Základy

2-FJF-115 Fyzika atómového jadra

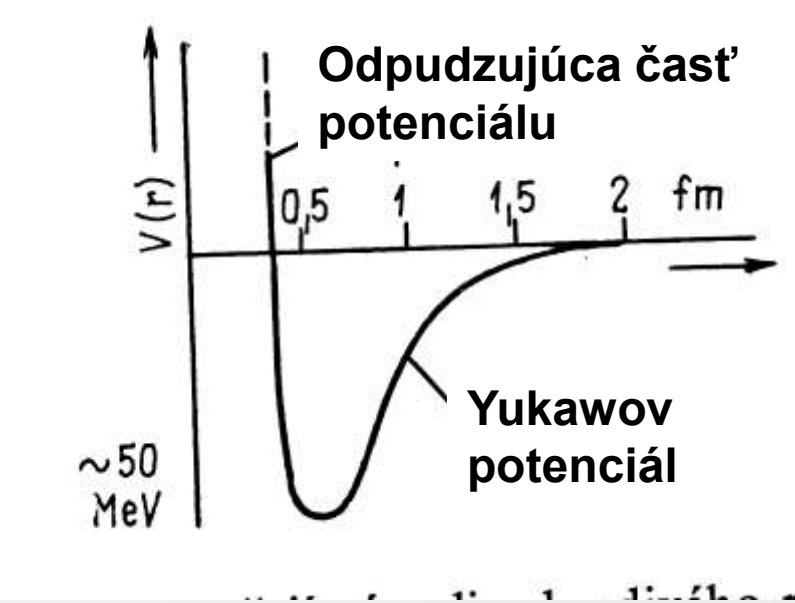
VLASTNOSTI SILNEJ INTERAKCIE

Krátkodosahovosť a nasýtenosť

- Interakciu nukleónov v jadre sprostredkúva silná interakcia.
- O existencii jadrových síl svedčí viazanosť protónov v jadre, ktoré inak podliehajú odpudivej kulombovskej interakcii. Jadrové sily pri tom musia byť výrazne silnejšie ako elektrostatické (približne 100 krát silnejšie).
- Krátky dosah jadrových síl. V prvom priblížení 1 fm, teda zaniká veľmi rýchlo za okrajom jadra na rozdiel od elektromagnetickej interakcie s nekonečným dosahom..
- Jadrové sily pôsobia len na určitý počet okolitých častíc. V atómovom jadre neinteraguje každý nukleón s každým, ako by to bolo v prípade elektrostatických síl.

Priebeh jadrovej interakcie

- Jadrové sily sú silne príťažlivé na vzdialenosti okolo 1 fm. Ak by mali dlhší dosah, interagovali by nukleóny so všetkými nukleónmi v jadre, čo je v rozpore s realitou.
- Pri kratších vzdialenostiach ako 0.5 fm sa začína prejavovať odpudivá zložka interakcie, vychádzajúca z Pauliho vylučovacieho princípu. To zabraňuje kolapsu celého jadra.



Výmenný charakter síl

V 20-tych rokoch navrhol Werner Heisenberg výmenný charakter jadrových síl. Prvý predpoklad bol že si protóny a neutróny vymieňajú elektrón a v jadre prebiehaju procesy

$$n \leftrightarrow e^- + p$$
$$p \leftrightarrow e^+ + n$$

Ako však bolo naznačené elektróny z beta premeny by nemohli zodpovedať elektrónom prirodzene sa nachádzajúcim v jadre. Naviac elmag interakcia je príliš slabá na udržanie stability jadier.

Hypotéza – elektróny v jadre

- Princíp neurčitosti a poznatok o veľkosti jadra atómu možno aplikovať na diskutovanú hypotézu, že sa elektróny nachádzajú v atómovom jadre. Vychádzajme z priblíženia daného princípom neurčitosti $\Delta p \Delta x \cong \hbar$. Predpokladajme veľkosť jadra cca $\Delta x = 5\ fm$.
  $\Delta p \Delta x \cong \hbar \Rightarrow \Delta pc \Delta x \cong \hbar c = 197.3 MeV fm$
  $\Delta x = 5 fm \Rightarrow \Delta pc \cong 40\ MeV$.
- $E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2$ Hmotnosť elektrónu 0.511 MeV (možno zanedbať).
- $E \cong pc = 40\ MeV$
- V reáli však vidíme (pri beta premene, viď ďalšie prednášky), že z jadra vylietajú elektróny iba s energiou pár MeV. Takže tie zjavne nemôžu pochádzať z atómového jadra.

