Oscilacije neutralnih kaona i narušenje CP simetrije

Miljanić, Nora

Master's thesis / Diplomski rad

2022

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: https://urn.nsk.hr/urn:nbn:hr:217:562389

Rights / Prava: In copyright / Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2025-03-25**

Repository / Repozitorij:

Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Nora Miljanić

OSCILACIJE NEUTRALNIH KAONA I NARUŠENJE CP SIMETRIJE

Diplomski rad

Zagreb, 2022.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER NASTAVNIČKI

Nora Miljanić

Diplomski rad

Oscilacije neutralnih kaona i narušenje CP simetrije

Voditelj diplomskog rada: izv. prof. dr. sc. Davor Horvatić

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2022.

Zahvaljujem mentoru, izv. prof. dr. sc. Davoru Horvatiću na prenesenom znanju, razumijevanju i pomoći tijekom izrade ovog rada i tijekom studiranja.
Zahvaljujem svojoj velikoj obitelji na podršci, povjerenju i ljubavi, a posebno hvala mami, tati, babama, tetki Karmen, bratu i Elmaru.
Zahvaljujem svojim nezamjenjivim kolegama, vjernim prijateljima i svima onima koji su vjerovali u mene.

Sažetak

Kaoni su pseudoskalarni mezoni koje jaka sila drži na okupu. U ovom će radu glavni fokus biti na raspadu kaona slabim interakcijama, a slabe interakcije narušavaju očuvanje okusa kvarkova, konjugaciju naboja i paritet. Dovode do miješanja okusa te omogućuju kaonske oscilacije. Fitch i Cronin su 1964. godine napravili eksperiment u kojem su otkrili *CP* narušenje na neutralnim kaonima. Prilikom izvođenja eksperimenta mjerilo se vrijeme raspada neutralnih kaona što je dovelo do zaključka da se K^0 i $\bar{K}^0$ sastoje od superpozicije dvaju različitih stanja, različitih vremena poluraspada. Ta stanja nazvana su K_1 i K_2 te su ona svojstvena stanja *CP* simetrije. Stanje K_1 raspada se na dva piona te je ono kraćeg vremena života od stanja K_2 koje se raspada na tri piona. Prema vremenima života, K_1 i K_2 pridijeljene su nove oznake K_S i K_L. Eksperiment je dokazao da se $K_{1,2}$ i $K_{S,L}$ ne podudaraju u potpunosti. Na detektoru se očekivalo dobiti samo raspade u tri piona od doprinosa K_L, no uočeno je 45 raspada od ukupno 22700 rasada na dva piona. Time je dokazano *CP* narušenje u prirodi čime je dan odgovor na neka od bitnih pitanja u svijetu fizike. Upravo je *CP* narušenje jedno od triju Sakharovljevih uvjeta koja trebaju biti zadovoljena da se stvori postojeća asimetrija materije i antimaterije u prirodi odgovorna za svijet kakav danas poznajemo.

Ključne riječi: standardni model, pseudoskalarni mezoni, zakoni sačuvanja, diskretne transformacije, *CP* simetrija, kaoni, oscilacije stranosti, bariogeneza

Oscillations of neutral kaons and violation of CP symmetry

Abstract

Kaons are pseudoscalar mesons held together by a strong force. In this paper, the main focus will be on the decay of kaons by weak interactions, and weak interactions violate the conservation of quark flavour, charge conjugation and parity. They lead to the mixing of flavours and enable kaon oscillations. In 1964, Fitch and Cronin did an experiment in which they discovered *CP* perturbation on neutral kaons. During the experiment, the decay time of neutral kaons was measured, which led to the conclusion that K^0 and $\bar{K}^0$ consist of a superposition of two different states with different half-lives. These states are called K_1 and K_2, and they are the eigenstates of *CP* symmetry. State K_1 decays into two pions and has a shorter lifetime than state K_2, which decays into three pions. According to the lifetimes, K_1 and K_2 are assigned new labels K_S and K_L . The experiment proved that $K_{1,2}$ and $K_{S,L}$ do not match completely. On the detector, it was expected to obtain only three-pion decays from the K_L contribution, but 45 decays were observed out of a total of 22,700 two-pion decays. This proved *CP* violation in nature, which answered some important physics questions. The *CP* violation is one of the three Sakharov conditions that must be satisfied to create the existing asymmetry of matter and antimatter in nature responsible for the world as we know it today.

Keywords: standard model, pseudoscalar mesons, conservation laws, discrete transformations, *CP* symmetry, kaons, strangeness oscillations, baryogenesis

Sadržaj

1 Uvod **1**

2 Standardni model **2**
2.1 Povijesni uvod u standardni model . . . 2
2.1.1 Standardni model . . . 5
2.2 Hadroni . . . 6
2.2.1 Kvarkovi . . . 6
2.2.2 Barioni i mezoni . . . 7
2.3 Leptoni . . . 8
2.4 Temeljna međudjelovanja . . . 9
2.4.1 Jaka sila . . . 10
2.4.2 Slaba sila . . . 11
2.4.3 Elektromagnetska sila . . . 14
2.5 Kvantni brojevi . . . 15
2.5.1 Barionski broj . . . 15
2.5.2 Leptonski broj . . . 16
2.5.3 Stranost . . . 17
2.5.4 Boja . . . 18
2.5.5 Izospin . . . 19
2.5.6 Gell-Mann-Nishijima relacija . . . 20

3 Simetrije i zakoni sačuvanja **21**
3.1 Helicitet . . . 23
3.1.1 Neutrini . . . 25
3.2 Diskretne transformacije . . . 26
3.2.1 Paritet . . . 26
3.2.2 Narušenje pariteta . . . 29
3.2.3 Konjugacija naboja . . . 32
3.2.4 Narušenje konjugacije naboja . . . 34
3.2.5 Inverzija vremena . . . 34
3.2.6 Klasifikacija čestica . . . 35
3.3 *CP* narušenje . . . 36

4 Kaoni **38**
4.1 Neutralni kaoni . . . 38
4.2 Raspadi neutralnih kaona . . . 41
4.3 *CP* svojstvena stanja neutralnih kaona . . . 43
4.4 Oscilacije stranosti . . . 45
4.5 K_1^0 Regeneracija . . . 46
4.6 Narušenje CP invarijantnosti . . . 47

4.7 Semileptonski K^0 raspad 50
4.8 Bariogeneza 50
4.8.1 Neočuvanje barionskog broja 51
4.8.2 Neočuvanje *C* i *CP* simetrije 51
4.8.3 Odstupanje od termičke ravnoteže 52

5 Zaključak **53**

1 Uvod

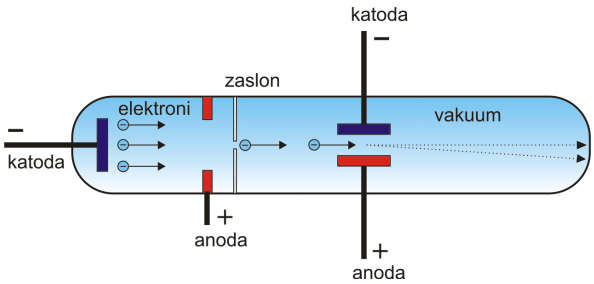
Tema ovog diplomskog rada je narušenje CP simetrije s posebnim fokusom na raspade neutralnih kaona. Neutralni su kaoni mezoni, vezana stanja kvarka i antikvarka, koji nam omogućuju bolje razumijevanje slabe sile. Slaba sila dovodi do miješanja okusa kvarkova te pretvara kaone u antikaone. Ako su simetrije prisutne u fizikalnoj teoriji, onda se mogu formulirati zakoni očuvanja i kvantni brojevi koji su povezani s tim simetrijama. *CP* simetrija sastoji se od dviju diskretnih simetrija, pariteta *P* i konjugacije naboja *C*. Cilj rada je razjasniti narušenje *CP* simetrije pomoću neutralnih kaona i njihovih svojstvenih stanja. Za to će se koristiti eksperiment koji su izveli Fitch i Cronin 1964. godine. Eksperiment je pomogao rješavanju misterije iz ranog razdoblja fizike elementarnih čestica koja je eksperimentalce zainteresirala i pogurala na put za bolje razumijevanje temeljnih sila u prirodi.

Da bi se bolje razumjelo podrijetlo neutralnih kaona i njihova priroda djelovanja, u drugom poglavlju dan je detaljan prikaz standardnog modela elementarnih čestica. Poglavlje se dotiče četiriju temeljnih međudjelovanja u prirodi te detaljnog opisa kvantnih brojeva. U trećem poglavlju predstavljene su simetrije i zakoni sačuvanja fizike elementarnih čestica. Stavljen je naglasak na diskretne transformacije pariteta i konjugacije naboja te njihove očuvane veličine. Na kraju poglavlja dani su primjeri *CP* narušenja potrebni za dublje razumijevanje problematike eksperimenta prikazanog u četvrtom poglavlju u kojem su predstavljeni raspadi neutralnih kaona, njihova *CP* svojstvena stanja i oscilacije stranosti. Najveći naglasak stavljen je na eksperiment koji je zahvalan za otkriće kršenja *CP* simetrije u raspadu neutralnih kaona. Na kraju poglavlja razmatra se problematika neravnoteže materije i antimaterije u svemiru, odnosno proces bariogeneze. Razrađena su tri Sakharovljeva uvjeta koja moraju biti zadovoljena da bi se stvorila asimetrija iz početnih simetričnih uvjeta. Jedan od tih uvjeta je neočuvanje *CP* simetrije. U tome se uviđa važnost proučavanja mezonskih raspada za bolje razumijevanje ranog svemira.

2 Standardni model

2.1 Povijesni uvod u standardni model

Jedno od ključnih otkrića za fiziku elementarnih čestica dogodilo se 1897. godine kada je J.J. Thomson otkrio elektron. Otkrio ga je istražujući svojstva katodnih cijevi.



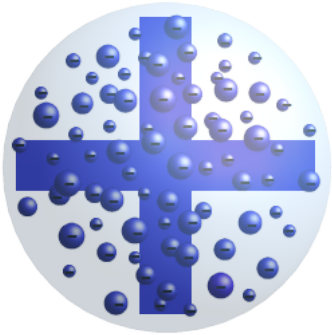
Slika 2.1: Prikaz katodne cijevi koja se koristila pri otkriću elektrona u eksperimentu J.J. Thomsona. (izvor: E. Generalic, `https://glossary.periodni.com/glosar.php?hr=katodna+zraka`)

Katodna cijev sastojala se od dviju elektroda između kojih se nalazio vakuum. Visokim naponom stvarale su se katodne zrake koje su putovale od negativno nabijene elektrode, katode, prema pozitivno nabijenoj elektrodi, anodi. Puštajući zrake kroz električno i magnetsko polje, koji su bili okomiti jedno na drugo, Thomson je mijenjao putanje zrakama. Na kraju cijevi nalazio se fluorescentni zaslon koji bi zasvijetlio kada bi o njega udario elektron. Na taj način vidjele su se putanje čestica koje tvore katodnu zraku. Thomson je uspio odrediti brzinu katodnih zraka i specifični naboj. Specifični naboj omjer je naboja i mase koji se može izračunati iz formule:

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2U}$$

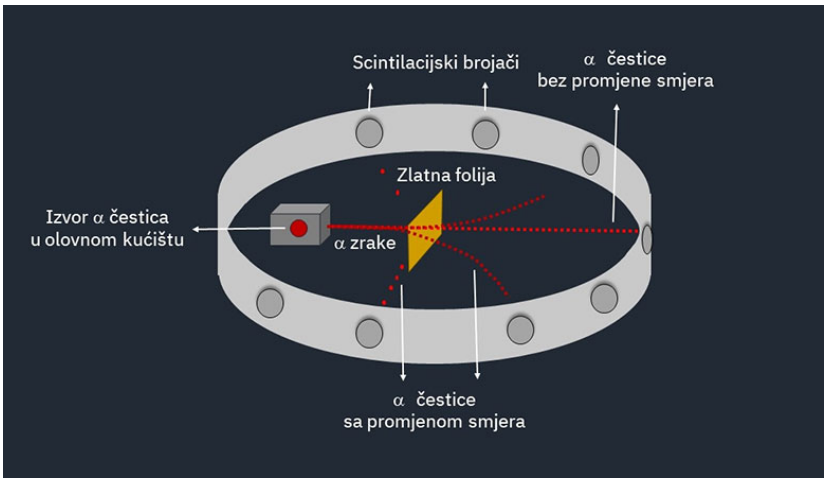
gdje je v brzina katodnih zraka, a U narinuti napon. Dobio je omjer tisuću puta manji od omjera naboja i mase iona vodika. Također je pokazao da omjer naboja i mase ne ovisi o materijalu katoda niti o vrsti plina koji se nalazi u cijevi. To je dokazalo da su te čestice sastavni dio svih tvari. Utvrdio je da se zrake sastoje od negativnih čestica, jako male mase, manje od ikojeg poznatog atoma. Te čestice nazvane su elektroni.

Nakon otkrića elektrona, Thomson je konstruirao model atoma. Znajući da atom treba biti neutralan, u svoj model uključio je pozitivno nabijene izvore naboja. Da bi atom bio neutralan, mora imati jednak broj pozitivnih i negativnih električnih naboja. Thomsonov model atoma nazvan je ”modelom pudinga” (izraz dolazi od britanskog naziva za vrstu kolača) jer je atom konstruiran kao teška pozitivno nabijena kugla u kojoj su raspoređeni negativno nabijeni elektroni, kao šljive u desertu. Šljive predstavljaju elektrone, a puding pozitivan naboj.



Slika 2.2: Puding model. Atom je pozitivno nabijena kugla na čijoj se površini nalaze negativno nabijeni elektroni. (izvor: `https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/04/PlumPuddingModel_ManyCorpuscles.png`)

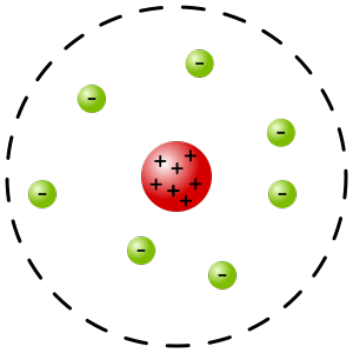
Geiger-Marsdenov eksperiment, pod vodstvom Rutherforda, s listićima zlata opovrgnuo je Thomsonov model atoma. Ispitivali su raspršenje alfa čestica, odnosno iona $^{4}\mathrm{He}$, na tankim listićima zlata. Prema Thomsonovom modelu očekivalo se da će zrake čestica neometano prolaziti kroz atom. No, opažanje se razlikovalo od očekivanja. Većina alfa čestica neometano je prošla kroz listiće zlata dok se manji dio njih otklonio pod različitim kutovima, a neke su se čak odbile pod velikim kutem, praktički unatrag.



Slika 2.3: Postav eksperimenta za otkrivanje sastava atoma. Propuštanje alfa čestica kroz tanke listiće zlata. (izvor: `https://edutorij.e-skole.hr/share/proxy/alfresco-noauth/edutorij/api/proxy-guest/b620a7a7-15bd-4095-a187-910c8de1dd4d/datastore/18/publication/10965/pictures/2020/03/13/1584096532_1582847385_Rutherford_3.jpg?v=1615387040`)

To je dovelo do zaključka da se atom ne sastoji od pozitivnog naboja koji je razmazan po cijelom volumenu atoma, već je koncentriran na jednom mjestu. Pomoću rezultata eksperimenta, Rutherford je konstruirao model atoma koji se sastojao od

male pozitivno nabijene jezgre u kojoj je koncentrirana gotovo sva masa atoma, dok negativni elektroni kruže oko jezgre. Ovaj eksperiment bio je prvi dokaz da se atom sastoji od elektronskog omotača i atomske jezgre.

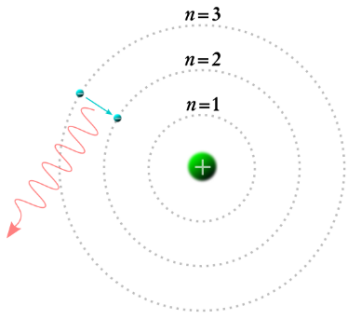


Slika 2.4: Rutherfordov model atoma. Atom se sastoji od male pozitivno nabijene jezgre oko koje kruže negativno nabijeni elektroni. (izvor: `https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/e/e8/Rutherford_atomic_planetary_model.svg/300px-Rutherford_atomic_planetary_model.svg.png`)

Upravo je Rutherford jezgru najlakšeg atoma nazvao proton. Ta najlakša jezgra atom je vodika koji se sastoji od jednog protona i jednog elektrona. Chadwick je 1932. godine otkrio neutron te je time priča o građi atoma bila zaokružena. Neutron je električki neutralna čestica nalik protonu. Danas se zna da se atom sastoji od atomske jezgre i električnog omotača. Atomska jezgra sačinjena je od pozitivnih protona i neutralnih neutrona. Broj neutrona istog atoma može varirati. Izotopi su atomi istog kemijskog elementa koji imaju jednak broj protona, a različiti broj neutrona. Elektroni u atomu imaju diskretne energetske nivoe. Pri prijelazu iz viših u niže nivoe, elektroni emitiraju fotone. Emitirani fotoni imaju energiju

$$hf = E_2 - E_1$$

gdje je f frekvencija fotona, a $E_{2,1}$ energije višeg i nižeg energetskog nivoa [1, 2] .

