

Природно-математички факултет

Радна заједница заједничких послова

НОВИ САД

Примљено: 21 -10- 1991

Орг. јед.	Број	Прилог	Вредност
03	10/83		

PRIRODNO МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
NOVI SAD

Institut za fiziku

ТЕМА РАДА: "Standardni model fizike čestica"

MENTOR: Dr MILAN NIKOLIĆ, profesor

KANDIDAT: MILICA KNEŽEVIĆ

NOVI SAD, oktobar 1991.

S a d r ž a j

	Strana
I Uvod	1
1. Istorijat	2
2. Čestice	5
3. Interakcije u fizici čestica	6
3.1. Elektromagnetne interakcije	7
3.2. Slabe interakcije	9
3.3. Jake interakcije	11
3.4. Gravitacione interakcije	12
II Standardni model	16
1. Uvod	16
2. Elektroslaba unifikacija	16
2.1. Konstanta interakcije slabih interakcija	16
2.2. Proces $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$	18
2.3. Kvantni brojevi slabih interakcija	19
2.4. Kvark-leptonska simetrija	20
2.5. Teorija elektroslabe interakcije	22
3. Intermedijalni bozoni	23
3.1. Gejdž bozoni	23
3.2. Spontano narušavanje simetrije	23
3.3. Masa intermedijalnih bozona	24
4. Eksperimentalne potvrde	25
4.1. Neutralna slaba struja	25
4.2. Interferencija u duboko neelastičnom rasejanju	27
4.3. Otkriće intermedijalnih bozona	28
4.4. Brojanje neutrina	29
5. Kvantna hromodinamika	31
5.1. Kvantni broj boje	31
5.2. Gluoni	34
5.3. Teorija kvantne hromodinamike	35
5.4. Džetovi	36
6. Konstante interakcije i efektivna interakcija	38

Strana

7. Lagranžijan	39
7.1. Lagranžijan Standardnog modela	39
7.2. Gejdž sektor	40
7.3. Fermionski sektor	40
7.4. Higsov sektor	41
8. Nedostaci Standardnog modela	42
III "Nova" fizika izvan okvira Standardnog modela	45
1. Velike unifikacione teorije	45
2. Předvidjanja GUT Model-a	47
2.1. Predvidjanja slabog ugla mešanja	47
2.2. Predvidjanja raspada protona	49
2.3. Predvidjanja magnetnih monopolia	50
3. Supersimetrija	52
Dodaci:	
1. Klasifikacija hadrona	55
2. Simetrije	62
3. Fajnmanovi dijagrami	66
4. Osnovni parametri minimalnog Standardnog modela	75
Literatura	77

I Uvod:

U drugoj polovini dvadesetog veka u egzaktnim naukama su razvijena četiri standardna modela:

- 1) Model tektonskih ploča u geologiji
- 2) Model dvostrukе spirale u biologiji
- 3) Topao model velikog praska u astrofizici i kosmologiji
- 4) Standardni $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ model u fizici čestica

Izuzetno je značajno otkriće da standardni modeli kosmologije i fizike čestica konvergiraju.

Standardni model fizike čestica* zasnovan je na teoriji relativnosti i kvantnoj mehanici, tj. na kvantnoj teoriji polja ili konkretno rečeno na teoriji elektroslabe sile i kvantnoj hromodinamici. On obuhvata sva eksperimentalna otkrića i teorijske pojmove razvijene u istraživanjima čestica od Dirakove jednačine do danas.

* Standardni model se naziva i Glešou-Vajnberg-Salamov, prema autorima koji su mu dali konačnu formu

1. Istorijat

Pregled teorijskih zamisli i eksperimentalnih otkrića iz kojih je izrastao Standardni model:

- Dirakova jednačina i pojam antičestica (1927.)
- Paulijeva ideja postojanja neutrina (1930.)
- Otkriće neutrona; Čedvik (1932.)
- Hajzenbergova zamisao izospina (1932.)
- Fermijeva teorija slabih interakcija (1933.)
- Jukavina ideja da su čestice sa masom kvanti polja (1935.)
- Andersonovo otkriće miona u kosmičkim zracima (1939.)
- Otkriće piona; Pauel, Okialini, Lates (1947.)
- Otkriće stranih čestica; Ročester, Batler (1947.)
- Jang-Milsova teorija lokalne simetrije izospina (1952.)
- Otkriće prve rezonance; Fermi (1952.)
- Problem teta-tau i ideja narušavanja parnosti; Li-Jang (1956.)
- Otkriće mionskih neutrina; Lederman, Švarc, Štajnberger (1962.)
- CP narušavanje; Kronin, Fič (1964.)
- Gel-Manova i Cvajgova hipoteza postojanja kvarkova (1964.)
- Uvodjenje boje (1964.)
- Vajnberg-Salamov model elektroslabe interakcije (1967.)
- Parton model; Fajnman (1969.)
- Otkriće šarm kvarka; Glešou, Majani, Iliopoulos (1970.)
- Renormalizacija Vajnberg-Salamove teorije (1971.)
- uvodjenje neutralnih struja; CERN-ov tim (1973.)
- Zamisao "asimptotske slobode"; Gros, Vilcek, Policer (1973.)
- Otkriće J/ψ čestice; Ting, Rihter (1974.)
- Džordži i Glešou uvode grupu simetrije $SU(5)$; (1974.)
- Otkriće τ -leptona; Perl (1976.)
- Otkriće γ - čestice; Lederman (1978.)
- Dokazi postojanja gluona; (1978.)
- Otkriće intermedijalnih vektorskih bozona w^{\pm}, z^0 ; CERN-ov tim pod rukovodstvom Karla Rubije (1983.)

Eksperimentalna merenja i opažanja koja su dovele do standardnog modela dobijena su pomoću serije akceleratora i detektora.

Glavne zamisli i izumi koji su omogućili napredak na polju akceleratorskih uredjaja su:

- Jako fokusirajući princip (1956.)
- Snažni snopovi neutrina (1960.)
- Ukrštajući akceleratorski snopovi (1965.)
- Izum stokastičkog hladjenja (akumulacija antiprotona), (1970.)
- Razvitak superprovodnih akceleratorskih magneta jakih polja

Na polju detektora, razvoju su doprineli:

- Mehuraste komore (1955.)
- Mnogostrukе žičane proporcionalne komore i njima srođni uredjaji
- Prevlast brze, digitalne elektronike
- Upravljački sistem dobijanja podataka
- Konstrukcija velikih, kompleksnih detektorskih sistema

Najpoznatiji sudarači snopova protona i antiprotona, koji su mnogo doprineli razvitu visoko-energetske fizike su:

- CERN-ov SPS (Super Proton Synchroton), sa energijom od 310 GeV-a po snopu
- TEVATRON u Čikagu, energije od 1 TeV-a po snopu

U CERN-u, polovinom 1989. godine pušten je u rad za sada najveći i najskuplji akcelerator (sinhrotron) na svetu - LEP (Large Electron Positron collider) - sudarač snopova elektro- na i pozitrona. LEP predstavlja visokovakuumsku komoru u obliku prstena obima 27 kilometara, koji se nalazi na dubini izmedju 50 i 150 metara ispod površine zemlje, gde se skoro do brzine svetlosti ubrzavaju, a zatim sudaraju snopovi elektro- na i pozitrona.

Maksimalna energija ovih čestica, trenutno dostiže 50 GeV-a po snopu, tj. ukupna energija u sistemu centra masa je

100 GeV-a.

Posle rekonstrukcije uredjaja, koja se planira za kraj 1995. godine, snopovi elektrona i pozitrona imaće po 100 GeV-a a ukupna energija u sistemu centra masa biće 200 GeV-a.

Glavne, dosad utvrđene eksperimentalne činjenice su:

- Postoje 3 vrste fundamentalnih čestica:

1) kvarkovi

2) leptoni

3) kvanti-nosioci polja sile: γ , W^\pm , Z^0 i gluoni

- Poznato je 6 letona: elektron, mion, tau i odgovarajući neutrini.

- Poznato je 5 kvarkova: u , d , s , c , b

veruje se da postoji i šesti- t , čija je masa procenjena na oko 135 GeV-a

- Poznate su 4 fundamentalne sile:

1) elektromagnetna

2) slaba

3) jaka

4) gravitaciona

- Fenomen narušavanja CP dogadjaja u sistemima K^0 i B^0 mezonima

- Veliki broj eksperimenata isključuje postojanje hipotetičkih čestica svih vrsta i druge tipove fundamentalnih sila.

Značaj standardnog modela^{**} je u njegovoj sposobnosti da sintetiše sva značajna otkrića i teorijske pojmove u okviru relativno jednostavne teorije koja obuhvata sve što mi danas znamo o interakciji fundamentalnih čestica. On predstavlja savršenu aproksimaciju realnosti.

Poznato je da na višim energijama model mora da bude narušen, međutim do danas, uključujući eksperimente na LEP-u, nije uočen ni jedan eksperiment koji mu protivreči.

* u , d , s , c , b , t - početna slova naziva kvarkova na engleskom jeziku: up (gornji); down (donji); strange (čudni); charm (šarmantni); bottom (dno); top (vrh). Svi leptoni i kvarkovi imaju antičestice.

** Naziva se model (a ne teorija), pošto su neki njegovi delovi čisto empirijski.

Model je skup eksperimentalnih činjenica, utvrđenih teorija i privlačnih, ali još neutvrđenih modela i teorija.

2. Čestice

Ideja o postojanju čestica koje se ne razlažu na jednostavnije datira još od antičkih vremena.

Starogrčki filozof Leukip (V.v.p.n.e.) zaključio je da se sva tela sastoje iz sitnih, golim okom nevidljivih čestica. Njegov učenik Demokrit nazvao ih je atomima (grčki *ΑΤΟΜΟΣ* - nedeljiv). Danas je poznato da su atomi deljivi, tj. nisu osnovne čestice.

Po sadašnjim shvatanjima, istinski fundamentalne čestice od kojih je sačinjena sva materija su kvarkovi i leptoni. Njihov spin iznosi $1/2$ (u jedinicama $\hbar=1$) i stoga spadaju u fermione.

Prema standardnom modelu postoji šest aromata (vrsta) kvarkova i šest aromata leptona, koji usled delovanja prirodnih sila medjusobno interaguju.

"Periodni sistem" fundamentalnih čestica

FERMIONI - ČESTICE KOJE TVORE MATERIJU			
LEPTONI		KVARKOVI	
Elektron e^-	Elektronski neutrino ν_e	UP u	DOWN d
Mion μ^-	Mionski neutrino ν_μ	CHARM c	STRANGE s
Tau τ^-	Tau neutrino ν_τ	TOP t	BOTTOM b
-1	0	+2/3	-1/3
Električni naboј čestica (u jedinicama elementarnog najelektrisanja)			

Sile izmedju čestica prenose tzv. kvanti polja. Bozoni su čestice koje imaju celobrojnu vrednost spina. Spin kvanata polja je jednak jedinici i zato se oni nazivaju vektorskim bozonima.

Identifikovano je dvanaest kvanata polja:

- foton (γ) - prenosilac elektromagnetnih interakcija
- intermedijalni vektorski bozoni (w^+, w^-, z^0) - prenose slabu silu

¬ gluoni (g) ¬ prenose jake interakcije.

Standardni model fizike čestica nije u stanju da obuhvati gravitacionu silu zbog nepostojanja kvantne teorije gravitacije. Predpostavlja se da je prenosilac gravitacione interakcije graviton, čestica čiji je spin jednak 2 (tenzorski bozon) i koja nije detektovana.

BOZONI - ČESTICE PRENOSIOCI SILA			
KVANTI POLJA	Simbol	Spin [ℓ]	Interakcija koju prenose
Fotoni	γ	1	Elektromagnetna
Intermedijalni vektorski bozoni	w^+, z^0	1	Slaba
Gluoni	g	1	Jaka
Gravitoni	G	2	Gravitaciona

3. Interakcije u fizici čestica

U klasičnoj fizici, dejstvo sile na daljinu je opisano potencijalom ili poljem jedne čestice koja deluje na drugu. U kvantnoj teoriji, uvodi se specifični kvant izmene (bozon) udružen sa određenom interakcijom. Pošto kvant nosi izvesnu energiju i impuls, zakoni održanja su zadovoljeni samo ako se proces dešava u vremenu ograničenom principom neodredjenosti, tj.

$$\Delta E \cdot \Delta t \leq \hbar$$

Takvi kvanti čije je postojanje vremenski ograničeno nazivaju se virtuelni.

Domet statičke interakcije zavisi od mase slobodnih kvanata polja. Ovu vezu je 1935. godine uspostavio Hideki Jukava tražeći opis kratkodometne sile između neutrona i protona u atomskom jezgru:

Ako je masa kvanta koji izmenjuju čestice m , princip neodredjenosti ograničava njegovo postojanje unutar vremenskog intervala:

$$\Delta t \leq \frac{\hbar}{mc}$$

Za to vreme kvant može preći najveće rastojanje

$$R \approx c \cdot \Delta t \leq \frac{\hbar}{mc}$$

Što znači da je domet polja dat Komptonovom talasnom dužinom kvanta izmene.

U istorijskom kontekstu nuklearnih sila, Jukavina hipoteza predviđa da kvant izmene ima spin nula, a masu:

$$mc^2 = \hbar c / R \approx 100 \text{ MeV}$$

Pion (π -mezon) je opažen 1947. godine. Imao je masu približno 140 MeV-a, spin nula i jako je interagovao sa nukleonima. Prihvaćeno je da je pion kvant nuklearne sile, što je po današnjem gledištu vrlo uprošćena slika.

Konstanta interakcije koju je uveo Jukava, meri jaki naboj nuklearnih sila medju nukleonima.

Danas se u fizici čestica Jukavinom interakcijom naziva emisija ili apsorbcija bozona sa spinom nula od strane fermiona.

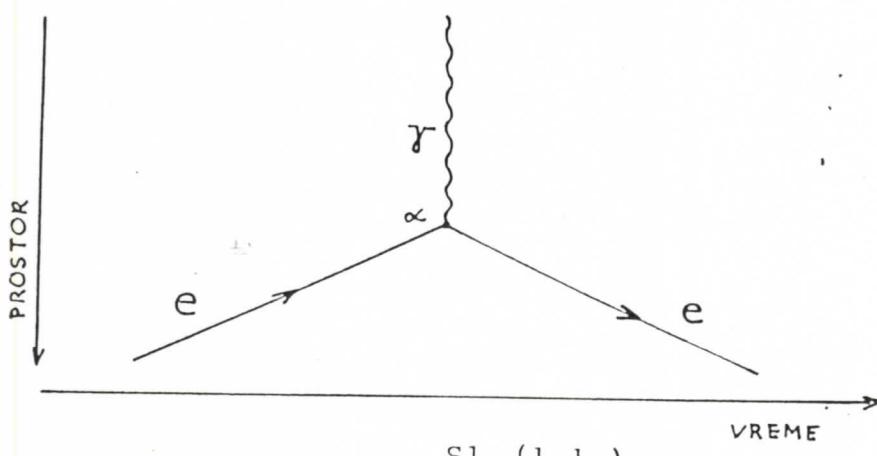
3.1. Elektromagnetne interakcije

Konstanta interakcije koja opisuje jačinu dejstva izmedju nanelektrisanih čestica i fotona je bezdimenzionalna konstanta fine strukture:

$$\mathcal{L} = \frac{e^2}{4\pi \hbar c} = \frac{1}{137,036}$$

tako nazvana jer određuje veličinu fine strukture-spin-orbitalnog cepanja u atomskom spektru.

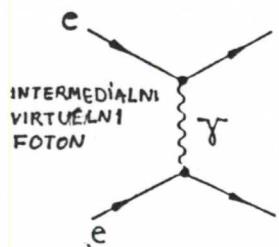
Veličina \mathcal{L} ulazi u matrični element razmatranog procesa, koji posle kvadriranja daje verovatnoću raspada ili efikasni presek.



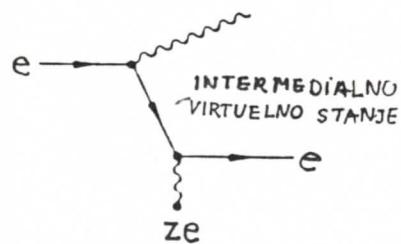
S1. (1.1.)

Fajnmanov dijagram fotoelektričnog efekta

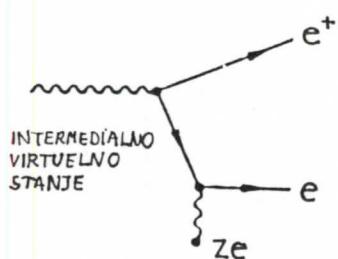
Slika 1 prikazuje najjednostavniji elektromagnetski proces apsorbcije ili emisije fotona od strane elektrona



Sl. (1.2)
Raderfordovo rasejanje



Sl. (1.3)
Emisija realnog fotona od
strane elektrona ubrzanog u
električnom polju jezgra



Sl. (1.4)
Proizvodnja elektron-
- pozitronskog para



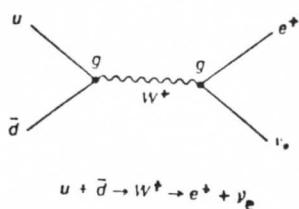
Sl. (1.5)
Samoprenos energije

Prikazani proces je moguć samo za elektron vezan u atomu. Foton interaguje sa elektronom sa amplitudom $\sqrt{4\pi\alpha}$ (ili e - u jedinicama $\hbar=c=1$), tako da je fotoelektrični efikasni presek proporcionalan sa α (ili e^2). Ovaj proces se naziva procesom prvog reda, jer se konstanta α pojavljuje samo u prvom stepenu.

