Slaba sila

Hrbak, Marijana

Undergraduate thesis / Završni rad

2018

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **Josip Juraj Strossmayer University of Osijek, Department of Physics / Sveučilište Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku, Odjel za fiziku**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:160:821535

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-11-30**

Repository / Repozitorij:

Repository of Department of Physics in Osijek

SVEUČILIŠTE JOSIPA JURJA STROSSMAYERA U OSIJEKU
ODJEL ZA FIZIKU

MARIJANA HRBAK

SLABA SILA

Završni rad

Osijek, 2018.

SVEUČILIŠTE JOSIPA JURJA STROSSMAYERA U OSIJEKU
ODJEL ZA FIZIKU

MARIJANA HRBAK

SLABA SILA

Završni rad

Predložen Odjelu za fiziku Sveučilišta Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku

radi stjecanja naziva prvostupnice fizike

Osijek, 2018.

„Ovaj završni rad je izrađen u Osijeku pod vodstvom doc.dr.sc. Maja Varga Pajtler sklopu Sveučilišnog preddiplomskog studija fizike na Odjelu za fiziku Sveučilišta Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku.“

SADRŽAJ

1. UVOD 1
2. UNIVERZALNO FERMIJEVO MEĐUDJELOVANJE 2
2.1. NEUTRINO 2
2.2. NOVA KVANTNA TEORIJA 3
2.3. FERMIJEVA TEORIJA 6
3. NEOČUVANJE PARITETA U β-RASPADU 8
3.1. τ-θ ZAGONETKA 10
3.2. WU EKSPERIMENT 10
4. UVOD U V-A TEORIJU 12
5. V- A TEORIJA SLABE SILE 12
6. ZAKLJUČAK 14
7. LITERATURA 15
8. ŽIVOTOPIS 15

Sveučilište Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku
Odjel za fiziku

Završni rad

SLABA SILA

MARIJANA HRBAK

Sažetak

Tema ovog rada je slaba sila. Slaba sila je jedna od četiri temeljne sile u prirodi. Dok druge sile drže stvari zajedno, slaba snaga igra veću ulogu u njihovom raspadu. Otkriće slabe sile i formiranje njezine suvremene teorije usko je vezano uz proučavanje β-raspada neutrina. Wu eksperimentom je dokazano da, za razliku od jake sile i elektromagnetske, paritet nije očuvan prilikom raspada neutrina. Problem kršenja pariteta je riješen uspostavom V-A teorije slabe sile. U radu ću detaljno opisati otkriće i razvoj teorije slabe sile započevši univerzalnim Fermijevim djelovanjem.

(15 stranica, 3 slike, 1 tablica)

Rad je pohranjen u knjižnici Odjela za fiziku

Ključne riječi: slaba sila/neutrino/β-raspad/kršenje pariteta/V-A teorija

Mentor: doc.dr.sc. Maja Varga Pajtler

Ocjenjivač: doc.dr.sc. Maja Varga Pajtler

Rad prihvaćen:

University Josip Juraj Strossmayer Osijek
Department of Physics

Bachelor of Physics Thesis

WEAK INTERACTION

MARIJANA HRBAK

Abstract

The theme of this thesis is a weak force. The weak force is one of the four fundamental forces in nature. While other forces hold things together, weak force plays a greater role in their decay. The discovery of weak force and the formation of its contemporary theory is closely related to the study of the β-decay of neutrinos. The Wu experiment has shown that, unlike strong force and electromagnetic, parity is not preserved in decay of neutrino. The problem of parity violation is solved by the establishment of a V-A theory. In this paper I will describe the discovery and development of the theory, starting with the universal Fermi interaction.

(15 pages, 3 figures, 1 table)

Thesis deposited in Department of Physics library

Keywords: weak force/neutron/β-decay/parity violation/V-A theory

Supervisor: Maja Varga Pajtler, Ph.D., Assistant professor

Thesis accepted:

1. UVOD

Sve poznate sile u prirodi se mogu svest na četiri sile između čestica. To su, poredane od najjače do najslabije: jaka (nuklearna) sila, elektromagnetska sila, slaba (nuklearna) sila i gravitacija (tablica 1.). Snaga sile varira s obzirom na udaljenost od izvora slile [1].

	Relativna snaga	**Doseg sile**
Gravitacija	10^{-41}	∞
Slaba sila	10^{-15}	$\ll 1$ fm
Elektromagnetska sila	10^{-2}	∞
Jaka sila	1	≈ 1 fm

Tablica 1. Usporedba temeljnih sila u prirodi

Slaba sila djeluje na subatomskoj razini i igra ključnu ulogu u životu zvijezda i stvaranju elemenata. Također je odgovoran za mnogo prirodnog zračenja prisutnog u svemiru. Za razliku od jake sile, slaba sila djeluje između svih čestica [2]. Ona uzrokuje reakcije koje rezultiraju raspadom čestice u stabilne leptone ili hadrone, to jest, u elektrone, protone i neutrone. Kod ovih reakcija karakteristična je promjena naboja kod čestica koje sudjeluju u reakciji. Za razliku od ostalih sila, slaba sila ne prouzrokuje vezano stanje, primjerice jaka sila je odgovorna za formiranje atomske jezgre, elektromagnetska sila veže atome i molekule, a gravitacijska sila je odgovorna za vezivanje objekata u astronomiji. U ovom radu dat ću uvid u otkriće i povijesni razvoj teorije slabe sile [1].