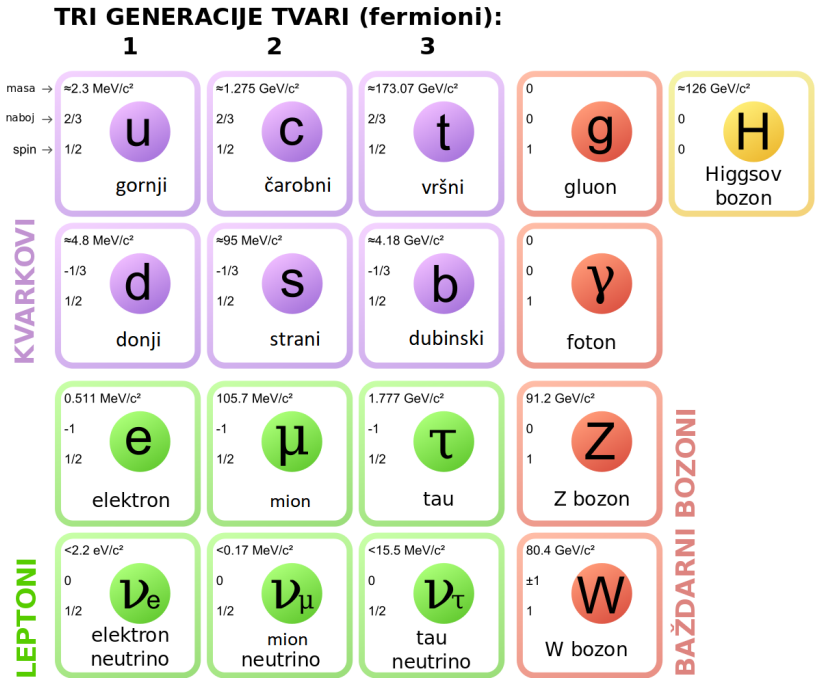


Slika 2.5: Kvantno-mehanički model atoma. Prikaz pozitivno nabijene jezgre i diskretnih energetskih nivoa elektrona. (izvor: `https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/a/a1/Bohr_Model.svg/1200px-Bohr_Model.svg.png`)

2.1.1 Standardni model

U uvodnom dijelu ovog poglavlja dan je pregled osnovne građe atoma. No, uz protone, neutrone i elektrone postoji mnoštvo ostalih čestica koje grade vidljivu materiju u svemiru. Neke su od njih elementarnije od samih protona i neutrona, dok su elementrane čestice nalik elektronu. Elementarne čestice dijele se na fermione i bozone. Fermioni slijede Fermi-Diracovu statistiku dok bozoni poštuju Bose-Einsteinovu statistiku. Bozone i fermione razlikuje i spin. Bozoni su čestice cjelobrojnog spina dok su fermioni čestice polucjelobrojnog spina. Detaljan prikaz bit će dan u poglavlju 3.

Sva materija sastavljena je od dviju vrsta elementarnih čestica, kvarkova i leptona. Postoji šest kvarkova i šest leptona i oni su fermioni. Svaki kvark i svaki lepton ima svoju antičesticu tako da ukupno postoje 24 elementarne čestice koje su fermioni. Bozoni su prijenosnici međudjelovanja te ih ima četiri u Standardnom modelu. Četiri su i temeljna međudjelovanja u prirodi, a to su slaba i jaka nuklearna sila, elektromagnetska sila i gravitacijska sila. U Standardnom su modelu sva međudjelovanja osim gravitacijskog. Pored nosioca sila, u bozonskom sektoru, prisutan je i Higgsov bozon [3, 4].



Slika 2.6: Prikaz standardnog modela elementarnih čestica. Sastoji se od kvarkova, leptona i bozona.(izvor: `https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/3/3a/Standard_Model_of_Elementary_Particles_hr.svg/1200px-Standard_Model_of_Elementary_Particles_hr.svg.png`)

2.2 Hadroni

Hadroni su subatomske čestice sastavljene od kvarkova. Kvarkovi ne postoje u prirodi kao slobodne čestice nego samo kao sastavni dio hadrona. U prirodi postoji šest kvarkovskih okusa te svaki od kvarkova ima pripadajući antikvark. Hadroni se dijele na mezone i barione. Mezoni se sastoje od vezanog para kvark i antikvark $q\bar{q}$ dok se barioni sastoje od tri kvarka qqq. Svaki barion ima pripadni antibarion koji se sastoji od tri antikvarka $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$.

2.2.1 Kvarkovi

Kvarkovi se dijele u tri generacije te se razlikuju s obzirom na električni naboj kvarka.

prva generacija	druga generacija	treća generacija	naboj
gornji (u)	*čarobni* (c)	*vršni* (t)	$+2/3$
donji (d)	*strani* (s)	*dubinski* (b)	$-1/3$

Tablica 2.1: Tablica kvarkova i pripadajućih naboja. Postoje tri generacije kvarkova. Svaka generacija sadrži dva kvarka i dva pripadajuća antikvarka. Generacije se razlikuju s obzirom na električni naboj kvarka.

Prva generacija sastoji se od *gornjeg* i *donjeg* kvarka. Redom se obilježavaju s u i d prema engleskim nazivima *up* i *down*. Njihovi antikvarkovi označavaju se s $\bar{u}$ i $\bar{d}$. u kvark je naboja $+2/3$, a d kvark $-1/3$. Proton i neutron su hadroni koji se sastoje od u i d kvarkova. Proton se sastoji od dvaju *gornjih* kvarkova i jednog *donjeg* kvarka uud, a neutron od jednog *gornjeg* kvarka i dvaju *donja* kvarka udd. Kada se za svaki od kvarkova uvrsti njegov pripadajući naboj, prema tablici 2.1 dobije se naboj protona i neutrona.

$$
\begin{aligned}
Q(p(uud)) &= Q_u + Q_u + Q_d = +\frac{2}{3} + \frac{2}{3} - \frac{1}{3} = +1 \\
Q(n(udd)) &= Q_u + Q_d + Q_d = +\frac{2}{3} - \frac{1}{3} - \frac{1}{3} = 0
\end{aligned}
$$

Druga generacija sastavljena je od *stranih* i *čarobnih* kvarkova. Označavaju se redom kao s i c prema engleskom *strange* i *charm*. Njihovi antikvarkovi označavaju se sa $\bar{s}$ i $\bar{c}$. Naboj s kvarka iznosi $-1/3$, a c kvarka $+2/3$. Treća generacija sastoji se od *vršnih* i *dubinskih* kvarkova. Označavaju se s t i b prema engleskom *top* i *bottom*, a njihovi antikvarkovi s $\bar{t}$ i $\bar{b}$. Naboj t kvarka iznosi $+2/3$, a b kvarka $-1/3$. *Gornji* kvark, *donji* kvark, *vršni* kvark, *dubinski* kvark, *strani* kvark i *čarobni* kvark zovu se i kvarkovski okusi. Kvarkovi se također mogu poredati s obzirom na masu. Redoslijedom od najlakšeg prema najtežem su poredani u tablici 2.2.

kvark	masa
gornji	2.16 MeV/c^2
donji	4.67 MeV/c^2
strani	93.4 MeV/c^2
čarobni	1.27 GeV/c^2
dubinski	4.18 GeV/c^2
vršni	172.69 GeV/c^2

Tablica 2.2: Tablica mase kvarkova. Kvarkovi se mogu podijeliti na lake i teške. U lake kvarkove spadaju u, d i s, a u teške c, b i t kvark.

Gornji, *donji* i *strani* kvark spadaju u lake kvarkove, a *čarobni*, *dubinski* i *vršni* u teške kvarkove [3]. Kvarkovi i antikvarkovi imaju iste mase, a različite naboje pa prema tome slijedi da se hadroni mogu mijenjati u antihadrone. Primijeni li se to pravilo na protone i neutrone, dobiju se antiprotoni i antineutroni [5, 6].

$$\begin{aligned} Q(\bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d})) &= Q_{\bar{u}} + Q_{\bar{u}} + Q_{\bar{d}} = -\frac{2}{3} - \frac{2}{3} + \frac{1}{3} = -1 \\ Q(\bar{n}(\bar{u}\bar{d}\bar{d})) &= Q_{\bar{u}} + Q_{\bar{d}} + Q_{\bar{d}} = -\frac{2}{3} + \frac{1}{3} + \frac{1}{3} = 0 \end{aligned}$$

Kvarkovi pored mase i električnog naboja imaju i naboj boje. Naboj boje svojstvo je kvarkova i gluona povezano s jakim interakcijama čestica u teoriji kvantne kromodinamike. Naboj boje nema veze s pravim značenjem boja u današnjem svijetu, već je to pomagalo za raspoznavanje okusa kvarkova. Svaki okus kvarka može sadržavati jednu od triju vrijednosti boje čiji će detaljan prikaz biti dan kasnije u radu.

2.2.2 Barioni i mezoni

u, d i s kvarkovi i njihovi antikvarkovi grade barionski dekuplet i nonet mezona. U prikazanim tablicama 2.3 i 2.4 navedeni su ukupni naboji za pojedine barione i mezone te pripadajuće stranosti.

qqq	Q	S	Barion
uuu	2	0	Δ^{++}
uud	1	0	Δ^{+}
udd	0	0	Δ^{0}
ddd	-1	0	Δ^{-}
uus	1	-1	Σ^{*+}
uds	0	-1	Σ^{*0}
dds	-1	-1	Σ^{*-}
uss	0	-2	Ξ^{*0}
dss	-1	-2	Ξ^{*-}
sss	-1	-3	Ω^{-}

Tablica 2.3: Dekuplet bariona s pripadnim nabojima i stranosti.

$q\bar{q}$	Q	S	Mezon
$u\bar{u}$	0	0	π^{0}
$u\bar{d}$	1	0	π^{+}
$d\bar{u}$	-1	0	π^{-}
$d\bar{d}$	0	0	η
$u\bar{s}$	1	1	K^{+}
$d\bar{s}$	0	1	K^{0}
$s\bar{u}$	-1	-1	K^{-}
$s\bar{d}$	0	-1	$\bar{K}^{0}$
$s\bar{s}$	0	0	η'

Tablica 2.4: Nonet pseudoskalrnih mezona s pripadnim nabojima i stranosti [1].

2.3 Leptoni

Leptoni su fermioni spina $s = 1/2$. Kao i kvarkovi, mogu se podijeliti u tri generacije. Prvu generaciju zauzimaju elektron i elektronski neutrino, drugu generaciju mion i mionski neutrino, a treću generaciju tau i tau neutrino. Svaki od nabrojanih leptona ima svoj pripadni antilepton. Leptoni i antileptoni imaju iste mase, a različite naboje.

prva generacija	druga generacija	treća generacija	naboj
e^-	μ^-	τ^-	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tablica 2.5: Tablica leptona i pripadajućih naboja. Postoje tri generacije leptona. Svaka generacija sadrži dva leptona i dva pripadajuća antileptona.

Elektron e^- spada u leptone. Sastavni je dio atoma te je fundamentalna čestica što znači da se ne sastoji od nekih drugih manjih čestica. Upravo to elektron razlikuje od ostalih konstituenata atoma, protona i neutrona. Proton i neutron spadaju u barione te se oni sastoje od fundamentalnijih čestica, odnosno od kvarkova. Elektron je vrlo stabilan, najmanje je mase, te se ne raspada za razliku od tau i mion leptona koji se mogu raspadati u druge čestice. Tau lepton najmasivniji je od svih leptona. Pripadni su neutrini jako malih masa, no još se ne zna koliko mase točno iznose. Mase su im manje od mase elektrona te se može smatrati da su bezmaseni.

lepton	masa
e^-	0.51 MeV/c^2
ν_e	< 1.1 eV/c^2
μ^-	105.66 MeV/c^2
ν_μ	< 1.1 eV/c^2
τ^-	1776.86 MeV/c^2
ν_τ	< 1.1 eV/c^2

Tablica 2.6: Tablica mase leptona. Najlakši lepton je e^- dok je najmasivniji τ^- lepton. Neutrini imaju masu, no zanemariva je čak i u odnosu na masu elektrona.

Jedna od bitnih karakteristika neutrina je da su električki neutralni. Neutrini se mogu pretvarati jedan u drugog. Elektronski neutrino može prijeći u mionski neutrino, a mionski neutrino u tau neutrino i tako natrag. Ti prijelazi nazivaju se neutrinske oscilacije. Sva tri leptona nose isti naboj $Q = -1$ te jednako reagiraju na fundamentalne sile u prirodi [1, 5].

2.4 Temeljna međudjelovanja

U prirodi postoje četiri temeljna međudjelovanja:

- gravitacijsko
- elektromagnetsko

- jako
- slabo.

Temeljna međudjelovanja razlikuju se po jakosti međudjelovanja, dosegu, vrstama čestica na koje djeluju i vrstama čestica koje ih prenose. Pripadne karakteristike za pojedine sile prikazane su u tablici 2.7.

međudjelovanje	relativna jačina	doseg(m)	prijenosnik
jako	1	10^{-15}	gluon
elektromagnetsko	10^{-2}	∞	foton
slabo	10^{-13}	10^{-17}	$W^{\pm}$ i Z^0 bozoni
gravitacijsko	10^{-42}	∞	graviton

Tablica 2.7: U prirodi postoje četiri temeljna međudjelovanja koja se međusobno razlikuju po snazi, dosegu i vrsti prijenosnika interakcije.

Elektromagnetska sila jača je od gravitacijske i slabe sile. Slaba sila je jako malog dosega, 10^{-17} m. Najjača od svih sila je jaka sila, dosega 10^{-15} m. Slaba i jaka sila prema svom dosegu spadaju u kratkodosežne sile. Atom je približnog promjera 10^{-10} m, što znači da su slaba i jaka sila manjeg dosega od samog promjera atoma. Svaka od nabrojanih sila djeluje izmjenom različitih vrsta čestica. Te čestice nazivaju se prijenosnicima interakcije. Gravitacijska sila posreduje pomoću hipotetskih gravitona, a elektromagnetska pomoću fotona. $W^{\pm}$ i Z^0 bozoni prijenosnici su interakcija slabih sila, a jakih gluoni [1, 5].

2.4.1 Jaka sila

Atomska jezgra sastoji se od neutralnih neutrona i pozitivnih protona. Radi električne sile koja djeluje u jezgri, protoni se odbijaju jedni od drugih jer su istoimenog naboja. Kako bi atom bio stabilan, treba postojati neka sila, puno jača od električne odbojne sile, koja drži nukleone na okupu. Sila koja drži nukleone na okupu nazvana je jaka sila. Jaka sila opisuje se kvatnom kromodinamikom. Gluoni su prijenosnici jake sile. U standardnom modelu postoji ukupno osam gluona. Poput kvarkova, gluoni ne postoje zasebno u prirodi, već skupa s kvarkovima tvore hadrone. Protoni i neutroni primjer su hadrona. Gluoni interagiraju između kvarkova jer su oni prijenosnici interakcija. Leptoni su imuni na jaku silu kao što su neutralna tijela na elektromagnetsku silu. Kada bi jaka sila djelovala na leptone, onda bi i njih držala zajedno te bi oni također tvorili nove čestice, a zna se da ih ne tvore, stoga među njima ne djeluje jaka sila. Dakle, kvarkovi osjećaju jake interakcije dok ih leptoni ne osjećaju [1, 5].

2.4.2 Slaba sila

Slabe interakcije u prirodi mogu se podijeliti pomoću vrsta raspada. Postoje tri vrste raspada:

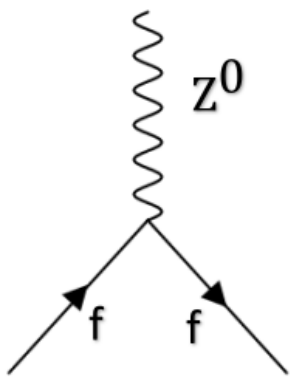
- hadronski raspadi
- semi-leptonski raspadi
- leptonski raspadi.

Kod hadronskih raspada, samo hadroni ostaju u konačnom stanju. U semi-leptonskom stanju hadroni i leptoni prisutni su u konačnom stanju, a kod leptonskog raspada samo leptoni. Primjeri za svaki od raspada dani su redom [3]:

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow \pi^- + p, \\ n &\rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \end{aligned}$$

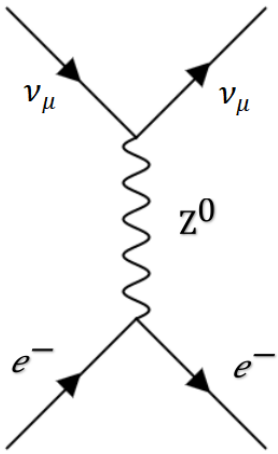
Slaba nuklearna sila mijenja subatomske čestice iz jedne vrste u drugu, unutar iste generacije ili između generacija. Djeluje na generacije leptona tako da promjene idu unutar iste generacije leptona. Na primjer, elektron može prijeći u elektronski neutrino, ali ne može u tau neutrino. Također djeluje na generacije kvarkova te njih mijenja unutar iste generacije i između generacija. Na primjer, *u* kvark može prijeći u *d* kvark, ali isto tako može prijeći i u *b* kvark [5]. Bozoni su prijenosnici slabih interakcija. Postoje dva nabijena *W* bozona i jedan neutralan *Z* bozon. Masa *Z* bozona veća je od mase *W* bozona. Prema tome postoje dvije vrste slabih interakcija, neutralna posredovana *Z* bozonima i nabijena posredovana *W* bozonima [1].

Osnovni primjer neutralne slabe interakcije prikazan je na slici 2.7



Slika 2.7: Neutralna slaba interakcija.

Z^0 je neutralni bozon kojim slaba neutralna sila međudjeluje između dvaju fermiona označena slovom *f*. Na slici 2.8 prikazan je primjer neutralne slabe interakcije raspršenja elektrona i mionskog neutrina.

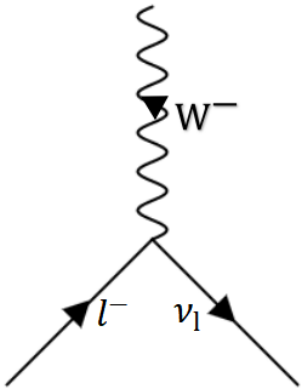


Slika 2.8: Neutralna slaba interakcija raspršenja elektrona i mionskog neutrina.

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

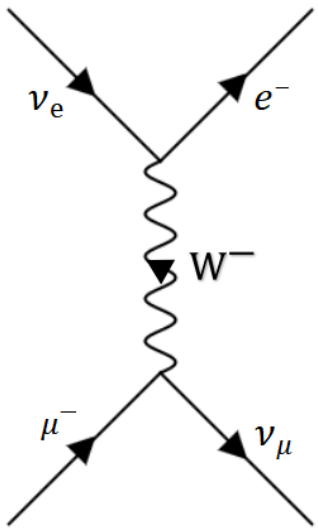
Raspršenjem se dobije ponovno elektron i mionski neutrino. Ukupan naboj s desne i lijeve strane procesa iznosi $Q = -1$ jer jedini koji nose naboj u procesu su elektroni, a naboj elektrona iznosi $Q = -1$. Slijedi da je ukupan naboj u interakciji očuvan te je proces neutralan [1].