3.2. Slabe interakcije

Slabe interakcije se dogadjaju izmedju svih kvarkova i leptona. Svaki kvark ili lepton ima tzv. "slabi naboј". Pošto je ova interakcija vrlo slaba, obično je prikrivena mnogo jačim elektromagnetskim i jakim interakcijama ukoliko ove poslednje nisu zabranjene pravilima konzervacije.

Slabe interakcije ili uključuju neutrine (koji ne poseduju električne ili jake naboje) ili kvarkove sa izmenom aromata*. Prenose se masivnim bozonima (W^\pm, Z^0) analogno izmeni fotona u elektromagnetskim interakcijama. Mase W^\pm ili Z^0 bozona su 79,91 GeV i 91,174 GeV-a respektivno. W^\pm izmene rezultuju promenom naboja leptona i hadrona, učesnika procesa. To su tzv. nanelektrisane struјe. Z^0 izmene ne menjaju naboј, odnosno to su neutralne struјe. Slike (2) i (3) prikazuju te struјe

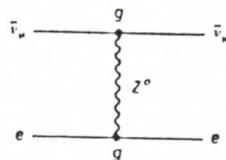


Sl. (2)

Slabe interakcije nanelektrisane struјe

*

Proces zabranjen za jake ili elektromagnetske interakcije ($\Delta S=1$; $\Delta C=1$ itd.)



$\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$
 S1.(3)
 Slaba interakcija neutralne struje

Vrlo pojednostavljeni se interakcije W i Z bozona sa kvarkovima i leptonima mogu označiti jednim brojem g . Pri vrlo malim transferima četvoro-vektorskog impulsa (q^2) slabe interakcije su lokalne - dešavaju se u istoj prostorno-vremenskoj tačci.

Enriko Fermi je 1935. godine postulirao kontaktnu interakciju izmedju četiri fermiona, jačine G_F , da opiše β -raspad.

Kad $q^2 \rightarrow 0$, jačina interakcije je: (Fermi je koristio M_p^2)

$$G_F = \frac{g^2}{M_W^2} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Brojna vrednost se dobija merenjem β -raspada.

U elektroslaboj teoriji Glešou-a, Salem-a i Vajnberg-a, izloženoj 1967-68. god., predloženo je da konstanta interakcije W^\pm i Z^0 bozona g mora biti jednaka konstanti interakcije foton-a e , tj. izostavljajući izvesne numeričke faktore i uglove mešanja

$$g = e$$

Ovim su slaba i elektromagnetna interakcija ujedinjene.

Iz merene vrednosti

dobija se:

$$G_F = \frac{g^2}{M_W^2} \approx 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

$$M_{W,Z} \sim \frac{e}{G_F} \sim \sqrt{\frac{4\pi\alpha}{G_F}} \approx 90 \text{ GeV}$$

što je saglasno vrednostima masa W^\pm , Z čestica otkrivenih 1983.

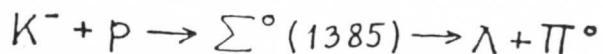
Slaba interakcija za razliku od elektromagnetne i jake interakcije ne očuvava parnost*.

* Neutrini su uvek levogiri, a antineutrini desnogiri.

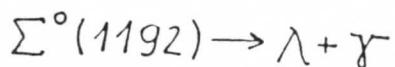
3.3. Jake interakcije

Jake interakcije se dešavaju izmedju kvarkova - konstituenata hadrona. Veličina interakcije može se odrediti iz verovatnoće raspada ili širine Γ nestabilnih bariova.

Na primer, posmatra se stanje $\Sigma^0(1385)$ koje je formirano kao rezonanca sa centralnom masom od 1385 MeV-a u $K^- p$ interakciji:



Širina ovog stanja je $\Gamma = 36$ MeV. Q-vrednost raspada je 130 MeV, a vreme života $T = \frac{\hbar}{\Gamma} = 10^{-23}$ s procenjeno je merenjem širine Γ . Poredjenjem ovog rezultata sa elektromagnetskim raspadom (sa Q-vrednošću $= 77$ MeV; $T = 10^{-19}$ s):



dobija se odnos konstante jake interakcije α_s i konstante fine strukture α :

$$\frac{\alpha_s}{\alpha} \simeq \left(\frac{10^{-19}}{10^{-23}} \right)^{\frac{1}{2}} \simeq 100$$

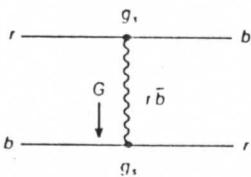
ili

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \simeq 1$$

Ovo je konstanta interakcije jakih naboja kvarkova g_s . Jaka sila izmedju kvarkova se prenosi putem izmene bozona nazvanog gluon. Gluon je neutralan prenosilac bez mase analogno fotonu u kvantnoj elektrodinamici. Medutim, dok u kvantnoj elektrodinamici postoje samo dva tipa nanelektrisanja, pozitivno i negativno, u teoriji interakcije izmedju kvarkova (kvantna hromodinamika) postoje šest vrsta jakog naboja koje se nazivaju boje - što je samo ime za unutrašnje stepene slobode.

Kvarkovi nose jednu od tri boje recimo crvena, plava ili zelena, a antikvarkovi odgovarajuće antiboje (anticrvena, antiplava, antizelena).

Simetrija boja je egzaktna, tj. kvark-kvark sila je nezavisna od boje kvarkova što ilustruje slika 4.



Sl. (4)

Crveni kvark interaguje sa plavim putem izmene crvenoantiplavog gluona

Ovaj dijagram prikazuje izmenu jednog gluona, mada ako je $\alpha \sim 1$, ovo ne može biti jedini proces. U tom slučaju višestruka izmena gluona je vrlo verovatna.

Medjutim, za snažne sudare na vrlo visokim q^2 ($\alpha_s < 1$) izmena pojedinačnog gluona je dobra aproksimacija, dok na niskim q^2 (što je ekvivalentno većim rastojanjima) konstanta vezivanja postaje velika kao u $\frac{\alpha_s}{\alpha} \approx \left(\frac{10^{-19}}{10^{-23}}\right) \approx 10^{14}$ i teorija je neproračunljiva.

3.4. Gravitacione interakcije

Gravitaciona interakcija opisuje se Njutnovom konstantom K. Sila izmedju dve jednakе tačkaste mase M je jednaka $\frac{KM^2}{r^2}$, gde je r njihova udaljenost.

Konstanta gravitacione interakcije $\frac{KM^2}{\kappa c}$ je bezdimenzionalna i ako se uporedi sa konstantom elektrostatičke sile medju pojedinačnim nanelektrisanim česticama $\frac{e^2}{4\pi\kappa c}$ može se videći da je vrlo mala.

Na primer ako je M masa protona:

$$\frac{KM^2}{4\pi\kappa c} = 4,6 \times 10^{-40}$$

$$\text{Uporedjeno sa: } \frac{e^2}{4\pi\kappa c} = \frac{1}{137}$$

Za skalu masa uobičajenu u fizici visokih energija gravitaciona konstanta interakcije je zanemarljiva i gravitacija nije značajan efekat.

U svakodnevnom životu gravitacija je važna jer je kumulativna.

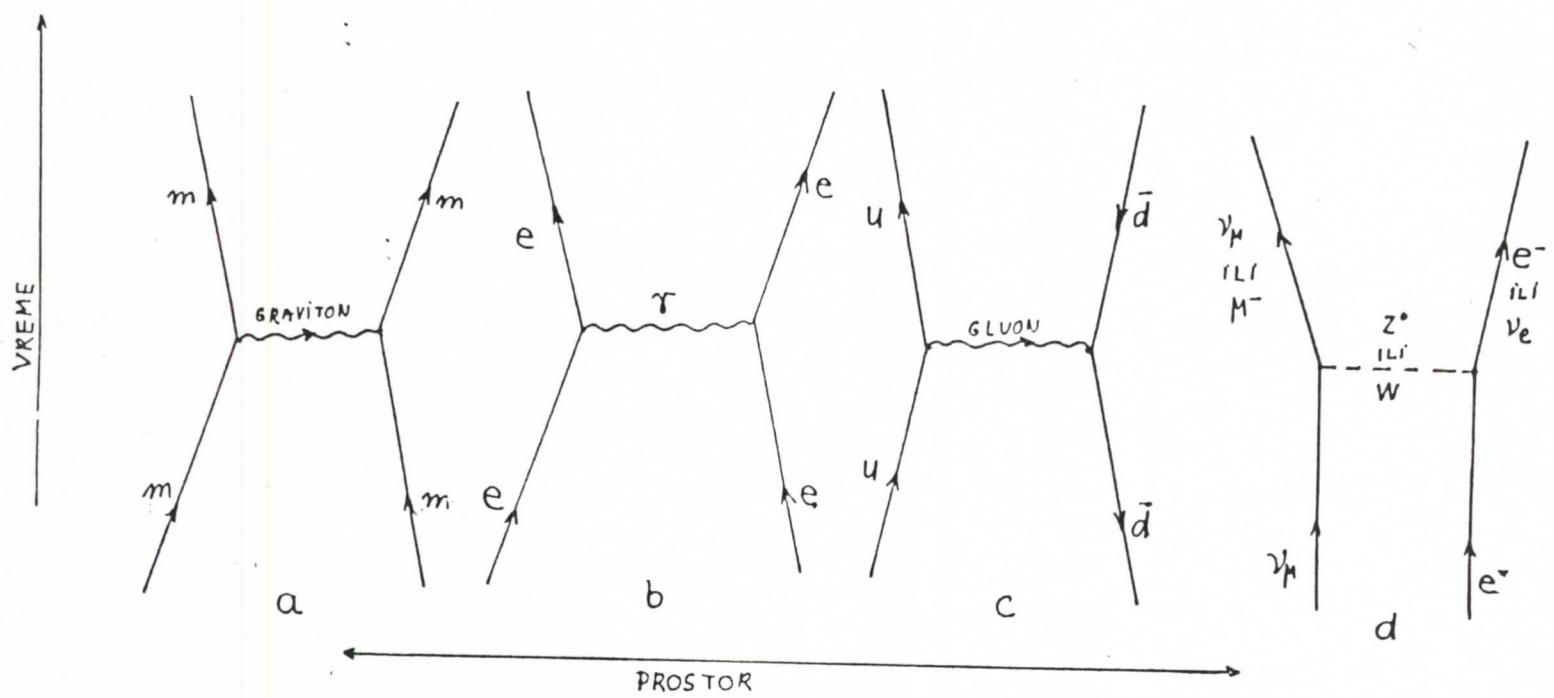
Postoji samo jedan znak gravitacionog naboja (ne postoji negativna masa). Gravitacioni potencijal na proton je suma potencijala koji potiču od svih nukleona i elektro- na Zemlje. Električna sila na proton od strane drugih protona je enormno veća, ali kako postoje dva znaka električnog naboja, ona je tačno poništena silom elektrona pošto je svet elektroneutralan.

"Pregled fundamentalnih interakcija"

Interakcija	Gravitacija	Elektromagnetna	Slaba	Jaka
Kvant polja	Graviton	Foton	Interme- dijalni bozoni w^{\pm}	Gluon
Spin-parnost	2^+	1^-	$1^- \quad 1^+$	1^-
Masa (mc^2) [GeV]	0	0	80-90	0
Domet [m]	∞	∞	10^{-18}	10^{-15}
Izvor	Masa	Električni naboј	Slabi naboј	Naboj boja
Konstanta interakcije	K (Njutn)	-	G_F (Fermi)	-
Bezdimenzionalna konstanta interakcije	$\frac{KM}{\epsilon C} = 0,53 \cdot 10^{-38}$	$\mathcal{L} = \frac{e^2}{4\pi \epsilon C} = \frac{1}{137}$	$(\frac{Mc}{\epsilon}) \frac{G}{C} = 1,02 \cdot 10^{-5}$	$\alpha_s \sim 1$ (veliko r) $\alpha_s < 1$ (malo r)
Tipičan efikasan presek (1 GeV) [m^2]	-	10^{-33}	10^{-44}	10^{-30}
Tipično vreme života za raspad [s]	-	10^{-20}	10^{-8}	10^{-23}

M - masa nukleona

"Fajnmanovi dijagrami osnovnih interakcija"



Sl. (5)

- gravitaciona interakcija; prenosilac graviton G
- elektromagnetska; prenosilac foton γ
- jaka; prenosilac gluon g
- slaba; prenosilci intermedijalni vektorski bozoni w^+, w^0

Jedinice u fizici visokih energija

Dužina se obično izražava u fermi jedinicama ($1\text{fm} = 10^{-15}\text{m}$), a efikasni presek u barnima ($1\text{b} = 10^{-28}\text{m}^2$); milibarnima ($1\text{mb} = 10^{-31}\text{m}^2$); mikrobarnima ($1\text{b} = 10^{-34}\text{m}^2$). Jedinica energije je eV ($1\text{eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}\text{J}$) sa većim jedinicama: $1\text{MeV} = 10^6\text{eV}$; $\text{GeV} = 10^9\text{eV}$ i $\text{TeV} = 10^{12}\text{eV}$. Mase se mere u $\frac{\text{MeV}}{c^2}$ ili $\frac{\text{GeV}}{c^2}$

Često se pojavljuju veličine $\hbar = \frac{k}{2\pi}$ i c , zato zgodno je da se koristi sistem jedinica u kome je $\hbar = c = 1$, što se čini izborom neke standardne mase (na prim. protonu) kao jedinice: $m_0 = 1$. Tada je prirodna jedinica dužine Komptonova talasna dužina standardne čestice: $\lambda_0 = \frac{\hbar}{m_0 c} = 1$
jedinica vremena je: $t_0 = \frac{\lambda_0}{c} = \frac{\hbar}{mc^2} = 1$
a jedinica energije: $E_0 = m_0 c^2 = 1$

Na kraju proračuna lako je dobijene vrednosti izraziti u uobičajenim jedinicama ako se zna da je $\hbar c = 197 \text{ MeV/m}$. Tako čestica energije $mc^2 = 197 \text{ MeV}$ -a ima Komptonovu talasnu dužinu od $\frac{\hbar}{m_0 c} = \frac{\hbar c}{m_0 c^2} = 14 \text{ m}$

U MKS jedinicama električni naboje se meri u Kulonima i konstanta fine strukture je:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}$$

U fizici visokih energija se definiše u Hevisajd-Lorencovim jedinicama ($\epsilon_0 = M = 1$) tako da je:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$$

Slične definicije se koriste i za konstante drugih interakcija.

II Standardni model

1. Uvod

Do pre dve decenije postojala je samo jedna koherentna teorija - kvantna elektrodinamika, koja je opisivala uprošćen svet sačinjen jedino od fotona i elektrona. Njena osnovna vrлина bila je renormalizacija beskonačnih vrednosti koje su se pojavljivale u rezultatima, uz cenu nemogućnosti predviđanja mase i nanelektrisanja elektrona, vrednosti dobijenih eksperimentima.

Enriko Fermi je 1933. godine postavio osnove teorije dejstva slabih sile. Njegova teorija se nije mogla renormalizovati, tj. imala je mnogo divergencija koje nije bilo moguće apsorbovati u nekoliko eksperimentalnih veličina. Veliki uspeh je predstavljao ujedinjenje eletromagnetne i slabe sile u jedinstvenu elektroslabu interakciju. Ova teorija, elektroslabe sile, se mogla renormalizovati.

Jake interakcije opisuje kvantna hromodinamika koja je uspešna u domenu visoko-energetskih procesa na malim rastojanjima.

Standardni model je konstituisan na elementarnim fermionima (kvarkovima i leptonima) i njihovim interakcijama. Zasniva se na teoriji elektroslabe sile i kvantnoj hromodinamici. U elektroslaboj sili učestvuju svi fundamentalni fermioni, dok kvantna hromodinamika deluje samo na kvarkove.

2. Elektroslaba unifikacija

2.1. Konstanta interakcije slabih interakcija

Slabe interakcije su slabe samo na niskim energijama, što proizilazi iz činjenice da Fermijeva konstanta G_F (prvo poznata iz izučavanja β -raspada jezgra) nije bezdimenzionalna. Ona iznosi:

$$G_F \sim \frac{10^{-5}}{m_p^2}$$

gde je:

m_p - masa protona

Može se uvesti druga konstanta interakcije g , koja je bez dimenzija:

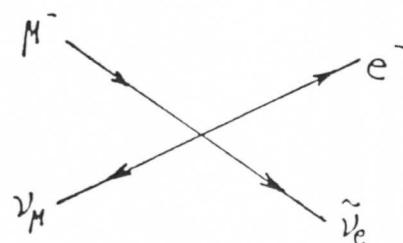
$$\frac{G_F}{\gamma^2} = \frac{g^2}{8 M_W^2}$$

gde je:

M_W - masa intermedijalnog vektorskog bozona koji se izmenjuje u slabim interakcijama.

Fermijeva teorija se predstavlja kontaktnom lokalnom interakcijom četiri fermiona koji formiraju dve leptonske struje sa konstantom interakcije G_F

Primer je raspod miona, shematski prikazan na slici 6.

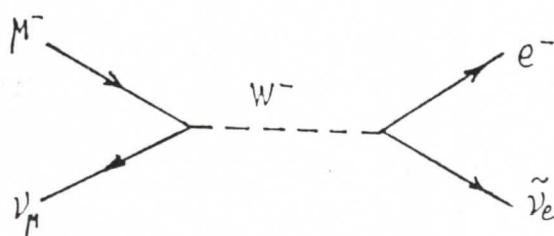


Raspad miona (μ) - lokalna interakcija

Sl. (6)

Mion se raspada na elektron, mionski neutrino i antielektronski neutrino.

Danas se ovaj proces shvata kao rezultat interakcije prikazane na slici 7.



