$$Z(2\gamma A^{2/3} + 8\delta) = 4\delta A$$

$$Z = \frac{4\delta A}{2\gamma A^{2/3}+8\delta} = \frac{A/2}{1+\frac{2\gamma}{8\delta}A^{2/3}} = \frac{A}{2}\frac{1}{1+\frac{\gamma}{4\delta}A^{2/3}}$$ $\frac{\gamma}{2\delta}$ kicsi szám

kis A-ra $N=Z$, nagyobb A-ra eltér

$E_{köt}(A) = \ldots$

A radioaktivitás

Statisztikus kép:

N db atom — független az egyes atommagok

$p_1 = \lambda\, dt$ → elbomlás valószínűsége — bomlása

↳ időegységre jutó bomlási valószínűség, bomlási állandó

1. az atomok egymástól függetlenek
2. λ nem függ időtől

dt idő alatt n db atommag fog elbomlani

↓ valószínűségi változó

$p(n) = ?$ binomiális eloszlás $p(0) = (1-p_1)^N$ $p(1) = p_1(1-p_1)^{N-1} N$

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

csak egész értékeket vesz föl

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{N} n\, p(n) = \sum_{n=1}^{N} n \binom{N}{n} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \sum_{n=1}^{N} N \binom{N-1}{n-1} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = N p_1 \sum_{n=1}^{\infty} \binom{N-1}{n-1} p_1^{n-1} (1-p_1)^{N-1-(n-1)}$$

$$= N p_1$$

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

ha $p_1 \ll 1$ $\lambda\, dt \ll 1 \Rightarrow \bar{n} \approx \sigma_n^2$

$\frac{\sigma_n}{n} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$ a relatív szórás

Poisson-eloszlást csinálunk belőle: $N p_1 = \text{konst.}$ $N \to \infty$ $\lambda\, dt = p_1 \to 0$

$n! \simeq \left(\frac{n}{e}\right)^n \sqrt{2\pi n}$

$$p(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} = \frac{\left(\frac{N}{e}\right)^N \sqrt{2\pi N}}{\left(\frac{N-n}{e}\right)^{N-n}\sqrt{2\pi(N-n)}\; n!} p_1^n (1-p_1)^{N-n} =$$

$$= \frac{N^N \sqrt{N}}{(N-n)^{N-n}\sqrt{N-n}} p_1^n (1-p_1)^{N-n} \frac{1}{n!} \underbrace{\frac{e^{-N}}{e^{-(N-n)}}}_{e^{-n}} = \frac{N^n p_1^n}{n!} \frac{N^{N-n}\sqrt{N}(1-p_1)^{N-n}}{(N-n)^{N-n}\sqrt{N-n}} e^{-n}$$

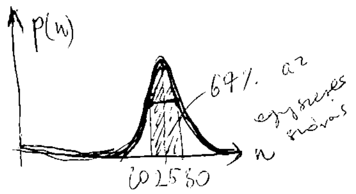
MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.25.

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

$$\frac{n}{N}\to 0 \qquad \sqrt{\frac{1}{1-\frac{n}{N}}}\to 1 \qquad \left(\frac{N-Np_1-n+n}{N-n}\right)^{N-n} = \left(1+\frac{n-Np_1}{N-n}\right)^{N-n} \to e^{n-Np_1}$$

$$* \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-n} e^{n-Np_1} = \frac{(Np_1)^n}{n!} e^{-Np_1} = \boxed{\frac{(\bar{n})^n}{n!} e^{-\bar{n}}}$$ Poisson-eloszlás

ha $\bar{n} \gg 1$ Gauss-görbéhez hasonlít



$$e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\sigma_n^2}} = e^{-\frac{(n-\bar{n})^2}{2\bar{n}}}$$

N részecske $\xrightarrow{dt \text{ idő alatt}}$ $N - \bar{n} = N'$

$\Delta N = -\bar{n} = -Np_1$

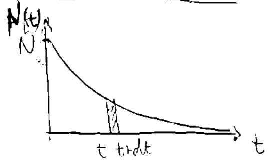
$\Delta N = -N\cdot\lambda\cdot dt \Rightarrow \frac{dN}{dt} = -\lambda N$ az egyszerű bomlás differenciálegyenlete

N a meglévő atommagok átlagos száma

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

felezési idő: $\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}$ $\quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$

átlagos élettartam: $\int_0^\infty t\, p(t)\, dt$



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

$$\tau = \int_0^\infty t\, p(t)\, dt = \frac{\overbrace{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}^{\to \frac{1}{\lambda^2}}}{\underbrace{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt}_{\to \frac{1}{\lambda}}} = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}$$

$\tau > T_{1/2}$

pl. neutron szabadon: $T_{1/2} \approx 8$ perc
$\tau \approx 11$ perc

időegység alatti bomlások száma az aktivitás: A

egyszerű bomlás esetén: $A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t)$ $\quad \boxed{A=\lambda N}$

^{137}Cs → talajban atomrobbanások miatt → egyszerű bomlás

^{238}U
^{235}U } → tovább bomlik

$^{18}F \to \beta^+$

^{14}C

^{40}K → egyszerre β^+, β^- bomló

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 03.25.

$^{238}_{92}U \to {}^{234}_{90}Th \to {}^{234}_{91}Pa \to {}^{234}_{92}U \to {}^{230}_{90}Th \to {}^{226}_{88}Ra \to {}^{222}_{86}Rn$

<u>bomlási sor</u>

$N_1(t) \quad N_2(t) \quad N_3(t) \quad N_4(t) \quad N_i(t)$

$\dot N_1 = -\lambda_1 N_1 \qquad \dot N_2 = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t}$

$N_{2hom} = A e^{-\lambda_2 t} \qquad N_{2inhom} = B e^{-\lambda_1 t}$

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

$$B = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}$$

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

$N_2(0) = N_{20}$ kezdeti feltétellel $\quad N_{20} = A \cdot 1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2-\lambda_1} N_{10} \cdot 1$

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

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

az <u>abszolút aktivitás</u> az aktivitások összege

$A_{TOT} = \sum_i \lambda_i N_i$

$\dot N_1 = -\lambda_1 N_1 \qquad \dot N_2 = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$

$\dot N_3 = -\lambda_3 N_3 + \lambda_2 N_2 \to \sum_{i=1}^{2} a_i \cdot e^{-\lambda_i t}$

$N_3(t) = \sum_{i=1}^{3} b_i \, e^{-\lambda_i t} \qquad b_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{(\lambda_3-\lambda_1)(\lambda_3-\lambda_2)}$

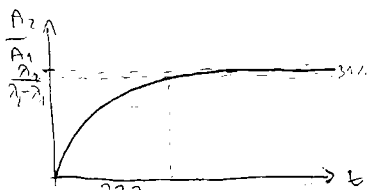
<u>Radioaktív egyensúly</u>: $\quad A \xrightarrow{\text{nagy}} L \xrightarrow{\text{kicsi}}$ Stabil

$$\left.\begin{array}{l} A_1(t) = \lambda_1 N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ A_2(t) = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}\left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}\right) \end{array}\right\} \text{nem lehetnek egyenlőek}$$

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

konst.