Slabo međudjelovanje pomoću $W^\pm$ bozona odgovorno je za nabijene slabe raspade jer može mijenjati okuse. Leptone i kvarkove može mijenjati u druge vrste leptona i kvarkova kroz interakcije. Primjer kod leptona prikazan je na slici 2.9.



Slika 2.9: Prijelaz leptona u leptonski neutrino.

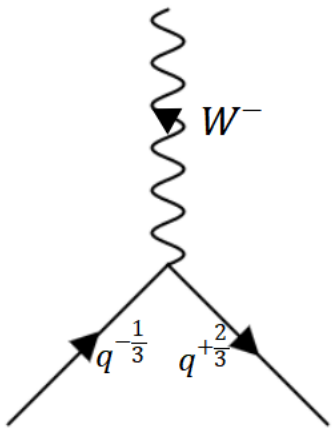
Negativno nabijeni lepton, bilo koji od moguća tri negativno nabijena leptona iz tablice 2.5, označen je s l^- te se on pretvara u pripadajući neutrino emitirajući negativni W^- bozon ili apsorbirajući pozitivni W^+ bozon. Neutrino-mion raspršenje primjer je pretvorbe leptona i prikazano je u dijagramu na slici 2.10.



Slika 2.10: Neutrino-mion raspršenje.

$$\nu_e + \mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

U proces ulaze negativni mion i elektronski neutrino koji preko negativnog W^- bozona prelaze u neutrinski mion i elektron. Kod pretvorbe kvarkova, izlazni kvark nosi istu boju, ali različit okus od ulaznog kvarka. Primjer je prikazan na slici 2.11.

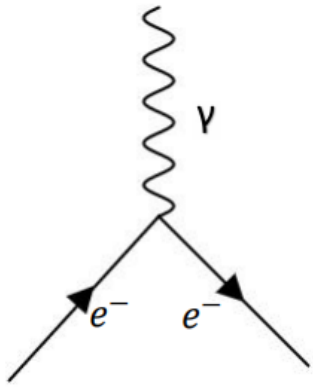


Slika 2.11: Promjena okusa kvarka preko bozona.

Ulazni je kvark naboja $Q = -\frac{1}{3}$ pa prema tablici 2.1 slijedi da to može biti *d*, *s* ili *b* kvark. Emitirajući negativni W^- bozon nastaje kvark naboja $Q = +\frac{2}{3}$. Prema tablici 2.1 izlazni kvark može biti *u*, *c* ili *t* kvark. Negativni W^- bozon ne nosi nedostajući okus jer je on bez okusa. Okus nije očuvan u slabim nabijenim interakcijama jer se promijenio okus izlaznog kvarka u odnosu na ulazni kvark. U slučajevima kada kvark ili lepton koji uđu u interakciju vani izađu u obliku kvarka ili leptona s drugim nabojem, *W* bozoni izjednačavaju ukupan naboj interakcije tako da on bude očuvan [1].

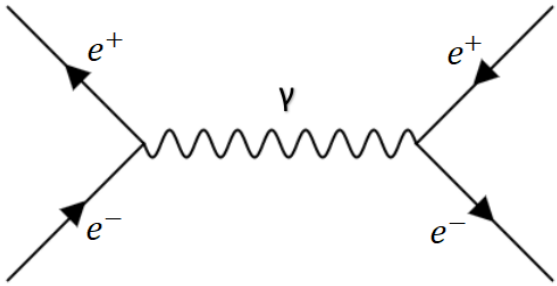
2.4.3 Elektromagnetska sila

Elektromagnetska sila opisana je teorijom koja se naziva kvantna elektrodinamika. Elektromagnetsko međudjelovanje djeluje između električki nabijenih tijela preko fotona koji su prijenosnici interakcija. Fotoni su bezmasene stabilne čestice. Elektromagnetske procese može se opisati pomoću dijagrama prikazanog na slici 2.12.



Slika 2.12: Elektromagnetski proces.

Nabijena čestica elektron ulazi u interakciju, emitira ili apsorbira foton te izlazi van. Umjesto elektrona ovdje se mogla nalaziti bilo koja nabijena čestica poput kvarka ili leptona. Neutrini ne mogu sudjelovati u ovim interakcijama jer su neutralni pa ne osjećaju elektromagnetske interakcije. Jedan od primjera elektromagnetske interakcije je anihilacija elektrona i pozitrona prikazana na slici 2.13.



Slika 2.13: Anihilacija elektrona i pozitrona.

$$e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+$$

Elektron i pozitron ulaze, izmjenjuju foton te izlaze iz interakcije ponovno kao elektron i pozitron. Za fotone vrijedi da svaka interakcija u kojoj se međudjeluje preko fotona može biti zamijenjena međudjelovanjem preko neutralnog Z bozona. Na primjer, raspršenje elektron-elektron para može se prikazati izmjenom fotona i izmjenom bozona [1].

2.5 *Kvantni brojevi*

Stabilnih vezanih stanja kvarkova nema puno, a i elementarne čestice se raspadaju u lakše čestice, osim u slučajevima kada ih neki od zakona sačuvanja u tome sprječavaju. Prijenosnik elektromagnetske interakcije foton, bezmasena je čestica te se on ne može raspasti ni u što što je lakše od njega. Najlakša nabijena čestica je elektron pa ga zakon očuvanja naboja sprječava da se raspadne. Proton je najlakši barion te ga zakon očuvanja barionskog broja sprječava da se raspadne. Očuvanje leptonskog broja sprječava najlakši neutrino od raspada [1]. Vremena raspada razlikuju se za različite čestice. Vremenski interval raspada ovisit će o vrsti raspada, odnosno o vrsti interakcije. Vrijeme raspada najkraće je za jake sile, a najduže za slabe. Vrijeme poluživota za jake raspade iznosi 10^{-23} s, za elektromagnetske 10^{-16} s, a za slabe 10^{-13} s [5].

U subatomskoj domeni vrijede zakoni očuvanja. Iz eksperimenata su se izveli kvantni brojevi i zakoni očuvanja koji za njih vrijede. U kvantne brojeve spadaju barionski broj, leptonski broj, stranost, izospin i boja. Očuvanje fermionskog broja temeljna je značajka svih poznatih interakcija. Fermionskim antičesticama pridjeljuje se fermionski broj negativnog predznaka. Ukupan fermionski broj prije i poslije procesa treba ostati isti da bi očuvanje vrijedilo [3].

2.5.1 Barionski broj

Barioni imaju očuvan barionski kvantni broj koji iznosi $B = 1$ za barione i $B = -1$ za antibarione. Za sve ostale čestice, fotone, leptone i mezone, barionski broj je nula. Kvarkovi imaju barionski broj $B = 1/3$. Prije nego su se otkrili kvarkovi, uveden je barionski broj. Prema tome, ako proton ima barionski broj $B = +1$ i sastoji se od triju kvarkova, slijedi da svaki od ta tri kvarka ima barionski broj $B = 1/3$. Broj bariona minus broj antibariona u procesima je očuvan. Ukupan barionski broj čestica prije procesa mora biti jednak ukupnom barionskom broju čestica nakon procesa da bi zakon očuvanja barionskog broja vrijedio. Barionski broj očuvan je u svim interakcijama. U slučaju da je očuvanje barionskog broja narušeno, proces nije moguć. Hipotetski raspad protona primjer je takvog procesa.

$$\begin{aligned} p &\rightarrow e^+ + \pi^0 \\ B:1 &= 0 + 0 \end{aligned}$$

Proton se raspada na pozitron i lagani mezon, pion. Proton je puno masivniji od pozitrona i piona te je s te strane raspad moguć. Također je naboj u procesu očuvan jer je s obiju strana procesa naboj $Q = +1$. Problem predstavlja očuvanje barionskog kvantnog broja. Proton ima barionski kvantni broj $B = +1$, a pozitron i pion $B = 0$. Pion ne nosi barionski broj jer su mezoni vezana stanja, kvark-antikvark. Kvark ima barionski broj $B = +1/3$, a antikvark $B = -1/3$ te slijedi da je ukupan barionski

broj nula, $B = 0$. Prema tome, očuvanje barionskog kvantnog broja je narušeno te raspad nije moguć. Budući da barionski broj nije očuvan, proces se ne može dogoditi što znači da proton kao najlakši barion se ne može raspasti na lakše čestice. Primjer očuvanja barionskog kvantnog broja prikazan je u procesu 2.1.

$$\begin{aligned} \pi^+ \quad &+ \quad p \rightarrow \Delta^{++} \\ B: 0 \quad &+ \quad 1 = +1 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Proces je moguć jer je naboj očuvan te je barionski broj očuvan. Barionski broj protona iznosi $B = +1$ te isto toliko iznosi barionski broj čestice Delta. Pion ne nosi barionski broj jer spada u mezone [3, 5, 6].

2.5.2 Leptonski broj

Leptoni imaju leptonski broj $L = 1$ dok antileptoni imaju leptonski broj $L = -1$. Barioni, fotoni i mezoni nemaju leptonski broj jer ne spadaju u leptone. Ukupan leptonski broj je broj leptona minus broj antileptona. Postoje tri generacije leptona te svaka od generacija ima svoj pripadni leptonski broj. Pripadni leptonski kvantni brojevi dobili su imena prema generacijama. Elektronski leptonski broj za elektron i elektronski neutrino iznosi $L_e = 1$, a za mion, tau i njihove neutrine $L_e = 0$. mionski leptonski broj za mion i mionski neutrino iznosi $L_\mu = 1$, a za elektron, tau i njihove neutrine $L_\mu = 0$. Istim se zakonom uvodi i za tau i tau neutrino. $L_\tau = 1$ za tau i tau neutrino, a za sve ostale $L_\tau = 0$. Ukupan je leptonski broj očuvan i on je zbroj svih generacija leptona zajedno: $L = L_e + L_\mu + L_\tau$.

	elektronski broj	mionski broj	tau broj	$L = L_e + L_\mu + L_\tau$
e^-	1	0	0	1
ν_e	1	0	0	1
μ^-	0	1	0	1
ν_μ	0	1	0	1
τ^-	0	0	1	1
ν_τ	0	0	1	1

Tablica 2.8: Leptonski brojevi.

Leptonski broj očuvan je u svim interakcijama. Očuvanje leptonskog broja nalaže da su ukupni elektronski broj, tau broj i mionski broj odvojeno sačuvani u svim interakcijama. Raspršenje elektrona i tau neutrina primjer je takvog očuvanja.

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e^- \quad &\rightarrow \quad \mu^- + \nu_e \\ L_e: 0 + 1 \quad &= \quad 0 + 1 \\ L_\mu: 1 + 0 \quad &= \quad 1 + 0 \end{aligned}$$

U procesu je očuvan mionski leptonski broj i elektronski leptonski broj što znači da je ukupan leptonski broj također očuvan [3, 5].

2.5.3 Stranost

Neke od hadronskih čestica proizvode se jako lako i brzo, ali se raspadaju jako dugo. Jake sile stvaraju lako čestice te se pretpostavljalo da te čestice nastaju jakim interakcijama stvarajući hadrone. Vrijeme njihovog raspada bilo je puno dulje nego vrijeme raspada karakteristično za jake sile, stoga se podrazumijevalo da se ne raspadaju jakim silama. Također, takve čestice se stvaraju jedino u parovima, a nikada zasebno. Uslijedilo je da hadroni imaju novu karakteristiku koja je nazvana stranost. Stranost je kvantni broj koji imaju čestice sa stranim kvarkom *s* ili antikvarkom $\bar{s}$. Kvark *s* ima stranost $S = -1$, a njegov antikvark $S = 1$. Stranost je očuvana u jakim interakcijama, a narušena u slabim.

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow p + \Sigma^+ + K^0 \\ uud + uud &\rightarrow uud + uus + d\bar{s} \end{aligned} \tag{2.2}$$

Proces 2.3 s lijeve strane ima dva protona koji ne nose stranost jer proton nema strani kvark pa je njihova ukupna stranost $S = 0$. Da bi stranost bila očuvana, Σ^+ i K^0 moraju imati ukupnu stranost $S = 0$. S obzirom na to da je K^0 sastavljen od $d\bar{s}$, slijedi da ima stranost $S = +1$ što znači da Σ^+ mora imati stranost $S = -1$ da bi ukupno bilo nula. Σ^+ se sastoji od *uus* što potvrđuje stranost $S = -1$. Ukupna je stranost procesa očuvana. Čestice se mogu dalje raspadati na manje teške čestice koje također nose stranost ili na čestice koje ne nose stranost. Stranost nije očuvana u slučajevima kada se raspadnu na čestice koje ne nose stranost.

$$\begin{aligned} \Sigma^{*+} &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^0 \\ uus &\rightarrow uus + u\bar{u} \\ S: -1 &= -1 + 0 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Ukupna stranost u procesu 2.3 je očuvana jer Σ^{*+} i Σ^+ nose stranost $S = -1$ te iz toga slijedi da je ovaj proces proizveden jakom silom.

$$\begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0 \\ uus &\rightarrow uud + u\bar{u} \\ S: -1 &= 0 + 0 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Proces 2.4 s lijeve strane ima Σ^+ koja nosi stranost $S = -1$, a s desne strane su proton i pion koji ne nose stranost te slijedi da stranost nije očuvana. Ako stranost nije očuvana, za proces je odgovorna slaba sila [5].

2.5.4 Boja

Paulijev princip isključenja nalaže da se dvije čestice polucjelobrojnog spina ne mogu nalaziti u istom kvantnom stanju. Fermioni su čestice plucjelobrojnog spina, stoga slijedi da dva elektrona ne mogu okupirati isto kvantno stanje. Pravilo vrijedi i za kvarkove jer i oni spadaju u fermione.

Tri različite čestice Δ^{++}, Δ^{-} i Ω^{-} sastoje se od triju istih kvarkova:

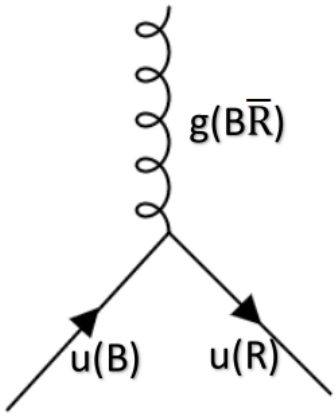
$$\begin{aligned} \Delta^{++} &= uuu \\ \Delta^{-} &= ddd \\ \Omega^{-} &= sss. \end{aligned}$$

Prema Paulijevom principu to ne bi bilo dopušteno niti moguće. Rješenje je pronađeno uvođenjem boja. Boja je kvantni broj. Svaki okus kvarka može sadržavati jednu od triju vrijednosti boje. Vrijednosti su *crvena*, *zelena* i *plava*. *Crvena* nosi oznaku (*R*) radi engleskog naziva *Red*. *Zelena* se označava s (*G*) prema engleskom *Green*, a *plava* s (*B*) prema engleskom *Blue*. Antikvarkovima pripadaju antiboje, odnosno komplementarne boje koje se označavaju jednako kao i boje, samo iznad oznake imaju crtu koja označava da se radi o antiboji. Antiboje su *anticrvena* ($\bar{R}$), *antizelena* ($\bar{G}$) i *antiplava* ($\bar{B}$). Engleski nazivi su redom: *Cyan*, *Magenta* i *Yellow*. Kombinacijom boje i njene pripadne antiboje dobije se bezbojan mezon $q\bar{q}$. Kombinacijom svih triju boja ili svih triju antiboja dobije se bezbojni barion ili antibarion. Problem čestica s trima identičnim kvarkovima riješen je dodavanjem boje. Za primjer $\Delta^{++} = uuu$, jedan *gornji* kvark nosi *crvenu*, drugi *plavu*, a treći *zelenu* boju te se tako poštuje Pulijev princip jer više kvarkovi nisu identični [1, 6].

Boja igra glavnu ulogu u kvantnoj kromodinamici. U jakim interakcijama vrijedi zakon očuvanja naboja, boje i okusa kvarka. Leptoni ne osjećaju jake interakcije jer ne nose naboj boje. Gluoni, poput kvarkova, nose boju. Gluone se može detektirati u hadronima ili bezbojne u kombinaciji s drugim gluonima. Primjer osnovnog procesa je:

$$q \rightarrow q + g$$

gdje q predstavlja kvark, a g gluon. Ako je ulazni kvark *up* kvark i *plave* je boje, onda izlazni kvark mora biti isto *up* kvark, ali mu se boja mijenja u crvenu. Okus kvarka se ne smije mijenjati, ali se boja kvarka mijenja. Boja kvarka mora biti očuvana pa slijedi da gluon nosi dva naboja boje, *plavu* i *anticrvenu*.



Slika 2.14: Prikaz promjene boje kvarkova preko gluona.

U prirodi su sve čestice bezbojne pa za zakon očuvanja boje vrijedi da je ukupna boja koja ulazi u interakciju bezbojna isto kao i ona što izlazi iz interakcije van. U elektromagnetskim i slabim interakcijama ne vrijedi očuvanje boje jer boju imaju kvarkovi, a oni djeluju samo jakim interakcijama [1, 5].

