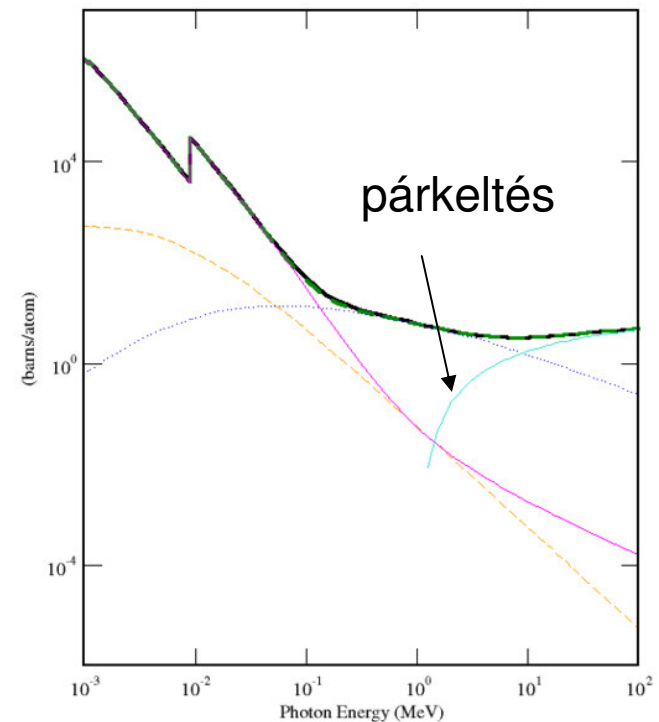


Párkeltés

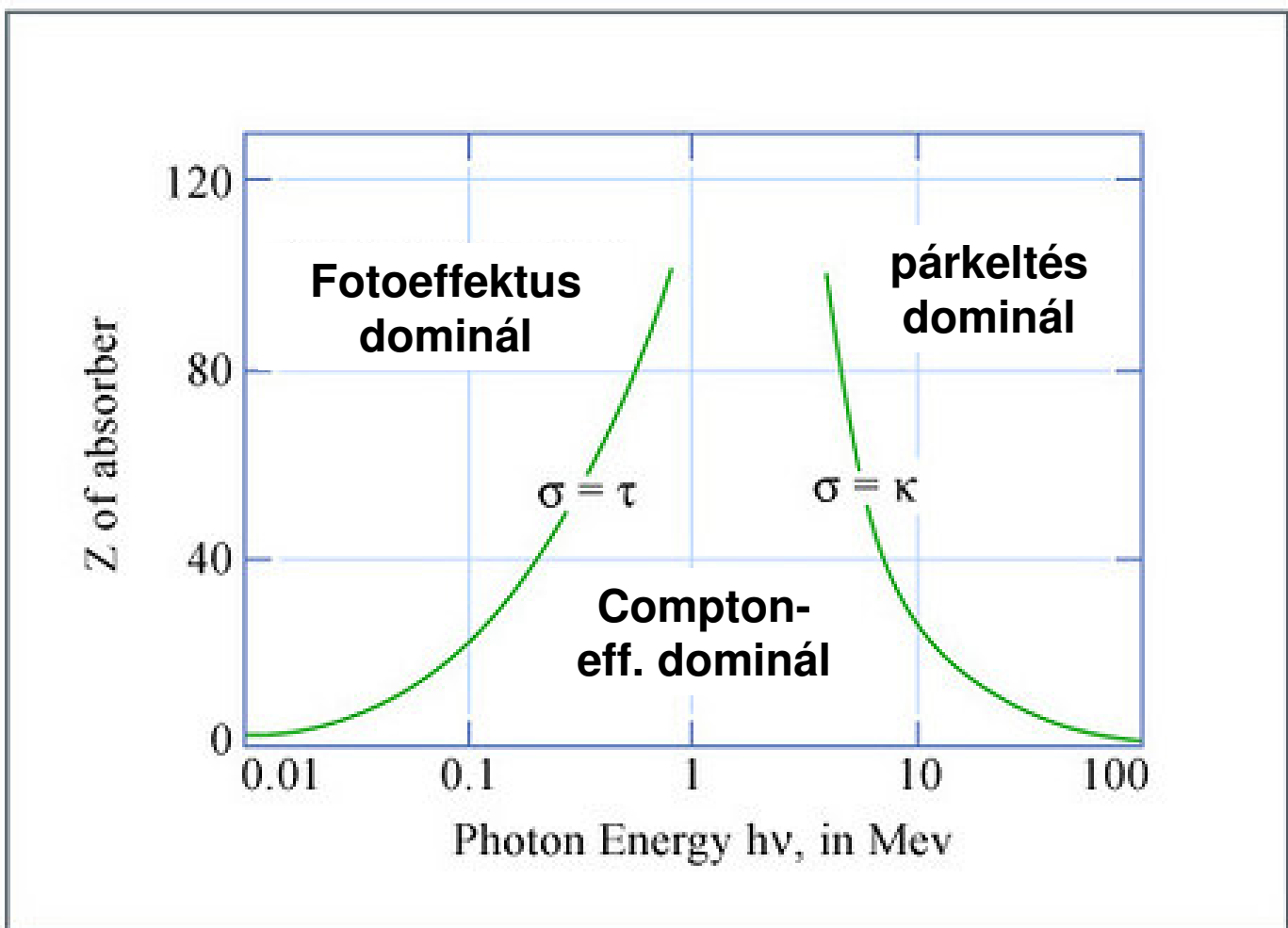
Atommag vagy más részecske közelében
 A foton energiája egy elektron-pozitron pár
 keltésére, és azok mozgási energiájára fordítódik.
 Ehhez legalább $2m_e c^2$ foton-energia kell (2×511 keV).
 (elektron terében kétszer ennyi).