<u>Def</u>: $\exists\, t_0 : t > t_0 \left| \frac{A_2}{A_1} - k \right| < \varepsilon$ (van beállási idő)



$\lambda_2 > \lambda_1$

$T_2 < T_1$

$^{226}Ra \to {}^{222}Rn$

$T_{Ra} = 1500$ év $\quad T_{Rn} = 3{,}8$ nap

Beállási idő:

$$t = \frac{\ln 0{,}01}{\ln 2} \cdot \frac{\ln 2}{\lambda_1 - \lambda_2} = \frac{\ln 0{,}01}{\ln 2} \frac{1}{\frac{\lambda_1}{\ln 2} - \frac{\lambda_2}{\ln 2}} =$$

MAG.- ÉS RÉSZFIZ. 03.25.

$$= \frac{\ln 0{,}01}{\ln 2}\cdot\frac{1}{\frac{1}{T_1}-\frac{1}{T_2}} \approx -\frac{\ln 0{,}01}{\ln 2}T_2 = 6{,}64\,T_2 = 25{,}25 \text{ nap}$$

$^{238}U \to {}^{234}Th \to {}^{234}Pa \to$ ezért álljon be az egyensúly

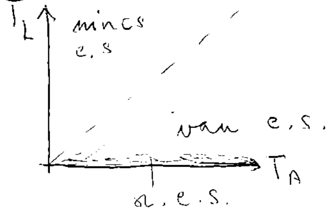
$$\frac{A_i(t)}{A_1} \approx R = \frac{\overbrace{\sum_{k=1}^{i} a_{ik}\, e^{-\lambda_k t}}^{A_3(t)}}{\lambda_1 N_{10}\, e^{-\lambda_1 t}} = \frac{1}{\lambda_1 N_{10}}\left(a_{i1} + a_{i2}\, e^{(\lambda_1-\lambda_2)t} + a_{i3}\, e^{(\lambda_1-\lambda_3)t}+\dots\right)$$

$T_{^{238}U}$ = 4,4 milliárd év → λ_1 elhanyagolható a többi mellett

$T_{^{234}U}$ = 250 millió év → nagyon sokáig áll be az egyensúlyba → ez alatt kövörbe nagyon kevés van

az uránsor szekuláris egyensúlyba tud beállni

↳ $\frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} \approx \frac{\lambda_2}{\lambda_2} = 1$ $\qquad T_1 \gg T_2$



$\frac{T_L}{T_A}$ arány számít csak

Indukált radioaktivitás

neutronbesugárzás

$$n + A \xrightarrow{\sigma} I \xrightarrow{\lambda} S$$

$\dot N_n = \sigma j N_{CA} = R$ neutronbefogás hatáskeresztmetszete

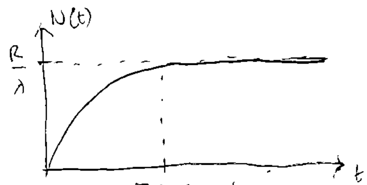
↳ neutronfluxus

$\dot N_I = -\lambda N_I + R \qquad N_I = Ae^{-\lambda t}+\frac{R}{\lambda}$

k.f. $N(0)=0 \to A = -\frac{R}{\lambda}$

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

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



≈5 felezési idő alatt telítődik

~~A radioaktivitás minőségi leírása~~

(Az exponenciális bomlás felfedezése:

uránszurokérc minta aktivitása ajtónyitáskor megváltozik → dobozban megszűnik → felfogta a radioaktív gázokat → elkülönítette ^{222}Rn $T_{1/2}=3{,}8$ nap → Rutherford

→ aktivitás exponenciálisan csökken)

$^{226}R \xrightarrow{\alpha} {}^{222}Rn \xrightarrow{\alpha} {}^{218}Po \longrightarrow {}^{214}Pb$

1500év 3,8nap 3perc radonexhaláció $\varepsilon - \frac{dN}{dt}$

Párhuzamos bomlás

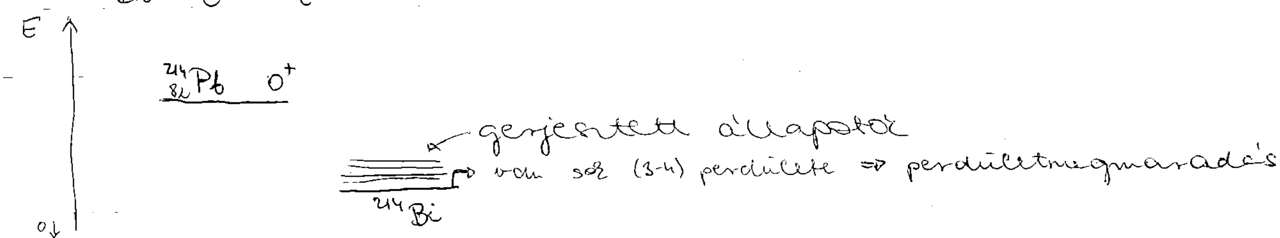
$^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{20}Ca + e^- + \tilde{\nu}_e$

$^{40}_{19}K \rightarrow {}^{40}_{18}Ar + e^+ + \nu_e$ de $^{40}K + e^- \rightarrow {}^{40}Ar^* + \nu_e$ ← gerjesztett atommagállapot

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

csatorna ~~(valószínűség)~~ arány: $g_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2}$