2. UNIVERZALNO FERMIJEVO MEĐUDJELOVANJE

Henri Becquerel je 1896. Godine otkrio da kristali uranija uzrokuju zatamnjenje fotografskog filma. U kasnijim godinama Becquerel, Kaufmann i Rutherford uspješno su dokazali da uranij kao i neki drugi materijali, emitira brze, električki nabijene zrake (beta zrake), odnosno elektrone koji se gibaju brzinom približnoj brzini svjetlosti. Nakon što je 1910. godine uspostavljen moderan koncept atomske strukture (jezgra i elektronski oblak), prvi put je pretpostavljeno da su elektroni emitirani beta raspadom čije su energije do 2.5 MeV bili prisutni u jezgri prije raspada. Ovo je bilo teško za razumjeti, jer prema Bohrovom modelu atoma elektroni se trebaju pretežno kretati u orbiti izvan jezgre. S otkrićem neutrona[1] postalo je očito da se elektron stvori u trenutku kada se neutron pretvori u proton, što je dodatno otežalo problem beta raspada [1].

Još jedna poteškoća u shvaćanju beta raspada je činjenica da emitirani elektroni imaju kontinuirani energetski spektar. S obzirom na to da prvotna i krajnja jezgra imaju dobro definirane energije, to bi značilo da dolazi do kršenja zakona očuvanja energije [1].

2.1. NEUTRINO

Rješenje problema je predložio Wolfgang Pauli 1930. godine. On je iznio ideju da bi se osim elektrona trebala emitirati još jedan čestica prilikom neutronskog raspada. Tu česticu danas nazivamo antinutrino i označavamo je sa $\bar{\nu}$. On u skladu s Paulievim predviđanjima nema naboj i jako male je mase:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}. \tag{2.1}$$

S obzirom na to da neutron, proton i elektron imaju spin u iznosu od ħ/2, ukupni moment kutne količine gibanja bit će očuvan ako i neutrino isto ima spin ħ/2. Na taj način imamo raspad sa tri čestice. Energija oslobođena raspadom slobodnog neutrona iznosi [1]

$$(m_n - m_p)c^2 = 1{,}2934 \text{ MeV}. \tag{2. 2}$$

[1] Sir James Chadwick, Britanski fizičar, otkrio nutron 1932. godine

Ta energija je raspoređena između neutrina i elektrona. Prema današnjim eksperimentima masa mirovanja neutrina je manja od 20 eV, je različita od nule. No zbog jednostavnosti i lakšeg razumijevanja aproksimiramo je nulom. Beta raspadom neutron se raspada u proton, uz zračenje elektrona i antineutrina, što je grafički prikazano na Slici 1. [1].

Slika 1. Raspad neutrona na elektron $\boldsymbol{e^-}$, antineutrino $\bar{\boldsymbol{\nu}}$ i proton **p** (slika preuzeta iz [1]).

2.2. NOVA KVANTNA TEORIJA

1934. godine Fermi je proširio Paulijevu ideju za teoriju beta raspada postulirajući da se raspad može opisati dodajući u Hamiltonijan interakcijski izraz koji sadrži valne funkcije četiri slobodne čestice:

$$H_F = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_v^0 + \sum_i C_i \int d^3x \left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i u_v\right). \qquad (2.\ 3)$$

Gdje u_p , u_n , u_e i u_v označavaju valne funkcije te četiri čestice, povlake na u_p i u_e ukazuju na Diracovu adjunkciju, a $\hat{O}_i$ su odgovarajući operatori koji karakteriziraju raspad i imaju težinske faktore C_i. S obzirom na to da neutrini nemaju masu, a elektronska masa je mala u usporedbi s kinetičkim energijama u β raspadu, teorija mora biti formulirana relativistički, što znači da se valne funkcije moraju uzeti kao rješenje slobodne Diracove jednadžbe:

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m_k\right) u_k(x) = 0 \quad (k = p, n, e, v) \qquad (2.\ 4)$$

to jest, kao četverokomponentni spinori, gdje su γ^μ Diracove matrice, a m_k je predstavlja masu odgovarajuće čestice. Interakcijski izraz $\sum_i C_i \int d^3x \left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i u_v\right)$ slijedi vezanje struja-struja, koja je dobro poznata iz elektrodinamike. Ovdje se izraz "struja" mora tumačiti vrlo općenito, jer ($\bar{u}_p \hat{O}_i u_n$) može biti vektorska struja, na primjer ako je $\hat{O}_i = \gamma^\mu$, ali također može biti skalar, na primjer, ako je $\hat{O}_i$=1. Međutim, u svakom slučaju operatori $\hat{O}_i$ moraju biti

4 × 4 matrice spina. Postavlja se pitanje trebaju li elementi tih matrica biti brojevi ili diferencijalni operatori [1].

