

Tematika.

A radioaktivitás és a mikrorészecskék felfedezése.

Atommag és részecskefizika

1. előadás

2011. február 15.

Atommag- és részecskefizika

- 3x45 perc, egy 10 perces szünettel.
- Javaslat: 14:30-16:55
- Vizsga: írásban, mindenkinek EGY időpontban, vizsgaidőszak elején, 90 perc.
Megajánlott jegyek.
Javítás ill. elégtelen esetén szóbeli – tételek.
- Elérhetőség:
Veres Gábor, adjunktus, É. ép. 3.88 szoba
fogadó óra: szerda 14-16
vg@ludens.elte.hu

A radioaktivitás és a mikrorészecskék felfedezése

- A fizika négy aranyéve
- Radioaktív sugárzások fajtái
- Atommag felfedezése
- Hatáskeresztmetszet
- Rutherford-modell
- Atommag alkotórészei

Úton az elemi részecskék felé

- Neutron felfedezése, magerő
- Izospin
- Antianyag
- Pozitron felfedezése
- Müon felfedezése
- Pion felfedezése
- Antiproton felfedezése
- Történeti áttekintés

Kvarkok és neutrínók

- Béta-bomlás energiaspektruma
- Szalay-Csikai kísérlet
- Neutrínók fajtái, müon bomlása
- Leptonszám-megmaradás
- Rezonanciák
- V-részecskék, kaon
- Mezonok osztályozása
- Barionok osztályozása
- Kvarkmodell. Kvantumszámok
- Következmények

Mikrorészecskék kvarkokból

- Elektron-proton szórás
- Nehéz kvarkok
- Elemi részecskék osztályozása
- Ω^- részecske
- Kvarkok színe
- Mikrorészecskék összetétele
- Reakciók a kvark-képben
- A ritkaság megváltozása, gyenge bomlások

Kölcsönhatások az atommagban

- Erős kölcsönhatás
- Gluonok kölcsönhatása
- A kvarkok tömege
- A hadronok szerkezete
- Kvar-k-antikvar-k potenciál
- Magerők és erős kölcsönhatás
- Kölcsönhatások összefoglalása

Atommagok mérete, cseppmodell

- Atommagok mérete, anomális Rutherford-szórás
- μ -atomok karakterisztikus röntgensugárzása
- Nagy energiájú elektronszórás
- Maganyag sűrűségeloszlása, Woods-Saxon
- Ekvivalens magsugár tömegszámfüggése, neutronbőr, n-glória
- Cseppmodell alapjai ($V \sim A$, szomszédok kcsh, telítettség, Coulomb)
- Kötési energia (vas tó), FEKF, egyes tagok jelentése
- Izotóptérkép, stabil magok egyenlete (Colorado)

Radioaktivitás időfüggése, statisztikus jellege, természetes radioaktivitás

- Egyszerű bomlás statisztikája. $\sigma_N^2 = \bar{N}$
 $p(n)$, exponenciális bomlásv. $dN / dt = -\lambda N$
- Soros bomlás időfüggése $N_i(t) = \sum a_i e^{-\lambda_i t}$
- Radioaktív egyensúly, $A \rightarrow L$, radioaktív sorban
- Párhuzamos bomlás
- Indukált radioaktivitás, neutrongenerátor
- Elnyelődés anyagban
- Természetes radioaktív izotópok, bomlásaik (felismerése), ^3H , ^{14}C , ^{40}K , ^{222}Rn , ^{238}U , ^{232}Th
- Mesterséges izotópok a környezetünkben
- Radioaktív izotópok keletkezése (légkör, reaktor, szupernova)
- Természetes radioaktív sorok ($4n+i$)

Alfa-bomlás

- α -részecske energiája (Q , visszalökődés)
- α -részecske energiájának és α -bomlás felezési idejének kapcsolata (Geiger-Nuttal trv.)
- α -bomlás finomszerkezete
- Hosszú hatótávolságú α -bomlás
- α -bomlás mechanizmusa: alagúteffektus
- Geiger-Nuttal trv. Magyarázata
- Természetes vonalszélesség α -bomlásban és máshol
- Rutherford-szórás α -bomló atommagon (potenciálgát magassága)
- Paritássértés α -bomlásban

A gamma-bomlás tulajdonságai

- Az elektromágneses átmenetek tulajdonságai
- Belső konverzió
- Párkeltés
- A paritás operátora
- Elektromos és mágneses módusok
- Multipolaritás
- Perdületmegmaradás
- Példák EM átmenetek multipolaritására

Sugárzás és anyag kölcsönhatása

- Nehéz töltött részecskék ionizációs fékeződése (Bethe-Bloch formula)
- BB következményei (hatótáv, skálatv, részecske azonosítás)
- Elektronok energialeadása (fékeződés, ionizáció, Cserenkov)
- γ -sugárzás és anyag kölcsönhatása (fotoeffektus, Compton, párkeltés)
- Monoenergiás γ -sugárzás detektált spektruma
- Magreakción alapuló neutrontektorok
- Visszalökődéses neutrontektor
- Neutronforrások, neutronok osztályozása (E)

Detektorok működése

- Detektorok osztályozása
- Gáztöltésű detektorok, I-U, példák
- Félvezető detektorok működése, példák, felbontóképesség
- Szcintilláció mechanizmusa szerves szcintillátorban
- Szcintilláció szerves szcintillátorban
- Szcintillációs detektorok felépítése, működése, PMT
- Fényképezésen alapuló vizuális detektorok (buborékkamra, ködkamra, nyomdetektor, szikrakamra, magemulzió)
- Helyérzékeny gáztöltésű detektorok, TPC.
- Cserenkov detektorok
- Kaloriméterek

Neutrínódetektorok

- Szalay-Csikai ködkamra
- Reines-Cowan anti- ν_e
- Raymond Davis, ν_e
- Nap-neutrínó rejtély
- ν_e és anti- ν_e különbözősége
- ν_e és ν_μ különbözősége
- ν_μ detektálása, SNO
- Neutrínó-oszcilláció
- Mai ν -detektorok: Kamiokande, Bajkál, Gallex, Borexino,...
- Neutrínók szupernovarobbanásból

Részecskegyorsítók

- Történeti áttekintés
- Cockroft-Walton gyorsító
- Van de Graaff gyorsító
- Lineáris gyorsító
- Cyclotron
- Synchrotron
- Ionforrások
- Luminozitás
- Trigger rendszerek
- A Large Hadron Collider és kísérletei
- Kutatási lehetőségek magyar fizikushallgatóknak

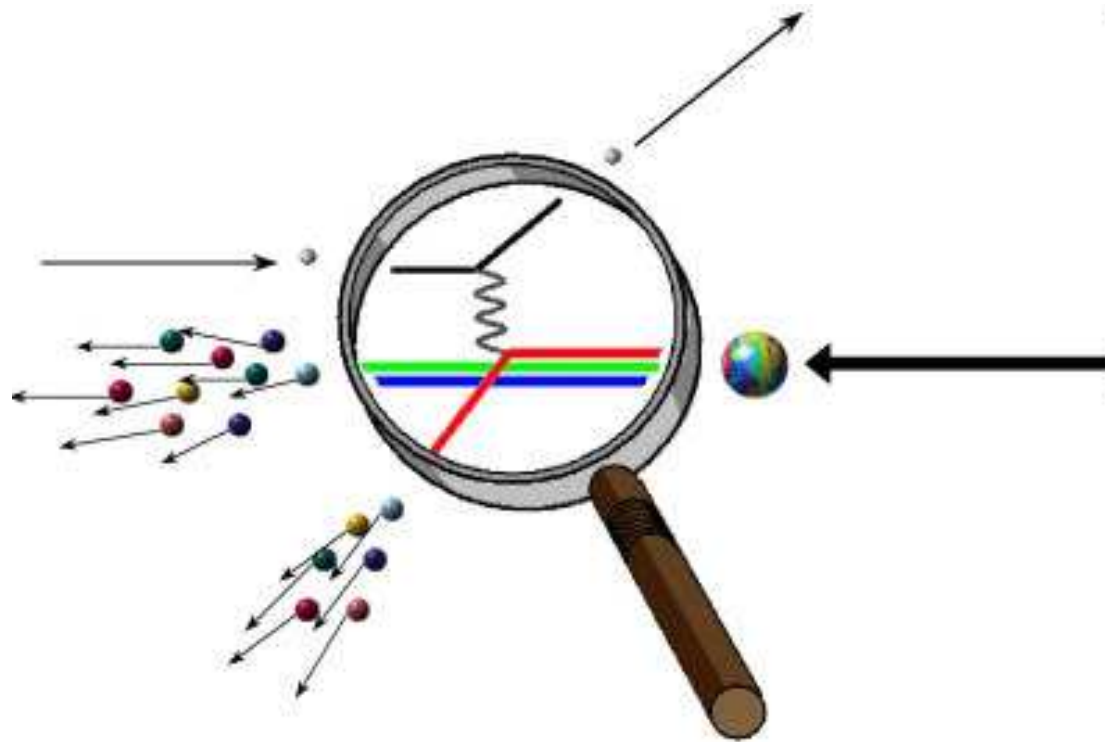
A mai részecskefizika nagy kérdései

- Higgs-mechanizmus, Higgs részecske
- Kölcsönhatások egyesítése
- Problémák a Standard Modellel
- Szuperszimmetria és keresése
- Sötét anyag. Asztrofizikai vonatkozások
- Extra dimenziók, fekete lyukak és keresésük
- Valóban oszthatatlanok a kvarkok?
- A kvark-gluon plazma és az ősrobbanás

Dozimetria

- Kockázat (kényszerített, vállalt, közlekedés, kémia, atom)
- Társadalom – átlagos munkahelyi kockázat
- A radioaktivitás egészségügyi hatása
- Dózis-egységek, D, H, H_{eff}
- Sztochasztikus, determinisztikus dózis, dózis nagyságrendek
- Dóziskorlátozások rendszere
- Természetes dózisok
- Védekezés radioaktív sugárzás ellen. ALARA elv.
- Pontszerű forrás dózisának meghatározása
- Nukleáris balesetek és bombakísérletek, hatásuk

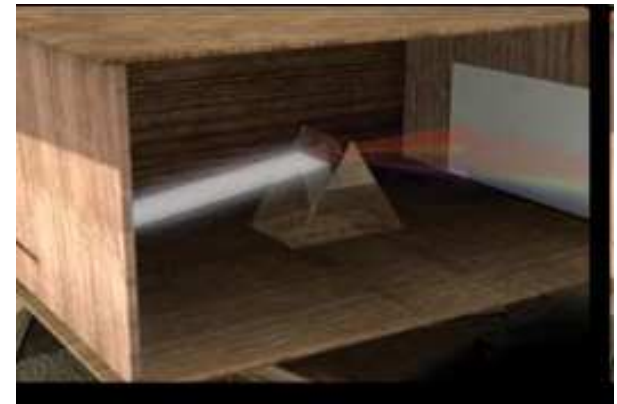
Mikor/hogyan kezdődött a modern részecskefizika?



Ritter: ibolyán túli sugarak

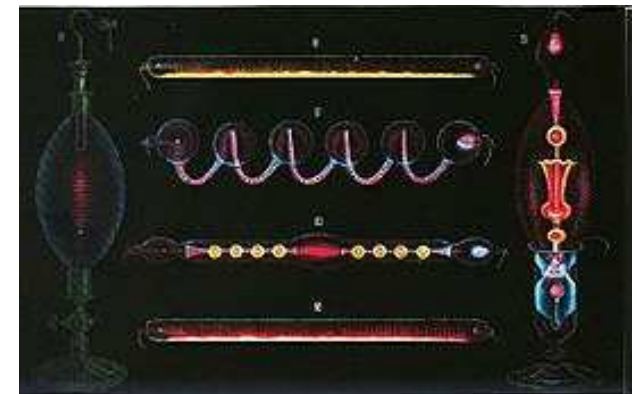


- 1800: Herschel: infravörös
- 1801: Johann Wilhelm Ritter:
„hűtő” sugárzást kereste, de helyette:
„oxidáló sugarak” felfedezése
 - Napsugárzást prizmán felbontotta
 - Ezüst-kloriddal átitatott papír megfeketedése az ibolyán (kicsit) túli sugarakkal (fényvel)
 - Láthatatlan sugárzás, kémiai hatása van!
 - Első bizonyíték az ibolyán túli sugarakra
- A spektrum másik fele: hősugarak
- Mai nevük: ultraibolya és infravörös
 - Ma már tudjuk hogy mindkettőt fotonok alkotják



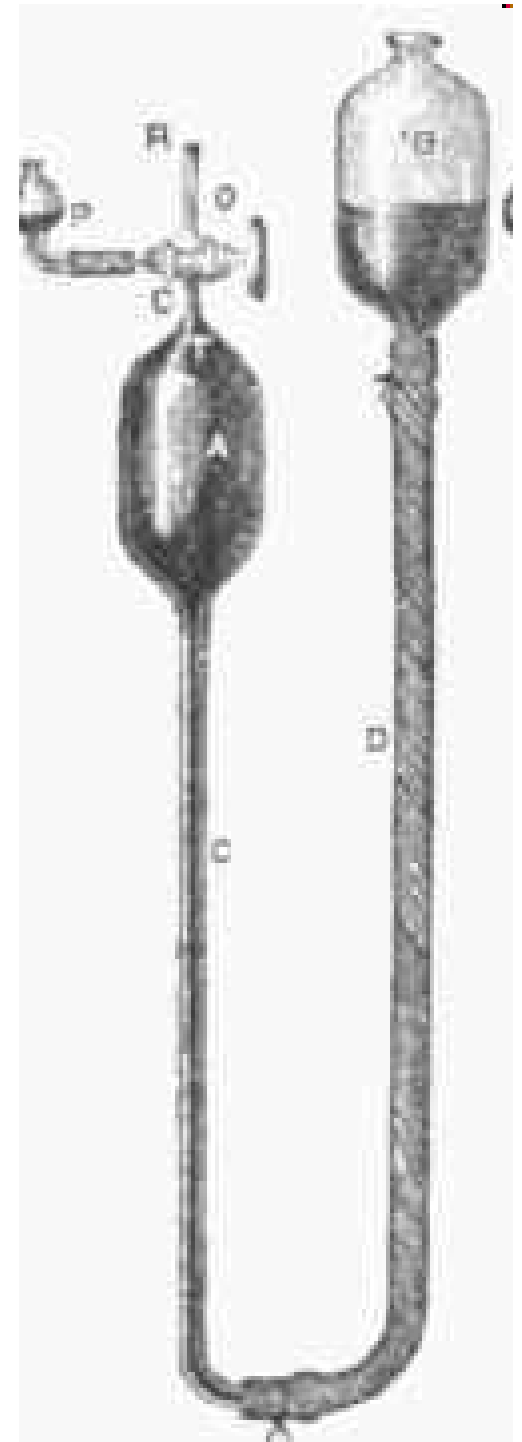
Geissler-cső

- Heinrich Geissler: 1857
- Geissler-cső megalkotása:
 - Kis gáznyomású elektromos kisülési cső (üveg)
 - Ne, Ar, Hg, stb gázokkal
 - Ionizáció (elektromos feszültséggel)
 - Vákuum: saját feltalálású kézzel tekerhető higanyos vákuumpumpával, 0,0001 atm.
- Későbbi technikai alkalmazások: vákuumcső, neoncső, drótnélküli kommunikáció (rádió, TV)



Geissler-pumpa

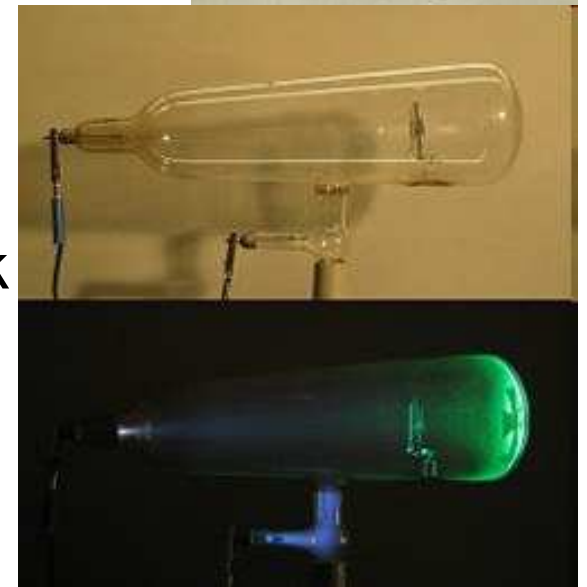
- Toricelli-elv, higannyal
- *A* kiürítendő cső *R*-hez csatlakozik
- *A* *B* tartályt leeresztjük
- Az *A* tartályban leereszkedik a Hg
- *R*-ből szívóhatás
- Csapot elzárjuk
- *B*-t felemeljük
- *A*-ba visszamegy a Hg
- *P*-n keresztül kiáramlik a gáz
- Ismételjük.



Crookes-cső

- William Crookes
- Katódsugárcső megalkotása 1869-75
- Vákuumos üvegcső 2 elektródával
- $1e-6$ – $1e-7$ atm nyomás
- Hidegkatódos
- Természetes ionizációból származó elektronok gyorsulnak a pozitív elektróda felé
- Ionok gyorsulnak a negatív e. felé
- Sok elektront kiütnek: elektron-utánpótlás
- Elektron szabad úthossz $>$ cső hossza
- Nagy impulzus: elektronok továbbrepülnek
- Gerjesztik az üvegben az elektronokat, zölden világít

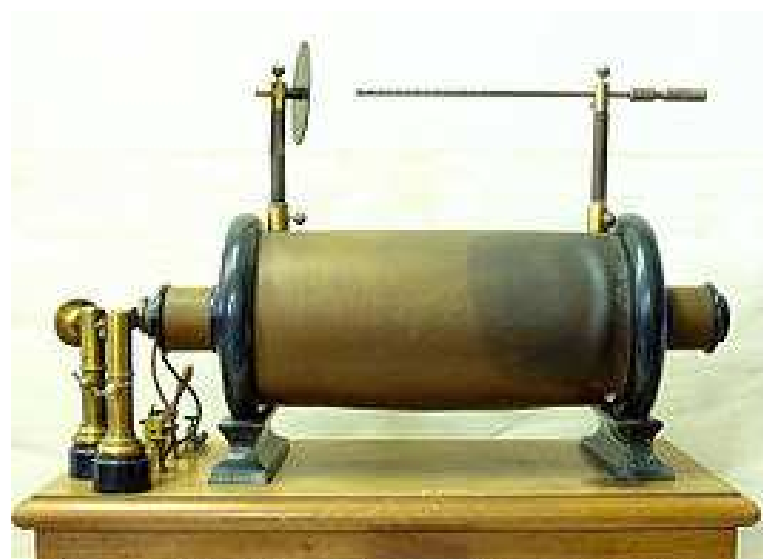
Később: katódsugarak, azaz elektronok felfedezése,
Röntgensugarak felfedezése



Indukciós tekercs (Ruhmkorff)

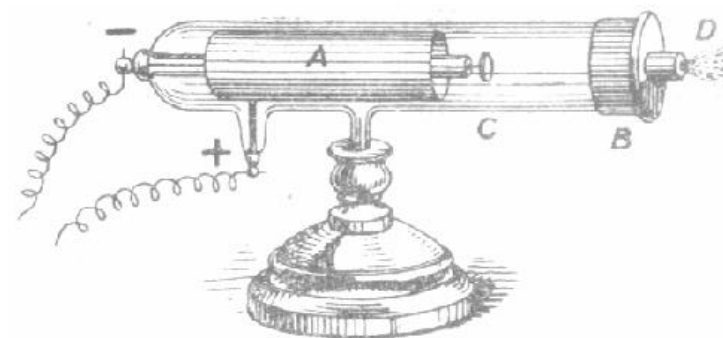
- Kis menetszámú tekercsbe áramot vezetünk
- Nagy közös vasmag
- Nagy menetszámú tekercs a felső elektródákhoz kötve
- Megszakítjuk a kis menetszámú tekercs áramát
- Nagy feszültség indukálódik
- Periodikus megszakítás (csengő elven)

Ez adta a nagyfeszültséget a vákuumcsövekhez



Katódsugárzás vizsgálata

- Lénárd Fülöp, MTA tagja, 1905: első magyar Nobel-díj
- Eötvös Loránd demonstrátora
- 1888 körül: Lénárd-ablakos katódsugárcső megalkotása
- A katódsugarak ezen a vékony fémfólián ki tudtak jutni a csőből
- Katódsugarak elnyelődése a sűrűséggel arányos (nem EM sugárzás)
- Néhány cm-re a levegőben is eljutnak: a sugarak kisebbek mint a levegő molekulái
- Az atomok nagyrészt üresek
- UV fény határása keletkezett sugárzás is olyan mint a katódsugárzás. Hullámhosszfüggés felismerése.



Technológiai újítások vezetnek alapvető fizikai felfedezésekhez!!

A fizika négy aranyéve I.

1895 Wilhelm Conrad Röntgen:

A röntgensugárzás felfedezése és előállítása

(1901: első fizikai Nobel-díj)



Vákuumcső-kísérletek (Crookes-cső), kisülések vizsgálata
Fekete kartondobozzal letakarva, de a dobozon KÍVÜL
elhelyezett $\text{BaPt}(\text{CN})_4$ festék felvillant a sötétben!

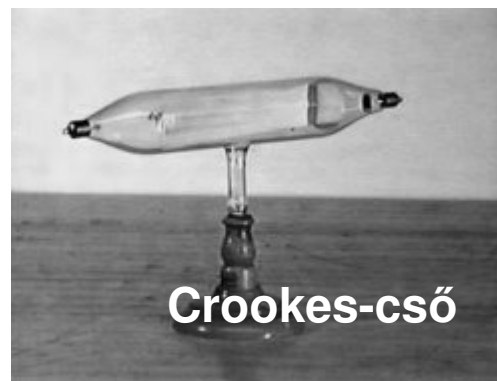
Újfajta sugárzás, áthatol papíron, könyveken.

Publikáció: Nature 53, 274-276 (1896)

Keletkezése:

fékezési sugárzás (bremsstrahlung)

karakterisztikus röntgensugárzás
(fluoreszcencia)



Mire jó még a röntgensugárzás?

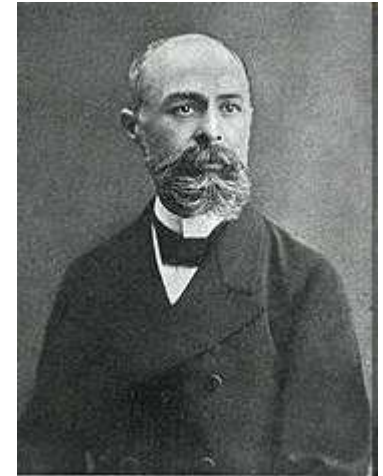
- Pl. elemanalízisre, műtárgyak elemösszetételének roncsolásmentes vizsgálatára
- Röntgen-fluoreszcencia-analízis (nem mind arany ami rézlik)
- ELTE Atomfizikai tanszéken is: hallgatói labor
- ELTE I. MSc labor, RMKI: választható mérés:
 - http://atomfizika.elte.hu/magfiz/haladolabor/meresleirasok/9/9_oldal.html
 - <http://pixe.rmki.kfki.hu/>



A fizika négy aranyéve II.

1896 Henri Becquerel:

A radioaktivitás felfedezése (1903: Nobel-díj)



Technika: véletlen + fotopapír

- Teljesen más témán dolgozott:
 - van-e köze a foszforeszkáló anyagoknak és a röntgensugárzásnak?
 - Fekete borítékba tett fotopapírra helyezett foszforeszkáló anyagokat
 - Minden eredmény negatív lett... kivéve az uránsók esetén.
 - Ez viszont előzetes megvilágítás **nélkül** is működött!
- Újfajta sugárzás: Bequerel-sugarak. (ma: gamma-sugarak)

Az uránsók radioaktivitásából a gamma-sugárzást érzékelte – megfeketedés

gamma-sugárzás: atommag gerjesztett állapota megváltozik



A fizika négy aranyéve III.

1897 Az elektron e/m meghatározása:
Joseph John Thomson (1906: Nobel-díj)

Technika: elektromos és mágneses eltérítés

A Lénárd-sugarak sokkal távolabbra hatolnak, mint amit atomi méretű részecskék tudnának.

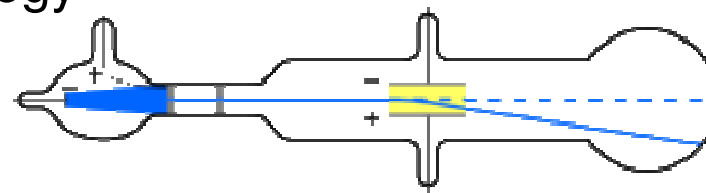
Mérés: mágneses térben való eltérülés és a sugarak fékeződése által keltett hő összevetése

A korpuzkulák tömege független attól hogy milyen anyagból jöttek ki! Univerzális építőelem.

Megfelelő vákuumban az elektromos és mágneses eltérítés összehasonlításával töltés-tömeg arány. Több mint ezerszer nagyobb mint a H-ion esetén!

Atommodellje: elektronok pozitív töltésű pudingban

Jelentősége: elfogadottá vált, hogy az elektron egy részecske, és nem hullám



1886: E. Goldstein: anódsugarak (ionok): sokféle tömegűek, nem elemiek...

Thomson kísérletei I.

- N elektron v sebességgel, Q össztöltéssel becsapódik egy ismert hőkapacitású céltárgyba:

$$Ne = Q$$

$$(1/2)Nmv^2 = W.$$

ρ a pályasugár H mágneses térben:

$$mv/e = H\rho = I$$

Ebből pedig:

$$(1/2)(m/e)v^2 = W/Q .$$

$$v = 2W/QI ,$$

$$m/e = I^2Q/2W.$$

Thomson kísérletei II.

- F elektromos térben l repülési úthosszon, l/v idő alatt ér át a nyaláb. Az eltérülés szöge:

$$\theta = (Fe/m)(l/v^2)$$

- H mágneses tér hatására pedig az eltérülés szöge:

$$\varphi = (He/m)(l/v) .$$

- Ebből pedig:

$$v = (\varphi/\theta)(F/H), \text{ és}$$

$$m/e = H^2\theta/F\varphi^2$$

- A kísérletben H úgy volt beállítva, hogy $\varphi = \theta$; legyen, ebben az esetben pedig:

$$v = F/H$$

$$m/e = H^2/F\theta$$

A fizika négy aranyéve IV.

1898 A radioaktivitás forrásának

meghatározása: Marie Curie
(2 Nobel-díj: 1903, 1911)

Technika: kémiai recept arra, hogyan lehet a *rádiumot* kivonni az uránszurokércből. A rádium és bárium nagyon hasonlóak, nehéz őket szétválasztani.

1 tonna uránércből 0,1g rádium-klorid.

Jelentősége: radioaktív preparátumok előállítása, ettől kezdve megindult a kísérletezés vele

Sugárvédelmi vonatkozások: eredeti jegyzetei csak védőfelszereléssel olvashatók, annyira radioaktívak. Az egészségügyi hatások akkor még ismeretlenek voltak.

<http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz9611/radv9611.html>



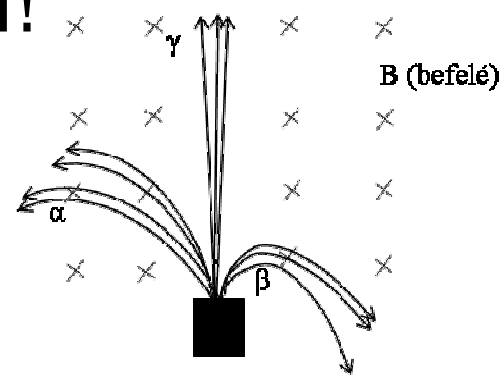
Alfa- és béta-sugárzás



- Ernest Rutherford, 1899
- Nobel-díj (1908) – kémia
- Tórium és uránium sugárzását vizsgálta
- Áthatolóképesség alapján kétféle sugárzás: **alfa** (kis) és **béta** (nagyobb) áthatolóképesség.
- Geigerrel cink-szulfid képernyőn számolták az alfákat, és töltésüket is megmérték: kiderült, hogy 2 a töltése!
- 1907: alfa sugárzást engedtek vákuumcsőbe, a kisülésben megjelentek a hélium színeképvonalai. Tehát a hélium atommagja!

Gamma sugárzás

- Paul Ulrich Villard: a rádium sugárzásában felfedezte a gamma-sugarakat, 1900
- Leárnyékolt rádiumsó sugárzását vizsgálta
- Vékony ólomfóliát tett rá, ezek leárnyékolták az alfa-sugarakat
- A maradék sugárzások egyik fajtáját a mágnes eltérítette
- A harmadik, ismeretlen fajtát nem! Megfeketítette a fotópapírt.
- Rutherford elnevezte ezt a sugárzást gamma-sugárzásnak.



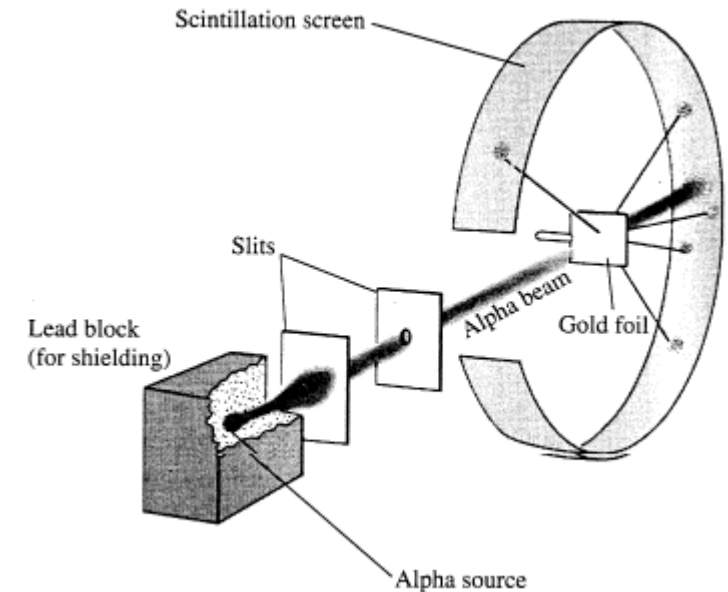
Az atommag felfedezése

Hans Geiger and Ernest Marsden, 1909:
Alfa-részecskékkel bombáztak arany fóliát
(forrás: RaBr_2).

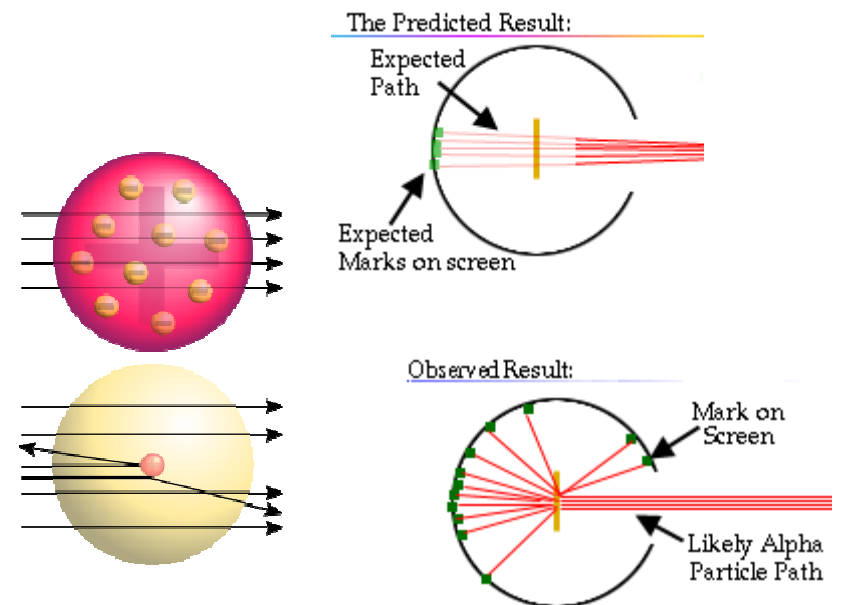
Minden 8000. alfa több mint 90 fokkal
eltérült!

1911 Rutherford: magyarázat: kicsi pozitív
atommag, körülötte elektronok

Eredmény: az arany atommag kisebb mint
45 fm ($=45 \times 10^{-15}$ m), mivel ennyire tudja
megközelíteni az alfa az atommagot a
Coulomb-térben ($E=5\text{MeV}$ esetén).

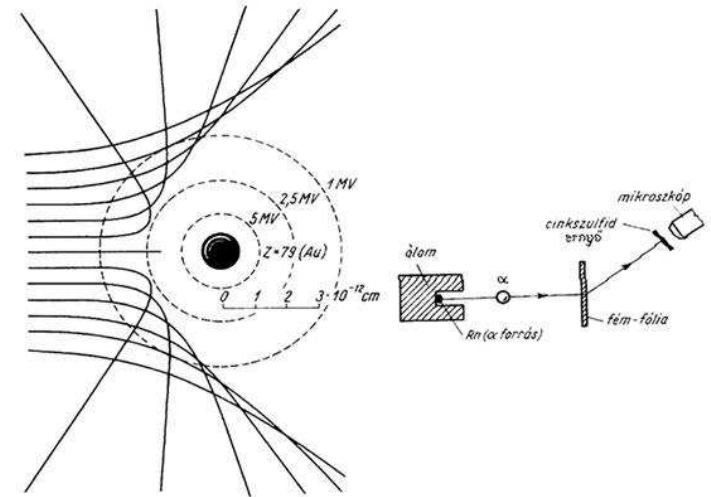


szcintilláló festék ZnS
mikroszkóp
sötétbe edzett szem



A Rutherford-kísérlet eredménye

- A szóródás szögeloszlása
(ϑ szög valószínűsége)
pontoszerű szórócentrumnak
megfelelő: $1/\sin^4(\vartheta/2)$



- Az atommag méretére felső határ
a legkisebb megközelítés távolsága:

$$E_{kin} + E_{helyzeti} = \frac{1}{2}mv^2 + 0 = 0 + \frac{Z_{\alpha}Z_{Au}ke^2}{r} = 5MeV$$

$$r = \frac{2 \cdot 79 \cdot 1,44MeVfm}{5MeV} = 45,5 fm$$

Valójában az arany atommag kb 7 fm sugarú, tehát nem történt rugalmatlan ütközés

Rutherford-szórás alkalmazása

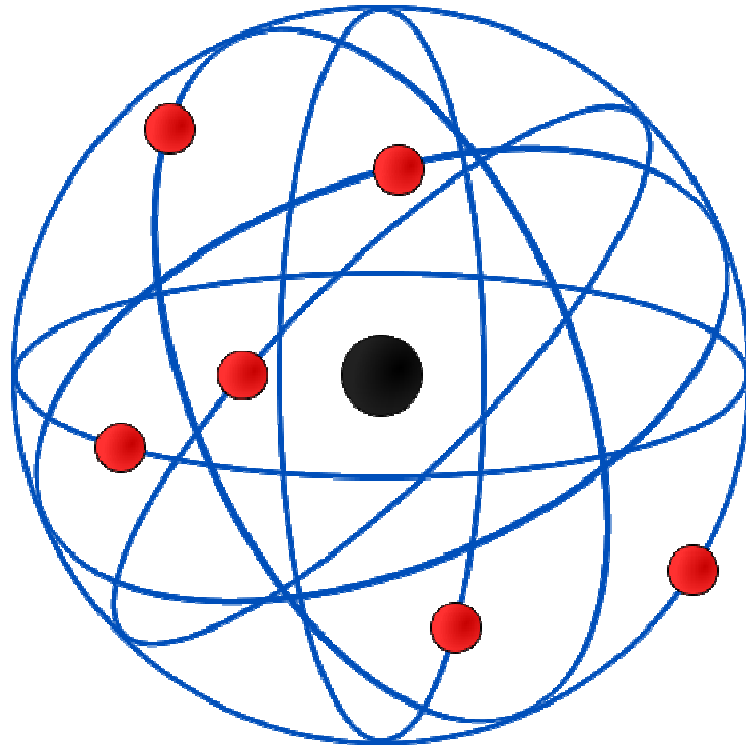
- Most 100 éves a Rutherford-atommag!
- Rutherford-visszaszórás: elemanalitikai módszer, napjainkban is!
- I. éves MSc labor mérés lesz (RMKI, 5 MeV VdG részecskegyorsítónál):

http://atomfizika.elte.hu/magfiz/haladolabor/meresleirasok/6/6_oldal.html

Hatáskeresztmetszet

- Atom és magfizikai reakciók valószínűségére jellemző felület dimenziójú mennyiség, egy reakció valószínűsége: $p = \sigma/A$.
- Fluxus: j , céltárgy magok száma: N_c , részecskeáram: I . Ekkor a reakcióráta:
$$dN_r/dt = \sigma j N_c = \sigma (I/A) (\rho A dx) = \sigma I \rho dx$$
- differenciális hatáskeresztmetszettel:
$$(1/\Delta\Omega)(dN/dt) = (d\sigma/d\Omega) j N_c$$
- egysége: 1 barn = $1 \text{e}-28 \text{ m}^2$ (=100 fm²)

A Rutherford-atommmodell



Az atom tömege kis pontban koncentrálódik, ami pozitív töltésű.
Körülötte elektronok keringenek.
A periódusos rendszerbeli hely (atomszám) és a mag töltése közötti összefüggést NEM állítja.

Később: elektronok számát röntgensugárzással meg lehetett számolni

Mennyire helyes?

- Nincs benne neutron,
 - Nincs benne proton sem,
 - nem ismeri az elemi részecskék többségét,
 - Nem ismeri az elektronhullámot
 - Az energia nem kvantumos benne
-
- De felismerte az atommag létét
 - Meg lehet határozni az atommag tömegét!
(Adott szögbe szóródott alfák energiájából.) RBS

Úton az elemi részecskék felé

Atommag és részecskefizika

2. előadás

2011. február 22.

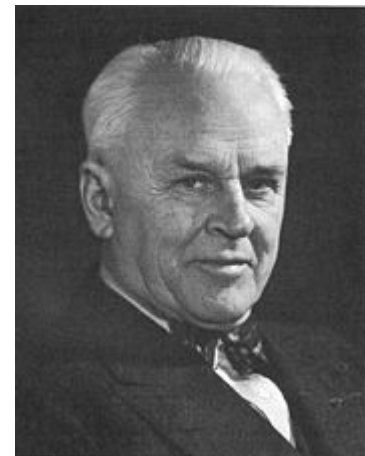
A radioaktivitásról

- *Tévedések*, téves következtetések is voltak....:
- Curie házaspár: felfedezi, hogy a rádiumsók állandóan és sok hőt fejlesztenek!
- A hőtermelés „időben nem változik” (ma már tudjuk: $T_{1/2}=1600$ év)
- A radioaktivitás „atomi tulajdonság”.
- Viszont atomi változásoknál kémiai változást is várunk, de a Ra színe hónapok alatt sem változott...! Semmi nyoma kémiai reakcióknak.
- A radioaktív atomok energia-átalakítók, külső, ismeretlen energiaforrást használnak (hibás)
- Az elemátalakulás szóba sem került...
- DE: gyanú: polónium mintha nem lenne állandó (ma tudjuk: $T_{1/2}=3$ perc)

Elemátalakulás?

- Rutherford, Owens: a Th radioaktivitása akkor is megváltozik, ha *kinyitjuk az ablakot!*
- A Th fölötti levegő radioaktivitása rövid életű!
- Időbeli lefolyás: exponenciális törvény (ld később)
- Rutherford, Soddy: kémiai úton követve a bomlástermékeket → elemátalakulás
- Ekkor (1902) még az atommagról NEM tudtak!
- Kémiaailag azonos, de mégis más radioaktív tulajdonságú „elemeket” hogyan lehet berakni a periódusos rendszerbe? Nem lehet...
- Soddy-Fajans eltolódási trv.: alfa bomlásnál a periódusos rendszerben a termék kettővel balra tolódik, atomsúlya négyvel csökken. Béta-bomlásnál eggyel jobbra, atomsúly marad.
- Soddy: izotópok fogalma

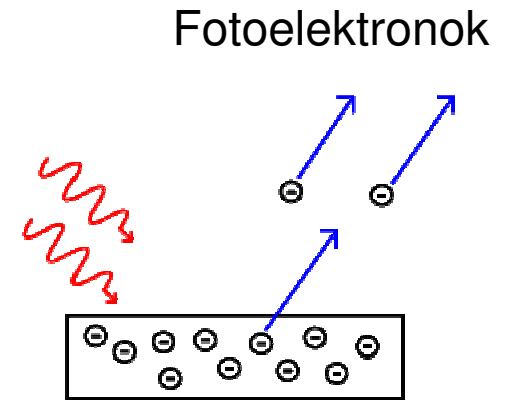
Az elektron töltése (1913)



- Robert A. Millikan (Nobel-díj: 1923)
- Kis olajcseppek levegőben, elektromos térben,
 - gravitáció és elektromos tér hatására mozognak
 - Levegő viszkozitása miatt egyenletes sebességre állnak be
 - sebességüket mérte
- Világossá vált, hogy a töltés kvantált, nem folytonos
- Millikan nem hitte el Einstein foton-elméletét (tehát hogy a foton = részecske), a saját kísérleti bizonyítékai láttára sem.
- Híres kijelentése, hogy „az atom energiája soha nem lesz felhasználható (ha kifogyunk a szénből), ..., a Természet bolondbiztos teremtményeinek nincs semmilyen, a szétesésükkel felszabadítható energiája.”

Fotoelektromos jelenség

- Ultraibolya (vagy még kisebb hullámhosszú) fény hatására elektronok lépnek ki az anyagból



- Hertz (1887): UV fény hatására nagyfesz. Elektródák jobban szikráznak. Később: Lénárd.
- Elektronok energiája a fotonok hullámhosszától függ. Fényintenzitástól nem! $K_{\max} = hf - \varphi$
- Elektronok száma a fény intenzitásától függ, hullámhosszától nem!

Fotoelektromos jelenség magyarázata

- Einstein, 1901: A fény diszkrét kvantumokból áll, részecske jellegű
- A fénykvantum energiája a frekvenciája szorozva egy állandóval
- Ez az állandó ugyanaz, mint Planck feketetest-sugárzás elméletében
- Egy bizonyos energia felett a fénykvantum ki tud lökni egy kötött elektront
- Részecske-hullám kettősség
- Nobel-díj: 1921. Kvantum-forradalom kezdete
- Óriási ellenállás a fizikusok között: ellentmondott a Maxwell-féle hullámelméletnek, sőt, az energia végtelen felhasználóságának is.
- Millikan mutatta meg (1915) hogy a lineáris reláció korrekt a frekvencia és az elektron energiája között.



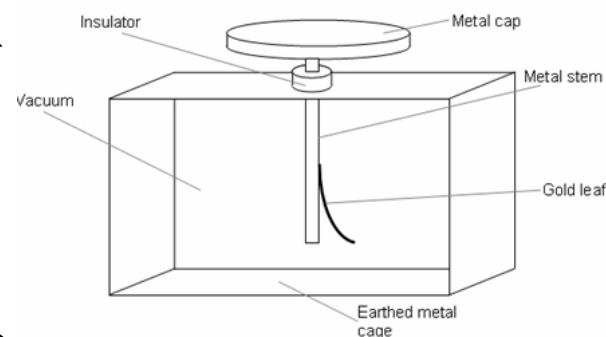
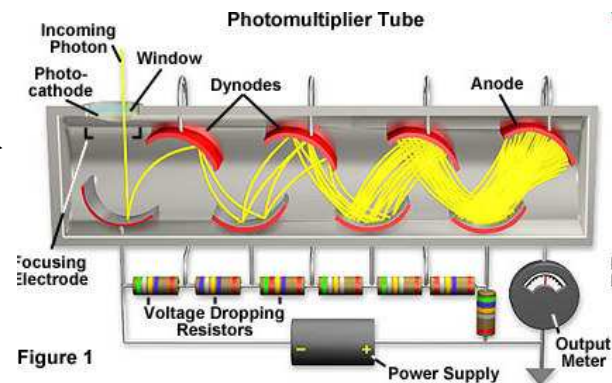
Albert Einstein

$$\sigma = \text{constant} \cdot \frac{Z^n}{E^3}$$

Ólom-árnyékolás

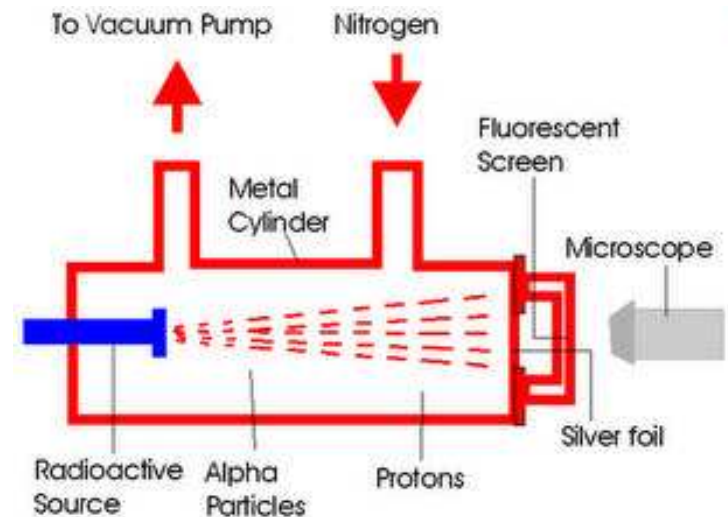
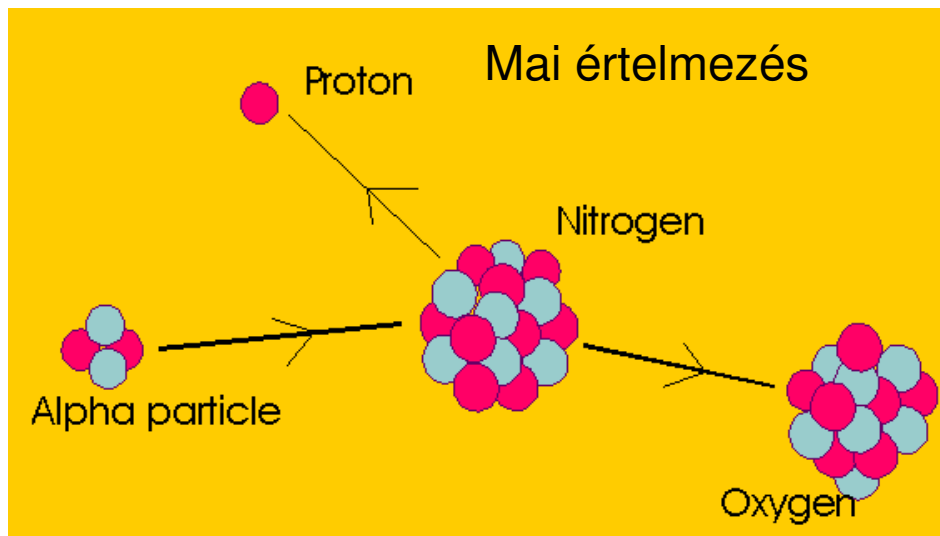
Fotoelektromos jelenség a gyakorlatban

- Fotoelektron-sokszorozók.
Alacsony kilépési munka.
- Demonstrációja: elektroszkóp.
Elveszíti a töltését UV fény hatására.
- Űrhajók pozitív töltése
- Holdpor elektrosztatikus levitációja
- Éjellátó készülékek



A proton felfedezése: 1919

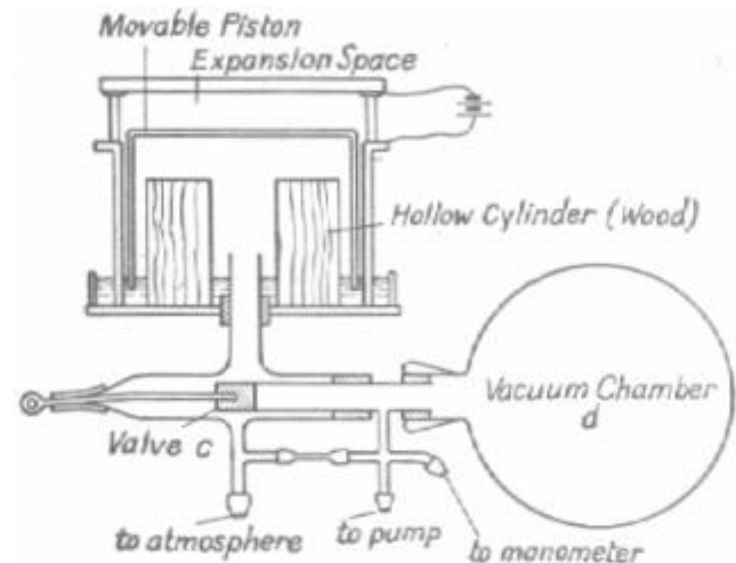
- **Rutherford:** természetes eredetű alfa-részecskékkel bombázott nitrogént, és a szcintillációs detektorán hidrogén-ionokra jellemző jeleket figyelt meg!
- Oxigén, szén-dioxid nem produkálta ezt, csak a nitrogén.
- A hidrogén atommagok tehát benne voltak a nitrogén atommagban, csak onnan jöhettek...!
- Valójában Rutherford ezzel elvégezte a világ első magátalakítását:
$$^{14}\text{N} + \alpha \rightarrow ^{17}\text{O} + \text{p}.$$
- A proton energiája nagyobb volt, mint az alfáé! Energia szabadult fel!



Ködkamra

- Charles T. R. Wilson (Nobel-díj: 1927)
 - skót fizikus, optikai jelenségeket vizsgált ködben
- Túltelített víz- vagy alkoholgőz
- Expanziós kamra: térfogat növelhető, adiabatikus hűtés. Periodikusan.
- Ionizáló részecskék ionokat hoznak létre
- Az ionok jó kondenzációs magvak
- A ködképződés rajtuk indul el
- Az ionizáló részecske (pl. alfa, béta sugárzás) szemmel látható nyomot hagy
- Oldalról megvilágítás szükséges
- Fényképen rögzíthetők a részecskenyomok

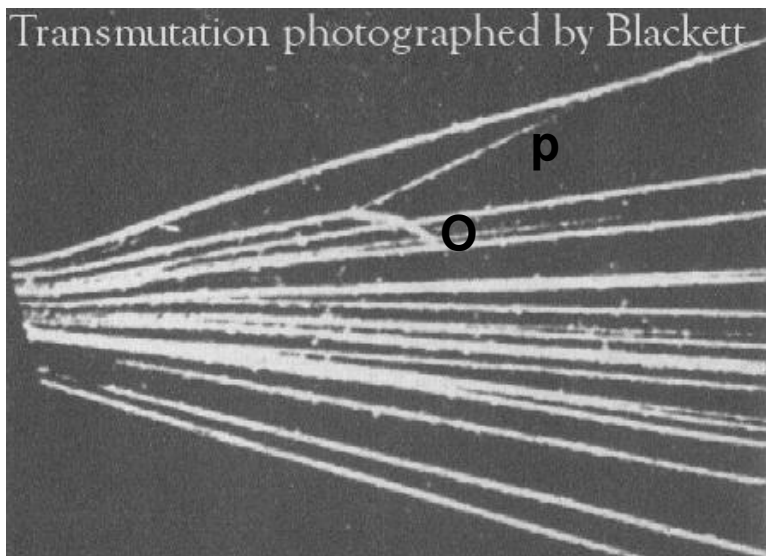
- Másik változata: diffúziós ködkamra, hűtéssel (szárászég, folyékony N), állandóan működőképes



Mi van az atommagban?

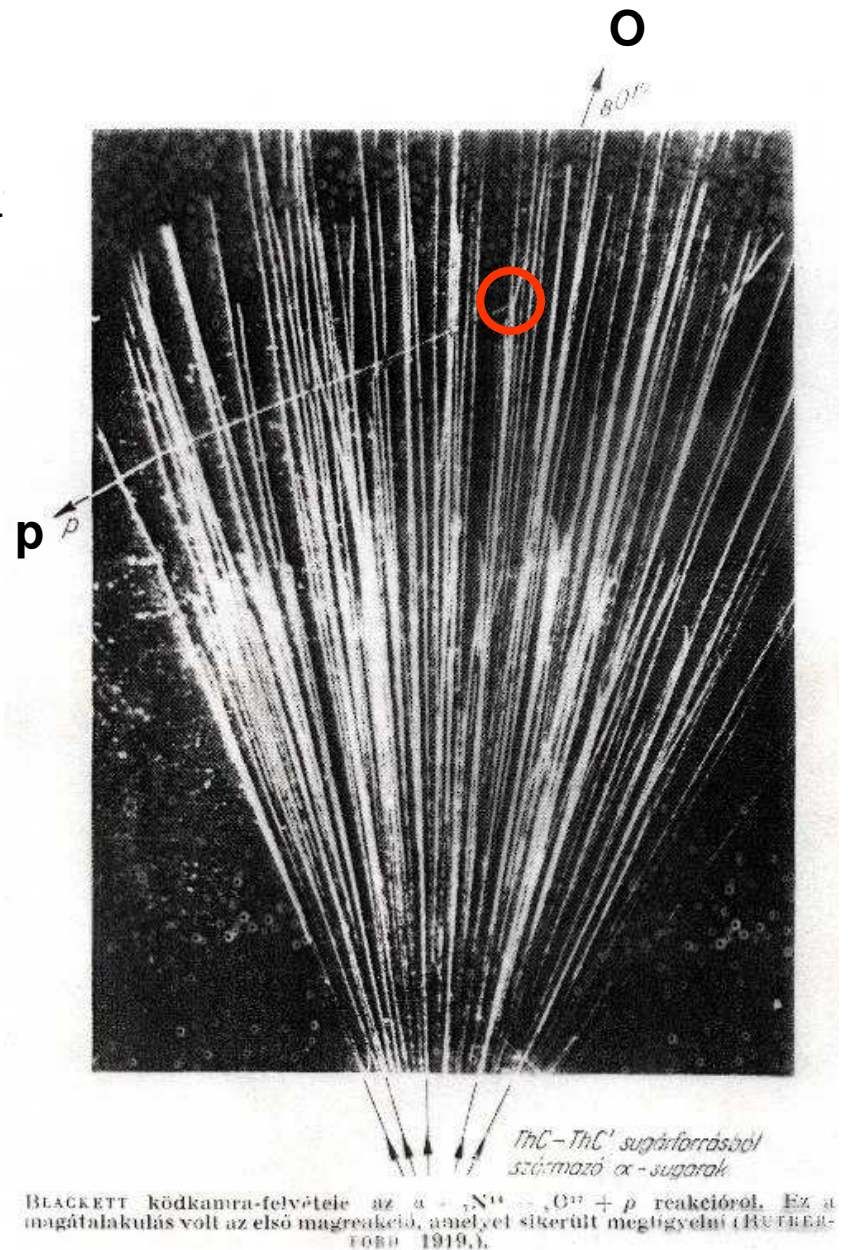
Blackett ködkamrafelvételei a híres magátalakításról, 1923.

1924-ig 415000 töltött részecskéből 8 ilyen villá talált a képeken!!



A bombázó alfa tehát benne marad az atommagban!

A hidrogén-ion („proton”) az atommag része!!



Atommag modell 1.

- **Proton az egyik alkotórész!**
 - Az atomok tömegét Aston a tömegspektroszkópiai mérésekkel meghatározta. Majdnem „egész számok.”
 - Rutherford-kísérlet → a tömeg az atommagban van
 - ^{14}N tömege $14\times$ a H tömegének → 14 proton van az atommagban, de csak 7 elektron van az atomhéjon: ezért az atommag töltése $7+$, kell bele még 7 negatív töltés: 7 db e^- !
- **Atommag: A db proton, A-Z db elektron**

(Nem mazsolás kalács! Az atommodell volt, és abban folytonos pozitív töltésű anyag volt feltételezve)
- **Ez sem jó!**
 - ^{14}N spinje ebben páratlan: $14+7$ db $\frac{1}{2}$ de valójában 1-es spinű.
 - miért nem esik szét a sok proton (elektromos taszítás)?
 - A kvantummechanika a magokra is igaz? Akkor nem lehet ilyen kis helyre bezárva az elektron (túl nagy impulzusa lenne, kiszabadulhatna!)

Mi van még az atommagban?

- Nem elég a proton?
- 1921: Rutherford: *lehet*, hogy van még egy semleges alkotórész, amely segít összetartani az atommagot!
- 1931: Bothe, Becker: *újfajta*, minden eddiginél nagyobb áthatólképességű *sugárzás*: polónium alfa-forrással besugárzott könnyű elemek (berillium, bór, lítium) esetén keletkezik.
- Először persze gamma-sugárzásnak gondolták.
- 1932: Irene Joliot-Curie: ha ez a sugárzás paraffinra esik, akkor nagy energiájú protonok lépnek ki!
 - Hogyan löki meg a protont? Talán Compton-effektussal.
 - De: 50 MeV energiája kellett volna legyen ha Compton effektussal löki meg a protont... ez lehetetlenül sok.
 - a Klein-Nishina formula is jóval kisebb hatáskeresztmetszetet adott...
- 1932: James Chadwick (1935: Nobel-díj): neutron felfedezése.
- Transzurán elemek gyártása lehetővé válik



A Curie tudós-család

1911, Nobel-díj (kémia)

Ra és Po
felfedezése

1903, Nobel-díj (fizika)

A spontán radioaktivitás
vizsgálatáért

Marie Curie

Pierre Curie

1935, Nobel-díj
(kémia)

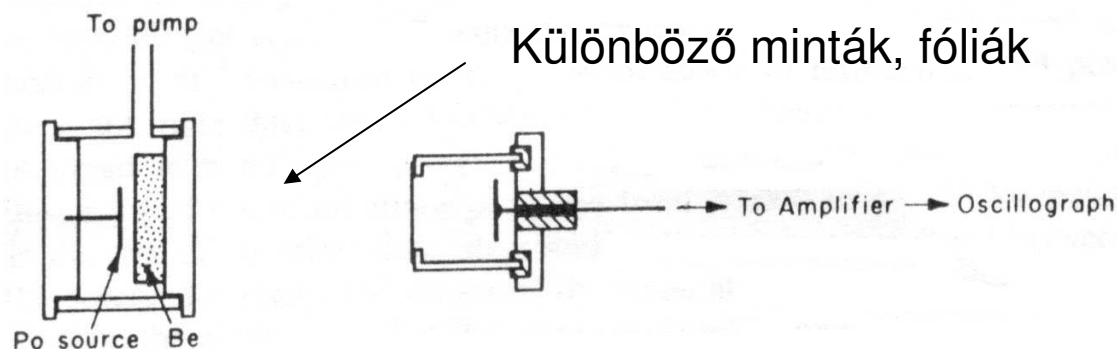
A mesterségesen
előállított
radioaktív izotópokért

Irene Joliot-Curie

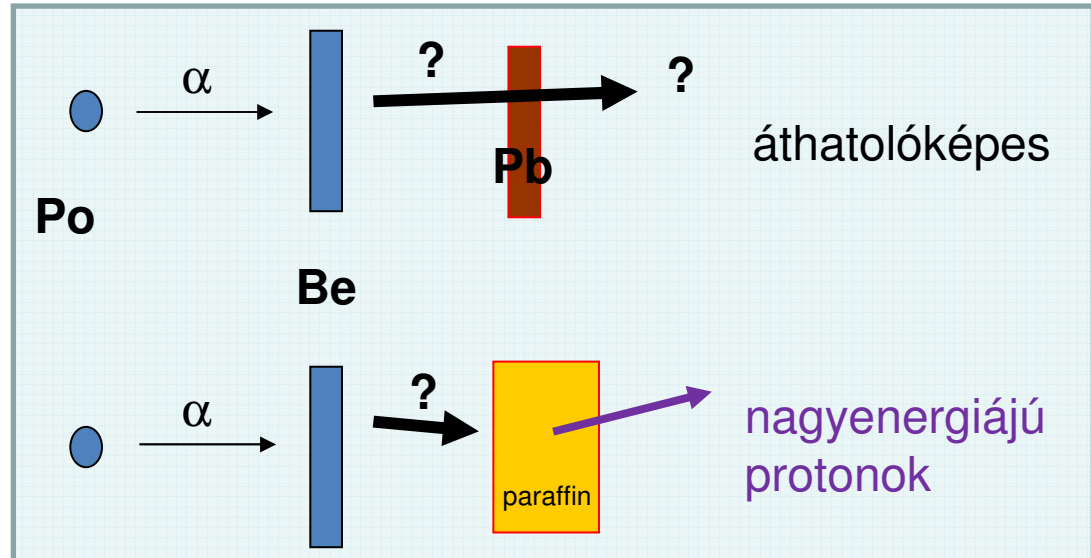
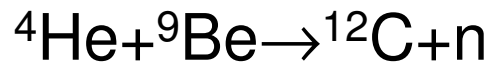
Frederic Joliot-Curie

Chadwick érvelése a neutron mellett

- A „Be-sugárzás” nem lehet gamma-sugárzás, a meglökött protonok nem lehetnek *Compton-szórt* protonok, mert ehhez irreálisan nagy gamma-energia kellene, ami magreakciókból a *tömegdefektusok* ismeretében nem származhat.
- A „Be-sugárzás” útjába tett különböző anyagok atommagjai is meglökődnek, energiájuk a *range* (hatótávolság) alapján mérhető. Minél nehezebb atommagot veszünk, annál nagyobb energiájú kellene hogy legyen a gamma-sugárzás, ami a Be-ból jön, hogy ezt okozza.
- Viszont, egy feltételezett, protonnal azonos tömegű de semleges részecske (neutron) rugalmas szórásával minden kísérleti eredmény egyezést mutat.



Neutron tömege



Új részecske – **neutron**

Chadwick megmérte a tömegét! $m_n c^2 = 939 \text{ MeV} \cong m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$

Új kölcsönhatás – magerő

Chadwick: a neutron tömege

H-nel és N-nal való ütközések összehasonlítása:

Nitrogénatomokra: range: 3,5 mm. Ebből a sebesség: $4,7e6$ m/s.

H-re ugyanez $3,3e7$ m/s.

Ha a neutron tömege és sebessége: M , V , a meglökött hidrogén mag maximális sebessége:

$$u_p = (2M / (M + 1)) \cdot V$$

és a nitrogén mag maximális sebessége:

$$u_n = (2M / (M + 14)) \cdot V$$

Tehát:

$$(M + 14) / (M + 1) = u_p / u_n = 3,3e7 / 4,7e6 ,$$

És ebből

$$M = 1,15.$$

Tehát a neutron kb 15%-kal nehezebb a protonnál.
(ma már tudjuk hogy a különbség sokkal *kisebb*).

A proton többszörös szerepe

- A hidrogénatom magja: H^+
- Minden atommag alkotórésze
- Az atommag töltése = protonszám * e
- Az elemek periódusos rendszerben elfoglalt sorszáma = protonszám
- Kémiai tulajdonságok meghatározója (izotópok közös jellemzője) – hiszen egyben az atomhéjban található elektronok számát is megadja.

Tehát, mostmár tudjuk hogy az atommag miből áll... **be is fejezhetjük itt?**

A neutron létének következményei I.

1. Az atommag alkotórészei – Z db proton + N db neutron,
 $A=N+Z$ az atommag tömege
(újdonság: **nincs elektron az atommagban**)
2. A protonokat egy új erő tartja össze, ami erősebb az elektromágneses taszításnál:

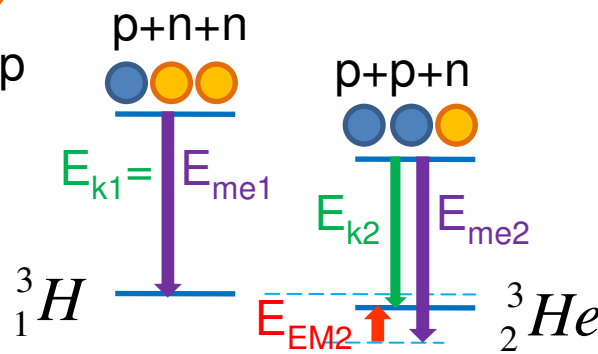
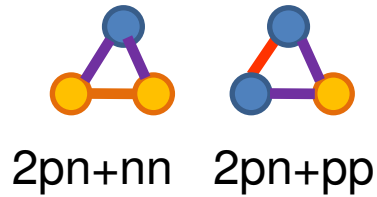
MAGERŐ: protonok és neutronok között ható erő

$$\text{Kötési energia: } E_{\text{köt}} = (m - Zm_p - Nm_n)c^2$$

Az atommag kötési energiája két részből áll $E_{\text{köt}} = E_{EM} + E_{\text{magerő}}$

3. ${}^3\text{H}$ és ${}^3\text{He}$ összehasonlítása (legegyszerűbb atommagok) elárulhat valamit a magerőről...

Magerők tulajdonságai I.



$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$Q_{\beta n} = 780 \text{ keV} + 511 \text{ keV}$$

$${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$Q_{\beta 3H} = 18,6 \text{ keV} + 511 \text{ keV}$$

$$E_{k1} - E_{k2} = 780 \text{ keV} - 18,6 \text{ keV} = 761,4 \text{ keV}$$

$$E_{EM2} \approx (3/5) \text{ ke}^2 / R = 0,6 \cdot 1,44 \text{ MeVfm} / 1,15 \text{ fm} = 750 \text{ keV}$$

$$E_{me1} - E_{me2} = E_{k1} - E_{k2} - E_{EM2} = 760 \text{ keV} - 750 \text{ keV} \approx 0 \text{ keV}$$

$$E_{nn} = E_{pp}$$

Magerők tulajdonságai II.

Tömegek: ${}^3\text{He}$: 3.01603 u – 2x511 keV

${}^3\text{H}$: 3.01605 u – 511 keV

p: 1.00728 u

n: 1.00867 u

n+p+p: 3.02323 u

p+n+n: 3.02462 u

$-E_{\text{köt}}$: ${}^3\text{He}$: 7.20e-3 u + 2x511 keV = 7730 keV

${}^3\text{H}$: 8.57e-3 u + 511 keV = 8500 keV

Korrektció a Coulomb-taszításra: 750 keV (${}^3\text{He}$).

Magerők: ${}^3\text{He}$: 7730+750 = **8480 keV**

${}^3\text{H}$: **8500 keV**

NAGY PONTOSÁGGAL EGYEZNEK!!!

A magerő NEM függ attól, hogy p-p, vagy n-n között hat

1u=931,5 MeV/c², a szén-12 atom tömegének 12-ed része.

A neutron és következményei II.

4. A magerők függetlenek attól hogy proton vagy neutron vesz részt benne
Ezt a pp, pn és pn szórás kísérletek is alátámasztják

→ neutron, proton a magerők szempontjából **azonos**

5. A tömegük is majdnem azonos, $m_n c^2 = 939 \text{ MeV}$, $m_p c^2 = 938 \text{ MeV}$
 $(m_n - m_p) c^2 = 1,29 \text{ MeV} = 0,13\%$ nagyon kicsi

6. Két majdnem azonos tömegű részecske,
melyek a magerő szempontjából azonosak,
egy részecske, amelynek p és n a két állapota: N=nukleon.
magerő → nukleáris kölcsönhatás

nukleonok=proton+neutron, közöttük hat a magerő:
ezeket a magerő töltéseinek is lehet nevezni: **nukleáris töltések**

4. → **a magerő nukleáris-töltés-szimmetrikus, és nukleáris-töltés-független**
egyébként bonyolult és nem teljesen általános potenciállal megadható
(lásd. III. év Csótó Attila előadása)

Spin (kitérő...)



- A spin a részecske hullámfüggvényének térbeli forgatásokkal szembeni transzformációs tulajdonsága. Nulla spinű részecske: invariáns a forgatásra.
- Nem magyarázható alkotórészekkel: pontszerű részecskéknek is lehet spinje. Relativitáselmélettel is gond lenne.
- A részecskék spinje nem változik vagy változtatható meg.
- Összetett részecskék alkotórészeinek relatív mozgásából is származhat spin, de csak egész.
- Egész spinűek: bozonok. Több is lehet egy kvantumállapotban. (fotonok, mezonok). Ezek közvetítik a kölcsönhatásokat is.
- Feles spin: fermionok. Pauli-elv. e, n, p, leptonok, kvarkok.
- 2-es spin: graviton (hipotetikus). 0 spin: Higgs (hipotetikus).
- A redukált Planck-állandó egységeiben adják meg: \hbar
- Összetett részecskék: nemtriviális spin összeadás.
- z-komponens: $-s, -s+1, \dots, s-1, s$ lehet. Összesen $2s+1$ lehetőség.
- Kísérleti bizonyíték: Stern-Gerlach kísérlet, 1922.
- Elméleti magyarázat: Pauli, 1927.
- Alkalmazás: nuclear magnetic resonance (NMR, MRI): III. BSc labor



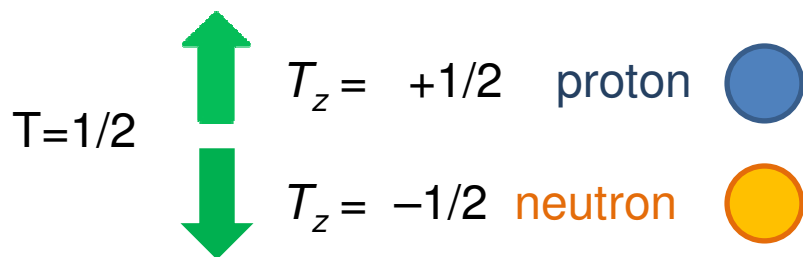
Az elemi részecskéknek tehát van saját perdületük, ezek két irányba állhatnak, neve: ($1/2$ -es vagy egész) **spin**.

Az energiájuk általában (B tér nélkül) nem függ a spin beállításától.

Az izospin

Heisenberg (1932): A nukleonoknak van nukleáris töltése, ez két állapot lehet (proton, neutron). Formálisan teljesen analóg a spinnel: neve **”izospin”** (Wigner). A két állapot energiája a magerők szempontjából nem függ az izospin beállításától (tehát, hogy *proton* vagy *neutron* a részecske.)

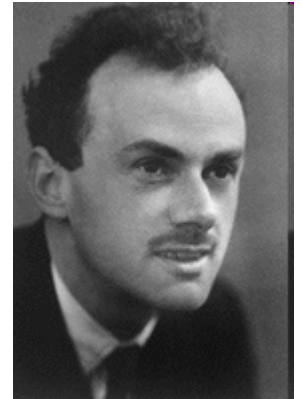
A *nukleon* izospinje: $T = 1/2$. Az izospin *harmadik komponense* mutatja meg a „beállási irányt” az izospin térben: $-1/2$ vagy $+1/2$ lehet az értéke. Ebben a paraméterben különbözik a proton a neutrontól.



Miért fontos? A kvark-ötlet (60-as évek) és a Yang-Mills elmélet megalkotásához vezetett

Antirészecskék

- P. A. M. Dirac (1933 Nobel-díj)
- Dirac-egyenlet (1928): az elektron hullámfgv-ének relativisztikus mozgásegyenlete
- Megjósolta az antirészecskék létezését elméleti (matematikai) alapokon
- Megalkotta a modern kvantummechanikát
- A kvantum-elektrodinamika (QED) atyja
- Mágneses monopólus és elektromos töltés kvantumának kapcsolata (jóslat)
- Wigner Jenő sógora volt



Dirac-egyenlet

- **Dirac-egyenlet** (1928): az első elméleti eredmény amely a kvantummechanikával és a speciális relativitáselmélettel is összhangban volt.

- A H színeképvonalainak teljes és pontos értelmezését adta.

- Probléma: a Schrödinger-egyenlet NINCS összhangban a speciális relativitáselmélettel.

„E=p²/2m”

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\phi = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\phi.$$

- Relativisztikus sebességeknél a teljes energia így adható meg:

$$m^2c^4 + p^2c^2 = E^2$$

Beírva az operátorokat: $\mathbf{p} = \frac{\hbar}{i}\nabla = -i\hbar\nabla$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\phi = \frac{m^2c^2}{\hbar^2}\phi$$

$$E = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$$

Így legalább azonos fokú deriváltak jelennek meg a térben és időben.

Nem jó... elsőfokú egyenlet kellett, a kezdőfeltétel nem lehetett túlságosan tetszőleges, hiszen a hullámfv valószínűsősűrűséget kell hogy jelentsen. A pozitív definités nem biztosítható (kvantumtérelméletben rendben lesz).

Dirac-egyenlet

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \phi = \frac{m^2 c^2}{\hbar^2} \phi$$

Jó lenne a hullámoperátor „gyökét” venni, hogy elsőfokú lehessen az egyenlet...

$$\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} = (A\partial_x + B\partial_y + C\partial_z + \frac{i}{c}D\partial_t)(A\partial_x + B\partial_y + C\partial_z + \frac{i}{c}D\partial_t).$$

A kereszttagoknak el kell tűnni, ha beszorzunk... vagyis ez kell:

$$AB + BA = 0, \dots; \quad A^2 = B^2 = \dots = 1.$$

Ekkor viszont a fenti hullámegyenlet „négyzetgyöke”:

$$(A\partial_x + B\partial_y + C\partial_z + \frac{i}{c}D\partial_t)\psi = \kappa\psi$$

Beszorozva az () operátorral az egyenletet, ezt kapjuk: $(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\partial_t^2)\psi = \kappa^2\psi$.

Tehát: $\kappa = mc/\hbar$

Ekkor tehát a **Dirac-egyenlet:**

$$(A\partial_x + B\partial_y + C\partial_z + \frac{i}{c}D\partial_t - \frac{mc}{\hbar})\psi = 0.$$

Dirac-egyenlet

- Tehát 4 komponensre van szükség!!! Hullámfgv. 4 komponensű...
- Spin leírásához csak 2 komponens kell!
- Itt mind a 4 komponens kielégíti a relativisztikus energia-impulzus relációt.
- Négy komponens, **két** feles spinű részecskét ír le (elektron és... antielektron!)
- α, β : 4x4-es önadjungált mátrixok, átírható a **Dirac-egyenlet** ilyen formába: $D = \beta \quad (A, B, C) = i\beta\alpha_k$

$$\left(\beta mc^2 + \sum_{k=1}^3 \alpha_k p_k c \right) \psi(\mathbf{x}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(\mathbf{x}, t) \quad \alpha_i^2 = \beta^2 = I_4$$

$$\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = 0$$

Ugyanez más formában:

$$\begin{pmatrix} mc^2 & c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \\ c\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} & -mc^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \end{pmatrix} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \end{pmatrix} \quad \beta = \begin{pmatrix} 1_2 & 0 \\ 0 & -1_2 \end{pmatrix}$$

Elsőfokú egyenlet!

Jelentősége: megjósolja a pozitron (antielektron) létezését, egy évvel a felfedezése előtt!

Dirac-egyenlet kovariáns formája

Vezessünk be új mátrixokat: $\gamma^0 = \beta$ $\gamma^k = \gamma^0 \alpha^k$.

Ekkor az eredeti Dirac-egyenlet
$$\left(\beta mc^2 + \sum_{k=1}^3 \alpha_k p_k c \right) \psi(\mathbf{x}, t) = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}(\mathbf{x}, t)$$

Átírható így:

$$\boxed{-i\hbar \gamma^\mu \partial_\mu \psi + mc\psi = 0.}$$

Ez a kovariáns alak, látszik hogy az idő és térkoordináták teljesen egyenrangúak.
A mátrixok pedig:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I_2 & 0 \\ 0 & -I_2 \end{pmatrix}, \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_x \\ -\sigma_x & 0 \end{pmatrix}, \gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_y \\ -\sigma_y & 0 \end{pmatrix}, \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_z \\ -\sigma_z & 0 \end{pmatrix}.$$

Antikommutálnak: $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = 2g^{\mu\nu}$
(Házi feladat ellenőrizni!)

σ_i pedig a Pauli-mátrixok:

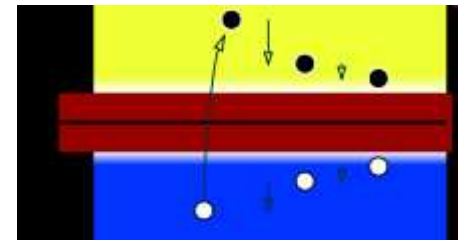
$$\sigma_1 = \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

A Dirac-tenger

- A vákuum elméleti modellje, negatív energiájú részecskékkel van tele
- A pozitron a Dirac-tengerben egy lyuknak tekinthető. Olyan, mintha pozitív töltése lenne.
- Egy lyuk és egy elektron megsemmisítheti egymást. Annihiláció.
- A részecskeszám nem marad meg.
- Később, a kvantumtérelmélet (QFT) már nem teszi szükségessé a tenger feltételezését, a pozitron is valódi részecske
- Dirac szerint a lyuk = proton
- Oppenheimer: nem lehet, ui. a H-atom túl gyorsan megsemmisülne
- **1931**: Dirac: *léteznie kell* egy pozitív töltésű, de az elektronnal egyező tömegű részecskének

$$m^2c^4 + p^2c^2 = E^2$$

$$E = \pm mc^2.$$



Pozitron felfedezése, 1932

Carl David Anderson (Nobel-díj: 1936):

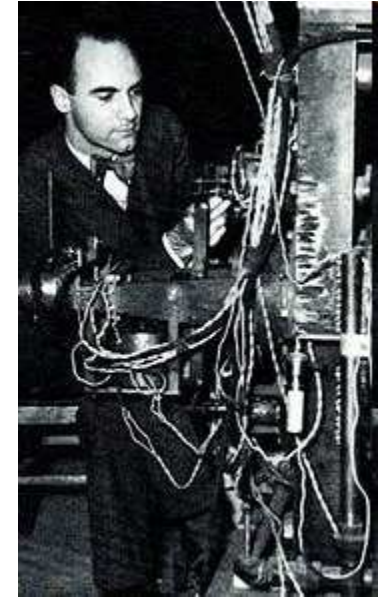
ködkamra

ólomlemezen áthaladó kozmikus sugárzás

1300 db fénykép, 15 pozitív track

mágneses tér

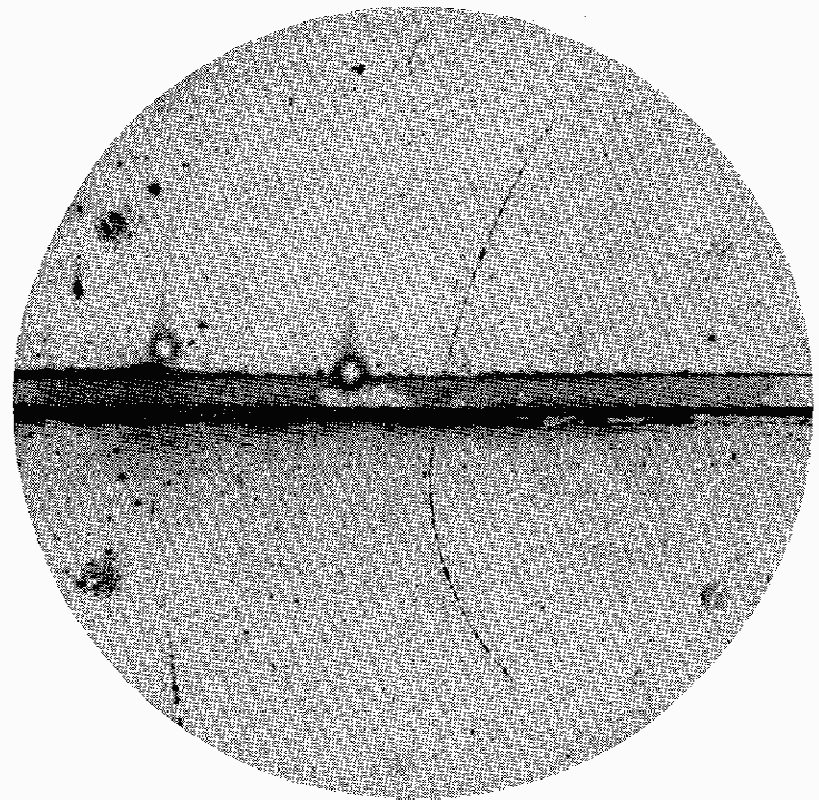
proton kizárható (Pb lemez)



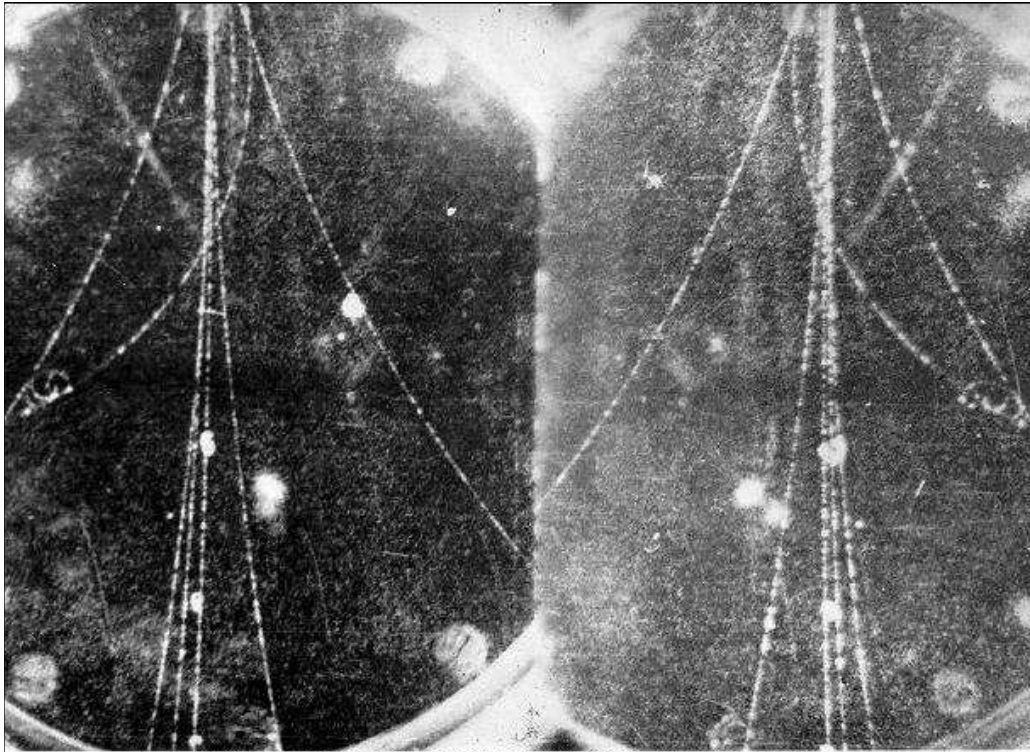
Energiavesztés, ionizáció: a töltés kb. egységnyi (proton töltés), de biztosan kevesebb mint 2 egységnyi

Görbület és ionizáció: a tömeg kisebb mint az elektrontömeg 20-szorosa!
Mindig más részecskékkel együtt látható.
Előtte már a Joliot-Curie házaspár és Chung-Yao Chao is megfigyelte, de nem ismerte fel...

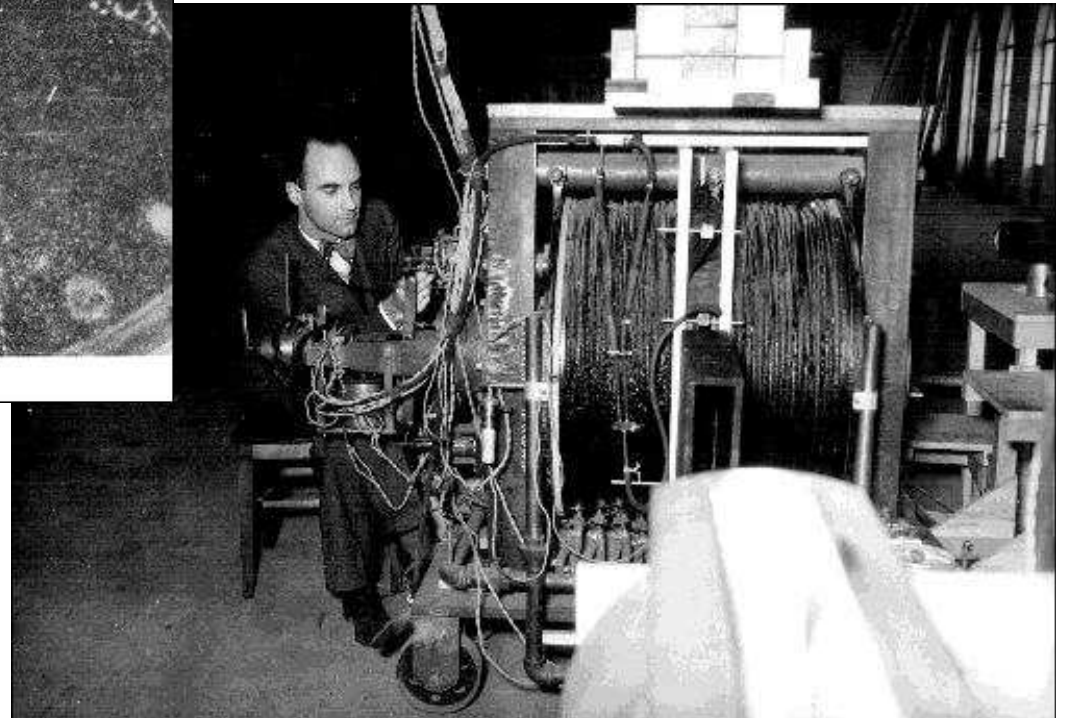
Az első ANTIANYAG –részecske!



elektron-pozitron párkeltés



© Copyright California Institute of Technology. All rights reserved.
Commercial use or modification of this material is prohibited.



© Copyright California Institute of Technology. All rights reserved.
Commercial use or modification of this material is prohibited.

Pozitron alkalmazásai

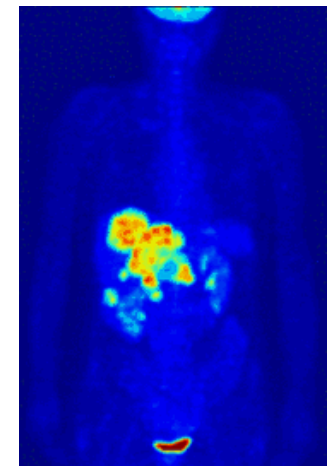
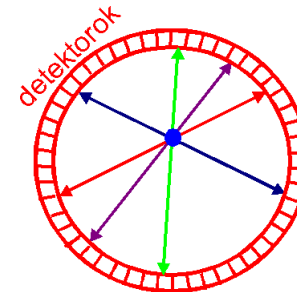
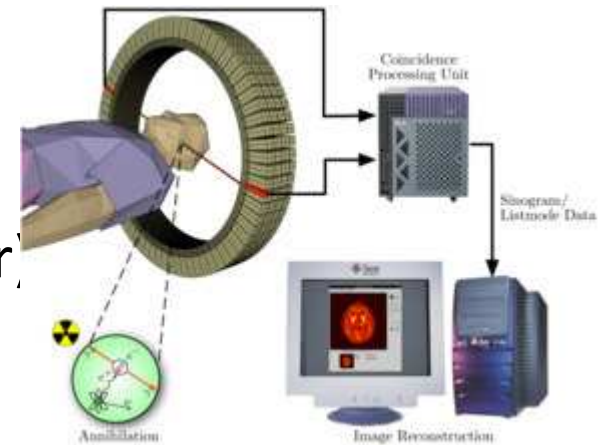
pozitrónium

PET: pozitron-emissziós tomográfia
(ELTE Atomfiz. Tsz. magfizikai labor)

Antihidrogén

Kozmikus sugárzás

antirészecske:
tömeg azonos, töltés ellentétes



Pozitron annihiláció

- Szétsugárzás, elektron + pozitron
 - pozitron lelassul: ionizálja a környezetét
 - befogódik egy elektronnal egy pozitronium atomba
 - pozitronium atomban a két részecske hullámfüggvénye átfed
 - megsemmisülnek, nyugalmi tömeg eltűnik
 - az energia sugárzás formájába alakul át
 - lendületmegmaradás: két db 511 keV-es foton
 - (néha három foton, de négy, vagy öt is lehet - QED)
 - Egyfotonos annihilációhoz pl. közeli atommag kell
 - Szilárdtestfizikai vizsgálatok: az elektronok sebességeloszlása miatt a két foton nem pontosan 180 fokban repül ki, 1-2 fok eltérés mérhető

Úton a kvarkok felé

Atommag- és részecskefizika
3. előadás 2010. március 1.

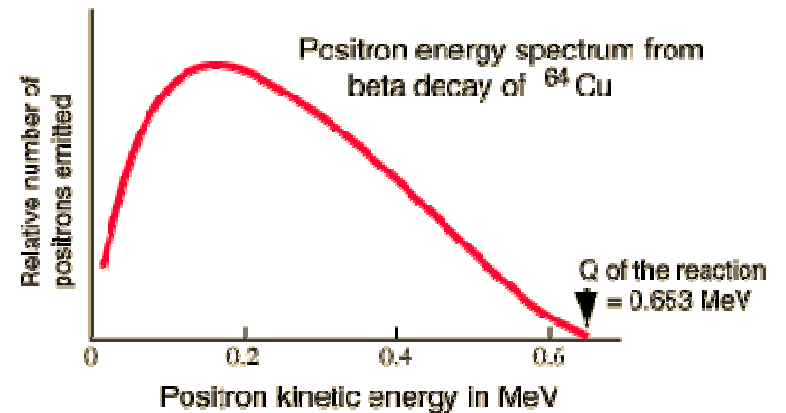
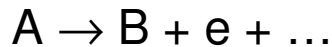
A béta-bomlás energiaspektruma

1. béta-bomló atommagok: ^{40}K , ^{14}C , ^3H , ^{214}Bi ...
2. e/m meghatározás – a keletkező részecske egy elektron

3. az energia mérése
(folyadékszintilláció, mágneses spektrométer)

folytonos spektrum (ELTE, BSc labor!)

Hogyan lehet ez? Nem lehet kéttest-bomlás!



lendület megmarad: kezdetben 0, végén is: $p_B = p_e$ de ellentétes irányban
 $Q = p^2/2m_B + p^2/2m_e$ ebből p adódik, és E_e kiszámolható, adott érték.

Hova lesz a többi?

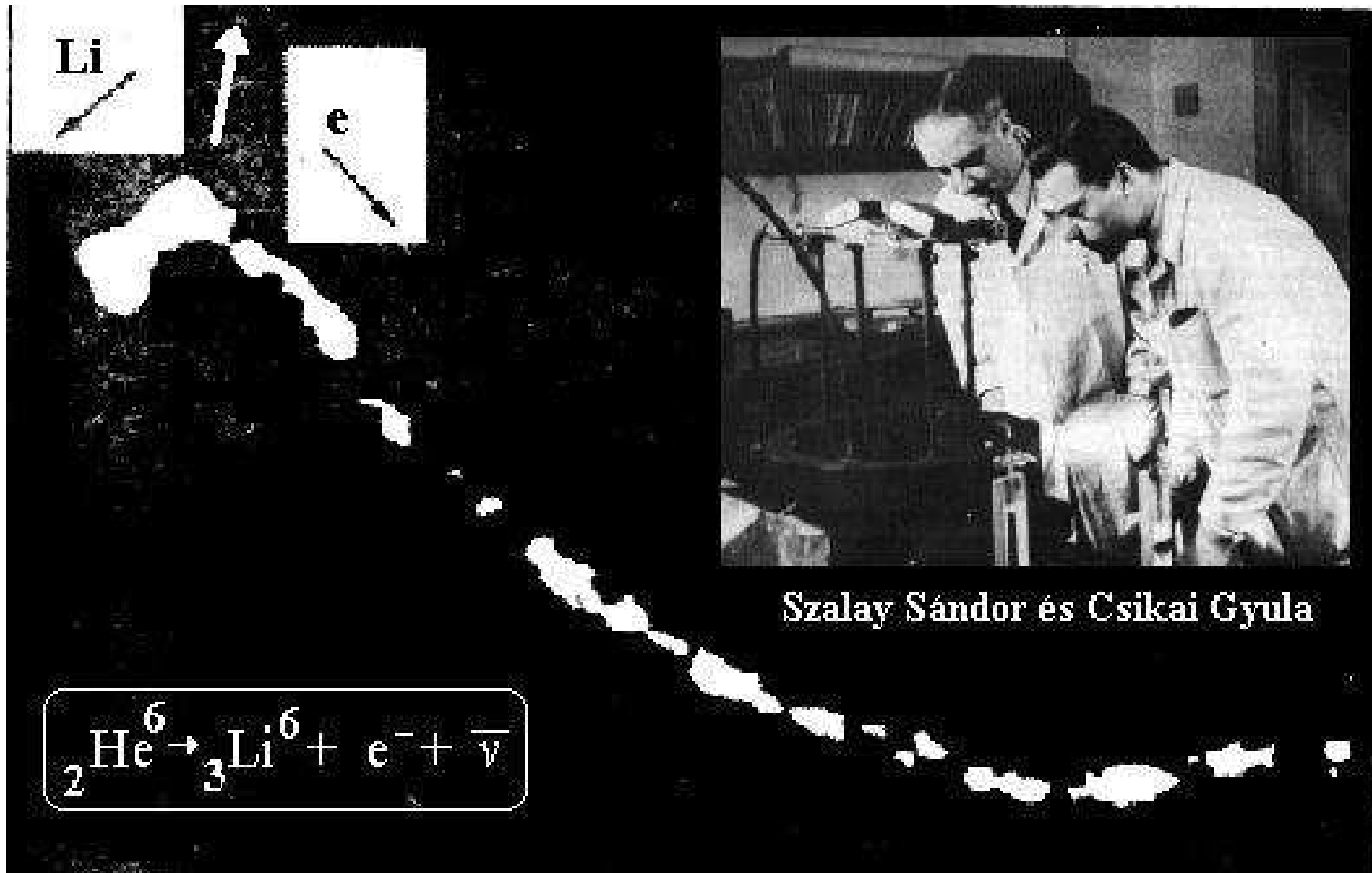
Ha ismerjük a spineket! (1925 Uchlenbeck) $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + e$ spin: $0 \rightarrow 1 + 1/2$: nem lehet
Nem csak az energia hiányzik! A perdület is!

Wolfgang Pauli 1931:

új részecske keletkezik, ami nem hat kölcsön a detektorokkal: **neutrínó**



A Szalay–Csikai-kísérlet



A neutrínó „hűlt helye”, ködkamrafelvétel, Debrecen, 1957

Vastag nyom – lítium, vékony az elektron, az összlendület nem 0

Kell, hogy legyen egy láthatatlan részecske is!

Hány neutrínó van? Első lépés...



anti-elektronneutrínó



Ugyanaz a részecske keletkezik-e a pozitronnal, mint az elektronnal? Nem!
Az egyik átalakítja a protont neutronná, a másik nem! (Reines-Cowan, Davis)

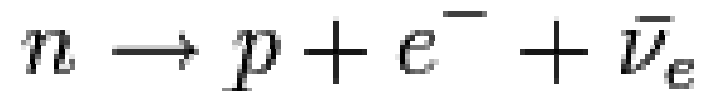
Kísérleti tapasztalat: elektronnal mindig az egyik neutrínó keletkezik, a pozitronnal mindig a másik, sose az egyik.

Ezt törvénnyel fejezzük ki: **megmarad a leptonszám**, a többi lehetséges de nem megvalósuló reakciót ez a megmaradási törvény tiltja meg.

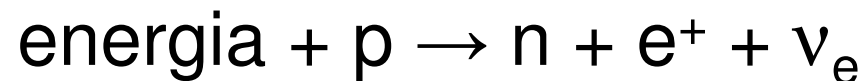
	e^-	e^+	ν	$\bar{\nu}$
leptonszám:	1	-1	1	-1

Béta-bomlás fajtái

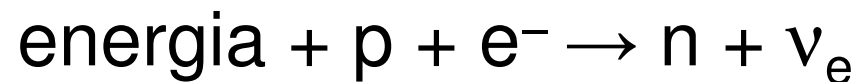
- Negatív béta-bomlás:



- Pozitív béta-bomlás:



- Elektronbefogás:

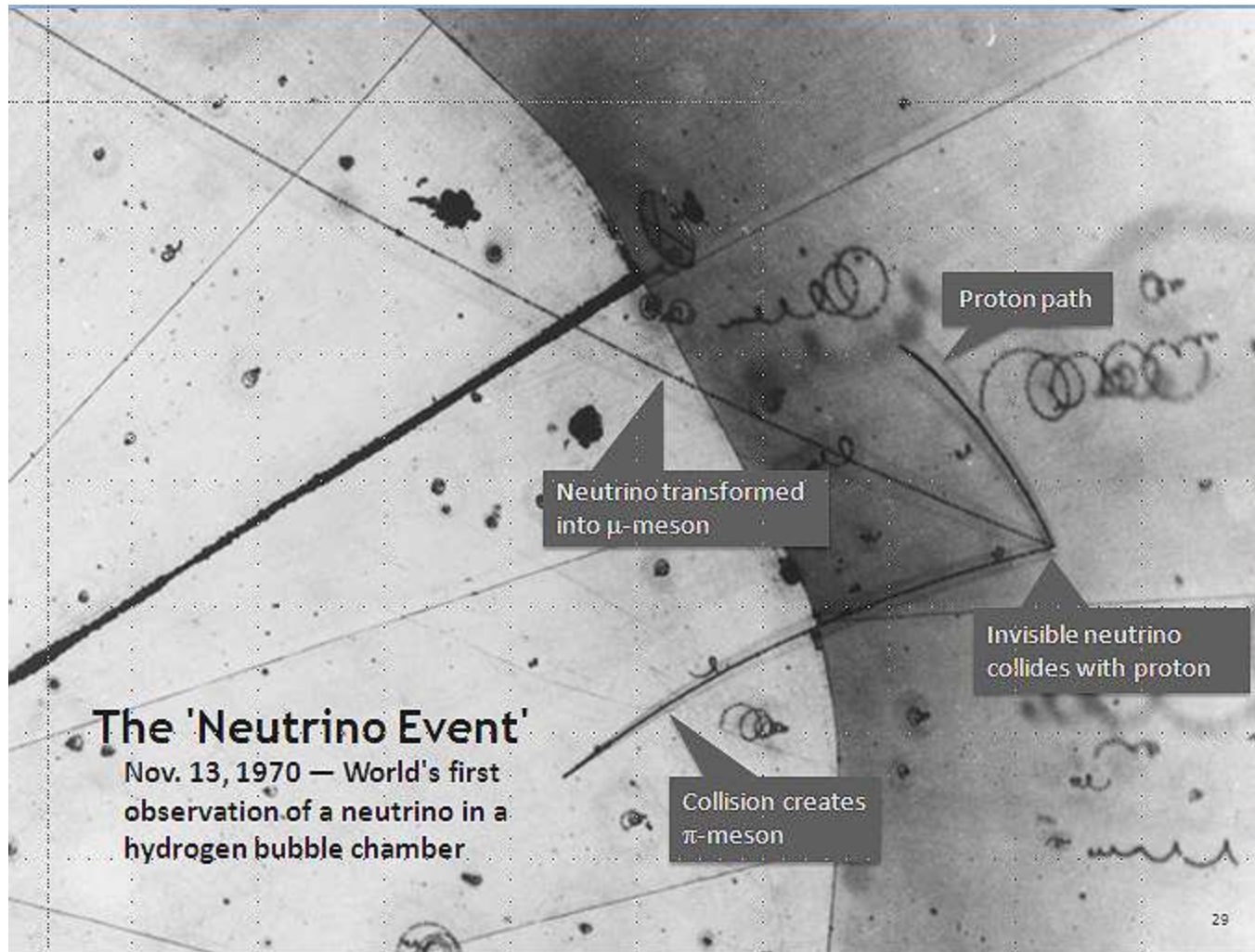


- Megmaradó mennyiségek:

leptonszám, töltés, barionszám

(azaz nukleonszám), spin, energia, impulzus

Neutrínó-megfigyelés buborékkamrával, 1970



Részecskefizika a harmincas évek közepén

- Proton, elektron, neutron, foton...
teljesen elég volt az atomok leírásához.
- Minden rendben, teljesnek tűnt a kép... de
azért néhány apróság kilógott, *elméleti* oldalról:
 - Dirac-egyenlet antirészecskét jósolt (ahogy láttuk)
 - A magerő rövid hatótávolságú, a közvetítő
részecskéje, ha van, az elektronnál nehezebb, a
protonnál könnyebb (pí-mezon)
 - A béta-bomlásban nem marad meg az energia?
Láthatatlan, új részecske (neutrínó)

Figyelmeztető jelek, hogy még hiányzanak fontos részletek...

Kozmikus sugárzás

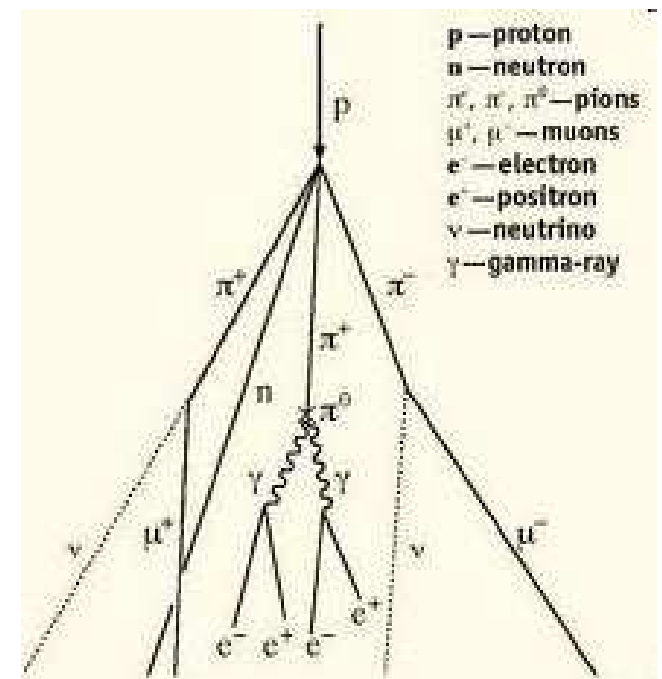
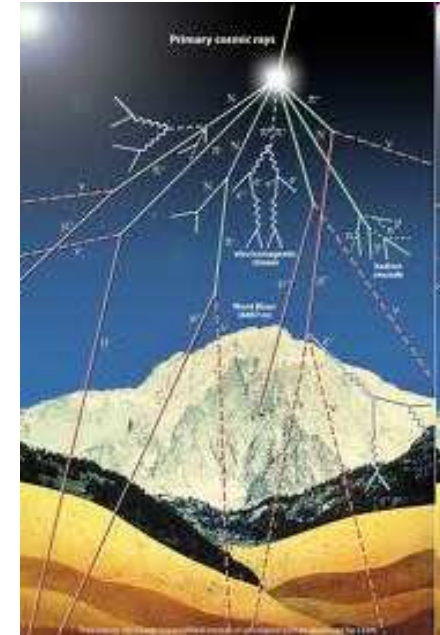
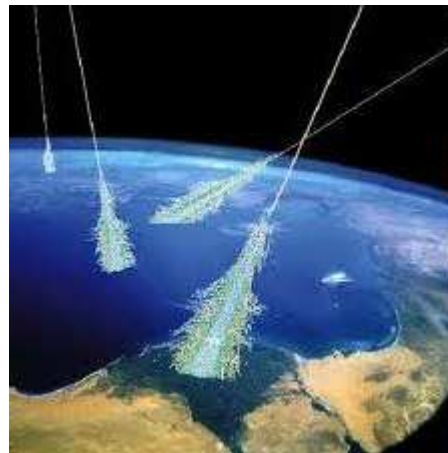
- *Mai tudásunk:* a Földet a világűrből érő részecskezápör, 90%-ban protonok, 9% He, 1% elektronok, kis mennyiségben nehezebb atommagok. Másodlagos sugárzást is keltenek.
- Pozitron, müon, pion felfedezéséhez vezetett
- ^{14}C izotópot termel - kormeghatározás $n + \text{N}^{14} \rightarrow p + \text{C}^{14}$
- $1\text{e}8$ TeV energiát is elérhetnek (CERN LHC: 3.5 TeV). Ez 10 Joule nagyságrend!
- Természetes háttérsugárzás kb. ötödét adja.
- Magassággal nő – Föld mágneses tere árnyékol
- Sarki fény okozója (O_2 , N_2 gerjesztés, N_2 ionizáció)
- Elektronikai hibák, bithibák okozója (Voyager)...
- Klímaváltozás?



Kozmikus záporok

- Beérkező részecske eltalál egy atommagot
- Sok más részecske keletkezik, főleg pionok (ld. később)
- Pionok elbomlanak
- Semleges pion két fotonra bomlik
- Fotonok elektron-pozitron párt keltenek
- Elektron v pozitron fotonokat sugároz ki (fékezési sugárzás)
- stb...

Greisen–Zatsepin–Kuzmin (GZK) határ: 50 Mpc-en belül max. 5×10^{19} eV energiájú proton érkezhethet, mert a kozmikus háttérsugárzással kölcsönhatva pionokat keltene... de mégis találtak nagyobb energiájúakat.



Kozmikus záporok felfedezése

- Levegő ionizációja: azt hitték, földi radioaktivitás okozza (magassággal csökken, kis magasságokban).
- 1909: T. Wulf: elektrométer: Eiffel torony tetején nagyobb a sugárzás mint a lábánál
- 1912: Victor Hess: hőléggallon, 5300 méter magasan négyszer akkora az ionizáció mint lent (Nobel-díj: 1936). Napfogyatkozáskor is! Tehát a sugárzás nem (csak) a Naptól jön, hanem a világűrből.
- 1937 Pierre Auger: kozmikus záporok: egymástól távoli detektorai néha egyszerre szólaltak meg (koincidencia)
- Argentína: ma is folynak mérések, Pierre Auger Observatory, nagyon nagy kiterjedésű műszerhálózat.
 - Fluoreszcencia (légköri nitrogén) mérése, újholdkor, derült időben
 - Víztartályos Cserenkov-detektorok szétszórva a Földfelszínen

A müon felfedezése (1936)



- Anderson és **Neddermeyer**
kozmosz sugárzásban
ködkamra felvételek mágneses térben

pályasugár: $p/qB \rightarrow p$

nyomsűrűség $dE/dx \propto q/v \rightarrow$ tömeg (E)

nyugalmi tömeg $m_0 c^2 = \sqrt{E^2 - p^2 c^2}$

A pályagörbületének iránya mutatja a töltés előjelét

A proton és az elektron tömege közötti tömegű új
részecske! $m \approx 210 m_{\text{elektron}} \approx 106 \text{ MeV}$

neve: müon, jele: μ

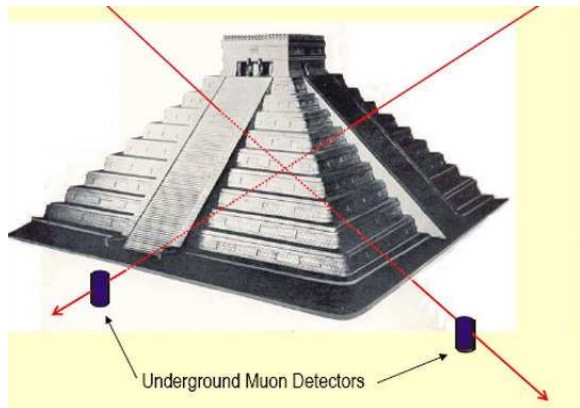
Későbbi munkája: robbantásos technikával létrehozott kritikus tömeg atombombában

Müon

- Negatív elemi töltésű, $\frac{1}{2}$ spinű.
- 2.2 μs élettartamú (leghosszabb a neutron után)
- Tömege 105.7 MeV.
- Forrása: kozmikus sugárzás (NEM radioaktivitás v hasadás)
- Az elektron nagy tömegű testvére
- Nem szenved olyan nagy fékezési sugárzást mint az elektron (nagy tömeg \rightarrow kis gyorsulás atommag közelében)
- Ezért nagy az áthatolóképesége (több száz méterrel a föld alatt is mérhető – másodlagos kozmikus sug.)
- Kilóg a később felfedezett hasonló tömegű mezonok közül
- I. Rabi: „Ezt meg ki rendelte?”
- 1941: Mount Washington kísérlet \rightarrow idő-dilatáció, speciális relativitáselmélet bizonyítéka (müonfluxus a hegy tetején és alján kevéssé különbözik)

Müonok a gyakorlatban

- Radioaktív anyagok csempészete elleni harc
 - Kozmikus müonokkal
 - Sugárzó anyagokat ólomtartályban szállítják
 - Ezen a müonok szóródnak
- Piramisok kamráinak, barlangoknak a feltérképezése
- Higgs részecske keresése (müonos bomlások)



A müon bomlása

Powell fotoemulziós képein: müon elbomlott elektronra és láthatatlan részecskére
azonosítás: pályasugár (mv/qB) és nyomsűrűség (q/v)

A pionokat előállító gyorsítókkal már sok müon-t lehetett előállítani,
bomlását is részletesen lehetett vizsgálni.

A keletkezett elektron energiája: folytonos!

$\mu^- \rightarrow e^-$ már a lendület és az energia sem maradna meg

$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}$ $(m_\mu - m_e)c^2$ -ből, és a lendületmegmaradásból
 E_e meghatározható, nem folytonos

keletkezik még egy részecske

$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu} + \nu_\mu$ a müonhoz tartozó neutrínó: ν_μ

Az új neutrínó nem azonos a korábbiak egyikével sem,
ezt kísérletileg igazolták

Leptonszám-megmaradás

	e^-	e^+	ν_e	$\tilde{\nu}_e$	μ^-	μ^+	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$
elektronikus-leptonszám	1	-1	1	-1	0	0	0	0
müonikus-leptonszám	0	0	0	0	1	-1	1	-1

külön-külön megmaradnak

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\begin{array}{l} \ell_e \\ \ell_\mu \end{array} \quad \begin{array}{l} 0 \\ 1 \end{array} = \begin{array}{l} 1 \\ 0 \end{array} - \begin{array}{l} 1 \\ 0 \end{array} + \begin{array}{l} 0 \\ 1 \end{array}$$

Majdnem általános természeti törvény: neutrínó-oszcillációkor nem áll fenn, de a részecskék keletkezésekor igen.

A pí-mezon jóslat 1935



- Hideki Yukawa (Nobel-díj 1949)
- Az erős kölcsönhatás hatótávolsága kicsi
 - Ezt az atommag méretéből lehet látni
- Yukawa-potenciál: tömeges közvetítő részecske esetén. $m=0$ határeset: Coulomb.

$$V(r) = -g^2 \frac{e^{-mcr/\hbar}}{r}$$

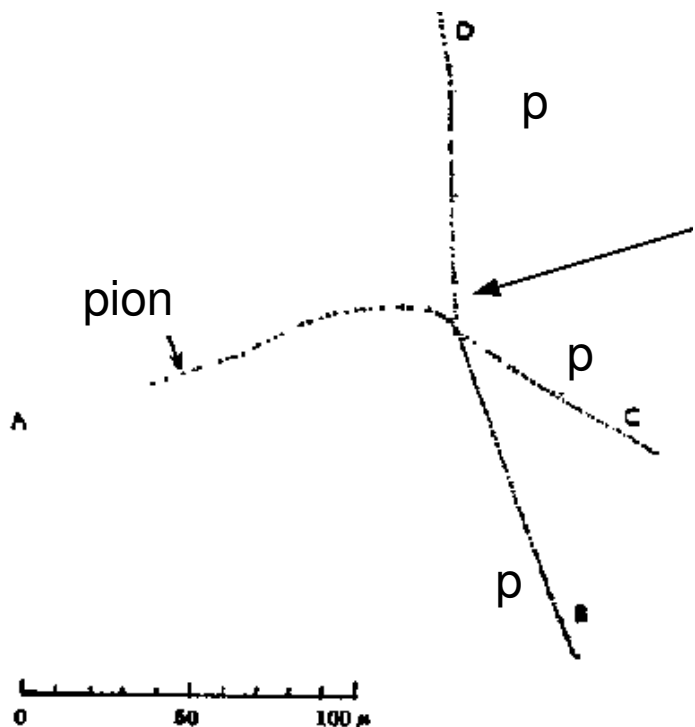
- $\hbar=6.6e-22$ MeV·s
- A közvetítő részecske tömege 100 MeV körüli kell hogy legyen!
- Az egy évvel később felfedezett müont hitték a megjósolt pionnak (amíg ki nem derült hogy másféle bomlásai vannak, és nem is vesz részt az erős kölcsönhatásban)

Fotoemulzió



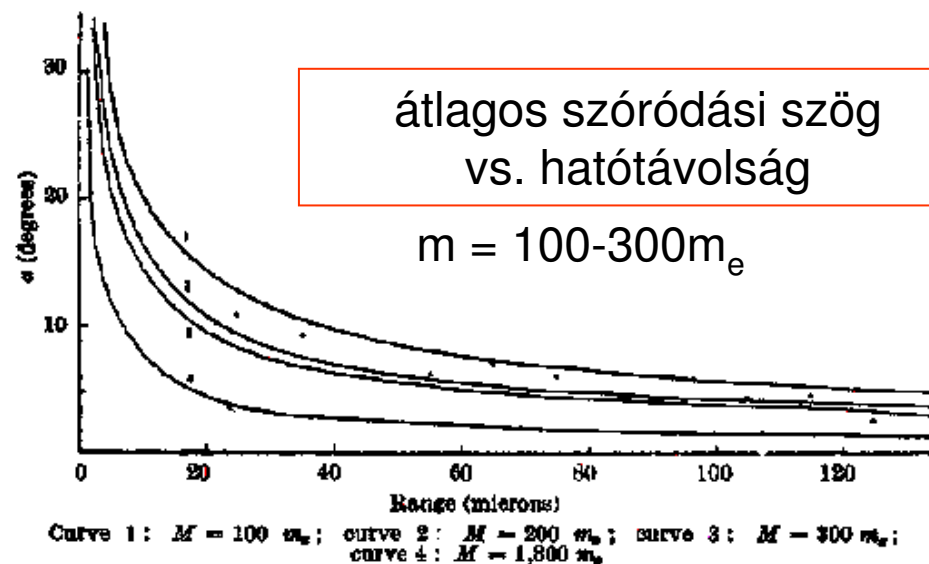
- Cecil Powell (Bristol)
- Emulzió: ezüsthálid zselatinban
- Ionizáló részecske → Ag szemcsék
- Szemcsék sűrűsége: ionizáció mértéke
- Fényképelőhívás
- Powell növelte az érzékenységet
- Az emulzió időben folytonosan érzékel

Az első megfigyelt pion



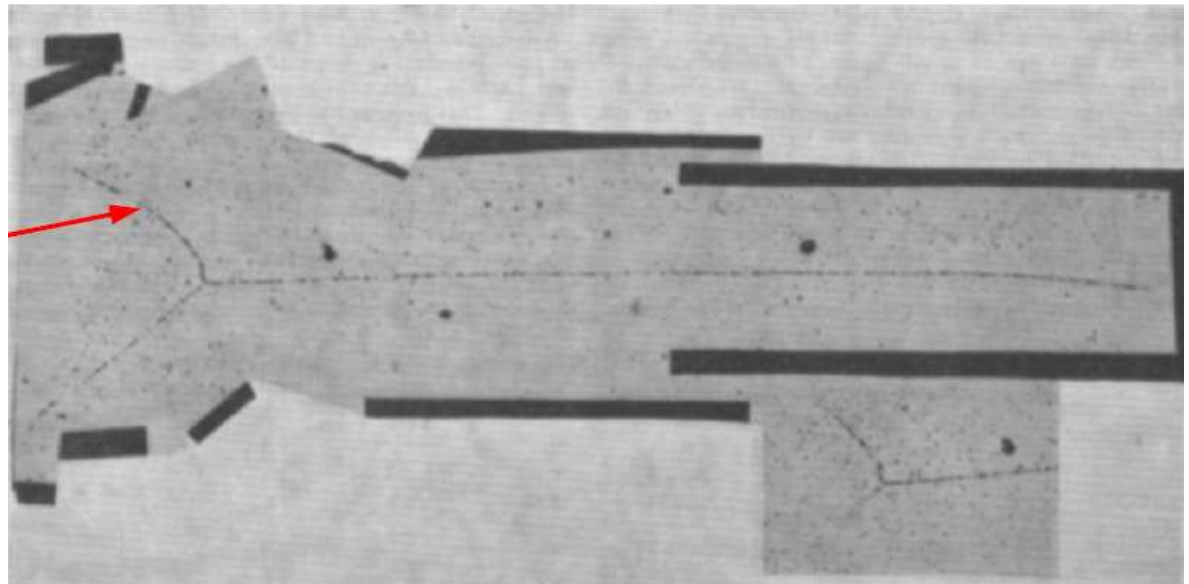
- Miért új részecske a bal oldali track?
- elektron nem lehet, túl messzire eljutott
 - müon nem lehet, túl sok nukleáris kh. fordult elő
 - proton nem lehet, túl sokszor szóródik

1947 Powell (Nobel-díj: 1950), Lattes
 fotoemulzió (Ag)
 hegytető
 kozmikus sugárzás

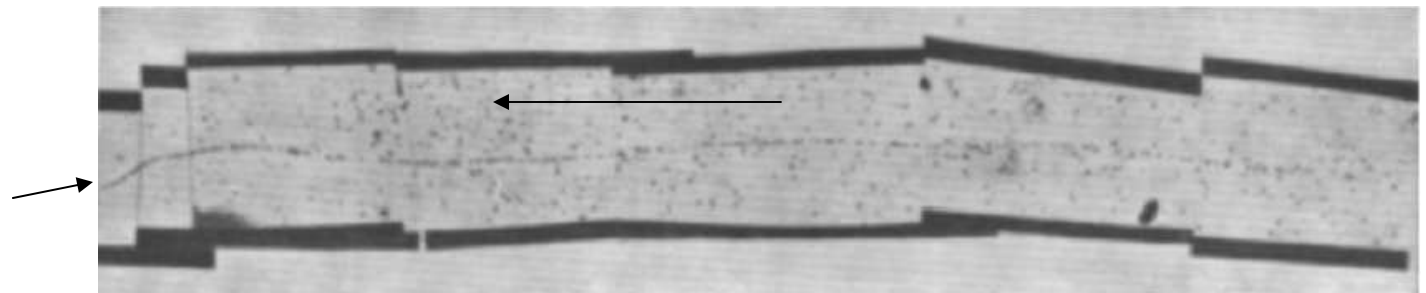


Pozitív és negatív pionok: π^+ , π^-

Negatív pion
Útja végén befogódik
egy atommagba

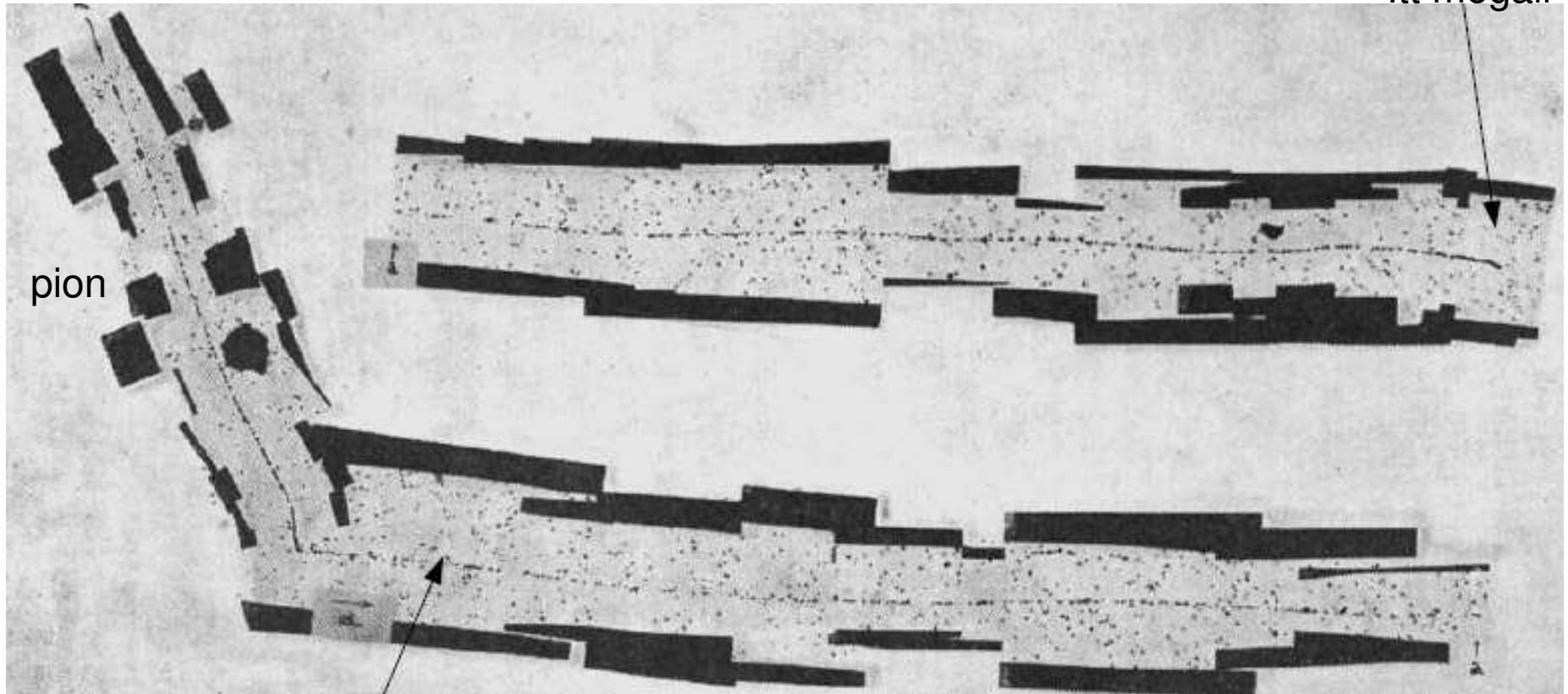


Pozitív pion
balra halad
majd megáll



Pion bomlása... mi a bomlástermék?