$^{214}Pb \longrightarrow {}^{214}Bi + e^- + \tilde{\nu}_e$



β- bomlás → spin, paritás → tértükrözésre való szimmetria

spin ↓ teljes ~~pálya~~perdület $\hat{P} f(\underline{x}) = f(-\underline{x})$

$I = \sum_{i=1}^{Z} L_{p_i} + \sum_{i=1}^{N} L_{n_i} + \sum_{i=1}^{Z} S_{p_i} + \sum_{i=1}^{N} S_{n_i}$ $\hat{P}^2 = \mathbb{1}$ $\lambda_{\hat{P}^2} = 1$ $\lambda_{\hat{P}} = \pm 1$

ha Z és N páros akkor $I = 0$ $\Psi(\underline{x})$ → paritássajátállapot

minden atommagra $\Pi = \pm 1$

$^{214}Pb \rightarrow {}^{214}Bi + e^- + \tilde{\nu}_e$

$0 = 3 \quad \underbrace{\tfrac{1}{2} \quad \tfrac{1}{2}}_{1} \quad + L_{e\tilde{\nu}_e}$

a β- bomlás valószínűsége nagyobb, ha $L_{e\tilde{\nu}_e}$ kicsi

⇒ gerjesztett állapotok is keletkeznek → mindegyiknek megvan a valószínűsége

a végállapot spinje megmondja a valószínűséget

ezeknek különböző bomlási állandója van → összeadjuk őket

csatornaarány: $g_3 = \frac{\lambda_3}{\sum \lambda_i}$

γ-fotonok lépnek ki, ha gerjesztett állapotba ment

Radioaktív családok

^{238}U 4,5 milliárd év ^{232}Th

tömegszám változhat 0, 4 -et

a családokat 4-gyel való oszthatóság szerint ⇒ 4 család

4-gyel oszthatók: ^{232}Th legvalószínűbb bomlási sornak oldalágai is vannak → mesterségesen létrehozhatók

^{237}Np 2 millió év → ... → $^{209}_{83}Bi$ van a természetben

^{238}U 4,4 milliárd év

^{235}U 7 milliárd év

Radioaktív bomlás minőségi leírása

α-bomlás $^{222}Rn \to {}^{218}Po + \alpha$

$\downarrow$

He^{2+} (Nap színképvonalaival egyező vonalakból találták ki)

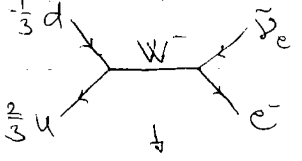
energiája 4-10 MeV

β-bomlás

⊖ $^{14}C \to {}^{14}N + e^- + \tilde{\nu}_e$ magszint

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

$d \to u + e^- + \tilde{\nu}_e$ kvarkszint

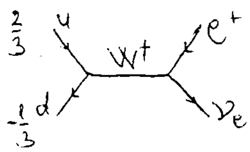


gyenge kölcsönhatás

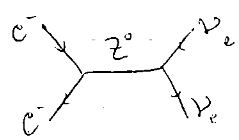
⊕ $^{18}F \to {}^{18}O + e^+ + \nu_e$

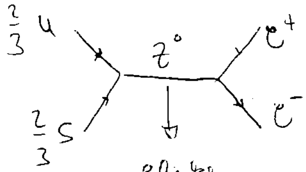
$p \to n + e^+ + \nu_e$

$u \to d + e^+ + \nu_e$



Ⓩ semleges áram





elektron-pozitron párt kelt

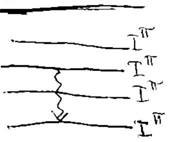
MAG - ÉS RÉSZFIZ. 04.01.

$n \to p + e^- + \tilde{\nu}_e$ $\quad$ $p \to n + e^+ + \nu_e$

$n + e^+ \to p + \tilde{\nu}_e$ $\quad$ $p + e^- \to n + \nu_e$ ⇒ K-befogás

$n + \nu_e \to p + e^-$ $\quad$ $p + \tilde{\nu}_e \to n + e^+$ ⇒ inverz β^+-bomlás

γ-bomlás: atommag gerjesztett állapota → alapállapot



a magspintől és a paritástól függ melyik átmenet lehetséges

gerjesztett állapotokat spin, paritással írjuk le

↳ lehet egyrészecske típusú gerjesztés ⇒ egy részecske + egy lyuk

↳ többrészecske

↳ kollektív ⇒ globális változás pl. forgás, (rezgés) vibráció (pulzálás)

vannak hosszú felezési idejű állapotok (izomér)

↳ nagyon eltér az alapállapottól

belső konverzió

gerjesztett állapot egy külső részecskének → K héjon lévő elektronnak adja át az energiáját

belső konverziós elektron kilép adott energiával

(nem folytonos energiaeloszlással, mint β-bomló e^--ok)

hasadás

két hasadvány → stabilitástól lefele ⇒ β^--bomló atommagokká hasadnak

keletkezett részecskék eloszlása mindig két púpú teve

neutronok is keletkeznek a hasadásban

≈200 MeV ⇒ nagyon nagy a nukleáris energia sűrűség

^{235}U ami hasad → termikus neutronra hasad

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 04.15.

α - bomlás:

→ leánymag visszalökődése

$\overleftarrow{p}$ ○ $\alpha \rightarrow p$

$$\underbrace{\frac{p^2}{2m_\alpha}}_{E_\alpha} + \frac{p^2}{2m_L} = Q \quad \nwarrow (m_A - m_C - m_\alpha)c^2 \text{ felszabaduló energia}$$

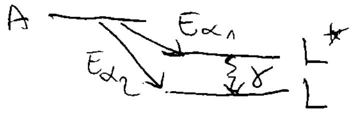
mozgási energia

$$\frac{p^2}{2\cdot 4\cdot m_N} + \frac{p^2}{2(A-4)m_N} = \frac{p^2}{2\cdot 4\cdot m_N}\left(1+\frac{4m_N}{(A-4)m_N}\right) = E_\alpha\frac{A}{A-4} = Q$$

m_N: nukleáris tömegegység

$E_\alpha = \frac{A-4}{A}Q$ → majdnem az egész Q az α-részecskére jut

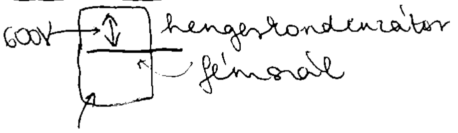
Finomszerkezete: többfajta energiájú α keletkezik



γ-t detektálva $E_{\alpha_1} - E_{\alpha_2}$ ✓

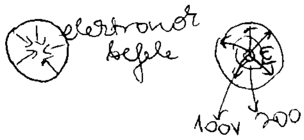
⇓ α - γ koincidencia

α - detektálás GM csővel:



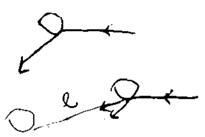
benne gáz-gőz keverék → α-részecske ionizálja a molekulákat

→ elveszti az energiáját és megáll



$E_e < E_i$ ütközés

$E_e > E_i$ ionizáció



két ütközés között gyorsul $E_e = qEl = qE\lambda > E_i$ (λ: szabad úthossz)

$$E > \frac{E_i}{\lambda q} \Rightarrow \text{ionizáció}$$

ez egy bizonyos sugáron belül már teljesül → gázerősítés

→ sok elektron → központi anódszálra → I áram annál

nagyobb minél nagyobb az erősítés

GM cső tartománya → önfenntartó kisülés ↗ nagy feszültség ↘ UV fotonok p valószínűség

