

Poglavlje 7

Granična područja

Mjerenja na LEP-u do te su mjere u suglasju s predviđanjima standardnog modela temeljenog na $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ simetriji, da možemo govoriti o *standardnoj teoriji*. Nakon kvantne elektrodinamike, u posjedu smo teorije potvrđene kvantnim petljama do energija elektroslabe ljestvice. Iako nema nikakvih empirijskih indikacija da ta teorija ne vrijedi i na višim energijama, postoje teorijski argumenti da je ipak riječ o niskoenergijskom približenju eventualne temeljnije teorije.

Kao prvo, tri množitelja baždarne grupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ povlače postojanje triju nezavisnih jakosti vezanja. Nadalje, jedan od množitelja, $SU(2)$ grupa, posjeduje neobično razlikovanje između lijevih i desnih fermionskih stanja.

Sektor lomljenja elektroslabe simetrije druga je slaba točka standardne teorije. Osim što zahtijeva još nepotvrđenu Higgsovu česticu, tom sektoru je imenantan i tzv. *problem hijerarhije*. S teorijskog motrišta, problem hijerarhije je naznaka *nove fizike* koja bi trebala nastupiti na energijskoj ljestvici od TeV-a.

Nerazumijevanju razloga za postojanje generacijske strukture fermionskog sektora pridruženo je postojanje mnoštva slobodnih, u standardnom modelu neobjašnjenih parametara. Obično se navodi 19 parametara (za slučaj bezmasenih neutrina):

- ◇ tri baždarna vezanja (ili ekvivalentno, $\alpha, \theta_w, \Lambda_{QCD}$);
- ◇ dva parametra Higgsovog sektora (m_H i λ);
- ◇ devet masa fermiona (m_e, m_u, m_d ; m_μ, m_c, m_s ; m_τ, m_t, m_b);
- ◇ tri kuta miješanja ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) i jedna faza CKM matrice (δ);
- ◇ Θ_{QCD} , parametar CP narušenja kvantne kromodinamike.

Samo CP narušenje ključ je razumijevanja stvaranja materije, a time i samog našeg postojanja: CP narušenje omogućit će objašnjenje prevladavanja čestica nad antičesticama u ranom svemiru. No istodobno je CP narušenje na elektroslaboj skali standardnog modela za redove veličina ispod onog što je potrebno za opaženi višak bariona nad antibarionima. Time smo upućeni na traženje dodatnih izvora CP narušenja izvan standardne teorije. No prije toga valja razumjeti CP pojavnosti kako ih nudi sama standardna teorija:

- ◇ Zašto nema jakog CP narušenja?
- ◇ Da li opaženo CP narušenje u kaonskom sustavu dolazi čisto od miješanja kvarkova?

7.1 CP narušenje

“Sporedni dio” pokusa od pred odprilike tri i pol desetljeća, rutinska provjera CP simetrije, pretvorio se u senzaciju zabilježenu u New York Timesu od 6. kolovoza 1964. pod naslovom: “*High energy physics experiment finds time reversal may affect physics laws*” (Pokusi u fizici visokih energija pokazuju da vremenski obrat može utjecati na zakone fizike). Već slijedeće godine uslijedio je niz potvrda od drugih eksperimentalnih grupa, što je okrunjeno Nobelovom nagradom Croninu i Fitchu za 1980. godinu. Ipak, do danas je ostalo nerazjašnjeno da li opaženo narušenje vremenske mikroobrativosti (CP narušenje) u kaonskom sustavu dolazi čisto putem miješanja kvarkova (na *neizravni* način), ili postoji i *izravno* CP narušenje u amplitudi raspada!

U standardnom modelu s tri generacije kvarkova CP narušenje je obuhvaćeno odgovarajućom fazom u CKM matrici. Budući da se mehanizam CP narušenja u standardnom modelu temelji na unitarnosti CKM matrice, on se može iscrpno testirati provjerom unitarnih relacija (??), unitarnih trokuta, koje moraju zadovoljavati CKM elementi. Kutevi α , β i γ najpoznatijeg unitarnog trokuta (slika ??) mogu se nezavisno odrediti iz CP asimetrija u pojedinim B raspadima. Ukoliko bi mjerene stranice i kutovi zaista činili trokut, imali bismo lijepu potvrdu CKM mehanizma CP narušenja. S druge strane bilo kakvo odstupanje od oblika trokuta bilo bi jasna naznaka da je za razumijevanje CP narušenja potrebna “nova fizika” izvan standardnog modela.