Itt megáll



100-300 m_e tömegűnek tűnik...

Müon! A pion egy müonra bomlott!

Pion bomlása

Event No.	Range in emulsion in microns of	
	Primary meson	Secondary meson
I	133	613
II	84	565
III	1040	621
IV	133	591
V	117	638
VI	49	595
VII	460	616
VIII	900	610
IX	239	666
X	256	697
XI	81	500

Mean range $614 \pm 8 \mu$. Straggling coefficient $\sqrt{\sum \Delta_i^2/n} = 4.3$ per cent, where $\Delta_i = R_i - \bar{R}$, R_i being the range of a secondary meson, and \bar{R} the mean value for n particles of this type.

- A müonok hatótávolsága mindig ugyanannyi!
- Tehát kezdeti mozgási energiájuk konstans
- Az álló pion bomlott el
- Ezért ez KÉTtest bomlás (nem pl. háromtest)

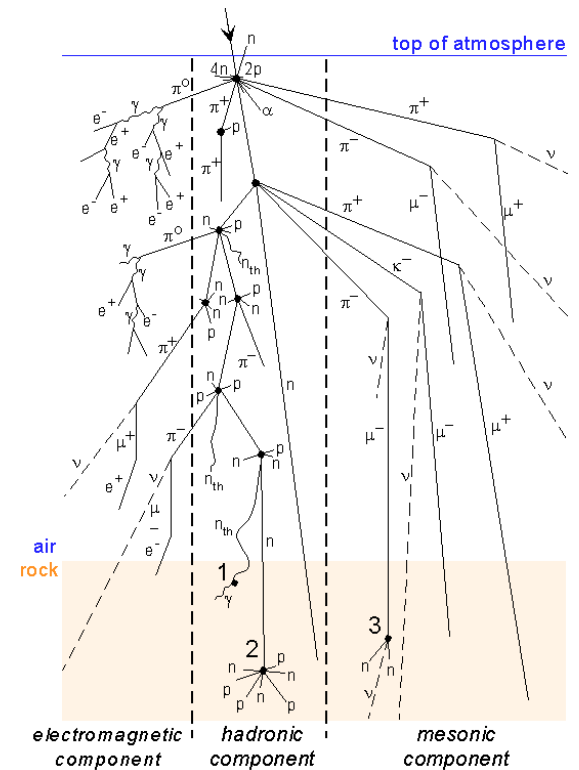
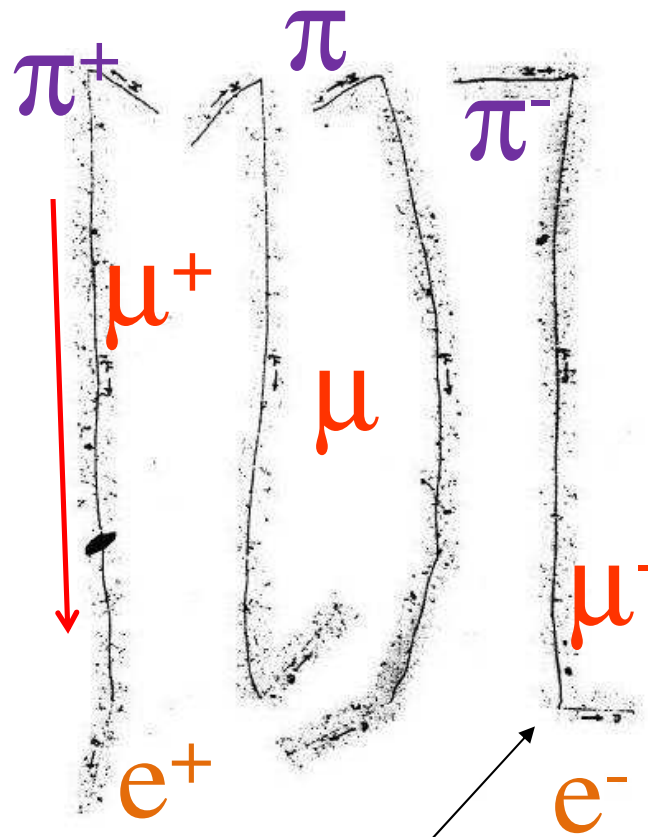
Modern elképzelés:



Pi-mezon (pion) bomlási lánc

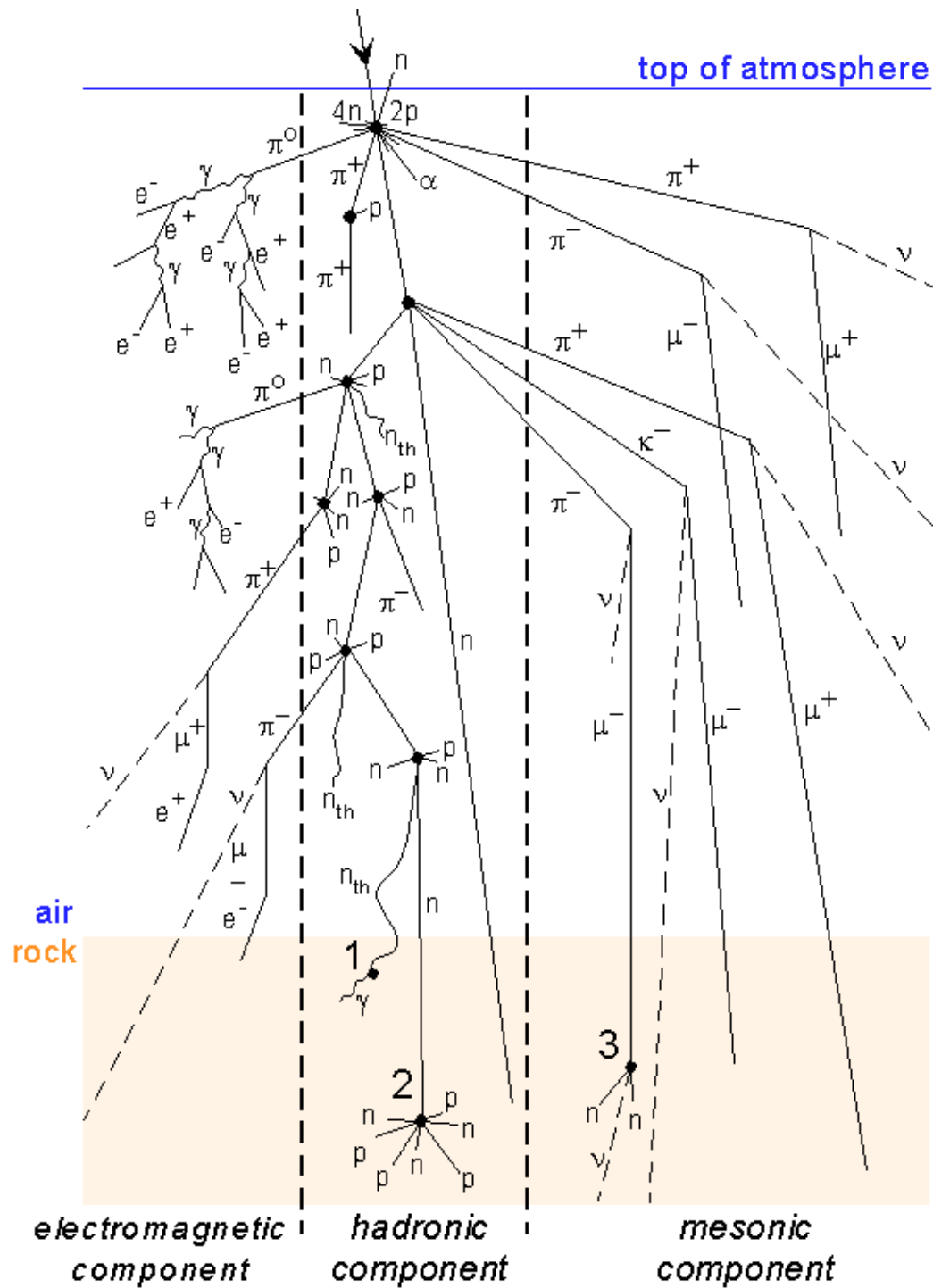
$mc^2 \approx 150 \text{ MeV}$

keletkezés:
 protonok ütközése
 atommagokkal.
 hamar elbomlik müonra,
 a pálya megtörik: láthatatlan vagy semleges
 részecskék is vannak!



Kozmikus sugárzás komponensei

- Elektromágneses
- Hadronikus
- Mezonikus



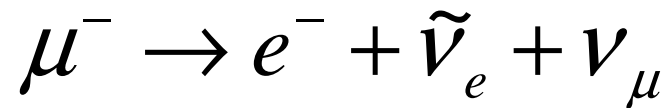
Leptonszám

Pi mezon bomlásakor az impulzusmegmaradás sérülni látszik: semleges részecske: ν_μ (műonneutrínó) keletkezik



A két neutrínó nem azonos:
leptonszám megmaradás törvénye

A műon is bomlik!



Elektronikus és műonikus leptonszám is van!

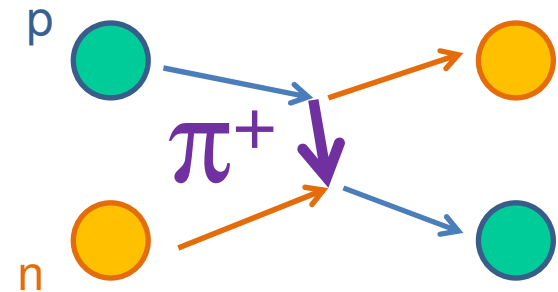
Pi-mezonok

A gyorsítóknak is könnyen elő lehet állítani, ha a felgyorsított proton energiája nagyobb 200 MeV-nél, 1948-ban ez elindult a Berkeley-i ciklotronban

Így felfedezték fel a pozitív és negatív töltésű pi-mezon mellett a **semleges** pi-mezont is (izospin: kell lennie egy semlegesnek is...)
Tömegük kb. egyforma (hasonlóan a neutron és a proton tömegéhez):
Töltöttek: 139.57 MeV, semleges: 134.98 MeV.
De hárman vannak, van π^0 mezon is! izospin=1, $T_z=-1,0,1$

Yukawa – magerők közvetítője,
a magerők közvetítő részecske modellje
(minden kölcsönhatásra alkalmas)

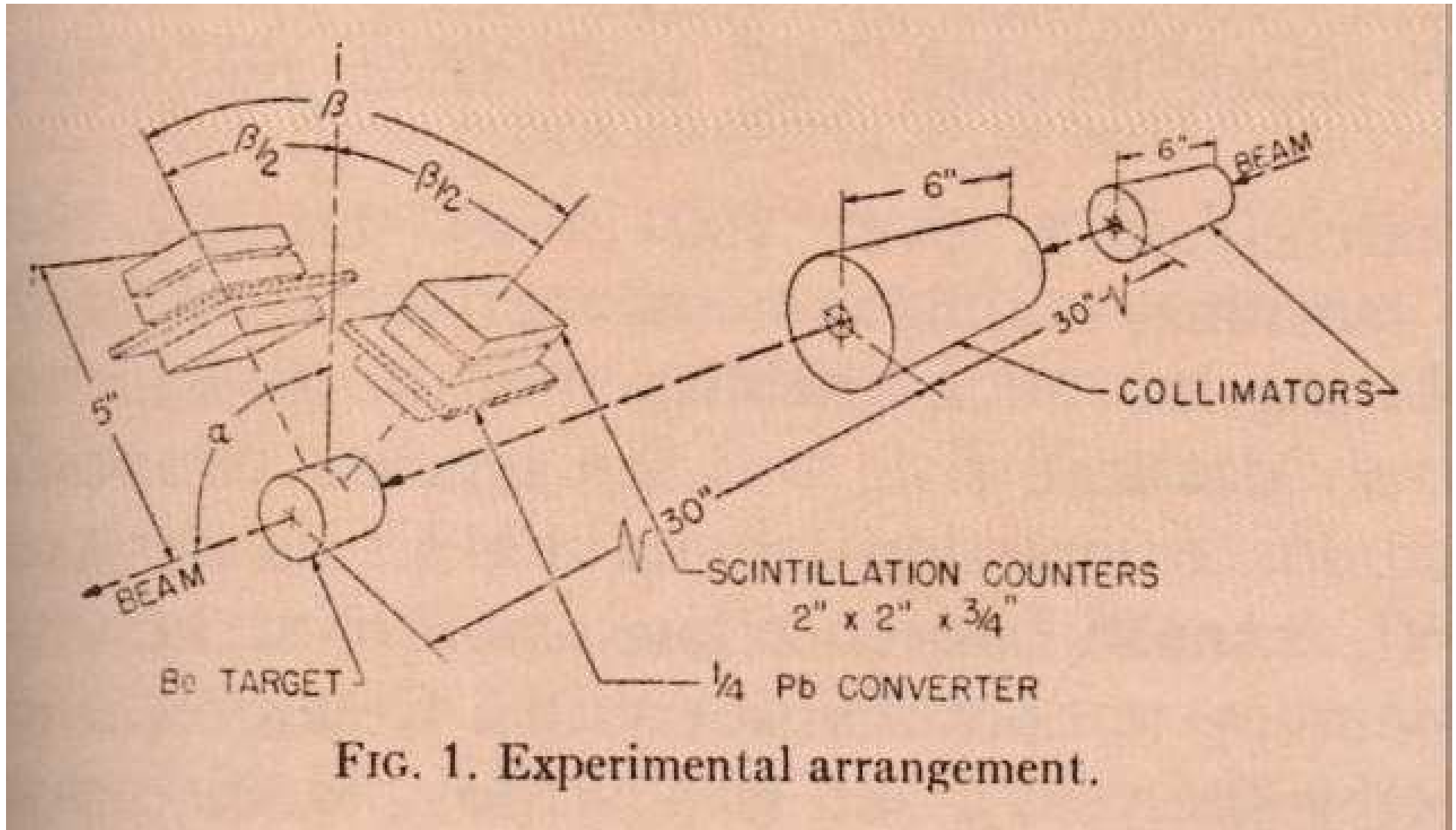
Hatótávolság a határozatlansági relációból:
 $d = ct = hc/\Delta E = hc/mc^2 = 1,3 \text{ fm}$
ha $mc^2 = 150 \text{ MeV}$



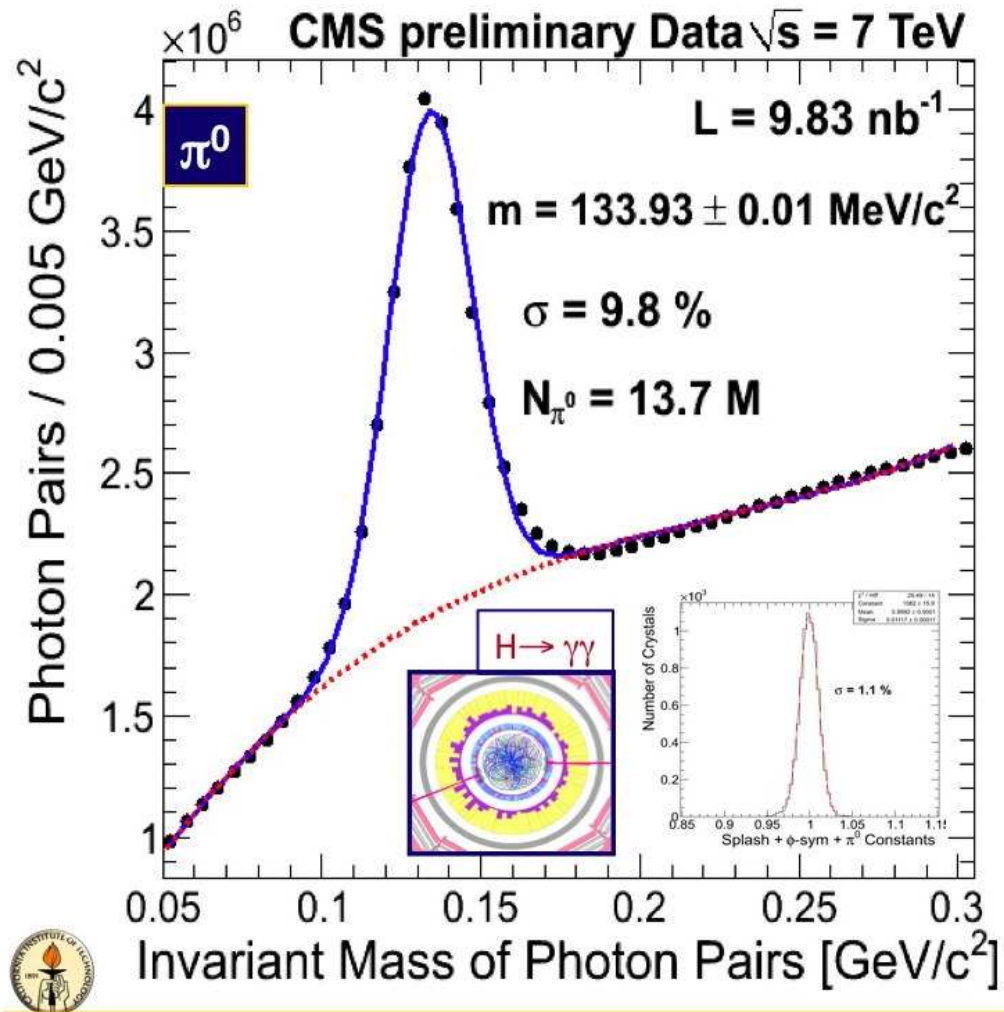
Semleges pion felfedezése: 1950

- Yukawa: a proton-proton vonzásért a semleges pion a felelős.
- 1948, Oppenheimer: Kozmikus sugárzás: „soft component”: lassú elektronok és fotonok is vannak, ezek a π^0 bomlásából származnak.
- 1949, Berkeley gyorsító: protonnyaláb céltárgyra ütközött, 175 MeV proton-energia esetén hirtelen megnőtt a fotonok által keltett elektron-pozitron párok száma.
- 1950: Berkeley, kétfotonos bomlásának megfigyelése (felfedezés) részecskegyorsítóban: elektron-szinkrotronból származó röntgensugárzás céltárgyon pionokat keltett, amelyek két fotonra bomlottak: ezeket koincidenciaméréssel találták meg. Az első instabil részecske gyorsítós felfedezése.
- Később kozmikus sugárzásban is megfigyelték (Bristol)

A semleges pion felfedezése, Steinberger, 1950



A semleges pion „újráfelfedezése” az LHC-ben, 2010



V-részecskék 1.

felfedezés: 1946, Rochester, Butler

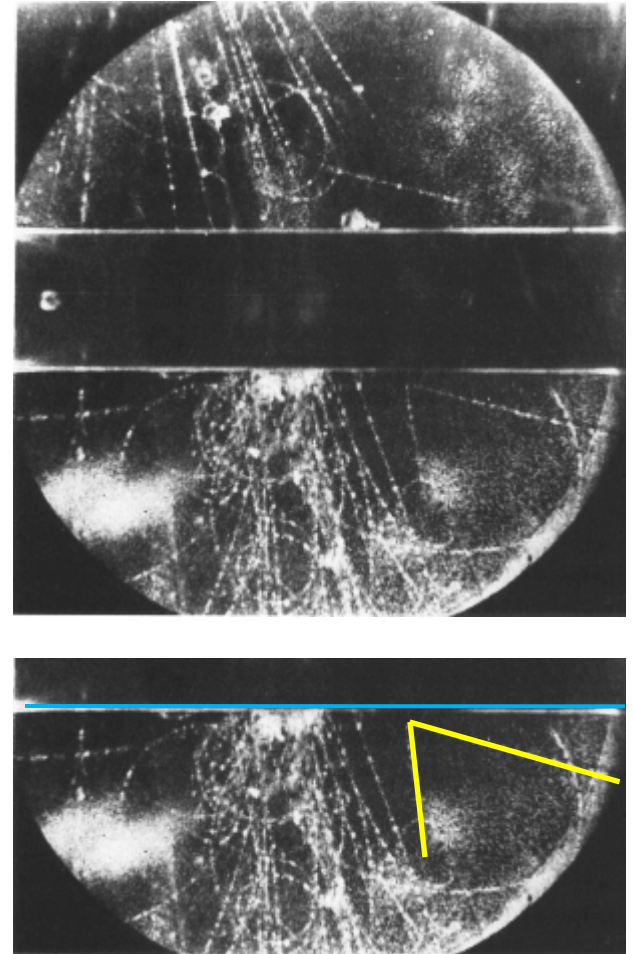
ezen a képen egy semleges részecske bomlásakor két töltött részecske (töltött pionok) nyoma villa alakot (sárga) rajzol ki

A semleges részecske a kozmikus sugárzás hatására az elnyelő ólomban keletkezett. A villa alak miatt ezt V-részecskének hívjuk.

Gondos vizsgálat kimutatta, hogy nem lehet e^-e^+ pár (közelebb kéne lenniük!), nem lehet pion- vagy müonbomlás (lendület megmaradás), hanem egy új semleges részecske, tömege a pionénál nagyobb (kb. fél protontömeg), neve kaon lett.

2x2 hasonló tömegű részecskét fedeztek fel.

forrás: <http://hep.uchicago.edu/workshops/kaon99/>



A képek analízise

Mekkora tömegű részecske volt a „villa nyele”?

$r=mv/qB$ alapján a töltött részecskék p -a meghatározható (p_1, p_2)
A laborrendszerben az energia és az impulzus megmarad:

$$\sqrt{p^2 c^2 + m_V^2 c^4} = \sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + \sqrt{p_2^2 c^2 + m_2^2 c^4} = E_1 + E_2$$

$$\underline{p} = \underline{p}_1 + \underline{p}_2$$

ebből m_V -t ki lehet számolni. $m_V c^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - p^2 c^2}$

$m_V c^2 \approx 500$ MeV. A protonnál könnyebb új semleges részecske.
(K^0 lesz a neve, semleges kaon.)

bomlása: $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

A V-részecske élettartamáról

A V-részecskék néhány cm-t tesznek meg a buborékkamrákban.

$$t=L/v>L/c=3 \text{ cm}/(30\text{cm/ns})=0,1 \text{ ns}=10^{-10} \text{ s}$$

Ez 10^{13} -szor több mint a magfizikai folyamatok tipikus időtartama.

Nagyon hosszú idő. 10^{13} s pl. 0,3 millió év.

Hosszú élettartamú részecskék. Valami miatt ezek a részecskék nem bomlanak el úgy, mint a többi részecske.

Ezt a tapasztalatot, a gyors reakciók hiányát megmaradási törvénnyel rögzítjük. Nem vasszigorú megmaradás.

Sokáig „próbál” megmaradni a mennyiség,
de aztán mégis megváltozik, kis valószínűséggel. Ez a mennyiség a:

Ritkaság (A. Pais, Murray Gell-Mann, K. Nishijima), angolul *strangeness*.

Hosszú élettartamú részecskékhez ritkaság-számot rendelünk.

A ritkaság-megmaradás gátolja ezek bomlását.

Aminek a bomlásterméke is ritka, annak a ritkasága $s = 2$.

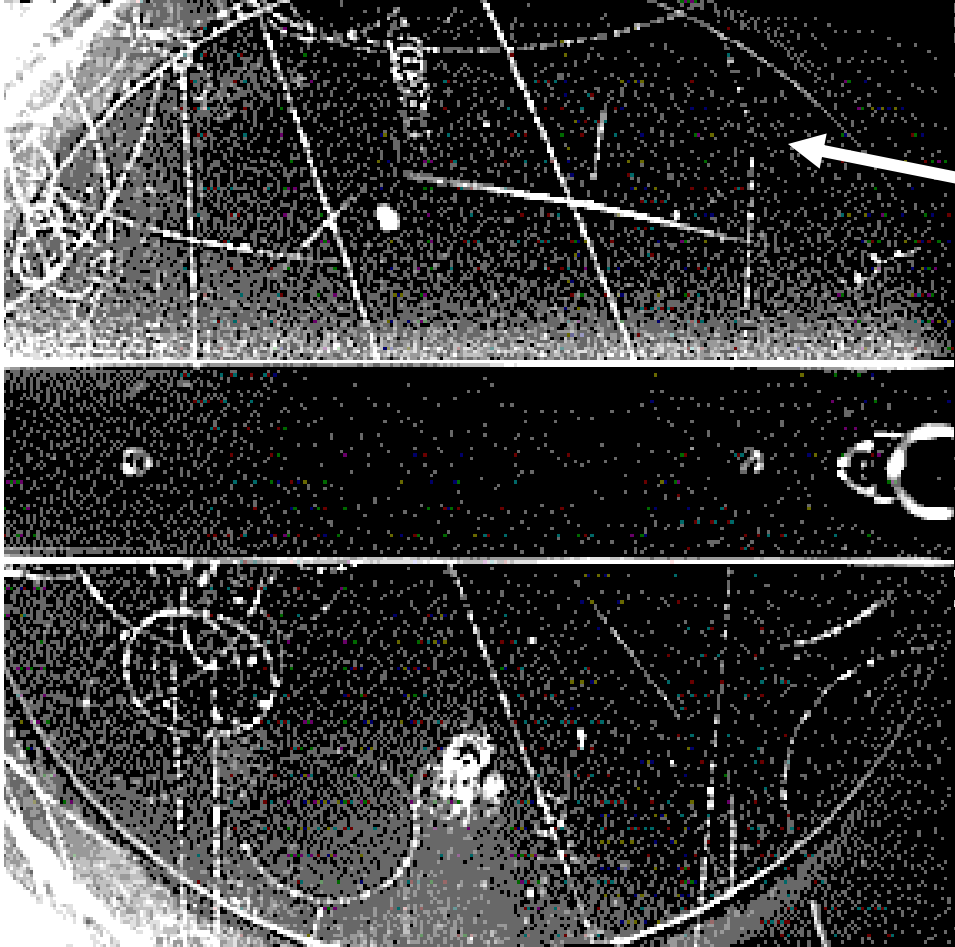
(Többször -1, -2 ritkaság is előfordulhat.)

Kaon

K^0

- *ritka* részecske (nem hétköznapi értelemben). Angolul: *strange*.
- tömege kb. 500 MeV
- élettartama 10^{-10} s körül van
- *ritkaság* kvantumszám $s = 1$
- két pionra bomlik
- (lesz majd három testvére,
két „mostoha” és egy „édes”)

Töltött kaon



- Müonra és neutrínóra bomlik.
- A bomlási pont egy töréspont, *kink*
- A müon áthalad a kamrán
- A neutrínó láthatatlan, csak az impulzus-mérleg árulja el.
- Ma is mérnek így, a *törés* alapján kaonokat (pl. NA49, CERN, 1994)

Antiproton felfedezése

Dirac megjósolta (1933)

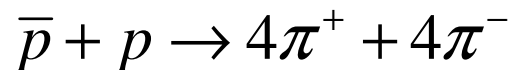
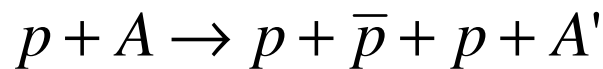
1955 Segrè, Chamberlain (Nobel-díj: 1959)

Berkeley, ciklotron gyorsító

Bevatron, 6.5 GeV (kb. ennyi kell legalább)

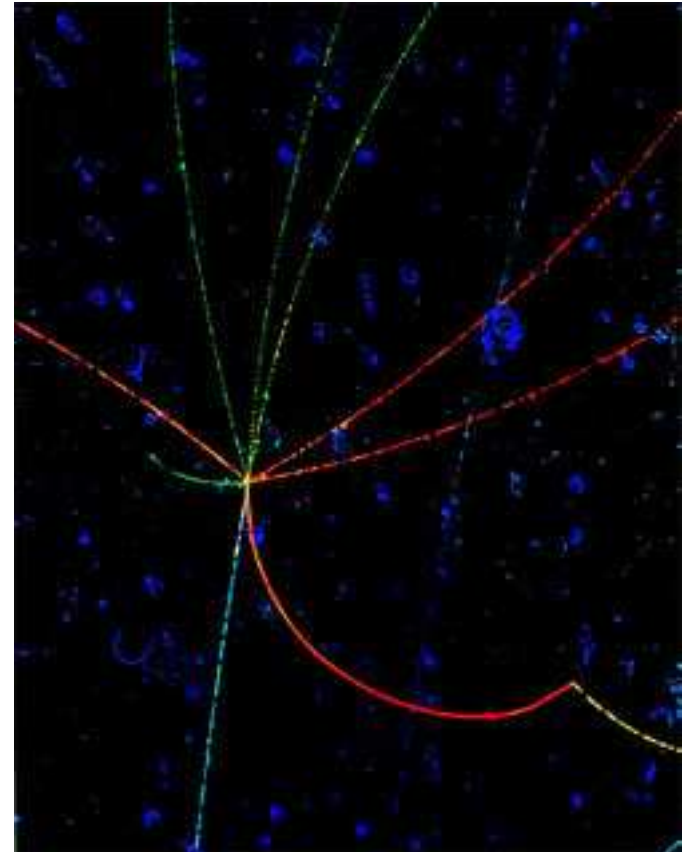
Protonok réztömbre irányítva

Antiprotonokat kiválogatták a keletkezett részecskékből: impulzusméréssel (kvadrupólmágnesek, kollimátorok), valamint sebességméréssel (szcintillátorok 12 m távolságban, Cserenkov-detektorokkal), elkülönülnek a pionoktól.



Annihilációs csillag
(Wilson-kamra)

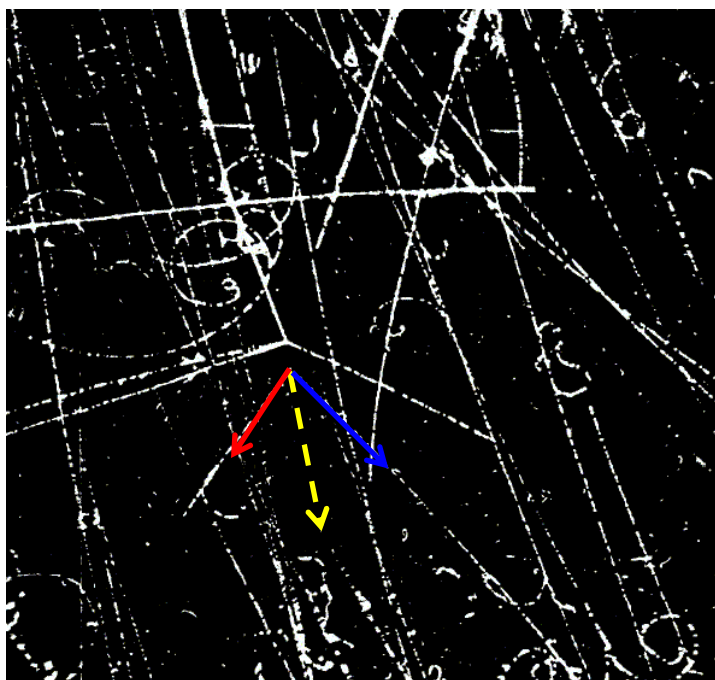
zöld: π^+
piros: π^-
sárga: μ^-



antiproton

Antiproton annihiláció V_2

$\bar{p}p$ ütközés

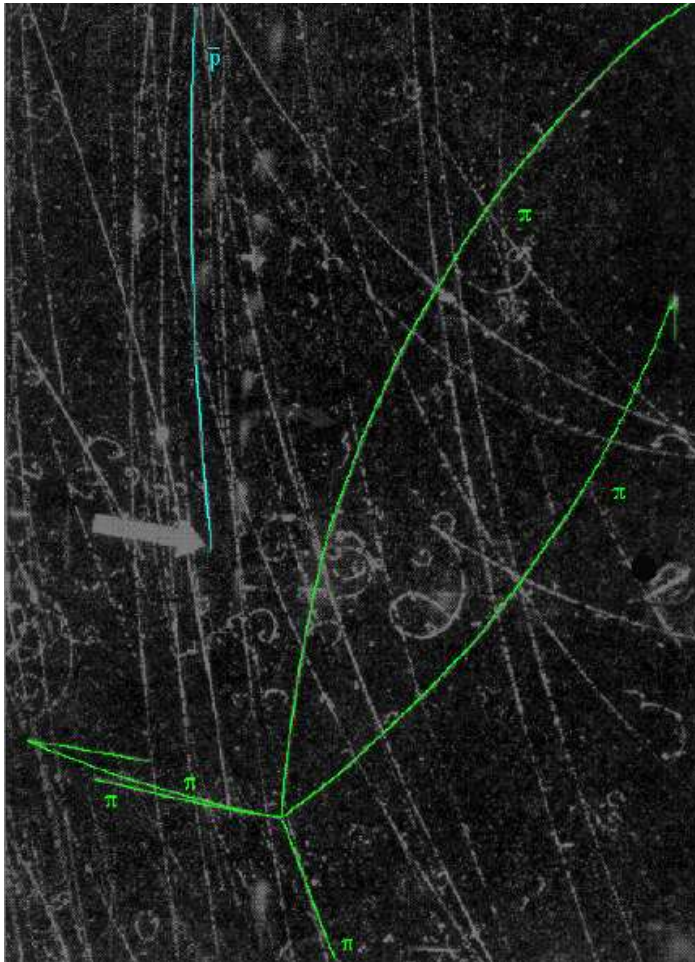


egy semleges részecske is keletkezhet!

majd elbomlik két V-alakban menő – töltött részecskére

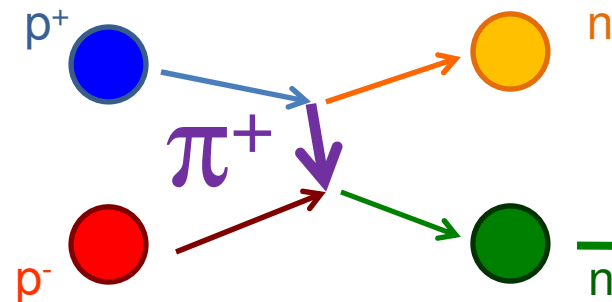
Antineutron felfedezése

$\bar{n}n$ ütközés



töltéscsere $\bar{p} \rightarrow \bar{n}$,
pionok keletkeznek

Antiproton nyalábbal, szintén Berkeley-ben.
töltéscsere, szóródás: kiválogatható az
antiproton-annihilációk közül
(kicsi energialeadás) (nyíl a képen).
Utána az antineutron-neutron annihiláció
töltött részecskéket eredményez („csillag”)



neutron annihiláció:
4 új részecske 2 + és 2 – görbületű

Történeti lépések áttekintése

- 1895 Röntgen szivattyú
- 1896 Becquerel véletlen
- 1897 Thomson katódsugárcső
- 1898 Curie-házaspár kémia
- 1911 Rutherford alfa-forrás
- 1917 Blackett ködkamra
- 1932 Chadwick alfa-forrás
- 1933 Anderson ködkamra, kozmikus sugárzás
- 1947 Powell, Lattes fotoemulzió, kozmikus sugárzás
- 1947 Rochester, Butler V-részecskék
- 1955 Segre, Chamberlain gyorsító – Bevatron

V-részecskék 3.

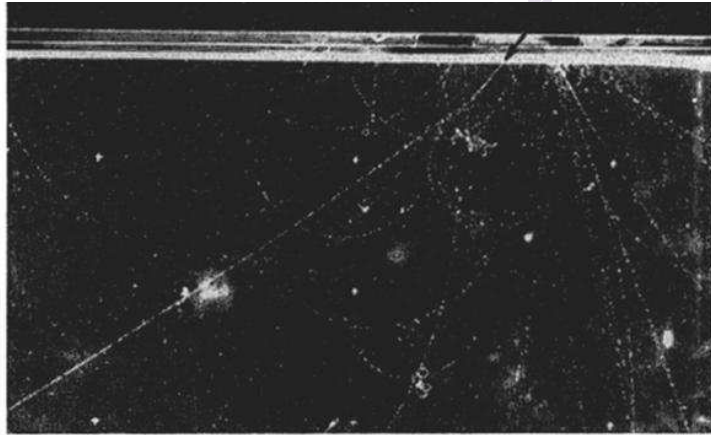
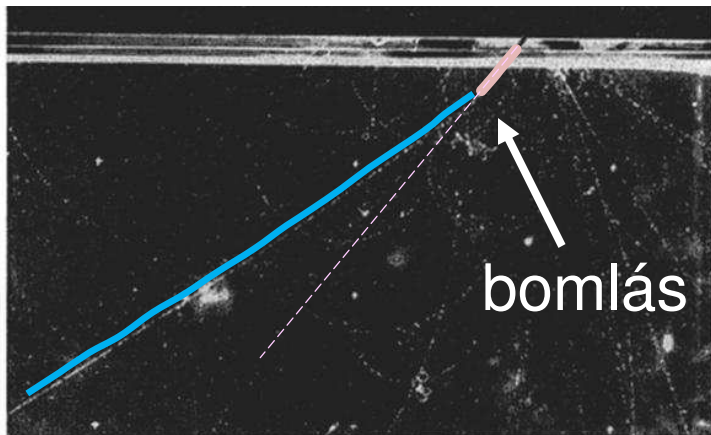


FIG. 1. Cloud-chamber photograph showing a charged V particle originating in an interaction in the lead plate and decaying into a heavy secondary particle. The V particle travels diagonally downward toward the left from the interaction and decays after having traversed only a short distance in the chamber. The heavy secondary particle proceeds almost in the same direction as the V particle. Both the primary and secondary particles are heavily ionizing.



töltött V-részecske

bomlásakor erősen ionizáló részecske keletkezik (proton), a villa másik oldala nem ionizál (nem látható).

A fő tapasztalat az oldalirányú impulzus, amit a villa középpontjában szerez a proton.

Innen látszik, hogy valami elvitt impulzust a másik irányban (π^0).

$V^+ \rightarrow p + \pi^0$, (neve Σ^+ hiperon lesz.)

(A szerzők kizárták a bomlás nélküli szóródás esetét a megváltozott ionizálóképesség alapján.)

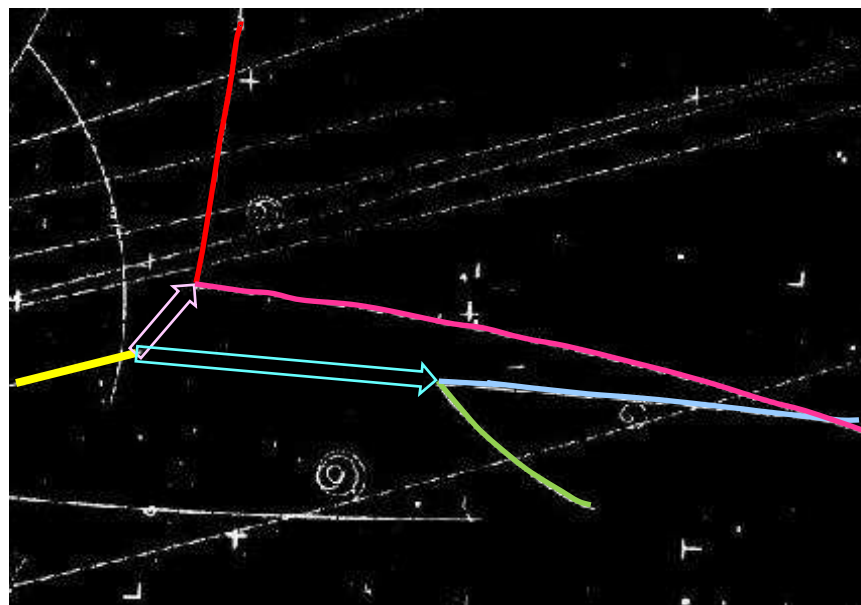
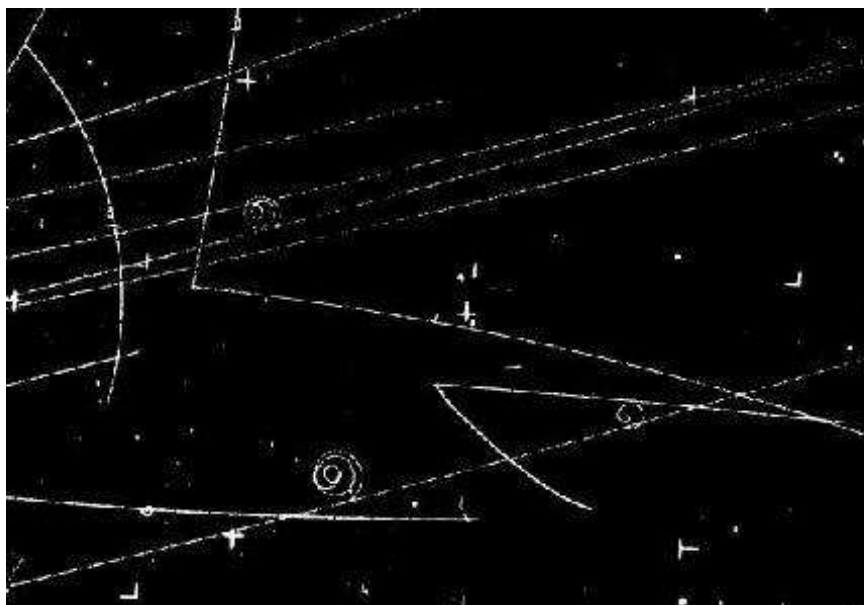
ritkaság $s(\Sigma^+) = -1$

Phys. Rev. 90, 167 (1953)

Direct Experimental Evidence for the Existence of a Heavy Positive V Particle

C. M. York, R. B. Leighton, and E. K. Bjornerud

V-részecskék 4.



Új technológia: pionok nyalábja.

A gyorsítóban keletkezett másodlagos pionnyaláb esik buborékkamrára.

π^- + álló proton ütközésben keletkezett két semleges V-részecske (nyilak).

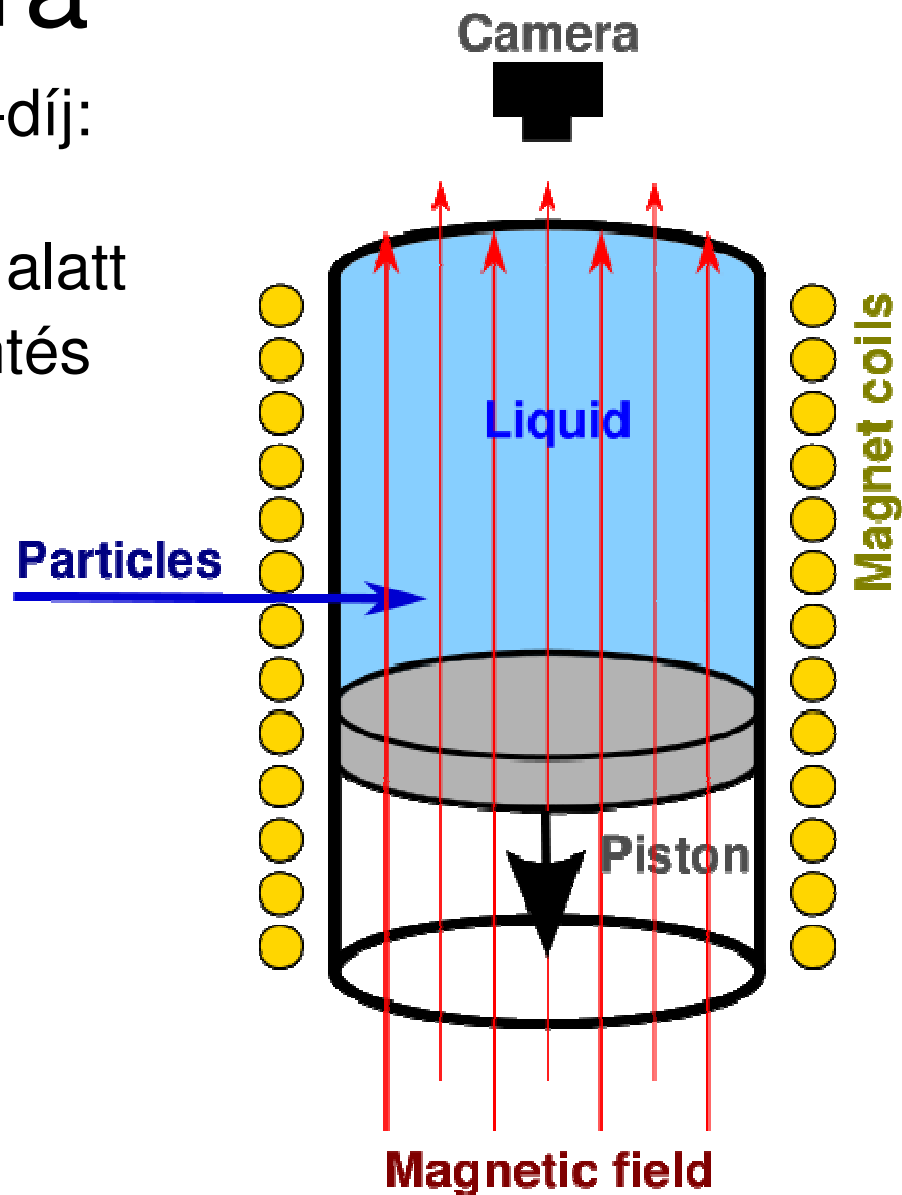
A felső két pionra bomlik (mint korábban), az alsó lendületének nagy részét a kék részecske viszi el (proton), a kis részét az elektronokkal egy irányba tekeredő kisebb energiájú negatív részecske: π^- . Az alsó részecske a protonnál nehezebb semleges részecske. (lambda-0 lett a neve: Λ^0).

$s(\Lambda^0) = -1$. Tovább repült, mint a kaon, mielőtt elbomlott.

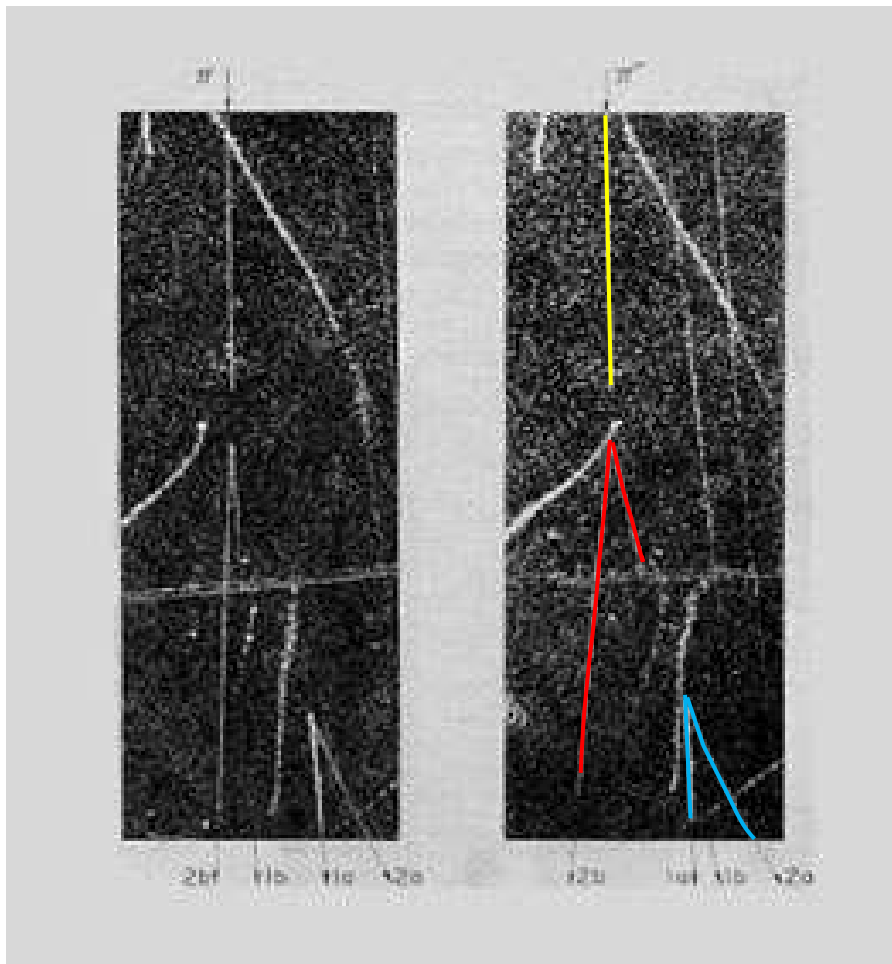


Buborékkamra

- Donald Glaser, 1952 (Nobel-díj: 1960)
- Folyadék, kicsit a forráspont alatt
- Dugattyúval nyomáscsökkentés
- Forráspont fölé kerül
- Részecskék ionizálnak, körülöttük buborékok keletkeznek
- Pár μm felbontás
- Előnye a mai napig: 100% detektálási hatásfok
- Hátrány: lassú, kicsi a mai energiákon

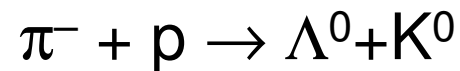


V-részecskék 5.



Ugyanez diffúziós ködkamrában
(korábbi technika)

Brookhaven-i gyorsító
1,5 GeV es pionok



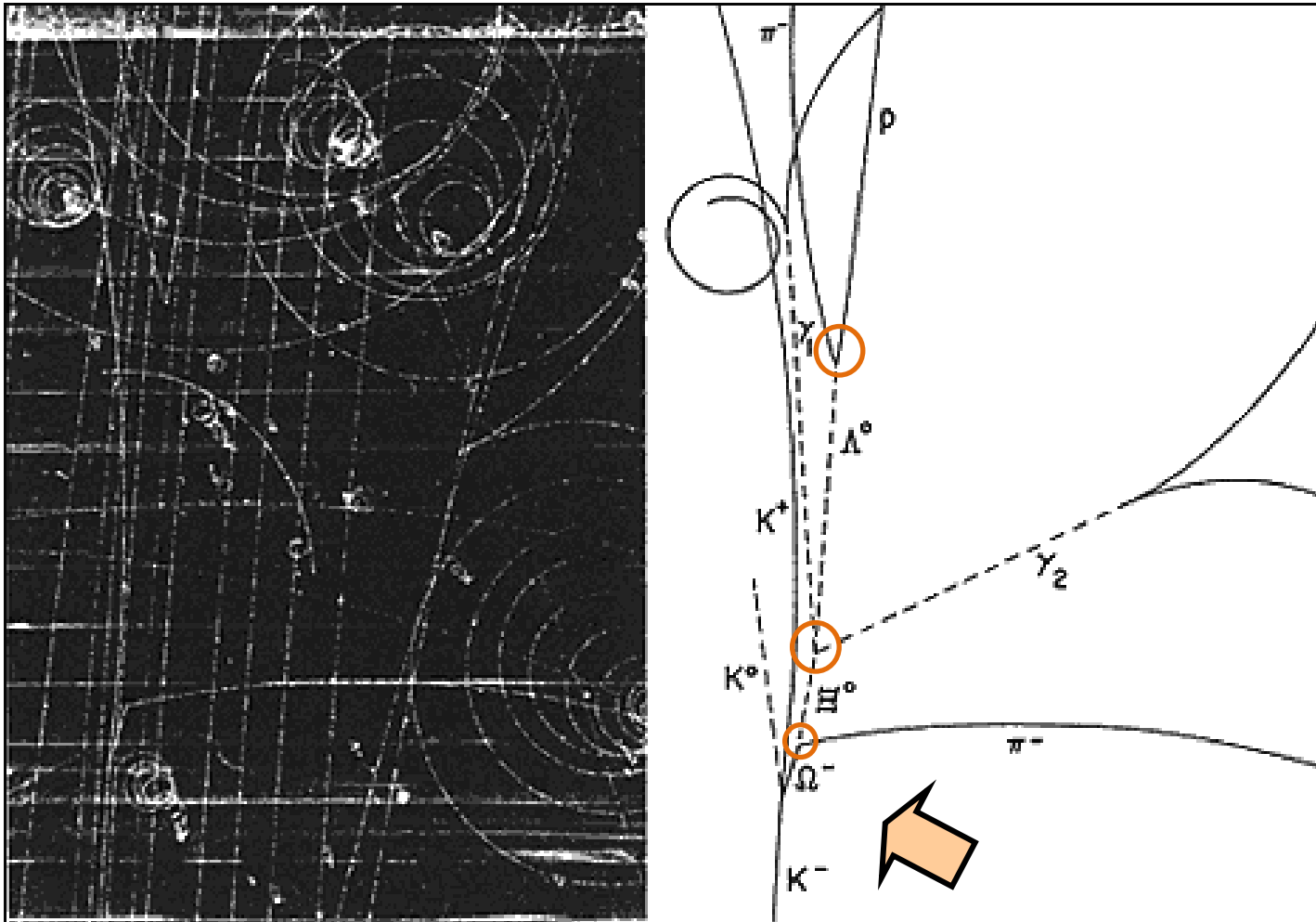
Λ^0 láthatatlan nyoma megint hosszabb,
mint a K^0 -é.

keletkezéskor

a ritkaság megmarad $s(\Lambda^0) = -1$

De bomláskor nem marad meg!

Az Ω^- részecske, 1964



Nicholas Samios

Brookhaven
National
Laboratory

Kaonok nyalábja! Ez a részecskét előtte megjósolták, ld. később...
A második bomlásterméke is ritka, ... \rightarrow ritkaság $s = -3$!!!

A reakció leírása



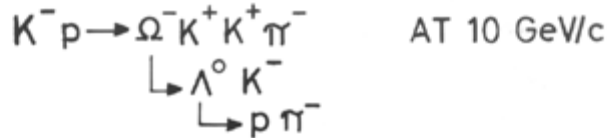
keletkezéskor ritkaság megmarad:

csak úgy lehet, hogy $s(K^-) = -1$, $s(K^+) = +1$

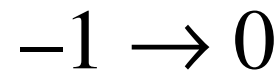
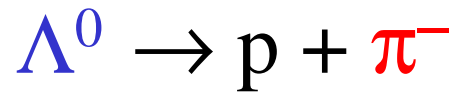
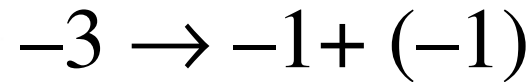
Ez egy különleges, -3 ritkaságú részecske

Ma is vizsgálják, pl. CERN: CMS, NA49

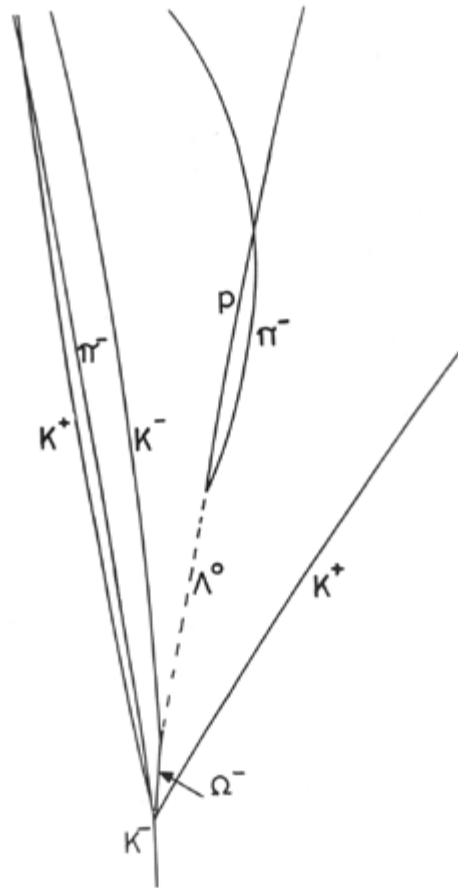
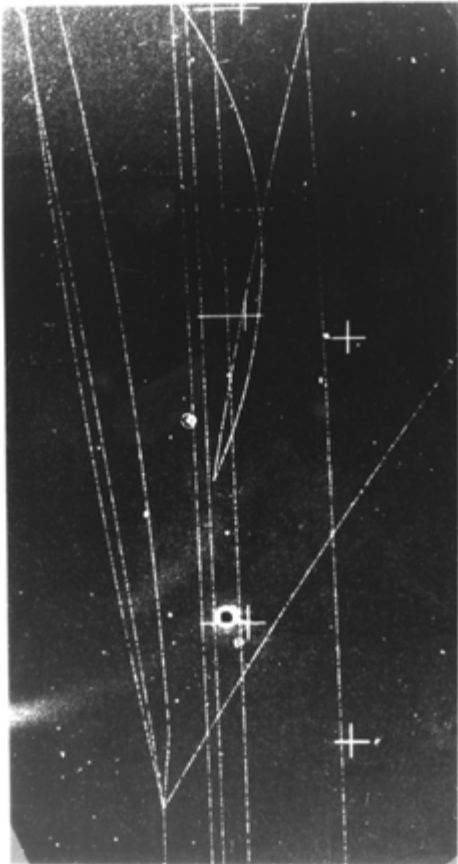
Omega részecske másfajta keletkezése



AT 10 GeV/c

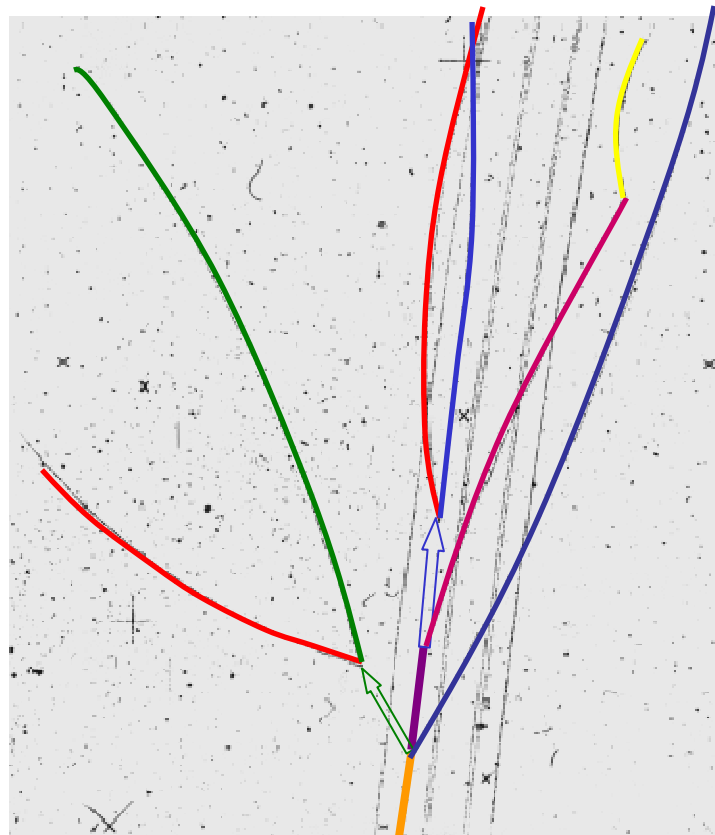
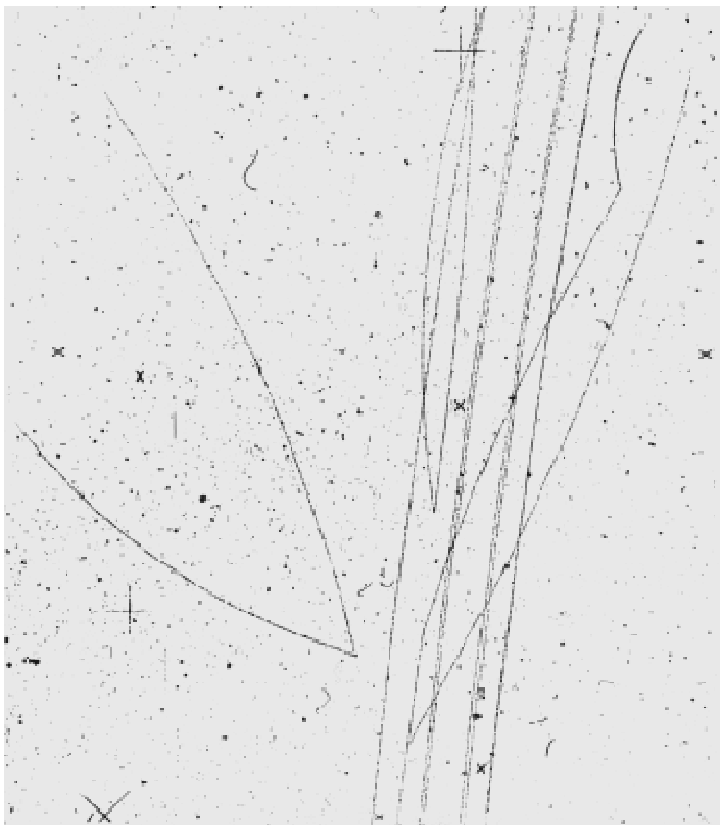


- keletkezéskor ritkaság megmarad
- bomláskor 1-gyel változik



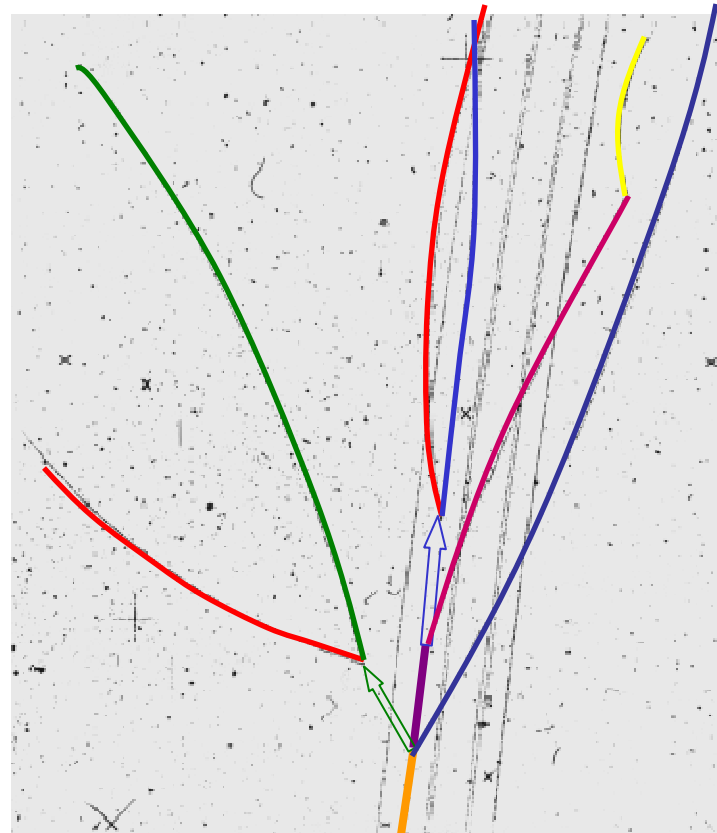
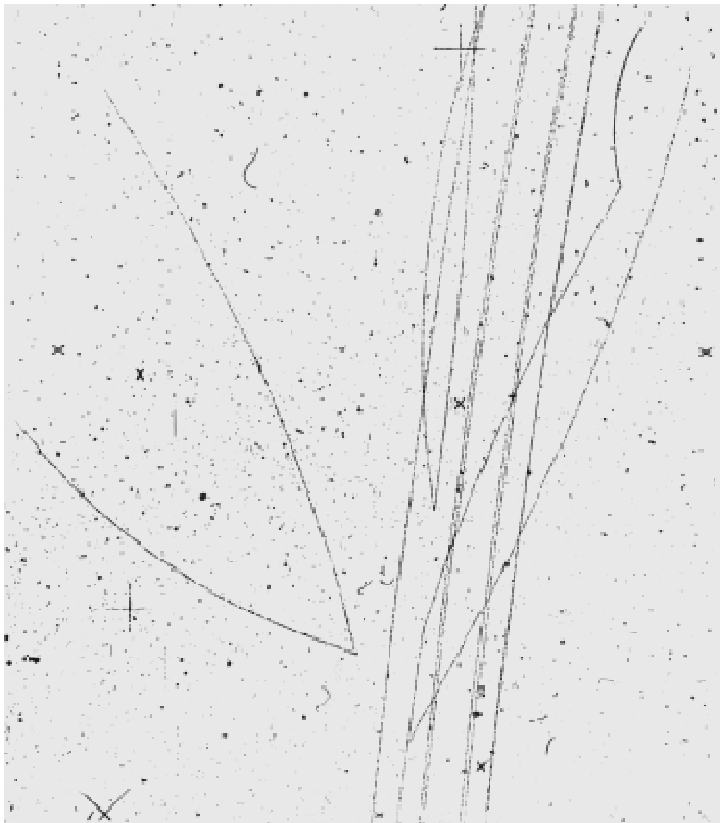
Omega részecske 3.

Milyen reakció ez?



Omega részecske 3.

Milyen reakció ez? $K^- + p^+ \rightarrow K^0 + K^+ + \Omega^-$
 $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$



Új részecskék

- K^0, \bar{K}^0, K^+, K^- ± 1 kb. 500 MeV
- Λ^0 -1 kb. 1116 MeV
- $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ -1 kb. 1190 MeV
- Ξ^-, Ξ^0 -2 kb. 1320 MeV
- Ω^- -3 kb. 1672 MeV

Kvarkok, elemi részecskék, köölcsönhatások

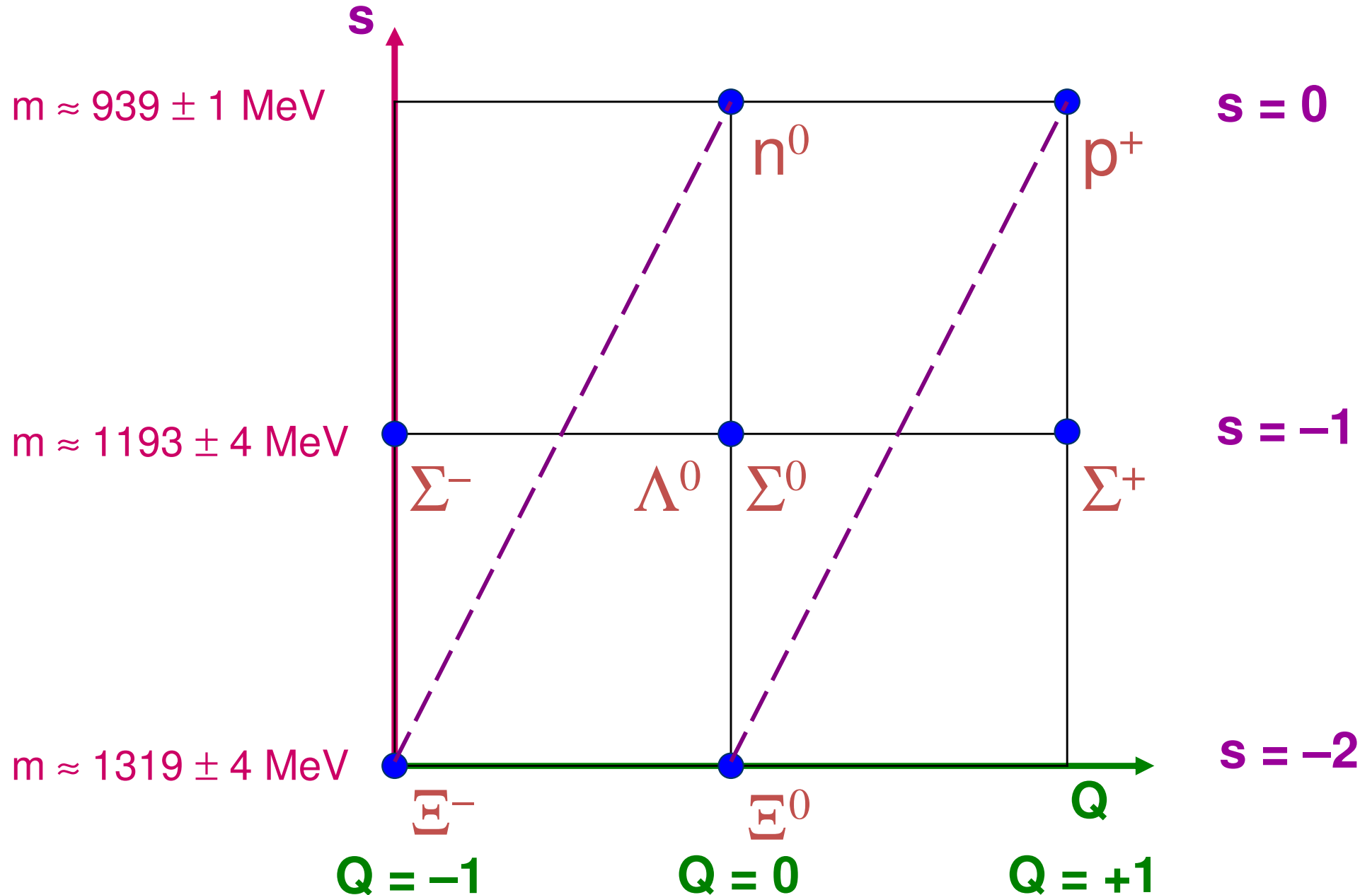
Atommag és részecskefizika

4. előadás 2011. március 8.

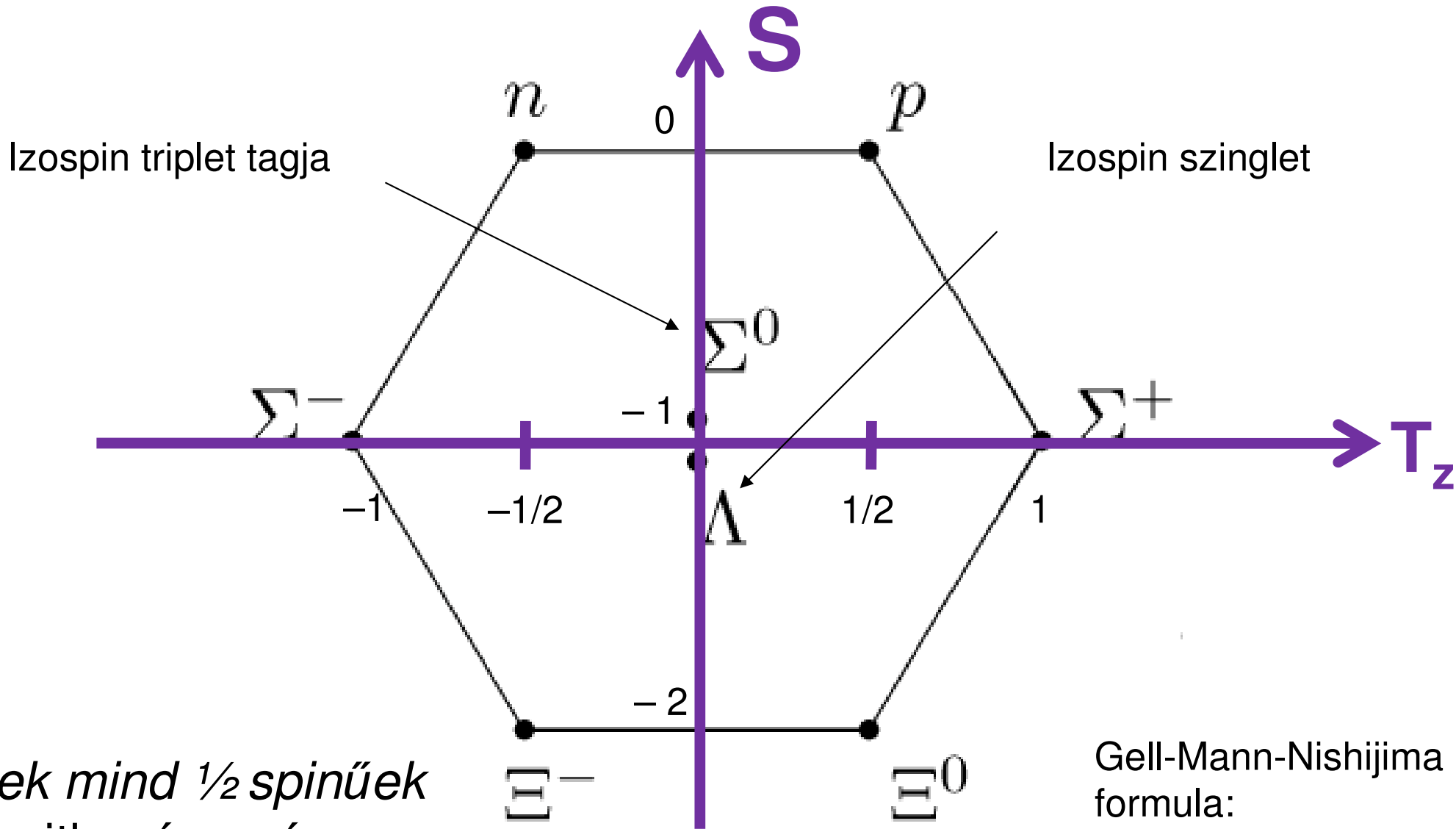
Új részecskék

- K^0, \bar{K}^0, K^+, K^- ± 1 kb. 500 MeV
- Λ^0 -1 kb. 1116 MeV
- $\Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0$ -1 kb. 1190 MeV
- Ξ^-, Ξ^0 -2 kb. 1320 MeV
- Ω^- -3 kb. 1672 MeV

A nehezebb részecskék osztályozása



A nehezebb részecskék (barionok) osztályozása



Ezek mind $1/2$ spinűek

S = ritkaság-szám

T_z = izospin harmadik komponense

Gell-Mann-Nishijima formula:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S).$$

Gell-Mann – Nishijima formula

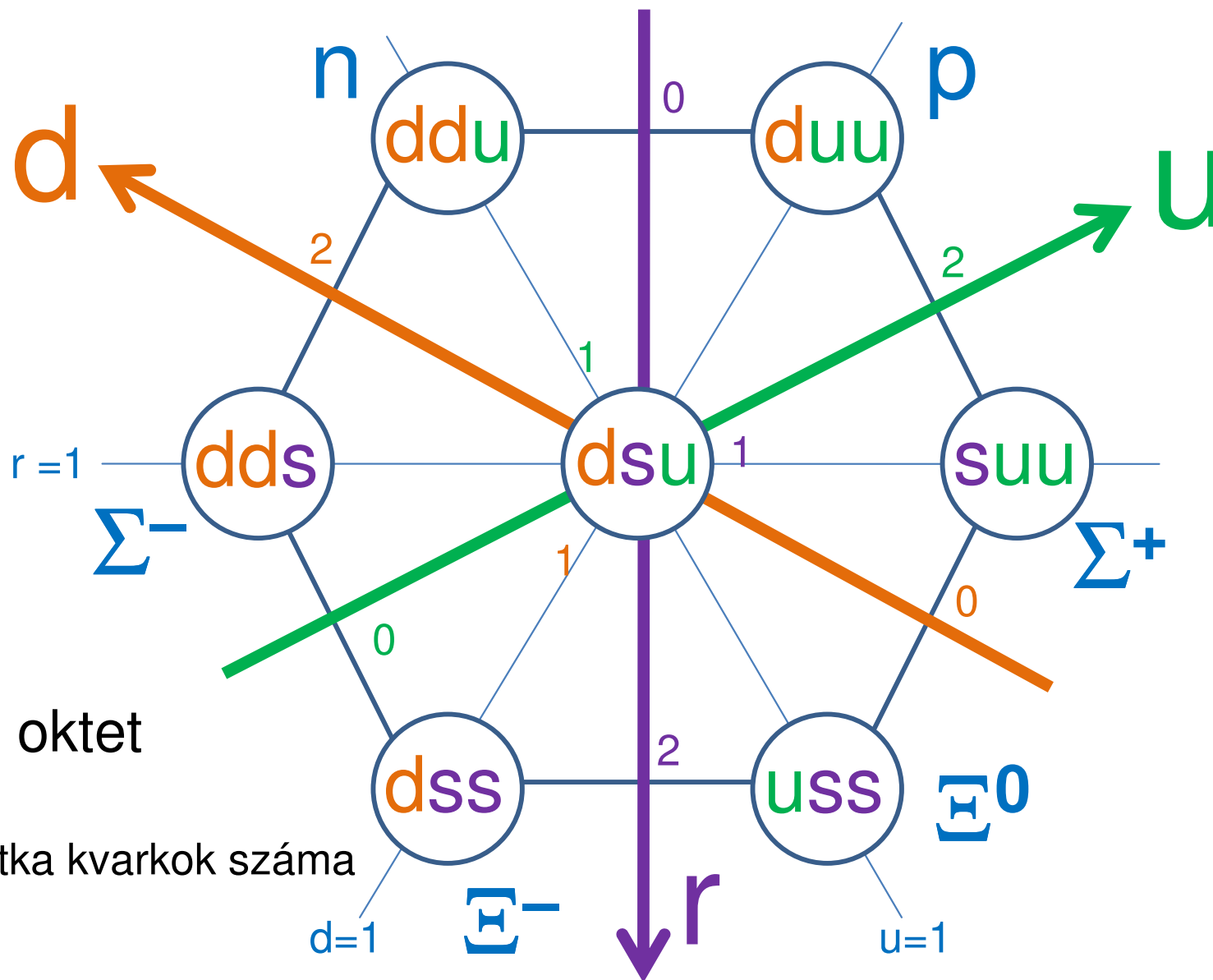
$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S).$$

- Q: elektromos töltés
- I_3 : izospin harmadik komponense
- S: ritkaság
- B: barionszám (három kvarkból álló részecskék)
- $Y=B+S$ neve: hipertöltés

$$B = \frac{1}{3} (n_q - n_{\bar{q}}),$$

Kvark-gondolat

A részecskék kirakhatók három kvarkból: u,d,s



A kvark-gondolat

Van valami szabályosság! (Gell-Mann, Ne'eman, Nishijima)
Építőkövek ritkasága és izospin harmadik komponense alapján előállítható ez a hatszög szerkezet. (Nobel-díj: 1969).

Igazából: csoportelméleti probléma.

Három építőkö van:

- ritka építőkö, **jele s (strange)**,
r=ritka építőkö száma, $r=-s$, ahol s a korábban definiált ritkaság-szám
- nem ritka építőkö, de T_z -je $1/2$, **jele u (up)**
- nem ritka építőkö, de T_z -je $-1/2$, **jele d (down)**

A nehéz részecskéket 3, a közepeseket 2 ilyenből rakjuk össze

S és T_z összeadó mennyiségek, a bemutatott összeállítás mellett minden, eddig kísérletben tapasztalt S és T_z kijön.

A mezon neve		kvarkok	Tömeg (GeV/c ²)	átlagos élettartam	elektromos töltés (e)
pozitív pion	π^+	$\bar{d}u$	0,139	$2,6 \cdot 10^{-8} \text{s}$	+ 1
negatív pion	π^-	$d\bar{u}$			- 1
semleges pion	π^0	$\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	0,135	$8,3 \cdot 10^{-17} \text{s}$	0
pozitív kaon	K^+	$u\bar{s}$	0,494	$1,2 \cdot 10^{-8} \text{s}$	+ 1
negatív kaon	K^-	$\bar{u}s$			- 1
semleges kaon	K^0	$d\bar{s}$	0,498	$5,2 \cdot 10^{-8} \text{s}$ és $8,9 \cdot 10^{-11} \text{s}$	0
anti-kaon	\bar{K}^0	$s\bar{d}$			0
J-pszí	J/Ψ	$c\bar{c}$	3,097	$0,8 \cdot 10^{-20} \text{s}$	0
üpszilon	Y	$b\bar{b}$	9,460	$1,3 \cdot 10^{-20} \text{s}$	0
eta-null	η^0	$\frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}$	0,547	10^{-22}s	0

Kvarkok kvantumszámjai

elektromos töltés $Q(u)=x$, $Q(d)=y$

$$Q(\text{proton})=1=2x+y, \quad Q(\text{neutron})=0=x+2y$$

$$Q(p-2n)=1-2 \times 0 = -3y=1 \quad \rightarrow \quad y = -1/3 \rightarrow x = 2/3$$

tört töltés! (és az elektron tényleg elemi)

$$Q(\Xi^0)=Q(uss)=0 \rightarrow Q(s) = -1/3$$

	u	d	s
izospin harmadik komponense (T_z)	1/2	-1/2	0
izospin (T)	1/2	1/2	0
ritkaság (s)	0	0	-1
spin	1/2	1/2	1/2
elektromos töltés (Q)	2/3	-1/3	-1/3

A kvarkok kvantumszámjai

1. Az izospinek harmadik komponensei pont kijönnek:

$$p = uud \quad 1/2+1/2-1/2=1/2$$

$$n = udd \quad 1/2-1/2-1/2=-1/2$$

$$\Sigma^+ = suu \quad 0+1/2+1/2=1$$

2. Az elektromos töltés: $p=uud \quad 1=2x+y \quad \rightarrow 1=x+1/3 \rightarrow x=2/3$
 $n=udd \quad 0=x+2y \rightarrow 1=3(x+y) \quad y=-1/3$

tört töltések!

$$\Sigma^+=suu \quad 1=z+4/3 \rightarrow z=-1/3$$

$$Q(u)=2/3, \quad Q(d)= -1/3, \quad Q(s)= -1/3$$

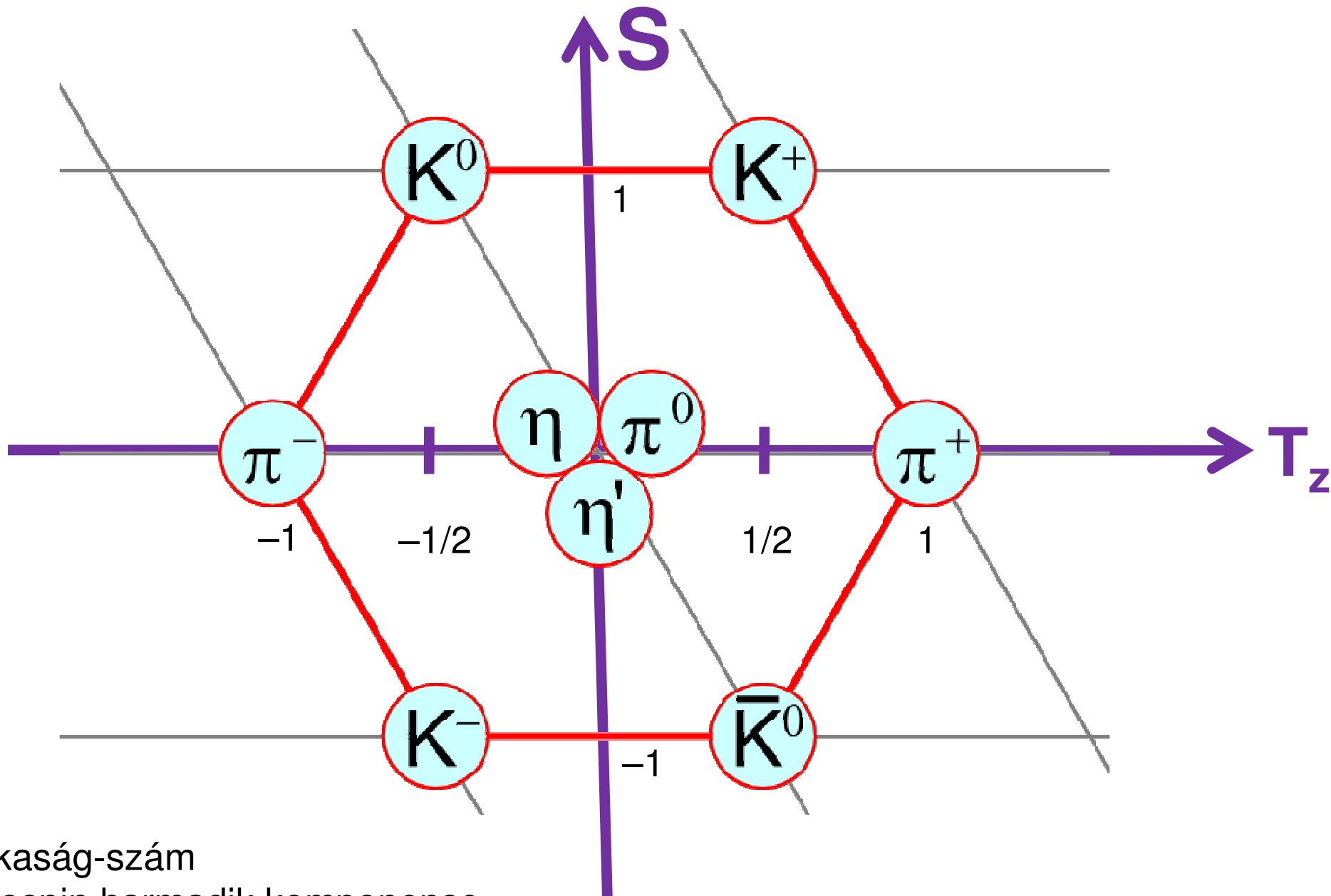
3. ritkaság kvantumszám: u: 0, d: 0, s: (-1)

4. spin = 1/2, (mint minden más elemi részecskének)

Érdekesség: dsu (középen) lehet két részecske is. Ez $T_z=0$ állapotú részecske. Tartozhat $T=1$ -hez és $T=0$ -hoz is. A $T=1$ uds három kb. azonos tömegű részecskéből az egyik (ezek neve is azonos: Σ).

A különbség a tömegükön kívül, hogy a kvarkok másként rendeződnek el bennük. (Egyfajta gerjesztett állapotnak is hívhatjuk.) Σ^0 bomlása: $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$

A közepes tömegű részecskék osztályozása (mezonok)



S = ritkaság-szám

T_z = izospin harmadik komponense

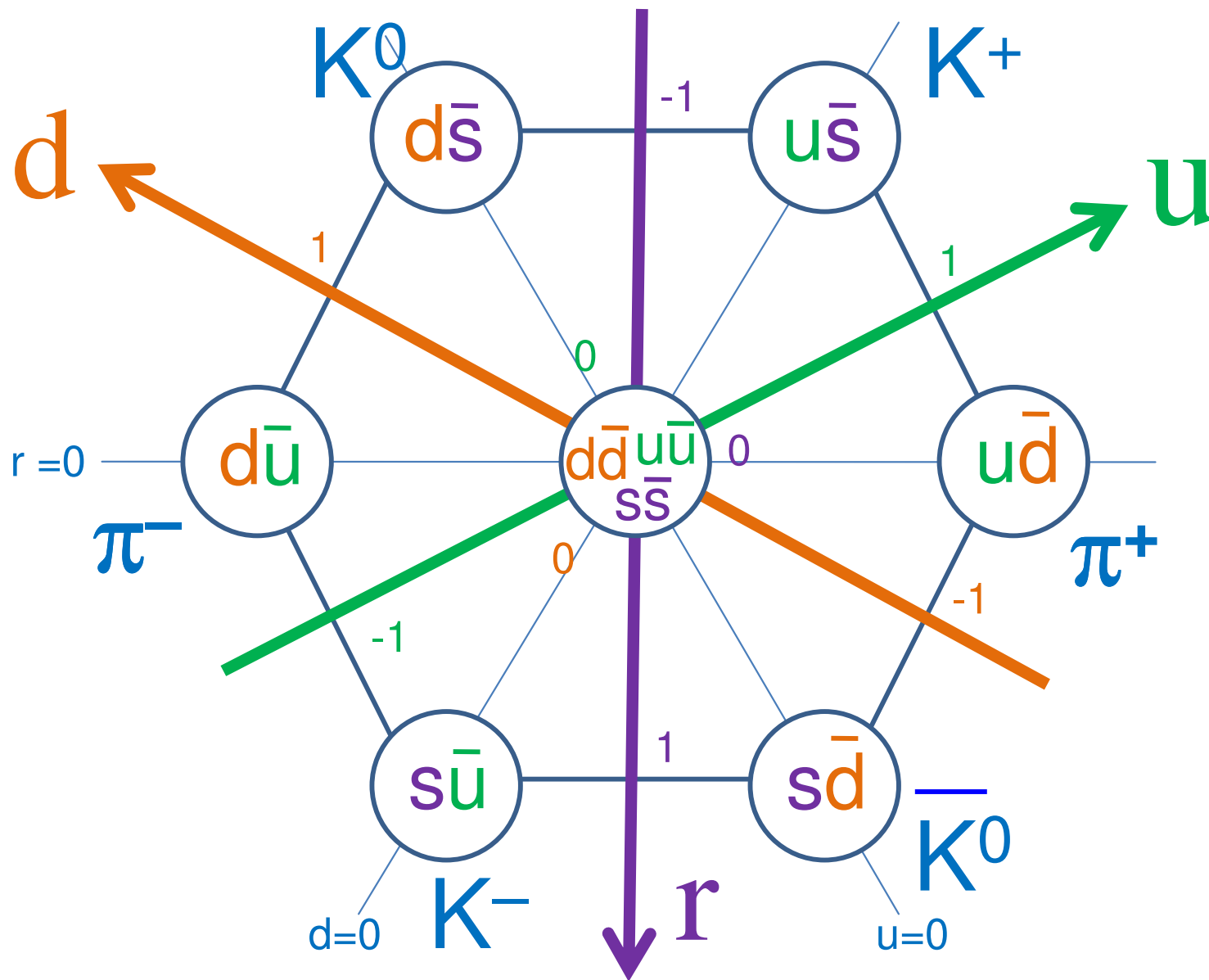
SU(3) csoport: 3 kvark: u, d, s

- Fundamentális ábrázolás: **3** (kvark)
- Komplex konjugált ábrázolás: $\bar{3}$ (antikvark)
- **Egy kvark és egy antikvark 9-féle módon párosítható:**
- Triviális ábrázolás: **1** (szinglet)
- Adjungált ábrázolás: **8** (oktet)

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$$

A kvark u, d vagy s mivolta a kvark íze (flavour), SU(3) az íz-szimmetria csoport

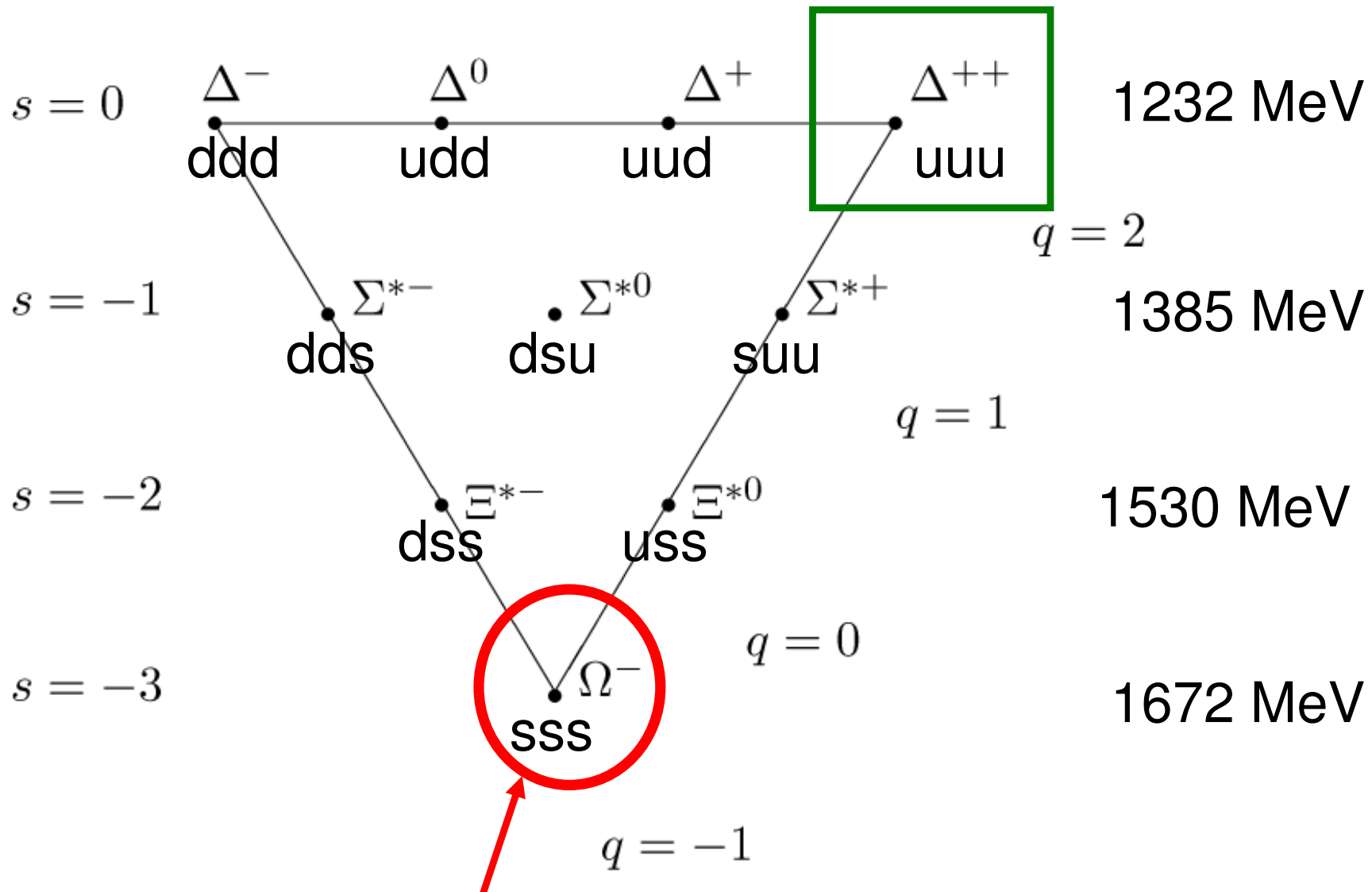
A közepes tömegű részecskék osztályozása



$r = -s =$ ritka kvarkok száma
spin=0

Mezon oktet

Nehéz részecskék (barionok) 3/2 spinnel



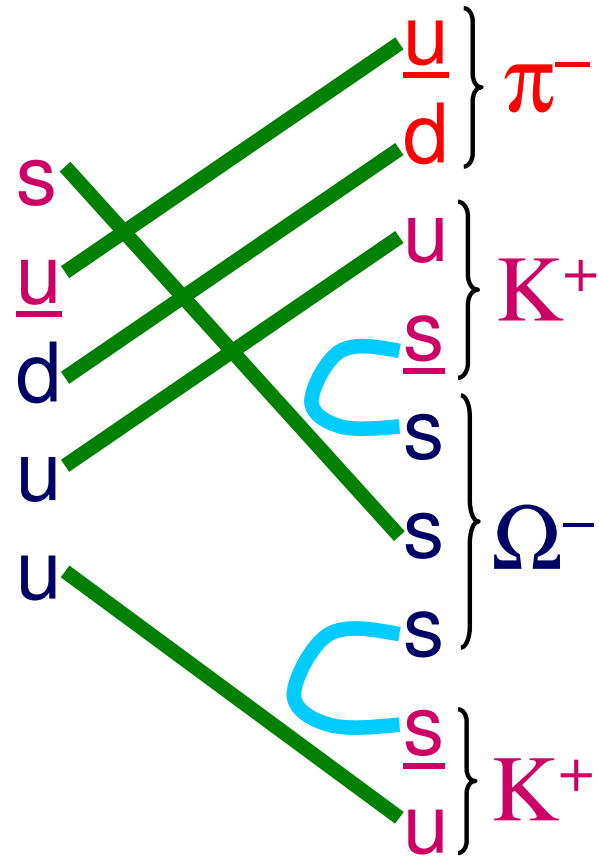
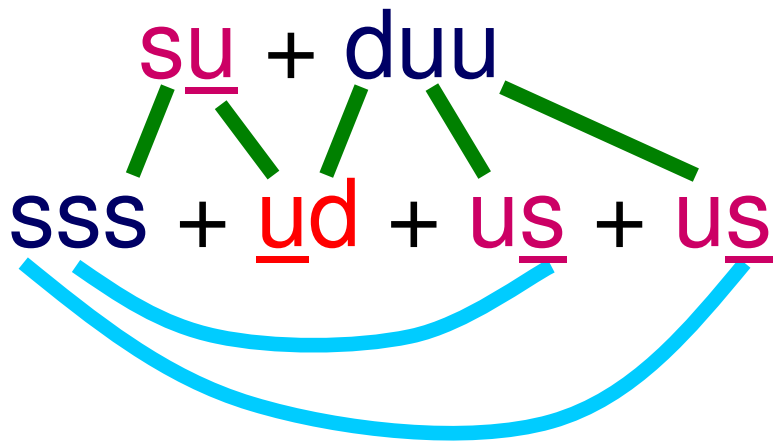
Barion dekuplet

Ezzel a módszerrel jóstolták meg a létét!

$$\Delta^{++}(uuu)$$

- A három feles spinű u kvark spinje egyirányba mutat (teljes spin = $3/2$)
- Pályaimpulzusmomentum: 0
- Teljesen szimmetrikus állapot (hullámfgv)
- Pauli-elv: nem lehetnek egy kvantumállapotban (antiszimmetrikus kell)!
- Kell, hogy legyen egy eddig ismeretlen kvantumszámuk, amely megkülönbözteti őket: **SZÍN**
- Ebben antiszimmetrikusak lesznek az állapotok

Reakciók a kvark-képben 1.

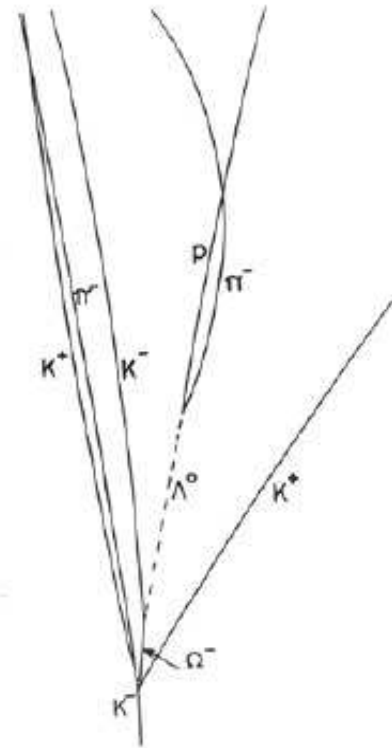


mechanizmus:

két $s\bar{s}$ keltés

az új m_0 -t a E_{kin} fedezi

Múlt órán volt:



Reakciók a kvark-képben 2.

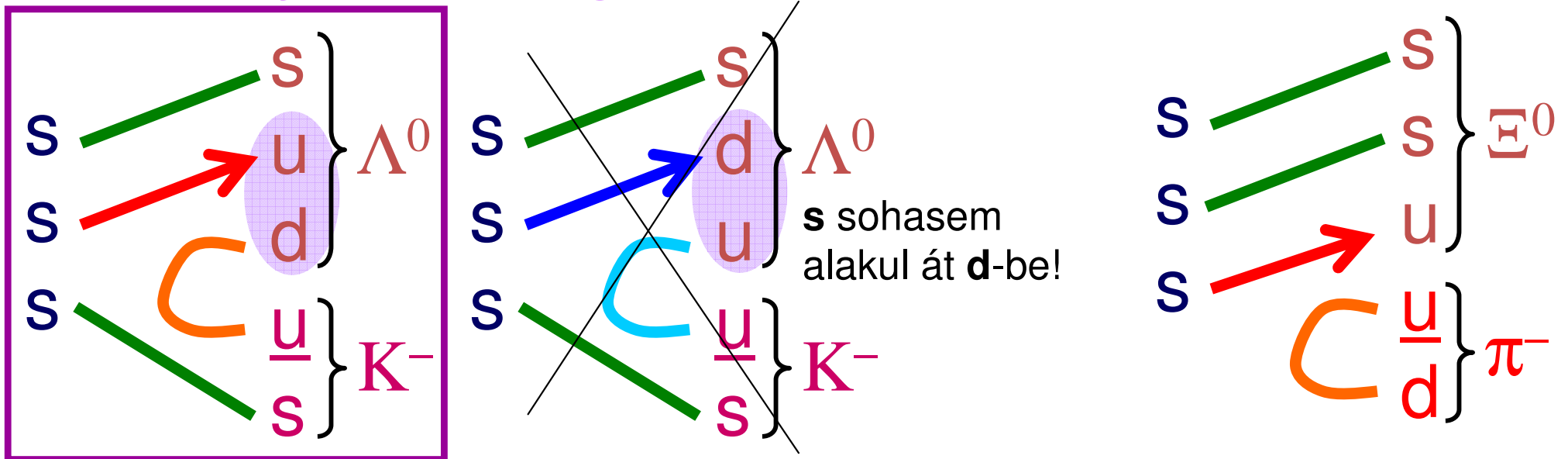
$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$$

$$SSS \rightarrow dsu + \underline{su}$$

melyik valósul meg?

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$$

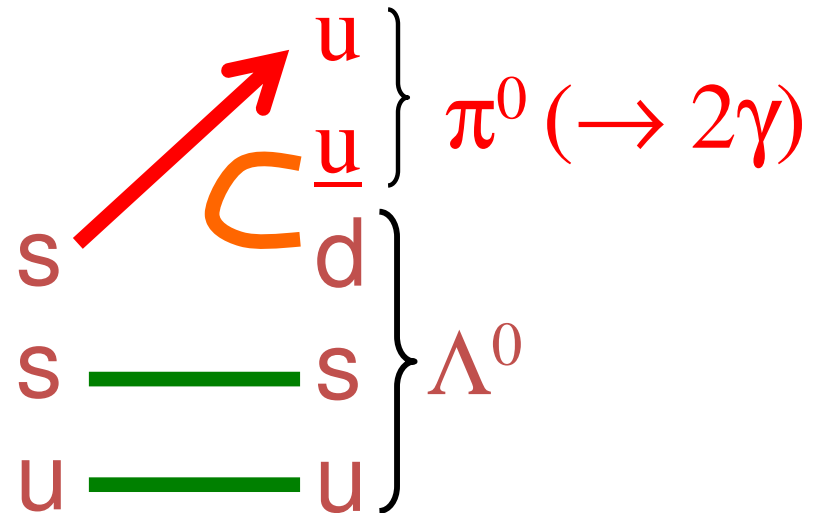
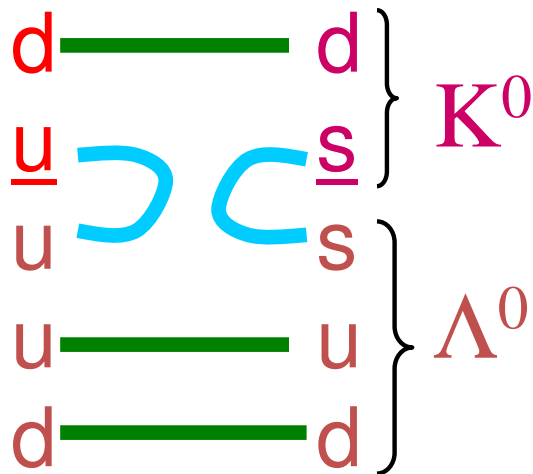
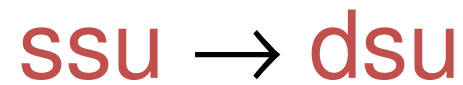
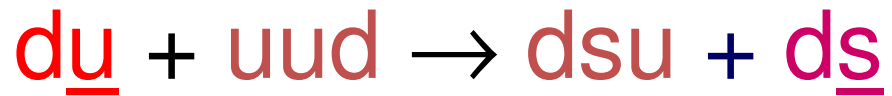
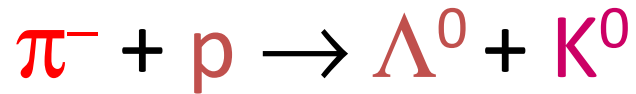
$$SSS \rightarrow SSu + \underline{du}$$



mechanizmus: spontán bomlás

átalakulás $s \rightarrow u$, (**gyenge bomlás**) eltűnik egy ritka kvark: $\Delta r=1$
 új m_0 -t ($u\bar{u}$) a tömegkülönbség $(m_s - m_d)c^2$ és a kötés erősödése fedezi

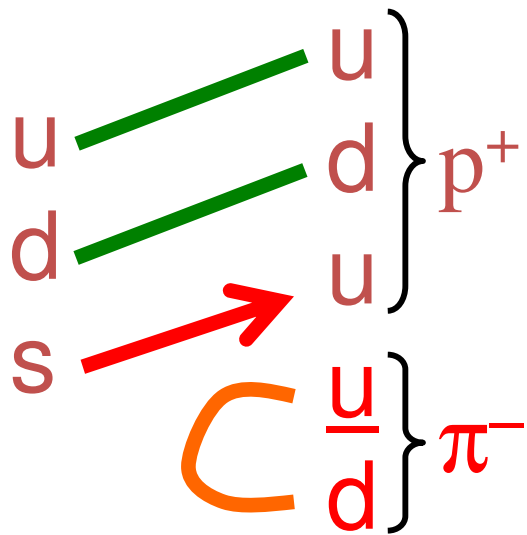
Reakciók a kvark-képben 3.



Reakciók a kvark-képben 4.

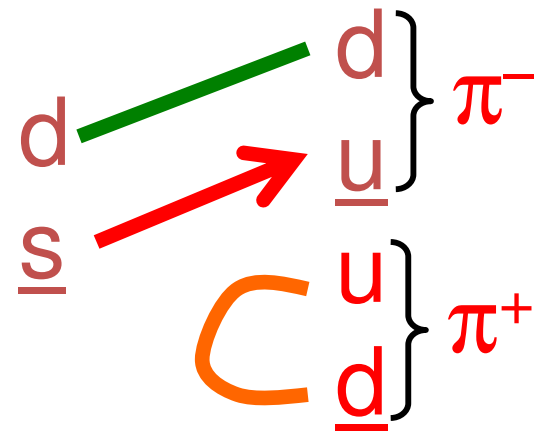
$$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$$

$$uds \rightarrow udu + \underline{d\bar{u}}$$



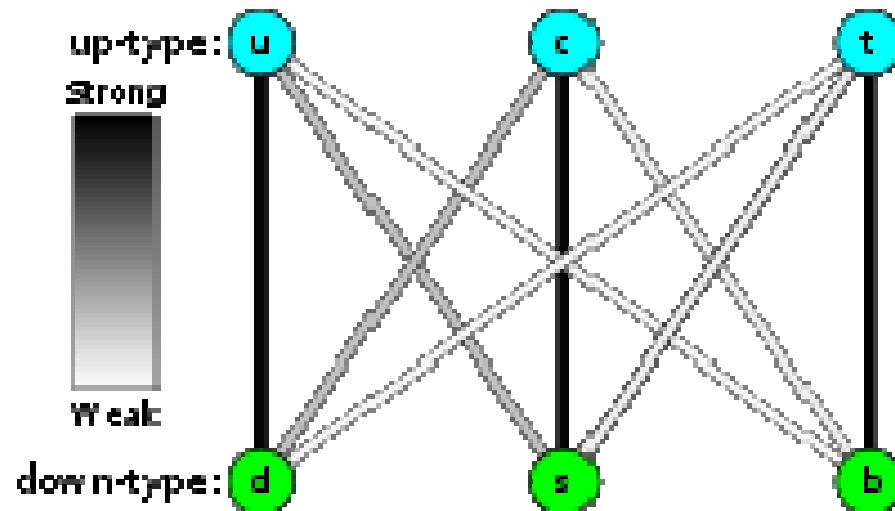
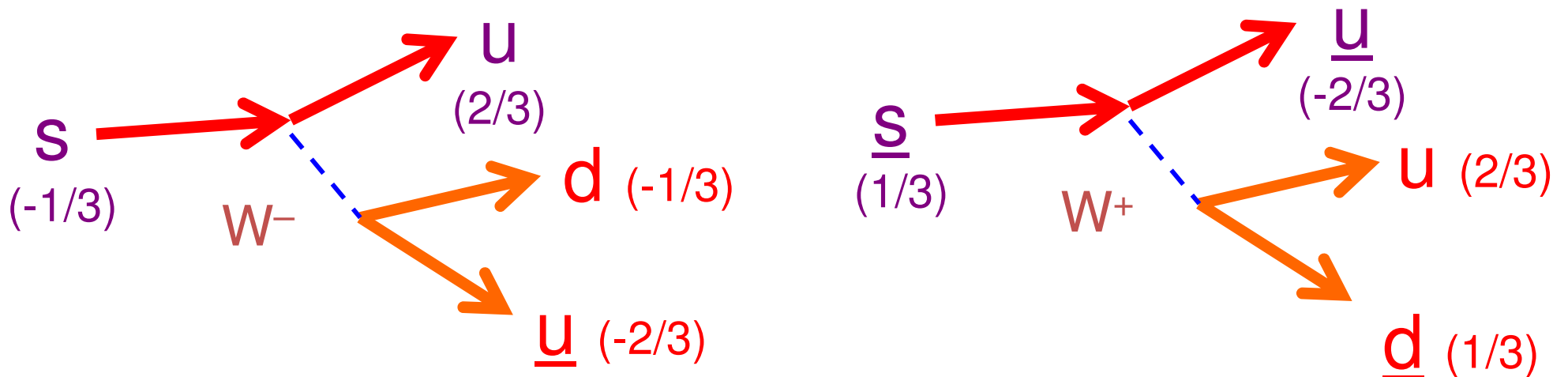
$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$d\bar{s} \rightarrow \underline{d\bar{u}} + d\bar{u}$$



A ritkaság megváltozása

Az s kvark u -ba alakul, és megváltozik a ritkaság
ezt a **gyenge** kölcsönhatás közvetíti



Mikrorészecskék felépítése

Az elektronnál nehezebb részecskék tulajdonságait a kvarkmodell jól adja vissza. Az **elektron** nincs benne a rendszerben! Ez másfajta részecske. A kvarkokból álló **mikrorészecskék** és a **kvarkok** összefoglaló neve:

HADRONOK

(Érdekes, az elektronnál és a müonból nem lehet mikrorészecskéket előállítani. Ezek nem kötődnek egymáshoz olyan erősen.

Pl. a μ^-e^+ rendszer inkább egy atomhoz hasonlít.)

A közepes tömegű részecskék **kvark-antikvark** párból állnak, nevük ezentúl: **MEZONOK** $q\bar{q}$

A nehezebb tömegű részecskék **három kvarkból** állnak, nevük ezentúl: **BARIONOK** qqq

(Később találtak a könnyebb barionoknál nehezebb mezonokat is.)

A barion-oktett felépítéséhez használt kvarkok a mezon-nonettnél is mindent pontosan visszaadnak. A kvarkmodell tényleg jól működik.

A mezonoknál a középső pontban három részecske lehet, de az $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ állapotok kvantummechanikai szuperpozíciói lesznek a detektálható részecskék. $T=1 (u\bar{u}+d\bar{d})^*(...)$

$$\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}} \quad \frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}} \quad 135 \text{ MeV} \quad 574 \text{ MeV}$$

Hadronok

Mezonok $q\bar{q}$

$K, \pi, \eta, \rho, \Upsilon, J/\psi, \dots$

Barionok qqq

nukleonok n, p



hiperonok Σ, Ξ

Ω

rezonanciák Δ, Ξ^*, \dots

és antirészecskék

Mikrorészecskék gerjesztett állapotai

- proton (uud) spinje $\rightarrow s=1/2$ 
- gerjesztett állapot $\rightarrow s=3/2$ 
- 3 db 1/2-es izospin összege: $T=3/2$

$$T_z = \quad 3/2 \quad 1/2 \quad -1/2 \quad -3/2$$



$$1/2 + 1/2 + 1/2$$

u u u

$$Q = 3 \cdot 2/3 = 2 \quad 4/3 - 1/3 = 1 \quad 2/3 - 2 \cdot 1/3 = 0 \quad -1$$

++

+

0

-

$$T_z = T_{z1} + T_{z2} + T_{z3}$$

Δ rezonanciák

Rezonanciák előállítása

$\pi^+ + p$ ütközés

hatáskeresztszete:

rezonanciacsúcs

részecskének értelmezzük: Δ^{++}

$\pi^+ + n$, $\pi^- + p$, $\pi^- + n$ reakciókban szintén van rezonancia azonos energiánál.

Δ rezonanciák: Δ^- , Δ^0 , Δ^+ , Δ^{++}

$T(\pi)=1$, $T(p)=1/2$

$T(\pi+p) = 1 \otimes 1/2 = 3/2 \oplus 1/2$

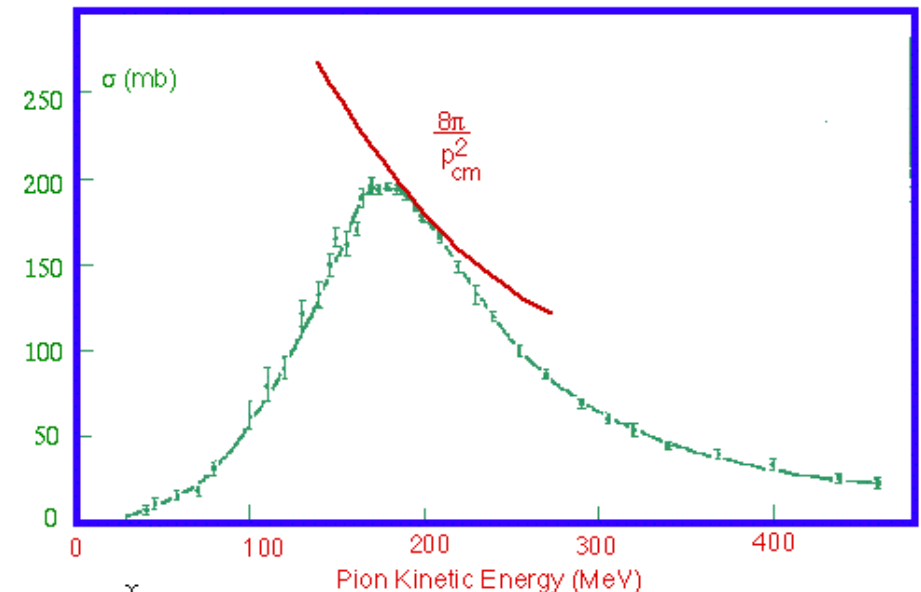
Ennek a 4 z komponense

$938\text{MeV} + 139\text{MeV} + 190\text{MeV} =$

$= 1267\text{ MeV} = M_{\Delta} c^2 + E_{tkp}$

1232 MeV

$\pi^+ p$ total cross section: $\Delta^{++}(1236)$



Mass: $M = 1232\text{ MeV}$

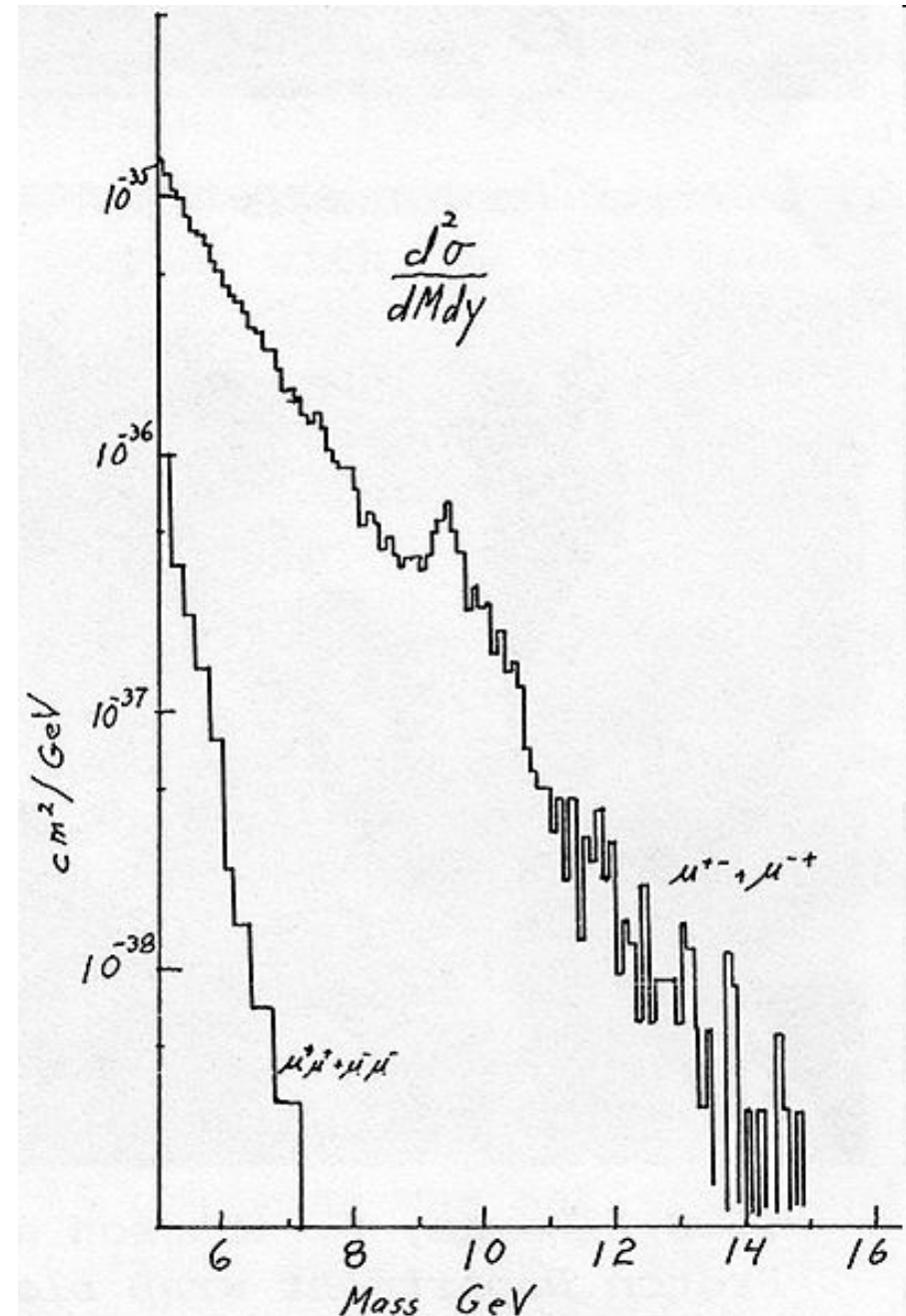
Full Width: $\Gamma = 120\text{ MeV}$

Spin: $3/2$

Branching Ratio : $BR(\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p) = 99.5\%$

Egy híres rezonanciacsúcs: Y részecske

- $b\bar{b}$ állapot
- Egy új kvark...