Az elektron-pozitron pár tömegközépponti rendszerében:
 a végállapot összimpulzusa 0, de a kezdeti fotoné nem lehet az.
 Ezért szükséges hogy az atommag vagy elektron elvigye az impulzus egy részét.

Energiafüggése:
 Az 1022 keV küszöbérték felett gyorsan nő a
 hatáskeresztmetszet, majd lassabban.



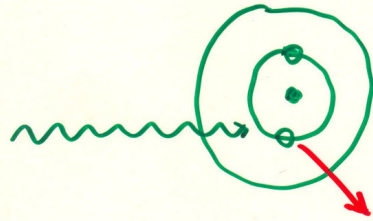
A három folyamat összehasonlítása



Látszik, hogy a fotoeffektus és a párkeltés Z -függése erősebb, mint a Compton-effektusé. Nagy energián mindig a párkeltés, kis energián mindig a fotoeffektus a legnagyobb valószínűségű.

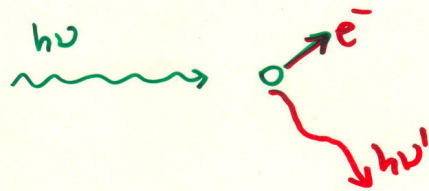
GAMMA SUGÁRZÁS KÖLCSÖNHATÁSA ANYAGGAL

FOTOEFFEKTUS



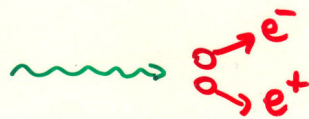
- valószínűsége $\sim Z^5$
- minél kötöttebb e^- -on.

COMPTON EFFEKTUS



- valószínűsége $\sim Z$
- szabad elektronokon
- $h\nu'$ függ a szögtől

PÁRKELTÉS



küszöbenenergia!