Dobrodošla ograničenja na “novu fiziku” izvan standardnog modela postižu se putem provjera električnih dipolnih momenata čestica.

7.1.1 CP narušenje u sustavu neutralnih kaona

□ NEIZRAVNO CP NARUŠENJE

Pri razmatranju kaonskog sustava u prošlom poglavlju vidjeli smo da u svijetu s CP simetrijom, stanja dobro definiranog CP naboja, $K_1(CP = (+))$ i $K_2(CP = (-))$, imaju različite kanale raspada na pione. Budući da sustav dva piona ima pozitivan CP paritet, a tri piona imaju $CP = -1$, očekuju se samo raspadi

$$K_1 = K_{(+)}^0 \rightarrow 2\pi, \quad K_2 = K_{(-)}^0 \rightarrow 3\pi. \quad (7.1)$$

U pokusima koji su 1964. izvedeni u Brookhavenu pod vodstvom Vala L. Fitcha i Jamesa W. Cronina iskrslo je iznenađujućih 45 događaja raspada $K_2 \rightarrow 2\pi$. Jednom na svakih 500 procesa neutralni K_2 mezon raspao se na stanje od dva π mezona sa suprotnim CP nabojem, što je opisano omjerom grananja

$$Br(K_L \rightarrow 2\pi) \equiv \frac{\Gamma(K_L \rightarrow 2\pi)}{\Gamma(K_L \rightarrow svi)} \simeq 2 \times 10^{-3}. \quad (7.2)$$

Time su kao konačna fizikalna stanja ustanovljene čestice dobro definiranog vremena života, kratkoživući K_S i dugoživući K_L , koji se neznatno razlikuju od čistih stanja CP simetrije, $K_{1,2}$:

$$|K_S\rangle \simeq |K_1^0\rangle + \epsilon_S |K_2^0\rangle, \quad |K_L\rangle \simeq |K_2^0\rangle + \epsilon_L |K_1^0\rangle. \quad (7.3)$$

Naime, primjese suprotnog CP pariteta $\epsilon_{L,S}$ su reda 10^{-3} . Ako je ispunjena CPT simetrija vrijedi $\epsilon_S = \epsilon_L = \epsilon_K$. Dakle, odstupanje svojstvenih stanja $|K_L\rangle$ i $|K_S\rangle$ od svojstvenih stanja CP simetrije, odnosno CP narušenje u $K^0 - \bar{K}^0$ miješanju, mjerimo odstupanjem parametra $|q/p|$ u (??) od jedinice (ili odstupanjem $Re\epsilon_K$ od nule). Uz spomenuti raspad $K \rightarrow 2\pi$, CP narušenje izmjereno je i u semileptonskim raspadima $K_L \rightarrow \pi e\nu$. Ako bi CP bila dobra simetrija, raspad $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ i njemu CP konjugiran proces $K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$ pojavljivali bi se simetrično, s jednakom vjerojatnošću. Izmjerena asimetrija

$$\begin{aligned} \delta_L &= \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)} \\ &= (3.27 \pm 0.12) \times 10^{-3}, \end{aligned} \quad (7.4)$$

pokazuje da se jedan od raspada odvija sporije: pri raspadu dugoživućeg neutralnog kaona vjerojatnije je stvaranje leptona pozitivnog naboja. Takav proces koji omogućuje apsolutnu definiciju pozitivnog naboja, omogućuje razlikovanje materije od antimaterije. Taj se učinak svodi na $K - \bar{K}$ miješanje, koje daje

$\delta_L \simeq 2 \operatorname{Re} \epsilon_K$. Naime, uz eksperimentalno potvrđeno $\Delta S = \Delta Q$ pravilo (koje isključuje prijelaze $K^0 \rightarrow l^- X$ i $\bar{K}^0 \rightarrow l^+ X$) izlazi

$$\delta_L = \frac{1 - |q/p|^2}{1 + |q/p|^2} \approx 2 \operatorname{Re} \epsilon_K . \quad (7.5)$$

Iz mjerene vrijednosti za δ_L (7.4) slijedi

$$\operatorname{Re} \epsilon_K = (1.63 \pm 0.06) \times 10^{-3} . \quad (7.6)$$

Na taj način, nakon više od tri desetljeća proteklih od otkrića, mjerena primjesa CP nečistoće u neutralnim kaonima

$$|\epsilon_K| \simeq 2.3 \times 10^{-3} , \quad (7.7)$$

ostaje jedinom evidencijom narušenja CP simetrije u fizici čestica.

