

PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

---

INSTITUT ZA FIZIKU

MOMIR S. TIHOMIROVIĆ

GEJ<sup>V</sup>DŽ TEORIJA  
I  
FIZIKA ELEMENTARNIH ČESTICA

- DIPLOMSKI RAD -

MENTOR:

DR MILAN NIKOLIĆ

---

KULA-NOVI SAD, MAJ-JUN 1991.GOD

Profesoru Dr Milanu Nikolicu  
izražavam veliku zahvalnost  
za izbor teme i pomoc u izradi  
rada, i za podsticaj koji mi  
je razvio interes za fiziku  
elementarnih čestica

## SADRŽAJ

UVOD .....	1
1. POLJA I SIMETRIJE.....	2
1.1. Simetrija diktira interakciju.....	2
1.2. Teorija polja i unifikacija.....	4
1.3. Simetrije.....	6
2. UVOD U GEJDŽ TEORIJU .....	9
1. Gejdž invarijantnost u klasičnoj elektrodinamici .....	9
1.1. Potencijali i gejdž .....	9
1.2. Gejdž transformacija .....	10
2. Gejdž invarijantnosti .....	10
2.1. Njutnova mehanika .....	11
2.2. Kvantna mehanika .....	11
3. FIZIČKA SUŠTINA GEJDŽ TEORIJE .....	13
4. FUNDAMENTALNE INTERAKCIJE .....	21
4.1. Elektromagnetna interakcija .....	21
4.2. Slaba i elektroslaba interakcija .....	22
4.3. Jaka interakcija .....	23
DOPUNE .....	26
TUMAČ POJMOVA .....	37
LITERAURA .....	40

## UVOD

U fizici elementarnih čestica poslednjih godina odigravaju se značajani procesi koji dovode do prelaza na novi kvalitativni nivo, omogućujući time dublja saznanja o osnovama na kojima materija gradi svet. Po svom značaju taj novi domet saznanja se može porediti sa prethodne dve epohalne teorije moderne fizike - teorijom relativnosti i kvantnom teorijom. Reč je o gejdž teoriji. Ova teorija fizičarima služi kao pouzdan vodič i kriterijum za izgradnju fizičke slike sveta. Uz njegovu pomoć oni kreću u ostvarivanju najtežeg zadatka - izgradnje jedinstvene teorije strukture materije, koja treba da obuhvati i objedini sve fundamentalne interakcije.

Iako je ova teorija još u početnoj fazi njeni rezultati su već veoma značajni i daju nadu da ćemo uskoro moći razumeti mnoge pojave u fizici koje su nam do skoro izgledale neobjašnjive.

Pojam gejdža u fiziku je prvi uveo Vajl. Danas se taj termin različito i prevodi, tako na primer kod nas je uobičajeni termin baždarska teorija, kod rusa kalibraciona, teorija kod nemaca eich teorija, kod engleza gauge teorija, a kod francuza jauge teorija.

U ovom radu su obradene sledeće glave:

U prvoj glavi koja se naziva polje i simetrija dat je istorijski razvoj teorije, osnovne ideje unifikacije i osnovni pojmovi simetrije.

U drugoj glavi je dat pregled primene gejdž teorije u klasičnoj elektrodinamici i kvantnoj mehanici.

U trećoj glavi je dat savremen pristup gejdž teoriji a u četvrtoj je učinjen pokušaj objašnjavanja fundamentalnih interakcija pomoću gejdž teorija.

U prilogima je dato niz tabela i objašnjenja koja trebaju da upotpune tekst i ceo rad učine razumljivijim.

## 1. POLJA I SIMETRIJE

### 1.1. Simetrija diktira interakciju

Reč elektromagnetizma potiče od Ersteda koji je 1820. godine otkrio uticaj električne struje na magnete. To je podstaklo Ampera da svojim radovima (Amperov zakon) dode do saznanja da između struja deluju sile. Dalje problem elektromagnetizma je izučavao Veber pomoću pojma "dejstva na daljinu". Nekoliko godina posle Amperovog otkrića Faradej počinje svoja 30-godišnja istraživanja. On prvi put uvodi pojam indukcije i daje pojamove linija sila (konvergentne i divergentne) i polja. Po njegovom mišljenju linije sila su nedeljive od struja. Faradejeve ideje su dovele do dubljeg shvatanja dejstva na daljinu - to je delovanje putem polja. Matematičku formulaciju ovim idejama dao je Maksvel koji je prvi koristio reč polje i koji je uveo pojam lokalizacije energije (da se energija sadrži u poljima). Takode prva gejdž teorija sa lokalnom simetrijom bila je teorija električnog i magnetnog polja data Maksvelovom teorijom 1868. godine (gradijentna invarijantnost elektrodinamike). Značaj Maksvelovih jednačina shvaćen je tek radovima Ajštajna 1905. godine i daljim razvojem fizike.

U fizici dvadesetog veka pojam polja je jedan od najfundamentalnijih termina.

Razvoj teorije polja pokazuje sledeća tabela:

- 1905 Lorencova invarijantnost
- 1915 Opšta teorija relativnosti
- 1927 Kvantna elektrodinamika (QED)
- 1930 Dirakova teorija
- 1935 Teorija mezona
- 1947-49 Renormalizacija i QED
- 1948 Fajmanova formulacija kvantne mehanike
- 1954 Neabelova gejdž teorija
- 1960-64 Narušavanje simetrije
- 1961-70 Elektroslabo teorija

1971 Renormalizacija neabelove gejdž teorije

1971-76 Supersimetrija i supergravitacija

> Superstring (Teorija svega)

Iako simetrije i vidovi simetrija u prirodnim zakonima igraju važnu ulogu u stvaranju fizičkih teorija, još od vremena Galileja i Njutna, pojam simetrije je relativno kasno uveden u fiziku. Pjer Kiri (1870-80. god.) je bio jedan od prvih naučnika koji je koristio pojam simetrije u proučavanju strukture kristala. Fedorov (oko 1890. godine) je formulisao pojam prostornih grupa što je omogućilo objašnjenje simetrije kristala. Veliko dostignuće u shvatanju simetrije je bila specijalna teorija relativnosti i Lorencova grupa. To je prvi amalgam polja i simetrije. Lorenc nije uspeo da uvede kovarijantnost u jednačine polja ali je to uradio Ajnštajn. Ajnštajn je pošao od Lorencove invarijantnosti i utvrdio da jednačine polja treba da budu kovarijantne u odnosu na tu invarijantnost. Ajnštajn je bio duboko impresioniran posledicama koje u fizici izaziva pojam simetrije i za potrebe svojih radova radio je na proširenju Lorencove invarijantnosti. Iz razmatranja Lorencovih invarijantnosti i principa ekvivalencije došao je do otkrića opšte teorije relativnosti. Uviđajući značaj simetrije Ajnštajn je uveo princip da simetrija diktira interakciju (Tabela 1).

TABELA 1.

EKSPERIMENT	→	JEDNAČINE POLJA	→	SIMETRIJA	(PRE AJNŠTAJN
				(INVARIJANTNOST)	MINKOVSKOG)
		SIMETRIJE	→	JEDNAČINE POLJA	(POSLE AJNŠTAJN
					MINKOVSKOG)

Ovaj princip je odigrao značajnu ulogu poslednjih godina u razvoju teorije polja, kao što pokazuje Tabela 2.

TABELA 2.

TRANSFORMACIJA KOORDINATA	
INVARIJANTE	→ OPŠTA TEORIJA RELATIVNOSTI
ABELIANSKA GEJDŽ SIMETRIJA	→ ELEKTROMAGNETIZAM
NEABELIANSKA GEJDŽ SIMETRIJA	→ NEABELIJANSKA GEJDŽ POLJA
SUPERSIMETRIJA	→ TEORIJA SIMETRIJE MEĐU BOZONIMA I FERMIONIMA
SUPERGRAVITACIONA SIMETRIJA	→ SUPERGRAVITACIJA

## 1.2. Teorija polja i unifikacija

Ajnštajn je smatrao da je pojam polja centralni pojam fundamentalne fizike.

Između 1920 i 1936. godine postojale su dve teorije polja, a to su Maksvelova teorija elektromagnetizma i Ajnštajnova Opšta teorija relativnosti. Ajnštajn pokušao da ujedini ove dve teorije. To je bila njegova opsesija ali kako smatra Jang: Opsesija sa intuicijom kakva treba da bude fundamentalna fizika. Ajnštajn dakle sagledava kakva treba da bude struktura teorijske fizike.

Ajnštajnovu ideju o problemu unifikacije elektromagnetske sile i gravitacije dalje su razradivali Levi-Čivita, Kartan i Vajl. Njihova nastajanja su išla u pravcu istraživanja mogućnosti proširenja matematičke strukture prostora i vremena.

Vajl (1918. godine) je takođe pokušao da ujedini elektromagnetizam i gravitaciju i to je bio početak "gejdz teorije". Pošto korektno korišćenje koordinantne invarijantnosti daje teoriju gravitacije on je smatrao da se na taj način može doći i do elektromagnetske teorije. Dakle, on je smatrao da nova geometrijska invarijantnost može biti povezana sa elektromagnetizmom. Za ostvarivanje te ideje Vajl je predložio invarijantnost skale-razmere.

Ne~~ka~~ su  $x^\mu$  i  $x^\mu + dx^\mu$  dve prostorno vremenske tačke u međusobnoj neposrednoj blizini i neka je  $f$  takva fizička veličina koja ima vrednost  $f$  u tački  $x^\mu$ , a vrednost drugoj tački  $f + (\partial f / \partial x^\mu) \cdot dx^\mu$  u tački  $x^\mu + dx^\mu$ . Vajl razmatra prostorno vremensku zavisnost menjanja skale  $f$ , faktorom razmere (skale) koji je dat u trećoj liniji sledeće tabele.

