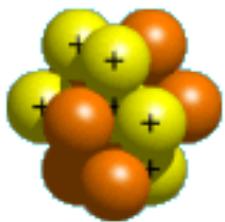


NUKLEARNI BETA-RASPADI

Beta-minus Decay

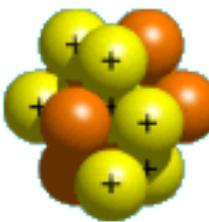
Carbon-14



6 protons
8 neutrons

β^-

Nitrogen-14



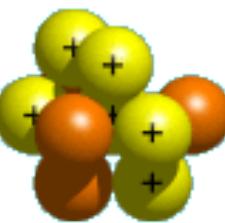
7 protons
7 neutrons

+ Antineutrino + Electron



Beta-plus Decay

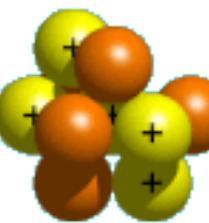
Carbon-10



6 protons
4 neutrons

β^+

Boron-10



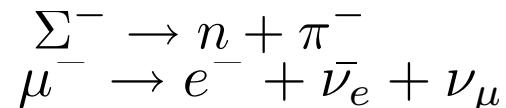
5 protons
5 neutrons

+ Neutrino + Positron



SLABA INTERAKCIJA

- manifestira se u raspadima hadrona (npr. raspad n,p) i mezona (npr. raspad piona, K mezona) kao i u prijelazima između nuklearnih stanja (beta raspad)
- semileptonski procesi – uključuju hadrone i leptone
- mogući su i neleptonski procesi, npr.
i čisti leptonski procesi, npr.



-Fermi konstanta vezanja (univerzalna za sve procese slabe interakcije) :

$$\begin{aligned}G_F &= 1.43584(3) 10^{-62} Jm^3 \\ &= 1.16637(2) 10^{-11} (\hbar c)^3 MeV^{-2}\end{aligned}$$

-kvanti polja: vektorski bozoni W^\pm i Z^0

$$m_W c^2 = 80.9 \pm 1.4 \text{ GeV} \quad m_Z c^2 = 91.9 \pm 1.8 \text{ GeV}$$

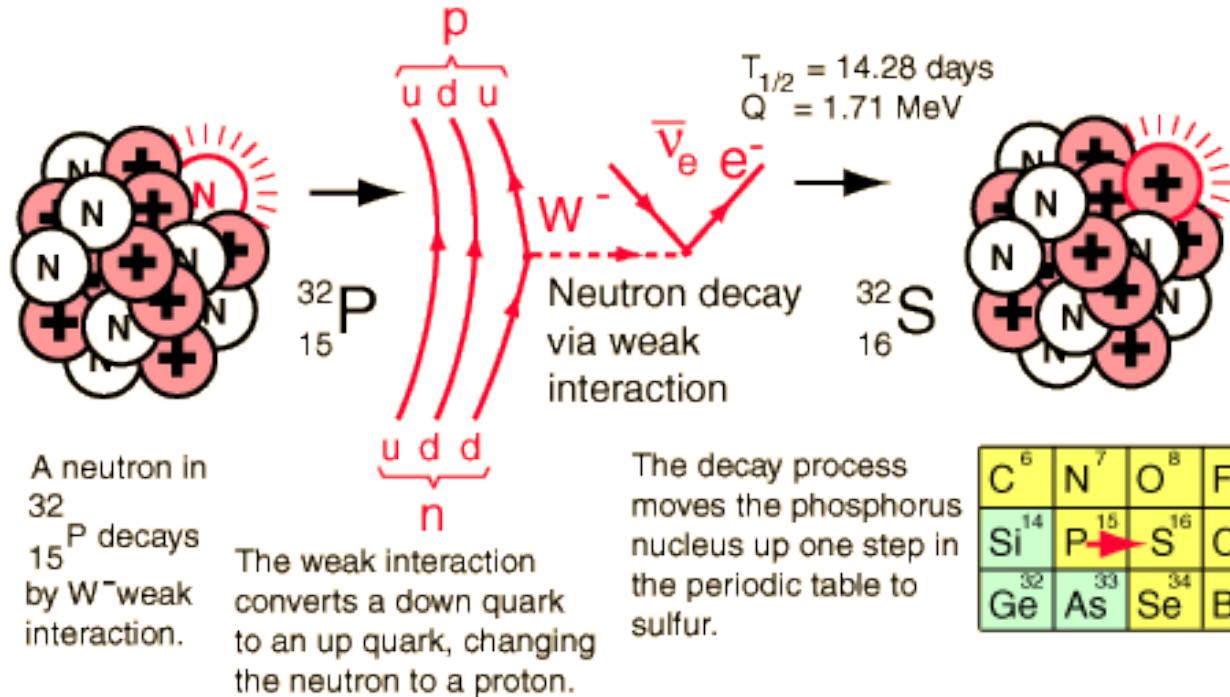
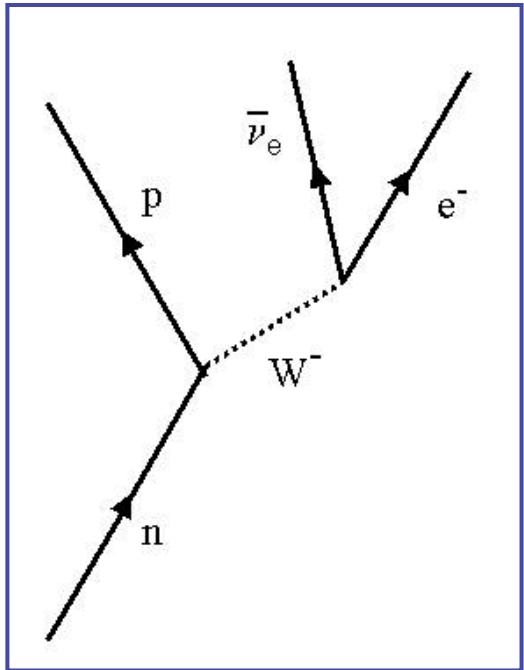
-velike mase vektorskih bozona => kratak doseg slabe interakcije

$$r_0 = \hbar/mc \approx 10^{-3} \text{ fm}$$

→ u računu beta-raspada jezgre može se uzeti da je slaba interakcija KONTAKTNA, odnosno da ima nulti doseg.



DIJAGRAMI β -RASPADA



Na osnovnoj razini, beta-raspad hadrona predstavlja promjenu jednog tipa kvarka u drugi => **SLABA INTERAKCIJA MIJENJA OKUS KVARKOVA**

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad \longrightarrow \quad (udd) \longrightarrow (uud) + e^- + \bar{\nu}_e$$

Okus nije sačuvan u slabim interakcijama. To znači da kod raspada jedan tip kvarkova ne prelazi nužno u kvark određenog okusa, već postoji miješanje. Ako se promatraju u , d , s , c kvarkovi, miješanje okusa može se prikazati pomoću Cabibbo kuta:

$$u \longrightarrow d' = d \cos\theta_c + s \sin\theta_c$$

$$c \longrightarrow s' = -d \sin\theta_c + s \cos\theta_c$$

U nuklearnom beta-raspadu promatramo samo prijelaze između u i d kvarkova (ne pojavljuju se čestice koje sadrže s i c kvarkove). Efekt nesačuvanja okusa je samo u tome da je proces nešto potisnut, odnosno efektivna konstanta vezanja je

$$G_V = G_F \cos\theta_c$$

NESAČUVANJE PARITETA

Paritet nije sačuvan u slabim procesima.

Operatori:

SKALARI

$\pi=+1$

PSEUDOSKALARI

$\pi=-1$ (skalarni produkt polarnog i aksijalnog vektora)

VEKTORI

$\pi=-1$ (ili polarni vektor, npr. \vec{r})

PSEUDOKEVTORI

$\pi=+1$ (aksijalni vektor, npr. operator
angularnog momenta $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$)

Operator koji je linearna kombinacija skalara i pseudoskalara, odnosno vektora i pseudovektora, nema dobro definiran paritet => paritet nije sačuvan njegovim djelovanjem. Za jaku i elektromagnetsku interakciju paritet je sačuvan.