Može se pokazati da se u izraz za interakcije 4 × 4 diferencijalnih operatora može se svesti, do na konstantu, na matrice 4 × 4. Budući da se radi o ravnim valovima izraz (2.4) dopušta da se diferencijali $i\gamma^{\mu}\frac{\partial}{\partial x^{\mu}}\,u_k(x)$ izraze pomoću $m_k u_k(x)$.

Kao što je dobro poznato, hamiltonian se preobražava kao vremenska komponenta četvero-vektora količine gibanja. U izrazu za interakciju $\int d^3\,x$, znači integraciju po prostornim koordinatama x_1, x_2, x_3, što znači da

$$\left(\bar{u}_p\hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e\hat{O}_i u_v\right) \tag{2. 5}$$

mora biti Lorentzov skalar. Naravno potrebno je da $\overline{\Psi}\hat{O}_i\Psi$ ima dobro definirano transformacijsko ponašanje. Stoga istražujemo ponašanje ovih bilinearnih oblika pod Lorentzovom transformacijom $\hat{a}$:

$$x^{v\prime} = a^{v}_{\mu}x^{\mu}. \tag{2. 6}$$

Diracova valna funkcija se transformira prema

$$\Psi'(x') = S(a)\Psi(x) \tag{2. 7}$$

s matricom transformacije

$$S(a) = exp\left[-i/4\sigma_{\mu v}(a^{\mu v} - g^{\mu v})\right], \tag{2. 8}$$

koja ima sljedeća svojstva:

$$S^{-1}(a)\gamma^{v}S(a) = a^{v}_{\mu}\gamma^{\mu} \tag{2. 9 a}$$

$$S^{-1}(a) = \gamma_0 S^{\dagger}\gamma_0 \tag{2. 9 b}$$

Razmotrimo prvo $\overline{\Psi}\hat{1}\Psi = \overline{\Psi}\Psi$. Pomoću izraza (2. 7) i (2. 9 b) te $\overline{\Psi} = \Psi^{\dagger}\gamma_0$ dobivamo

$$\begin{aligned}\overline{\Psi'}(x')\Psi'(x') &= \Psi'^{\dagger}(x')\gamma_0\Psi'(x') \\ &= \Psi^{\dagger}(x)S^{\dagger}\gamma_0 S\Psi(x) \\ &= \Psi^{\dagger}(x)\gamma_0\gamma_0 S^{\dagger}\gamma_0 S\Psi(x)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\overline{\Psi'}(x')\Psi'(x') &= \Psi^{\dagger}(x)\gamma_0 S^{-1} S\Psi(x)\\ &= \Psi^{\dagger}(x)\gamma_0\Psi(x)\\ &= \overline{\Psi}(x)\Psi(x)\end{aligned}$$

Transformacija $\overline{\Psi}\Psi$ daje skalar. Analogno računamo i

$$\begin{aligned}\overline{\Psi'}(x')\gamma^{\mu}\Psi'(x') &= \Psi'^{\dagger}(x')\gamma_0\gamma^{\mu}\Psi'(x')\\ &= \Psi^{\dagger}(x)S^{\dagger}\gamma_0\gamma^{\mu}S\Psi(x)\\ &= \Psi^{\dagger}(x)\gamma_0\gamma_0 S^{\dagger}\gamma_0\gamma^{\mu}S\Psi(x)\\ &= \Psi^{\dagger}(x)\gamma_0 S^{-1}\gamma^{\mu}S\Psi(x)\\ &= a^{\mu}_{\nu}\Psi^{\dagger}(x)\gamma_0\gamma^{\nu}\Psi(x)\\ &= a^{\mu}_{\nu}\overline{\Psi}(x)\gamma^{\nu}\Psi(x)\end{aligned}$$

Možemo primijetiti da se $\overline{\Psi}\gamma^{\mu}\Psi$ transformira kao vektor. Samo u slučaju aksijalnih vektora i pseudo-skalara primjećujemo razliku. Računajući

$$\overline{\Psi'}(x')\gamma_5\Psi'(x') = \Psi'^{\dagger}(x')\gamma_0\gamma_5\Psi'(x')$$

dolazimo do zaključka da se radi upravo o transformaciji pseudo-skalara, dok za

$$\overline{\Psi'}(x')\gamma_5\gamma^{\nu}\Psi'(x')$$

dobivamo aksijalni vektor.

Matrice 1, γ^{μ}, $\sigma^{\mu\nu}$, $\gamma^{\mu}\gamma_5$ i γ_5 linearno su nezavisne i čine bazu vektorskog prostora matrica 4 × 4. Svaka druga 4 × 4 matrica može se izraziti kao linearnu kombinaciju ovih 16 matrica. Kombinacije poput $\hat{O}_i = \gamma^{\mu} + \sigma^{\mu\nu}$ mogu međutim dovesti do miješanih izraza koji nisu skalari:

$$\begin{aligned}&\left(\overline{u_p}\left(\gamma_{\mu} + \sigma_{\mu\nu}\right)u_n\right)\left(\overline{u_e}(\gamma^{\mu} + \sigma^{\mu\nu})u_v\right) =\\ &\left(\overline{u_p}\gamma_{\mu}u_n\right)\left(\overline{u_e}\gamma^{\mu}u_v\right) + \left(\overline{u_p}\sigma_{\mu\nu}u_n\right)\left(\overline{u_e}\sigma^{\mu\nu}u_v\right)\\ &+\left(\overline{u_p}\gamma_{\mu}u_n\right)\left(\overline{u_e}\sigma^{\mu\nu}u_v\right) + \left(\overline{u_p}\sigma_{\mu\nu}u_n\right)\left(\overline{u_e}\gamma^{\mu}u_v\right)\end{aligned}$$

Izrazi u drugom retku su željeni skalari, dok su oni u posljednjem retku vektori. Možemo zaključiti da $\hat{O}_i$ može imati samo vrijednosti 1, γ^{μ}, $\sigma^{\mu\nu}$, $\gamma^{\mu}\gamma_5$ i γ_5 [1].