A rezonanciák élettartama

Heisenberg-határozatlanság reláció: $\tau\Gamma = h$
a részecske élettartama * rezonancia
szélessége kb. a Planck-állandó

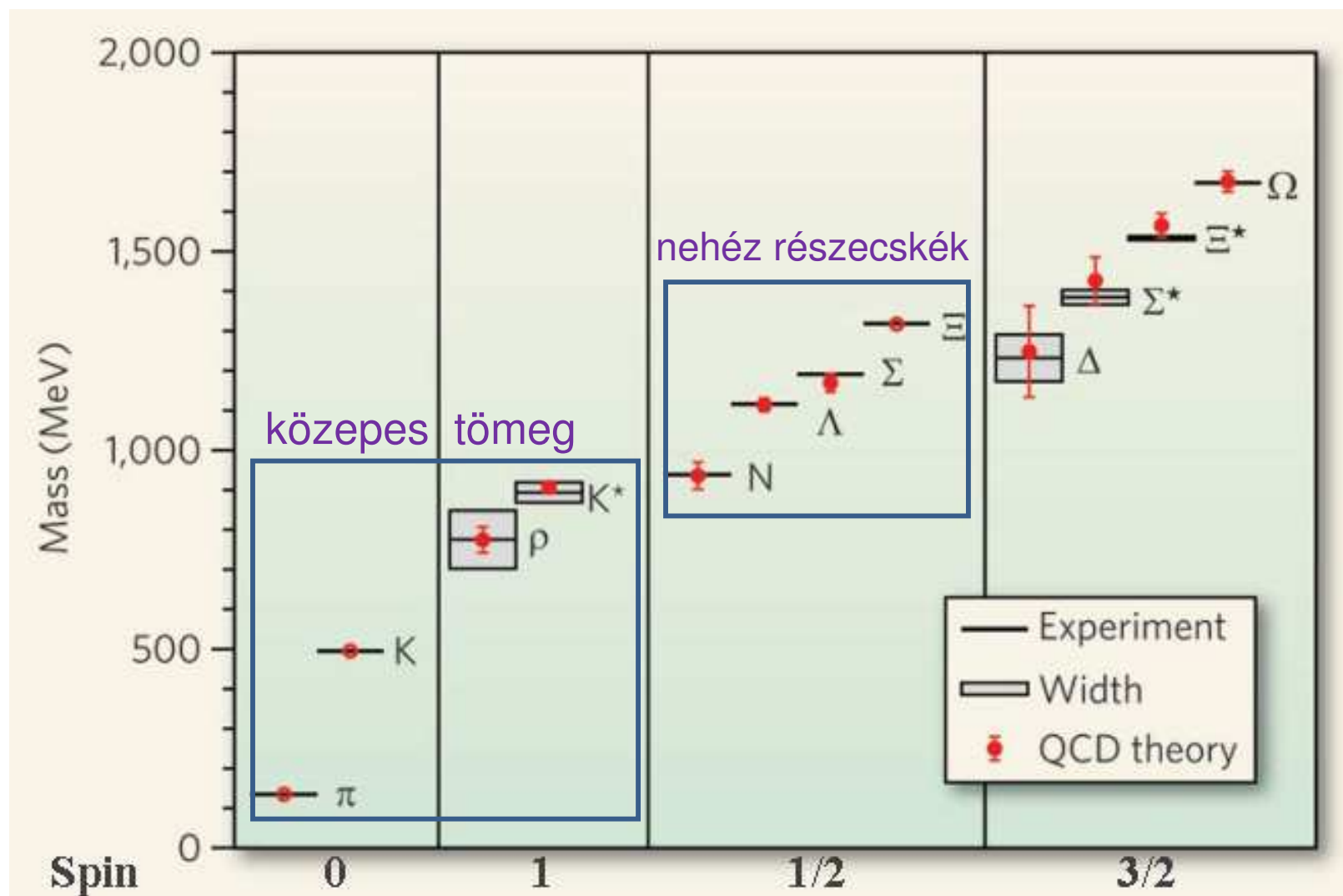
Az állapot élettartama:

$$\begin{aligned}\tau &= h/\Gamma = hc/\Gamma c = 197 \text{ MeVfm}/120 \text{ MeV} \cdot c = \\ &= 1,6 \text{ fm}/3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 0,54 \cdot 10^{-23} \text{ s}\end{aligned}$$

magfizikai időskála: egysége amíg a fény áthalad a nukleonokon
 $t_0 = s/v = 10^{-15} \text{ m}/3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \approx 3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$

A rezonanciák élettartama rövid, néhány időegységnyi

A mikrorészecskék tömegspektruma



izospin (T): hány kb. azonos tömegű részecskét fedeztek fel az adott tömegnél.

Az elektron – proton szóródás

- $E = 1 \text{ MeV}$ $\lambda = hc/\sqrt{(E^2 - mc^2)} \cong 200 \text{ fm}$
Rutherford-szórás relativisztikusan Mott-szórás
- $E = 10 \text{ MeV}$ $\lambda \cong hc/E \cong 20 \text{ fm}$

még pontszerűnek látszik a proton

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{Ruth.} F(q)$$

- $E = 100 \text{ MeV}$ $\lambda \cong 2 \text{ fm}$

az atommag szerkezete már látszik,

alakfaktor

- $E = 10 \text{ GeV}$ $\lambda \cong 0,02 \text{ fm}$ (10^{-17} m)

a proton belső szerkezete is már érezhető, de 150 MeV felett bonyodalom: új részecskék keletkezése megengedett, rugalmatlan szórás, térelméleti leírás (MSc-ben) → szerkezetfüggvény

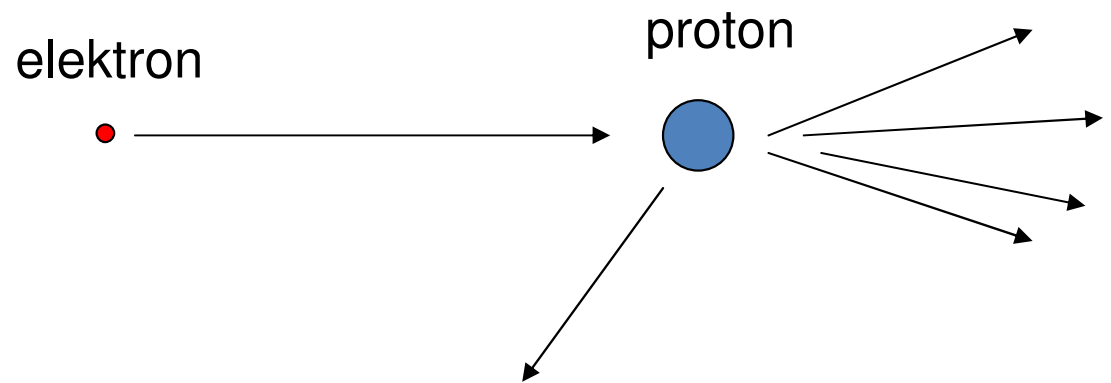
A kvarkok létét alátámasztotta a mért szerkezetfüggvény, így ez a kvarkmodell egyik kísérleti bázisa.

A kvarkok létezésének kísérleti igazolása

1968-69: szórás kísérletek Stanfordban: a protonnak belső szerkezete van!



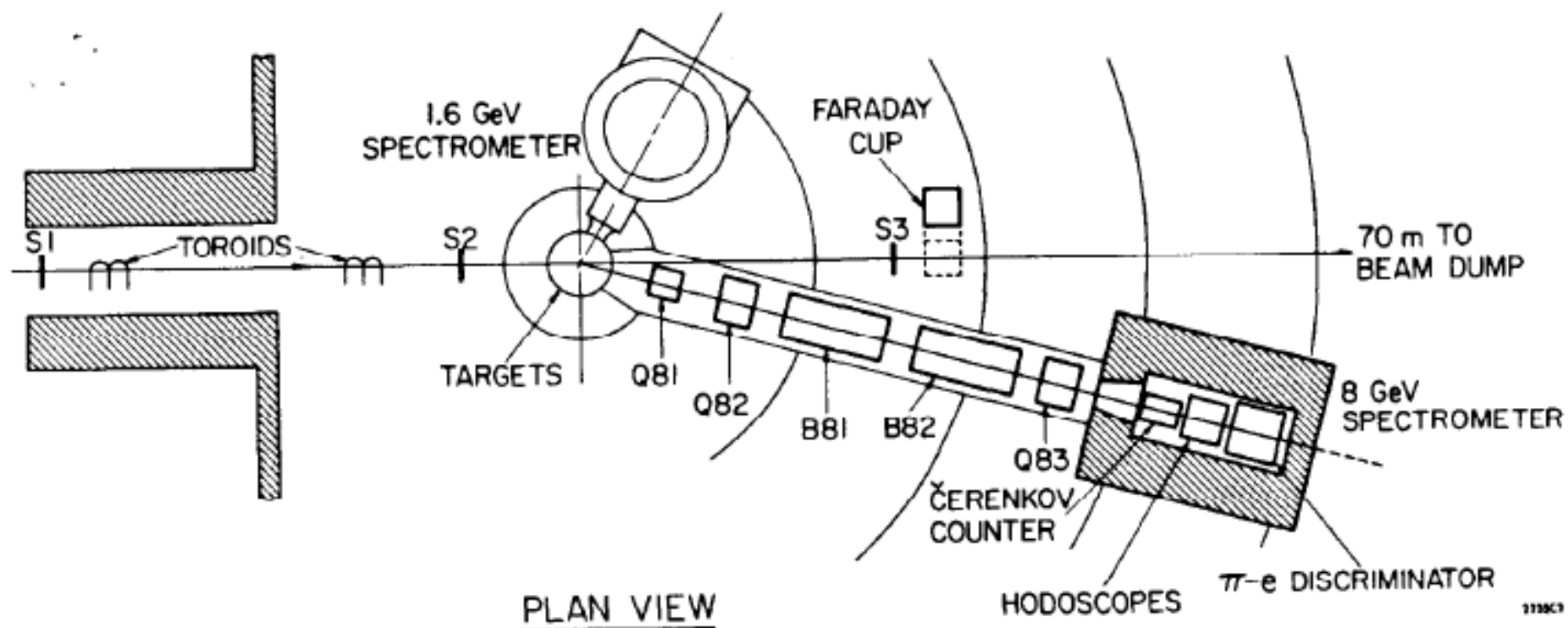
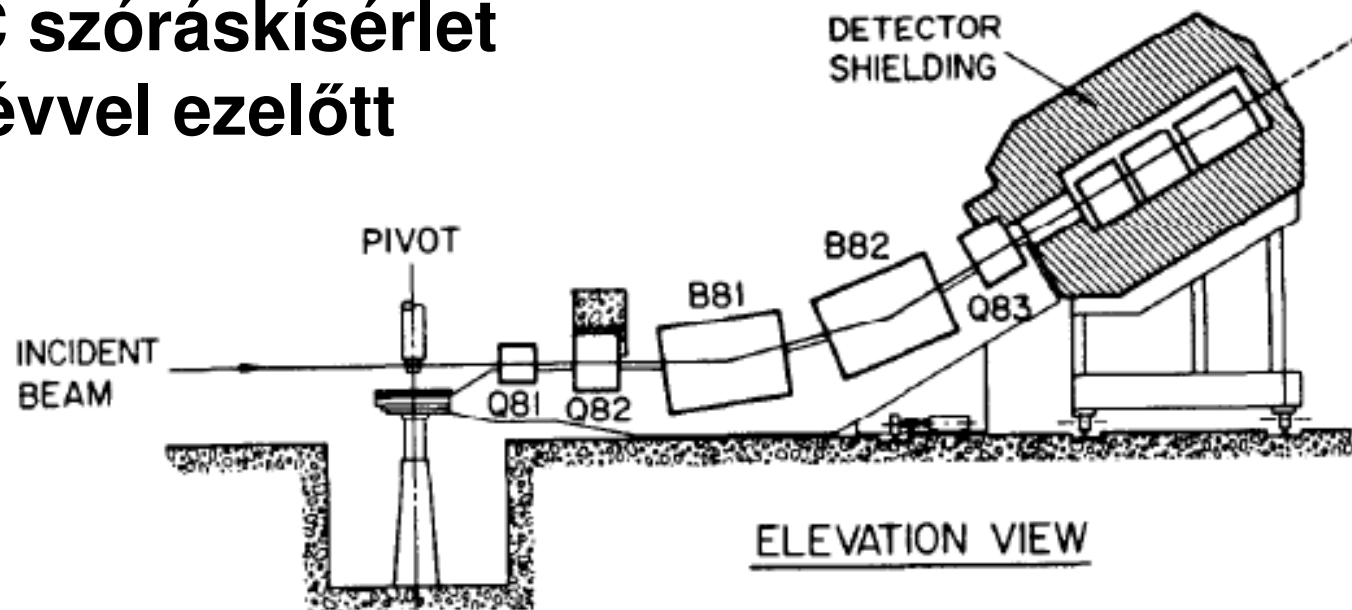
Jerome I. Friedman (1930-)
Nobel-díj: 1990



gyakran különösen nagy szögben is szóródnak az elektronok! ez csak akkor lehet, ha a protonban vannak apró alkotórészek.

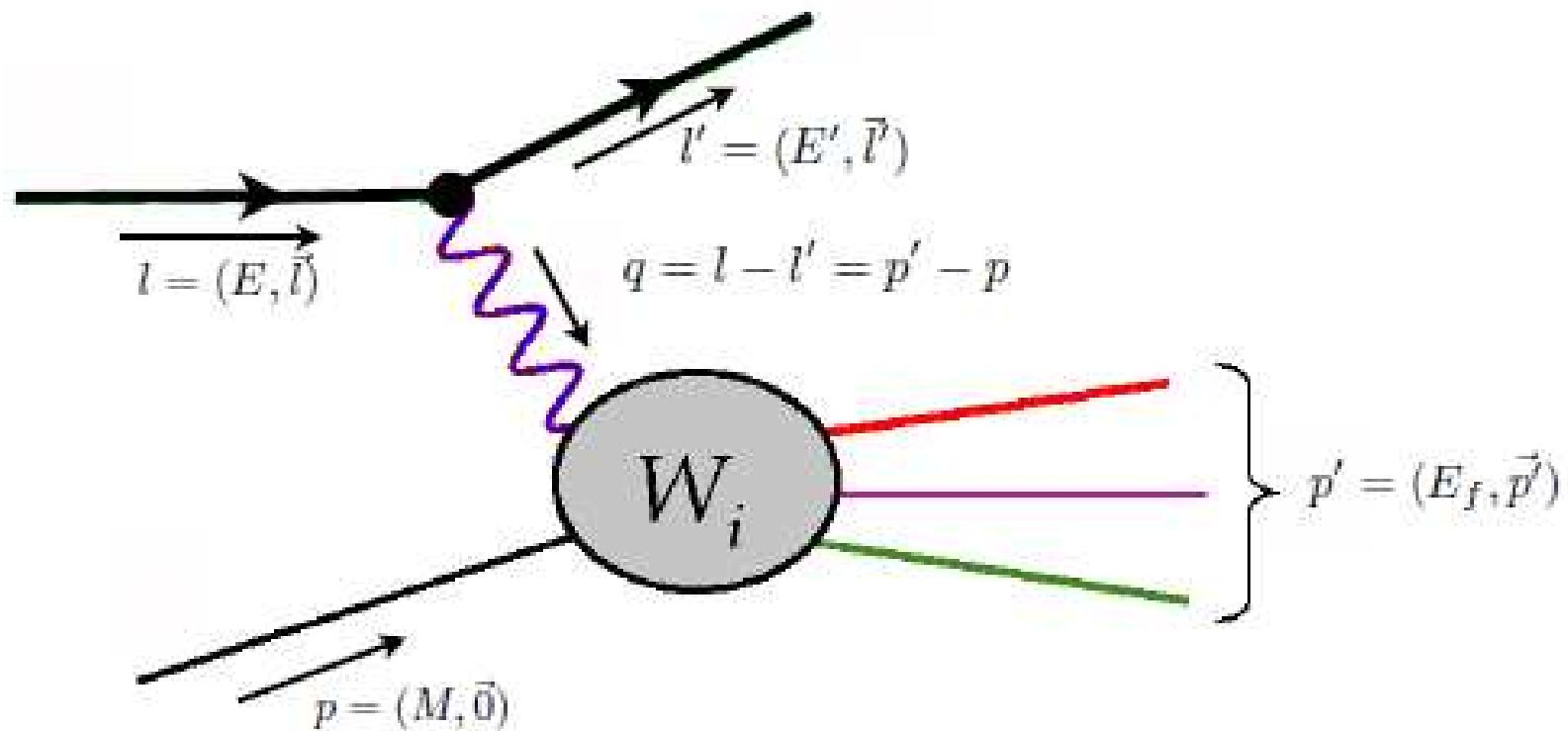
Hasonló a Rutherford-kísérlethez!

MIT-SLAC szórás kísérlet negyven évvel ezelőtt



Mélyen rugalmatlan szórás

DIS – deep inelastic scattering



$$\nu = E - E'$$

$$Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2 = -M^2 - p'^2 + 2M(M + \nu)$$

Bjorken-x változó

RUGALMAS ütközés esetén:

$$p'^2 = M^2 \rightarrow$$

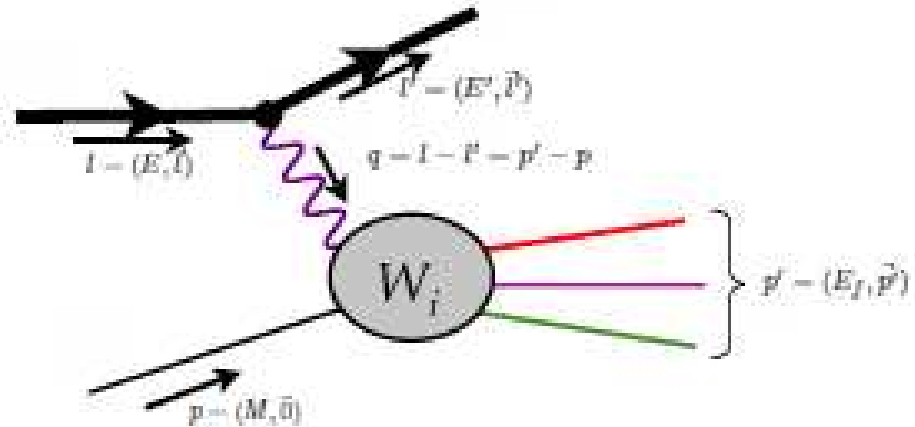
$$Q^2 = -q^2 = -(p - p')^2 = -M^2 - p'^2 + 2M(M + \nu) = 2M\nu$$

Tehát

$$x_B = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

"Bjorken - x"

az elasztikus ütközéstől való
eltérés



Bjorken skálázás

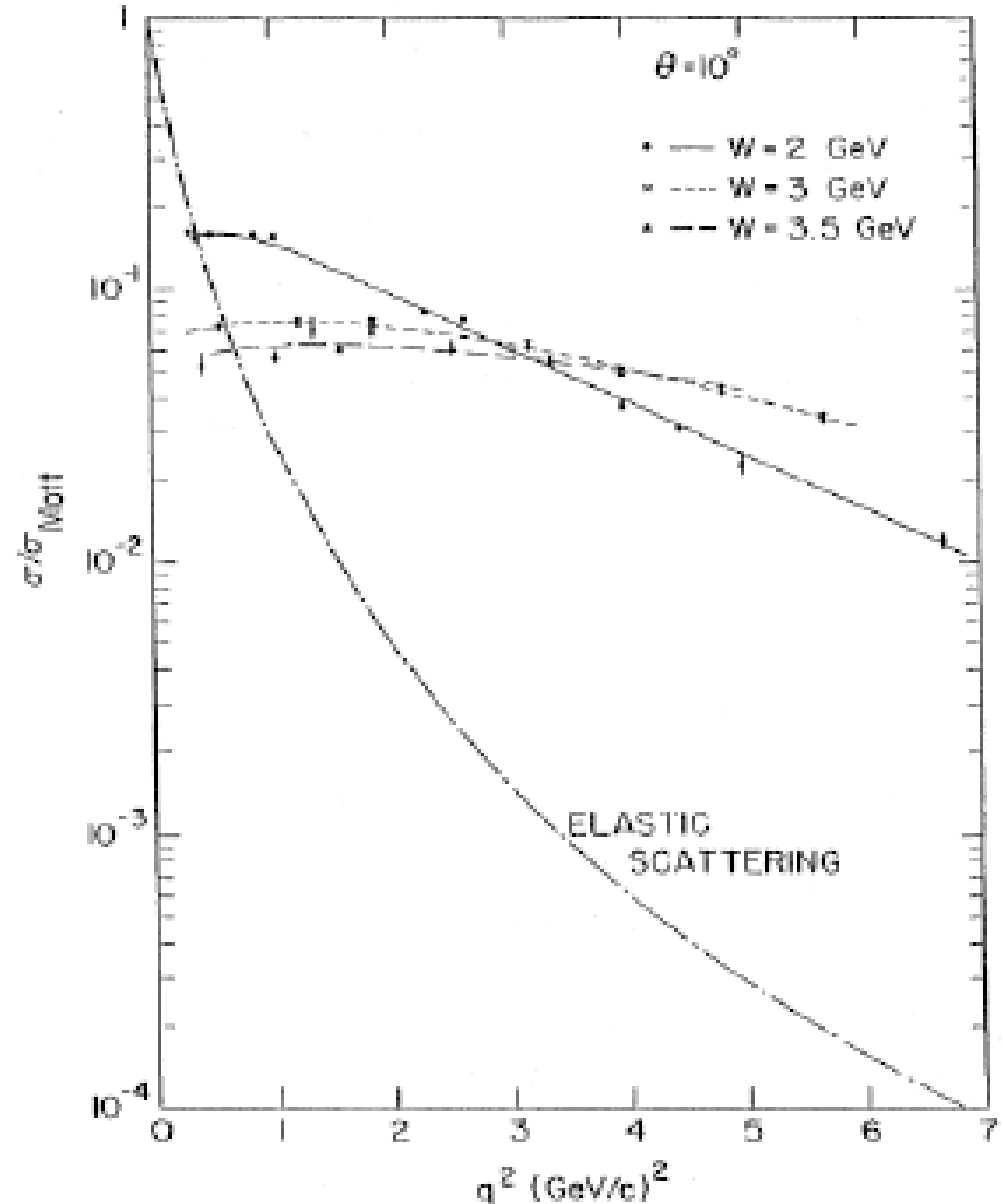
- Ha a szóródás $\frac{1}{2}$ spinű részecskéken történik, akkor a struktúrafüggvények csak x -től függenek, Q -tól külön nem.

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 d\nu} = \frac{4\pi a^2}{Q^4} \frac{E}{E'} (W_2(Q^2, \nu) \cos^2(\theta/2) + 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2(\theta/2))$$

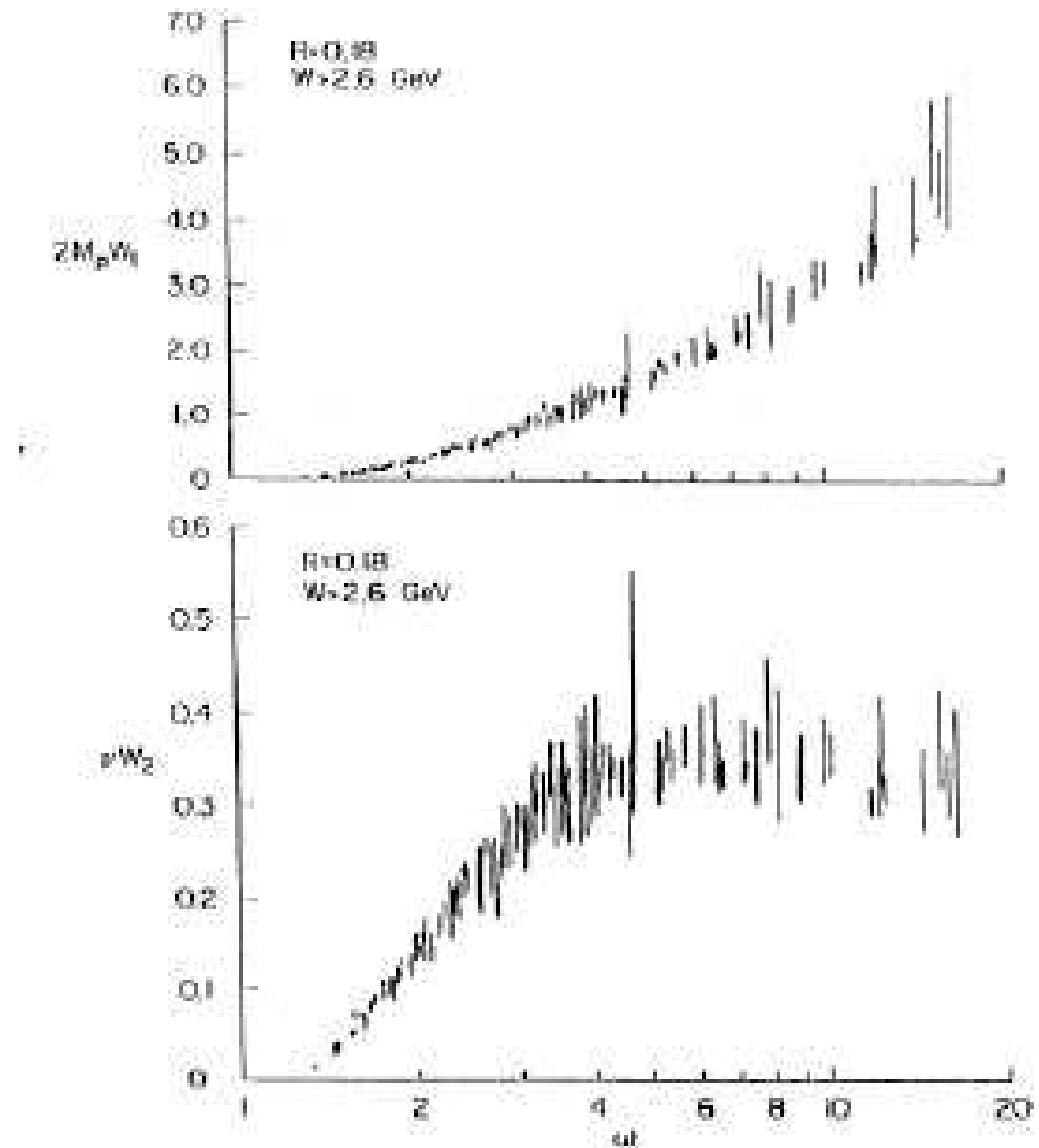
$$W_2(Q^2, \nu) = e_q^2 \delta(\nu - \frac{Q^2}{2M}) \quad W_1(Q^2, \nu) = e_q^2 \frac{Q^2}{4M^2} \delta(\nu - \frac{Q^2}{2M})$$

Kísérlet tényleg ezt mutatta!

- MIT-SLAC kísérlet
- Egyenletes töltéseloszlás alapján meredeken csökkenő függvényt vártak
- Ezzel szemben, sokkal nagyobb hatáskeresztmetszete ket mértek nagy impulzusátadásnál

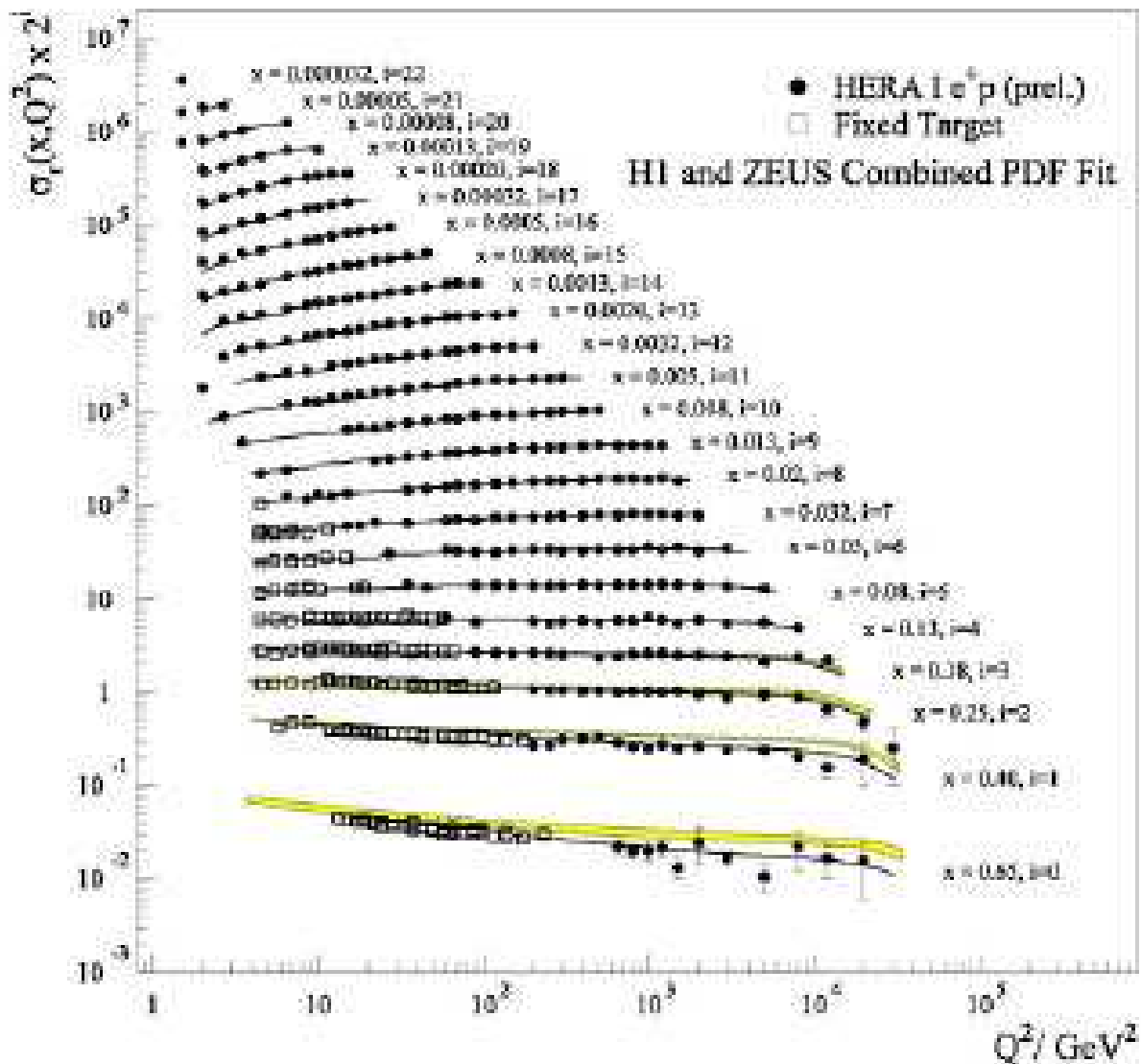


Bjorken-skálázás is igaz



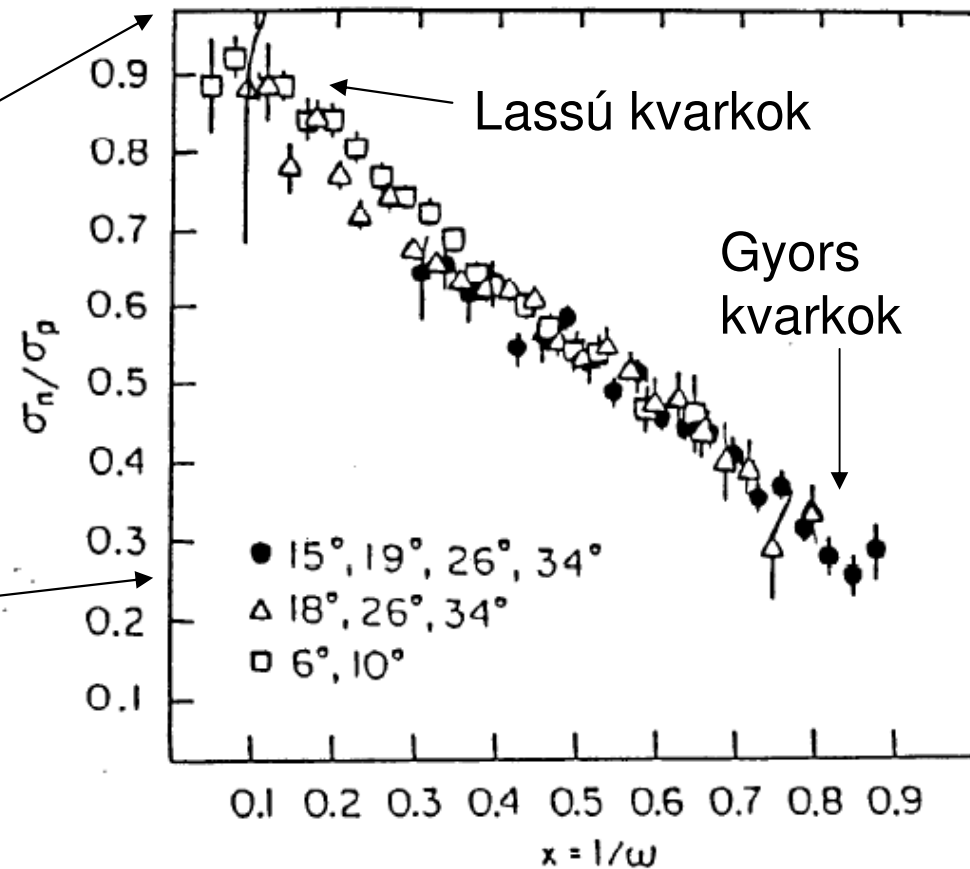
HERA: modern adatok

- Skálázás sérül egy kicsit

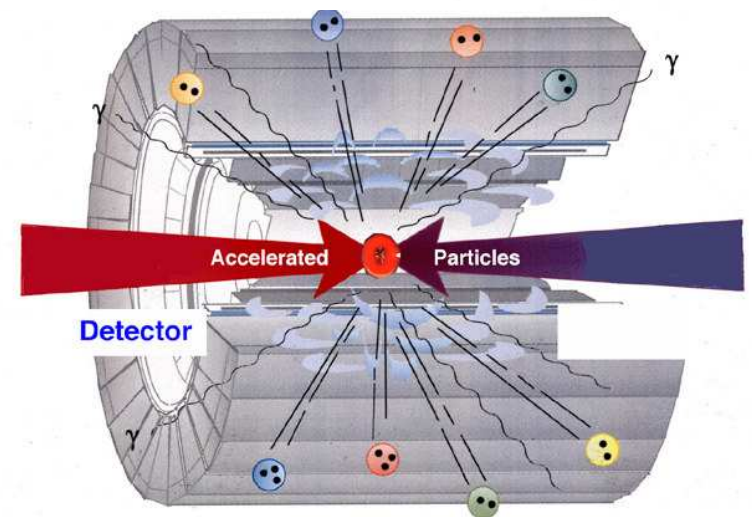
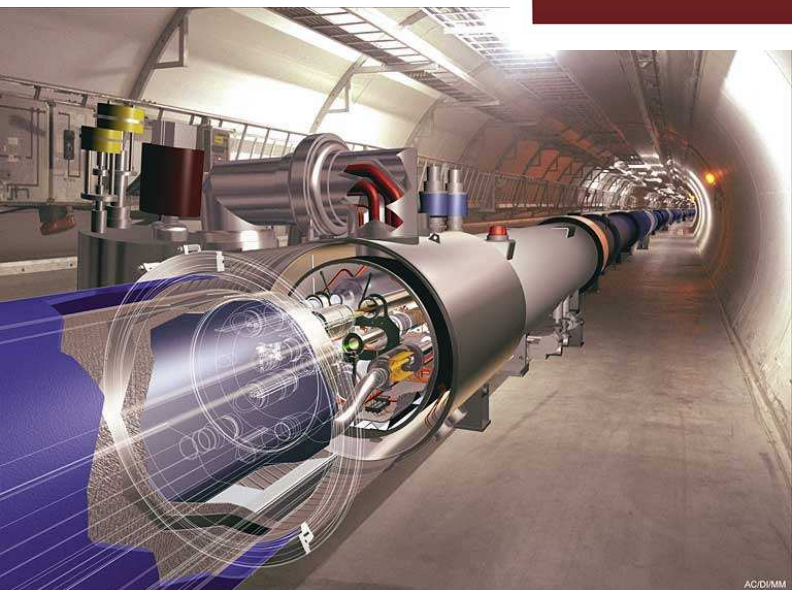
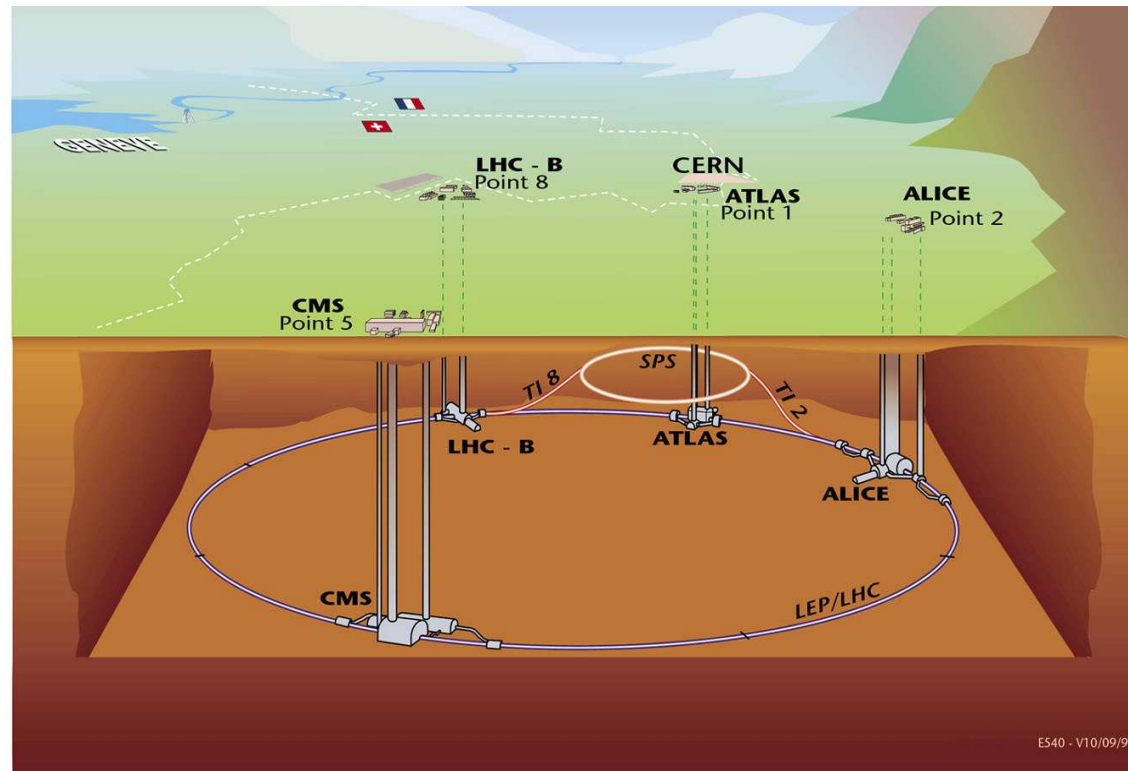


Elektronokkal bombázott n, p

- Neutron: u, d, d, kvark töltések négyzetösszege:
 $(2/3)^2 + (1/3)^2 + (1/3)^2 = 2/3$
- Proton: u, u, d
 $(2/3)^2 + (2/3)^2 + (1/3)^2 = 1$
- *Tenger* kvarkok: ugyanaz a p és n esetén,
 $q\bar{q}$ párok $\rightarrow 1$
- Ha a p-ban a d, a n-ban az u kvark a leggyorsabb:
 $(1/3)^2 / (2/3)^2 = 1/4$

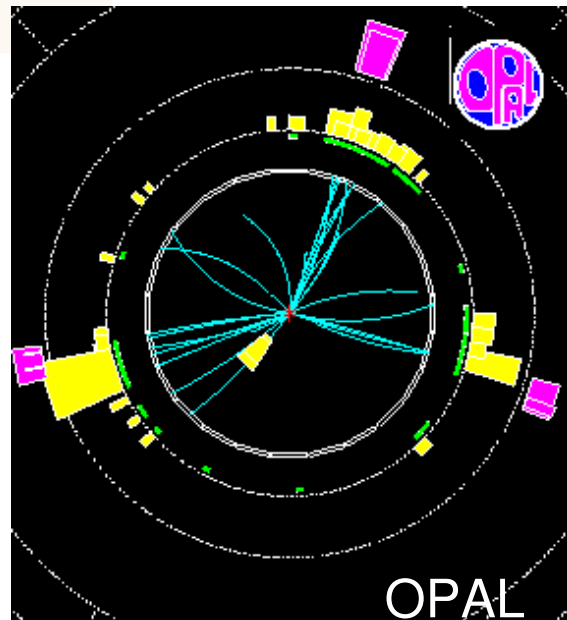
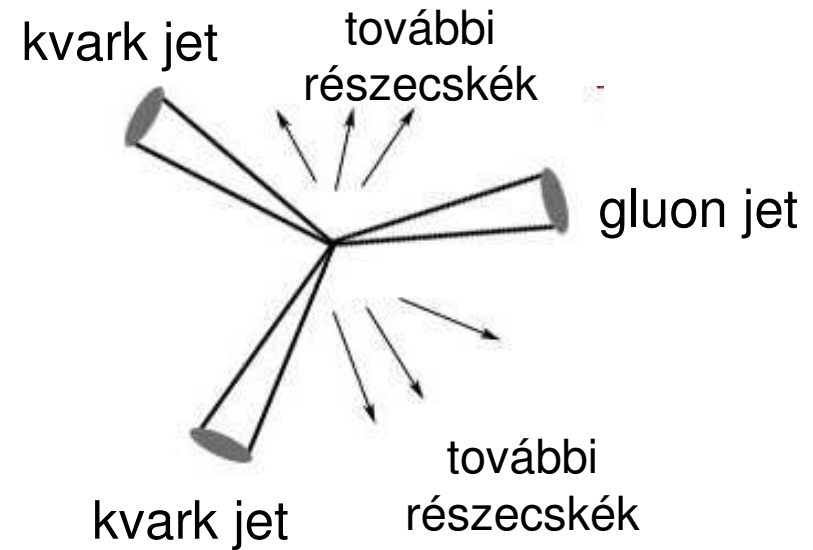
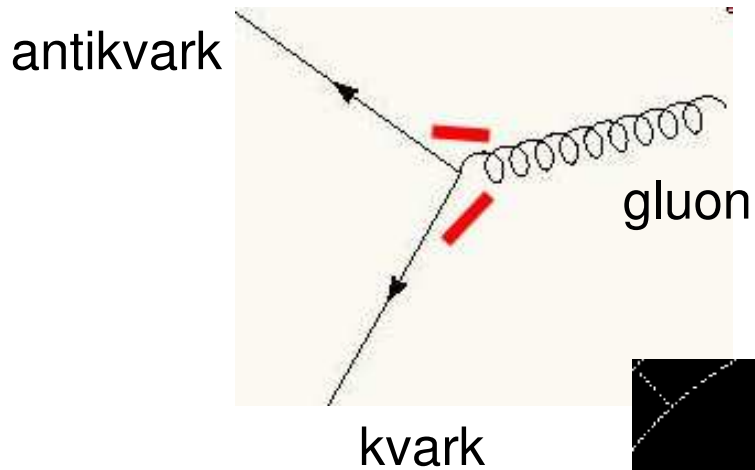


Ütköző nyalábok



Gluonok: 1979

- Három-jet események bizonyítják a létét
- Elektron-pozitron ütközések, PETRA kísérlet, Hamburg

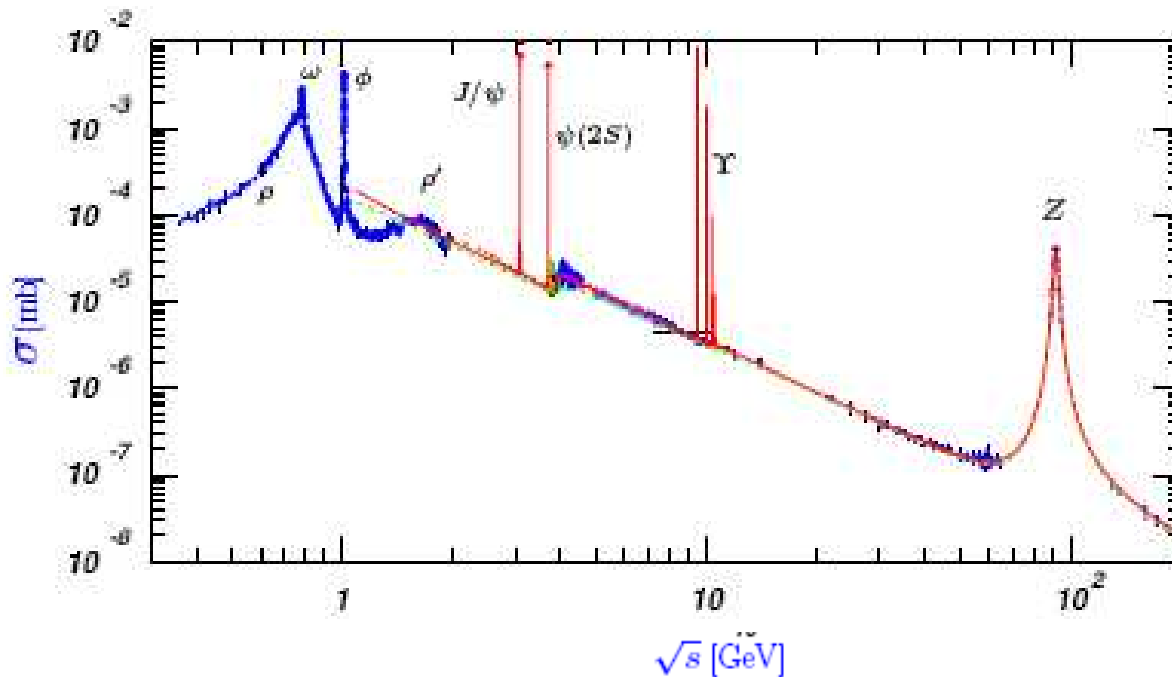


elektron – pozitron ütközések

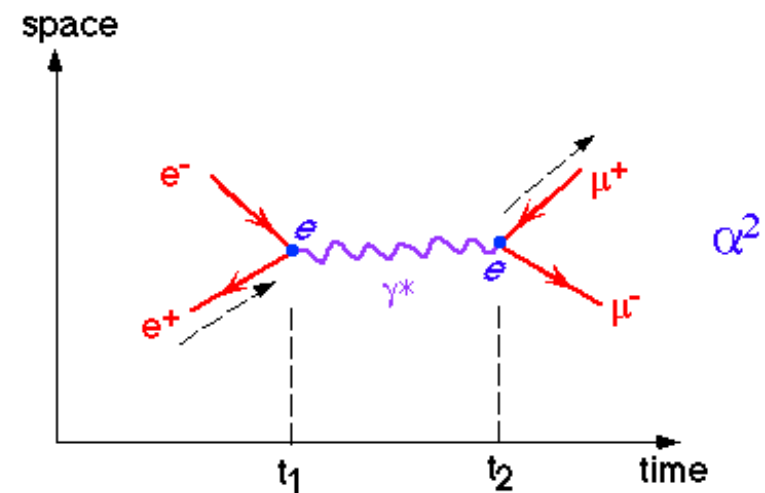
CERN LEP 27 km körgyűrű

hatáskeresztmetszet – részecske keletkezéssel járó reakciók száma $s^{1/2} \cong 2E$ a bombázó energia GeV-ben

$\sigma = 10^{-9}$ barn, nagyon kicsi, 1 barn = 100 fm², egy atommag km., sok ütközés kellett



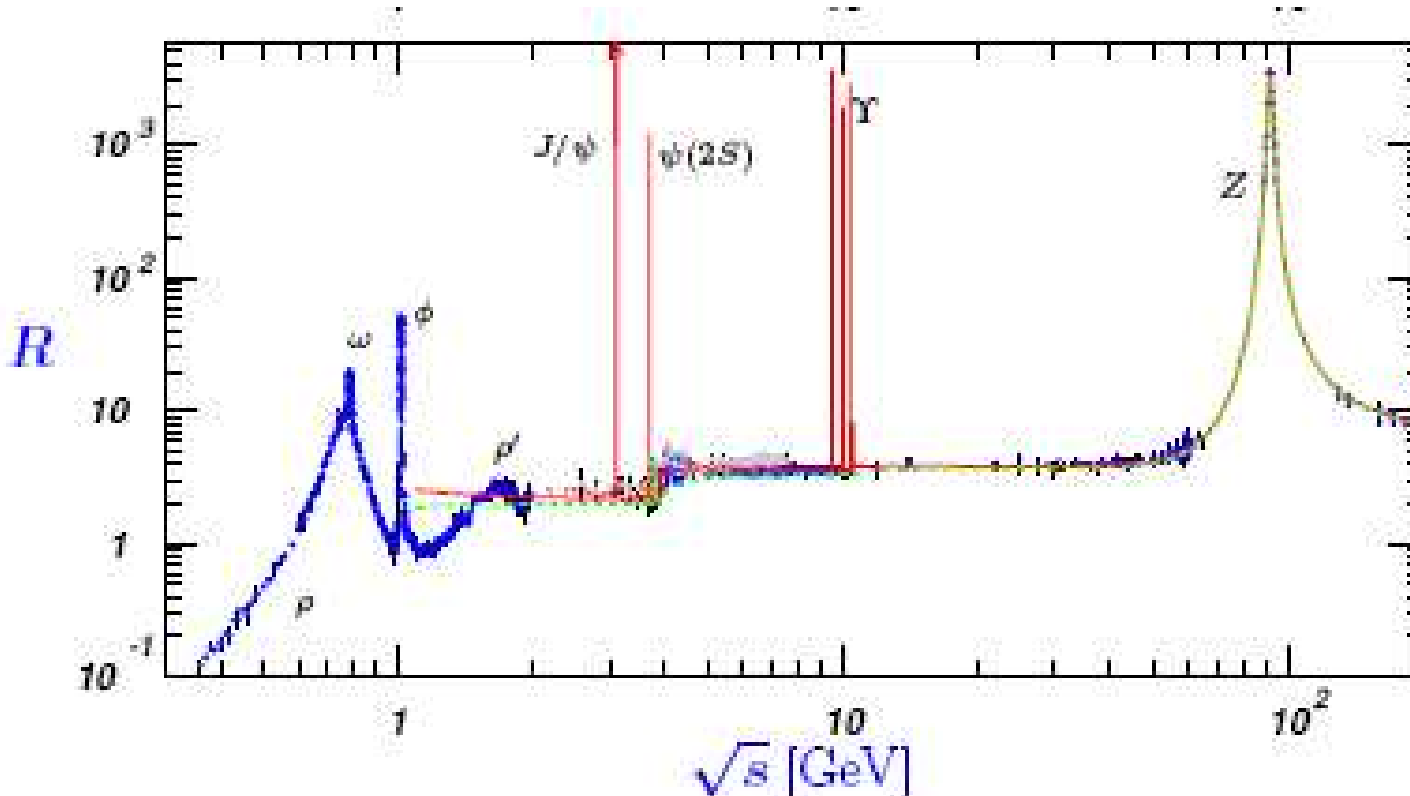
Egy alapvető folyamat



eredmény: hatványfgv szerint csökkenő hkm, ugrások, rezonanciák

elektron – pozitron ütközések

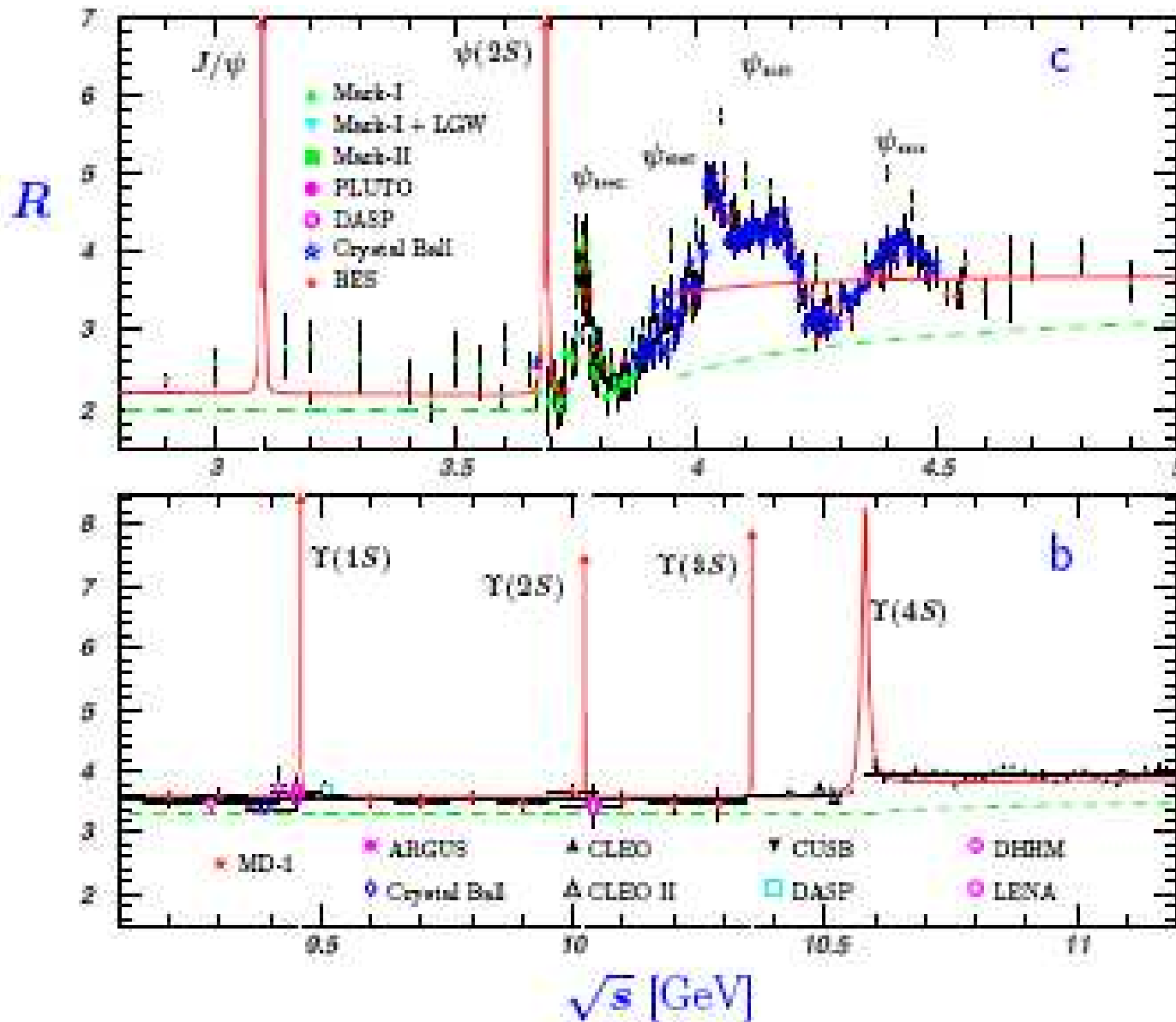
- részecskék keletkezésével járó reakciók/ $\mu^- \mu^+$ keletkezésének aránya:



$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_c \sum e_q^2 = N_c \frac{11}{9}$$

lépcsők: új, nehéz kvarkok is keletkeznek! Csúcsok: új részecskék, pl.
 $\phi(\underline{s}\underline{s})$, $J/\psi(\underline{c}\underline{c})$, $Y(\underline{b}\underline{b})$

elektron – pozitron ütközések

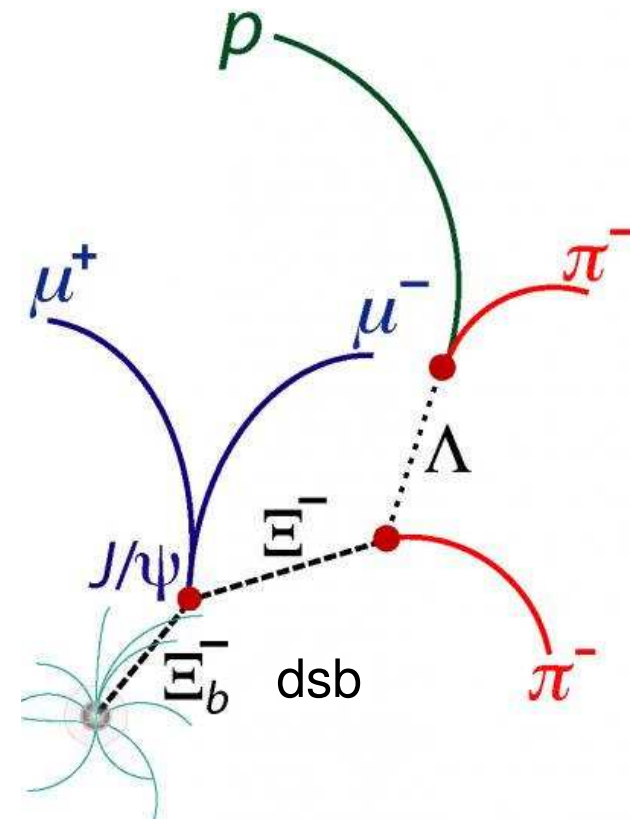
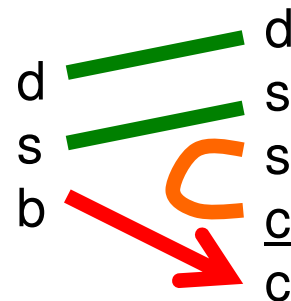
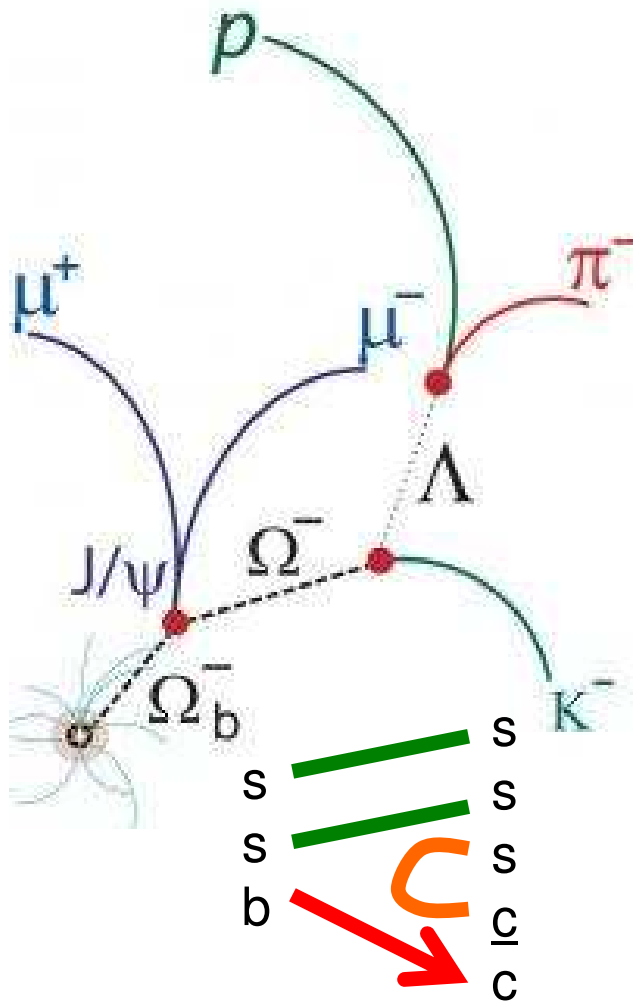


lépcsők: új, nehéz kvarkok is keletkeznek! Csúcsok: új részecskék, pl.
 $\phi(ss)$, $J/\psi(cc)$, $Y(bb)$

nehéz kvarkok 1.

$$\Omega_b^- \rightarrow \Omega^- + J/\psi$$

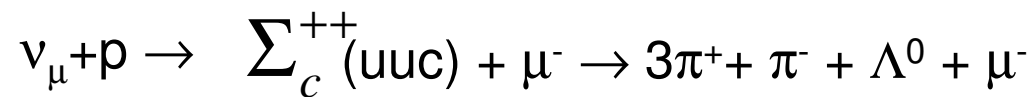
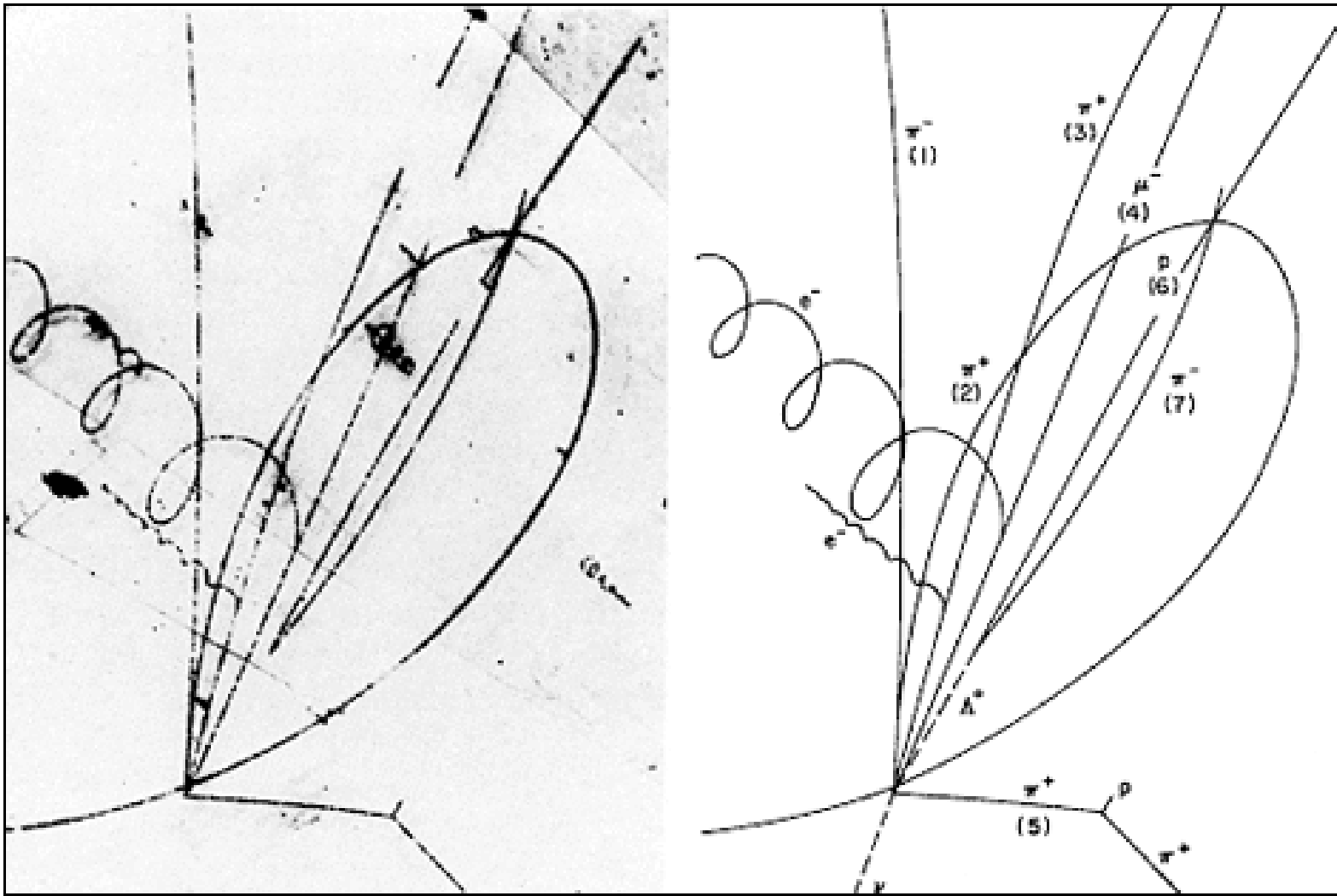
$$\Xi_b^- \rightarrow \Xi^- + J/\psi$$



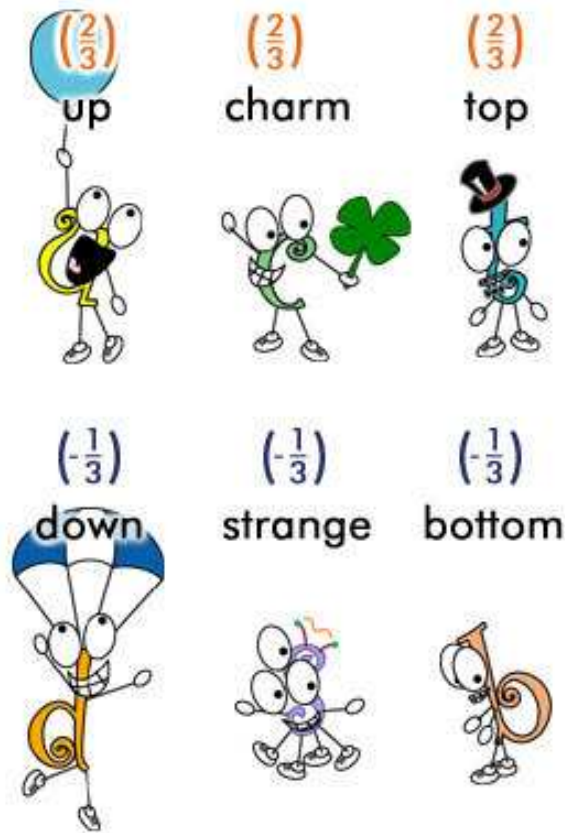
A b kvark is gyengén bomlik, c kvarkba alakul

nehéz kvarkok 2.

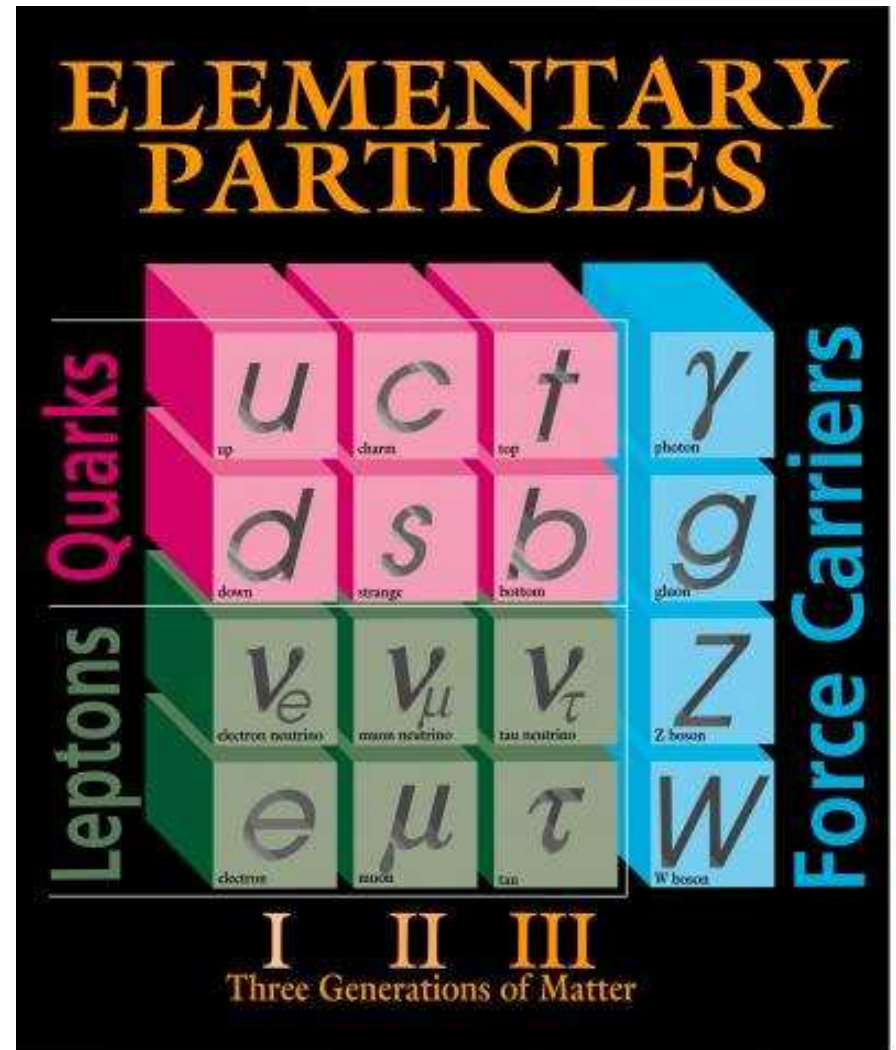
lepton – proton ütközés: gyenge kölcsönhatás → proton egyik kvarkjának íze megváltozhat



Az elemi részecskék



Q
 $\frac{2}{3}$
 $-\frac{1}{3}$
 0
 -1



kvarkok íze: u, d, c, s, t, b

3 részecskecsalád: (u, d, ν_e, e) (c, s, ν_μ, μ) (t, b, ν_τ, τ)

Átalakulhatnak-e egymásba?

- **kvarkok** $t \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow s \rightarrow u$

spontán az idő fejlődésével megfelelő reakciókban, **az íz változhat**

- **leptonok** $\tau \rightarrow \mu \rightarrow e$

az elektron nem bomlik el, pozitron mellett mindig keletkezik egy e^-
a megfelelő neutrínók mindig keletkeznek: **leptonszámmegmaradás**

A kvarkok száma megmarad-e?

- **mezonok** $K^- \rightarrow \mu^- + \nu_{\mu}^{\sim}$ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_{\mu}^{\sim}$

a kvark-antikvark párok eltűnhetnek leptonokká

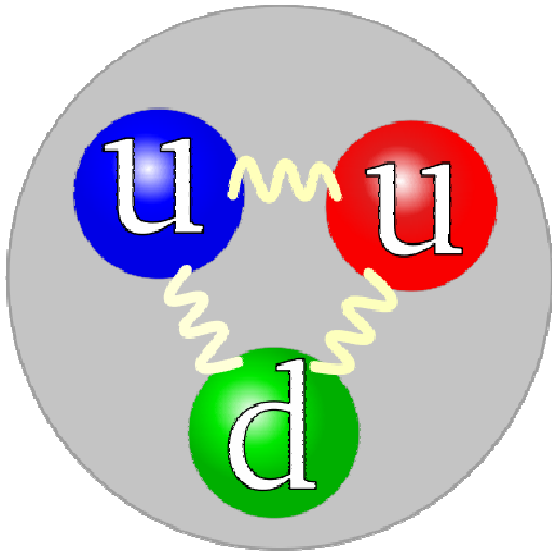
- **barionok** $\Omega \rightarrow \Xi \rightarrow \Lambda \rightarrow n \rightarrow p$

protonbomlást még nem figyeltek meg, barion \rightarrow mezon bomlást sem
antiproton mellett mindig keletkezett egy proton is

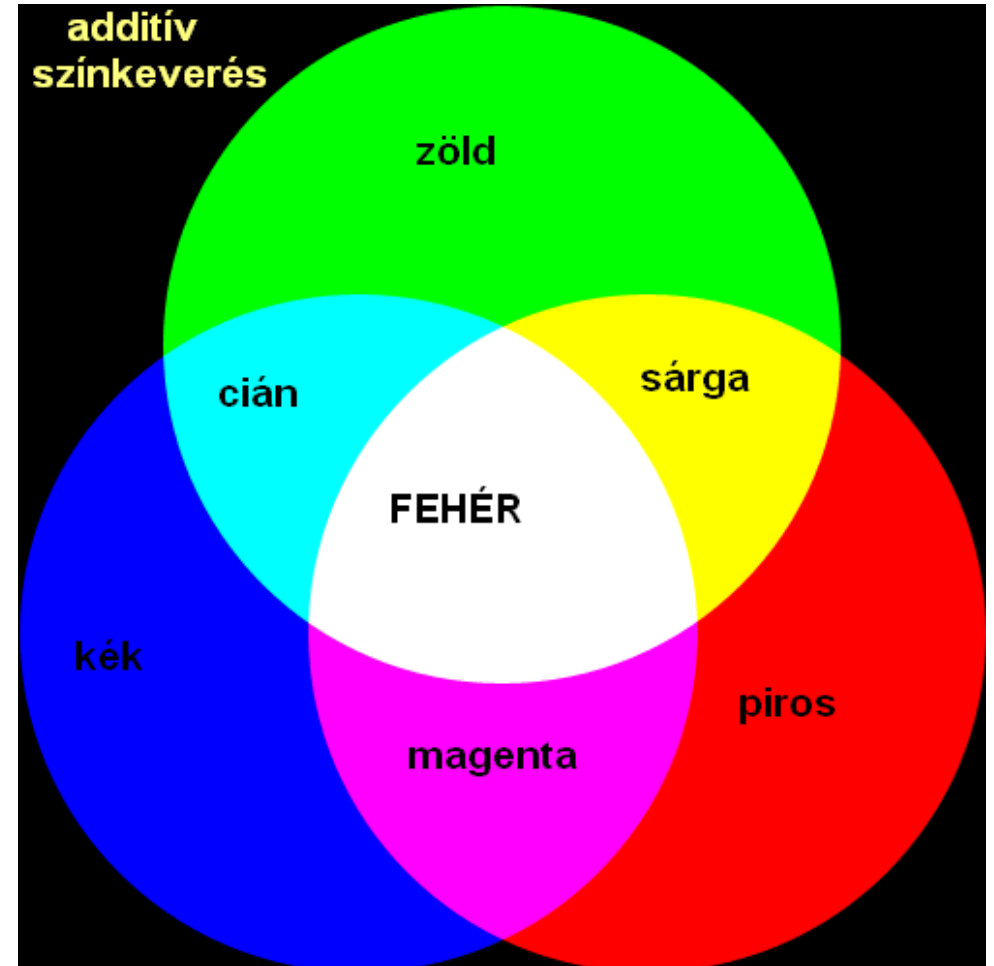
BARIONSZÁM megmaradás

a kvarkok barionszáma $1/3$, antikvarkoké $-1/3$

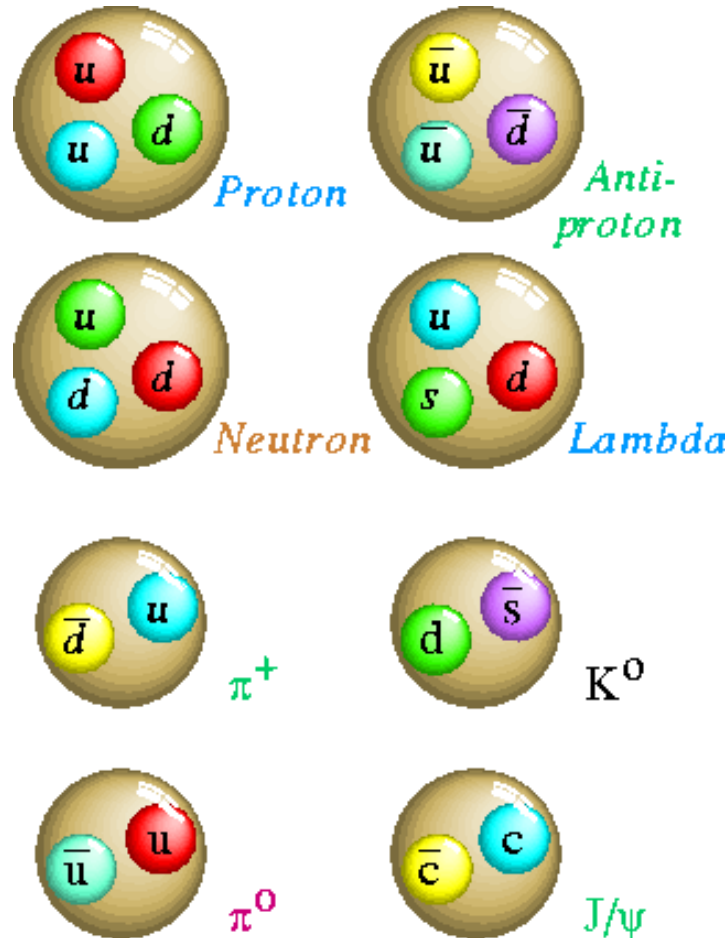
A kvarkok színe



A részecskék fehérek



A mikrorészecskék színösszetétele



barionok PKZ

antibarionok CSM

mezonok

PC, KS, ZM

A részecskékben a színek összege FEHÉR

Hány elemi részecske van?

- kvarkok: u, d, s, c, t, b u, d, s, c, t, b u, d, s, c, t, b 18db
- leptonok 6 db
- ezek antirészecskéi +24 db
- van helicitás kvantumszám is, mindezen részecskékből kettő van: + és – helicitású
- helicitás: spin és a lendület párhuzamos vagy ellentétes
- összesen 96 db elemi részecske + a közvetítő részecskék: foton, gluon, W, Z, graviton, (Higgs)

Kölcsönhatások

1. erős kölcsönhatás

- kvarkok között hat, gluonok közvetítik
- gluonok között hat
- kvarkbezárás

2. magerő (nukleáris kölcsönhatás)

- nukleonok között hat, színsemleges objektumok közvetítik
- másodrendű erős kölcsönhatás

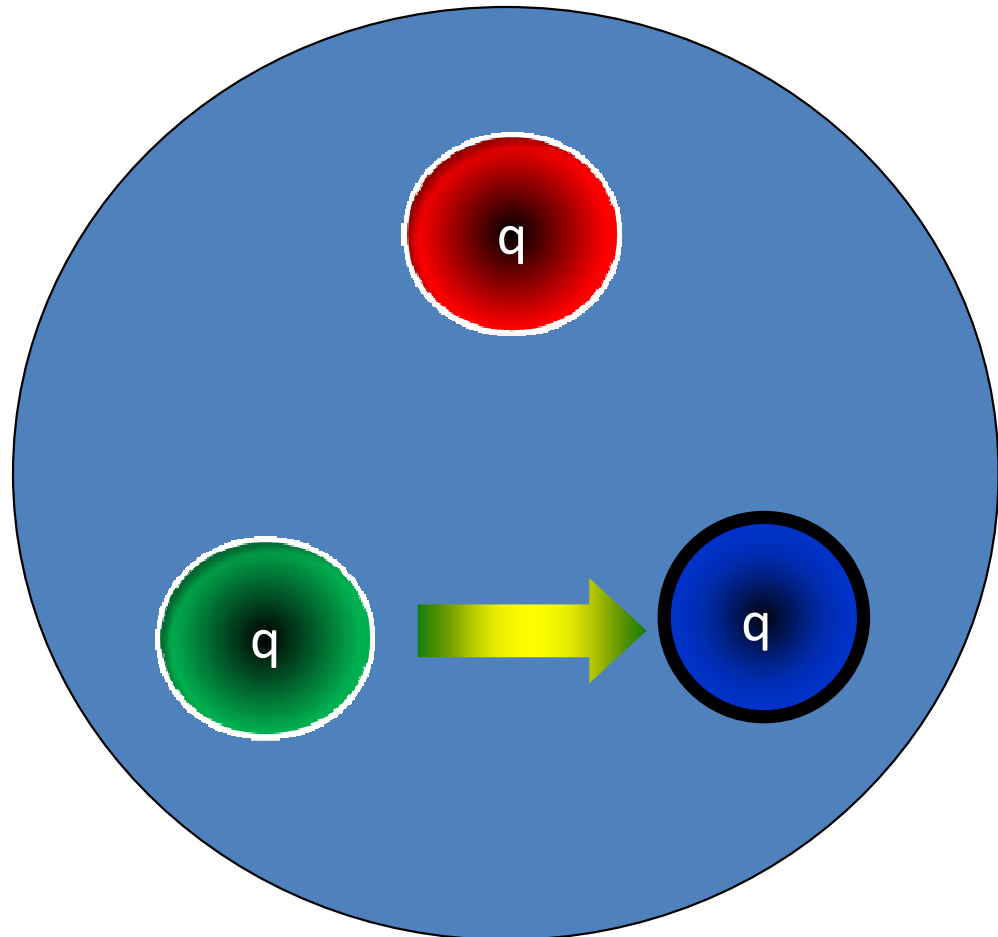
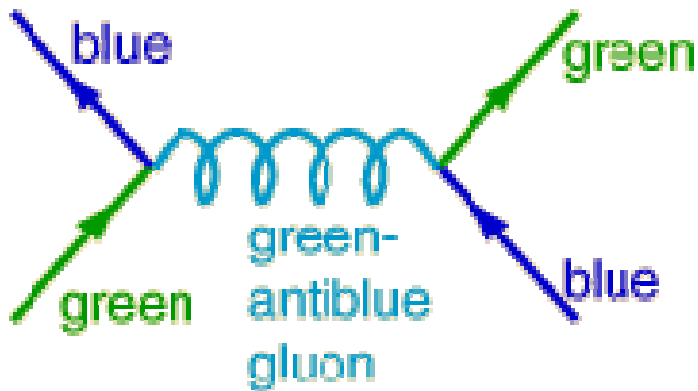
3. gyenge kölcsönhatás

- kvarkok ízét változtatja
- béta-bomlásnál részletesebben vizsgáljuk

A kvarkok kölcsönhatása

A két $2/3$ töltésű u kvark nagyon taszítja egymást az EM kölcsönhatással.
Valami összetartja a protonban a kvarkokat: **erős kölcsönhatás**

- színek között hat (így a kvarkok között is)
- gluonok közvetítik
- a gluonok nem fehérek!
- átalakítják a kvarkok színét, és egymással is kölcsönhatnak



A gluonok kölcsönhatása

Erős kölcsönhatás : kvantumszíndinamika
gluonok cseréje közben a szín megmarad!
Igazi elmélet csoportelméleten alapul.
Most szemléletesen nézzük!

A színes 0 tömegű gluonok is
gluont cserélnek, így hatnak kölcsön

8 gluon van,

egyszerűsített képben 8 színük van:

szín-antiszín keverék a színük

$P\bar{K}$ vagy $Z\bar{P}$

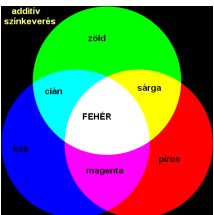
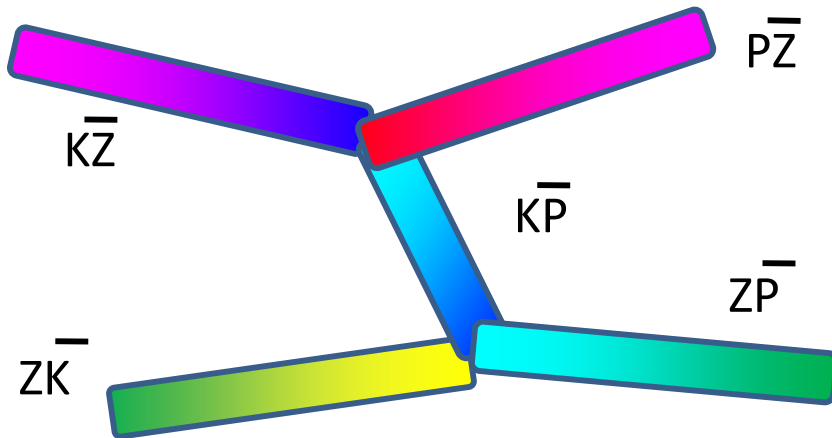
gluon kibocsátás / elnyelés

színmegmaradás

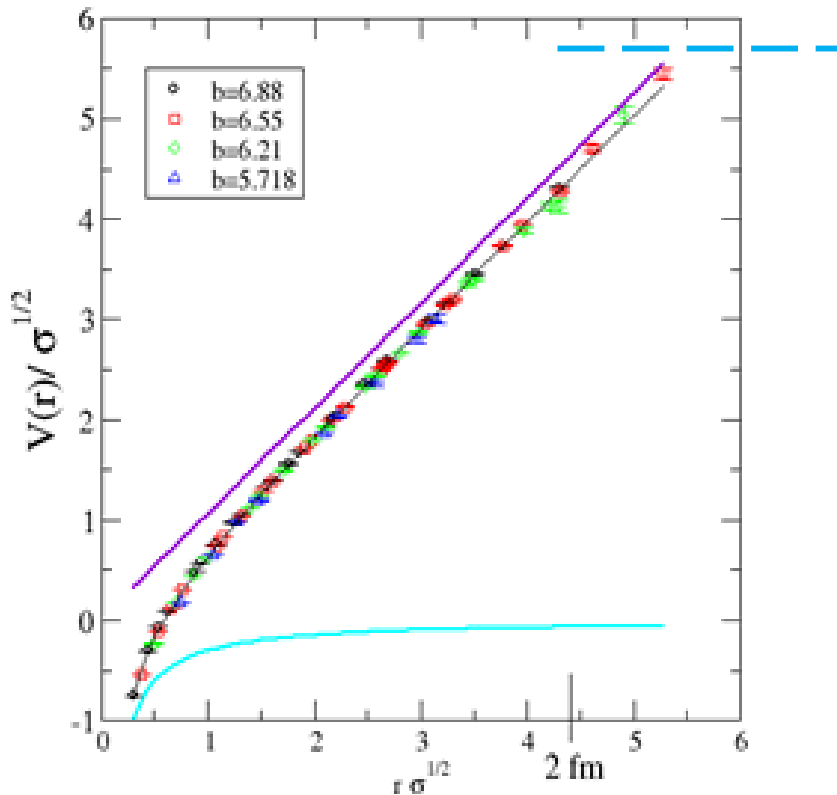
$$K\bar{Z} = K\bar{P} + P\bar{Z}$$

$$Z\bar{K} + K\bar{P} = Z\bar{P}$$

$K\bar{K}$, $P\bar{P}$, $Z\bar{Z}$ gluonokból csak két
lineáris kombináció van,
(szuperpozíciók)

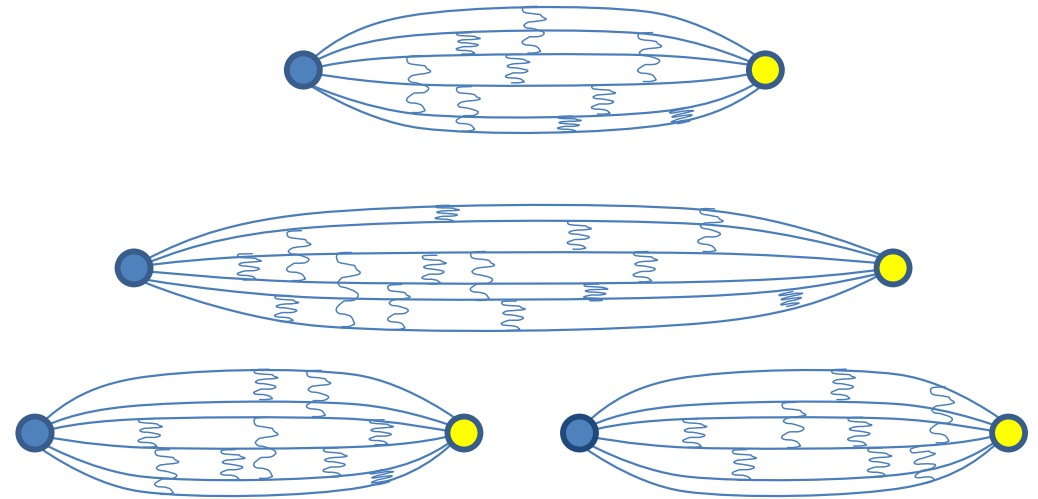


A kvark-antikvark potenciál

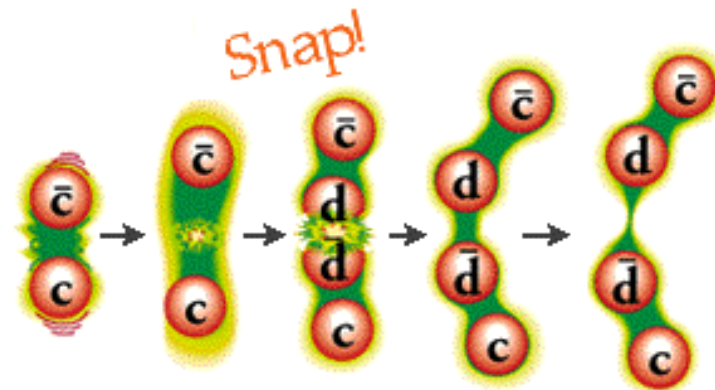


szabad kvarkot nem lehet létrehozni

Szín-tér-cső

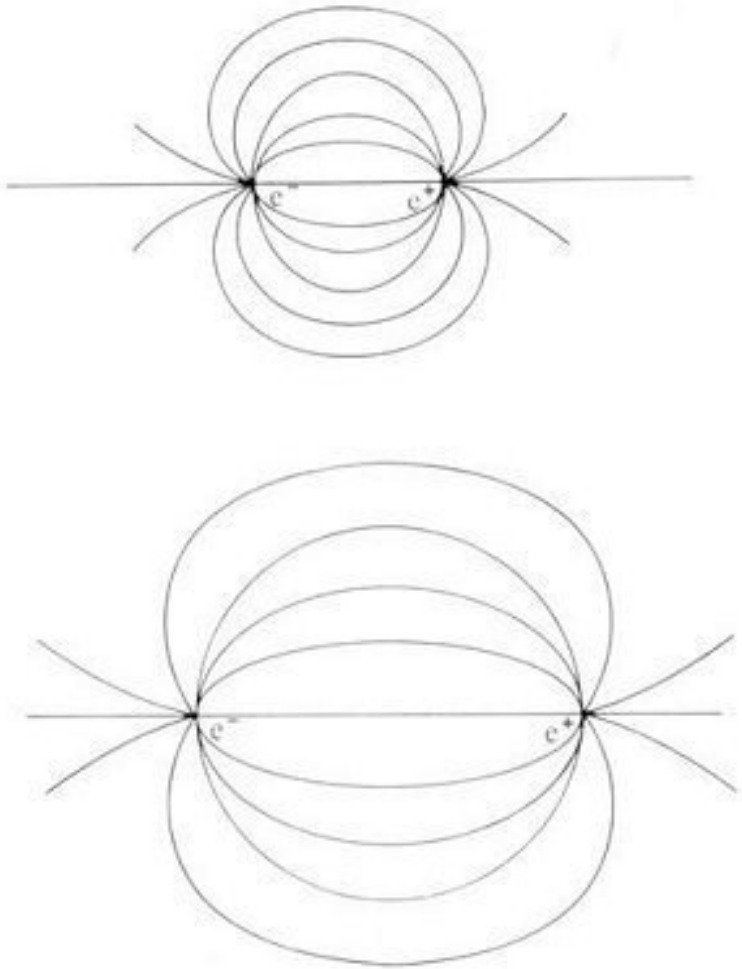


Kvarkbezárás

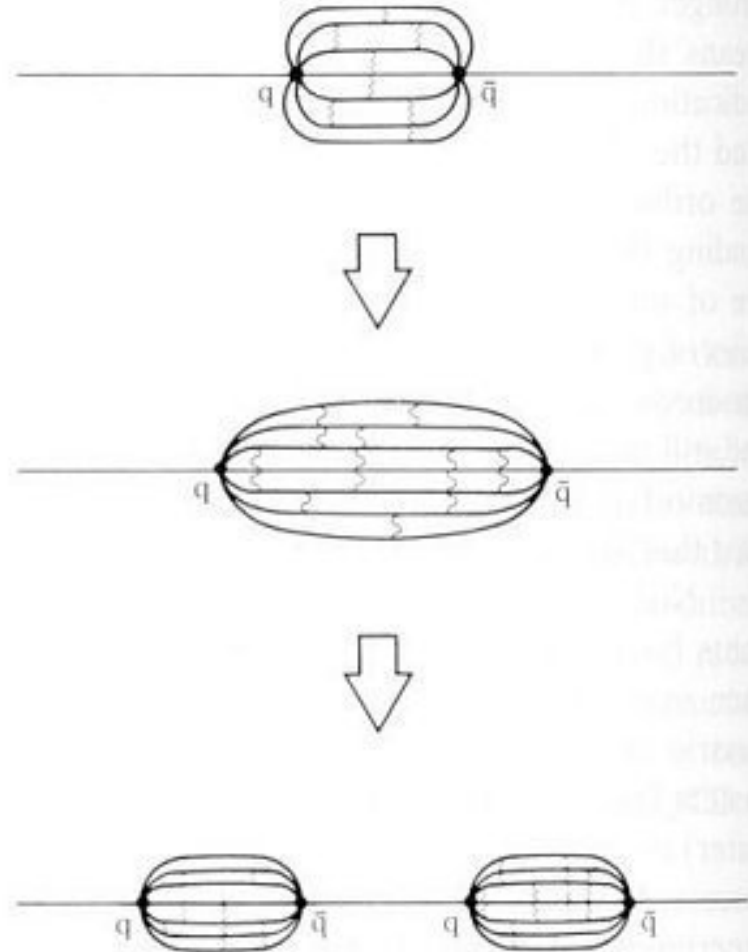


EM analógia

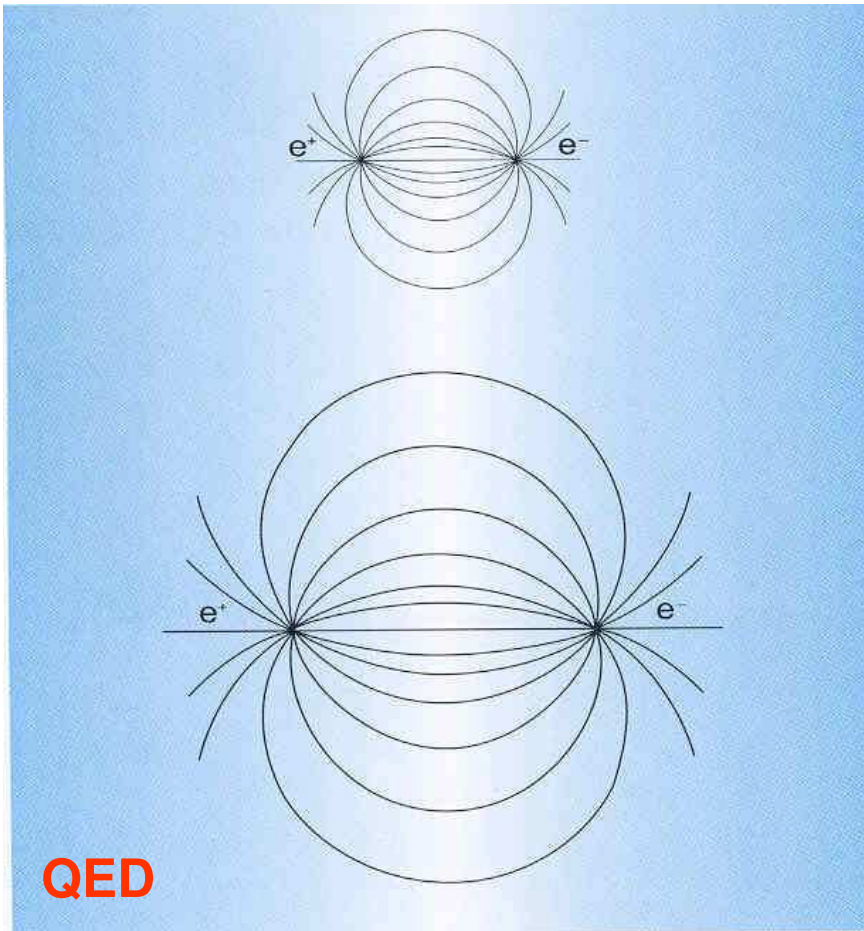
Electric field lines spread out as the electric charges are separated.



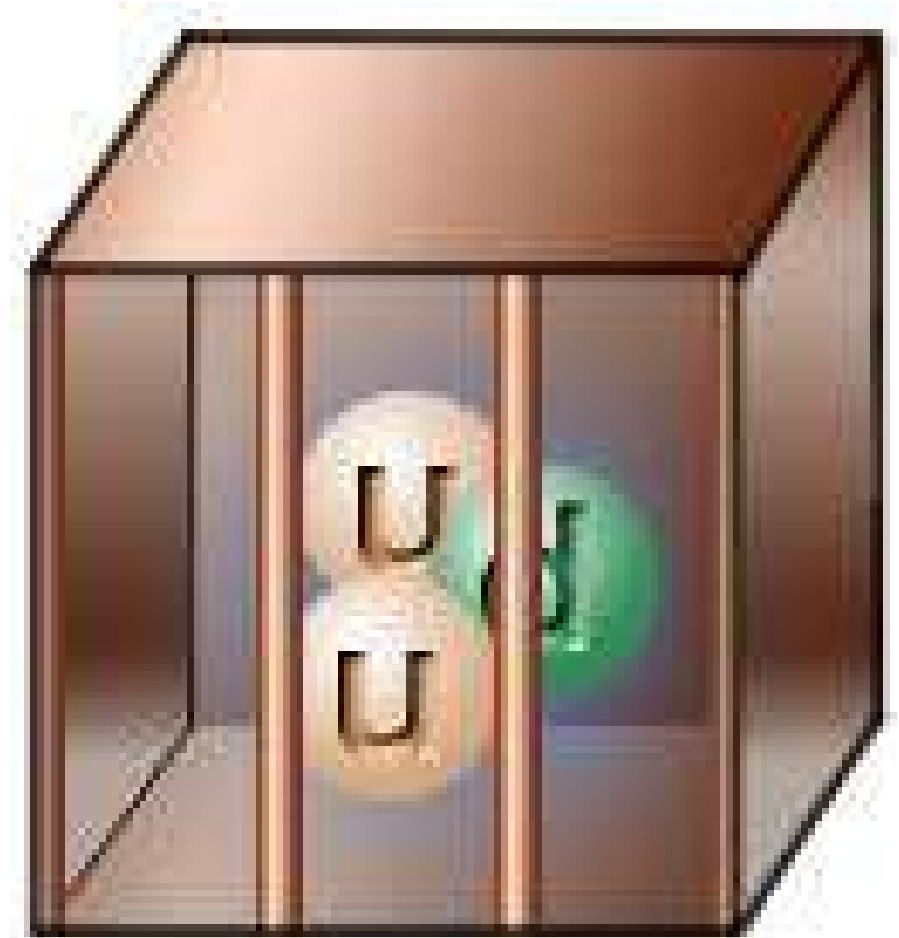
Colour force lines between quarks are collimated into a tube-like shape and do not spread out as the quarks are separated. Eventually a single tube will split into two when the force applied has completed enough work.



Kvarkbezárás – asszimptotikus szabadság



ELEKTRODINAMIKA
Elektromosság, töltések



KVANTUMSZÍNDINAMIKA
Erős kölcsönhatás, kvarkok

... ma már nincsenek szabad kvarkok...

2004-es Nobel-díj



David J. Gross

H. David Politzer

Frank Wilczek

aszimptotikus szabadság

Nagy energiás ütközésekben a kvarkok
szabadnak látszanak

A kölcsönhatások összefoglalása és

Az atommagok alaptulajdonságai

Atommag és részecskefizika

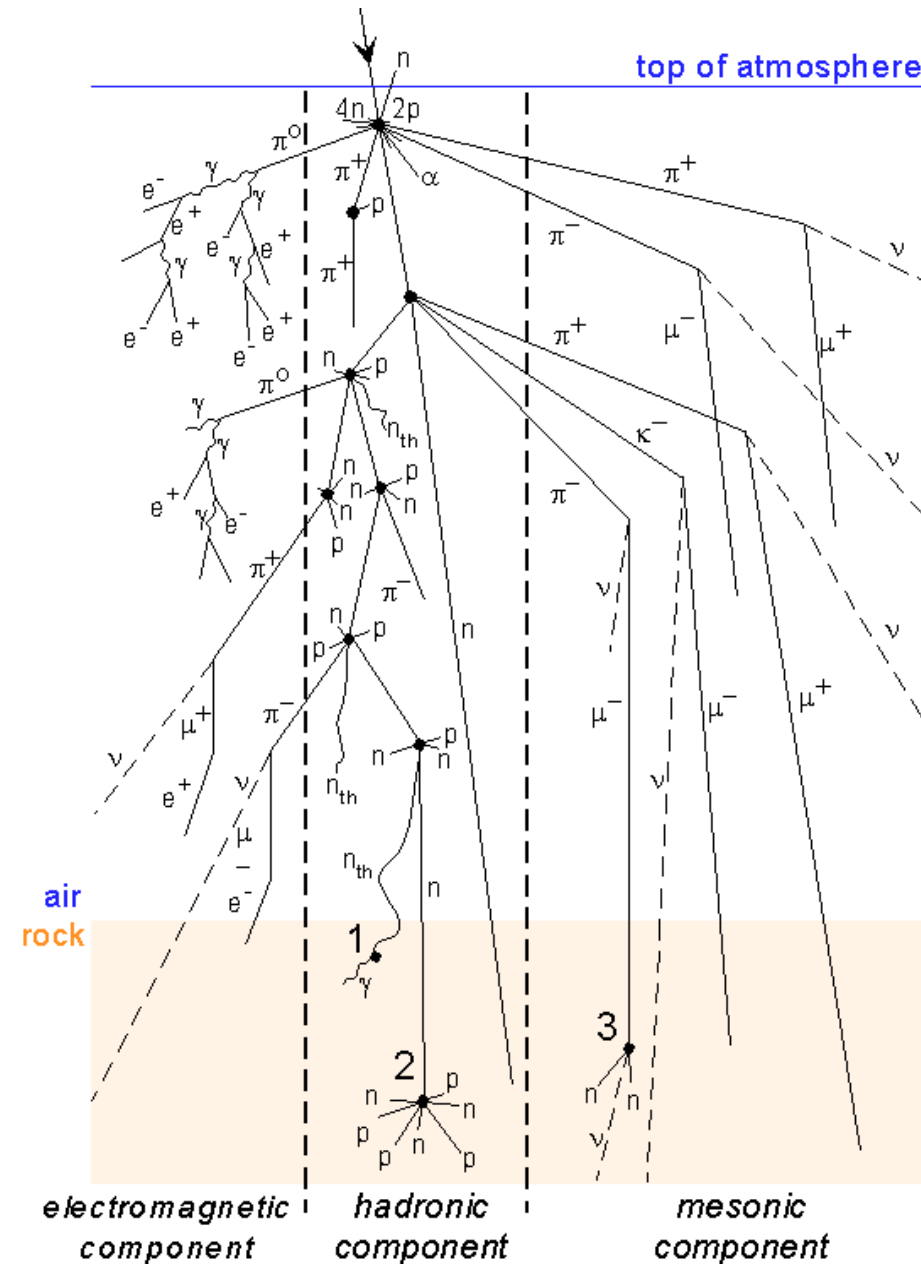
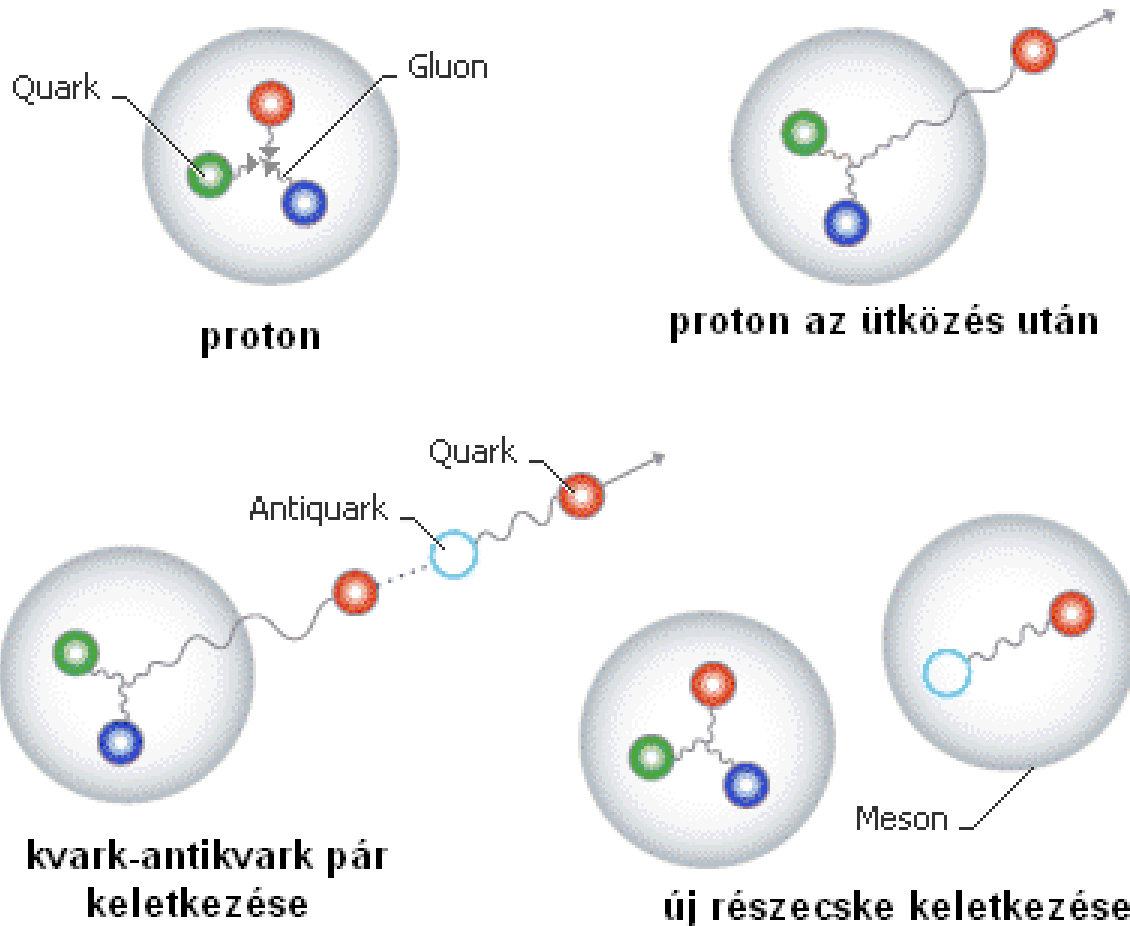
5. előadás 2011. március 22.

A pionok keletkezése a kozmikus sugárzásban

$$n + p \rightarrow n' + p' + \pi^0$$

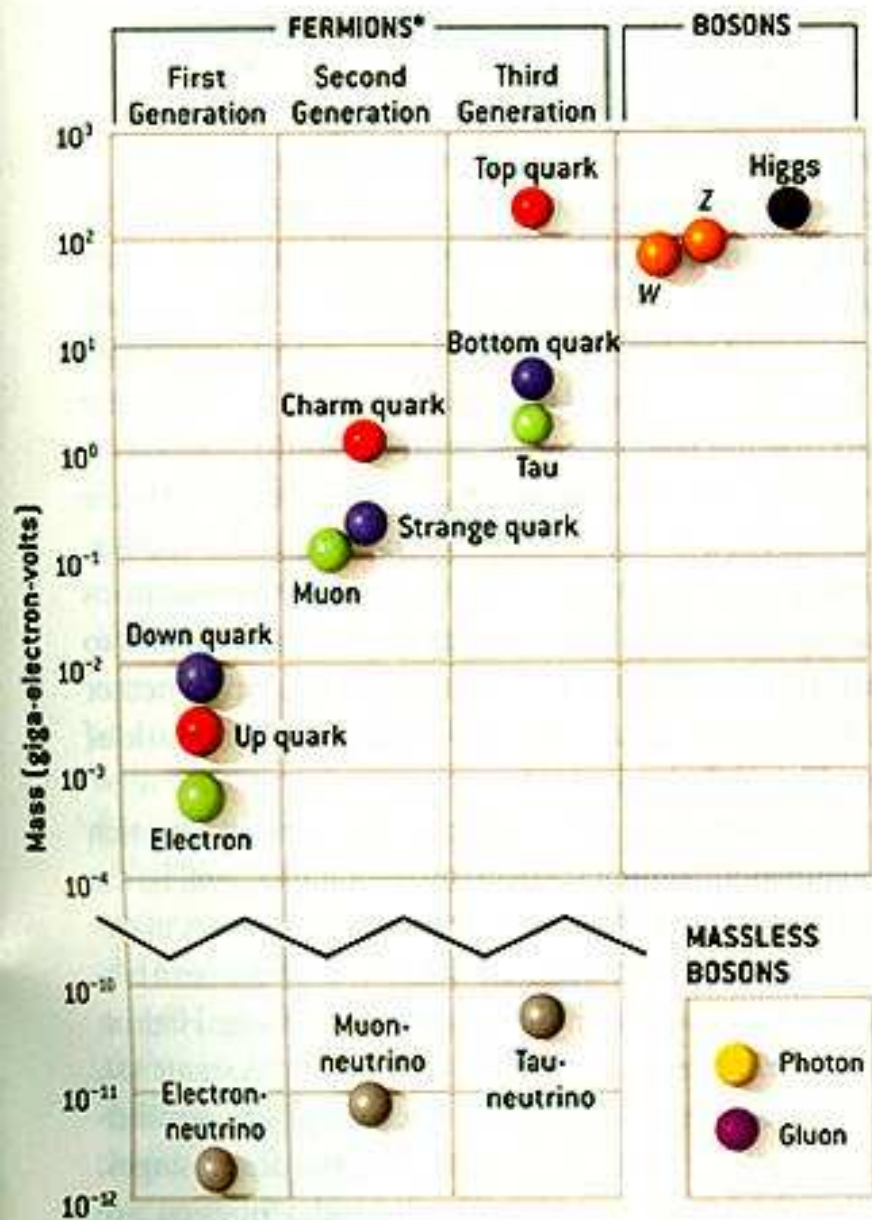
$$n + p \rightarrow n' + n + \pi^+$$

$$p + n \rightarrow p' + p + \pi^-$$



Miből áll egy mikrorészecske? 1.

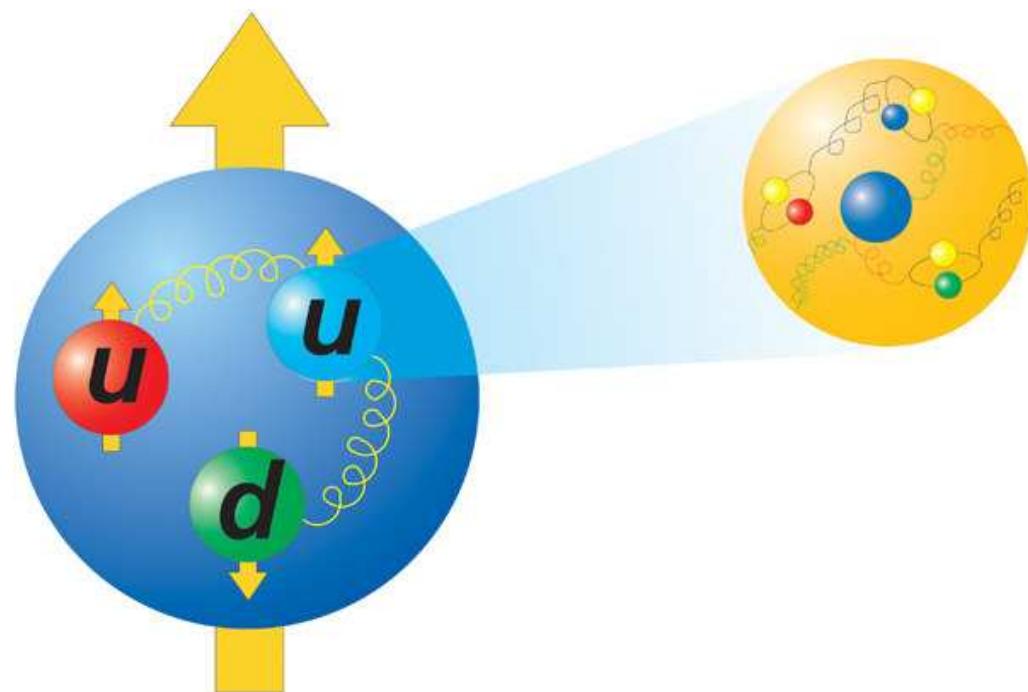
Az elemi részecskék tömege



csupasz kvarktömeg (5-10 MeV)

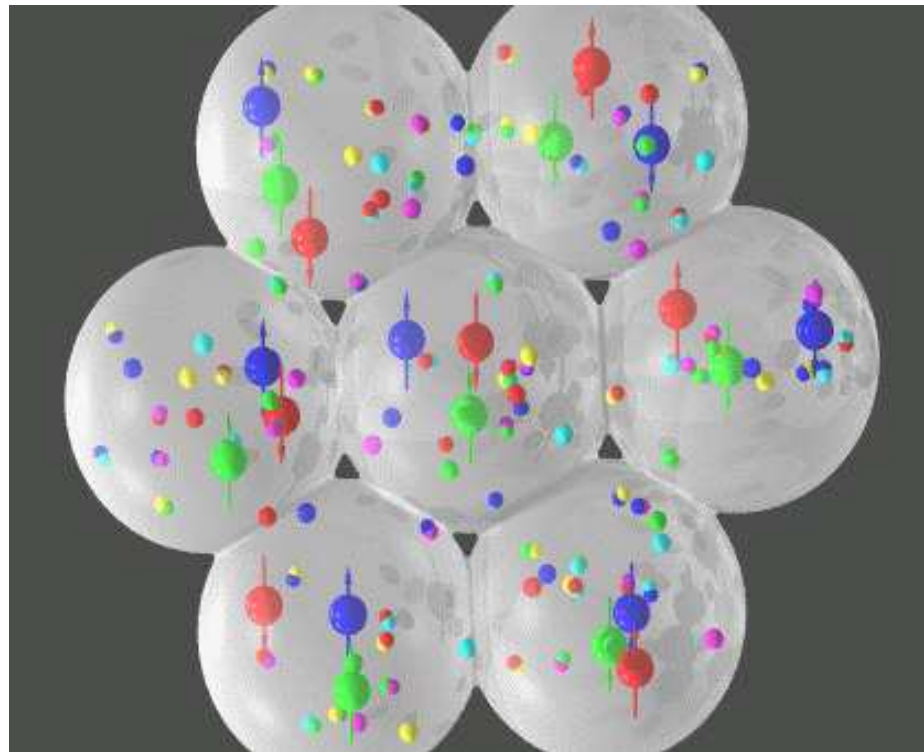
$$H = (D-m) + EM + EK$$

Hogyan lesz ebből 938 MeV?



Miből áll egy mikrorészecske? 2.