Parametar ϵ u standardnom modelu

U standardnom modelu, u faznoj konvenciji koju upotrebljavamo, glavni doprinos parametru ϵ_K daje član $\sim \operatorname{Im} M_{12}$ koji dolazi iz $K^0 - \bar{K}^0$ miješanja (??). U prošlom smo poglavlju naglasili da Δm_K ne možemo izjednačiti s kratkodosežnim doprinosom Δm_K^{SD} jer virtualni niskoenergijski prijelazi $K^0 \rightarrow \pi\pi, \pi, \eta, \eta' \rightarrow \bar{K}^0$ nisu na odgovarajući način obuhvaćeni pravokutnim dijagramom. Situacija je sasvim različita za ϵ_K : u skladu s CKM mehanizmom, CP narušenje u sustavu kaona zahtijeva prisutnost svih triju obitelji kvarkova. Budući da su hadronski prijelazi $K^0 \rightarrow \pi\pi, \pi, \eta, \eta' \rightarrow \bar{K}^0$ neosjetljivi na c i t , oni ne doprinose ϵ -u (kada uključimo $\Delta S = 1$ pingvinske operatore koji su od osnovne važnosti za ϵ' , ovo prestaje biti potpuno točno; međutim, budući da je $\epsilon'/\epsilon \ll 0.05$, ovi učinci daju male korekcije). Stoga se u proračunu parametra ϵ može zadržati samo kratkodosežni doprinos

$$\epsilon_{teor} \approx \epsilon_{SD} = \frac{\operatorname{Im} M_{12}^{SD}}{\sqrt{2}\Delta m_K} . \quad (7.8)$$

Pri tome prevladava kratkodosežni doprinos c i t kvarka. Primjerice, u doprinosu pravokutnog dijagrama (??) ili (??) doprinos t kvarka u petlji

$$\eta_{tt} E(x_t) \operatorname{Im} (V_{td}^* V_{ts})^2 \quad (7.9)$$

dominira — čini otprilike 70% ukupne vrijednosti. Stoga uključenje NLO neznačajno mijenja LL rezultat.

Pri proračunu parametra ϵ u Wolfensteinovoj parametrizaciji, moramo zadržati i članove $\sim \lambda^4$:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta + i\eta\frac{1}{2}\lambda^2) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 + i\eta A^2\lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7.10)$$

Odatle, uz (7.8) dobivamo

$$\epsilon = CB_K A^2 \lambda^6 \eta [P_0 + A^2 \lambda^4 (1 - \rho) \eta_t E(x_t)], \quad (7.11)$$

gdje je

$$C = \frac{G_F^2 f_K^2 m_K M_W^2}{6\sqrt{2}\pi^2 \Delta m_K} = 3.82 \times 10^4, \quad (7.12)$$

$$P_0 = \eta_{ct} E(x_c, x_t) - \eta_{cc} E(x_c). \quad (7.13)$$

Funkciju $E(x_t)$ možemo aproksimirati s [?]

$$E(x_t) \approx 0.784 x_t^{0.76}. \quad (7.14)$$

Eksperimentalna vrijednost, $|\epsilon| = (2.256 \pm 0.018) \times 10^{-3}$, zajedno s (7.11) određuje hiperbolu u (ρ, η) ravnini

$$\eta[(1 - \rho)A^2 x_t^{0.76} + P_C]A^2 B_K = 0.50, \quad (7.15)$$

gdje je

$$P_C \equiv 9.55 \times 10^2 P_0. \quad (7.16)$$

Uočimo da zajedno s Δm_K , ϵ postavlja važna ograničenja na proširenja standardnog modela. Stoga je prvi korak profinjenje računa standardnog modela, primjerice doprinosima dvostrukih pingvina [?]. U *suprasimetričnim* proširenjima standardnog modela (vidjeti odjeljak 7.2.2) potencijalno veliki doprinosi dolaze od pravokutnih dijagrama *kvarkova* i *gluina*, s jakim vezanjem. Svakom dijagramu standardne teorije pridružen je odgovarajući dijagram u kojemu su obične čestice zamijenjene suprasimetričnim partnerima [?]. Osim granica na takve doprinose postavljene su i dodatne granice na doprinose suprasimetričnih velikih ujedinjenja [?].