Yukawova teória výmenných síl

V r. 1935 navrhol Hideky Yukawa teóriu mezónov, ktoré by mali sprostredkovať interakciu medzi protónom a neutrónom. Mezóny by mali byť neutrálne a nabité, pričom prebiehajúce procesy sú

$$n \leftrightarrow p + \pi^-$$
$$p \leftrightarrow n + \pi^+$$

Pričom identické častice si vymieňajú π^0 mezón.

Celý proces interakcie dvoch nukleónov je možné opísať ako symetrickú výmenu mezónov. Na mieste neutrónu sa objaví protón a opačne.

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

Zápis Yukawovho potenciálu

$$V_{Yuk} = -g^2 \frac{e^{-\mu r}}{r}$$

Podoba je podobná kulombovskému potenciálu.

Mínusové znamienko zabezpečuje atraktívnosť potenciálu (elektrostatický potenciál môže byť aj odpudivý).

Exponenciálny pokles zabezpečuje krátkodosahovosť.

ZÁKONY ZACHOVANIA

Základné zákony zachovania

- Zákon zachovania energie. Energia systému ostáva v čase konštantná. Platí absolútne a doposiaľ nebola sledovaná výnimka pre žiadnu základnú interakciu.
- Zákon zachovania hybnosti, zákon zachovania momentu hybnosti, zákon zachovania náboj... Známe už z klasickej fyziky.

Zákon zachovania počtu baryónov

- Zákon zachovania počtu baryónov. Každý baryón má definované B=1, antibarión B = -1, a kvark má baryónové číslo 1/3. Mezóny s kvarkom a antikvarkom majú teda baryónové číslo 0.
  Preto sú zakázané reakcie typu $p + n \rightarrow p + \mu^{+} + \mu^{-}$ kde vstupujú do reakcie 2 baryóny a vystupuje iba jeden.
  Sú možné reakcie $p + n \rightarrow p + n + \bar{p} + p$ (pri dostatočnej energii) – na vstupe je celkové baryónové číslo dva na výstupe tiež dva (celkové baryónové číslo pre $\bar{p} + p$ je nula).
- Podobne je možný rozpad piónu na dva leptónu, napriek tomu, že sa skladá z kvarkov (kvark + antikvark), ktoré nesú baryónové číslo s veľkosťou 1/3, celkové baryónové číslo však je nula.

$$\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \overline{\nu_{\mu}}$$

Zákon zachovania leptónového čísla

- Zachováva sa leptónové číslo pre každú generáciu leptónov (elektróny, mióny, tau).
- Podobne ako pri baryónovom čísle – leptóny majú leptónové číslo +1, anitleptóny -1.
- Napríklad rozpad neutrónu $n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu_e}$
- V prípade rozpadu miónu však potrebujeme dve neutrína

$$\mu^- \rightarrow e^- + \overline{\nu_e} + \nu_\mu$$

- Možnosť narušenia letónového čísla v prípade oscilácií v dôsledku nenulovej hmotnosti neutrína a sledovanie zriedkavých procesov ako napr.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$$

Pravdepodobnosť tohto procesu je však aktuálne odhadovaná na menej ako 10^{-13}.

Parita

Základ z QM: Parita vyjadruje symetriu voči zámene súradníc, ako napr.

$x \rightarrow -x$; $y \rightarrow -y$; $z \rightarrow -z$ v prípade kartézskych súradníc

$r \rightarrow r$; $\theta \rightarrow \pi - \theta$; $\phi \rightarrow \pi + \phi$; v prípade sférických

Pri rozpise vlnovej funkcie na radiálnu a uhlovú časť

$\Psi(\mathbf{r}) = R_{n\ell} Y_{\ell m}$

sa uhlová časť správa ako

$Y_{\ell m}(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^{\ell} Y_{\ell m}(\theta, \phi)$

Takže parita stavu je kladná v prípade párneho ℓ a záporná v prípade nepárneho ℓ

Parita viac-nukleónových systémov

Kvarky majú +1 a antikvarky -1.

Protón +1 a antiprotón -1.

Neutrína -1 a antineutrína +1.

Pri skladaní funkcií viac nukleónov v atómovom jadre je parita jadra:

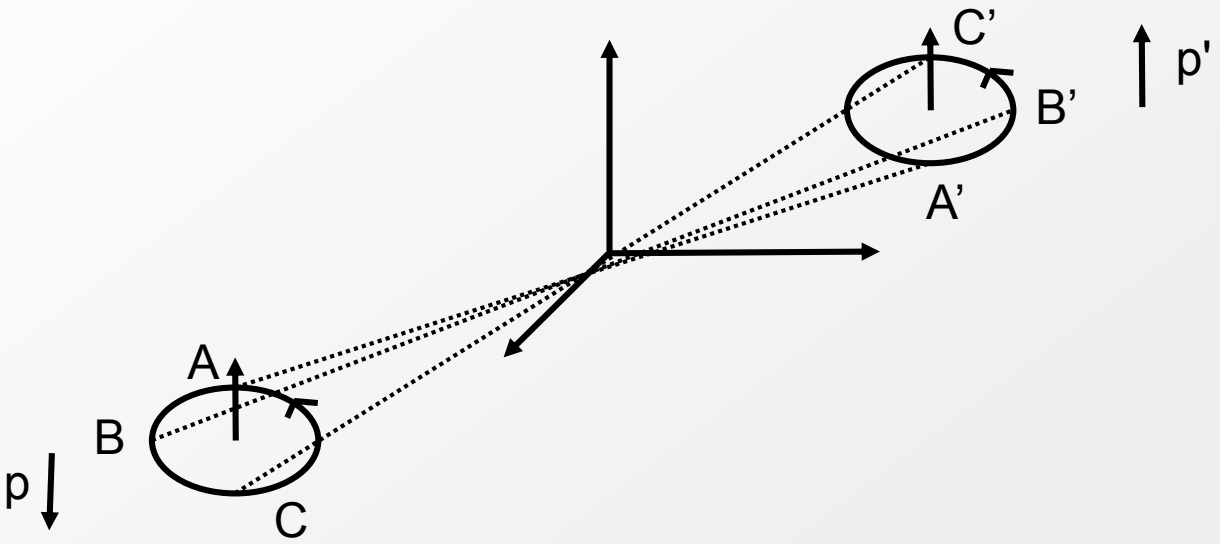
- Kladná v prípade akéhokoľvek počtu častíc s kladnou (párnou) paritou alebo párneho počtu častíc so zápornou (nepárnou) paritou.
- Záporná v prípade nepárneho počtu častíc so zápornou (nepárnou) paritou.

Zákon zachovania parity

Parita pre a po reakcii (resp. rozpade) sa musí zachovávať.

Platí to vždy? Zoberme si imaginárny prípad... Jadro má definovaný spin a pri beta premene zneho vylieta elektrón. Spin jadra ostáva rovnaký aj v zrkadlovom obraze. Smer letu elektrónu sa však pri zámene súradníc zmení.

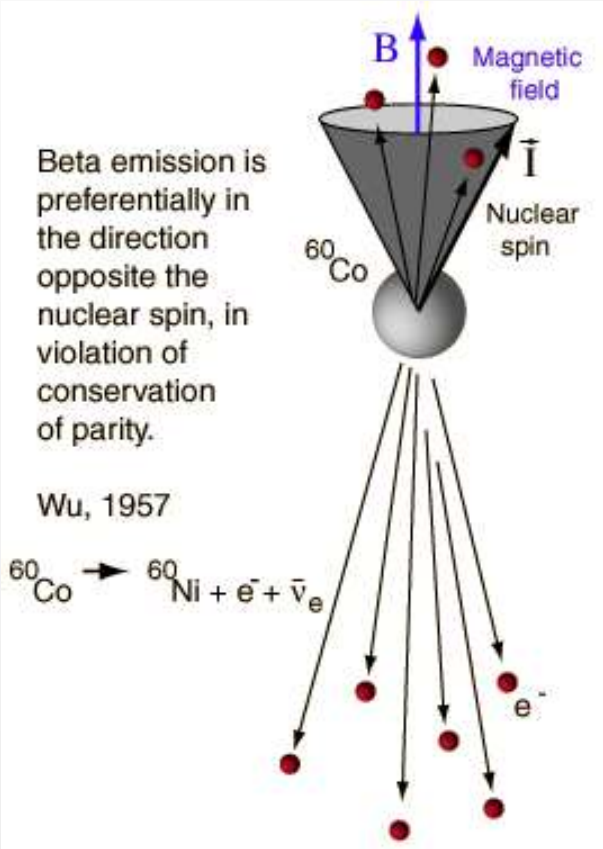
Pri väčšej početnosti emitovaných častíc by však elektróny mali pri beta premene vylietať nezávisle na smer orientácie spinu jadra.