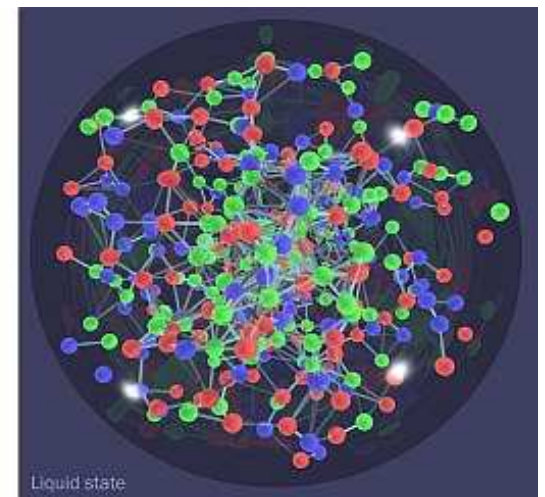
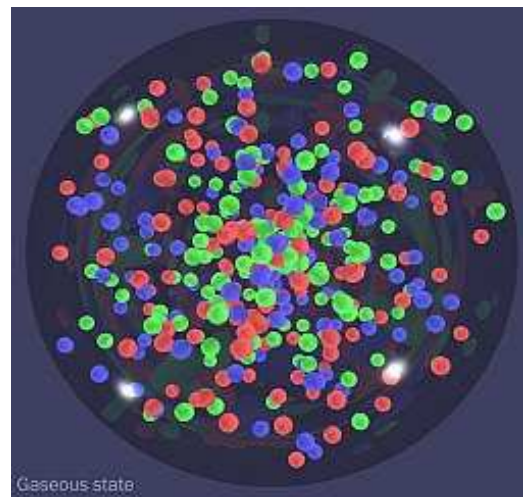
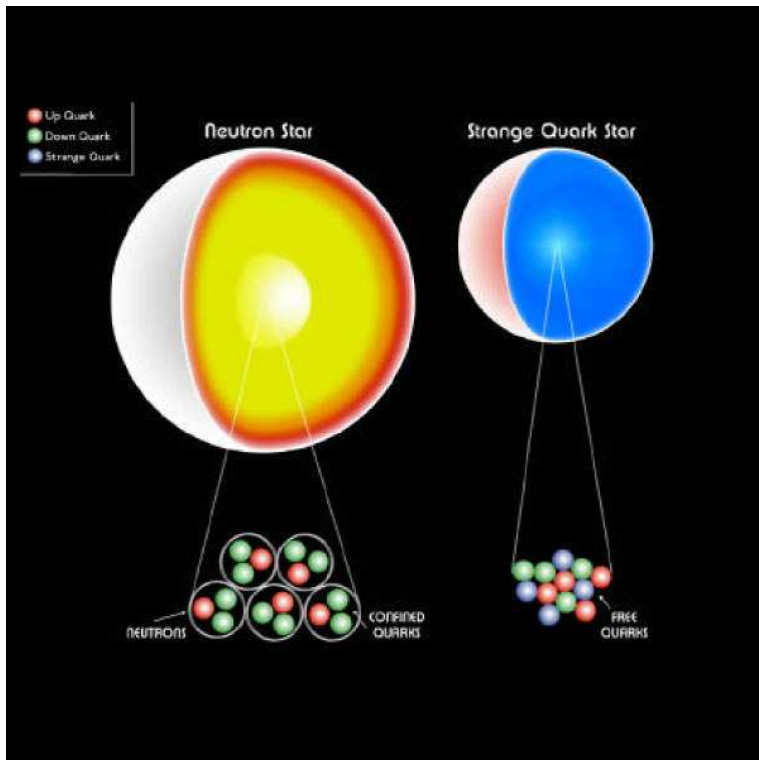
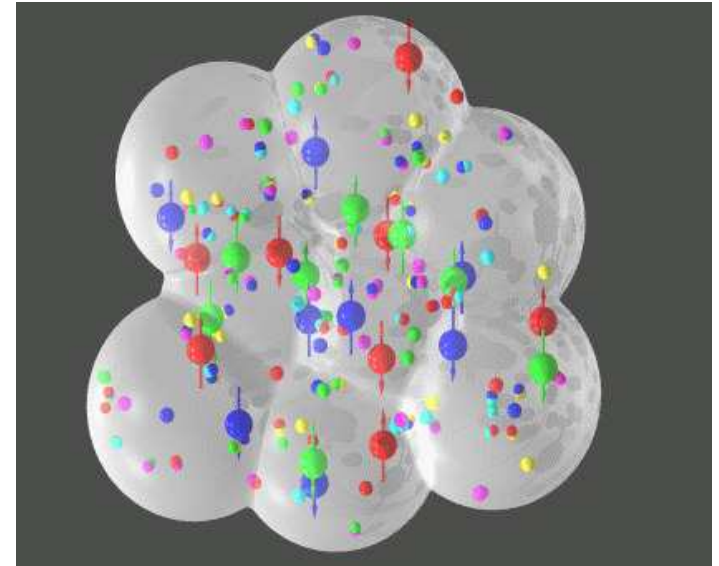
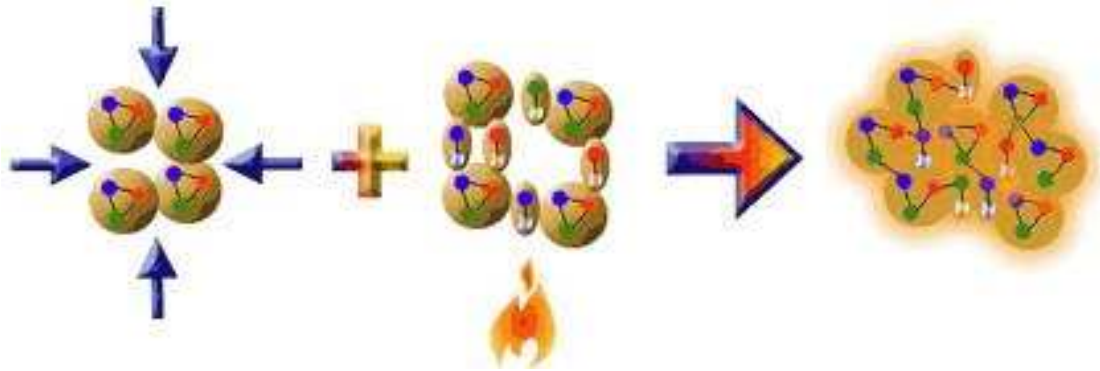
kvarkok és gluonok egy részecskében



Erősen kölcsönható anyag egy „zsákban”

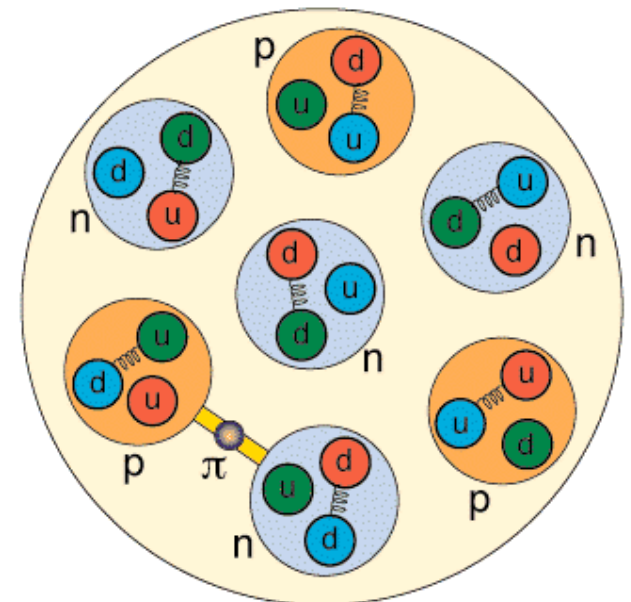
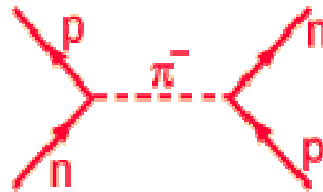
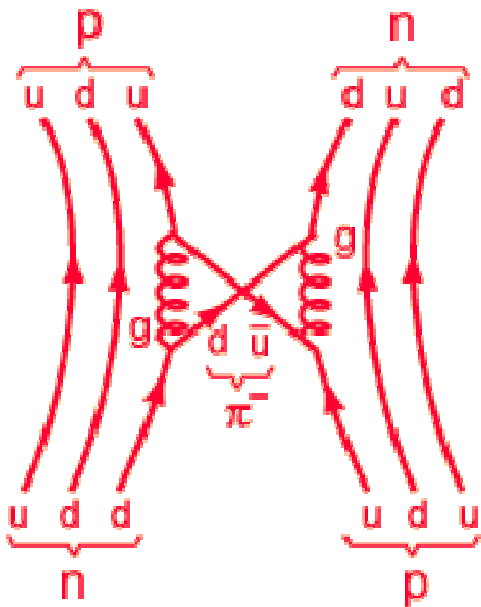
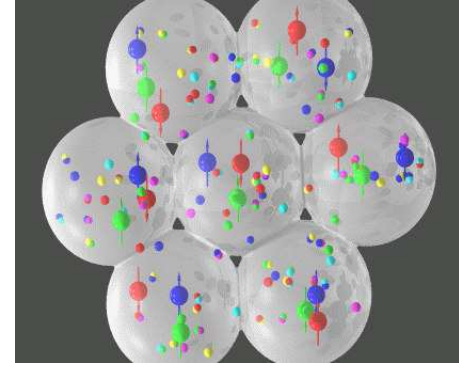
Erős kcsh – bezáró kcsh, EM kcsh, magerő – nem bezáró kcsh (r nagy: lecseng)

Kvarkanyag



Magerők és az erős kcsh. kapcsolata

- különböző nukleonba bezárt kvarkok is cserélhetnek gluonokat, vagy színnel rendelkező részecskét.
- Amikor elhagyja a nukleont az objektum, már csak fehér lehet: legkisebb ilyen: π -mezon
- erős kcsh – gluoncseré magerő - mezoncseré



Jet-ek (részecskepászmák)

- A kvarkok és gluonok nem repülhetnek ki egyedül az ütközési pontból
- Helyette felöltöznek, hadronizálódnak, további kvarkokkal és antikvarkokkal
- Sok, majdnem egyirányba távozó hadront (bariont, mezont) látunk
- Sok pion lesz bennük, ez a legkönnyebb hadron
- Összenergiájuk a kezdeti kvark vagy gluon energiájára jellemző



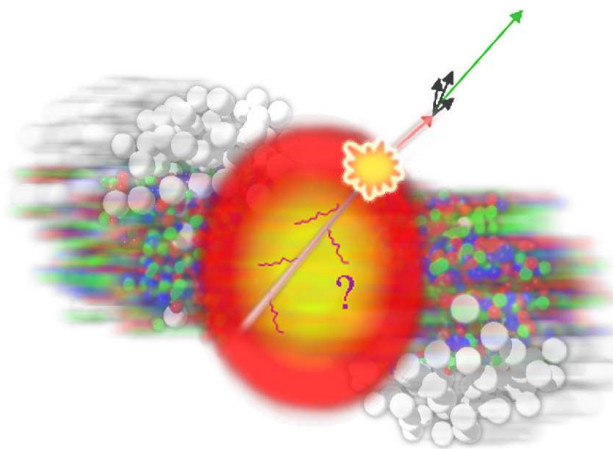
Atommagok „megolvasztása”

Nehézion-ütközések

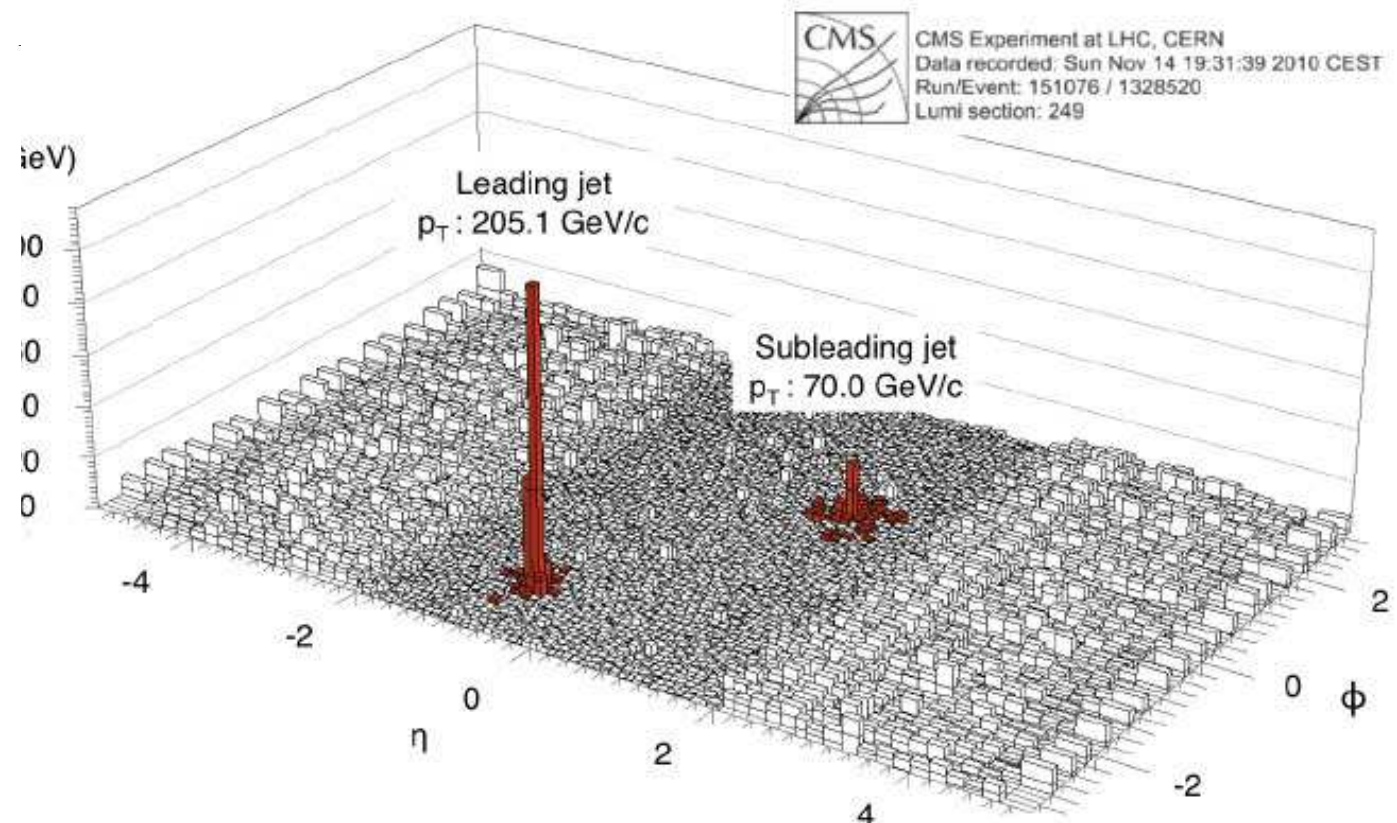
CERN LHC, 2010. november:

Az ellentétes irányban kirepülő

jet-ek közül az egyik rengeteg energiát veszít!



3 hetes eredmény!



Erős kölcsönhatás

- Nukleonokat tartja össze az atommagban
- Kvarkokat tartja össze a nukleonban
- Gluonok közvetítik (tömegtelen), a gluon-kvark, gluon-antikvark és gluon-gluon kh-on keresztül.
- A Kvantumszíndinamika írja le (nem-Abeli mértékelmélet, lokális SU(3) szimmetria – ld. MSc.)
- *Szín*-bezárás: kvarkok közötti erő nem csökken a távolsággal (10000 N)
- Szabad kvarkok nincsenek, helyette jet-ek (részecskesugarak).
- *Színes* objektumok: kvarkok, gluonok, antikvarkok
- Részt vesznek benne: kvarkok, gluonok, hadronok (qq vagy qqq). Barionok: qqq, mezonok: qq.
- Az atommag tömegének nagy részét a QCD dinamika adja (nem az alkotóelemek tömege).
- Csatolási állandó (kh erőssége) *csökken* az impulzusátadás függvényében. Emiatt: perturbációszámítás csak nagy energiájú folyamatokra

Gyenge kölcsönhatás

- Radioaktivitásért és magfúzióért felelős (béta bomlás, Nap fúziós energiatermelése)
- Minden fermionra ($1/2$ spin) hat: kvarkok, elektron, müon...
- W^\pm (töltött áram), Z^0 (semleges áram) bozonok közvetítik. Nagy tömegűek (80-90 GeV, Higgs mechanizmus miatt). Rövid hatótávolság.
- Kvark ízváltásra is képes! (a többi kh nem)
- Paritás és CP sértő!
- Nem hoz létre kötött állapotot!
- Neutrínók csak ebben vesznek részt.

Elektromágneses kölcsönhatás

- Foton közvetíti (tömegtelen)
- Minden elektromosan töltött részecske részt vesz benne
- A leggyakoribb módja részecskék detektálásának (ionizáció)
- Atomok, molekulák felépítése. Kémia. Atomfizika. Szilárdtestfizika. Biológia.
- A speciális relativitáselmélet megszületéséhez vezetett.
- Kvantumelektrodinamika (QED) írja le. Relativisztikus térelmélet. Legpontosabb jóslatokat ez adja. Kis csatolási állandó, perturbációszámítás jól működik.
- Feynman-diagramok, renormálás, kvantumtérelmélet itt indultak útjukra.

Elektrogyenge kölcsönhatás

- Az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesített elmélete.
- Nagy energián (100 GeV) illetve nagy hőmérsékleten (10^{15} K) a két kh. egyesül
- Közvetítik: W^+, W^-, W^0, B^0 .
- Szimmetria spontán sérül (Higgs mechanizmus) kis energián (hőmérsékleten).
- A részecskefizikai **Standard Modell** része, a QCD-vel együtt.

Gravitációs kölcsönhatás

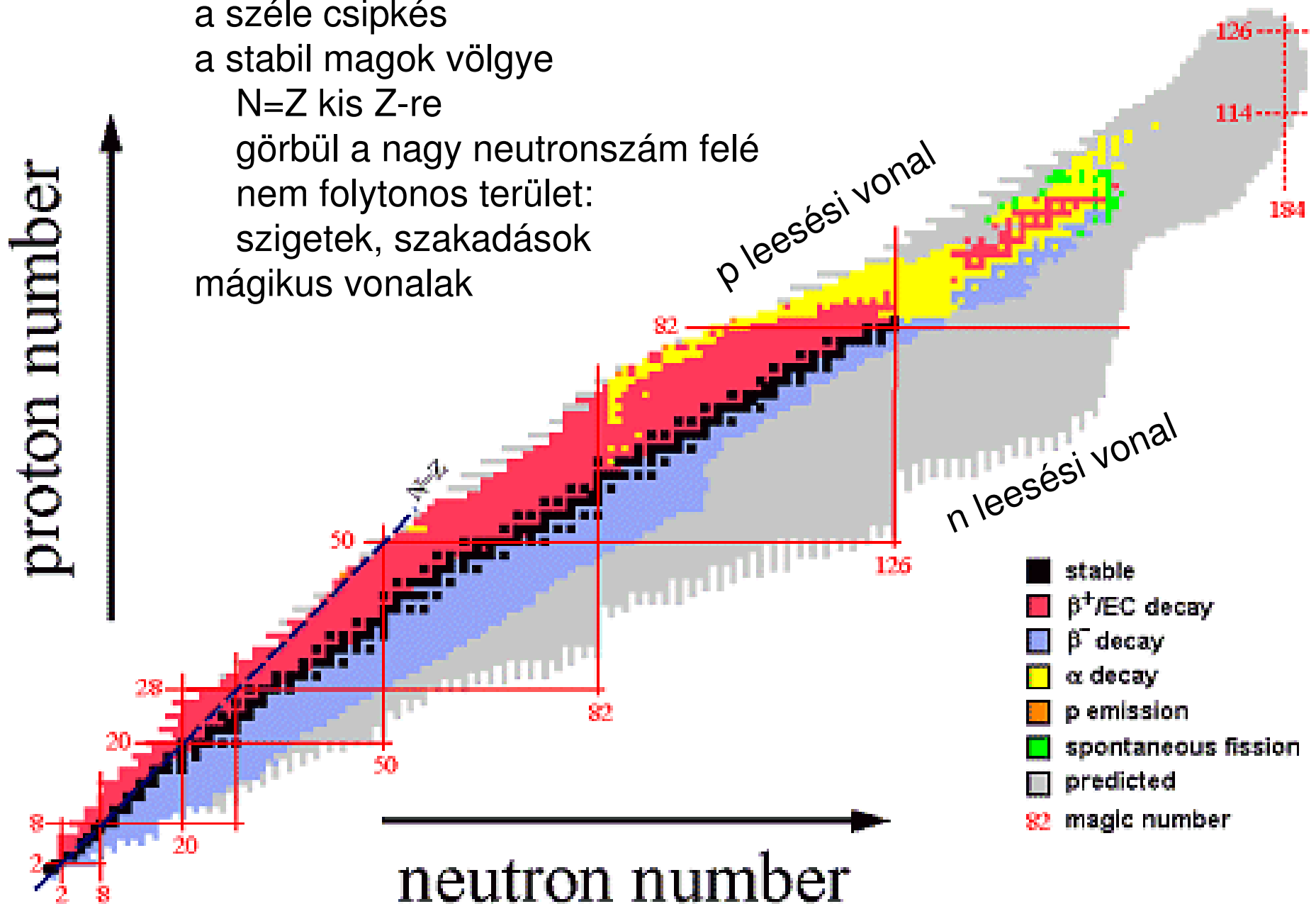
- Csak vonzó lehet. Tömeges részecskék vesznek részt benne.
 - Nagy méretű objektumokat tartja össze (Naprendszer, galaxisok, Föld, csillagok)
 - Általános relativitáselmélet írja le. Newton törvénye jó közelítés.
 - Kvantumtérelméleti leírásában a graviton közvetíti. Kis távolságskálákon (10^{-35}m) nem működik.
 - Gravitációs sugárzás direkt detektálása eddig sikertelen. Aktív kutatás: pl. LIGO (Atomfizikai Tsz.)
-

Az atommagok tulajdonságai

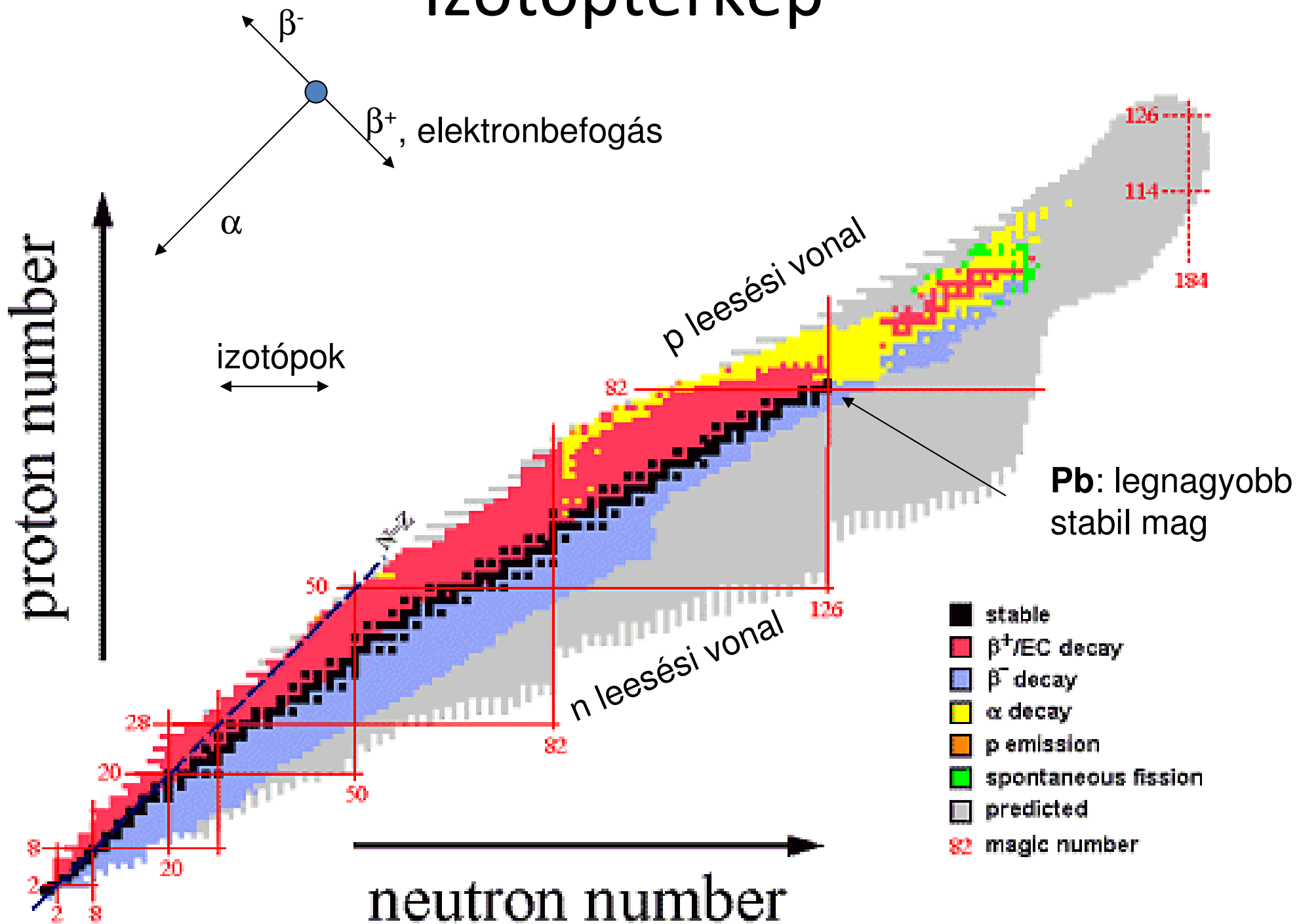
- Atommagok jelölése: ${}^A_Z X$, pl. ${}^{208}_{82} Pb$
ahol A a tömegszám (protonok és neutronok számának összege), Z a rendszám (protonok száma). Az utóbbi elhagyható (vegyjel elég).
- $N = A - Z$ a neutrons szám.
- Izotópok: azonos Z , különböző A .
- Izotónok: azonos N .
- Izobárok: azonos A .

Izotóptérkép

a széle csipkés
a stabil magok völgye
N=Z kis Z-re
görbül a nagy neutronszám felé
nem folytonos terület:
szigetetek, szakadások
mágikus vonalak



Izotóptérkép



Az atommagok mérete

- Elektromos magsugár mérése:
 - Nagyenergiájú elektronszórás
 - müonatomok karakterisztikus röntgensugárzásának izotópeltolódása
 - Tükörmagok béta-bomlása
- Nukleáris magsugár mérése:
 - anomális Rutherford-szórás
 - neutronok elnyelődése

Nagyenergiájú elektronok szóródása

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) \Big|_{Mott} \cdot \overset{\text{alakfaktor}}{F(q)} \xrightarrow{\text{Furier}} \rho(\vec{r})$$

Mott khm: Relativisztikus Rutherford

1955 Hofstadter (1961 Nobel)

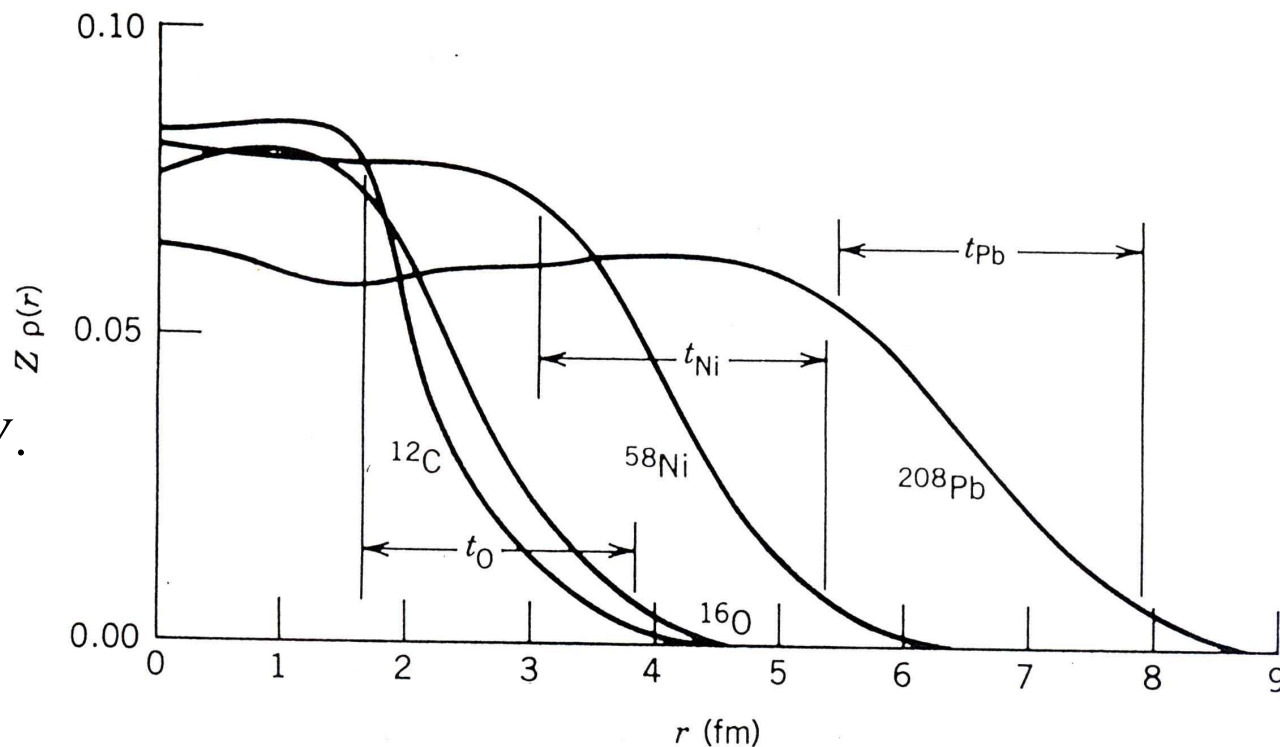
Stanford LINAC

100 MeV elektronok

Tisztán EM szórás khm.

Akkora kell, hogy $\lambda < 10$ fm legyen:

$$E \approx pc = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1241 \text{ MeVfm}}{10 \text{ fm}} = 124 \text{ MeV}.$$



Hofstadter, R., et al., Phys. Rev. 92, 978 (1953).

Ekvivalens magsugár

- egyenletes sűrűségű R sugarú gömb

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{V \rho_{\text{egyenletes}}} \iiint r^2 \rho_{\text{egyenletes}} dV = \frac{3}{5} R^2$$

- általános sűrűségű atommag

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{M} \iiint r^2 \rho(r) dV \equiv \frac{3}{5} R_{EQ}^2$$

- Azon egyenletes sűrűségű gömb sugara, melyre $\langle r^2 \rangle$ azonos az adott sűrűségeloszlás $\langle r^2 \rangle$ -ével.

Elektronszórás-kísérletek eredményei

- A sűrűség állandó az atommagok közepénél (nem függ A-tól)
- ez az állandó a stabil atommagoknál meg is egyezik
- diffúz széle van: $t=2,3$ fm (10-90%), nem függ A-tól

$$R_{EQ}=1,2 \text{ fm } A^{1/3}$$

- az atommagok sűrűségeloszlását jól leírja a Woods-Saxon-alak:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}}$$

Müon-atomok karakterisztikus röntgensugárzása

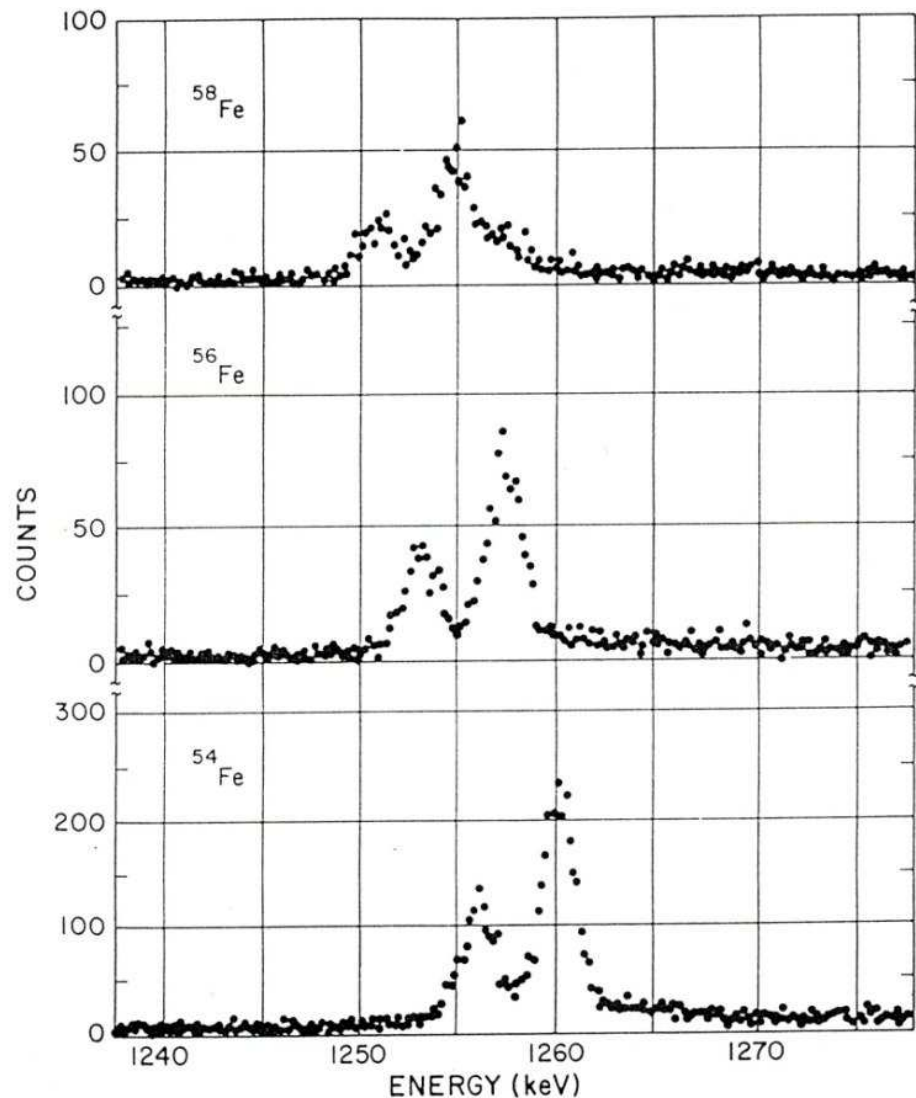


Figure 3.8 The muonic K X rays in some Fe isotopes. The two peaks show the $2p_{3/2}$ to $1s_{1/2}$ and $2p_{1/2}$ to $1s_{1/2}$ transitions, which have relative intensities in the ratio 2:1 determined by the statistical weight $(2j + 1)$ of the initial state. The isotope shift can clearly be seen as the change in energy of the transitions. The effect is about 0.4%, which should be compared with the 10^{-6} effect obtained with electronic K X rays (Figure 3.6). From E. B. Shera et al., *Phys. Rev. C* **14**, 731 (1976).

Bombázó müonok kilöknek egy elektront, helyükre beépülnek.
Pályasugár: 207-szer kisebb
($53000/207 = \text{kb. } 250 \text{ fm}$)!
 $2p \rightarrow 1s$ átmenet: K_{α} sugárzás.
Ez függ a magsugártól!
Müon valószínűsége a mag helyén:

p állapotban 0
s állapotban nem 0!

$1s$ áll. energiakülönbsége két izotóp esetén:

$$R_1^2 - R_2^2$$

Ez $A^{2/3}$ szerint változik.
Tehát $r \sim A^{1/3}$

Számolás: táblán

Tükörmagok béta-bomlása

- Tükörmagok: $A_1=A_2$, $Z_1=N_2$, $Z_2=N_1$
- Pl. ${}^3\text{H}$ és ${}^3\text{He}$
- A kötési energia csak az elektrosztatikus tagban különbözik
- Egymásba alakulásuknál felszabaduló energia béta bomlással:

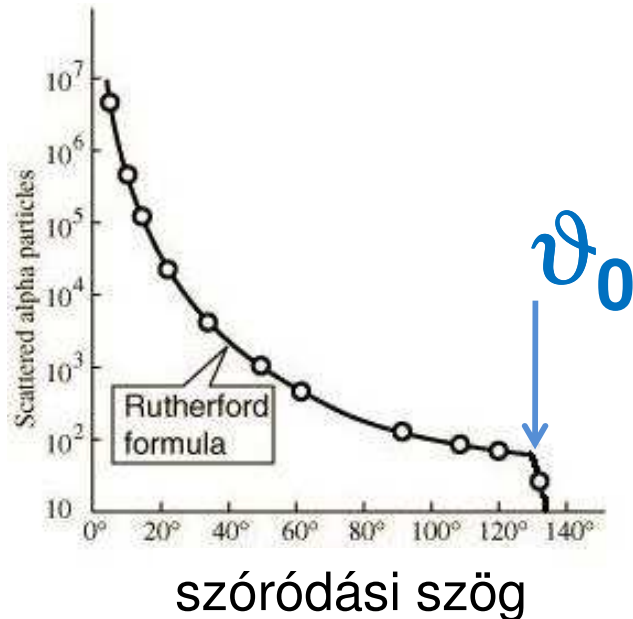
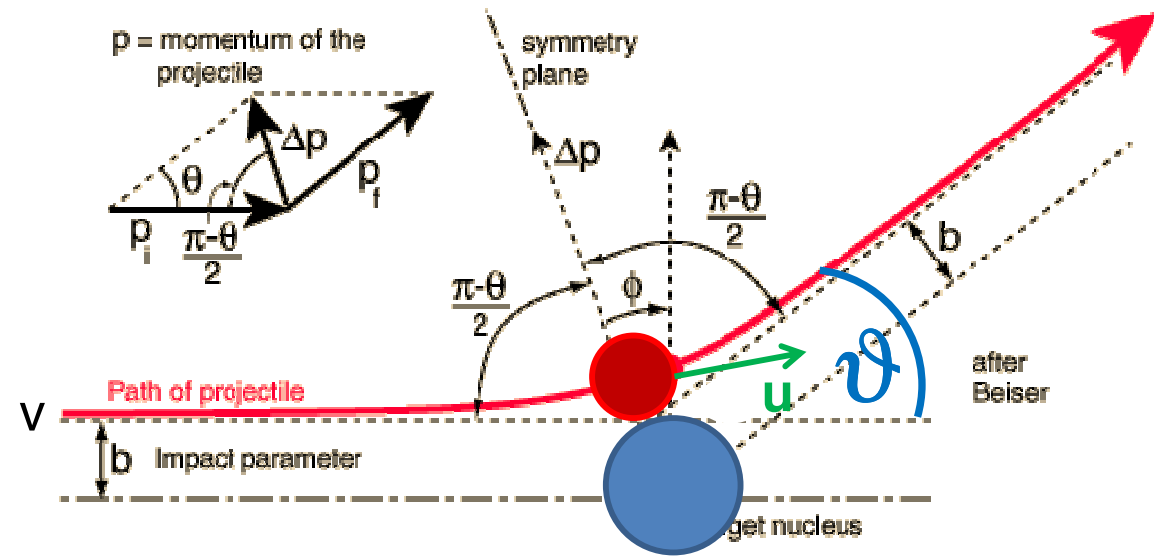
$$\Delta E = (m_n - m_p)c^2 + k \frac{Z^2}{R} - k \frac{(Z-1)^2}{R}$$

- Ez mérhető (elektron max. energiájából)
- Ebből R meghatározható

Anomális Rutherford-szórás

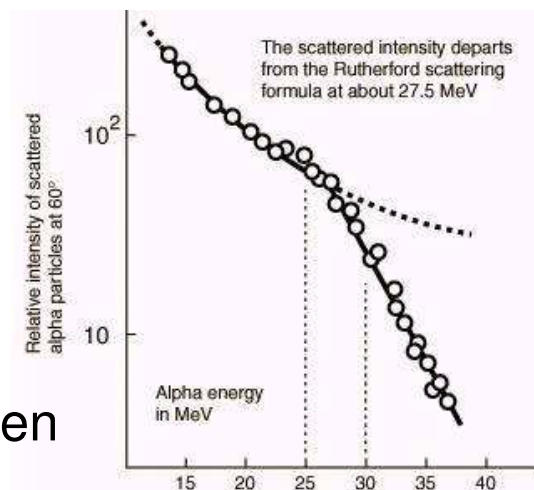
Ha $v < v_0$ azaz $b > b_0$ akkor nem érnek össze az atommagok →
Rutherford-szórás szögeloszlását kapjuk

$v > v_0$ esetén levágást tapasztalunk



Adott szögben mérve a szóródott alfa-részecskéket, egyre nagyobb bombázó energiákon egyszer csak egymáshoz ér a két atommag

$E_\alpha > 20$ MeV, hogy hozzáérjen a céltárgyhoz



bombázó energia

Anomális Rutherford-szórás

- a : a legkisebb megközelítés fele centrális ütközésben

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{ke^2Z_1Z_2}{2a} \rightarrow a = \frac{ke^2Z_1Z_2}{mv^2}$$

- legkisebb megközelítéskor *perdület*: $mur = mbv$.

energia:
$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mu^2 + \frac{ke^2Z_1Z_2}{r} = \frac{1}{2}m\left(\frac{b}{r}\right)^2 v^2 + \frac{amv^2}{r}$$

Ebből:
$$r^2 - 2ar - b^2 = 0 \quad \text{tg} \frac{\vartheta}{2} = \frac{a}{b} \quad \leftarrow \text{Mechanikában tanultuk}$$

$$r = \frac{\pm \sqrt{4a^2 + 4b^2} + 2a}{2} = a \left(1 + \sqrt{\left(\frac{b}{a}\right)^2 + 1} \right) = a \left(1 + \sqrt{\left(\frac{\cos(\vartheta/2)}{\sin(\vartheta/2)}\right)^2 + 1} \right) = a \left(1 + \frac{1}{\sin(\vartheta/2)} \right)$$

Adott bombázó energián a adott, θ (kontakt) mérhető, ebből R megkapható.

Neutronok elnyelődése

- Gyors neutronok befogása az atommagba $R^2\pi$ hatáskeresztmetszettel történik (geometriai hkm).
- Megmutatható, hogy a rugalmas szóródás (hullámelhajlás a mag peremén) hkm-je szintén $R^2\pi$.
- Anyagdarabon átlőtt neutronnyaláb intenzitása mérhető (d az anyag vastagsága, n a magok számsűrűsége):

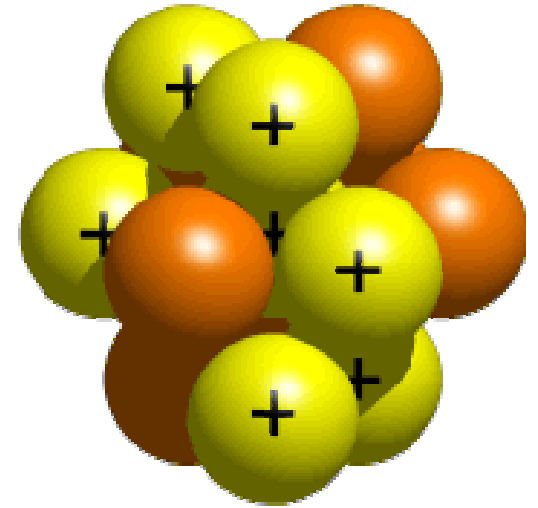
$$I(d) = I_0 e^{-\sigma nd}$$

- Ebből a mag sugara meghatározható ($\sigma=2R^2\pi$)

Eredmények

- $R_{EQ} = a(1 + 1/\sin(\vartheta_0/2))$
- Sok mérés alapján:

$$R_{EQ} = 1,4 \text{ fm} \cdot A^{1/3}$$



Elektronszórás

$$r_0 = 1,2 \text{ fm}$$

Anomális Rutherford-szórás $r_0 = 1,4 \text{ fm}$

Különbség: kölcsönhatás: elektromos – nukleáris
elektromos magsugár < nukleáris magsugár

neutronbőr: felszínen neutrontöbblet

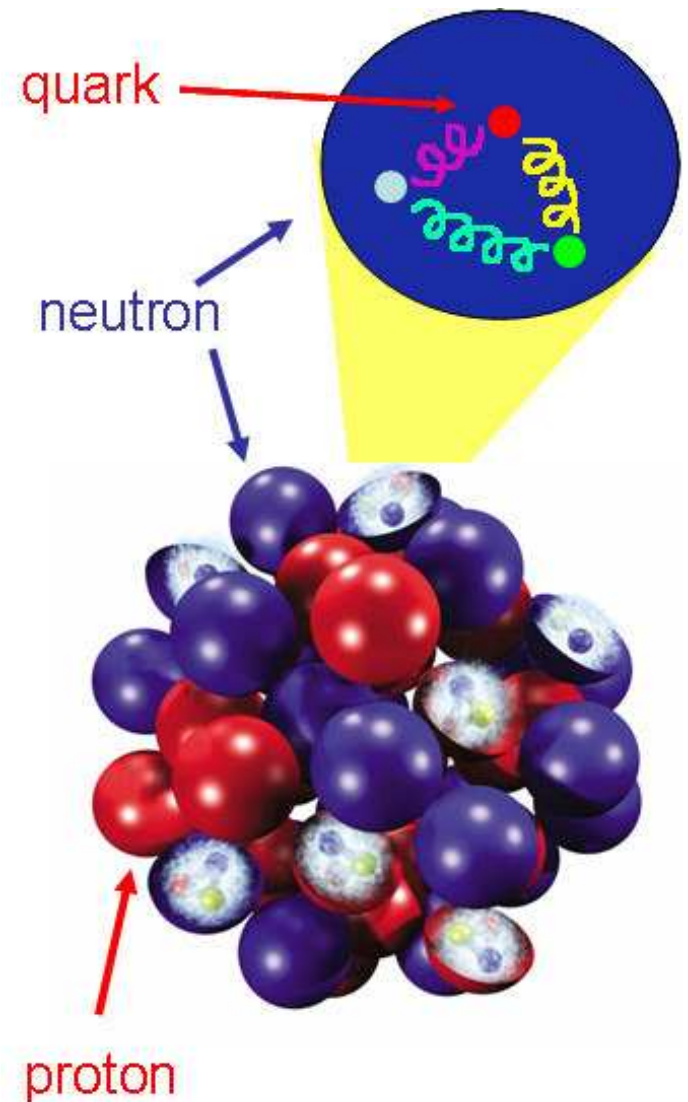
Neutron *glória (halo)*: tipikusan 2 neutron nagyon messze a mag középpontjától, pl ^{11}Li

Atommagok mérete

- Tehát a magok térfogata A -val arányos, pl. mint egymást érintő tömör golyók esetén
- A nukleonok, a maganyag sűrűsége állandó, akár egy folyadék esetén. Kb. 10^{17} kg/m³
- Az magerők rövid hatótávolságúak, távoli nukleonokra nem hatnak – additív térfogat
- Általában N nagyobb Z -nél, a többlet-elektronok nagyobb energiájú, kiterjedtebb pályákra kerülnek: neutronbőr

Cseppmodell

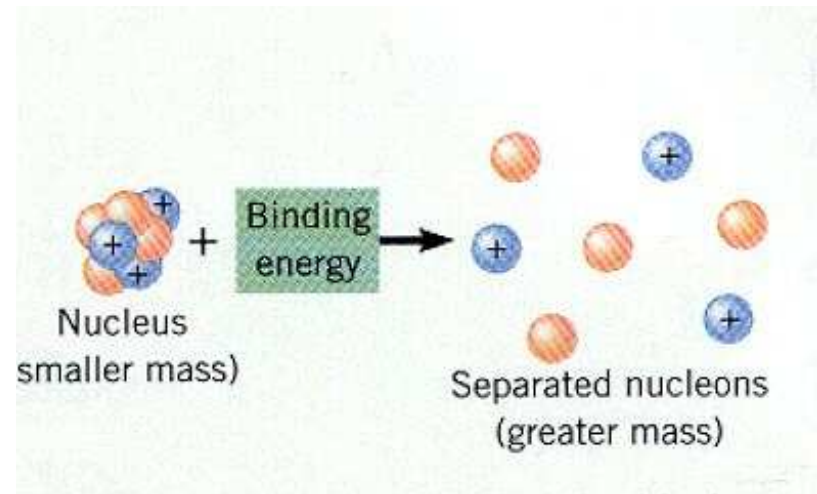
- **magerő:** szomszédok között
távoliakat nem vonzza,
nagyon közel taszító
olyan mint a Van der Waals!
az is másodlagos kcsh.!
- EM: minden proton között



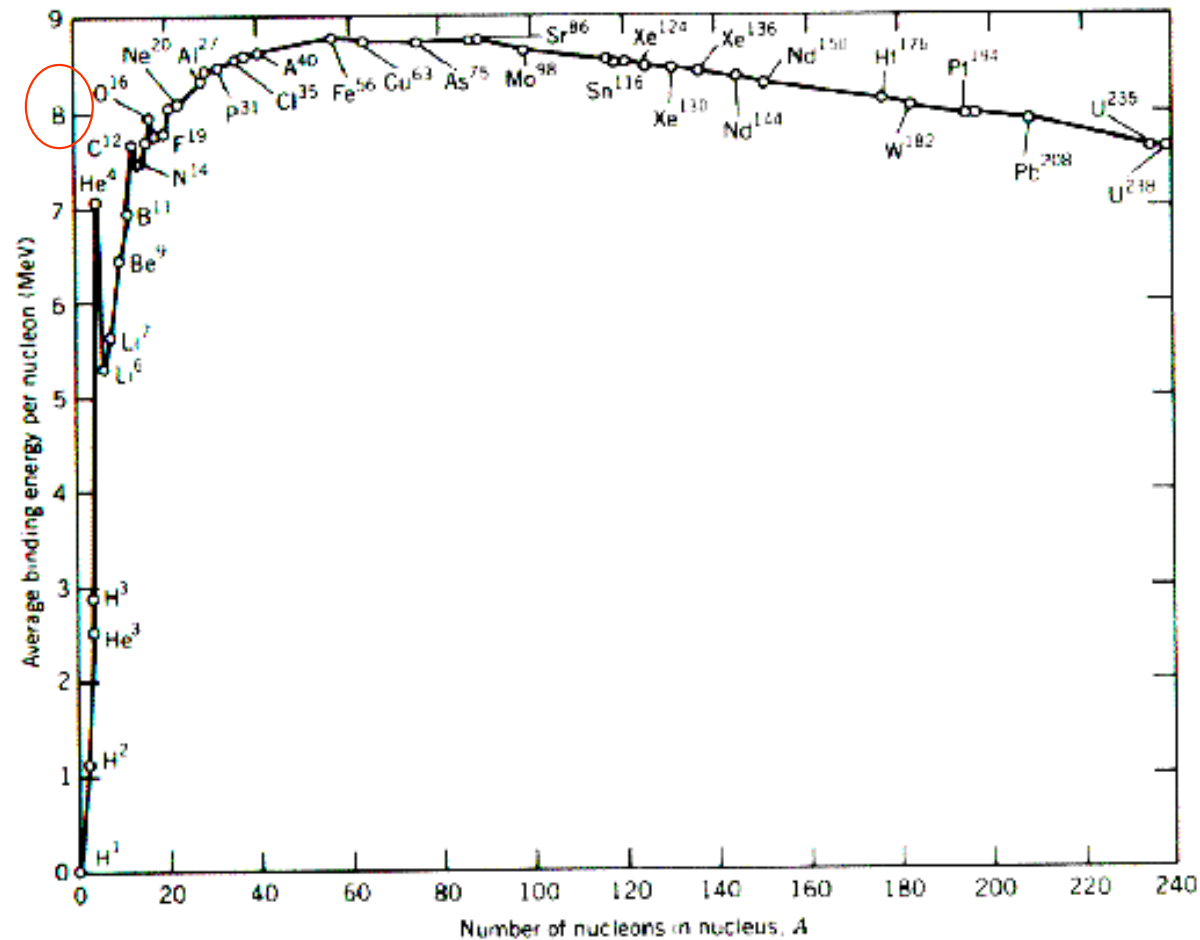
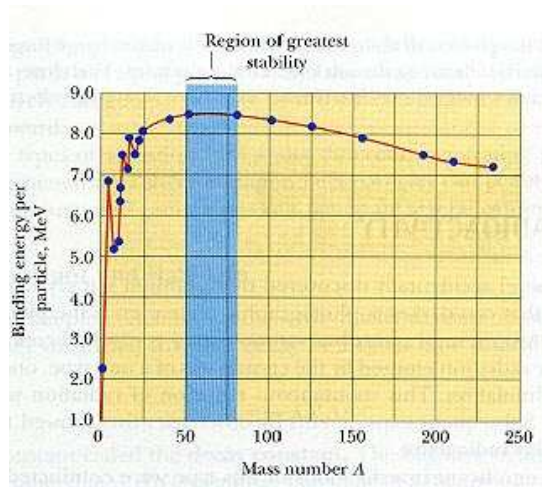
Atommagok kötési energiája

$$E_k = (Zm_p + Nm_n - m)c^2$$

m : atommag (nem atom!) tömege



Egy nukleonra jutó
kötési energia: E_k/A



Kötési energia

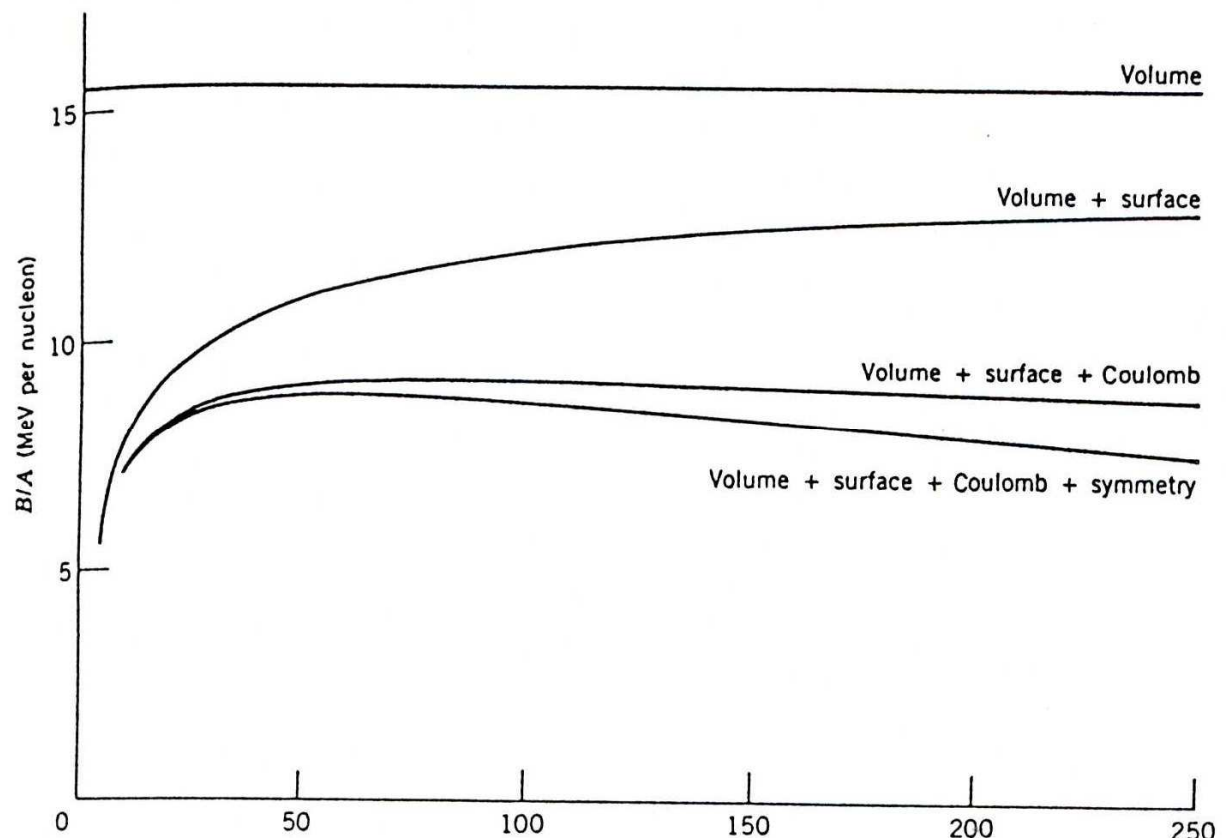
- A kis magok kivételével kb 8 MeV nukleononként. Ez azt jelzi, hogy minden nukleon csak a szomszédokkal lép erős kölcsönhatásba (telítettség)
- A mag összenyomhatatlan: nagyon kis távolságokon taszító potenciál (*hard core*)
- A legerősebben kötött mag a vas (Fe), $A=56$, környéke a vas-tó
 - A magátalakulások efelé törekednek (energiaminimum)
 - Kis magok: fúzió
 - Nagy magok: hasadás, stb.
- Páros és páratlan magokra ugrál a köt. energia. Párosak erősebben kötöttek! Csak 5 ptl-ptl mag van! Párkölcsönhatások, spinfüggés
- Relatív izotópgyakoriság: páros N preferált minden Z-re
- Nagyon stabil magok: N vagy Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (mágikus számok)
- Duplán mágikus magok: ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$

Félempírikus kötési formula

- Weizsäcker, FEKF

$$E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z).$$

- TAGOK:
- térfogat
- felület
- Coulomb
- Szimmetria
- Párkölcsonhatás
 - ptl-ptl: negatív
 - ps-ps: pozitív
 - ps-ptl: nulla



FEKF

- Tértfogati tag: telítettség, kis hatótáv, minden nukleonnak minden irányba van szomszédja
- Felületi tag: a felületi nukleonoknak nincs minden irányba szomszédja. *Felületi feszültség. (kapilláris lejtő)*
- Coulomb-tag: egyenletesen töltött gömb elektrosztatikus energiája (*Coulomb-lejtő*). Alfa-bomlás, hasadás ezért van.
- A cseppmodell nagyon sikeres: több száz atommag tömegét leírja 5 paraméterrel, <4% pontossággal.

Héjmodell, radioaktivitás

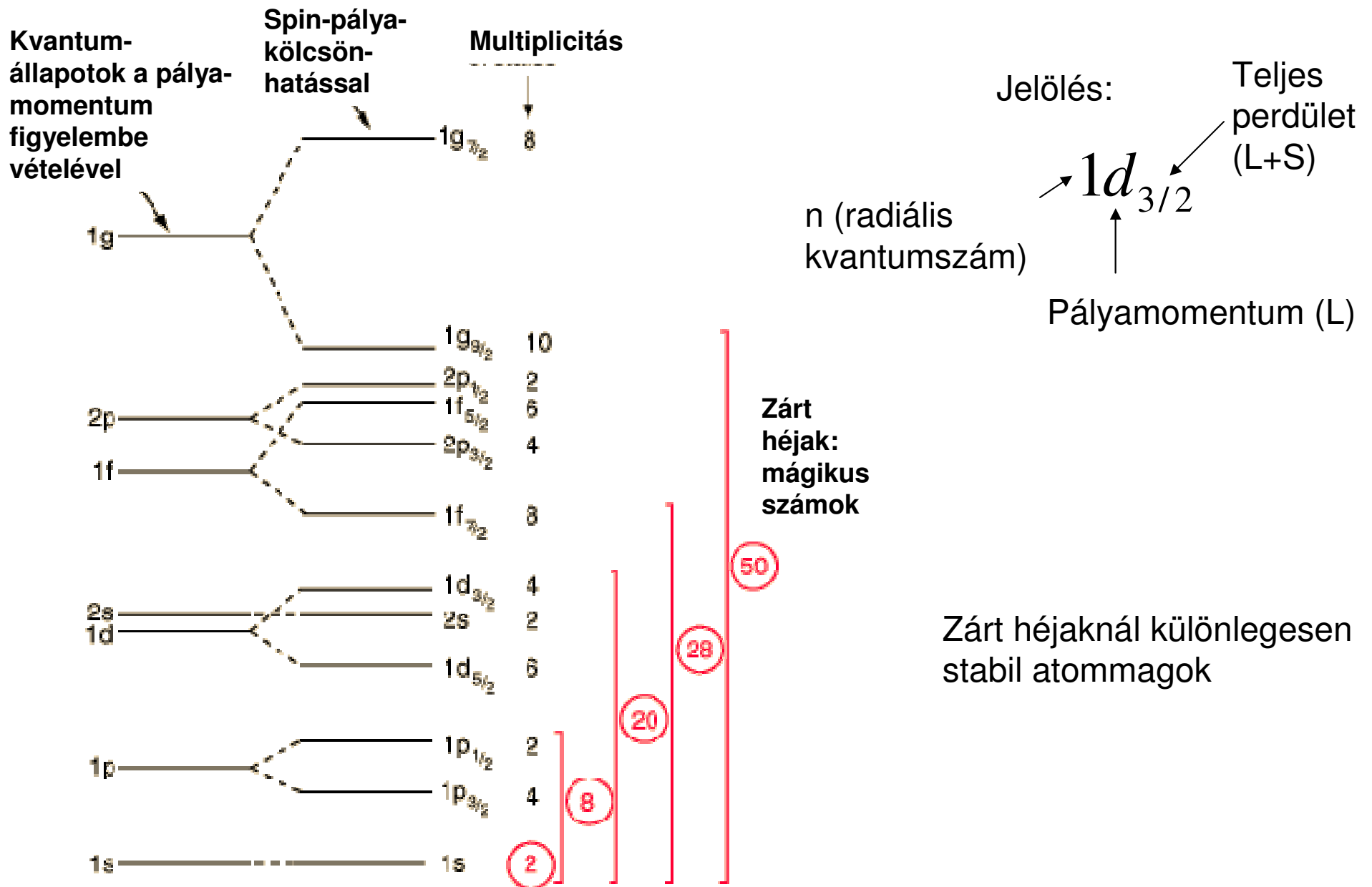
Atommag és részecskefizika

6. előadás 2011. március 29.

Héjmodell

- Kvantummechanikai magmodell
- Ehhez kétnukleon-potenciál kéne...
- Helyette gyakran: **átlagtér** közelítés (minden nukleon ebben a centrális térben mozog).
Woods-Saxon potenciál: ahol sok nukleon van, ott mélyebb a potenciálgödör
- Független részecske modell: minden nukleonnak kiszámítjuk a hullámfüggvényét
- Hasonló kvantumszámok, pályaperdület stb. mint az atom esetén.
1s, 1p, 1d, 2s, 1f, 2p stb. kvantummechanikai pályák.
- Az első 3 mágikus szám kijön. 1s: **2** nukleon, 1p: $2(2 \times 1 + 1) = 6$ (eddig összesen **8**), 1d: $2(2 \times 2 + 1) = 10$, 2s: 2 (összesen **20**).
- Nagyobb mágikus számokhoz kell a spin-pálya kölcsönhatás is!
Ez a magokban igen nagy (erős).
- A nukleonok spinje a pályamomentummal *azonos* irányban szeret állni.
- FEKF szimmetria-tag: Pauli-elv, csak magasabb energiaszintek szabadok az „extra” nukleonok számára

Héjmodell spin-pálya kölcsönhatással



Energiaváltozás béta-bomlásban

Izobárok (A=konst) $E_B = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta(A, Z)$.
 Páratlan A: **E(Z)** egy parabola, páros A: két parabola (pártag).

Páros A-nál két vagy több stabil izobár mag is létezhet: nem tudnak Alacsonyabb szintre kerülni.

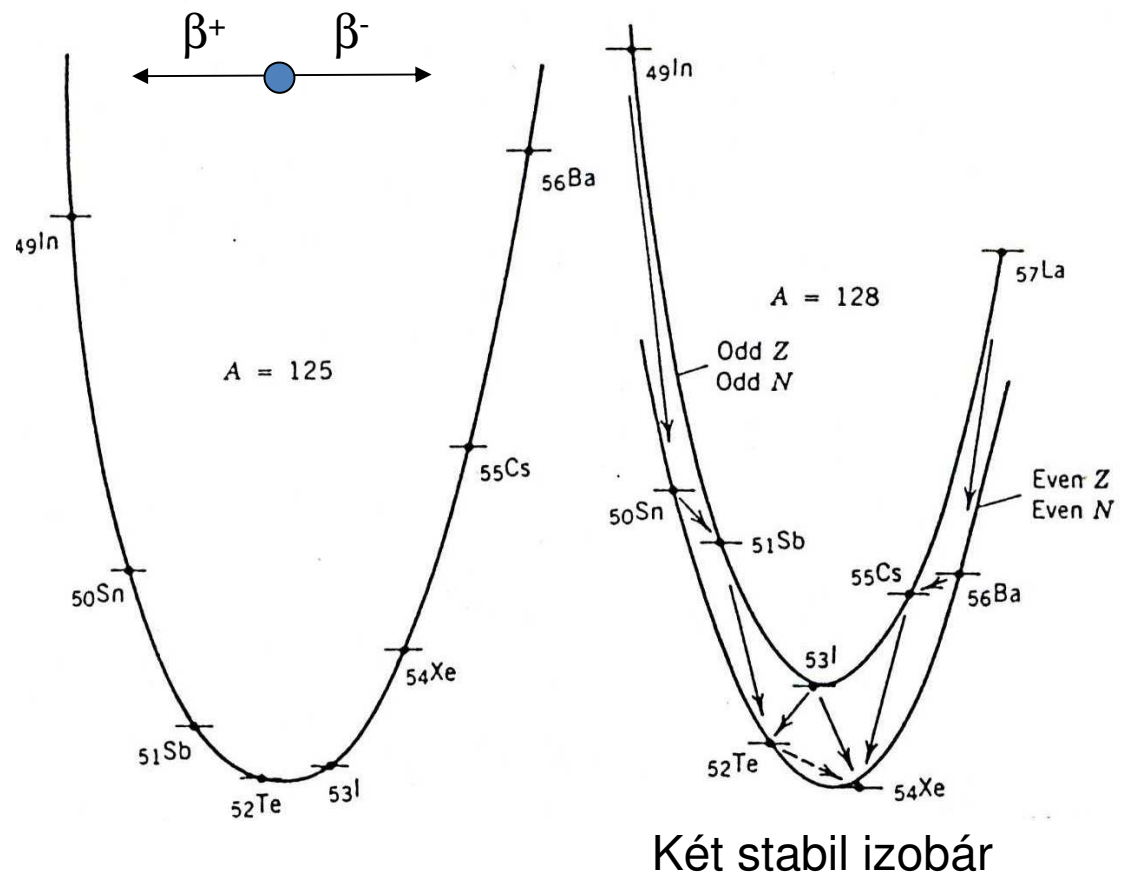
Minimumhely: Z szerinti derivált=0

Számolás: táblán

$$Z_{stabil} = \frac{A}{2} \frac{1}{1 + \frac{a_c}{4a_A} A^{2/3}}$$

Kis magokra: $Z \cong N \cong A/2$

Nagy magokra: $Z < A/2$



Két stabil izobár

neutronsám ← → protonszám

Atommagok nyomatéka

- Spin: neutron és proton esetén is $\frac{1}{2}$.
- Mágneses momentumuk is van: $\mu = g\mu_N S$
- μ_N a mag-magneton: $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p}$
- g-faktor: proton: 5,586, neutron: -3,826 (nem nulla, kvarkokból áll!)
- A magspin a neutronok és protonok spinjeinek és pályamomentumainak összege (kvantumozás szabályok szerint):

$$\vec{I} = \sum_i^Z \vec{S}_{pi} + \sum_j^N \vec{S}_{nj} + \sum_i^Z \vec{L}_{pi} + \sum_j^N \vec{L}_{nj}$$

- I^2 sajátértéke $\hbar^2 i(i+1)$,
az I_z harmadik komponens értéke $m = -i, i+1, \dots, i$ (egész v félegész)
- Páros A: a magspin egész, páratlan A: félegész.
- Páros N és Z esetén a magspin 0.

Magok mágneses momentuma

- A teljes mágneses momentumba a spinek és a *protonok* pályamomentuma adnak járulékokot:

$$\vec{M} = \mu_N \left(g_p \sum_i^Z \vec{S}_{pi} + g_n \sum_j^N \vec{S}_{nj} + \sum_i^Z \vec{L}_{pi} \right)$$

- A perdület és a mágneses momentum nem párhuzamosak. A perdület megmarad.
M ekörül precesszál, az időátlaga mérhető:

$$\vec{M}_{\text{eff}} = \vec{\mu} = \frac{(\vec{M} \cdot \vec{I}) \vec{I}}{I^2} = g \mu_N \vec{I}$$

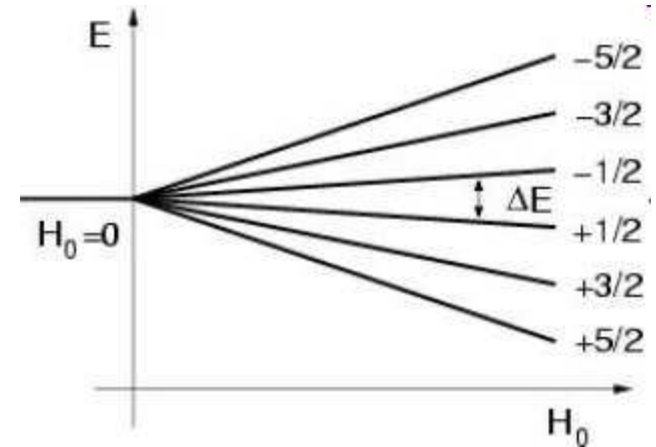
Magok mágneses momentuma

- Páros-páros magokra mágn. mom. = 0.
- Páros-páratlan magok: a lezárt héjak és párok (magtörzs) momentuma 0, csak az utolsó nukleon számít
 - Spin és pályaperdület adandó össze
- Jelentősége:
 - Hiperfinom felhasadás az atomfizikában
 - Mágn. mom. hangolható, változtatható (NMR)

Mag-mágneses rezonancia (NMR)

- Külső mágneses térben
nívófelhasadás
- Szomszédos nívók közötti
energiakülönbség: $\Delta E = |\gamma|\hbar H_0$
- Rezonancia-elnyelődést egy ω
körfrekvenciájú fotonnal
(rádiófrekvenciás EM térrel)
hozzatunk létre:

$$h\nu = \hbar\omega = \Delta E = |\gamma|\hbar H_0$$



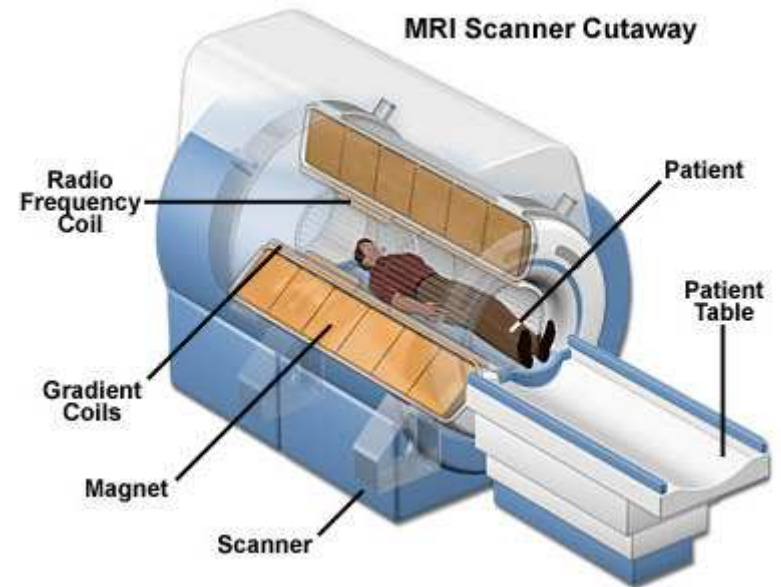
Mag-mágneses rezonancia (NMR)

- III. év, BSc. Korszerű vizsgálati módszerek labor
- Rádiófrekvenciás tekercs jósági tényezőjét mérjük (elnyelődés a mintában), változtatva a mágneses teret és a rádiófrekvenciát
- g-faktorok mérhetők (atommagok mágneses momentumai)



NMR alkalmazásai

- **Kémia, biofizika, stb:** molekulákban különböző (elektronszerkezetből származó) mágneses teret érző protonok máshol rezonálnak. Bonyolult molekulák szerkezete is feltérképezhető.
- **Orvosi:** beteg roncsolásmentes vizsgálata. Inhomogén mágneses térben a rezonancia csak egy síkfelület mentén jön létre. Ezt a felületet lassan mozgatva minden szeletben megmérhető az abszorpció. Ebből a protonszűrűség megmérhető, 3 dimenzióban is.

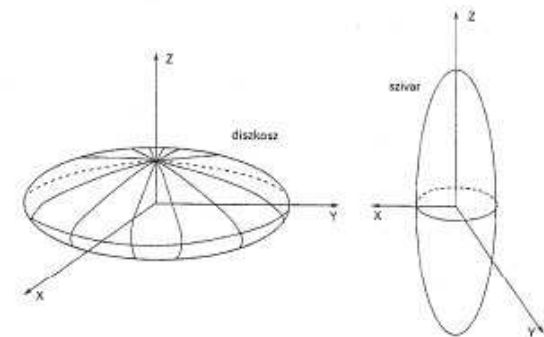


Elektromos kvadrupólmomentum

- Nem gömbszimmetrikus magokra nem nulla
- Magok általában forgási ellipszoid alakúak
- Töltés momentumai és az elektromos tér kölcsönhatási energiája:

$$E = qV_0 + \sum_i D_i \left(\frac{\partial V}{\partial x_i} \right)_{r=0} + \sum_{i,j} Q_{ij} \left(\frac{\partial E_i}{\partial x_j} \right)_{r=0} + \dots$$

- D dipólmomentum =0, mivel nincs negatív töltés az atommagban.
- Q a kvadrupólmomentum, hengersizimmetrikus esetben egyetlen adattal leírható
- Diszkosz: $Q < 0$, szivar: $Q > 0$
- Nagy Q: jól gerjeszthető magok, mágikus számoktól távol vannak általában



Elektromos Q momentum mérése

- III. év, BSc. Korszerű vizsgálati módszerek labor
- Mössbauer-effektus (ld. később)
- Az elektromos térgradiens és Q szorzata mérhető, mint kis (*nanoelektronvoltos*) energiaeltolódás
- Külső tér ismeretében Q, Q ismeretében pedig a térgradiens kiszámítható az atommag helyén!
- 10-15 pontosságú relatív energiamérés



A radioaktivitás időbeli leírása

- a radioaktivitás statisztikus leírása, az elbomlott atommagok eloszlása, bomlási állandó.
- binomiális-, Poisson- és normális-eloszlás, átlag és szórás összefüggése.
- egyszerû bomlás differenciálegyenlete, exponenciális bomlástörvény, (exponenciális bomlástörvény felfedezése).
- hogyan változik az atommagok száma valójában?, felezési idő, átlagos élettartam.
- aktivitás, teljes aktivitás, radioaktív sor, uránsor, soros bomlás differenciálegyenlete.
- leányelemek számának leírása, bomlási sor i. elemének időfüggése, radioaktív egyensúly.
- radioaktív egyensúly beállási ideje, szekuláris egyensúly, tiszta uránból mikor lesz radon?
- Kormeghatározás Rb-Sr és ^{14}C módszerrel
- indukált radioaktivitás differenciálegyenlete, indukált magok számának időfüggése, aktivációs elemanalízis elve
- párhuzamos bomlás, csatornaarány, atommagok gerjesztett állapotai,
- paritás, atommag perdülete, miért van a leánymag gerjesztett állapotaira történő bomlásoknak különböző valószínűsége béta-bomlásban?

A radioaktivitás statisztikus képe

- N darab atom. A bomlások függetlenek.
- A bomlás valószínűsége a következő időegység alatt (másodpercben) független az atommag életkorától (örökifjúság)
- Bomlási állandó: egyetlen atommag időegységre jutó bomlási valószínűsége időfüggetlen. Jele: λ .
Mértékegysége: 1/s.
- Egy atommag bomlásának valószínűsége egy dt időtartam alatt: $p_1 = \lambda dt$. N atommag van. Ebből n atommag fog elbomlani. n: valószínűségi változó. $p(n)=?$

Binomiális eloszlás

- $p(n)$ binomiális eloszlású:

$$p(0) = (1 - p_1)^N$$

$$p(1) = Np_1(1 - p_1)^{N-1}$$

$$p(2) = \binom{N}{2} p_1^2 (1 - p_1)^{N-2}$$

- dt idő alatt elbomlott magok átlagos száma:

$$p(n) = \binom{N}{n} p_1^n (1 - p_1)^{N-n}$$

$$\begin{aligned} \bar{n} &= \sum_{n=0}^N n \cdot p(n) = \sum_{n=1}^N n \binom{N}{n} p_1^n (1 - p_1)^{N-n} = \sum_{n=1}^N N \binom{N-1}{n-1} p_1^n (1 - p_1)^{N-n} = \\ &= Np_1 \sum_{n=1}^N \binom{N-1}{n-1} p_1^{n-1} (1 - p_1)^{(N-1)-(n-1)} = Np_1 \sum_{k=0}^{N-1} \binom{N-1}{k} p_1^k (1 - p_1)^{N-1-k} = Np_1 \end{aligned}$$

Időegység alatt bomlott magok számának szórása

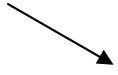
- Hasonlóan kapható, hogy a szórásnégyzete:

$$\sigma_n^2 = Np_1(1 - p_1)$$

- Ha $p_1 \ll 1$: $\lambda dt \ll 1 \rightarrow \sigma_n^2 = Np_1 = \bar{n}$

- Relatív szórás:

$$\sigma_n = \sqrt{\bar{n}}$$


$$\frac{\sigma_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$$

Sok atommag határesetete

- $Np_1 = \text{konst.}$, $N \rightarrow \infty$, $\lambda dt = p_1 \rightarrow 0$.
- Stirling-formula: $n! \approx \sqrt{2\pi n} \left(\frac{n}{e}\right)^n$

$$\begin{aligned}
 p(n) &= \frac{N!}{n!(N-n)!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \frac{\left(\frac{N}{e}\right)^N \sqrt{2\pi N}}{\left(\frac{N-n}{e}\right)^{N-n} \sqrt{2\pi(N-n)} \cdot n!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \\
 &= \frac{N^N \sqrt{N}}{(N-n)^{N-n} \sqrt{N-n}} p_1^n (1-p_1)^{N-n} \frac{1}{n!} \frac{e^{-N}}{e^{-(N-n)}} = \frac{N^n p_1^n}{n!} \frac{N^{N-n} \sqrt{N} (1-p_1)^{N-n}}{(N-n)^{N-n} \sqrt{N-n}} e^{-n} = \\
 &= \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} \left(\frac{N-Np_1}{N-n}\right)^{N-n} \sqrt{\frac{N}{N-n}} \approx \dots
 \end{aligned}$$

- Az $n/N \rightarrow 0$ határesetben folytatjuk a számolást.

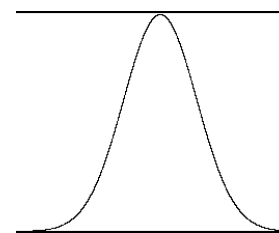
Az exponenciális bomlástartörvény

Felhasználva, hogy $\left(\frac{N - Np_1 - n + n}{N - n}\right)^{N-n} = \left(1 + \frac{n - Np_1}{N - n}\right)^{N-n} \approx e^{n - Np_1}$

$$p(n) = \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} \left(\frac{N - Np_1}{N - n}\right)^{N-n} \sqrt{\frac{N}{N - n}} \approx \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} e^{n - Np_1} = \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-Np_1} =$$

$$= \frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}} \quad \text{Poisson-eloszlás!}$$

Ha $\bar{n} \gg 1$, a Gauss-görbéhez hasonlít: $e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma_n^2}} = e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}$



A részecskék számának változása dt idő alatt: $\Delta N = -\bar{n} = -Np_1 = -N\lambda \cdot dt$

Tehát: $\frac{dN}{dt} = -\lambda N$ N a jelenlévő, még el nem bomlott atommagok pillanatnyi száma.

Ez az egyszerű bomlás differenciálegyenlete. Megoldása:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda \cdot t}$$

Felezési idő

Az az idő, amely alatt a kezdeti atommagok száma megfeleződik (nagy N-re).

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

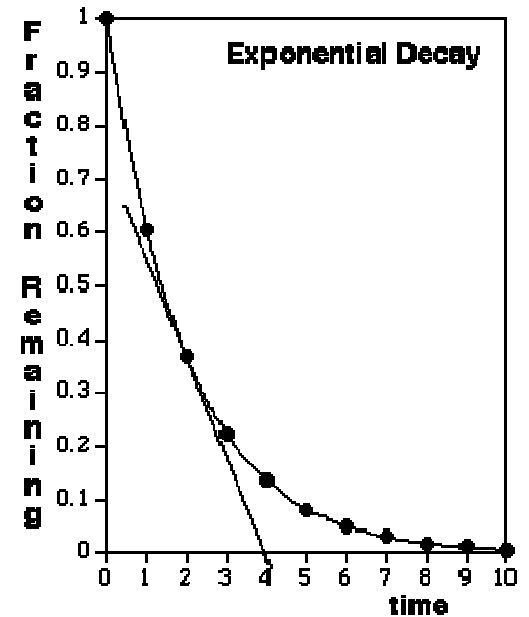
A bomlás időpillanatának valószínűségeloszlása:

$$p(t) = \frac{e^{-\lambda t}}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt}$$

Az atommag **átlagos élettartama**:

$$\tau = \int_0^{\infty} t \cdot p(t) dt = \frac{\int_0^{\infty} t \cdot e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt} = \frac{1/\lambda^2}{1/\lambda} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

Tehát $\tau > T_{1/2}$



PI szabad neutron:

$$T_{1/2} = 8 \text{ perc}$$

$$\tau = 11 \text{ perc}$$

A bomlás statisztikus jellege

Példa: van egyetlen atommagunk, felezési ideje 1 perc. Hány (bomlatlan) atommagunk lesz 1 perc múlva?

Válasz: 0 vagy 1, mindkettő 50% valószínűséggel.

Példa: van 1 atommagunk, a felezési idő 1 perc. Hány (bomlatlan) atommagunk lesz 2 perc múlva?

Válasz: 0 (75% valószínűséggel) vagy 1 (25% valószínűséggel).

Példa: van 1 atommagunk, a felezési idő 1 perc. Várunk 1 percig, és látjuk, hogy az atommag ezt a percet sikeresen túlélte. Várunk még egy percet. Hány (bomlatlan) atommagunk lesz a *második perc után*?

Válasz: 0 (50% valószínűséggel) vagy 1 (50% valószínűséggel). Mindegy, hogy az atommagunk az időmérés kezdetekor milyen öreg volt.

Példa: van 4 atommagunk, a felezési idő 1 perc. Hány (bomlatlan) atommagunk lesz 1 perc múlva?

Válasz: 0, 1, 2, 3 vagy 4, mégpedig $1/16$, $1/4$, $3/8$, $1/4$ és $1/16$ valószínűséggel.

Példa: van 3 atommagunk, a felezési idő 1 perc. Hány (bomlatlan) atommagunk lesz 2 perc múlva?

Válasz: házi feladat

Aktivitás

Időegység alatti bomlások száma az aktivitás.

Jele: **A**. Mértékegysége: Bequerel. **Bq** = 1/s.

Egyszerű bomlás esetén:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda \cdot t} = \lambda N(t) \quad \longrightarrow \quad \boxed{A = \lambda N}$$

Gyakoribb radioaktív izotópok, amikkel találkozunk:

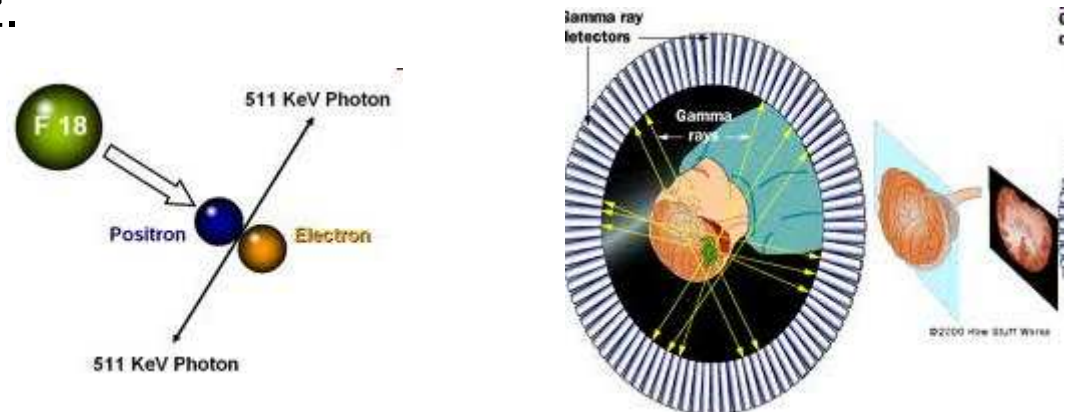
^{137}Cs (talajban, atomrobbantások és reaktorbalesetek miatt): egyszerű bomlás

^{238}U , ^{235}U : leányaik tovább bomlanak, bomlási lánc

^{14}C , ^3H : légkörben, folyamatosan keletkezik (kozmikus sugárzás)

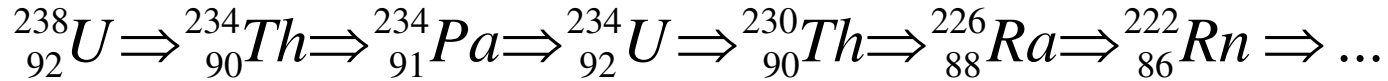
^{40}K : egyszerre β^+ és β^- bomló. Élelmiszerekben.

^{18}F : pozitronforrás PET-hez.



A soros bomlástörvény differenciálegyenlete

Bomlási sor: ha a leányelem is radioaktív. Pl.:



Mi lesz a különböző izotópok számának időfüggése?

$$\dot{N}_1(t) = -\lambda_1 N_1 = -\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

$$\dot{N}_2(t) = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

Megoldás:

$$N_2^{\text{hom}} = A e^{-\lambda_2 t} \quad N_2^{\text{inhom}} = B e^{-\lambda_1 t} \quad \text{Behelyettesítve:}$$

$$-\lambda_1 B e^{-\lambda_1 t} = -\lambda_2 B e^{-\lambda_1 t} + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \Rightarrow -\lambda_1 B = -\lambda_2 B + \lambda_1 N_{10} \Rightarrow B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

$$N_2(t) = A e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t}$$

Kezdeti feltétel: $N_2(0) = N_{20}$

$$N_{20} = A + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \Rightarrow A = N_{20} - \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

$$N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Hosszabb bomlási sorok

Abszolút aktivitás az aktivitások összege: $A_{TOT} = \sum_i A_i = \sum_i \lambda_i N_i$

$$\dot{N}_1(t) = -\lambda_1 N_1$$

$$\dot{N}_2(t) = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$$

$$\dot{N}_3(t) = -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2 \quad \Rightarrow \quad N_3(t) = \sum_{i=1}^3 b_i e^{-\lambda_i t} \quad b_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)}$$

Általánosítva, ha $t=0$ -ban csak az anyaelem volt jelen, a leányok nem, akkor t -ben:

$$A_{TOT}(t) = N_0 \sum_{i=1}^n c_i e^{-\lambda_i t} \quad \text{ahol az együtthatók:}$$

$$c_m = \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_n}{(\lambda_1 - \lambda_m)(\lambda_2 - \lambda_m) \dots (\lambda_n - \lambda_m)} \quad \text{ahol a nevezőben kimarad a } (\lambda_m - \lambda_m) \text{ tag.}$$

A radioaktív egyensúly

$$A_1(t) = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$$

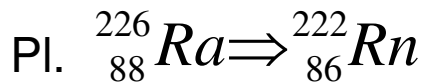
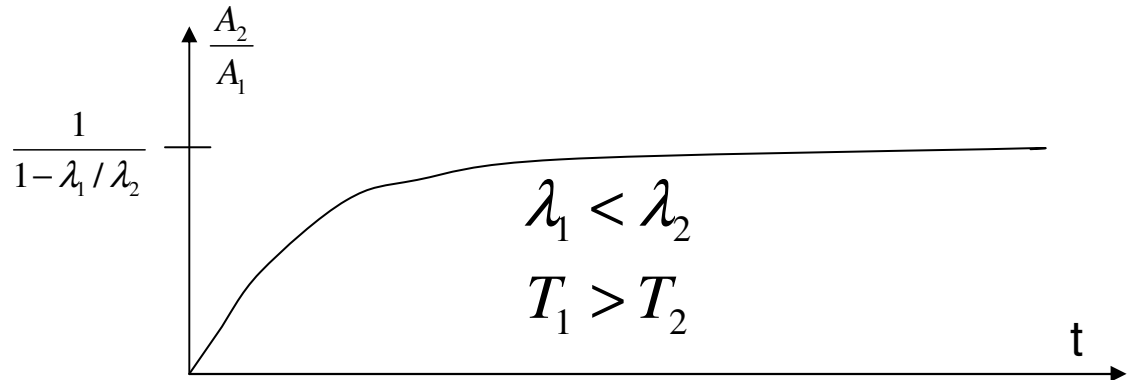
$$\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t})$$

$$A_2(t) = \frac{\lambda_1 \lambda_2 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

Az arány a $\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$ konstanshoz tart, ha $\lambda_1 < \lambda_2$. Radioaktív egyensúly.

$\lambda_1 \ll \lambda_2$ esetén $\frac{A_2(t)}{A_1(t)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}) \approx 1 - e^{-\lambda_2 t} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 1$
 Szekuláris egyensúly.

Def.: $\exists t_0, R$ hogy $t > t_0$ -ra $\left| \frac{A_2}{A_1} - R \right| < \varepsilon$



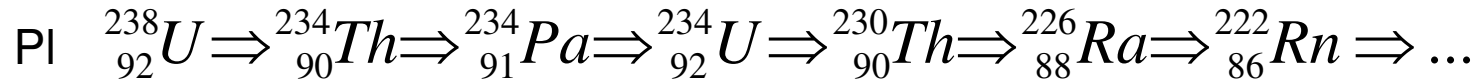
$$T_{\text{Ra}} = 1500 \text{ év}$$

$$T_{\text{Rn}} = 13,8 \text{ nap}$$

Beállási idő (1% pontosságra):

$$t_0 = \frac{\ln 0,01}{\ln 2} \cdot \frac{\ln 2}{-\lambda_2} = \frac{\ln 0,01}{\ln 2} \cdot T_2 = 6,64 T_2 = 25 \text{ nap}$$

Hosszú radioaktív sorok



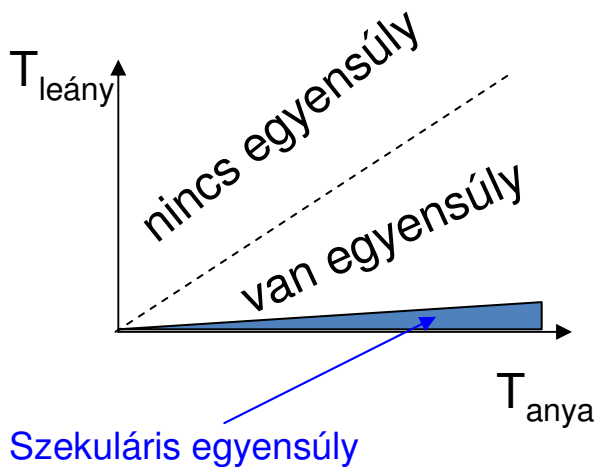
$$\frac{A_i(t)}{A_1(t)} = R_i = \frac{\sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-\lambda_k t}}{\lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}} = \frac{1}{\lambda_1 N_{10}} \left(a_{i1} + a_{i2} e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t} + a_{i3} e^{(\lambda_1 - \lambda_3)t} + \dots \right)$$

Az adott leány, és őseinek felezési ideje számít.

$T_{238\text{U}} = 4,4$ milliárd év

$T_{234\text{U}} = 250$ millió év

${}^{234}\text{U}$ nagyon lassan áll be az egyensúlyba, és az alatta levő izotópok is.



λ_1 elhanyagolható a többi mellett.

Az uránsor szekuláris egyensúlyba is be tud állni.

$$A_1 \approx A_2 \approx A_3 \dots$$

Indukált radioaktivitás

- Általában neutron-besugárzással (reaktorok, gyorsítók):
 $n+A \rightarrow I$, ahol I gyakran radioaktív izotóp. A reakcióráta:

$$\dot{N}_{reakció} = \sigma j N_{cél tárgy} = R$$

σ : neutronbefogás hatáskeresztmetszete
 j : neutronfluxus

$$\dot{N}_I = -\lambda N_I + R$$

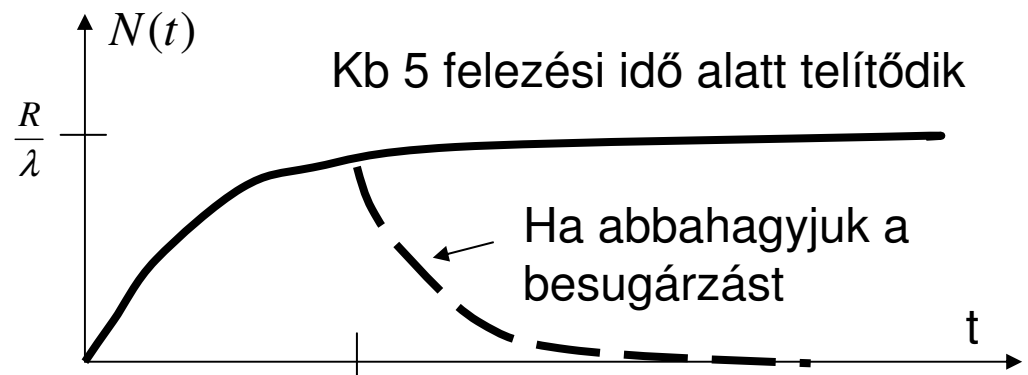
$$N_I(t) = A e^{-\lambda t} + R / \lambda$$

Kezdőfeltétel legyen: $N_I(0) = 0 \rightarrow N_I(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$

$$A_I(t) = R(1 - e^{-\lambda t})$$

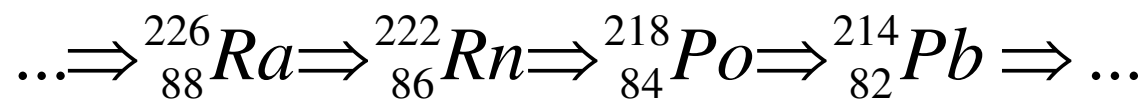
Költséghatékonyság:
csak a lineáris tartományig
érdemes elmenni (a telítés már
üzemidő-pazarló)

Aktivációs analízis,
BME reaktor (MSc labor)



Exponenciális bomlás első megfigyelései

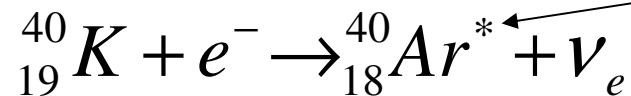
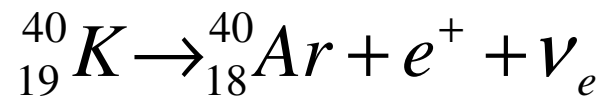
- Uránszurokérc vagy tórium minta aktivitása ajtónyitáskor megváltozik... (Rutherford, Owens).
- Urán esetén a radon távozik (^{222}Rn), $T_{1/2}=3,8$ nap. Az aktivitás *exponenciálisan* csökken.



1500 év 3,8 nap 3 perc

Párhuzamos bomlás

- Lehet, hogy egy adott izotóp többféle módon is elbomolhat spontán.



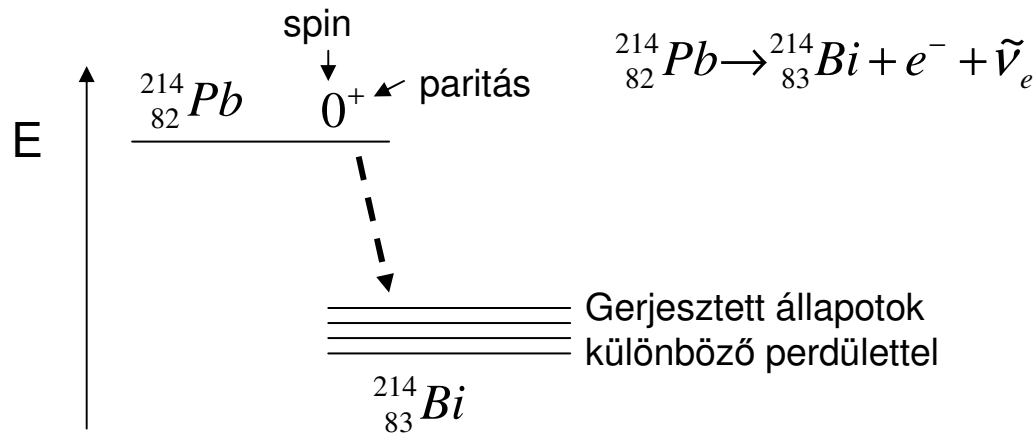
Gerjesztett atommagállapot

$$\dot{N}_1 = -\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_1 = -(\lambda_1 + \lambda_2) N_1 = -\lambda N_1$$

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$$

Csatorna-arány: $g_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}$ $g_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$

Bomlás gerjesztett állapotokra



Perdület-megmaradás...

J^π : spin-paritás

Paritás: tértükrözés-szimmetria

$$\hat{P}f(\underline{x}) = f(-\underline{x})$$

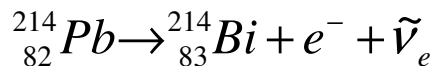
$$\hat{P}^2 = \hat{1}$$

$$\lambda_{\hat{P}^2} = 1 \quad \lambda_{\hat{P}} = \pm 1$$

$\Psi(\underline{x})$ paritás-sajátállapot

Minden atommagra $\pi = \pm 1$

$$\vec{I} = \sum_i^Z \vec{S}_{pi} + \sum_j^N \vec{S}_{nj} + \sum_i^Z \vec{L}_{pi} + \sum_j^N \vec{L}_{nj}$$



$$0 = 1 \quad \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \quad + L_{ev}$$

Nagyobb a bomlás valószínűsége, ha L_{ev} kicsi.

A gerjesztett állapotok spinje, paritása más-más.

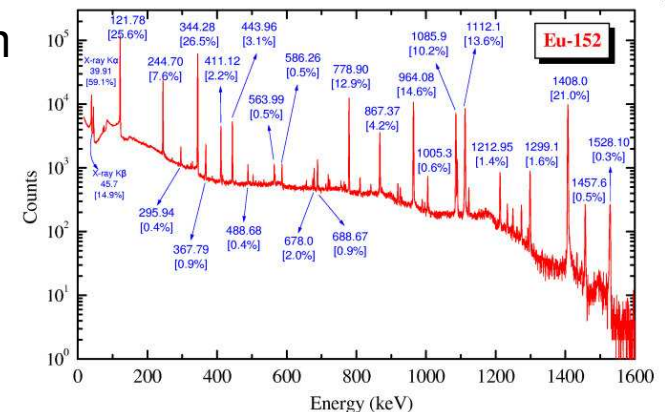
Többféle gerjesztett állapotra is történhet bomlás, más-más gyakorisággal, amit a végállapot spinje határoz meg. Az ezekre vonatkozó bomlási állandókat összeadjuk. A gerjesztett állapotok gamma-bomlással érik el az alapállapotot (foton kisugárzás).

Tipikusan:

sok foton kisugárzása, különböző energiákkal és intenzitásokkal (valószínűségekkel)

Gamma-spektroszkópia

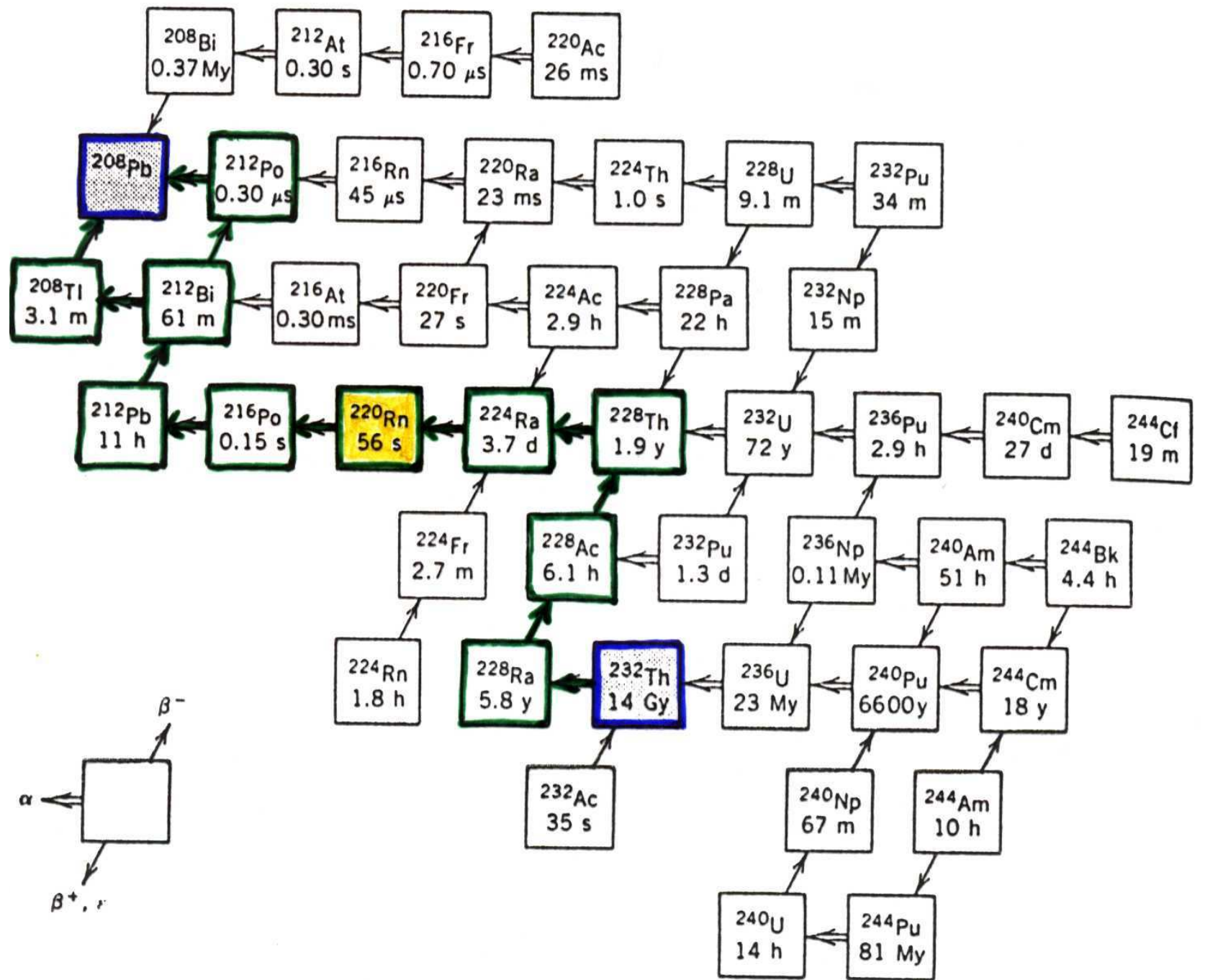
- Bomlási sorokban ill. egyszerű bomlásokban is jellemző egy-egy izotópra az általa kibocsájtott gamma-energiák (gamma-vonalak)
 - energiája
 - relatív intenzitása (gyakorisága)
 - Bomlási sorokban ill. egyszerű bomlásokban is jellemző egy-egy izotópra
- A gamma-spektrum mérésével
 - azonosíthatunk radioaktív izotópokat (radioaktív szennyezések, urán, tórium, kálium stb)
 - Mérhetjük koncentrációjukat, mennyiségüket a mintában
- Radioaktív egyensúly, szekuláris egyensúly felhasználása:
 - Olyan izotóp mennyiségére is következtethetünk, melyek nem sugároznak ki fotonokat (pl. alfa-sugárzók), a leányaik vagy unokáik viszont igen.
 - Ügyelni kell az illékony izotópokra (pl radon) ill. a m elérésére
- Műszerek: nagy rendszámú félvezető detektorok
 - Jó foton-elnyelési hatások
 - Nagy energiafelbontás



Radioaktív családok

- Az **A** tömegszám bomlás során 4-gyel csökken, vagy nem változik.
- A családokat az **A** négygel való osztásának maradéka szerint kapjuk, tehát 4 család van: $A=4k$, $4k+1$, $4k+2$, $4k+3$ (k egész).
- A családok között nincs átjárhatóság.
- A bomlási láncok tagjai mindig benne maradnak az anya radioaktív családjában.
- A mesterséges elemek és bomlásaik oldalágakon becsatlakoznak a családokba.
- A családok:

– Tórium-sor ($4k$)	^{232}Th	14,1 milliárd év
– Neptúnium-sor ($4k+1$)	^{237}Np	2,14 millió év
– Urán-sor ($4k+2$)	^{238}U	4,47 milliárd év
– Aktínium ($4k+3$)	^{235}U	0,7 milliárd év
- A természetes neptúnium-sor a Föld története során már elbomlott.
- Az uránnak valóban a ^{235}U -ös a ritkább izotópja (0,7%).
- A tórium és az urán rendkívül gyakori természetes elemek a talajban, kőzetekben (pl. gránit). Ezek a sorok adják a természetes radioaktivitás nagy részét.



Kormeghatározás radioaktivitással

Egy anya-leány rendszert használunk fel, ahol az anya (A) felezési ideje nagy.
Ha eredetileg (t_0) NEM volt leányelem (L) a mintában (pl. kőzet megszilárdulásakor),
Akkor egyszerű a dolgunk. $N_L(t_1) + N_A(t_1) = N_A(t_0)$

$$N_A(t_1) = N_A(t_0) \cdot e^{-\lambda(t_1-t_0)}$$

$$\Delta t = t_1 - t_0 = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_A(t_0)}{N_A(t_1)} = \frac{1}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{N_L(t_1)}{N_A(t_1)} \right)$$

A bomlási állandó mérhető laborban, megkapjuk Δt -t.

Feltételezések:

- kezdetben leánymagok NEM voltak a mintában
- nem kerültek leány- vagy anyamagok ki, vagy be a mintába időközben

Engedjük meg, hogy kezdetben is lehessen a mintában leányelem (ismeretlen mennyiségben). Ekkor az egyenlet módosul:

$$N_L(t_1) + N_A(t_1) = N_L(t_0) + N_A(t_0)$$

Kormeghatározás: Rb-Sr módszer

$$N_L(t_1) + N_A(t_1) = N_L(t_0) + N_A(t_0)$$

Hasznos, ha van egy stabil L' izotópja is az L leányelemnek, amelyikről feltehető, hogy végig azonos mennyiségben volt jelen: $N_{L'}(t_1) = N_{L'}(t_0)$

Ezt használva:

$$\frac{N_L(t_1) + N_A(t_1)}{N_{L'}(t_1)} = \frac{N_L(t_0) + N_A(t_0)}{N_{L'}(t_0)}$$

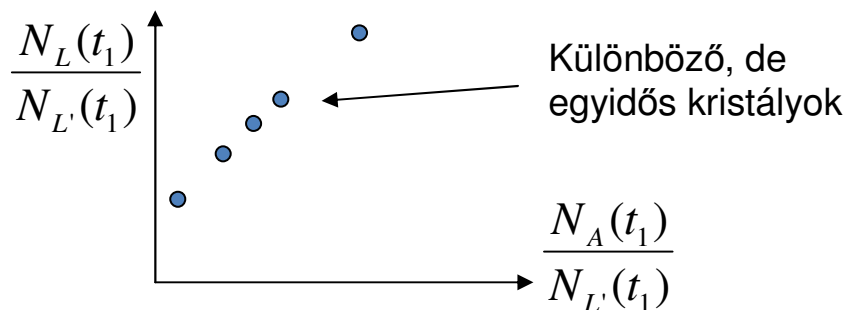
$$\frac{N_L(t_1)}{N_{L'}(t_1)} = \frac{N_A(t_1)}{N_{L'}(t_1)} \left[e^{\lambda(t_1-t_0)} - 1 \right] + \frac{N_L(t_0)}{N_{L'}(t_0)}$$

↑ ↑ ↑ ↑ ↑

Mérhetők laborban ismeretlenek Különböző kristályokban egyeznie kell

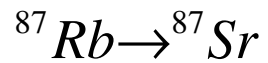
$$y = x \cdot m + b$$

Ábrázoljuk!



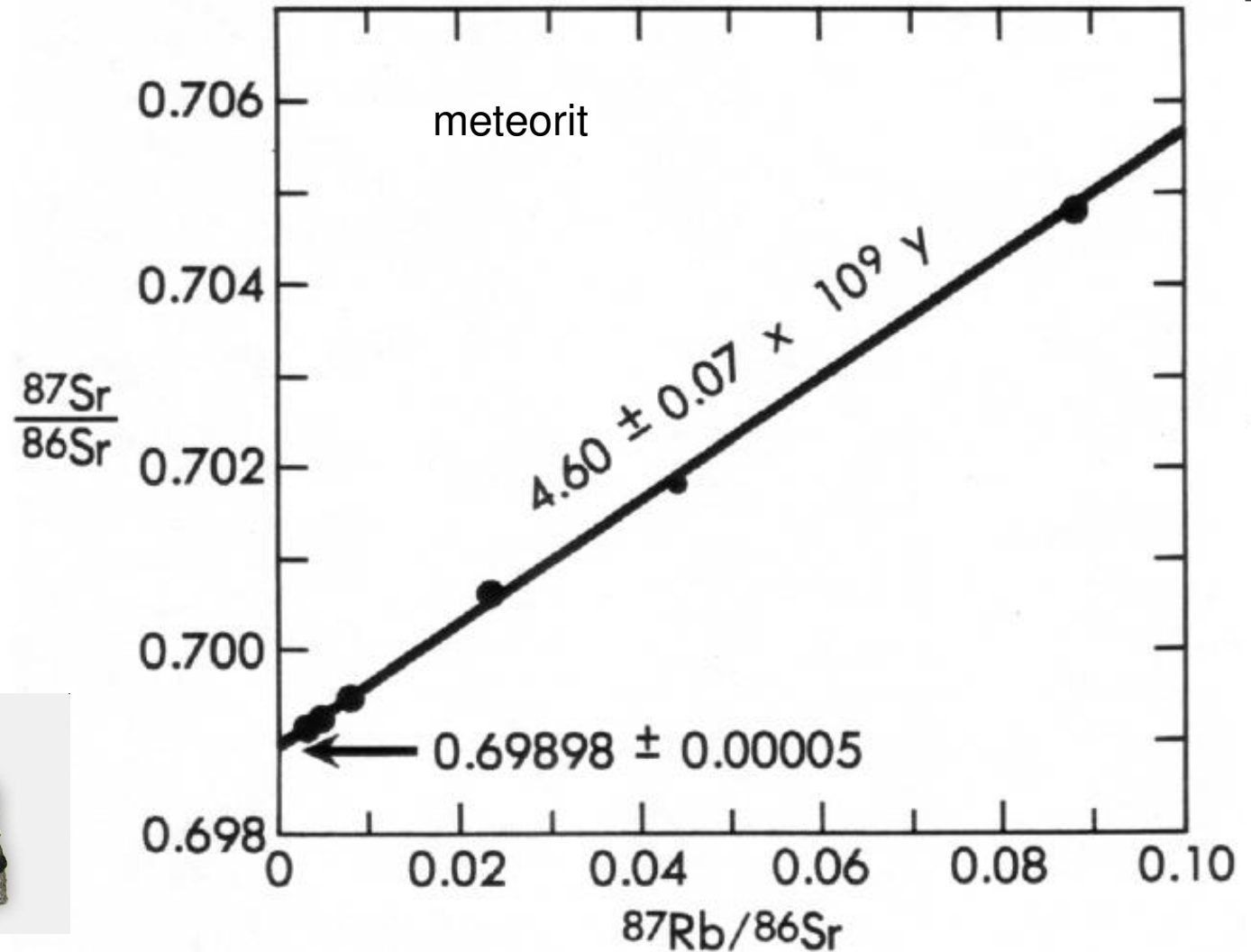
Merekség: $e^{\lambda(t_1-t_0)} - 1$
 $\rightarrow t_1 - t_0$

Rb-Sr módszer: eredmény

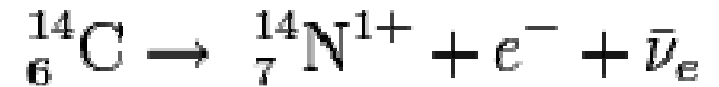
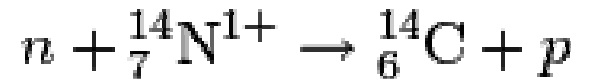


$$T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ év}$$

- Felhasználások:
- meteoritok életkora
 - Föld életkora
 - stb.



^{14}C módszer



- Történelmi időig (néhány tízezer év) visszamenve használható.
- ^{14}C folyamatosan termelődik a légkörben, kozmikus sugárzás miatt. $T_{1/2} = 5730$ év.
- A kozmikus sugárzás időben állandó (igazolták évgyűrűkkel, más módszerekkel)
- Egy gramm szén: 15 bomlás percenként.
- Tömegspektrométerrel kisebb mennyiség is mérhető.
- ^{14}C beépül a növényekbe, állatokba (CO_2), majd az élőlény halála után már csak bomlik. Az izotóparányt kell mérni.
- A jövőben ez a módszer elromlik, a fosszilis energiahordozók elégetése és az atombomba-kísérletek tönkretették a légköri izotóparányt. Libby, kémiai Nobel-díj, 1960



Az alfa- béta- és gamma-sugárzás

Atommag és részecskefizika

7. előadás 2011. április 5.

RADIOAKTIVITÁS

statisztikus jelleg
binomiális \rightarrow Poisson

$$\sigma_n^2 = N \quad \bar{n} = N$$

egyszerű bomlás
 $A \rightarrow L$

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

soros bomlás



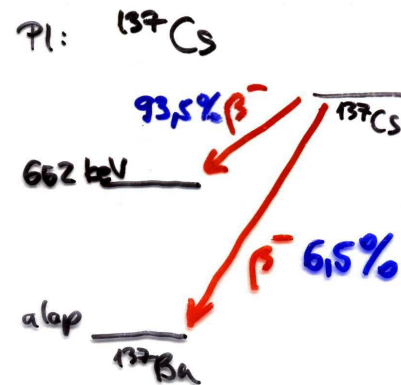
$$N_2(t) = N_{20} e^{-\lambda_2 t} + \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

párhuzamos bomlás



csatorna arány:

$$g_i = \frac{\lambda_i}{\sum_j \lambda_j}$$



indukált bomlás



$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda N_I + R$$

Felezési idők mérése

$T_{1/2}$: 10^{15} év és 10^{-15} sec között könnyen mérhető.

Direkt módszer: az aktivitás exponenciális csökkenésének direkt (kézi) megfigyelése. Percek-órák-napok tartományban.

Fajlagos aktivitás módszer: nagy felezési időknél. Ekkor $A=\lambda N$ időben kb állandó. A mérhető, és N is mérhető (kémiai úton). Ebből λ és így $T_{1/2}$ megkapható.

1 ms és 1 perc között: **multiszkéler**: időzítővel egymás utáni intervallumokban relatív aktivitást mérünk.

$1e-11$ és $1e-3$ s között: **koincidencia** módszer: időmérés az állapot kialakulása (első radioaktív sugárzás) és bomlása (második radioaktív sugárzás) között. Exponenciális túlélési idő hisztogramot kapunk. Az időfelbontás jobb kell hogy legyen, mint a felezési idő.

$1e-10$ és $1e-12$ s között: **Doppler**-módszer. Magreakciókban keletkező magok felezési idejének mérése: a mag kirepül a céltárgyból konstans sebességgel, majd beleütközik egy akadályba ahol megáll. Gamma-sugárzás kétféle energián: a Doppler-eltolódott és az eredeti energián. Az intenzitásarány exponenciálisan függ az akadály távolságától. Másik módszer: Mössbauer-effektus (ld. később).

$1e-12$ és $1e-15$ s: **Folytonos Doppler**: a lassuló mag sugárzása folytonosan tolódik, Ahogy a lelassuló mag sebessége csökken. Megfelelő függvény illesztésével.

A radioaktivitás minőségi leírása

- alfa-, béta-, gamma-bomlás általában, béta-bomlás típusai,
- hasadás, hasadványok tömegeloszlása, radioaktív sorok, természetben megtalálható radioaktív izotópok
- alfa-bomlás reakciója, visszalökődés, energiaviszonyok, finomszerkezet jelensége,
- finomszerkezet magyarázata, alfa-gamma koincidenciamérés technikája,
- GM-cső működése, gáztöltésű detektorok felépítése, kritikus sugár, elektronsokszorozás elemi eseménye,
- elektronlavina, önfenntartó kisülés feltétele
- hosszúhatótávolságú alfa-bomlás jelensége, magyarázata, alfa-bomlás mechanizmusa
- az alagúteffektus, Geiger-Nuttall törvény, intenzitások magyarázata alfa-bomlásban,
- természetes vonalszélesség,
- béta-bomlás, példák, három szintje, fajtái, energiaeioszlása,
- EM átmenetek atommagokban, fajtái, izomer állapotok, átfedési integrál belső konverziónál,
- paritásoperátor, kvantummechanikai perdület leírása, perdületmegmaradás törvénye a spinek típusára,
- elektromos és mágneses módusok, multipolaritás, a lehetséges multipolaritások meghatározása, az egyes multipolaritások intenzitásának sorrendje, $1+ \rightarrow 0+$ átmenet, $2+ \rightarrow 0+$ átmenet,
- párkeltés mikor lehetséges

A radioaktivitás minőségi leírása

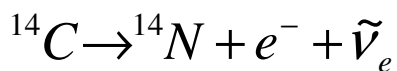
Az alfa-részecske a He^{++} atommag.

Alfa-bomlás. Pl. $^{222}\text{Rn} \rightarrow ^{218}\text{Po} + \alpha$ A Nap színeképvonalalaival egyező vonalai vannak.
A bomlás energiája 4-10 MeV.

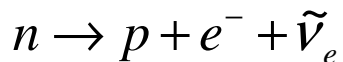
Az alfa-részecske az atommag része volt.

Béta-bomlás. Különböző szintjei vannak. Pl.:

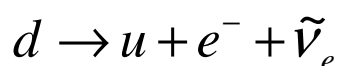
negatív



atommag-szint

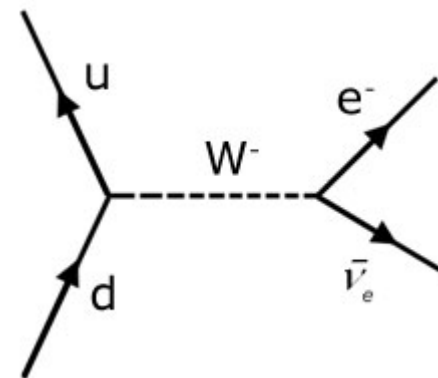


nukleon-szint

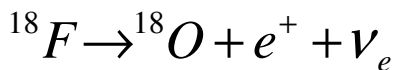


kvark-szint

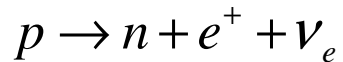
gyenge
köölcsön-
hatás



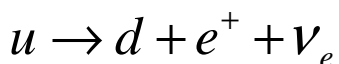
pozitív



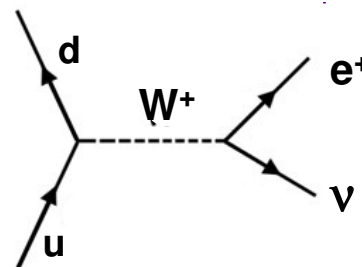
atommag-szint



nukleon-szint

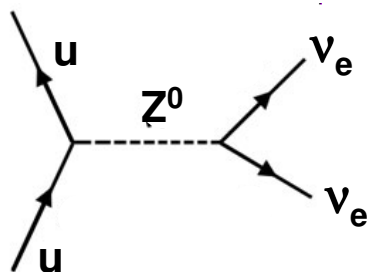
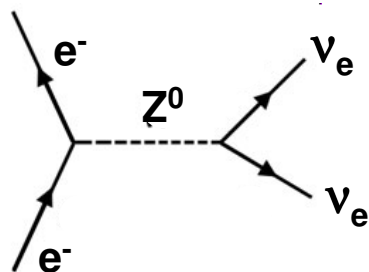


kvark-szint



semleges

áram



...

A kibocsájtott elektron, pozitron, neutrínó nem volt az atommag része. A bomlási energiából keletkezett.

Béta-bomlás: variációk

$$n \rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu}_e$$

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu_e$$

$$n + e^{+} \rightarrow p + \tilde{\nu}_e$$

$$p + e^{-} \rightarrow n + \nu_e$$

K-befogás v. elektron-
befogás

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^{-}$$

$$p + \tilde{\nu}_e \rightarrow n + e^{+}$$

Inverz pozitív béta-bomlás

Bomlások fajtái (folyt.)

Gamma-bomlás. Az atommag gerjesztett állapotából az alapállapotba gamma-átmenetek visznek. Béta és alfa bomlásokat gyakran gamma *követi*. A magspintől és paritástól függ, hogy melyik átmenetek lehetségesek. A gerjesztett állapotok mutathatnak kollektív forgást, vibrációt (rezgést, pulzálást). Vannak nagyon hosszú felezési idejű állapotok: *izomér* állapotok (metastabil, *m*).

Belső konverzió. A gerjesztett mag egy külső részecskének – egy K héjon levő atomi elektronnak – adja át az energiáját. Nincs foton. A belső konverziós elektron kilép, *adott* energiával (és nem folytonos energiával, mint a béta-bomlásnál). Az atommag rendszáma NEM változik.

Hasadás. Spontán is lehetséges, ritkán (^{254}Cf). Két nagy hasadvány-atommagra hasad. Ezek a stabilitás völgyétől lejjebb vannak az izotóptérképen, ezért negatív béta-bomlók. A keletkezett részecskék tömegszám-eloszlása két csúcsú. Prompt neutronok is keletkeznek a hasadáskor. Az alfa, béta és gamma-bomlásokhoz képest egy nagyságrenddel több energia szabadul fel (≈ 200 MeV).

Nukleon-emisszió. Protonok vagy neutronok spontán kilökődése a magból, proton- vagy neutronfelesleg esetén, pl hasadási termékeknél.
Késő neutronok (atomreaktorok szabályozásánál elengedhetetlenek).

RADIOAKTÍV BOMLÁSOK FAJTÁI

α ERŐS $^{222}_{86}\text{Rn} \rightarrow ^{218}_{82}\text{Po} + \alpha$ vékony szecint.
 ált. $E_\alpha = 4-7 \text{ MeV}$ vékonyabos GMcső

β GYENGE

$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ β^-
 $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ β^+
 $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ E.C.

PL.: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ $T_{1/2} = 8 \text{ perc}$ $E_{\text{max}} = 780 \text{ keV}$
 $^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ $T_{1/2} = 12 \text{ év}$ $E_{\text{max}} = 18 \text{ keV}$

vékony szecint.
kis hatótávols.

γ E.M. gerjesztett áll. \rightarrow alapállapot Z, A nem változik

- gyors γ
- izomer áll
- belső konverzió

nagy egykristály
nagy Z
félvezető & szecint.

f ERŐS HASADÁS

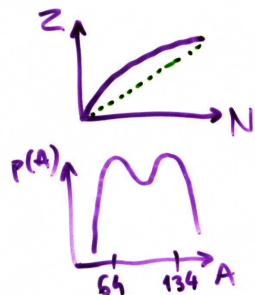
(1) $1/2$ arány öröklődik

(2) keletkezett részecskék elbomlása

(3) 2-3 gyors neutron keletkezik

(4) 1 hasadáskor $\sim 200 \text{ MeV}$ energia szabadul fel.

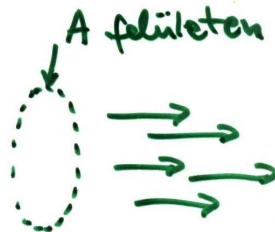
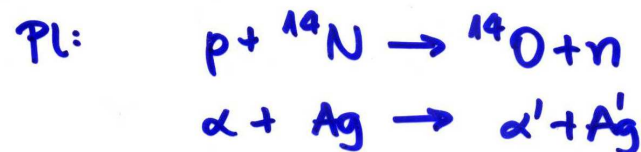
(5) ^{235}U -t csőz termikus neutron hasítja el.



HATÁS KERESZTMETSZET

Reakció valószínűségére jellemző, felület dimenziójú mennyiség. σ

magreakciók: $A(a,b)B \equiv A+a \rightarrow B+b$



\bigcirc $r^2\pi$
céltárgy

$$p = \frac{r^2\pi}{A}$$

$$N_{\text{dur}} = p \cdot N_{\text{nyil}} \cdot N_{\text{cél}}.$$

$$N_{\text{reakció}} = \frac{\sigma}{A} \cdot N_T \cdot N_{\text{BE}} = \sigma \cdot j \cdot N_T \cdot dt$$
$$= \sigma \cdot \phi \cdot N_T \cdot dt$$

def.