↗ elektronlavina ← katódfotoeff. ←

↓ nem tudja mérni az α energiáját

$N_{anódra} \sim N_{keletkezett} \sim E_{det}$

ionizációs kamra

⋀ jel magassága ~ α-részecske detektorban leadott energia

ugyanez kisebb feszültségen

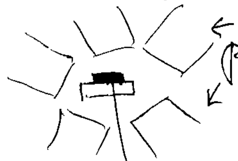
(proporcionális kamra)

α-rész rövid (néhány μm) alatt megáll ⇒ nagyon vékony ablak kell ↓

végablakos GM-cső

α-részecskét <u>félvezető detektorral</u> mérjük

szilícium, germánium egykristály



pl. nátrium-jodid szcintillációs detektorok → γ-fotonokhoz

α-forrás nagyon vékony

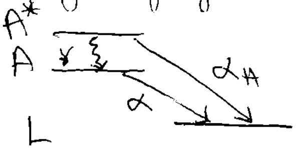
koincidencia ablak

$E_{\alpha_1} \to E_\gamma \cong E_{\alpha_2} - E_{\alpha_1}$ ⇒ finomszerkezeti átmenet

gerjesztett leányelem alapállapot visszalökődés

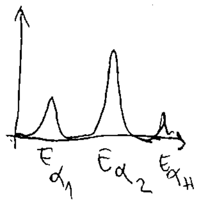
<u>hosszú hatótávolságú α-bomlás</u>: több az energiája, mint a szokásos 4-8 MeV → ≈10 MeV - 11 MeV

az anyamag gerjesztett állapotából keletkezik a leánymag



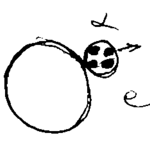
$A^* \xrightarrow{\gamma} A \xrightarrow{\alpha} L$, $A^* \xrightarrow{\alpha_*} L$ } párhuzamos bomlás

$\frac{\lambda_1}{\lambda_1+\lambda_2} = 80\%$ elágazási arány



<u>α-bomlás mechanizmusa</u>

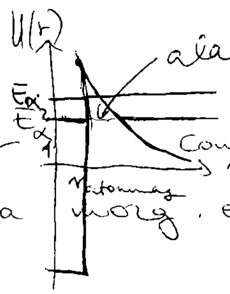
miért kisebb E_{α_1} intenzitása?



elektrosztatikus taszítás

↓

nagyobb el. energia mint E_α



alagúteff. (Gamow-faktor az átjutás valószínűsége)

végén a mozg. en.

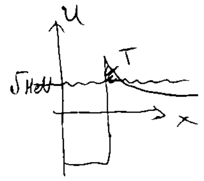
$E_{\alpha_1} < E_{\alpha_2}$ ⇒ más az átalagutazni való potenciál alatti terület: $G \sim e^{-T_{terület}}$ ⇒ E_{α_1}-nek kisebb az áthatolási valószínűsége

Geiger - Nuttal - tv

$E_\alpha \sim 5$ MeV

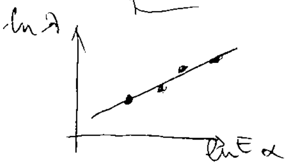
λ bomlási állandó

$\lambda \sim G \sim e^{-\text{Tenizet}}$



$\ln \lambda \sim A \ln E_\alpha + B$

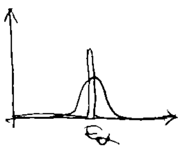
$\ln \lambda \sim A \frac{1}{\sqrt{E_\alpha}} + B$



α-bomlás energiaeloszlása

$p(E_\alpha)$

$(m_A - m_L - m_\alpha)c^2 = Q \rightarrow E_\alpha$



$\delta(E_\alpha)$ első közelítésben Dirac-delta DE

természetes vonalszélesség : Γ

Lorentz-görbe alakú eloszlás

$\phi(\underline{x},t) = \varphi(\underline{x})\, e^{-i\frac{E_0}{\hbar}t}$ → hullámfüggvénye E_0 energiájú állapotnak

$|\phi(\underline{x},t)|^2 = |\varphi(\underline{x})|^2\, 1$ → időfüggetlen állapot → de az α nem időfüggetlen

⇒ új tagot rakunk a hullámfv.-be empirikusan

$\phi(\underline{x},t) = \varphi(\underline{x})\, e^{-i\frac{E}{\hbar}t}\, e^{-\frac{t}{2\tau}} = \int \phi_E(\underline{x},t)\, g(E)\, dE$ ⟶ energiasajátállapotok összege

(súlyfaktor)

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

$|g(E)|^2 = p(E)$ 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 : $\frac{\hbar}{2\tau} = \Gamma$

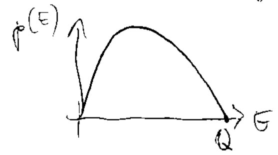
energiabizonytalanság

$\Gamma\tau = \frac{\hbar}{2}$ olyan, mint a Heisenberg

átlagos élettartam

β-bomlás energiaeloszlás:

folytonos energiaeloszlás Fermi-elmélet



$(m_A - m_L - m_{e^-})c^2 = Q$

$Q = \cancel{E_L} + E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e}$

másika kicsi

ha $Q \gg m_e c^2$

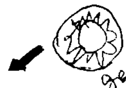
$E = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2 c^4} \approx pc$ ultrarelativisztikus közelítés

ebben a közelítésben az eloszlás egy parabola 

γ-sugárzás

atommagok elektromágneses átmeneteiből:

↳ γ-sugárzás

↳ belső konverzió  elektron K héjon

gerjesztett mag ↓

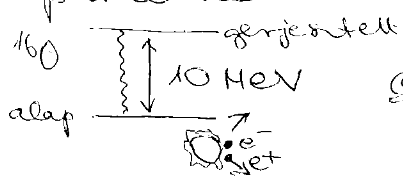
O → elviszi a gerjesztési energiát

diszkrét energiájú e^- $E_e = E^* - I - E_v$

kötési energia ↳ visszalökődés

ha kicsi a γ valószínűsége

↳ párkeltés



γ-sug. le van tiltva

↳ párkeltés

perdület sajátállapotú γ-foton

spin típusa: $i \rightarrow \hat{S}^2, \hat{S}_z$

$i = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2 \ldots$ $\quad i(i+1)\hbar^2$ $\quad$ ↳ $i\hbar, (i-1)\hbar, \ldots, -i\hbar$ sajátértékek

0: $S^2 = 0\hbar^2$, $S_z = 0\hbar$ $\quad \frac{1}{2}$: $S^2 = \frac{3}{4}\hbar^2$, $S_z = \frac{1}{2}\hbar, -\frac{1}{2}\hbar$ ↑ ↓ $\quad 1$: $S^2 = 2\hbar^2$, $S_z = \hbar, 0, -\hbar$

$2i+1$ db állapot

gerjesztett 2^+ ———

alap 0^+ ——— I^π → paritás

γ-foton → EM-tér → perdület- és paritás sajátállapot

vektorgömbfv.-ek Y_{lm}

γ-sugárzás multipolaritása

$G \rightarrow A + \gamma$

$\hat{I}_G = \hat{I}_A + \hat{L}_\gamma$ perdületmegmaradás tv.

