Rádioaktívne rozpady

1-FYZ-601 Jadrová fyzika

ROZPADY JADRA

Rozpady atómových jadier

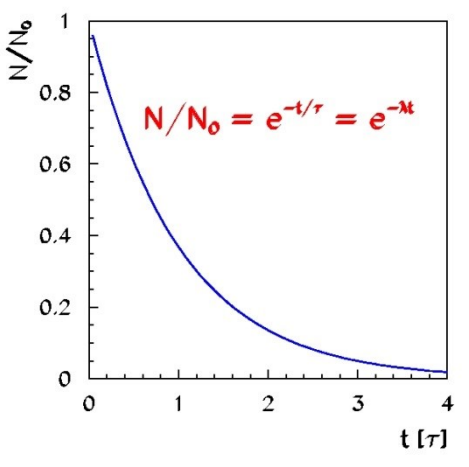
- Vzbudené jadrá, s prebytkom energie voči svojmu základnému stavu, sa snažia dostať do energeticky nižšieho stavu
- Rádioaktívnym rozpadom je taktiež možné de-excitácia na stabilnejšiu konfiguráciu jadra (musí byť taký rozpad energeticky povolený, nakoľko sú prípady, keď základný stav jadra nemusí byť najstabilnejšou konfiguráciou).
- Jadrá sa môžu energeticky rozpadávať na stabilnejši jadrá s väčšou väzbovou energiou.

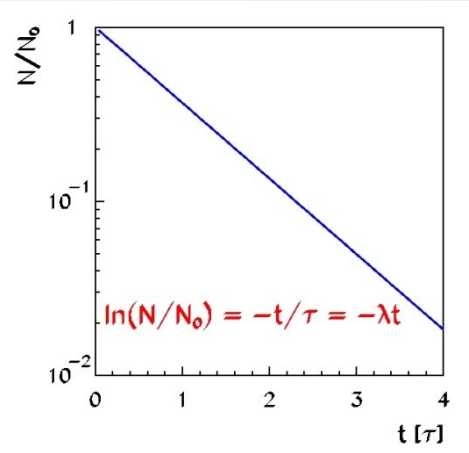
Aktivita

- Aktivita vzorky $A = -\frac{dN}{dt}$
- Zavedieme si pravdepodobnosť rozpadu jadra λ. Logicky, aktivita vzorky bude narastať s veľkosťou vzorky, takže $A = N\lambda$.
- Takže pre počet rozpadov dostávame $dN = -N\lambda dt \Rightarrow \frac{dN}{N} = -\lambda dt$.
- Pravdepodobnosť, že nám rozpad nastane v určitom časovom intervale $t + dt$ je

$$\frac{dN}{N_0} = \lambda e^{-\lambda t} dt$$

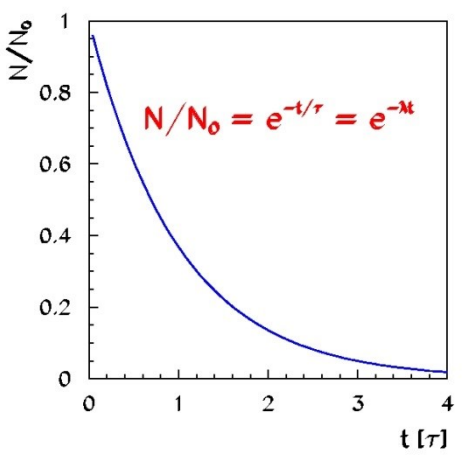
- Po integrovaní získame zákon rádioaktívnej premeny $N = N_0 e^{-\lambda t}$, kde N_0 je počet jadier na začiatku merania.

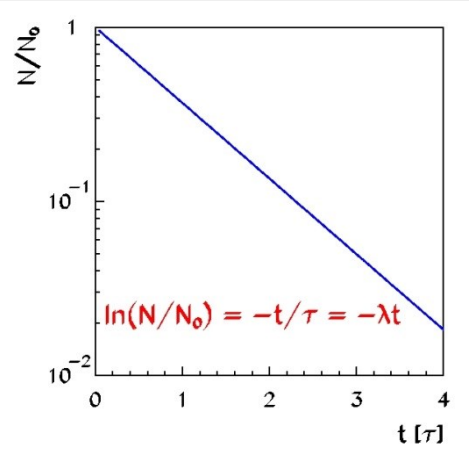




Stredná doba a polčas rozpadu

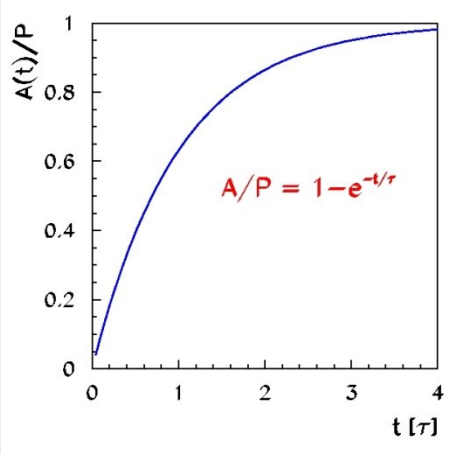
- Strednú dobu života získam integrovaním cez čas $\tau = \int \lambda t e^{-\lambda t}\, dt = \frac{1}{\lambda}$ je $\tau = \frac{1}{\lambda}$
- Polčas rozpadu je definovaný ako čas, za ktorý klesne početnosť jadier na polovicu $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$.





Aktivita

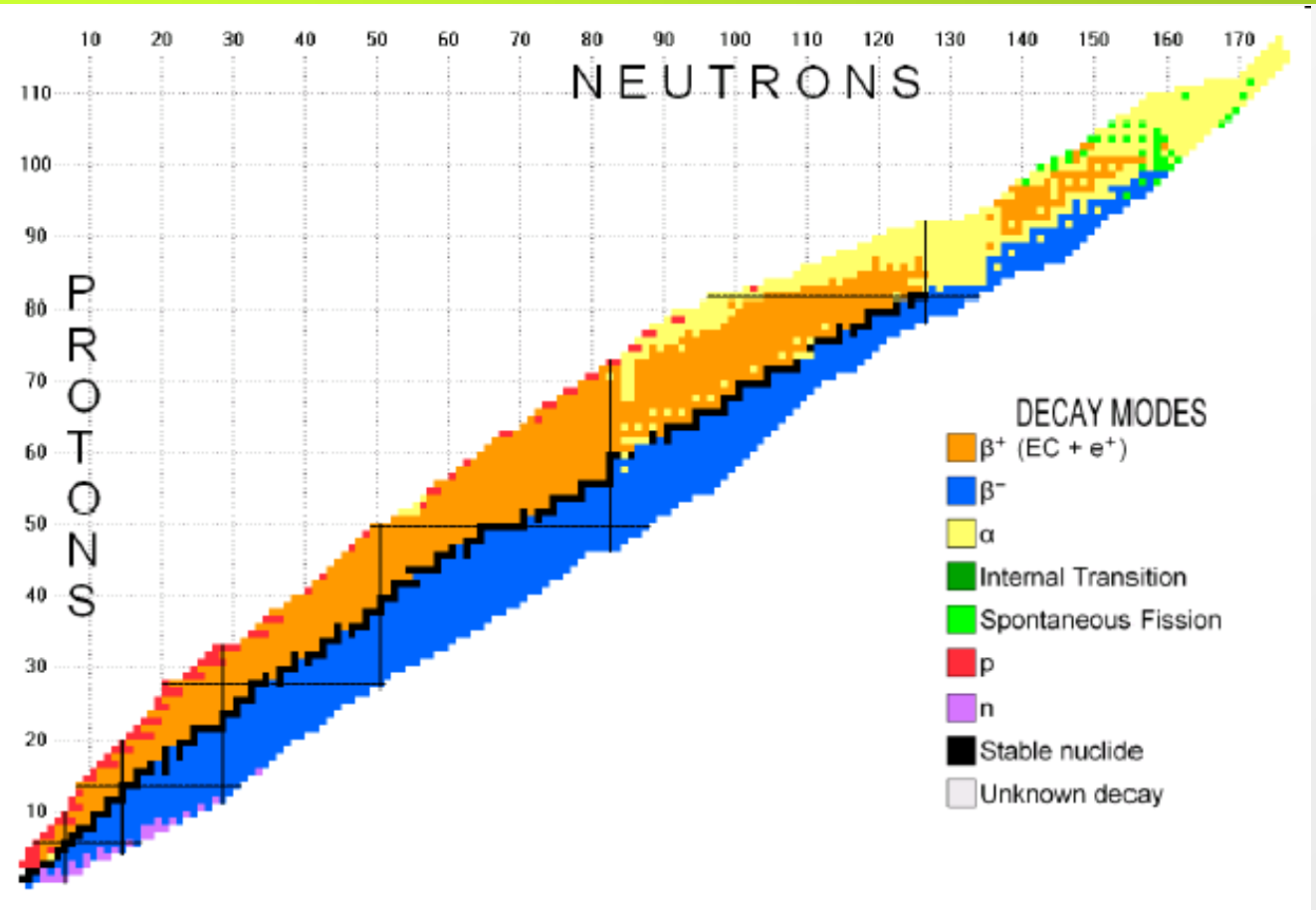
- Čo v prípade, že sa jadro môže rozpadávať viacerými procesmi? Celková rozpadová konštanta $\lambda = \sum_i \lambda_i$.
- Špeciálna situácia – vznik rádioaktívnych jadier. Predpokladajme rovnomernú produkciu jadier (napr. pri ožarovaní vzorky v neutrónovom poli) s rýchlosťou P. Potom pre počet vznikajúcich jadier môžem napísať $\frac{dN}{dt} = -\lambda t + P$.
  Predpokladajúc v čase $t = 0$ početnosť N_0 dostávame riešenie pre aktivitu
  $$\lambda N = A(t) = P\left(1 - e^{-\lambda t}\right)$$
  Takže nemá význam ožarovať vzorku príliš dlho, nakoľko dochádza k nasýteniu.



Typy rozpadu jadier

- Vieme, že jadro sa môže rozpadávať a poznáme základné typy rádioaktívnej premeny - α, β (β-,β+) a štiepenie jadier.
- Naviac jadro, ktoré je v energeticky nestabilnom stave má tendenciu emitovať častice príp. γ kvantá pokiaľ neskončí v základnom stave stabilného jadra.
- Dôležitá je otázka pravdepodobnosti jednotlivých premien – akýkoľvek stav môže podliehať v princípe ľubovolnéj jadrovej premene (s výnimkou gama emisie v základnom stave)

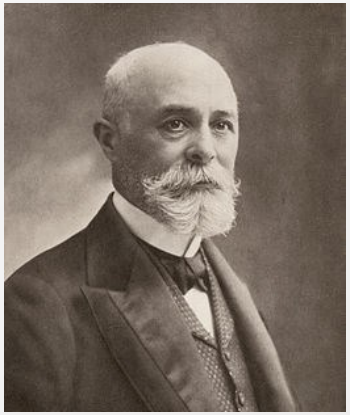
Aktivita



Rádioaktívna premena je prirodzená vlastnosť <u>väčšiny</u> izotopov. Poznáme cca 3000 izotopov a iba 254 je stabilných (z nich iba 90 má energeticky vylúčený rádioaktívny rozpad).