KOORDINATE	$x$	$x^\mu + dx^\mu$	
$f$	$f$	$f + (\partial f / \partial x^\mu) dx^\mu$	
FAKTOR SKALE	1	$1 + S_\mu dx^\mu$	(1)
PROMENJENO $f$	$f$	$f + (\partial_\mu + s_\mu) f dx^\mu$	

zanči faktor skale iznosi:

$$1 + S_\mu dx^\mu \quad (2)$$

Vajl je zapazio dve stvari: prvo, da  $S_\mu$  ima isti broj komponentata kao elektromagnetski potencijal  $A_\mu$  i drugo, da zahtevanja da teorija bude invarijantna u odnosu na promenu skale u jednačinama se pojavljuje jedino rot $S_\mu$  a ne samo  $S_\mu$ . Toga je navelo da izjednači  $S_\mu$  sa  $A_\mu$ . To međutim, kao što je i Ajnštajn pokazao nije funkcionisalo jer nije moglo da opiše teoriju elektromagnetizma.

1925. godine tek stvorena kvantna mehanika je pomogla razrešenju ovog problema.

Kao što znamo u klasičnoj mehanici u prisustvu elektromagnetizma impuls čestice je dat sledećim izrazom:

$$\pi_\mu = p - \frac{e}{c} A_\mu \quad (3)$$

U kvantnoj mehanici to je zamenjeno sa sledećom relacijom:

$$-i\hbar(\partial_\mu - \frac{ie}{\hbar c} A_\mu) \quad (4)$$

To je 1927. godine ustanovio Fok. Iste godine London polazeći od jednačine (4) i sa operatorom gde je  $(\partial_\mu + S_\mu)$  iz jednačine (1) zaključio da  $S_\mu$  i  $A_\mu$  treba identifikovati sa  $-ieA_\mu/\hbar c$ . Cela razlika je samo u uvođenju imaginarnog broja  $i$ . Tako da se jednačina (2) može napisati kao:

$$1 - \frac{ie}{\hbar c} A_\mu dx^\mu = \exp(-\frac{ie}{\hbar c} A_\mu dx^\mu) \quad (5)$$

Ova jednačina pokazuje da promenu faze umesto promene razmere.

Stoga lokalno fazna invarijantnost je korektna kvantnomehanička karakterizacija elektromagnetizma.

Vajl je svoju ideju nazvao "Masstab Invarianz" - invarijanta razmere ali je kasnije nazvao "Eich-Invarianz" (kalibraciona, baždarska invarijantnost). To je 20-tih godina ovog veka prevedeno na engleski kao gejdž invarijantnost. Ako bi danas mogli da potražimo ime to bi trebalo da nazovemo fazna invarijantnost, a gejdž polja faznim poljima. Zamena jedinostavne faze kompleksnih brojeva sa koplikovanim fazama, specijalno elementima Li-grupe, dovelo je 1954. godine do ne-Abelovskih gejdž teorija (Jang-Milsova teorija). Ideja ovih teorija je da se jedan tip čestica prevodi u drugi tip kao što je to slučaj u interakcijama elementarnih čestica.

1967. godine Vajnberg i drugi su predložili model ujedinjenja elektromagnetske sa slabom interakcijom koji se bazira na dva osnovna



pojma ne-Abelovskih gejdž grupa i narušavanju simetrije.

Model je dobio fantastičnu eksperimentalnu podršku i pokrenuo ogroman rad na ujedinjavanju elektroslabe sile sa jakom nuklearnom silom (silom između kvarkova - razmenom gluona) i na daljem ujedinjavanju ovih sila sa gravitacijom. 1971. godine t'Hooft je pokazao da se ne-Abelova gejdž teorija može renormalizovati.

Iako ovo prevazilazi karakter ovoga rada ipak da spomenemo da gejdž polja imaju geometrijsku prirodu što proističe iz njihove povezanosti sa Opštom teorijom relativnosti koja je opet sa svoje strane povezana sa geometrijom. Geometrijska (topološka) priroda gejdž polja je potvrđena sledećim primerima:

- Dirakov moņopol (1931. godine)
- Aharonov-Bomov eksperiment (1960. godine)
- t'Hooft-Polyakov monopol (1974. godine)
- Instanton (1975. godine)

### 1.3. Simetrije

U pahuljici snega, na primer, simetrija je očigledna.

Simetrija se može definisati kao invarijantnost oblika ili uzajamnih odnosa (zakoni fizike) koji se posmatraju kada se na njih primeni neka transformacija. U slučaju pahuljice snega takva transformacija je rotacija za 60 stepeni. Ako je početna pozicija poznata i pahuljica snega okrenuta za 60 stepeni (ili za neki njegov celobrojni umnožak) neće se primetiti nikakva promena. Zato kaņemo da je ona invarijantna (nepromenjena) u odnosu na rotaciju od 60 stepeni. Saglasno pomenutom principu kvadrat je invarijantan u odnosu na rotaciju od 90 stepeni, a za krug se može reći da ima neprekidnu simetriju jer rotacija za ma koji ugao kod njega ne dovodi do promena.

Iako je simetrija imala poreklo u geometriji ona je u dovoljno opšta da obuhvati invarijantnost u odnosu na transformacije drugih vrsta.

Primer negeometrijske simetrije je simetrija naboja elektromagnetizma. Predpostavimo da je izvestan broj naelektrisanja izdvojen iz neke određene konfiguracije i da sve sile koje deluju između parova čestica mogu biti izmerene. Ako se polaritet svih naelektrisanja izmeni, sile ostaju nepromenjene.

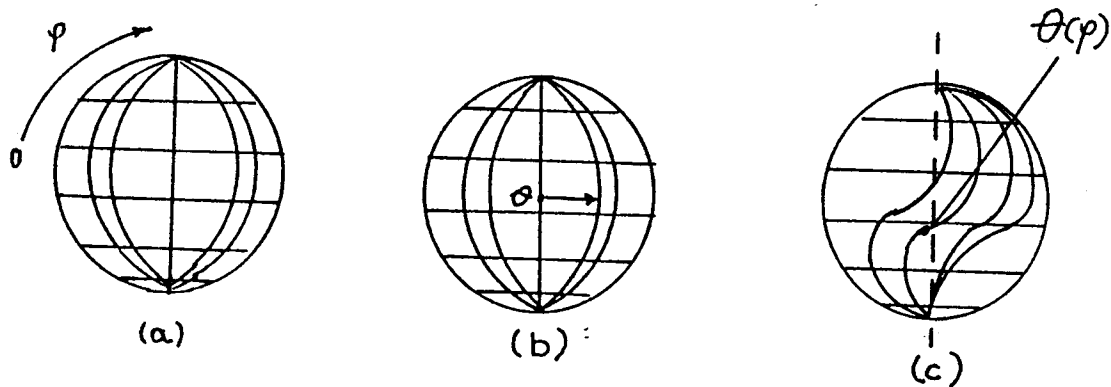
Simetrija negeometrijske vrste je i izospin - izvesne simetrije protona, neutrona i drugih čestica. Osnova simetrije leži u zapažanju da su proton i neutron veoma slične čestice. Njihova razlika u masi je samo oko desetog dela procenta i izuzimajući njihova naelektrisanja oni su identični u svim drugim svojstvima. Ako se protoni i neutroni zamene jaka interakcija se neće promeniti.

Iako proton i neutron izgledaju kao različite čestice, teško je zamisliti neko intermedijalno stanje između njih.

Simetrija u odnosu na izospin je kontinualna simetrija. To je simetrija u unutrašnjem prostoru u kome rotacija transformiše protone u neutrone i obratno. Transformacije kontinualnih simetrija sadrže neprekidan parametar i mogu biti globalne i lokalne (vidi sliku).

Sve dosada razmatrane simetrije imale su globalni karakter što znači da se transformacije dešavaju svuda i istovremeno.

Postoje i lokalne simetrije. Lokalna simetrija se može odrediti kao simetrija u kojoj u svakom vremenskom trenutku i za svaku tačku prostora možemo nezavisno izabrati našu konvenciju. Globalnom simetrijom neki zakoni fizike ostaju nepromenjeni kada se istovremeno svuda izvrši neka transformacija. Za lokalnu simetriju fizički zakoni moraju zadržati podjednaku važnost pri različitim transformacijama, u svakoj tački prostora i vremena. Zahtev lokalne invarijantnosti postavlja daleko strožije uslove fizičkim teorijama nego zahtev globalne simetrije i stoga se broj mogućih fizičkih teorija znatno redukuje.



SLIKA 1.: Globalna transformacija (b) i lokalne transformacije

Globalna simetrija je ilustrovana transformacija sfere (a) u sferu (b). To je rotacija oko ose za ugao  $\theta$  koji ne zavisi od  $\varphi$ .

Lokalna simetrija ilustrovana transformacijom (a) na sferu (c) gde su razne tačke rotirane za različite uglove  $\theta = \theta(\varphi)$  ali su sve tačke ostale na sferi.

Simetrije mogu biti prostorno-vremenske i unutrašnje. Prostorno-vremenske simetrije se odnose na transformacije Poenkareove grupe (4-dimenzione transformacije translacije i rotacije).

Geometrijske principe invarijantnosti prvi je definisao Poenkare, a grupu koju oni obrazuju nazvao je - Lorencova grupa. Transformacije prostorno vremenskih simetrija ne menjaju vrstu čestica ali menjaju njen položaj, dok transformacije unutrašnjih simetrija povezuju međusobno različite ali slične čestice npr. izotopske transformacije prevode neutron u proton - grupa SU(2) za jake interakcije nuklearne fizike.

Unutrašnje simetrije obično međusobno povezuju različite ali srodne čestice (C-konjugacija naboja prevodi česticu u antičesticu, izospin jednu česticu u drugu u okviru izospin multipleta, transformacija boje menja boje kvarkova). Tim simetrijama odgovaraju zakoni održanja konjugacije naboja, izospina i boje.

Geometrijske i unutrašnje simetrije nisu u potpunosti međusobno izolovane. C-konjugacija naboja, P-opracija parnosti i T-inverzija vremena, povezane su CPT-teoremom (CPT = +1). Tako narušavanje CP invarijantnosti u raspadu neutralnih K-mezona povlači sa sobom i narušavanje inverzije vremena. Ili drugi primer - supersimetrija povezuje bozone i fermione - ovde dve sukcesivne transformacije menjaju prostorno vremenske tačke.