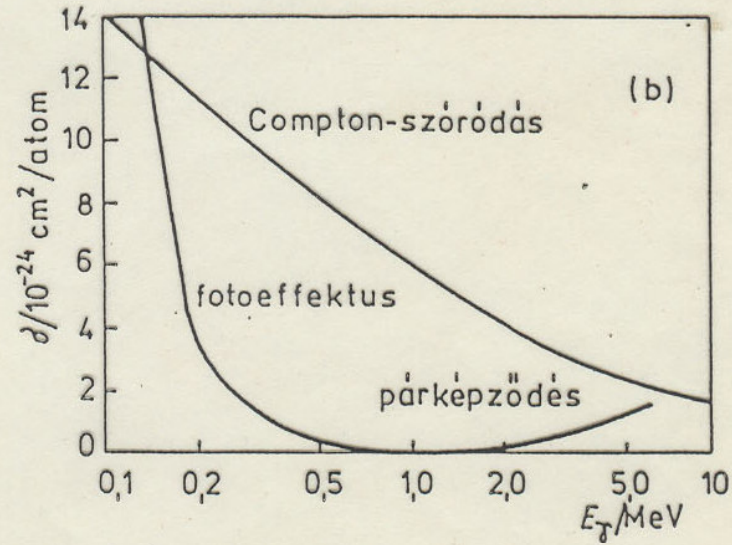
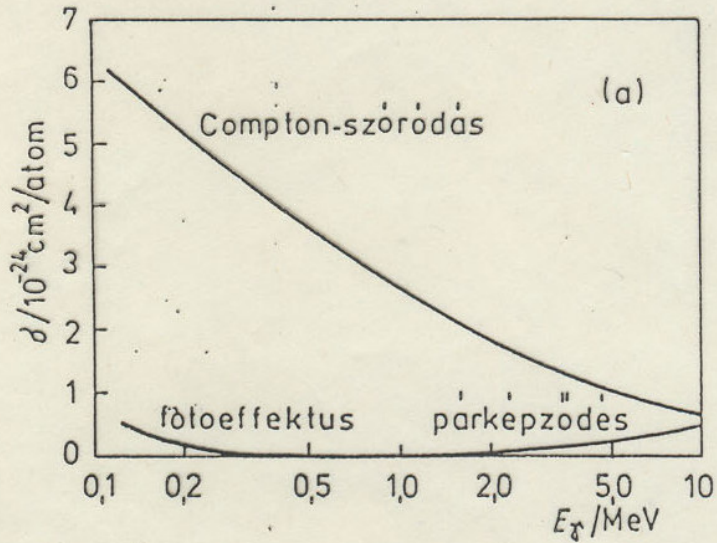
ANNIHILÁCIÓ



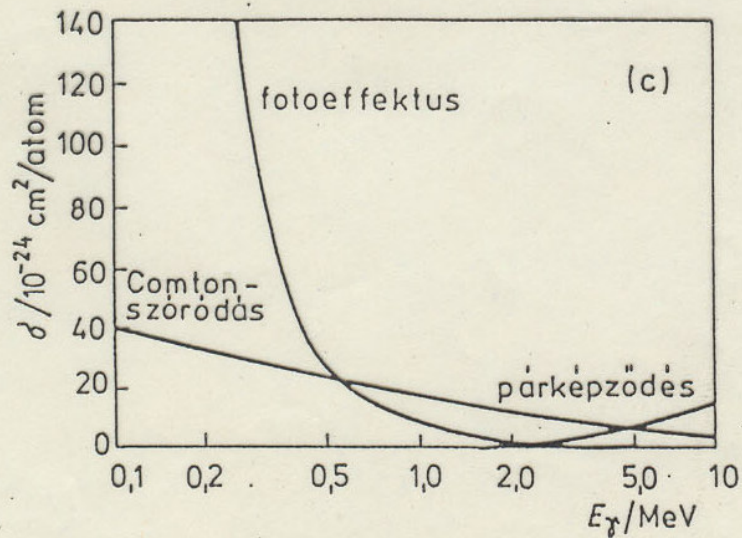
- $E_\gamma = 511$ keV
- e^+ először lelassul