2.3. FERMIJEVA TEORIJA

Budući da se u nuklearnom β raspadu protoni i neutron kreću ne-relativistički,elementi matrice mogu biti pojednostavljeni u nukleonskom dijelu hamiltonijana. Kao što je dobro poznato, Diracov spinor možemo raspisati pomoću dvije komponente ϕ i χ,

$$\Psi = \begin{pmatrix} \phi \\ \chi \end{pmatrix} \tag{2. 10}$$

gdje je komponenta ϕ dvospinora u nerelativističkoj granici puno veća od komponente χ. Pogledajno ograničenja za polarno vektorsko (*V*), aksijalno-vektorsko (*A*), skalarno (*S*), pseudo-skalarno (*P*) i tenzorsko (*T*) vezanje.

.

Definirajmo γ^{μ} kao

$$\gamma^0 = \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \tag{2. 11 a}$$

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \tag{2. 11 b}$$

Započnimo s izrazima za S i V, pri tome ćemo zanemariti sve izraze koji sadrže male komponente χ_p i χ_n:

$$\begin{aligned} S &= \overline{u_p} u_n = \left(\phi_p^\dagger, \chi_p^\dagger\right) \begin{pmatrix} \phi_n \\ -\chi_n \end{pmatrix} \\ &= \phi_p^\dagger \phi_n - \chi_p^\dagger \chi_n \rightarrow \phi_p^\dagger \phi_n \,, \end{aligned} \tag{2. 12}$$

$$\begin{aligned} V &= \left\{\overline{u_p} \gamma^0 u_n \,, \overline{u_p} \boldsymbol{\gamma} u_n\right\} \\ &= \left\{\left(\phi_p^\dagger, \chi_p^\dagger\right) \begin{pmatrix} \phi_n \\ \chi_n \end{pmatrix} , \left(\phi_p^\dagger, \chi_p^\dagger\right) \boldsymbol{\alpha} \begin{pmatrix} \phi_n \\ \chi_n \end{pmatrix}\right\} \\ &= \left\{\phi_p^\dagger \phi_n + \chi_p^\dagger \chi_n \,, \phi_p^\dagger \boldsymbol{\sigma} \phi_n - \chi_p^\dagger \boldsymbol{\sigma} \chi_n\right\} \rightarrow \left\{\phi_p^\dagger \phi_n, \mathbf{0}\right\} \end{aligned} \tag{2. 13}$$

Slijedi da je S,V → $\phi_p^\dagger \phi_n$.

Izračunajmo ograničenje za pseudo-skalarno vezanje (*P*), što je trivijalno

$$P = \overline{u_p}\gamma_5 u_n = (\phi_p^\dagger, \chi_p^\dagger)\gamma^0 \begin{pmatrix}\chi_n \\ \phi_n\end{pmatrix}$$
$$= \phi_p^\dagger \gamma^0 \chi_n + \chi_p^\dagger \gamma^0 \phi_n \to 0 \ , \tag{2. 14}$$

s obzirom na to da svi izrazi sadržavaju male komponente Diracove valne funkcije.

Za aksijalno-vektorsko (*A*) i tenzorsko (*T*) vezanje za ograničenje se dobiva

$$T \to \phi_p^\dagger \sigma_k \phi_n \ \text{ i } \ A \to \phi_p^\dagger \sigma_i \phi_n \ . \tag{2.15}$$

Značajne neiščezavajuće slučajeve nazivamo Fermijevi prijelazi

$$S, V \to \ \phi_p^\dagger \phi_n \ , \tag{2. 16}$$

i Gamow-Tellerovi prijelazi:

$$T, A \to \phi_p^\dagger \boldsymbol{\sigma} \phi_n \ . \tag{2. 17}$$

U potonjem slučaju očigledno se može promijeniti spin jezgre u raspadu, dok nuklearni spin ostaje nepromijenjen u slučaju Fermijevog prijelaza. Oba su slučaja uočena u prirodi, to jest Fermijev hamiltonijan H_F (2.3) mora sadržavati neke kombinacije S-V i T-A vezanja. Moguće je pokazati da se oscilacije pojavljuju u elektronskom spektru, ukoliko su istodobno prisutni S i V vezanje. Isto vrijedi i za pojavljivanje T i A u isto vrijeme. Budući da takvi učinci nisu opaženi, slijedi da se samo S i T ili S i A ili V i T, ili V i A mogu realizirati. Mjerenja poluživota nekoliko jezgri dovelo je do zaključka da je konstanta vezanja Fermijevih i Gamow-Tellerovih prijelaza približno jednakih iznosa, gotovo jednaka

$$G \approx 10^{-4}\ \mathrm{MeVfm}^3 \ . \tag{2. 18}$$

U prirodnom sustavu ($\hbar = c = 1$)

$$G \ \approx 10^{-11}(\mathrm{MeV})^{-2} \approx \ 10^{-5} m_p^{-2} \ . \tag{2. 19}$$