U prirodi postoje četiri tipa fundamentalnih interakcija; gravitaciona, elektromagnetna, slaba i jaka interakcija. Treba znati da neki principi invarijantnosti važe samo za specijalne tipove interakcija.

## 2. UVOD U GEJDŽ TEORIJU

## 1. GEJDŽ INVARIJANTNOST U KLASIČNOJ ELEKTRODINAMICI

## 1.1. Potencijali i gejdž

Klasični elektromagnetizam se zasniva na jednačinama Maksvela koje spajaju električno i magnetsko polje u kojima su izvori izraženi gustinom naboja  $\rho$  i gustinom struje  $\vec{J}$ .

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \rho / \epsilon_0 \\ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

Skalarni potencijal  $V$  i vektorski potencijal  $\vec{A}$  dati su izrazima:

$$\left\{ \begin{array}{l} \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right\} \iff \left\{ \begin{array}{l} \vec{B}(\vec{r}, t) = \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{A}(\vec{r}, t) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = -\overrightarrow{\operatorname{grad}} V(\vec{r}, t) - \frac{\partial \vec{A}(\vec{r}, t)}{\partial t} \end{array} \right. \quad (2)$$

znači možemo reći da magnetno polje ima divergenciju nula ili da postoji vektorsko polje  $\vec{A}$  čiji rotor je  $\vec{B}$ .

Dve od Maksvelovih jednačina su rešene uvođenjem potencijala  $V$  i  $\vec{A}$ . Dve druge u principu omogućavaju određivanje ovih potencijala iz  $\rho(\vec{r}, t)$  i  $\vec{J}(\vec{r}, t)$ .

Gejdžom nazivamo skup potencijala  $V(\vec{r}, t)$  i  $\vec{A}(\vec{r}, t)$ , potencijale koji omogućavaju da opišemo elektromagnetno polje  $\{\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{B}(\vec{r}, t)\}$ :

$$\text{gejdž} \stackrel{\text{def}}{=} \{V, \vec{A}\} \quad (3)$$

## 1.2. Gejdž transformacija

Korespodencija između elektromagnetnog polja  $\{\vec{E}, \vec{B}\}$  i gejdža  $\{V, \vec{A}\}$  koji omogućava da ga opišemo nije dvosmerna, ukoliko datom gejdžu odgovara samo jedno elektromagnetno polje  $\{\vec{E}, \vec{B}\}$  (koje se dobija iz formule (2)), recipročno nije tako. Postoji beskonačno ekvivalentnih gejdža, tj. različitih gejdža  $\{V, \vec{A}\}$  koji daju isto elektromagnetno polje  $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ .

Može se pokazati da je potreban i dovoljno uslov da dva gejdža  $\{V, \vec{A}\}$  i  $\{V', \vec{A}'\}$  opisuju isto polje  $\{\vec{E}, \vec{B}\}$ , uz postojanje funkcije  $\chi$  takve da je:

$$\vec{A}'(\vec{r}, t) = \vec{A}(\vec{r}, t) + \overrightarrow{\text{grad}} \chi(\vec{r}, t)$$

$$\vec{V}'(\vec{r}, t) = \vec{V}(\vec{r}, t) - \frac{\partial}{\partial t} \chi(\vec{r}, t) \quad (4)$$

Ove jednačine (4) nazivaju se formulama gejdž transformacije.

Zbog ovih proizvoljnosti gejdža nekad oni se podvrgavaju dopunskom uslovu koji se naziva "gejdž uslov". Najpoznatiji gejdž uslov je Lorencov uslov, koji je dat izrazom:

$$\text{div } \vec{A} + \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial V}{\partial t} = 0 \quad (5)$$

Gejdž koji zadovoljava taj uslov zove se Lorencov gejdž. Postoji još beskonačno mnogo raznih ali ekvivalentnih Lorencovih gejdža (u formuli (4)) jedan Lorencov gejdž  $\{V, \vec{A}\}$  daje drugi Lorencov gejdž  $\{V', \vec{A}'\}$  ako i samo ako ova funkcija  $\chi$  zadovoljava jednačinu prostiranja:

$$\Delta \chi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \chi}{\partial t^2} = 0$$

Često se u literaturi izjednačuju gejdž i uslov gejdža pa se govori o Lorenc-gejdžu.

## 2. GEJDŽ INVARIJANTNOSTI

Postavlja se problem dali dva gejdža koji opisuju isto elektromagnetno polje  $\{\vec{E}, \vec{B}\}$  i koje smo nazvali ekvivalentnim su stvarno ekvivalentni sa gledišta fizike.

## 2.1. Njutnova mehanika

U Njutnovoju mehanici izraz za Lorencovu silu (kretanja naelektrisane čestice u elektromagnetnom polju) sadrži i električno i magnetno polje a ne potencijale.

$$\vec{F} = q [\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}] \quad (6)$$

Ako bismo ova polja opisali jednim gejdžom  $\{V, \vec{A}\}$  i tada računali kretanje čestice (ili sistema čestica) jasno je da bi fizički rezultati bili gejdž invarijantni, tj. oni će biti nepromenjeni ako zamenimo jedan gejdž  $\{V, \vec{A}\}$  sa drugim gejdžom koji daje ista polja  $\vec{E}$  i  $\vec{B}$ .

## 2.1. Kvantna mehanika

Situacija u kvantnoj mehanici je složenija. Razlog je što se proces kvantizacije obavlja polazeći od Langranžove i Hamiltonove formulacije klasične mehanike koji uvode potencijale a ne polja.

U kvantnoj mehanici da bismo sa Hamiltonijana slobodne čestice:

$$H_0 = \vec{p}^2 / 2m \quad (7)$$

prešli na Hamiltonijan iste čestice u elektromagnetnom polju moramo impuls  $\vec{p}$  zameniti sa  $\vec{p} - q\vec{A}$  i dodaje se  $qV$  pa Hamiltonijan izgleda:

$$H = \frac{1}{2m} [\vec{p} - q\vec{A}]^2 + qV \quad (8)$$

To su potencijali  $V$  i  $\vec{A}$  koji opisuju elektromagnetno polje koje se pojavljuje Šredingerovoj jednačini. U uobičajenoj reprezentaciji gde je stanje čestice opisano talasnom funkcijom  $\psi(\vec{r}, t)$  gde je operator impulsa  $\vec{p}$  dat sa  $-i\hbar\vec{\nabla}$  imamo:

$$\vec{\nabla} \longrightarrow \vec{\nabla} - iq\vec{A}(\vec{r}, t)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow \frac{\partial}{\partial t} - iqV(\vec{r}, t) \quad (9)$$

Šta se dešava ako izvršimo zamenu gejdža  $\{V, \vec{A}\}$  sa ekvivalentnim gejdžom  $\{V', \vec{A}'\}$ . Većina "observabla" će se promeniti. To je slučaj i sa Hamiltonijanom (8) i sa Šredingerovom jednačinom. Može se pokazati

da ako je  $\psi(\vec{r}, t)$  rešenje Šredingerove jednačine udruženo sa gejdžom  $\{V, \vec{A}\}$  tada je

$$\psi'(\vec{r}, t) = e^{iq\chi(\vec{r}, t)} \psi(\vec{r}, t) \quad (10)$$

Rešenje Šredingerove jednačine u gejdžu  $\{V', \vec{A}'\}$ , dobijenom transformacijom  $\{V', \vec{A}'\}$  pomoću funkcije  $\chi(\vec{r}, t)$  iz jednačine (4).

Tako sva fizička predviđanja su gejdž invarijantna, što znači da raspodele verovatnoće fizičkih observabla (položaj, brzina, kinetička energija) i amplituda prelaza između fizičkih stanja su nepromenjene kada se sa gejdža  $\{V, \vec{A}\}$  prede na  $\{V', \vec{A}'\}$ , pod uslovom da se istovremeno transformišu i talasne funkcije prema relaciji (10)

## 3. FIZIČKA SUŠTINA GEJDŽ TEORIJA

( Po t'Hooft-u)

Svaka čestica je okarakterisana sa spinom koji je uvek celobrojan ili polucelobrojan. U kvantnoj mehanici spin je kvantiziran, ali ne samo njegova veličina nego i orijentacija. Broj takvih orijentacija predstavlja broj spinskih stanja i on iznosi  $2s + 1$ .

Skalarno polje ( $s = 0$ ) ima samo jednu komponentu - skalarnu česticu. Trokomponentsko vektorsko polje zahteva kvant spina 1 sa tri spinska stanja - vektorsku česticu. Gravitaciono polje ima složenu strukturu i opisuje se 10-komponentnim tenzorom. Međutim, sve komponente nisu nezavisne te kvant polja-graviton ima spin 2, što odgovara broju spinskih stanja 5. Za kvante polja bez mase (foton i graviton) tranferzalno spinsko stanje ne postoji mada u izvesnom formalnom smislu foton ima 3 a graviton 5 spinskih stanja.

Kao što smo već rekli prva gejdž teorija sa lokalnom simetrijom je teorija Maksvela po kojoj je električno polje određeno raspodelom naelektrisanja. Pogodnije je međutim definisati potencijale (ili napon) koji su takode određeni raspodelom naelektrisanja. Kod stacionarnih naboja imamo čisto električno polje koje poseduje globalnu simetriju (polje je određeno jedino razlikom potencijala a ne apsolutnom vrednošću). Kompletna teorija elektromagnetizma mora da uključi i naelektrisanja u kretanju. Da bi se postiglo globalna simetrija teorije mora biti preobraćena u lokalnu simetriju. Samo sa električnim poljem to ne bi bilo moguće. Međutim, kretanje naboja stvara magnetno polje koje uspostavlja lokalnu simetriju. I ovde je bolje koristiti magnetni potencijal. U sistemu elektromagnetnih potencijala lokalne transformacije ne menjaju električna i magnetna polja. Ovaj sistem dualnih unakrsnih polja ima egzaktnu lokalnu simetriju koje električno polje ne poseduje. Svaka lokalna promena u električnom potencijalu se može kombinovati sa kompenzirajućom promenom magnetnog potencijala tako da i električno i magnetno polje ostaju invarijantni.