2.5.5 Izospin

Jezgra je građena od protona i neutrona te su oni različita stanja iste čestice. Protoni i neutroni spadaju u barione spina $S = 1/2$ te se razlikuju po električnom naboju. Proton je pozitivno nabijena čestica, a neutron je neutralno nabijena čestica. S obzirom na različite električne naboje, elektromagnetska sila na njih različito djeluje. Jaka sila ne ovisi o naboju čestica te su proton i neutron za nju iste čestice. Jaka sila ista je između *p-p*, *p-n* i *n-n*. Ako se zamisli svijet gdje ne postoje slaba i elektromagnetska sila, ili u aproksimiranoj situaciji gdje se zanemare te dvije sile jer je jaka sila puno snažnija, onda su u tom svijetu proton i neutron dva ortogonalna stanja iste čestice, odnosno jezgre. Zapisuje se kao:

$$|p\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |n\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

U toj aproksimaciji može se na proton i neutron gledati kao degenerirane u masi. Degeneracija mase posljedica je simetrije jake sile koja se naziva izospinska simetrija. U stvarnom svijetu prisutne su elektromagnetska i slaba sila te one narušavaju izospinsku simetriju te omogućavaju da se proton i neutron razlikuju. Izospin je očuvan u jakim interakcijama, ali nije u slabim i elektromagnetskim. Iz tog razloga ne postoje izospinski kvantni brojevi za fotone i leptone. Treća komponenta izospinske projekcije izabire se tako da bilo koja čestica u izospinskom multiplicitetu koja ima najveći naboj, ima najveću vrijednost izospinske projekcije. Multiplicitet je broj različitih čestica koje se mogu smatrati različitim stanjima naboja iste čestice. Ukupan multiplicitet jednak je: $M = 2S + 1$ gdje S predstavlja spin čestice. Za primjer se može

uzeti pion. Pion je mezon te je spina $S = 1$. Kada se to uvrsti u izraz za multiplicitet, dobije se $M = 3$. Dakle pion ima tri različita stanja iste čestice. Ta stanja razlikuju se po naboju tako da postoje π^+, π^0 i π^-. Da bi se naglasila različita stanja iste čestice, koristi se treća komponenta izospina. Ona se dobije kao: $I_3 = 2S + 1$. Ako se za pion uvrsti spin $S = 1$, slijedi da je $I_3 = 3$. Dakle tri stanja trebaju se rasporediti od $+S$ do $-S$. Slijedi da je $I_3 = +1, 0, -1$ redoslijedom za π^+, π^0 i π^-. U slučaju za protone i neutrone, oni spadaju u barione spina $S = 1/2$ te proton ima vrijednost treće komponente izospina $I_3 = +1/2$, a neutron $I_3 = -1/2$ [3, 7].

2.5.6 Gell-Mann-Nishijima relacija

Gell-Mann-Nishijimina relacija povezuje električni naboj hadrona s kvantnim brojevima. Zapisuje se kao:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = I_3 + \frac{B + S}{2}$$

gdje Q označava naboj hadrona, a Y označava hiper-naboj. Y je zbroj barionskog kvantnog broja B i stranosti S. I_3 predstavlja treću komponentu izospina. Nakon otkirća novih čestica, s novim okusima kvantnih brojeva poput c i b kvarka, relacija je prilagođena za sve hadrone. Hiper-naboj se od tada sastoji od sume barionskog broja, stranosti i svih novootkrivenih okusa. Budući da su naboj i izospin očuvani u jakim interakcijama, slijedi da je očuvan i hiper-naboj [3].

3 Simetrije i zakoni sačuvanja

Za fiziku elementarnih čestica simetrije su jako bitne radi njihovog odnosa sa zakonima očuvanja. Stari Grci smatrali su da se simetrija prirode mora reflektirati na gibanja u prirodi. Zvijezde i planeti su se za njih morali gibati po kružnim putanjama jer su kružnice savršeno simetrične. Newton je prepoznao da se simetrije ne očituju u jednom gibanju, već u skupini svih mogućih gibanja. Također je dao do znanja da su simetrije očite u jednadžbama, ali ne u samim rješenjima jednadžbi. Primjer toga je Newtonov zakon gravitacije:

$$\vec{F} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}\hat{r}.$$

Newtonov zakon gravitacije poštuje sfernu simetriju jer gravitacijska sila djeluje u svim smjerovima jednako. No, iako je zakon gravitacije simetričan, putanje tijela su elipse, a ne kružnice što znači da se ne gibaju po simetričnim putanjama [1]. Postojanje simetrija u fizici znači da u sustavu ne dolazi do promjena dinamičkih varijabli poput koordinata. Ako su simetrije prisutne, onda se mogu formulirati zakoni očuvanja kvantnih brojeva koji su povezani s tim simetrijama. Kada postoji neka očuvana veličina povezana s fizičkim sustavom, slijedi da onda postoji temeljni princip invarijantnosti ili simetrije koji je odgovoran za njegovo očuvanje [3]. Sustav je simetričan ako je invarijantan na dane transformacije. Promjene koordinatnog sustava nazivaju se transformacije. Ako je sustav invarijantan na transformacije, to znači da se niti ponašanje niti vrijednost sustava ne mijenja pod tim transformacijama [6].

Ako postoji simetrija, odnosno invarijantnost na neku transformaciju, pomoću Noetherinog teorema može se pokazati da tada postoje određene očuvane veličine. Zakoni očuvanja klasične i kvantne fizike povezani su sa simetrijama hamiltonijana. Najbolje razumijevanje te poveznice u fizici čestica prikazano je preko kvantne fizike. Simetrija se može prikazati preko valnih funkcija tako da se kaže da su sva predviđanja invarijantna na transformaciju valne funkcije:

$$\Psi \rightarrow \hat{\Psi}' = \hat{U}\Psi.$$

Operator $\hat{U}$ može biti operator koji odgovara konačnoj rotaciji koordinatnog sustava. Forma mu je ograničena radi zahtjeva da su sve fizikalne veličine očuvane simetrijom transformacija. Također se zahtijeva da su normalizacije valnih funkcija očuvane:

$$\langle\Psi|\Psi\rangle = \langle\Psi'|\Psi'\rangle = \langle\hat{U}\Psi|\hat{U}\Psi\rangle = \langle\Psi|\hat{U}^\dagger\hat{U}|\Psi\rangle = I$$

Lijeva i desna strana raspisa su jednake iz čega slijedi da operator koji sudjeluje u bilo kakvim simetrijskim transformacijama mora biti unitaran.

$$\hat{U}^\dagger\hat{U} = I$$

I može imati vrijednost jedan ili može predstavljati matricu identiteta. Uz fizikalne veličine i svojstvena stanja moraju biti nepromijenjena transformacijama. Vezana

stanja hamiltonijana zapisuju se kao:

$$\hat{H}\Psi_i = E_i\Psi.$$

Radi invarijantnosti hamiltonijana, energije vezanih stanja valne funkcije Ψ' bit će nepromijenjene.

$$\hat{H}'\Psi_i' = \hat{H}\Psi_i' = E_i\Psi_i'$$

Prethodno je pokazano da vrijedi $\Psi_i' = \hat{U}\Psi_i$ te se to može iskoristiti i raspisati izraz dodatno:

$$\hat{H}'\hat{U}\Psi_i = E_i\hat{U}\Psi_i = \hat{U}E_i\Psi_i = \hat{U}\hat{H}'\Psi_i.$$

Iz dobivenog izraza $\hat{H}'\hat{U}\Psi_i = \hat{U}\hat{H}'\Psi_i$ slijedi da $\hat{U}$ komutira s hamiltonijanom što se zapisuje kao:

$$[\hat{H}, \hat{U}] = \hat{H}\hat{U} - \hat{U}\hat{H} = 0.$$

Za svaku simetriju hamiltonijana postoji odgovarajući unitarni operator koji komutira s hamilotnijanom.

Ustanovilo se da je $\hat{U}$ unitarni operator pa se stoga može raspisati:

$$\hat{U}(\epsilon)\hat{U}^\dagger(\epsilon) = (I + i\epsilon\hat{G})(I - i\epsilon\hat{G}^\dagger) = I + i\epsilon(\hat{G} - \hat{G}^\dagger + O(\epsilon^2)).$$

ϵ predstavlja infinitezimalan mali parametar dok je $\hat{G}$ generator transformacije. Član $O(\epsilon^2)$ može se zanemariti te uz uvjet da je $U^\dagger U = I$, slijedi da je:

$$\hat{G} = \hat{G}^\dagger.$$

Za svaku simetriju hamiltonijana postoji odgovarajuća unitarna simetrijska operacija povezana s hermitskim generatorom $\hat{G}$. Operator $\hat{G}$ je realan i povezan je s veličinom G. Budući da $\hat{U}$ komutira s hamiltonijanom, $[\hat{H}, I + i\epsilon\hat{G}] = 0$, slijedi da i $\hat{G}$ mora komutirati s njim pa se zapisuje:

$$[\hat{H}, \hat{G}] = 0.$$

Za svaku simetriju hamiltonijana postoji odgovarajuća očuvana veličina G. U kvantnoj mehanici simetrije su povezane sa zakonima očuvanja, ali ta poveznica se ne ograničava samo na kvantnu mehaniku, već je prisutna i u klasičnoj dinamici. Noetherov teorem opisuje povezanost zakona očuvanja i simetrija [10].

Prema Noetherovom teoremu svaka simetrija u prirodi za sobom povlači zakon očuvanja te obratno svaki zakon očuvanja za sobom povlači određenu simetriju [1]. Transformacije se dijele na kontinuirane i diskretne. Kontinuirane transformacije napravljene su od niza malih transformacija zajedno dok diskretne transformacije takve ne mogu biti. Kontinuirane transformacije prikazane su u tablici 3.1 [6].

TRANSFORMACIJE	OČUVANE VELIČINE
translacija u prostoru	količina gibanja
translacija u vremenu	energija
rotacija	kutna količina gibanja

Tablica 3.1: Kontinuirane transformacije i pripadni zakoni očuvanja.

Zakon očuvanja količine gibanja vrijedi onda kada je sustav invarijantan na translacije u prostoru. Zakoni fizike simetrični su na translacije u vremenu što za sobom povlači invarijantnost na zakon očuvanja energije. Translacija u vremenu znači da su neki fizikalni procesi isti danas, sutra i za sto godina. Ako je sustav simetričan na rotacije u prostoru, slijedi da je angularni moment očuvan. Invarijantnost elektrodinamike prema baždarnim transformacijama dovodi do očuvanja naboja [1]. Diskretne transformacije prikazane su u tablici 3.2.

TRANSFORMACIJE	OPIS	OČUVANE VELIČINE
paritet (P)	$\vec{r} \to -\vec{r}$	paritet
konjugacija naboja(C)	$Q \to -Q$	kvantni broj konjugacija naboja
inverzija vremena (T)	$t \to -t$	ništa

Tablica 3.2: Diskretne transformacije i pripadni zakoni sačuvanja.

Diskretne transformacije nisu invarijantne u slabim interakcijama. Paritet je primjer diskretnih transformacija. Paritet koordinatu $\vec{r}$ mijenja u $-\vec{r}$. Očuvanje pariteta povezano je s invarijantnošću sustava na njegovu zrcalnu sliku. Konjugacija naboja mijenja česticu u antičesticu. Treća diskretna transformacija je transformacija vremenske inverzije te ona nema povezanu sačuvanu veličinu sa sobom. Vremenska inverzija izjednačava vrijeme unaprijed i unazad kao kad se snima film pa se prevrti unatrag. Proces koji se gleda dok se video vrti natrag drukčiji je od onoga kada proces ide naprijed u vremenu, ali invarijantnost vremenske inverzije daje im jednake vjerojatnosti događaja. Diskretne transformacije detaljnije su opisane u poglavlju 3.2 [6].

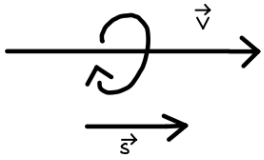
3.1 Helicitet

Helicitet je svojstvo simetrije koje posjeduju elementarne čestice sa spinom. Helicitet h čestice definira se kao projekcija smjera spina čestice s na smjer gibanja čestice p. Gleda se kako je spin orijentiran u odnosu na smjer gibanja [10].

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{p} \tag{3.1}$$

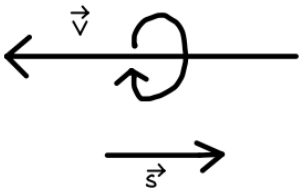
Ako je spin u smjeru gibanja čestice, odnosno ako su $\vec{s}$ i $\vec{p}$ orijentirani u istom smjeru, onda je helicitet $h = +1$. Ako su orijentacije $\vec{s}$ i $\vec{p}$ suprotne, helicitet je $h = -1$.

Čestice koje imaju helicitet $h = +1$ nazivaju se desnoruke čestice. Razlog tome je taj što im je spin određen desnom rukom. Palac se postavi u smjeru gibanja čestice, a prsti pokazuju smjer spina.



Slika 3.1: Desnoruka čestica. Smjer gibanja čestice i spin čestice su isto orijentirani.

Čestice s helicitetom $h = -1$ nazivaju se ljevoruke te je njima spin određen pomoću lijeve ruke.



Slika 3.2: Ljevoruka čestica. Smjer gibanja čestice i spin čestice suprotno su orijentirani.

Za čestice polucjelobrojnog spina vrijedi da helicitet iznosi $h = +1/2$ za desnoruke i $h = -1/2$ za ljevoruke čestice, tu spadaju fermioni i antifermioni [10].

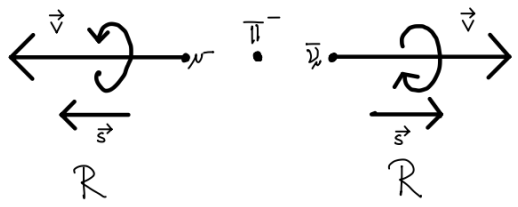
Bezmasene čestice putuju brzinom svjetlosti što onemogućava postavljanje takvih čestica u referentni sustav u kojem bi one mirovale, jer se ne može dostići gibanje brzinom svjetlosti. Masivne čestice gibaju se brzinom manjom od brzine svjetlosti što omogućava da ih se postavi u referentni sustav u kojem bi se činilo da miruju. Ako se osoba giba brže od masivne čestice, onda osoba ima dojam da se čestica giba u suprotnom smjeru. Smjer gibanja je suprotan, ali spin čestice ostaje nepromijenjen. Ako se promijeni smjer gibanja čestice, znači da se promijenila brzina čestice što za sobom povlači da se promijenio impuls. Prema formuli 3.1 ako se promijeni impuls čestice, a spin ostane isti, helicitet se mijenja. Ako je čestica bezmasena, helicitet ostaje nepromijenjen u svim referentnim sustavima. U slučajevima da je čestica masivna, helicitet ovisi o referentom sustavu iz kojeg se promatra. Ako se čestica giba brže od promatrača, onda je promatrač vidi kao da ide naprijed, ako se giba sporije, onda ide natrag, a ako se gibaju istom brzinom, čestica miruje [12].

3.1.1 Neutrini

Da bi se odredio helicitet neutrina, koristi se raspad piona:

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Ako se gleda sustav u kojem pion miruje, onda se μ^- i $\bar{\nu}_\mu$ gibaju svaki na svoju stranu tako da ukupan impuls bude očuvan.

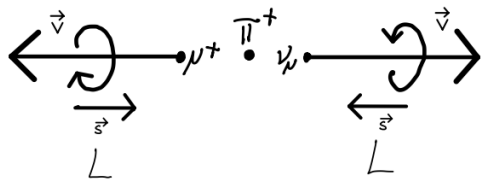


Slika 3.3: Raspad mirujućeg π^- mezona na μ^- i $\bar{\nu}_\mu$. R na slici označava desnoruku česticu.

Spin piona je nula iz čega slijedi da spinovi μ^- i $\bar{\nu}_\mu$ moraju biti suprotno orijentirani da bi ukupno dali spin nula. Gleda li se spin miona koji je jednakog smjera kao i gibanje same čestice, dobije se da je mion desnoruka čestica. Zahtijeva se da su spinovi obrnuto orijentirani iz čega slijedi da će antineutrino imati spin iste orijentacije kao i svoje gibanje pa prema tome i on spada u desnoruke čestice. Svi negativni mioni i antineutrini koji nastanu iz raspada negativnog piona desnoruke su čestice. U slučaju raspada pozitivnog piona:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$$

vodi se istim koracima do heliciteta čestica.



Slika 3.4: Raspad mirujućeg π^+ mezona na μ^+ i ν_μ. L na slici označava ljevoruku česticu.

Pion miruje te se μ^+ i ν_μ gibaju u suprotnim smjerovima. Spin μ^+ iznosi $s = +1/2$ te slijedi da je spin orijentiran suprotno od smjera gibanja miona. Prema tome, mion je ljevoruka čestica. Ukupan spin mora biti nula pa je kod neutrina spin orijentiran u

suprotnom smjeru od smjera gibanja te je i neutrino ljevoruka čestica. Svi pozitivni mioni i neutrini koji nastanu iz raspada pozitivnog piona ljevoruke su čestice. Kompletan zaključak glasi da su antineutrini desnoruke, a neutrini ljevoruke čestice [1].

3.2 Diskretne transformacije

3.2.1 Paritet

Paritet P ili inverzija prostora transformacija je koja lijevi koordinatni sustav pretvara u desni koordinatni sustav tako da se $\vec{r}$ transformira u $-\vec{r}$. Paritet mijenja koordinate i impuls.

$$\begin{aligned} \vec{r} &\xrightarrow{P} -\vec{r} \\ \vec{p} &\xrightarrow{P} -\vec{p} \end{aligned}$$

Paritet ne mijenja vremensku koordinatu, ali baš iz tog razloga mijenja impuls. Djelujući na promjenu koordinate $\vec{r}$, mijenja se pomak u izrazu za brzinu, dok se vrijeme ne mijenja te iz toga proizlazi da paritet djeluje na impuls. Uz vrijeme, paritet ne mijenja niti kutnu količinu gibanja niti spin.

$$\begin{aligned} t &\xrightarrow{P} t \\ \vec{r} \times \vec{p} &\xrightarrow{P} \vec{r} \times \vec{p} \\ \vec{s} &\xrightarrow{P} \vec{s} \end{aligned}$$

Po uzoru na promjenu $\vec{r}$ i $\vec{p}$ vektora može se zaključiti da paritet mijenja vektore, transformira ih preko ishodišta. Može se provjeriti kako paritet djeluje na skalare:

$$\begin{aligned} r = (\vec{r} \cdot \vec{r})^{\frac{1}{2}} &\xrightarrow{P} [(-\vec{r})(-\vec{r})]^{\frac{1}{2}} = (\vec{r} \cdot \vec{r})^{\frac{1}{2}} = r \\ p = (\vec{p} \cdot \vec{p})^{\frac{1}{2}} &\xrightarrow{P} [(-\vec{p})(-\vec{p})]^{\frac{1}{2}} = (\vec{p} \cdot \vec{p})^{\frac{1}{2}} = p \end{aligned}$$

Paritet ne mijenja skalare. Vektorskim umnoškom $\vec{r}$ i $\vec{p}$ dobije se orbitalni angularni moment $\vec{L}$. Na angularni moment paritet ne djeluje.