U drugom tipu, *lijevo-desno simetričnih* proširenja standardne teorije, Δm_K i ϵ_K zahtijevaju da masa dodatnog desnog W_R bozona bude iznad TeV-a [?], a granica na masu higgusa koji ulazi u neutralne struje s promjerom okusa (*FCNC*) postavljena je na desetine TeV-a [?].

□ **IZRAVNO CP NARUŠENJE****Izravno CP narušenje u $K_L \rightarrow \pi\pi$**

Uz CP narušenje uzrokovano miješanjem kaonskih stanja, dakle $\Delta S = 2$ prijelazima $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, CP narušenje se može javiti i u slabim $\Delta S = 1$ raspadima, primjerice izravno u $K_L \rightarrow \pi^-\pi^+$ amplitudi. Promatranjem samo jednog raspada ($K_L \rightarrow \pi^-\pi^+$) ne možemo razlučiti CP narušenje uzrokovano miješanjem od CP narušenja u amplitudi. Da bismo utvrdili prisutnost izravnog CP narušenja moramo usporediti dva različita raspada, npr. $K_L \rightarrow \pi^-\pi^+$ i $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. Eksperimentalno se mjere omjeri amplituda:

$$\eta_{+-} \equiv \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \quad (7.17)$$

$$\eta_{00} \equiv \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}. \quad (7.18)$$

Prikazujući stanja $\pi^+\pi^-$ preko stanja određenog izospina (pri tome je stanje $I = 1$ zabranjeno Bose statistikom za simetrično stanje $|\pi^+\pi^-\rangle \equiv |\pi^+\pi^-\rangle_{sim} = (|\pi^+\pi^-\rangle + |\pi^-\pi^+\rangle)/\sqrt{2}$) dobivamo

$$|\pi^+\pi^-\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|(\pi\pi)_0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|(\pi\pi)_2\rangle, \quad (7.19)$$

$$|\pi^0\pi^0\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}}|(\pi\pi)_0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|(\pi\pi)_2\rangle. \quad (7.20)$$

Tada se amplitude $K^0 \rightarrow 2\pi$ i $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ raspada parametriziraju u obliku

$$A(K^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I e^{i\delta_I}, \quad (7.21)$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow (\pi\pi)_I) = A_I^* e^{i\delta_I}, \quad (7.22)$$

gdje je δ_I fazni pomak u I -tom kanalu koji dolazi od međudjelovanja konačnih stanja. Parametre η_{+-} i η_{00} izrazit ćemo pomoću tri parametra

$$\epsilon = \frac{A(K_L \rightarrow (\pi\pi)_0)}{A(K_S \rightarrow (\pi\pi)_0)}, \quad (7.23)$$

$$\omega = \frac{A(K_S \rightarrow (\pi\pi)_2)}{A(K_S \rightarrow (\pi\pi)_0)}, \quad (7.24)$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{A(K_L \rightarrow (\pi\pi)_2)}{A(K_S \rightarrow (\pi\pi)_0)} - \epsilon\omega \right]; \quad (7.25)$$

na sljedeći način [?]:

$$\eta_{+-} \approx \epsilon + \frac{\epsilon'}{1 + \omega/\sqrt{2}}, \quad (7.26)$$

$$\eta_{00} \approx \epsilon - \frac{2\epsilon'}{1 - \sqrt{2}\omega}. \quad (7.27)$$

Pri tome su uvedene pokrate

$$\epsilon = \epsilon_K + i\xi_0, \quad (7.28)$$

$$\epsilon' = i\omega(\xi_2 - \xi_0), \quad (7.29)$$

$$\omega \equiv \frac{\operatorname{Re} A_2}{\operatorname{Re} A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}, \quad (7.30)$$

$$\xi_I \equiv \frac{\operatorname{Im} A_I}{\operatorname{Re} A_I}. \quad (7.31)$$