Maksvelova teorija je klasična teorija elektromagnetizma ali se odgovarajuća simetrija može dokazati u kvantnoj teoriji elektromagnetne interakcije. Ta teorija opisuje čestice kao talase ili polja. U kvantnoj teoriji elektronova promena električnog potencijala menja fazu elektronskog talasa. Pošto elektron ima spin  $1/2$  njegovo stanje ima dve komponente i svaka je predstavljena kompleksnim brojem. Elektronsko polje u kvantnoj mehanici se posmatra kao talasni paket u kretanju što su oscilacije sa amplitudama od realnih i imaginarnih komponenti polja. Ovde treba imati u vidu da to polje nije električno polje elektrona nego polje materije - mase elektrona, koje bi postojalo iako elektron nebi imao naelektrisanje. Ovo polje određuje verovatnoću nalazenja elektrona u određenom stanju u datoj tački prostora i u datom trenutku vremena. Verovatnoća je data sumom kvadrata realnih i imaginarnih delova polja. U odsustvu elektromagnetskog polja frekvencija oscilacija elektronskog polja je proporcionalna energiji elektrona, a talasna dužina oscilacija je proporcionalna impulsu. Da bi se oscilacije potpuno definisale potrebno je znati i fazu koja meri pomeranje talasa u odnosu na neku referentnu tačku (obično se izražava uglom). Nije moguće meriti apsolutnu fazu nego jedino razliku faza u dve tačke ili dva momenta vremena. Činjenica da se elektronska faza ne može direktno meriti ima kao posledicu da faza ne može da utiče na rezultate eksperimenta. Elektronsko polje ostaje simetrično u odnosu na promenu faze.

Simetrije ove vrste sa proizvoljnom fazom kvantnog polja su gejdž simetrije. Mada je apsolutna vrednost faze i relevantna za eksperimente za određenu teoriju je nužno specificirati fazu. Izbor određene vrednosti faze se zove gejdž uslov. Kao što smo već rekli termin gejdž simetrija uveo je Vajl koji je koncipirao teoriju koja je invarijantna u odnosu na dilatacije i kontrakcije prostora. U toj teoriji posebni etaloni prostora i vremena se primenjuju na svaku tačku prostor-vremena. Izbor tog etalona Vajl je uporedio sa izborom kalibra. Takođe smo već spomenuli da promenu skale treba da zamenimo sa promenom faznog ugla. Gore opisana simetrija elektronskog polja je globalna i ona nije lokalno invarijantna. Ako teoriju želimo da učinimo konzistentnom sa lokalnom gejdž simetrijom moramo da uvedemo novo polje koje će da neutralizuje promene u fazi elektrona. To polje mora da osigura invarijantnost svih observabla pri bilo kakvom

menjanju faza od tačke do tačke i u vremenu. Fazni pomak (promena faze) mora biti proizvoljna funkcija prostora i vremena.

Mada izgleda neverovatno takvo polje može biti konstruisano, to je vektorsko polje (spin 1) koje ima beskonačan domet, (kvanti polja imaju masu nula), tj. to je već poznato elektromagnetno polje.

Elektromagnetno polje prenosi silu između naelektrisanja - te sile ne menjaju samo kretanje nego i fazu čestice. Na primer apsorpcija ili emisija fotona je praćena promenom faze. Pre smo pokazali da je elektromagnetno polje lokalno simetrično, opisivanjem oba polja zajedno lokalna simetrija se proširuje na oba polja. Veza dva polja se ostvaruje interakcijama naelektrisanja sa elektromagnetskim poljem. Usled te interakcije prostiranja elektronskog materijalnog talasa u električnom polju može biti korektno opisano jedino ako je elektronsko polje definisano. Slično za kretanje elektrona u magnetskom polju vektorski i magnetski potencijal mora biti definisan. Definisanjem ta dva potencijala faza elektronskog polja je svuda fiksirana. Lokalna simetrija elektrodinamike međutim, dopušta proizvoljne vrednosti elektromagnetskog potencijala, pa iz tog razloga faza elektronskog polja može da bude proizvoljna, ali faze će uvek biti u saglasnosti sa konvencijom uzetom za električne i magnetne potencijale.

Pošto gejdž konvencije za električni i magnetski potencijal mogu biti izabrane lokalno - faza elektronskog polja može biti takode lokalna.

Teorija koja ujedinjuje električno i magnetno polje sa elektronskim poljem je kvantna elektrodinamika (QED). Formulisanje teorije i dokazivanje njene konzistentnosti zahtevalo je više od 20 godina, početo je 1927. godine Dirakom a završeno je 1948. godine radovima Fajmana, Švingera i drugih.

Mada teorija kvantne elektrodinamike nije matematički savršena (njena predviđanja su ograničena konačnu tačnost od nekoliko stotina decimalnih mesta) ona je ipak najtačnija fizička teorija koja postoji i ugled je za sve druge teorije. Njena predviđanja se slažu sa eksperimentima do tačnosti reda veličine  $10^{-9}$ .

Pre kvantne elektrodinamike već je bila poznata druga teorija, takode zasnovana na gejdž simetriji, teorija relativnosti. Simetrija koja je u ovoj teoriji u pitanju ne odnosi se na polja u prostoru i

vremenu nego na samu strukturu prostor-vremena. Zakoni prirode ostaju invarijantni na promene koje mogu nastati putem translacije, rotacije ili refleksije. To je globalna simetrija. Opšta teorija relativnosti opisuje zakrivljenost prostora. Kao i u elektrodinamici lokalnu simetriju možemo definisati jedino uvođenjem jednog novog polja a u slučaju opšte teorije relativnosti to polje je gravitacija. Svaka transformacija lokalnog sistema može biti opisana pomoću uvedenih gravitacionih polja.

Iz svega ovoga se vidi da su Maksvelova teorija elektromagnetizma i Njutnova teorija gravitacije zasnovane na lokalnoj gejdž simetriji.

To je bila inspiracija i za ujedinjavanja slabe i jake nuklearne sile. Prvi korak na tom planu su 1954. godine učinili Jang i Mils posmatranjem izospinske simetrije protona i neutrona - tj. invarijantnosti jake nuklearne sile u slučaju izmene protona i neutrona - ta simetrija je globalna. Kao i u drugim slučajevima simetrija može da se pretvori u lokalnu jedino dodavanjem novih polja. Pošto je ova teorija je komplikovanija od ranijih moramo dodati znatno više - šest vektorskih polja beskonačnog dometa. Dva od njih su identična sa električnim i magnetnim poljem, tj. opisuju polje fotona. Preostala Jang-Milsovog polja mogu biti uzeta u parovima i biti protumačena kao i električna i magnetna polja fotona ( $m=0$ ,  $s=1$ ) koji su naelektrisani. Ako fotoni nise naelektrisanja - između njih je moguća direktna elektromagnetska interakcija, koja ne postoji između običnih fotona - moguće je na primer formiranje "atoma" svetlosti.

Iznenadujući efekti naelektrisanih fotona postaju još izrazitiji kada transformacije lokalne simetrije primenimo više puta u nizu - u kvantnoj elektrodinamici svaka operacija je lokalna izmena faze i rezultat niza operacija biće jednostavno algebarska suma svih faznih pomaka bez obzira na njihov redosled. Pošto u Jang-Milsovoj teoriji operacija simetrije je lokalna rotacija u prostoru izotopnog spina rezultati niza transformacija nisu komutativni. Transformacije koje imaju komutativne osobine zovu se Ablove, a nekomutativne transformacije zovu se ne-Ablove. Kvantna elektrodinamika je Abelovska, a teorija gravitacije i Jang-Milsova teorija su ne-Abelovske.

Jang-Milsova teorija je bila od ogromne važnosti za razvoj fizike ali njena originalna formulacija uopšte nije odgovarala realnom svetu

(protoni i neutroni se ipak razlikuju). Ona pored ostalog predviđa naelektrisanje fotona. Da bi se uklonio taj nedostatak razmatrana je mogućnost davanja mase tim fotonima. Davanjem mase polja bi umesto beskonačnog imala konačan domet. Velikim masama kvanta polja domet se može učiniti kratkim koliko je potrebno da se uskladi sa eksperimentalnim rezultatima. Izborom neutralnog polja kao jedino dugodometnog (to je elektromagnetsko polje) automatski se dobija razlika među protonima i neutronima. Ali sa tom modifikacijom lokalna Jang-Milsova teorija ne bi bila više egzaktna nego aproksimativna. Međutim, na energijama mnogo višim od masa komponente Jang-Milsovih polja (ili rastojanjima mnogo kraćim od dometa sile) lokalna simetrija postaje egzaktna, što znači da struktura teorije ostaje lokalno simetrična, ali ne i njena predviđanja posmatranih observabla. Teoretičari su pronašli metodu da izvesna Jang-Milsova polja dobiju masu, a da egzaktna gejdž simetrija bude sačuvana. Ta metoda se zove Higsov mehanizam. Fundamentalna ideja tog mehanizma je uključivanje u teoriju jednog novog ekstra polja koje ima posebnu osobinu da ne isčezava u vakumu.

Vakum je definisan kao stanje u kome se sva polja nalaze na najnižem energetsom mogućem stanju. Za većinu polja energija je minimalna kada je vrednost polja svuda nula, tj. kada ga nema. Higsovo polje se ne ponaša tako. Energija je minimalna kada polje ima izvesnu uniformnu vrednost veću od nule i njegovo redukovanje na nulu zahteva energiju. Higsov mehanizam je primer procesa spontanog narušavanja simetrije koje je ranije bilo uočeno u drugim oblastima fizike (Hajzenberg-feromagnetici). Kako Higsov mehanizam daje masu kvantima Jang-Milsovog polja? Higsova polja su skalarna, tj. imaju spin nula. Jang-Milsova polja su vektorska sa spinom jedan ali pošto nemaju masu imaju samo dva spinska stanja. Ako bi ove čestice dobile masu izgubili bi taj specijalni status i sva spinska stanja bi se morala posmatrati. U kvantnoj mehanici "računovodstvo" spina je striktno i ekstra stanja mora da odnekud dođu - ona dolaze od Higsovog polja. Svaka Jang-Milsova čestica se spaja sa jednom Higsovom česticom (ili je "proždire") - a kao rezultat imamo da Jang-Milsove čestice dobijaju masu i stanje spina a Higsove čestice nestaju.