Raspad miona (μ) - nanelektrisana struja

Sl. (7)

Postoje dva verteksa, svaki sa konstantom interakcije g .

Fermijeva teorija predstavlja slabu silu kao interakciju vrlo kratkog dometa, što znači da intermedijalni bozon mora imati veoma veliku masu.

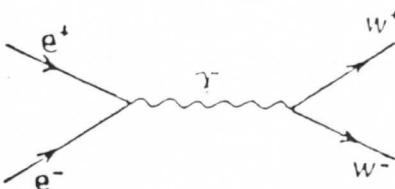
Iz nove definicije konstante interakcije vidi se da je β_F vrlo mala kada je M_W dovoljno velika, tj. kada su energije dovoljno visoke.

Konstanta interakcije g je reda veličine konstante elektromagnetne interakcije. Na energijama znatno višim od energije M_W slabi procesi dostižu efikasne preseke reda veličine elektromagnetne interakcije.

2.2. Proces $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$

I elektromagnetna i slaba sila mogu dati svoj doprinos u jednom procesu. Primer je $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$.

Elektromagnetni doprinos se može predstaviti slikom 8.



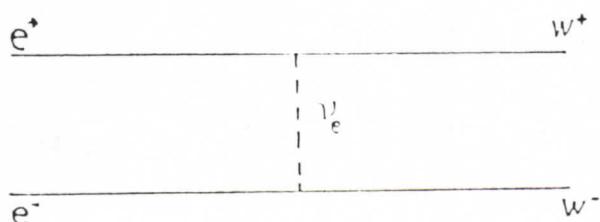
Elektromagnetna interakcija $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$

Sl. (8)

Pozitron i elektron anihiliraju, a potom kreiraju par W^+ bozona.

Parnost je očuvana, međutim proces je divergentan - na beskonačnoj energiji efikasan presek je beskonačan. Ovu divergenciju je potrebno kompenzovati drugim divergencijama suprotnog znaka.

Doprinos slabe sile gore pomenutom procesu, prikazuje se na slici 9.

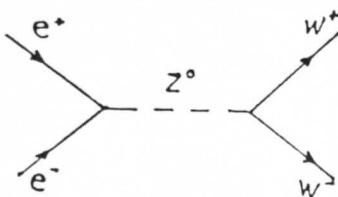


Slaba interakcija $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$

Sl. (9)

Parnost je narušena. Ovaj dijagram je nedovoljan da sam kompenzuje divergenciju elektromagnetskog doprinosa.

Bilo je potrebno otkriti novi doprinos slabe interakcije. To je dijagram tzv. slabe neutralne struje na slici 10.



Sli. (10)

Na osnovu ovakvih razmatranja, neutralni intermedijalni vektorski bozon je teorijski predviđen pre nego što je eksperimentalno otkriven.

Kompenzacija između slabih i elektromagnetskih procesa zahteva postojanje preciznih relacija između odgovarajućih konstanti interakcije. Da bi se dobila kvantitativna predviđanja, interakcije treba razmatrati zajedno.

2.3. Kvantni brojevi slabih interakcija

U odnosu na slabe interakcije, fermioni su klasifikovani pomoću dva kvantna broja:

- slabi izospin I
- slabi hipernaboj χ

Slabi izospin se opisuje grupom simetrije $SU(2)_L$, a hipernaboj simetrijom $U(1)$.

Slabe interakcije deluju samo na levogire* fermione.

* Levogira i desnogira orijentacija opisuju odnos pravaca spina i impulsa čestice.

Levogiri elektron daće levogiri neutrino i obrnuto. Sa gledišta elektromagnetne interakcije levogiri i desnogiri elektroni su klasifikovani zajedno, dok sa tačke gledišta slabe interakcije formiraju levi elektron i levi neutrino - dve komponente istog stanja.

Levom dubletu (ν_e, e^-) se pridružuje slab i zospin $I = \frac{1}{2}$. Desnogiri elektron je neutralan prema slaboj interakciji i njemu se pridružuje slab i zospin $I=0$.

Leptoni se, stoga, mogu grupisati u tri dubleta slabog izospina za levogira stanja i tri singleta za desnogira stanja.

Shema leptonskih dubleta i singleta

Slabi izospin	Leptoni			
0	e^-_D	$\nu_{e^-}_D$	τ^-_D	Singlet
$\frac{1}{2}$	$(\nu_e)_L$	$(\nu_\mu)_L$	$(\nu_\tau)_L$	Triplet

Za čestice istog multipleta slabog izospina, veličina $2(Q-I)$ je ceo broj koji karakteriše multiplet. To je tzv. slab i hiper naboja Y udružen sa simetrijom $U(1)$.

Pošto je: $Q=I+\frac{Y}{2}$, teorija uspostavlja gejdž invarijantnost elektromagnetizma povezanog sa električnim nabojem.

2.4. Kvark-leptonska simetrija

Na kvarkove pored jake deluje i slaba sila. U jakim interakcijama kvarkovi razmenjuju gluone koji menjaju boju kvarka, a u slabim intermedijalne vektorske bozone pri čemu se menja aroma kvarka.

Slabe interakcije na izvestan način povezuju kvarkove i leptone. I jedni i drugi su fermioni i razmenjuju intermedijalne vektorske bozone. Predpostavilo se da postoji simetrija izmedju kvarkova i leptona, što znači i simetrija njihovog broja. Kako je leptona šest, zaključak je da i kvarkova mora biti šest. Ovo je potvrđeno otkrićem charm i bottom kvarka. Za top-kvarkom se još traga.

** Kvantni brojevi jakih interakcija opisani su u dodatku 1-
- Klasifikacija hadrona

Prema Vajnberg-Salam gejdž teoriji intermedijalni vektorski bozoni se sparaju sa levogirim dubletima kvarkova ili leptona. Ova asimetrija narušava parnost.

Analogno leptonskim dubletima, u, d, s i c kvark su takođe organizovani u doublete.

Svojstvena stanja kvarkova d, s i b (naelektrisanja - $1/3$) koji se koriste u izgradnji jako interagujućih čestica (hadrona) nisu ista kao svojstvena stanja čestica koje interaguju razmenom W bozona sa naelektrisanim strujama slabe interakcije.

Stanja d, S i b kvarkova koji učestvuju u slabim interakcijama su "rotirana" za ugao mešanja.

Kvark-leptonska simetrija

$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$

Stanja d' i s' se dobijaju linearnom kombinacijom d i s stanja i uzajamno su ortogonalna

$$d' = d \cdot \cos\theta_C + s \cdot \sin\theta_C$$

$$s' = s \cdot \cos\theta_C - d \cdot \sin\theta_C$$

θ_C je tzv. Kobibo ugao koji predstavlja meru verovatnoće da će se aroma kvarka pod delovanjem slabe sile promeniti u neku drugu aromu. U slučaju šest kvarkova potrebna su tri ugla i jedna faza koja upravlja narušavanjem CP u raspadima K^0 mezona (Kobijaši-Maskava matrica).

Uslov koji po teoriji treba da bude zadovoljen je da je zbir naboja kvark i leptonskih dubleta ravan nuli. Uslov je zadovoljen ako postoji tri boje i ako je broj parova leptona i kvarkova jednak.

2.5. Teorija elektroslabe interakcije

Teorija elektroslabe interakcije zasniva se na grupi $SU(2) \otimes U(1)$ i opisuje sve interakcije medju kvarkovima i medju leptonima koje se dešavaju bilo razmenom fotona, bilo razmenom intermedijalnih vektorskih bozona w^+, z^0 .

Konstanta interakcije, dela koji se odnosi na slabu silu $SU(2)$, je već uvedeni parametar g .

Za elektromagnetni deo $U(1)$ uvodi se konstanta interakcije g' .

Povezivanjem ovih članova interakcije dobija se relacija:

$$e = g \sin \theta_w = g' \cos \theta_w$$

gde je:

e - konstanta elektromagnetne interakcije koja se pojavljuje u konstanti fine strukture. Proporcionalna je naelektrisanju elektrona.

θ_w - Vajnbergov ugao. Povezuje fizičke bozone sa gejdž bozonima koje daje teorija.

Nadjena je veza izmedju odgovarajućih konstanti interakcije, stoga postoji unifikacija slabih i elektromagnetnih interakcija. Ipak je unifikacija samo delimična, jer figurišu dve nezavisne konstante interakcije:

- može se uzeti par g i g' , ili
- ekvivalentan par e i θ_w

Teorija na primer ne predviđa ugao θ_w u funkciji drugih veličina.

3. Intermedijalni bozoni

3.1. Gejdž bozoni

Eksperimentalni podaci ukazuju na postojanje elektromagnetičnih procesa sa razmenom fotona i na postojanje slabih procesa, koji mogu biti dva tipa:

- nanelektrisane struje koje razmenjuju W^\pm bozone
- neutralne struje koje razmenjuju Z^0 bozone

Standardni model elektroslabe interakcije je gejdž teorija po kojoj se interakcije dešavaju posredstvom četiri bozona:

- dva nanelektrisana W^+ i W^-
- dva nenelektrisana Z^0 i B^0

Renormalizacija teorije zahteva da svi ovi bozoni budu poput fotona bez mase. To je prihvatljiva aproksimacija na vrlo visokim energijama kada se masa intermedijalnih bozona može zanemariti. Na dostignutim energijama, simetrija mora biti narušena. Mase različite od nule dobijaju se uvodjenjem u teoriju mehanizma spontanog narušavanja simetrije - Higsovog mehanizma.

3.2. Spontano narušavanje simetrije

Fizički problem može imati izvesnu simetriju koju njegova rešenja ne moraju da pokazuju kao na primer nestabilan uspravan štap. Moguća stanja pada štapa su simetrična oko njegove ose. Kada štap padne, simetrija je narušena.

Jedna gejdž simetrija takođe može biti narušena. Ovo narušavanje takođe daje masu bozonima gejdž teorije. Teorija i ako sadrži masivne bozone je i dalje renormalizirajuća.

Narušavanje simetrije $SU(2)_L \otimes U(1)$ zahteva neutralno električno polje, osetljivo na slabu interakciju, što znači da slab izospin I mora biti različit od nule. Polje sa navedenim osobinama je nazvano Higsovim.

Higsovo polje svojim slabim izospinom interaguje sa intermedijalnim bozonima i daje im masu. Pošto je polje električno neutralno, ono ne interaguje sa fotonima i ne menja im masu.

Posledica ovog mehanizma je da mora postojati neutralna čestica koja udružena sa ovim novim poljem - tzv. Higsov bozon. Po teoriji njegova interakcija sa drugim česticama je proporcionalna njihovoj masi,

Masu Higsovog bozona nije moguće predvideti. Dosađnji rezultati eksperimenata na LEP-u pokazuju da masa mora biti veća od $35 \frac{\text{GeV}}{c^2}$.

3.3. Masa intermedijalnih bozona

Fizički neutralni bozoni γ i Z^0 su linearne kombinacije gejdž bozona W^0 i B^0 . Njihove relacije zahtevaju jedan parametar koji karakteriše narušavanje simetrije - Vajnbergov ugao θ_W , koji smo već uveli kod konstante interakcije.

$$\gamma = B^0 \cos \theta_W + W^0 \sin \theta_W$$

$$Z^0 = -B^0 \sin \theta_W + W^0 \cos \theta_W$$

Masa bozona W se može predvideti iz relacija;

$$\frac{g_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad g^2 = \frac{e^2}{\sin^2 \theta_W}$$

$$\text{rezultat je: } M_W = \frac{\sqrt{2} e^2}{8 g_F \sin^2 \theta_W}$$

što odgovara masi W^\pm bozona od oko $80 \text{ GeV}/c^2$.

Masa Z bozona se izvodi iz relacije

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}$$

4. Eksperimentalne potvrde

4.1. Neutralna slaba struja

Do 1973. fizičari su smatrali da postoje samo nanelektrisane slabe struje (one u kojima učestvuju W^\pm bozoni). Ova hipoteza zasnivala se na ne posmatranju raspada

$$K_L^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

Ovaj raspad ne narušava kvantne brojeve, pojavljuje se kao član drugog reda u slabim interakcijama i kinematički je moguć. Teorijski očekivano je da se 10^{-4} od svih raspada K_L^0 raspadaju na ovaj način, međutim eksperimenti su pokazivali da ih ima manje i od 10^{-8} . Ovaj problem je rešen uvodjenjem novog kvarka šarma.

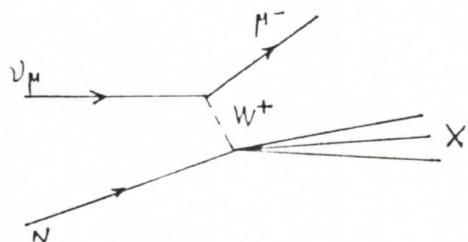
U mehurastoj komori za teške tečnosti Gargamel instalirao je neutrinskom snopu CERN-a, 1973. god. otkriveno je stotinak procesa interakcije neutrina bez emisije miona.

$$\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X$$

gde je:

X - skup svih hadrona; N - nukleon

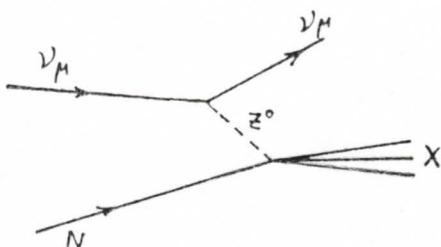
Ove interakcije ne mogu biti prouzrokovane nanelektrisanom strujom (razmena W^\pm bozona), poput procesa prikazanog Fejnmanovim dijagramom na slici 11.



Slika 11)

Interakcija mionskog neutrina i nukleona - proces slabe interakcije tipa nanelektrisane struje (razmena W^\pm bozona) uz promenu električnih naboja, Kao rezultat javlja se mion.

Uočena interakcija $\nu_\mu + N \rightarrow \bar{\nu}_\mu + X$ se može objasniti jedino neutralnom slabom strujom (razmena Z^0 bozona), kao što prikazuje slika 12.



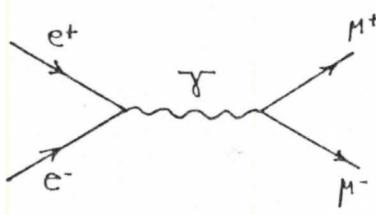
Sl. (12)

Interakcija mionskog neutrina i nukleona – proces slabe interakcije tipa neutralne struje (razmena Z^0 bozona). Mion se ne pojavljuje, jer se naboj leptona ne menja i u konačnom produktu reakcije ostaje neutrino.

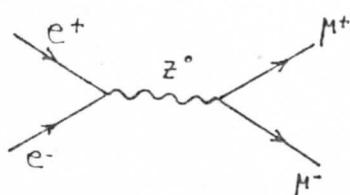
Da se radi o procesu tipa neutralne slabe struje potvrđeno je i drugim eksperimentima. U elektronско-позитронским kolajderima izučavana je reakcija:



Ovaj proces se dešava i po elektromagnetnoj i po slaboj interakciji, kako je prikazano na slikama 13 i 14 respektivno.



Sl. (13)



Sl. (14)

Fajnmanovi dijagrami za proces: $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

Ugaona raspodela miona je simetrična za elektromagnetični proces, a asimetrična za slabi proces u kom je parnost narušena. U slabom procesu M^+ se češće proizvode u pravcu upadnih elektrona. To omogućava razdvajanje dva doprinosova, na osnovu čega se indirektno može odrediti masa Z^0 .

Drugi mereni efekti Z^0 postoje u rasejanju polarisanih elektrona i u atomskim pojavama.

4.2. Interferencija u duboko neelastičnom rasejanju

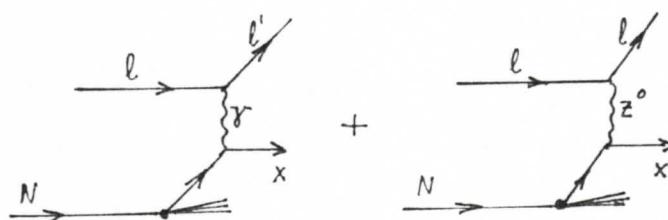
Efekti slabe neutralne struje takođe se mogu detektovati u duboko neelastičnom rasejanju leptona;



gde je:

ℓ - lepton; N - nukleon; x - hadron

Ovi procesi uključuju razmenu γ i Z^0 bozona između upadnih leptona i konstitutivnih kvarkova (slika 15).



Sl. (15)

Doprinosi neutralne struje duboko neelastičnom rasejanju leptona na hadronima

Za izračunavanje hadronskog efikasnog preseka moraju se sabrati γ i Z^0 doprinosi amplitudi što dovodi do efekta interferencije. Na niskim energijama (manjim od energije mase W bozona), efekat slabe sile je mali - γ doprinos dominira. Ipak, merenje efekata slabe sile moguće je izučavanjem raznih asimetrija heliciteta i nanelektrisanja čestica.

4.3. Otkriće intermedijalnih bozona

Indikacije o postojanju intermedijalnih bozona su uočene još pre njihovog otkrića. Bila je predviđena i njihova masa od oko $100 \text{ GeV}/c^2$.

Da bi se dostigle tako visoke mase, CERN-ov akcelerator SPS je transformisan u proton-antiproton kolajder. Antiprotoni su akumulirani u prvom prstenu, zatim se ubace u SPS i ubrzavaju u obrnutom pravcu od protona do energije od 270 GeV -a (energija centra masa sudara je 540 GeV -a). Ova energija je dovoljna za proizvodnju intermedijalnih bozona.