Pri izvođenju (7.26) i (7.27) zanemareni su članovi reda ϵ_K^2, ω^2 i $\epsilon_K\omega$. Parametar ϵ povezan je s neizravnim CP narušenjem. Izravno CP narušenje mjeri parametar ϵ' , koji je određen razlikom faza dvije izospinske amplitude. Parametar ω daje relativni omjer ove dvije amplitude. Eksperimentalno je utvrđeno znatno pojačanje amplitude $I = 0$ u odnosu na amplitudu $I = 2$ (tzv. $\Delta I = 1/2$ pravilo):

$$|\omega| \approx \frac{1}{22}, \quad \delta_2 - \delta_0 \approx -45^\circ \pm 6^\circ. \quad (7.32)$$

Iz (??), uvažavajući da je $\operatorname{Im} M_{12} \ll \operatorname{Re} M_{12}$ i $\operatorname{Im} \Gamma_{12} \ll \operatorname{Re} \Gamma_{12}$, dobivamo

$$\epsilon_K \approx e^{i\phi_{SW}} \frac{\operatorname{Im} M_{12} - \frac{i}{2} \operatorname{Im} \Gamma_{12}}{\sqrt{(\Delta m_K)^2 + \frac{1}{4}(\Delta \Gamma_K)^2}} \quad (7.33)$$

$$\phi_{SW} \equiv \arctan\left(-\frac{2\Delta m_K}{\Delta \Gamma_K}\right). \quad (7.34)$$

Budući da je $\Delta \Gamma_K \approx -2\Delta m_K$, $\phi_{SW} \approx \pi/4$ (preciznije $\phi_{SW} = 43.68^\circ \pm 0.15^\circ$). Γ_{12} je određen, uglavnom, raspadom $K^0 \rightarrow (2\pi)_{I=0}$, tako da je $\operatorname{Im} \Gamma_{12}/\operatorname{Re} \Gamma_{12} \approx -2\xi_0$. Uporabom ove relacije za ϵ dobivamo sljedeći aproksimativni rezultat

$$\epsilon \approx \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \left(\frac{\operatorname{Im} M_{12}}{2 \operatorname{Re} M_{12}} + \xi_0 \right). \quad (7.35)$$

Budući da je $\delta_2 - \delta_0 + \pi/2 \approx \pi/4$,

$$\epsilon' \approx \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} |\omega| (\xi_2 - \xi_0). \quad (7.36)$$

Vidimo da su faze od ϵ i ϵ' približno iste. [?] navodi slijedeće eksperimentalne vrijednosti za η_{+-} i η_{00} :

$$|\eta_{+-}| = (2.286 \pm 0.019) \times 10^{-3}, \quad (7.37)$$

$$|\eta_{00}| = (2.275 \pm 0.019) \times 10^{-3}. \quad (7.38)$$

Ovi rezultati pokazuju da je $|\epsilon'| \ll |\epsilon|$. Omjer ϵ'/ϵ može se bolje odrediti mjerenjem veličine

$$\frac{\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) \text{Br}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \text{Br}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 \approx 1 + \text{Re} \frac{\epsilon'}{\epsilon}. \quad (7.39)$$

Dva različita eksperimenta izvijestila su o mjerenju ove veličine. NA31 grupa na CERN-u nalazi neisčezavajuću vrijednost za ϵ'/ϵ :

$$\text{Re} \frac{\epsilon'}{\epsilon} = (23.0 \pm 3.5 \pm 6.0) \times 10^{-4}. \quad (7.40)$$

Međutim, ovaj rezultat nije potvrđen od strane E731 grupe na FNAL-u koja nalazi vrijednost ϵ'/ϵ kompatibilnu s nulom:

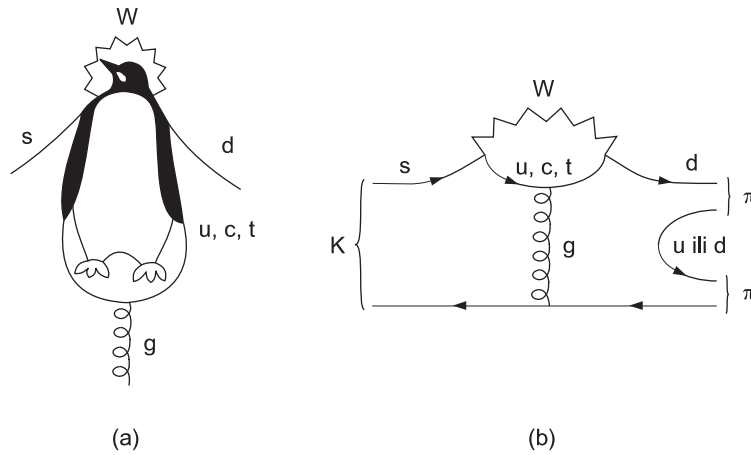
$$\text{Re} \frac{\epsilon'}{\epsilon} = (7.4 \pm 5.2 \pm 2.9) \times 10^{-4}. \quad (7.41)$$

Da bi se razriješilo ovo neslaganje potrebni su eksperimenti bolje osjetljivosti. Slijedeća generacija “ ϵ'/ϵ ” eksperimenata u pripremi je CERN-u i FERMILAB-u, i na “ Φ tvornici” u gradnji na FRASCATI-u. Cilj ovih eksperimenata je postizanje razlučivanja na razini 10^{-4} .

Parametar ϵ' u standardnom modelu

U standardnom modelu gluonski “pingvinski dijagram” (slika 7.1a) uklopljen u prijelaz neutralnog kaona u dva piona (slika 7.1b) predviđa mjerivo CP narušenje [?], [?] koje dolazi od prije spomenute CKM faze δ (??) Ustanovljavanjem teške mase t kvarka, gluonskim pingvinima su se pridružili “elektroslabi pingvini” [?], gdje umjesto gluona dolazi foton ili Z bozon.

Naime, iako elektroslabe jakosti, elektroslabi pingvini s jedne strane nemaju faktor potisnuća A_2/A_0 , a s druge strane su proporcionalni s m_t^2 . K tome su suprotnog predznaka od gluonskog, što dovodi do kraćenja koje snizuje predviđenu vrijednost za ϵ' [?]. Uz poznavanje $\Delta S = 1$ efektivnog Hamiltoniana u NLO redu te račun njegovih matričnih elemenata na rešetki (uz značajnu osjetljivost na vrijednost mase s kvarka), riječ je o osjetljivom kraćenju matričnih elemenata



Slika 7.1: Pingvinski dijagram (a) koji doprinosi samo A_0 amplitudi raspada $K_L \rightarrow \pi\pi$ (b) i uvodi razliku faze prema amplitudi A_2 te time razotkriva izravno CP narušenje u $\Delta S = 1$ prijelazu.

operatora gluonskog pingvina $\langle Q_6 \rangle$ i elektroslabih pingvina $\langle Q_8 \rangle$. U shematskom zapisu, gdje $\langle \rangle$ uključuje i Wilsonov koeficijent, dobiva se

$$\epsilon'/\epsilon \sim \text{Im } \lambda_t \left(\langle Q_6 \rangle - \frac{1}{\omega} \langle Q_8 \rangle \right). \quad (7.42)$$

Takvo predviđanje veličine ϵ'/ϵ ima velik raspon neodređenosti [?], [?], [?], [?]

$$-5 \cdot 10^{-4} < \epsilon'/\epsilon < 30 \cdot 10^{-4}. \quad (7.43)$$

Ta neodređenost pridodaje se onoj na eksperimentalnoj strani, iskazanoj u izrazima (7.40) i (7.41). Stoga se nameće potreba da se se izravno CP narušenje pokuša utvrditi pri drugim procesima.

Izravno CP narušenje u drugim kaonskim raspadima

$$K_S \rightarrow 3\pi$$

Budući da tropionsko stanje $3\pi^0$ ima negativni CP -paritet, $CP(3\pi^0) = -1$, opažanje raspada $K_S \rightarrow 3\pi$ je signal CP narušenja jednako kao opažanje $K_L \rightarrow 2\pi$. Parametar izravnog CP narušenja za taj proces, $\epsilon'_{3\pi}$, procjenjuje se u standardnom modelu na vrijednost $\epsilon'_{3\pi}/\epsilon \sim 10^{-2}$, dakle veći barem za red veličine od odgovarajućeg $\epsilon'_{2\pi}/\epsilon$ u $K_L \rightarrow 2\pi$. Prije spomenuti **LEAR** na **CERN**-u već je došao do prvih rezultata. Za raspad $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (koji posjeduje CP narušavajući i CP čuvajući dio) uvodi se parametar η_{+-0} (prema istoj logici po kojoj smo uveli η_{+-}

za $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$) za koji navedeni pokus daje