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \xrightarrow{P} (-\vec{r}) \times (-\vec{p}) = \vec{r} \times \vec{p} = \vec{L}$$

Ovo ponašanje nije tipično za vektore jer se već pokazalo da se vektori djelovanjem pariteta mijenjaju. Vektori koje funkcija pariteta ne mijenja nazivaju se pseudovektorima. Kao što postoje pseudovektori, tako postoje i pseudoskalari. Za primjer pseudoskalara uzima se paralelopiped.

$$\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) \xrightarrow{P} (-\vec{a}) \cdot (-\vec{b} \times -\vec{c}) = -\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c})$$

Djelovanjem pariteta na pseudoskalar, pseudoskalar se mijenja za razliku od djelovanja pariteta na skalar gdje se ne mijenja ništa. Djelovanje pariteta može se podijeliti

na dvije grupe. Na skalare i pseudovektore paritet ne djeluje dok na vektore i pseudoskalare paritet djeluje [3,7]. Paritet mijenja valne funkcije, pretvara ih iz jedne u drugu.

$$P\Psi(\vec{r}) = \Psi(-\vec{r})$$

Ako se paritet primijeni dva puta na valnu funkciju, kao rezultat se dobije početna valna funkcija.

$$P^2\Psi(\vec{r}) = P\Psi(-\vec{r}) = \Psi(\vec{r})$$

Slijedi da je :

$$\begin{aligned} P^2 &= 1 \\ P &= \pm 1. \end{aligned}$$

Moguća svojstvena stanja operatora P su ± 1. U teoriji invarijantnoj na paritet, odnosno u teoriji u kojoj je hamiltonijan invarijantan na promjenu koordinata, slijedi da paritet komutira s hamiltonijanom.

$$[H, P] = 0$$

Valna funkcija svojstveno je stanje hamiltonijana H:

$$H\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}).$$

Primjenom operatora P dobije se:

$$HP\Psi(\vec{r}) = PH\Psi(\vec{r}) = PE\Psi(\vec{r}),$$

odnosno vrijedi :

$$H\Psi'(\vec{r}) = E\Psi'(\vec{r})$$

gdje je

$$\Psi'(\vec{r}) = P\Psi(\vec{r}).$$

Valne funkcije $P\Psi(\vec{r})$ i $\Psi(\vec{r})$ zadovoljavaju iste Schrödingerove jednadžbe iz čega slijedi da imaju iste energije. Prema tome energetska stanja moraju biti degenerirana tako da dvije različite valne funkcije mogu imati istu energiju. Ako energetska stanja nisu degenerirana, onda $P\Psi(\vec{r})$ i $\Psi(\vec{r})$ moraju opisivati istu fizikalnu situaciju. Ako opisuju istu fizikalnu situaciju, valne su funkcije proporcionalne jedna drugoj.

$$P\Psi(\vec{r}) = \eta\Psi(\vec{r})$$

η predstavlja paritet od $\Psi(\vec{r})$ te može imati vrijednosti ± 1. Budući da P komutira s H, paritet je očuvan i η je svojstveno stanje povezano s hermitskim operatorom P. Sva

stacionarna stanja hamiltonijana koji je invarijantan na paritet mogu se definirati kao parne ili neparne funkcije [3, 8]. Ovisno o kojoj statistici se radi pojedine su valne funkcije simetrične, odnosno nesimetrične na zamjenu dviju čestica. U kvantnoj su mehanici istovrsne čestice neraspoznatljive. Da bi se preko jednadžbi objasnila neraspoznatljivost čestica, zamisli se stanje sustava opisano valnom funkcijom. Ako je čestica mnogo, radi se o mnogočestičnoj valnoj funkciji.

$$\Psi = (\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, ...\vec{r}_N)$$

Svaki $\vec{r}_1$ je potpuni opis stanja jedne čestice. Da bi se ustvrdilo da su čestice neraspoznatljive, uzme se da u prostoru između $\vec{r}_3$ i $\vec{r_N}$ postoje neki $\vec{r_l} = \vec{R}$ i $\vec{r_k} = \vec{R'}$. Ako se $\vec{r_l}$ i $\vec{r_k}$ zamijene, ta promjena ne smije utjecati na valnu funkciju Ψ. Valne funkcije u kvantnoj mehanici određene su do na normalizaciju. Ako se kaže da se valna funkcija ne mijenja, to znači da se ne može pojaviti nova valna funkcija u nekom vektorskom smislu nego se na zamjenu čestica treba pojaviti ista valna funkcija s nekom konstantom. Dakle, nakon zamjene dobije se:

$$\Psi = (\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, .., \vec{r}_k, ..\vec{r}_l, .., \vec{r}_N) \rightarrow \Psi = C(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, .., \vec{r}_l, .., \vec{r}_k, ..\vec{r}_N).$$

Prilikom svake zamjene čestica, funkcija izbaci faktor C. Uslijed dviju ovakvih zamjena dobije se:

$$C^2 = 1.$$

Iz toga slijedi da je :

$$\begin{aligned} C_1 &= +1 \\ C_2 &= -1. \end{aligned}$$

U prirodi postoje i C_1 i C_2. $C_1 = +1$ se odnosi na bozone, a $C_2 = -1$ na fermione. Bozoni i fermioni razlikuju se jedan od drugog na temeljnoj statističkoj razini na niskim temperaturama. Kvantno mehanička valna funkcija za sustav istih bozona simetrična je na zamjenu dviju čestica:

$$\psi_B(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, ...\vec{r}_N) = \psi_B(\vec{r}_1, \vec{r}_3, \vec{r}_2, ...\vec{r}_N).$$

Kvantno mehanička valna funkcija za sustav istih fermiona nesimetrična je na zamjenu dviju čestica [4]:

$$\psi_F(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, ...\vec{r}_N) = -\psi_F(\vec{r}_1, \vec{r}_3, \vec{r}_2, ...\vec{r}_N).$$

Prema teoriji kvantnih polja, paritet fermiona suprotan je od antifermiona. Paritet bozona i njihovih antičestica je isti. Za kvarkove je dogovoren pozitivan intrinsični paritet $+1$, a za antikvarkove negativan -1. Paritet je multiplikativna veličina. Za kompleksne sustave paritet se dobije kao zbroj pariteta svih konstituenata sustava u osnovnom stanju [1]. Paritet sustava dviju čestica računa se kao:

$$P = P_1 P_2 (-1)^l$$

gdje l označava orbitalnu kutnu količinu gibanja čestica. Paritet dvaju mezona s istim intrinsičnim paritetom računa se kao:

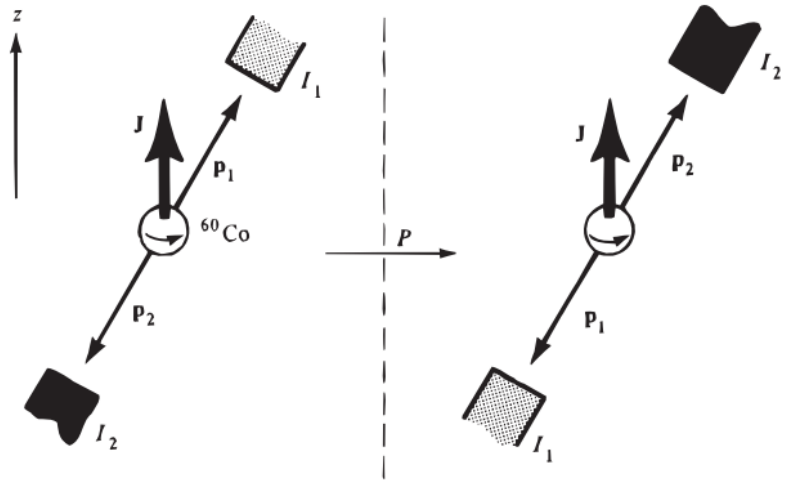
$$P(m_1 m_2) = (-1)^l$$

gdje je m oznaka za mezon. Ukupni angularni orbitalni moment računa se kao $J = l + s$. l predstavlja angularni moment, a s spin. Za čestice bez spina, poput piona, vrijedi da je $J = l$. Moguće vrijednosti ukupnog angularnog momenta i pariteta su: $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, ..$ što ukazuje da se radi o dvama različitim pionima. Za dva ista piona, prema Bose-Einsteinovoj statistici, oni moraju biti simetrični što znači da će im i J i l biti parni. Neki od mogućih parnih angularnih momenata i pariteta su: $J^P = 0^+, 2^+, ...$ Proton i antiproton imaju različite intrinsične paritete pa prema tome za fermione i antifermione vrijedi [7]:

$$P(f\bar{f}) = (-1)^{l+1}.$$

3.2.2 Narušenje pariteta

1956. godine Lee i Yang pozabavili su se pitanjem očuvanja pariteta u slabim interakcijama. Do tada se znalo da je paritet očuvan u jakim i elektromagnetskim interakcijama, ali se nije znalo što je sa slabim interakcijama. Lee i Yang predložili su pokus koji je kasnije izvela Wu. U eksperimentu se koristila radioaktivna jezgra kobalta. Radioaktivna se jezgra $^{60}\mathrm{Co}$ polarizirala tako da joj je spin J bio u smjeru pozitivne $\hat{z}$ osi. Polarizirala se pomoću vanjskog magnetskog polja. Kada se jezgra raspala, mjerio se intenzitet emitiranih elektrona u smjerovima 1 i 2 koji su prikazani na slici 3.5.



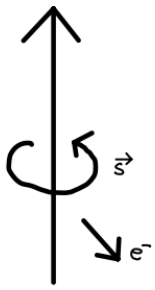
Slika 3.5: Primjena pariteta na raspad $^{60}\mathrm{Co}$. Intenziteti su označeni s $I_{1,2}$, impulsi s $p_{1,2}$, a spin jezgre sa J.

Jezgra se raspala beta raspadom:

$$^{60}\mathrm{Co} \rightarrow {}^{60}\mathrm{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e \tag{3.2}$$

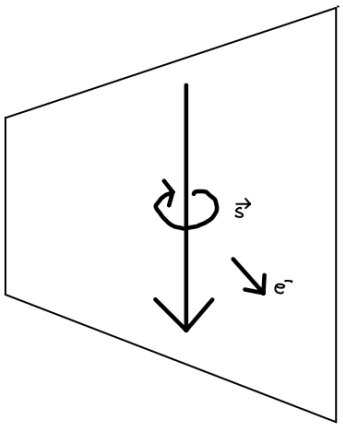
U eksperimentu se pratio smjer elektrona koji izlijeću iz procesa u odnosu na smjer spina jezgre kobalta. Djelovanjem pariteta mijenja se impuls i intenzitet dok spin ostaje nepromijenjen. Invarijantnost na paritet nalaže da se originalna i situacija transformirana paritetom ne razlikuju.

Nakon izvedenog eksperimenta većina elektrona je emitirana u suprotnom smjeru od smjera spina jezgre.



Slika 3.6: Spin jezgre i smjer elektrona su u suprotnim smjerovima.

Zamisli li se taj eksperiment u ogledalu, dobije se jezgra koja se okreće u suprotnom smjeru. Pomoću desne ruke može se odrediti smjer spina tako da se prsti postave u smjeru vrtnje, a palac pokaziva smjer spina. Dobije se da je spin u ogledalu orijentiran prema dolje, odnosno u $-\hat{z}$ smjeru. Elektron je i dalje emitiran prema dolje što znači da je u ogledalu u istom smjeru kao i spin.



Slika 3.7: Prikaz slike 3.7 u ogledalu.

Dobio se ogledalni proces, no on ne postoji u prirodi. Paritet nije invarijantan na slabe interakcije [1, 8].

Do 1955. vjerovalo se da je u slabim interakcijama očuvan paritet, dok se nije proučio raspad dvaju stranih mezona, tada nazvana θ i τ. Mezoni su istog naboja, iste mase, nultog spina, ali se drugačije raspadaju. Jedan se rapada u dva piona, a

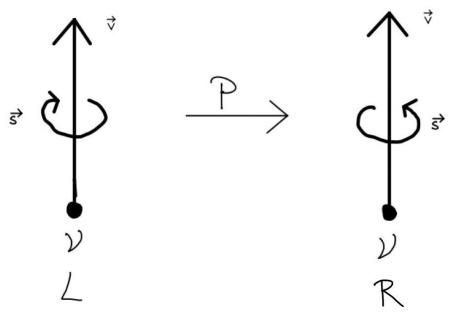
drugi tri piona. Budući da se raspadaju u različit broj piona, slijedi da nemaju isti paritet.

$$\begin{aligned}
\theta^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\
\tau^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\
\tau^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-
\end{aligned}$$

Paritet θ^+ je $P = (-1)^2 = +1$, a τ^+ $P = (-1)^3 = -1$. θ i τ imaju dugo vrijeme poluživota te to upućuje da se raspadaju slabim interakcijama. Lee i Yang su 1956. godine predložili da su θ i τ iste čestice te da paritet nije očuvan u slabim interakcijama. Danas se zna da je čestica kojoj odgovaraju ova dva raspada je K^+ mezon [1]:

$$\begin{aligned}
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-.
\end{aligned}$$

Ranije se spomenulo da su svi neutrini ljevoruki. Spin se odredi pomoću lijeve ruke. Palac u smjeru gibanja neutrina, a prsti u smjeru spina. Kada se na takav neutrino postavi operacija pariteta, dobije se desnoruki neutrino.

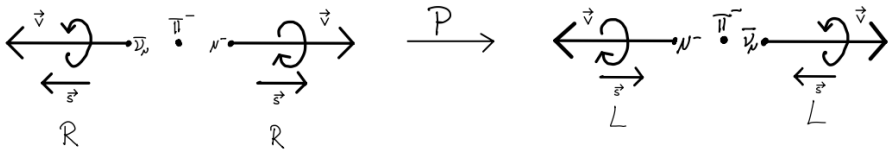


Slika 3.8: Paritet ljevoruki ν mijenja u desnoruki ν.

Čestica se nije promijenila, ali je prešla iz ljevoruke u desnoruku. U prirodi ne postoje desnoruki neutrini što znači da paritet nije očuvan te se ova interakcija ne događa u prirodi. Za provjeru narušenja pariteta može se iskoristiti proces

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

tako da se primijeni operacija pariteta.



Slika 3.9: Utjecaj pariteta na $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ proces. L na slici označava ljevoruku česticu, a R desnoruku česticu.

π^- ostaje nepromijenjen. Operacija pariteta mijenja smjer vektora impulsa dok spinu ne radi ništa. U zrcalu, za antineutrino impuls se promijeni, a spin ostaje na istom mjestu, na mjestu suprotno od impulsa. Antineutrino postane ljevoruka čestica, a takva čestica ne postoji u prirodi. Isti proces vrijedi i za mion. Spin miona se ne mijenja, ali se mijenja impuls što znači da i on postane ljevoruka čestica. Ukupan je spin očuvan jer se spinovi ponište. Operacija pariteta narušena je u slabim interakcijama [9].

3.2.3 Konjugacija naboja

Konjugacija naboja još jedan je od primjera diskretnih transformacija. Pretvara stanja u antistanja, odnosno čestice u pripadne antičestice i obratno. Konjugacija naboja djeluje na interne kvantne brojeve, a ne kao paritet koji djeluje na geometrijska svojstva poput impulsa. Pod interne brojeve spadaju boja, naboj i hipernaboj. Svaki interni naboj pretvorit će se u antinaboj dok će geometrijska svojstva ostati nepromijenjena [10].

Konjugacija naboja može se prikazati preko promjene naboja:

$$Q \xrightarrow{C} -Q.$$

Budući da se mijenja predznak naboja, mijenja se i predznak električnog i magnetskog polja jer oni ovise o električnom naboju:

$$\begin{aligned} \vec{E} &\xrightarrow{C} -\vec{E} \\ \vec{B} &\xrightarrow{C} -\vec{B}. \end{aligned}$$

U kvantnoj mehanici Q ima ulogu kvantnih brojeva. Pod kvantne brojeve spadaju električni naboj, leptonski broj, barionski broj, stranost te ostali kvantni brojevi nabrojani u poglavlju 2 [3].

$$|\Psi(Q, \vec{r}, t)\rangle \xrightarrow{C} |\Psi(-Q, \vec{r}, t)\rangle.$$

Kao što paritet kada djeluje dva puta, vraća se u početno stanje, isto to vrijedi i za konjugaciju naboja.

$$C^2 = I$$

Svojstvena stanja naboja su $C = \pm 1$. Ako je čestica svojstveno stanje od C, onda zadovoljava:

$$C|p\rangle = \pm|p\rangle.$$

One čestice koje su same sebi antičestice mogu biti svojstvena stanja C. Tu spadaju čestice bez naboja poput fotona, π^0, ω, η i η' [1]. Svojstvena stanja ovih čestica nazivaju se intrinsična konjugacija naboja. Ako se konjugacija naboja primijeni na foton, dobije se:

$$C|\gamma\rangle = -|\gamma\rangle.$$

C je multiplikativna veličina. Kada C djeluje na više čestica, npr. na n čestica onda vrijedi da je:

$$C = (-1)^n.$$

Za n fotona vrijedi:

$$C|n\gamma\rangle = (-1)^n|n\gamma\rangle.$$

π^0 i η^0 se raspada na dva fotona pa vrijedi da je:

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$$
$$C|\eta^0\rangle = +|\eta^0\rangle.$$

Nabijeni pioni nisu svojstvena stanja C te za njih vrijedi :

$$C|\pi^+\rangle = +|\pi^-\rangle$$
$$C|\pi^-\rangle = -|\pi^+\rangle.$$

Mezoni i antimezoni nultog spina imaju konjugaciju istu kao i paritet za dva mezona:

$$C|m^+, m^-\rangle = (-1)^l|m^+, m^-\rangle.$$

Konjugacija je drugačija za mezone i antimezone sa spinom jer u tim slučajevima C osim što radi promjenu pozicije radi i promjenu spina. Valna funkcija može biti simetrična ili antisimetrična na zamjenu spina. Zamjena spina daje još jedan član u izrazu a to je $(-1)^s$. Kada se taj član i član $(-1)^l$ pomnože, dobije se $(-1)^{l+s}$. Za mezone sa spinom vrijedi:

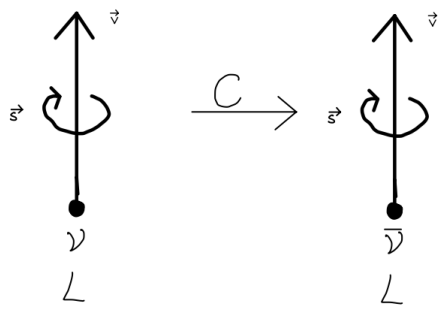
$$C|M^+, M^-\rangle = (-1)^{l+s}|M^+, M^-\rangle.$$

Fermioni i antifermioni su čestice spina $1/2$. Slijedi da ukupan spin može biti simetričan, $s = 1$, ili antisimetričan $s = 0$. Konjugacija naboja primjenjuje se jednako kao i na mezone sa spinom [7]:

$$C|f\bar{f}\rangle = (-1)^{l+s}|f\bar{f}\rangle.$$

3.2.4 Narušenje konjugacije naboja

Kao i kod pariteta, za primjer se može uzeti ljevoruki neutrino. Ako se primijeni konjugacija po naboju, neutrino se mijenja u antineutrino jer čestica mora prijeći u pripadajuću antičesticu.