↙ különböző közegek összehasonlítása

$Z=13$ **aluminium**

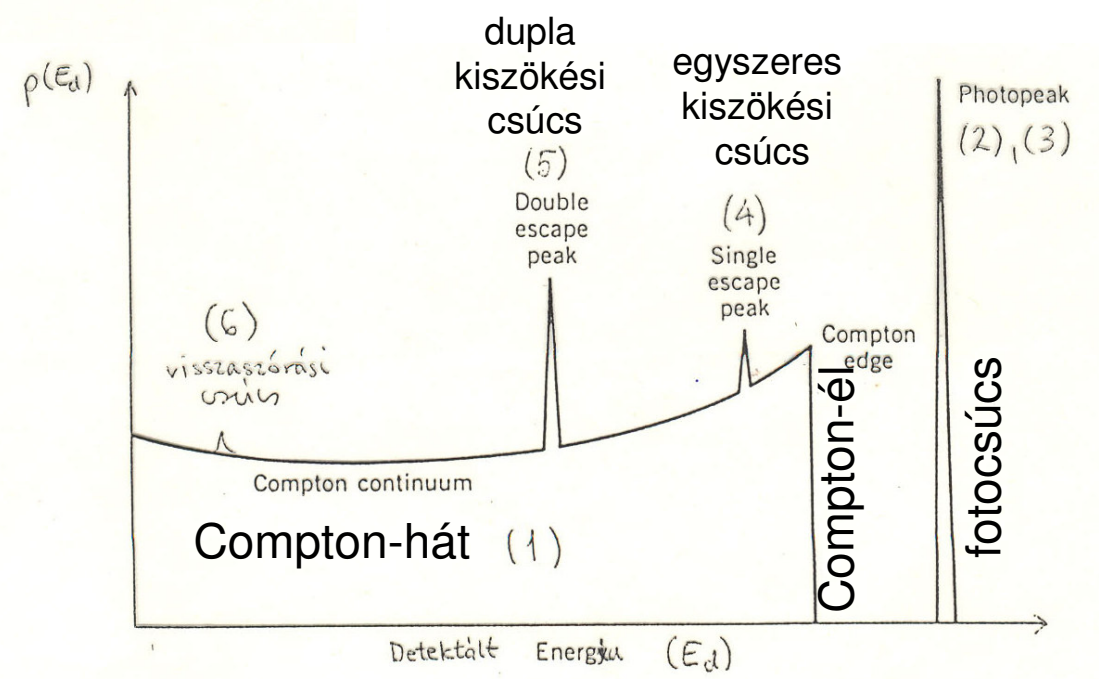
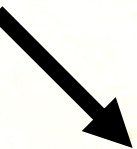
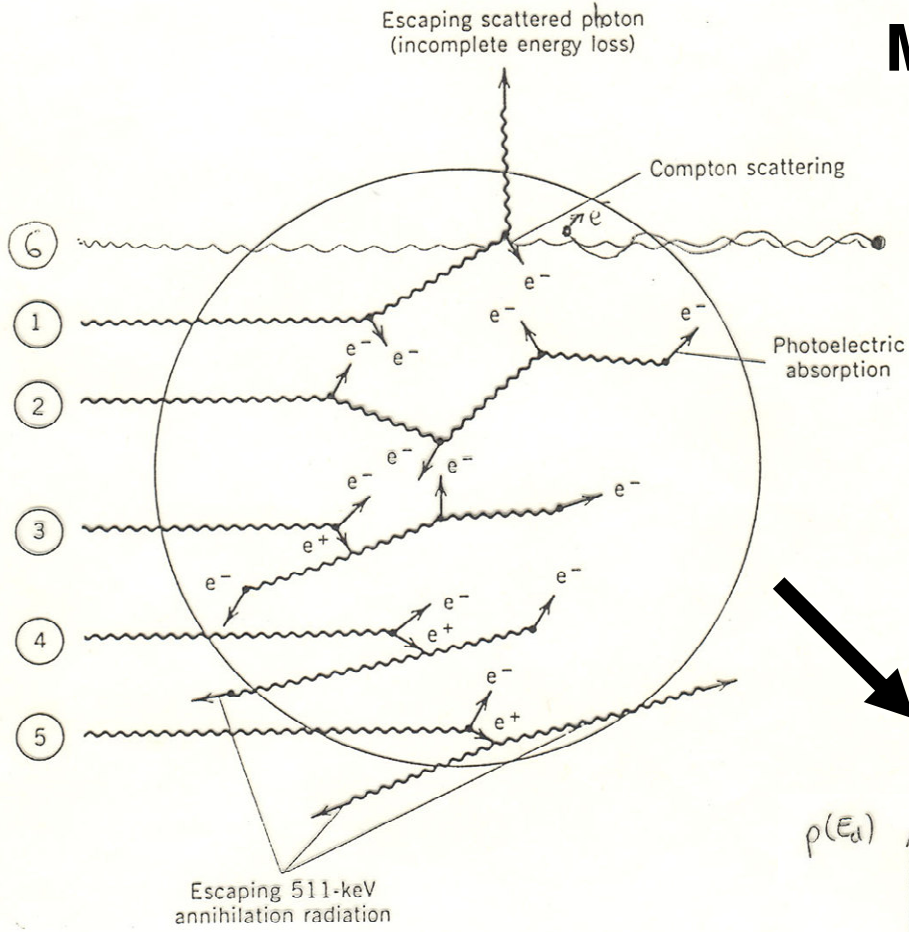