$\downarrow \quad \downarrow \quad \downarrow$

$i_G \quad i_A \quad l$ ← kvantum spinek típusa

$|i_G - i_A| \leq l \leq |i_G + i_A|$ kvantummechanikai perdületvektorok összeadási szabálya

↑ egész lépések

em sugárzás

$l = 0$ → izotróp kisugárzás → NINCS ILYEN

$l = 1$ → dipól

$l = 2$ → kvadrupól

$l = 3$

$1^+ \to 0^+$ dipól < elektromos $(-1)^l$ paritású $\Pi_E = (-1)^l$
magneses $(-1)^{l+1}$ paritású $\Pi_M = (-1)^{l+1}$

paritásmegmaradás

$\Pi_G = \Pi_A \cdot (-1)^l$ E $\Rightarrow$ nem jó
$(-1)^{l+1}$ (M) tehát (M1) mágneses dipólsug. jön ki

$2^+ \to 0^+$

$|2-0| \leq l \leq |2+0|$ $l = 2$

$+1 = +1 \cdot (-1)^l$ $\Pi_\gamma = +1$ $\Rightarrow E^2$ elektromos kvadrupól sug.

$\frac{3}{2}^- \longrightarrow \frac{1}{2}^+$

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

$-1 = +1 \cdot \pi_\gamma$ $\pi_\gamma = -1$

ha $l = 1$ $\Rightarrow$ elektromos dipól
ha $l = 2$ $\Rightarrow$ mágneses kvadrupól

valószínűséget: $p(E1) > p(M1) \approx p(E2)$ ...
gyors átmenet

vannak lassú hosszú felezési idejű (>1 perc) állapotok → izomér

Sugárzás és anyag kölcsönhatása

→ α, β, γ → detektor

töltött	semleges
$(e^-, \mu^-, \pi^\pm, p^+, \alpha \ldots)$	$(\gamma, n^0, \nu \ldots)$
- ionizáció	- γ: fotoeff., Compton, párkeltés
- fékezési sugárzás	- n^0: ütközik p^+-nal, atommaggal magreakció
	- ν: ütközik e^--nal, magreakció

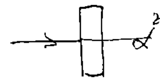
Töltött részecskék energialeadása

nehéz t.r.-k		elektronok
$\frac{dE}{dx} = -\sigma_{\alpha}$	ionizáció	$\frac{dE}{dx} = -\sigma_{\alpha}$
$\frac{1}{m}$ miatt X	sugárzás	$\frac{dE}{dx} = ?$

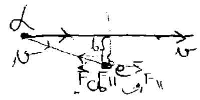
Nehéz töltött részecskék ionizációs energiaveszteségei:

Bethe-Bloch-formula:

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



α^{2+} elektronoknak ad energiát



$$\Delta p = p = F\Delta t \qquad \int F\,dt = p$$

impulzus

közelítések: 1. α pályája egyenes

2. v = áll. $(\Delta v \ll v)$

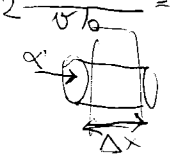
3. elektron nem mozdul el $\Delta r_e \ll b$

$$\int F_{\parallel}\,dt = 0$$

$$\int F_{\perp}\,dt = p = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ke^2 Z_\alpha}{r^2}\underbrace{\cos\varphi\,dt}_{\frac{r}{v}d\varphi} = \int_{-\pi/2}^{\pi/2}\frac{ke^2 Z_\alpha}{r^2}\frac{r}{v}\,d\varphi = \frac{ke^2 Z_\alpha}{v}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\frac{d\varphi}{r} = \frac{ke^2 Z_\alpha}{vb}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\cos\varphi\,d\varphi =$$

$v\,dt\cos\varphi = r\,d\varphi$ $\qquad r\cos\varphi = b$

$$= 2\frac{ke^2 Z_\alpha}{vb} = p \qquad E = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{4(ke^2)^2 Z_\alpha^2}{2mb^2v^2}$$



$$N(b) = n\cdot 2\pi b\cdot db\,\Delta x$$

ennyi db elektron

$$dE(b) = N(b)E_1 = N(b)\frac{4k^2e^4Z_\alpha^2}{2m_eb^2v^2} = n2\pi b\,db\,\Delta x\frac{2k^2e^4Z_\alpha^2}{m_ev^2b^2}$$

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

$$\frac{4\pi k^2e^4nZ_\alpha^2}{m_ev^2}\int_{b_{min}}^{b_{max}}\frac{db}{b} = \frac{4\pi k^2e^4nZ_\alpha^2}{m_ev^2}\ln\frac{b_{max}}{b_{min}} \qquad \frac{b_{max}}{b_{min}} = \sqrt{\frac{E_{min}}{E_{max}}}$$

$$= \frac{4\pi k^2e^4nZ_\alpha^2}{m_ev^2}\frac{1}{2}\ln\frac{E_{min}}{E_{max}} = +\frac{4\pi k^2e^4nZ_\alpha^2}{m_ev^2}\ln\frac{E_{min}}{E_{max}}$$

$E_{min} > E_{max}$

b_{min}-hez tartozó max. E

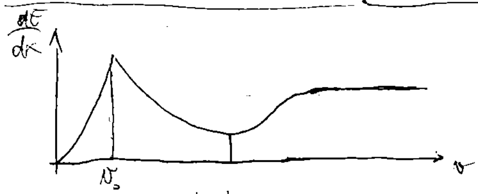
kvantumelméletben ez nincs itt

$E_{max} = I$ $\qquad E_{min} = 2m_ev^2 \rightarrow$ mert ütközés után az elektronnak lesz $2v$ sebessége

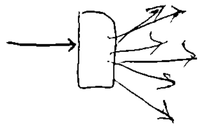
$$\boxed{\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi k^2e^4nZ^2}{m_ev^2}\left[\ln\frac{2m_ev^2}{I} - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \beta\right]}$$

polarizációs tag

$\beta^2 = \frac{v^2}{c^2}$ relativisztikus korrekció



amikor átmegy az anyagon



stálatv.