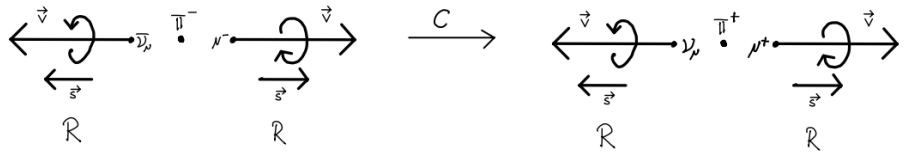


Slika 3.10: Konjugacija po naboju mijenja ljevoruki ν u ljevoruki $\bar{\nu}$.

Konjugacija po naboju ne mijenja spin tako da je spin ostao isti. Dobije se ljevoruki antineutrino koji ne postoji u prirodi. Svi antineutrini u prirodi su desnoruki. Narušena je operacija konjugacije po naboju. Proces

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

također može poslužiti za provjeru invarijantnosti na transformaciju konjugacije naboja.



Slika 3.11: Utjecaj konjugacije naboja na $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ proces.

Operacija konjugacije naboja mijenja česticu u antičesticu, π^- pretvoriti u π^+. Ne mijenja vektore, smjer vektora ostaje isti. μ^- se mijenja u μ^+, a $\bar{\nu}_\mu$ u ν_μ. Dobije se proces koji se u prirodi ne događa. Dobije se desnoruki neutrino i desnoruki μ^+. Jaka i elektromagnetska sila invarijantne su na konjugaciju naboja, dok slaba sila nije [9].

3.2.5 Inverzija vremena

Operacija inverzije vremena T ne mijenja koordinate prostora, već samo okreće vrijeme. Za razliku od pariteta i konjugacije naboja, inverzija vremena nema pripadajući

kvantni broj jer se T ne transformira kao obzervabla pod transformacijama [7]. U klasičnoj mehanici neke od transformacija su:

$$\begin{aligned} t &\xrightarrow{T} -t \\ \vec{r} &\xrightarrow{T} \vec{r} \\ \vec{p} = m\vec{v} &\xrightarrow{T} -m\vec{v} = -\vec{p} \\ \vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} &\xrightarrow{T} -\vec{r} \times \vec{p} = -\vec{L} \end{aligned}$$

Impulsu $\vec{p}$ mijenja se predznak jer u izrazu za brzinu $\vec{v}$ se skriva vrijeme t na koje djeluje vremenska inverzija [3]. Zamisli li se kućica od kockica koja se rasula, jako je mala ili skoro nikakva vjerojatnost da se kockice vrate u prvobitan oblik. U statističkoj mehanici makroskopski sustavi imaju određeno vrijeme u smjeru većeg nereda. Povećanje nereda u fizici opisuje se entropijom. Za razliku od makroskopskih stanja, mikroskopska stanja poštuju operaciju inverzije vremena T.

Za testiranje inverzne vremenske transformacije za primjer se može uzeti proces:

$$n + p \to d + \gamma.$$

Kada se relacija okrene u vremenu, dobiju se prvo produkti procesa:

$$d + \gamma \to n + p.$$

Elektromagnetska i jaka interakcija su invarijantne na vremensku inverziju. Kako se gore navedeni procesi odvijaju putem tih interakcija, matrični elementi koji ulaze u izračun udarnih presjeka za oba procesa su jednaki. Za slabe interakcije primjer raspada je:

$$\Delta \to p^+ + \pi^-.$$

Inverzni proces odgovara procesu:

$$p^+ + \pi^- \to \Delta.$$

Ovakvu inverznu interakciju ne može se naći u prirodi. Kao paritet i konjugacija naboja, inverzija vremena je također narušena u slabim interakcijama, to se može vidjeti i u činjenici da slaba sila mijenja okus kvarkova.

3.2.6 Klasifikacija čestica

Zakoni sačuvanja koji su uslijedili iz invarijantnosti na kontinuirane i diskretne transformacije pomažu u klasifikaciji svih čestica.

Sačuvane veličine	Jake interakcije	Elektromagnetske interakcije	Slabe interakcije
impuls	√	√	√
energija	√	√	√
angularni moment	√	√	√
električni naboj	√	√	√
kvarkovski broj	√	√	√
okus kvarkova	√	√	X
konjugacija po naboju	√	√	X
izotopni spin	√	X	X
barionski broj	√	√	√
paritet	√	√	X
leptonski broj	X	√	√

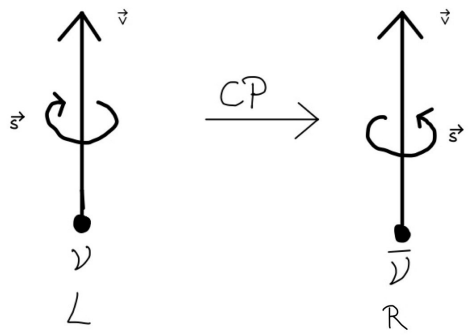
Tablica 3.3: Prikaz zakona sačuvanja fizike čestica za jake, elektromagnetske i slabe interakcije [6].

3.3 CP narušenje

Na primjeru procesa

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

dokazalo se da se primjenom konjugacije naboja i primjenom pariteta dobiju procesi koji se ne događaju u prirodi. Prava operacija koju treba napraviti bila bi kombinacija ovih dviju. Primjenom *CP* simetrije dobila bi se simetrija prirode i tada bi se dobili procesi koji se događaju u prirodi. Kada se na ljevoruki neutrino primijene i C i P simetrija, dobije se desnoruki antineutrino. Operacija pariteta okreće ga u denorukog, a konjugacija po naboju u antineutrino.

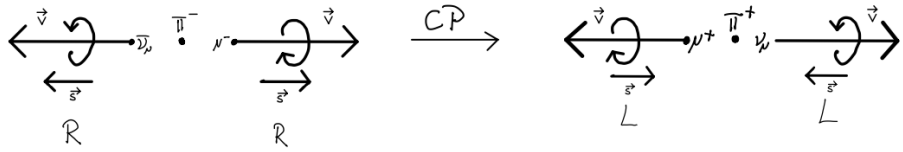


Slika 3.12: *CP* mijenja ljevoruki ν u desnoruki $\bar{\nu}$.

Primjenom i C i P na jednadžbu

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

dobije se π^+, lijevi neutrino i lijevi pozitivni mion.



Slika 3.13: Utjecaj C i P na $\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Slabe su interakcije invarijantne na kombinaciju pariteta i konjugacije naboja, ali nisu invarijantne na pojedinačne transformacije. Iako ovaj proces izgleda idealan te kao da se pronašlo rješenje za sačuvanje simetrija, ipak je *CP* simetrija u nekim reakcijama narušena. Neki od tih procesa događaju se kod neutralnih kaona. Smatra se da je u velikom prasku u kojem je nastao svemir projicirana ista količina materije i antimaterije. Vladala je simetrija. Danas se svemir sastoji od materije te se postavlja glavno pitanje gdje je nestala sva antimaterija. Neke od pretpostavki su da je narušenje *CP* simetrije u slabim interakcijama odgovorno za to da postoji antisimetrija materije i antimaterije. No, količina tog narušenja je jako mala da bi objasnila ovu antisimetriju te se ključni odgovori još uvijek traže. Daljnjom potragom za simetrijom krenulo se k tome da je za sve interakcije dobra kombinacija *CPT* [9, 11].

Teorem *CPT* navodi da su svi procesi invarijantni na sačuvanje konjugacije naboja, pariteta i vremena te da je to simetrija za sve teorije koje su invarijantne na Lorentzove transformacije. Invarijantnosti na *CPT* simetrije vode do nekih bitnih zaključaka. Kada čestice imaju cjelobrojni spin, one slijede Bose-Einsteinovu statistiku, a kada su polucjelobrojnog spina, onda slijede Fermi- Diracovu statistiku. Čestice i antičestice imaju istu masu i isto vrijeme poluživota. Zadnji bitni zaključak koji je izveden je taj da su kvantni brojevi čestica suprotni kvantnom broju antičestica [3].

4 Kaoni

4.1 Neutralni kaoni

Kaoni su pseudoskalarni mezoni koji se mogu pojaviti u dvije varijante izospina $I_3 = +1/2$ ili $I_3 = -1/2$ sa stranošću $S = +1$ ili $S = -1$. $S = +1$ odgovara pozitivnom i neutralnom kaonu jer se sastoje od $\bar{s}$ kvarka koji je stranosti $S = +1$.

$$K^+ = u\bar{s}$$
$$K^0 = d\bar{s}$$

Njihove antičestice imaju stranost $S = -1$ jer se sastoje od *s* kvarka.

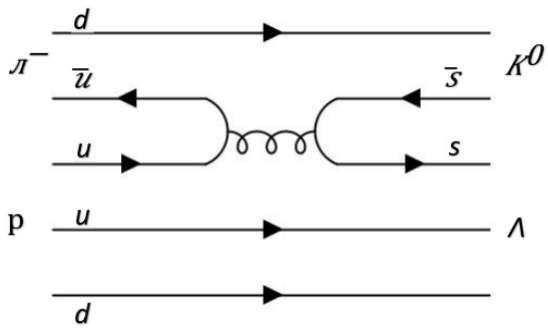
$$K^- = s\bar{u}$$
$$\bar{K^0} = s\bar{d}$$

Spin im je $S = 0$, a paritet negativan $P = -1$. Mogu se zapisati kao:

$$J^P = 0^-.$$

Operacijom pariteta mijenja im se predznak, stoga spadaju u pseudoskalare. Kaoni se najčešće proizvode jakim interakcijama, a raspadaju slabim interakcijama u čestice koje ne nose stranost ili u leptone.

K^0 se može proizvesti raspršenjem piona π^- na protonu p.



Slika 4.1: Nastanak K^0 mezona raspršenjem π^- na p.

Kaon K^0 nastaje od čestice koja ne nosi stranost te se proizvede zajedno s hiperionom. Hiperion je barion koji nosi stranost tako da ukupna stranost bude očuvana. Kvark *u* i njegova antičestica $\bar{u}$ anihiliraju u gluon te se pomoću gluona proizvede par *s* i $\bar{s}$. Dobije se K^0 i strani barion Λ

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow \Lambda + K^0 \\ S: 0 + 0 &\rightarrow -1 + 1. \end{aligned}$$

$\bar{K}^0$ se proizvodi zajedno s K^+ raspršenjem piona π^+ na protonu p [13].

$$\begin{aligned} \pi^+ + p &\rightarrow K^+ + \bar{K}^0 + p \\ S: 0 + 0 &\rightarrow +1 - 1 + 0 \end{aligned}$$

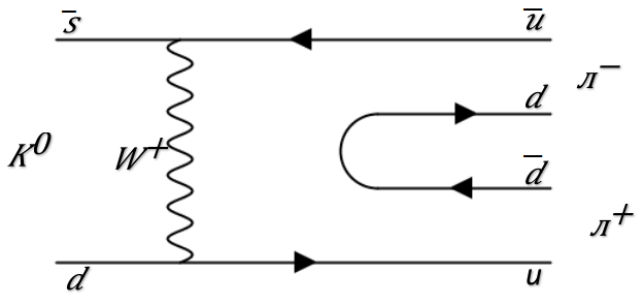
K^0 i $\bar{K}^0$ mogu također nastati iz pozitivnog i negativnog kaona, K^+ i K^-, jakim interakcijama:

$$\begin{aligned} K^- + p &\rightarrow \bar{K}^0 + n \\ K^+ + n &\rightarrow K^0 + p. \end{aligned}$$

Raspadi θ^+ i τ^+ identificiraju se kao dva kanala raspada kaona K^+ i K^-. Svojstva θ^+ i τ^+ čestica su ista, ali se ne raspadaju isto. θ^+ se raspada na dva piona, a τ^+ na tri piona. Budući da se raspadaju na dva različita načina, imaju različite paritete te je to bila prva indikacija nesačuvanja pariteta. Postavljena je pretpostavka da se radi o istim česticama i nesačuvanju njihovog pariteta. Neka od konačnih hadronskih stanja su [3]:

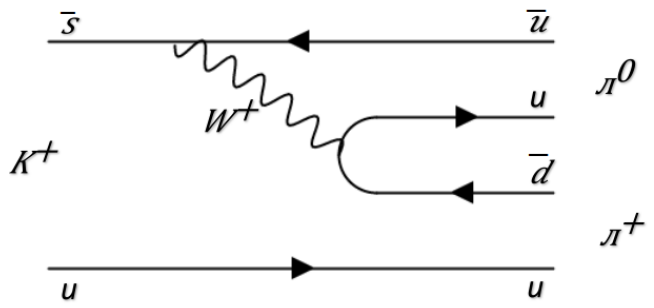
$$\begin{aligned} \theta^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 \\ \theta^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^- \\ \tau^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \\ \tau^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + +\pi^0. \end{aligned}$$

Na slikama 4.2 i 4.3 vide se raspadi K^0 i K^+ kaona u dva piona, odnosno dva mezona.



Slika 4.2: Raspad K^0 na π^- i π^+ izmjenom W^+ bozona.

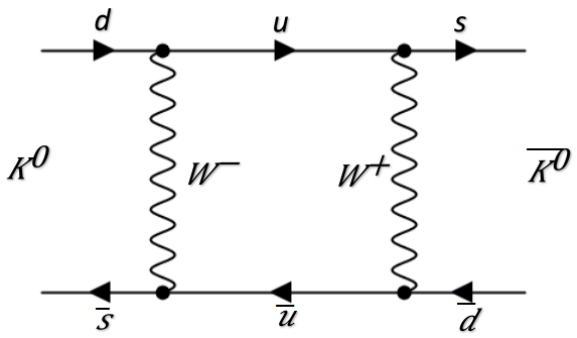
$$K^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$$



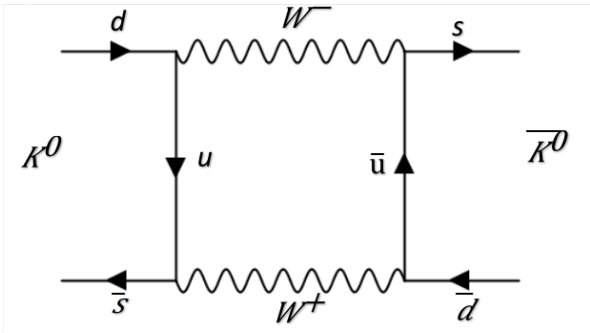
Slika 4.3: Raspad K^+ na π^0 i π^+ izmjenom W^+ bozona.

$$K^+ \to \pi^0 + \pi^+$$

Slabe interakcije dovode do miješanja okusa te pretvaraju $K^0 \to \bar{K^0}$ i obrtano. Dakle K^0 sa stranosti $S = +1$ prijeđe u $\bar{K^0}$ stranosti $S = -1$. Miješanje se može prikazati Feynmanovim dijagramima.



Slika 4.4: Miješanje K^0 i $\bar{K^0}$



Slika 4.5: Miješanje K^0 i $\bar{K^0}$

d kvark emitira W^- bozon i pretvori se u *u* kvark te onda *u* kvark anihilira sa $\bar{s}$ kvarkom i emitira se W^+ bozon. W^- bozon se raspada na *s* i $\bar{u}$ kvark. $\bar{u}$ apsorbira W^+ te se pretvori u $\bar{d}$. Na kraju se dobije da se *d* i $\bar{s}$ kvark pretvore u $\bar{d}$ i *s* kvarkove koji tvore $\bar{K^0}$ [1].

K^0 i $\bar{K^0}$ su svojstvena stanja hamiltonijana jakih interakcija te ne mogu biti i svojstvena stanja slabih interakcija. Za jake interakcije vodi se zapis:

$$\begin{aligned} \langle \bar{K^0} | K^0 \rangle &= 0 \\ \langle \bar{K^0} | H_{st} | K^0 \rangle &= 0. \end{aligned}$$

H_{st} se može raspisati preko mase kaona i brzine svjetlosti te se tako dobije masa mirovanja,

$$H_{st} = m_{K^0} c^2$$

te isto to vrijedi i za antičesticu samo se koristi masa antičestice $\bar{K^0}$

$$\begin{aligned} H_{st} | K^0 \rangle &= m_{K^0} c^2 | K^0 \rangle \\ H_{st} | \bar{K^0} \rangle &= m_{\bar{K^0}} c^2 | \bar{K^0} \rangle. \end{aligned}$$

Budući da su K^0 i $\bar{K^0}$ čestica i antičestica, prema *CPT* teoremu one imaju istu masu.

$$m_{K^0} \approx m_{\bar{K^0}} \approx 498\,\mathrm{MeV/c^2}$$

Za slabe interakcije vrijedi:

$$\langle \bar{K^0} | H_{wk} | K^0 \rangle \neq 0$$

jer K^0 i $\bar{K^0}$ nisu svojstvena stanja slabih interakcija [3].