ELNYELŐDÉS

$$\frac{dJ}{dx} = -\sigma_s \cdot J \rightsquigarrow J(x) = J_0 e^{-\sigma_s \cdot x} = J_0 e^{-\mu x}$$

$$\mu = \sigma_s \quad \mu = \sum_i \sigma_i \rho_i = \sum_i \sigma_i c_i$$

NEUTRON \rightarrow VÍZ, PARAFFIN

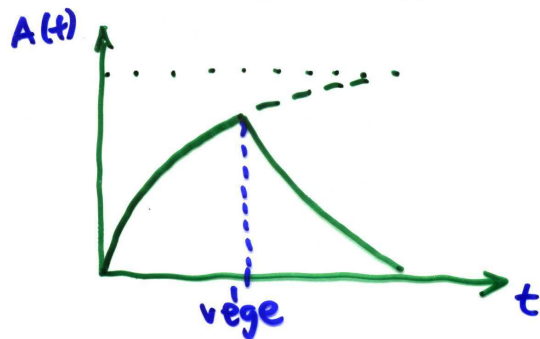
GAMMA \rightarrow ÓLOM

α, β

NEUTRONAKTIVÁCIÓ R

$$\frac{dN_I}{dt} = -\lambda N_I + \overbrace{\sigma N_A \cdot \phi}^R$$

$$N_I(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$



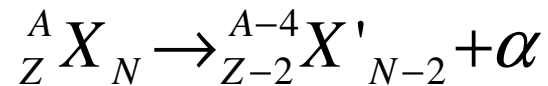
reaktor ϕ

Neutrongenerátor j

$T(D, n) \alpha$

17 MeV: n

Az alfa-bomlás tulajdonságai



- A legkevésbé áthatoló sugárzás
- 1903 Rutherford: E,B tér: Q/m mérése
- 1909: Rutherford: ezek He-magok
- Nagy atommagokra jellemző bomlás
- Coulomb-taszítás miatt történik
- Miért éppen alfa? Mert az alfa-részecske nagyon erősen kötött (kicsi a tömege a n,n,p,p rendszerhez képest) – energetikailag lehetséges. Más rendszerek kibocsátására ez nem igaz.
- A bomlási állandó elég nagy kell legyen ahhoz, hogy észleljük a bomlást (pl. 10^{16} évnél rövidebb felezési idő)
- Energia, impulzus, impulzusmomentum megmarad

Visszalökődés alfa-bomlásban

Energia megmaradás (T a mozgási energia):

$$m_{X'}c^2 + T_{X'} + m_{\alpha}c^2 + T_{\alpha} = m_Xc^2$$

$$Q \equiv (m_X - m_{X'} - m_{\alpha})c^2 = T_{X'} + T_{\alpha}$$

Ez a Q-érték, a bomlásban felszabaduló energia. Mivel nemrel.: $T=p^2/2m$

Impulzusmegmaradás: $p_{X'} = p_{\alpha} \equiv p$

$$Q = p^2 / 2m_{X'} + p^2 / 2m_{\alpha} = T_{\alpha} + T_{\alpha} \frac{m_{\alpha}}{m_{X'}}$$

$$T_{\alpha} = \frac{Q}{1 + m_{\alpha} / m_{X'}} \approx \frac{Q}{1 + 4 / (A - 4)} = Q(1 - 4 / A)$$

Alkalmazás:
RBS
Rutherford-
visszaszórás
elemanalitika

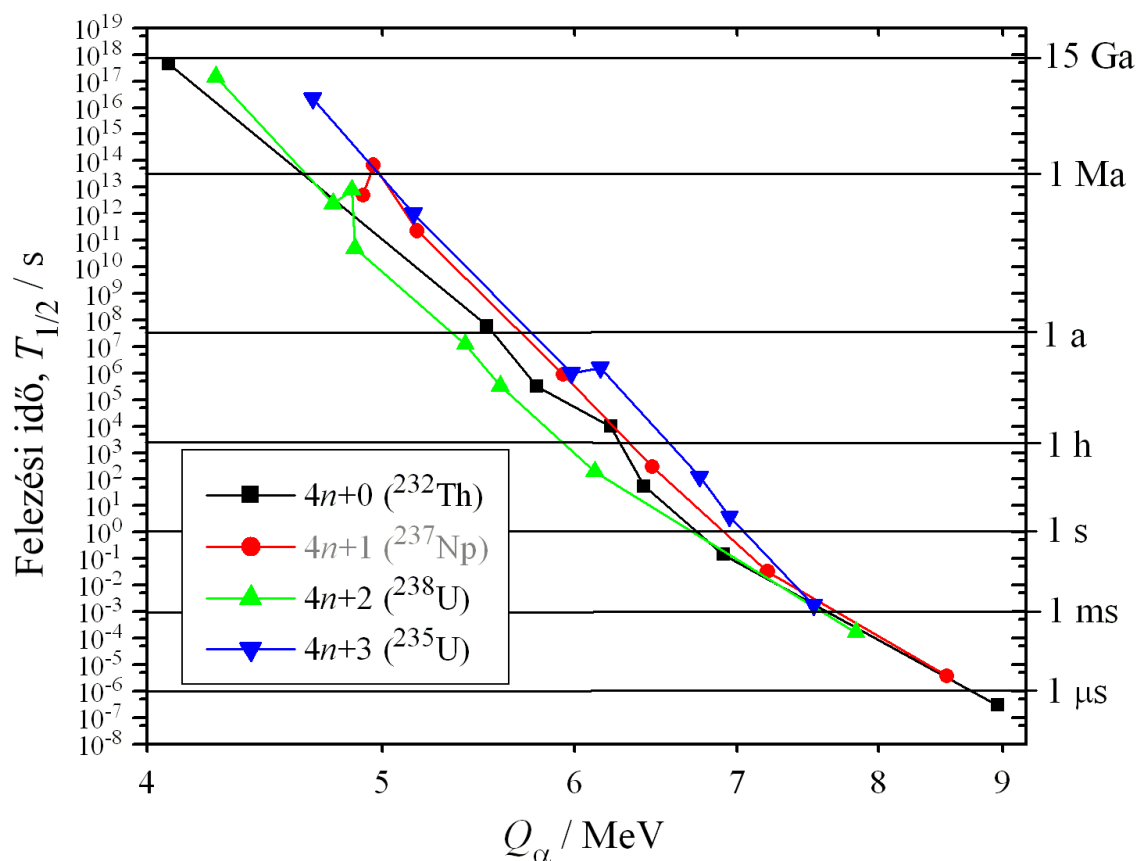
Tehát az alfa viszi el a Q érték nagy részét (kb. 98%).

Atommag: 2%-át (kb 100 keV). Ez elég lehet ahhoz hogy az atommag kilökődjön a kristályból (a felszínről). Gyakran maga is radioaktív... terjed a radioaktivitás. Kell a forráskra egy vékony védőfólia. Ha X' rövid életű, T_{α} mérése lehet az egyetlen mód $M_{X'}$ mérésére.

Geiger-Nuttall törvény

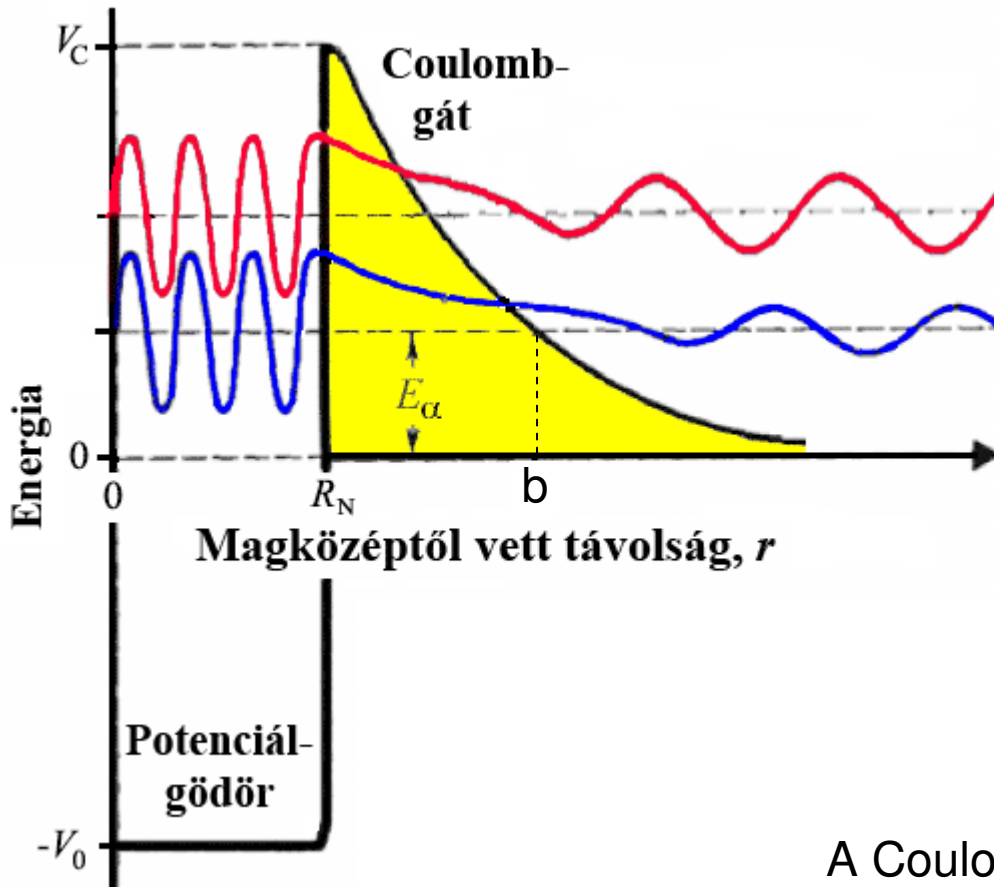
- Megfigyelés:
 - Nagy Q érték \rightarrow kis $T_{1/2}$. pl. ^{232}Th : 4,08 MeV, 14 mrd év
 - kis Q érték \rightarrow nagy $T_{1/2}$. pl. ^{218}Th : 9,85 MeV, 1e-7 sec

Nagyon gyorsan változik a felezési idő Q függvényében!
Magyarázata a QM első nagy sikerei között.



$$\ln \lambda = -a_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} + a_2$$

Gamow elmélete: alagúteffektus, 1928



Klasszikusan: az alfa részecske pattog a potenciálgödörben (^{238}U esetén pl. $1e38$ -szor!), de soha nem tud kijutni.
 f: pattogási frekvencia,
 P: alagúteffektus valószínűsége:

$$\lambda = fP$$

f becsülhető klasszikusan: v/R_N
 ahol v az alfa sebessége.
 Pl. $V_0=35$ MeV és $Q=5$ MeV-re
 $f=6e21$ Hz.

A Coulomb-gát teteje:
$$V_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{R_N}$$

A b fordulópont:
$$b = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{zZ'e^2}{Q}$$

Fúziós reaktorok: inverz gondolatmenet

Alagúteffektus 1 dimenzióban

A hullámfgv az $E > V$ tartományban $\sin(x)$ alakú,
az $E < V$ tartományban exponenciálisan lecseng, illeszteni kell a határokon.

Transzmissziós együttható: $P \sim \sinh^{-2}(ka) \sim e^{-2ka}$

ahol $k = \sqrt{2m(V - E) / \hbar^2}$ a hullámszám, és a a potenciálgát szélessége.

Az atommag esetén kb: átlagos gátmagasság: $\frac{1}{2}(V_C - Q)$

$$k \approx \sqrt{(2m / \hbar^2) \frac{1}{2}(V_C - Q)} \quad (\text{tipikus érték } 1.6/\text{fm})$$

Reprezentatív szélesség kb. $\frac{1}{2}(b - R_N)$ Rutherford-szórásnál már számoltuk,
Tipikus érték kb. 42 fm.

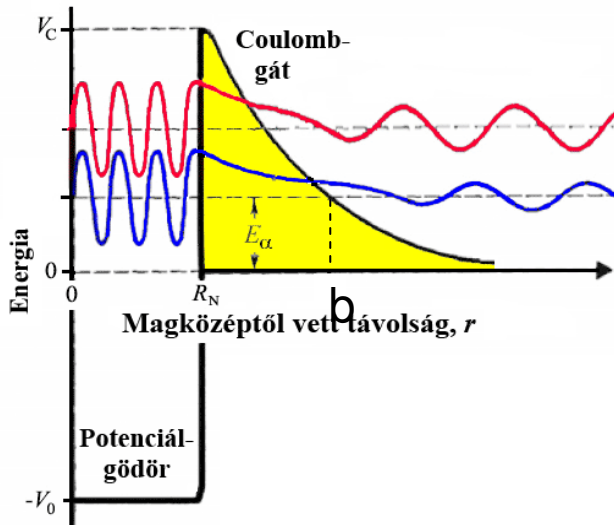
$$\text{Tehát: } P \sim e^{-2ka} \approx e^{-2k(1/2)(b-R_N)} \approx e^{-k(b-R_N)}$$

$Q=6$ MeV, $V_C=34$ MeV esetén $P \approx 2e-25$, és így $\lambda \approx 1e-3/s$, tehát $T_{1/2}=700$ s.

$Q=5$ MeV esetben ez $T_{1/2}=100000000$ s!

Nagyon erősen változó függvény. Geiger-Nuttall szabály magyarázata.

Gamow-faktor



Pontosabban számolva, kis részekre felosztva a gátat:

$$dP = \exp\left(-2dr\sqrt{(2m/\hbar^2)[V(r)-Q]}\right)$$

$$P = e^{-2G}$$

$$\text{ahol } G = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}} \int_{R_N}^b \sqrt{[V(r)-Q]} dr$$

Ez a Gamow-faktor. Kiszámítható analitikusan Coulomb-potenciál esetén.

A felezési időre kapjuk:

$$T_{1/2} = \ln 2 \frac{R_N}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2(V_0 + Q)}} \exp\left\{2 \sqrt{\frac{2mc^2}{(\hbar c)^2 Q}} \frac{zZ'e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{\pi}{2} - 2\sqrt{\frac{Q}{V_C}}\right)\right\}$$

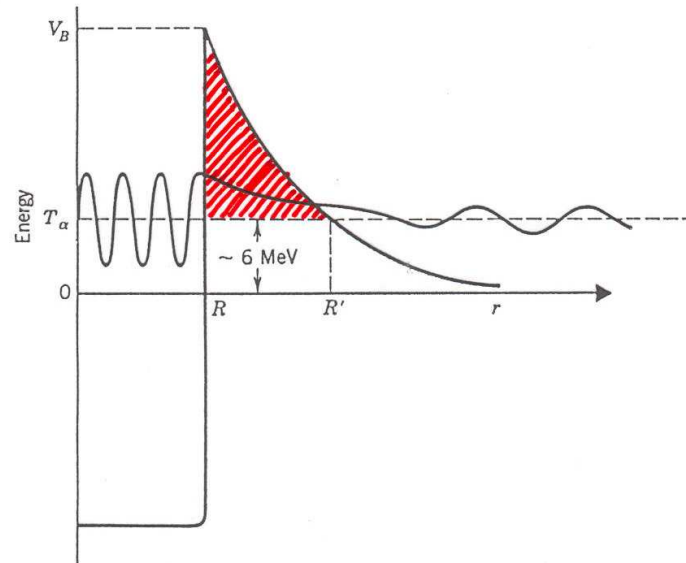
Elhanyagoltuk:

kezdeti és végállapoti mag-hullámfüggvényeket, átmeneti valószínűségeket az alfa részecske impulzusmomentumát
 azt, hogy a mag nem tökéletes gömb alakú (a felezési idő mérés alkalmas magsugármérésre is...)

Érdekesség: rendkívül ritkán ^{14}C -bomlás is van, pl. $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{214}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$

α BOMLÁS MECHANIZMUSA

o ALAGÚTEFFEKTUS



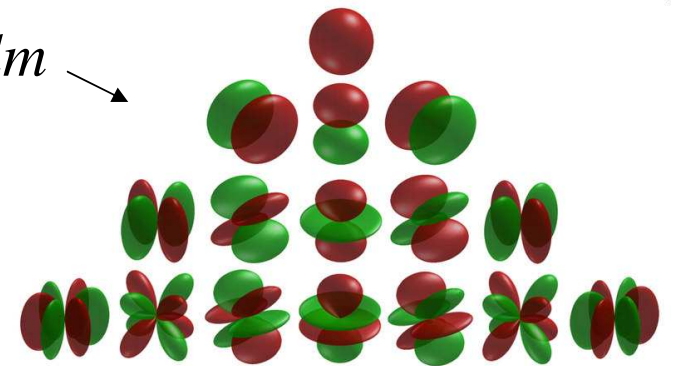
o ALAPKÍSÉRLET: RUTHERFORD - α részecskék szóródása α BOMLÓ MAGOKON

o GEIGER-NUTTAL tör-t megmagyarázza

o NAGY FELEZÉSI IDŐT megmagyarázza

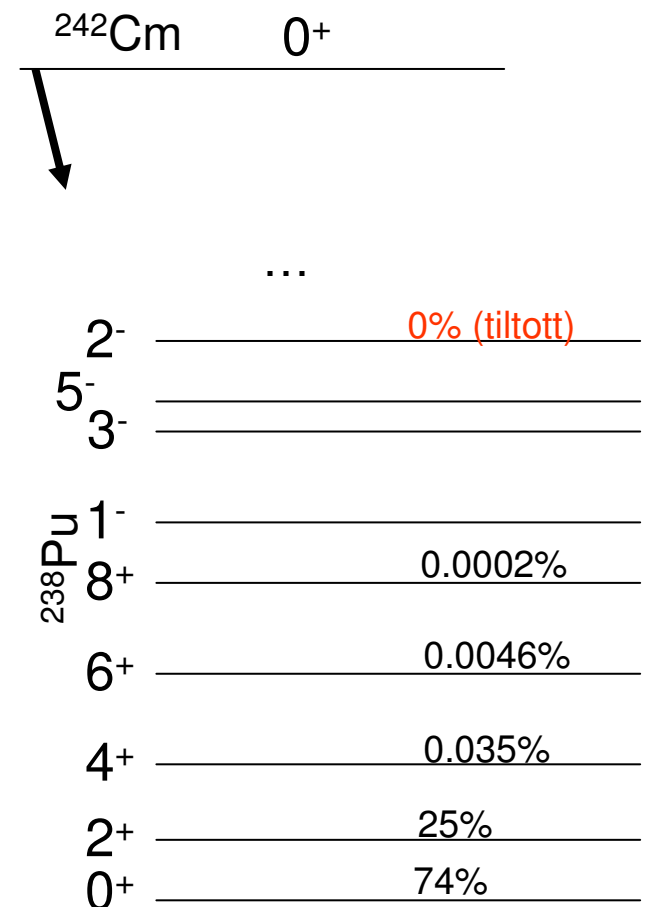
Impulzusmomentum és paritás

- Az alfa-részecske spinje nulla.
Impulzusmomentumot csak pályamomentumként tud elvinni: l_α
 - A mag kezdeti és végállapotának spinje: I_i, I_f
az alfa-részecske impulzusmomentuma $I_i + I_f$ és $|I_i - I_f|$ között lehet! Nem lehet akármekkora.
 - Az alfa-részecske hullámfgv-nye: $\sim Y_{lm}$
 - Paritásváltozás: $(-1)^{l_\alpha}$
 - Tehát ha a kezdő és végállapotnak ugyanaz a paritása, akkor l_α páros kell hogy legyen, egyébként páratlan.
- Paritás-kiválasztási szabály.**

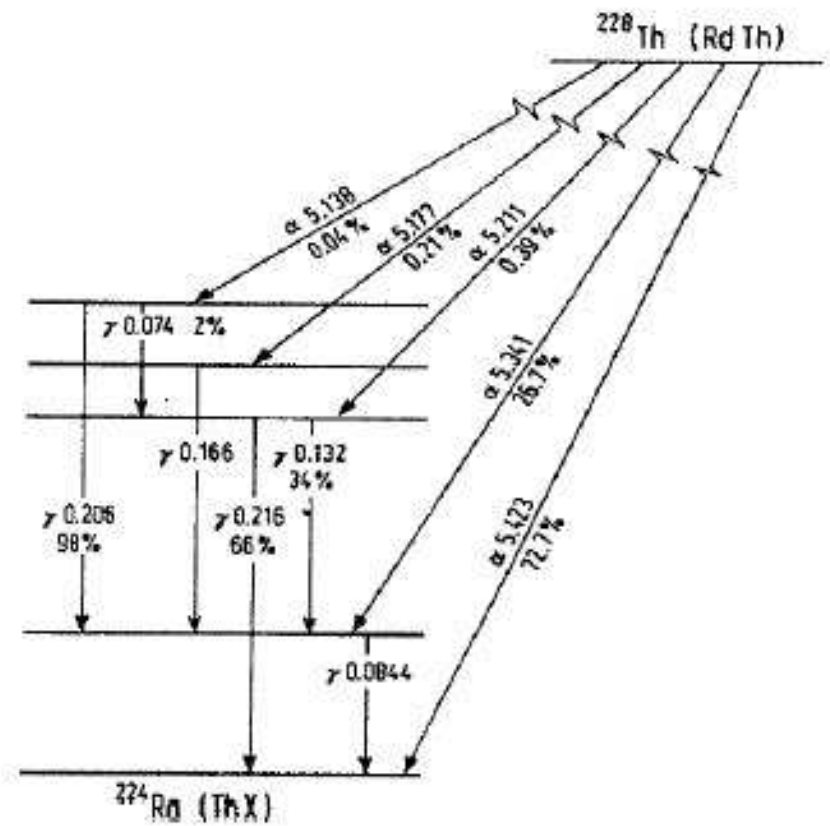
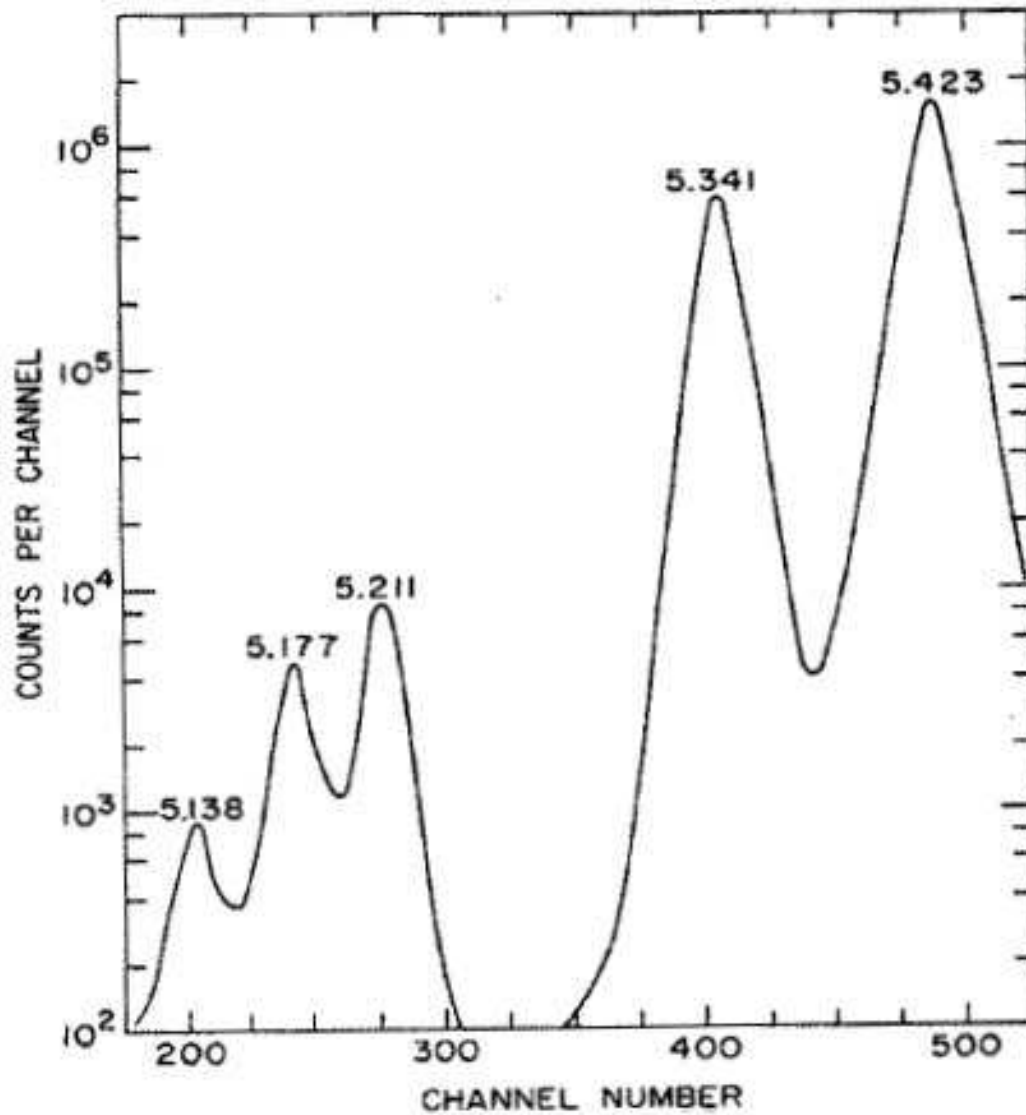


Az alfa-bomlás finomszerkezete

- Az alfa-bomlás a leánymag sokféle különböző állapotára is történhet, ha az átmenet megengedett.
Finomszerkezet.
- Pl. $^{242}\text{Cm}(0^+) \rightarrow ^{238}\text{Pu}$. A Pu-nak sokféle gerjesztett állapotára bomolhat.
- Intenzitások az l_α -tól és az kezdeti és végállapot hullámfüggvényektől függnnek.
- A centrifugális potenciál növeli a potenciális energiát és a potenciálgátat szélesíti. $l(l+1)\hbar^2 / 2mr^2$
- 2^+ : kisebb Q, nagyobb potenciálgát, tehát kisebb intenzitás mint 0^+
- Bomlás 2^- szintre tiltott:
 $2-0 \leq l_\alpha \leq 2+0$, $l_\alpha=2$. Ekkor a paritás nem változhat: $(-1)^2=+1$

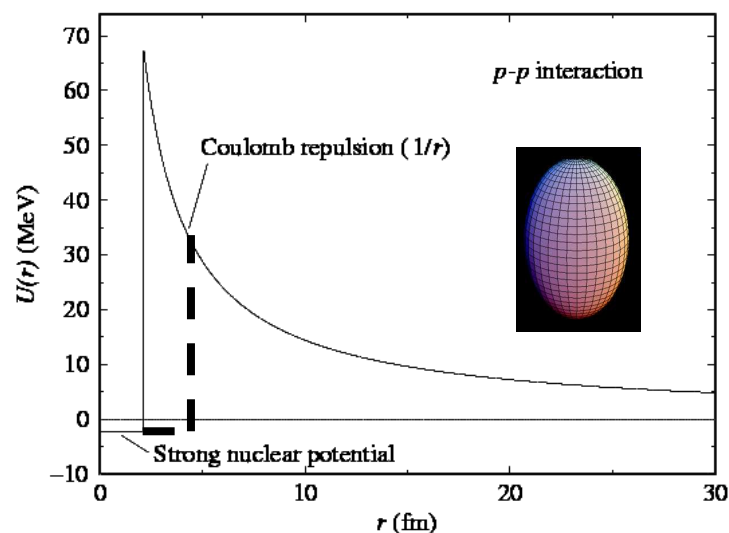


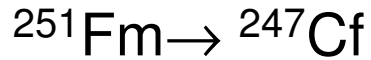
^{228}Th bomlásának finomszerkezete



Az alfa-bomlás szögeloszlása

- Pl. $2^- \rightarrow 2^+$ bomlás: páratlan l_α kell.
- $0 = 2 - 2 \leq l_\alpha \leq 2 + 2 = 4$
- Tehát csak $l_\alpha = 1$ vagy $l_\alpha = 3$ megengedett.
- Melyik lesz a gyakoribb?
- Kimérhető a szögeloszlások segítségével.
- $l_\alpha = 1$ bomlás szögeloszlása: $Y_1(\Theta, \phi)$
- $l_\alpha = 3$ bomlás szögeloszlása: $Y_3(\Theta, \phi)$
- A méréshez a spineket be kell állítani egy irányba (mágneses v elektromos térrel), alacsony hőmérsékleten (0,01 K).
- De: deformált magok: a „csúcsoknál” intenzívebb alfa-kibocsátás, mivel ott a Coulombgát keskenyebb és alacsonyabb!



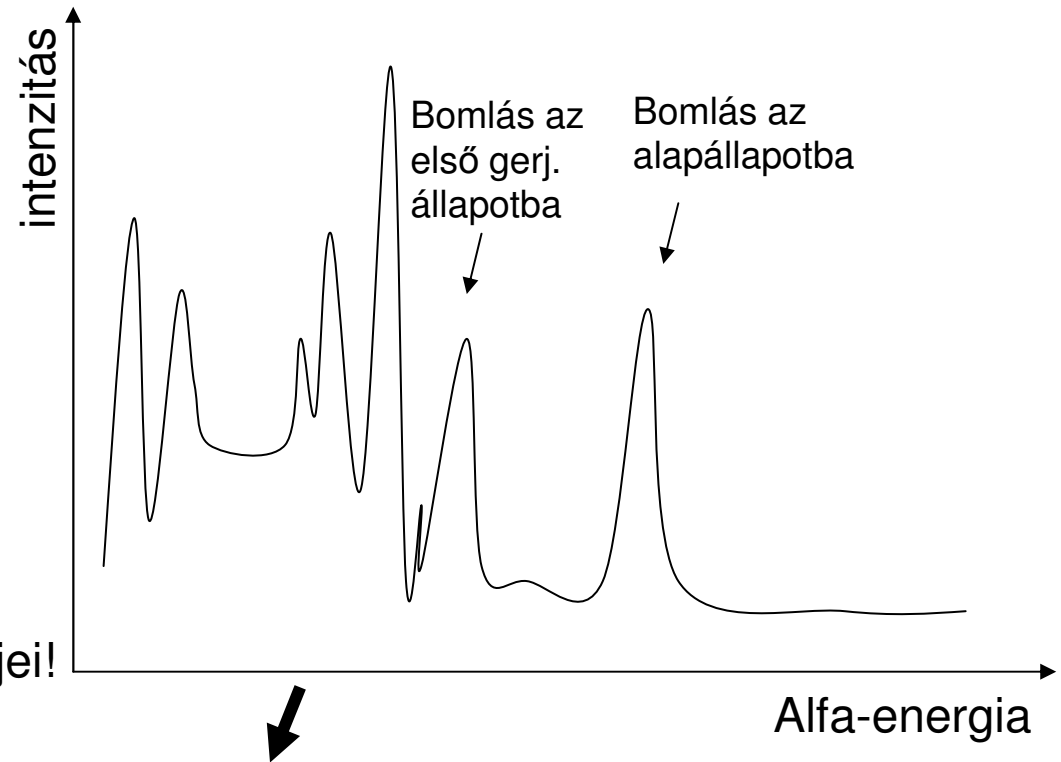


Alfa-spektroszkópia

A különböző alfa-energiák a gerjesztett állapotokra való bomlást mutatják.

A gerjesztett állapotok azonnal elbomlanak az alapállapotba, gamma-kibocsátással. Érdeemes a gamma-spektrumot is mérni.

Sőt, a kettőt koincidenzában!
Alfa-gamma koincidenzá módszer.
Ekkor azonosíthatók Cf energiaszintjei!



Bomlási energia (Q)

Gerjesztett áll. energiája

α_1	7423 keV	0 keV
α_2	7368 keV	55 keV
α_3	7300 keV	123 keV
...

Alfa-spektroszkópia

Mit látunk a gamma-spektrumban?

55 keV, 67 keV, 122.1 keV... ezek pont a szintek energiakülönbségei!!

A szintek: 0, 55, 122 keV.

Lehet hogy csak rotációsán különböznek az állapotok? $E = (\hbar^2 / 2\Theta)I(I + 1)$

A két alsó szint energiakülönbsége (55 keV):

$$\Delta E_{12} = E_2 - E_1 = (\hbar^2 / 2\Theta)[(\Omega + 1)(\Omega + 2) - \Omega(\Omega + 1)] = (\hbar^2 / 2\Theta)2(\Omega + 1)$$

Az alap- és a harmadik szint energiakülönbsége (122 keV):

$$\Delta E_{13} = E_3 - E_1 = (\hbar^2 / 2\Theta)[(\Omega + 2)(\Omega + 3) - \Omega(\Omega + 1)] = (\hbar^2 / 2\Theta)2(2\Omega + 3)$$

Hányadosuk:

$$\Delta E_{13} / \Delta E_{12} = (2\Omega + 3) / (\Omega + 1) = 2 + 1 / (\Omega + 1) = 55 / 122 = 2,218$$

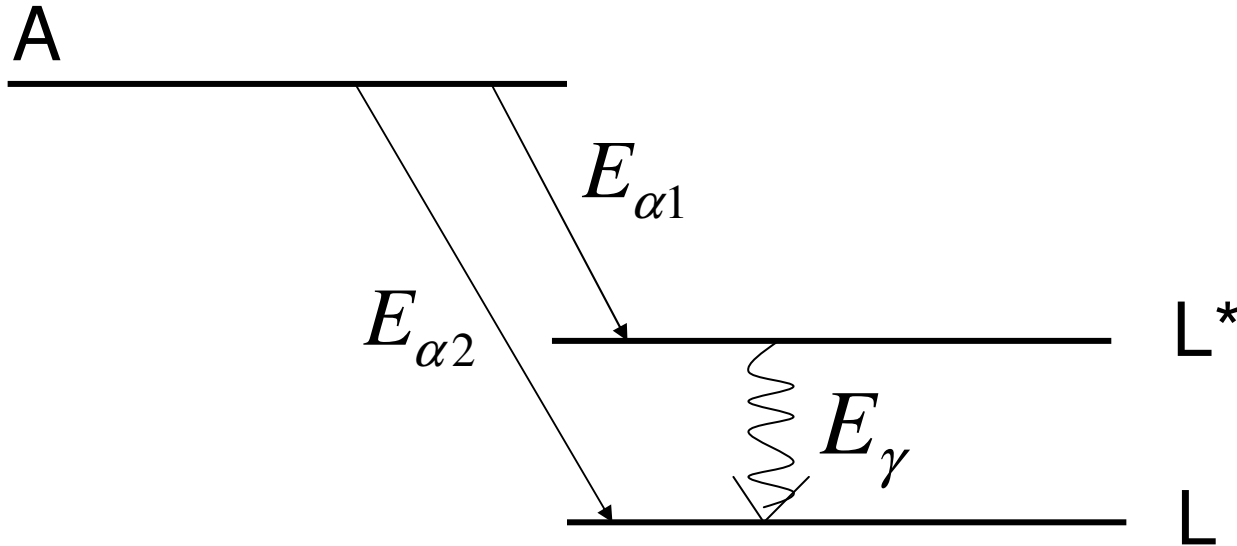
$$\Omega = 3,58 \approx 7 / 2$$

Tehát az első három szint rotációs sávot alkot, ahol a teljes spin: 7/2, 9/2, 11/2.

Az alapállapot spinje 7/2.

A többi energiaszint értelmezéséhez az alfa-gamma koincidencia módszer kell. Sokszor 2 dimenzióban ábrázolják, a tengelyeken az alfa, a gamma energia és az intenzitás van.

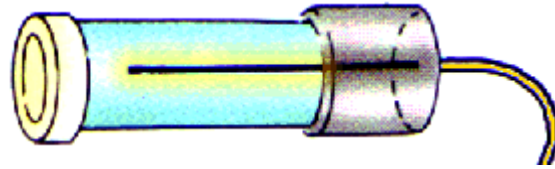
Alfa-gamma koincidencia-módszer



$$E_{\gamma} \cong E_{\alpha 2} - E_{\alpha 1}$$

Az alfa- és gamma energiát egyszerre mérve felderíthető a leánymag energiaszintjeinek szerkezete!

Alfa-detektálás GM csővel



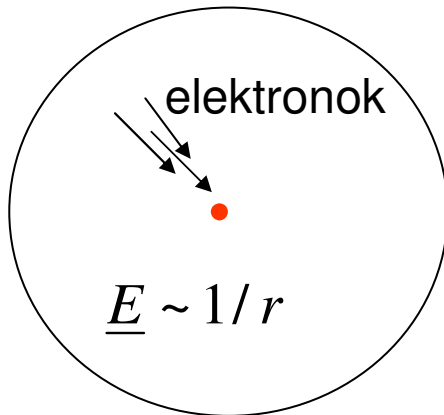
Hengerkondenzátor

600-1000 V feszültség

vékony fémszál a közepén. Gázzal töltve (Ar, vagy más nemesgáz)

Alfa-részecske ionizálja a gázt, közben elveszíti az energiáját

Az elektronok a szálra gyűlnek. Közben az elektromos tér gyorsítja őket.



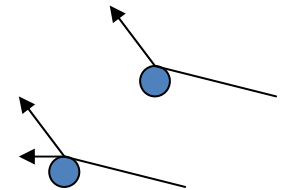
Ionizációs energia: E_i

$E_e < E_i$: rugalmas ütközés a gáztomokkal

$E_e > E_i$: ionizáció lehetséges

$$E_e = q | \underline{E} | \lambda > E_i$$

$$| \underline{E} | > E_i / q \lambda \longrightarrow \text{ionizáció}$$



Ez egy bizonyos r_0 sugáron belül már igaz.

→ elektronsokszorozás, gázerősítés

→ az áram annál nagyobb, minél nagyobb az erősítés

GM-cső: önfenntartó kisülés. UV fotonok → fotoeffektus → újabb elektronok.

Így az alfa energiája nem mérhető, minden alfa egy maximális kisülést eredményez

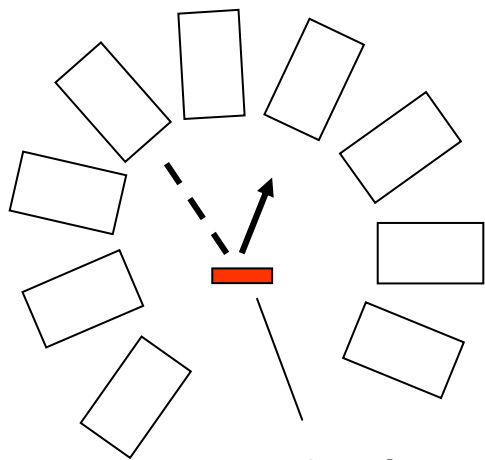
Alfa-detektálás

Ionizációs kamra: ugyanez kisebb feszültségen. Ekkor az alfa részecske által leadott energia arányos az elektronok számával és az elektromos jellel.



Az alfa-részecske nagyon rövid távolságon megáll szilárd anyagokban (néhány μm), ezért nagyon vékony ablakkal ellátott GM cső kell! *Végablakos* GM-cső.

Alfa-gamma koincidencia mérés pl.:



Az alfa-részecskék energiáját gyakran félvezető detektorral mérjük, pl. szilícium, germánium egykristály.
A gammákat pl. nátrium-jodid (NaI) szcintillátorokkal.

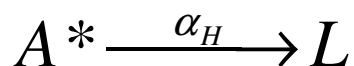
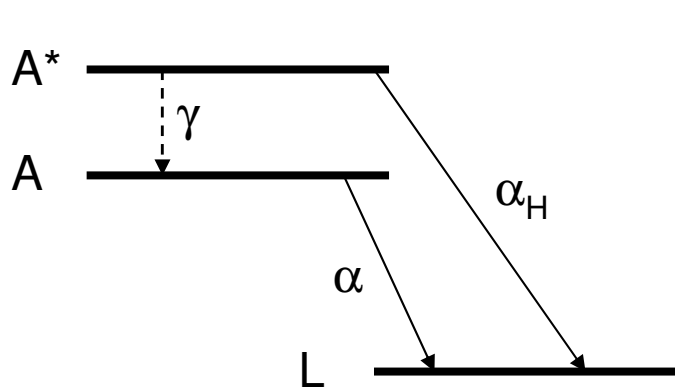
$$E_{\alpha 1} \rightarrow E_{\gamma} \cong E_{\alpha 2} - E_{\alpha 1}$$

Anyag visszalökődése

α forrás (nagyon vékony)

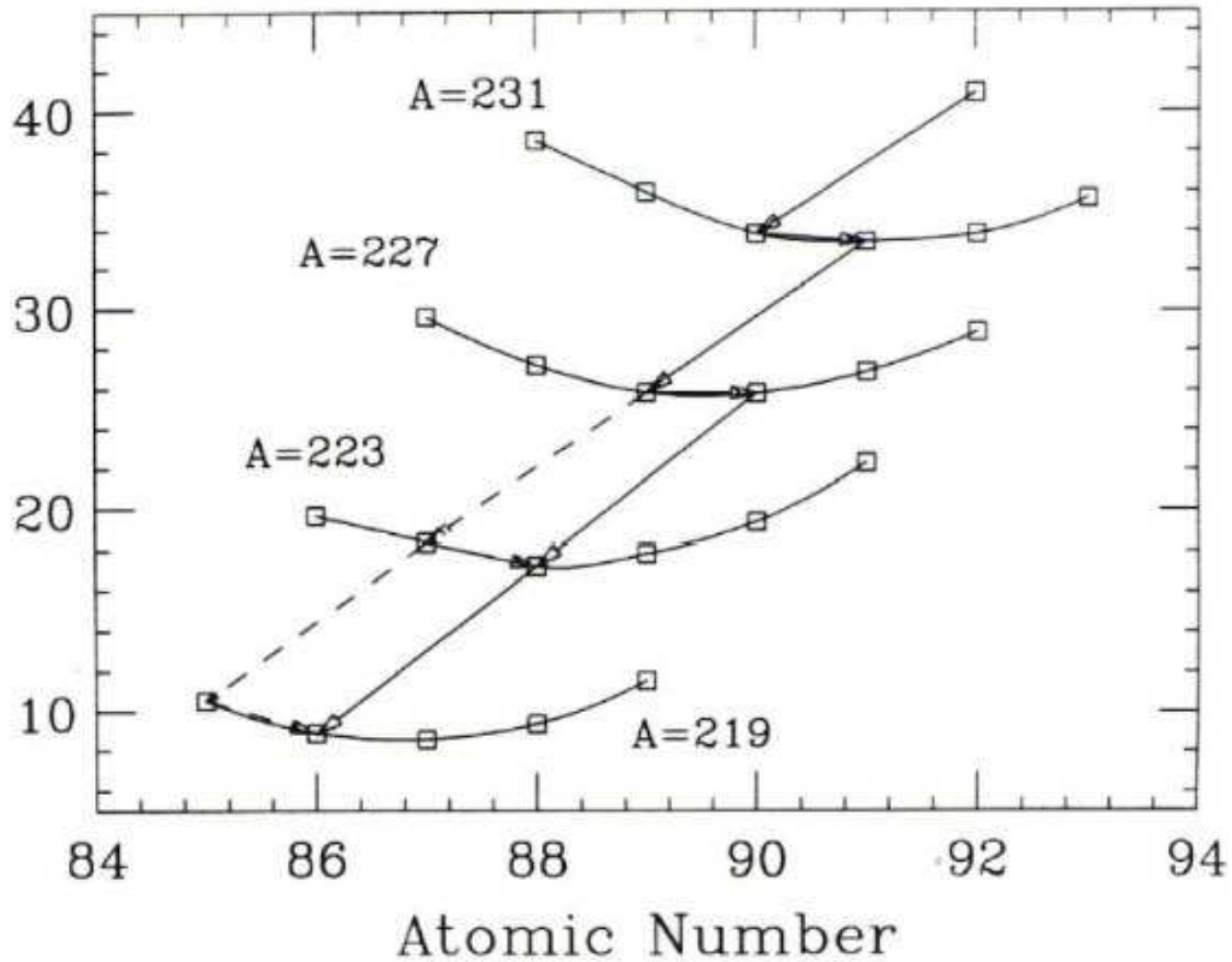
Hosszú hatótávolságú alfa-bomlás

- Több az energiája, mint a szokásos 4-8 MeV
- Az anya gerjesztett állapotából bomlik a leány alapállapotába
- Pl. $^{212\text{m}}\text{Po}$ 2.922 MeV-vel a ^{212}Po alapállapot fölött, alapállapotú ^{208}Pb -re bomlik, az alfa energiája 11,65 MeV!



Párhuzamos bomlás

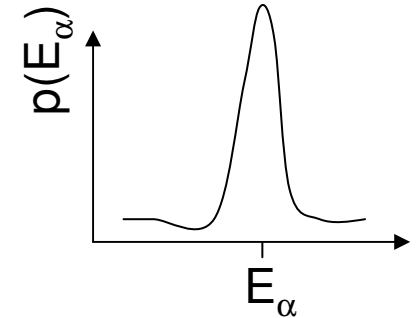
^{235}U bomlási sora



Béta-bomlás
az energia-
minimum eléréséhez,
aztán alfa-bomlás

Alfa-bomlás energiaeloszlása

$$Q \equiv (m_X - m_{X'} - m_\alpha)c^2 \quad T_\alpha = Q(1 - 4/A)$$



Éles energia, DE mégis van egy természetes vonalszélessége: Γ .
Lorentz-görbe alakú eloszlás. Mi lehet a magyarázata?

E_0 energiájú állapot hullámfüggvénye:

$$\Phi(\underline{x}, t) = \varphi(\underline{x})e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} \quad |\Phi(\underline{x}, t)|^2 = |\varphi(\underline{x})|^2 \quad \text{Időfüggetlen állapot}$$

Empirikusan: új tagot teszünk a hullámfüggvénybe (statisztikus leíráshoz jól illik):

$$\Phi(\underline{x}, t) = \varphi(\underline{x})e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t} e^{-\frac{t}{2\tau}} = \int_E \Phi_E(\underline{x}, t) g(E) dE \quad |g(E)|^2 = p(E)$$

$$|\Phi(\underline{x}, t)|^2 \sim e^{-t/\tau}$$

↑
energia-
sajátállapot

↑
súlyfaktor

Mérési
valószínűség

$$g(E) = \frac{1}{E - E_0 + \frac{i\hbar}{2\tau}}$$

$$|g(E)|^2 = \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\hbar^2}{4\tau^2}}$$

Lorentz-görbe

Félértékszélesség: $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$

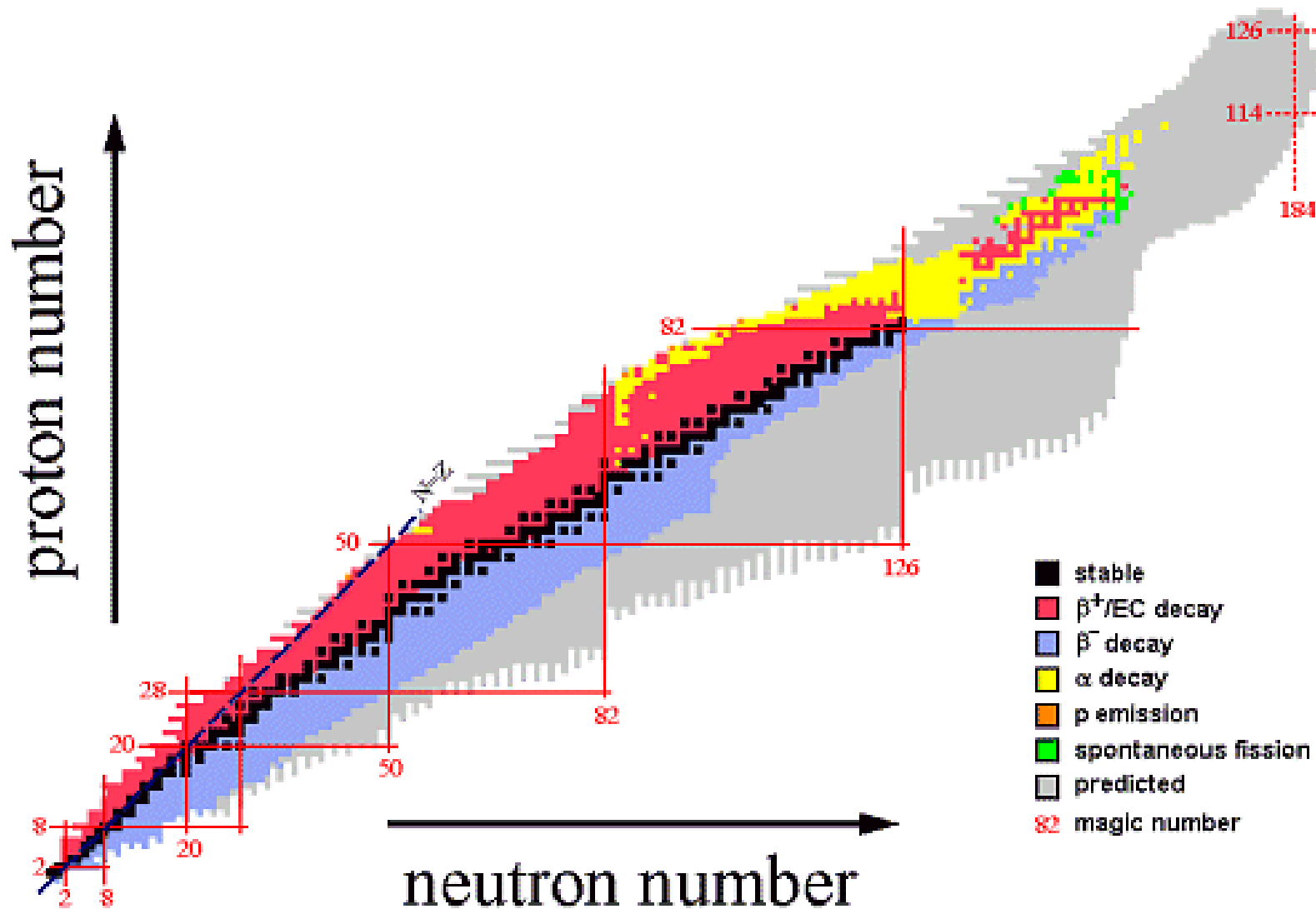
$$\Gamma \tau = \hbar$$

Heisenberg-reláció

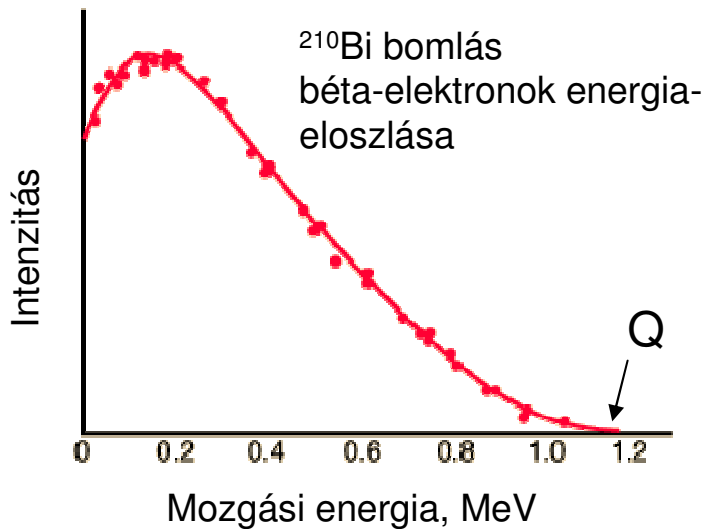
Γ : energia-bizonytalanság, **természetes vonalszélesség**

τ : átlagos élettartam

Izotóptérkép



A béta-bomlás energiaeloszlása



Az elektronnak folytonos energiaspektruma van
 $(m_A - m_L - m_{e^-})c^2 = Q = E_L + E_{e^-} + E_{\tilde{\nu}_e}$
 nagyon kicsi

Ha $Q \gg m_{e^-}c^2$ akkor ultrarelativisztikus:

$$E = \sqrt{p^2c^2 + m_{e^-}^2c^4} \approx pc$$

Az elektron (-) v pozitron (+) energiaeloszlása (a p^2 -tel arányos fázistér-térfogatokból):

$$N^\pm(E) = Kp(E + mc^2)(E_m - E)^2 F^\pm(Z, E)S_n(E)$$

p : részecske impulzusa,

E : kinetikus energiája,

E_m : a kvantumátmenet teljes energiája

m : elektron tömege

F^\pm : Fermi-függvény, Coulomb-korrekció

$S_n(E)$: béta átmenet tiltottságát figyelembe vevő korrekció.

Megengedett átmenetre ($n=0$): $S_0(E) = 1$.

Béta-bomlás

$$N^\pm(E) = Kp(E + mc^2)(E_m - E)^2 F^\pm(Z, E)S_n(E)$$

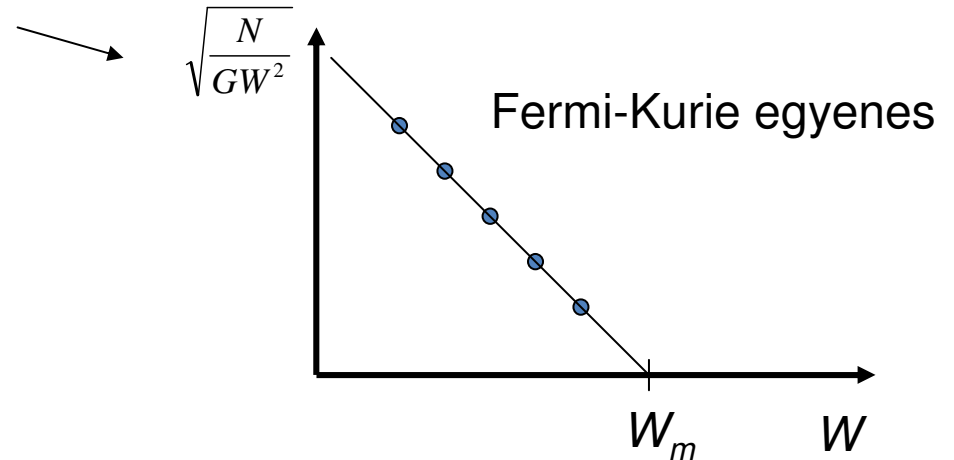
Legyen W a részecske teljes energiája mc^2 egységekben, W_m ennek maximuma:

$$W = \frac{E}{m_0c^2} + 1 \qquad W_m = \frac{E_m}{m_0c^2} + 1$$

$m=c=1$ egységrendszerben: $p^2 = W^2 - 1$

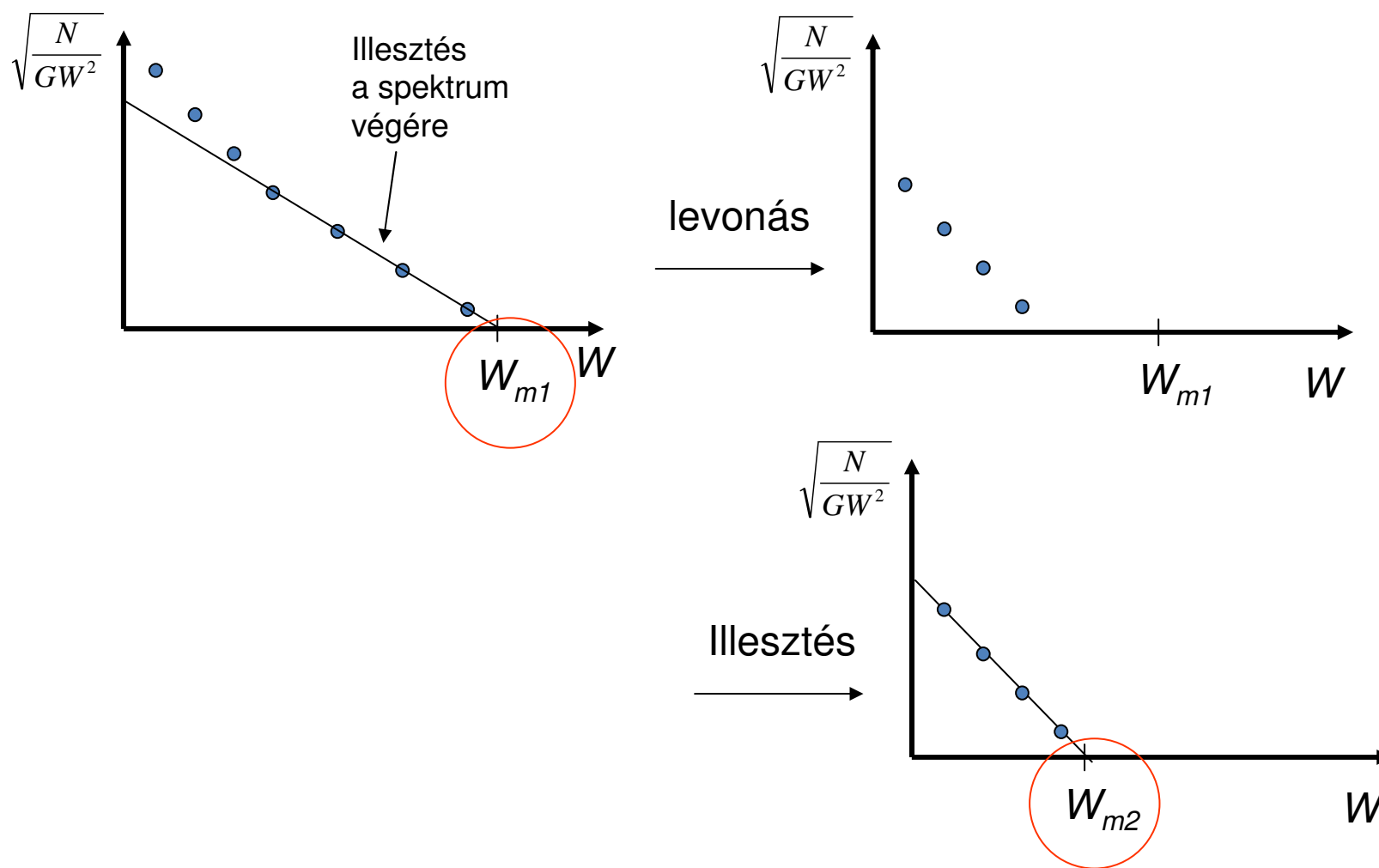
És legyen a módosított Fermi-függvény: $G^\pm = \frac{p}{W} F^\pm(Z, E)$

Ekkor: $\sqrt{\frac{N}{G^\pm W^2}} = K'(W_m - W)\sqrt{S_n}$



Fermi-Kurie módszer

Több, különböző energiájú bomlás szétválasztására:



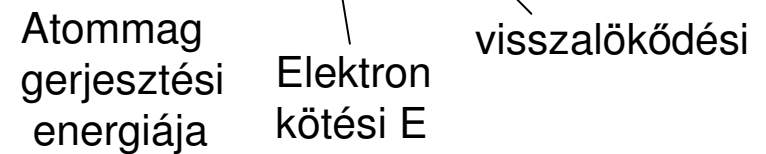
A gamma-bomlás tulajdonságai

Atommagok energiaszintjei közötti elektromágneses átmenet. Lehet:

- Gamma sugárzás: foton kibocsátása

- Belső konverzió: a K héjon levő elektron lökődik ki, elviszi a mag gerjesztési energiáját. Éles energia: $E_{e^-} = E^* - I - E_{vissza}$

- Belső párkeltés: 1,022 MeV-nél nagyobb Q értéknél: elektron-pozitron pár keltése és kibocsátása



A kibocsátott foton perdület- és paritás sajátállapotban van.

Emlékeztető: spin: $i=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$ lehet.

Ekkor: \hat{S}^2 sajátértéke: $i(i+1)\hbar^2$

\hat{S}_z sajátértékei: $-i\hbar, (-i+1)\hbar, \dots, (i-1)\hbar, i\hbar$

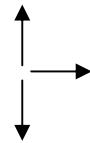
$$i=0: \quad \hat{S}^2 = 0 \\ S_z = 0$$

$$i=1/2: \quad \hat{S}^2 = \frac{3}{4}\hbar^2$$

$$S_z = -\frac{1}{2}\hbar, +\frac{1}{2}\hbar \quad \uparrow \downarrow$$

$$i=1: \quad \hat{S}^2 = 2\hbar^2$$

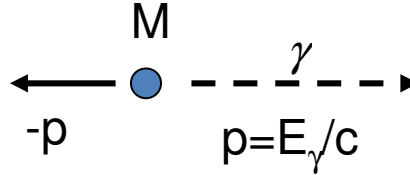
$$S_z = -\hbar, 0, +\hbar$$



$2i+1$ darab állapot van összesen

Visszalökődés gamma-bomlásban

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



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

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

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

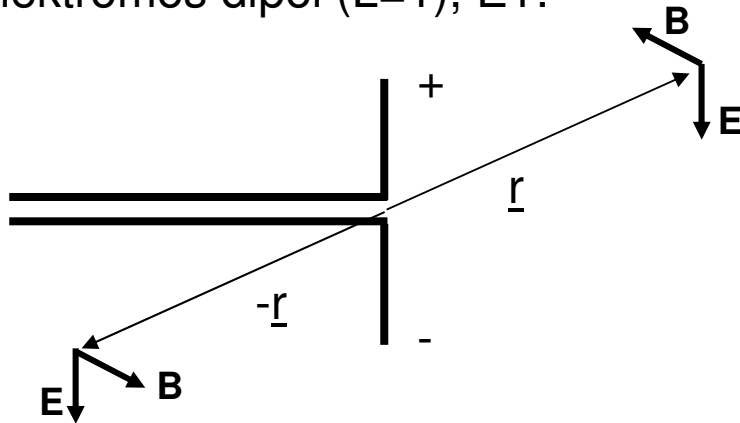
$\Delta E + R$ energiájú foton kéne!

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

Elektromos és mágneses módusok

Klasszikus, szinuszosan változó terek esete:

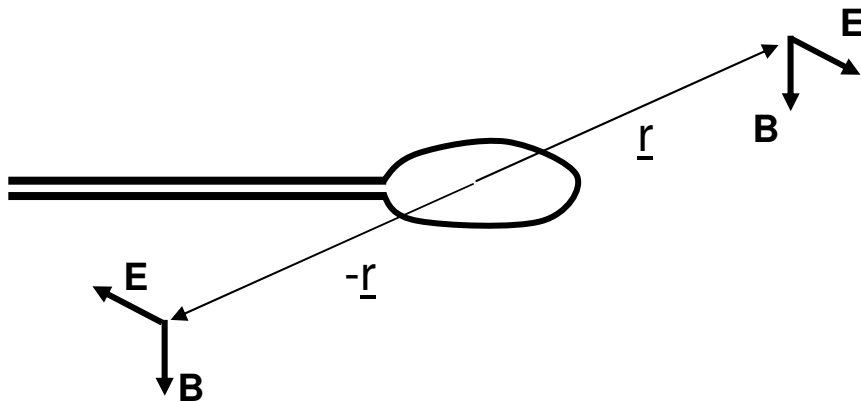
Elektromos dipól ($L=1$), E1:



$$\underline{B}(\underline{r}) = -\underline{B}(-\underline{r}) \quad \text{paritás}=-1$$

$\underline{E} \times \underline{B}$ Poynting-vektor mindig az antennától kifelé mutat (sugárzás terjedési iránya)

Mágneses dipól ($L=1$), M1:



$$\underline{B}(\underline{r}) = -\underline{B}(\underline{r}) \quad \text{paritás}=+1$$

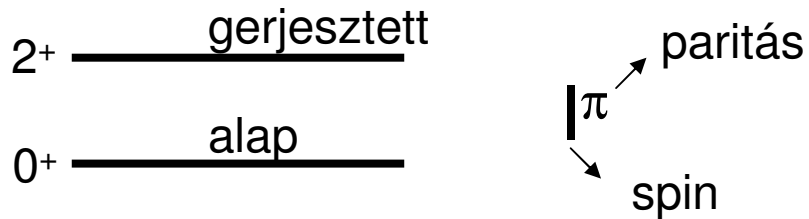
Kvantummechanikában is hasonlóan!

Elektromos multipól paritása: $(-1)^L$

Mágneses multipól paritása: $(-1)^{L+1}$

Állapotok spin-paritása

Pl.



A kisugárzott foton perdület- és paritás sajátállapotban van. Ezeket az Y_{lm} gömbfüggvények reprezentálják.

Gamma-sugárzás multipolaritása

$$G \rightarrow A + \gamma$$

$$\hat{I}_G \rightarrow \hat{I}_A + \hat{I}_\gamma$$

perdületmegmaradás

↓ ↓ ↓

$$i_G \quad i_A \quad l$$

A spinek típusai

$$|i_G - i_A| \leq l \leq i_G + i_A$$

Kvantummechanikai perdületek összeadási szabálya

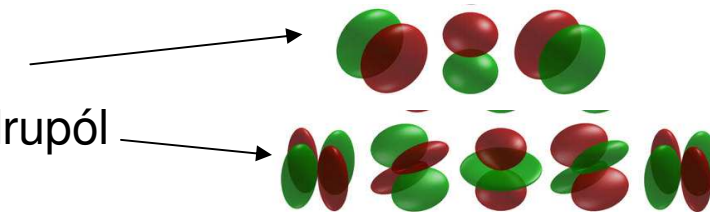
Elektromágneses sugárzás:

$l=0$ Izotróp szögeloszlás. NINCS ilyen.

$l=1$ dipól

$l=2$ kvadrupól

$l=3$



Multipolaritás

$$1^+ \rightarrow 0^+ \quad \text{dipól} \quad l=1 \quad \begin{cases} \nearrow \text{elektromos} & (-1)^l \text{ paritású} & \pi_E = (-1)^l \\ \searrow \text{mágneses} & (-1)^{l+1} \text{ paritású} & \pi_M = (-1)^{l+1} \end{cases}$$

Paritás-megmaradás:

$$\pi_G = \pi_A (-1)^l \quad \text{Ez nem lesz jó ebben az átmenetben.}$$

$$\pi_G = \pi_A (-1)^{l+1} \quad \text{Ez jó, tehát mágneses dipólsugárzás jön ki.}$$

$$2^+ \rightarrow 0^+ \quad |2-0| \leq l \leq 2+0 \quad \rightarrow l=2 \quad \text{kvadrupól}$$

$$+1 = +1(-1)^l \quad \pi_\gamma = +1 \quad E^2 \text{ elektromos kvadrupól sugárzás}$$

$$\frac{3^-}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2} \quad \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right| \leq l \leq \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \quad l=1,2$$

$$\pi_\gamma = -1 \quad \begin{array}{l} \text{Ha } l=1: \text{ elektromos dipól} \\ \text{Ha } l=2: \text{ mágneses kvadrupól} \end{array}$$

Valószínűségek: $p(E1) > p(M1)$ $p(E1) \gg p(E2) \gg p(E3) \dots$
 $p(M1) \gg p(M2) \gg p(M3) \dots$

↓
gyors átmenet

Vannak hosszú felezési idejű (1 perc) állapotok:
izomér, vagy *metastabil* állapotok.

Példák az EM átmenetek multipolaritására

- $1^- \rightarrow 0^+$

perdületmegmaradás: $|1-0| \leq \ell \leq |1+0| \Rightarrow \ell=1$

E vagy M?

paritás megmaradás: $(-1) = (+1) \cdot (-1)^\ell \Rightarrow E$

E1 elektromos dipól átmenet lehet csak

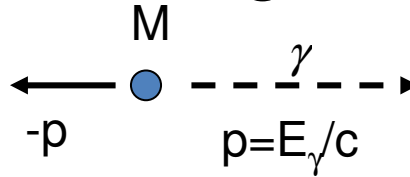
A sugárzás és anyag kölcshatása

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

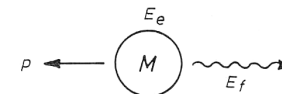
1-100 eV, nagyon kicsi. DE a Mössbauer-effektusnál számítani fog!

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 kristályszerkezet 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.

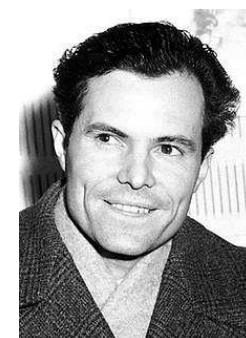
Ezzel: mérhető a mag helyén az elektronsűrűség

Gravitációs vöröseltolódás (1959): általános relativitáselmélet igazolása

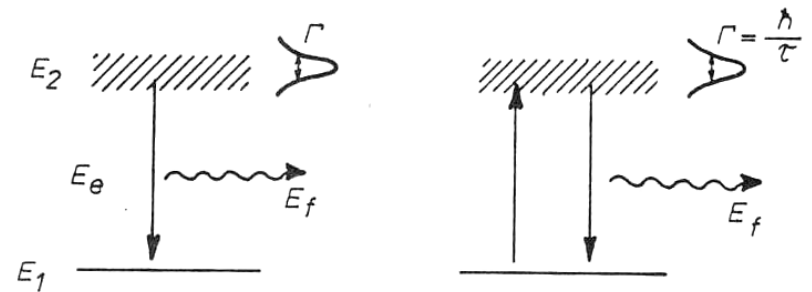
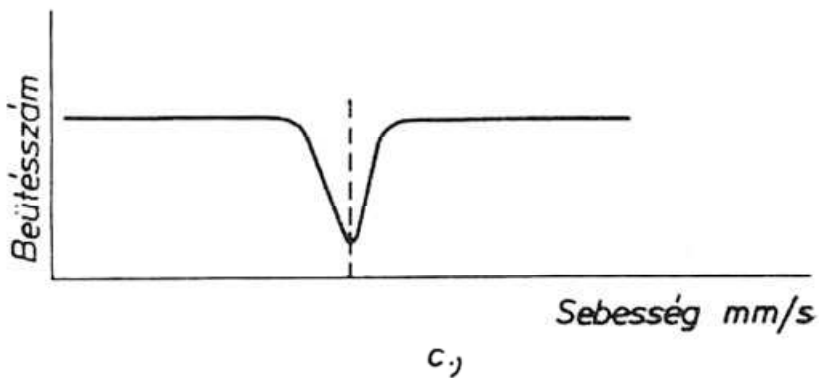
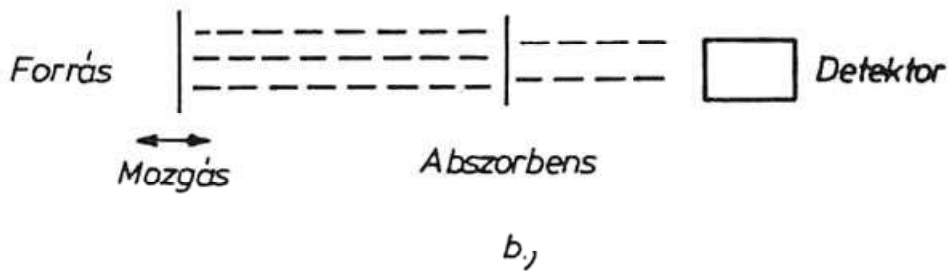
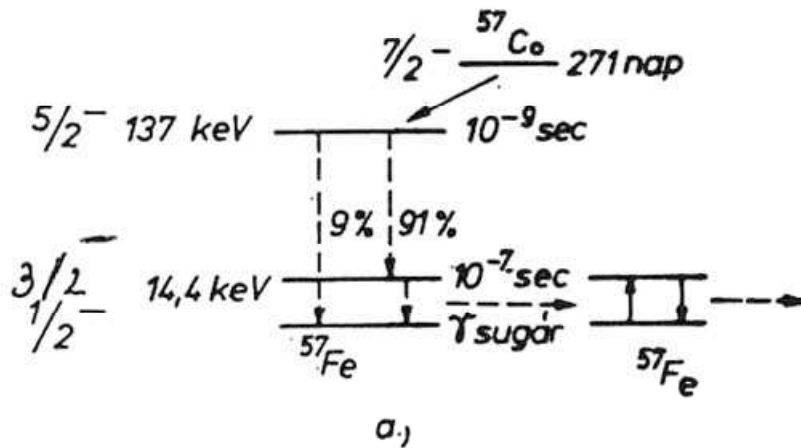
Alkalmazás: kémia, szilárdtestfizika, biológia, stb...

ANYAGSZERKEZET-vizsgálat mikroszkópikus szinten

Nobel-díj: 1961.



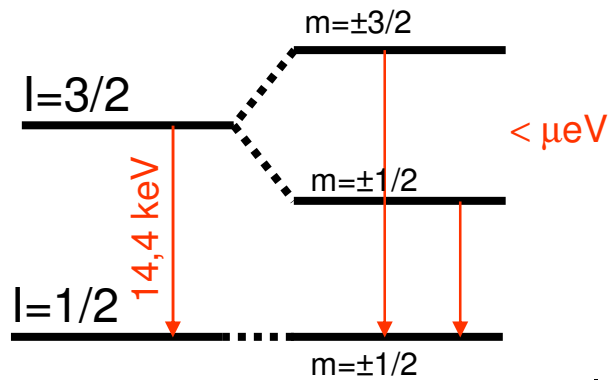
Mössbauer-kísérlet ^{57}Fe atommagon



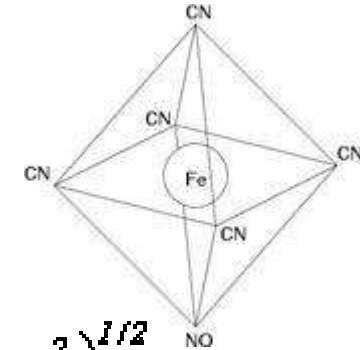
A megfelelő sebességnél elnyelés van!

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

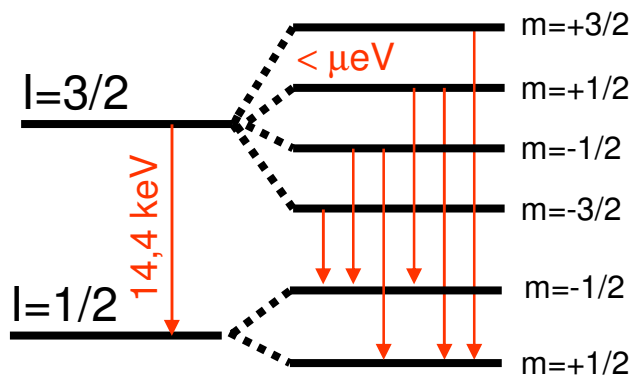
Mössbauer-effektus: példa felhasadásokra, ^{57}Fe



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



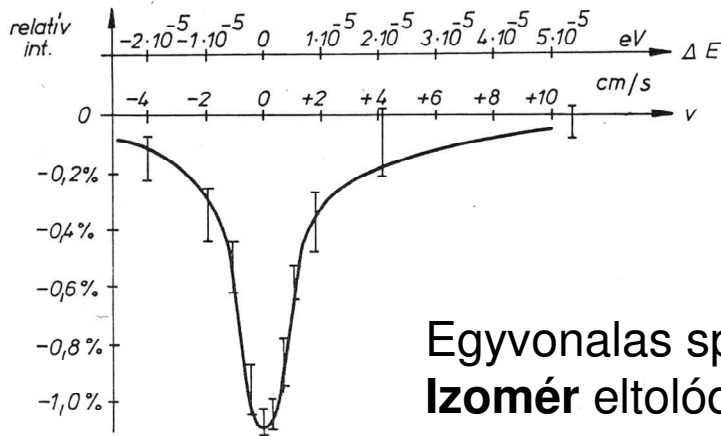
$$\Delta E = \frac{eQ}{4I(2I-1)} \cdot \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} [3m_I^2 - I(I+1)] \left(i + \frac{\eta^2}{3} \right)^{1/2}$$



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

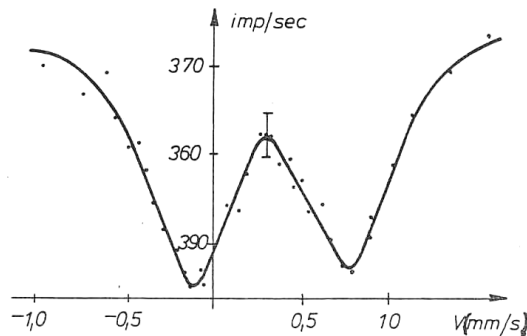
$$\Delta E_m = -\frac{m}{I} \mu_I |\vec{B}|$$

Mössbauer-spektrumok



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

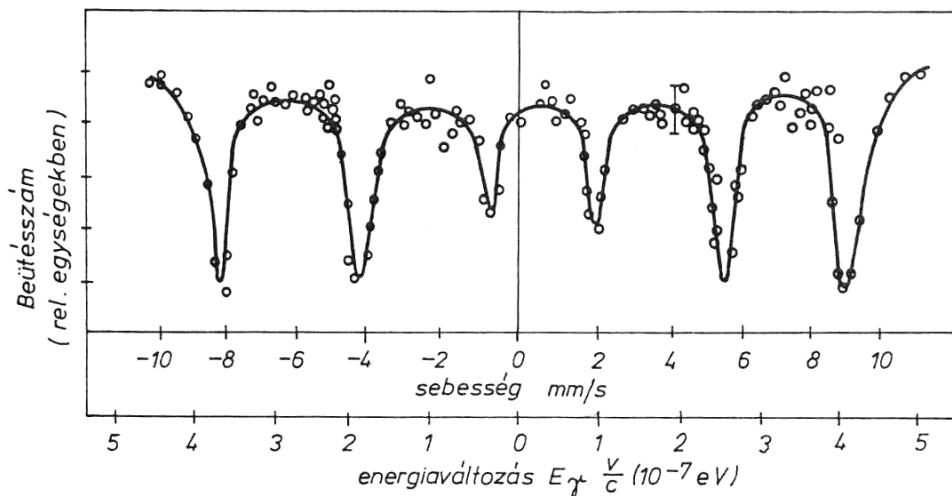
Egyvonalas spektrum, nincs felhasadás.
Izomér eltolódás lehet (nem feltétlenül $v=0$ a csúcs).



Kvadrupól-felhasadás (néhány neV!)

Inhomogén elektromos tér és a mag elektromos kvadrupólmomentumának kölcsönhatása.

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

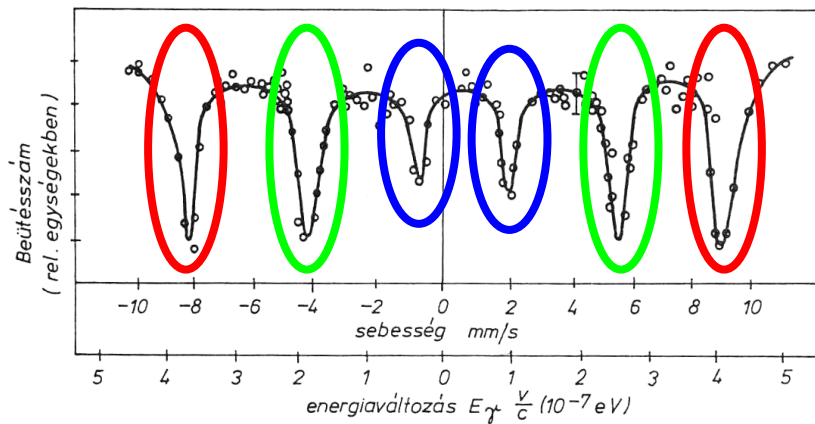


Zeeman-felhasadás

A gerjesztett állapot ($I=3/2$) 4 részre ($m=-3/2, -1/2, 1/2, 3/2$), az alapállapot ($I=1/2$) 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:

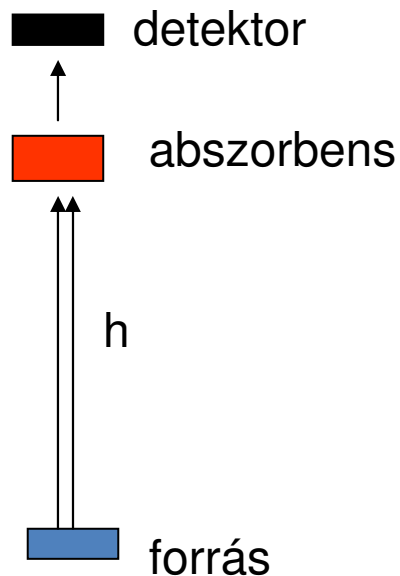
A gyorsuló koordináta-rendszer és a gravitációs tér nem különböztethető meg. Mi történik a gravitációs térben felfelé mozgó fotonnal Mössbauer-effektusnál? Olyan, mintha gravitáció nélkül, de gyorsuló koordináta-rendszerben lenne. A foton h/c idő alatt ér az abszorbenshez.

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

A Doppler-eltolódás ekkor:

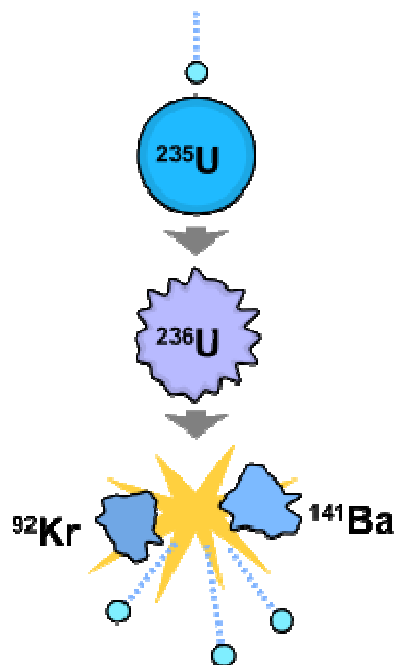
$$\Delta E = E_\gamma \frac{v}{c} = E_\gamma \frac{gh/c}{c} = E_\gamma \frac{gh}{c^2} = \boxed{\frac{E_\gamma}{c^2}} gh$$

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).

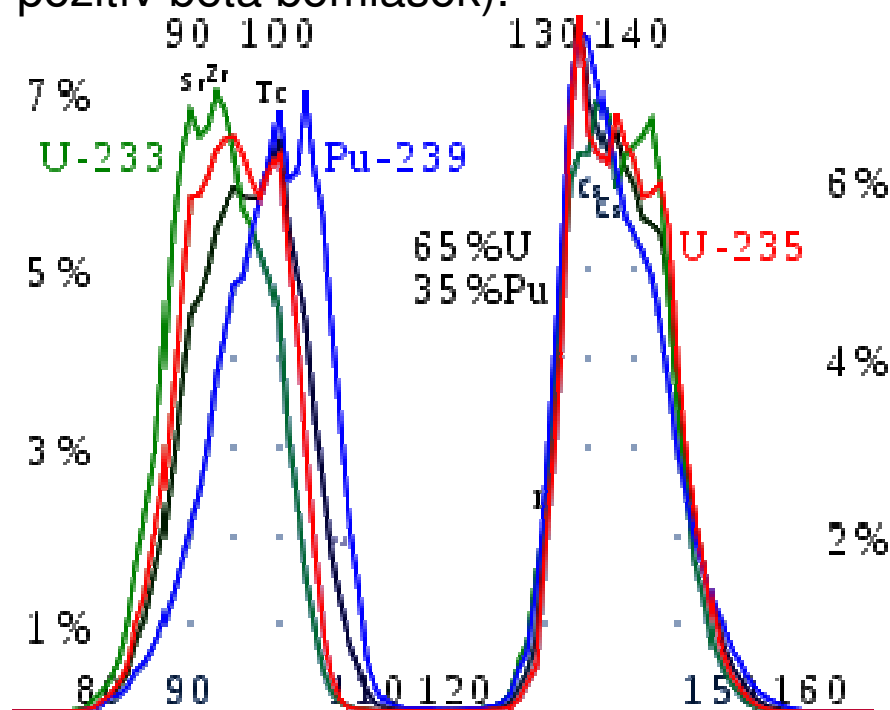
A hasadványok tömege 2:3 arányhoz van közel, de széles tartományban változik, hasadásról hasadásra is!

Általában 2 részre hasad a mag.

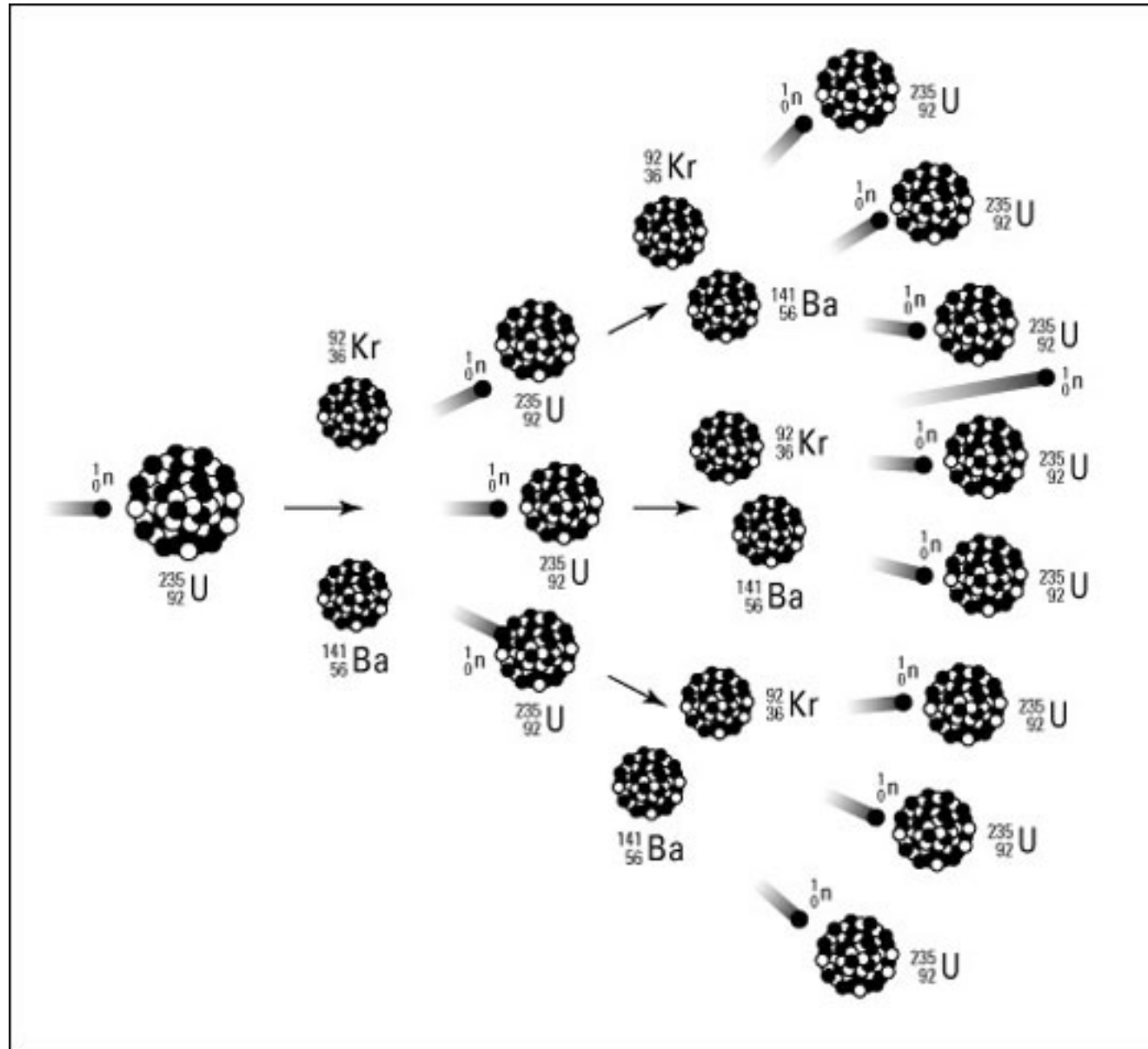
A felszabaduló energia az alfa-bomlásnál egy nagyságrenddel nagyobb, 200 MeV körüli. (Vö szénégetés: néhány eV).

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.

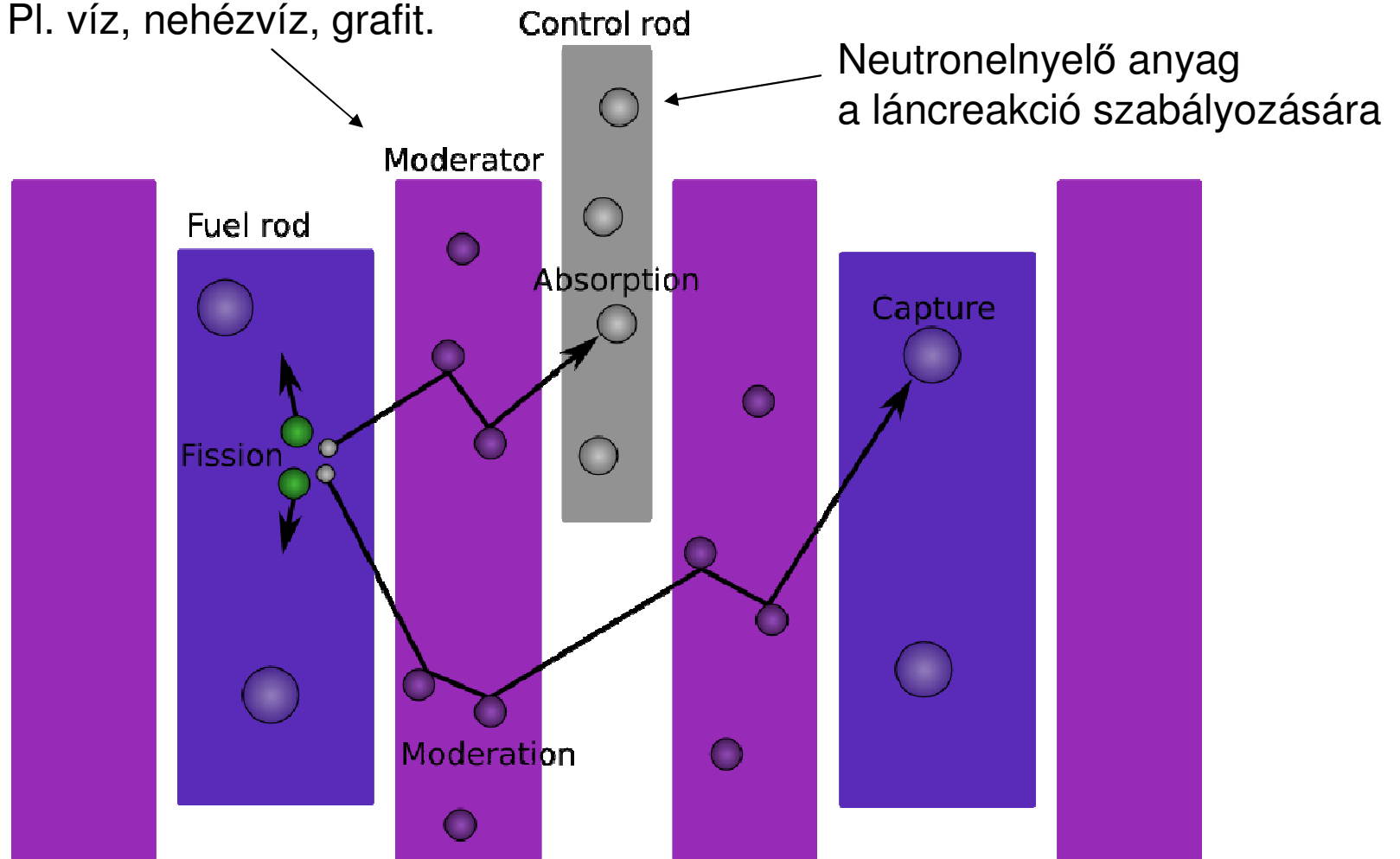
Dúsítani kell kb 3%-ra.

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

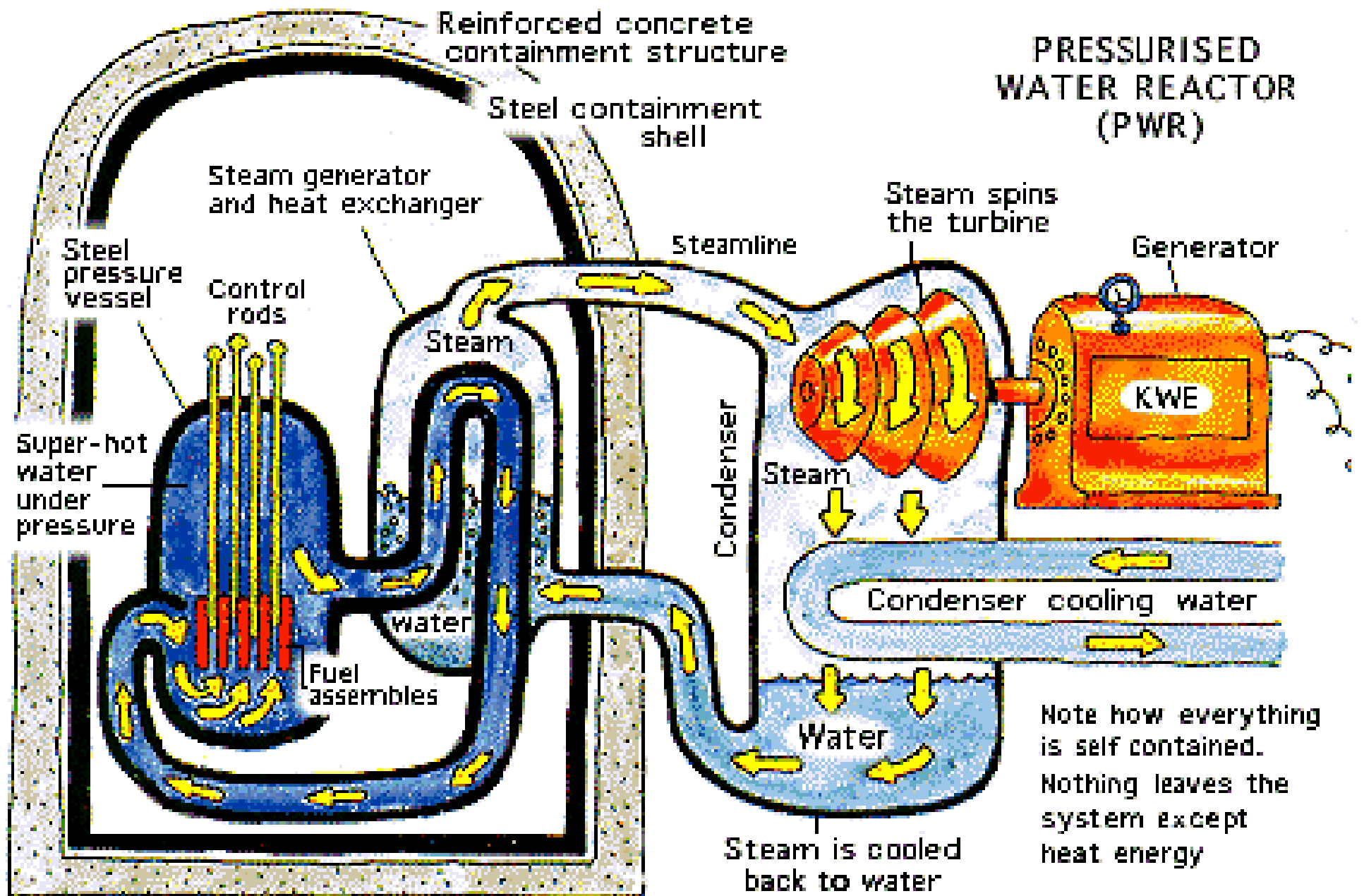
Kritikus tömeg: a neutronok nem szöknek el nagy arányban, képesek önfenntartó láncreakcióra.

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, \dots atommagok)

- könnyű töltött részecskék
($e^-, e^+, \pi^-, \pi^+, \dots$)

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 ($\sim \frac{1}{m^2}$)	$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{E \cdot Z_K^2}{m_e^2} (\dots) + \text{CSERENKOV sugárzás}$

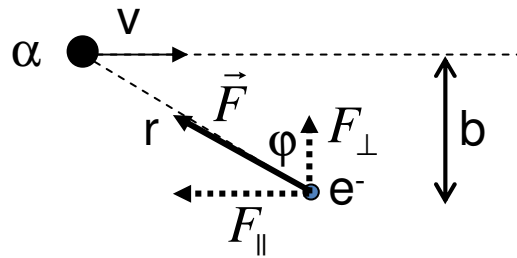
Nehéz töltött részecskék ionizációs energiavesztesége

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

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

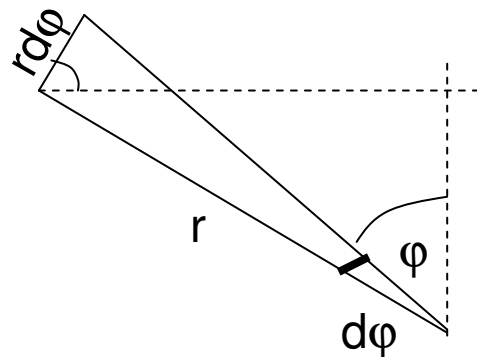
az elektron nem mozdul el ($\Delta r_e \ll b$)

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

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

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

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



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

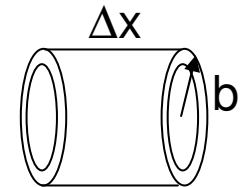
$$b = r \cos \varphi$$

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:

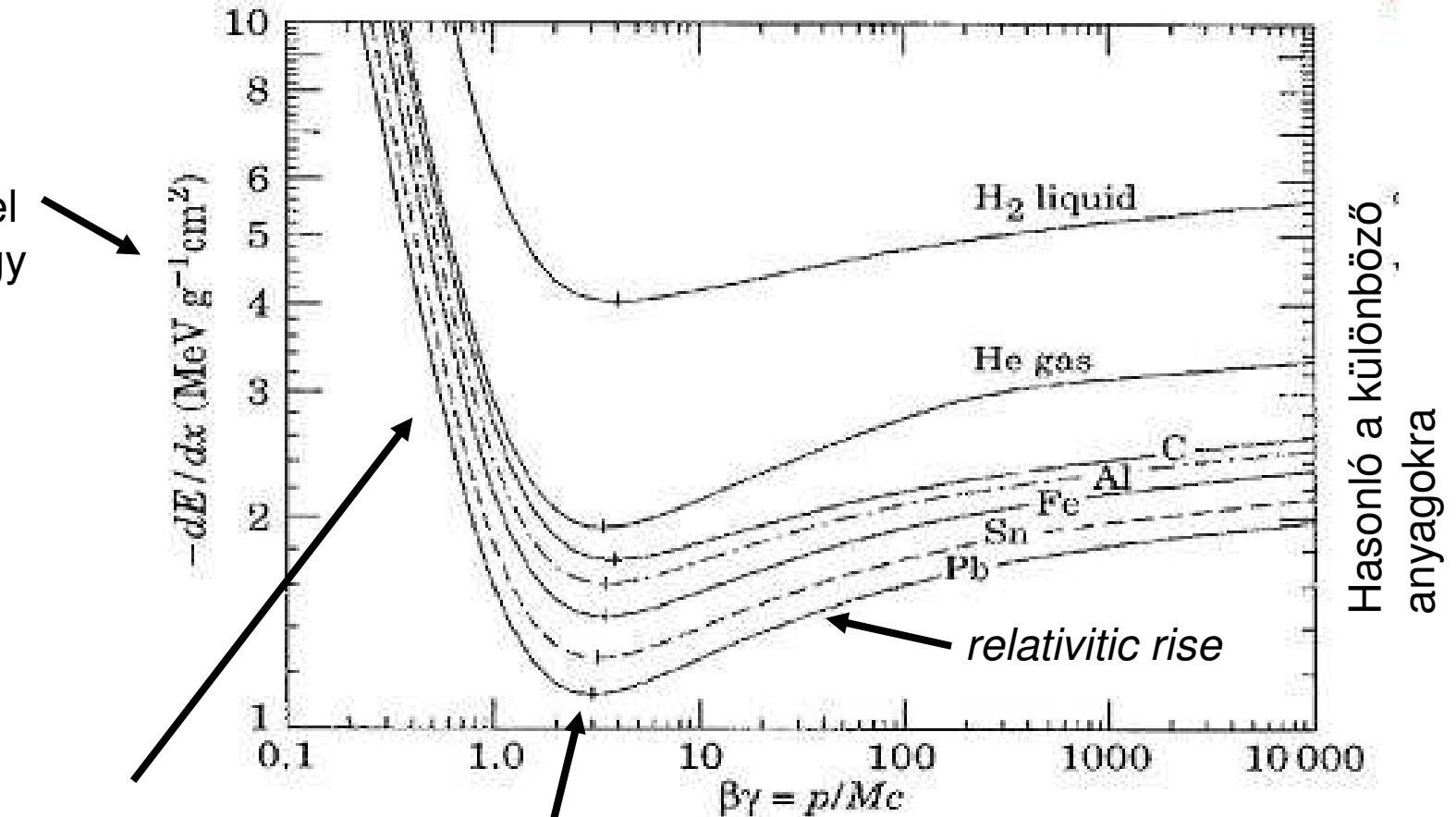
$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{4\pi k^2 e^4 n Z_{\alpha}^2}{m_e v^2} \frac{1}{2} \ln \frac{E_{\min}}{E_{\max}}$$

kvantum-
elektro-
dinamikában
ez nincs itt

Bethe-Bloch formula

Szokásos ábrázolása:

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



Minimális ionizáció (MIP – *minimum ionising particle*)

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

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...

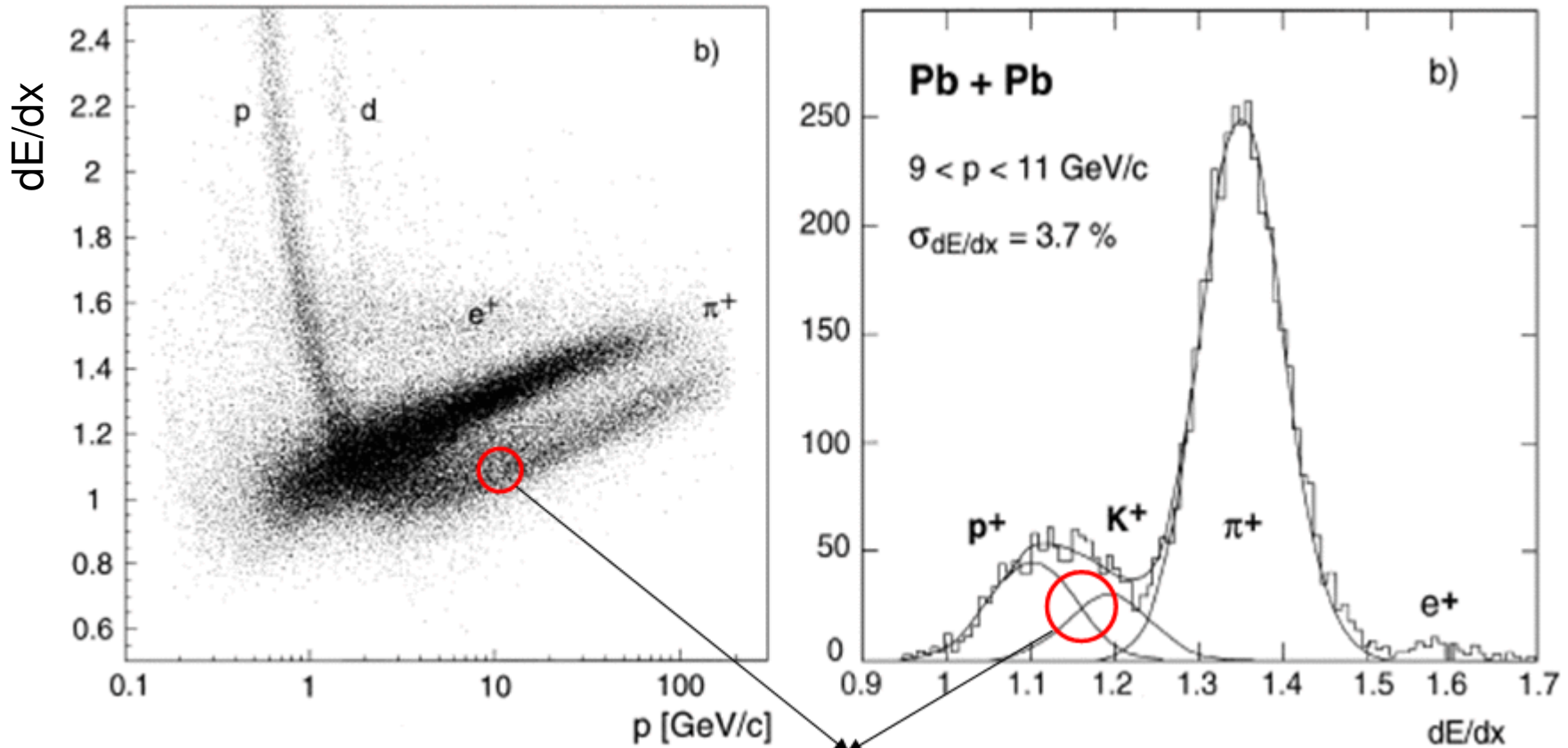
Nemrelativisztikusan mozgó izotópok:

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

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

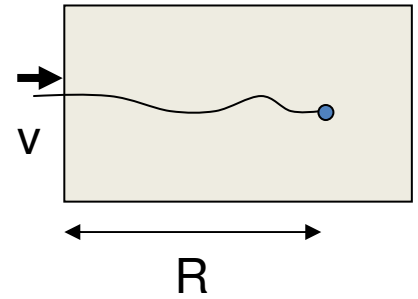
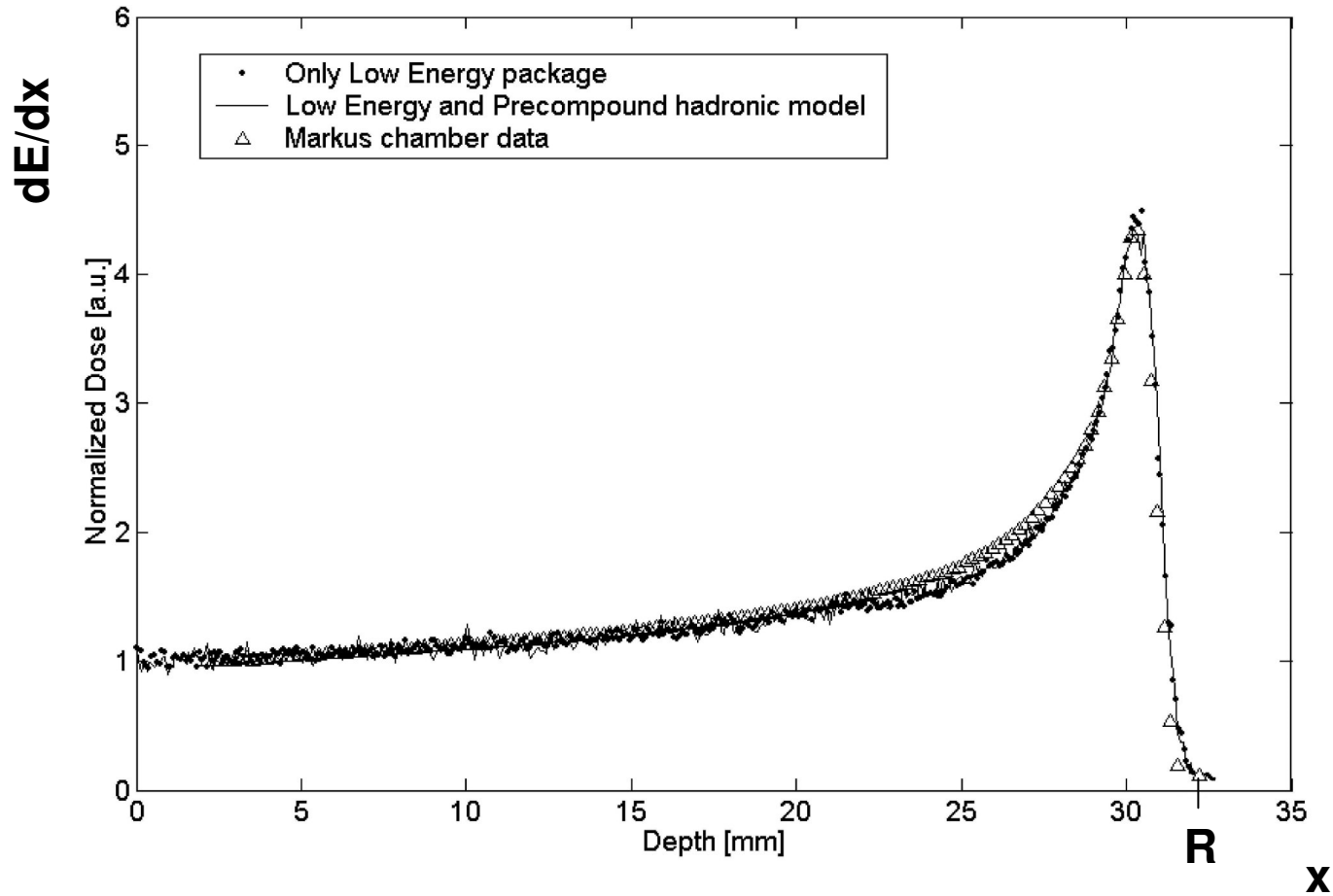


átfedés

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

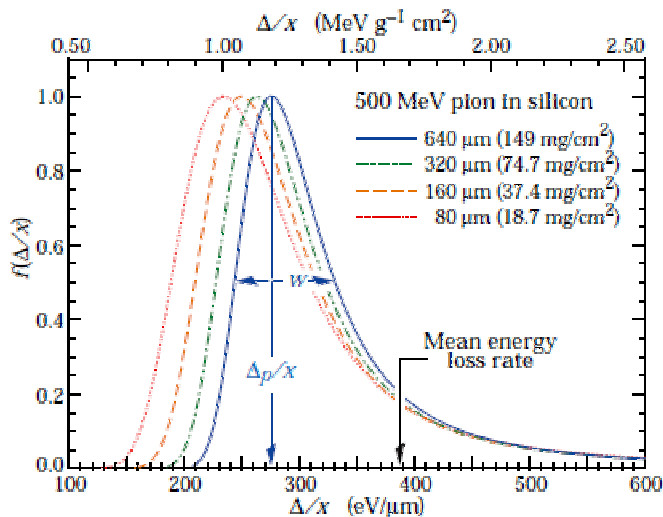
$R=?$

Hatótávolság

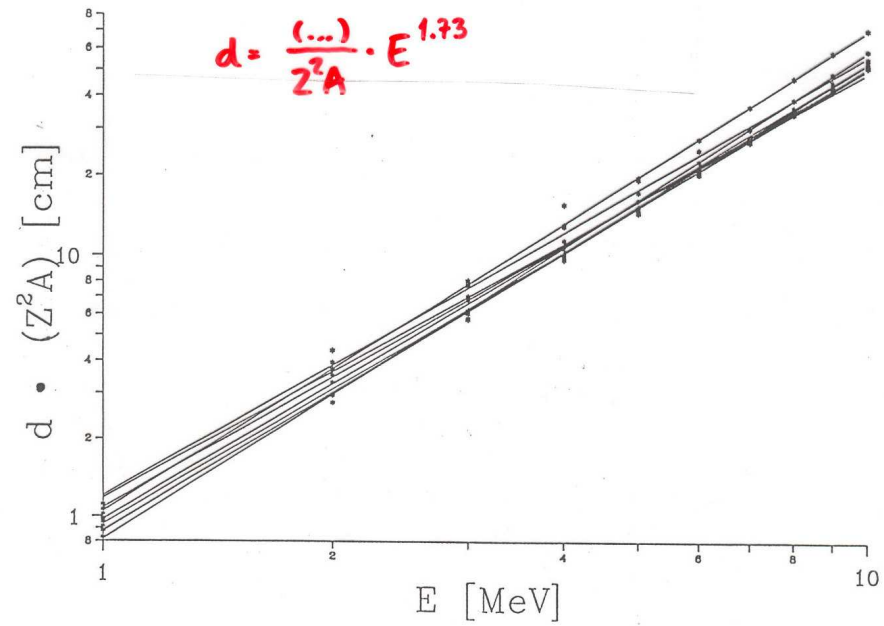
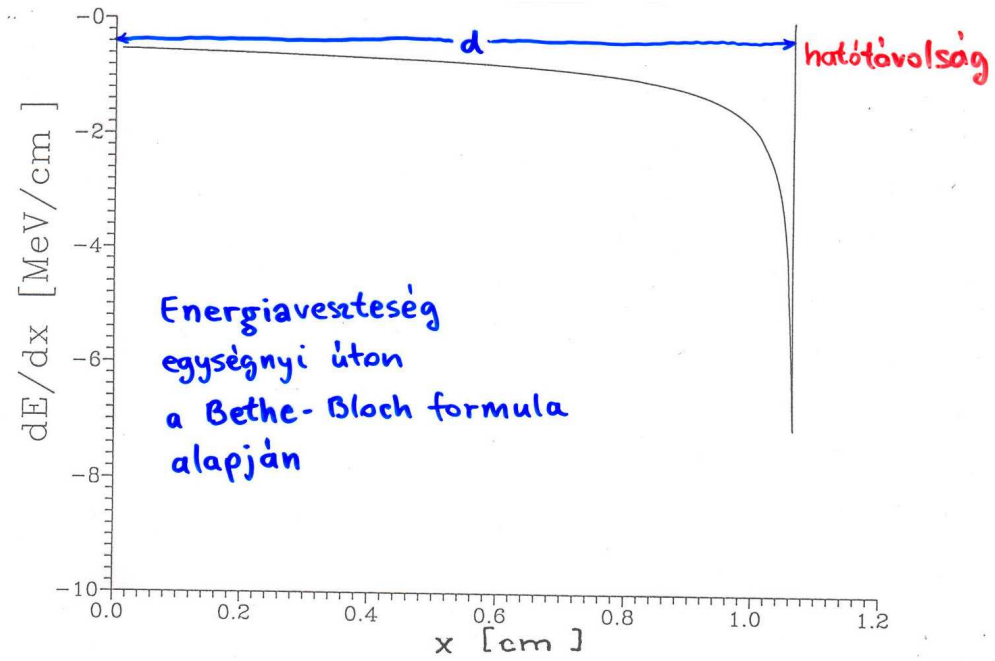
$$R = \int_0^R dx = \int_{E_0}^0 \frac{dx}{dE} dE = - \int_0^{E_0} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE = \int_0^{E_0} \frac{dE}{(\dots) \frac{Z^2 A}{E}} = \frac{(\dots)}{Z^2 A} \int_0^{E_0} E dE \sim \frac{E_0^2}{Z^2 A}$$

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 valószínűségi sűrűsége: $N(\nu) \sim \frac{1}{\nu}$

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

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

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

X_0 : sugárzási hossz

Cserenkov-sugárzás

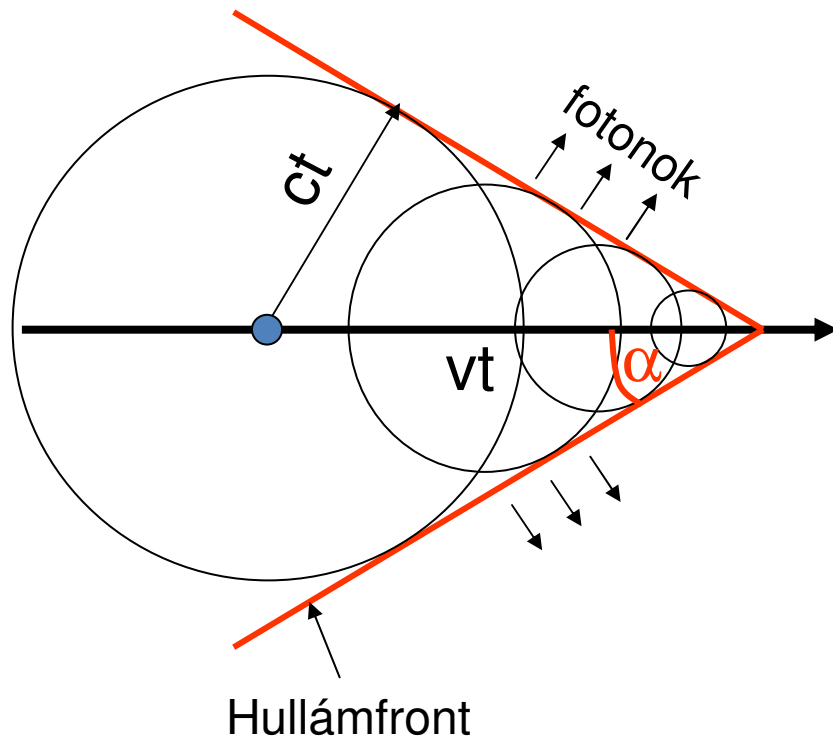
A közegben a fénysebességnél gyorsabban mozgó töltött részecskék esetén.

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.



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

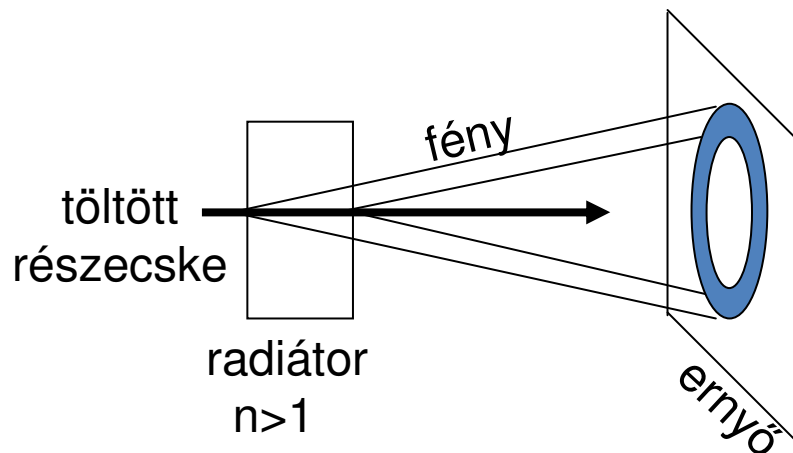
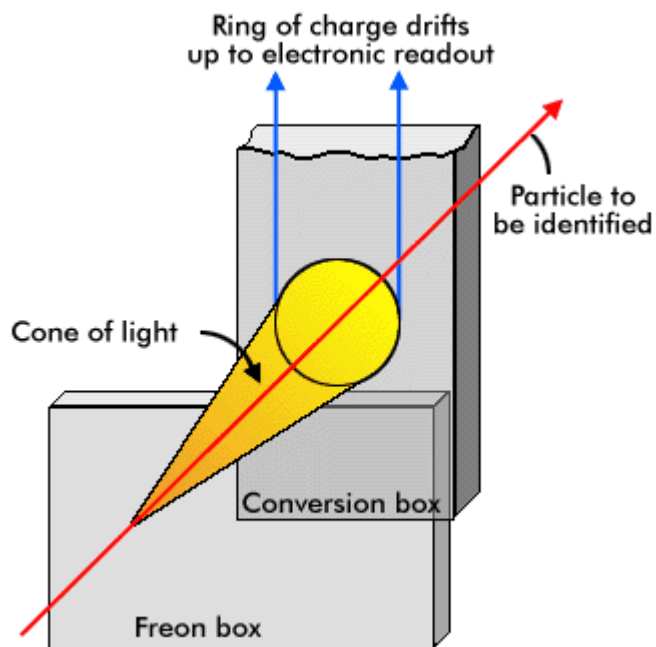
Ha $v \approx c_0$ (ultrarelativistikus eset):

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

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:

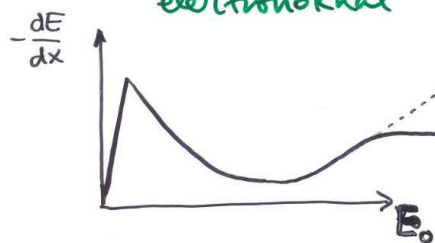
$$\bullet \quad G_{\text{sz}} = \frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z_r^2 (ke^2)^2 \cdot n_e}{m_e \cdot v_0^2} \left(\ln \frac{2m_e v_0^2}{I_{\text{at1}}} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right)$$

(1) Coulomb kcsh. homogén elektronokkal

(2) elektron tömegének relativisztikus növ.

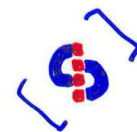
(3) E.M. tér relativisztikus kezelése (Lorentz kontrakció)

(4) Polarizációs effektusok



• skála törvény

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



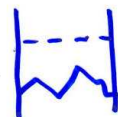
□ Hatótávolság

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



□ 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

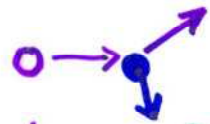
3) párkeltés (csak külső EM térben, pl atommag közelében)

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.