Nesačuvanje pariteta potvđeno je beta-raspadu ^{60}Co (C.S. Wu et al. 1957)



β -DECAY AND PARITY NONCONSERVATION

(IN THE WORDS OF C. S. WU)*

... One day in the early spring of 1956, Professor T. D. Lee came up to my little office on the thirteenth floor of Pupin Physical Laboratories. He explained to me, first, the τ - θ puzzle. If the answer to the τ - θ puzzle is violation of parity--he went on--then the violation should also be observed in the space distribution of the beta-decay of polarized nuclei: one must measure the pseudo-scalar quantity $\langle \sigma \cdot p \rangle$ where p is the electron momentum and σ the spin of the nucleus.

... Following Professor Lee's visit, I began to think things through. This was a golden opportunity for a beta-decay physicist to perform a crucial test, and how could I let it pass? ... That spring, my husband, Chia-Liu Yuan, and I had planned to attend a conference in Geneva and then proceed to the Far East. Both of us had left China in 1936, exactly twenty years earlier. Our passages were booked on the *Queen Elizabeth* before I suddenly realized that I had to do the experiment immediately, before the rest of the Physics Community recognized the importance of this experiment and did it first. So I asked Chia-Liu to let me stay and go without me.

... As soon as the spring semester ended in the last part of May, I started work in earnest in preparing for the experiment. ... In the middle of September, I finally went to Washington, D.C. for my first meeting with Dr. Ambler. ... Between experimental runs in Washington, I had to dash back to Columbia for teaching and other research activities. On Christmas eve, I returned to New York on the last train; the airport was closed because of heavy snow. There I told Professor Lee that the

observed asymmetry was reproducible and huge. The asymmetry parameter was nearly -1. Professor Lee said that this was very good. This result is just what one should expect for a two-component theory of the neutrino.



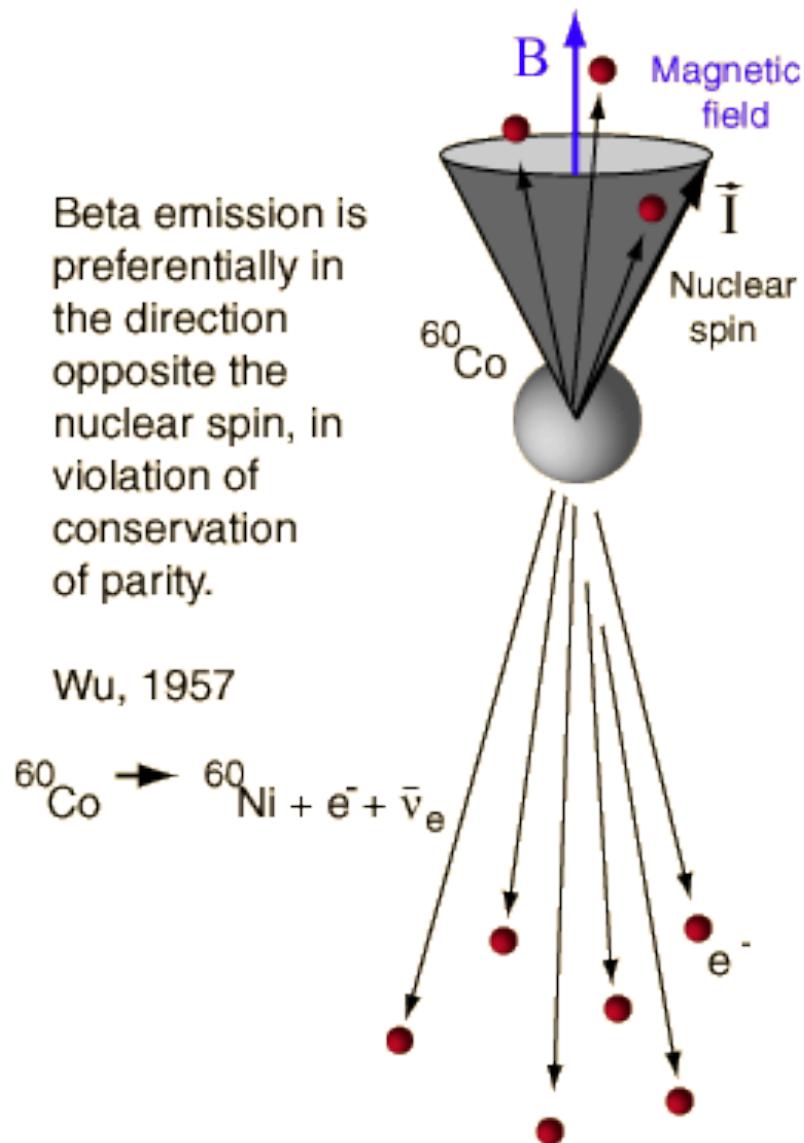
At the January 15, 1957 news conference
(held in Room 818 Pupin).

At table (from left): C.S. Wu and T.D. Lee
Second row: E. Ambler, R.P. Hudson and
D.D. Hoppes (National Bureau of Standards).

... On the afternoon of January 15th, the Department of Physics at Columbia University called a press conference to announce the dramatic overthrow of a basic law of physics The news burst into public view and quickly spread around the world. As Professor O.R. Frisch of Cambridge University described it in a talk at that time, "The obscure phrase 'parity is not conserved' circled the globe like a new gospel."

*"Excerpts from C.S. Wu's account in
Adventures In Experimental Physics
("Gamma" volume), ed. B. Maglich (Princeton,
World Science Communications, 1972),
p. 101.*

Prijelaz: ${}^{60}Co \ J^\pi = 5^+ \rightarrow {}^{60}Ni \ J^\pi = 4^{+*}$ (2.51 MeV)



Spinovi jezgara Co su polarizirani. Definiran je smjer:

$$\vec{\sigma} \parallel \vec{I}$$

Kutna raspodjela elektrona:

$$W(\theta) = 1 + a \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p} c}{E}$$

impuls
energija

parametar intenziteta
kutne ovisnosti

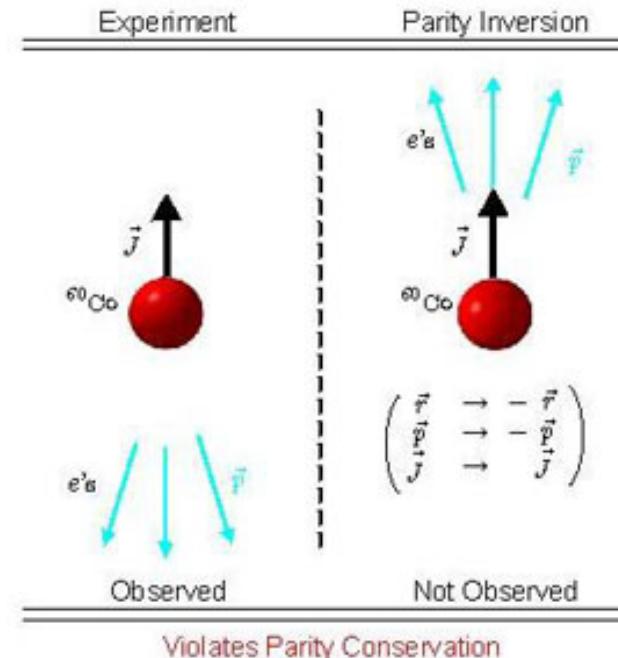
$\vec{\sigma} \cdot \vec{p} \equiv$ PSEUDOSKALAR