4.2 Raspadi neutralnih kaona

Neutralni kaoni nastaju jakim, a raspadaju se slabim interakcijama te su nestabilni. Raspadaju se nakon što prijeđu određenu udaljenost l u vremenu t. Vrijeme t mjeri se u laboratoriju te se naziva laboratorijsko vrijeme i označava s t_{lab}. Slijedi da je put koji kaon prijeđe prije nego se raspadne jednak $l = vt_{\mathrm{lab}}$. t_{lab} se može izraziti preko vlastitog vremena t_0: $t_{\mathrm{lab}} = \gamma t_0$ pa slijedi da je:

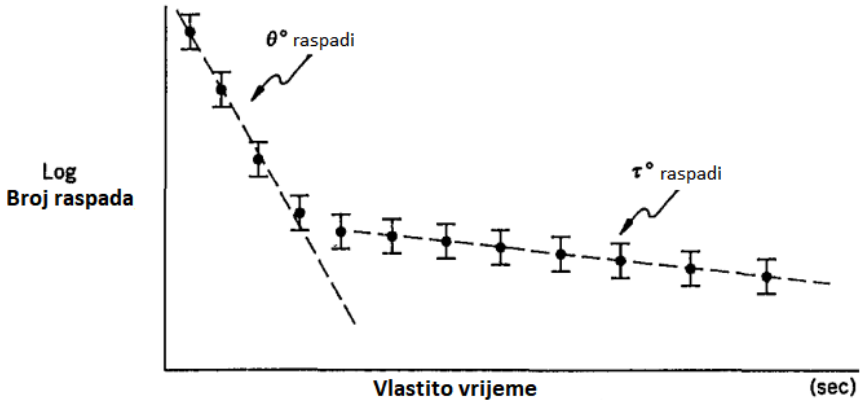
$$l = \gamma t_0 v, \gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$$

Srednje vlastito vrijeme jednako je vremenu života neutralnih kaona u njihovom referentnom sustavu:

$$\tau_{K^0} = \langle t_0 \rangle.$$

Ako se zna duljina koju kaon prijeđe i brzina kojom se giba, onda se može izračunati t_0, a preko t_0 se dobije vrijeme života. Prema *CPT* teoremu vrijedi da je vrijeme života čestica i antičestica jednako. Kada se izračuna vrijeme života za neutralni kaon, dobije se vrijeme života i za njegovu antičesticu, neutralni antikaon. Mjerenja vremena

života su se vršila u eksperimentu koji su proveli Fitch i Cronin. Eksperiment je opisan u cjelini 4.6. Nakon izvršenih mjerenja dobio se graf ovisnosti broja raspada i vlastitog vremena. t_0 je dobiveno prethodnim opisom preko brzine i prijeđene udaljenosti.



Slika 4.6: Graf ovisnosti broja raspada u vlastitom vremenu.

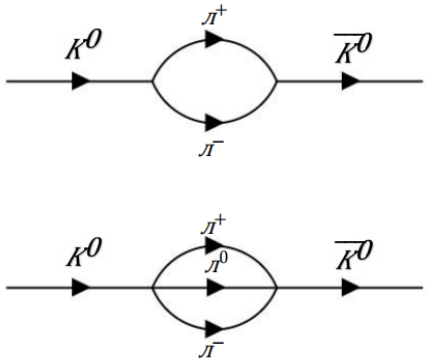
Iz grafa se vidi da postoje dva vremena života povezana s K^0 i $\bar{K}^0$. Različiti nagibi sugeriraju da se radi o različitim vremenima života te to vodi do toga da se K^0 i $\bar{K}^0$ sastoje od superpozicije dvaju različitih stanja, različitih vremena. Kraće vrijeme označi se s K_1^0, a dulje s K_2^0. Budući da se θ^0 raspada na dva piona, ono je povezano s kraćim vremenom K_1^0, a τ^0 treba više vremena jer se raspada na tri piona te je ono povezan s K_2^0. Rezultati za K^0 i $\bar{K}^0$ se podudaraju jer su K_1^0 i K_2^0 komponente jednake u obama slučajevima. Mjerenjem je dobiveno da su vremena raspada jednaka:

$$\begin{aligned} \tau_1 &\approx 0.9 \times 10^{-10} s \\ \tau_2 &\approx 5 \times 10^{-8} s. \end{aligned}$$

Slabe sile omogućuju da se K^0 i $\bar{K}^0$ raspadaju kroz isti kanal te se tada raspadaju na iste komponente. Kao što se pisalo u prethodnom odjeljku, kaoni se raspadaju na dva piona:

$$\begin{aligned} K^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 \\ \bar{K}^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0. \end{aligned}$$

K^0 i $\bar{K}^0$ su čestica i antičestica te postoji više mogućnosti transformacije iz K^0 u $\bar{K}^0$. Jedna od njih je preko $2\pi^0$, a uz nju postoje i ostale transformacije preko ostalih piona [3].



Slika 4.7: Moguće transformacije iz K^0 u $\bar{K}^0$.

4.3 CP svojstvena stanja neutralnih kaona

Kaoni su pseudoskalarni mezoni i posljedično tome imaju neparni paritet. U raspisima paritet daje negativnu vrijednost, a konjugacija po naboju pretvara česticu u antičesticu.

$$\begin{aligned} P|K^0\rangle &= -|K^0\rangle \\ P|\bar{K}^0\rangle &= -|\bar{K}^0\rangle \\ C|K^0\rangle &= |\bar{K}^0\rangle \\ C|\bar{K}^0\rangle &= |K^0\rangle \end{aligned}$$

Kombinacijom pariteta i konjugacije po naboju dobije se:

$$CP|K^0\rangle = -C|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$$
$$CP|\bar{K}^0\rangle = -C|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle.$$

Ako je *CP* očuvan, očekiva se da su čestice svojstvena stanja *CP* simetrija. Koristeći ova dva izraza, konstruiraju se dvije linearne ortonormirane kombinacije K^0 i $\bar{K}^0$ koje će biti svojstvena stanja *CP* operatora. Te kombinacije su K_1^0 i K_2^0.

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle)$$
$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle)$$

Primjenom pariteta i konjugacije po naboju dobije se:

$$\begin{aligned}
CP|K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(CP|K^0\rangle - CP|\bar{K^0}\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\bar{K^0}\rangle + |K^0\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle) \\
&= |K_1^0\rangle \\
CP|K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(CP|K^0\rangle + CP|\bar{K^0}\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(-|\bar{K^0}\rangle - |K^0\rangle) \\
&= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle \\
&= -|K_2^0\rangle.
\end{aligned}$$

Stanja K_1^0 i K_2^0 mogu se definirati kao svojstvena stanja *CP* simetrije s vrijednostima $+1$ i -1. K_1^0 i K_2^0 se raspadaju i jedni od glavnih kanala raspada su dva i tri piona u konačnom stanju. Ako je *CP* simetrija očuvana, onda *CP* početnog i konačnog stanja mora biti očuvan. U slabim interakcijama K_1^0 se može povezati s θ^0, a K_2^0 s τ^0 koji se također raspadaju na 2π i 3π. Upravo θ^0 i τ^0 predstavljaju neutralne kaone K^0 kao što θ^+ i τ^+ predstavljaju K^+ kaone [3].

Kada konjugacija naboja C djeluje na π^0, dobije se $+1$ jer se pion elektromagnetski raspada na dva fotona, a fotoni su negativnog nabojnog pariteta [7].

$$C|\pi^0\rangle = +|\pi^0\rangle$$

To se pravilo primijeni na dva i tri piona:

$$\begin{aligned}
CP|\pi^0\pi^0\rangle &= (-1)^2|\pi^0\pi^0\rangle \\
&= +|\pi^0\pi^0\rangle \\
CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle &= (-1)^3|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \\
&= -|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle.
\end{aligned}$$

CP očuvanje nalaže da se K_1^0 može povezati jedino sa θ^0 koji se raspada na dva piona, a K_2^0 s τ^0 koji se raspada na tri piona. Bilo koja druga kombinacija narušila bi *CP* simetriju [3]:

$$\begin{aligned}
\theta^0 = K_1^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 \\
\tau^0 = K_2^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0.
\end{aligned}$$

Razlika mase kaona i tri piona je vrlo mala i iznosi $m(K) - 3m(\pi) = 80$ MeV/c^2. Da su pioni samo malo teži, ovaj raspad uopće ne bi bio moguć. Fazni prostor od K_1^0 puno je veći od faznog prostora K_2^0 jer se K_1^0 raspada na dva piona. Dakle, impuls i gustoća

stanja pri raspadu u dva piona veća je nego pri raspadu u tri piona. Radi malog faznog prostora, K_2^0 se jako sporo raspada i može proći relativno velike udaljenosti u detektoru. Prema tome, brzina raspada K_1^0 veća je od brzine raspada K_2^0. Slijedi da vrijeme života K_1^0 mora biti kraće od vremena života K_2^0. Tu činjenicu potvrđuju vremena života izračunata u eksperimentu u prethodnoj cjelini. Prema vremenima života, K_1^0 i K_2^0 su pridijeljena nova imena "long" i "short":

$$K_1 = K_S, \quad K_2 = K_L.$$

Čestice koje se opažaju kao K_L i K_S su čestice koje imaju identitet. Ako imaju identitet, znači da imaju dobro definirana vremena života, vrijeme raspada te definiranu masu. Da bi nešto bilo čestica, treba imati definirano vrijeme života. Definirano vrijeme života imaju K_1 i K_2, a ne K^0 i $\bar{K^0}$ [14].

4.4 Oscilacije stranosti

K^0 i $\bar{K^0}$ mogu se zapisati kao superpozicije svojstvenih stanja hamiltonijana slabih interakcija, K_1^0 i K_2^0.

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle) \\ |\bar{K^0}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle) \end{aligned}$$

Kada stanja $|K_1^0\rangle$ i $|K_2^0\rangle$ propagiraju kroz vakuum, ona se raspadaju. Ključ je u tome da se stanje $|K_1^0\rangle$ brže raspadne pa ostaje samo $|K_2^0\rangle$ stanje. Od tog trenutka K^0 i $\bar{K^0}$ sastoje se samo od $|K_2^0\rangle$ stanja. Iz izraza

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle)$$

slijedi da se $|K_2^0\rangle$ sastoji jednako i od K^0 i od $\bar{K^0}$. Svejedno je hoće li se krenuti s K^0 ili njegovom antičesticom $\bar{K^0}$, u svakom slučaju će bilo koji neutralni kaon završiti na istom stanju stranosti. Taj fenomen naziva se oscilacije K^0-$\bar{K^0}$ ili oscilacije stranosti.

Da bi se detektirala prisutnost $\bar{K^0}$, iz evolucije od početnog K^0 može se ispitati interakcija neutralnih kaona kao funkcija udaljenosti od njihovog mjesta nastanka. Početni K^0 ima stranost $S = +1$ i kako se s vremenom raspada tako nastupa $\bar{K^0}$. $\bar{K^0}$ koji u jakoj interakciji s nekim medijem poput protona proizvodi čestice stranosti $S = -1$. Te čestice se nazivaju hiperioni i one su barioni koji se sastoje od stranih kvarkova:

$$\begin{aligned} \bar{K^0} + p &\rightarrow \Sigma^+ + \pi^+ + \pi^- \\ \bar{K^0} + p &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^0. \end{aligned}$$

Stranost je u ovim procesima očuvana jer se strani kvark s lijeve strane u obje reakcije pojavljuje u $\bar{K^0}$, a s desne strane u Σ^+ i Λ^0. Ako bi se umjesto $\bar{K^0}$ na lijevoj strani

nalazio K^0, očuvanje stranosti ne bi postojalo, stoga ti procesi nisu mogući.

$$K^0 + p \nrightarrow \Sigma^+ + \pi^+ + \pi^-$$
$$K^0 + p \nrightarrow \Lambda^0 + \pi^+ + \pi^0$$

Može se zaključiti da samom detekcijom hiperona u nekom mediju vodi do toga da je postojao $\bar{K^0}$ [3].

4.5 K_1^0 Regeneracija

Udarni je presjek mjera vjerojatnosti da dođe do sudara ulazne čestice ili snopa ulaznih čestica s nekom metom. Meta predstavlja atomsku jezgru nekog atoma. Rutherfordov udarni presjek mjera je vjerojatnosti da će se alfa čestica otkloniti za određeni kut pri interakciji s atomskom jezgrom [15].

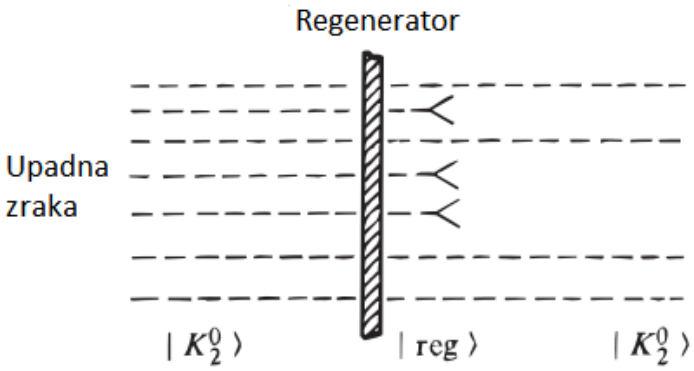
Udarni presjek $\bar{K^0}$ u interakciji s nekom jezgrom veći je od udarnog presjeka K^0 s jezgrom.

$$\sigma(\bar{K^0}N) > \sigma(K^0N)$$

Snopu neutralnih K^0 kaona dopušteno je da evoluira u vakuumu kroz raspad K_1^0 u K_2^0. K_2^0 se sastoji od jednake količine K^0 i $\bar{K^0}$.

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle)$$

Ako K_2^0 interagira s nekim materijalom, onda se sastav K_2^0 mijenja jer je apsorpcija $\bar{K^0}$ veća od K^0. Veća je apsorpcija jer je veći udarni presjek $\sigma(\bar{K^0}N)$. Kada se sav $\bar{K^0}$ apsorbira u jakim interakcijama, ostaje samo K^0 te se snop K_2^0 tada sastoji od K^0. K^0 se sastoji od jednakog doprinosa K_1^0 i K_2^0. Početna zraka K_2^0 koja prolazi kroz materijal se može transformirati u zraku K_1^0 koja se brzo raspada nakon prolaska kroz materijal pa ponovno ostaje samo K_2^0 zraka. Proces je prikazan na slici 4.8.



Slika 4.8: Regeneracija K_1^0 zrake. K_2^0 zraka prolazi kroz materijal i transformira se u zraku koja se sastoji od K_1^0 i K_2^0 zrake. K_1^0 se brzo raspada i regenerira te ostaje samo K_2^0 zraka.

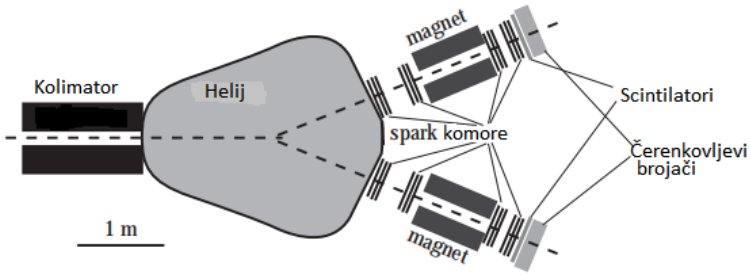
Počevši s K_2^0, može se regenerirati K_1^0 ako K_2^0 prođe kroz medij koji ga u potpunosti apsorbira [3, 8].

4.6 Narušenje CP invarijantnosti

$|K_2^0\rangle$ je svojstveno stanje *CP* simetrije, vrijednosti -1. Da bi simetrija bila očuvana, $|K_2^0\rangle$ se može raspasti na tri piona, ali ne može na dva piona [3].

$$K_2^0 \nrightarrow \pi^0 + \pi^0$$
$$K_2^0 \nrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

Fitch i Cronin su 1964. napravili eksperiment u kojem su otkrili *CP* narušenje. Slika postava prikazana je na slici 4.9.



Slika 4.9: Shematski prikaz eksperimenta.

Ulazna zraka neutralna je zraka koja sadrži kaone. Kaoni su dobiveni usmjeravanjem protonske zrake ekstrahirane iz protonskog sinkrotrona na metu. Volumen u kojem se očekuju raspadi ispunjen je helijem. Koristi se helij jer je on dobra zamjena za vakuum. Teži se vakuumu tako da bi se izbjegla K_S regeneracija i interakcije čestica snopa koje proizvode sudare. Mjerni aparat je dvokraki spektrometar. Svaka ruka spektroskopa izrađena je od dviju spark komora smještenih prije i poslije magneta. Dipolni magneti skreću nabijene čestice proizvedene na meti, a propuštaju neutralne čestice bez skretanja. Tako se mogu mjeriti impuls i naboj svake čestice. Kolimator je smješten izvan magneta te on prikuplja neutralne komponente. Spark komore fotografiraju poput mjehuričastih komora. Funkcioniraju na principu ako je napon između dvije ploče metala povećan preko određene vrijednosti, dolazi do sloma. Ploče metala razmaknute su par centimetara. Kada ionizirajuća čestica prođe između ploča, ona proizvodi ionizirajuće parove. Tada slom koji se dogodi iznad neke vrijednosti napona poprima oblik iskre koja slijedi trag čestice. Mjehuraste komore razlikuju se od spark komora po tome što se spark komore mogu pokrenuti električnim signalima, one su detektor koji se može aktivirati. Električni signali nastaju u Čerenkovljevim brojačima na kraju ruka. Čerenkovljevi brojači koriste svjetlo koje dolazi iz Čerenkovljevog zračenja za mjerenje brzine čestica. Ako se uz brzinu još mjeri i impuls, onda se može identificirati i masa čestica. Čerenekovljevo zračenje je

efekt koji se dobije kada nabijena čestica prolazi kroz neki materijal indeksa loma n. Kroz materijal je tada brzina svjetlosti jednaka c/n. Ako nabijena čestica koja ulazi u materijal ima brzinu veću od c/n, ali ne veću od c, onda ta nabijena čestica u materijalu uzrokuje emisiju svjetlosti. Dakle jedini uvjet je da ima brzinu veću od brzine svjetlosti u materijalu [7].