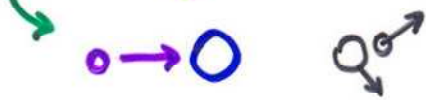
SEMLEGES RÉSZECSKÉK

- neutronok

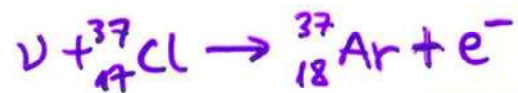


Rugalmas szóródás

Magreakció ($E \geq 3 \text{ MeV}$)



- neutrínók

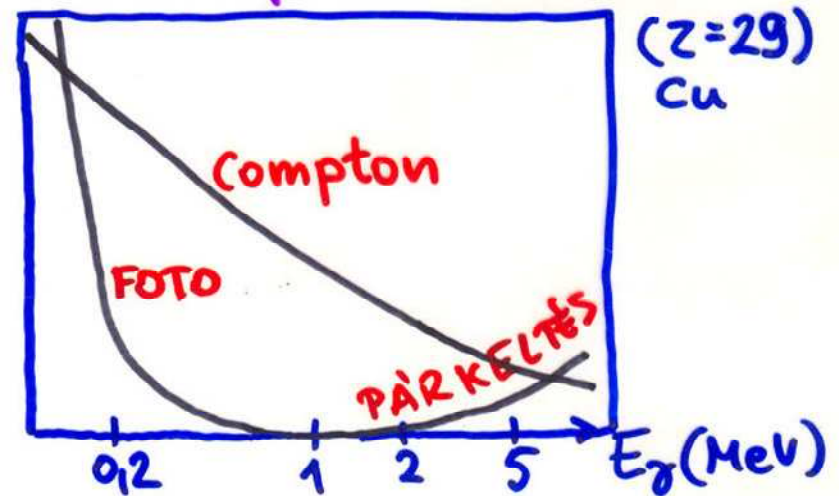


GALLEX

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.

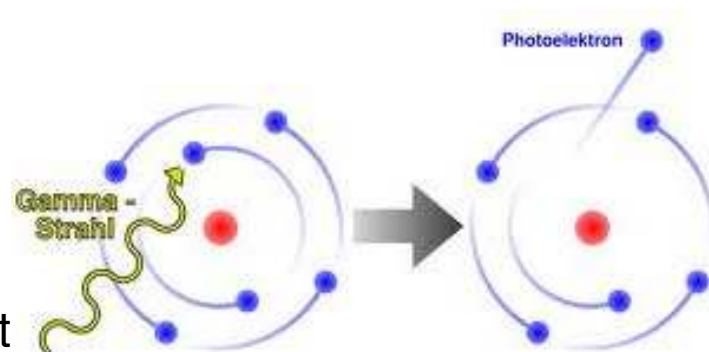
Energiafüggése: a hatáskeresztmetszet az energia függvényében gyorsan **csökken**.

Rendszámfüggése: nagyobb rendszám esetén nagyobb a valószínűsége.

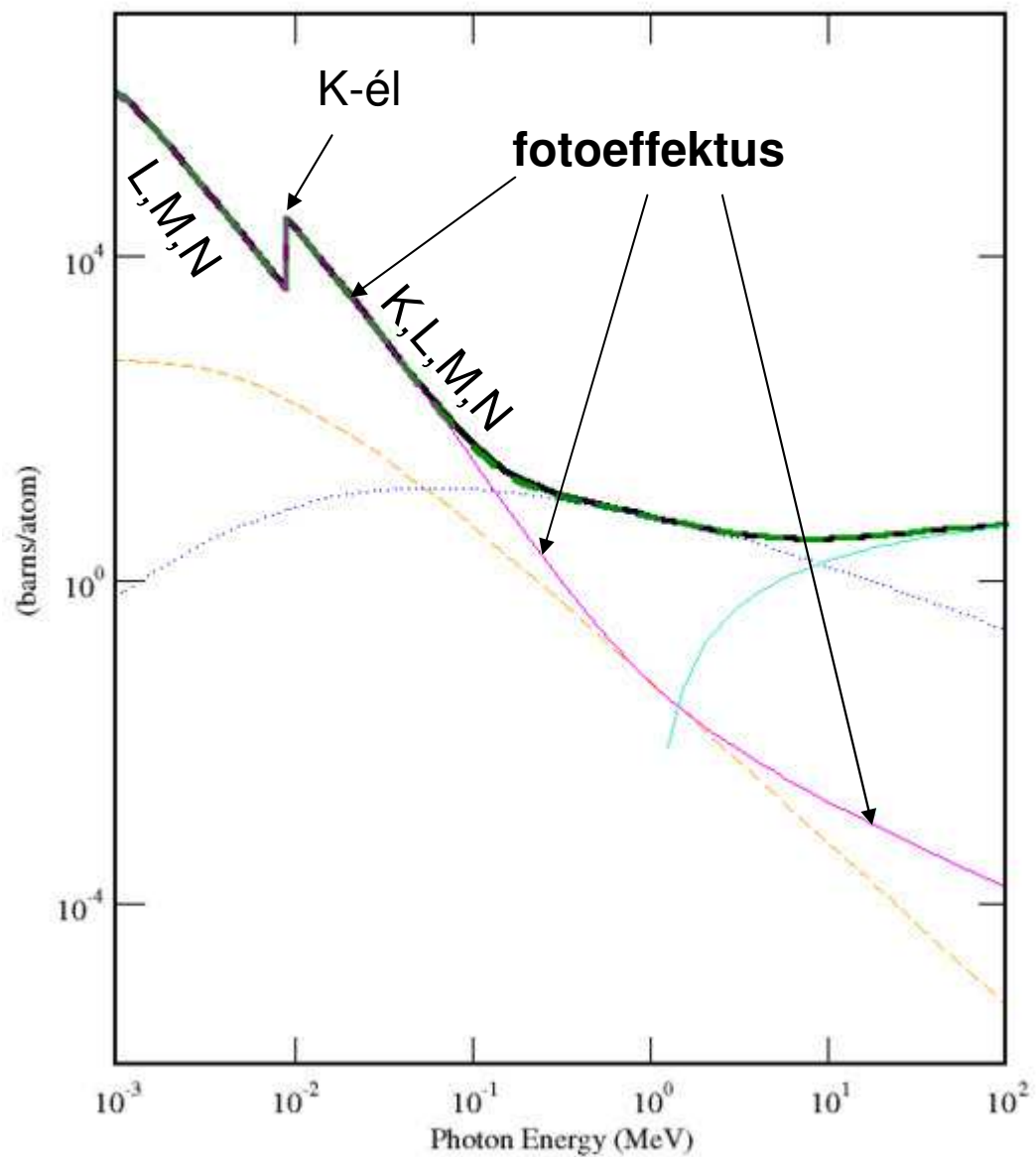
Nagyobb Z esetén a belső elektron közelebb van a maghoz. Nagyobb az elektromos térerősség is. A virtuális fotonok száma $|E|^2$ -tel arányos. $|E|^2 \sim Z^2$.

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

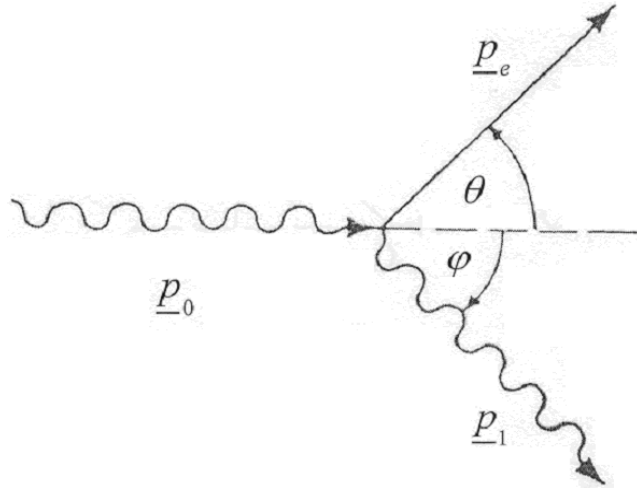
Alkalmazás: ólomüveg detektor, germánium (HPGe), szilícium detektorok.



Hatáskeresztmetszet – példa (réz atom)



Compton-effektus



Szóródás elektronon

A foton energiája csökken, iránya változik.

Az impulzus és energia megmaradásából:

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

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

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

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

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

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

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

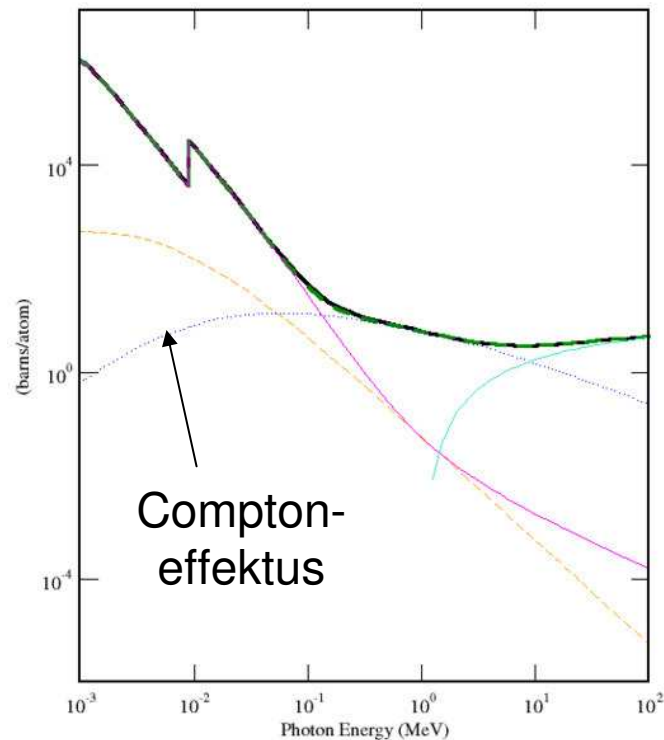
Compton-effektus

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.

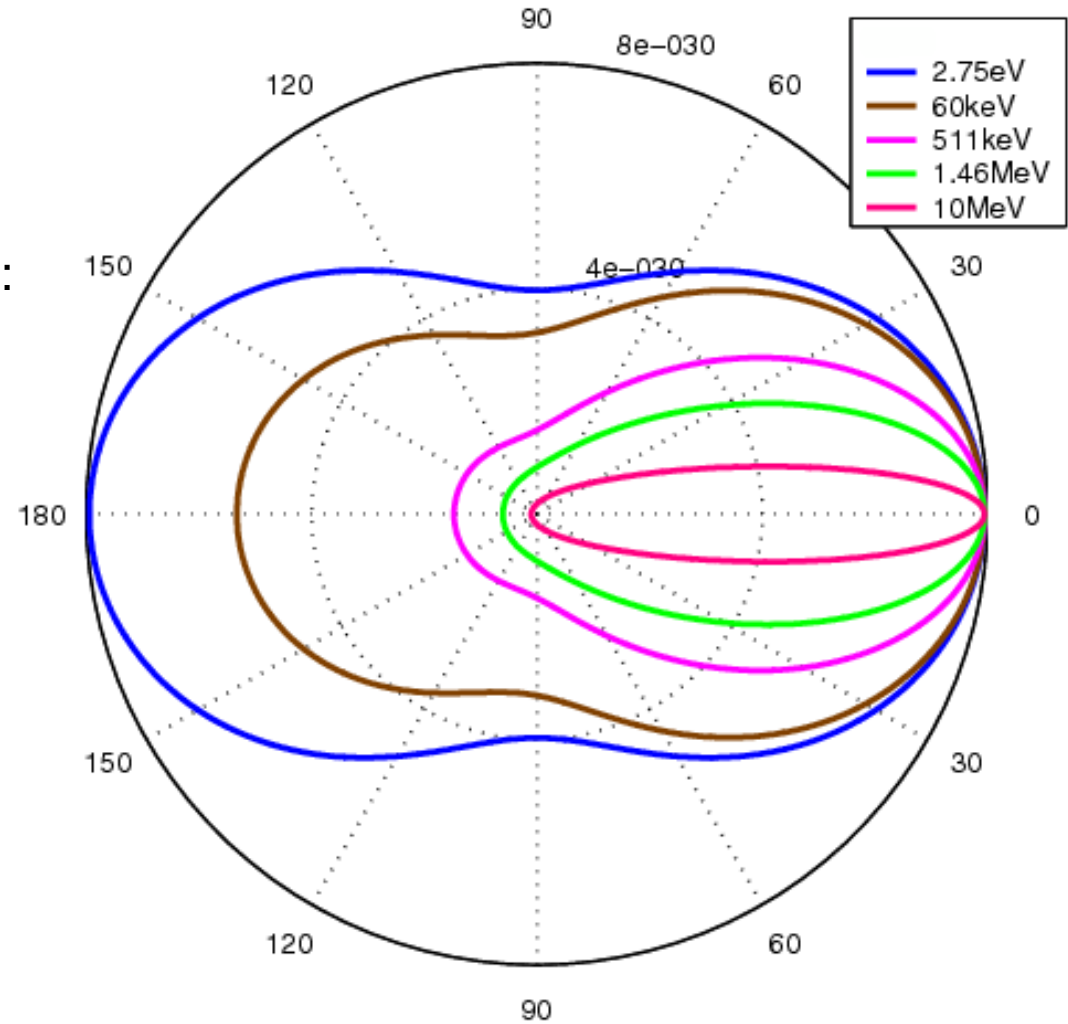
Energiafüggése a fotoeffektushoz képest gyenge:

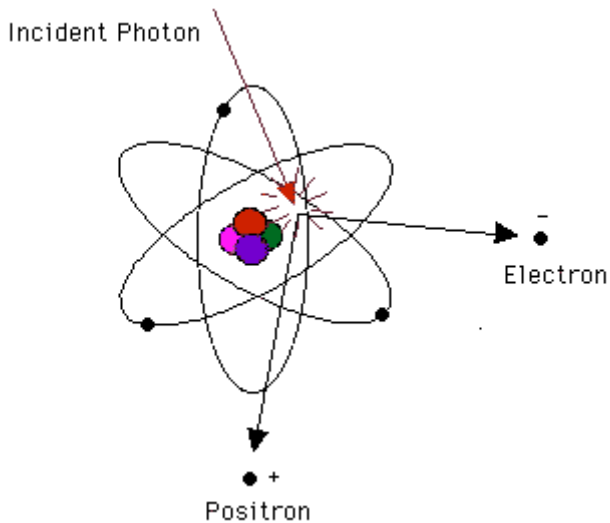


Compton-effektus

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:



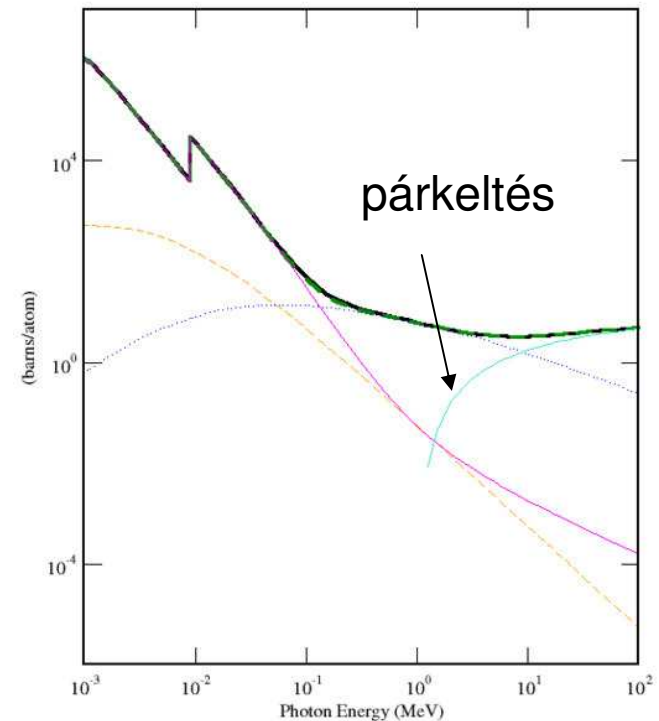


Párkeltés

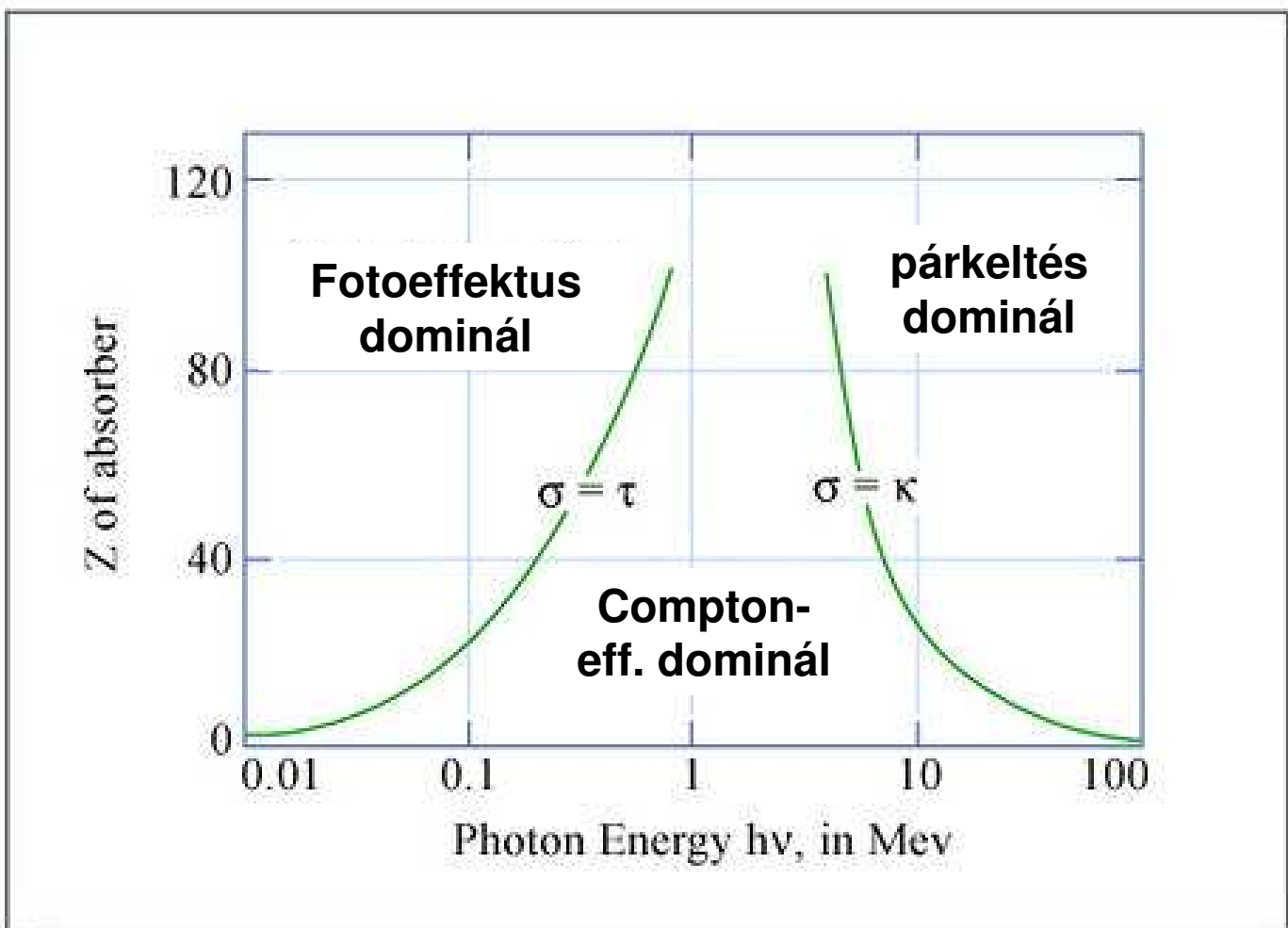
Atommag vagy más részecske közelében
 A foton energiája egy elektron-pozitron pár
 keltésére, és azok mozgási energiájára fordítódik.
 Ehhez legalább $2m_e c^2$ foton-energia kell (2×511 keV).
 (elektron terében kétszer ennyi).

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.



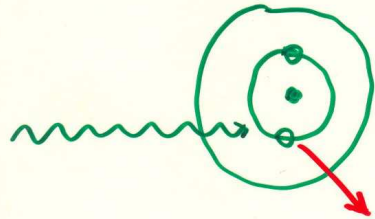
A három folyamat összehasonlítása



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.

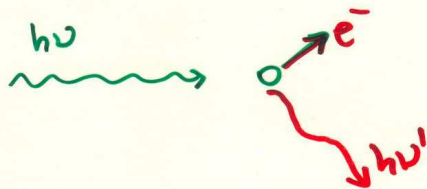
GAMMA SUGÁRZÁS KÖLCSÖNHATÁSA ANYAGGAL

FOTOEFFEKTUS



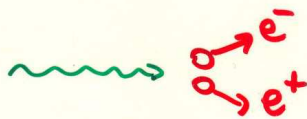
- valószínűsége $\sim Z^5$
- minél kötöttebb e^- -on.

COMPTON EFFEKTUS



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

PÁRKELTÉS



küszöbenergia!

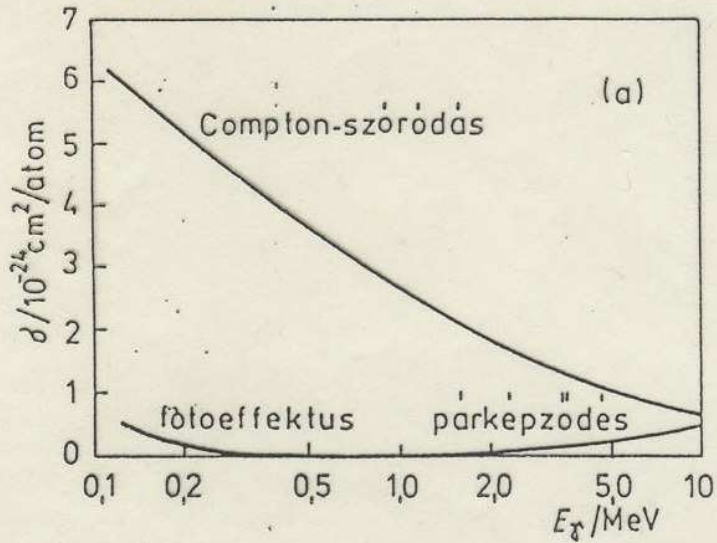
ANNIHILÁCIÓ



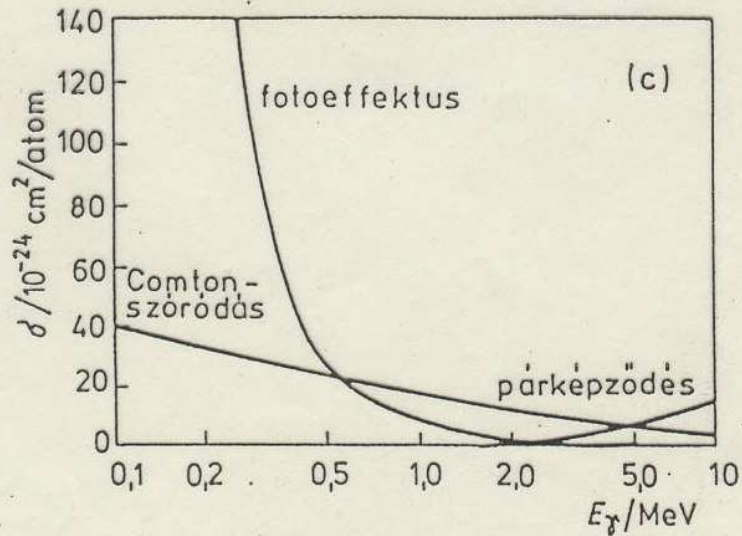
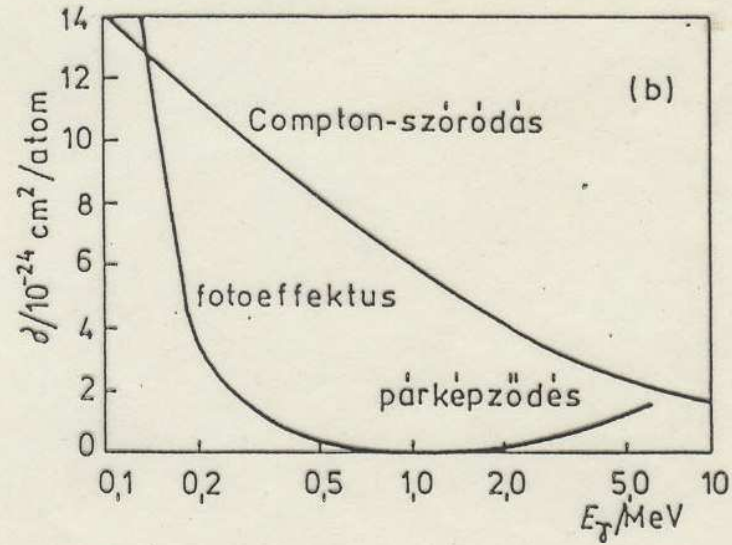
- $E_\gamma = 511$ keV
- e^+ először lelassul

↙ különböző közegek összehasonlítása

$Z=13$ **aluminium**

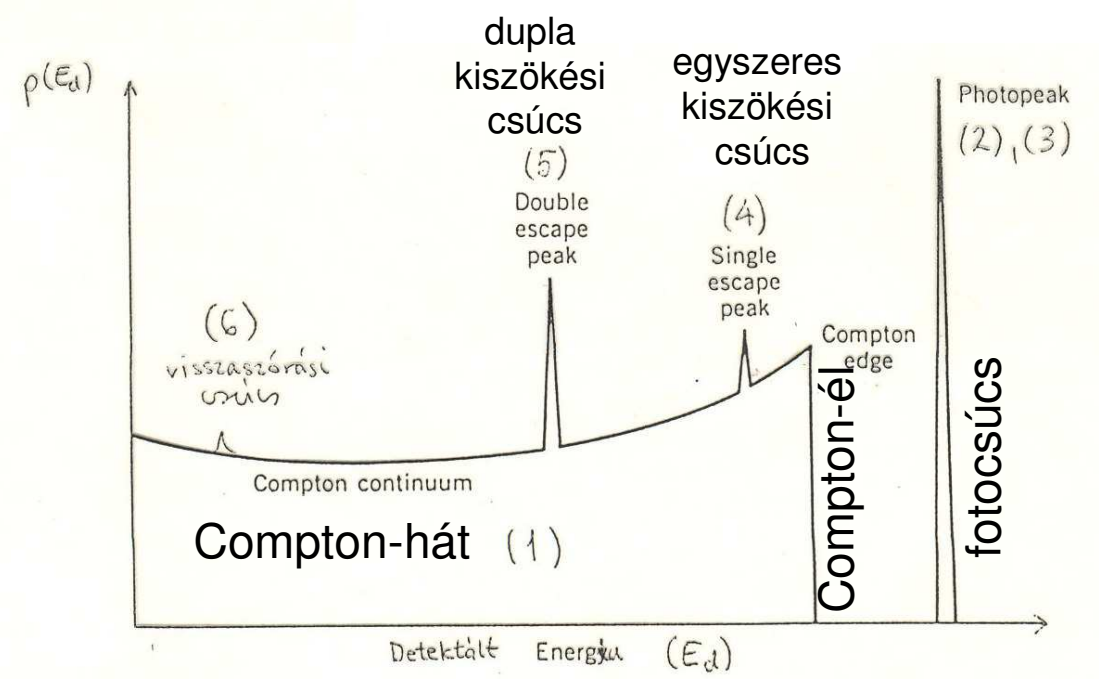
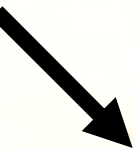
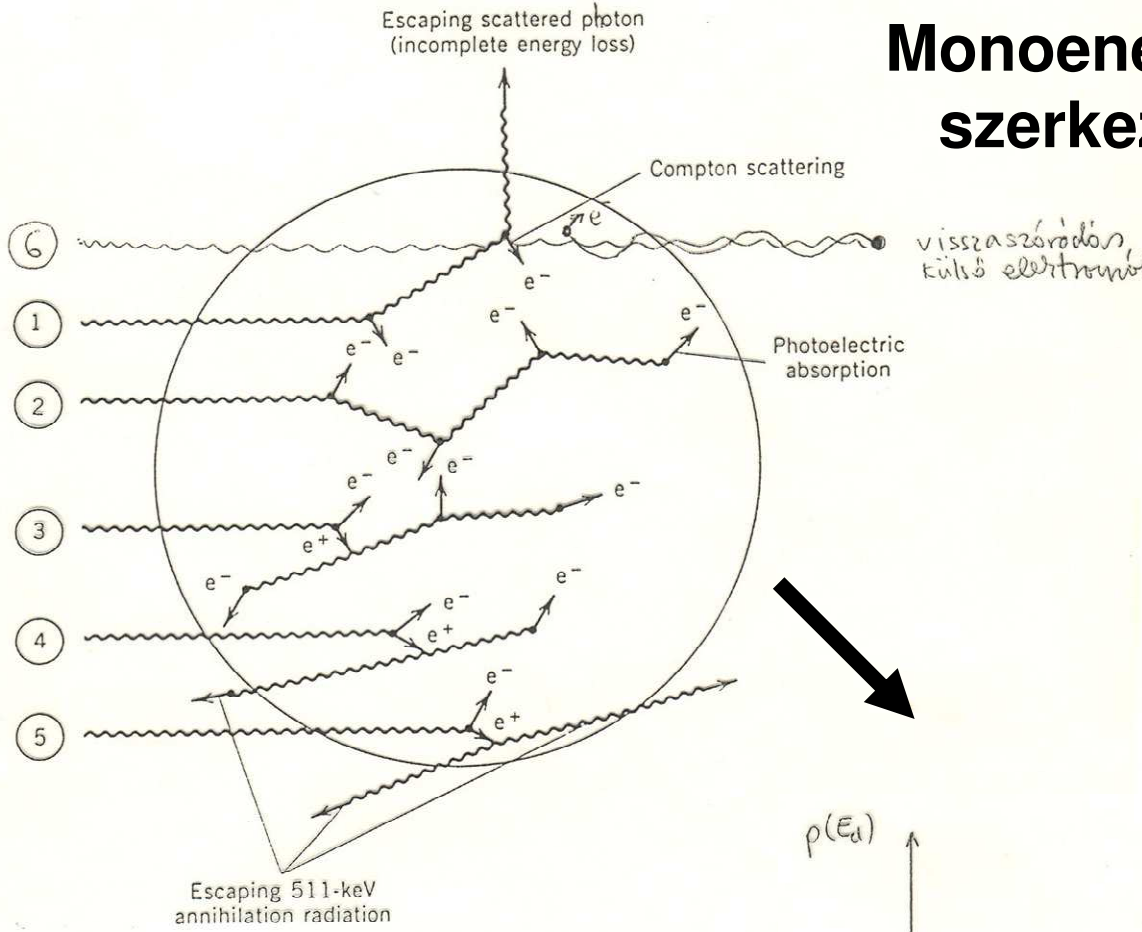


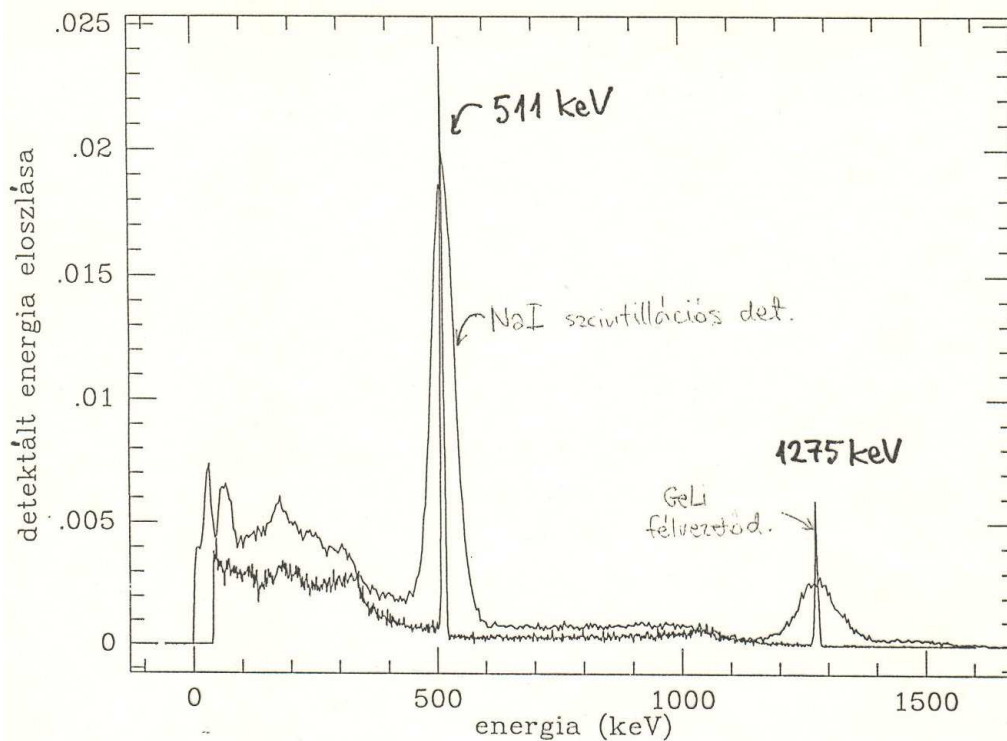
$Z=29$
réz



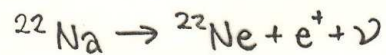
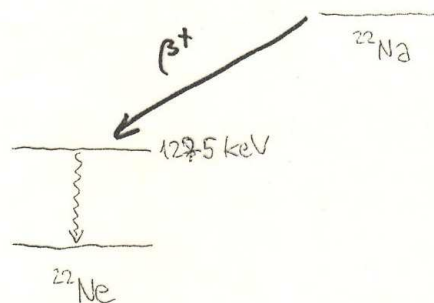
$Z=82$
olom

Monoenergiás gamma-spektrum szerkezete, elemi folyamatok





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



ANNIHILÁCIÓ

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

Részecske- és magfizikai detektorok

Atommag és részecskefizika

9. előadás 2011. május 3.

Tematika

- Detektorok csoportosítása
- Gáztöltésű detektorok, ionizációs kamra, proporcionális kamra, GM-cső működése,
 - feszültség-áram karakterisztika, magreakción alapuló neutrondetektor GM-csővel,
- Félvezető-detektorok, felépítés, vezetési és vegyértéksáv, HPGe, Ge(Li), Si(Li), miért kell őket hűteni,
 - Monoenergiájú gamma-sugárzás detektorban hagyott energiájának eloszlása, jellegzetes események, spektrum szerkezete, spektrum értelmezése,
- Szcintillációs detektorok
 - szcintillátor, fényhozam, fotoelektron-sokszorozó, amplitúdó-analizátor,
- Vizuális detektorok,
 - ködkamra, buborékkamra, nyomdetektor, termolumineszcens doziméter, szikrakamra, közös működési elv

Detektorok, mérések célja

Alapelvek: sugárzás eléri a detektort, kölcsönhat az anyaggal, elveszíti az energiáját vagy annak egy részét, sok kis energiájú elektron szabadul fel, ezeket összegyűjtve elektromos jellé alakítjuk.

Milyen detektort válasszunk? Ez a sugárzás fajtájától függ, és hogy mit akarunk mérni. Pl. alfa-sugárzás: **vékony** (0.01-0.1 mm) detektor elég. Béta: 0.1-1 mm. gamma: 10 cm.

Ha csak a sugárzás **jelenléte** érdekel: GM-cső.

Ha az **energiát** is akarjuk mérni: az energialeadással arányos jel kell.

Pontos méréshez (kis statisztikus flukt.) az kell, hogy az ionizáló részecske sok elektront szabadítson fel (pl félvezetőkben).

Ha pontos **időmérés** kell, akkor gyors válaszidő fontos (pl. műanyag szcintillátor).

Részecske-azonosításhoz speciális detektorok, amelyek a tömegre, töltésre érzékenyek (emulzió, repülési idő, TRD, Cserenkov, TPC, stb).

Nagy **intenzitásokhoz**: kis holtidejű detektor.

Részecskepálya méréséhez (impulzus): helyérzékeny detektor, MWPC, TPC, Si, stb.

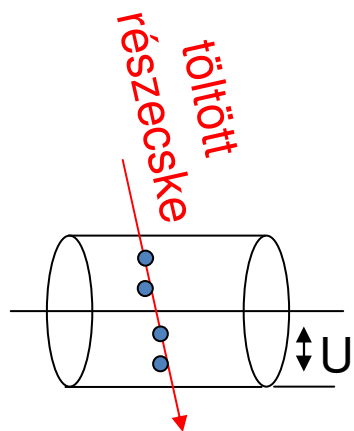
Detektorok

- Ködkamra
 - Wilson-féle
 - diffúziós
- Buborékkamra
- GM-cső (Geiger-Müller számláló)
- Ionizációs kamra
- Félvezető detektorok
- Cserenkov-detektorok
- Szcintillációs detektorok
 - Szilárd
 - Folyadék
- Kaloriméterek

Detektorok csoportosítása

- Gáztöltésű:
 - ionizációs kamra, proporcionális kamra, GM-cső,
 - MWPC (Multiwire Prop. Chamber), TPC (Time Projection Ch.)
- Félvezető detektorok:
 - HPGe (high purity Ge), Ge(Li), Si(Li)
- Szcintillációs detektorok:
 - NaI, folyadék, szerves (műanyag), TLD (termolumineszcens doziméter)
- Cserenkov-detektorok:
 - folyadék (víz), gáztöltésű
- Vizuális detektorok:
 - ködkamra, buborékkamra nyomdetektorok, emulzió, fotolemez...
- Kaloriméterek

Gáztöltésű detektorok



Töltött részecske ionizál

Elektromos térben az elektronok az anódszátra gyűlnek

Elektromos impulzus

- 1) **Ionizációs kamra:** az U feszültség kicsi, az elektronok nem tudnak tovább ionizálni. Annyi elektron megy az anódra, ahány ionizáció

Kétféle üzemmód:

impulzus-üzemmód: egy impulzus/töltött részecske. →

áram-üzemmód: a részecskefluxussal arányos áram



- 2) **Proporcionális kamra:** nagyobb U feszültség. Elektron-lavina (másodlagos ionizáció) a szál közelében, ahol az elektromos tér nagy. Az elektronok két ütközés között elég energiát szereznek az elektromos térből az újbóli ionizációhoz. Sokszálas kamra, MWPC, TPC: a részecskék helyét, pályáját is méri.

- 3) **GM cső:** akkora feszültség, hogy önnfenntartó lavina, az egész hengerben. Nagy ellenállással kell sorbakötni (automatikus feszültség-csökkenés a kisüléskor). Mindig azonos nagyságú jelet ad, nem alkalmas energiamérésre, csak érzékeny számlálásra.

Gázdetektorok

- Feszültség-áram karakterisztika



Sokszálas kamrák

Table 28.4: For various gases at STP: (a) yield of ionization encounters ($1/\lambda$) for m.i.p. [80], (b) t_{99} : thickness of the gas layer for 99% efficiency, and (c) the average number of free electrons produced by a m.i.p. (calculated using data from Ref. 81).

	Encounters/cm	t_{99} (mm)	Free electrons/cm
He	5	9.2	16
Ne	12	3.8	42
Ar	25	1.8	103
Xe	46	1.0	340
CH ₄	27	1.7	62
CO ₂	35	1.3	107
C ₂ H ₆	43	1.1	113

- töltött részecske megfelelő gázkeverékben elektron-ion párokat kelt
- ennek minél nagyobb részét akarjuk detektálni
- legalább egy ionizálás valószínűsége $1 - \exp(-\Delta/\lambda)$
- az ütközések 65-80%-a csak egy elektront eredményez, a több mint 5 elektronos csoportok 10%; átlagosan 3-4 elektron ütközéseként

- elsődleges és másodlagos ionizáció (elektronok új atomokkal ütköznek, ill. köztes gerjesztett állapotok), nemlineáris folyamatok

- elektromos és mágneses terek hatására az ionizációs elektronok a gázban sodródnak, driftelnek

$$u = \mu |\mathbf{E}| \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(\hat{\mathbf{E}} + \omega \tau (\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{B}}) + \omega^2 \tau^2 (\hat{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{B}}) \hat{\mathbf{B}} \right)$$

μ mobilitás, $\omega = eB/mc$ ciklotron-frekvencia, $\tau = \mu m/e$ ütközések közti idő jellemző érték 1-8 cm/ μ s

- az elektronokat vékony, 10 μ m sugarú anódszálak gyűjtik össze
- $1/r$ -es erős tér, másodlagos ionizálás, lavinák
a lavinákat kioltó gázok (szerves molekulák) alkalmazásával lokalizálják, melyek elnyelik a lavinában keltett fotonokat
- az erősítés G , a gáz sűrűsége ρ , $K = 5-8$
 $dG/G \approx K d\rho/\rho$, G akár 10^4
- az elektronokat néhány ns alatt begyűjtik
a pozitív ionok a száltól távolodnak, indukált jelük detektálható

Sokszálas proporcionális kamra (MWPC)

Georges Charpak Nobel-díj (1992)

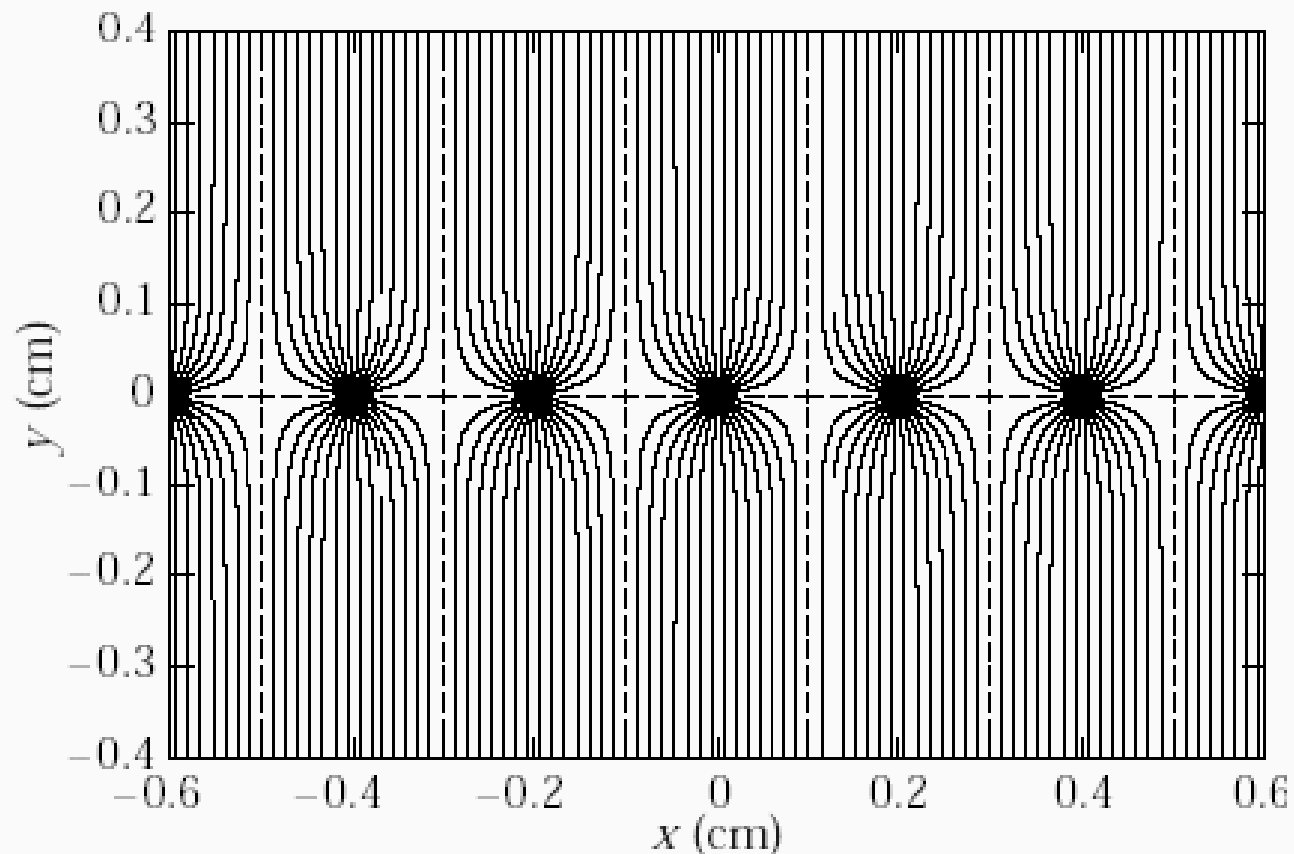
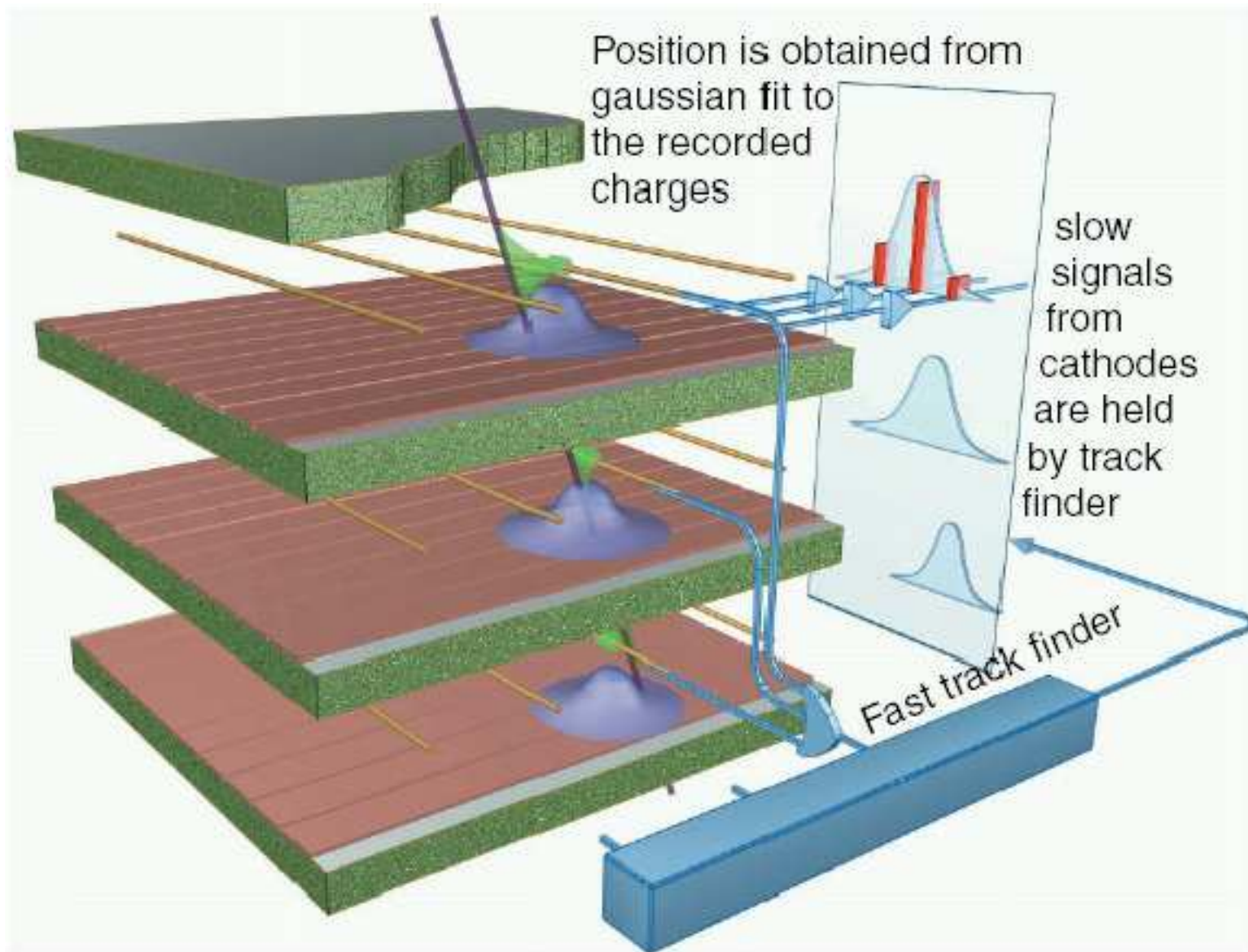


Figure 28.3: Electric field lines in a (MWPC) with an anode pitch of 2 mm as calculated with GARFIELD program [83].

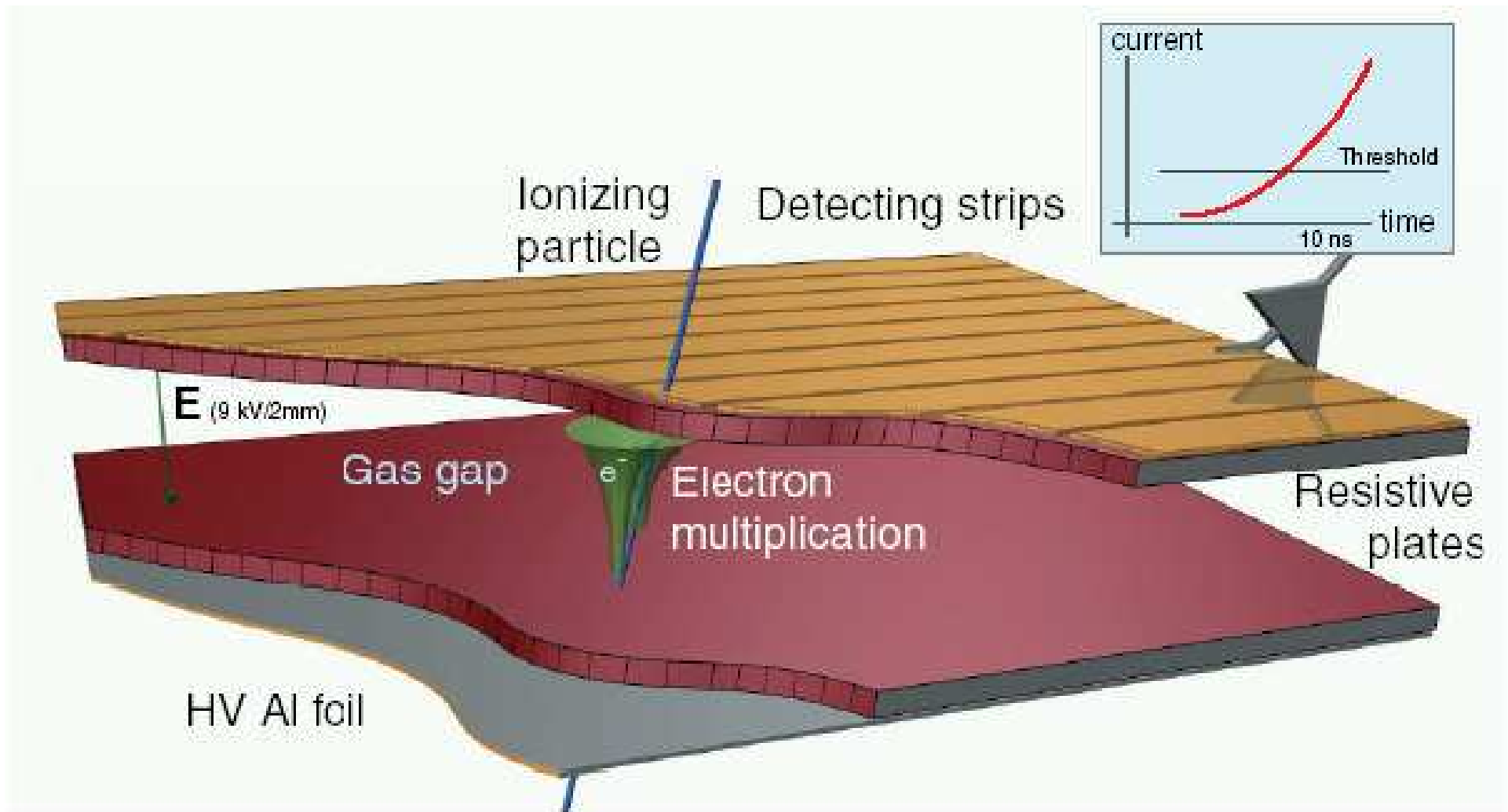
Sokszálas kamrák

- 1 cm drift után az elektronfelhő 30-500 μm , 5 cm drifthosszal 100-200 μm felbontás
- sok ütközőnyalábos kísérletben központi detektor, a szálak a nyalábiránnyal párhuzamosak
kis térfogatú kamrák (0.1 m³) vertex mérésre, 50 μm felbontás nagy nyomású és kis diffúziójú gázkeverékekkel
nagy térfogatú kamrák (5-40 m³) több ezer 1-2 m hosszú szállal, 100-200 μm felbontás
- helyfelbontás nem növelhető minden határon túl a száltávolság csökkentésével: elektrosztatikus erők
- nyomtatásos technika: 0.2 μm széles alumíniumcsíkok szigetelő alapon anódtávolság 0.1-0.2 mm, kis driftidő, jobb helyfelbontás, MSGC
- a lavina lokalizált az anódon, a szomszédos szálakon indukált jelekkel helymérése

Katód-csík kamrák



Resistive plate chamber (RPC)



Time Projection Chamber (TPC)

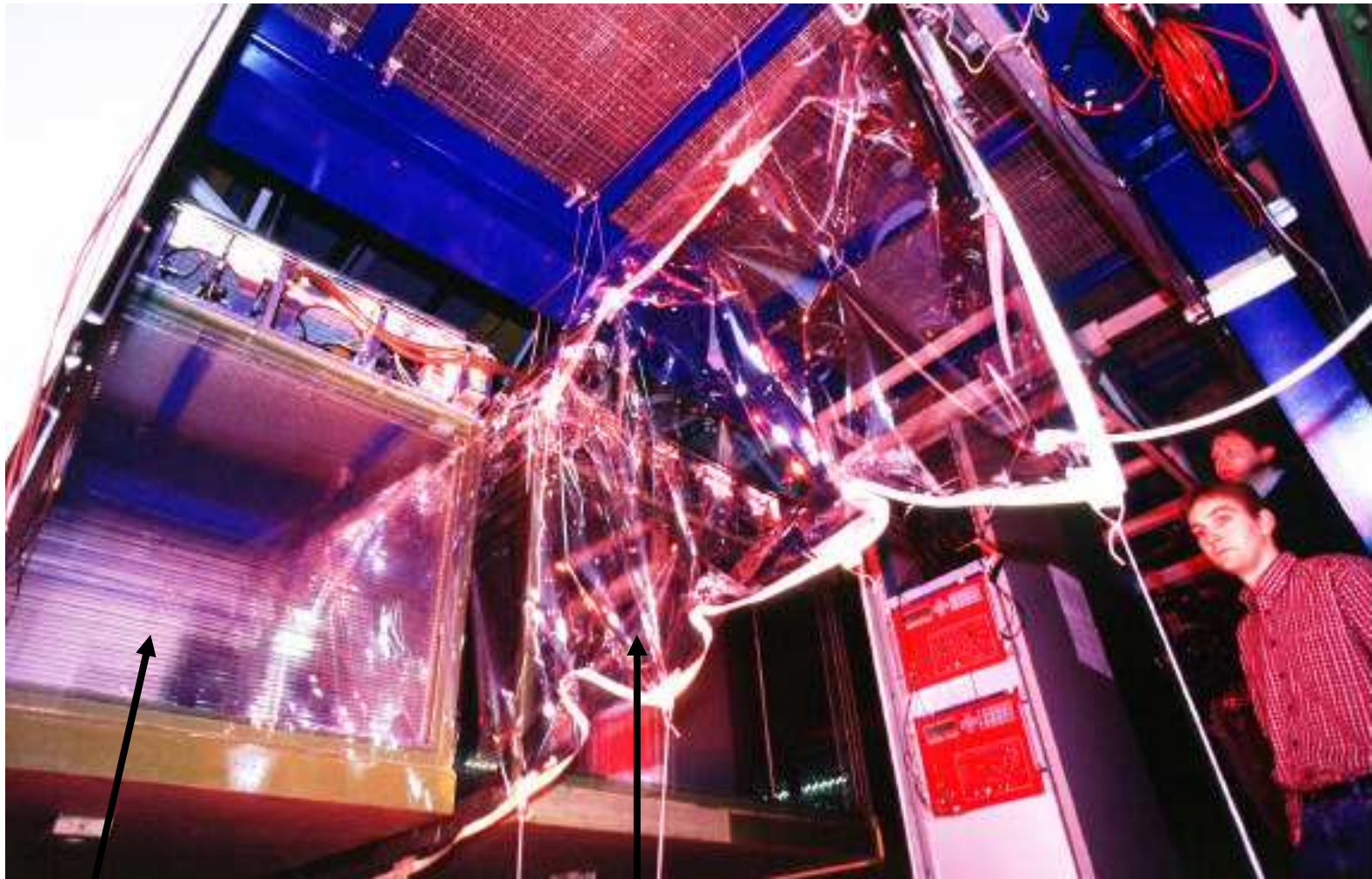
Homogén elektromos és mágneses tér (párhuzamos)
Kiolvasás a kamra tetején
Méteres drift úthossz



NA49 kísérlet, CERN SPS



TPC (NA49)

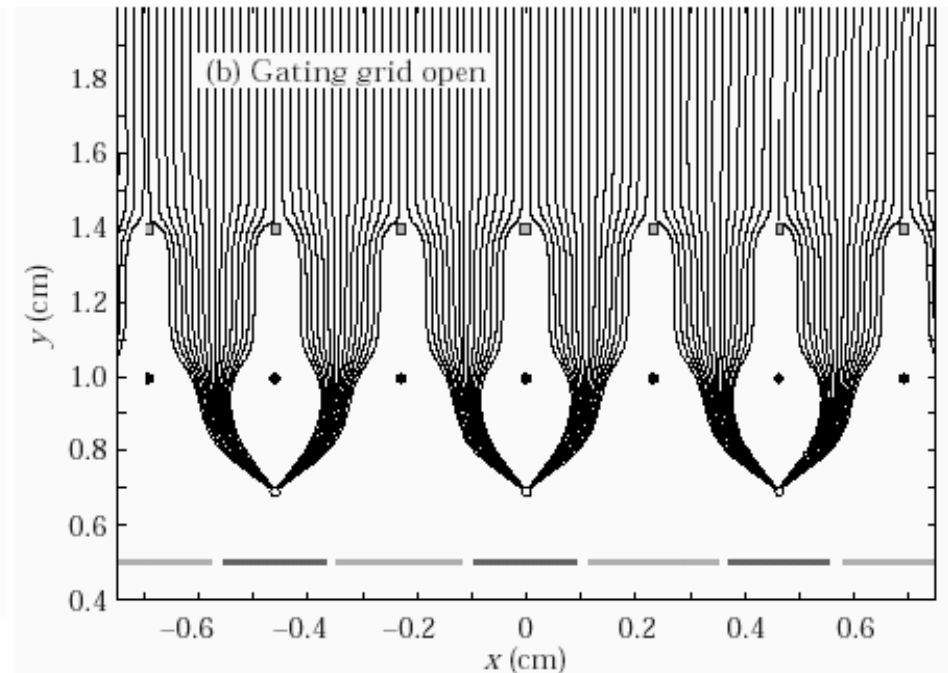
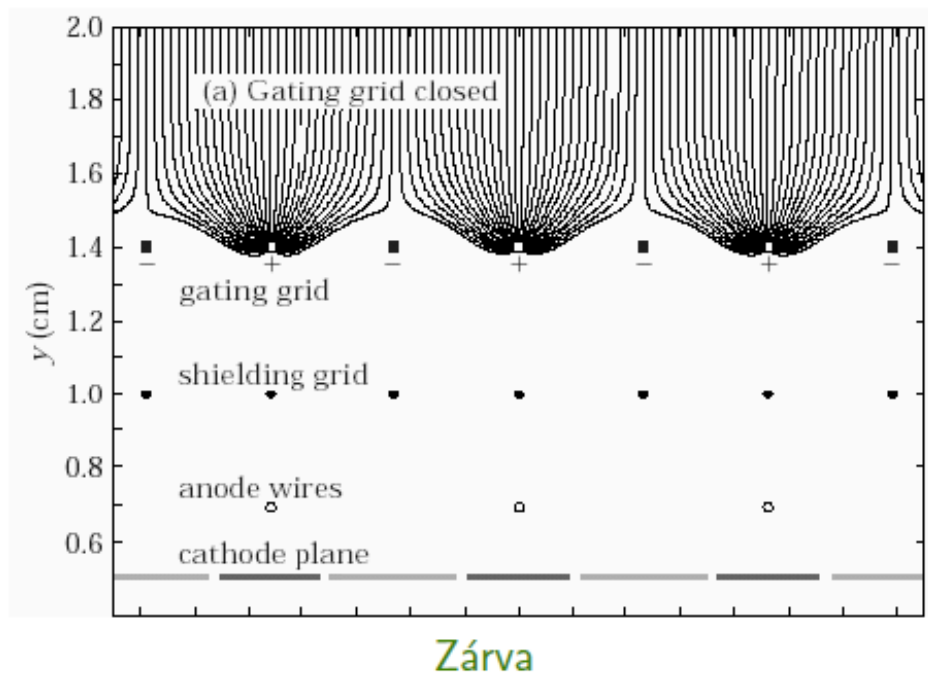


Drift térfogat

He-zsák

Time Projection Chamber

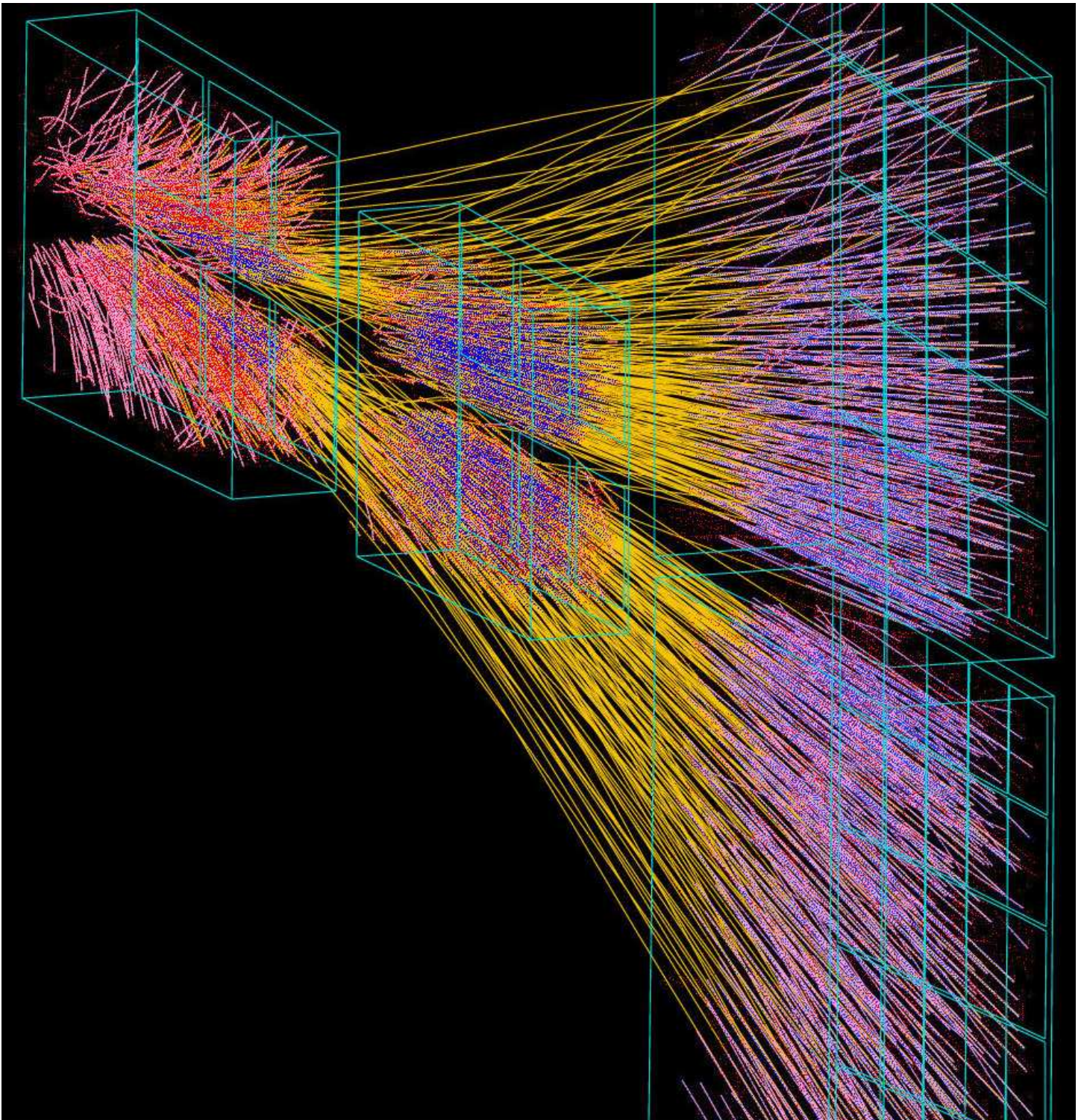
- hosszú drift, sok anódos proporcionális sík
- háromdimenziós információ (a harmadik az idő)
- a driftiránnyal párhuzamos mágneses tér lenyomja a diffúziót ($\sigma = \sqrt{2Dt}$)
 $D(B)/D(0) = \frac{1}{1+\omega^2\tau^2}$, ahol $\omega = eB/mc$ ciklotron frekvencia, τ az ütközések közötti átlagos idő
- a részecske útjának sokszoros rögzítése, energiaveszteség mérése
- impulzusmérés mágneses térben + $dE/dx \rightarrow$ kiváló részecskeazonosítás
- gázzal töltött, 1-2 m drifthossz, nagyfeszültségű tér váza
- jelformálás és -feldolgozás analóg eszközökkel vagy flash ADC-kkel
- kiváló minta-felismerés, nyom-azonosítás és részecskeazonosítás!



Nyitva

- amíg a kapu zárva, a driftelő elektronokat a kapuzó rács gyűjti össze az árnyékoló rács zárja le a drift régiót
- a trigger megérkezése után az elektronok áthaladnak a kapuzó rácson, sokszorozódnak az anódszálaknál
- a lavinákban keletkezett pozitív ionokat jól szegmentált katódlapok detektálják: pontos mérések
- a lassú pozitív ionokat a kapuzó rács ismételt bezárása gátolja meg abban, hogy a drift régióba jussanak

Nyomkövetés az NA49 TPC-vel



TPC - részecskeazonosítás

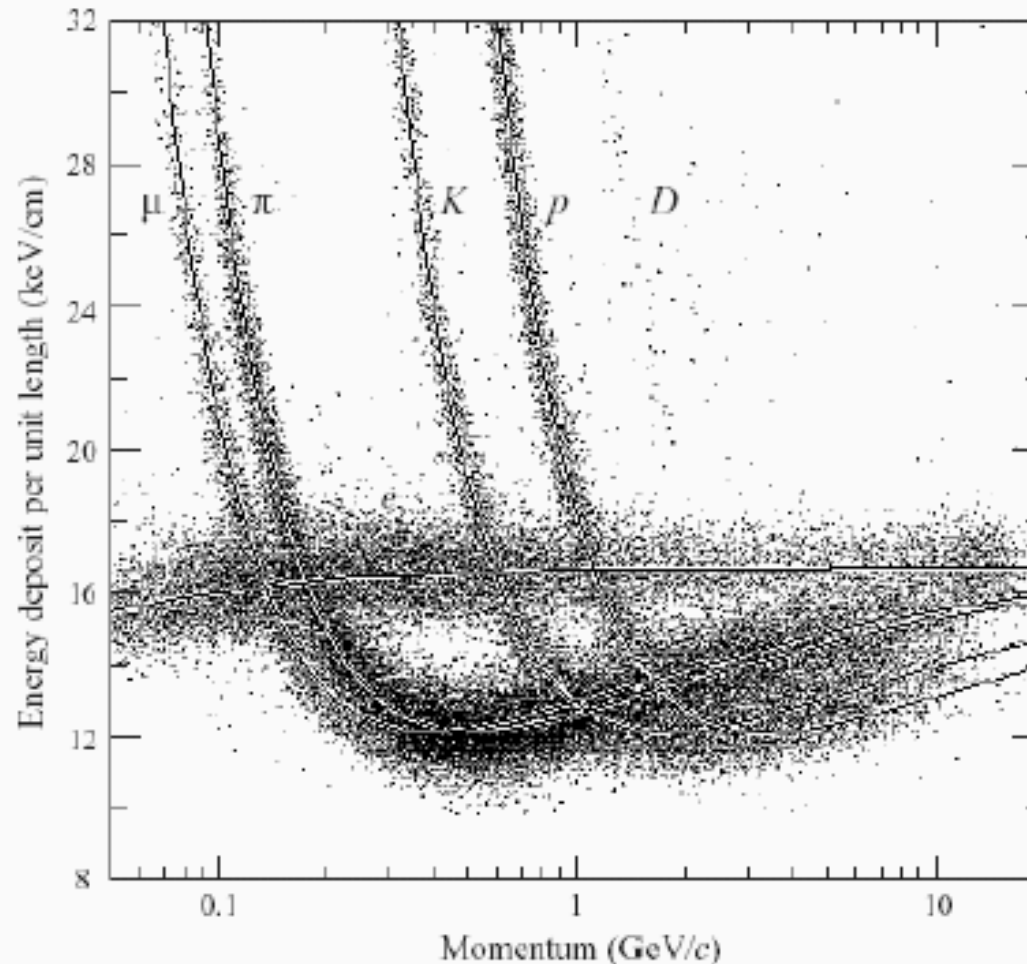


Figure 28.5: PEP4/9-TPC energy-deposit measurements (185 samples @8.5 atm Ar-CH₄ 80-20%) in multihadron events. The electrons reach a Fermi plateau value of 1.4 times the most probably energy deposit at minimum ionization. Muons from pion decays are separated from pions at low momentum; π/K are separated over all momenta except in the cross-over region. (Low-momentum protons and deuterons originate from hadron-nucleus collisions in inner materials such as the beam pipe.)

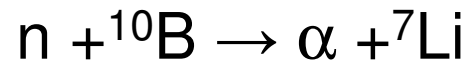
Neutronok detektálása

- Visszalökődésen alapuló
(neutron-mag rugalmas ütközés)
- Magreakciókon alapuló (lassú neutronokra)

^{10}B vagy ^6Li

Atommagtól jóval nagyobb neutronbefogási hatáskm. $\sim 1/v$

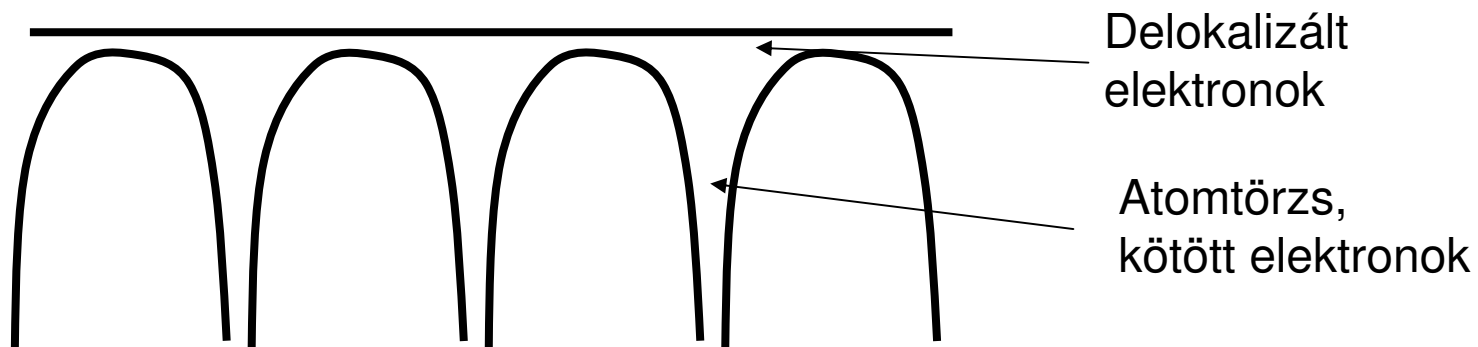
BF_3 gázból GM cső...



Mindkét esetben töltött részecskék mérésére vezetjük vissza!
Csak a töltött részecskék ionizálnak. Ezeket a legkényelmesebb mérni.

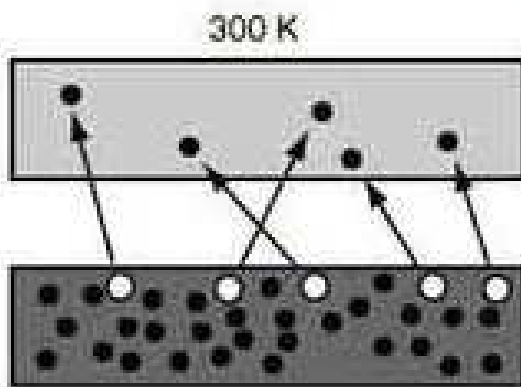
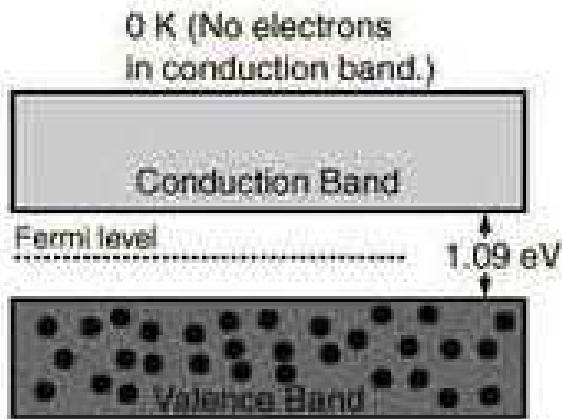
Félvezető detektorok

Potenciál egykristályban:



Elektronok hullámfüggvénye sok atomtörzsre kiterjed
 Nagyon sok energiaszint → energiasáv
 Kristályrács → sáv szerkezet.

Félvezetőknél speciális sáv szerkezet:



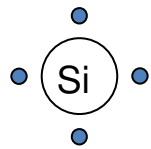
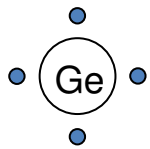
Vezetési sáv (szabad mozgás)

$E_{\text{gap}} \approx 1 \text{ eV}$ Szigetelő: $E_{\text{gap}} \approx 30 \text{ eV}$
 Fém: $E_{\text{gap}} < 0$

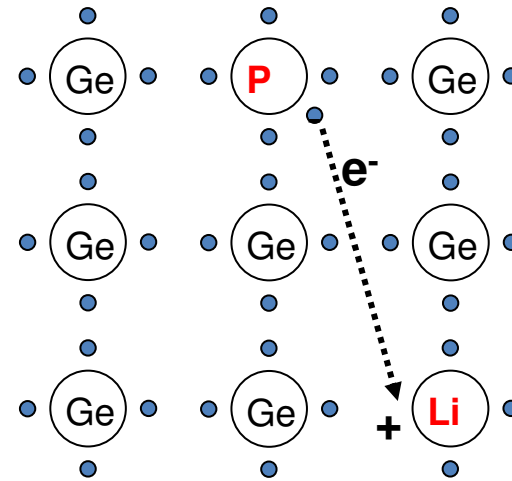
Vegyérték sáv

Félvezető detektorok

Lítiumot belediffundálnak: Ge(Li), Si(Li)



Hűteni kell.



n típusú szennyezés (negatív)

Kiürített zóna

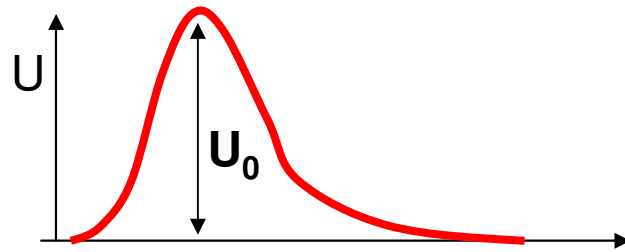
p típusú szennyezés (pozitív)

Újabb technika: HPGe: nagyon tiszta germánium (high purity).

Folyékony nitrogénnel hűtjük (hőmozgás csökkentése)

Beérkező gamma-foton kilök egy elektront (Compton, fotoeffektus), az elektron ionizál amíg el nem fogy az energiája, elektron-lyuk párok keletkeznek, a rákapcsolt feszültség (néhány kV) hatására kimennek az elektródákra.

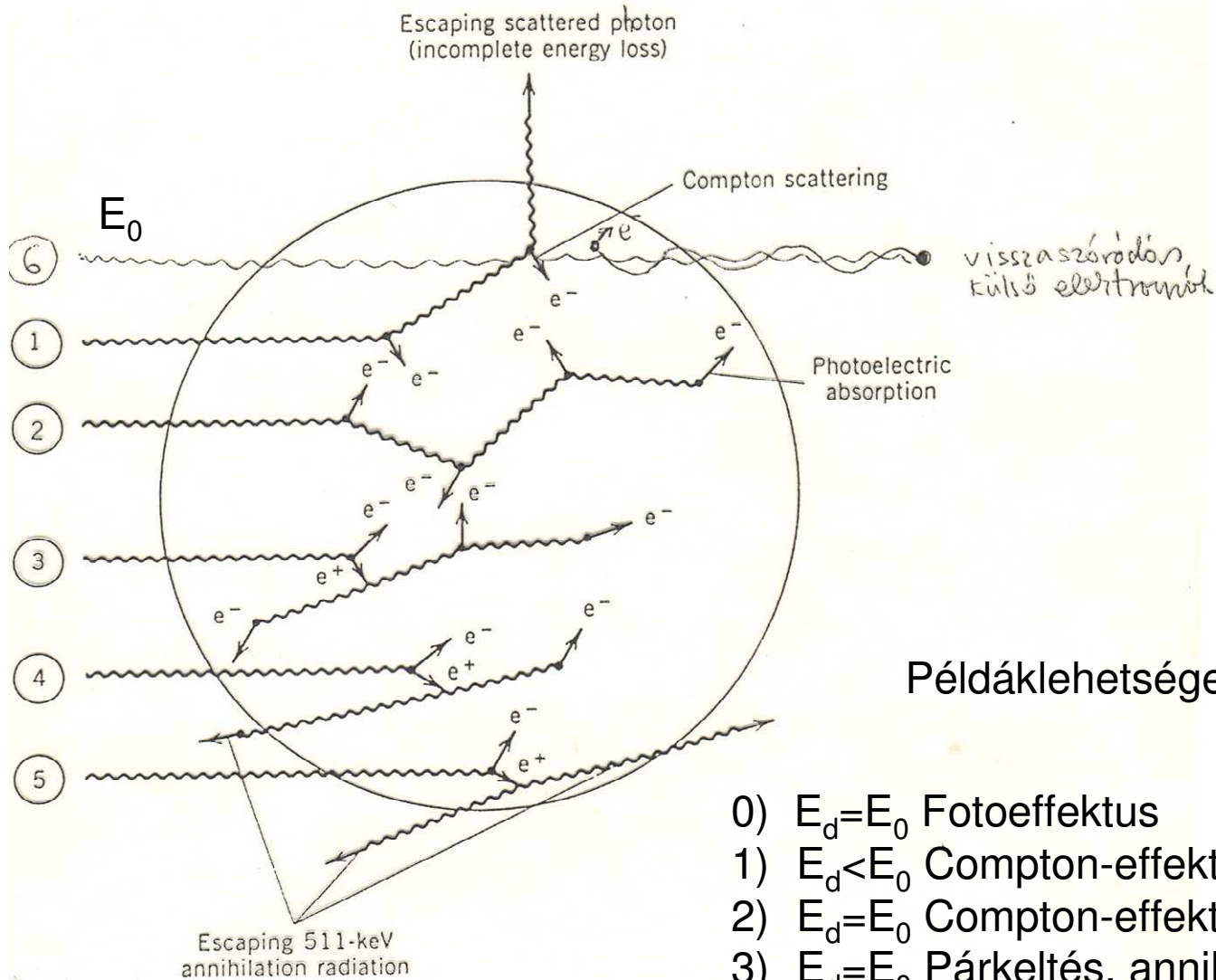
Jel:



$$U_0 \sim N_{e^-} \sim E_d$$

Amplitúdó-analizátor: osztályozza, hisztogramozza a jeleket nagyság szerint.

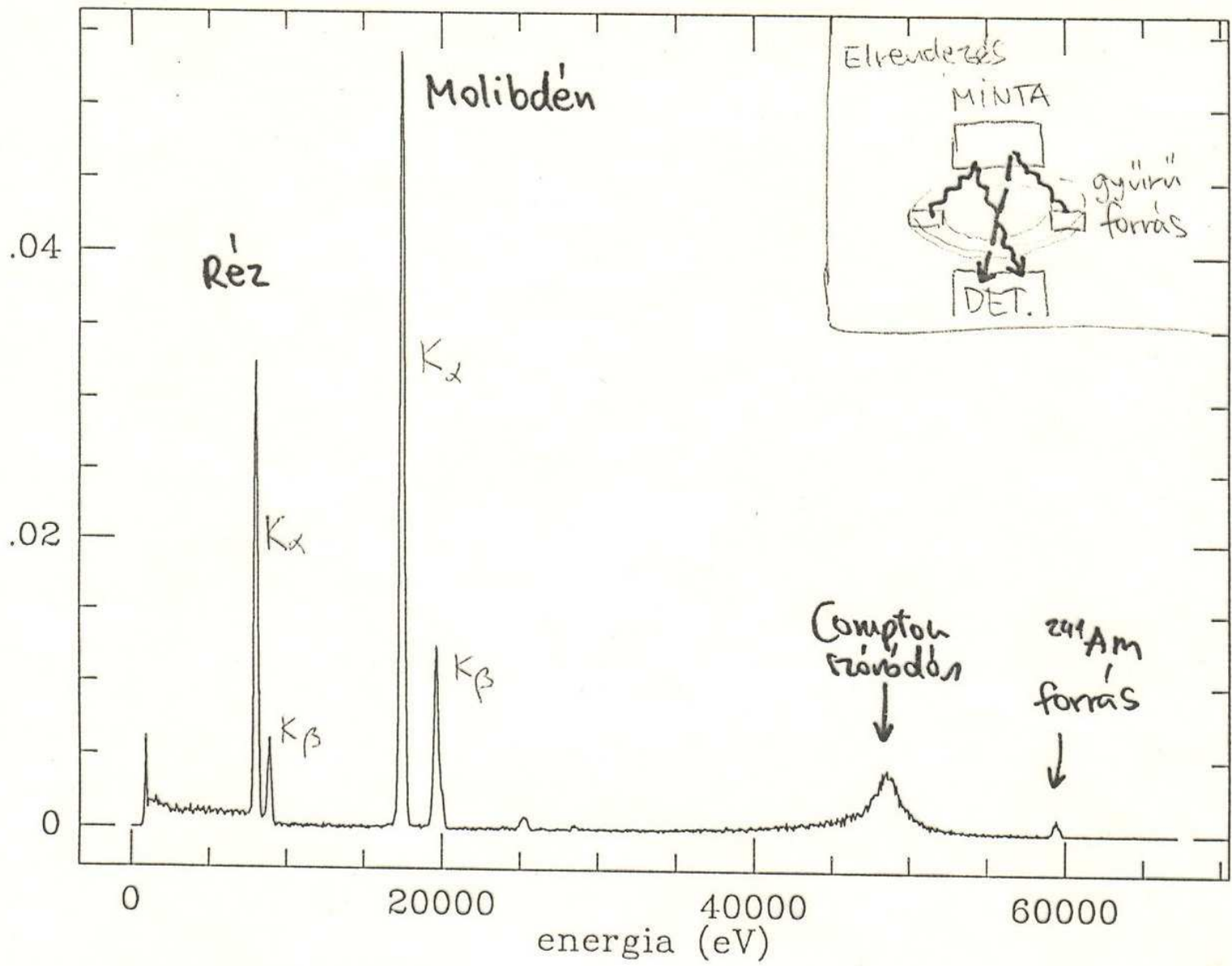
Monoenergiás gammasugárzás spektruma



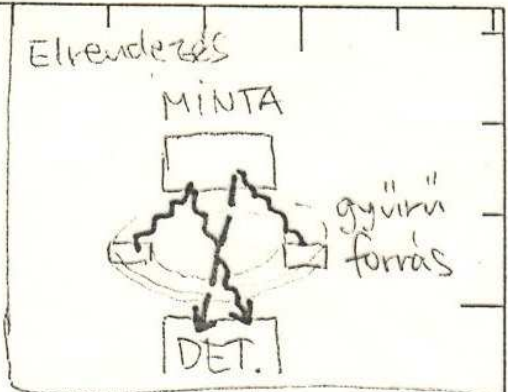
Példáklehetséges folyamatokra:

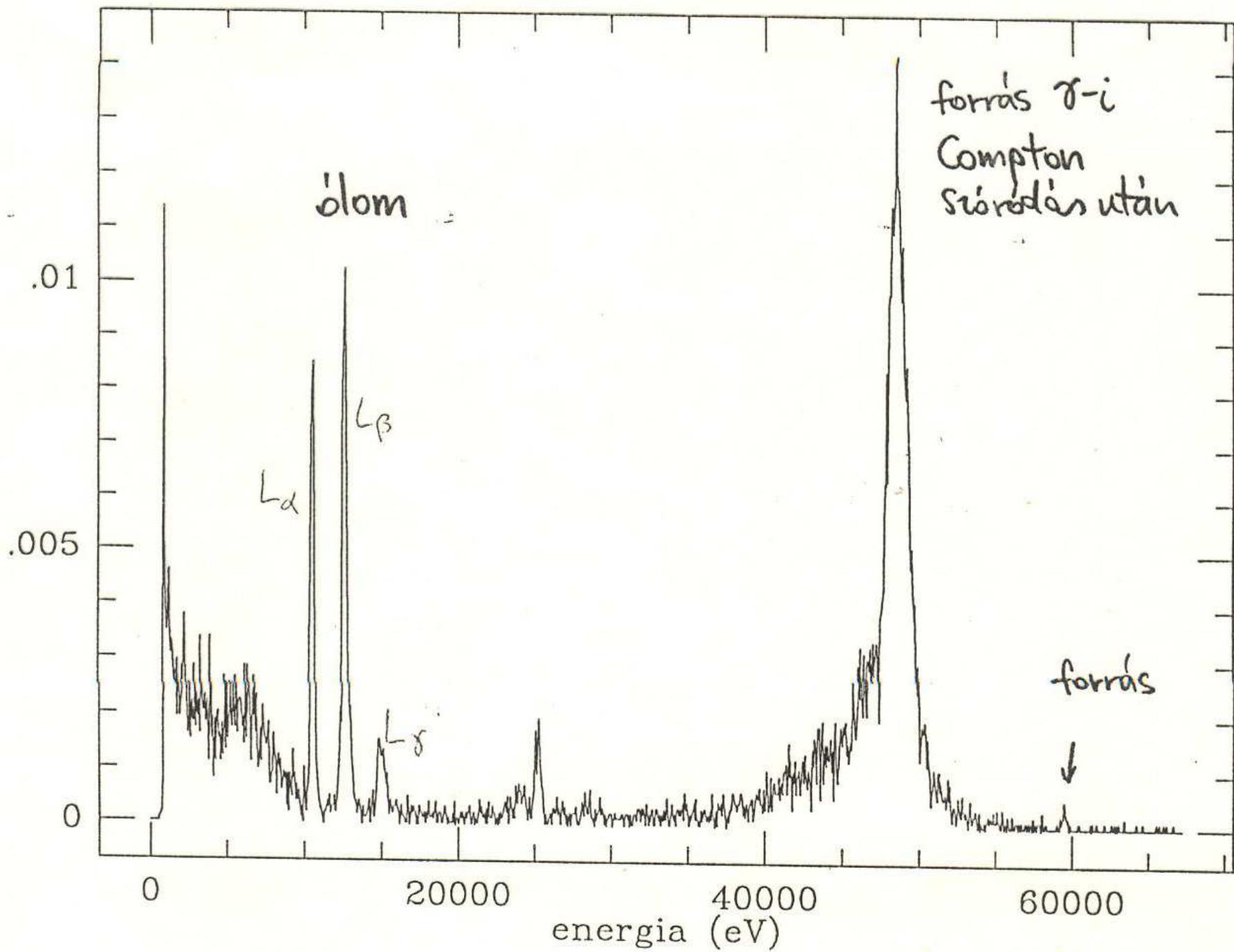
- 0) $E_d = E_0$ Fotoeffektus
- 1) $E_d < E_0$ Compton-effektus(ok), utána kiszökés
- 2) $E_d = E_0$ Compton-effektusok sorozata
- 3) $E_d = E_0$ Párkeltés, annihiláció, Compton, foto
- 4) $E_d = E_0 - 511\text{keV}$ Párkeltés, annihiláció, kiszökés
- 5) $E_d = E_0 - 1022\text{keV}$ Párkeltés, annihiláció, kiszökés
- 6) $E_d < E_0$ Visszaszórás, fotoeffektus

TIPIKUS RFA SPEKTRUMOK Si(Li) detektorral



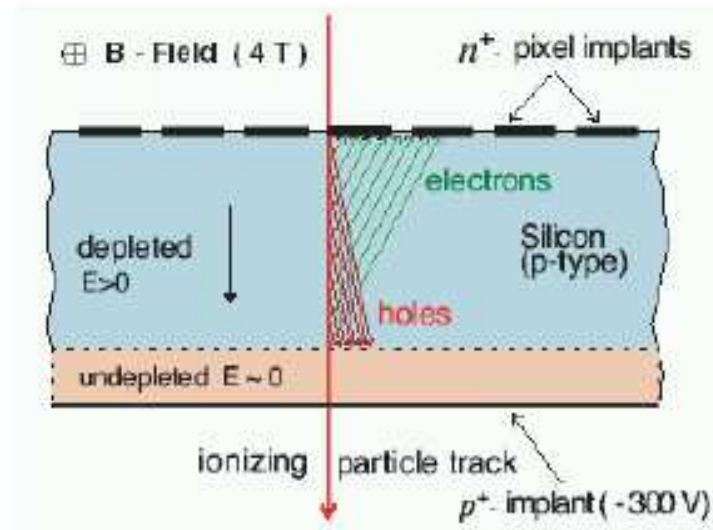
detektorral



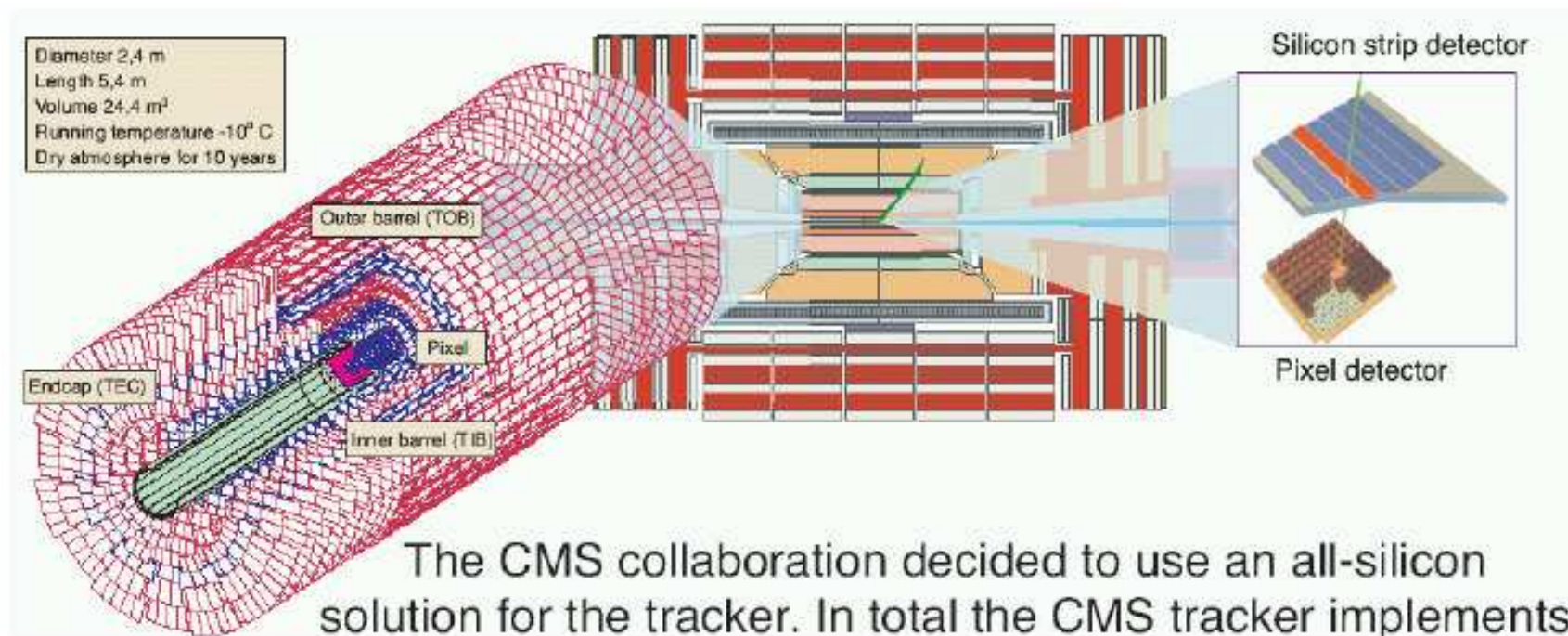


Félvezető nyomkövető detektorok

- kulcsfontosságú: nagyfelbontású vertex és nyomkövető detektorokhoz, használják fotodetektorként szcintillátorokhoz is
- anyagok: szilícium, germánium, gallium-arszenid, gyémánt
- kis sűrűsége és kis ionizálása miatt megfelelő nagyságú jelek 100-300 μm vastagsággal elérhetők, gyors jelek $\mathcal{O}(10 \text{ ns})$
kis zajú elektronika



CMS szilícium nyomkövető rendszer

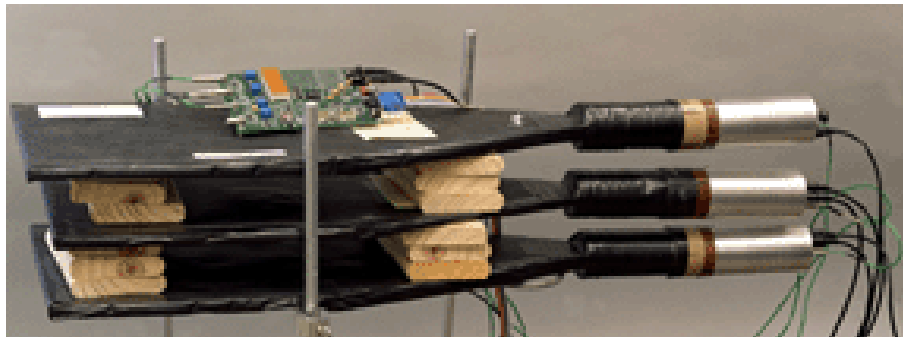
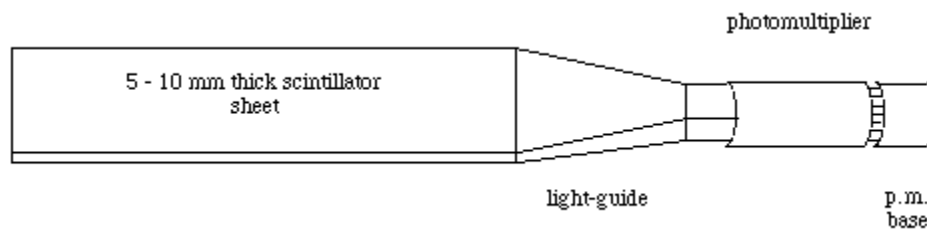


Pixelek: 66 millió pixel, 25 ns exponálási idő

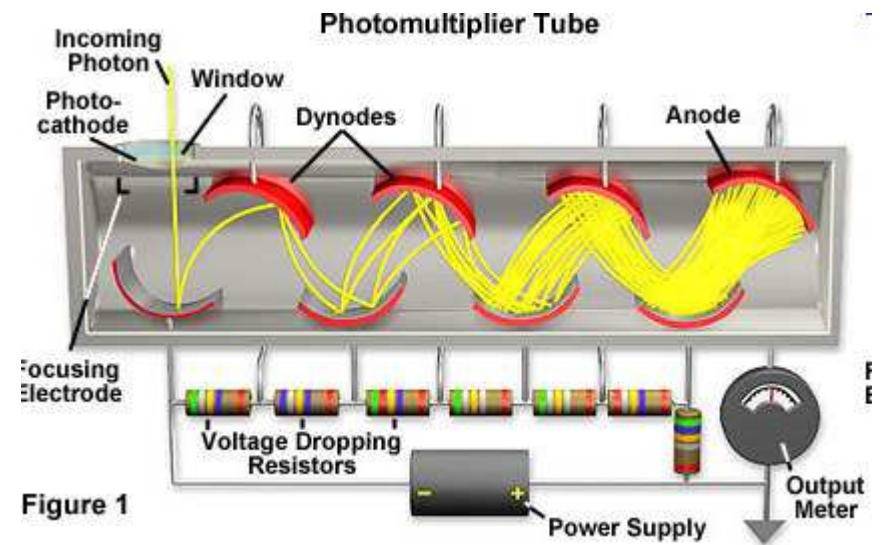
Sztintillációs detektorok

Szcintilláló anyag + fotoelektron-sokszorozó (PMT, *photomultiplier tube*)
Szcintilláció: töltött részecskék energialeadásának hatására gerjesztések, majd kis fényfelvillanás

PMT detektálja ezt a látható v. UV fényt: fotoeffektus, majd elektron-sokszorozás



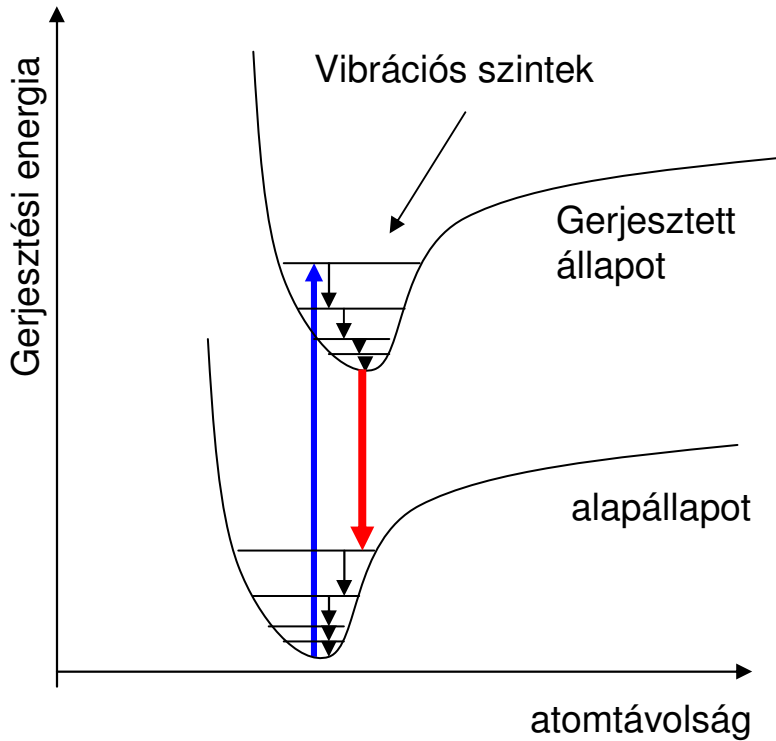
$$E_d \sim N_{\text{gerjesztett}} \sim N_{\text{látható foton}}$$



Fotoeffektus → fotoelektron → befókuszálódik → elektron becsapódik → néhány elektront kiüt → ezek a következő dinódán megint többszöröződnek.
10-12 dinóda → milliószoros elektronhozam (erősítés).

Szcintilláció

Fontos: saját kibocsátott fotonjaikkal szemben átlátszóak kell, hogy legyenek.



Szerves szcintillátorok:

Gerjesztés valamelyik vibrációs szintre

A vibrációs alapállapotot gyorsan eléri

Utána **legerjesztődés** az alapállapotba,

foton kibocsátás. Ez a foton nem tud elnyelődni, nincs elég energiája.

Szervetlen szcintillátorok: pl. NaI kristály
(40 foton/keV, 50% hatásfok).

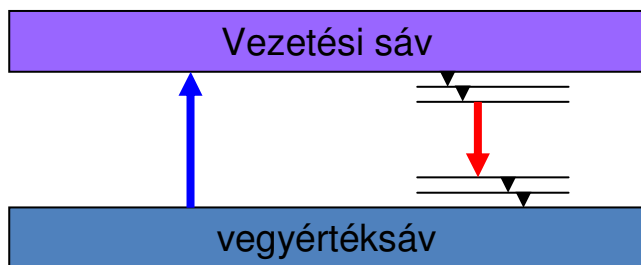
Egykristály kell (átlátszóság).

Ionizáló részecske a vegyértéksávból a
vezetési sávba gerjeszti az elektront.

Gap kb. 4 eV. Aktivátorok: pl. Tl, szennyezés,
energiaszinteket hoz létre a két sáv között.

Legerjesztődés ezeken keresztül.

Önátátszóság.

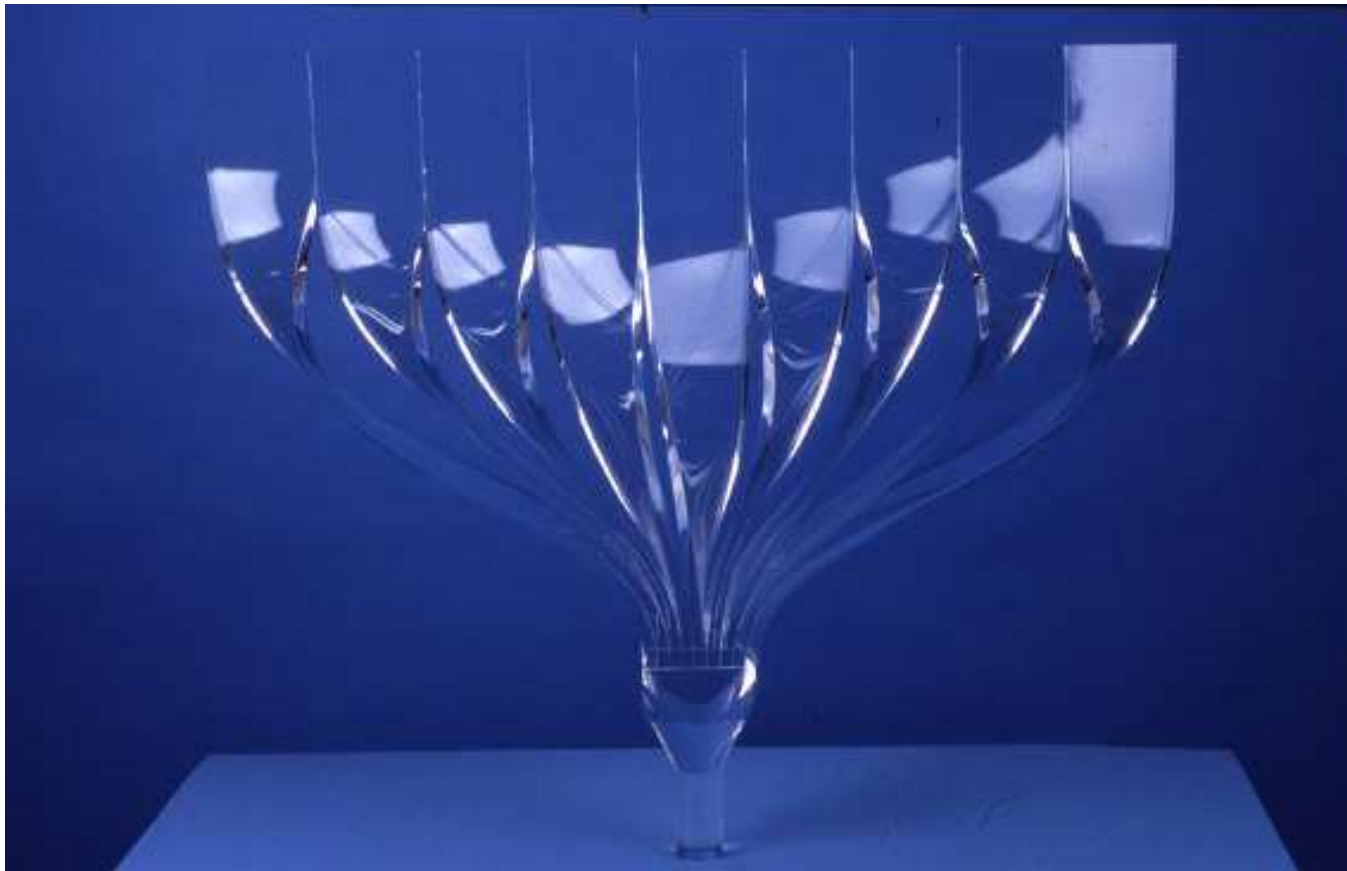


Szerves szcintillátorok – szcintilláló és hullámhossz-eltoló üvegszálak

- gyors, sűrű, sugárzásnak ellenáll, jó felbontású
- nyomkövetőkben, kaloriméterekben
- polisztirol alap, néhány mikron vastagságú PMMA-ba (polimetilmetakrilát) burkolva, 0.5-1 mm átmérő
- a keletkezett fény 6-10 %-a szállítódik el
- 1 mm átmérőjű szálban egy MIP mintegy 2000 fotont kelt, ebből 200 kerül befogásra, melyeknek csak 5 %-a detektálódik
- a fénycsillapítási hossz: önabszorpció, visszaverő felületek minősége akár néhány m

Fényvezetők

- A szcintillátorok és a PMT-k optikai csatolása
- Teljes visszaverődés fontos, lágy ívek, nincsenek töréspontok

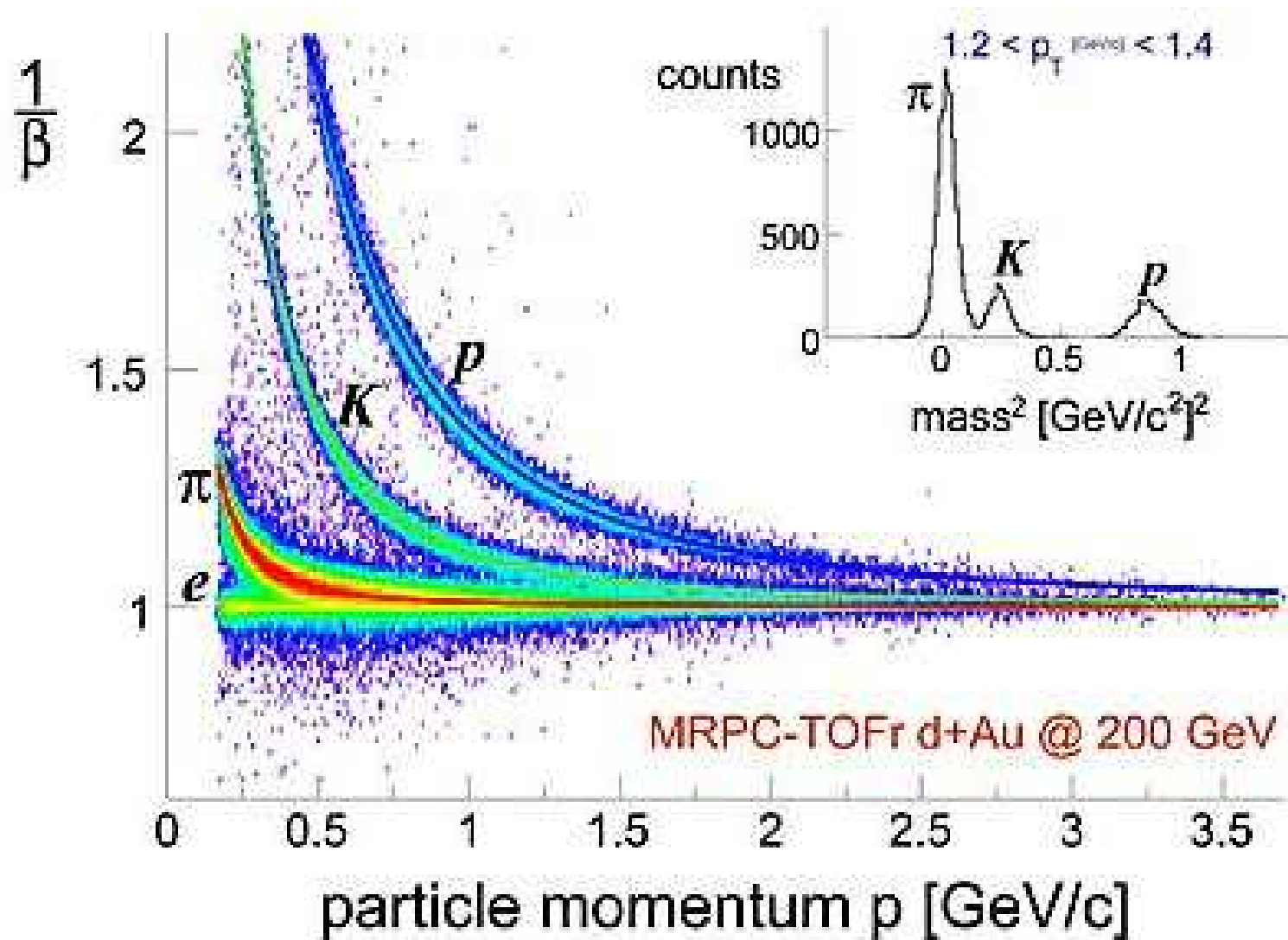


Időmérés: Time of Flight



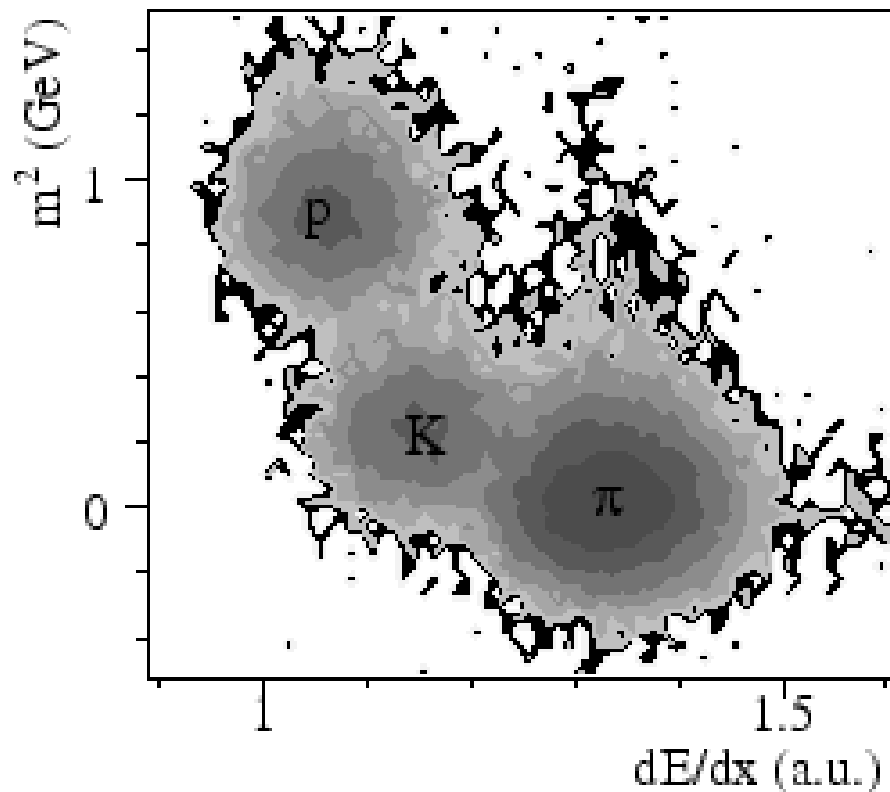
Mintegy 100 ps időfelbontás, rács- vagy mozaik-elrendezés
KFKI RMKI, CERN

Részecske-azonosítás TOF és p segítségével



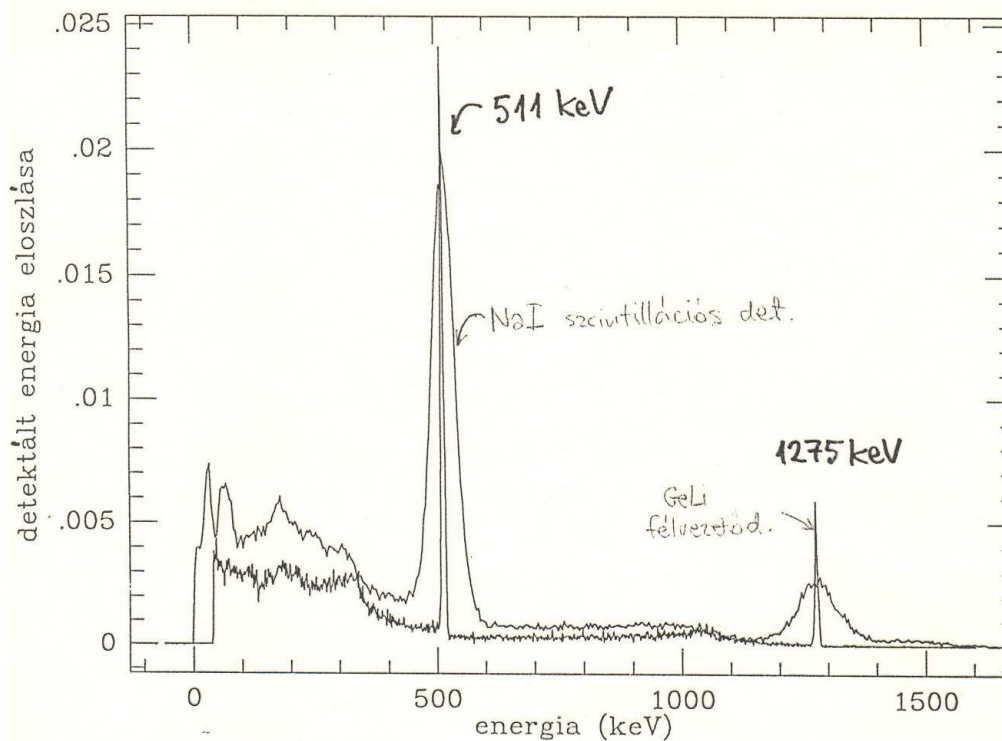
A TOF és dE/dx technikák kombinálása

- Egy adott impulzustartományban a részecskék ionizációja és repülési ideje is a tömegüktől függ.