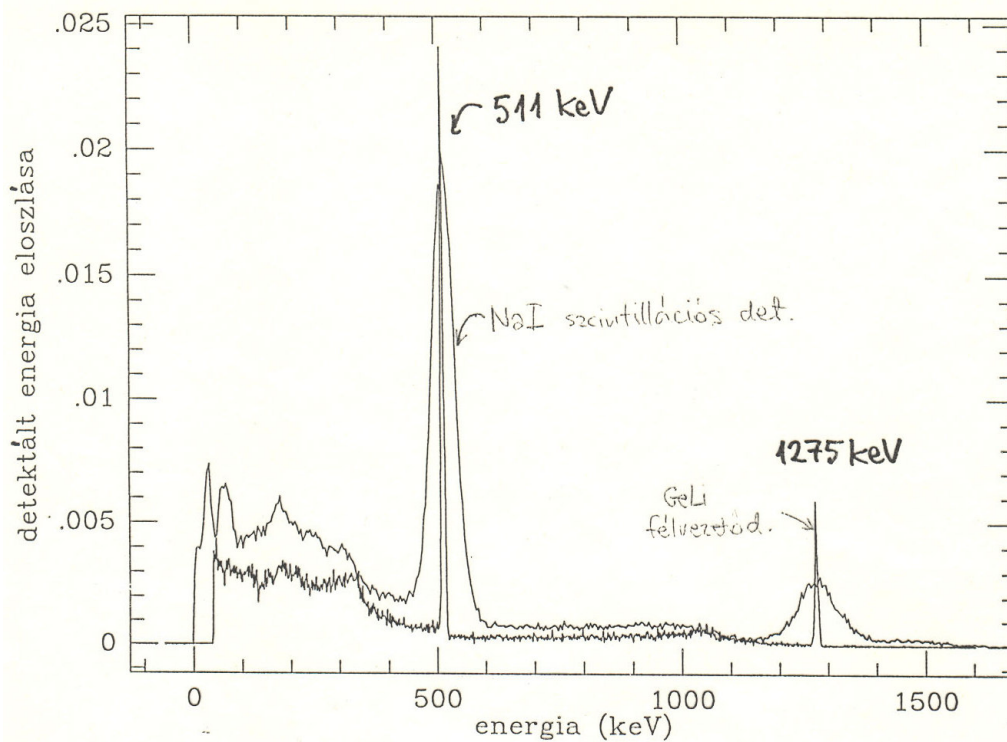
$Z=29$
réz



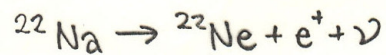
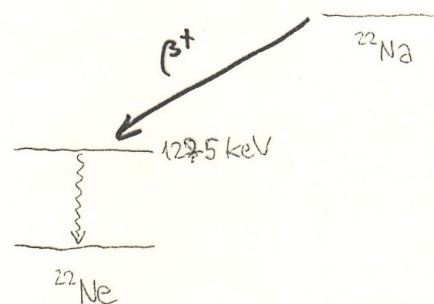
$Z=82$
ólom

Monoenergiás gamma-spektrum szerkezete, elemi folyamatok





^{22}Na forrás spektruma $\left\langle \begin{matrix} \text{GeLi} \\ \text{NaI} \end{matrix} \right\rangle$ detektorokkal



ANNIHILÁCIÓ

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad E_\gamma = 511 \text{ keV} = m_e c^2$$