CERN-ov tim pod rukovodstvom Karla Rubije je 1983. godine uspeo da identificuje W^\pm bozone pomoću njihovih leptonskih raspada:

$$W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e$$

$$W^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$$

Znak nanelektrisanja i energija elektrona i pozitrona odredjena je kalorimetrom, a neutrini su identifikovani iz nebalansa energije i impulsa.

Iz mnoštva dogadjaja izdvojeno je oko tridesetak W bozona u prvom eksperimentu. Odredjeno je da je masa W bozona $M_W = 81 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$. Ovaj rezultat je potvrdio teorijska predviđanja.

Šest meseci kasnije otkriven je neutralni Z^0 -bozon. Efikasni presek proizvodnje Z^0 bozona je manji od efikasnog preseka proizvodnje W^\pm bozona. Zato je bilo potrebno duže vreme da se neutralni bozon otkrije pomoću raspada:

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

$$Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$$

Njegova masa, odredjena u eksperimentu, takodje se izvrsno slagala sa teorijskim predviđanjima.

$$M_Z = 91 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$$

Ovim eksperimentima je prvi put model elektroslabe sile proveren na nivou energije unifikacije elektromagnetne i slabe sile.

Otkriće intermedijalnih vektorskih bozona W^+ , Z^0 je snažna potvrda valjanosti standardnog modela.

4.4. Brojanje neutrina

Vrlo važan rezultat eksperimenata vršenih na LEP-u je određivanje broja porodica kvarkova i leptona.

Pregled familija (porodica) kvarkova i leptona

	Prva	Druga	Treća
k v a r k o v i	u d	c s	t b
l e p t o n i	ν_e e^-	ν_μ μ^-	ν_τ τ^-

Standardni model ne daje odgovor na pitanje koliko porodica postoji. Međutim u $SU(2) \otimes U(1)$ modelu neutrini svake generacije univerzalno interaguju sa Z^0 bozonom. Ukoliko postoje i drugi neutrini pored: ν_e , ν_μ , ν_τ , oni bi verovatno takođe bili bez mase ili bi bili vrlo laki.

Ukoliko je proces: $Z^0 \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i$ kinematički dozvoljen, svaka familija neutrina bi dala dopunski doprinos ukupnoj širini Z^0 raspada.

U standardnom modelu jedino raspadi u parove neutrino-antineutrino doprinose "nevidljivoj" širini raspada $Z^0 - \Gamma_{inv}$. Ukupna širina Z^0 raspada Γ_Z po Standardnom modelu je:

$$\Gamma_Z = \Gamma_h + 3\Gamma_\ell + \Gamma_{inv}$$

gde je:

Γ_h - raspad u hadrone

Γ_ℓ - raspad u nanelektrisane leptone:

Γ_{inv} sve nevidljivi raspadi u neutrine

Γ_z , Γ_h i Γ_ℓ su tačno merene na LEP-u.

Standardni model teorijski predviđa za svaku vrstu lakog neutrina:

$$\Gamma_\nu = 167,3 \pm 1,6 \text{ MeV}$$

$\Gamma_{inv}(\text{MeV}) = \Gamma_z - \Gamma_h - 3\Gamma_\ell$, mereno je direktno i srednja vrednost četiri LEP detektora je 482^{+16}_{-16} MeV-a iz čega se dobija da je broj lakih neutrina:

$$N_\nu = 2,96 \pm 0,11$$

Može se zaključiti da postoje samo tri vrste lakih neutrina sa univerzalnom interakcijom i oni se mogu identifikovati kao neutralni partneri e , μ i τ leptona.

* Vrednost N_ν je važna za nukleosintezu u Big Bangu - broj lakih neutrina određuje brzinu hladjenja u trenutku kada interakcije neutrina postanu tako slabe da se oni izdvajaju iz termalne ravnoteže plazme u ekspanziji. Brzina hladjenja određuje koliko će biti raspoloživih neutrona za formiranje lakih jezgara (Astrofizika je ranije postavila granicu $N_\nu \leq 4$).

5. Kvantna hromodinamika

5.1. Kvantni broj boje

Jaka interakcija se naziva i interakcija boja."Boja" je novi kvantni broj pripisan kvarkovima uveden da bi se objasnile anomalije u strukturu hadrona kao što su Δ^{++} i Ω^- barioni. Neki barioni, poput Δ^{++} čije je stanje $|u\ u\ u>$, sadrže tri identična kvarka (dva sa paralelnim spinovima). Kvarkovi imaju spin jednak $1/2$.

Prema Paulijevom principu zabrane, dva objekta sa spinovima od $1/2$, ne mogu se naći u simetričnoj konfiguraciji. Prema tome, Δ^{++} stanje krši Paulijev princip isključivosti. Da se to izbegne bilo je potrebno uvesti nov stepen slobode, da bi se tako napravila razlika izmedju kvarkova istih aromata. Kvarkovi postoje u tri različite boje: crvenoj, plavoj i zelenoj.

Postojanje boja kvarkova je zasnovano na vrlo jakim dokazima, kao na primer:

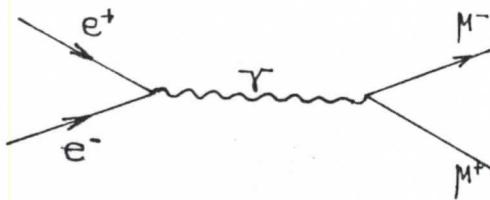
- struktura hadronskog spektra*
- vreme života neutralnog pi mezona (π^0)
- merenje odnosa efikasnih preseka anihilacije elektrona i pozitrona u hadrone i leptone, u funkciji energije

Početkom šezdesetih Gel-Man je uveo algebru struja, tehniku kojom se može izračunati životni vek neutralnog pi mezona, ako su poznati hadronski konstituenti. Vreme srednjeg života neutralnog π -mezona zavisi od broja boja. Što je više boja, neutralni π -mezon se brže raspada. Ako postoje tri boje, raspada se devet puta brže nego kad ne bi bilo kvantnog broja boja. Izračunato je da za broj boja 3, životni vek pi mezona je $0,33 \cdot 10^{-16}$ s, što je izvanredno slaganje sa eksperimentalnim rezultatom.

Druga mogućnost da se odredi broj boja je proces elektron-pozitronske anihilacije.

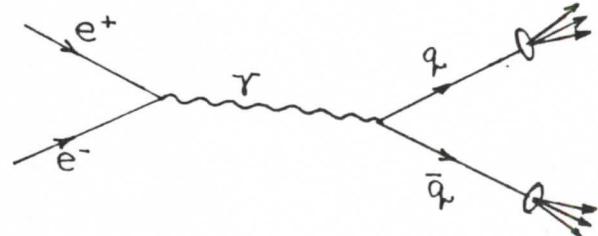
Stvaranje leptonskih parova ili hadrona pri anihilaciji visoko energetskih elektrona i pozitrona nastupa pomoću fotona-prenosioca interakcije kako je prikazano na slikama 16 i 17.

* Dodatak 1.



Sl. (16)

Producija leptonskog para
u anihilaciji e^+e^-



Sl. (17)

Hadronska produkcija
u anihilaciji e^+e^-

Teško je predvideti sa kojom učestanošću će se proizvoditi odredjena konfiguracija hadrona, ali je moguće proračunati koliko često se proizvode hadroni. Takođe se zna da je jačina elektromagnetne interakcije sa virtuelnim fotonom proporcionalna električnom naboju objekata koji nastaju pri anihilaciji.

Odnos hadronske produkcije prema produkciji mionskih parova obeležava se sa R ,

$$R = \frac{\text{efikasni presek proizvodnje hadrona}}{\text{efikasni presek proizvodnje miona}} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)}$$

R je jednako

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)} = \frac{N_c \sum_i Q_i^2}{Q_M^2}$$

gde je:

N_c - broj boja kvarkova

$\sum_i Q_i^2$ - suma električnih naboja aktivnih aromata

Q_M - električni naboј miona

Ako je energija anihilacije elektrona i pozitrona nešto ispod praga proizvodnje šarm čestica, tada se mogu proizvesti samo u, d i s kvarkovi, pa će biti:

$$R = \frac{N_c [Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2]}{Q_M^2}$$

$$N_c = 3$$

$Q_u = +\frac{2}{3}$ - naelektrisanje u-kvarka (u jedinicama elementarnog naelektrisanja)

$Q_d = -\frac{1}{3}$ - naelektrisanje d-kvarka

$Q_s = -\frac{1}{3}$ - naelektrisanje s-kvarka

$Q_\gamma = -1$

dobija se kad se zamene vrednosti:

$$R = \frac{3 \left[\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right]}{\left(-1\right)^2} = 2$$

Konačni rezultat daje odnos verovatnoća proizvodnje hadrona i mionskog para pri procesu anihilacije elektrona i pozitrona u području energije 2-5 GeV-a. Prema teoriji, verovatnoća proizvodnje hadrona je na ovim energijama dva puta veća od verovatnoće proizvodnje mionskog para. Eksperimenti pokazuju da pri totalnoj anihilaciji na energiji od 2,5 GeV-a, gde učestvuju u, d i s kvarkovi, vrednost R je približno 2,5. To je dovoljno blizu 2 - vrednosti koju predviđa prosti kvark model.

U eksperimentima izvedenim 1973. god. nadjen je odnos 2,2, što je za samo 10% veće od teorijskog predviđanja.

Na energijama preko 10 GeV-a proizvode se u, d, s, c i b kvarkovi. Prema tome odnos proizvodnje hadrona i miona se računa po formuli:

$$R = \frac{N_c [Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 + Q_c^2 + Q_b^2]}{Q_\gamma^2} = \frac{3 \left[\left(+\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 + \left(+\frac{2}{3}\right)^2 + \left(-\frac{1}{3}\right)^2 \right]}{\left(-1\right)^2} = \frac{11}{3} = 3,66$$

gde je:

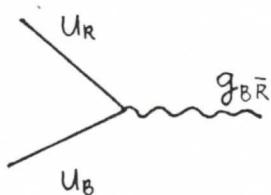
$Q_c = +2/3$ - naelektrisanje c-kvarka

$Q_b = -1/3$ - naelektrisanje b-kvarka

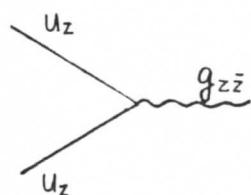
Bez uvodjenja kvantnog broja boje odnos R bi na energijama 2-5 GeV-a bio 2/3, a na energijama preko 10 GeV-a 11/9, što eksperimentalni rezultati isključuju.

5.2. Gluoni

Jaka interakcija je takođe opisana gejdž teorijom – kvantnom hromodinamikom, koja uvodi osam generalisanih naboja – oktet $SU(3)_c$. Prema tome, za razmenu je odgovorno osam bozona koji imaju masu nula i koji se nazivaju gluoni. Svaki gluon nosi boju i anti-boju. Na primer, plavo-anticrveni gluon transformiše plavi kvark u crveni, dok zeleno-antizeleni ne menja boju zelenog kvarka.



Sl. (18)



Sl. (19)

Prikaz izmene gluona sa i bez promene boje kvarka

Gluoni u jakim interakcijama imaju istu ulogu kao i foton u elektromagnetskim. Međutim, postoji fundamentalna razlika – foton je elektroneutralan i ne interaguje sam sa sobom, dok gluoni pošto nose boju to čine – postoje verteksi (čvorovi) od tri i čak četiri gluona.



Sl. (20)

Medjusobna interakcija tri gluona

Eksperimenti rasejanja elektrona u laboratoriji SLAC i rasejanja neutrina u mehurastoj komori Gargamel 1973. god. pokazali su da unutar protona postoje tačkasti konstituenti sa električnim nabojem. Merenjem ovog naboja pokazalo se da su identični nabojima kvarkova $+\frac{2}{3}$ i $-\frac{1}{3}$. Takodje je zapaženo da kvarkovi nose samo 50% momenta nukleona. Nametao se zaključak da nedostajući impuls nose drugi subnuklearni konstituenti koji nisu vidjeni u eksperimentima resejanja. Ovaj eksperiment predstavlja potvrdu postojanja gluona.

5.3. Teorija kvantne hromodinamike

Kvantna hromodinamika je gejdž teorija interakcija obojenih kvarkova i gluona. Izračunavanja su slična onima u teoriji elektroslabe sile, samo što su sad umesto interagujućih bozona gluoni povezani konstantom jake interakcije. Prema teoriji, moguće je predvideti visoko energetske efekte na malim rastojanjima (perturbativna kvantna hromodinamika), dok to nije moguće na većim rastojanjima (neperturbativna kvantna hromodinamika).

Ova teorija ima dve fundamentalne posledice:

- posledica asimptotske slobode koja postulira da konstanta interakcije logaritamski opada na kratkim rastojanjima, tj. visokim energijama. Ovo omogućava primenu perturbacionih metoda u procesima koje karakteriše veliki transfer impulsa,
- posledica zarobljenosti boje i kvarkova - potencijalna energija izmedju naboja boja linearno raste na velikim rastojanjima. Kvarkovi se ne mogu osloboediti i u laboratoriji se mogu posmatrati samo stanja bez boje, hadroni.

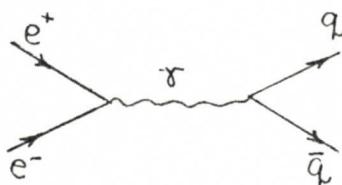
Na primer, kada kvark pokušava da "pobegne" iz hadrona, potencijalna energija gluonskog polja rasste. Kad dovoljno poraste, na njen račun se stvaraju realni kvark-antikvark parovi. Kvark iz para ostaje u hadronu i ponovo ga obrazuje, a antikvark se sjedinjuje sa udaljenim kvarkom i obrazuju bezbojni mezon.

5.4. Džetovi

Kvantna hromodinamika može da izračunava procese tipa:
 $q + q \rightarrow q + q + g$ ili $g + q \rightarrow g + q$

Medjutim, poređenje izmedju predviđanja kvantne hromodinamike i eksperimenta je teško i ne postoji precizni testovi kao u slučaju elektronske sile. Pouzdani računi opisuju samo deo interakcije i teorija se odnosi samo na kvarkove i gluone koji se ne mogu direktno detektovati već se prepoznaju po indirektnim dokazima.

Reakcija $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$ se može prikazati dijagramom:

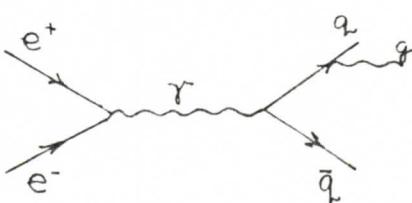


Sl. (21)

Producirani anihilacija elektrona i pozitrona je kreakcija kvarka i antikvarka

Proizvedeni kvarkovi ne mogu ostati slobodni, oni se hadronizuju (oblače) i detektori registruju samo hadrone. U ovom mehanizmu jedan kvark daje jedan džet, tj. skup (u zavisnosti od energije, manje-više kolimisanih) hadrona.

Proces: $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g$, prikazan dijagramom



Sl. (22)

e^+e^- anihilacija sa stvaranjem $q\bar{q}$ para i emisijom gluona

na isti način daje tri džeta (jedan je gluonskog porekla)

Ovakvi dogadjaji detektovani su u više eksperimenata.
Dogadjaji sa tri džeta su direktni dokaz postojanja gluona.

Uprkos nedostatku preciznih kvantitativnih testova,
mnoge indikacije dokazuju da je kvantna hromodinamika dobra
reprezentacija mehanizama jake interakcije barem za kratka
rastojanja i nijedan eksperiment tome ne protivreči. To je je-
dina teorija jakih interakcija sa kojom raspolažemo.

6. Konstante interakcije i efektivna interakcija

Dosad diskutovane konstante interakcije nisu konstante jer variraju sa spoljnim impulsima izučavanih fenomena.

Ovo nije sasvim nova pojava. Na primer, u elektromagnetizmu, interakcije kao funkcije nanelektrisanja variraju prema uslovima. U dielektričnoj sredini, poput vode, molekuli se polarizuju. Interakcija medju nabojima zavisiće od rastojanja, tj. postoji efekat ekrana. Na velikim rastojanjima gde su mali transferi impulsa, efekat je značajan i efektivni naboj se smanjuje. Nasuprot tome, na kratkim rastojanjima ali velikim transferima impulsa, efektivno nanelektrisanje se povećava.

Isto postoji i u kvantnom svetu - kaže se da se vakuum polarizuje. Tako konstanta fine strukture je: $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k c}$ ima vrednost $1/137$ samo na niskim energijama. Na masi reda veličine mase Z^0 bozona ona već ima vrednost $1/128$.

Za jednu gejdž teoriju postoje dve mogućnosti - efektivna interakcija može ili da se povećava ili da se smanjuje sa varijacijama energije.

U slučaju jake interakcije, ona se smanjuje sa porastom energije. To je osobina asimptotske slobode.

Ovaj rezultat je direktna posledica interakcije tri gluona, procesa koji nema analogiju u kvantnoj elektrodinamici.

Prema tome, konstante interakcije, tri fundamentalne sile vrlo različito variraju.

Konstante elektromagnetne i slabe interakcije rastu sa povećanjem energije. Konstanta slabe je mala prema konstanti elektromagnetne interakcije, ali brže raste i dve konstante postaju jednake na njihovoj energiji unifikacije koja odgovara masi intermedijalnih bozona.

Konstanta jake interakcije je spram elektroslabe vrlo velika, ali ona se smanjuje, dok elektroslaba raste.

Predpostavlja se da se ove dve konstante izjednačavaju na energiji velikog ujedinjenja. Po današnjim saznanjima to se dešava na energiji reda veličine 10^{15} GeV-a , na kojoj postoji pored ove ujedinjene jake-elektroslabe još samo jedna fundamentalna interakcija - gravitacija.