aksijalni vektor polarni vektor

$$W(\theta) = \text{skalar} + \text{pseudoskalar}$$

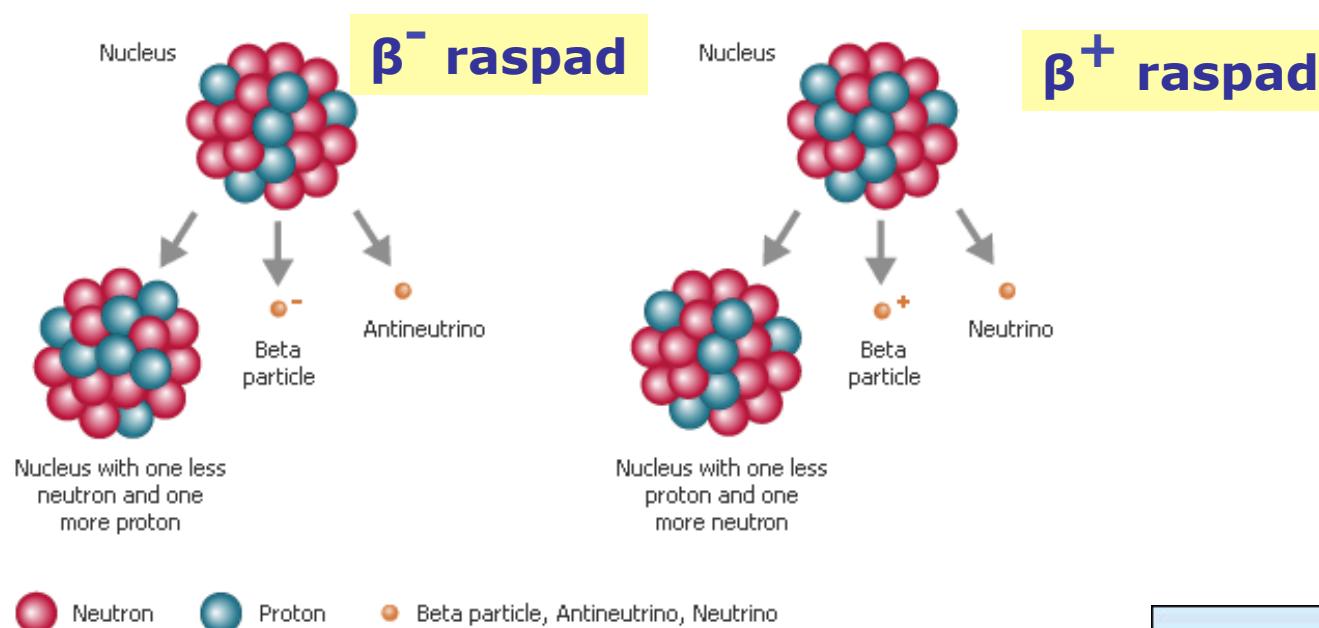
Kad bi paritet bio sačuvan u β -raspadu
 $\Rightarrow \mathbf{a=0}$ i kutna raspodjela emitiranih elektrona bila bi izotropna.

EKSPERIMENTALNI REZULTAT: $\mathbf{a=-1}$ maksimalno narušenje

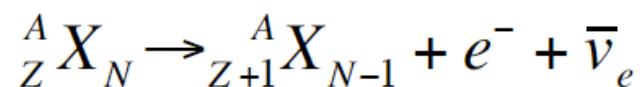


Elektroni su dominantno emitirani u smjeru suprotnom spinu jezgre \Rightarrow narušenje pariteta.

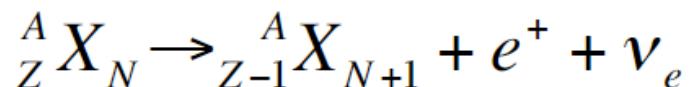
NUKLEARNI β -RASPAD



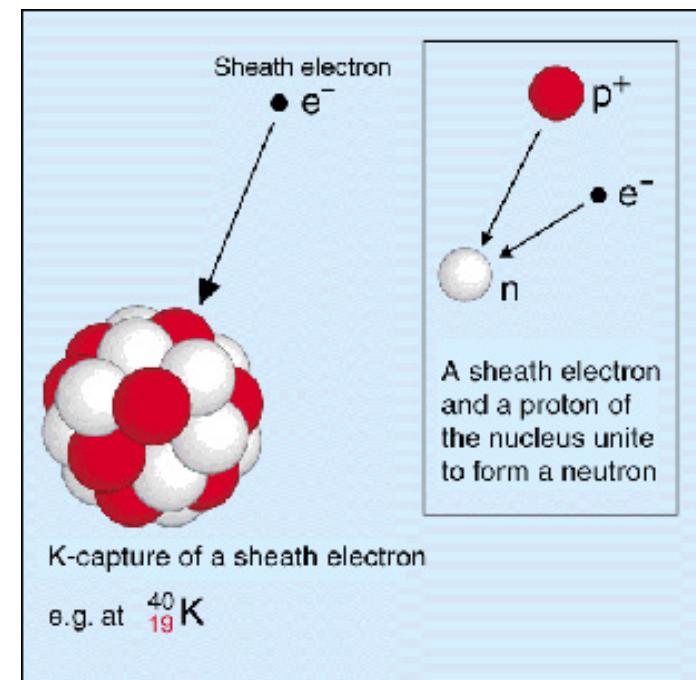
β^- - raspad



β^+ - raspad



UHVAT ELEKTRONA:



Q-VRIJEDNOSTI

Q-vrijednost reakcije definira se kao razlika ukupne kinetičke energije sistema prije i nakon reakcije:

$$Q = T_f - T_i$$

Za nuklearni beta-raspad možemo uzeti da početna jezgra miruje u lab. sustavu:

$$T_i = 0$$

Da bi došlo do beta-raspada, Q-vrijednost reakcije mora biti pozitivna. Masa jezgre definirana je pomoću mase neutralnog atoma:

$$\Delta M_{\beta^\pm} = M(Z, N) - M(Z \mp 1, N \pm 1)$$

Ova razlika uključuje masu i energiju vezanja jednog atomskog elektrona. Zbog toga su Q-vrijednosti za β^- , β^+ i EC:

$$Q_{\beta^-} = [M(Z, N) - M(Z + 1, N - 1)]c^2$$

$$Q_{\beta^+} = [M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1)]c^2 - 2m_e c^2$$

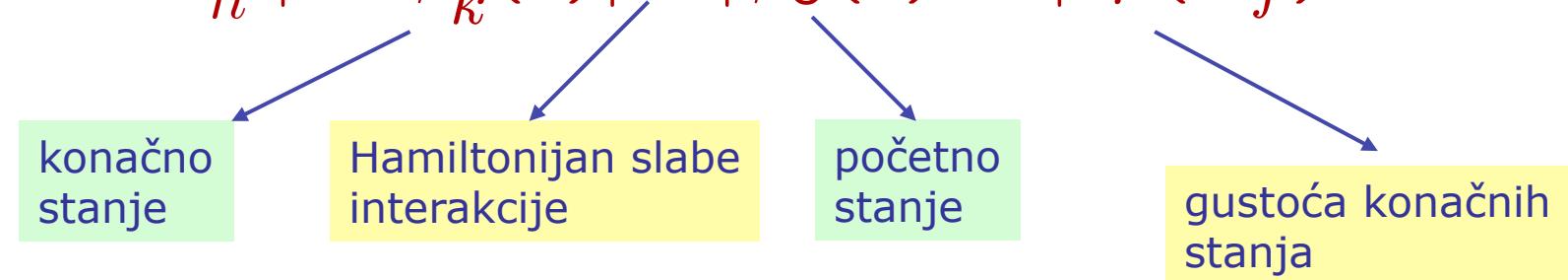
$$Q_{EC} = [M(Z, N) - M(Z - 1, N + 1)]c^2 - B_e$$

energija ionizacije elektrona vezanog
u atomu koji je uhvaćen u jezgru

VJEROJATNOSTI PRIJELAZA ZA β -RASPAD

Fermijevo zlatno pravilo: veza između vjerojatnosti prijelaza W i nuklearnog matričnog elementa