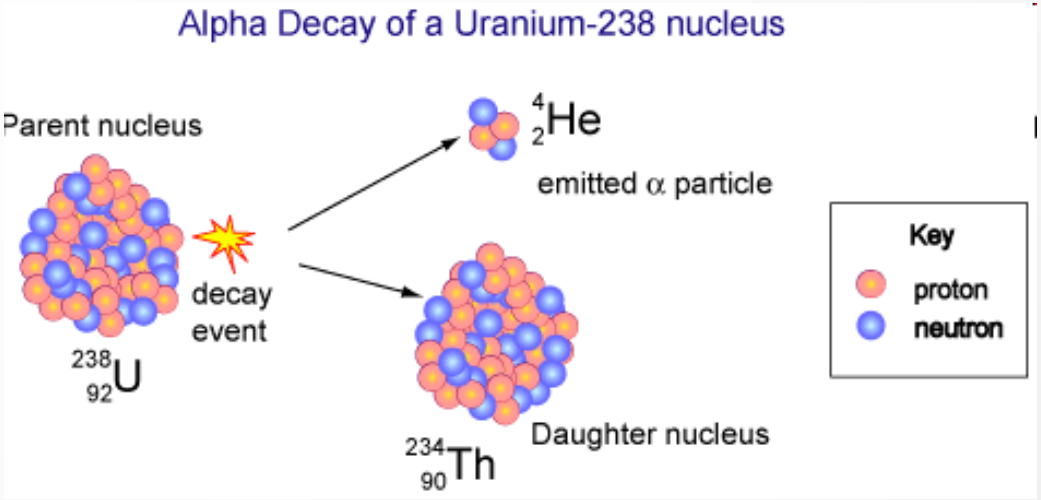
ALFA ROZPAD

Alfa žiarenie



- Alfa žiarenie – jeden z prvých kľúčov k jadrovej fyzike.
- 1896 - Henry Becquerel (1852 – 1908) objavil pri hľadaní RTG žiarenia a štúdiu uránu „žiarenie pochádzajúce priamo z uránových solí bez potreby excitácie alebo vonkajšieho žiarenia.
- Emitované žiarenie nezávisí od chemickej substancie (zjavný rozpor z poznatkami chémie).
- Prvé objavy „uránového žiarenia“ však boli vykonané už o tamer 40 rokov skôr (Sylvanus Thomson a Abel Niepce de Saint-Victor), ale bez vysvetlenia, resp. s interpretáciou, že ide o svetelné žiarenie.

Alfa rozpad



$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He + Q_{\alpha} $$

Energeticky povolené prakticky len pre oblasť A>150

(s výnimkou malej oblasti v okoli Z = 50 a N =50 ovplyvnenej silnými vrstvovými korekciami)

Typické energie a polčasy

Alfa premena nemá typickú hodnotu polčasu rozpadu. Energia alfa rozpadu je pre väčšinu izotopov v rozmedzí od 5 do 7 MeV. Celkovo sa však vyskytujú hodnoty od 1.8 MeV (^{144}Nd) po 11.65 MeV (^{212}Po^{m}) s 10^{29} – 10^{30} násobným rozdielom polčasov. $T_{1/2}$ (144Nd) 2.29x10^{15} rokov...

Izotop	$T_{1/2}$ /s	E_α / MeV
^{144}Nd	7x10^{22}	1.8
^{238}U	1x10^{17}	4.2
^{210}Po	1x10^{7}	5.3
^{254}No	5x10^{1}	8.1
^{213}At	1x10^{-7}	9.1

Q hodnota alfa rozpadu

$Q_\alpha = (m(Z,A) - m(Z-2,A-4) - m_\alpha)c^2$ resp.

$Q_\alpha = (B(Z-2,A-4) + B_\alpha - B(Z,A))$
kde $B_\alpha = 28.3$ MeV

Q hodnota rozpadu sa prerozdeľuje medzi dcérske jadro a unikajúcu alfa časticu.

$Q_\alpha = E_d + E_\alpha \approx E_\alpha \times m(Z,A)/m(Z-2,A-4)$

Teda pre energiu unikajúcej alfa častice môžeme určiť vzťah

$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{m(Z-2,A-4)}{m(Z,A)}$$

Dcérske jadro odnáša tiež časť energie a zo zákona zachovania energie a hybnosti môžeme uskutočniť odhad

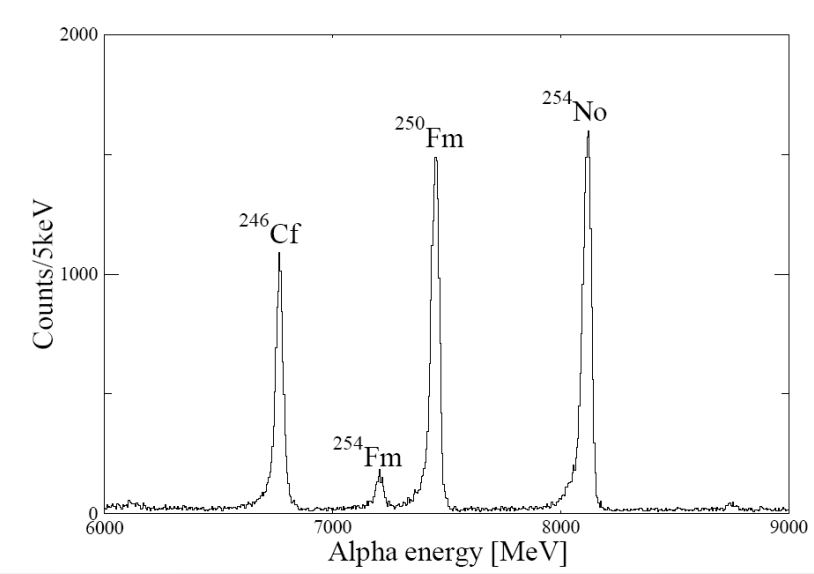
$$E_d = Q_\alpha \left(1 - \frac{m(Z-2,A-4)}{m(Z,A)}\right) = Q_\alpha \left(\frac{m_\alpha}{m(Z,A)}\right)$$

Energia alfa rozpadu

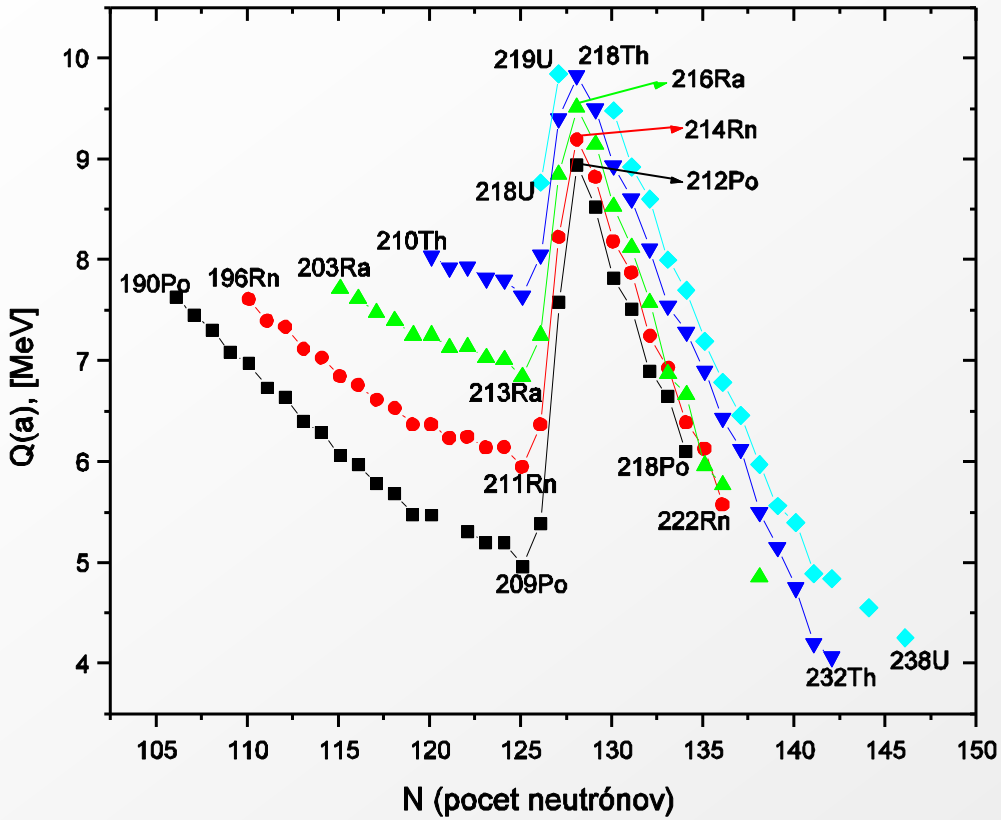
Teda pre energiu unikajúcej alfa častice môžeme určiť vzťah

$$E_\alpha = Q_\alpha \frac{m(Z-2,A-4)}{m(Z,A)}$$

Energia alfa častice je zjavne závislá iba od Q hodnoty (t.j. rozdielu hmotností dcérskeho a materského jadra) a pomeru hmotností, ktoré sú pri rozpade fixované. Preto má energetické spektrum alfa rozpadu diskrétny (čiarový) charakter – alfa častice zodpovedajúce rozpadu medzi dvomi hladinami majú rovnakú energiu.