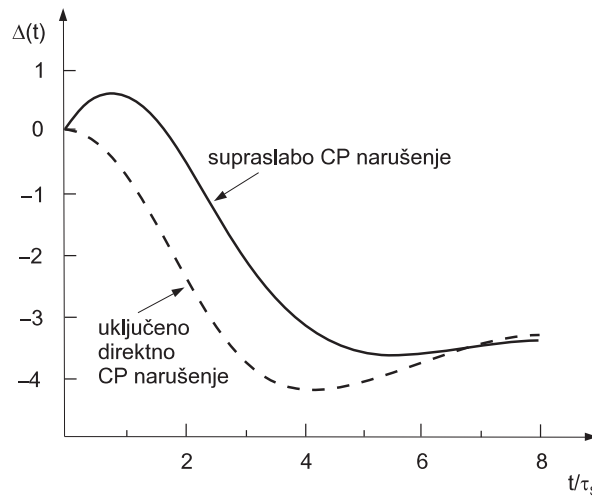
$$\text{Re}(\eta_{+-0}) = (5 \pm 2 \pm 7) \times 10^{-3} \quad [\text{CPLEAR}] \quad (7.44)$$

$$\text{Im}(\eta_{+-0}) = (1.6 \pm 2.4 \pm 1.8) \times 10^{-2} \quad [\text{CPLEAR}]. \quad (7.45)$$

Raspad u neutralne pione $K_S \rightarrow 3\pi^0$ (koji posjeduje samo CP čuvajući dio) razlikuje se od prethodnog u članu “ ϵ' ” izravnog CP narušenja

$$\eta_{000} = \epsilon + \epsilon'_{000}; \quad \eta_{+-0} = \epsilon + \epsilon'_{+-0}. \quad (7.46)$$

Uz osjetljivost na **CPLEAR**-u i **DAΦNE** koja je na razini ϵ , pitanje izravnog CP narušenja ostat će ovdje otvoreno [?].



Slika 7.2: *Mogući oblik vremenske ovisnosti asimetrije intenziteta (7.47)*

$$K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$$

Nada u mogućnost opažanja izravnog CP narušenja u raspadu $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ probuđena je ustanovljavanjem da $K_S \rightarrow 2\gamma$ ima vjerojatnost prijelaza blisku onoj u $K_L \rightarrow 2\gamma$. To stvara priliku za mjerenje vremenski ovisne asimetrije K^0 i \bar{K}^0 intenziteta

$$\Delta(t) = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\gamma) - \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\gamma) + \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow 2\gamma)}, \quad (7.47)$$

a preko toga i parametra izravnog CP narušenja $\epsilon'_{\gamma\gamma(\pm)}$. Pri tome $\Delta(t)$ bitno ovisi o parametru izravnog CP narušenja $\epsilon'_{\gamma\gamma(-)}$, koji ulazi u omjer fizikalnih amplituda

$$\eta_- \equiv \eta_{\gamma\gamma(-)} = \frac{A(K_S \rightarrow \gamma\gamma(-))}{A(K_L \rightarrow \gamma\gamma(-))} = \epsilon + \epsilon'_{\gamma\gamma(-)}. \quad (7.48)$$