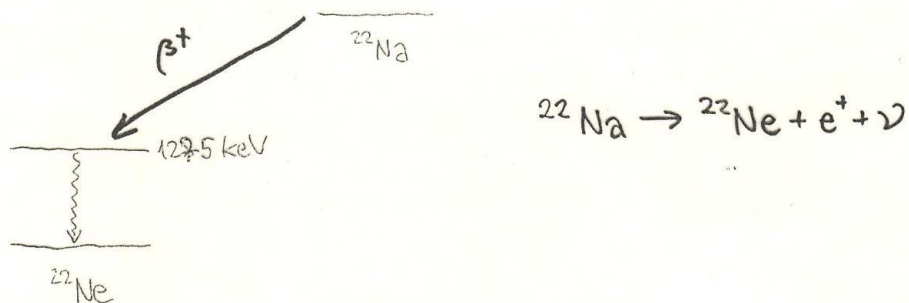


*NA49 TPC és TOF detektorok
CERN SPS*

Szcintillációs és félvezető detektorok felbontásának összehasonlítása



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

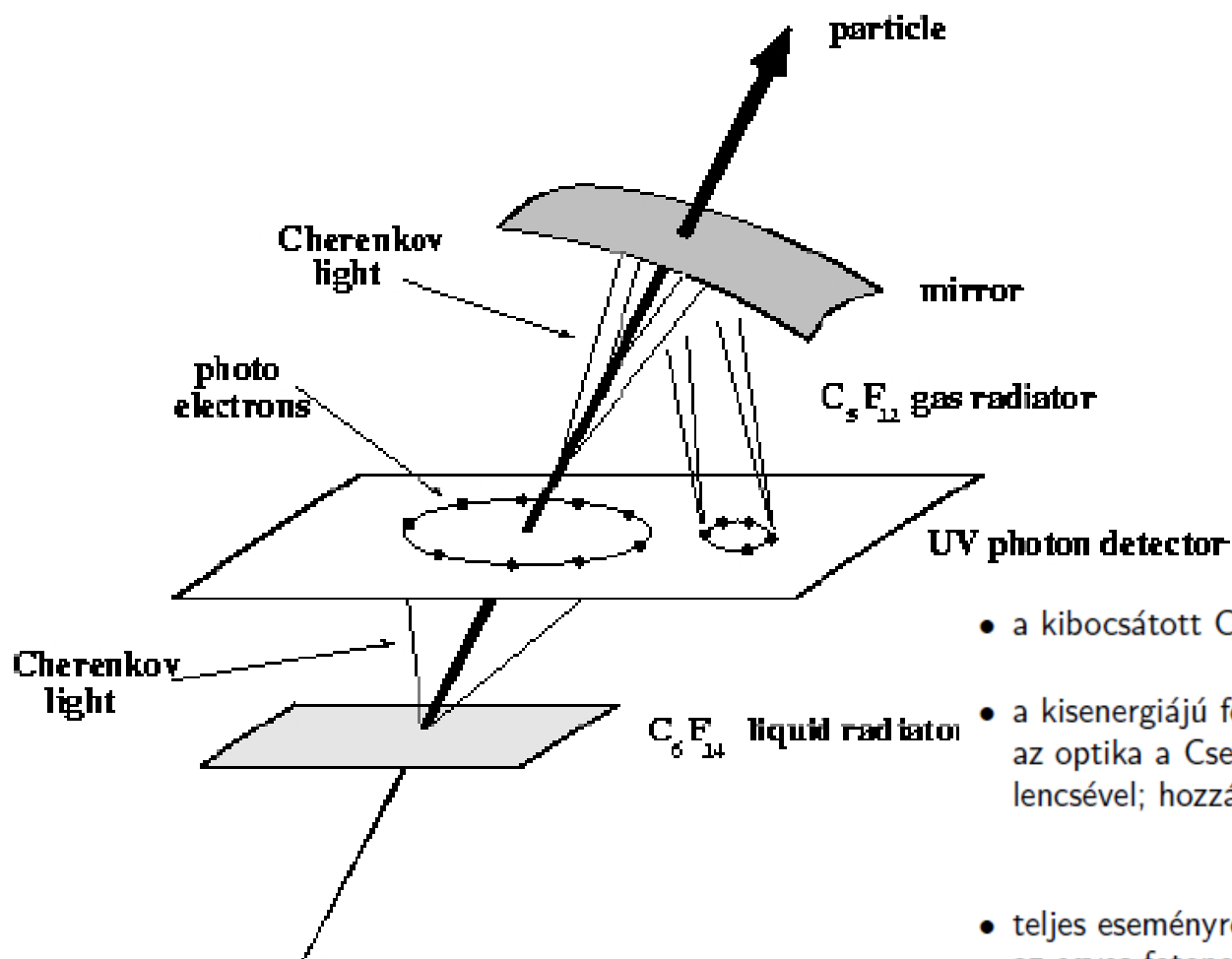


ANNIHILÁCIÓ

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

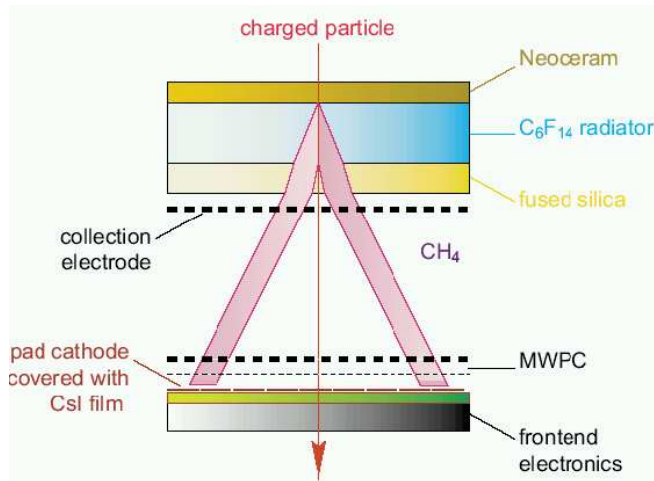
Cserenkov képképző detektorok

- Cserenkov sugárzás: már volt róla szó
- Közegbeli fénysebességnél gyorsabb töltött részecske esetén

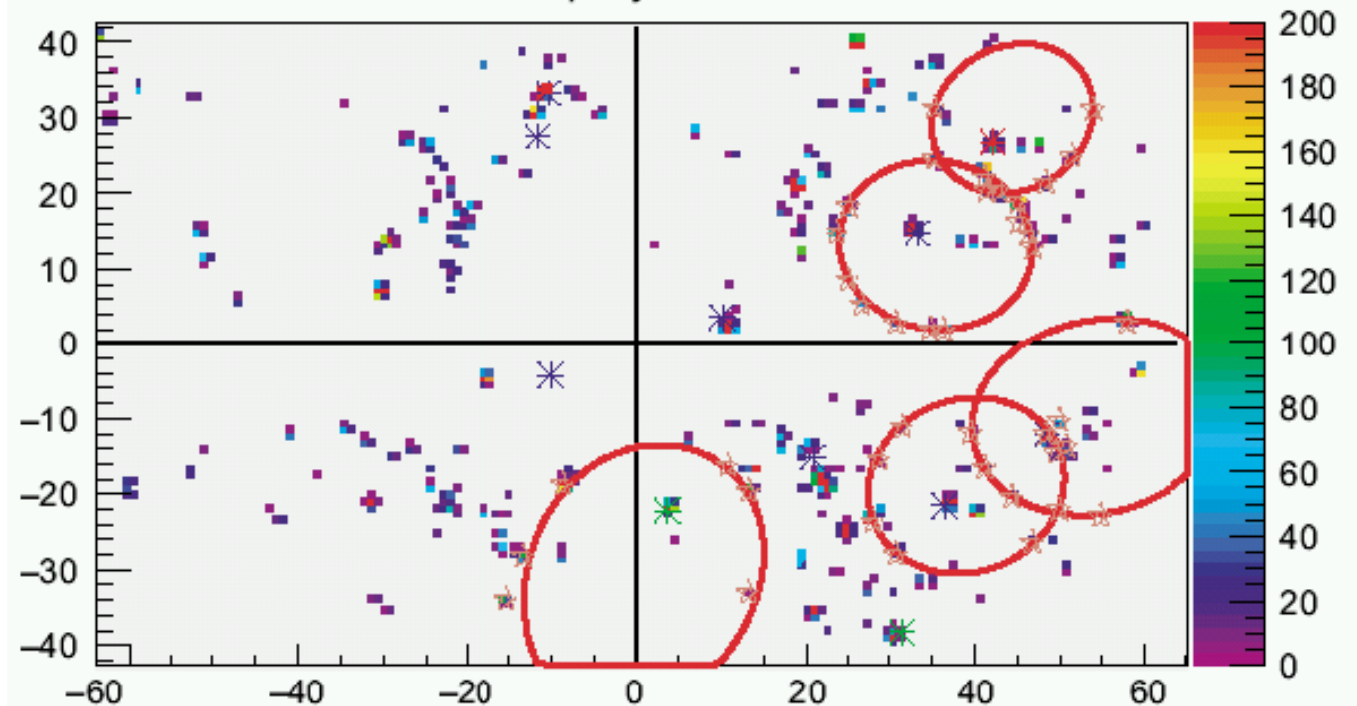


- a kibocsátott Cserenkov-fotonok gyűrűket alkotnak
- a kisenergiájú fotonokat egy detektorra "képezik le" az optika a Cserenkov-kúpot körre vetíti lencsével; hozzávetőleges fókuszálás; apró lyukon keresztül
- teljes eseményrekonstrukció is lehetséges: nagy víztartályok az egyes fotonok hely- és időmérése felhasználásával

RICH – „Ring Imaging” Cserenkov detektorok



STAR-RICH Event Display



Átmeneti sugárzás detektorok (transition radiation, TRD)

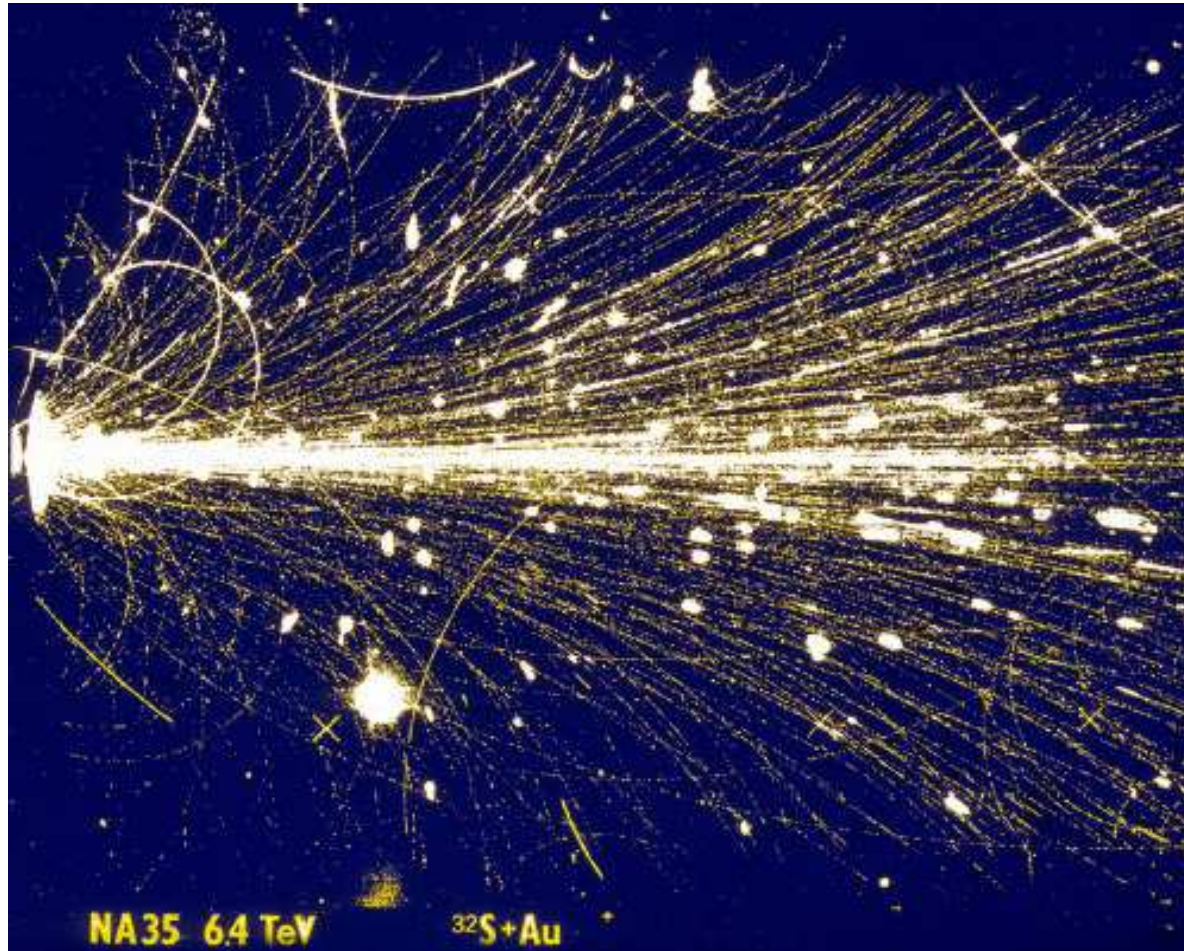
- a részecske két különböző anyag (vákuum és anyag) közti határon halad át
- kisugárzott energia $I \propto z^2 \gamma \omega_p$
- spektruma logaritmikusan divergál a kis energiák irányába

Felhasználás: részecske-azonosítás ott, ahol az időmérés és a fajlagos ionizáció módszerek már nem működnek

Röntgen tartomány

Sok réteget alkalmaznak (sok sugárzás)

Streamer kamra (szikrakamra)



Fémlemezek, köztük nemesgáz

Trigger (pl. szcintillátor, nyalábdetektor) hatására hirtelen nagyfeszültség kapcsolódik be
Az ionizációk helyén szikra alakul ki.

Elektromágneses záporok

- párkeltés és fékezési sugárzás
- hosszanti kiterjedés: sugárzási hossz, X_0 , $t = x/X_0$
- transzverz kiterjedés: Molière sugár, $R_M = X_0 E_s / E_c$
 $E_s \approx 21 \text{ MeV}$, E_c kritikus energia

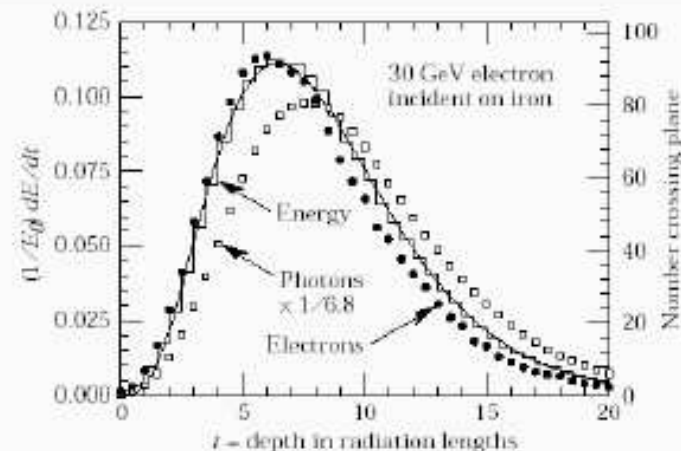
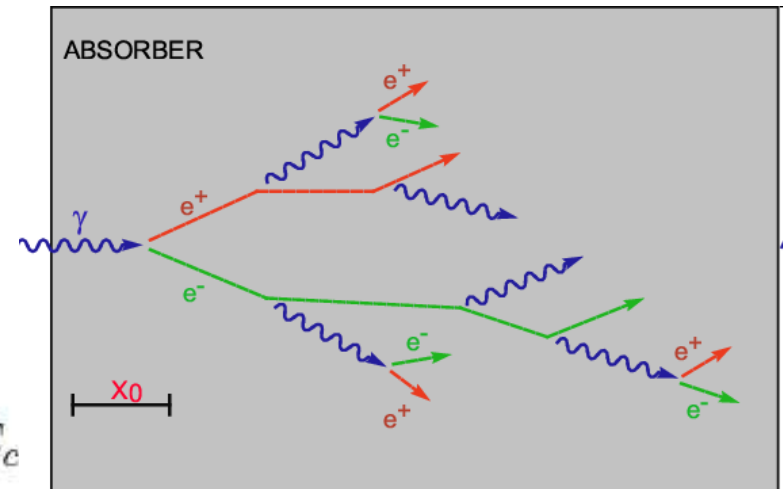
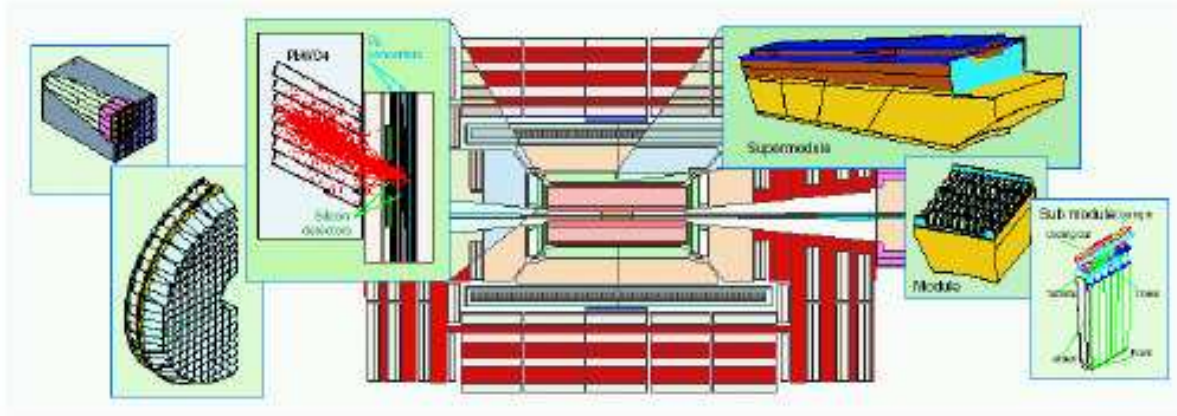


Figure 27.17: An EGS4 simulation of a 30 GeV electron-induced cascade in iron. The histogram shows fractional energy deposition per radiation length, and the curve is a gamma-function fit to the distribution. Circles indicate the number of electrons with total energy greater than 1.5 MeV crossing planes at $X_0/2$ intervals (scale on right) and the squares the number of photons with $E \geq 1.5 \text{ MeV}$ crossing the planes (scaled down to have same area as the electron distribution).

Elektromágneses kaloriméterek

A fotonok, elektronok teljes energiáját elnyelik, a teljes energiával arányos jelet adnak.
Energiatartomány: 1 GeV – 1 TeV



- az átlagos záporokat képletekkel leírhatjuk, de részletes és megbízható eredmények szimuláción alapulnak (EGS, GEANT)
- kétféle
 - homogén: az egész térfogat érzékeny, jelet ad
szervetlen, nehéz szcintilláló kristályok (BGO, CsI, NaI, PWO)
nem szcintilláló Cserenkov sugárhólyok (ólomüveg, ólom fluorid)
 - mintavevő: aktív anyag (szcintillátor, "nemes" folyadék, gáz, félvezető) és passzív elnyelő (ólom, vas, réz, urán) síkok egymás után

Hadron kaloriméterek



NA49, CERN SPS

Hadron kaloriméterek

- két komponens: azonnali elektromágneses, π^0 miatt lassabb az alacsony energiás hadronikus összetevő
- az elektromágneses és hadronikus energia eltérő hatásfokkal alakul át elektronikus jellé: belső e/h arány
- $e/h = 1$ esetén a kaloriméter "kompenzáló"
- Ha e/h 5 vagy 10 %-kal eltér, a záporok π^0 tartalmának ingadozása miatt torzított jeleloszlás, energiafelbontás arányos $|1 - h/e|$ -vel.
- általában $e/h > 1$ emiatt teljesen érzékeny detektor (szcintillátor vagy üveg) sohasem lehet kompenzáló

Hadron kaloriméterek

- jól kompenzált hadron kaloriméterek
 - ZEUS 2.6 cm vastag szcintillátorok 3.3 mm uránlapok között, $0.35/\sqrt{E}$ felbontás
 - ZEUS prototípus, 10 mm ólom lapok 2.5 mm szcintillátor síkok között
 - D0 4-6 mm uránlapok, 2.3 mm folyékony argon, $0.45/\sqrt{E}$
- gyengébb felbontás, de egyszerűbb szerkezet (LHC)
vaslapok szcintilláló szál kiolvasással (ATLAS)
 $0.46/\sqrt{E}$ felbontás, $e/h = 1.5 - 1.6$

CMS HF kaloriméter:
(RMKI-CERN)



VIZUÁLIS DETEKTOROK

BUBORÉK kamra

KÖD kamra

DIFFUZIÓS kamra

SZIKRA kamra

MAGEMULZIÓ

NYOMDETEKTOR

túlhűtött folyadék

túlhűtött gőz (adiabotikus expanzió)

hőmérséklet gradiens

kisülés

3 dimenziós pályák (ny. kiralán)

atomráis lokális roncsolása + maradás
nagy fajlagos ionizáció esetén

tipikus fénykép:



álta:
CSATÓ P.
SIKLÉR F. &
Munkatársai
CERN kísérlet

gömbületi sugár →

$$r = \frac{\rho}{eB}$$

{ energia
töltés (+, -)

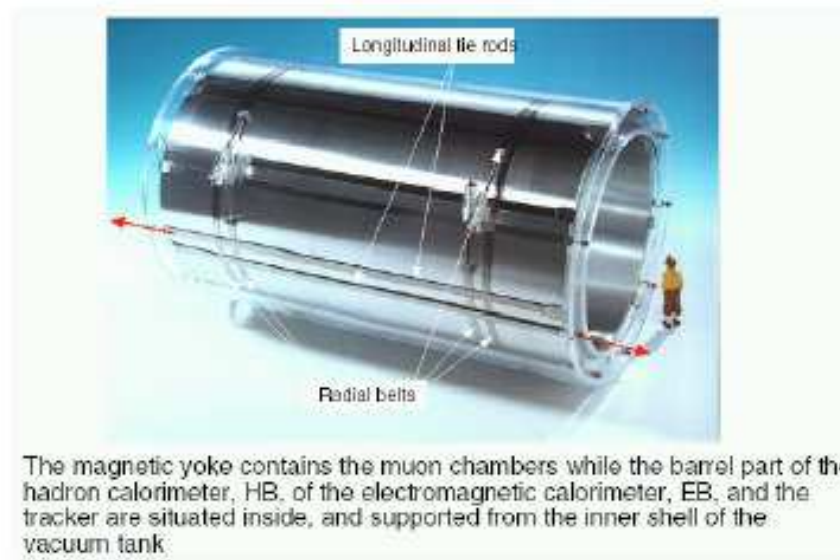
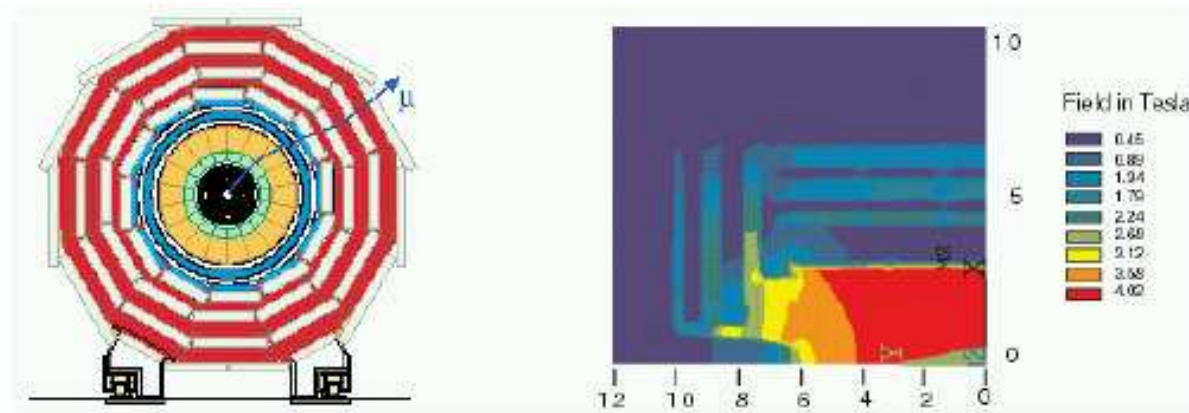
Makroszkopikus metastabil állapotot kell fenntartani (túlhűtés, túlfűtés, stb)

Ionizáló részecske hatása makroszkópikus változást okoz (buborékok, szikrák, feketedés...)

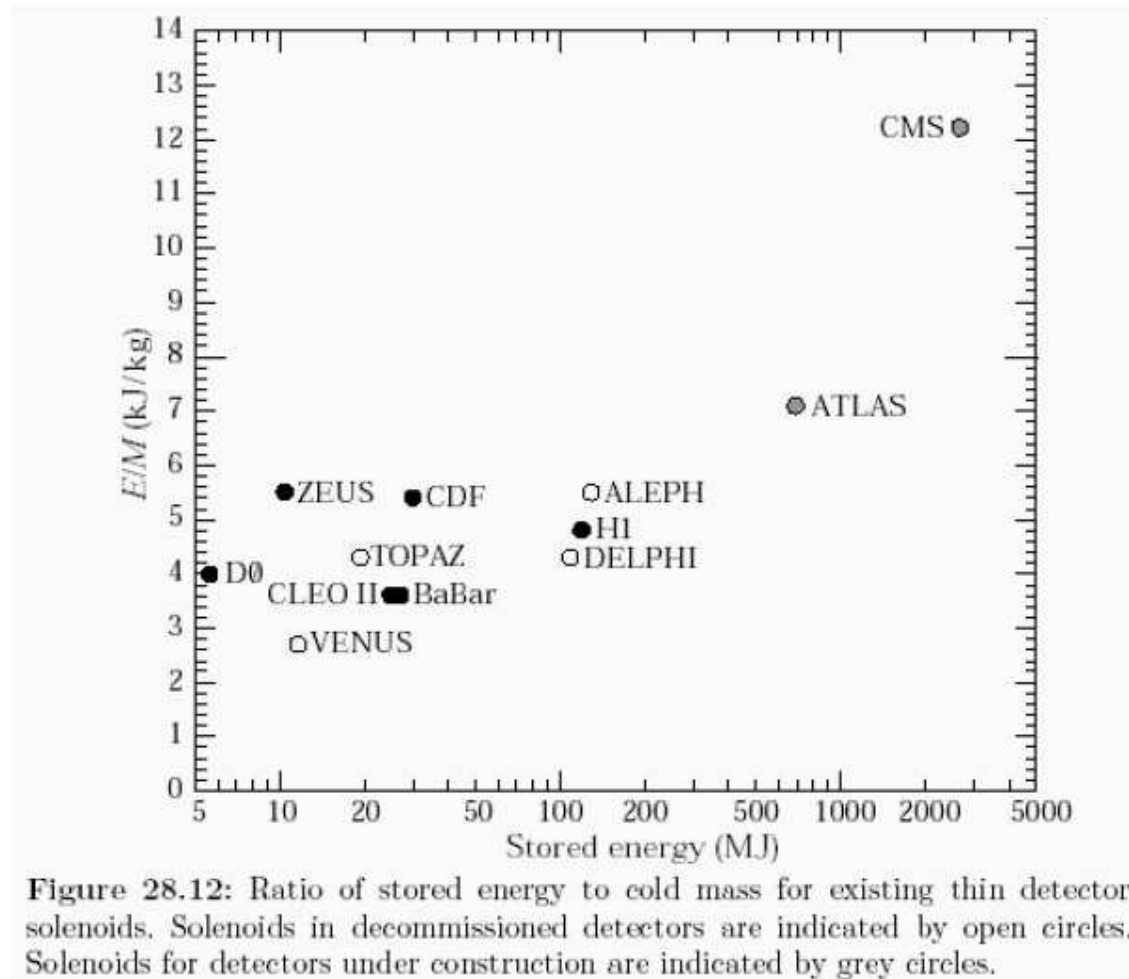
Termolumineszcens doziméter: Ionizáció hatására ideiglenesen egy metastabil energiaszintre gerjesztés. Lejönni csak fűtés hatására tud, látható fotont bocsát ki, ezt PMT-vel mérjük. PI. Pille doziméter (Mir űrállomás). (labor, Atomfiz. Tsz.)



Szupravezető mágnesek



Szupravezető mágnesek



- Tárolt energia / hideg tömeg, vastagság \leftrightarrow hőmérsékletemelkedés
- 12 kJ/kg, megengedhető hőmérséklet 100 K alatt

$$1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$$

$$1 \text{ MeV} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

$$1 \text{ kcal} = 4187 \text{ J}$$

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 100 \text{ fm}^2$$

$$1 \text{ ATE} = 931.5 \text{ MeV}$$

$$m_p c^2 = 938,2 \text{ MeV}$$

$$m_n c^2 = 939,5 \text{ MeV}$$

$$m_e c^2 = 511 \text{ keV}$$

$$(m_n - m_p - m_e) c^2 = 780 \text{ keV}$$

$$\hbar c = 197.33 \text{ MeV} \cdot \text{fermi}$$

$$hc = 1241 \text{ nm} \cdot \text{eV}$$

$$\frac{ke^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} = \alpha \quad (\text{finomszerkezeti \u00e1lland\u00f3})$$

$$ke^2 = 1,44 \text{ MeV} \cdot \text{fermi}$$

$$\tau_0 = 1,2 - 1,5 \text{ fm}$$

FEKF egy\u00fctthat\u00f3i:

$$\alpha = 15,75 \text{ MeV}; \beta = -17,8 \text{ MeV}; \gamma = -0,71 \text{ MeV};$$

$$\delta = -23,7 \text{ MeV}; \kappa = -34 \text{ MeV}$$

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{Boml\u00e1s}}{\text{sec}} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

$$N_A = 6 \cdot 10^{23} \quad (\text{Avogadro s\u00e1m})$$

$$e_{\text{elektron}} = 1,602 \text{ Cb}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \quad (\text{Boltzmann \u00e1ll.})$$

$$\mu_B = 5,78 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{T}} \quad (\text{Bohr magneton})$$

$$\mu_N = 3,15 \cdot 10^{-8} \frac{\text{eV}}{\text{T}} \quad (\text{mag magneton})$$

$$1 \text{ \u00e9V} = 3,07 \cdot 10^7 \text{ s}$$

**Fontos magfizik\u00e1ban \u00e9s
r\u00e9szecskefizik\u00e1ban haszn\u00e1lt
\u00e1lland\u00f3k**

Neutronok, neutrínók

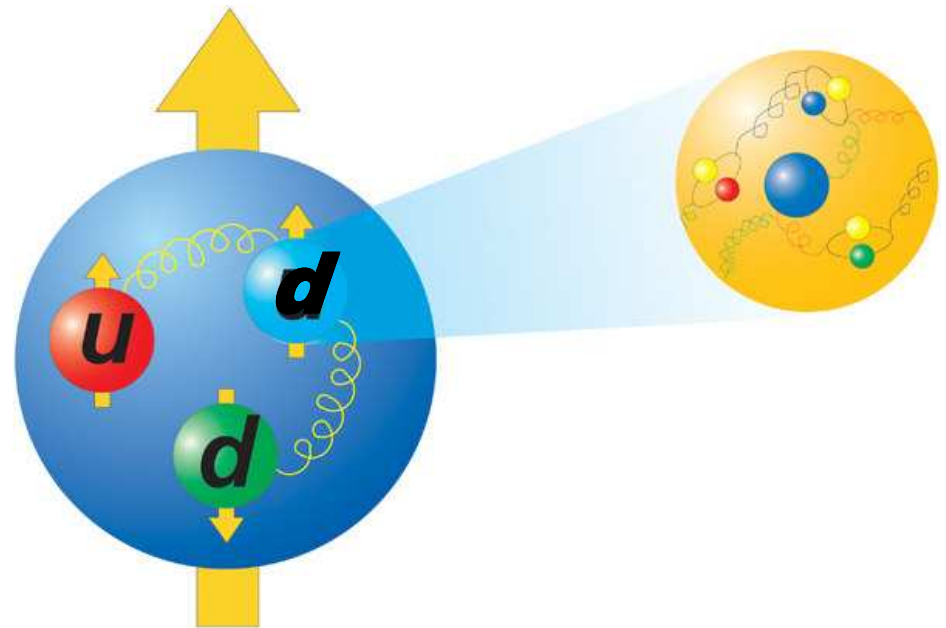
Atommag és részecskefizika

2011. Május 10.

Neutronok

- Neutron

udd, semleges, mágneses momentum



Neutron energiája

- Gyors neutron
 - ${}^3\text{H}(d,n)\alpha$
- Termikus neutron
 - $3/2 kT = 1/2 mv^2$
- Ultrahideg neutron
 - Reaktor csatorna
 - Neutron hullámhossza
 - Neutron diffrakció

Neutronforrások

- Természetes neutronforrások
 - RaBe, PuBe, Cf
- Neutrongenerátor
- Közepes energiájú gyorsító neutronforrások
 - ${}^6\text{Li}(p,n)$
- Spallációs neutronforrás
- Hasadási reaktor
- Fúziós reaktor
- Csillagok neutrontermelése

Neutrontektorok

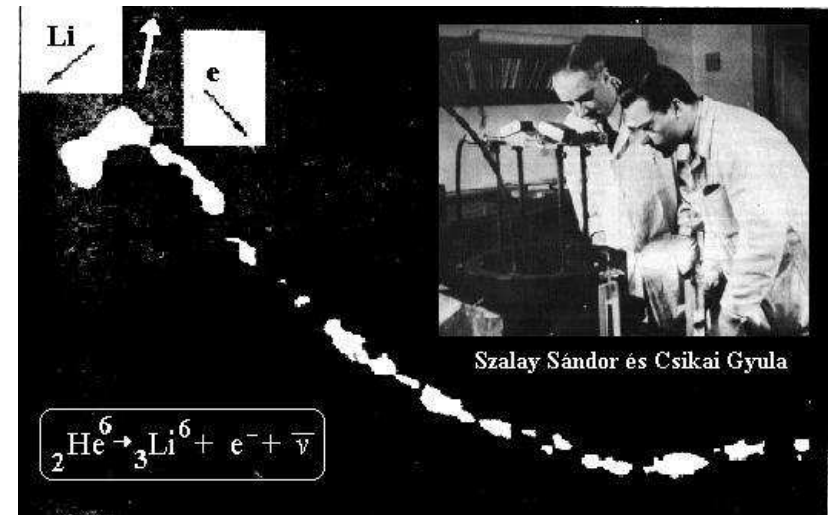
- **Magreakción alapuló detektorok**
 - BF_3 gáz, amiben a bór atommagja nagy hatáskeresztmetszettel elnyeli a neutronokat
 - hatáskeresztmetszet $1/v$ –vel arányos
 - (n,α) , (n,p) , (n,γ) reakciók
- **Visszalökődéses neutrontektor**
 - proton – neutron ütközések
 - szcintillációs detektorok, ennek anyaga sok protont tartalmaz, pl. benzol gyűrűn lógó H atom magja.

Mit kell tudni a neutrínókról?

1. A neutrínók felfedezése
2. A neutrínók reakciói
3. Klasszikus neutrínó-detektorok
4. Napneutrínók, neutrínó-fluxus
5. Napjaink neutrínó-detektorai
6. Szupernóva-neutrínók
7. Geoneutrínók
8. Neutrínóoszilláció
9. Neutrínók helicitása

A neutrínók felfedezése

- **energiamegmaradás** béta-bomlásban
(elektron sebességmérése) $E_L + E_e < Q = (m_A - m_L - m_e)c^2$
- **perdületmegmaradás** béta-bomlásban (magspin)
- Wolfgang Pauli
neutrínóhipotézis
- **lendületmegmaradás**
(Szalay-Csikai kísérlet)



Leptonszám kvantumszám

- kísérleti tapasztalatok megfogalmazása
- leptonszám-megmaradás:
antineutrínó *nem azonos* a neutrínóval,
más a hatáskeresztmetszetük pl. (2 fólia múlva látjuk)
→ leptonszámuk más: -1, +1

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$$

$$0 = 0 + 1 - 1$$

- elektronikus leptonszám-megmaradás

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$$

A neutrínók reakciói

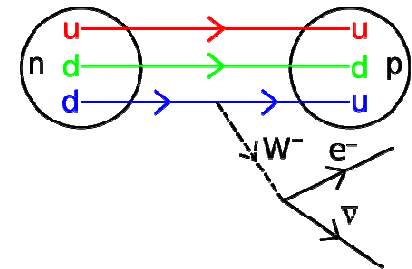
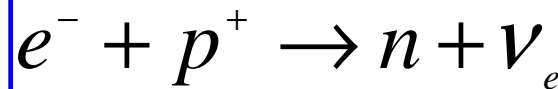
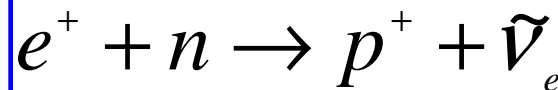
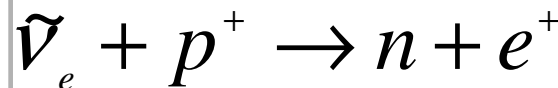
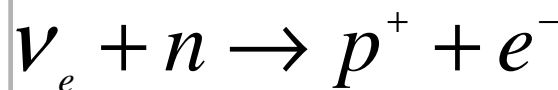
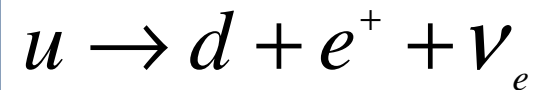
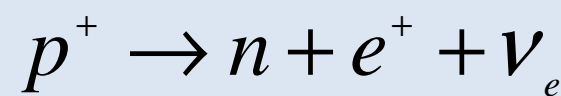
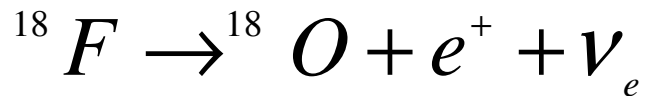
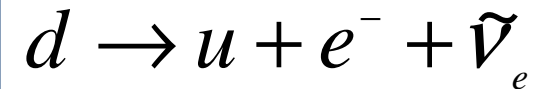
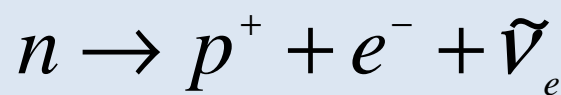
Béta-bomlások – gyenge kölcsönhatás:

lendületáram átadása
W⁺, W⁻, Z⁰ -nak

atommag

nukleon

kvark



Klasszikus neutrínódetektorok 1.

Reines—Cowan-kísérlet



pozitron annihiláció

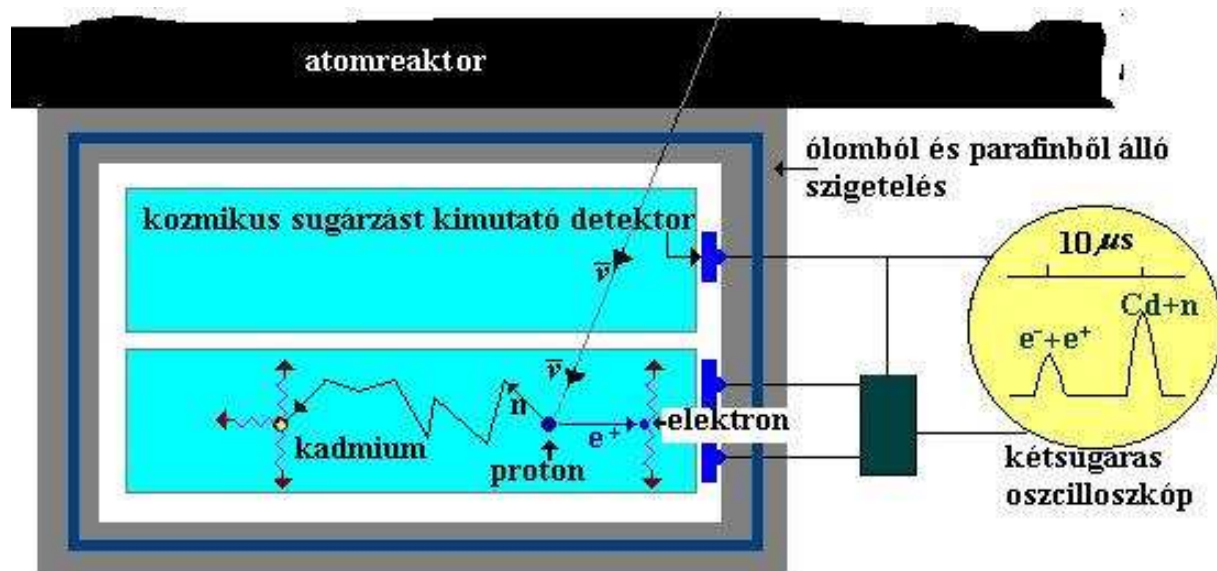
koincidencia események

neutronbefogás

neutron lassulás

kaszád gamma-kibocsátás

kozmikus események kizárása

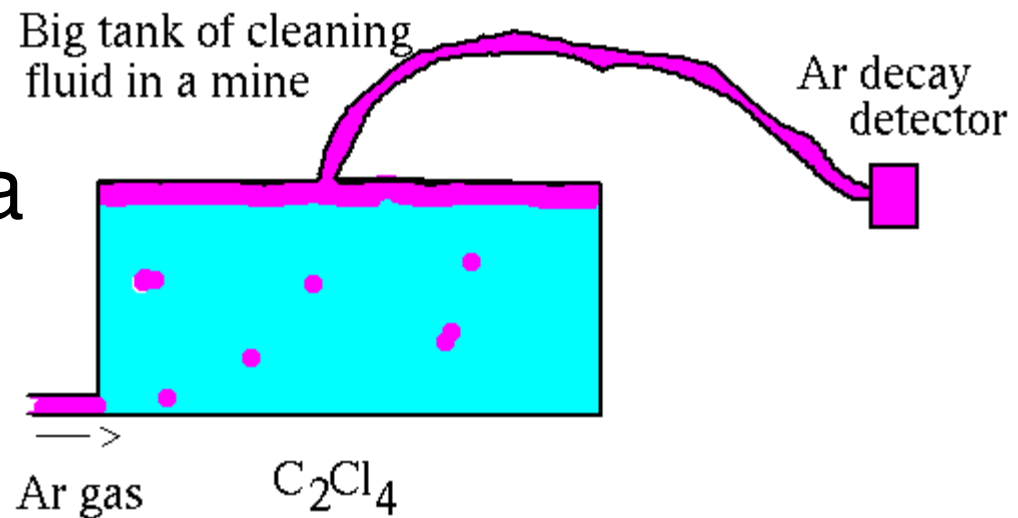
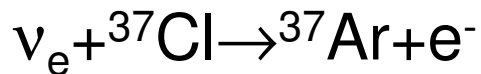


képek: <http://www.ibela.sulinet.hu/atomfizika>

$$\text{hatáskeresztszmetzet } \sigma: N_{\text{reakció}} = \sigma j N c t \quad \sigma = 0,18 \text{ ab} = 0,18 \times 10^{-46} \text{ m}^2$$

Klasszikus neutrínódetektorok 2.

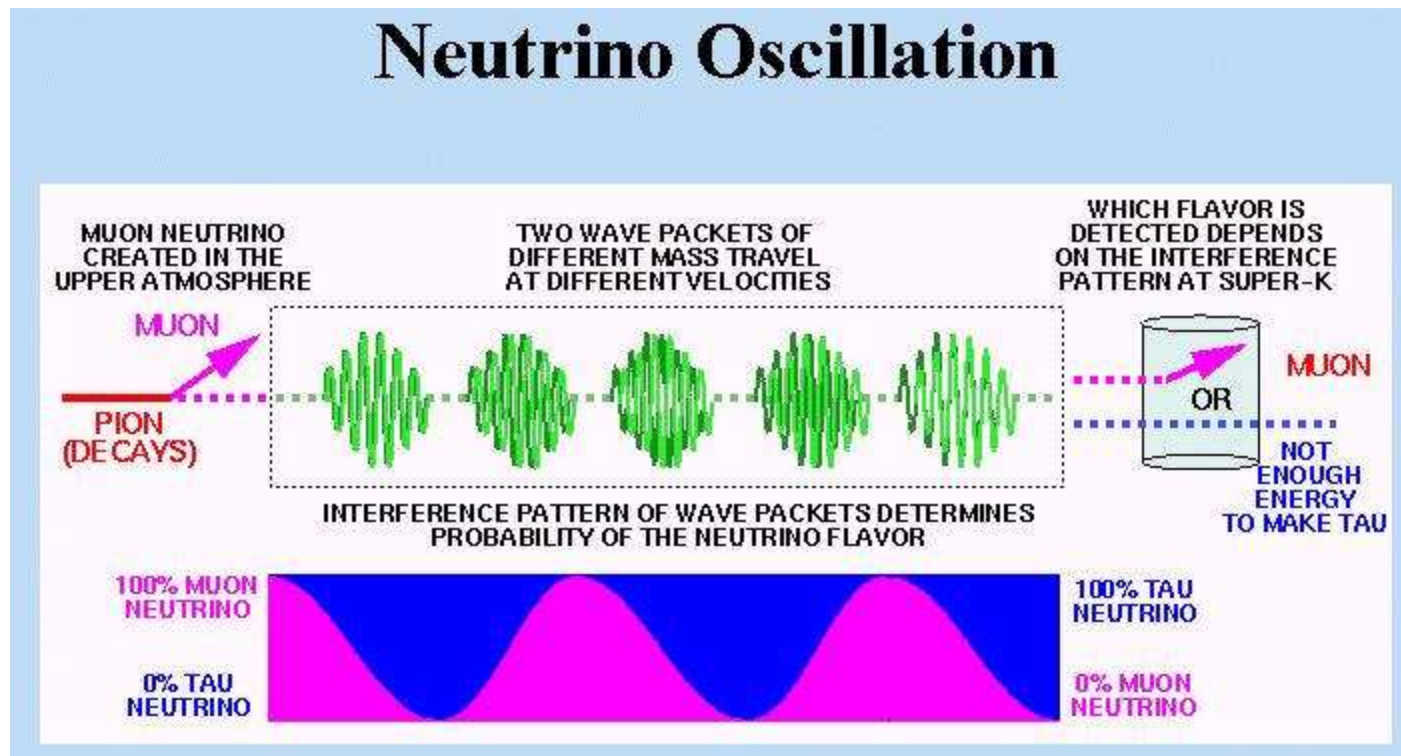
Davis 1957
Homestake bánya



A keletkezett ${}^{37}\text{Ar}$ gázt kiburékoltatással össze lehet gyűjteni
 ${}^{37}\text{Ar}$ maga is radioaktív, felezési ideje elég nagy
ionizációs kamrában mérhető a mennyisége
minimális neutrínó-energia kb. 900 keV

Neutrínóoszilláció

- Béta-bomlás H sajátállapota \leftrightarrow szabad mozgás



Részecskegyorsítók.
Dozimetria.
Mai nagy kérdések.

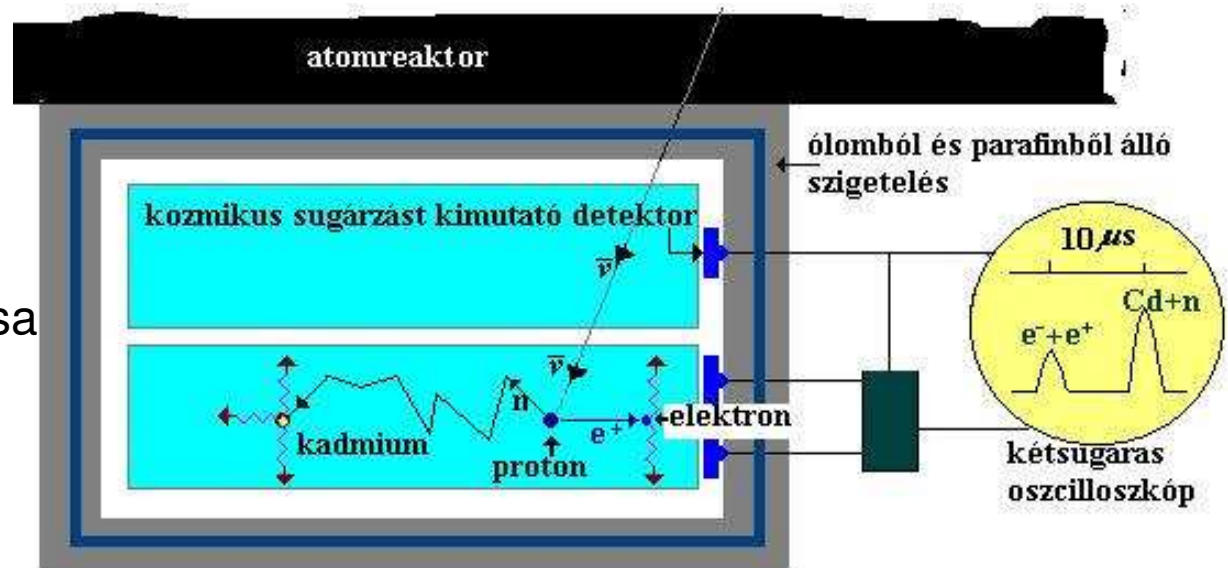
Atommag és részecskefizika
11. előadás, 2011. május 17.

Klasszikus neutrínódetektorok 1.

Reines—Cowan-kísérlet



pozitron annihiláció
koincidencia események
neutronbefogás
neutron lassulás
kaszád gamma-kibocsátás
 kozmikus események kizárása



képek: <http://www.ibela.sulinet.hu/atomfizika>

hatáskeresztmetszet σ : $N_{reakció} = \sigma j N_c t$ $\sigma = 0,18 \text{ ab} = 0,18 \times 10^{-46} \text{ m}^2$

Cd neutronbefogás: $n + {}^{117}\text{Cd} \rightarrow {}^{118}\text{Cd}^*$ ezután 3 foton gyors egymásutánban

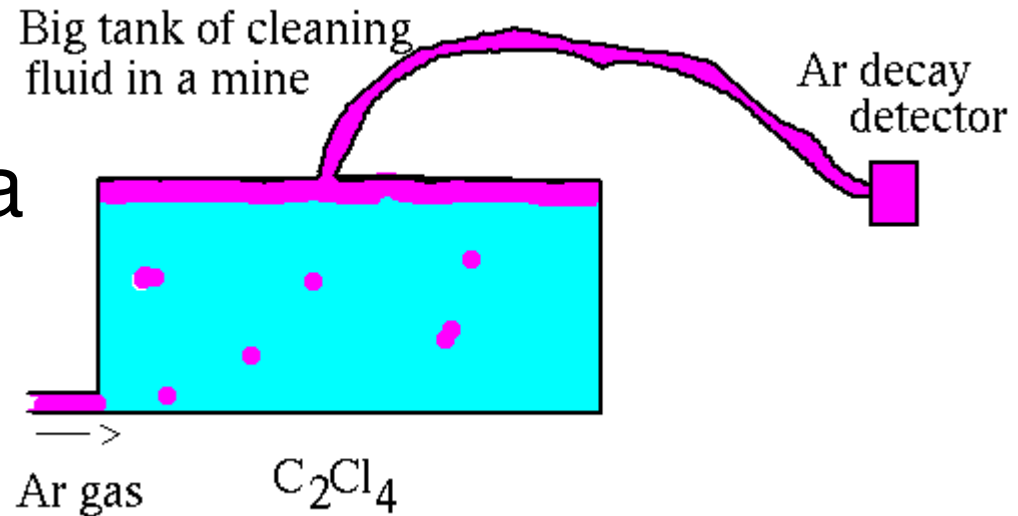
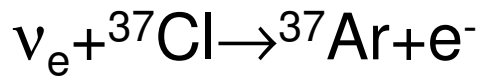
„Esemény”: 2 foton az annihilációból és 10 μs múlva további fotonok (a n termalizálódik)

Késleltetett dupla coincidencia esemény

Naponta kb. 36 ilyen esemény. Háttér elhanyagolható.

Klasszikus neutrínódetektorok 2.

Davis 1957
Homestake bánya



1500 m mélyen, 400 m³ perklór-etilén

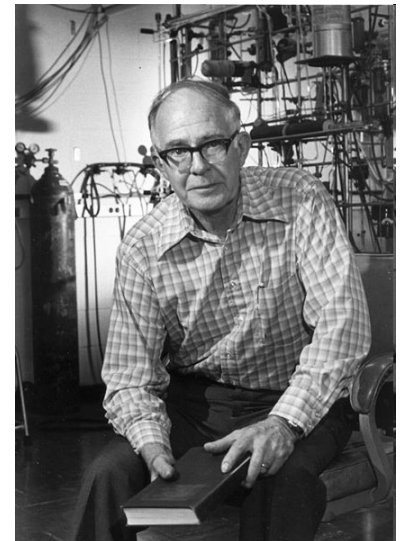
A keletkezett ³⁷Ar gázt kibuborékolatással össze lehet gyűjteni

³⁷Ar maga is radioaktív, felezési ideje elég nagy

ionizációs kamrában mérhető a mennyisége

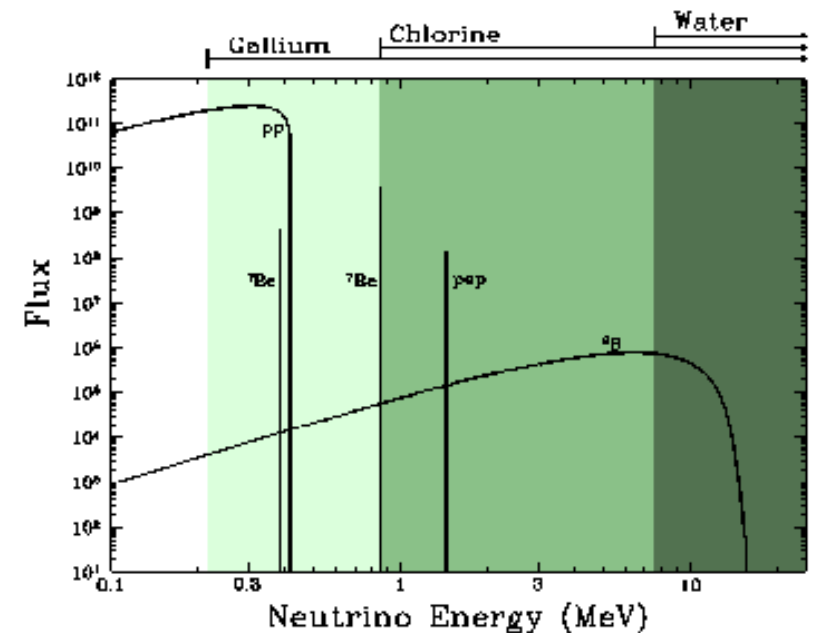
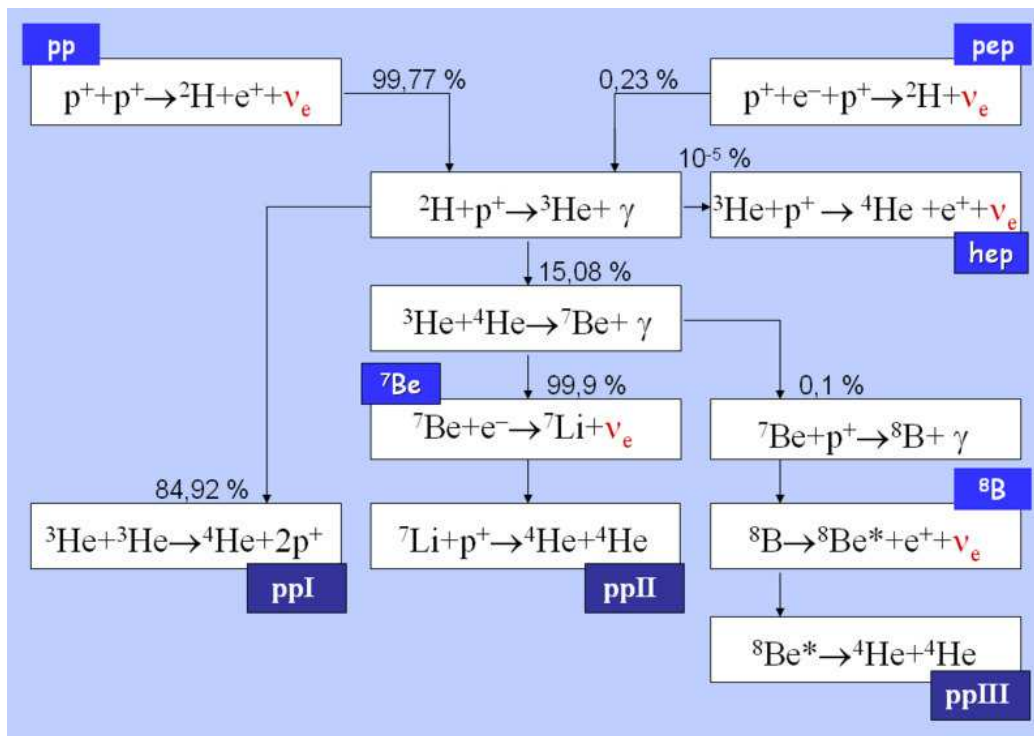
minimális neutrínó-energia kb. 900 keV

Nobel-díj 2002



Napneutrínók

- Napneutrínó fluxusa Napmodellekből
 \leftrightarrow detektált neutrínók Homestake bányában



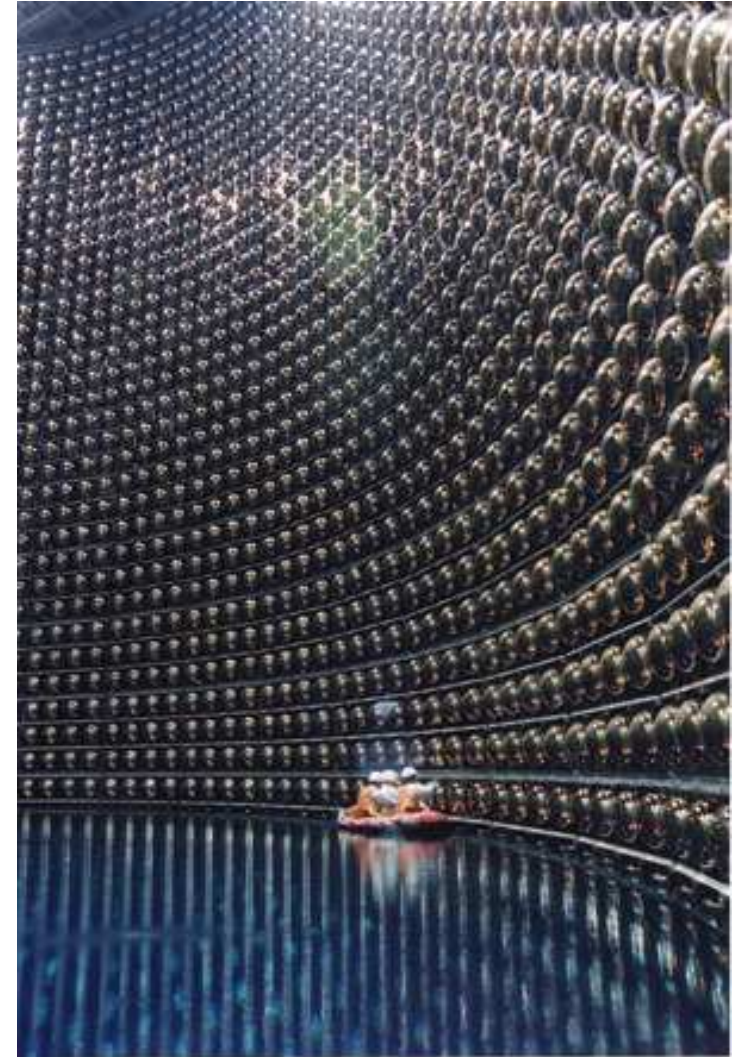
Napjaink neutrínó-detektorai

Kamiokande, Kamland, Sudbury, Borexino,
Antares, Bajkál-tó (bányák, víz alatti helyek)

neutrínó – elektron szórás + Cserenkov sugárzás

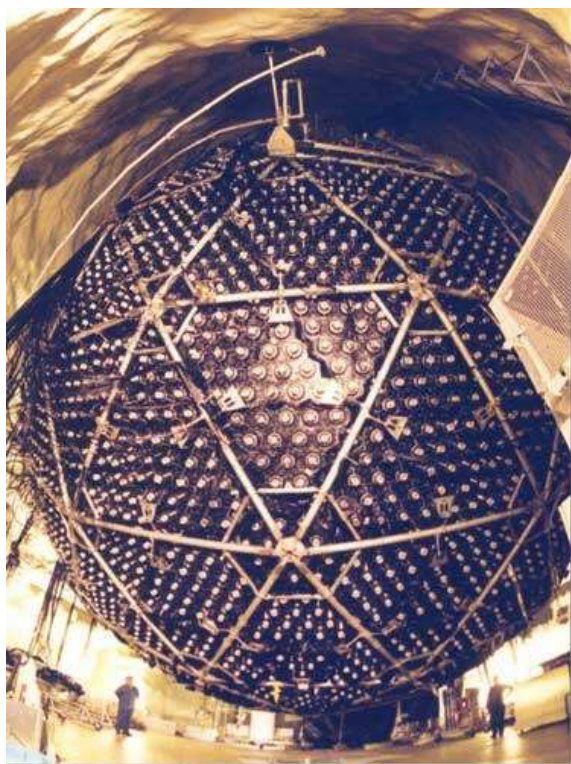
Neutrínó: deutron disszociáció, neutronbefogás

Neutrínó+neutron \rightarrow proton+elektron

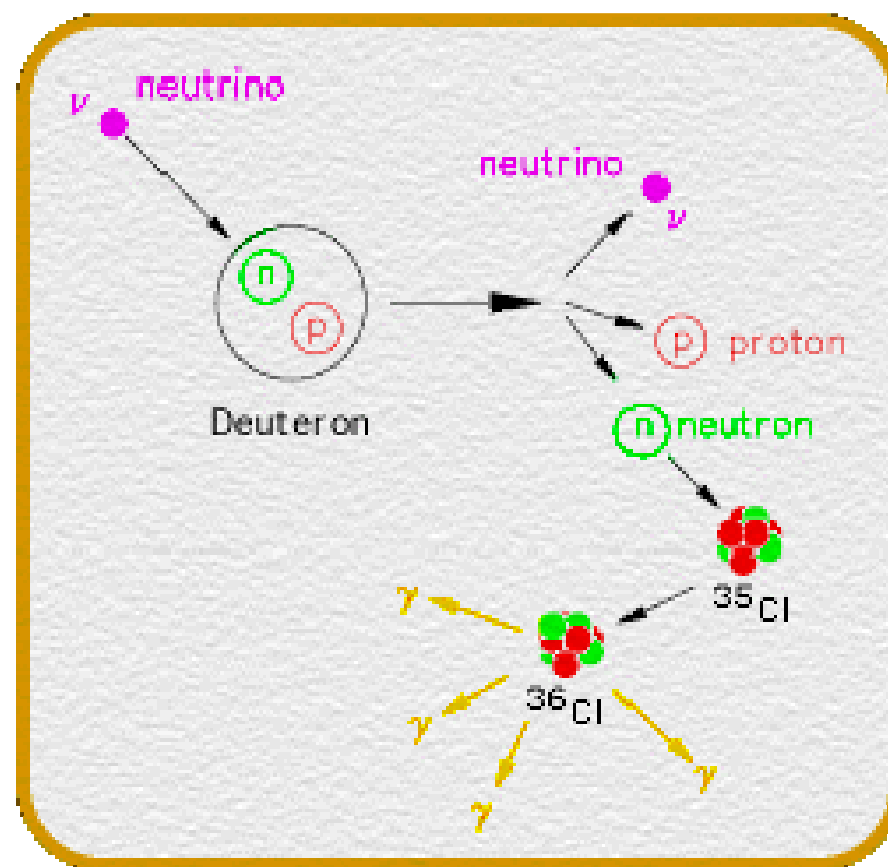


SNO – Sudbury Neutrino Observatory

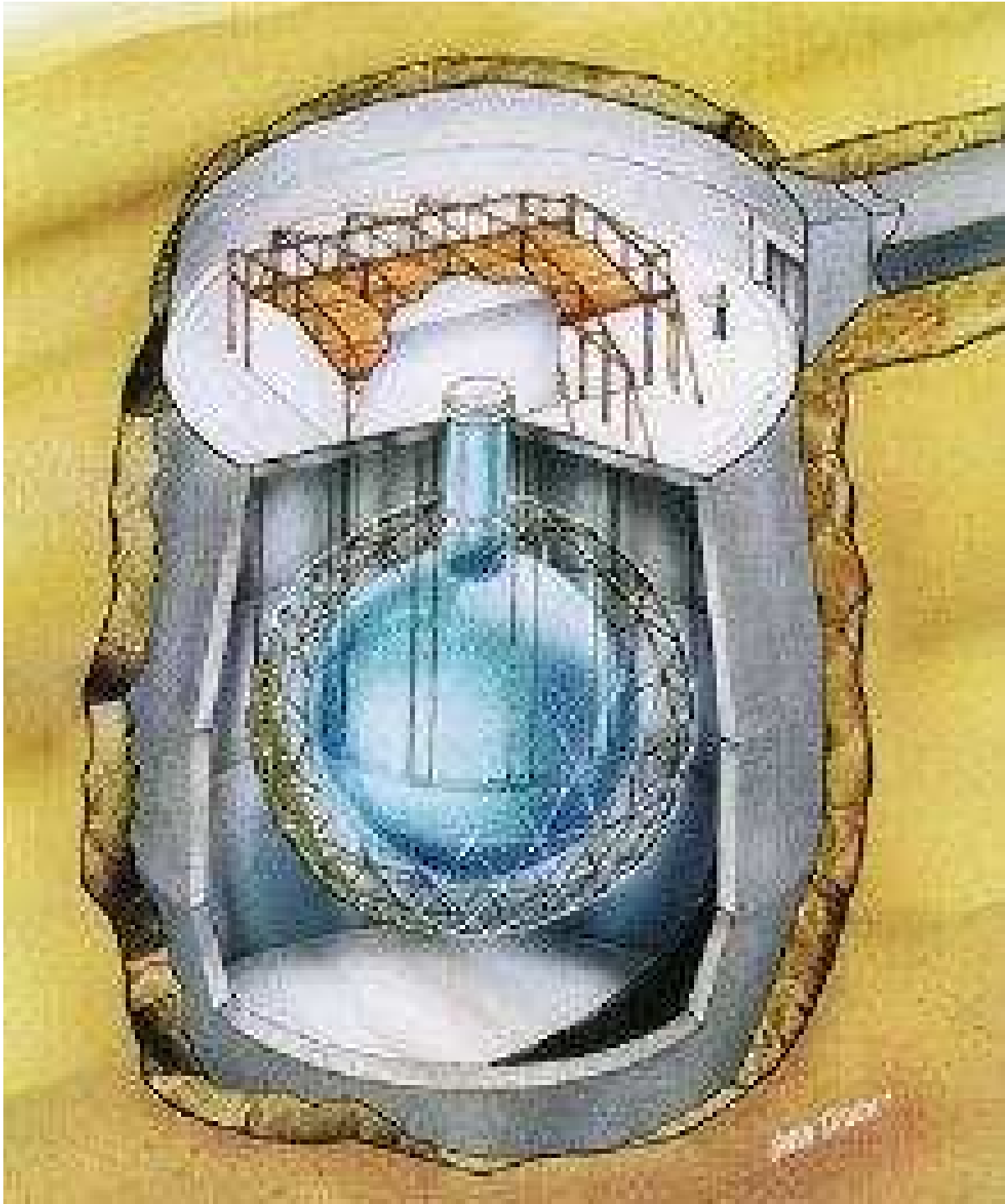
semleges áram Z^0



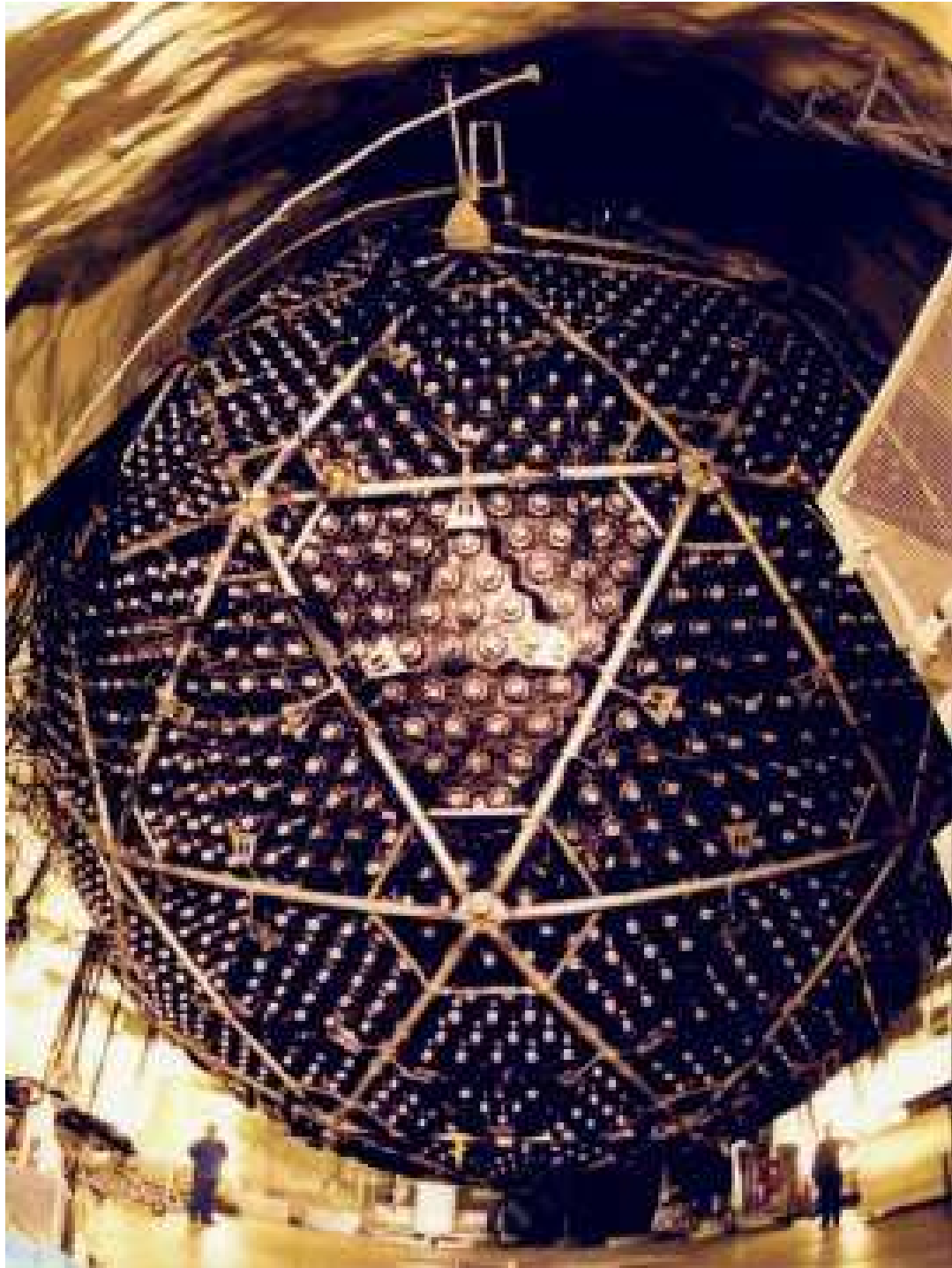
Minhárom neutrínó képes rá

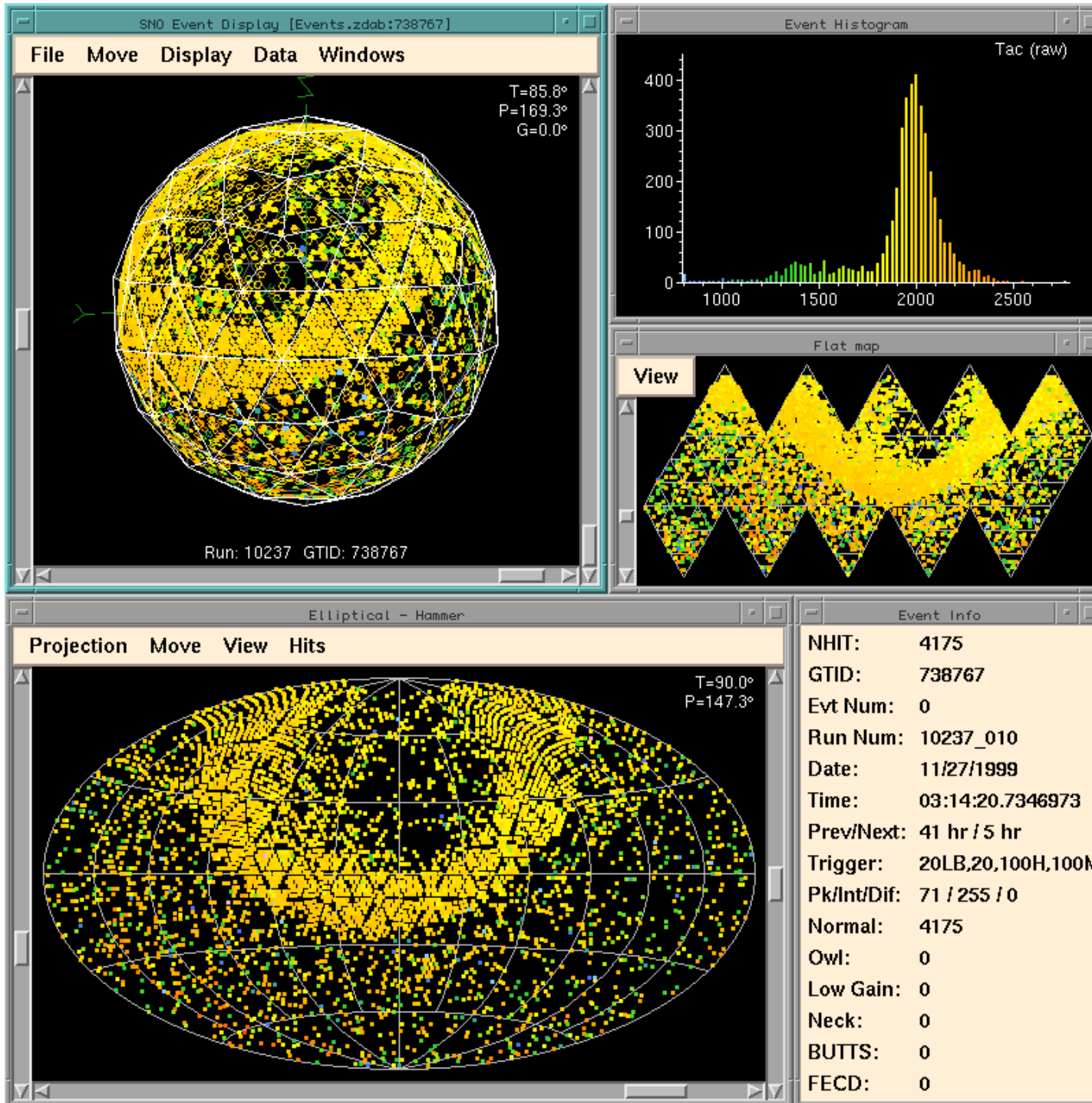


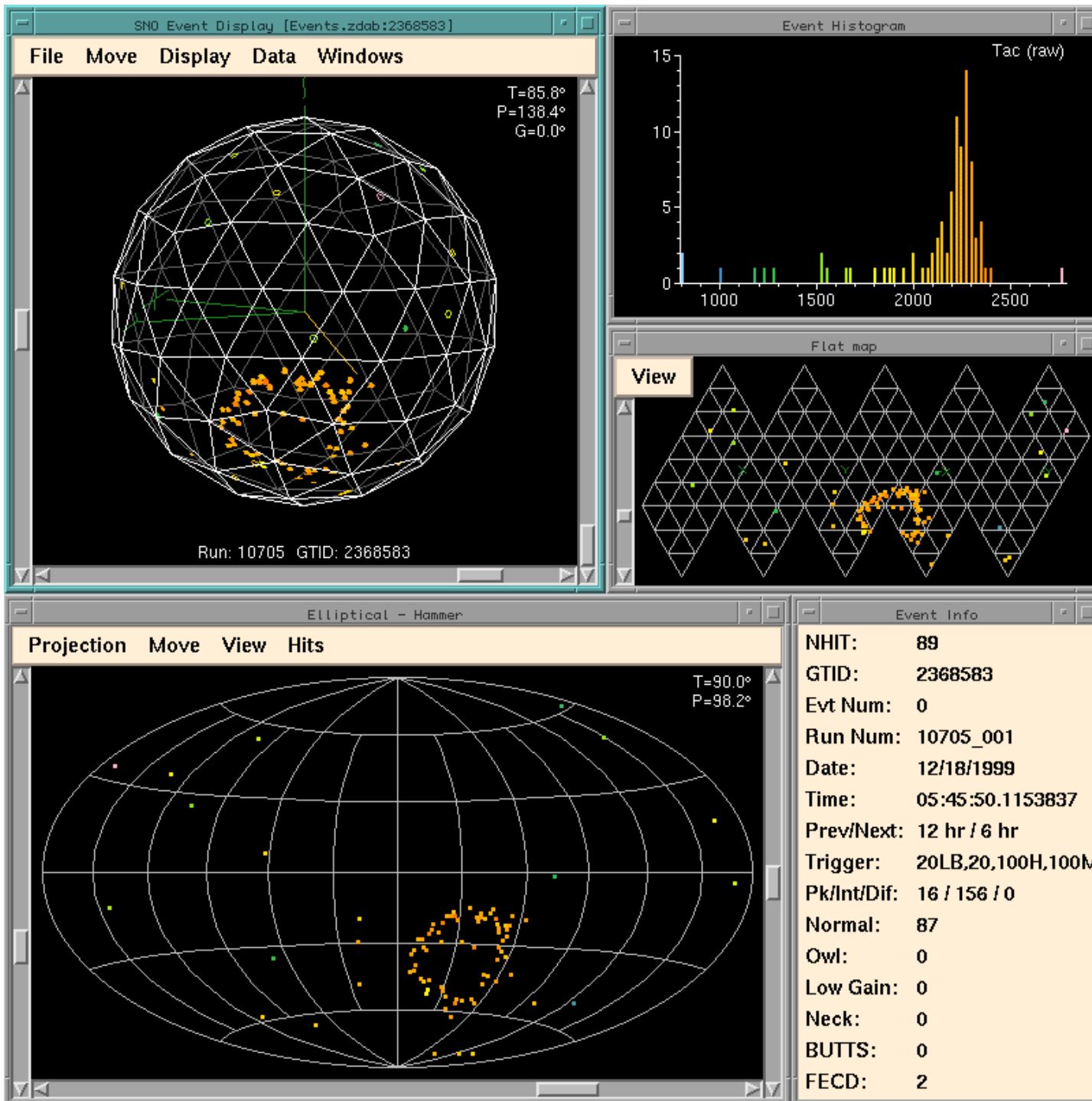
Megvan minden Nap-neutrínó, de csak 1/3-uk elektron-neutrínó!



Sudbury Neutrino Observatory





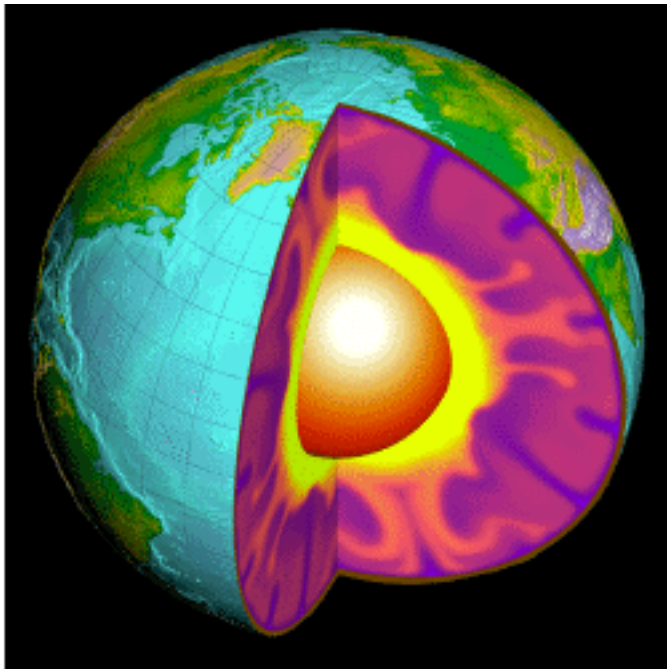


Geo-neutrínók

Mi a forrása a föld belsejét melegítő hőnek?

Földben levő β^- -bomló anyagokból (Th, U)

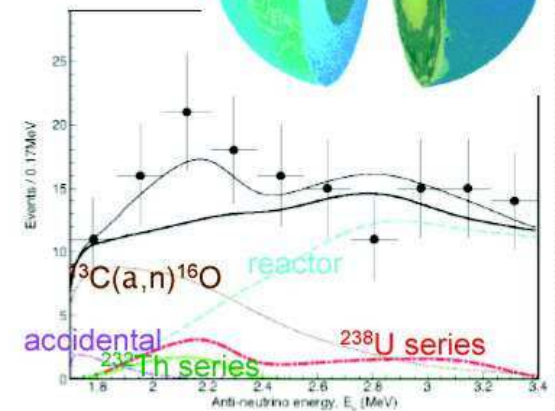
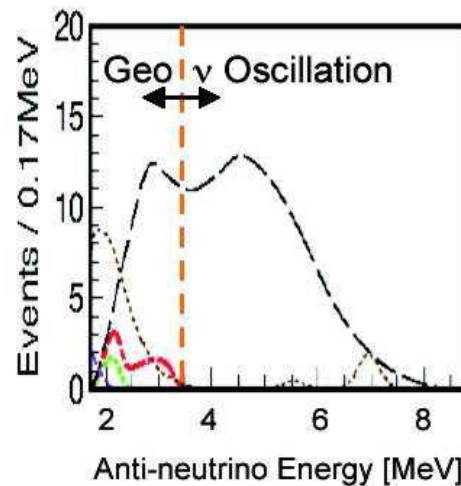
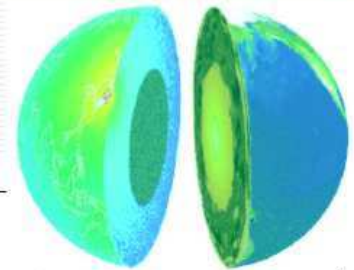
Ugyanakkor, nincs atomreaktor (láncreakció) a Föld belsejében.



Geo-physics with ν 's at KamLAND

Haruo Ikeda

- Exploring the Earth's interior with ν 's
 - the Earth's heat flow
 - $\bar{\nu}$ & energy from radio active decays

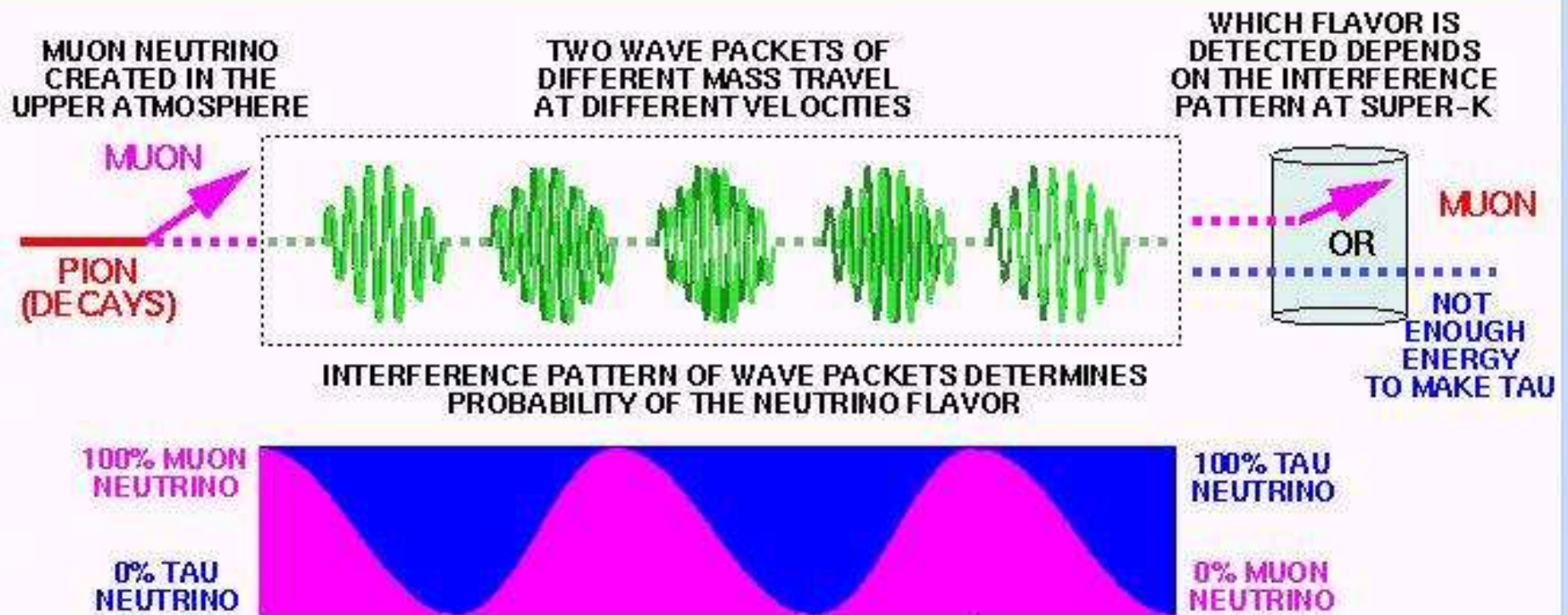


5 ~ 54 geo- ν events at 90% CL

Neutrínó-oszcilláció

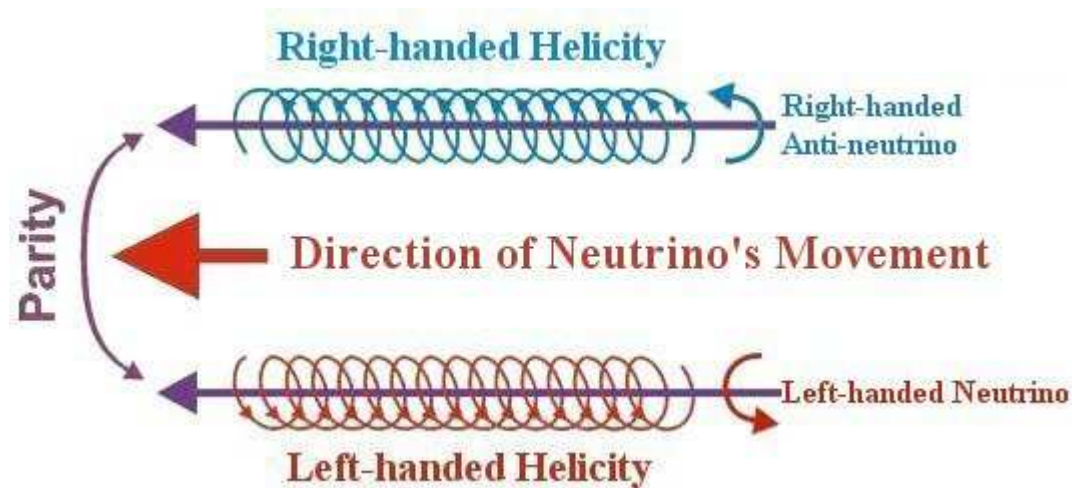
- Béta-bomlás H sajátállapota \leftrightarrow szabad mozgás

Neutrino Oscillation

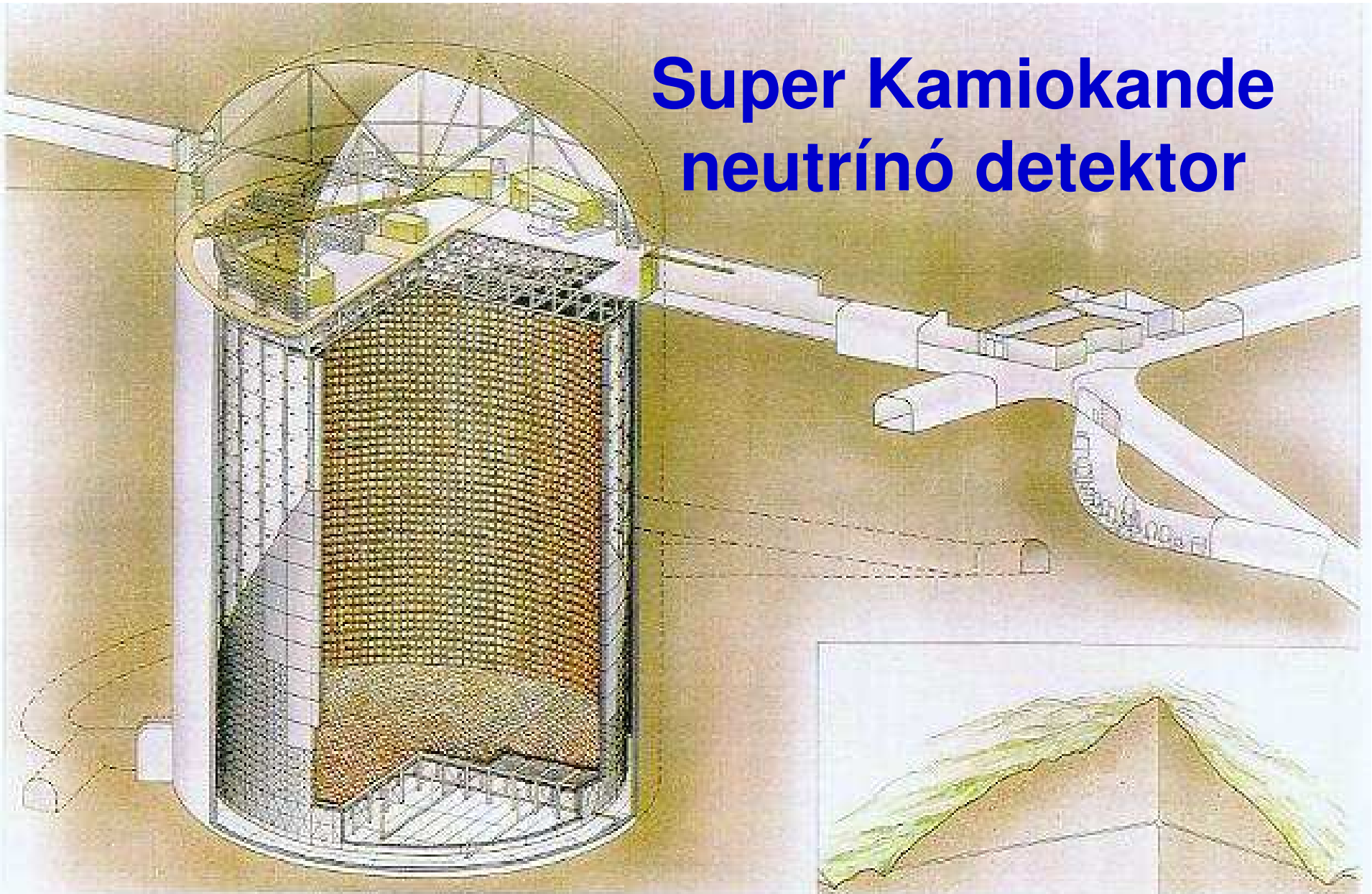


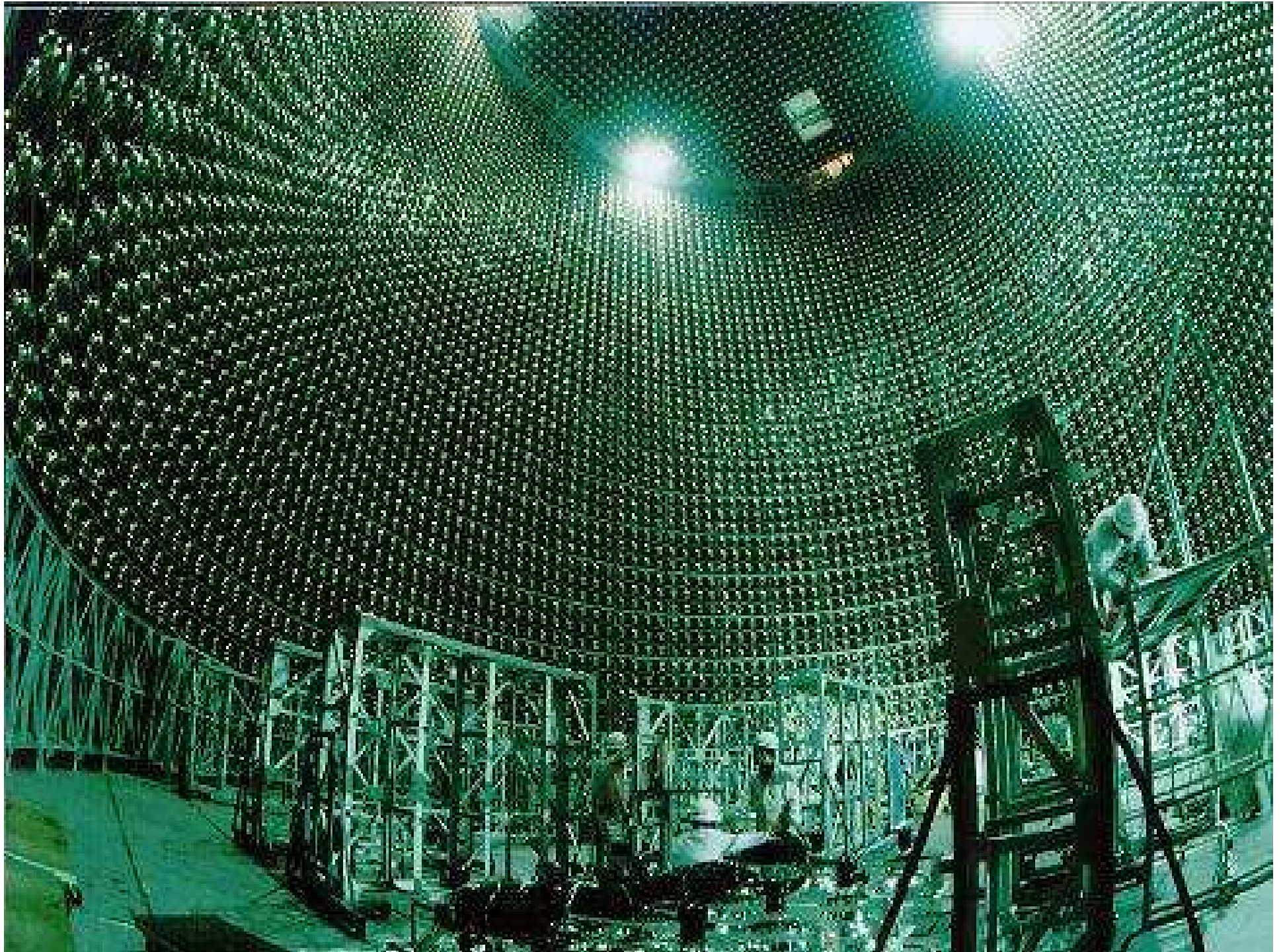
Balkezes neutrínók

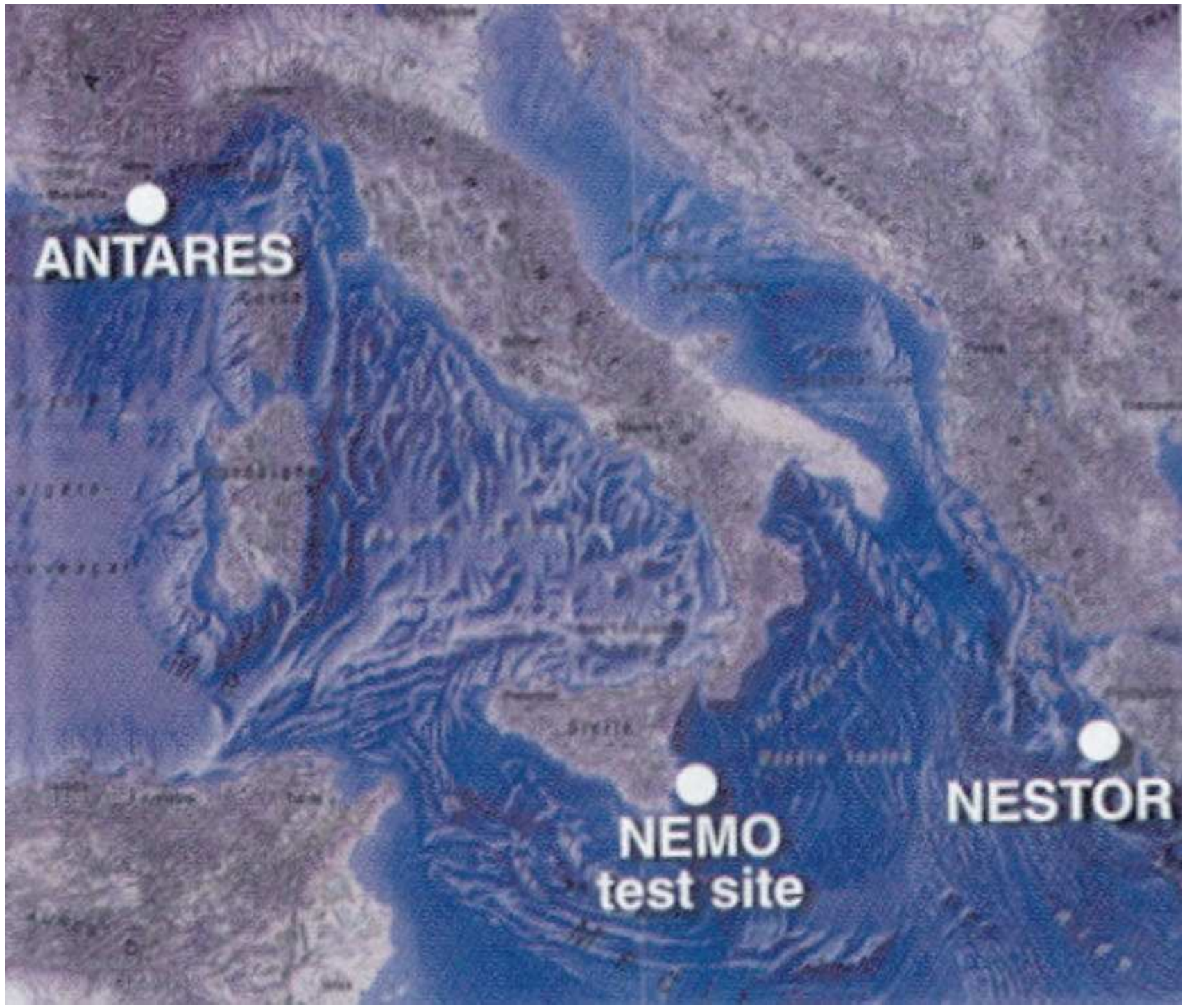
Wu-kísérlet, paritás nem marad meg:
nincsenek jobbkezes neutrínók



Super Kamiokande neutrínó detektor





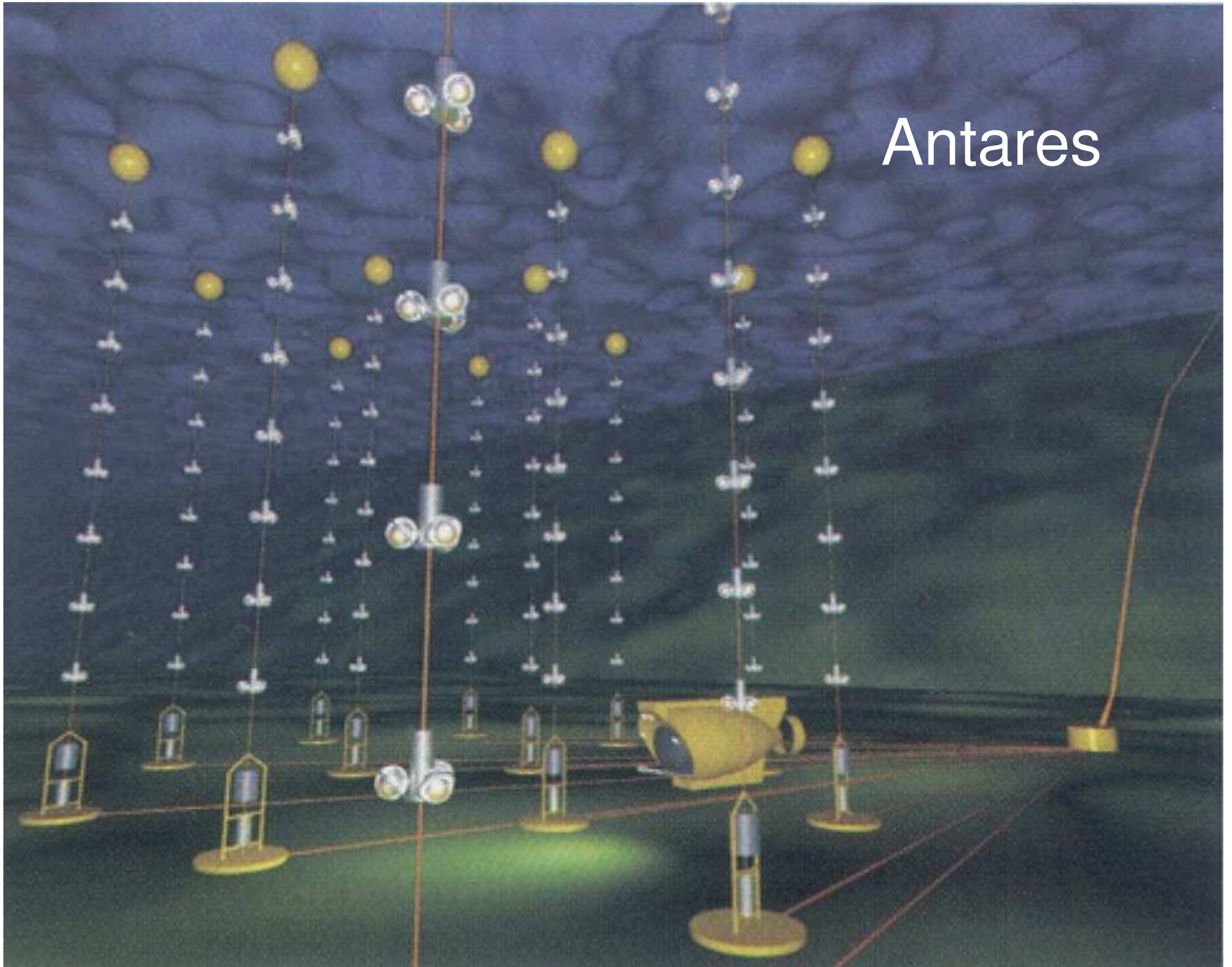


ANTARES

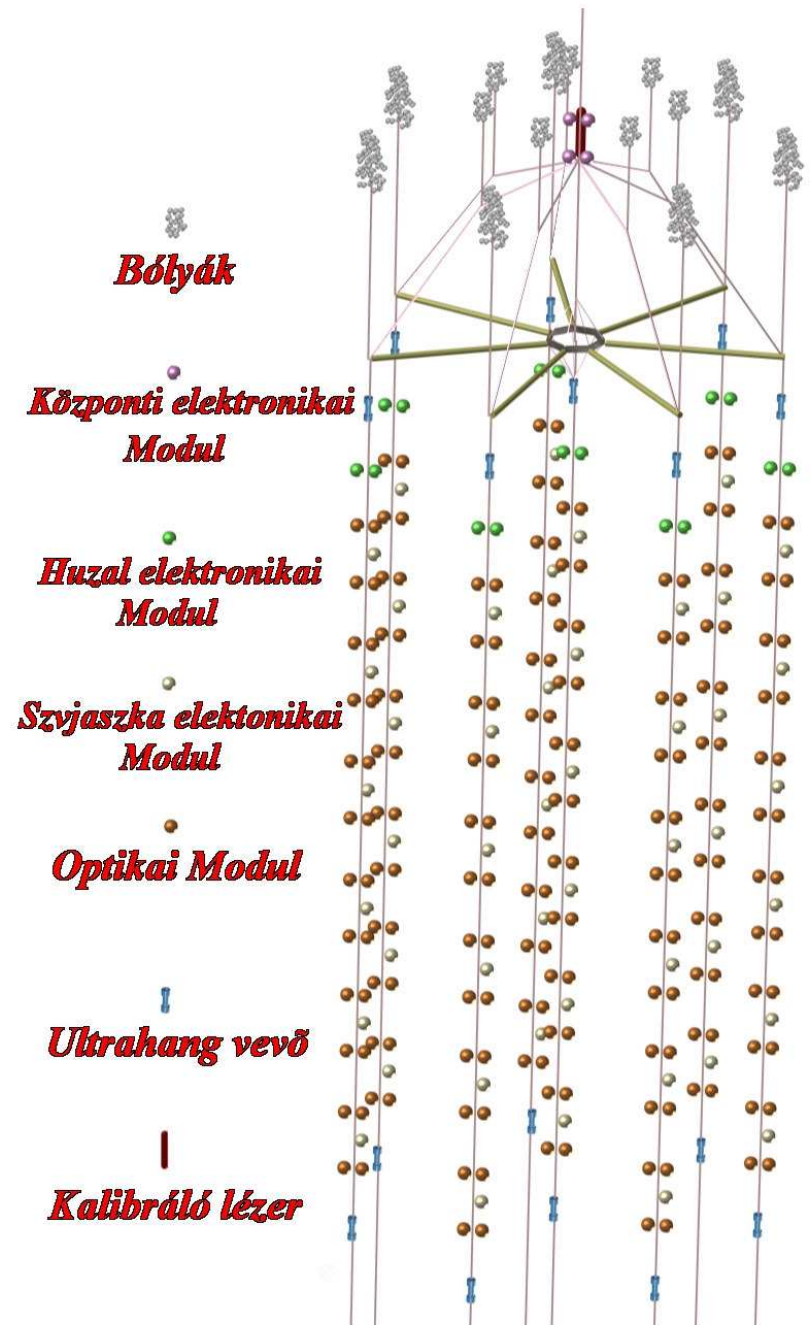
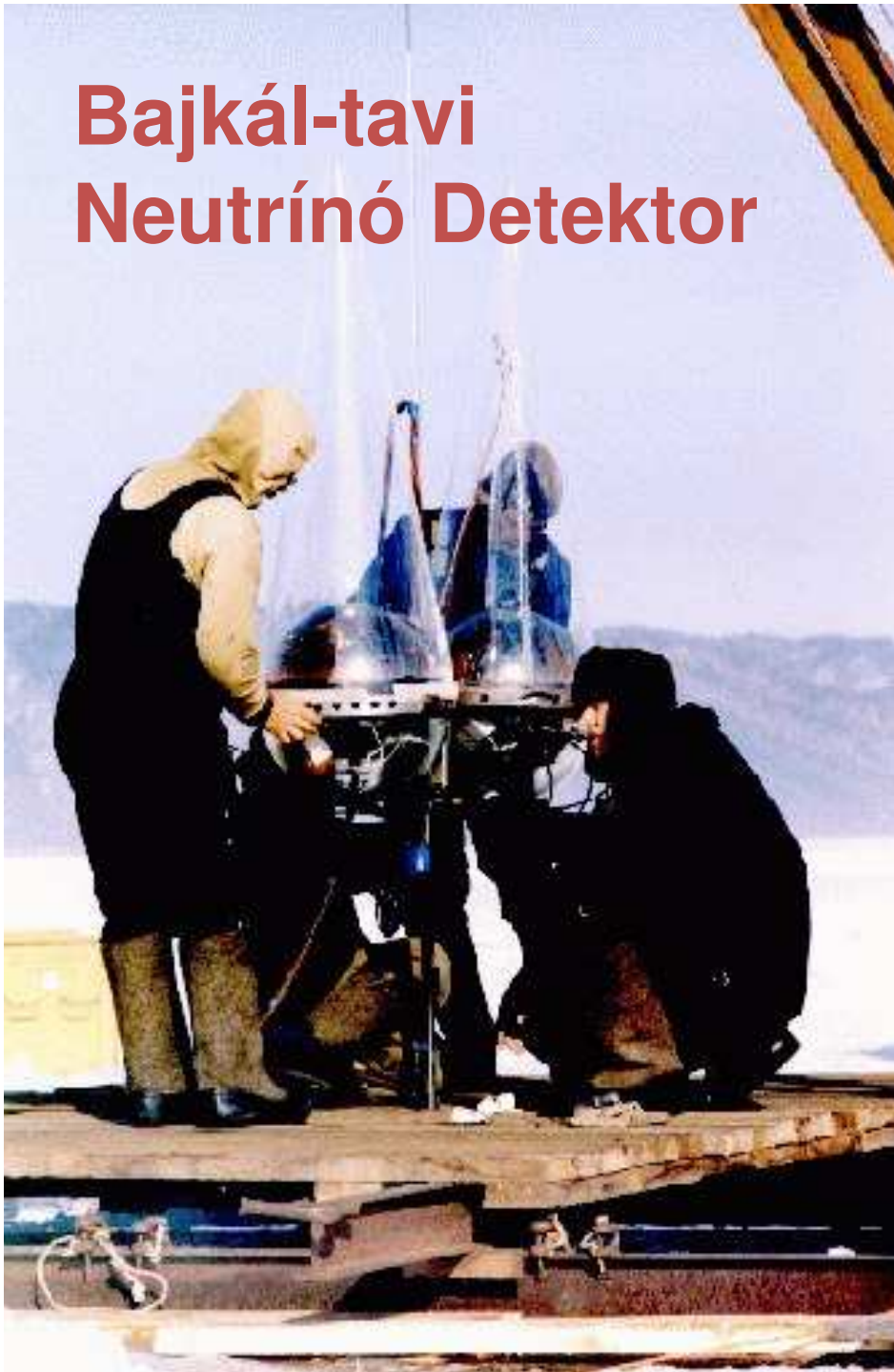
**NEMO
test site**

NESTOR

Antares



Bajkál-tavi Neutrínó Detektor



Részecskegyorsítók

Gyorsítófizika:

Nagyteljesítményű rádiófrekvenciás hullámok
hidegfizika, folyékony He
szupravezetés
mágnes tervezés és gyártás
vákuumtechnika

Részecskenyalábok fizikája:

egyrészecske-dinamika
kollektív effektusok
két nyaláb kölcsönhatása

Klasszikus mechanika, kvantummechanika, nemlineáris
dinamika, relativitáselmélet, elektrodinamika, számítástechnika

Óriási téma:

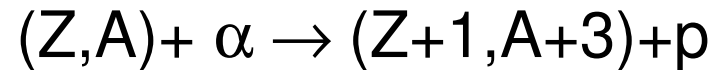
- Részecskegyorsítás
- Tárológyűrűk, részecskepályák
- Pályastabilitás (hosszú távon)
- Szinkrotronsugárzás
- Kollektív effektusok
- Modern gyorsítók: LEP, RHIC, LHC, ...

Történelem

Első gyorsító: 1932

Előtte: csak természetes α források, pl. rádium

Az egyetlen ismert magreakció:



Minden gyorsító elve:

elektromos térrel való gyorsítás (töltött részecskék!)

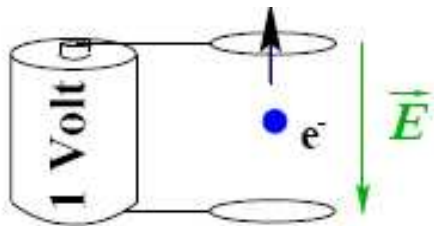
Nagyon változatos kivitelezés

Gyorsítás elektromágneses térrel

Lorentz-erő:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = Q * \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right)$$

Csak az elektromos tér gyorsít, a mágneses nem!



$$1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

keV, MeV, GeV, TeV

Teljes részecske-energia:

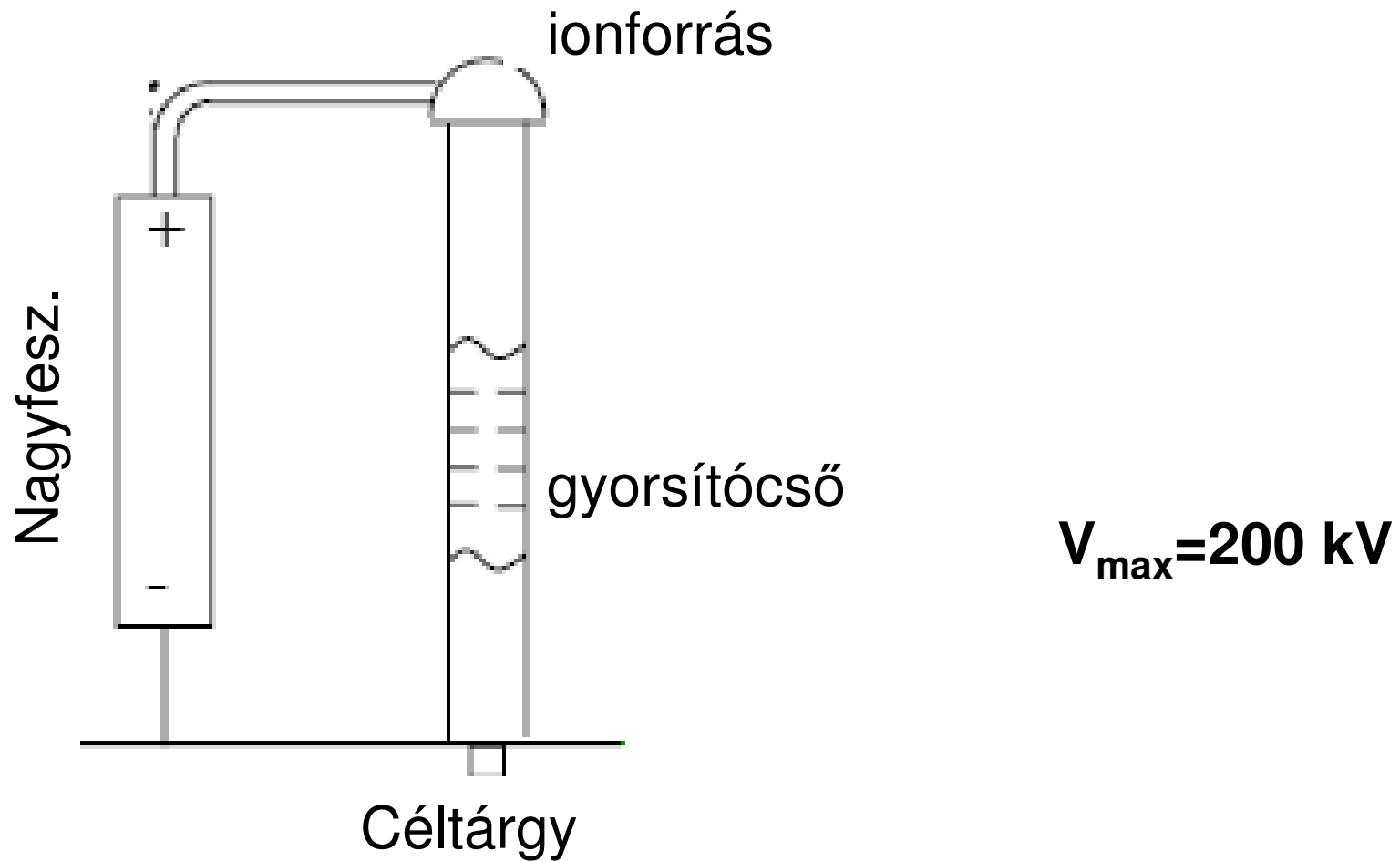
$E = \gamma mc^2$ ahol:

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}; \quad \beta = v/c$$

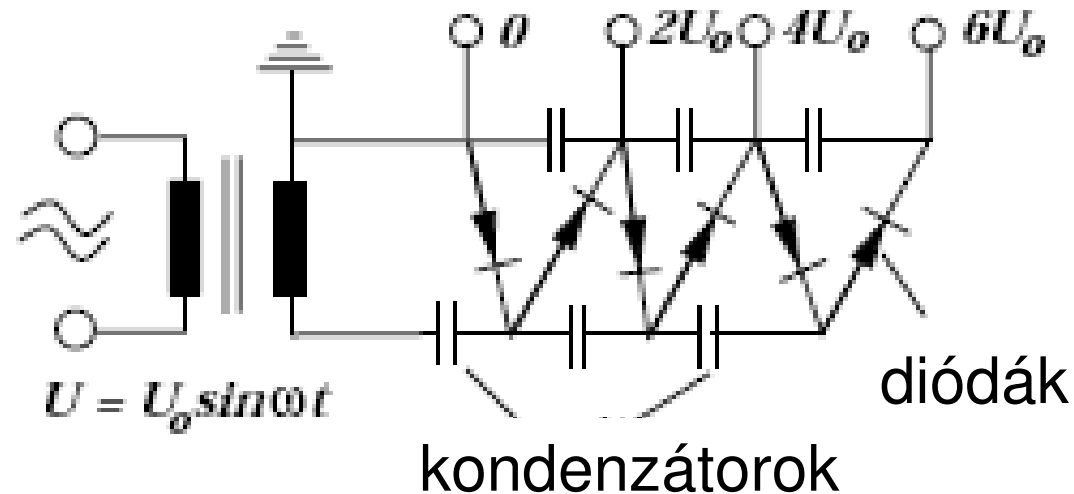
Álló elektron: $E = 0.511$ MeV

Álló proton: $E = 0.938$ GeV

Ionforrás nagyfeszültséggel

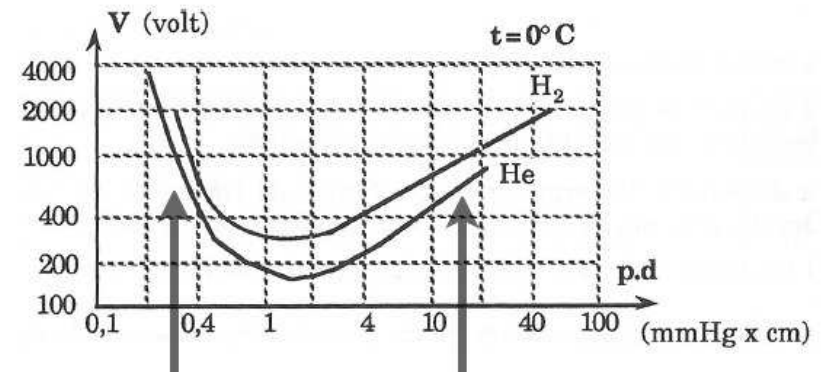
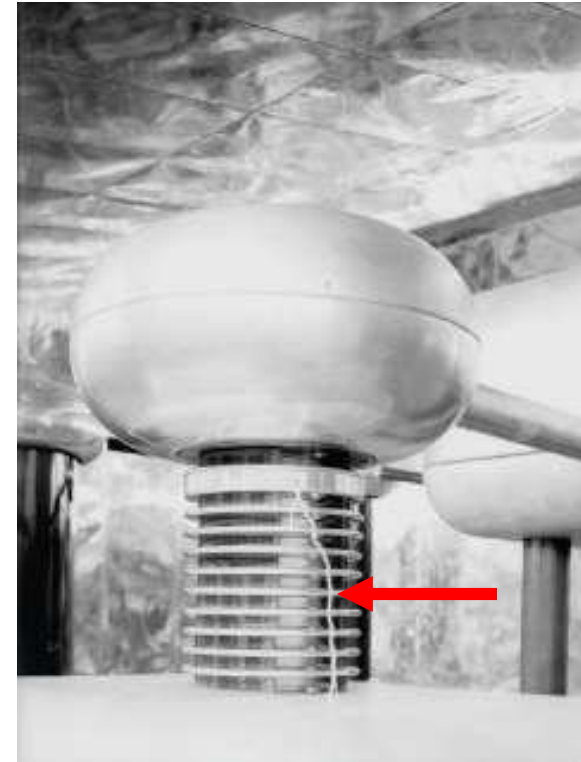


Kaskád-feszültséggenerátor



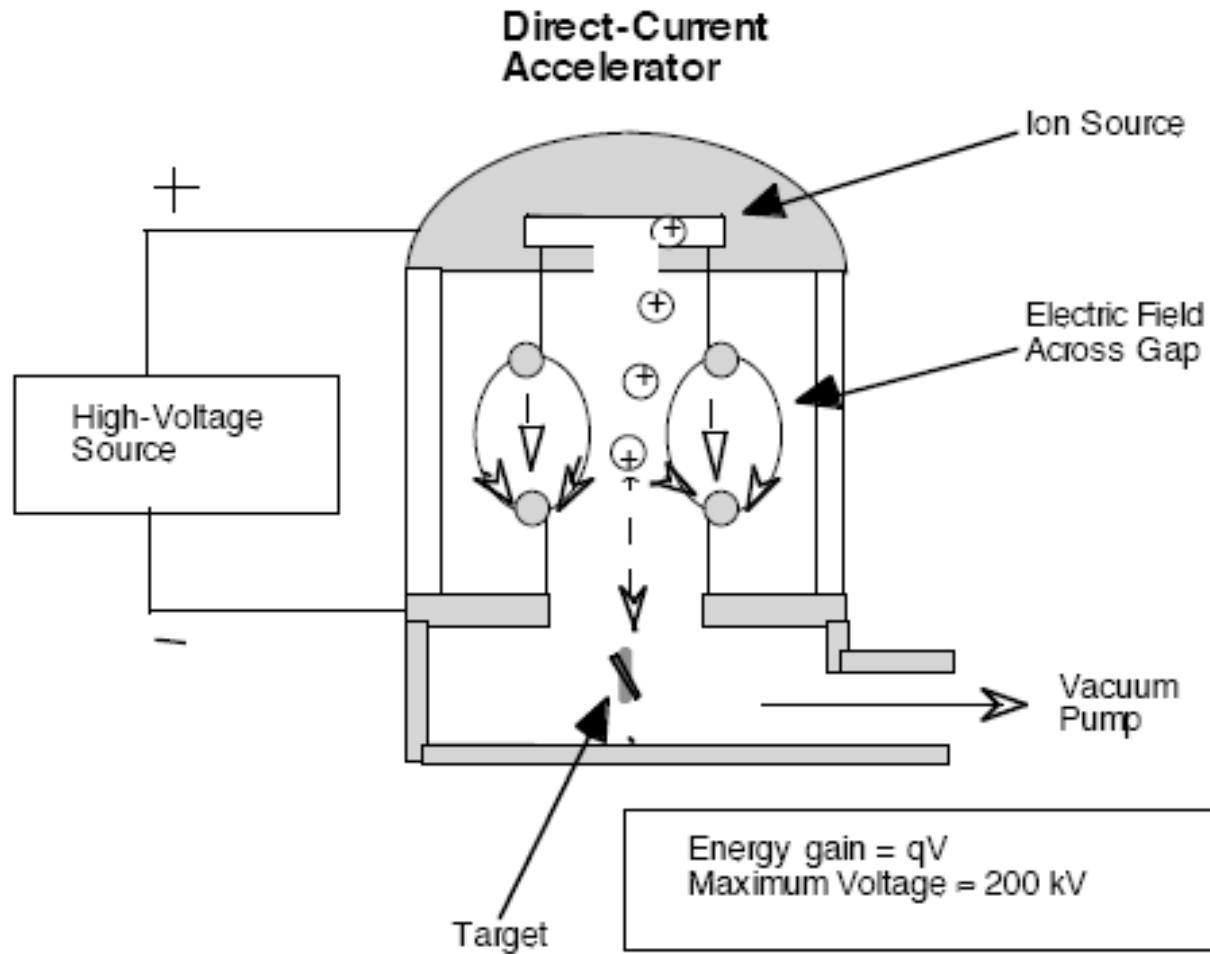
Váltófeszültség → nagy egyenfeszültség
Egyszerű, olcsó, könnyű (transzformátorhoz képest)
Bármelyik szakaszból levehető a kívánt feszültség

Limitáció: 1 MV



Átütési feszültség

Cockcroft-Walton, 1932



Max. 1 MV, feszültségduplázó áramkörökkel,
Első proton-gyorsító. Ma: injektorokban alkalmazzák.
1951: Nobel-díj: $p + \text{Li} \Rightarrow 2\text{He}$ (alagúteffektussal. ≈ 100 keV)

Van de Graaff, 1929

Mozgó szalagról állandó pozitív sztatikus töltésutánpótlás → nagy, 10 MV feszültség!

Ionforrás: a pozitívan töltött gömbben, +10 MV és a földpotenciál között gyorsulnak

Feszültség növelése: „tandem” elv (1950).

-először: negatív ionok.... Pozitív terminál felé gyorsulnak
... stripper (elektronok eltávolítása)... sokszorosan pozitívan töltött ionok... visszafele (termináltól távolodva) is gyorsulnak! (pl. 25 MV, Holifield, Oak Ridge NL)

A Van de Graaf generátor működési elve

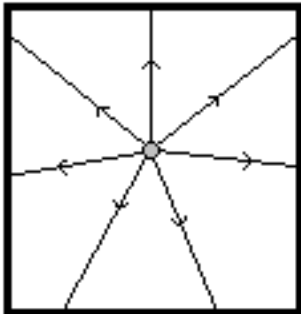


FIG. 1
A CHARGED METAL
BALL AND THE E-FIELD.
(REPRESENTED BY
LINES)

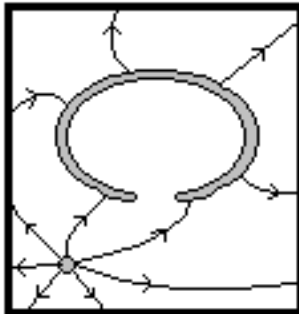


FIG. 2
CHARGED METAL
BALL APPROACHES
A NEUTRAL HOLLOW
SPHERE.