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) | H' | \phi_0(\vec{r}) \rangle |^2 \rho(E_f)$$



1) početno stanje (jezgra) $|\phi_0(\vec{r})\rangle = |J_i M_i \zeta\rangle$

2) konačno stanje sadrži tri čestice: jezgru, nabijeni lepton i neutralni lepton. U aproksimaciji u kojoj zanemarujemo Coulomb interakciju nabijenog leptona i jezgre, oba leptona su slobodne čestice opisane ravnim valovima (određenog valnog vektora):

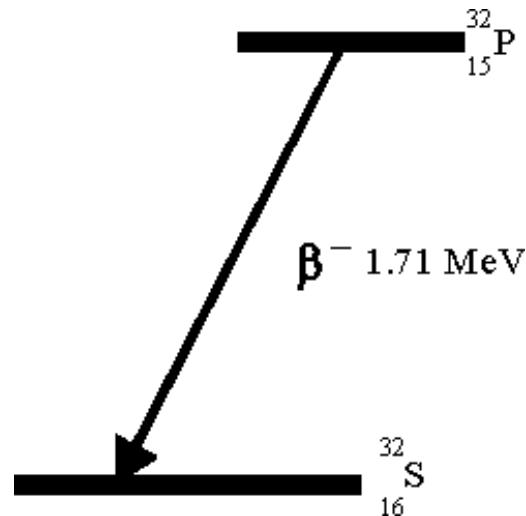
$$|\phi_{\vec{k}}(\vec{r})\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_e \cdot \vec{r}} \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}_{\nu} \cdot \vec{r}} |J_f M_f \xi\rangle$$

Normalizacija leptonskih valnih funkcija

Ravne valove razvijemo po kuglinim funkcijama:

$$e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sqrt{4\pi(2\lambda+1)} i^\lambda j_\lambda(kr) Y_{\lambda 0}(\theta, 0)$$

$$k \equiv |\vec{k}| = |\vec{k}_e + \vec{k}_\nu| \quad \theta = \angle(\vec{k}, \vec{r})$$



Q-vrijednost reakcije je reda veličine MeV
 $\Rightarrow \mathbf{k}$ je dovoljno malo da možemo raditi u dugovalnoj aproksimaciji:

$$j_\lambda(kr) \approx (kr)^\lambda / (2\lambda + 1)!!$$

Valna funkcija konačnog stanja:

$$|\phi_{\vec{k}}(\vec{r})\rangle = \frac{1}{V} \left[1 + i\sqrt{\frac{4\pi}{3}}(kr)Y_{10}(\theta, 0) + \mathcal{O}((kr)^2) \right] |J_f M_f \xi\rangle$$

Nuklearni operator beta-prijelaza je jednočestični operator ($n \rightarrow p$ ili $p \rightarrow n$), sadrži operator podizanja (spuštanja) izospina i ima dva člana: polarni vektor V i aksijalni vektor A .

Matrični element prijelaza β^\pm

$$\langle \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) | H' | \phi_0(\vec{r}) \rangle =$$

$$\frac{1}{V} \langle J_f M_f \xi | \sum_{j=1}^A [G_V \vec{\tau}_\mp(j) + G_A \vec{\sigma}(j) \vec{\tau}_\mp(j)] \times$$

$$[1 - i \sqrt{\frac{4\pi}{3}} (kr) Y_{10}(\theta, 0) + \mathcal{O}((kr)^2)] |J_i M_i \zeta \rangle$$

dozvoljeni prijelazi

zabranjeni prijelazi

Nuklearni dio operatora:

$$\mathcal{O}(\beta) = G_V \sum_{j=1}^A \vec{\tau}_\mp(j) + G_A \sum_{j=1}^A \vec{\sigma}(j) \vec{\tau}_\mp(j)$$

Konstante vezanja:

$$G_V = G_F \cos\theta_C \quad g_A = \frac{G_A}{G_V}$$

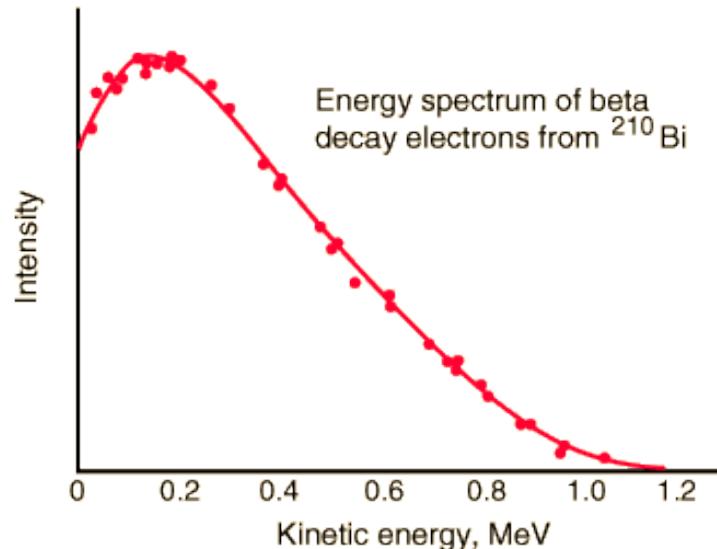
Matrični element za dozvoljene prijelaze:

$$\begin{aligned}
 & \langle \phi_{\vec{k}}(\vec{r}) | H' | \phi_0(\vec{r}) \rangle \approx \\
 & \frac{G_V}{V} \sum_{\mu M_f} [\underbrace{\langle J_f M_f \xi | \sum_{j=1}^A \vec{\tau}_{\mp}(j) | J_i M_i \zeta \rangle}_{\text{FERMI PRIJELAZ}} \\
 & + g_A \underbrace{\langle J_f M_f \xi | \sum_{j=1}^A \vec{\sigma}(j) \vec{\tau}_{\mp}(j) | J_i M_i \zeta \rangle}_{\text{GAMOW-TELLER PRIJELAZ} }]
 \end{aligned}$$

Prijelazni matrični elementi za $\lambda > 1$ (iz razvoja ravnih valova po kuglinim funkcijama) su manji (radi se o članovima višeg reda), njihovi doprinosi su vidljivi kada su članovi nižeg reda zabranjeni zbog izbornih pravila angулarnog momenta i pariteta.

GUSTOĆA KONAČNIH STANJA

- složena jer uključuje tri tijela u konačnom stanju β -raspada
- raspoloživa kinetička energija, nakon odračunavanja odboja jezgre, je podijeljena između elektrona (pozitrona) i antineutrina (neutrina)
- Dodatni učinak na nabijeni lepton dolazi od Coulombovog polja konačne jezgre



Kontinuirani spektar energija nabijenog leptona i neutrina.

NEUTRINO

- promatramo ga kao slobodnu česticu. Broj stanja u ljesuci impulsa $(p_\nu, p_\nu + dp_\nu)$

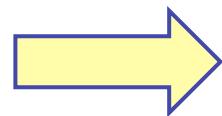
$$dn_\nu = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} p_\nu^2 dp_\nu$$

Ukupna energija neutrina:

$$E_\nu^2 = (m_\nu c^2)^2 + p_\nu^2 c^2 \longrightarrow p_\nu, dp_\nu$$

Energije u beta-raspadu izražavaju se pomoću maksimalne energije nabijenog leptona E_0 (end-point energy) – veličina koja se može mjeriti

$$E_\nu = E_0 - E_e$$



$$dn_\nu = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} \frac{(E_0 - E_e)}{c^3} [(E_0 - E_e)^2 - (m_\nu c^2)^2]^{1/2} dE_e$$

NABIJENI LEPTON:

$$dn_e = \frac{V}{2\pi^2\hbar^3} F(Z, E_e) p_e^2 dp_e$$

Fermijeva funkcija $F(Z, E)$ -> opisuje učinak Coulombovog polja konačne jezgre na nabijeni lepton. Predstavlja korekciju aproksimacije ravnog vala za nabijeni lepton. Analitički izraz postoji samo u nerelativističkoj granici. U općenitom slučaju dane su tablične vrijednosti.