Ujedinjenje sa gravitacionom interakcijom se očekuje na još višim energijama reda veličine 10^{19} GeV-a . (Plankova masa).

7. Lagranžijan

Lagranžijan je fundamentalna veličina koja opisuje energiju fizičkog sistema.

Zauzima centralno mesto u fizici elementarnih čestica i određuje sve osobine fizičkih polja, jednačine rasprostiranja i interakcija izmedju polja. Jednačine kretanja određuju se Lagranžijanom pomoću principa najmanjeg (ekstremnog) dejstva. Dejstvo S je integral Lagranžijana \mathcal{L} po prostornim i vremenskim koordinatama.

$$S = \int \mathcal{L} dx dy dz dt$$

Integral $L = \int \mathcal{L} dx dy dz$ se naziva Lagranževa funkcija

Teorija elementarnih čestica se svodi na rešavanje dva problema:

- nalaženja oblika Lagranžijana fundamentalnih prirodnih polja
- nalaženja eksperimentalno potvrđljivih posledica koje proističu od Lagranžijana datog tipa.

Lagranžijan kvantne teorije polja je suma različitih termova, od kojih svaki sadrži proizvod operatora polja ili njihove izvode. Lagranžijan standardnih kvantnih teorija polja je lokalan, tj. polja ulaze u proizvode i odnose se na jednu istu tačku prostor-vremena (ista vrednost \vec{r} i t).

Prema teoremi Emi Neter, iz invarijantnosti Lagranžijana u odnosu na razne grupe transformacija sledi odgovarajući zakon održanja. U idealnom slučaju konkretan oblik Lagranžijana bi u potpunosti trebao da bude određen principima simetrije, ali u stvarnosti Lagranžijani diskutovani u teoriji sadrže brojne termove i parametre koji su uvedeni pokušajima u cilju da opišu posmatranu sliku sveta.

Lagranžijan kompletno određuje teoriju i njene fizičke sadržaje. U praksi su iz Lagranžijana izvedena Fajnmanova ^{*} pravila.

7.1. Lagranžijan Standardnog modela

Standardni model koji opisuje jaku, slabu i elektromagnetnu interakciju je zasnovan na principu gejdž invarijantnosti, po kome sve prirodne sile deluju razmenom gejdž polja odgovarajuće gejdž grupe.

* Dodatak 3. - Fajnmanovi dijagrami.

Grupa standardnog modela je:

$$\text{SU(3)}_C \otimes \text{SU(2)}_L \otimes \text{U(1)}$$

Polja koja ulaze u standardni model se prirodno dele u tri sektora:

- gejdž sektor
- fermionski sektor
- Higsov sektor

Lagranžijan Standardnog modela se sastoji od tri grupe članova:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{gejdž sektor}} + \mathcal{L}_{\text{Jukavin fermionski sektor}} + \mathcal{L}_{\text{Higsov sektor.}}$$

7.2. Gejdž sektor

Gejdž grupa je $\text{SU(3)}_C \otimes \text{SU(2)}_L \otimes \text{U(1)}$, tj.:

1) gejdž polja od SU(3)_C su gluoni g^a ($a=1\dots 8$). Oni interaguju sa kvarkovima i medjusobno* konstantom interakcije α_s .

2) gejdž polja od SU(2)_L su intermedijalni slabi bozoni Konstanta interakcije $\text{SU}(2)$ se obeležava sa g

3) gejdž polje od $\text{U}(1)$ je Abelov bozon

Konstanta interakcije od $\text{U}(1)$ je g'

Rezultat gejdž grupe je spontano narušavanje Standardnog modela od $\text{SU(3)}_C \otimes \text{SU(2)}_L \otimes \text{U(1)}_Y$ do $\text{SU(3)}_C \otimes \text{U(1)}_{EM}$

7.3. Fermionski sektor

Kao što su pokazala merenja LEP-a postoje tri familije kvarkova i leptona. Standardni model je levogiro-desnogiro asimetričan.. Ako postoji desnogiri neutrino, on ne interaguje sa gejdž poljem.

Levogiri i desnogiri fermioni imaju različite kvantne brojeve u $\text{SU(3)}_C \otimes \text{SU(2)}_L \otimes \text{U}(1)_Y$ i zato gejdž simetrija ne dopušta postojanje "golih" masa. Fermionske mase nastaju posle spontanog narušavanja simetrije Jukavine interakcije sa Higsovim poljem.

* Odeljak 5.2. Gluoni

7.4. Higsov sektor

U minimalnoj verziji standardnog modela postoji samo jedan dublet Higsova skalarnih polja:

$$H = \begin{pmatrix} H^+ \\ H^0 \\ H^- \end{pmatrix}$$

koji je uveden da bi kvarkovi, leptoni i intermedijalni vektorski bozoni stekli masu spontanim narušavanjem simetrije $SU(2)_L$ preko očekivane ne nulte vrednosti vakuma Higsovog polja.

Posle narušavanja simetrije, polja H^+, H^- i $\text{Im}(H^0)$ postaju longitudinalne komponente od w^+, w^- i z^0 respektivno, dok $\text{Re}(H^0)$ je polje Higsova čestica.

Svaki od ovih članova Lagranžijana standardnog modela je vrlo komplikovan - zahteva poznavanje kvantne teorije polja.

Lagranžijan standardnog modela sadrži minimum 18 parametara*.

* Dodatak 4: Osnovni parametri minimalnog Standardnog modela

8. Nedostaci Standardnog modela

Na osnovu dosadašnjih rezultata može se zaključiti da je sve u saglasnosti sa Standardnim modelom. Međutim, postoji mnoga otvorena ograničenja i problemi zbog kojih se Standardni model ne može smatrati konačnom teorijom.

Eksperimentalna ograničenja:

- Nije direktno posmatran $\bar{\ell}$ -neutrino
- Još se traga za top-kvarkom (masa > 120 GeV)
- Nisu otkrivene Higsove čestice

Teorijski problemi:

- 1) Problemi unifikacije - U okviru Standardnog modela jaka i elektroslaba interakcija su zasebni delovi sila između čestica što se vidi iz činjenice da $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ nije prosta grupa nego proizvod tri grupe $SU(3)_C * SU(2)_L * U(1)$. Traga se za kompaktnijim formalizmom za gejdž interakciju $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ umesto formalne unifikacije sa tri posebne konstante interakcije.
- 2) Problem aromata - Postavlja se pitanje zašto postoji toliko mnogo tipova kvarkova i leptona (da li su svi oni fundamentalni ili se sastoje iz osnovnijih delova) i zašto se ponavljaju porodice kvark-leptona.
- 3) Problem hijerarhije - Nejasno je zašto je masa intermedijalnih vektorskih bozona M_W mnogo manja od Plankove mase M_P i šta je poreklo raznih skala mase. Zašto je Fermijeva skala slabe interakcije $\lambda_F = (\sqrt{2} G_F)^{1/2} \approx 250$ GeV različita od Plankove skale gravitacije $M_P \approx 10^{19}$ GeV i kakva je veza Fermijeve skale sa dinamičkom hromodinamičkom skalom $\lambda_{QCD} \geq 300$ MeV.
- 4) Problem porekla spektra mase - Higsove čestice nisu posmatrane - nije jasno da li su fundamentalne ili složene.

Standardni model je komplikovan ili drugim rečima ima:

- trideset šest kvarkova i dvanaest leptona
- suviše mnogo parametara*
- mnoge neobjasnjive osobine (postojanje samo tri familije fermiona, kvantizacija nanelektrisanja, konzervacija barionskog i leptonskog broja, narušavanje CP)
- mnoge neodredjenosti (Higsov sektor, problem hijerarhije, nepotpuno ujedinjavanje sila-problem uključivanja gravitacije)

Odgovori na ova pitanja leže van Standardnog modela.

Zbog svega toga teoretičari gledaju "iza modela".

Oni to čine na tri načina:

Prvi način je "proširenje minimalnosti Standardnog modela - LEP je pokazao da postoje samo tri porodice fermiona što znači da nema proširenja u Fermionskom sektoru. Ne postoji princip koji zahteva da je masa neutrina nula".
Ukoliko je masa neutrina različita od nule, neutrini ne moraju biti Vajlovog tipa (neutrino levo polarizovan, a anti-neutrino desno), nego mogu biti Majoranini neutrini - istinski neutralne čestice. U gejdž sektoru može postojati nova interakcija, na primer:

- da $SU(2)_L \otimes U(1)$ postane $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$ - što znači postojanje novih neutralnih vektorskih bozona W^0 i Z^0 .

Drugi način je "proširenje maksimalnosti Standardnog modela" uvodjenjem novih koncepcija - naprimjer da su sve fundamentalne čestice složene i sastoje se od jednostavnijih (kvarkovi, leptoni, W^\pm , Z^0 i čak i Higsove čestice - tzv. tehnikolor mehanizam).

* Dodatak 4 - Parametri Standardnog modela

** U zadnje vreme javile su se nepotvrđene vesti o masi neutrina od 17 KeV-a

Treći način je još radikalniji - smatra se da se potpuno objašnjenje svih interakcija i čestica može dobiti samo ako se posmatra celokupna skala energije, što znači da je svet "super"...

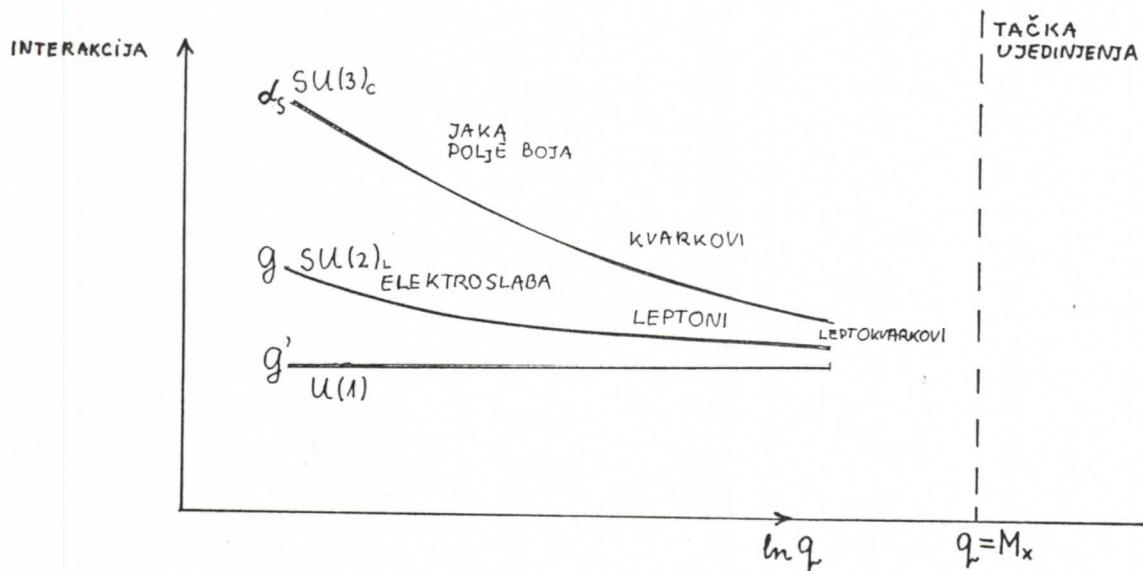
- ... simetričan (supersimetrija)
- ... gravitacion (supergravitacija)
- ... string (superstring)

III "Nova" fizika izvan okvira standardnog modela

1. Veličine unifikacione teorije - GUT model

Elektroslaba teorija je postulirala jedinstvenu elektroslabu silu da opiše elektromagnetne i slabe interakcije, i da spontanim narušavanjem simetrije objasni njihove različite jačine u domenu energija znatno nižih od masa intermedijalnih bozona. Takozvane velike unifikacione teorije GUT (Grand Unified Theories) zahtevaju dalje procese narušavanja simetrije da bi izmirile relativno veliku jačinu jake interakcije na nižim energijama sa jedinstvenom konstantom interakcije (približno jednakoj konstanti fine strukture- α) za sve tri interakcije na energiji ujedinjavanja ove 3 sile.

Osnovna ideja približavanja univerzalnoj konstanti interakcije je ilustrovana na slici:



Sl. (23)

Grafik zavisnosti promenljivih (trčećih) konstanti interakcije od četvorovektornog transfera impulsa q , ili skale mase.

Konstante interakcije su:

- g' za Abelovo $U(1)$ polje
- g za neabelovo $SU(2)_L$ polje
- α_s za neabelovo $SU(3)_c$ polje

Kako Q raste konstanta interakcije:

- g' - slabo raste
- g - slabo opada
- α_s - brže opada

Značajno je da kada se sve tri interakcije ekstrapoliraju da se one susreću približno u jednoj tačci na vrednosti od $q \approx 10^{15}$ GeV-a.

Postoji mnogo načina na koje $SU(2)_L$, $U(1)$ i $SU(3)_C$ simetrije mogu biti uključene u opštiju gejdž simetriju. Najjednostavnija simetrija velike unifikacije je simetrija grupe $SU(5)$ koju su uveli Džordži i Glešou 1974. god. Ona uključuje poznate fermione (leptone i kvarkove) u multipletima, unutar kojih se kvarkovi mogu transformisati u leptone ili antikvarkove preko medijatora - vrlo masivnih (10^{15} GeV-a) bozona Y i X sa električnim nabojem - $\frac{1}{3}$ i $-\frac{4}{3}$ (u jedinicama elementarnog nanelektrisanja) respektivno.

U modelu postoji ukupno 24 gejdž bozona. Oni se sastoje od 8 gluona iz $SU(3)_C$ grupe; W^\pm , Z^0 - intermedijalnih bozona; fotona iz $SU(2)_L \otimes U(1)$ i 12 varijeteta X i Y bozona (svaki nosi 3 boje i postoji u čestičnim i antičestičnim stanjima). Fermioni su dodeljeni različitim familijama. Prva familija sadrži 15 stanja: u i d - kvarkove, svaki u 3 boje i 2 stanja heliciteta; elektron sa 2 stanja heliciteta; elektronski neutrino sa samo jednim helicitetom*. Po konvenciji pišemo ih kao LH stanja. Ovih 15 stanja su obuhvaćena reprezentacijama " $\bar{5}$ " i " 10 ".

$$\bar{5} = \begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \\ \bar{d}_R \\ \bar{d}_S \\ \bar{d}_G \end{bmatrix}_{LH} \quad \begin{array}{lll} W^- & \text{- red (engleski)} & \text{- crvena} \\ X & \text{- blue} & \text{- plava} \\ Y_{BG} & \text{- green} & \text{- zelena} \end{array}$$

Strelice pokazuju:

- W^\pm prenosi oce nanelektrisane slabe struje
- X "leptokvarkove", bozone koji transformišu kvarkove u leptone
- Y_{BG} - gluone-prenosi obojene sile izmedju kvarkova

* Po CP su e_R^- stanja i e_L^+ stanja ekvivalentna
RH - desni helicitet; LH - levji helicitet

Kvantni brojevi članova reprezentacije "lo" su dobijeni iz antisimetričnih kombinacija $q_i q_j - q_j q_i$ članova q_i iz reprezentacije "5" (konjugovano od \bar{q}_i iz "5")

$$10 = \begin{bmatrix} 0 & e^+ & d_R & d_B & d_G \\ -e^+ & 0 & u_R & u_B & u_G \\ -d_R & -u_R & 0 & \bar{u}_G & \bar{u}_B \\ -d_B & -u_B & -\bar{u}_G & 0 & \bar{u}_R \\ -d_G & -u_G & -\bar{u}_B & -\bar{u}_R & 0 \end{bmatrix}_{LH}$$

Multipleti imaju svojstvo da je totalni električni naboј $\sum_i Q_i = 0$.

Teži leptoni (e, ν_e, τ, ν_τ) i kvarkovi (s, c, b) dodeljeni su drugim kvark-lepton generacijama.

Medju privlačnim osobinama ove i ostalih simetrija velikog ujedinjenja su:

- 1) Frakcioni naboј (2/3 i 1/3), kvarkova se dešava jer se kvarkovi javljaju u 3 boje. Pošto je elektron bez boje ima celovit naboј.
- 2) Jednakost barionskog (protonskog) i elektronskog naboјa, što je bila istorijska zagonetka je ovim rešena.
- 3) Velika sličnost slabih leptonskih i kvarkovskih dubleta, na primer $(\nu_e, e)_L$ i $(u, d)_C$ i činjenica da je $Q(\nu) - Q(e) = Q(u) - Q(d)$ je prirodna posledica lepto-kvark unifikacije.

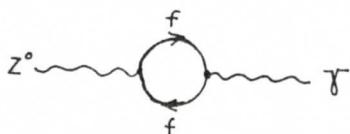
2. Predvidjanja GUT Model-a

Ovaj GUT model daje brojna predvidjanja, od kojih se neka mogu proveriti sadašnjim ili budućim eksperimentima.

2.1. Predvidjanje slabog ugla mešanja

Uvršćivanje kvarkova i letona zajedno u multiplete omogućava procenu slabog ugla mešanja.

Prikazani dijagram opisuje mešanje neutralnog bozona Z^0 sa fotonom γ , preko intermedijalne fermionske petlje.



Sl. (24)

Z^0 i γ su ortogonalna stanja $\langle Z^0, \gamma \rangle = 0$, zato se izvrši sumiranje po svim fermionima (leptonima i kvarkovima) koji mogu doprineti interakciji.

Interakcija fermiona sa Z^0 je proporcionalna sa:

$$I_3 - Q \sin^2 \theta_W$$

a sa fotonom je jednostavno Q .