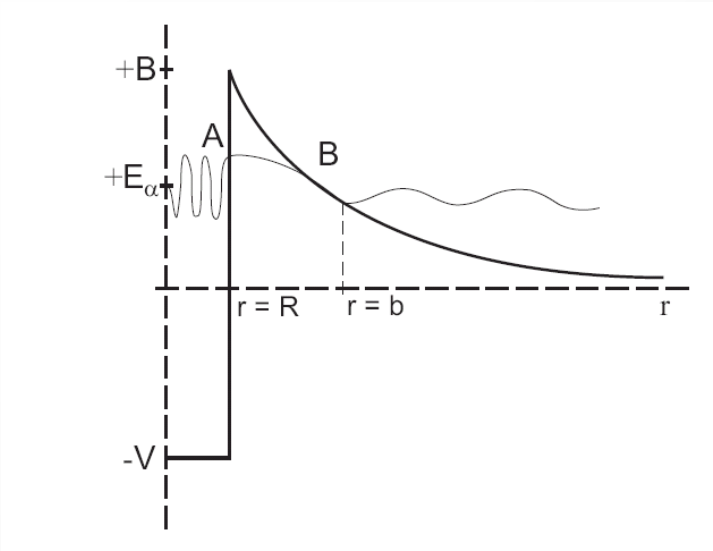


Q hodnoty



Q hodnota alfa premeny závisí od hmotností a tie sú ovplyvnené vrstvovou štruktúrou jadier. Takto majú izotopy rozpadajúce sa na stabilizované jadrá na uzavretých vrstvách vysoké Q hodnoty alfa premeny.

Výška kulombovskej bariéry



Odhad výšky kulombovskej bariéry

$$V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_\alpha(Z-2)e^2}{R}$$

$$= \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Z_\alpha(Z-2)}{1.2\left(\sqrt[3]{A-4}+\sqrt[3]{A_\alpha}\right)}$$

$$= 1.44\,MeVfm\frac{2(Z-2)}{1.2\left(\sqrt[3]{A-4}+\sqrt[3]{4}\right)fm}$$

Takže napríklad pre ^{238}U dostávame výšku kulombovskej bariéry:

$$\mathrm{V} = 1.44\,MeVfm\frac{2\times 90}{1.2\left(\sqrt[3]{234}+\sqrt[3]{4}\right)fm}$$

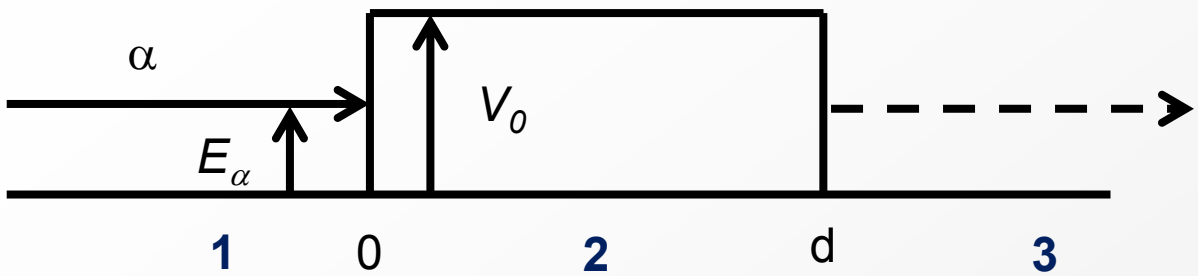
$$= 27.8\,MeV$$

Alfa premena je podbariérový proces!

Teória α premeny

- α častica má energiu nižšiu energiu ako je výška potenciálovej bariéry, ktorá jej v emisii bráni $\Rightarrow$ potrebné tunelovanie cez bariéru.
- Vysvetlenie α rozpadu uskutočnili v roku 1928 (G. Gamow, R. Gurney a E. Condon) predstavuje jednu z prvých overených aplikácií kvantovej fyziky.
- Častica v závislosti od svojej energie má rôznu pravdepodobnosť tunelovania cez bariéru.
- Pravdepodobnosť emisie (t.j. rozpadová konštanta) možno vyjadriť ako $\lambda = \lambda_O f T$, kde λ_O je pravdepodobnosť predvytvorenia α častice, f je frekvencia nárazov a T je pravdepodobnosť prechodu cez bariéru.

Prechod cez bariéru



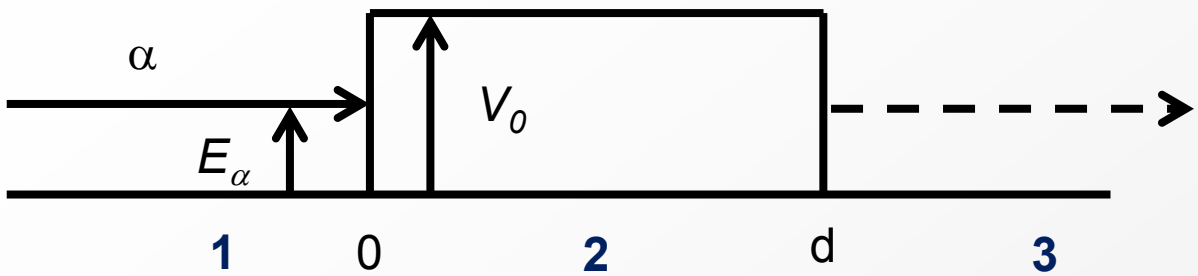
Priepustnosť bariéry možno interpretovať ako:

$$T = \frac{N_{preniknutí}}{N_{dopadov}} = \frac{|u_{out}|^2 v_{out}}{|u_{in}|^2 v_{in}}$$

pričom sme využili zjednodušený vzťah, že hustotu toku možno aproximovať ako hustotu pravdepodobnosti výskytu častice a rýchlosť častice.

Využijeme $p = mv = \hbar k$ kde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ je vlnové číslo častice a potom $T = \frac{N_{preniknutí}}{N_{dopadov}} = \frac{|u_{out}|^2 k_{out}}{|u_{in}|^2 k_{in}}$.

Vlnová funkcia α častice



Vlnová funkcia bude závisieť iba od *r* a spĺňať bezčasovú Schrödingerovu rovnicu $\frac{d^2u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar}[E - V(r)]u = 0$ ktorá je vlastne diferenciálnou rovnicou typu $u'' + k^2u = 0$, kde $k = \frac{1}{\hbar}\{2m[E - V(r)]\}^{1/2}$.

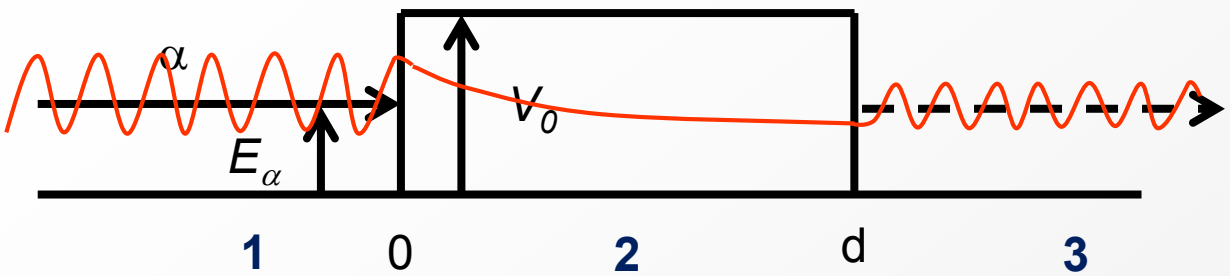
Riešenie takejto rovnice má tvar $u(r) = \alpha e^{ikr} + \beta e^{-ikr}$ pričom k reprezentuje vlnové číslo funkcie $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Riešenie vo všeobecnosti reprezentuje dve vlny $u(r) = \alpha e^{ikr} + \beta e^{-ikr}$

dopadajúca vlna odrazená vlna

V prvej oblasti môžeme uvažovať obe vlny – dopadajúcu aj odrazenú a reprezentujú nárazy predvytvorenej alfa častice do bariéry $u(r) = \alpha_1 e^{ikr} + \beta_1 e^{-ikr}$.

Vlnová funkcia α častice



V oblasti 2 je člen $E - V(r)$ záporné číslo a preto aj vlnové číslo je komplexnou veličinou $k = \frac{1}{\hbar}\{2m[E - V(r)]\}^{1/2} = \frac{i}{\hbar}\{2m[V(r) - E]\}^{1/2} = ik'$.

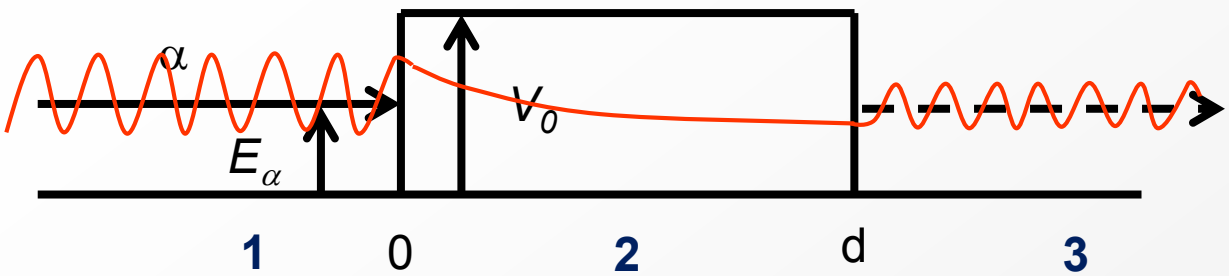
Po dosadení do vlnovej rovnice dostávame $u(r) = \alpha_2 e^{-k'r} + \beta_2 e^{k'r}$

Druhý člen reprezentuje vlnu vchádzajúcu do jadra. My opisujeme situáciu úniku častice a preto pri prieniku alfa častice bude pravdepodobnosť exponenciálne (reálne) klesať.

V tretej oblasti máme potenciál opäť nulový, takže vlnová funkcia je opísaná komplexnou funkciou $u(r) = \alpha_3 e^{ikr} + \beta_3 e^{-ikr}$ pričom však dopadajúca vlna je v prípade unikajúcej alfa častice opäť irelevantná.

Pri riešení pritom vychýdzame z predpokladov, že na hraniciach bariéry sa hodnoty vlnových funkcií aj ich derivácie rovnajú.

Riešenie prieniku alfa častíc



Môžeme napísať systém rovníc:

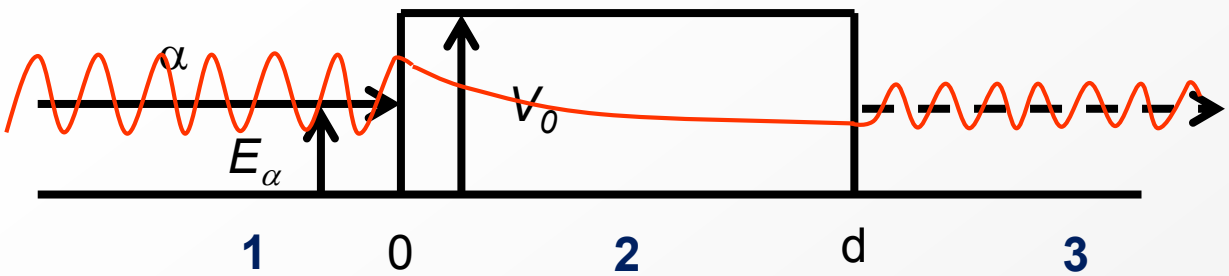
$$\alpha_1 e^{ikr} + \beta_1 e^{-ikr} = \alpha_2 e^{-k'r} + \beta_2 e^{k'r}$$
$$\alpha_2 e^{-k'r} + \beta_2 e^{k'r} = \alpha_3 e^{ikr} + \beta_3 e^{-ikr}$$
$$\alpha_1 ike^{ikr} - \beta_1 ike^{-ikr} = -\alpha_2 k' e^{-k'r} + \beta_2 k' e^{k'r}$$
$$-\alpha_2 k' e^{-k'r} + \beta_2 k' e^{k'r} = \alpha_3 ike^{ikr} - \beta_3 ike^{-ikr}$$

Parameter β_3 pritom volíme nulový nakoľko nepredpokladáme, že sa alfa častica vráti.