Od 1938. godine pa nadalje, otkrivene su još neke čestice osim neutrina koje se raspadaju zbog utjecaja slabe sile:

$$\mu^\pm \to e^\pm + \ v + \ \bar{v}$$
$$\pi^\pm \to \mu^\pm + \frac{v}{\bar{v}}$$

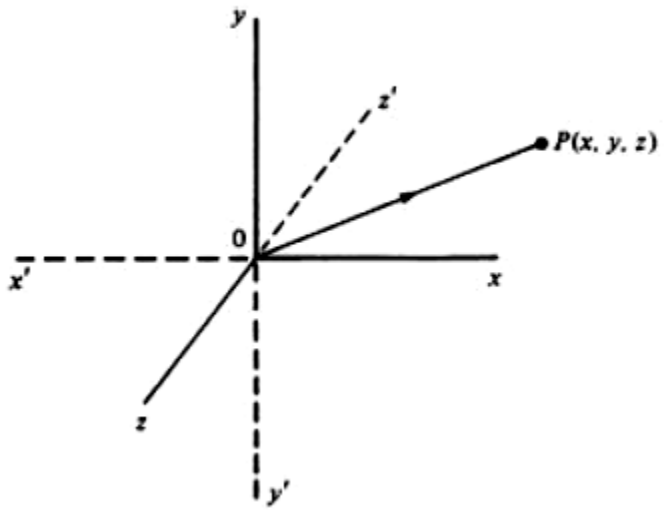
$$K^{\pm} \rightarrow \pi^0 + \mu^{\pm} + \frac{v}{\bar{v}}$$

$$\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{v} \quad .$$

U svim slučajevima pojavljuje se gotovo ista konstantna G. Zato govorimo o univerzalnoj Fermijevoj interakciji koja je odgovorna za β raspade mnogih nestabilnih elementarnih čestica [1].

3. NEOČUVANJE PARITETA U β-RASPADU

Eksperimentalno je opaženo da prilikom raspada negativnog muona količina gibanja elektrona **p** ima sklonost da bude u suprotnom smjeru od spina $\mathbf{s_\mu}$. Kako bi objasnili posljedice ovog promatranja neočuvanja pariteta prvo moramo istaknuti da postoje dvije vrste vektora.



Slika 2. Prikaz koordinatnog sustava (O_x, O_y, O_z) i njegovog reflektiranog sustava (oko ishodišta) (O_x', O_y', O_z'). Točka P koja ima vektor položaja **r** s koordinatama (x,y,z) ima koordinate (-x,-y,-z) u reflektiranom koordinatnom sustavu (O_x', O_y', O_z') (slika preuzeta iz [3]).

Na Slici 2. Prikazan je koordinatni sustav (O_x, O_y, O_z) i njegovog reflektiran koordinatni sustav oko ishodišta (O_x', O_y', O_z') te točka P s vektorom položaja **r**. Refleksijom izvornog sustava vektor položaja čestice **r** i količina gibanja **p** se transformira u:

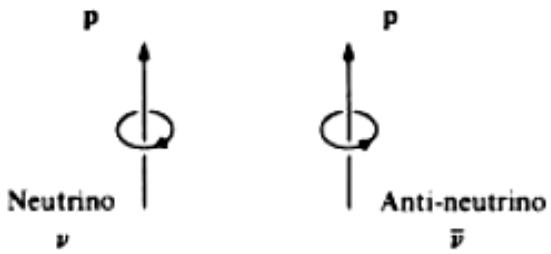
$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = -\mathbf{r}\,;\mathbf{p} = \mathrm{m}\frac{\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{dt}} \rightarrow \mathbf{p}' = \mathrm{m}\frac{-\mathrm{d}\mathbf{r}}{\mathrm{dt}} = -\mathbf{p}, \tag{3. 1}$$

gdje su **r** i **p** pravi vektori. Kutna količina gibanja $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ ima mnogo vektorskih svojstava, ali nakon transformacije refleksije vrijedi:

$$\mathbf{L} \rightarrow \mathbf{L}' = (-\mathbf{r}) \times (-\mathbf{p}) = +\mathbf{L} \tag{3. 2}$$

Vidimo da **L** nema svojstvo refleksije kao pravi vektori **r** i **p**. Takav vektor zovemo aksijalni vektor ili pseudo-vektor. Intrinzična kutna količina gibanja s čestice također je aksijalni vektor.