$$\frac{dE}{dx} = k\frac{Z^2}{v^2}$$

különböző izotópok energialeadását számolja

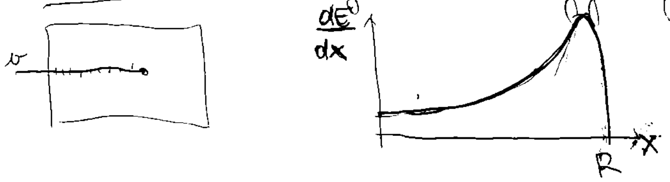
„ln" tag kb. állandó

$E = \frac{1}{2} M v^2 \cong \frac{1}{2} A M_N v^2 \Rightarrow \frac{E}{A} \sim v^2$

$$\boxed{\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z^2 A}{E}}$$

pl. ha 1 MeV proton lead 10 keV akkor mennyit energiát ad le egy 6 MeV energiájú ^{11}C ? $\frac{10\ keV}{?} = \frac{\frac{1 \cdot 1}{1\ MeV}}{\frac{6^2 \cdot 11}{6\ MeV}}$ $? = 660\ keV$

hatótávolság → Bragg-görbe



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

$$= \frac{(\dots)}{Z^2 A} \int_0^{E_0} E\, dE \Rightarrow R \sim \frac{E_0^2}{Z^2 A}$$

$R \sim \frac{E^{\alpha}}{Z^2 A}$ $\alpha \approx 1{,}8$

cséllengés — straggling

elektron → ionizációs E veszteség → bonyolult Bethe-Bloch $\frac{m_e}{m_e v^2} \ln\left(\frac{m_e v^2 E}{I^2}\right)$

→ sugárzásos E veszteség → fékezési sugárzás

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

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

$$\frac{(dE/dx)_{sug}}{(dE/dx)_{ion}} = E Z_{közeg} (\dots)$$

kritikus energia minden közegben, amikor a sugárzás kezd dominálni az ionizáláshoz képest

$$\frac{(dE/dx)_{sug}}{(dE/dx)_{ion}} = 1 = E Z_{közeg} (\dots) = \frac{E Z_{közeg}}{800\ MeV}$$

fékezési sugárzás

$$N(\nu) \sim \frac{1}{\nu}$$

ν frekvenciájú fotonok valószínűségi sűrűségfv.-e

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

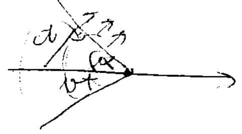
$\frac{dE}{dx} = -\alpha E$ $E(x) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$ $\alpha = \frac{1}{X_0}$ → sugárzási hossz

Cserenkov - sugárzás:

1.) közeg törésmutatója $n > 1$ $\quad c = \frac{c_0}{n}$ közegbeli fénysebesség.

2.) közeg bocsátja ki $\quad v_{elektron} > \frac{c_0}{n} \rightarrow$ Cs-sug.

3.) koherens dipól sugárzás

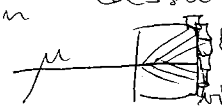


$\sin\alpha = \frac{c}{v} = \frac{c_0}{nv}$

1.) $v \approx c_0$ gyors $\sin\alpha \approx \frac{1}{n}$

2.) $v \approx \frac{c_0}{n}$ lassú $\sin\alpha \approx 1$ $\alpha = \frac{\pi}{2}$

Cserenkov - detektor:



fotoelektronsokszorozók közbe

differenciális ~ → adott sebességre érzékeny

05.06.

vizsgák: 19. kedd

május 21. csütörtök

Semleges részecskék és anyag kölcsönhatása

↳ neutron, (kaon ...)

↳ neutrínó

↳ γ - foton

γ - sugárzás és anyag:

- elektronokkal hatnak kölcsön

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

① fotoeffektus → szabad elektronon? $\quad$ ~~→ $\quad$ imp: $\frac{h\nu}{c} = p_e$

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

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

$\Downarrow$ 0 ⇒ nem lehet

2. Compton - szórás

3. párkeltés → csak külső em térben ⇒ atommag közelében

csak akkor van fotoeffektus, ha van mégegy részecske:

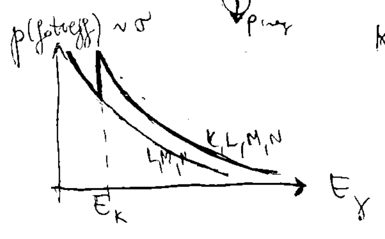
$P_{atommag}$ $\quad P_{elektron}$

~~ → p_e ⇒ közel az atommaghoz lesz fotoeffektus ⇒ 1s

$\downarrow p_{mag}$

K héjon a legnagyobb a fotoeff. valószínűsége

→ energiafüggés b)



c) fotoeff. rendszámfüggése: nagyobb rendszám esetén nagyobb a fotoeffektus valószínűsége

virtuális foton, amit a gyorsan mozgó koordinátarendszerben érzékelünk az em térből

$n_{v.f.} \sim |E|^2$ ezzel is lehet leírni a fotoeff-t

$\rightarrow$ közel az atommaghoz valószínűbb $\Rightarrow$ rendszámfüggés $E \sim \frac{eZ}{r^2}$ $\Rightarrow |E|^2 \sim Z^2$ $\Rightarrow$ nagy rendszám $\Rightarrow$ sok virtuális foton $\Rightarrow$ nagy valószínűség

$p(\underset{\text{K héjról}}{\text{fotoeff}}) \sim Z^5$ $\rightarrow$ több effektus miatt

pl. ólomüveg detektor, szilícium, germánium $\rightarrow$ félvezető detektorok

② Compton a) $h\nu' = \dfrac{h\nu}{1+\frac{h\nu}{m_0c^2}(1-\cos\vartheta)}$

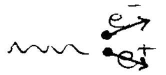
b) átadott energia maximuma: $\vartheta = 180°$-nál

$$E_{e\,max} = \frac{h\nu}{\frac{m_0c^2}{2h\nu}+1}$$

c) valószínűség a rendszám fv.-ében?