Pri riešení nás zaujíma pravdepodobnosť prieniku alfa častice cez bariéru, ktorá je daná amplitúdou dopadajúcej vlny a preniknutej vlny.

$$T = \frac{|\alpha_1|^2}{|\alpha_3|^2}$$

Riešenie prieniku alfa častíc



Po dosadení získavame pre pravdepodobnosť prieniku

$$T = \frac{|\alpha_1|^2}{|\alpha_3|^2} = \left[1 + \frac{V_0^2}{V_0^2 + (2E - V_0)^2} \sinh^2 k_2{}' d\right]^{-1}$$

Pričom pre bariéru v ľubovoľnom tvare sa dá tento vzťah upraviť na

$$T \approx \exp\left[-\left(\frac{2}{\hbar}\right)\int_0^d \{2m(V_0 - E)\}^{\frac{1}{2}} dr\right] \quad = e^{-G}$$

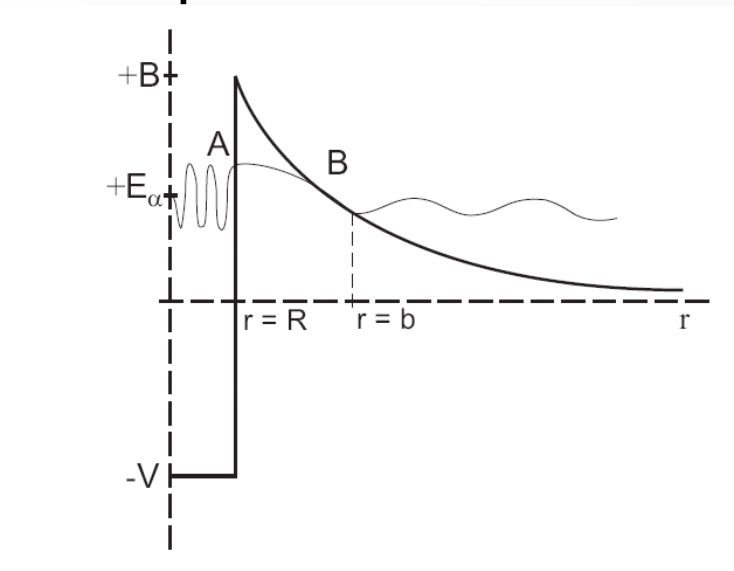
kde G sa nazýva Gamov faktor.

Pre pravouhlú bariéru výrazne širšiu ako je vlnová dĺžka častice sa dá odvodiť jednoduchšia forma

$$T \approx e^{-\left(\frac{2}{\hbar}\right)[2m(V_0 - E)]^{1/2} d}$$

Q_α a $T_{1/2}$

Idea penetrácie cez bariéru s pravdepodobnosťou pri výpočte integrálu pre transmisiu a odhade frekvencií nárazu (v prípade ^{238}U je $\omega \approx 10^{38}$) možno získať rozpadovú konštatnu $\lambda_\alpha = \omega P$



Kvantovo-mechanická teória α rozpadu vytvorená v r. 1928 (G. Gamow a R.W. Gurney a G. Condon) bola jedným z prvých potvrdení kvantovej mechaniky a prepojenia makroskopického a kvantového sveta.

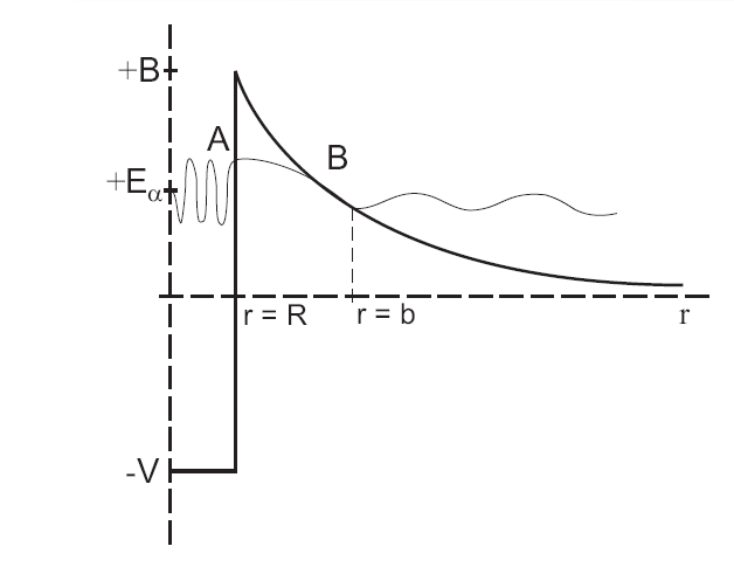
Odhad dolnej hranice *R* z veľkosti jadra $R = R_0 A^{1/3}$

Odhad hornej hranice *b* z kulombovského potenciálu

$$b = \frac{e^2 2Z}{4\pi\varepsilon_0 E}$$

Q_α a $T_{1/2}$

Idea penetrácie cez bariéru s pravdepodobnosťou pri výpočte integrálu pre transmisiu a odhade frekvencií nárazu (v prípade ^{238}U je $\omega \approx 10^{38}$) možno získať rozpadovú konštatnu $\lambda_\alpha = \omega P$



Kvantovo-mechanická teória α rozpadu vytvorená v r. 1928 (G. Gamow a R.W. Gurney a G. Condon) bola jedným z prvých potvrdení kvantovej mechaniky a prepojenia makroskopického a kvantového sveta.

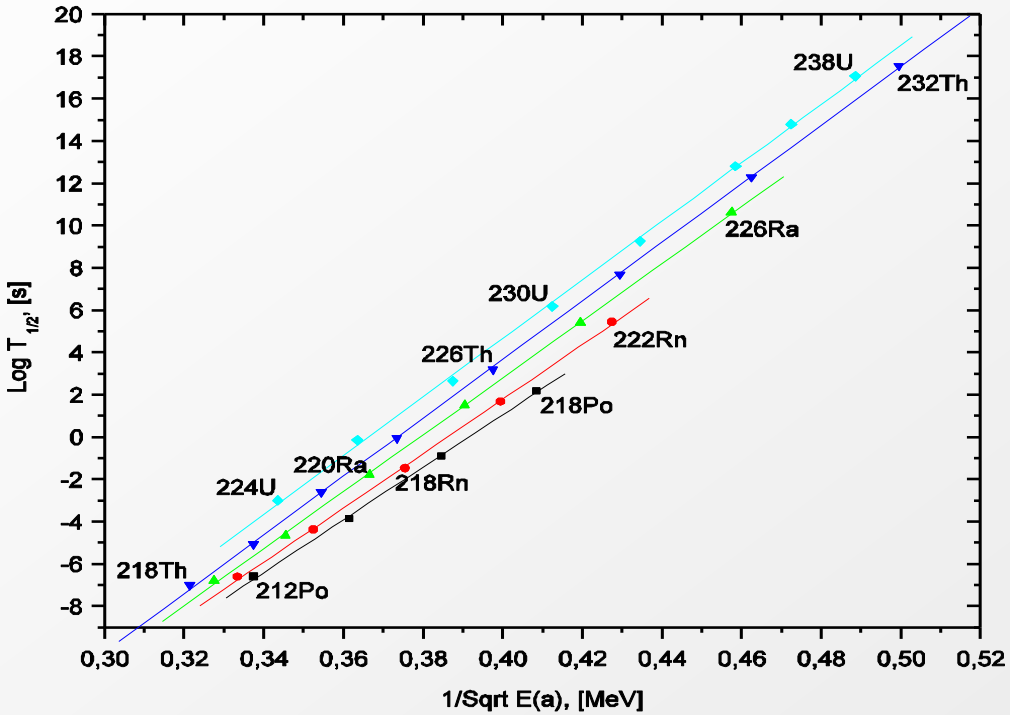
Pri aplikácii kulombovského potenciálu sa dá ďalej odvodiť tzv. Geiger – Nutallov zákon

$$\log T = a(Z) + \frac{b(Z)}{\sqrt{Q_\alpha}}$$

Q_α a $T_{1/2}$

- Geiger – Nutallov zákon

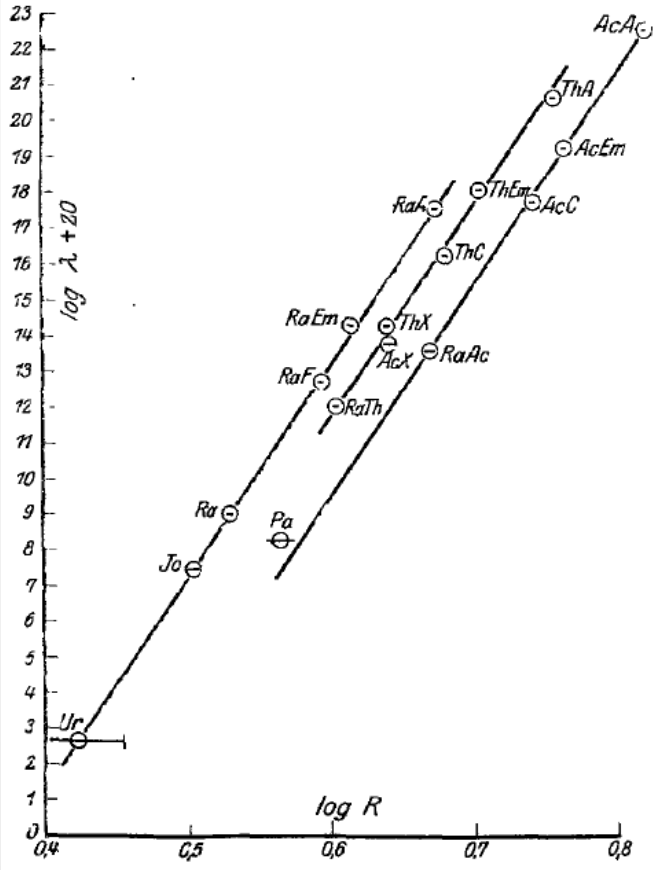
$$\log T = a(Z) + \frac{b(Z)}{\sqrt{Q_\alpha}}$$