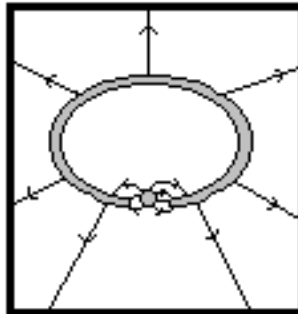


FIG. 3
CHARGED BALL GOES
INSIDE.

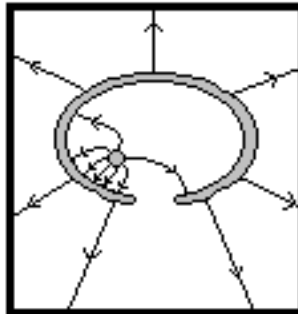


FIG. 4
CHARGED BALL
INSIDE HOLLOW
SPHERE.

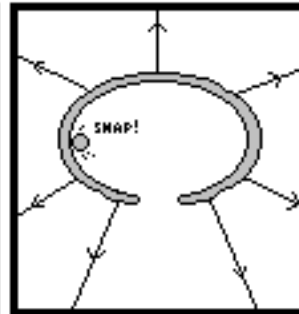


FIG. 5
CHARGED BALL
TOUCHES THE
INSIDE OF THE
HOLLOW SPHERE
AND LOSES ALL ITS
CHARGE TO THE
SPHERE.

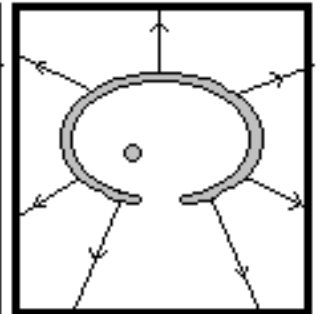
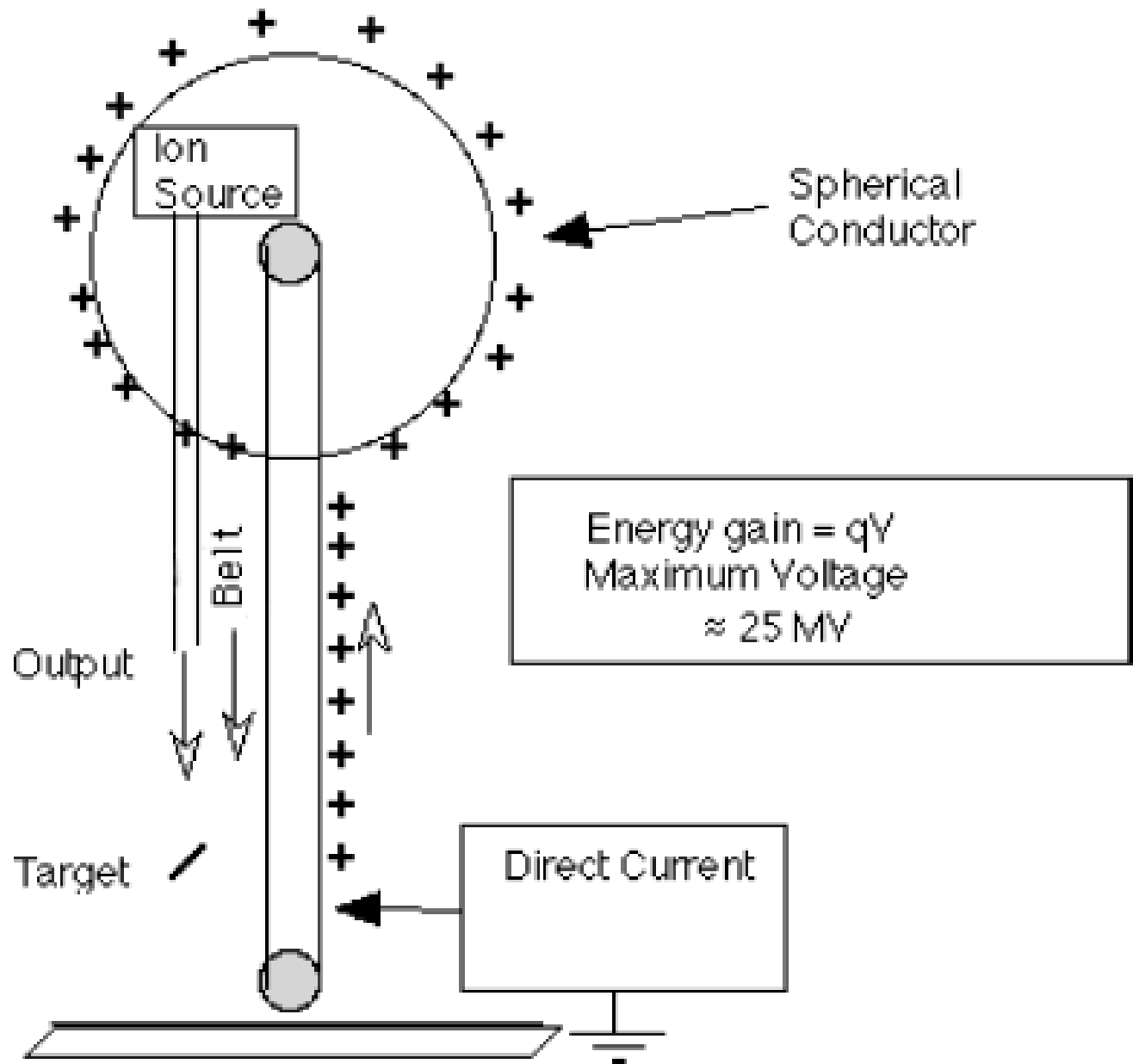
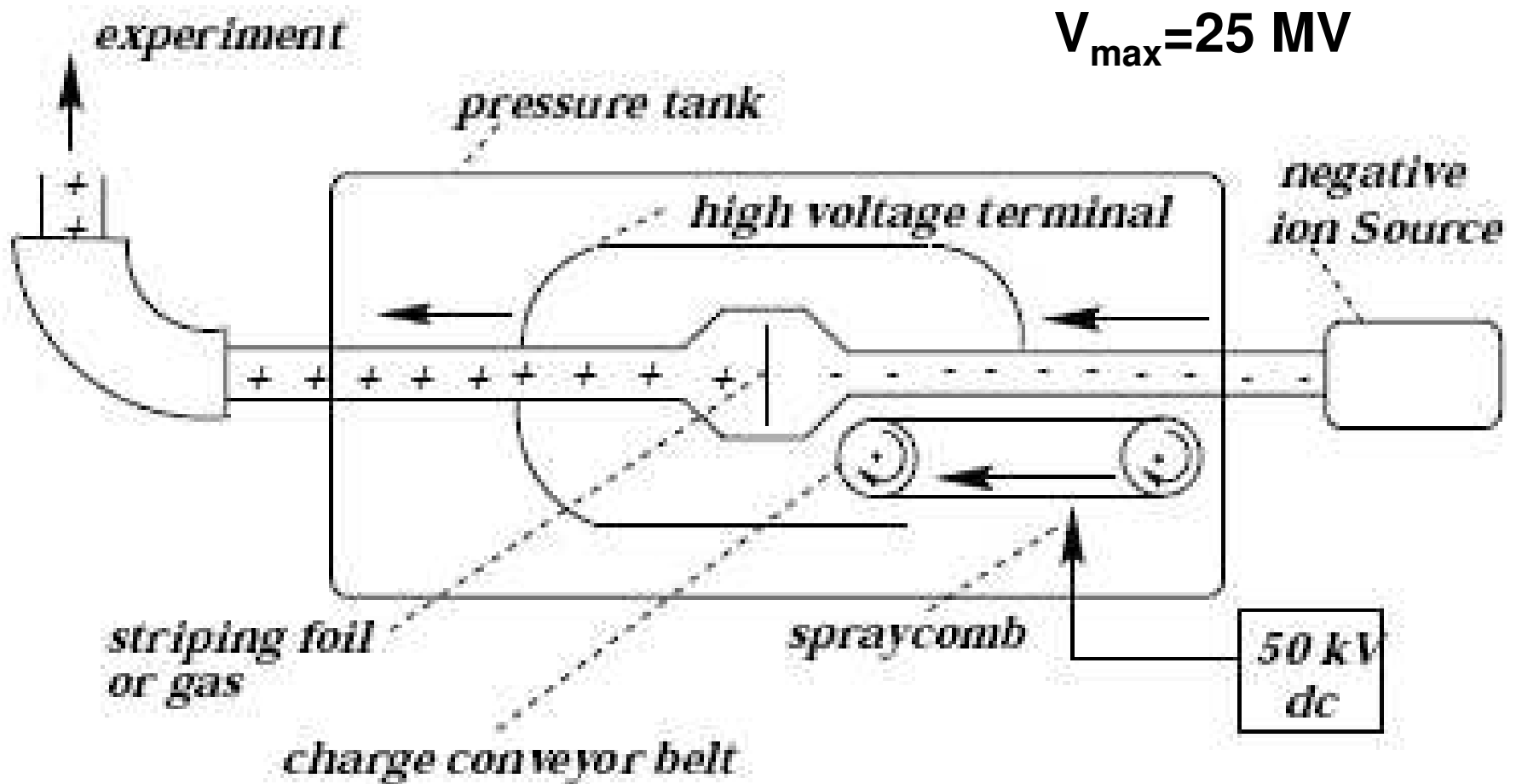


FIG. 6
NEUTRAL METAL
BALL CAN NOW BE
REMOVED.



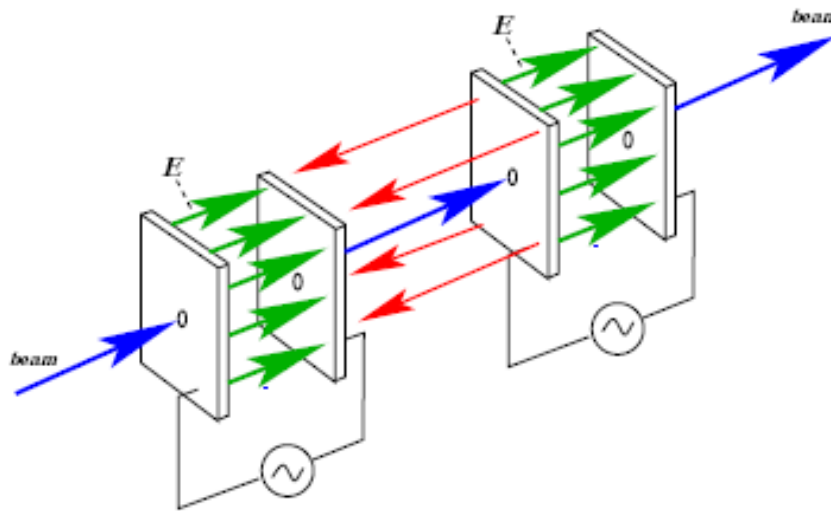
Tandem van de Graaf generátor



Limitációk:

- mekkora potenciálkülönbség tartható fenn
- negatív ion kell (egyres elemekre nincs, nehéz)
- általában csak egyszeresen negatív ionok

Változó elektromos terek



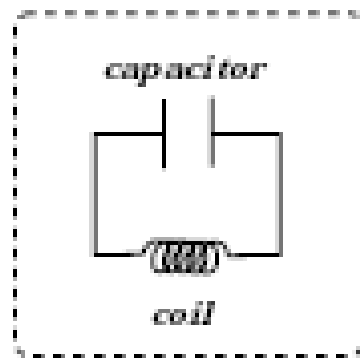
Lineáris gyorsító (LINAC)

Csomagocskákban vannak az ionok

Hosszú gyorsító kell!

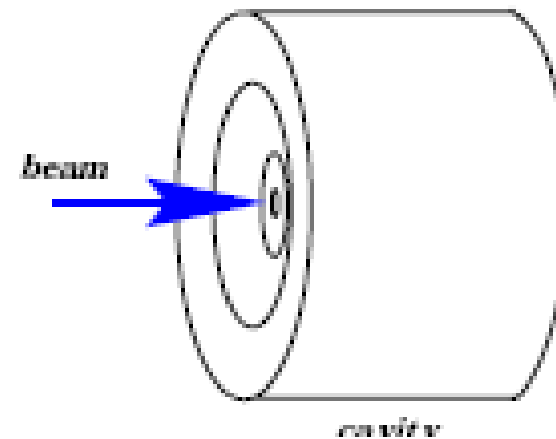
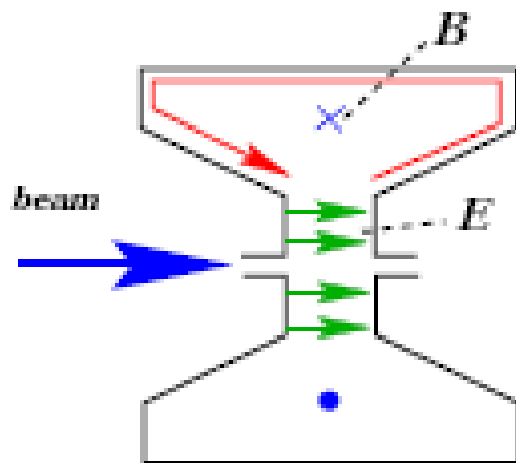
Változó tér kell!

Rezonátor

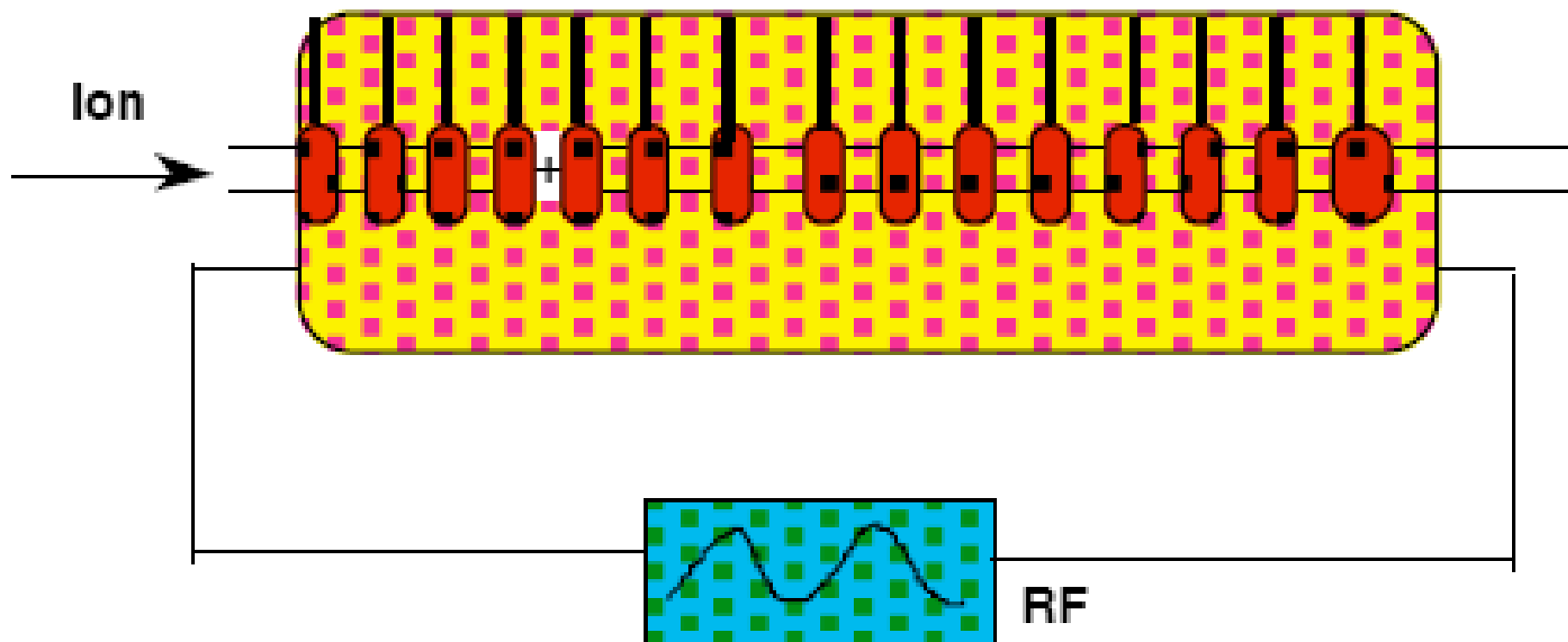


$$L = \frac{\mu_0 \cdot N^2 \cdot A}{l}$$

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot A}{d}$$



Lineáris gyorsító (linac)



Rádiófrekvenciás gyorsítás: kisebb
potenciálkülönbség elég

Pozitív ionokat injektálunk

Megfelelő fázisban levő RF: gyorsít

Elektródák közti távolság nő... szinkron megőrzése

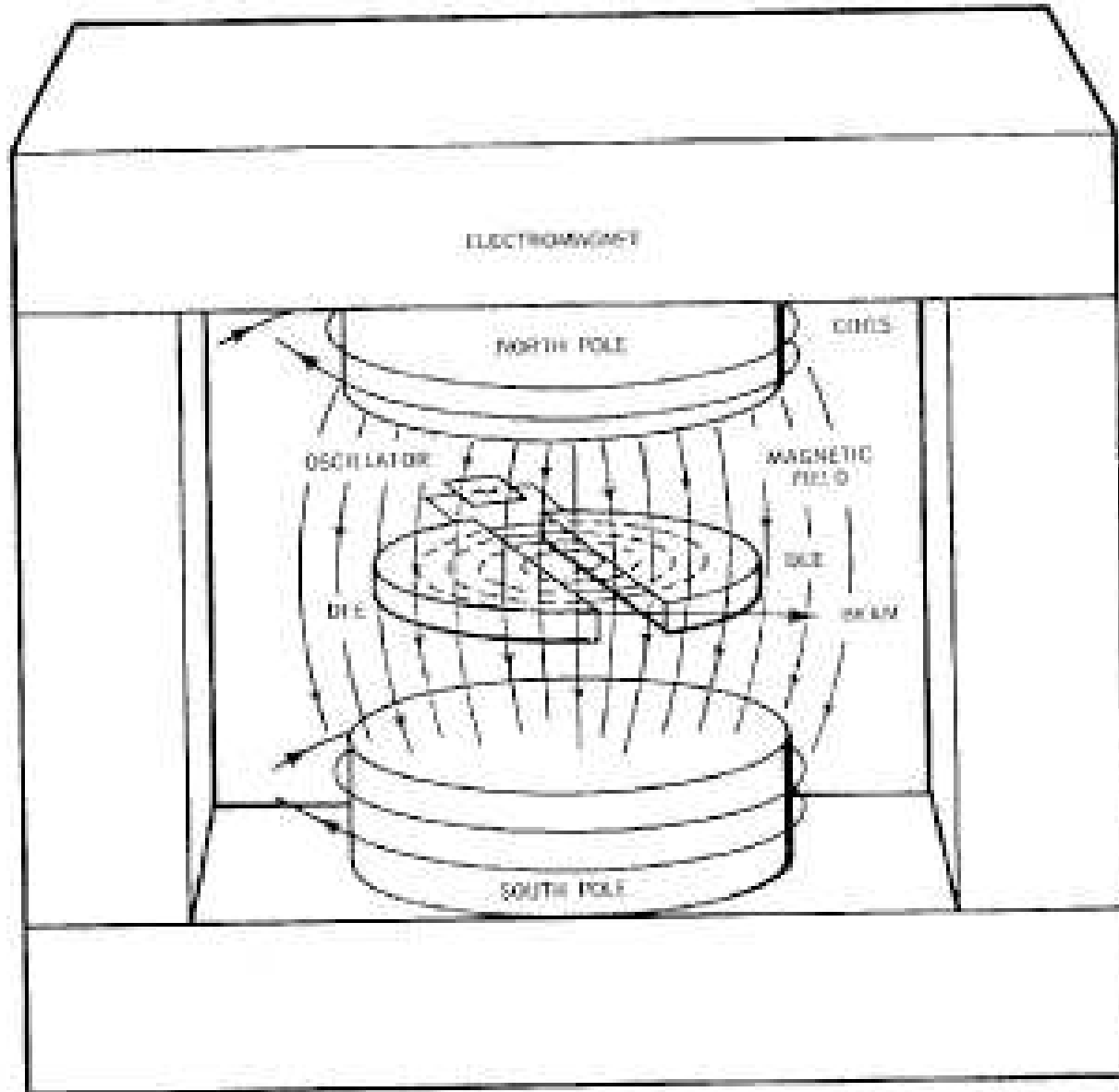
R. Videroe (1928): első ilyen gyorsító, 50 keV

1945 után: nagy telj. rövidhullámú oszcillátorok

e, p, nehézion

SLAC (Stanford), 50 GeV elektron, pozitron, 3 km

Ciklotron



Lawrence, 1929-30 (80 keV protonok)

RF elektromos tér itt is

Mágneses tér: spirálban mozognak kifelé az ionok,

Középen injektálunk

A D alakú elektródák közti résen (gap) áthaladva gyorsulnak

Nem-relativisztikusan: minden félkör ugyanannyi idő

(sebesség, pályasugár és megtett út arányosak)

Relativisztikusan: nem igaz... limitáló tényező energiában

Ezért főleg ionok gyorsítása: magfizika, radioaktív elemek gyártása, orvosi alkalmazások

PI. NSCL National Superconducting Cyclotron Laboratory,
East Lansing, MI



NSCL ciklotron

Szinkrotron

Kiküszöböli a speciális relativitáselmélet miatti ciklotron-limitet:

Mindig ugyanaz a pályasugár, miközben a mágneses teret fokozatosan növelik

RF oszcillátor: gyorsítás mint eddig.

Példa: RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider, NY

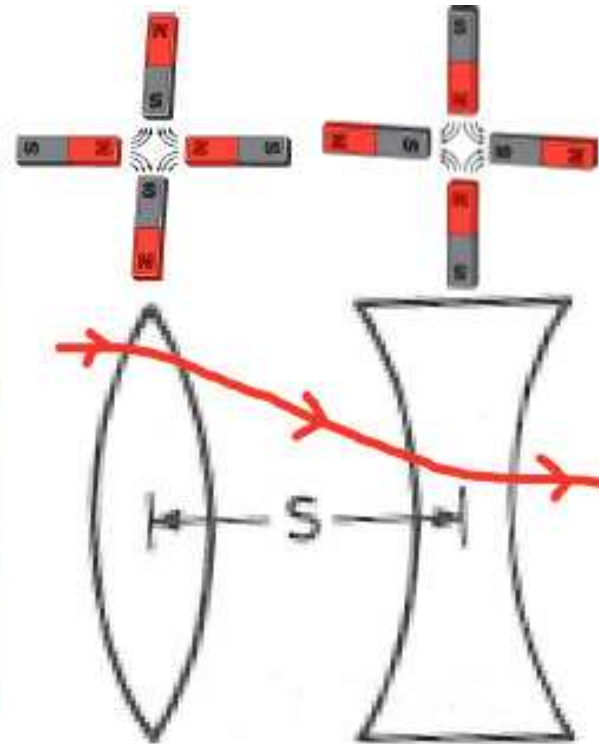
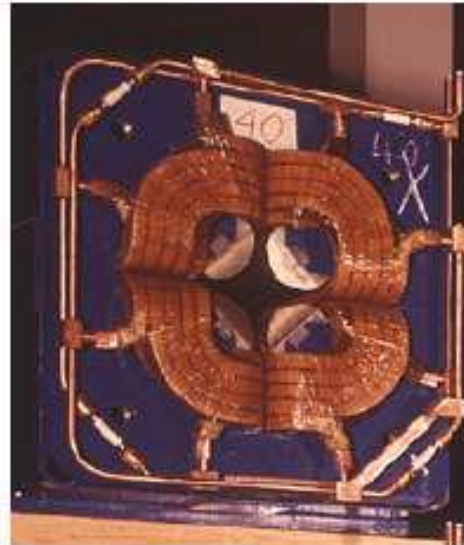
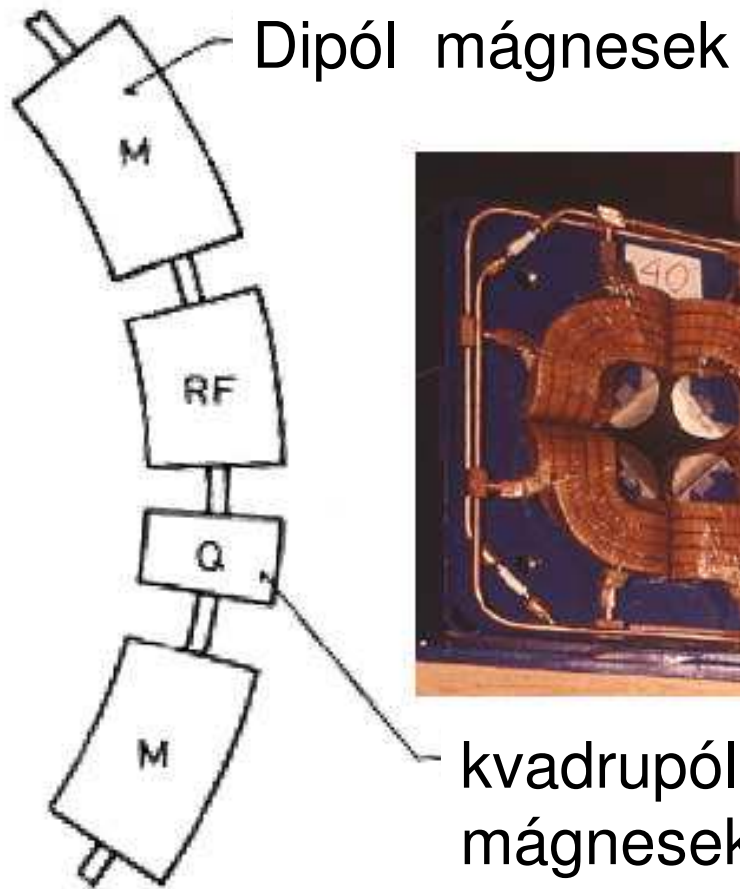
LHC – Large Hadron Collider, Genf

1949 elektronok

1952 3 GeV protonok

1955 Bevatron 6 GeV protonok

Modern szinkrotron, fókuszával



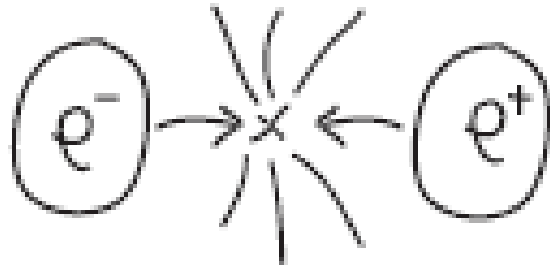
Minden mai szinkrotron
így működik

Mai gyorsítók paramétere

Frascati	0.5 GeV	1999
Cornell	6 GeV	1979
KEK	8 GeV	1999
SLAC PEP-II	12 GeV	1999
SLAC SLC	50 GeV	1989
CERN LEP	105 GeV	1989
DESY HERA	30(920) GeV	1992
CERN SPS	300 GeV	1981
Tevatron	1000 GeV	1987
CERN LHC	7000 GeV	2009

Nem teljes lista, számos más is! Legközelebbi: Austron (Bécsújhely)

Milyen részecskét ütköztessünk?

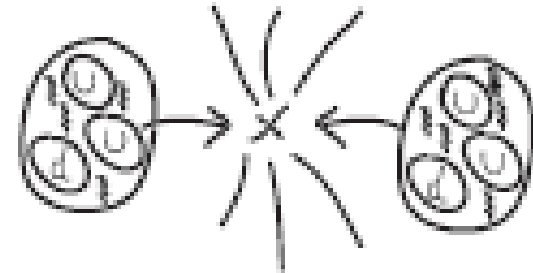


Elektronok: pontszerűek.
Az energia teljesen az ütközésre fordítódik.

Előny:
Az energia pontosan ráállítható pl. egy részecsketömegre (W,Z), precíziós mérések

Hátrány:
Egy adott energia fölött túl sok szinkrotronsugárzás

LEP



Az energiát a proton összetevői hordozzák, de csak az egyik összetevő ütközik!

Előny:
Egyetlen energián sok folyamat tanulmányozható (felfedezések!)

Hátrány:
Kisebb energia fordítódik az ütközésre, mint a nyalábenergia

LHC

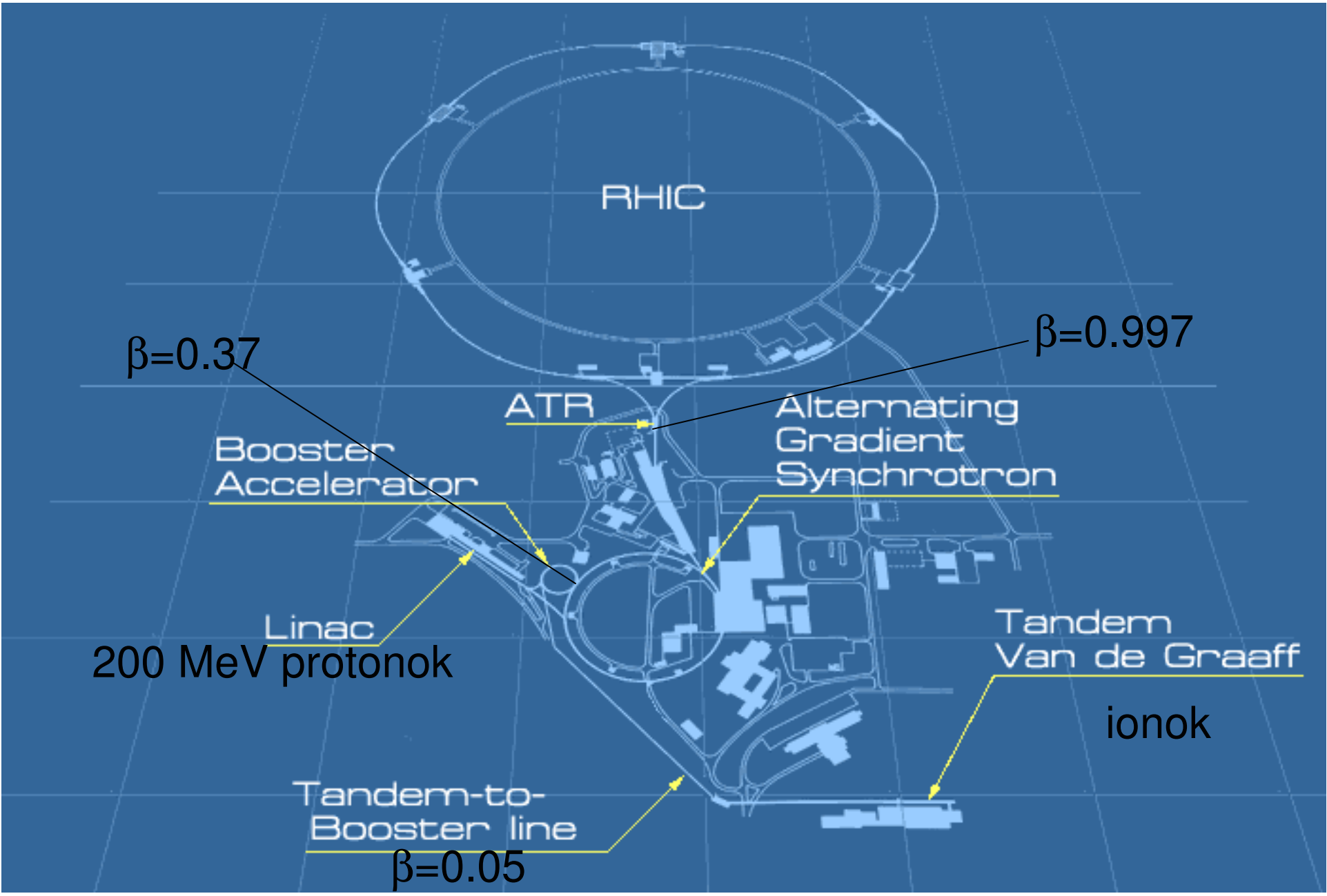
Gyorsítók és részecskefizika

(példa)

1978 előtt: antiproton élettartam: 0,12 ms (!)

1978: ICE tárológyűrű: 240 antiprotont tároltak 85 óráig

⇒ proton és antiproton élettartamok hasonlóak lehetnek!



$\beta=0.37$

$\beta=0.997$

Booster Accelerator

ATR

Alternating Gradient Synchrotron

Linac

200 MeV protonok

Tandem Van de Graaff

ionok

Tandem-to-Booster line

$\beta=0.05$

RHIC

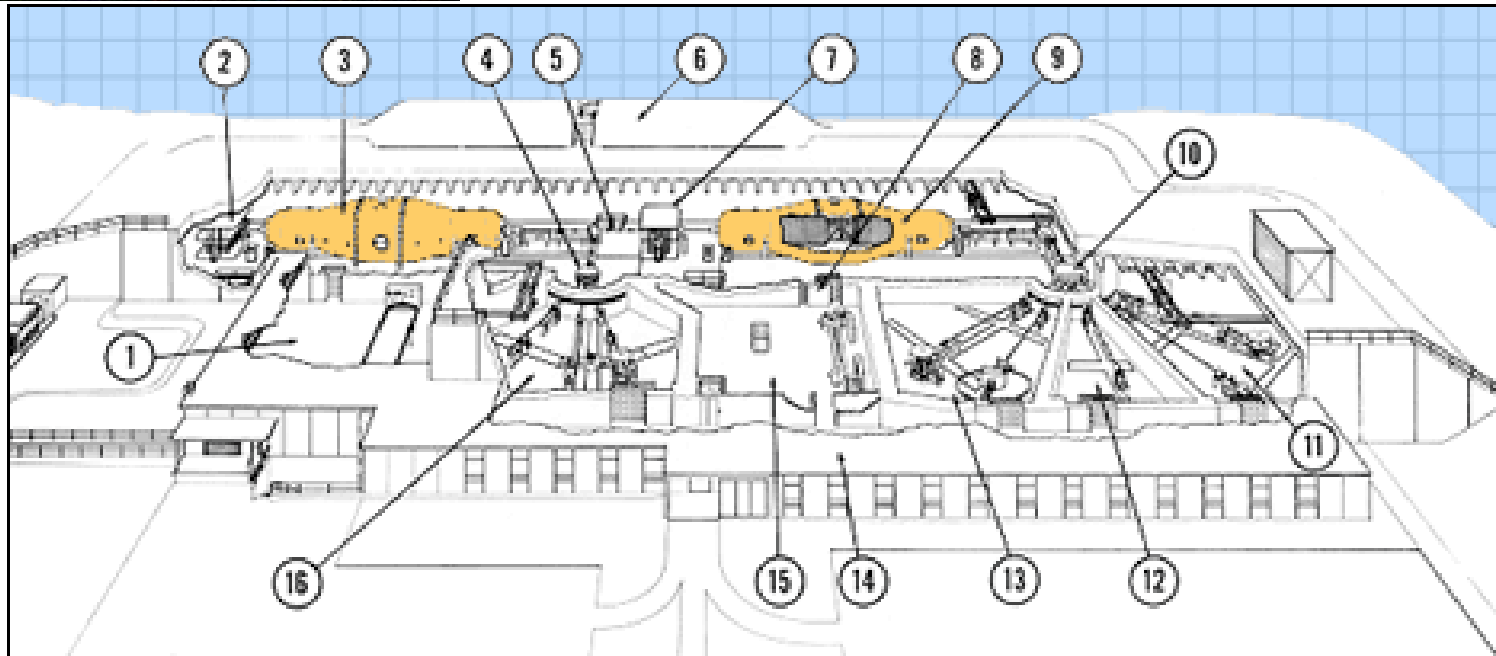


BNL Tandem van de Graaf

1970

40 féle ion, H.... U

Kettő 24 m hosszú, 15 MV gyorsító



BNL lineáris gyorsító

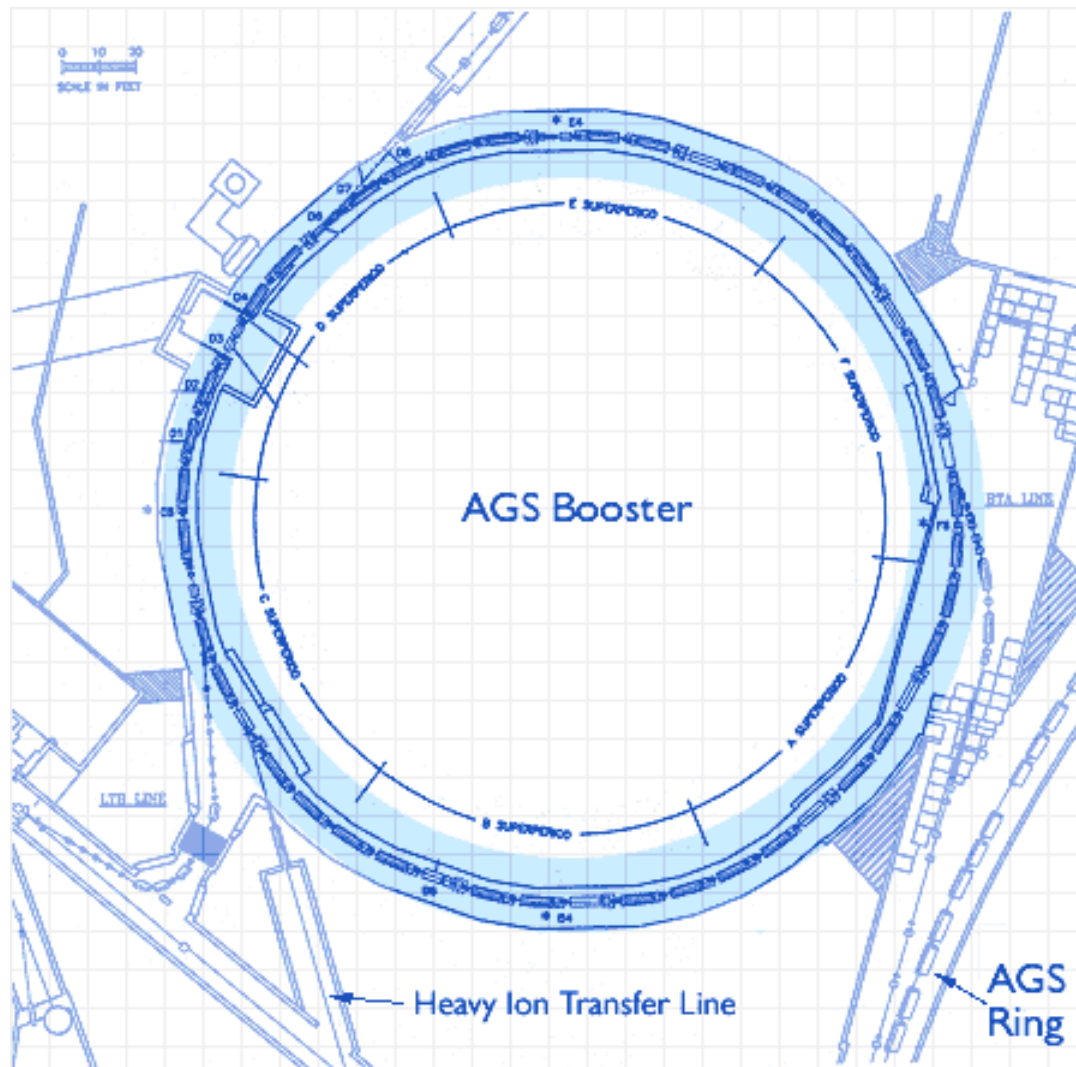


1960-as évek
Protonnyaláb, 35 mA
áramforrás (!!!)
ionforrás
459 láb hosszú,
9 RF szekció, 200 MeV

BNL „booster”

1986-91

vdG-ból vagy linacból fogad el nyalábokat, előgyorsítás, nagy vákuum: Au atommag gyorsítás is



BNL AGS (Alternating Gradient Synchrotron)

1960

Egyik legsikeresebb gyorsító:

3 Nobel-díj:

1988 muon-neutrínó (Lederman,
Schwartz, Steinberger), neutrínó-nyaláb

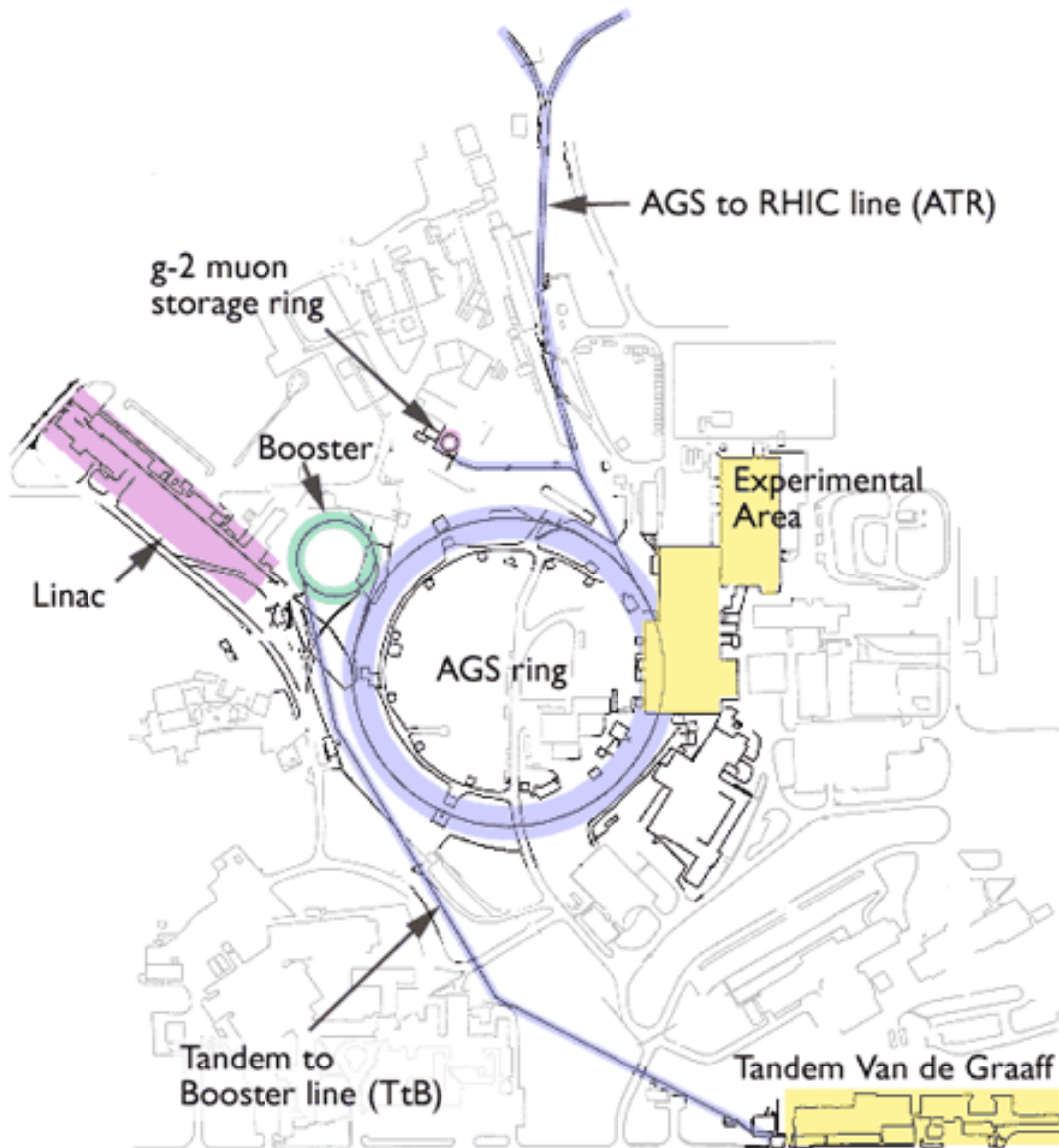
1980 CP-sértés (Cronin, Fitch). $K_L \rightarrow 2\pi$

1976 Ting: J/Ψ (c kvark)

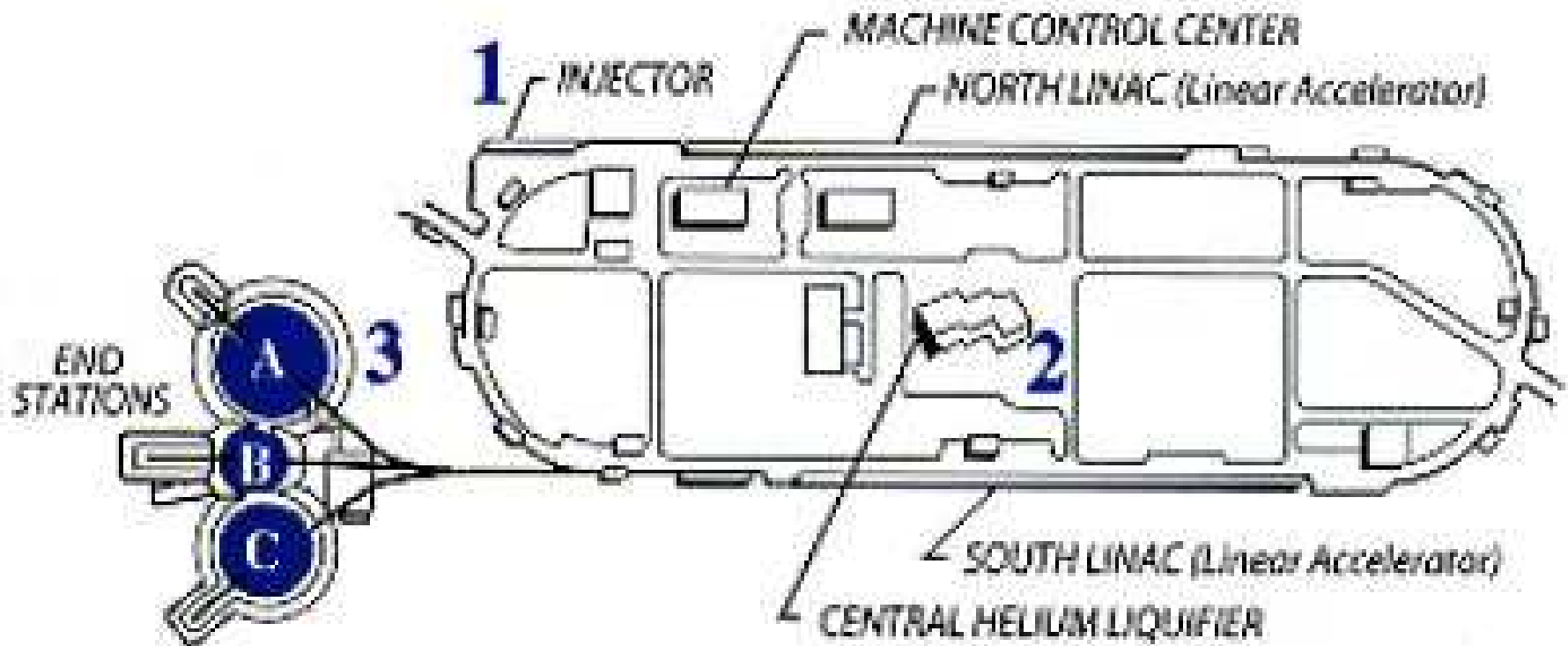


BNL AGS

Alternating gradient
Focusing:
240 mágnes váltakozó
mágn. térrel fókusztálás
vízszintes és függőleges
síkban is.
 $25 \cdot 10^{12}$ proton/csomag



Folyamatos elektronnyaláb



JLAB- Thomas Jefferson National Accelerator Facility,
Newport News, VA, USA



Ionforrások

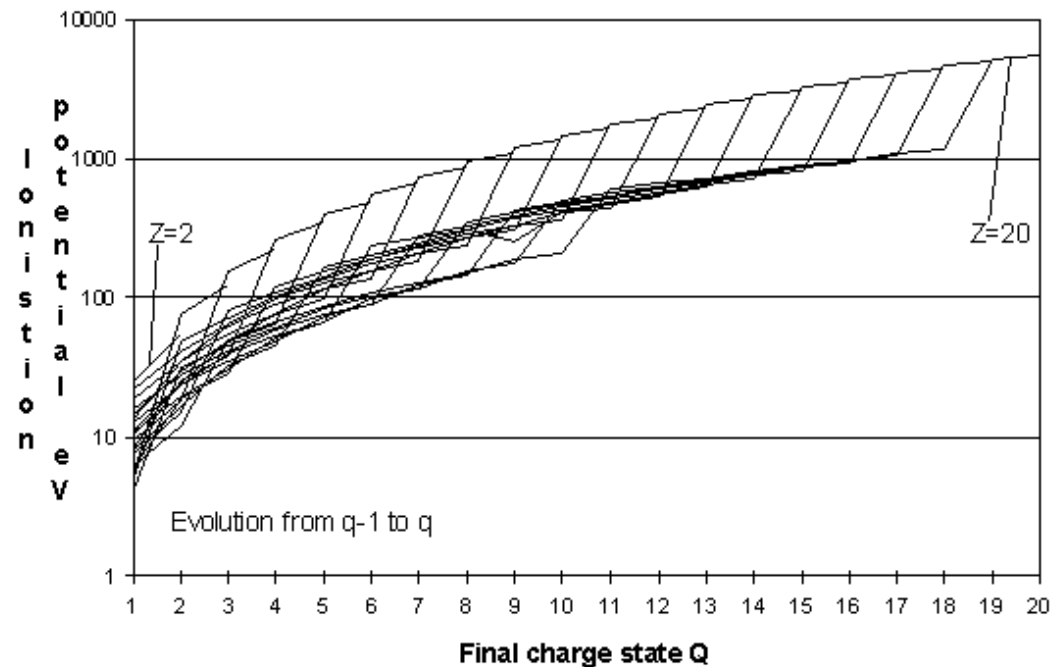
Ajánlott irodalom:

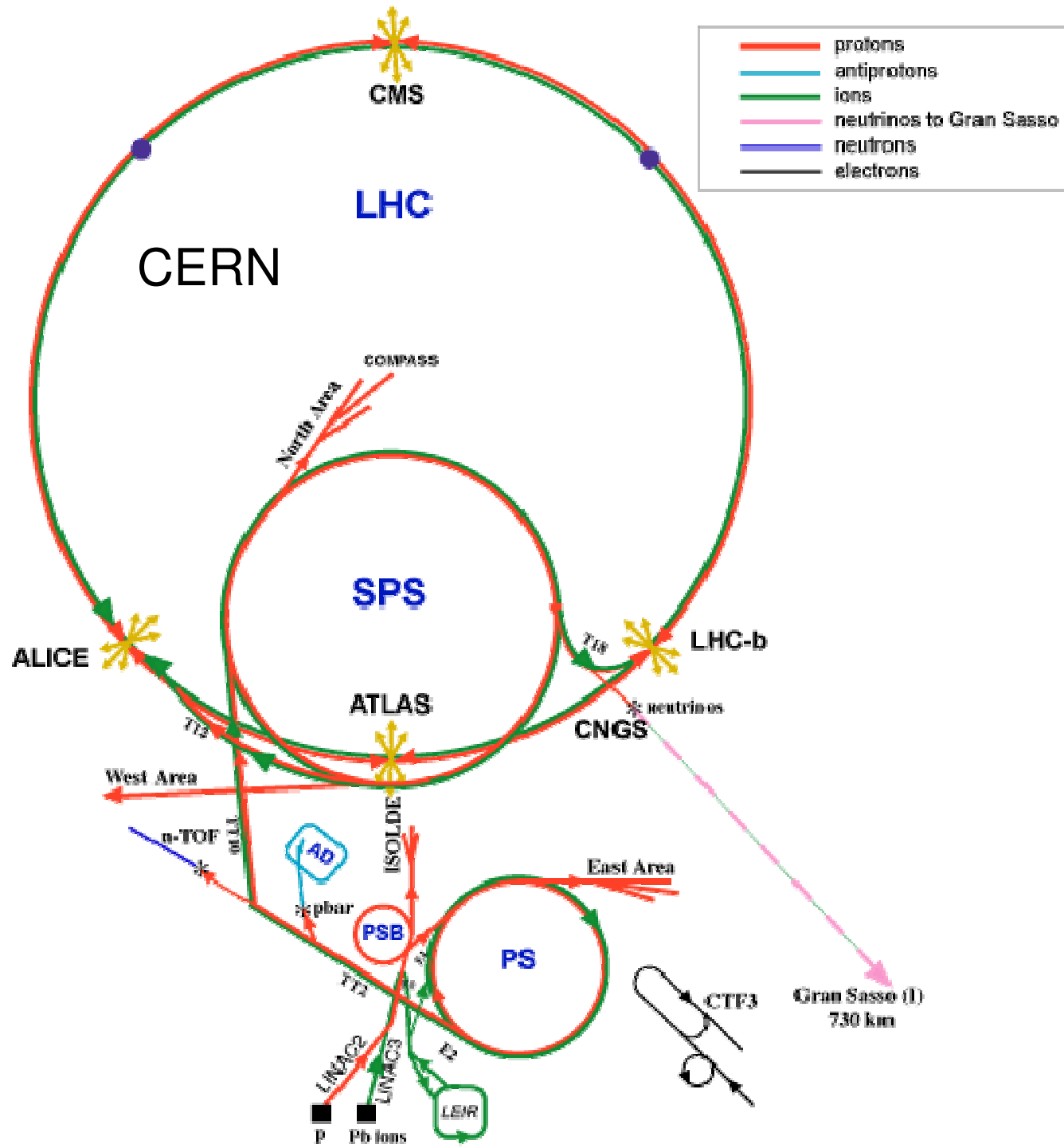
<http://linac2.home.cern.ch/linac2/seminar/seminar.htm>

Alkalmazások: fúzió, ion implantáció, űr-hajtóművek, étel sterilizálás, ipari polimerizáció, orvosi, katonai, tudományos...

18 féle technika van rá!...

Ionizáció: legeffektívebb elektron bombázással
3-szoros $E_{\text{ioniz.}}$ energián





Luminozítás

Hatáskeresztmetszet mértékegysége: barn: 10^{-24} cm²

Luminozítás tipikusan pl.

$$10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ (RHIC p+p)}$$

$$\sim 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ (LHC p+p, jelenlegi)}$$

$$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ (LHC p+p, tervezett)}$$

Gyakran inverz pikobarn/week egységben adják meg!

(praktikusabb): $1/\text{pikobarn/week} \approx 1,67 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Ütközési ráta: luminozítás szorozva a hatáskeresztmetszettel:

pl. p+p 70 mbarn = 0,07 barn és $10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

→ 70 kHz.

Overlap: a nyaláb általában csomagokban jön,

Tipikusan 1 ns-nál rövidebb, 25-100 ns-onként.

Legyen pl. 10 MHz a csomagfrekvencia (100 ns követési táv).
70 kHz ütközési ráta mellett, legalább 1 ütközés valószínűsége
csomagonként kb. $p_1=0,7$ %.

KÉRDÉS: mekkora a valószínűsége a dupla
(vagy még többszörös) ütközésnek csomagonként?
Számoljuk ki p_2 értékét (legalább 2 ütközés valószínűségét)
 p_1 függvényében! ($0 < p_1 < 1$)

Sugárvédelem és dozimetria

- Sugárvédelem
- Természetes és mesterséges sugárterhelés
- Sugárzás biológiai hatásai
- dóziszfogalmak
- dózis nagyságrendjei
- dóziskorlátok
- kockázat

SUGÁRVEDELEM

1. KOCKÁZAT



2. DÓZISFOGALMAK

D, \dot{D}, H, H_E

egységnyi tömegben elnyelt energia

↓
emelt biológiai károsító hatása

3. SUGÁRZÁSOK BIOLÓGIAI HATÁSAI

mechanizmusok

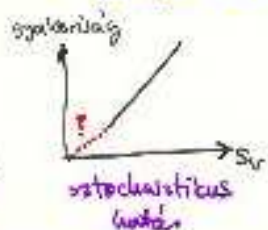
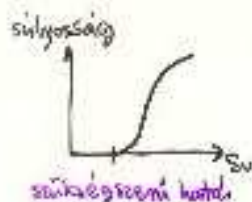
osztályozás

→ genetikai

→ somatikus

→ "működészerű"
akut, késői, lokális

→ stochasztikus



4. DÓZISKORLÁTOZÁSOK RENDSZERÉ

• elsőrendű korlát → többféle dózison ...

50 mSv/év

• másodrendű korlát

5. DÓZISMÉRÉS

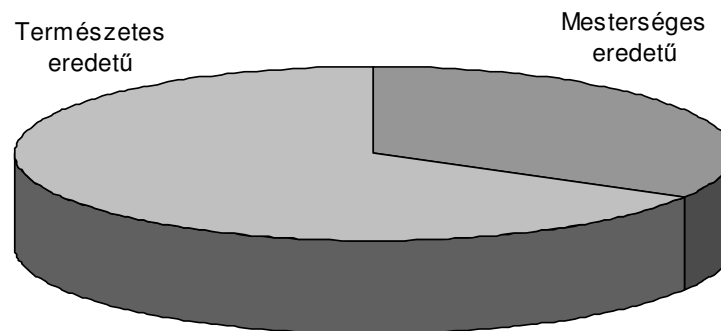
6. TERMÉSZETES SUGÁRTERHELES

2 mSv/év

koszmikus + földi eredetű (külső, belső)

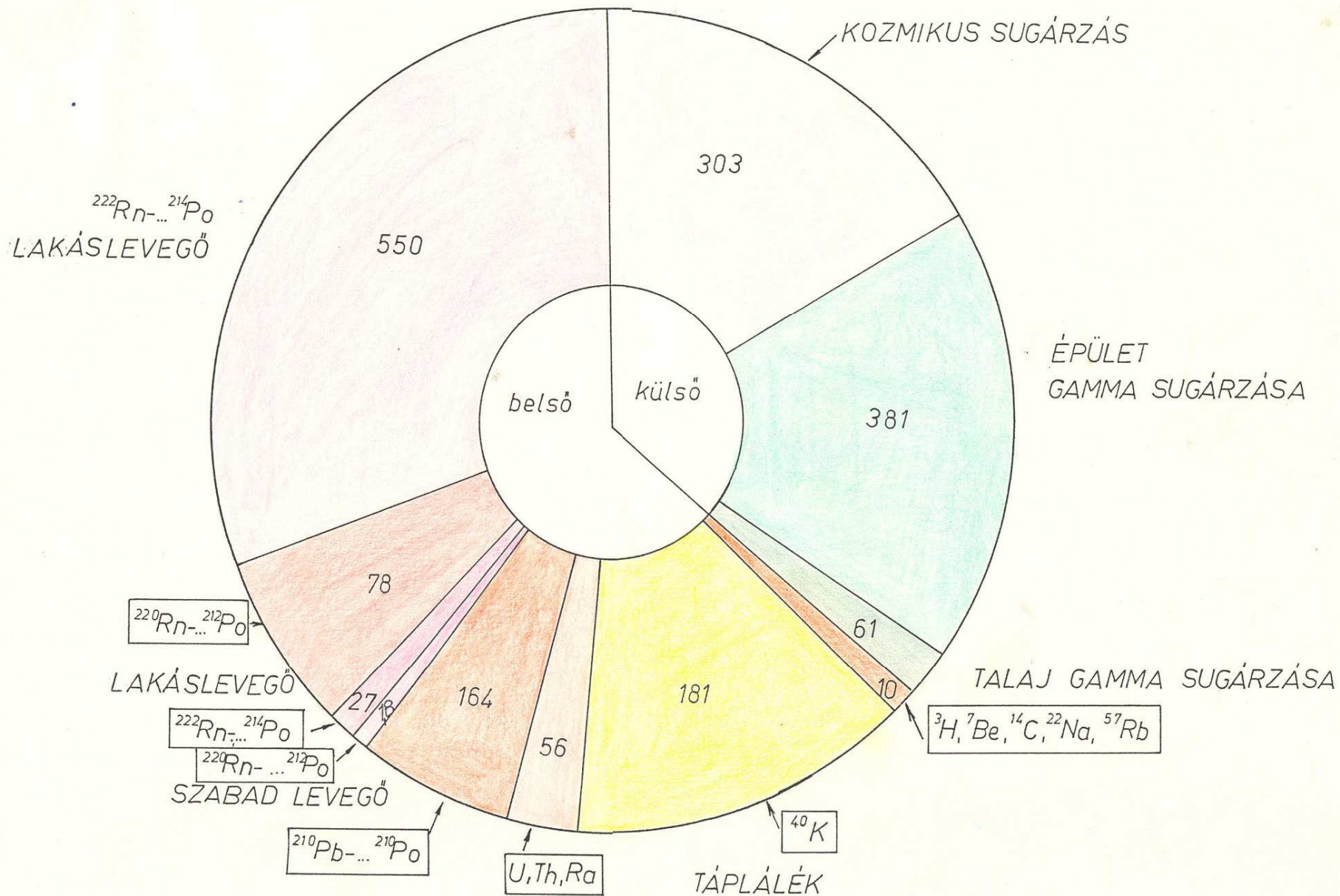
Sugárvédelem – általában

- Nemzetközi Sugárvédelmi Bizottság:
International Commission on Radiological Protection – ICRP
- Ionizáló sugárzás alkalmazása monoton nő:
 - CT, PET, röntgen, ipari radiográfia, élelmiszersterilizálás, füstjelzők, atomenergia, stb...
- Ma kb 15 ezer ember dolgozik ionizáló sugárzással, doziméteres ellenőrzés mellett



Természetes és mesterséges sugárterhelés

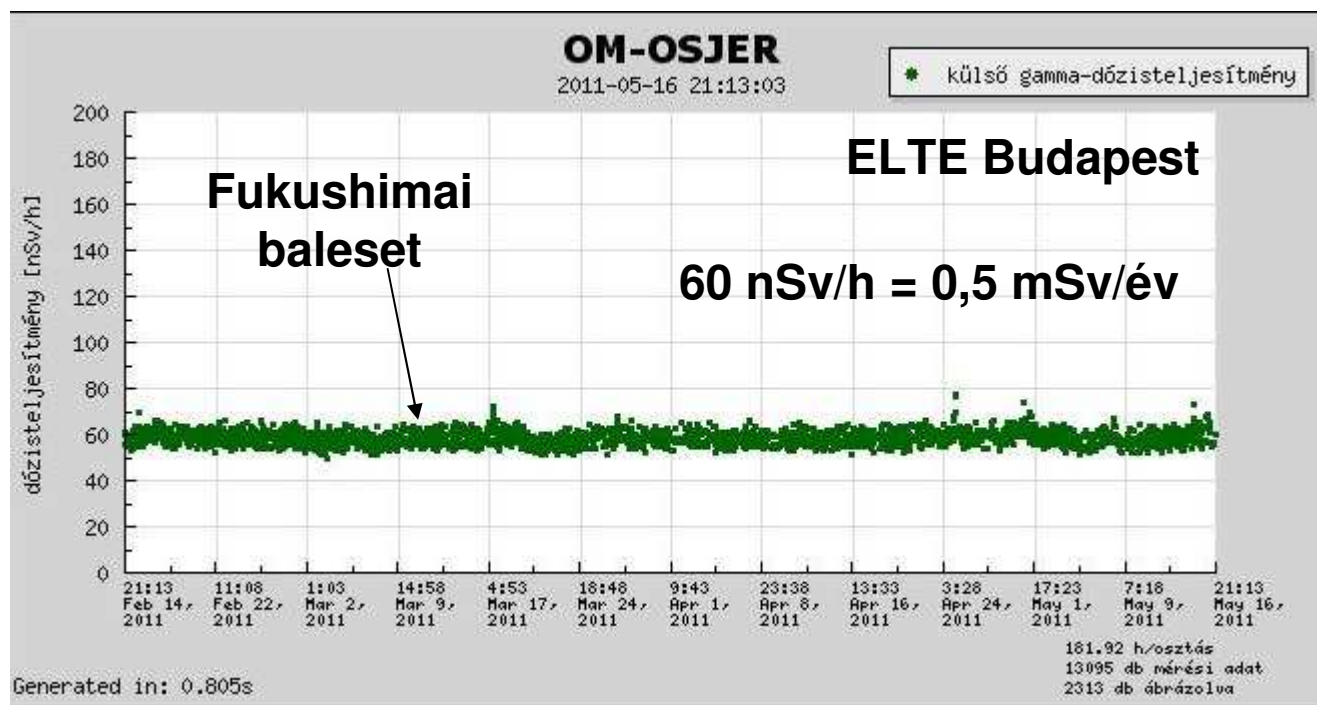
- Radon: talajból és építőanyagokból, urántartalom miatt. A természetes terhelés felét adja, de több nagyságrenddel is feldúsulhat. Az egyetlen természetes forrás ami ellen aktívan védekezünk.
- Kozmikus sugarak (proton, alfa, foton) légköri magreakciói, ^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{22}Na , ^{24}Na , ^{14}C , stb. , müonok. 0,3 mSv/év.
- Összes terhelés kb. **2-4 mSv/év.**
- Repülés (2 óra alatt 0,01 mSv), dohányzás, közeli szénerőmű: növeli.
- Mesterséges terhelés:
 - 95% orvosi alkalmazások
 - 5% légköri kísérleti atomrobbantások miatt
 - Töredék %: Nukleáris technológiák



TERMÉSZETES EREDETŰ KÜLSŐ ÉS BELSŐ SUGÁRFORRÁSOKTÓL SZÁRMAZÓ EFFEKTIV DÓZISEGYSÉGNÉRTÉKEK $\mu\text{Sv a}^{-1}$ EGYSÉGBEN NORMÁLIS, TERMÉSZETES HÁTTERŰ TERÜLETEN.

Környezeti sugárterhelés

- Országos Sugárzásfigyelő Jelző- és Ellenőrző Rendszer – OSJER)
 - Nyilvános adatok: <http://omosjer.reak.bme.hu>
- Országos Meteorológiai Szolgálat
 - Nyilvános adatok: <http://www.met.hu>



Dózisfogalmak

Az elnyelt dózis (D) az anyagban tömegegységenként elnyelt energia:

$$D = \frac{dW}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dW}{dV}$$

ahol dW az elnyelt energia, m az elnyelő anyag tömege V térfogatban, és ρ az anyag sűrűsége. Az elnyelt dózis egysége a **gray**:

$$[D] = 1 \text{ J/kg} = 1 \text{ Gy (gray)}.$$

Elnyelt dózisteljesítmény az időegység alatt elnyert dózis:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}$$

Gyakorlatban használt egysége: $\mu\text{Gy/h}$, $n\text{Gy/h}$.

Pontszerű A aktivitású gamma-forrástól r távolságra t idő alatt az elnyelt dózis tömegegységenként:

$$D = \frac{K_{\gamma} \cdot t \cdot A}{r^2}$$

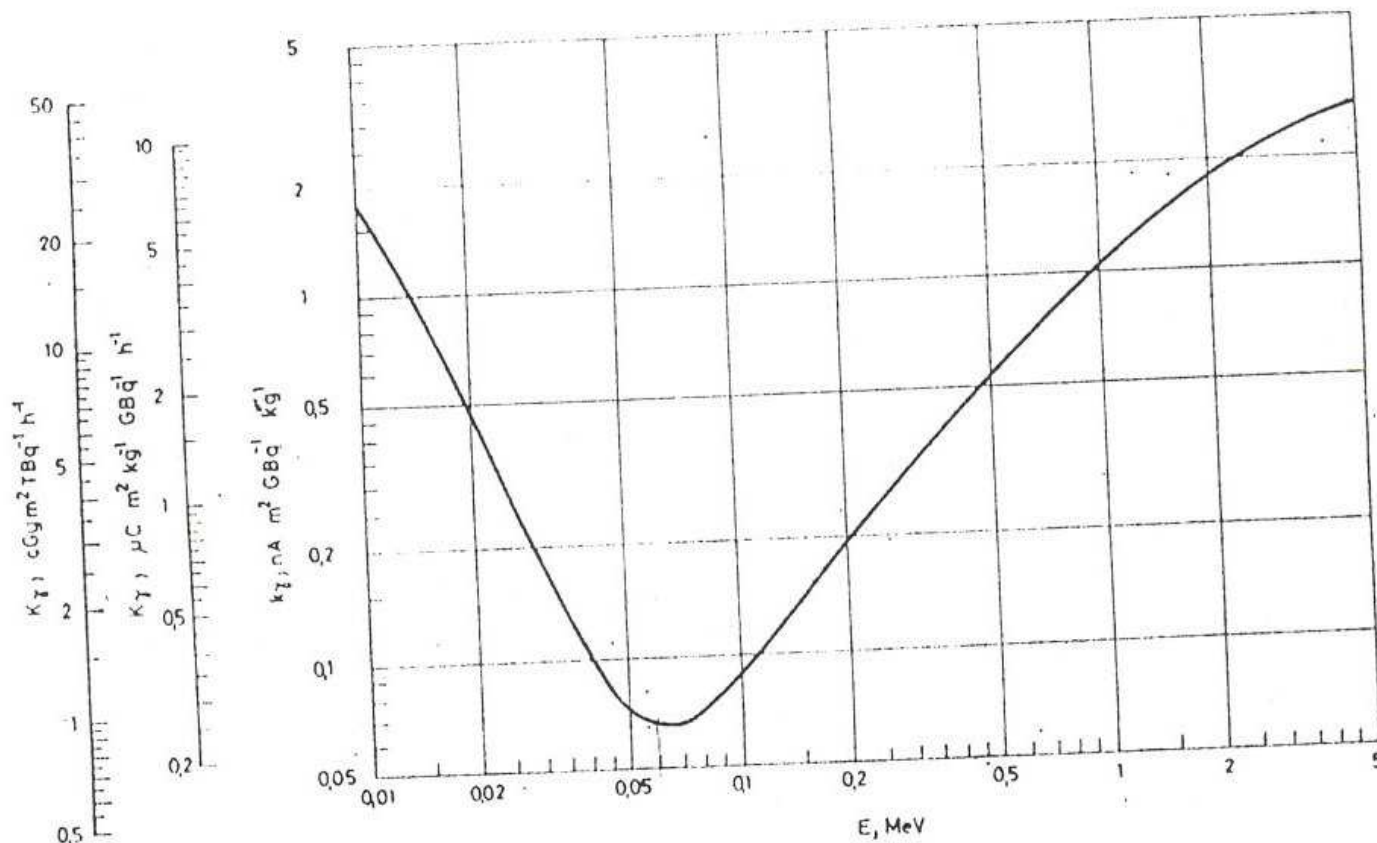
ahol K a forrásra jellemző érték, az *izotóp dózisállandója*.

Dózisállandó példák

Izotóp	K
^{24}Na	0.444
^{42}K	0.033
^{60}Co	0.305
^{131}I	0.054
^{137}Cs	0.0799
^{226}Ra	0.200

$$\frac{\text{Gy} \cdot \text{m}^2}{\text{TBq} \cdot \text{h}}$$

2.2 Biológiai dózis



I. ábra

Monoenergiás gamma sugárzás dózisállandója az energia függvényében

- **Egyenérték-dózis** (H_T) a sugárzás biológiai hatását leíró számított dózismennyiség. Az R típusú sugárzástól, T szövetben vagy szervben elnyelt dózis:

$$H_{T,R} = D_{T,R} \cdot w_R, \text{ ahol}$$

$D_{T,R}$ a T szövetben vagy szervben elnyelt dózis átlagértéke és w_R az R **sugárzás** károsító hatásának **súlyozótényezője**, az egyes sugárzásokra jellemző dimenzió nélküli szám.

egysége a Sievert (Sv): $[H] = J/kg = Sv$ (sievert).

Sugárzás	w_r
Fotonok	1
Elektronok és müonok	1
Protonok	5
Neutronok, energiától függően	5-20
α -sugarak, hasadványok, nehéz magok	20

Effektív dózis

- Az **effektív dózis (E)** a különböző **szövetek** eltérő kockázatnövelő hatását figyelembe vevő, egész testre vonatkozó, számított biológiai dózis:

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad , \text{ ahol}$$

w_T a súlyozó tényező, amely a T testszövetből származó hatásokból eredő károsodás és a test egyenletes besugárzása esetén fellépő hatásokból eredő teljes károsodás aránya, H_T a szervekre számított egyenérték-dózis.

Az effektív dózis egysége is a sievert, $[E] = Sv = J/kg$.

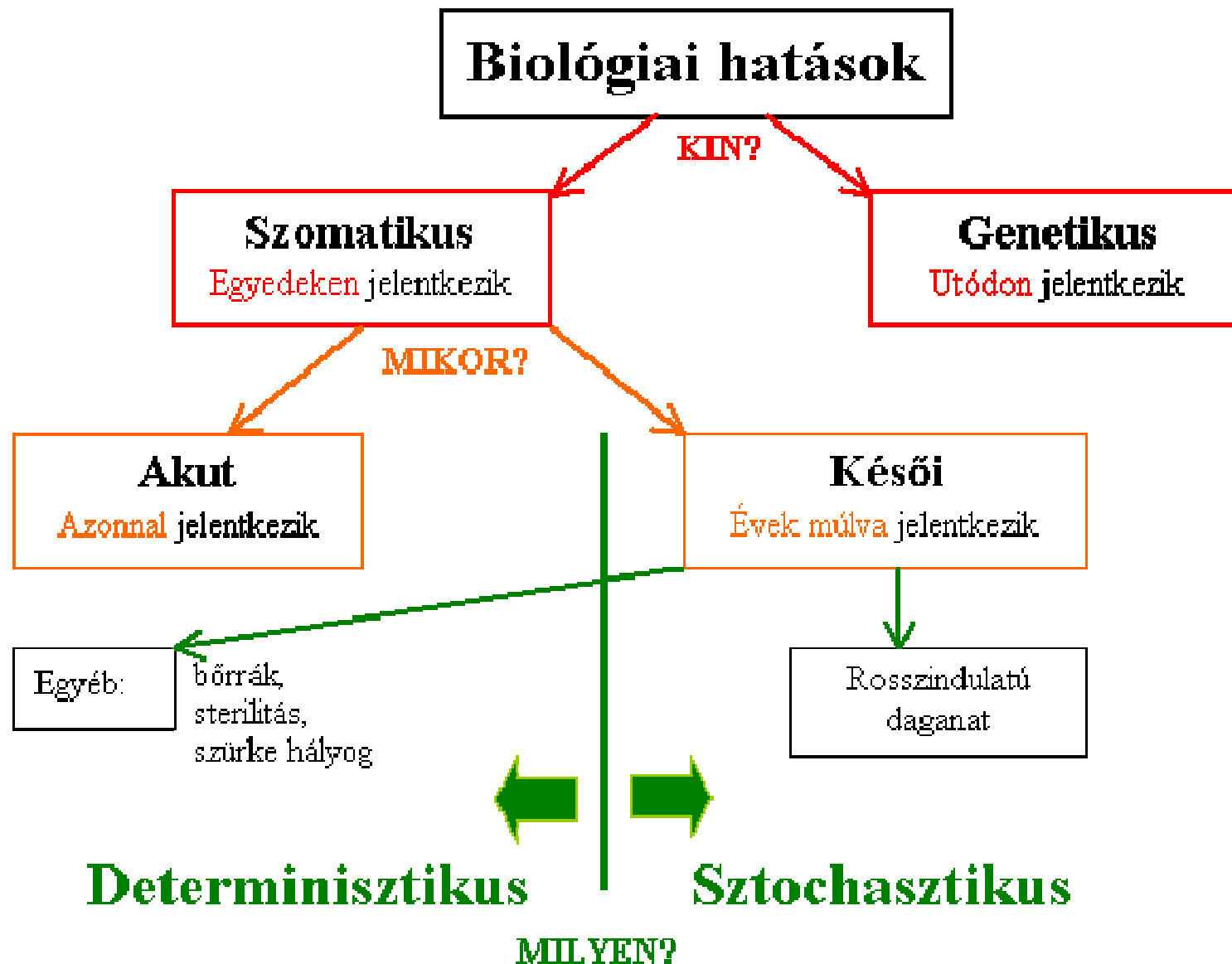
Testszöveti súlyozó tényezők

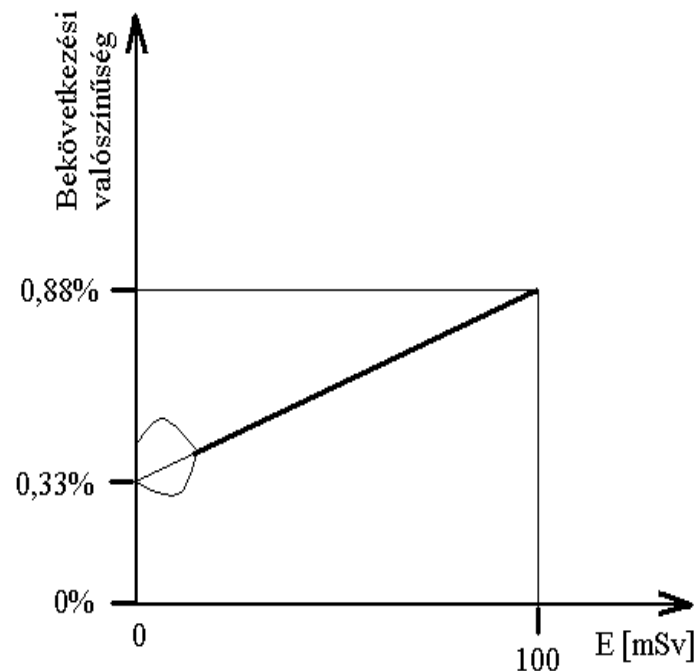
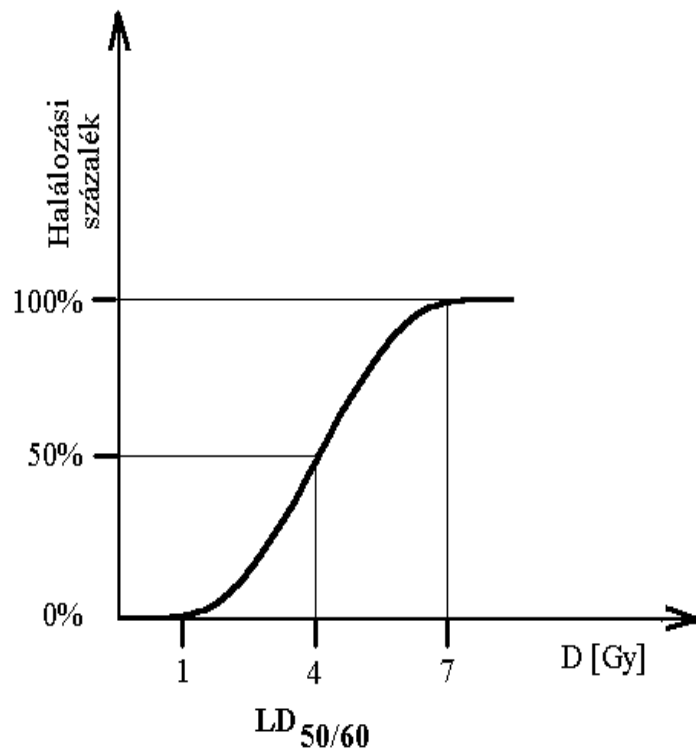
Ivarmirigyek	0,20
Vastagbél	0,12
Gyomor	0,12
Tüdő	0,12
Vörös csontvelő	0,12
Hólyag	0,05
Emlő	0,05
Máj	0,05
Nyelőcső	0,05
Pajzsmirigy	0,05
Csontfelületek	0,01
Bőr	0,01
Maradék	0,05
Összesen	1,00

Mesterséges terhelés

- Atomerőművek: a lakosság többlet sugárterhelése nem érheti el az évi 0,25 mSv-et 1000 MW villamos teljesítményre vonatkoztatva.
- Csernobil hatása Magyarországon: 1 mSv/fő alatt.
- Paksi üzemzavar (2003) hatása: 0,00013 mSv/fő
- Atombomba-kísérletek (1963 atomcsend egyezmény előtt): a 30 éves felezési idővel rendelkező ^{90}Sr és ^{137}Cs a legjelentősebbek.
 - Sr: béta-sugárzó, és a csontba épül be (kalciumhoz hasonló), csontvelőt károsítja.
 - Cs: béta- és gamma-sugárzó, izomszövetbe épül be (káliumhoz hasonló), egész test sugárterhelése.

Biológiai hatások





DETERMINISZTIKUS	SZTOCHASZTIKUS
A hatás csak küszöbdózis felett jelentkezik	Nincs küszöbdózis
A hatás súlyossága arányos a dózissal	A hatás valószínűsége arányos a dózissal
Vannak jellegzetes tünetek	Nincsenek jellegzetes tünetek
A hatás általában akut	A hatás mindig később jelentkezik

A kockázat

- A kockázat (rizikó) értelmezése : $R = W \cdot K$, ahol W a bekövetkezés valószínűsége, K a következmény súlyossága. Bizonyosság esetén $W = 1$, halálesetben $K = 1$.
- N személyt kiteve R kockázatnak, NR haláleset várható.
- Egy mikrorizikó ($R=10^{-6}$) kockázattal jár például:
 - 2500 km utazás vonaton,
 - 2000 km utazás repülőn,
 - 80 km autóbusszon,
 - 65 km autón,
 - 12 km kerékpáron,
 - 3 km motorkerékpáron,
 - egy cigaretta elszívása,
 - két hónap együttélés egy dohányossal,
 - meginni egy palack bort,
 - kövér embernek még egy vajas szendvicset enni,
 - egy órán át Budapest belvárosában lélegezni,
 - egy hétig házban aludni,
 - öt éven belül méhcsípéstől meghalni és
 - tíz éven belül villámcsapást kapni.

Példák kockázatra

Tevékenység, foglalkozás	mikrorizikó/év-ben kifejezett kockázat
Kereskedelmi munka	2-3
Gyári munka	10-100
Hivatásos autóvezetés	400
Építőipari munka	400
Szénbányászat	800
Elektromos távvezeték építés	1200
Mélytengeri halászat	800
Gyilkosság, Magyarország	30
Öngyilkosság, Magyarország	490
Dohányzás, Magyarország	3000

A sugárvédelem hármasszempontja

- **Indokoltság elve:**

Sugárzással járó tevékenységet csak pozitív nettó haszon esetén szabad folytatni. Ez ad értelmet a sugárterheléssel kapcsolatos kockázatvállalásnak.

Itt már szakmai kérdéseken kívül társadalmi-, politikai- és morális problémákkal is találkozunk.

- **ALARA (As Low As Reasonably Achievable) elv:**

Minden indokolt sugárterhelést olyan alacsony szintre kell csökkenteni, amennyire az a gazdasági és társadalmi szempontok figyelembevételével **ésszerűen** lehetséges.

- **Dóziskorlátozás:**

Az egyéni sugárterhelés egyenérték- és effektív dózisa nem haladhat meg egy megállapított határértéket.

Dóziskorlátok

(mesterséges, de nem orvosi dózisokra)

- **Foglalkozási sugárterhelés**

- 20 mSv effektív dózis évente, öt egymást követő évre átlagolva (100mSv/5év),
- **50 mSv** effektív dózis bármely egyetlen évben (félhalálos dózis 1%-a)
- 150 mSv egyenérték dózis egy évben a szemlencsére, valamint
- 500 mSv egyenérték dózis egy évben a végtagokra (kéz, láb), vagy a bőrre.

- **Lakossági sugárterhelés**

- **1 mSv** effektív dózis egy évben,
- különleges körülmények esetén öt év alatt az effektív dózis nem lépheti túl az 5 mSv –et,
- 15 mSv egyenérték dózis egy évben a szemlencsére, valamint
- 50 mSv egyenérték dózis egy évben a bőrre.

Sugárvédelem három módszere

- **Távolságvédelem:** Egy pontszerű gammaforrástól (vákuumban) időegység alatt kapott dózis a forrástól mért távolság négyzetével fordított arányban csökken. Ezért a védekezés első módja a távolságtartás. Csipesz, manipulátor, stb.
- **Idővédelem:** A sugárveszélyes helyen töltött idő csökkentésével az elnyelt dózis csökkenthető. A munkát gondosan elő kell készíteni. Sugárvédett helyen előre be kell gyakorolni.
- **Sugárzást gyengítő (árnyékoló) anyagok használata:** A sugárzás egy része a közbehelyezett anyagban elnyelődik. Ilyen közbe helyezett anyag lehet a levegő is.

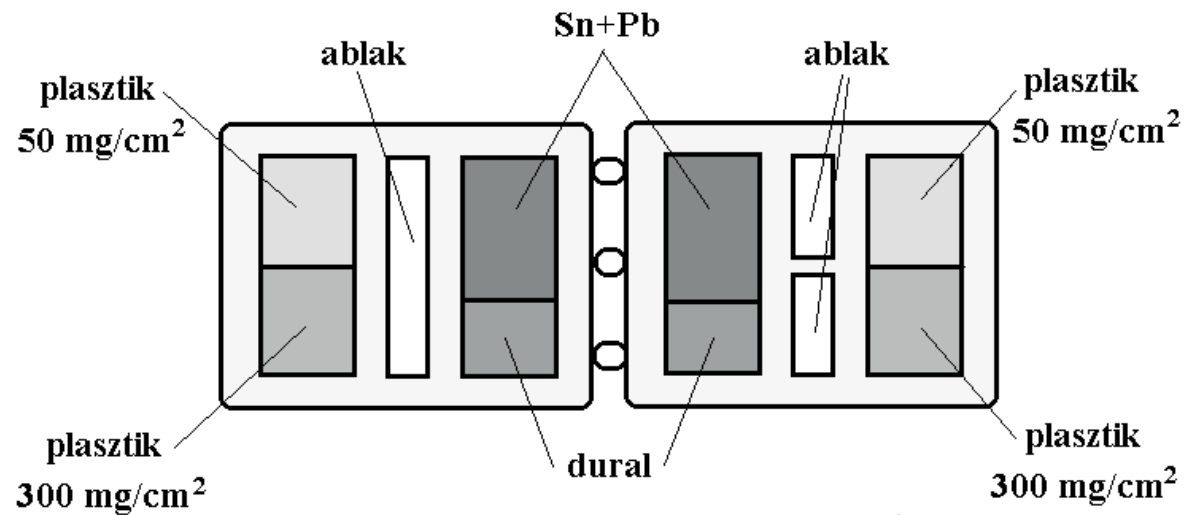
Sugárzások árnyékolása

- Töltött részecskék:
 - Nagy rendszám, nagy sűrűség (vigyázat: fékezési sugárzás)
- Gamma:
 - Nagy rendszám, nagy sűrűség
- Neutronok:
 - Lassítás: paraffin, víz, stb. (kis rendszám)
 - Elnyeletés: (n,gamma) reakciók, pl. kadmium. Gamma-sugárzás lép fel: extra gamma-árnyékolás is kell.
- Müonok:
 - Általában nem védekezünk. LHC: 100 m közetréteg.
- Neutrínók:
 - Nincs védelem. Modern kísérleteknél (CNGS) domináns veszélyforrás lehet!

Dózis mérése



Film-doziméter ablakokkal
(energiaérzékenység)



Termolumineszcens doziméter:
Felmelegítéskor fénykibocsátás,
„kiolvasás”. Újra használható.

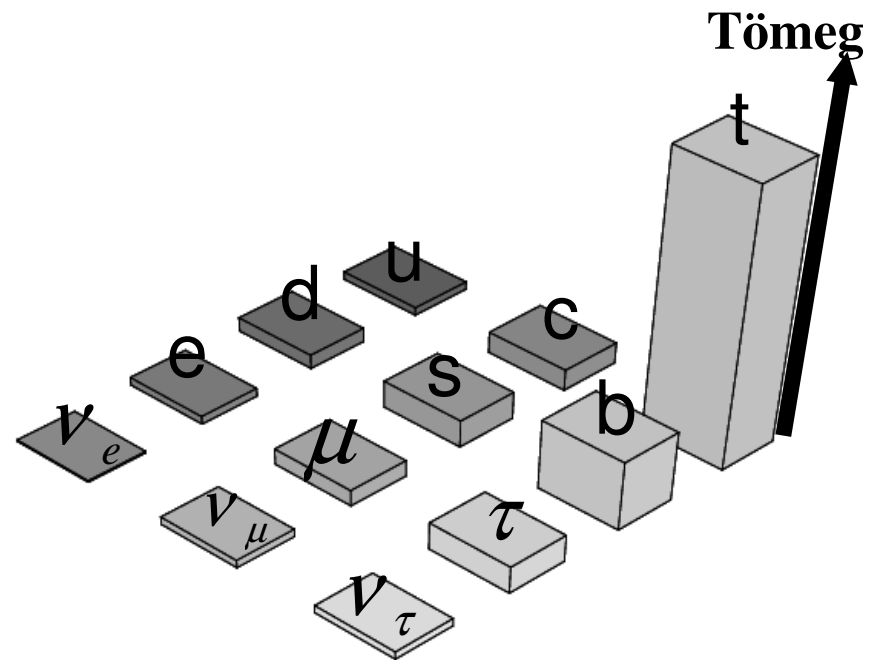
A részecskefizika mai nagy kérdéseiről

Aktuális: *tegnap* lőtték fel az ISS-re az AMS spektrométert!

- Anti-He keresés (antianyag-galaxisok?)
- Sötét anyag keresés (töltött részecskék keltése által)
- Strangeletek (nagy tömeg/töltés arány)
- Kozmikus sugárzás részletes vizsgálata
- 10-18 évig tervezik használni
- Nemzetközi Űrállomáshoz csatlakozik
- Szupravezető mágnest az utolsó pillanatban lecserélték permanens mágnesre (élettartam)
- 6700 kg, 2500 W, 2 Gbit/s a Földre, 1.5 Mrd USD
- TRD, ToF, tracker, Ring Cserenkov, EM kaloriméter



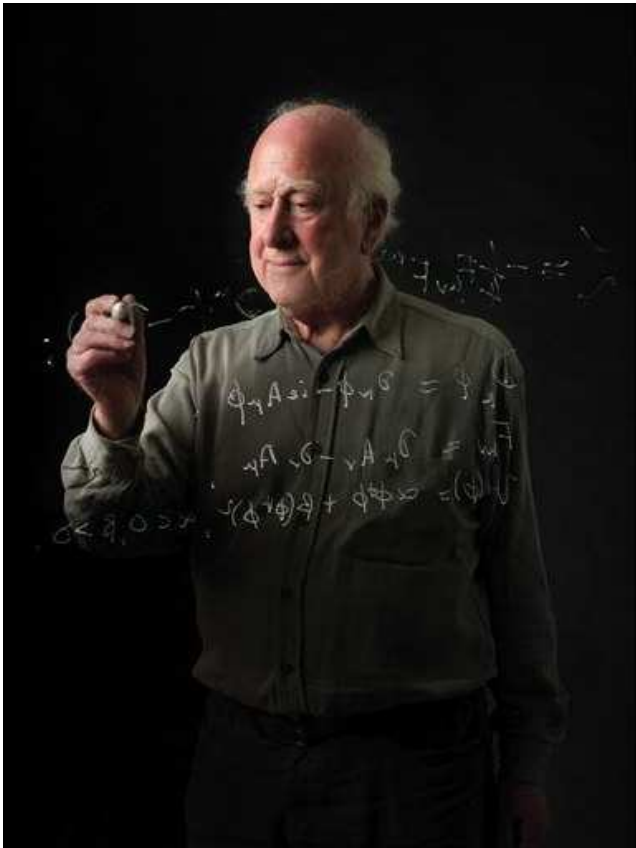
Mi a részecskék tömegének eredete?



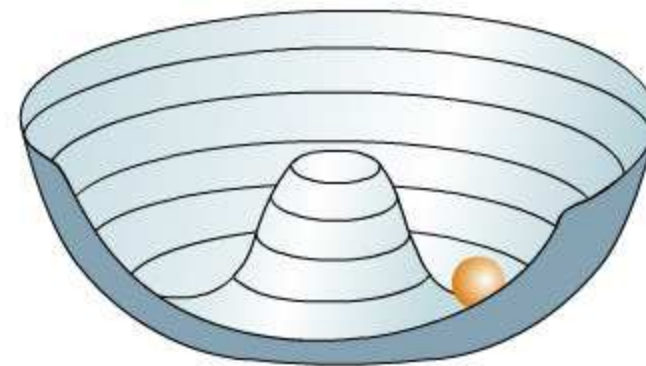
A Higgs részecske

Mi a részecskék tömegének eredete?
Miért vannak tömeges és tömegtelen részecskék?

$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$
hatáskeresztmetszetbe
bele kell számítani a Higgs-et
hogy a kísérlettel egyezzen!



The Higgs Mechanism



Higgs Scalar
Goldstone Boson



A Higgs mechanizmus



Fizikusokkal teli szoba, akik csendesen beszélgetnek
A mindent kitöltő Higgs mező...

A Higgs mechanizmus



Belép egy nagyon híres személy, mindenki vele akar találkozni. A kialakuló tolongás megnehezíti a mozgását.

A részecskének tömege lesz, mert a Higgs mezőn halad keresztül.

A Higgs mechanizmus



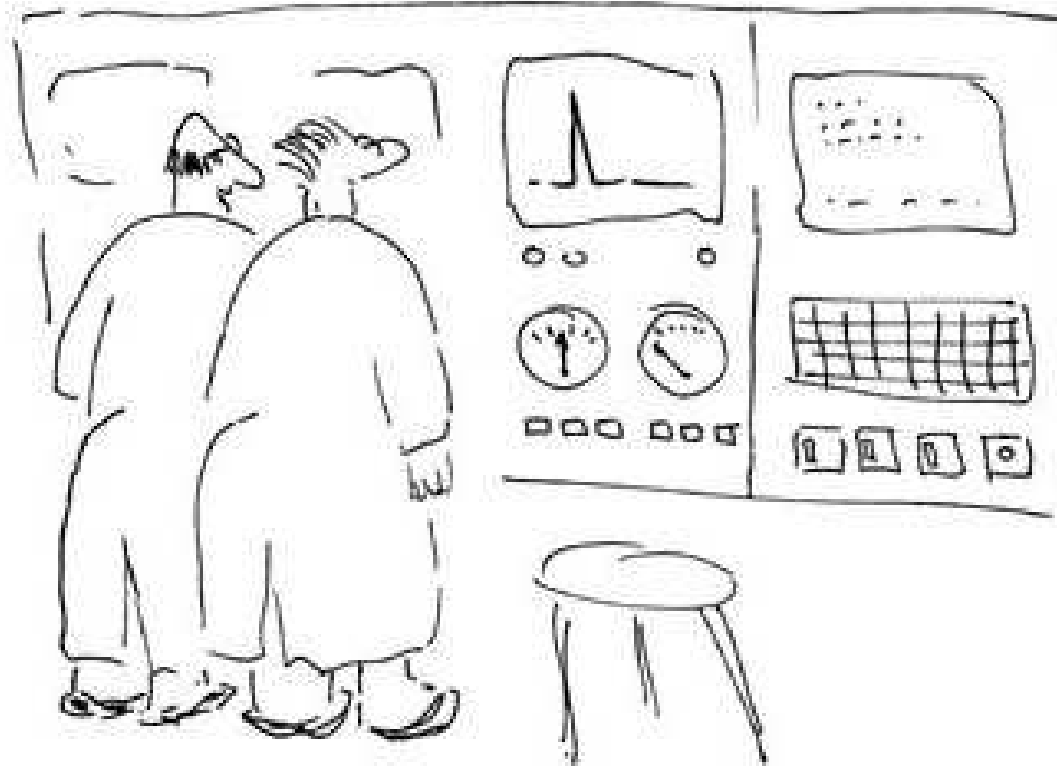
Most egy érdekes pletyka kerül a szobába...

A Higgs mechanizmus



...és ez szájról szájra adva, keresztülhalad a tömegen, csomósodást alkotva.
Higgs részecske: **csomósodás** a Higgs mezőben.

Az adatok kiértékelése



**Hm... most vagy megtaláltuk a Higgs bozont,
vagy Fred már megint feltette főni a kávéét...**

Szuperszimmetria

A feles és egész spinű részecskéket összekötő „tükrözés” (bozon-fermion)

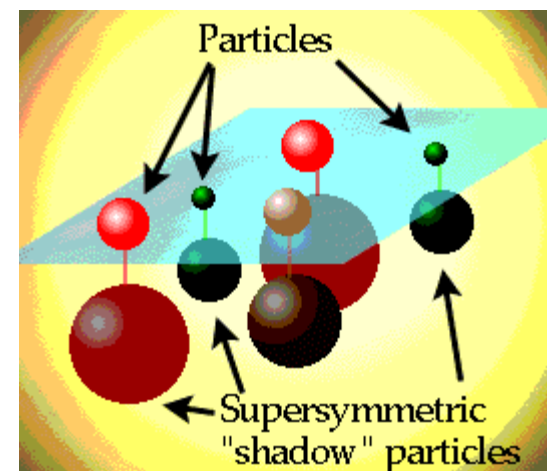
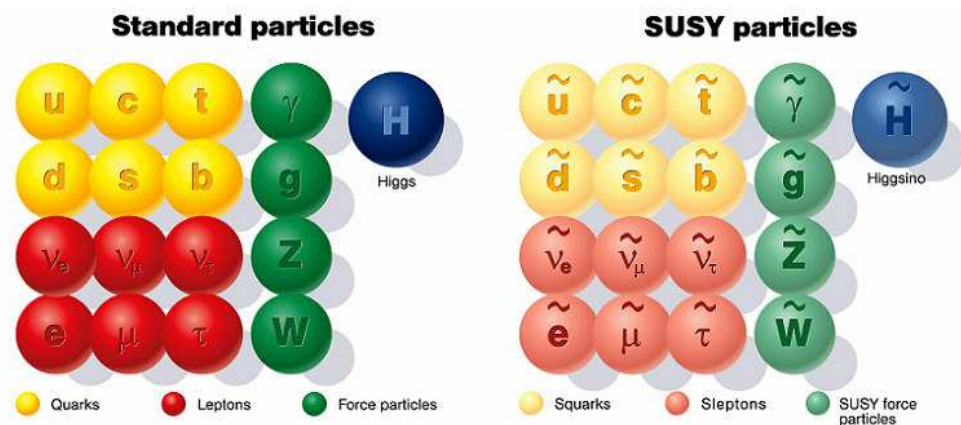
Ezt a szimmetriát nem figyelték még meg (a szimmetria sérül).

A részecskefizika nagy problémáit oldaná meg, ha létezne:

- Hierarchia-probléma: a részecskék tömege sokkal nagyobb lenne, mint amekkorát kísérletileg kapunk, ha nincs finomhangolás
- Gyenge, erős és elektromágneses kölcsönhatás egyesítése.

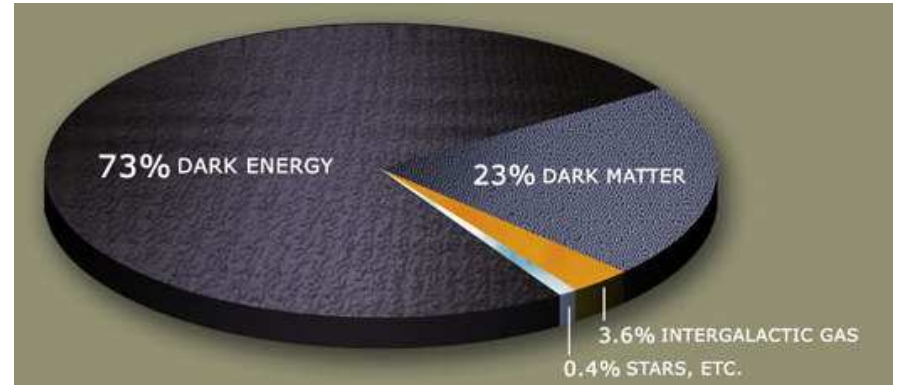
Miért erősebb 32 nagyságrenddel a gyenge kölcsönhatás a gravitációnál?
Óriási kvantum-korrekciók.

Ha a Higgs részecske nem nagyon nehéz, akkor finomhangolás szükséges.



Miből áll az univerzum?

Csak az Univerzum 4% -a áll az ismert részecskékből. A többi:
22%: **sötét anyag** és
74%: **sötét energia**



Sötét anyag: nem hat kölcsön az elektromágneses sugárzással, de a gravitációs hatásai érezhetőek (galaxisok forgása, kozmikus mikrohullámú háttér...).



Bullet cluster: két galaxishalmaz ütközése
szokásos anyag: **piros**
gravitáló anyag: **kék**

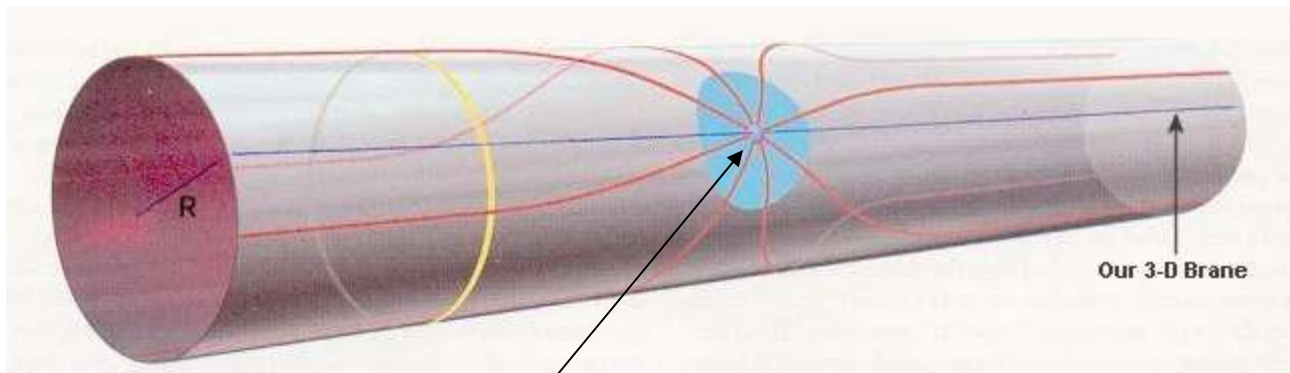
Az anyag nagy része csak nagyon gyengén hat kölcsön az elektromágneses sugárzással: ez biztosan nem a „szokásos” anyag.

Mi lehet a sötét anyag?
Axionok, steril neutrínók, WIMP-ek...
Legkönnyebb szuperszimmetrikus részecskék

Rejtett világok...?

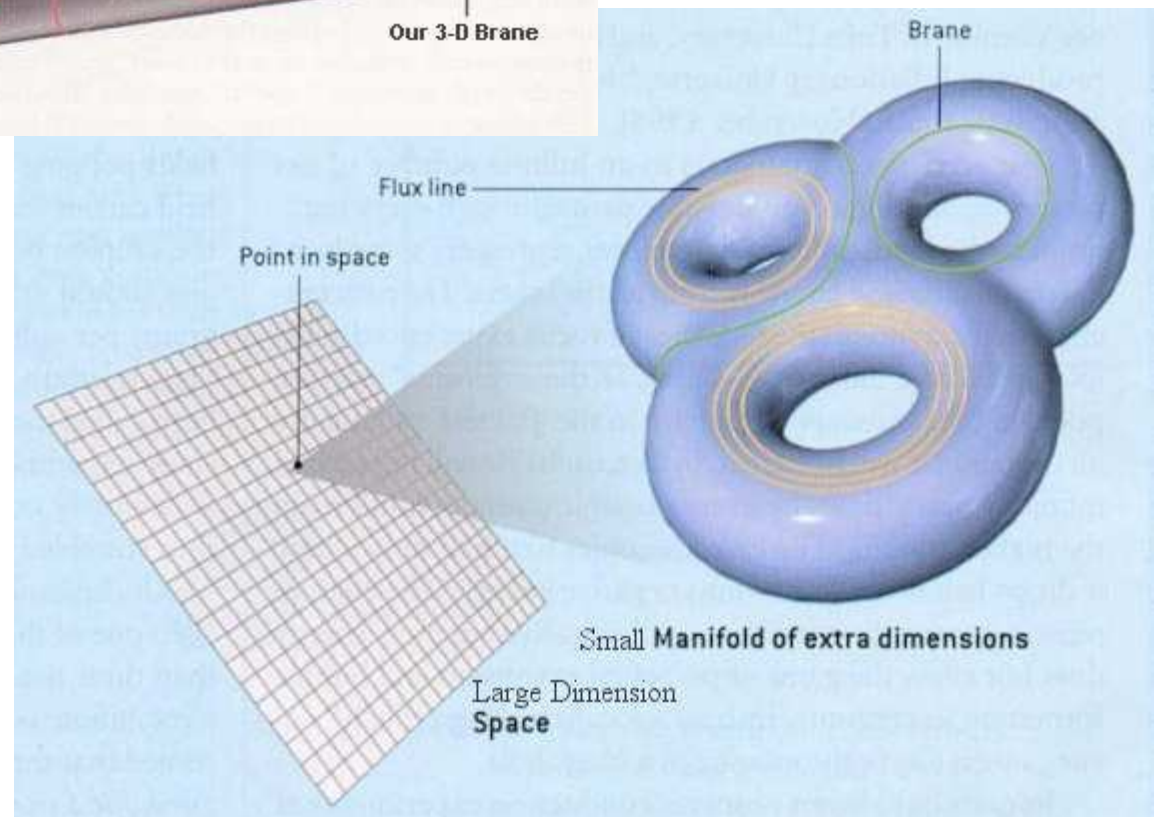
Léteznek-e extra, rejtett térdimenziók?

A húrelmélet azt sugallja, hogy léteznek a 3 térdimenzióon kívüli, de jelenleg mérhetetlenül kicsi kiterjedésű térdimenziók.



Szemléltetés:
egy kis hangya számára 2D világ,
de valójában 3D-be ágyazva!

Newton gravitációs törvénye
kis méretskálákon megváltozhat!



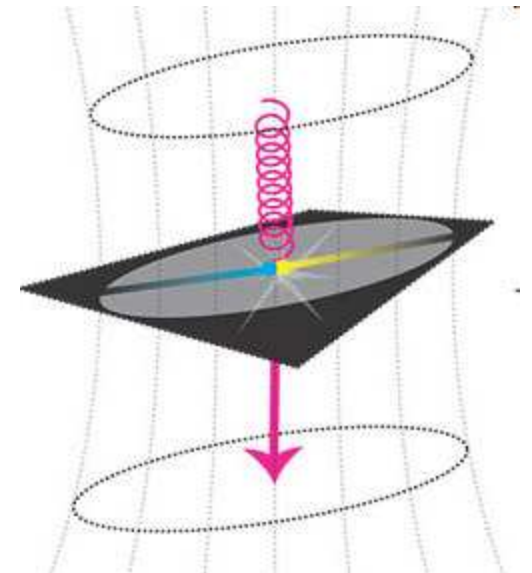
Extra dimenziók

Feltekeredett dimenziók mérete: nagyon kicsi ($< 1 \text{ mm}$)

Newton gravitációs törvénye
kis méretskálákon megváltozhat!
Az Eöt-Wash csoport kísérlete
(Washingtoni Egyetem):



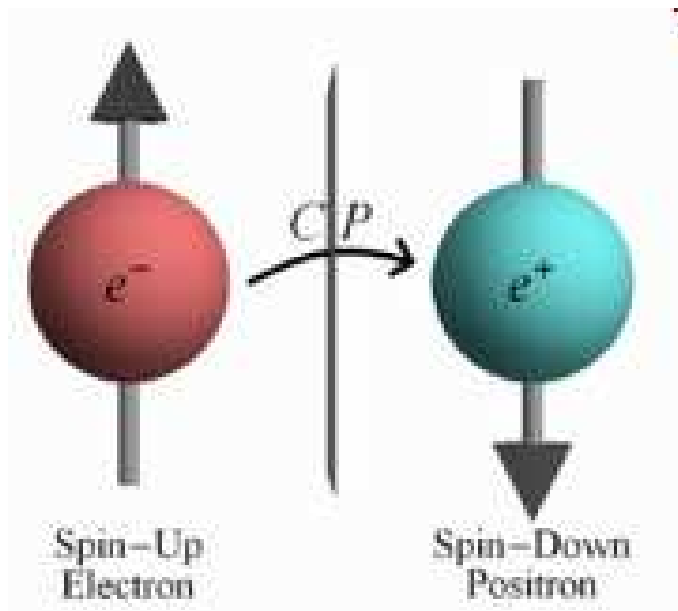
Gyorsítóknban: a nagy energiájú
ütközések kis távolságokat is „felbontanak”.
Graviton távozhat a Megaverzumba
→ „hiányzó” energia a kísérletben



Anyag - antianyag

Az Ősrobbanás során anyag és antianyag is keletkezett, melyek megsemmisülnek, ha találkoznak.

Miért van akkor ma sokkal több anyag, mint antianyag?



CP szimmetria: tértükrözés+”töltéskonjugálás”

A gyenge kölcsönhatás sérti ezt a szimmetriát.

Semleges kaonok és B mezonok bomlásánál vizsgálható. (LHCb kísérlet)

Az Ősrobbanás utáni másodpercekben a CP-sértés kellett az anyag-antianyag egyensúly felbomlásához.
(KÜLÖNBEN csak fotonok lézethnének!)

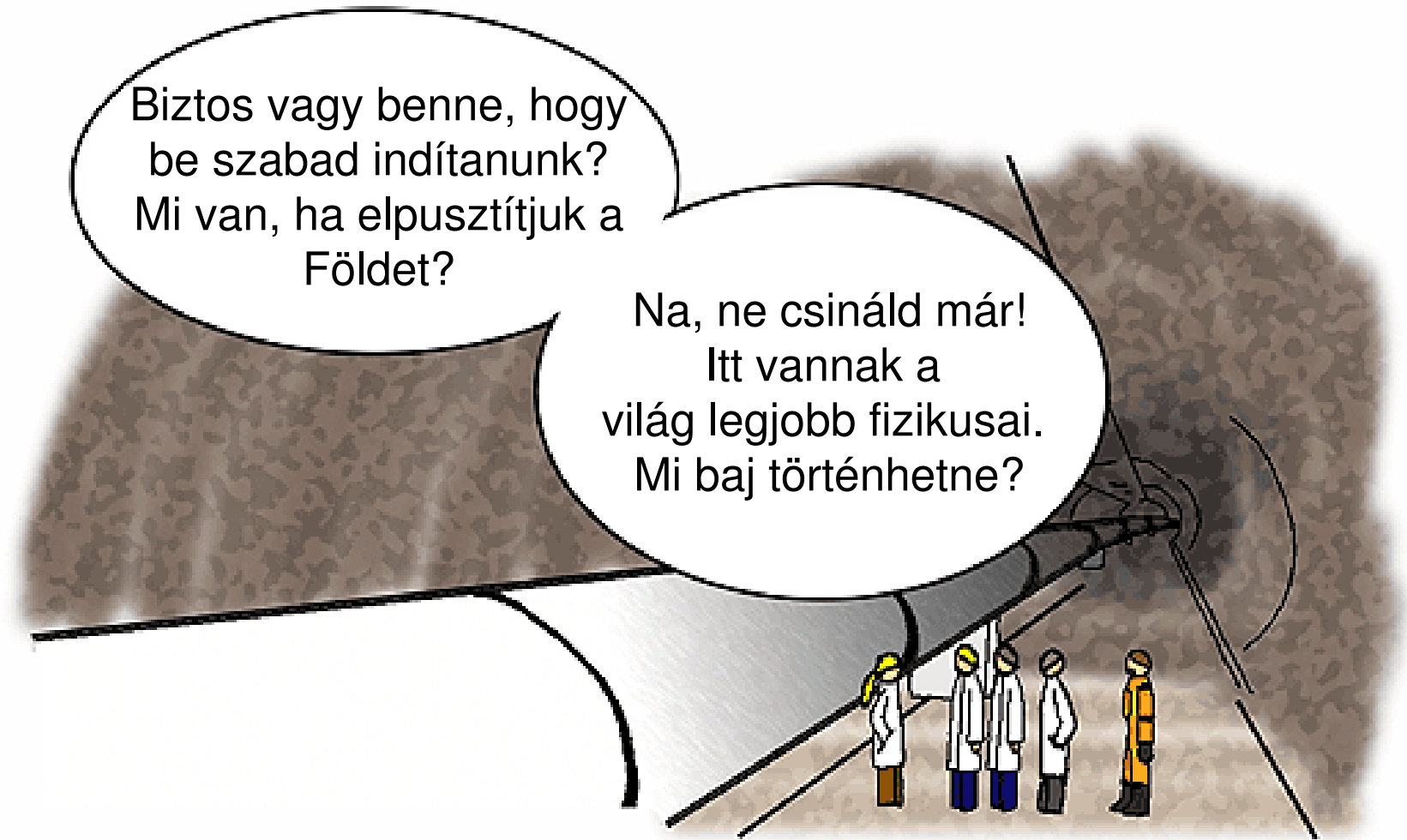


A Standard Modell sajnos nem ad elegendő mértékű CP-sértést ehhez.

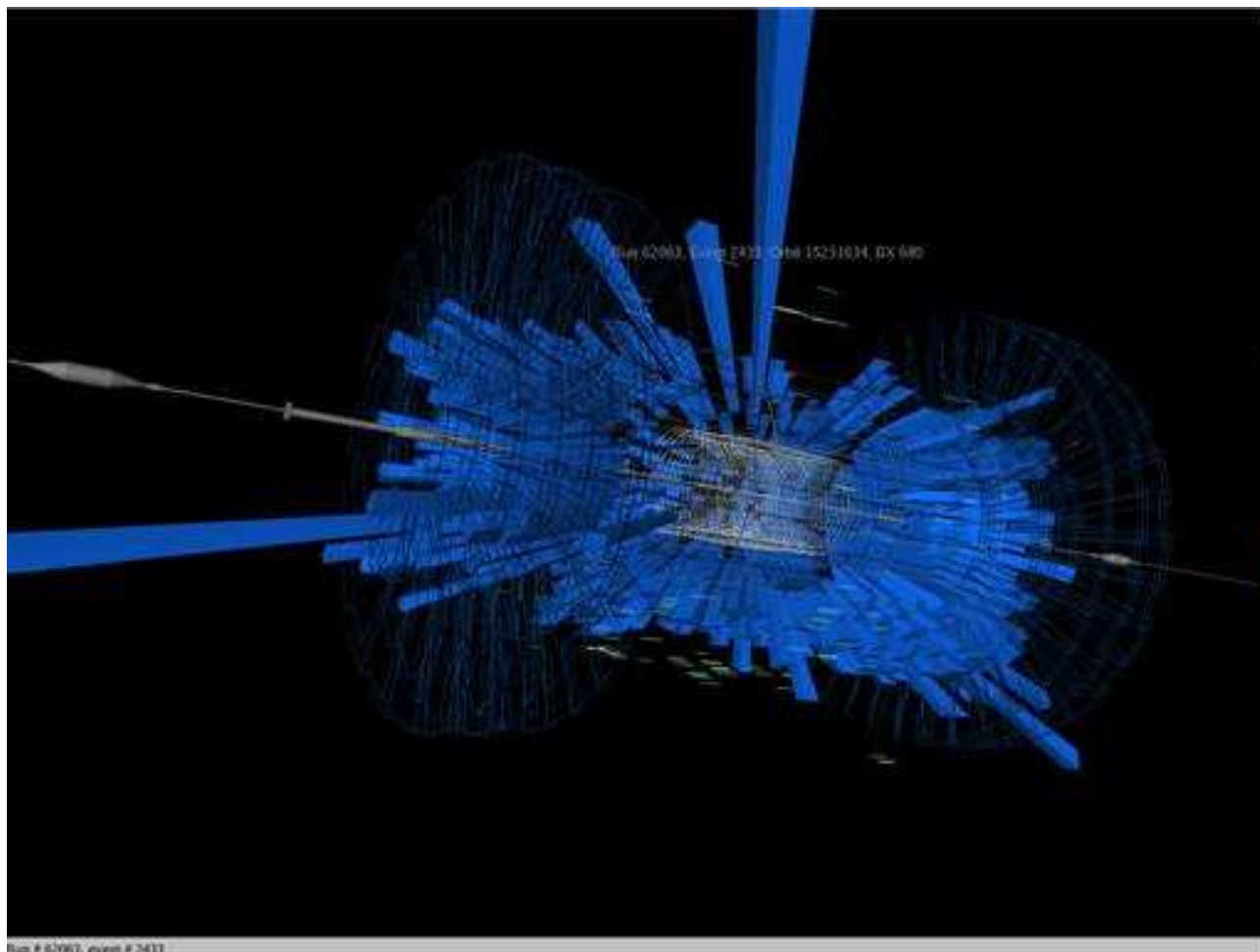
Az LHC beindításának napja

Biztos vagy benne, hogy
be szabad indítanunk?
Mi van, ha elpusztítjuk a
Földet?

Na, ne csináld már!
Itt vannak a
világ legjobb fizikusai.
Mi baj történhetne?



Az első proton-kölcsönhatás a CMS szemével



Gyakorlati haszon?

A részecskefizika és a CERN hozzájárulása más fontos célokhoz:

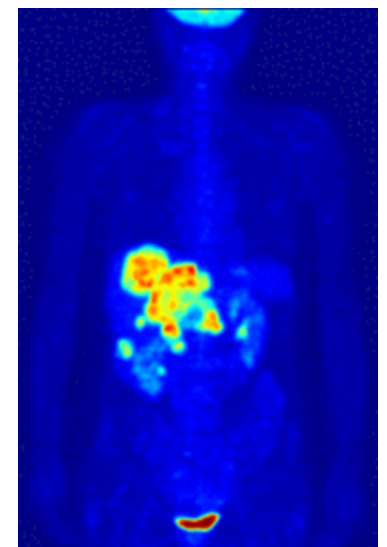
World Wide Web: a kutatók nagy csoportjai közötti információcsere eszköze

Gyorsítók felhasználása energiatermelésre: tórium mint üzemanyag
transzmutációs radioaktív hulladék kezelés

Grid computing: hatalmas adatmennyiségek elosztott feldolgozása
klímamodellek számításának segítése

Gyorsítók felhasználása az orvostudományban:
sugárterápia, radioaktív elemek gyártása, PET-diagnosztika

Tudás-kiáramlás: néhány év tapasztalatszerzés után jól képzett kutatók
áramlása a többi tudományterületre



Miért kell az alap kutatás?

- Mindig a (non-profit) kíváncsiság vezet(ett) új felfedezésekhez
- pl. elektromosság: a gyertyán végzett alkalmazott kutatás sohasem vezetett volna a villanyvilágítás feltalálásához
- 1867, 9 évvel Faraday halála után, utódai megállapítása:
„Annak ellenére, hogy nem tudjuk megmondani, hogy pontosan mit nem fedeztünk még fel, semmi okot nem látunk arra hogy azt higgyük, hogy az elektromosság valaha a gyakorlatban is felhasználható lesz.”

Magyar részvétel az LHC-ben

- CMS:
 - müondetektor-pozícionálás (részecskeimpulzus)
 - kaloriméter (részecske-energia mérés)
 - az első hadronfizikai analízisek
 - Higgs, SUSY, fekete lyuk keresés
- ALICE:
 - nagy impulzusú részecskék azonosítása
 - nagy impulzusú részecskék triggere
- TOTEM:
 - kis szögben szóródott részecskék mérése
- Adatátvitel:
 - a detektorok adatainak gyors továbbítása (elektronika)

Köszönöm a figyelmet!

- Írásbeli vizsga: 2011. május 31. 10 óra
 - Mindenkinek kötelező
 - ETR-ben NEM lesz meghirdetve
 - Megajánlott jegyet lehet kapni
 - Messze a legegyszerűbb módja a sikeres vizsgának
- Szóbeli vizsgák:
 - Sikeres írásbeli esetén: néhány ellenőrző kérdés
 - Sikertelen írásbeli esetén: vizsga, tételek, kérdések
 - Javítani és rontani is lehet
 - Június 27. után NINCS vizsgára, sem UV-ra lehetőség
 - ETR-ben jelentkezni kell (hamarosan meghirdetem)
 - Index nélkül nincs vizsga