VJEROJATNOST PRIJELAZA:

$$W(p_e) = \frac{1}{2\pi^3\hbar^7 c^3} \sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \mathcal{O}_{\lambda\mu}(\beta) | J_i M_i \zeta \rangle |^2$$

$$F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e) [(E_0 - E_e)^2 - (m_\nu c^2)^2]^{1/2}$$

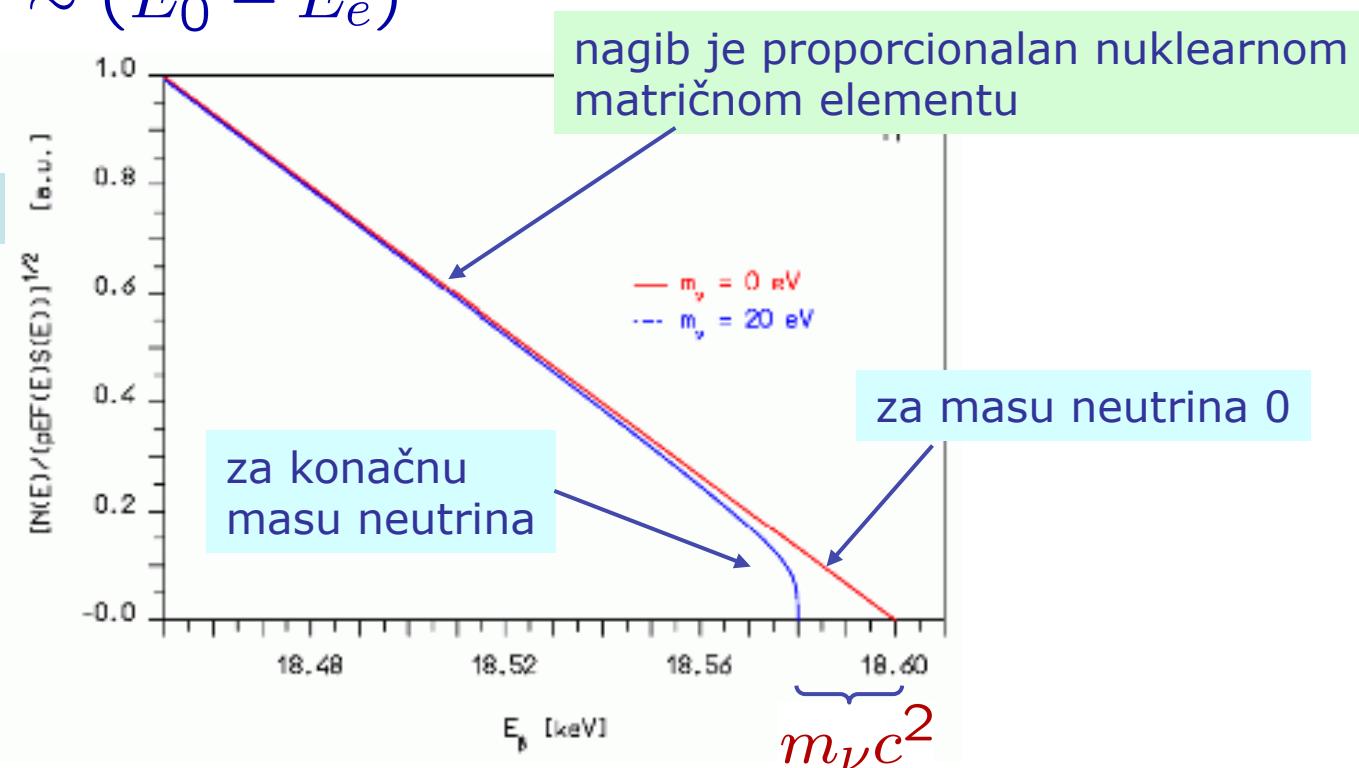
-ako zanemarimo masu neutrina:

$$W(p_e) = \frac{1}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \mathcal{O}_{\lambda\mu}(\beta) | J_i M_i \zeta \rangle |^2 F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2$$

Ova aproksimacija najviše utječe u području $E_e \approx E_0$. Promatramo veličinu

$$\left[\frac{W(p_e)}{p_e^2 F(Z, E_e)} \right]^{1/2} \sim (E_0 - E_e)$$

KURIE DIJAGRAM



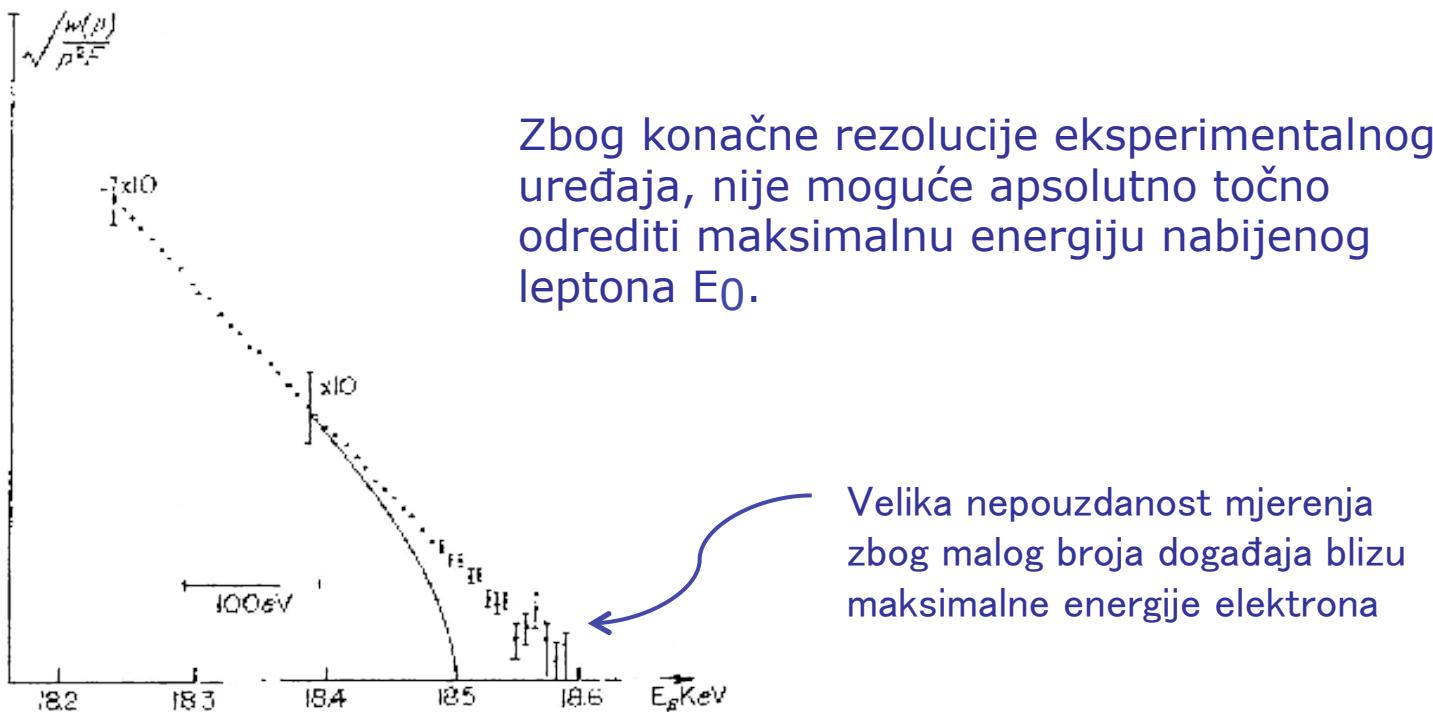
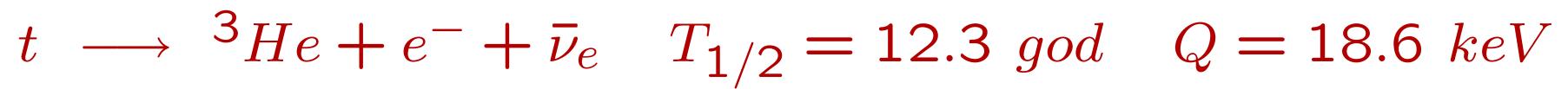


Abb. 12.11: β -Spektrum im Kurie-Plot. In der interessanten Region, die Evidenzen für eine Neutrinomasse liefern könnte, werden die Fehlerbalken sehr groß, da hier aufgrund der wenigen Ereignisse Statistik nötig wird.