Väčšia hodnota Q_α vedie ku kratšiemu $T_{1/2}$

Dolet alfa častíc

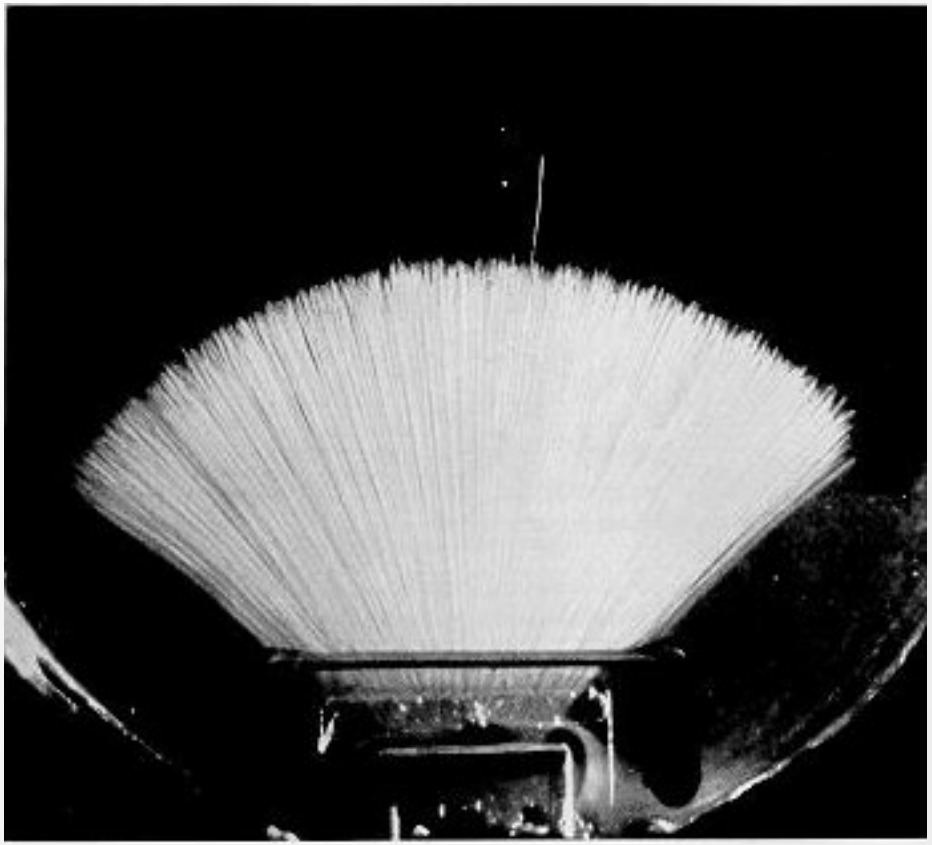
α častica pri lete stráca maximum svojej energie na konci svojho letu. Samotný dolet α častíc vo vzduchu je previazaný s energiou častice a všetky častice s rovnakou energiou majú približne rovnakú dĺžku letu v plyne.



H. Geiger, Zeit. für Phys. A8, 45 (1922)

Dolet alfa častíc

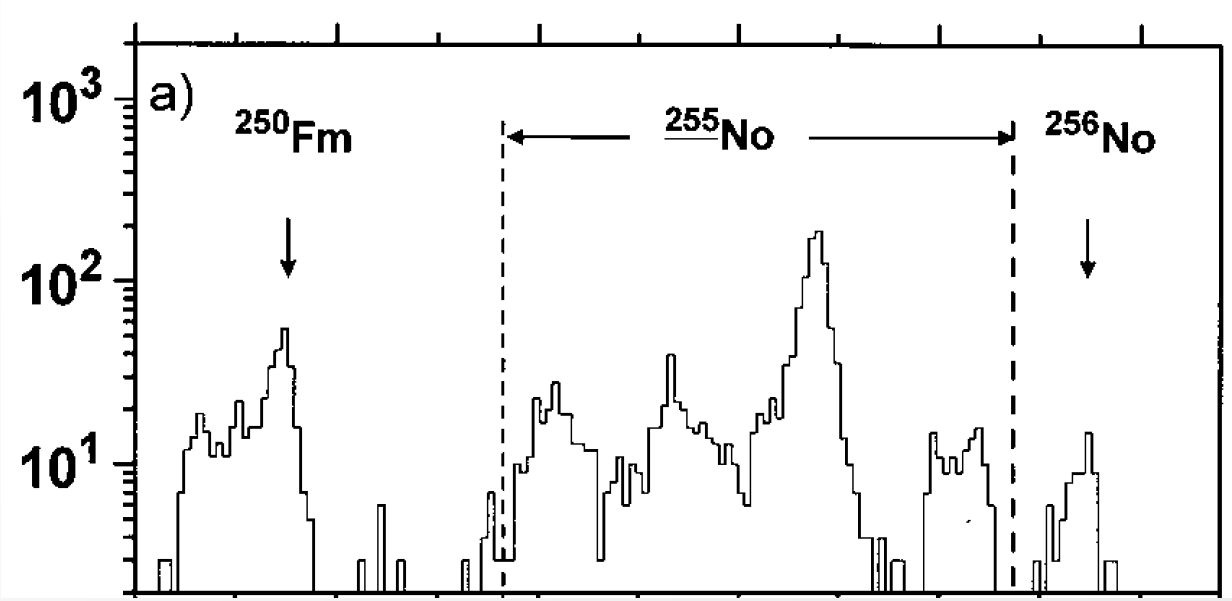
α častice z rozpadu $^{214}Bi \rightarrow ^{214}Po \rightarrow ^{210}Pb$. Dráhy častíc v hmlovej komore zobrazujú takmer konštantný dobeh.

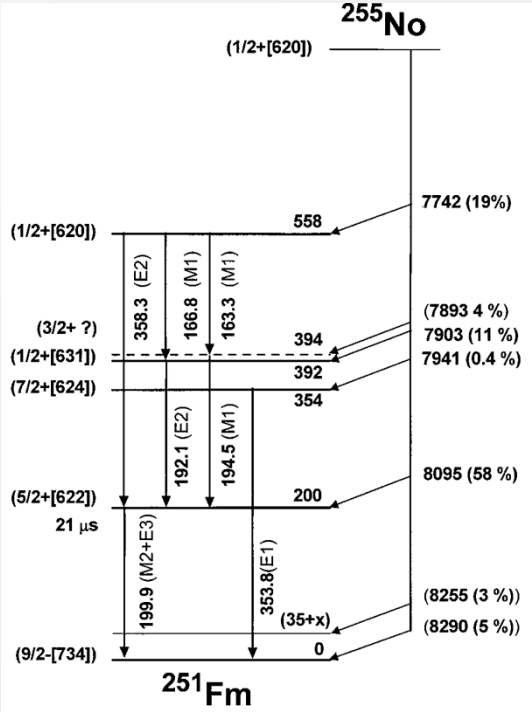


K. Philipp, Naturwiss. 14, 1203 (1926)

Jemná štruktúra alfa rozpadu

- Alfa premena, nemusí viesť iba na jeden konečný stav. V dcérskom jadre sa však môže obsadzovať viacero finálnych stavov (t.j. vzbudených hladín). V tom prípade môžeme vidieť viacero alfa čiar toho istého izotopu.
- Jemná štruktúra závisí od počiatočného a finálneho stavu... (nad rámec Bc. kurzu).





EMISIA PROTÓNU

Protónová emisia

Proces prebiehajúci v blízkosti protónového driplinu

Objavený až v 1981 na separátore SHIP v GSI Darmstadt

Z. Phys. A – Atoms and Nuclei 305, 111–123 (1982)

Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei

© Springer-Verlag 1982

Proton Radioactivity of ^{151}Lu

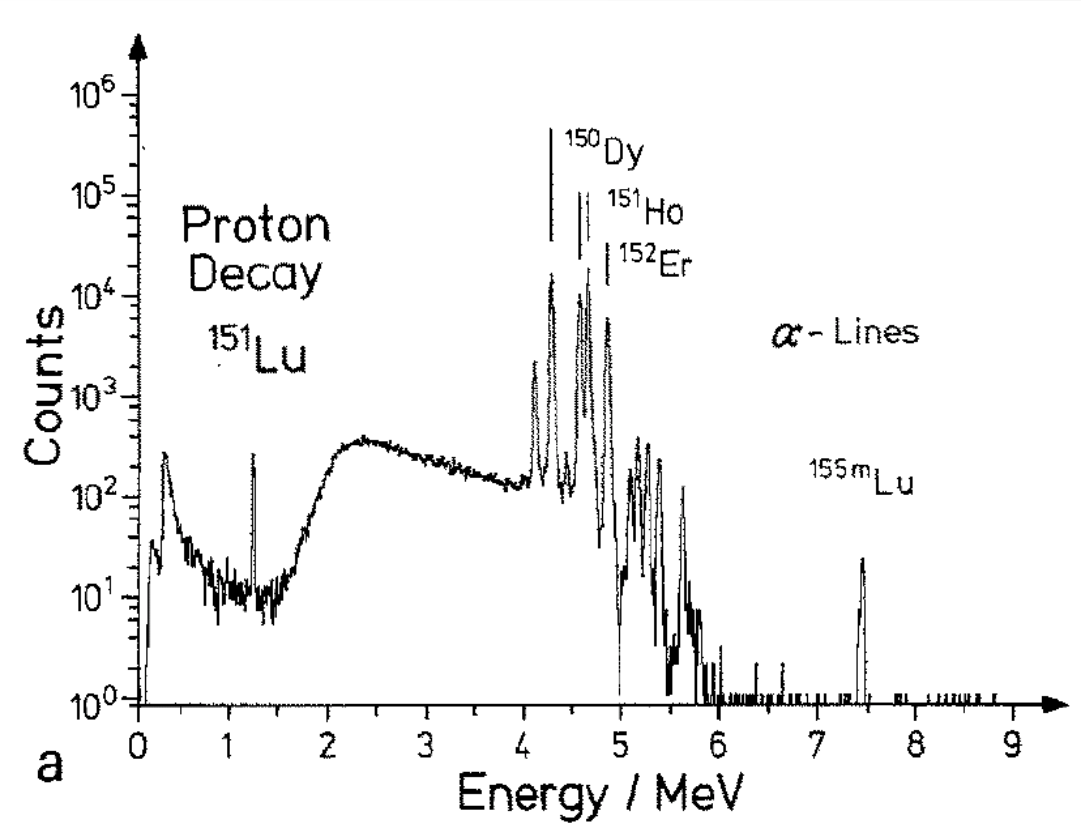
S. Hofmann, W. Reisdorf, G. Münzenberg, F.P. Heßberger, J.R.H. Schneider, and P. Armbruster