Izvor se u eksperimentu postavio dovoljno daleko tako da do detektora može doći samo dugoživeća zraka kaona. Kratkoživeća zraka se do te udaljenosti treba raspasti. Uz izvor se trebao vidjeti veliki broj 2π događaja, a dalje od izvora su se očekivali 3π raspadi. Zraka neutralnih kaona, jakosti 1GeV/c, prolazila je kroz evakuiranu tubu duljine 15 m. K_s komponenta je imala vrijeme života tako da je mogla prijeći 6 cm. Do kraja tube se K_s zraka trebala raspasti i nije se očekivalo detektirati na kraju 2π već samo 3π [3]. Promatrajući raspade u eksperimentu, dobiveno je da su se čestice dominantno raspadale na tri piona. No, opazio se i mali broj raspada u dva piona: $K_L \to \pi^0 + \pi^0$. Uočeno je 45 raspada na dva piona od ukupno 22700 raspada. Omjer je $1 : 500$. To je narušavalo *CP* simetriju jer ona nalaže da se K_L jedino može raspasti u tri piona, a dobiveni su i raspadi K_L na dva piona. *CP* simetrija nije očuvana [1].

Kaoni K^0 i $\bar{K^0}$ proizvedeni su jakim interakcijama, a raspadaju se slabim interakcijama na svojstvena stanja K_1 i K_2. Nakon provođenja eksperimenta, utvrđeno je da K_L i K_S nisu svojstvena stanja *CP* simetrije. K_S čestica se više ne opaža kao K_1 već kao :

$$\begin{aligned}
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K^0}) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}[(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle) + \epsilon(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle)] \\
&= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle) \\
|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(|K_1^0\rangle + |\epsilon||K_2^0\rangle),
\end{aligned}$$

a K_L kao:

$$\begin{aligned}
|K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}((1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K^0}) \\
&= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}}[(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle) + \epsilon(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle)] \\
&= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle) \\
|K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(|K_2^0\rangle + |\epsilon||K_1^0\rangle)
\end{aligned}$$

gdje je ϵ mali parametar primjese. On predstavlja odstupanje K_S i K_L stanja od *CP* svojstvenih stanja K_1 i K_2. Omjeri prijelaznih amplituda K_L i K_S u 2π se zapisuju kao:

$$\eta = \frac{A(K_L \to \pi^0 + \pi^0)}{A(K_S \to \pi^0 + \pi^0)}.$$

Apsolutna vrijednost od η omjer je brzine raspadanja. Ako je *CP* narušen samo radi dodatnih primjesa slijedi,:

$$|\epsilon| = |\eta| = (2.27 \pm 0.02) \times 10^{-3}.$$

K_S i K_L stanja su sastavljena od svojstvenih stanja *CP* simetrije te K_S i K_L ne mogu biti svojstvena stanja *CP* što se može i provjeriti:

$$\begin{aligned}
CP|K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(CP|K_1^0\rangle + \epsilon CP|K_2^0\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(|K_1^0\rangle - \epsilon|K_2^0\rangle) \\
&\neq |K_S^0\rangle \\
CP|K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(CP|K_2^0\rangle + \epsilon CP|K_1^0\rangle) \\
&= \frac{1}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}}(-|K_2^0\rangle + \epsilon|K_1^0\rangle) \\
&\neq -|K_L^0\rangle.
\end{aligned}$$

Također ova stanja nisu niti ortogonalna:

$$\begin{aligned}
\langle K_L^0|K_S^0\rangle &= \frac{1}{1+|\epsilon|^2}(\langle K_2^0| + \epsilon^*\langle K_1^0|)(|K_1^0\rangle + \epsilon|K_2^0\rangle) \\
&= \frac{1}{1+|\epsilon|^2}(\epsilon\langle K_2^0|K_2^0\rangle + \epsilon^*\langle K_1^0|K_1^0\rangle) \\
&= \frac{\epsilon+\epsilon^*}{1+|\epsilon|^2} \\
&= \frac{2Re\epsilon}{1+|\epsilon|^2} \\
&= \langle K_S^0|K_L^0\rangle.
\end{aligned}$$

$|K_L\rangle$ koji je inače bio $|K_2\rangle$ se radi *CP* narušenja može s vjerojatnošću ϵ pretvoriti u $|K_1\rangle$ koji se onda prirodno raspada u dva piona. Također se može i svojstveno stanje *CP* simetrije $|K_2\rangle$ raspasti u dva piona. To opisuje parametar ϵ' koji je definiran kao širina raspada K_2 stanja u dva piona podijeljeno sa širinom raspada K_2 stanja u tri piona što je dominantno stanje raspada.

$$\epsilon' = \frac{\Gamma(K_2 \to 2\pi)}{\Gamma(K_2 \to 3\pi)}$$

Indirektno narušenje CP u raspadu $K_L \to 2\pi$ dolazi od male primjese K_1 u stanju K_L. Razlikuju se dvije vrste *CP* narušenja: *CP* narušenje radi miješanja koje opisuje K_L i *CP* narušenje u raspadu opisano parametrom ϵ'. K_2 se rijetko raspadne u dva piona te je stoga ϵ' tri reda slabiji od ϵ. Njihov se omjer zapisuje kao: $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) \approx 1.6 \cdot 10^{-3}$ [3, 14].

4.7 Semileptonski K^0 raspad

Kada se K^0 raspadne semileptonski, u završnom stanju je pozitron e^+

$$K^0 \to \pi^- + e^+ + \nu_e.$$

S druge strane, kada se $\bar{K^0}$ raspadne semileptonski, u konačnom stanju prisutan je elektron e^-

$$\bar{K^0} \to \pi^+ + e^- + \bar{\nu_e}.$$

Primjenom *CP* simetrije, sve čestice se pretvore u pripadajuće antičestice. Kaon u antikaon, pozitron u elektron, neutrino u antineutrino te pozitivni pion u negativni pion. Ove jednadžbe mogu dodatno pomoći u shvaćanju *CP* narušenja. Za primjer se može uzeti zraka K^0 ili $\bar{K^0}$ koja se sastoji od K_S^0 i K_L^0. Kada K_S^0 nestane, početna zraka se sastoji samo od K_L^0. Ako je K_L^0 svojstveno stanje CP simetrije, onda se sastoji od jednakog broja K^0 ili $\bar{K^0}$. Ako ima jednak broj K^0 ili $\bar{K^0}$, onda ima jednak broj raspada na e^- i e^+. S druge strane, ako je *CP* simetrija narušena, onda K_L^0 nije svojstveno stanje *CP* simetrije te će postojati razlika u broju raspada na e^- i e^+. Broj tih raspada ovisi o jakosti K^0 ili $\bar{K^0}$ u K_L^0. Više raspada se dogodi u pozitron nego u elektron. Ta asimetrija stranosti približno iznosi 3.3×10^{-3} što odgovara $2\mathrm{Re}(\epsilon)$ [3].

4.8 Bariogeneza

Prije 13.8 milijardi godina, u Velikom Prasku, nastala je jednaka količina materije i antimaterije u svemiru. Svaka čestica prema tome posjeduje svoju antičesticu koja ima ista svojstva, a različit naboj. Primjer toga su elektron i pozitron. Kada materija i antimaterija međudjeluju, one anihiliraju i za sobom ostavljaju energiju. Da je u svemiru ostao jednak broj materije i antimaterije, sve bi anihilirao i svijet kakvog se poznaje ne bi postojao. Danas je svemir sastavljen od materije, od protona, neutron i elektrona. Antimaterija se u svemiru nije uspjela pronaći. Astrofizičari pokušavaju pronaći fotone koji nastaju procesom anihilacije, na granici materije i antimaterije. Pitanje gdje je nestala sva antimaterija je misterij na koji se pokušava naći odgovor.

U ranoj fazi svemira, dok je termalna energija $k_B T$ bila puno veća od mase hadrona, postojao je jednak broj bariona i antibariona, vladala je simetrija. Barioni i antibarioni su bili u termalnoj ravnoteži s visokoenergetskim fotonima. Fotoni su prolazili procese:

$$\gamma + \gamma \rightleftarrows p + \bar{p}.$$

Što se svemir više širio, to je temperatura više padala, a time i energija fotona. Iz tog razloga je proizvodnja protona i antiprotona iz foton sve više opadala i prestajala. Nadalje je širenjem svemira gustoća bariona i antibariona opadala te je obrnuti proces u kojem nastaju fotoni također opadao [10, 16]. Bez *CP* narušenja u svemiru trebao

je ostati jednak broj bariona i antibariona, te njihov omjer prema fotonima je trebao iznositi:

$$n_B = n_{\bar{B}} \approx 10^{-18} n_\gamma$$

Ipak, u svemiru se opaža neravnoteža bariona i antibariona. Bariogeneza je proces u kojem se stvara opažena asimetrija materije i antimaterije. Odnosi se mogu zapisati kao:

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \approx 10^{-9}.$$

Da bi se postigla današnja asimetrija, u početku stvaranja svemira trebalo je postojati 10^9 antibariona i $10^9 + 1$ bariona koji bi anihilirali i stvorili 10^9 fotona te ostavili jedan barion viška. Mala količina materije, bariona, je preživjela i počela se stvarati asimetrija. Preživjela je zbog nekih procesa koji su se događali i omogućili da se stvara više materije od antimaterije.

Asimetrija se opaža pomoću barionskog broja B. Barionski broj B jednak je razlici između gustoće bariona i antibariona:

$$B = n_B - n_{\bar{B}}.$$

Postoje tri uvjeta koja mora zadovoljavati proces da bi stvorio asimetriju iz početnih simetričnih uvjeta. Samo ako su zadovoljena sva tri uvjeta, stvorit će se asimeterija materije i antimaterije. Sakharovljevi su uvjeti:

1. neočuvanje Barionskog broja
2. neočuvanje C i CP simetrije
3. odstupanje od termičke ravnoteže.

4.8.1 Neočuvanje barionskog broja

Cilj je doći iz simetrične situacije gdje je promjena barionskog broja $B = 0$ u situaciju gdje je $B \neq 0$. Uvjet neočuvanja barionskog broja mora biti zadovoljen jer je potreban proces kojem je promjena barionskog broja između početnog i konačnog stanja različita od nule.

4.8.2 Neočuvanje *C* i *CP* simetrije

Promjena barionskog broja se može zapisati i preko Δ:

$$\Delta B = \Delta n_b - \Delta n_{\bar{b}}.$$

Ako se na tu relaciju primijeni konjugacija po naboju, ona će promijeniti česticu u antičesticu te će se dobiti:

$$\Delta B = \Delta n_b - \Delta n_{\bar{b}} \overset{C}{=} \Delta n_{\bar{b}} - \Delta n_b = -\Delta B$$

Ako je C simetrija zadovoljena, nema veze što je barionski broj narušen jer svaki proces koji narušava protone istim intenzitetom narušava i antiprotone radi C simetrije. Dakle ukupna promjena barionskog broja može biti jedino nula.

$$\Delta B = 0$$

No, ono što treba biti zadovoljno je da je promjena barionskog broja različita od nule, a to se može postići ako je C simetrija narušena. U slučaju kada se *P* simetrija primijeni na $\Delta B = \Delta n_b - \Delta n_{\bar{b}}$, treba se uključiti činjenica da svaki fermion ima svoju lijevu i desnu polarizaciju te se dobije:

$$\Delta B = \Delta n_{b_L} + \Delta n_{b_R} - \Delta n_{\bar{b}_L} - \Delta n_{\bar{b}_R}.$$

Svaka *CP* simetrija mijenja česticu u antičesticu te pretvara ljevoruke čestice u desnoruke.

$$\Delta B = \Delta n_{b_L} + \Delta n_{b_R} - \Delta n_{\bar{b}_L} - \Delta n_{\bar{b}_R} \overset{CP}{=} \Delta n_{\bar{b}_R} + \Delta n_{\bar{b}_L} - \Delta n_{b_R} - \Delta n_{b_L} = -\Delta B = 0$$

Ponovno se dobije da je promjena barionskog broja nula, potrebno je da bude različita od nule pa prema tome *CP* simetrija mora biti narušena.

4.8.3 Odstupanje od termičke ravnoteže

Ako neki proces omogućava $\Delta B \neq 0$ po uzoru na prva dva uvjeta, onda će se uz termičku ravnotežu taj proces u oba smjera odvijati istim intenzitetom. Za primjer se može uzeti raspad protona i dobivanje protona:

$$\begin{aligned} p &\rightarrow e^+ + \pi^0 \\ e^+ + \pi^0 &\rightarrow p \end{aligned}$$

Istim intenzitetom nastaje proton i raspada se proton. U termodinamičkoj ravnoteži smjerovi događaja nisu bitni.

Kada se zadovolje sva tri uvjeta, nastupa asimetrija materije nad antimaterijom i opaža se svijet kakav danas jest [10, 17].

5 Zaključak

Prilikom nastanka svemira nastala je jednaka količina materije i antimaterije. Svijet kakav se danas poznaje sastavljen je od materije. Misterij gdje je nestala sva antimaterija dijelom se skriva iza *CP* narušenja prikazanog u ovom radu. Neočuvanje *CP* simetrije jedno je od tri uvjeta koji moraju biti zadovoljeni da se stvori asimetrija iz postojeće simetrije te se tako ostvari proces bariogeneze.

Eksperiment Fitcha i Cronina otvorio je nova vrata modernoj fizici i dao objašnjenja na neka neodgovorena pitanja. Eksperiment je dokazao prisutnost *CP* narušenja kod neutralnih kaona. U radu je pokazano da su čestice K_1 i K_2 svojstvena stanja neutralnih kaona jedino pod uvjetom da zadovoljavaju *CP* simetriju. To je zahtijevalo da se K_1 raspada na dva piona, a K_2 na tri piona. Samim time se K_1 brže raspada od K_2, odnosno ima kraće vrijeme života.

Neutralni kaon K^0 i njegova antičestica $\bar{K}^0$ mogu se zapisati kao superpozicije svojstvenih stanja K_1 i K_2. Prilikom propagiranja K_1 i K_2 kroz vakuum, K_1 se brže raspada od K_2 pa se nakon nekog vremena K^0 i $\bar{K}^0$ sastoje samo od K_2. K_2 je linearna kombinacija K^0 i $\bar{K}^0$ te se prema tome i sastoji podjednako od obaju doprinosa. Zaključuje se da nije bitno hoće li proces krenuti s K^0 ili $\bar{K}^0$ jer će u svakom slučaju bilo koji neutralni kaon završiti na istom stanju stranosti i upravo je to primjer kaonskih oscilacija, odnosno oscilacija stranosti.

U eksperimentu je dokazano da K_S i K_L ne spadaju u svojstvena stanja kaona, već da se oni sastoje od primjesa svojstvenih stanja K_1 i K_2. Razlog zašto nisu svojstvena stanja je taj što se u eksperimentu K_L raspao i na dva i na tri piona što je narušilo *CP* simetriju. Prema *CP* simetriji K_S se može kao i K_1 raspasti na dva piona, a K_L kao K_2 na tri piona. Ovaj eksperiment pomogao je fizičarima da razumiju prirodu na njenoj najdubljoj razini.

Literatura

[1] Griffiths, D. Introduction to elementary particles. New York : John Wiley and Sons, Inc., 1987.

[2] Young, H.D.; Freedman, R.A. University Physics with Modern Physics. 13th ed. San Francisco : Addison-Wesley, 2004.

[3] Das, A.; Ferbel, T. Introduction to nuclear and particle physics. 2nd ed. New York : World Scientific Publishing Company, 2003.

[4] Sunko, D.K. Statistička fizika i termodinamika, skripta iz statističke fizike. Akademska godina 2019./2020.

[5] Allday J. Quarks, leptons and the big bang. 2nd ed. London : Institute of Physics Publishing, 2002.

[6] Williams, W.S.C. Nuclear and particle physics. Oxford : Clarendon Press, 1991.

[7] Bettini, A. Introduction to elementary particle physics. 2nd ed. New York : Cambridge University Press, 2014.

[8] Henley, E.M.;Garcia, A. Subatomic Physics. 3rd ed. Singapore : World Scientific Publishing Company, 2007.

[9] Krešimir Kumerički, PMF, Zagreb: *FEČ2: 15 C i CP simetrija*, `https://youtu.be/hna4T09DCTY`, 6.9..2022.

[10] Thomson, M. Modern particle physics. New York : Cambridge University Press, 2013.

[11] Bosnar, D. Simetrije i zakoni sačuvanja, predavanje iz odabranih poglavlja nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica. Akademska godina 2019./2020.

[12] Tanedo, F. Helicity, Chirality, Mass, and the Higgs, *Quantum Diaries*, `https://www.quantumdiaries.org/2011/06/19/helicity-chirality-mass-and-the-higgs/`, 6.9.2022.

[13] Perkins, D.H. Introduction to High Energy Physics. 4th ed. Cambridge : Cambridge University Press, 2000.

[14] Krešimir Kumerički, PMF, Zagreb: *FEČ2: 16 Kaoni i neočuvanje CP simetrije*, `https://youtu.be/dRaNfZGPfck`, 6.9..2022.

[15] Cross section (physics), *Wikipedia*, `https://en.wikipedia.org/wiki/Cross_section_(physics)`, 6.9.2022.

[16] The matter-antimatter asymmetry problem, *CERN Accelerating science*, `https://home.cern/science/physics/matter-antimatter-asymmetry-problem`, 11.7.2022.

[17] Krešimir Kumerički, PMF, Zagreb: *COSMO: 16 Primordijalna nukleosinteza (2/2) i bariogeneza*, `https://youtu.be/mygYqfUCCgA`, 6.9.2022.