Vraćajući se na raspad muona, u reflektiranom koordinatnom sustavu je $\mathbf{p_e} \rightarrow -\mathbf{p_e}, \mathbf{s_\mu} \rightarrow +\mathbf{s_\mu}.$, tako da bi količina gibanja trebala biti u istom smjeru kao i spin muona. Čini se da su teorijske jednadžbe valjane samo u desnom koordinatnom sustavu, te bi se morale prepraviti da se vrijedile i za reflektirani lijevi koordinatni sustav. Stoga, možemo zaključiti da zakoni nisu invarijantni na refleksiju, pa stoga paritet nije očuvan raspadom muona. Općenito, paritet nije očuvan ni u jednom procesu koji uključuje slabe interakcije. nejednakost lijevog i desnog sustava najizraženiji je u slučaju neutrina. Neutrini nastali djelovanjem slabe sile uvijek su lijevi, s njihovi spinovi su usmjereni suprotno njihovom smjeru gibanja, dok je antineutrino uvijek desni. (Slika 3.). Nema dokaza da lijevi neutrini ili desni anti-neutrini uopće postoje.



Slika 3. Odnos između količine gibanja **p** i spina **s** za neutrino i ant-neutrino (slika preuzeta iz [3]).

Do istog zaključka se može doći i na drugačiji način. Vidljivo je da je refleksija izvornog sustava, $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = -\mathbf{r}$, ekvivalentna zrcalnoj refleksiji u ravnini te rotacijom za π oko osi

okomite na tu ravninu (npr. x-y ravnina i z-os). S obzirom na to da nema dokaza da se zakoni fizike krše prilikom rotacije, do kršenja mora doći u zrcalnoj transformaciji. Pretpostavka da je zrcalna slika fizičkog procesa također mogući fizički proces je pogrešna ukoliko je u procesu prisutna slaba sila [3].

3.1. τ-θ ZAGONETKA

Teorija je naišla za još jedan problem kada je otkriveno se K^+ mezon osim u konačno stanje $\pi^0\mu^+\nu$ može raspasti i u par piona $\pi^+\pi^0$ ili u tri piona $\pi^+\pi^+\pi^-$. S druge strane, bilo je poznato da je pion ima negativan unutarnji paritet. Budući da su svi pioni emitirani s kutnim momentom $\boldsymbol{\ell} = 0$ (to proizlazi iz njihove kutne raspodjele), prostorni dio valne funkcije piona ima pozitivan paritet. Zbog toga ukupni paritet konačnog stanja određuje broj piona: $\pi^{\pm}\pi^0$ ima pozitivni paritet $(-1)^2 = +1$, dok $\pi^+\pi^+\pi^-$ ima negativni paritet $(-1)^3 = -1$.

U početku se pretpostavljalo da postoje dvije različite čestice koji imaju masu i naboj K^+ mesona, ali jedan s pozitivnim, a drugi s negativnim unutarnjim paritetom. Nazivali su ih τ i θ, a problem je postao poznat kao τ-θ zagonetka.

T.D. Lee i C.N. Yang su, međutim, istaknuli da postoji još jedan, revolucionarni izlaz iz ovog problema. Naime, oni su iznijeli tvrdnju da paritet ne mora biti očuvan u β raspadu. Kratko vrijeme nakon toga, C.S.Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes,i R.P. Hudson su dokazali da je očuvanje pariteta doista prekršeno u β raspadu atomske jezgre [1].

3.2. WU EKSPERIMENT

Wu eksperiment provela je fizičarka Chien-Shiung Wu u suradnji s stručnjacima za niske temperature iz US National Bureau of Standards 1956. Godine u Washington. Svrha eksperimenta bila je utvrditi je li očuvanje pariteta, koje je prethodno uspostavljeno u elektromagnetskim i snažnim interakcijama, primjenjivo i na slabe interakcije. Ako je očuvanje pariteta zadovoljeno, zrcaljena inačica svijeta (gdje je lijevo desno i desno lijevo) bi se ponašala kao zrcalna slika stvarnog svijeta. Ako je prekršeno očuvanje pariteta, bilo bi moguće razlikovati zrcalnu verziju svijeta i zrcalnu sliku trenutnog svijeta.

Sam eksperiment pratio je raspad atoma kobalta $^{60}_{27}\mathrm{Co}$,ohlađenog do gotovo apsolutne nule i položenog u jednolikom magnetskom polju. $^{60}_{27}\mathrm{Co}$ je nestabilni izotop kobalta koji se raspada β-raspadom do stabilnog izotopa nikla $^{60}_{28}\mathrm{Ni}$. Tijekom ovog raspada, jedan od neutrona u jezgri $^{60}_{27}\mathrm{Co}$ raspada se na proton emitiranjem elektrona i elektronskog antineutrina. To mijenja jezgru $^{60}_{27}\mathrm{Co}$ u jezgru $^{60}_{28}\mathrm{Ni}$. Rezultirajuća jezgra nikla je u pobuđenom stanju i odmah se raspada u osnovno stanje emitiranjem dvije gama zrake. Dakle, ukupna nuklearna jednadžba reakcije je:

$$^{60}_{27}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\mathrm{Ni} + e^{-} + \bar{\nu}_e + 2\gamma \ . \tag{3. 3}$$

Za uspješnost eksperimenta bio je potrebno postići najveću moguću polarizaciju jezgri kobalta. Zbog vrlo malog magnetskog momenta jezgre u odnosu na elektrone, potrebna su velika magnetska polja pri ekstremno niskim temperaturama. Niske temperature su postignute primjenom metode adijabatske demagnetizacije. Radioaktivni kobalt položen je u obliku tankog sloja na površini kristala cerij-magnezijevog nitrat.