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt, Federal Republic of Germany

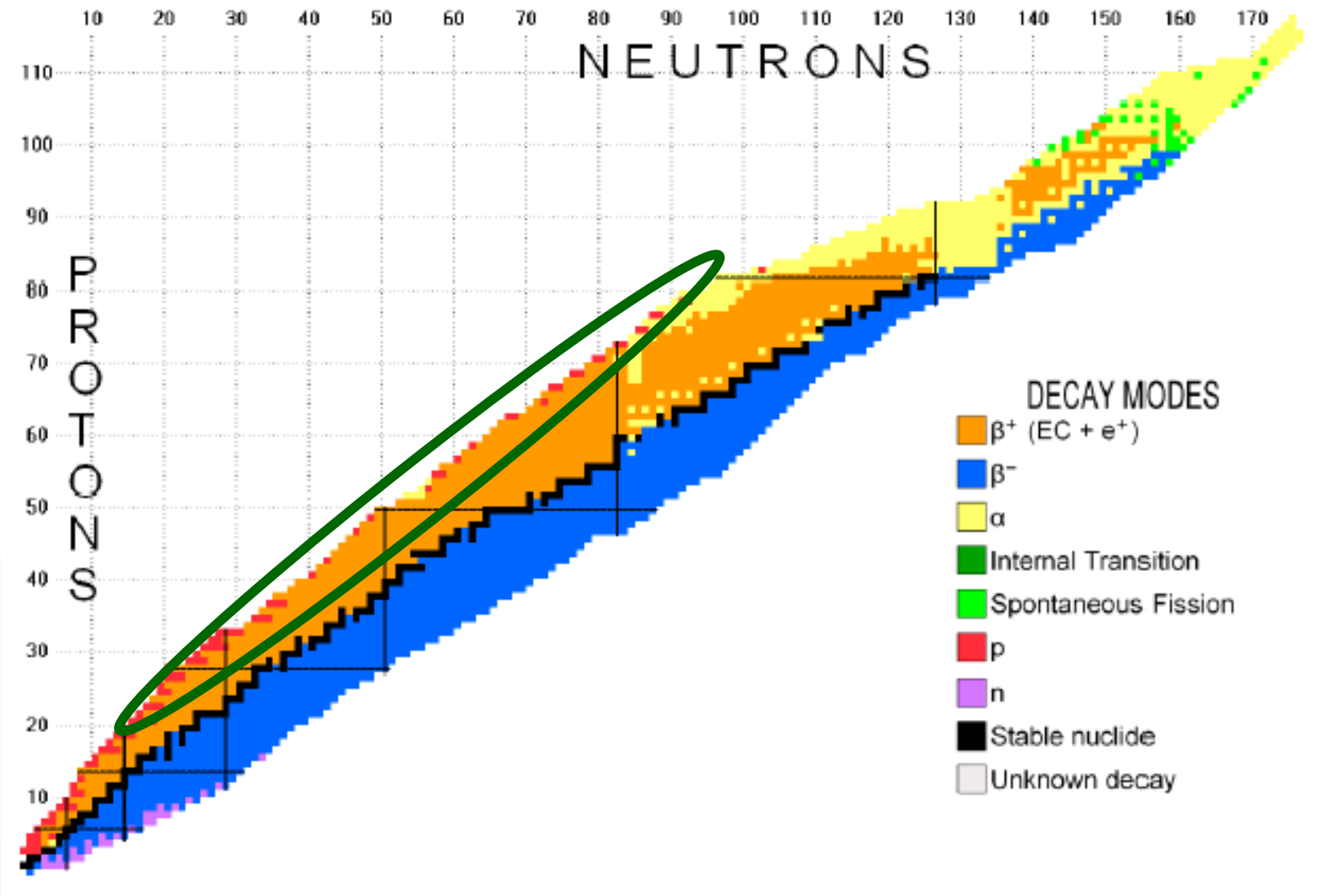
Received December 2, 1981

A (1231 ± 3) keV proton activity has been observed in the fusion reaction ^{58}Ni $+ {}^{96}$Ru $\rightarrow {}^{154}$Hf*. The production cross section peaks at 50 MeV of excitation energy with a value of about 70 µb. No coincidences with annihilation radiation or with K X-rays could be observed. The activity is assigned to direct proton decay of the new isotope ^{151}Lu. The measured half life is (85 ± 10) ms.

Energie protónovej emisie

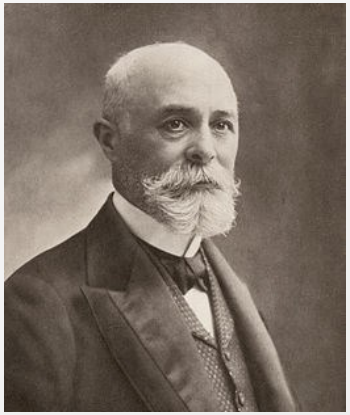


Coulombovská bariéra je nižšia a tak na jej prekonanie postačuje nižšia kinetická energia emitovanej častice.
Typická energia emitovaného protónu cca 1 – 2 MeV.


NEUTRONS
PROTONS
10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110 120 130 140 150 160 170
10 20 30 40 50 60 70 80 90 100 110
DECAY MODES
β+ (EC + e+)
β−
α
Internal Transition
Spontaneous Fission
p
n
Stable nuclide
Unknown decay

BETA PREMENA

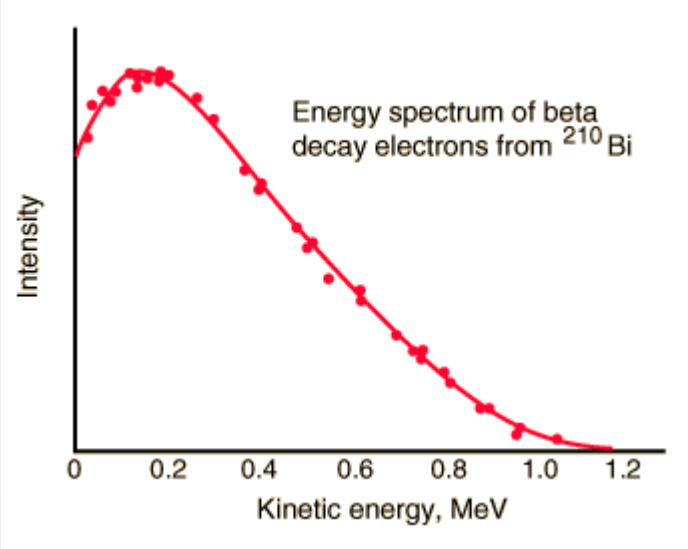
Beta žiarenie



- Dlhoročné štúdium tzv. katódových lúčov vrcholí v roku 1897 (Emil Wiechert, Walter Kaufmann a J.J. Thomson). V tej dobe už bola transformácia iónov známa pri elektrolýze. Atóm sa rozdelí na pozitívne nabitý ión a výrazne ľahší „negatívny ión“.
- V tej dobe sa odhadovala hmotnosť beta častice ako „aspoň 1000 krát menšia ako atóm najľahšieho známeho prvku, vodíka“
- Ernest Rutherford (1871 – 1837) ako prvý rozhodol, že ide o rôzne druhy žiarenia a pomenoval ich ako alfa a beta žiarenie (r. 1899)

Energetické spektrum beta

Energetické spektrum reprezentuje vážnu otázku, ktorú priniesla beta premena. Spektrom nie sú diskrétne čiary ako pri emisii alfa častice. Prvé meranie Otto Hahn a Lisa Meitner (1911) a Jean Danysz (1913) ukázalo, že energetické spektrum uniknutých elektrónov reprezentuje čiary na spojitom pozadí.
V prípade emisia samotného elektrónu by sa – podobne ako pri alfa rozpade – mali sledovať spektrálne čiary s energiou $E_{kin} = (M_m - M_d - m_e)c^2$.
Neplatí zákon zachovania energie?



Zmena spinu pri beta premene

Druhú otázku prinieslo meranie, ktoré ukázalo že izotop 14N má celočíselný spin (konkr. 1^+). Tento fakt je dôležitý aj pri úvahe o možnej prítomnosti elektrónov v jadre.
Na tento izotop sa rozpadáva beta premenou napr. 14C, ktorý má spin a paritu 0^+. Elektrón má však spin ½. Porušuje sa v tomto prípade zákon zachovania momentu hybnosti?

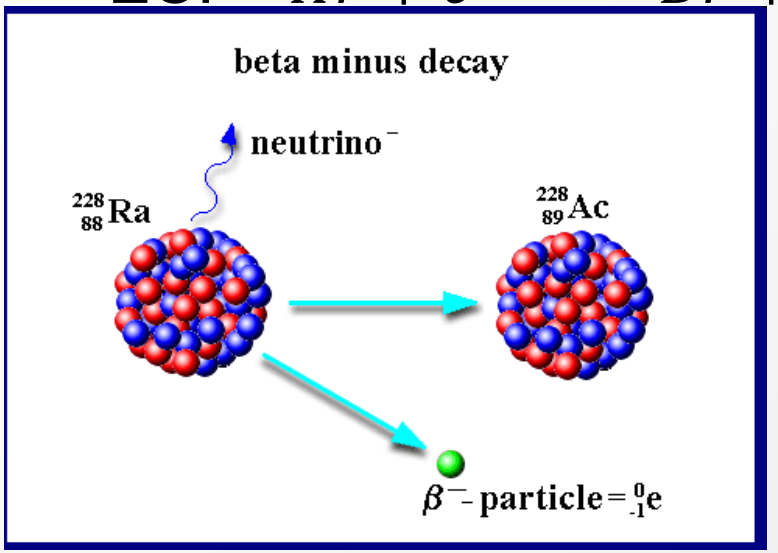
Podobne nezachovanie hybnosti...