Jang-Milsova teorija je počela kao teorija jakih interakcija međutim, ona je uspešno primenjena na slabe interakcije koje su slabe

uglavnom zbog toga što im je domet reda veličine  $10^{-16}$  cm tako da je malo verovatno da se čestice približe na rastojanje interakcije. Kvanti slabe interakcije stoga imaju veoma veliku masu.

Vajnberg i drugi su dali model ujedinjenja slabe i elektromagnetne interakcije. Model je zasnovan na postulatu lokalne invarijantnosti u odnosu na izospin (u slabim interakcijama). Da bi se sačuvala invarijantnost morala su se uvesti četiri polja slična fotonu umesto tri polja originalne Jang-Milsove teorije.

Četvrti foton je neka primordijalna forma elektromagnetizma i on je neutralan. Ova polja imaju beskonačan domet i kvante nula. Spontano narušavanje simetrije uvodi četiri Higsova polja. Tri Higsove čestice su progutane Jang-Milsovim poljima tako da obe naelektrisane i jedna neutralna Jang-Milsova čestica dobijaju mase. To su intermedijalni vektorski bozoni  $W^+$ ,  $W^-$  i  $Z^0$ . Četvrta Jang-Milsova čestica je neutralna i ostaje bez mase - to je foton elektromagnetizma.

Postojanje  $Z^0$  mezona uvodi mogućnost postojanja nove vrste interakcija putem slabih neutralnih struja. Razmenom  $Z^0$  čestice ne dešava se nikakav transfer naelektrisanja.

Potvrda ove teorije bili su otkrića slabih neutralnih struja 1973. godine i otkrića intermedijalnih vektorskih bozona  $W^+$ ,  $W^-$  i  $Z^0$  1983. godine. Oba ova otkrića učinjena su u Cern-u.

Razvoj opšte gejdž teorije jake interakcije nije bio moguć pre saznanja da hadroni nisu fundamentalne čestice i pre pobede modela kvarkova. Originalni model kvarkova je počeo predviđanjem tri kvarka - u(ub), d(down) i s(strange). 1971. godine. Bjorken i Glašov su predložili postojanje četvrtog kvarka koji je dobio ime šarm. Glašov, Iliopoulos i Majani su pokazali da je postojanje tog kvarka neophodno za gejdž teoriju slabih interakcija (GIM-mehanizam). Šarm kvark mora da postoji ukoliko su gejdž teorija i kvark model korektni. Otkriće 1974. godine  $J/\Psi$  rezonance koja se sastoji od šarm-antišarm kvarka, zajedno sa Vajnberg-Salamovim modelom ubedilo je fizičare u ozbiljnost kvark modela. Docnije je otkriven i peti kvark b (bottom) a za šestim t(top) se intenzivno traga. Merenja pokazuju da je donja granica njegove mase od 80 GeV.

Rezultati LEP-a 1990. godine pokazuju da postoje samo tri familije kvarkova, tj. šest "aromata" kvarkova:

I. familija u-d

II. familija s-c

III. familija b-t

Osnovni zadatak bilo koje teorije jake interakcije između kvarkova je da objasni formiranje hadrona iz kvarkova. Hadroni se sastoje od mezona (koji su kombinacija kvark-antikvark), bariona (koji se sastoje od tri kvarka) i njihovih anti-čestica.

Naboje jake interakcije - ima ih tri - nazivamo boje. Svaki kvark se pojavljuje u tri boje. Teorija ovih boja zove se kvantna hromodinamika i to je ne-Abelovska gejdž teorija. Gejdž simetrija je invarijantna u odnosu na transformacije boje kvarkova. Kao i u drugim gejdž teorijama uvođenje invarijantnosti u odnosu na lokalnu simetriju zahteva uvođenje novih polja. Kvantna hromodinamika zahteva 8 takvih polja i ta polja stvaraju jaku interakciju između kvarkova. Kvant polja boje zove se gluon (glu-lepak, lepi kvarkove). Ima ih 8, masa im je nula a spin 1. To su vektorske čestice slične fermionima. Kao i fotoni oni su elektroneutralni ali nisu neutralni po boji. Svaki gluon nosi jednu boju i jednu antiboju.

Gluoni održavaju lokalnu simetriju boje na sledeći način - kvark je slobodan da prenosi boju i to nezavisno mogu da čine svi kvarkovi, ali svaka promena je praćena emisijom gluona (kao što elektron menja fazu emitovanjem fotona) koji je apsorbovan nekim drugim kvarkom. Na taj način je kompenzovana početna promena. Mada boja kvarkova varira od tačke do tačke nema promene u boji hadrona - svi hadroni ostaju "beli". Jaka sila je sistem interakcija koje zadovoljavaju ovaj uslov.

Slobodni kvarkovi još nisu posmatrani, a to znači da su oni zarobljeni u hadronima.

U kvantnoj hromodinamici simetrija boje je egzaktna simetrija i boje čestica se ne mogu razlikovati. Ova teorija je čista gejdž teorija tipa sličnog onom koji su predložili Jang i Mills.

Bez obzira na komplikovanost gluonskih polja kvantna elektrodinamika i kvantna hromodinamika imaju sličnu formu - jednakost spina i zajedničk nemanje mase i naelektrisanja. Čudno je da su interakcije kvarkova toliko različite od interakcije elektrona.

Polja gejdž teorija kvantne hromodinamike su takođe dugodometna polja kao polja fotona, međutim kvantnomehanička ograničenja su toliko jaka da su tipovi interakcija kvantne elektrodinamike i kvantne hromodinamike potpuno različiti. U slučaju kvantne hromodinamike imamo

potpuno zarobljenost kvarkova.

Kao što se može iz napred rečenog videti danas su sve osnovne interakcije objašnjene ne-Abelovskim gejdž teorijama, čak i elektromagnetska interakcija je uključena u širu teoriju elektroslabe interakcije koja je takode ne-Abelovska.

## 4. FUNDAMENTALNE INTERAKCIJE

## 4.1. Elektromagnetna interakcija

Elektromagnetne interakcije su i u klasičnom i u kvantnom domenu kako eksperimentalno tako i teorijski najkompletnije ispitane interakcije. Ove interakcije su opisane lokalnim gejdž poljima baziranim na  $U(1)_{em}$  simetriji koju generiše naboj. Elektromagnetna interakcija je uspešno opisana teorijom nazvanom kvantna elektrodinamika (QED), koja je prošla kroz uzastopne faze ujedinjenja. Prvo ujedinjenje postignuto je u 19 veku Maksvelovim jednačinama. Drugo ujedinjenje je spajanje QED sa specijalnom teorijom relativnosti (STR) i kvantnom teorijom, dostignuće koje je započelo 1927 godine a kompletirano oko 20 godina, kasnije otkrićem renormalizacionog metoda koji je matematička metoda za otklanjanje loše definisanih izraza iz perturbacionog računa u kvantnoj teoriji polja.

U QED, EMI se prenosi elektromagnetskim poljem  $A_\mu$ , čiji kvanti, fotoni, imaju masu mirovanja 0. QED ima samo jednu konstantu sprege:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad - \text{konstanta fine strukture}$$

Elektromagnetne struje kvarkova i leptona imaju veoma jednostavne izraze, vezane za  $-e$ , za naelektrisane leptone ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\tau^-$ ), a  $e^+$  za antičestice ( $e^+$ ,  $\mu^+$ ,  $\tau^+$ ), dok je za kvarkove nađeno da imaju naelektrisanje  $+\frac{2}{3}e$  i  $-\frac{1}{3}e$ , sa suprotnim vrednostima  $-\frac{2}{3}e$  i  $+\frac{1}{3}e$  za antikvarkove. Foton nema naelektrisanja, što znači da elektromagnetno polje ne interaguje direktno sa sobom.

Matematička struktura QED se slaže sa eksperimentima. QED je invarijantna u odnosu na dve grupe transformacija - Lorencovu grupu prostor-vreme transformacija, što zahteva specijalna teorija relativnosti, i gejdž grupu  $G_{EM}$ , koja može biti primenjena u svakoj tački prostor-vremena (lokalne simetrije). Gejdž grupa QED je  $G_{EM}=U(1)$  unitarna grupa jedne dimenzije, tj. multiplikaciona grupa kompleksnih



brojeva;

$$z = e^{i\varphi}$$

Ova gejdž grupa je primenjena na talasnu funkciju kvarkova i leptona u svakoj tački prostor-vremena. Moderan način izgradnje teorije fundamentalnih interakcija je uopštavanje šeme QED uzimanjem širih gejdž grupa. Teorijski osnov za ova uopštavanja je razraden između 1954 i 1970 godine. On sadrži dve novine korišćenje ne-Abelovskih grupa, te uvođenje mehanizma spontanog narušavanja simetrije vezanog za stvaranje masa čestica

#### 4.2. Slaba i elektroslaba interakcija

Saznanja o slaboj interakciji (SI) u poslednjoj deceniji su uglavnom iz eksperimentalnih dostignuća. Važno je bilo otkriće, neutralnih struja. Slabe neutralne struje su otkrivene 1973 godine u jednom eksperimentu izvedenom u Cernu u velikoj mehurastoj komori "Gargamelle", izloženoj snopu visokoenergijskih neutrina. Osobine interakcije neutralnih struja, ostvarljivih u sadašnjim eksperimentima sa velikom preciznošću, pokazajući upečatljivo slaganje sa elektroslabom teorijom.

Visokoenergetski neutrinski eksperimenti su potvrdili osobine slabih interakcija da njena jačina raste sa porastom energije. Eksperimenti su pokazali da slaba i elektromagnetna interakcija imaju uporedive jačine na energijama do reda veličine 100 GeV u centru masa, što je dostignuto mašinama sa sudarajućim snopovima. Ovo se odnosi i na neutralne i na naelektrisane struje. Što se tiče slabe interakcije neutralnih struja ona ima dodatnu osobinu da može da interferiše sa elektromagnetnom interakcijom što omogućava njihovo ujedinjenje u jednu teoriju. To je elektro- slaba teorija - Glašov-Vajnberg-Salam-ov model. Elektroslaba teorija je ne-Abelovska gejdž teorija sa gejdž grupom  $G=SU(2)\times U(1)$ .