$p \sim Z$ $\rightarrow$ mert a sok elektront egyformának látja

③ párkeltés: küszöbenergia: $E_{min} = 2m_0c^2 < E_\gamma$



kell egy külső em tér

ha elektron terében van $E_{küszöb} = 4m_0c^2$

$p(\text{párkeltés}) \overset{?}{=} f(\underset{Z^2}{\underset{\uparrow}{E}})$

a három folyamat összehasonlítása:

energia:

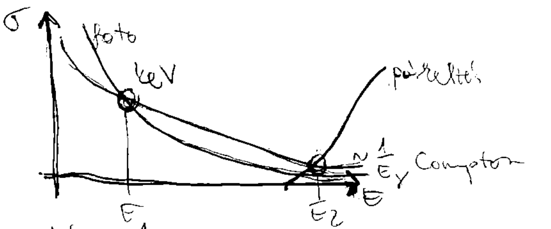
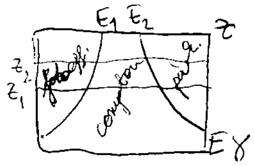


foto $\xleftrightarrow{1}$ Compton $\leftrightarrow$ párkeltés

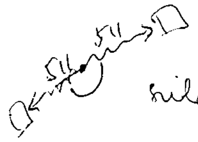
rendszámmal E_1 nő, E_2 csökken



annihiláció : 511 keV-es fotonok

pozitrónium: $e^- + e^+$ mint egy kettőscsillag

PET



koincidencia szilárdtestfizika → szögfüggést néz

Neutrínó detektálási technikák

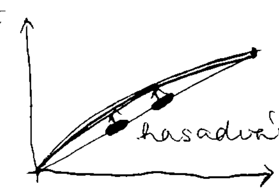
antineutrínó + proton

$\tilde{\nu}_e + p^+ \rightarrow n^0 + e^+$

energia, impulzus, töltés
barionszám
elektronikus leptonszám } megmarad

gyorsnak kell lennie → $E_{küszöb, \tilde{\nu}_e}$

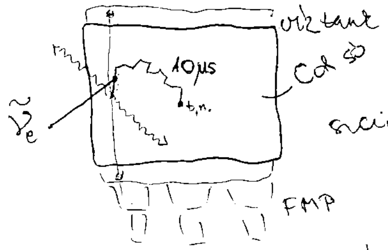
Reines - Cowan



hasadó urán

hasadványok az egyenesen → β^- bomlás
$e^- + \tilde{\nu}_e$

atomreaktor mellett detektálunk



termikus neutron : $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} k_B T$ ← szobahőm.

szcintillációs detektorok → fotoelektronsokszorozók

koincidencia hamar 511-es fotonokkal

kadmium só → kadmium neutronbefogás

$n + {}^{117}C \longrightarrow {}^{118}C^*$

↳ 3 foton egymás után
koincidencia ⇐ gyorsan
10 μs múlva

esemény: 511-es fotonok koincidenciája
és 10 μs múlva még két foton

↓

késleltetett dupla koincidencia esemény

háttérből nem lesz ilyen komoly árnyékolással

atomreaktornál naponta ≈ 36 beütés

$\sigma = 0,18$ ab (attobarn)

~~Napneutrínók~~:

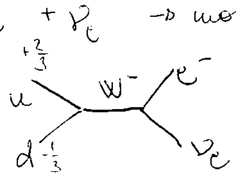
Geoneutrínók : a Földben lévő β^--bomló anyagokból
U, Th bomlás során

Napneutrínók:

elektronbefogások: $^{7}Be + e^- \rightarrow {}^{7}Li + \nu_e$ → monoenergiás ν_e

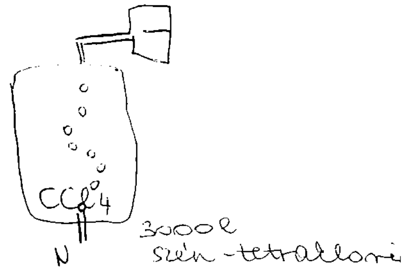
$p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e$

$u + e^- \rightarrow d + \nu_e$



1957 Davis

$\nu_e \searrow {}^{37}Cl + \nu_e \rightarrow {}^{37}Ar + e^-$ ↗ radioaktív



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

sóbánya (Homestake) nitrogénnel kibuborékoltatással lehet kinyerni az argont → ionizációs kamrával detektálni meg lehet számolni a neutrínókat

$N_r = \sigma \cdot N_{Cl} \cdot \Phi_\nu \cdot t$

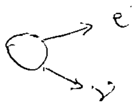
ezt ismertté téve próbálta σ-t megismerni

utána Φ_ν a napból is számolható lett

$\Phi_{napmodell} = 3\,\Phi_{mért}$

az elektronneutrínók átalakulnak müonneutrínóvá, ez a

neutrínóoszcilláció:



$H_1 = H + H_{gyenge}$ → elektronneutrínó, müon -"-, tau -"- } a gyenge kölcsönhatás sajátállapota

$H_0 = H_{szabad}$ ha $m_\nu = 0$, akkor a sajátállapotok a két esetben megegyeznek

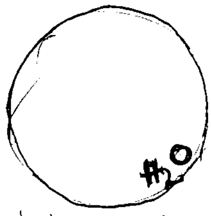
ha $m_\nu \neq 0$, akkor nem egyeznek meg → a saját-állapot H_0-nál a H_1 saját állapot keverékei lesznek ⇒ át-alakulgatnak egymásba

Suthbury Neutrino Observatory

D_2O nehézvíz

$\nu_\mu, \nu_e, \nu_\tau + D \rightarrow p^+ + n + \nu_e'$ → Cserenkov

detektorok:



ν_e meglök egy e^-, hogy Cserenkov-sugározzon ⇒ felvillanások

Kamiokande, nagy vízben FMP-et → 1000 m víz alatt

Bajkál, Földközi-t,

D: kötési en.: 2,2 MeV

Detektorok

ködkamra < Wilson / diffúziós

buborékkamra

G-M

ionizációs

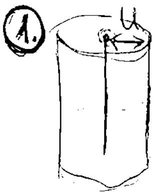
félvezető

Cserenkov

szcintillációs < szilárd / folyadék

4 típus:
1. gáztöltésű : ionizációs kamra, proporciós kamra, GM
2. félvezető : Ge, Ge-Li, Si-Li
3. szcintillációs és Cserenkov : NaI, folyadék, TLD (termolumineszcens doziméter),
4. vizuális det: köd, buborék, nyomdetektor, emulzió, fotolemez,

(1.)



elektronlavina

↳ ha nem indul be → 1) ionizációs kamra

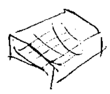
annyi e^- jön az anódra ahány keltődött

$E_\alpha \sim N_{ion,e} \sim I$ (ionizációs)