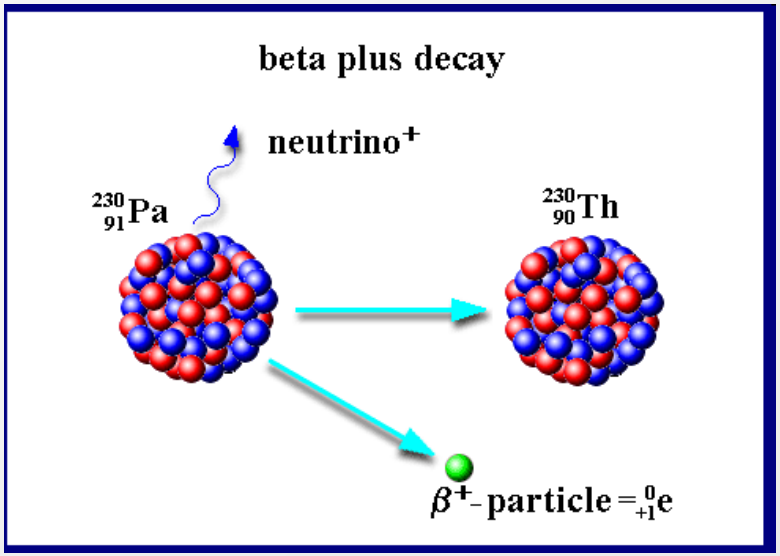
Riešením je zavedenie novej častice neutrálnej častice emitovanej spolu s elektrónom.
V r. 1930 navrhol Wolfgang Pauli neutrálnu časticu nachádzajúcu sa v atómovom jadre a emitovanú sa spolu s elektrónom – „neutrón“.
V r. 1931 Enrico Fermi navrhol premenovať túto časticu a opísal teóriu beta premeny.

Beta premena

- Tri rôzne typy - β^-, β^+ a elektrónový záchyt

- β-: $^{14}C \rightarrow {}^{14}N + e^- + \overline{\nu_e}$
- β+: $^{23}Mn \rightarrow {}^{23}Na + e^+ + \nu_e$
- EC: $^{81}Kr + e^- \rightarrow {}^{81}Br + \nu_e$





β- vs. β+/EC

- Stabilné jadrá majú pomer neutrónov a protónov v oblasti ľahkých jadier (cca do oblasti ^{40}Ar) $N_N/N_P \approx 1$.
- V oblasti stredne ťažkých jadier (cca do oblasti s A=160) je tento pomer cca 1.4.
- V oblasti olova je línia beta stability pri pomere $N_N/N_P \approx 1{,}5$.

- β+/EC premena je charakteristická pre oblasť neutrónovo deficitných jadier (s prebytkom protónov).
- β- premena je charakteristicka pre neutrónovo bohatých jadier.

- Príklad... Jadro ^{132}Sn má pomer $N_N/N_P \approx 1{,}6$. Vzhľadom na prebytok neutrónov bude dominovať β- premena.

Rozpad neutrónu

- Neutróny, ktoré nie sú viazané v jadre sa môžu rozpadávať beta premenou $n \rightarrow p + e^{-} + \overline{\nu_e}\ (+\gamma)$
- Gama kvantum sa emituje len výnimočne (cca 0.001).
- Energia rozpadu je cca 0.782 MeV a polčas je 881.5±1.5 s.
- V jadre je neutrón stabilnou časticou.

- Rozpad protónu je hypotetický proces, ktorý b prebiehal na ľahšie častice (napr. pion a pozitrón). V rámci štandartného modelu by mal byť protón stabilný. Rozpad na pozitrón má doposiaľ experimentálny limit 1×10^{34} rokov.

Q hodnota β- premeny

$\beta -$ rozpad: ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z+1}^{A}Y + e^{-} + \bar{\nu}$

$$Q_{\beta^-} = \left[m_n\left({}^{A}_{Z}X\right) - m_n\left({}_{Z+1}^{A}Y\right) - m_e\right]c^2$$

kde m_n sú jadrové hmotnosti. Pre atómové hmotnosti platí

$$m_a\left({}^{A}_{Z}X\right)c^2 = m_n\left({}^{A}_{Z}X\right)c^2 + Zm_e\,c^2 - \sum_{i=1}^{Z} B_i$$

kde B_i sú väzbové energie elektrónov v obale. Po dosadení

$$Q_{\beta^-}$$

$$= \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right) - \cancel{Zm_e}\,c^2 - m_a\left({}_{Z+1}^{A}Y\right) + \cancel{(Z+1)m_e} - \cancel{m_e}\right]c^2 + \left(\sum_{i=1}^{Z} B_i - \sum_{i=1}^{Z+1} B_i\right)$$

zanedbateľné

$$Q_{\beta^-} = \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right)c^2 - m_a\left({}_{Z+1}^{A}Y\right)c^2\right]$$

Q hodnota β+ premeny

$\beta +$ rozpad: ${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + e^{+} + \nu$

$$Q_{\beta^+} = \left[m_n\left({}^{A}_{Z}X\right) - m_n\left({}_{Z-1}^{A}Y\right) - m_e\right]c^2$$

kde B_i sú väzbové energie elektrónov v obale. Po dosadení

$$Q_{\beta^+}$$

$$= \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right) - \cancel{Zm_e} - m_a\left({}_{Z-1}^{A}Y\right) + \cancel{(Z-1)m_e} - \cancel{m_e}\right]c^2 + \left(\sum_{i=1}^{Z} B_i - \sum_{i=1}^{Z-1} B_i\right)$$

zanedbateľné

$$Q_{\beta^+} = \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right) - m_a\left({}_{Z-1}^{A}Y\right) - 2m_e\right]c^2$$

Q hodnota EC

Elektrónový záchyt: ${}^{A}_{Z}X + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + \nu$

$$Q_{EC} = \left[m_n\left({}^{A}_{Z}X\right) + m_e \; - m_n\left({}^{A}_{Z-1}Y\right)\right]c^2$$

kde B_i sú väzbové energie elektrónov v obale. Po dosadení

$$Q_{EC}$$

$$= \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right) - \cancel{Zm_e} + \cancel{m_e} - m_a\left({}^{A}_{Z-1}Y\right) + \cancel{(Z-1)m_e}\,\right]c^2 + \cancel{\left(\sum_{i=1}^{Z} B_i - \sum_{i=1}^{Z-1} B_i\right)}$$

$$- B_j \qquad (j = K, L, M \ldots)$$

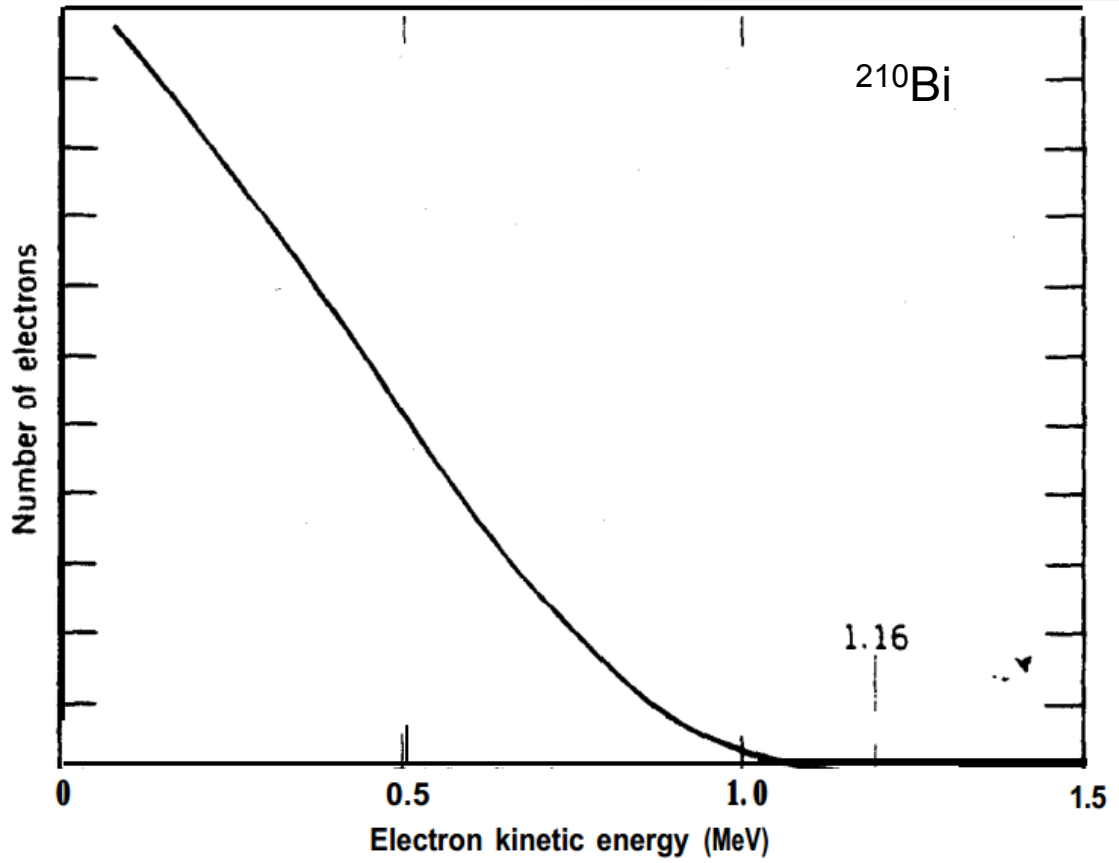
zanedbateľné

$$Q_{EC} = \left[m_a\left({}^{A}_{Z}X\right)c^2 \; - m_a\left({}^{A}_{Z-1}Y\right)c^2\,\right]$$

Napriek tomu, že elektrónový záchyt aj $\beta +$ vedú na to isté jadro, môže sa stať, že elektrónový záchyt bude možný a $\beta +$ bude energeticky zakázaný. Rozdiel v maximách ich Q hodnôt je $2m_e \; = 1.022\ MeV$.

Q hodnota beta premeny

Maximálna energia zodpovedá energii rozdielu hmotností materského a dcérskeho jadra.



Typy beta premeny

Zmena orbitálneho momentu hybnosti jadra, môže byť iba dôsledkom spinu elektrónu a neutrína unikajúceho z jadra (zjednodušený predpoklad miesta vytvorenia v r=0).

Spiny neutrína môžu byť

- Paralelné (S = 1)
  Gamow-Tellerov rozpad
- Antiparalelné (S = 0)
  Fermiho rozpad

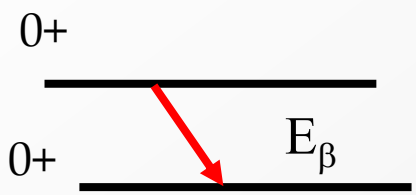
Povolené rozpady

$\Delta I = 0,1$ a $\Delta\pi$ = nie

V prípade Fermiho rozpadu je povolené len $\Delta I = 0$.

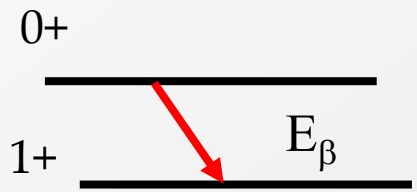
Ak sa $I_i = I_f = 0$ tak sa realizuje iba Fermiho prechod.