Nasuprot kvantnoj elektrodinamici u elektroslabim teorijama mase imaju centralnu ulogu. Invarijantnost teorije prema njenoj gejdž grupi  $G$  važi samo kad su sve čestice bez mase, (kvarkovi, leptoni, kvanti elektromagnetnog i slabih polja  $A_\mu$ ,  $W_\mu^\pm$  i  $Z_\mu^0$ ). Eksperimenti zahtevaju neisčezavajuće mase, te leđi da gejdž invarijantnost elektroslabe teorije ne sme biti egzaktna ili kako se kaže, njena gejdž

invarijantnost je narušena simetrija. Predpostavlja se da vakum koji je najniže energetske stanje označeno potpunim odsustvom čestica - nije invarijantan u odnosu na gejdž grupu. Ovo se naziva spontano narušavanje simetrije. Da bi se ovo ispunilo, jedini zasad poznat konkretni metod je tzv. Higsov mehanizam, koji postulira postojanje dodatnih polja i čestica.

Ne-Abelovske gejdž teorije imaju značajnu osobinu da polja koji prenose interakciju, doprinose i sama struji, odnosno, ovi kvanti polja intraguju međusobno. Ovo važi za slabe bozone  $W^\pm$ ,  $Z^0$  te je ovo najkarakterističnije predviđanje elektroslabe teorije.

Lokalna gejdž simetrija elektroslabih interakcija je, kao što je rečeno data  $SU(2) \times U(1)$  grupom. U odnosu na ovu grupu komponente levog heliciteta formiraju dublete:

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

Dok komponente desnog heliciteta formiraju singlete:

$$e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d'_R, c'_R, s'_R, t'_R, b'_R.$$

Pošto je teorija bazirana na  $SU(2) \times U(1)$  simetriji, sa narušenom parnošću, naelektrisne struje koje se kupuju sa  $W^\pm$  imaju V-A struju tj. date su kao razlike vektorske i aksijalne struje. Napomenimo jednu teorijsku interesantnost. Zbog prisustva aksijalnih struja javljaju se tzv.  $\gamma_5$  anomalije i jedini način da se oni otklone je da za svaki par leptona  $(\nu_e, e)$ ,  $(\nu_\mu, \mu)$ ,  $(\nu_\tau, \tau)$  postoji odgovarajući par kvarkova  $(u, d)$ ,  $(c, s)$ ,  $(t, b)$ , svi ovi čine generaciju osnovnih fermiona.

#### 4.3. Jaka interakcija

U eksperimentima tipa duboko - neelastičnog rasejanja elektrona na protonima je ustanovljeno da proton ima strukturu, otkriveni su tzv. patroni (kvarkovi i gluoni) i to je potvrdilo morel kvarkova po kome je proton vezano stanje tri kvarka. Dakle, jake interakcije treba shvatiti i formulirati na nivou kvarkova. Ispostavilo se da postoji izvestan broj problema na relaciji kvark model - eksperiment, kao i na relaciji kvark model - osnovni principi kvantne teorije. Konkretno, teorijsko predviđanje kvark modela za raspad:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1)$$

je odudarao za faktor  $3^2$ . Merena vrednost za količnik preseka:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadroni})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \quad (2)$$

je za oko tri puta veća od predviđanja kvark modela po kome je asimptotska vrednost za R data kao zbir kvadrata naelektrisanja kvarkova relevantnih u datom energijskom domenu. Takođe je i merena širina za raspad:

$$\tau \rightarrow \nu_\tau + \bar{u}d \quad (3)$$

oko tri puta veća od širina za raspadanje:

$$\begin{aligned} \tau &\rightarrow \nu_\tau + \mu + \tilde{\nu}_\mu \\ \tau &\rightarrow \nu_\tau + e + \tilde{\nu}_e \end{aligned} \quad (4)$$

u suprotnosti sa predviđanjem kvark modela.

Svi ovi problemi se mogu razrešiti uvođenjem nove fizičke veličine tipa naboja, odnosno novog kvantnog broja. Da bi smo rešili ovaj problem dovoljno je izabrati grupu simetrije koja ima trodimenzionalnu reprezentaciju,  $SU(3)_c$  grupu. Vrednosti kvantnog broja  $SU(3)_c$  simetrije u trodimenzionalnoj reprezentaciji su nazvane kolor (ima tri kolora). Kolorni stepen slobode kvarkova je kuplovan sa gejdž potencijalima  $SU(3)_c$  simetrije koji prenose jake interakcije i koji se nazivaju gluoni. Pošto  $SU(3)_c$  kolorna simetrija ima osam parametara ima i osam gluona. Kao što smo napred rekli kvantna teorija polja bazirana na lokalnoj gejdž  $SU(3)_c$  simetriji kolora naziva se kvantna hromodinamika i ona je jedini ozbiljni kandidat za teoriju jakih interakcija.

Kvantna hromodinamika je asimptotski slobodna teorija. Asimptotska sloboda se može izraziti kao efektivna konstanta jake interakcije:

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} \quad (5)$$

koja postaje funkcija energije i opada sa porastom energije odnosno sa smanjenjem rastojanja.

Konačno analizirajući prosece duboko - neelastičnog rasejanja leptona na nukleonima utvrđeno je da kvarkovi međusobno tim slabije interaguju što im je veća energija, odnosno što su bliže jedani drugome. Ovo svojstvo se naziva asimptotska sloboda. Teorija kvarkova

i jake interakcije uključuje činjenicu da jaka interakcija postaje slabija na visokim energijama. Teoretičari su našli lepo ime za takvu teoriju i nazivaju je kao što smo napred rekli asimptotska sloboda, po njoj kvarkovi na visokim energijama ponašaju kao slobodne čestice bez strukture. To svojstvo predviđa teorija kvantne hromodinamike kod visokih energija i vrlo malih udaljenja (puno manjih od dimenzija neutrona približno  $10^{-13}$  cm). Sile među kvarkovima (vrlo jake sile) kod relativno velike udaljenosti (od oko  $10^{-14}$ ) u stvari su konstantne. Tako da bi trebalo vrlo mnogo energije da se dva kvarka rastave. Sile koje deluju među kvarkovima mnogo su jače nego na primer električne sile od kojih zavisi struktura atoma. One su takode znatno jače i od nuklearnih sila od kojih zavisi izgradnja atomskih jezgara. Kod proučavanja kvarkova susrećemo se dakle sa najjačim silama koje su poznate u prirodi. Dakle, jake sile su presudne za trajno vezivanje kvarkova unutar hadrona.

## DOPUNE

### DODATAK 1.

#### GRUPA

Skup objekata  $\{q_1, q_2, \dots, q_n\}$  za koje je definisana binarna operacija (koja povezuje dva elementa skupa) koju uslovno zovemo množenje naziva se grupa ako su ispunjeni sledeći uslovi:

1. Proizvod bilo koja dva elementa iz skupa takode je element skupa:  $q_i \cdot q_j = q_k \in G, \forall q_i, q_j \in G$ . (Osobina invarijantnosti u odnosu na množenje).

2. Asocijativnost množenja:

$$q_i \cdot (q_j \cdot q_k) = (q_i \cdot q_j) \cdot q_k, \forall q_i, q_j, q_k \in G$$

3. Postoji neutralan element množenja  $e$ :

$$q_i \cdot e = e \cdot q_i = q_i, \forall q_i \in G$$

$e$ -se naziva jediničnim elementom.

4. Svakom elementu postoji inverzan element množenja  $q_i^{-1}$

$$q_i^{-1} \cdot q_i = q_i \cdot q_i^{-1} = e \quad \forall q_i \in G \text{ i } \forall q_i^{-1} \in G$$

Simetrija:

Simetrija se definiše ukupnošću onih pomeranja koji dovode telo da se samo sa sobom podudara. Takva pomeranja nazivaju se transformacije simetrije.

Grupa simetrije:

Ukupnost svih transformacija datog tela naziva se njegovom grupom transformacija simetrije ili jednostavno grupa simetrije.

U kvantnoj mehanici pogodnije je posmatrati transformacije simetrije kao transformacije koordinata ostavljajući pri tom invarijantni Hamiltonijan datog sistema.

Ako su svi elementni date grupe komutativni onda se takva grupa naziva Abelova grupa. Ako elementi grupe ne komutiraju grupa se naziva ne-Abelovom.

## DODATAK 2.

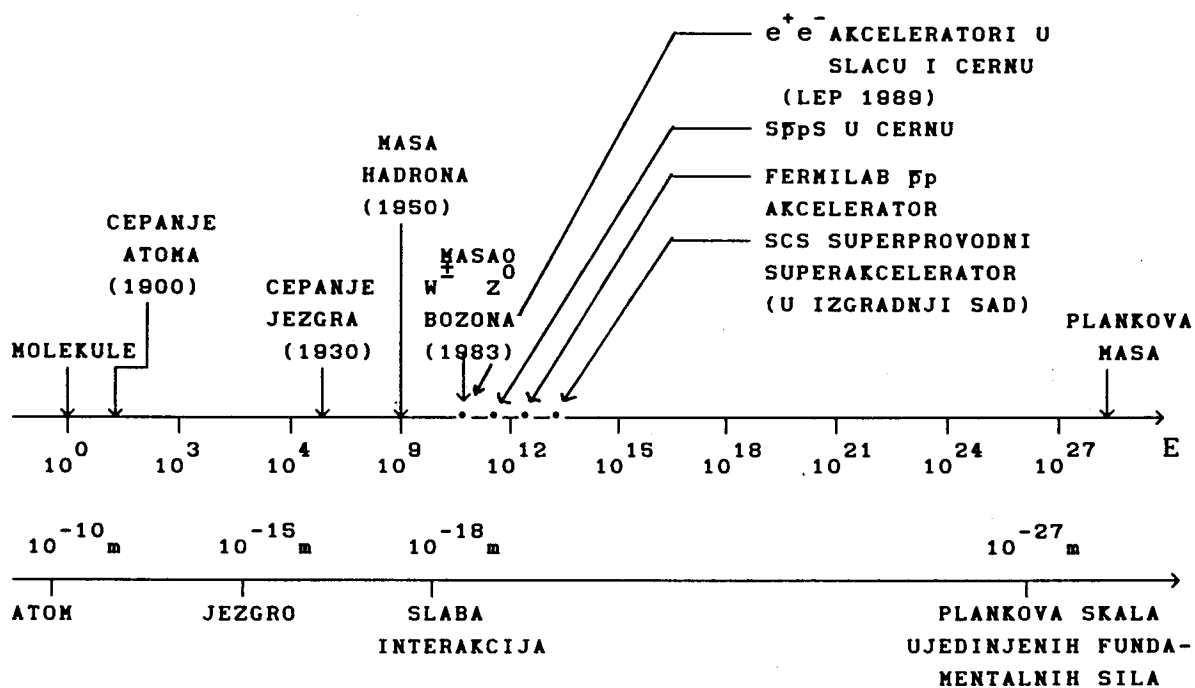
### VELIKE MAŠINE

Da bi dobili predstavu o velikim mašinama koje određuju eksperimentalnu situaciju u fizici elementarnih čestica, prilažemo pregled u kome su navedene te mašine, indicirane su čestice koje se ubrzavaju i date su maksimalne vrednosti energije. Zankom minus je označen period pripreme izgradnje, a znakom plus početak i tok rada mašine.