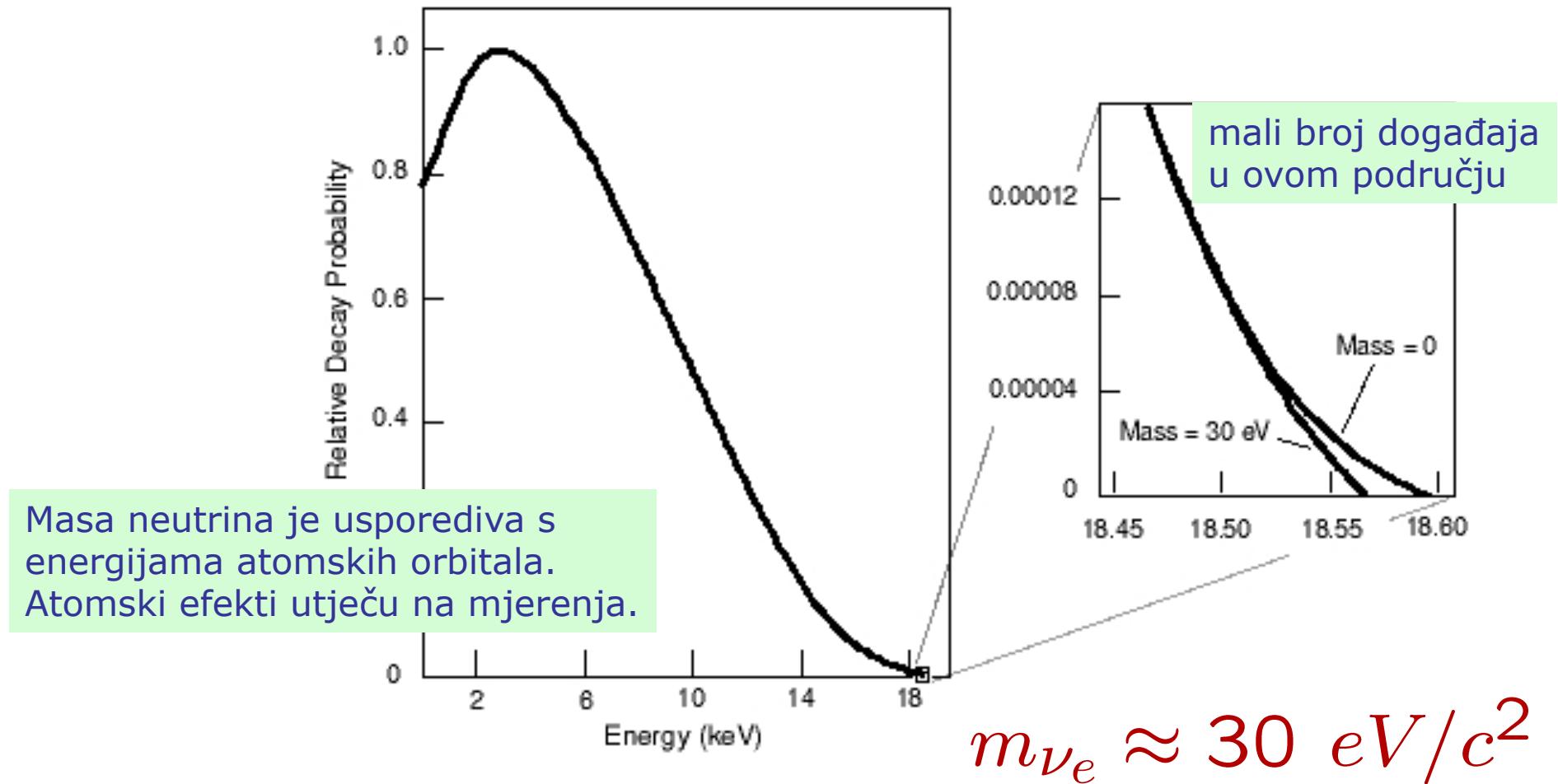
MJERENJA MASE NEUTRINA sva mjerena daju vrlo malu gornju granicu mase elektronskog neutrina.

Mjerenje mase elektronskog neutrina u beta-raspadu tricija:





Zbog ovako male Q-vrijednosti, puno je veći utjecaj mase neutrina na oblik Kurie dijagrama.



The Beta Decay Spectrum for Molecular Tritium

UKUPNA VJEROJATNOST PRIJELAZA:

integriramo po svim vrijednostima
impulsa nabijenog leptona

$$\begin{aligned} W &= \int W(p_e) dp_e \\ &= \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, E_0) \sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \mathcal{O}_{\lambda\mu}(\beta) | J_i M_i \zeta \rangle |^2 \end{aligned}$$

Fermijev integral:

$$f(Z, E_0) = \frac{1}{m_e^5 c^7} \int F(Z, E_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e$$

(bezdimenzionalna veličina, rješava se numerički)

Poluživot beta-raspada: $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{W}$

Umjesto vremenom poluživota, beta raspadi se često opisuju koristeći

ft-vrijednost beta-raspada:

produkt poluživota i Fermijevog integrala

$$ft \equiv f(Z, E_0) T_{1/2} = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{\ln 2}{\sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \mathcal{O}_{\lambda\mu}(\beta) | J_i M_i \zeta \rangle |^2}$$

ft-vrijednost beta-raspada: ovisi samo o nuklearnom matričnom elementu. Sva ovisnost o energiji, broju protona itd. ostala je u Fermijevom integralu. ft ima ulogu koja je slična reduciranoj vjerojatnosti prijelaza u elektromagnetskim raspadima. ft-vrijednosti za dozvoljene i zabranjene prijelaze razlikuju se za redove veličine. Stoga se za karakterizaciju beta-prijelaza koriste **log ft-vrijednosti**.

DOZVOLJENI β -PRIJELAZI ($\lambda=0$)

1. Fermi prijelazi

Uključuje samo operatore spuštanja i podizanja izospina, sumiramo preko svih nukleona

$$\sum_{j=1}^A \vec{\tau}_{\mp}(j) = \vec{T}_{\mp}$$

→ Imamo operator koji podiže i spušta treću komponentu izospina jezgre u cijelini

$$\begin{aligned} & \langle J_f M_f T_f T_{0f} | \sum_{j=1}^A \vec{\tau}_{\mp}(j) | J_i M_i T_i T_{0i} \rangle = \\ & = \sqrt{T_i(T_i + 1) - T_{0i}(T_{0i} \mp 1)} \delta_{J_f J_i} \delta_{M_f M_i} \delta_{T_f T_i} \delta_{T_{0f}(T_{0i} \mp 1)} \end{aligned}$$

-izvedeno uz pretpostavku da valne funkcije početnog i konačnog stanja imaju dobar kvantni broj izospina. Korekcije zbog Coulomb interakcije idu u Fermijev integral.

IZBORNA PRAVILA ZA β -PRIJELAZE FERMI TIPA:

Fermijevi prijelazi idu između izobarnih analognih stanja. Jedina razlika između početnog i konačnog stanja => proton zamijenjen neutronom ili obratno.