Fermi



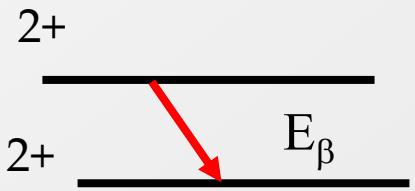
$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 0$$
$$S_\beta = 0 \downarrow\uparrow$$

Gamow-Teller



$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 1$$
$$S_\beta = 1 \uparrow\uparrow or \downarrow\downarrow$$

mixed Fermi & Gamow-Teller



$$\Delta I = |I_i - I_f| \equiv 0$$
$$I_i \neq 0$$

Inverzná beta premena

Inverznou reakciou k β premene je absorbcia neutrína.

$$ {}^{A}_{Z}X + \nu \rightarrow {}_{Z+1}^{A}Y + e^{-} $$
$$ {}^{A}_{Z}X + \bar{\nu} \rightarrow {}_{Z-1}^{A}Y + e^{+} $$

Tento proces prináša možnosť identifikácie neutrín. Prvé potvrdenie existencie neutrín Cowan-Reines neutrínový experiment (Clyde L. Cowan a Frederick Reines – 1956).

Antineutrína boli produkované jadrovom reaktore (tok neutrín $5x10^{13}$ $cm^{-2}s^{-1}$) a boli zachytávane v nádobách s vodou a realizovala sa reakcia $p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^{+}$. Po anihilácii pozitrónu sa emitujú 2 γ kvantá s energiou 511 keV.

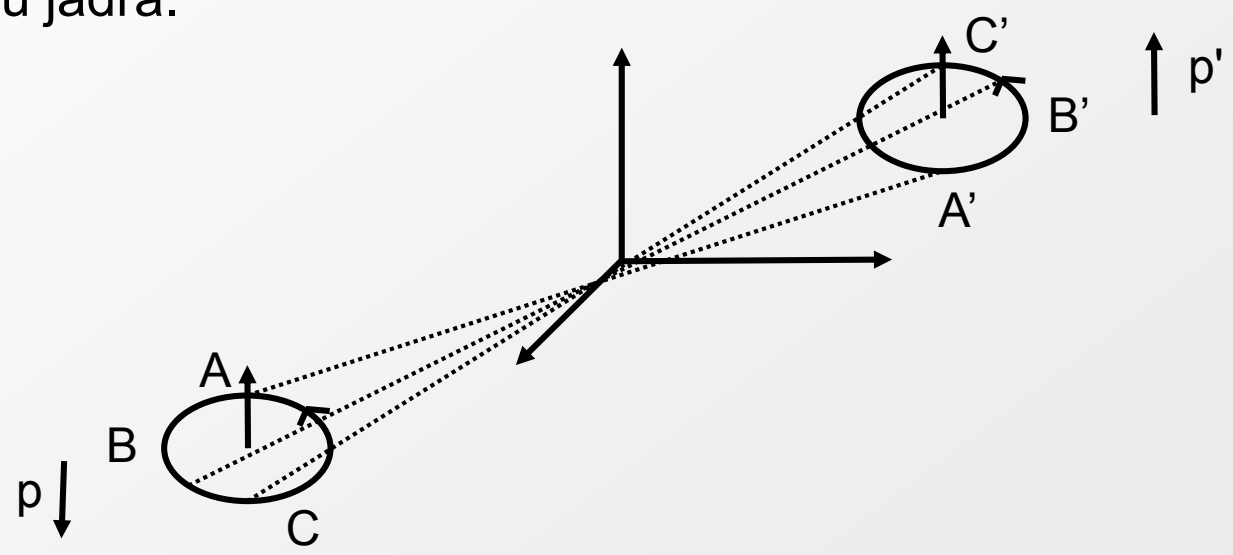
Experiment nedal jednoznačné výsledky a preto sa doplnil vrstvou kadmia kde sa realizovali reakcie unikajúceho neutrónu $n + {}^{108}Cd \rightarrow {}^{109m}Cd \rightarrow {}^{109}Cd + \gamma$.

PARITA V BETA PREMENE

Zákon zachovania parity

Parita pre a po reakcii (resp. rozpade) sa musí zachovávať. V prírode by mala existovať symetria medzi skutočným a zrkadlovým obrazom.

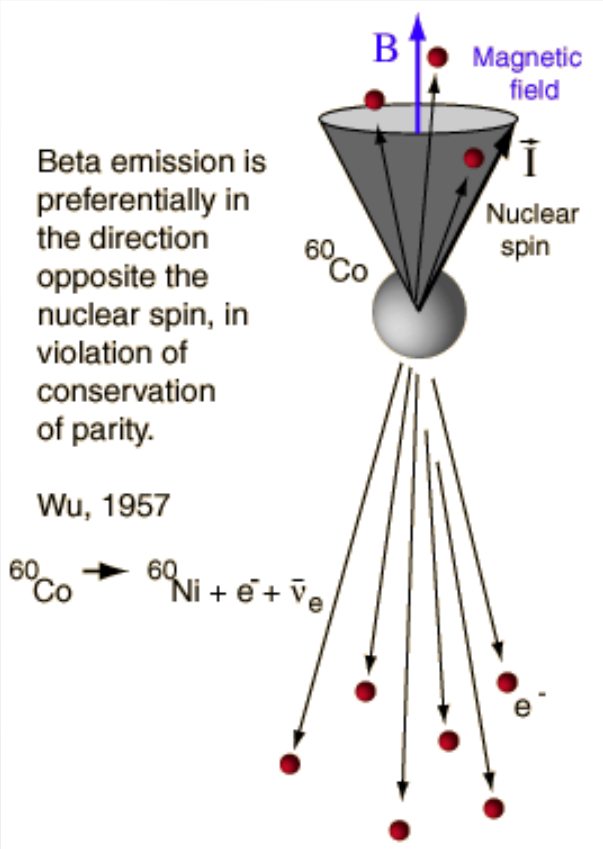
Platí to vždy? Zoberme si imaginárny prípad... Jadro má definovaný spin a pri beta premene z neho vylieta elektrón. Spin jadra ostáva rovnaký aj v zrkadlovom obraze. Smer letu elektrónu sa však pri zámene súradníc zmení. Takže elektróny by mali pri beta premene vylietať nezávisle na smer orientácie spinu jadra.



Nezachovania parity

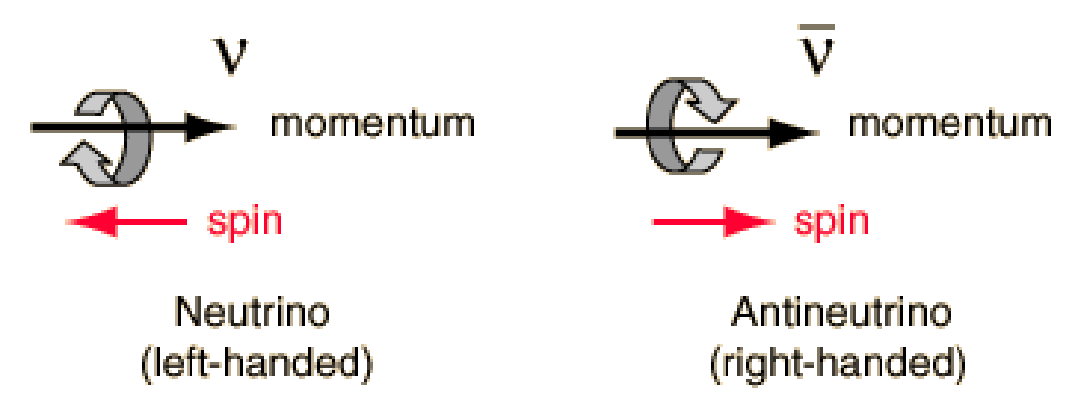
Preukázané v rozpade ^{60}Co (experiment C.S. Wu et al.) v ktorom sa jadrá schladené na 0.01K polarizovali v magnetickom poli a sledovala sa početnosť elektrónov vyletujúcich z jadra pri beta premene.

Ak by bol proces nezávislý na parite a parita sa zachovávala, elektróny by vyletovali rovnako v oboch smeroch. Najmenej 70% elektrónov však bolo emitovaných proti smeru spinu jadra.



Zákon zachovania CP

Preukázalo sa, že neutrína majú preferenčne smer spinu proti vektoru rýchlosti (sú teda ľavotočivé; lefthanded) a antineutrína v smere (paralelne) s vektorom rýchlosti (pravotočivé; right-handed).



Takže v kombinácii so zámenou častice na antičasticu nám symetria platí – tzv. CP symetria (charge parity symmetry)

Narušenie CP symetrie

Sú však procesy pri ktorých prichádza aj k narušeniu CP symetrie. Konkrétne rozpady kaónov na pióny s partiou -1. Tie majú dlho a krátko-žijúci stav, pričom dlhožijúci stav sa rozpadáva dominantne

$$K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$$

S pravdepodobnosťou 1:500 však dochádza k procesu

$$K_L^0 \to \pi^0 + \pi^0$$

Tzv. Cronin-Fitch experiment (Nobelova cena 1980)

VOLUME 13, NUMBER 4 PHYSICAL REVIEW LETTERS 27 JULY 1964

EVIDENCE FOR THE 2π DECAY OF THE K_2^0 MESON*†

J. H. Christenson, J. W. Cronin,‡ V. L. Fitch,‡ and R. Turlay§
Princeton University, Princeton, New Jersey
(Received 10 July 1964)

This Letter reports the results of experimental studies designed to search for the 2π decay of the K_2^0 meson. Several previous experiments have served[1,2] to set an upper limit of 1/300 for the fraction of K_2^0's which decay into two charged pions. The present experiment, using spark chamber techniques, proposed to extend this limit.

In this measurement, K_2^0 mesons were produced at the Brookhaven AGS in an internal Be

The analysis program computed the vector momentum of each charged particle observed in the decay and the invariant mass, m^*, assuming each charged particle had the mass of the charged pion. In this detector the K_{e3} decay leads to a distribution in m^* ranging from 280 MeV to ~536 MeV; the $K_{\mu 3}$, from 280 to ~516; and the $K_{\pi 3}$, from 280 to 363 MeV. We emphasize that m^* equal to the K^0 mass is not a preferred

Narušenie CP symetrie

Jednoznačnejší dôkaz priniesol rozpad na nabité častice

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \overline{\nu_e}$$
$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$$

Podľa CP symetrie by mali byť oba procesy rovnako pravdepodobné. Rozpad na pozitrón je však o 3.3×10^{-3} pravdepodobnejší.

Takže vo všeobecnosti je akceptovaná platnosť CPT symetrie.