Za reprezentaciju " $\bar{5}$ " se dobija:

	I_3	Q
ν_e	$+1/2$	0
e^-	$-1/2$	-1
\bar{d}_R	0	$+1/3$
\bar{d}_B	0	$+1/3$
\bar{d}_G	0	$+1/3$

LH

gde LH - antistanja fermiona (ili RH-stanja fermiona) imaju izospin $I_3=0$. Neta interakcija sumirana po svim fermionima, i za Z^0 i za γ iščezava, dajući relaciju

$$\sum Q (I_3 - Q \sin^2 \theta_W) = 0$$

ili

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\sum Q I_3}{Q^2} = \frac{3}{8}$$

Gornje predviđanje za $\sin^2 \theta_W$ je mnogo veće od opažene vrednosti, međutim to je odnos $g'/g = \tan \theta_W = \sqrt{3}/5$ na tački

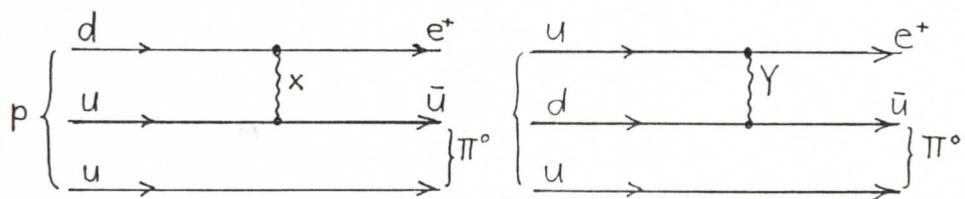
unifikacije $M \approx 10^{15}$ GeV-a,

Da bi dobili vrednosti na akceleratorskim energijama potrebno je izvršiti korekcije konstanti interakcije (sl. 23). Efekat korekcija je smanjenje vrednosti g'/g i $\sin^2 \theta_W$. Dobiće se vrednost za $\sin^2 \theta_W = 0,21^{\pm} 0,001$ što je dobro slaganje sa opaženom vrednošću od $0,215^{\pm} 0,15$.

2.2. Predviđanje raspada protona

Mnogo godina se smatralo da je barionski broj apsolutno očuvana veličina u svim interakcijama. Međutim, iz gejdž teorije sledi da su apsolutno održani zakoni povezani sa gejdž imarijantnostima i postojanje odgovarajućeg dugodometnog polja. Nema poznatih polja koja bi mogla biti povezana sa održanjem bariona i leptona.

Nasuprot zakonu održanja barionskog broja, veliki unificirajući model predviđa da se proton mora raspasti kršeći ovaj zakon konzervacije. Dati dijagrami predstavljaju moguće raspade protona preko razmene jednog X ili Y bozona.



Sl. (25)

Raspad protona

Ove razmene transformišu u-kvark u pozitron i d-kvark u \bar{u} , što odgovara raspodu $p \rightarrow e^+ + \pi^0$.

Iz takvih dijagrama može biti grubo proračunata verovatnoća raspada. Rezultat je približno 10^{31} god.

Donja eksperimentalna granica raspada protona je dobijena višegodišnjim eksperimentima na gigantskim podzemnim detektorima. Donja granica za raspad tipa $p \rightarrow e^+ + \pi^0$ je više od 2×10^{32} godine i za red veličine je veća od one dobijene SU(5) predvidjanjem.

Druge GUT teorije, koje uključuju i mnogo kompleksnije grupe ili supersimetrije, ističu druge tipove raspada ili daju neodredjenija predvidjanja vremena života.

2.3. Predvidjanja nagnetnih monopola

Svi dosad poznati magneti su u obliku dipola, sa severnim polom na jednoj, a južnim na drugoj strani. Magnetni monopoli bi bile čestice nosači izolovanog severnog ili južnog pola.

Dirak je 1929. godine predložio da magnetni monopoli mogu postojati sa vrednošću magnetnog naboja:

$$g = n \frac{e}{2e}$$

gde je n ceo broj.

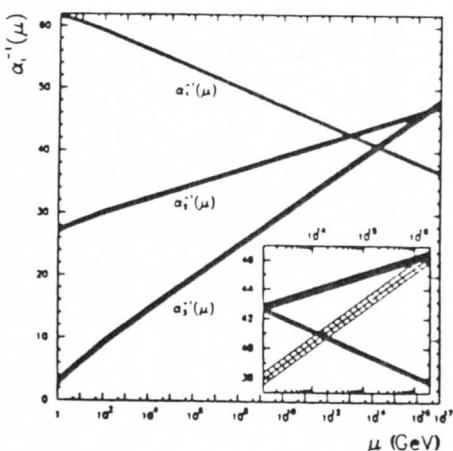
Postojanje monopola naboja g bi objasnilo zašto je naboj kvantiziran u jedinicama (e).

U velikim unificirajućim teorijama, operator električnog naboja je jedan od generatora simetrije. Sve čestice moraju imati istu jedinicu naboja (ili njen deo u slučaju kvarkova), tako da se kvantizacija naboja prirodno dogadja. U tom slučaju monopoli naboja g i mase reda veličine M_x ($10^{16} - 10^{17}$ GeV-a) su definitivno predvidjeni.

Traganje za takvim monopolima je vršeno sa superprovodničkim namotajima i bazirano je na opažanju promene fluksa $\Delta\Phi = 4\pi g$ kada monopoli prolaze kroz namotaj i na detekciji ionizacije ili pobudjivanja atoma koje je rezultat magnetnih interakcija pola sa impulsima elektrona.

Dosad nijedan monopol nije otkriven. Neki teoretičari veruju da je to stoga što je njihova obilnost u prostoru reducirana inflacijom do neznatnih granica.

Predviđanja GUT-a o jednakosti konstanti interakcija jake, elektromagnetske i slabe sile na energiji M_X bez supersimetrije ne uspevaju da budu kvantitativna (sl.26), zbog čega su odbačene najprostije grupe velike unifikacije $SU(5)$, $SU(10)$; E_6 .



Sl. (26)
Dijagrami zavisnosti konstanti
interakcija od skale energije

Radijativne korekcije konstante α_s su praktično linearne u log (M/M_Z) sa variranjem skale energije M

Predviđanja GUT-a ne uspevaju da budu kvantitativna, zbog čega su odbačene najprostije grupe velike unifikacije $SU(5)$, $SU(10)$; E_6 .

3. Supersimetrija

Model velike unifikacije SU(5) poseduje neke osnovne slabosti. Na primer, po SU(5) modelu se smatra da su neutrini bez mase i da postoje u samo jednom stanju heliciteta ($H=-1$).

Mada je to u saglasnosti sa skoro svim eksperimentima, postavlja se pitanje zašto slaba interakcija neutrina poseduje svojstvo narušavanja parnosti kada sve druge interakcije očuvavaju parnost.

Možda je narušavanje parnosti fenomen niske energije, manifestacija spontanog narušavanja simetrije. Možda postoji nedostajuće desnogire interakcije koje su udružene sa masivnim neutrinima i vrlo masivnim intermedijalnim bozonima. To je deo šireg problema razumevanja vrlo velikog spektra i porekla masa fermiona.

Drugi problem proističe iz različitosti skala energija različitih interakcija:

- kvantnohromodinamička skala je reda 1 GeV
- elektroslaba skala je reda $M_w \approx 100$ GeV
- GUT skala je reda $M_x \approx 10^{15}$ GeV-a

Ovaj domen skala obrazuje tzv. problem hijerarhije.

Higsovi skalari su specijalno uvedeni u elektroslabu teoriju da generišu mase. Rezultat spontanog narušavanja simetrije je razlikovanje fotona (bezmansi gejdž bozon) od masivnih bozona (W, Z). Takođe, Higsovi skalari, ali sa masom približno M_x umesto približno M_w su potrebni za SU(5) narušavanje simetrije. Laki Higsovi će neizbežno pretrpeti radijativne korekcije masa od GUT-ovih Higsova. Rezultat je da mase H, W i Z elektroslabog sektora postaju nestabilne, osim ako se može podešiti poništavanje do preciznosti reda $\frac{M_w}{M_x} \approx 10^{-13}$.

Hipoteza supersimetrije (SUSY) obezbedjuje baš takvo poništavanje. Ona uvodi atraktivnu ideju simetrije između fermiona i bozona. Postulirani su novi bozonski (fermionski) partneri sve poznate tačkaste fermione (bozone) kako pokazuje tabela.

Čestica	spin	S čestica	spin
kvark q	$1/2$	skvark \tilde{q}	0
lepton l	$1/2$	slepton \tilde{l}	0
foton γ	1	fotino $\tilde{\gamma}$	$1/2$
gluon g	1	gluino \tilde{g}	$1/2$
W	1	vino \tilde{W}	$1/2$
Higgs H	0	shiggs \tilde{H}	$1/2$

Radijativne korekcije Higsovih masa od strane virtuelnih bozona i fermionskih petlji imaju suprotne znakove.

Pošto čestice i njihovi supersimetrični partneri imaju iste interakcije, razlike njihovih masa su pod kontrolom ukoliko je $|M_F^2 - M_B^2| < 1 \text{ TeV}^2$.

Tako supersimetrija predviđa mnoštvo novih čestica (sčestica) u blizini Fermi skale mase.

U većini supersimetričnih modela, nove čestice moraju biti proizvedene udružene u parovima sa kvantnim brojem R , koji ima vrednost +1 za čestice i -1 za antičestice.

Na primer kvark-antikvark par može načiniti par skvarkova:

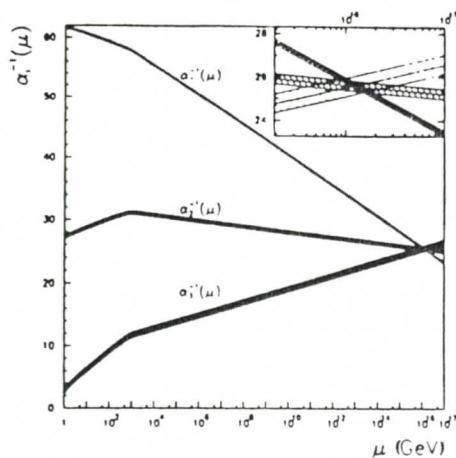
$$q + \bar{q} \rightarrow \tilde{q} + \tilde{\bar{q}}$$

Zbog R-simetrije, najmanje jedna supersimetrična čestica (najlakša) mora biti stabilna. Ako je to fotino (partner fotona, sa spinom od $1/2$), proizvodnja skvarka može se manifestovati u raspadu:

$$\tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\gamma}.$$

Pošto je masa \tilde{q} reda veličine 1 TeV , nedostajući fotina medju produktima raspada bi kao rezultat ostavio dramatični nebalans impulsa.

Supersimetrične čestice do danas nisu otkrivene. Donja granica masa je veća od 4 GeV-a za gluone a veća od 20 GeV-a za skvarkove i sleptone. (Podatak iz 1987. godine) Jula 1991. godine iznesena je tvrdnja o indikaciji supersimetrije što je prikazano na sl. (27).



SL. (27)

Varijacije konstanti interakcije u supersimetričnoj verziji standardnog modela.

U ovom slučaju M_X je veće, pa je zato i dužina života protona veća. Prelom u krivama odgovara pragu za nova supersimetrična stanja ("Nova" fizika) i slaganju sa predviđanjima GUT-a što je jedino moguće ako se te nove čestice nalaze u domenu 10^2 - 10^4 GeV-a.

Dodatak 1.

Klasifikacija hadrona

D.1. Izospin i hipernaboj - grupa SU(2)

Verner Hajzenberg je 1932. godine zaključio da se neutron i proton mogu posmatrati kao različito nanelektrisana podstanja iste čestice - nukleona. Nukleonu se pripisuje kvantni broj izospin (I) čija je vrednost $1/2$ i dva podstana sa vrednostima $I_3 = \pm 1/2$. Nanelektrisanje čestice (u jedinicama elementarnog nanelektrisanja) je tada: $Q = 1/2 + I_3$.

Kvantni broj izospina se očuvava u jakim interakcijama. Izospin je vektor u trodimenzionalnom vektorskem prostoru izospina.

Tripletu piona (π^+, π^-, π^0) je pripisan izospin $I=1$ sa nanelektrisanjem $Q = I_3$.

Hadroni, čestice koje učestvuju u jakim interakcijama se dele na barione i mezone. Barioni su čestice sa polucelim spinom, a mezoni imaju celobrojan spin.

Barioni su sazdani od kombinacije tri kvarka qqq , a mezoni od para kvark-antikvark $q\bar{q}$.

Uvodjenjem barionskog broja, nanelektrisanje čestice (i za nukleone i za pione) može se pisati u obliku: $Q = I_3 + \frac{B}{2}$.

Broj nanelektrisanih stanja hadrona u multipletu je: $N=2I+1$

Jakom izospinu odgovara simetrija $SU(2)$ koja nije $SU(2)_L$ grupa slabog izospina standardnog modela.

Otkriće stranih čestica dovelo je do uvođenja novog kvantnog broja stranost S , pomoću relacije:

$$Q = I_3 + \frac{B}{2} + \frac{S}{2} \quad (\text{formula Gel-Mana i Nišidjime, 1955.})$$

Kombinacija: $\gamma = B+S$ je nazvana hipernaboj, pa je:

$$Q = \frac{\gamma}{2} + I_3$$

Hipernaboj je dvostruko srednje nanelektrisanje izospin multipleta.

Do 1964. g. poznati hadroni (obični i strani) su ujedinjavani u izospin multiplete. Početkom šezdesetih godina zapaženo je da oni formiraju šire skupove sa bliskim svojstvima - unitarne multiplete sa brojem hadrona 1, 8 i 10.

U tim multipletima čestice imaju istu vrednost spina i parnosti, a razne vrednosti izospina i stranosti.

Vrednost spina:

$J^P = \frac{1}{2}^+$ odgovara oktetu bariona (nukleoni i hiperioni)

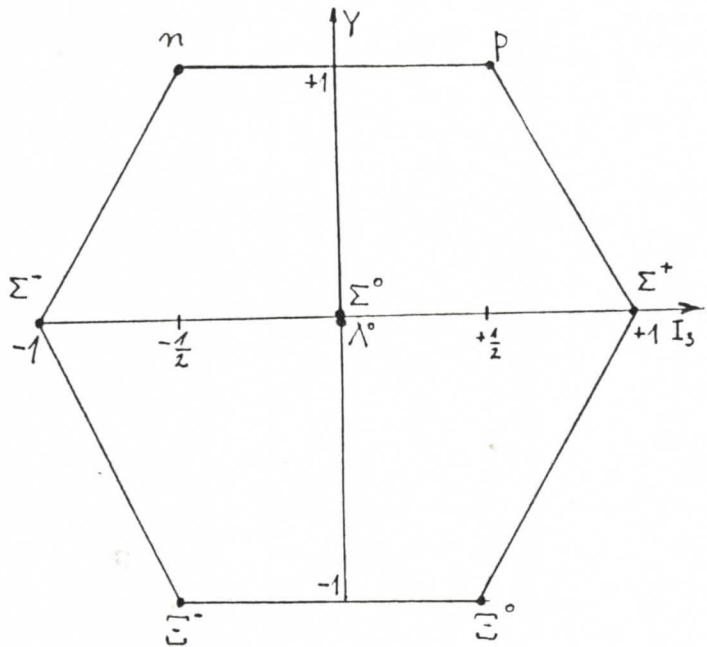
$J^P = \frac{3}{2}^+$ odgovara dekupletu bariona

$J^P = 0^-$ odgovara oktetu pseudo skalarnih mezona

$J^P = 1^-$ odgovara oktetu vektorskih mezona

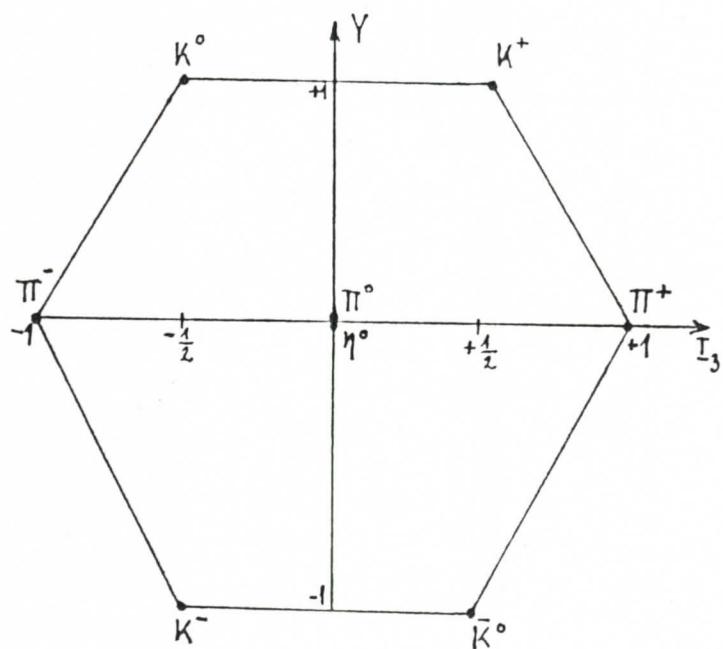
Multipleti odgovaraju reprezentaciji unitarne simetrije $SU(3)$, grupe koja kao komponente daje singlet (1), oktet (8) i dekuplet (10).

Ova $SU(3)$ simetrija je naрушена i nema veze sa egzaktno sačuvanom grupom $SU_C(3)$ standardnog modela, na slici 1a, saglasno $SU(3)$ u ravni je prikazan barionski oktet, $\frac{1}{2}^+$ sa projekcijom izospina I_3 kao apcisom i hipernabojem Y kao ordinatom.