Promjena angуларног момента između početnog i konačnog stanja jezgre:

$$\Delta \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

(L, S su orbitalni angуларни moment i spin koji nose elektron i antineutrino)

Dozvoljeni prijelazi:

$$\begin{aligned} L &= \lambda = 0 \\ S &= 0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\pi &= 0 \\ \Delta J &= 0 \end{aligned}$$

Fermi prijelazi:

2. Gamow-Teller prijelazi

$$\sum_{j=1}^A \vec{\sigma}(j) \vec{\tau}_{\mp}(j)$$

Operator je produkt jednočestičnih operatora. Da bi izračunali matrični element moramo poznavati valne funkcije početnog i konačnog stanja.

IZBORNA PRAVILA ZA β -PRIJELAZE GAMOW-TELLER TIPA:

Dozvoljeni prijelazi: $L = \lambda = 0$

Gamow-Teller prijelazi: $S = 1$



$$\begin{aligned} \Delta\pi &= 0 \\ \Delta J &= 0, 1 \\ \text{NE } J_i &= 0 \rightarrow J_f = 0 \end{aligned}$$

za dozvoljene beta-prijelaze ($\lambda=0$):

$$\begin{aligned} &\sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \mathcal{O}_{\lambda\mu}(\beta) | J_i M_i \zeta \rangle |^2 = \\ &= G_V^2 \{ \sum_{M_f} | \langle J_f M_f \xi | T_{\mp} | J_i M_i \zeta \rangle |^2 \\ &+ g_A^2 \sum_{\mu M_f} | \langle J_f M_f \xi | \sum_{j=1}^A \vec{\sigma}_\mu(j) \vec{\tau}_\mp(j) | J_i M_i \zeta \rangle |^2 \} \\ &\equiv G_V^2 \{ \langle F \rangle^2 + g_A^2 \langle GT \rangle^2 \} \end{aligned}$$

-za dozvoljene β -prijelaze, ft-vrijednost može se napisati u obliku:

$$ft = \frac{K}{\langle F \rangle^2 + g_A^2 \langle GT \rangle^2}$$

$$K = \frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_e^5 c^4 G_V^2} = 6141.2 \pm 3.2 \text{ sec}$$

Iz mjerenih ft-vrijednosti za dozvoljene prijelaze, određuje se eksperimentalna vrijednost K, a onda i konstante jakosti G_V .

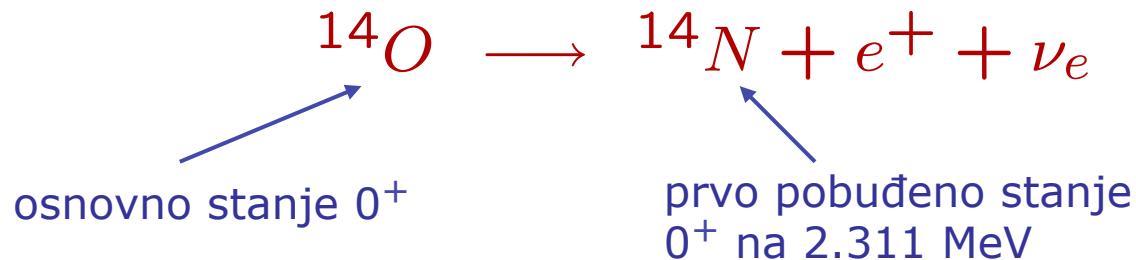
EKSP. VRIJEDNOST:

$$G_V / (\hbar c)^3 = 1.1493 \times 10^{-11} \text{ MeV}^{-2}$$

**SUPERDOZVOLJENI β -PRIJELAZI
(samo F prijelaz, GT ne doprinosi)**

$$\beta - \text{prijelaz} \quad J_i^\pi = 0^+ \longrightarrow J_f^\pi = 0^+$$

U superdozvoljenim β -prijelazima doprinosi samo Fermijev član operatora. Matrični element najmanje ovisi o strukturi valnih funkcija. Iz ovakvih se raspada najtočnije može odrediti vrijednost K, odnosno G_V . Pri tome je bolje promatrati prijelaze u lakim jezgrama, kod kojih su efekti lomljenja izospina manji.



$$T_{1/2}(^{14}O) = 74 \text{ s} \quad ft = 3109 \text{ s} \quad Q = 1.12 \text{ MeV}$$

ZABRANJENI β -PRIJELAZI:

Dolaze od članova višeg reda ($\lambda \geq 1$) u razvoju elektronskog i leptonskog ravnog vala po kuglinim funkcijama

Prijelazi između stanja različitog pariteta i $\Delta J > 1$.

Red zabrane prijelaza = I-vrijednost kugline funkcije u operatoru. Za dani I, mogući tensorski operatori:

$$Y_{lm}(\theta, \phi) \quad \text{i} \quad [Y_l(\theta, \phi) \times \vec{\sigma}]_{\lambda\mu}$$

Fermi

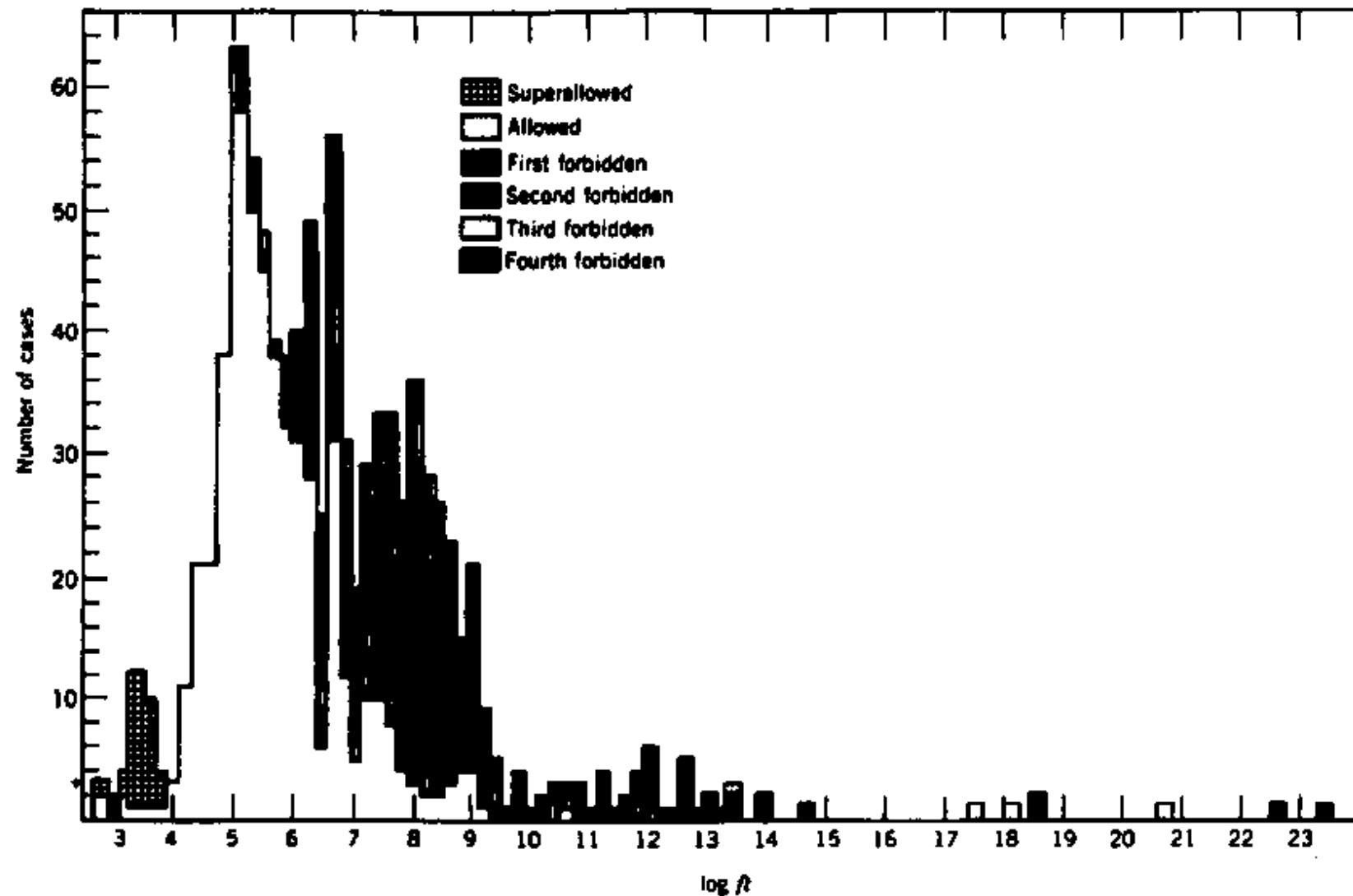
Gamow-Teller

IZBORNA PRAVILA ZA ZABRANJENE β -PRIJELAZE I-TOG REDA ($I \geq 1, S=0,1$):