LABORATORIJA	MAŠINA	ČESTICE	E(GeV)	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
C. E. R. N. SVAJCARSKA	P. S.	p	26	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	(sklad. prsten.) I. S. R.	$\bar{p} + p$	31 + 31	+	+	+							
	Spp $\bar{S}$	p	450	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	Spp $S$	$\bar{p} + p$	315+315	-	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	L. E. P.	$e^+ + e^-$	50+50				-	-	-	-	-	+	+
BNL. (SAD)	A. G. S	p	33	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	ISABELLE	$\bar{p} + p$	400+400	Projekt napušten u- mesto njega gradise akcelerator teskih jona (poč.rad.1991)									
DESY NEMAČKA	PETRA	$e^+ + e^-$	19+19	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	HERA	$e + p$	30+820			-	-	-	-	-	-	-	-
F. N. A. L. SAD		p	500	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	TEVATRON I	p	1000		-	-	+	+	+	+	+	+	+
	TEVATRON I	$\bar{p} + p$	1000+1000		-	-	-	-	-	-	+	+	+
SLAC SAD	SLAC	e	22	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	PEP	$e^+ + e^-$	15+15	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	SLC	$e^+ + e^-$	50+50	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+
CORNELL SAD	CESR	$e^+ + e^-$	6 + 6	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
SERPUHOV (PROTVINO) SSR		p	76	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	UNK	p + p	3000+3000	PROJEKT U TOKU (1995)									
	NOVI RED	$e^+ + e^-$	500+500 1000+1000	POČETAK RADA 1996-1998									
NOVOSIBIRSK	VEPP-4M	$e^+ + e^-$	7 + 7	+	+	+	+	+	+	+	+	+	
KEK JAPAN		p	12	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
	TRISTAN	p + p	200+200					-	-	+	+	+	+
	TRISTAN	$e^+ + e^-$	32+32					-	-	+	+	+	+
PEKING KINA	BEPS	$e^+ + e^-$	28+28					-	-	-	+	+	+
C. E. R. N. SVAJCARSKA	LHC	$\bar{p} + p$	8000+8000	GOTOV 1996									
	LHC	$e + p$	8000+8000	GOTOV 1996									
SAD	SSC	$\bar{p} + p$	20000+20000	GOTOV 1999									

DODATAK 3.

SKALA ENERGIJE

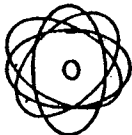

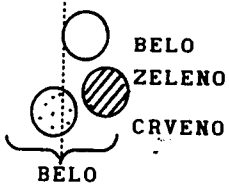
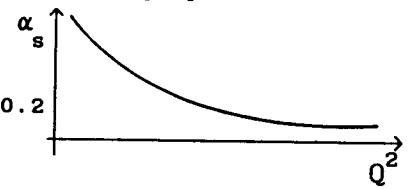


Na grafiku je prikazana rastuća skala energija koje u fundamentalnim eksperimentima fizike elementarnih čestica vode u sve dublju građu materije.



DODATAK 4.

POREDENJE KVANTNE ELEKTRODINAMIKE I KVANTNE HROMODINAMIKE

NABOJ ANTINABOJ	ELEKTROMAGNETNA INTERAKCIJA	JAKA INTERAKCIJA		
	POZITIV NEGATIV	PLAVO ANTIPLAV	ZELENO ANTIZELENO	CRVENO ANTICRVENO
NEUTRALNA MATERIJA	<p>ATOM</p>  <p>NEUTRALAN</p>	<p>MEZON</p>  <p>BELO</p>	<p>BARION</p>  <p>BELO</p>	
		ZABRANJENOST		
KVANTI POLJA	FOTON NENAELEKTRISAN	GLUON		
		NAZIV	BOJA	
VEZIVA- NJE	$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ <p>UNIVERZALNA KONSTANTA</p> <p>TEORIJA PERTURBACIJE</p>	$\alpha_s = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3} N_f) \ln Q^2 / \lambda^2}$  <p>KOREKCIJA VISEG REDA "ZAROBVLJANJE"</p> <p style="text-align: right;">ENERGIJA</p>		

DODATAK 5.

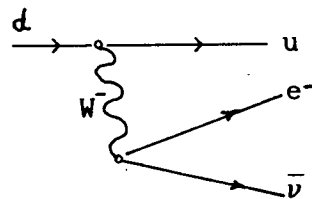
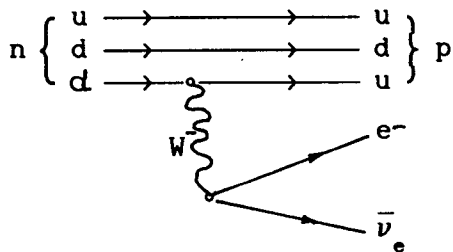
OSNOVNE KARAKTERISTIKE FUNDAMENTALNIH INTERAKCIJA

TIP INTAERAKCIJE	RADIJUS DEJSTVA [cm]	KVANT-PRE- NOSILAC INTERAKCIJE	VELIČINA KONSTANTE INTERAKCIJE
1. JAKA	$10^{-13}$	GLUON	1
2. ELEKTRO- MAGNETNA	$\infty$	$\gamma, (m=0)$	1/137
3. SLABA	$10^{-16}$	$W^+, W^-, Z^0$ BOZONI $M=80 \text{ Gev}$	$\frac{10^{-5}}{2 m_p}$
4. GRAVITA- CIONA	$\infty$	GRAVITON ( $m = 0$ )	$\frac{10^{-5}}{2 m_p}$

DODATAK 6.

DIJAGRAM RASPADA NEUTRONA ( $\beta$ -RASPAD)

-PRIMER SLABE INTERKACIJE-



## INTERMEDIJATORI

INTERAKCIJA	NAZIV INTERMED.	OZNAKA	MASA GeV	SPIN	STANJE TEORIJA
GRAVITACIJA	GRAVITON	—	0	2	POKUŠAJI KVAN- TOVANJA TEORIJE
SLABA	INTERMEDI- JALNI BOZONI	$W^{\pm}$	80,6	1	V-A UNIFICIRANE GEJĐZ TEORIJA SU(2)XU(1)
		$Z^0$	91,161	1	
ELEKTRO- MAGNETNA	FOTON	$\gamma$	0	1	QCD VAJNBERG- -SALAMOVA TEORIJA
JAKA	GLUON	$g$	0	1	QCD NOVA GEJĐZ TEORIJA NEKE ESP. POTVRDE

## DODATKA 8.

## VAŽNIJI MEZONI I NJIHOVA KVARK-STRUKTURA

MEZONI	STRUKTURA	MASA/GeV	NAZIV
$\pi^+$ $\pi^0$ $\pi^-$	$\bar{d}u$ $\bar{u}u/\bar{d}d$ $\bar{u}d$	0,140 0,135 0,140	LAKI MEZONI S=B=C=0
$K^+$ ( $K^-$ ) $K^0$ ( $\bar{K}^0$ )	$\bar{u}s$ ( $u\bar{s}$ ) $\bar{d}s$ ( $d\bar{s}$ )	0,474 0,498	"ČUDNI" MEZONI S=±1, C=B=0
$D^0$ ( $\bar{D}^0$ ) $D^+$ ( $D^-$ )	$\bar{u}c$ ( $u\bar{c}$ ) $\bar{d}c$ ( $d\bar{c}$ )	1,863 1,868	"ŠARMIRANI" M. C=±1
$J/\psi$ ...	$\bar{c}c$	3,097	$c\bar{c}$ -MEZONI
$B^+$ ( $B^-$ ) $B^0$ ( $\bar{B}^0$ )	$\bar{u}b$ ( $b\bar{u}$ ) $\bar{d}b$	5,26 5,26	BOTTOM MEZONI B=±1
$\Upsilon$ ...	$\bar{b}b$	9,46	$b\bar{b}$ -MEZONI

## DODATAK 9.

PSEUDO SKALARNI MEZONI KAO KOMBINACIJA STANJA u i d  
KVARK-ANTI-KVARK

STANJE	I	$I_3$	S	MEZONI	KOMBINACIJA KVARK-ANTI KVARK	MASA MEZONA MeV/c <sup>2</sup>
OKTET	1	1	0	$\pi^+$	$ \bar{u}d\rangle$	140
	1	-1	0	$\pi^-$	$ u\bar{d}\rangle$	—
	1	0	0	$\pi^0$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}\bar{d}-u\bar{u}\rangle$	135
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	+1	$K^+$	$ us^-\rangle$	494
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	+1	$K^0$	$ d\bar{s}\rangle$	498
	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$K^-$	$ \bar{u}s\rangle$	494
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	-1	$\bar{K}^0$	$ \bar{d}s\rangle$	498
	0	0	0	$\eta$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}\bar{d}+u\bar{u}-\bar{s}\bar{s}\rangle$	549
SING- LET	0	0	0	$\eta^*$	$\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{d}\bar{d}+u\bar{u}-\bar{s}\bar{s}\rangle$	958

## DODATAK 10.

## "PERIODNI SISTEM" FUNDAMENTALNIH ČESTICA

KVARKOVI				LEPTONI			EL. NABOJ
EL. NABOJ	JAKA INTERAKCIJA			SLABA INTERAKCIJA			
+ 2/3	u	c	$\tau$	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_e$	0
	UP	CHARM	TRUTH	EL. NE- UTRINO	MNON. NEUTR	TAU NEUTR.	
- 1/3	d	s	b	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	- 1
	DOWN	STRAN- GE	BOTTOM	ELEK- TRON	MNON	TAU	

"Periodni sistem" elementarnih čestica prikazuje dve familije tj. kvarkove i leptone, koji se smatraju osnovnim rastojanjima materije. To su svi fermioni, imaju spin 1/2. U tabeli njihove mase se povećavaju idući s leva u desno.