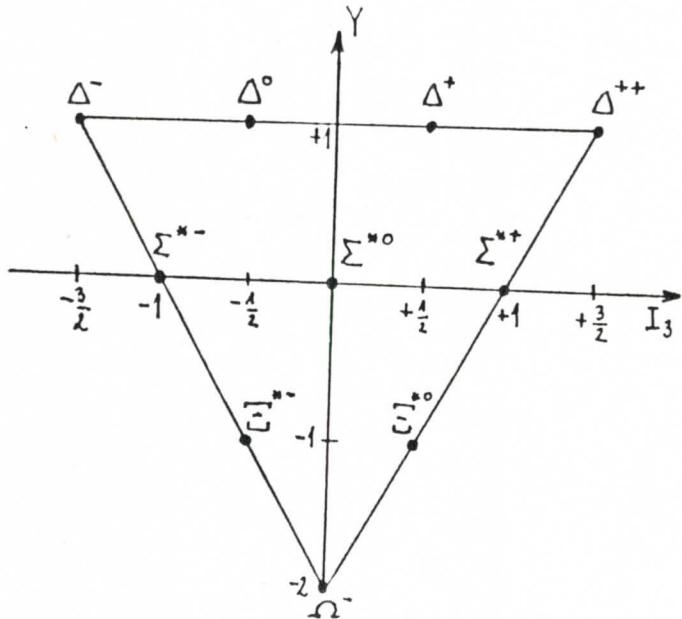
Sl. (1a)

Barionski oktet $J^P = \frac{1}{2}^+$



Sl. (2a)

Grafički prikaz mezon skog okteta $J^P = 0^-$



Čl. (3a)

Grafički prikaz dekupteta bariona $J^P = \frac{3}{2}^+$

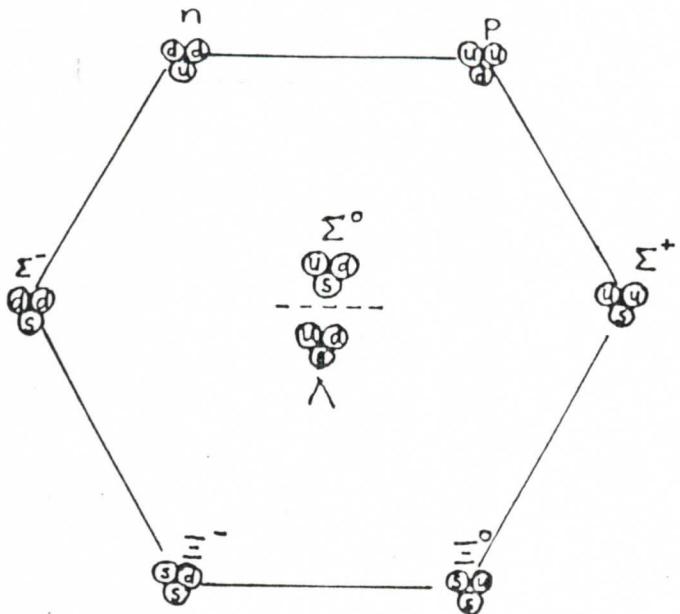
Od 1974. god. i otkrića šarm kvarka, hipernaboj Υ više nije dovoljan da karakteriše izospinske multiple - morao se uvesti novi kvantni broj šarm C, koji se nanosi na treću osu

Od 1977. godine situacija je još komplikovanija - uveden je novi kvantni broj b, koji zahteva reprezentaciju SU(5). Njena reprezentativna figura je četvorodimenzionalna. Otkriće t-kvarka zahtevaće SU(6) reprezentaciju.

Pregled dosad otkrivenih hadrona tipa $\frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$, $0^-, 1^-$
kao i antibariona $\frac{1}{2}^-$

J^P	SU(3) dimenzije		SU(4) tri dimenzije		SU(5) otkrivene čestice
	pred- vidjen broj čestica	otkrivene čestice	pred- vidjen broj čestica	otkrivene čestice	
Barioni $\frac{1}{2}^+$	8	η p $\Sigma^- \Sigma^0 \Sigma^+$ $\Xi^- \Xi^0$	12	$\Sigma_c^- \Lambda_c^0 \Xi_c^0$	
$\frac{3}{2}^+$	10	$\Delta^- \Delta^0 \Delta^+ \Delta^{++}$ $\Sigma^{*-} \Sigma^{*0} \Sigma^{*+}$ $\Sigma^{**-} \Sigma^{**0}$ Ω^-	10		
Mezoni 0^-	8 + 1	$K^0 K^+$ $\pi^- \pi^0 \pi^+$ $K^- \bar{K}^0$ $\eta' \eta$	7	$D_s^+ D^0$ $D^- \eta_c \bar{D}_s^0$	$B^0 B^+$ $B^- \bar{B}^0$
1^-	8 + 1	$K^{*-} K^{*+}$ $\xi^- \xi^0 \xi^+$ $K^{*-} \bar{K}^{*0}$ $\varphi \eta'$	7	$D^{**+} D^{**}$ $\eta/\psi \bar{D}^{*0}$ $D^{*-} D_s^{*-}$	Υ
Antibarioni $\frac{1}{2}^-$	8	$\bar{p} \bar{n}$ $\bar{\Sigma}^+ \bar{\Sigma}^0 \bar{\Sigma}^-$ $\bar{\Xi}^0 \bar{\Xi}^-$			

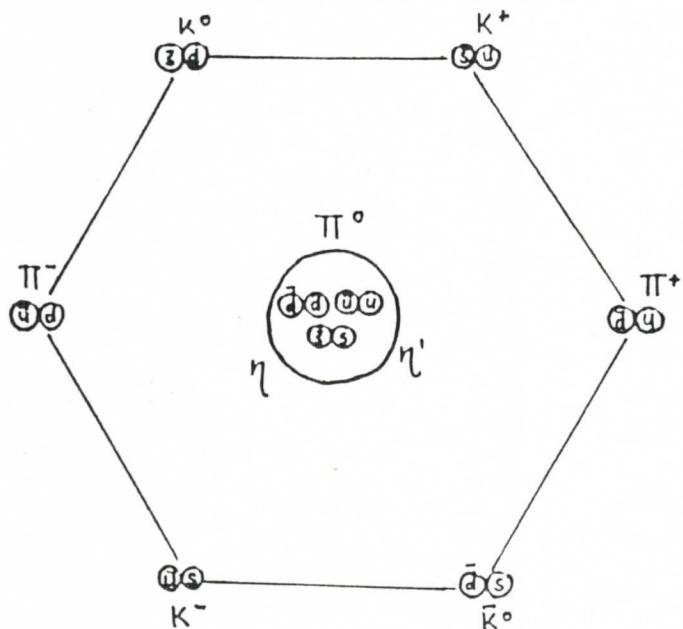
Vodeći računa o kvarkovskoj strukturi hadrona, barionski oktet se može prikazati kao na slici 4a mezonski oktet kao na slici 5a a barionski dekuplet kao na slici 6a



Sl. (4a)

Barionski oktet

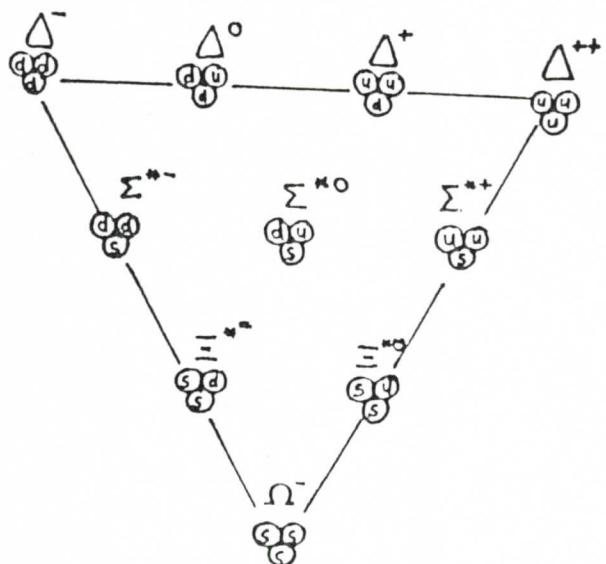
U sredini se dobijaju različite čestice, jer međusobna orijentacija tri kvarka može biti različita.



Sl. (5a)

Mezonski oktet

Neutralni pi-mezon je mešavina $\bar{u}u$ i $\bar{d}d$ kvarkova po 50%. Eta mezon se sastoji od oko 25% $\bar{u}u$, 25% $\bar{d}d$ i oko 50% $\bar{s}s$, kao i eta prim mezon,



Sl. (6a)

Barionski dekuplet

Pregled kvarkovske strukture nekih hadrona

Barioni				Mezoni	
	$\frac{1}{2}^+$		$\frac{3}{2}^+$		0^-
P	uud	Δ^-	ddd	K^0	$\bar{s}d$
n	udd	Δ^0	dud	K^+	$\bar{s}u$
Σ^+	uus	Δ^+	uud	π^-	$\bar{u}d$
Σ^0	uds	Δ^{++}	uuu	π^0	$\bar{u}u/\bar{d}d$
λ	uds	Σ^{*-}	dds	η	$\bar{u}u/\bar{d}d/\bar{s}s$
Σ^-	dds	Σ^{*0}	dus	η'	$\bar{u}u/\bar{d}d/\bar{s}s$
Ξ^0	uss	Σ^{*+}	uus	π^+	$\bar{d}u$
Ξ^-	dss	Ξ^{*-}	sds	K^-	$\bar{u}s$
		Ξ^{*0}	sus	\bar{K}^0	$\bar{d}s$
..		Ω^-	sss		

Hadroni moraju biti neobojeni (bezbojni), što znači da se barioni sastoje od sva tri kvarka različite boje, dok su mezoni kombinacija boje i antiboje (boje kvarka i antikvarka su komplementarne, np. crvena-anticrvena).

Dodatak 2.

Simetrije

U fizici su osobine invarijantnosti povezane sa osobinama simetrije. Fizička pojava je simetrična u odnosu na neku veličinu, ako se rezultati eksperimenata ne menjaju pri proizvoljnoj promeni te veličine, tj. fizička pojava je invarijantna u odnosu na tu veličinu.

Smatra se da je svaki zakon održanja povezan sa nekom simetrijom koja nas okružuje. Važi pravilo da iz simetrije sledi invarijantnost, a iz invarijantnosti zakon održanja.

Postoji mnogo vrsta simetrija u fizici čestica.

Mogu se klasifikovati na:

- 1) Permutacione - obuhvaćene su Boze-Ajnštajnovom i Fermi-Dirakovom statistikom
- 2) Kontinualne prostorne-vremenske transformacije u koje spadaju:
 - translacija
 - rotacija
 - ubrzanje
- 3) Diskretne transformacije, kao što su:
 - inverzija prostora (P)
 - inverzija vremena (T)
 - konjugacija naboja (C)
- 4) Gejdž transformacije (unutrašnje simetrije)
 - $U(1)$ simetrija, sa kojom je povezana konzervacija naboja, barionskog i leptonskih brojeva
 - $SU(2)_L$ simetrija, iz koje proističe konzervacija slabog izospina
 - $SU(3)_C$ simetrija, iz koje sledi konzervacija boje i aromata.

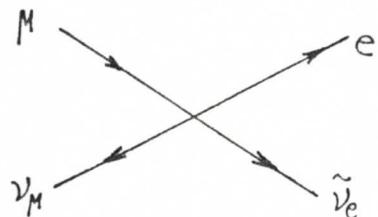
Primer diskretne simetrije:

Levo-desna simetrija čestičnih reakcija - Predpostavi se da se čestica raspada u nekoliko drugih koje su emitovane sa spinovima orijentisanim u izvesnim pravcima. Ako se proces

zamisli u ogledalu - pravci kretanja čestica i orijentacije njihovih spinova će biti suprotni. Ako izvesni pravci raspara nisu zabranjeni nekim fizičkim zakonom onda interakcije koje upravljavaju raspadom moraju biti simetrične u odnosu na ogledalske refleksije, tj. sila koja upravlja procesom ne poseduje sopstvenu spiralnost.

Pošto trodimenzionalni prostor sam po sebi nema unutrašnju spiralnost, jedno vreme se mislilo da su sve fizičke sile refleksno simetrične, jer nema razloga da prirodne sile više ističu, na primer, levu ruku nad desnom. Zato je otkriće Tsung Dao Li i Čen Ning Jang (1956) da slaba sila narušava ogledalsku simetriju predstavljalo veliki iznenadjenje.

Tipičan slučaj ovog narušavanja je raspad miona prikazan niže



Sl. (1b)

Narušavanje parnosti - raspad miona

Primer gejdž simetrije

Gejdž simetrija ima svoje poreklo u pojmu energije. Naprimjer, energija potrebna da se podigne težina od poda do tavanice zavisi jedino od visine iznad poda. Nevažno je da li se visina meri od nivoa mora ili nivoa tla, važna je samo razlika visina poda i tavanice. Nulti nivo se može preskalirati (prebaždariti) bez promene energije potrebne za prenos

mase izmedju dve tačke. Mogućnost prebaždarenja visine je elementarni primer takozvane gejdž simetrije.

Elektromagnetna polja takođe imaju gejdž simetriju. Nula električnog potencijala se može proizvoljno definisati bez promene energije potrebne za kretanje naboja izmedju dve tačke. I gluonska teorija jake sile uključuje gejdž polje, mada na složeniji način.

Šezdesetih godina su Abdus Salam i Stiven Vajnberg otkrili da se elektromagnetna i slaba sila mogu sjediniti u "elektroslabu" interakciju korišćenjem proširenog oblika gejdž simetrije. Njihova teorija je predvidela postojanje Z^0 čestica. Međutim, problem je u kratkom dometu slabe sile, koji jedino može biti objašnjen pretpostavkom da je deo gejdž simetrije narušen. Veruje se da je ova simetrija nestabilna i da slaba sila teži da usvoji asimetrično stanje sa nižom energijom. To se postiže delovanjem hipotetičkog novog polja - Higsovog*, tako nazvanog po Piteru Higsu koji ga je uveo u teoriju.

Otkriće čestica ili kvanata udruženih sa Higsovim poljem bi bila dodatna potvrda ujedinjene elektroslabe teorije. Takozvane Higsove čestice trebalo bi biti bozoni nultog spina, ekstremno velike mase.

* Veruje se da Higsova polja mogu imati ključnu ulogu u kosmologiji. Prema poslednjim razmišljanjima univerzum je započeo Higsovim poljem u pobudjenom stanju koje je na gravitacionom polju izazvalo efekat repulzije (odbijanja) dovodeći do sve brže ekspanzije univerzuma. Ovaj fenomen je nazvan inflacija i trajao je koliko i pobudjeno stanje Higsovog polja.

Kako je Higsovo polje opadalo postojalo je "čvorovato". Topološki defekti čiji su uzrok ti "čvorovi" u prostoru se manifestuju u obliku magnetnih monopola, struna i oblasti zidova.

Higsovo polje je uvedeno da ukloni simetrije koje se ne opažaju u prirodi. Dogadja se i obrnuto - uvode se hipotetičke čestice da se održi simetrija koja bi inače bila narušena.

U nekim teorijama pojavljuju se reakcije koje mogu da unište ogledalske simetrije jakih sila. Da bi se kompenzovala moguća spinalnost postulirana je nova čestica - aksion koja ima istu prodiruću moć kao neutrino

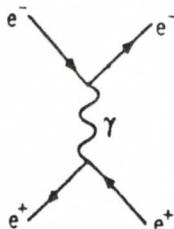
Aksioni su ostaci Big Bang-a, a takođe mogu biti proizvedeni na Suncu. Neki kosmolozzi zaključuju da su ove čestice kandidati za nedostajuću masu.

Dodatak 3.

Fajnmanovi dijagrami

Kvantna elektrodinamika

Za opisivanje procesa u kvantnoj elektrodinamici koristi se grafički metod kojeg je razradio Ričard Fajnman. U dijagramima linije sa strelicama predstavljaju čestice sa spinom $1/2$ (fermioni), koje nose konzervisane kvantne brojeve poput leptonskog i kvark broja. Vreme teče sa leva na desno, a strelice usmerene unazad u vremenu predstavljaju antifermione. Talasaste linije opisuju fotone. One mogu započeti ili završiti na verteksu interakcija izmedju linijsa fermiona. Kombinacija dolazećih i odlazećih fermionskih linijsa na verteksu se zove "struja", a foton je kvantizirano elektromagnetno polje koje interaguje sa njom.



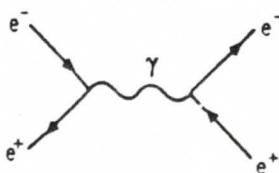
Sl. (1c)

Interakcija dve struje preko elektromagnetskog polja
kvantiziranog kao razmena fotona

Postoji egzaktna veza Fajnmanovih dijagrama i članova u perturbacionoj seriji koja se koristi za izračunavanje interakcione amplitude u kvantnoj elektrodinamici. Svaka linijsa dijagrama daje faktor u odgovarajućem članu, a totalna interakcija je data sumom svih mogućih dijagrama povezanih istim spoljnjim linijsama.

Doprinos pojedinog člana u perturbacionoj seriji je proporcionalan α^n , gde je α konstanta fine strukture, a n je broj

foton-fermionskih verteksa u odgovarajućem Fajnmanovom dijagramu. Pošto je α jako malo ($\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$) članovi višeg reda se tretiraju kao male radiativne korekcije najprostijeg granastog dijagrama (bez petlji) tj. Born-ovih termova (slika 1.c i 2.c).