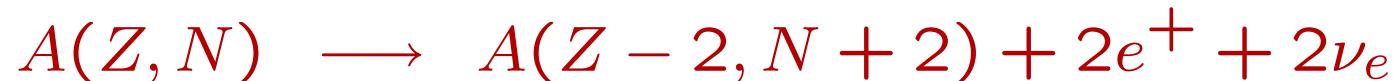
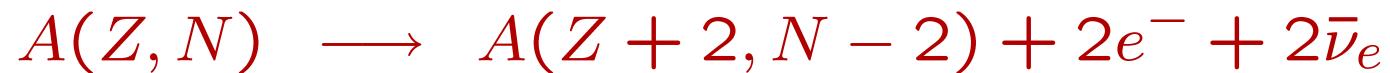
$$\Delta J = l \text{ ili } (l \pm 1) \quad \Delta\pi = (-1)^l$$

	TIP RASPADA	Log ft
$l = 0$	superdozvoljeni	2.9 - 3.7
$l = 0$	dozvoljeni	4.4 - 6
$l = 1$	zabranjeni 1.reda	6 - 10
$l = 2$	zabranjeni 2.reda	10 - 13
$l = 3$	zabranjeni 3. reda	> 15

Distribucija eksperimentalnih log ft vrijednosti za beta raspade



DVOSTRUKI β -RASPAD



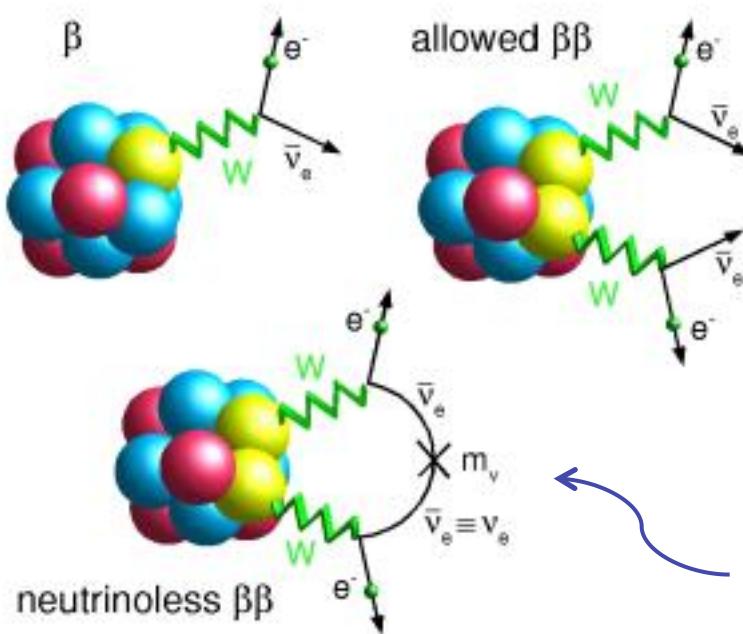
Radi se u procesima drugog reda, pa su stoga mnogo sporiji. Tipični poluživoti su reda veličine $\approx 10^{20}$ godina. Procesi s tako dugim poluživotima mogu se opaziti samo u onim jezgrama u kojima su β -prijelazi prvog reda i drugi brzi raspadi zabranjeni zbog negativnih Q-vrijednosti.



Parno-parne jezgre s izrazitim viškom neutrona mogu ići u dvostruki β^- -prijelaz. Zbog člana simetrije u izrazu za energiju vezanja $\approx (N-Z)^2$, susjedna jezgra s dva neutrona manje i dva protona više može biti jače vezana (ali, jača Coulomb interakcija).

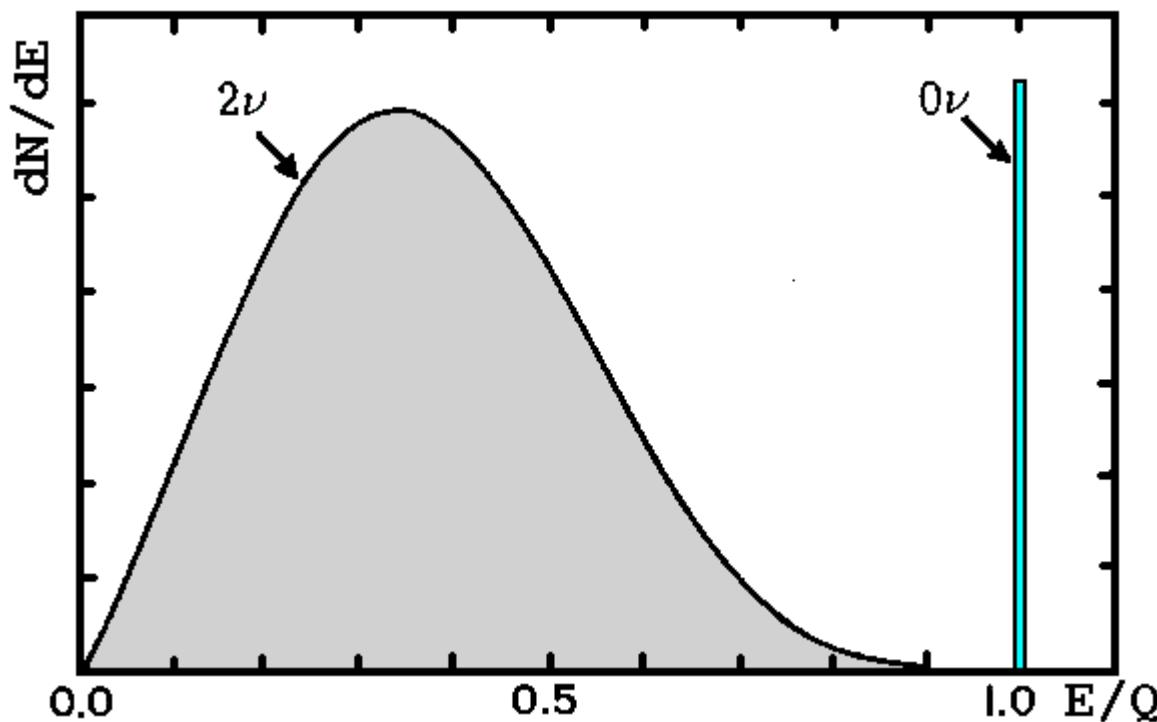
DA LI PROCES DVOSTRUKOG β -RASPADA MOŽE IĆI BEZ EMISIJE NEUTRINA?

1. Ako su neutrini Majorana čestice, odnosno ako nema razlike između neutrina i anti-neutrina, neutrino iz prvog prijelaza može biti apsorbiran u međustanju i proces ide bez emisije neutrina.
2. Ako su neutrini Diracove čestice (antičestica se razlikuje od čestice), dvostruki β -prijelaz ne može ići bez emisije neutrina.



Izmjena masivnog Majorana neutrina između dva W -bozona. Narušenje leptonskog broja, proces zabranjen u okviru standardnog modela.

Očekivani spektar emitiranih elektrona u obje varijante dvostrukog beta raspada:



Neutrinski i bezneutrinski procesi razlikuju po spektru emitiranih elektrona. Ako neutrini nisu emitirani, suma energija elektrona jednaka je Q -vrijednosti. Ako su i neutrini emitirani, suma energija elektrona ima kontinuiranu raspodjelu.