DODATAK 11.

OSNOVNA SVOJSTVA KVARKOVA I GLUONA

1. Postoji 6 kvarkova i 8 gluona

2. Tipovi i naboj kvarkova

u	d	s	c	b	t
$2/3$	$-1/3$	$-1/3$	$2/3$	$2/3$	$-1/3$

3. Barionski naboj kvarkova  $B = 1$

4. Svaki kvark ima odgovarajući antikvark

5. Svaki kvark ima tri boje

6. Kvarkovi međusobno interaguju izmenom gluona

7. Gluoni imaju boju i interagjuju međusobno

8. Svaki barion se sastoji od tri kvarka, a svaki mezon od kvark-antikvark para

## TUMAČ POJMOVA

ASIMPTOTSKA SLOBODA: Osobina nekih faznih, gejdž (gauge), teorija jakih interakcija, (QCD) da jake interakcije postaju slabije na visokoj energiji.

AROMAT (ukus) Karakteristika tipa kvarka (pri datoj boji) i leptona. Postoji šest aromata kvarkova i šest aromata leptona. Aromati su sačuvani u jakoj i elektromagnetnoj interakciji a nisu sačuvani u slaboj interakciji. Kvantni brojevi kao što su čudnost, šarm, bottom predstavljaju aromate. Interakcije intermedijalnih vektorskih bozona i fotona sa kvarkovima i leptonima zavisi od aromata a ne od boje.

BOZON Zajednički naziv za sve čestice celobrojnog spina.

BARIONI: Klasa hadrona, spina  $1/2$ . Tu spadaju protoni i neutroni. Barionski broj jednak je ukupnom broju barjona umanjen za ukupan broj antibariona.

BOJA: Veličina koja određuje vezu neke čestice sa "gluon"-skim poljem u gauge teoriji jakih interakcija. Kvarkovi svih aromata se mogu pojaviti u tri različite boje.

GEJDŽ TEORIJA (fazne teorije) Teorije invarijantne u odnosu na grupe sa unutrašnjom simetrijom čiji efekti se menjaju od tačke do tačke u prostoru i vremenu. Ovakve teorije obavezno obuhvataju vektorsko polje, poznato kao "gauge" polje, kao što je elektromagnetni potencijal ili Yang-Mills-ovo polje. gejdž teorija je klasa teorija polja uz polje kojih možemo opisati slaba, elektromagnetna jaka interakcija. Specifičnost gejdž teorija je da imaju visoku meru simetrije. Izraz "Gauge theories", Elchtheorije, kalibracione teorije, potiču od matematičara Hermana Weyla, koji je teorije vrste proučavao još 1918. god.

GLUONI Vektorsko polje gejdž teorija jakih interakcija, elektro-neutralni objekti koji uzrokuju interakcije među kvarkovima u okviru hromodinamike. Imaju spin 1.

GRUPA: Konačno ili beskonačno mnogo elemenata kojima vrede posve određena matematička pravila. Npr. množenjem dva elementa u grupu je dobra definicija operacija. Uz ove teorije grupa na jednostavan način se mogu dopisati simetrije čestica.



**HIGSOV MEHANIZAM:** Karakteristika spontano narušene gejdž simetrije, da Goldston bozoni, (pri spontanom narušavanju simetrije nastaju Goldstonovi bozoni mase nula) nisu fizičke čestice, ali omogućavaju helicitet-nula stanja gauge vektorskih bozona sa masom različitom od nule. Preostale fizičke čestice, kod kojih spin ostaje jednak nuli, su poznati kao "Higsovi bozoni". Pri spontanom narušavanju simetrije na neki način odigrava se i suprotan proces - gejdž bozoni bez mase stiču masu apsorbovanjem Goldstonovih bozona.

**HADRONI:** Čestice koje učestvuju u jakim interakcijama. Svi hadroni su ili barioni (poluceli spin) ili mezoni (celi spin).

**INTERMEDIJALNI VEKTORSKI BOZONI:** Čestice velike mase, u odnosu na masu protona ( $m_w = 80,6 \pm 0.4$  GeV i  $m_z = 91,161 \pm 0.31$  GeV) sa spinom jednakim jedinici, koje prenose slabu interakciju. U gejdž teorijama slabe interakcije i elektro- magnetne interakcije, ovi bozoni su kvantni gejdž polja, čija masa je data Higsovim mehanizmom.

**NEUTRALNE STRUJE:** Slabe interakcije u kojima ne dolazi do razmene naelektrisanja među fermionima. U opštim gejdž teorijama slabih i elektromagnetnih interakcija, neutralna strujna interakcija se dobija razmenom neutralnih struja vektorskih bozona tj.  $Z^0$ .

**KVANTNA HROMODINAMIKA:** - Teorija interakcije kvarkova sa gluonima. Smatra se da je QCD prava teorija jake interakcije.

**KVANTNA ELEKTRODINAMIKA:** QED Kvantna teorija elektromagnetskih pojava. Prva gejdž teorija elektromagnetne interakcije.

**KVARKOVI:** Osnovni sastojci materije - postoji šest aromata (u, d, s, c, b, t). Predpostavlja se da su kvarkovi zarobljeni (konfinirani) i da ih nije moguće proizvesti kao slobodne čestice.

**LEPTONI:** Čestice spina 1/2. Ne učestvuju u jakim interakcijama. Leptonski broj nekog fizičkog sistema jednak je broj leptona umanjenom za broj antileptona.

**MEZONI:** Čestice celobrojnog spina, barionskog broja nula. Učestvuju u interakcijama između bariona.

**NEUTRINI:** Elektro-neutralni leptoni, oznaka im je  $\nu$ . Postoje tri različita neutrina: elektronski  $\nu_e$ , mionski  $\nu_\mu$  i  $\tau$ - tauneutroni.

**PLANKOVA ELEMENTARNA DUŽINA:** Donja granica za merenje dužine, uslovljena, gravitacionom interakcijom. Za udaljenosti manje od Plankove elementarne dužine naši uobičajeni pojmovi u prostora i vremena gube smisao. Brojno je jednaka:  $4 \cdot 10^{33}$  cm.

ČUDNOST(stranost): Kvantni broj čudnih (stranih) čestica.

RENORMALIZACIJA Osobina nekih kvantnih teorija polja da sve beskonačnosti mogu biti apsorbirane u renormalizovane fizičke parametre kao što su masa i naelektrisanje. Renormalizovane teorije obuhvataju samo konačan broj slobodnih parametara.

SU(N) Grupa unitarnih  $N \times N$  matrica sa jediničnom unimodularnom determinantom.

U(1) Grupa kompleksnih brojeva sa modulom jedan.

ŠARM: Kvantni broj koji pokazuje razliku broja  $C$  i  $\bar{C}$  - kvarkova u čestici. Najlakše čestice šarma različitog od 0 su  $D$ -mezoni. A oni su približno dva puta teži od protona.

VIRTUELENE ČESTICE: Čestice koje se razlikuju od ostalih čestica i neispunjavaju uslov:  $E^2 - p^2 = m^2$  gde je  $E$ -energija,  $p$ -impuls a  $m$ -masa. Na emisiji i apsorpciji virtualnih čestica zasnovani su praktično svi fizički procesi (reč virtualno znači nestvarno ali potencijalno moguće). Ne postoje kao slobodni objekti već samo utiču na skup fizičkih stanja kod malih prostorno- vremenskih udaljenosti.

$W^\pm$  BOZON: Naelektrisani intermedijani bozon posrednik slabe interakcije.

Z BOZON: Neutralni intermedijalni bozon posrednik elektroslabe interakcije.

## LITERATURA

1. Klaus Bethe - Ulrich E. Schröder - Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen - Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt - 1986. Jahre.
2. K. Moriyasu - An elementary primer for Gauge theory - World scientific - Seattle, 1983.
3. Harald Fritzsch - Kvarkovi - Prativar našeg vremena - "Školska knjiga" - Zagreb - 1988.
4. Gemazij Jakovjević Mjakišev - Elementarne čestice - "Nolit" - Beograd, 1983.
5. Tomislav Petković - Moderna eksperimentalna fizika i spoznajna teorija - "Školska knjiga" - Zagreb, 1990.
6. Dr Nikola Zovko - Osnovi relativističke kvantne fizike - "Školska knjiga" - Zagreb - 1987.
7. Chen Ning Jang - Fields and Symmetries - Institut for Theoretical Physics State University of New York
8. Bernard Diu - Les Theories de Jauge - D'ou viennent-elles et ou vont-elles - Laboratoire de Physique Theorique et Hautes Energies Universite Paris - 1980
9. Džerard Hut - gejdž teorija o silama među elementarnim česticama
10. John Mulvey Universitet of Oxford, Department of Nuclear Physics - Review article, Nature Vol. 278, 1979
11. L. Van Hove Review of recent advances in high energy physics - Cern, CH-1211 Geneva 23, 1981
12. C. N. Yang - Lectures on Frontiers in Physics - Korea, Seul
13. Gerard t'Hooft - Gauge Theories of the Forces between Elementary Particles - Scientific American 1980. god.
14. L.B. Okun - Fizika elementarnih čestica - (na ruskom) Izdanje Nauka Moskva - 1988. god.