Magnetizirana sol spuštena je na temperaturu 1,2 K pomoću helija.. Isključivanje vodoravnog magnetskog polja rezultiralo je smanjenjem temperature na oko 0,003 K. Otvoren je horizontalni magnet koji omogućava uvođenje i uključivanje vertikalnog solenoida kako bi se kobaltne jezgre poravnale prema gore ili dolje. Emitiranje gama zračenja praćeno je pomoću ekvatorijalnih i polarnih brojila. Kontinuirano je praćena polarizacija γ zraka sljedećih 15 minuta. Isto tako, emisije β-zraka bile su kontinuirano praćene tijekom ovog perioda.

U Wu eksperimentu, polarizacija gama zraka bila je približno 60%.To jest, otprilike 60% gama zraka emitirano je u jednom smjeru, dok je 40% emitirano u drugom. Ako je očuvanje pariteta istinito u β raspadu, elektroni ne bi imali poželjni smjer raspada u odnosu na nuklearni spin. Međutim, Wu je primijetila da se elektroni emitiraju u smjeru koji je suprotan od gama zraka. To jest, većina elektrona imala je smjer raspada suprotan nuklearnom spinu. Kasnije je ustanovljeno da je kršenje očuvanja pariteta zapravo maksimalno [4].

Rezultati su uvelike iznenadili fizikalnu zajednicu. Nekoliko istraživača potom je pokušalo reproducirati rezultate Wuine skupine, dok su drugi reagirali s nevjericom na rezultate. Wolfgang Pauli je navodno uzviknuo: "To je totalna besmislica!" kad je čuo za to. No rezultati ostalih eksperimenata potvrdili su da doista dolazi do kršenja očuvanja pariteta [5].

4. UVOD U V-A TEORIJU

Vratimo se na izraz za hamiltonijan β raspada:

$$H_F = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_\nu^0 + \sum_i \frac{G_i}{2}\left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i u_\nu\right). \tag{4. 1}$$

Primijetite da je produkt

$$\left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i u_\nu\right) \tag{4. 2}$$

može imati nekoliko bilinearnih oblika uključujući skalarni produkt dva vektora , produkt dva skalara, produkt dva pseudo-skalara ili skalarni produkt dva aksijalna vektora. Svi ovi oblici su skalari, tj. prostornom refleksijom (inverzijom) $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = -\mathbf{r}$, oni ostaju nepromijenjeni. Postaje očigledno da ovaj izraz za hamiltonijan ne daje zadovoljavajući opis djelovanja slabe sile za koju je eksperimentalno dokazano da ne vrijedi simetrija kod prostorne refleksije [6].

Možemo zaključiti da je izraz potrebno prilagoditi eksperimentalnim podatcima. Znamo da pseudo-skalari imaju neparan paritet (bilinearni oblik koji se ponaša kao pseudo-skalar je γ_5). Dodavanjem pseudo-skalara u izraz dobivamo:

$$\left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i u_\nu\right) + \left(\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right)\left(\bar{u}_e \hat{O}_i C_i \gamma_5 u_\nu\right) = \tag{4. 3}$$

$$\left[\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right]\left[\bar{u}_e \hat{O}_i (1 + C_i \gamma_5) u_\nu\right], \tag{4. 4}$$

gdje je prvi izraz skalar, dok je drugi izraz pseudo-skalar, C_i je konstanta [6]. Time dobivamo novi izraz za hamiltonijan koji je u skladu sa ne očuvanjem pariteta prilikom djelovanja slabe sile:

$$H_F = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_\nu^0 + \sum_i \frac{G_i}{2}\left[\bar{u}_p \hat{O}_i u_n\right]\left[\bar{u}_e \hat{O}_i (1 + C_i \gamma_5) u_\nu\right]. \tag{4. 5}$$

5. V- A TEORIJA SLABE SILE

Godine 1957., fizikalna zajednica, nakon desetljeća eksperimentalnog i teorijskog rada, bila je na rubu postizanja znatno boljeg razumijevanja slabe sile. Te godine Lee i Yang predstavili su dva nova operatora P_+ i P_- koji su poslužili za transformiranje sve četiri

komponente spinora u dvokomponentni spinor koji je usmjeren samo lijevo ili desno. Oni imaju oblik [6]:

$$P_+ = \frac{1+\gamma_5}{2} \tag{4. 6}$$

$$P_- = \frac{1-\gamma_5}{2} \tag{4. 7}$$

Iste godine Feynman je iskoristio Leeove i Yangove nove operatore kako bi zamijenio spinore leptona (elektron, muon) u slaboj interakciji s njihovim lijevo usmjerenim projekcijama, tj. za elektron sada dobivamo izraz:

$$u_e \rightarrow \frac{1+\gamma_5}{2} u_e \ , \qquad \bar{u}_e \rightarrow \frac{1-\gamma_5}{2} \bar{u}_e \tag{4. 8}$$