Nezachovania parity

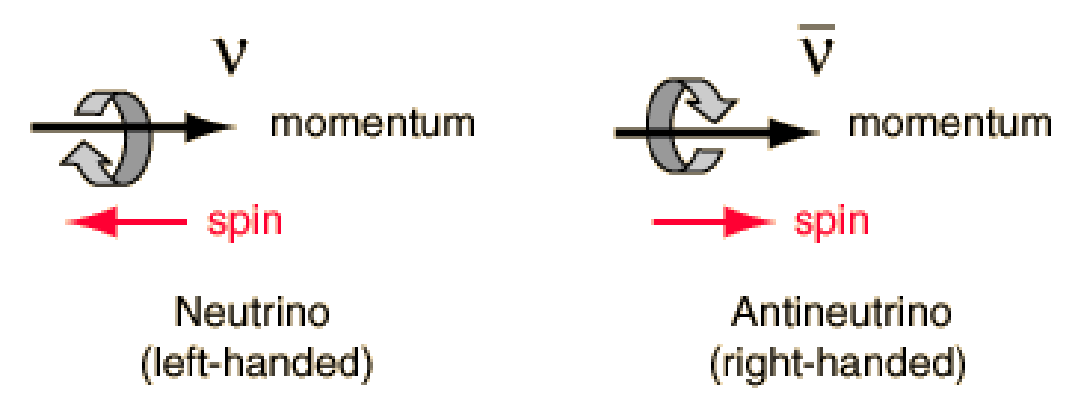
Preukázané v rozpade ^{60}Co (experiment C.S. Wu et al.) v ktorom sa jadrá schladené na 0.01K polarizovali v magnetickom poli a sledovala sa početnosť elektrónov vyletujúcich z jadra pri beta premene.

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.

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

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$$

S pravdepodobnosťou 1:500 však dochádza k procesu

$$K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

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.

UHLOVÉ MOMENTY

Uhlový moment hybnosti

- V klasickej fyzike definujeme uhlový moment hybnosti ako $\ell = \boldsymbol{r} \times \boldsymbol{p}$
- V kvantovej fyzike máme pre uhlový moment hybosti $\langle \ell^2 \rangle = \hbar^2 \ell(\ell + 1)$ pričom charakterizuje pohyb častice.
- V jadrovej fyzike používame spektroskopickú notáciu pre nukleón v jadre podobnú atómovej fyzike.

Spectroscopic notation

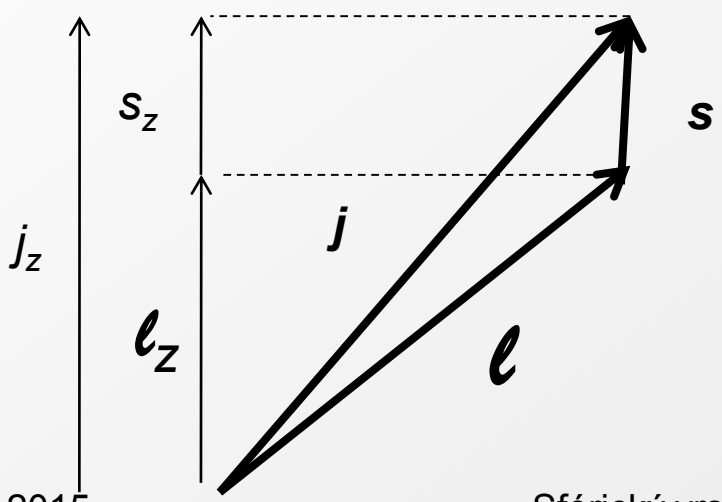
ℓ value	0	1	2	3	4	5	6
Symbol	s	p	d	f	g	h	i

Priemet uhlového momentu hybnosti

- Uhlový moment hybnosti má tri komponenty (ℓ_x, ℓ_y, ℓ_z) pričom platí, že ak jednu zafixujeme, tak ostatné nevieme určiť. Zvyčajne sa fixuje komponenta v smere osi z.
- Priemet do osi z (komponenta ℓ_z) bude samozrejme menšia ako veľkosť samotného uhlového momentu a možeme zaviesť $\langle \ell_z \rangle = \hbar m_\ell$ kde $m_\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm \ell$.
- Potom samotná veľkosť ℓ_z v smere osi z musí byť samozrejme menšia (alebo rovná) ako ℓ a to $|\ell_z| \leq |\ell| = \hbar\sqrt{\ell(\ell+1)}$.

Celkový uhlový moment hybnosti

- V prípade elektrónu sme mali zavedený intristický spin $\langle s^2 \rangle = \hbar^2 s(s+1)$ pre ktorého priemet do osi z platilo $\langle \ell_s \rangle = \hbar m_s$ pričom $m_s = \pm\frac{1}{2}$. Podobne to platí aj pre nukleón v atómovom jadre.
- Intristický spin nukleónu sa však kombinuje s orbitálnym momentom hybnosti príslušného orbitalu a zavádzame celkový uhlový moment hybnosti $\boldsymbol{j} = \boldsymbol{\ell} + \boldsymbol{s}$



Celkový uhlový moment hybnosti

- Nakoľko uhlový moment hybnosti ℓ nadobúda celočíselné hodnoty a intristický spin je $\pm\frac{1}{2}$ každý nukleón nadobúda polčíselné hodnoty.
- Jadrá s párnym počtom nukleónov budú mať preto celočíselné spiny a jadrá s nepárnym počtom nukleónov polčíselné.