↳ lehet impulzusüzemmódban

vagy áramüzemmód $I_{átl} \sim \frac{N_\alpha}{t}$

2) proporcionális kamra → nagyobb feszültség



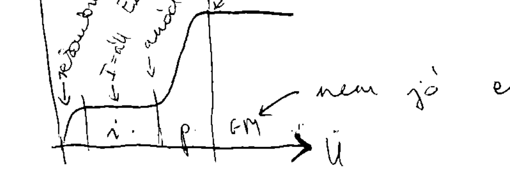
$N_{anód} > N_e$ → gázerősítés

sokszálas p.k. → azt is lehet tudni merre ment a részecske

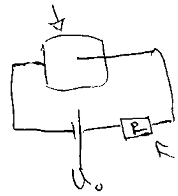
3) G-M cső → akkora feszültség, hogy önfenntartó

le ⇓ kell zárni

feszültség - áram karakterisztika



← nem jó energiamérésre



← jó nagy ⇓ kioltódik a kisülés

gyors p^+

Neutrondetektor:
- visszalökődésen alapuló
- magreakción alapuló

lassú neutronokra jó

^{10}B, ^{6}Li, ^{113}Cd } atommag* 100 $= \sigma \sim \frac{1}{v}$

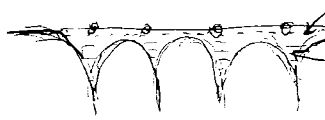
BF_3 gázból GM cső

$n + {}^{10}B \to \alpha + {}^{7}Li$

$^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$

↑ cél ↑ be ↑ ki ↑ maradék

② félvezető egykristályból van



e^- hullámfv.-e sok atomtörzsre terjed ki

ahány e^- annyi ~~…~~ energiaszint → sáv

kristályrács ⇒ sávszerkezet

félvezető → speciális sávszerkezete

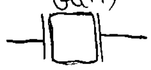
ha $E_{GAP} = 3{,}3$ eV (nagy)
↓
szigetelő ha $E_{GAP} < 0$ fém

vezetési sáv →
GAP ↕ E_{GAP}
vegyérték sáv → vegyértékelektronok

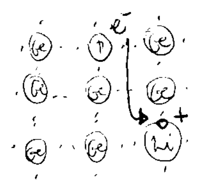
vezetési sávban mehet akárhova az elektron

félvezető ha $E_{GAP} \approx 1$ eV

Ge(Li)



Ge Si



n típusú szennyezés (negatív)

p típusú szennyezés (pozitív)

lítiumot belediffundálnak
↓
hűteni kell különben nem működik

újabb: HP(Ge) high purity (nagyon tiszta)

ilyenkor is lehűtjük a hőmozgás miatt → folytonos N

jön a γ-foton → elektront kilök (vezetési sáv) ionizál még néhányat

→ a rákapcsolt fesz. miatt kimennek a szélére

vegyértéksávban semlegesítődnek a lukak lassan

jel:

$U_0 \sim N_e \sim E_d$

monoenergiás gammasugárzás E_0

1) $E_d = E_0$ rögtön foto

2) $E_d = E_0$ Compton néhányszor utána foton

3) $E_d < E_{C,max}$ Compton után kimegy

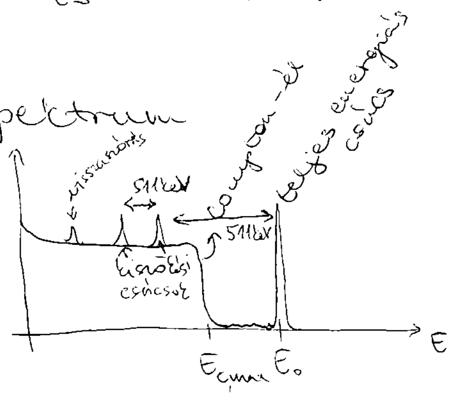
4) $E_d = E_0 - 511$ keV párkeltés → kimehet valamelyik 511 keV-es foton
$E_d = E_0 - 1022$ keV

5) $E_d < E_0$ több Compton után megy ki

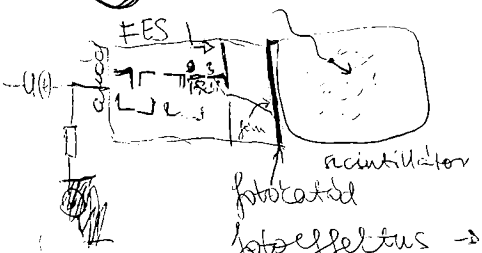
6) $E_d^{Compton}(\vartheta = 180°)$ visszaszóródott foton detektálódik fotoval

MAG- ÉS RÉSZFIZ. 05.13.

γ-spektrum



(3.) szcintilláló anyag + fotoelektronsokszorozó

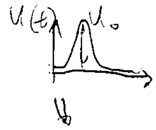


gerjesztődnek az atomok → villanás

$E_d \sim N_{gerjeszthető} \sim N_{látható\ foton}$

fényhozam

fotoeffektus → fotoelektron → befókuszálódik → lassú e^- becsapódik 3 e^--t kelt → ezek a következő dinódán megint megháromszorozódnak → ≈10-12 dinóda



$U_0 \sim N_{Anód} \sim N_{fotoelektron} \sim N_{ef} \approx L$ fényhozam

keVee

⇓

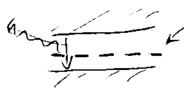
amplitúdóanalizátor

$\frac{N_{LF}}{N_{1k}} = L$ ← 1 keV elektron által keltett fotonok száma

(4.) az összes vizuális detektor: makroszkópikus metastabil állapotot kell fenntartani (túlfűtés, túlhűtés ...)

Termolumineszcens doziméter PILLE

kristály



← ideiglenes energiaszintek csak felmehet.

lejönni csak fűtéssel

⇓

látható foton

Sugárvédelem

elnyelt dózis: 1kg testszövet hány J energiát nyelt el

$D = \frac{E}{m}$ $\frac{J}{kg} = [D] = Gy$

egyenérték dózis: milyen biológiai hatása van az elnyelt dózisnak

$H = D \cdot Q$

↳ minőségi faktor

γ, e: Q = 1

α, n^0, p^+ Q ≫ 1

5-10, 2-20

$\Leftarrow \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\alpha} > \left.\frac{dE}{dx}\right|_{e^-}$

<u>effektív dózis</u>: a szövettől is függ

$$H_{eff} = \sum_i w_i H_i \qquad [H] = Sv \text{ (sievert)}$$

súlyfaktor szövetek sorszáma

<u>Nagyságrendek</u>

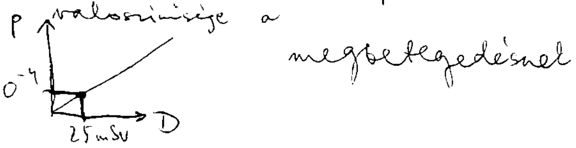
átlagos minden: 2,4 mSv/év

félhalálos: 5 Sv

közvetlen hatás 300 mSv fölött, alatta véletlenszerű

korlát 25 mSv/év a veszélyes helyen dolgozóknak

↳ atombomba, uránbányászok, Csernobil



munkahelyi kockázat: halálos baleset / év

társadalmilag átlagos munkahelyi kockázat → ország