Uključivanje ovih izraza u hamiltonijan dobivamo

$$\bar{u}_e \hat{O}_i (1 + C_i \gamma_5) u_v \rightarrow \bar{u}_e \frac{1+\gamma_5}{2} \hat{O}_i (1 + C_i \gamma_5) u_v \tag{4. 9}$$

$$= \bar{u}_e \hat{O}_i \frac{1 \mp \gamma_5}{2} (1 + C_i \gamma_5) u_v \tag{4. 10}$$

$$= \bar{u}_e \hat{O}_i (1 \mp C_i) \frac{1 \mp \gamma_5}{2} (1 \mp C_i) u_v \ , \tag{4. 11}$$

gdje gornji predznak vrijedi za $i \in \{V, A\}$, a donji za $i \in \{S, T, P\}$. Treba imati na umu da posljednji izraz u produktu predstavlja lijevo (gornji predznak) ili desno (donji predznak) usmjerenu projekciju spinora neutrina. Znamo da su neutrini ljevo usmjereni iz eksperimenta ali i iz Lee-Yangove teorije. Dakle, moramo odabrati gornji predznak, koji odgovara interakciji koja uključuje samo V i A kovarijantne oblike. Ako odaberemo gornji predznak, također dobivamo $C_i = -1$ ($C_i \neq 1$, jer je inače izraz jednak nuli) [6]. Tako imamo sljedeći izraz za hamiltonijan β raspada:

$$H_F = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_v^0 + \frac{G_V}{2} \left[\bar{u}_p \gamma_\mu u_n\right] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_v]$$
$$+ \frac{G_A}{2} \left[\bar{u}_p \gamma_5 \gamma_\mu u_n\right] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_v] \ . \tag{4. 12}$$

Interakcije koje prolaze isključivo kroz V vezanje poznate su kao Fermijevi prijelazi, u čast njegovom prvobitnom pokušaja stvaranja čisto vektorske teorije, a oni koji prolaze kroz A poznate su kao Gamow-Tellerovi prijelazi. Glavna fizikalna razlika između ove dvije vrste interakcija uključuje spin emitiranog leptonskog para. U Gamow-Teller interakciji ovaj spin je uzeo tripletno stanje dok je u Fermi interakcijama singlet [6].

Jedino što ostaje je odrediti konstante u izrazu. Eksperimentalni rezultati su pokazali da je $G_A \approx -1{,}26\, G_V$. Definiranje Fermijeve konstante $G_F \equiv \frac{G_V}{\sqrt{2}}$ i konstante $g_A \equiv \left|\frac{G_A}{G_V}\right| = 1{,}26$ vidimo da možemo pojednostaviti jednadžbu β raspada, do njezinog konačnog oblika:

$$H_F = H_n^0 + H_p^0 + H_e^0 + H_\nu^0 + \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}_p \gamma_\mu (1 - g_A \gamma_5) u_n\right]\left[\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_\nu\right] . \qquad (4.\ 13)$$

6. ZAKLJUČAK

Ovim završnim radom dan je uvod u teoriju slabe sile i njeno formiranje kroz povijest. Povijest fizike slabe interakcije uvelike je bila povijest našeg razumijevanja svojstava čestica neutrina. Dokaz da su samo lijevo usmjereni neutrini emitirani u β-raspadu bio je kamen temeljac uspješne V-A teorije slabe sile.

Danas ulazimo novu eru istraživanja, nove spoznaje bacaju sumnju u potpunost teorije. Eksperimentalni dokazi potvrđuju da neutrini imaju masu i djeluju međusobno što dovodi do novog fenomena, oscilacije neutrina [7]. Ovo je u suprotnosti s očekivanim rezultatima koja se temelje na standardnom modelu, kao i na staroj V-A teoriji. Možemo se prisjetiti da je jedan od uvjeta V-A teorija bila je pretpostavka da neutrini nemaju masu. Proučavanje neutrinske mase i njihovog međudjelovanja otvorit će nove vidike na putu ka boljem razumijevanju svojstava slabe sile.

7. LITERATURA

[1] Gauge Theory of Weak Interactions, Fourth Edition, Walter Greiner, Berndt Müller, Springer, 2009.

[2] https://www.livescience.com/49254-weak-force.html 26.06.2018.

[3] An Introduction to Nuclear Physics, Second Edition, W. N. Cottingham, D. A. Greenwood, Cambridge University Press, 2001.

[4] https://en.wikipedia.org/wiki/Wu_experiment 10.07.2018.

[5]https://gizmodo.com/madame-wu-and-the-holiday-experiment-that-changed-physi-1749319896 10.07.2018.

[6] The Weak Force: From Fermi to Feynman, Alexander Lesov, South Carolina Honors College, 2009.

[7] Current Aspects of Neutrino Physics, David O. Caldwell, Springer, 2001.

[8] http://quest.ph.utexas.edu/sudarshan_vminusa.html 12.09.2018.

8. ŽIVOTOPIS

Ovaj rad napisala je Marijana Hrbak. Rođena je u Našicama, 09. 01. 1996. godine. Pohađala je OŠ Dora Pejačević u Našicama Po završetku osnovne škole upisala SŠ Isidora Kršnjavog u Našicama, smjer prirodoslovno-matematička gimnazija. Trenutno studira na Odjelu za fiziku, Sveučilište Josipa Jurja Strossmayera u Osijeku.