Sl. (2c)

Unutrašnje linije predstavljaju virtuelne čestice, koje postoje vrlo kratko vreme i koje prema Hajzenbergovom principu neodredjenosti imaju mase različite od odgovarajućih masa slobodnih čestica. Takvi doprinosi amplitudi interakcije su poznati kao propagatori. Pomnoženi su faktorom koji aproksimativno iznosi $\frac{1}{\Delta m^2}$ (Δm^2 = "pogrešnost mase" na kvadrat)

Kvantnoelektrodinamičke amplitude imaju osobinu zvanu "Gejdž-invarijantnost", koja je preneta iz proizvoljne vrednosti vektorskog potencijala klasičnog elektromagnetizma. Javlja se kao proizvoljna faza u talasnoj funkciji čestice, koja se može menjati bez promene ijedne fizički merljive veličine. Takva fazna promena ili "Gejdž transformacija" se dobija delovanjem na talasnu funkciju operatora koji je generator matematičke grupe nazvane $U(1)$. To je "gejdž" grupa,

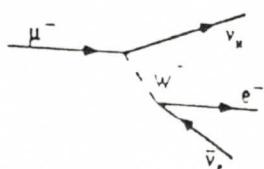
QED, odnosno Abelova grupa:
-generatori medjusobno komutiraju, sa fizičkom posledicom da tri fotona ne mogu interagovati u jednom verteksu, odn. jedan foton se ne može razdeliti na dva fotona.
I kvantna elektrodinamika (QED) i kvantna hromodinamika održavaju parnost što znači da se ugaone raspodele rasejanja ili raspada ne mogu razlikovati od njihovih ogledalskih refleksija. To takođe znači da se fotoni podjednako interaguju sa levogirim i sa desnogirim komponentama interagujućih fermiona, tj. sa fermionima koji imaju spin unatrag ili unapred u odnosu na pravac kretanja.

Elektroslaba teorija

Procesi kojima upravlja slaba interakcija, kao što su raspad miona, neutronski beta raspad i neutrinsko rasejanje se takođe mogu predstaviti Fajnmanovim dijagramima (slika 3c, 4c, 5c) korišćenjem elektroslabe teorije zasnovane na gejdž grupi $SU(2) \otimes U(1)$ koja je neabelovska (generatori ne komutiraju) tj. bozoni mogu direktno međusobno interagovati. Procesi su slabi na niskim energijama pošto je član "gušenja" koji potiče pogrešnosti mase na kvadrat reda veličine $\frac{1}{M_Z^2}$ ili $\frac{1}{M_W^2}$. Ali kada je energija centra mase sudarajućih elektrona i pozitrona bliska masi Z^0 (LEP) pogrešnost mase prolazi kroz nulu i javlja se velika rezonanca čija su visina i širina direktno povezane sa srednjim životom Z^0 .

W bozoni nose jedinično nanelektrisanje. Da bi održali na boji mora da interaguju sa tzv. nanelektrisanim strujama koje menjaju nanelektrisanje. Ove interakcije maksimalno наруšavaju parnost (verovatnoća distribucije po pravcu čestica emitovanih u β -raspadu može biti totalno asimetrična u odnosu na ogledalsku refleksiju).

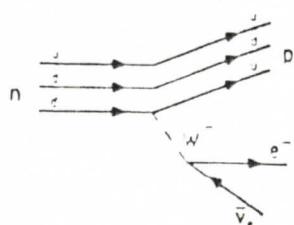
Z^0 bozon je neutralan i interahuje sa neutralnim strujama fermiona, tj. prenosi interakcije u kojima se ne menja nanelektrisanje.



Sl. (3c)

Raspad miona

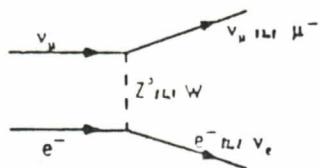
W bozon povezuje dve nanelektrisane struje punom jačinom,



Sl. (4c)

Neutronski beta raspad

$d \rightarrow U$ struja je povezana sa bozonom W sa malo smanjenom jačinom



Sl. (5c)

Elastično rasejanje neutrina na elektronima

Ovo može biti ili proces nadelektrisane struje (sa razmenom W) ili neutralna struja (razmena Z^0).

W bozon se ponaša kao jednaka mešavina vektorske i aksialno vektorske čestice i interaguje samo sa levogirim komponentama fermiona.

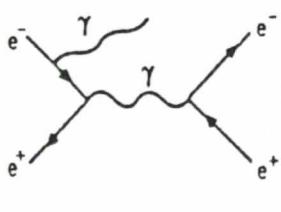
U kvantnoj mehanici talasna funkcija čestice spina 1 (kao W^\pm ili Z^0) mora imati osobine prostornih transformacija ili kao vektor ili kao aksijalni vektor ili kao mešavina oba.

Z^0 bozon se ponaša kao nejednaka mešavina vektorske i aksialno vektorske čestice i interaguje različitom jačinom sa različitim tipovima fermiona saglasno njihovom nadelektrisanju.

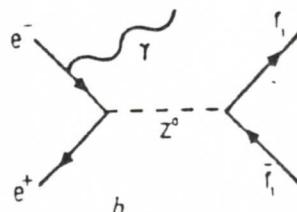
Renormalizacija

Teorije polja se moraju renormalizovati da bi se uklonio efekat članova višeg reda koji se ne pokoravaju pravilu da su članovi višeg reda manji.

Neke klase članova daju beskonačan doprinos perturbacionoj seriji. Jedna grupa tih termova tzv. infracrvena divergencija odgovara sumi po emitovanim fotonima vrlo niskih energija (sl. 6c, 7c).

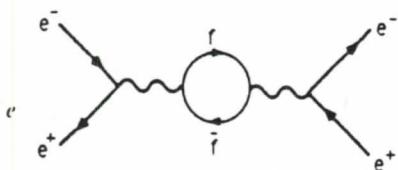


Sl. (6c)
dolazeći elektron emituje
"ekstra" foton

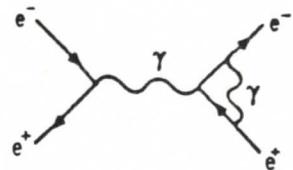


Sl. (7c)
Sudari visokoenergetskih
elektrona i pozitrona

Drugi uključuju korekcije petlje i korekcije verteksa (sl. 8c, 9c).



Sl. (8c).



Sl. (9c).

Unutrašnja petlja bi dala beskonačan doprinos da nije poništena renormalizacijom.

Renormalizacija jako komplikuje teoriju, ali ne umanjuje značaj Fajnmanovih dijagrama..

Posle odbijanja beskonačnih korektivnih članova radi uklanjanja beskonačnih divergentnih doprinosa, konstanta fine strukture α postaje efektivna interakcija koja se menja kao funkcija od q^2 (kvadrat četvoro-vektorskog transfera impulsa na bilo kom fotonsko-fermionskom verteksu). U domenu q^2 od nekoliko $(\text{eV})^2$ do M_Z^2 , α se menja od približno 1/137 do 1/128.

Kvantna hromodinamika

Perturbaciona teorija opisuje samo neke procese kvantne hromodinamike.

Ne-abelovska gejdž grupa $SU(3)_c$ transformiše u stepene slobode tzv. "boje". Kvantni broj boje nose vezani kvarkovci i gluoni (petljaste linije na dijagramima). Analogno efektivnoj interakciji α u kvantnoj elektrodinamici α_S^* postaje vrlo velika na niskim q^2 , a logaritamski opada na visokim q^2 .

* α_S - renormalisana efektivna interakcija u kvantnoj hromodinamici

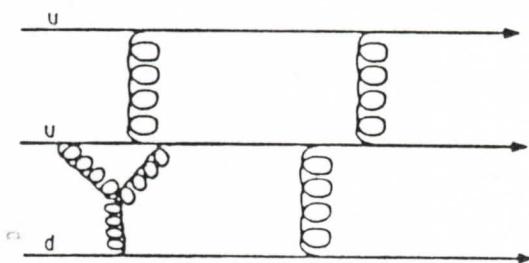
To omogućava korišćenje individualnih granastih Fajnmanovih dijagrama za izračunavanje amplitudi visokoenergetskih procesa poput $Z^0 \rightarrow q + \bar{q}$ i $Z^0 \rightarrow q + \bar{q} + g$ ili duboko neelastično neutrino-protonskog rasejanja koje uključuje samo nekoliko kvarkova i "tvrde" gluone**.

Ovakvi procesi su nazvani perturbativni jer članovi višeg reda u perturbacionoj seriji su dovoljno mali da budu zanemareni.

Meki gluoni izmenjuju se između kvarkova unutar hadrona na tako niskim energijama i niskim q^2 da je $\alpha_s \gg 1$ i suma svih dijagrama u perturbacionoj seriji divergira.

Rezultati eksperimenata duboko neelastičnih rasejanja omogućili su da se utvrdi funkcija raspodele za "partone" unutar protona. Partoni su mešavina valentnih kvarkova, gluona i "mora" koje se sastoji od virtuelnih parova kvark-antikvark.

Za proračun strukture vezanih kvarkova i gluona unutar hadrona (sl. loc) potrebno je razviti potpuno različite ne-perturbativne tehnike poput latice gejdž teorije (teorija mreže).



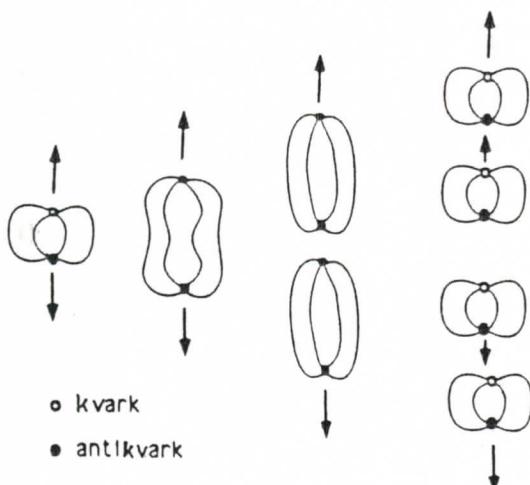
sl. (loc)

Spajanje tri kvarka razmenom gluona u protonu
Na dnu levo je trostruki gluonski verteks-gluon povezan sa d-kvarkom se cepe u dva koja se vezuju za u kvark pokazujući neabelovski karakter kvantnohromodinamičke gejdž grupe.

** tvrdi gluoni - gluoni visoke energije
meki gluoni - gluoni niske energije

Fragmentacija

Kada je kvarku dat velik impuls*, on za sobom već vuče strune boje, tzv. "linije sile."** Energija akumulirana u ovom svežnju linija raste sa povećanjem dužine sve dok ne postane dovoljno velika da omogući proizvodnju novog kvark-antikvark para pri kidanju strune. Novonastali antikvark kombinuje se sa originalnim kvarkom obrazujući kraću strunu, dok se novi kvark vezuje sa preostalim kvarkovima prvobitnog barioна ili antikvarkom prvobitnog mezona gradeći novi hadron. Ovaj proces se naziva fragmentacija. Fragmetacija se nastavlja do novog kidanja strune kako je to prikazano na slici 11.c.

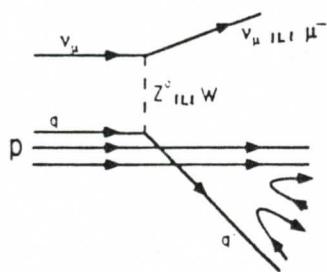


Sl. (11.c)
Proces fragmentacije

Na kraju se sva energija iz originalnog procesa transformiše u energiju hadrona proizvedenih kombinovanjem kvark-antikvark parova nastalih izduživanjem struna.

Kvarkovi u ovom procesu ne ostaju slobodni i njihova "gola boja" je sakrivena.

* U transformaciji $Z^0 \rightarrow q + \bar{q}$ ili u duboko neelastičnom neutrinskom rasejanju (sl.12.c). Kvark ne može sam da se izdvoji.



Sl. (12.c)

Slika-neelastično rasejanje neutrīna
naelektrisanom ili nenaelektrisanom
strujom na protonu koje daje uzmak
leptona i dva hadronska džeta nastala
fragmentacijom (jet-engleski-mlaz).
Jedan od džetova sadrži nukleon, tj.
tri paralelne kvark linije.

** Strune su analogne svežnju magnetskih linija sila koje bi se proizvele razdvajanjem polova magneta.

Izračunavanja pomoću Fajnmanovih dijagrama

Metod koji se koristi pri računanju:

- 1) Napišu se svi Fajnmanovi dijagrami koji mogu da povezuju početno i krajnje stanje datog procesa (uključuju se i petlje)
- 2) Korišćenjem Fajnmanovih pravila, dijagrami se prevode u formulu koja zavisi od impulsa i spin-a.
- 3) Vrši se sumiranje i integracija preko svih intermedijalnih stanja (impulsa).
- 4) Ovim se dobija matrični element M .
 $|M|^2$ je verovatnoća prelaza po jedinici fluksa dolazećih-odlazećih čestica.
- 5) Doda se faktor za dolazeći fluks:
 $\frac{1}{2s}$ za sudare (s je kvadrat ukupne mase)
 $\frac{1}{2m}$ za raspade (m - masa čestice)
- 6) Integriše se preko raspoloživih odlazećih impulsa i sumira preko raspoloživih odlazećih spinova. Odredi se srednja vrednost odgovarajućih dolazećih spinova.

Dodatak 4.

Parametri elektroslabe teorije

- α - konstanta fine strukture kvantne elektrodinamike. Merena je na niskim energijama do 10 značajnih cifara.
- g_F - Fermijeva konstanta interakcije "naelektrisanih slabih struja" slabe interakcije prenošene W-bozonom. Merena je u mionskom raspodu na 6 značajnih cifara. Konstanta interakcije "neutralnih struja" se malo smanjuje sa jačinom fiksirane vrednosti $\sin^2 \theta_u$
- M_Z - masa Z^0 bozona koji prenosi "neutralne struje" slabe interakcije
Prema izveštaju datom na konferenciji u Singapuru 1991, najbolja vrednost CERN-ovih i Fermilabavih kolajdera je $M_Z = 91,177^{+0,031}$
- M_W - masa W bozona; $M_W = 79,9^{+0,4}$ ili preko $\frac{M_W}{M_Z} = 0,883^{+0,005}$ (Singapur 91.)
- $\sin^2 \theta_W$ - Vajnbergov ugao mešanja (θ_W) neutralnih polja W^0 i B^0 koja sastavljaju foton i Z^0 bozon. Može biti eksperimentalno procenjen na više nezavisnih načina, na primer iz $\sin^2 \theta_W = (1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2})$; iz kombinacije Z^0 parcijalnih širina ili iz efikasnih preseka interakcija neutrina putem neutralnih struja
- M_H - masa Higsove čestice još neotkrivene. Eksperimentalno utvrđena donja granica je sad 45 GeV-a. Ako je M_H manja od ~ 500 GeV-a, dobija se najjednostavnije objašnjenje efekta spontanog narušavanja simetrije potrebnog za renormalizovanu elektroslabu teoriju.

Parametri kvantne hromodinamike

- α_s - konstanta interakcije kvantne hromodinamike. Vrednost se menja sa energijom zbog efekta renormalizacije.
- λ_μ - parametar skale (zavisi od modela), upravlja brzinom promene α_s sa kvadratom četvoroimpulsnog transfera q^2

$$ds = \frac{\text{const}}{\ell n \left(\frac{q^2}{\lambda_{\mu s}^2} \right)}$$

Mase fermijona:

m_e, m_μ, m_τ - mase nanelektrisanih leptona. Dobro su izmerene
 $m_{\nu_e}, m_{\nu_\mu}, m_{\nu_\tau}$ - mase neutrina. Odgovaraju nuli (sadašnje eksperimentalne granice su $m_{\nu_e} < 1$ eV; $m_{\nu_\mu} < 0,27$ MeV;
 $m_{\nu_\tau} < 35$ MeV)

m_u, m_d, m_s, m_c, m_b - mase poznatih kvarkova. Kvarkovi se ne mogu posmatrati kao slobodne čestice i njihove efektivne mase nisu jednoznačno odredjene.

m_t - masa top kvarka, još eksperimentalno ne posmatrana.
 donja granica 89 GeV (Singapur 1990.)

Kabibo - Kobajaši-Maskava (CKM) interakcija:

Svojstvena stanja kvarkova d, s i b (nanelektrisanja - $\frac{1}{3}$) koji se koriste u izgradnji jako interagujućih čestica (hadrona) nisu ista kao svojstvena stanja čestica koje interaguju razmenom W bozona sa nanelektrisanim strujama slabe interakcije.

Kabibo-Kobajaši-Maskava matrica je dimenzije 3×3 , povezuje dva skupa svojstvenih stanja. Ima devet elemenata, od kojih neki mogu biti kompleksni. Matrica može biti parametrizovana sa 4 realna ugla od kojih jedan upravlja veličinom CP narušavanja u K^0 raspadima. Druga tri određuju brzine raspada kvarkova u druge kvarkove reducirajući njihovu efektivnu konstantu interakcije na izvestan razlomak Fermijeve konstante G_F .

Kabibo-Kobajaši-Maskava mešanje se primenjuje po konvenciji na kvarkove sa nabojem od $-1/3$ (u jedinicama elementarnog nanelektrisanja), pošto procesi nanelektrisanih struja uvek vezuju kvarkove naboja $+2/3$ sa kvarkovima naboja $-1/3$. Mešanje može sa istim pravom biti primenjeno na kvarkove naboja $+2/3$.

Literatura

- B. Grosssetete, F. Vannucci - *Interactions et Particules*
Eyrolles, Paris 1991.
- D. Perkins - *Introduction to High Energy Physics*
Addison-Wesley, Menlo Park 1987.
- D. Miller - *Particle Physics after a year of LEP*
Nature 349 (31.01.1991.) p. 379
- Л. Б. Окунъ - *Физика Элементарных Частиц*,
Наука, Москва 1988.
- G. G. Ross - *Evidence of Supersymmetry*
Nature 352 (04.07.1991.) p. 21.