Na taj se način, za dovoljno veliku vrijednost $\epsilon'_{\gamma\gamma(-)}$, može razlikovati učinak izravnog CP narušenja od čisto supraslabog učinka (vidjeti sliku 7.2), bez potrebe za mjerenjem polarizacije produciranih fotona. Uočeno je da velika vrijednost $\epsilon'_{\gamma\gamma(-)}$ može proizići na račun velike mase t kvarka [?]. Time raspad $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$ postaje potencijalno dobar kandidat za testiranje izravnog CP narušenja na postojećim aparaturama na **CERN**-u (**LEAR**) i na planiranim Φ tvornicama [?]. Riječ je o akceleratorским pokusima u kojima se identificira vrsta kaonskog snopa (K_L , odnosno K_S). Ukupna efikasnost pokusa umanjena je činjenicom da je riječ o potisnutom, dvofotonskom kaonskom raspadu. Da bi se izmjerilo $\epsilon'_{\gamma\gamma(-)}$ na točnost $1/10$, potrebno je proizvesti 10^{14} od predvidivih $10^{10}\Phi$ čestica godišnje. U usporedbi, **LEAR**-u za tu točnost treba 10^6 događaja te bi najbolju perspektivu imao specijalizirani pokus na **CLEAR**-u [?]. Moguće je zamisliti i optički pokus, koji bi se u budućnosti možda i mogao izvesti. Naime, činjenica da efektivna interakcija odgovorna za raspad $K_{L,S} \rightarrow \gamma\gamma$,

$$L_{eff}(K^0 \rightarrow \gamma\gamma) \sim F_K G_F \phi_K F \tilde{F}, \quad (7.49)$$

(ovdje je ϕ_K kaonsko polje, a F i \tilde{F} su tenzor elektromagnetskog polja i njemu dualni) sadrži mali imaginarni (CP neinvarijantni dio), sugerira da kaonski snop ima posebna optička svojstva. Efektivno, kaonski medij pokazuje optička svojstva otopine dekstroze. Npr. umetanjem polariziranog laserskog snopa u identificirani snop neutralnih kaona dolazilo bi do zakretanja ravnine polarizacije. Mjerenje izravnog CP narušenja (parametra $\epsilon'_{\gamma\gamma(-)}$), svodilo bi se na mjerenje kuta zakretanja ravnine polarizacije.

$$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$$

Riječ je o raspadu gdje je CP narušenje nedavno izmjereno! Pritom je iz analize spektra fotona trebalo razlučiti doprinos unutrašnjeg kočnog zračenja (IB od engl./njem. *Internal Bremsstrahlung*) od doprinosa direktne emisije (DE). Pokus E731 na Fermilabu, koji daje

$$|\eta_{+-\gamma}| = (2.414 \pm 0.065 \pm 0.062) \times 10^{-3} \quad [\text{E773}], \quad (7.50)$$

odgovara IB doprinosu u veličini koja ukupno ima prikaz

$$\begin{aligned} \eta_{+-\gamma} &= \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{IB+E1}}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{IB+E1}} \\ &\simeq \eta_{+-} + \epsilon'_{\pi\pi\gamma} \frac{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{E1}}{A(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma)_{IB}}. \end{aligned} \quad (7.51)$$

Uočimo da zanimljiv član izravnog CP narušenja $\epsilon'_{\pi\pi\gamma}$, iako potisnut malim množiteljem A_{E1}/A_{IB} , ne pati od potisnuća $\Delta I = 1/2$ pravilom. Sukladno tome,

moguća poboljšanja putem mjerenja vremenske ovisnosti na **DAΦNE**, trebaju biti popraćena poboljšanjem teorijskog proračuna ovog procesa [?].

$$K_L \rightarrow \pi^0 l \bar{l}$$

Navodimo još rijetke raspade $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ i $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ kao primjere koji nadopunjuju izučavanje CP narušenja na B tvornicama. Ovi primjeri će nam dočarati da izučavanje na fronti preciznosti nije nimalo lako, ni s teorijskog niti s eksperimentalnog gledišta. No kaonski sustav je i nadalje na samom vrhu visoke preciznosti, gdje se putem parametara standardnog modela može razotkriti potrebu za novom fizikom. Stoga je riječ o teškoćama s kojima se moramo suočiti želimo li u ovom području napredak u novom mileniju.

Kvarkovski dijagrami koji vode na raspad $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ s narušenjem CP simetrije prikazani su na slici 7.3 (a) i (b). Povijesno je najveća pažnja bila posvećena doprinosu elektromagnetskog pingvina [?], [?], [?]. Naime, riječ je o izravnom CP narušenju koje nadmašuje *neizravno*, od doprinosa $\epsilon A(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$. Nakon NLO QCD korekcija [?] stižemo do današnje procjene doprinosa izravnog i neizravnog CP narušenja

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{izr} = (4.5 \pm 2.6) \cdot 10^{-12}, \quad (7.52)$$

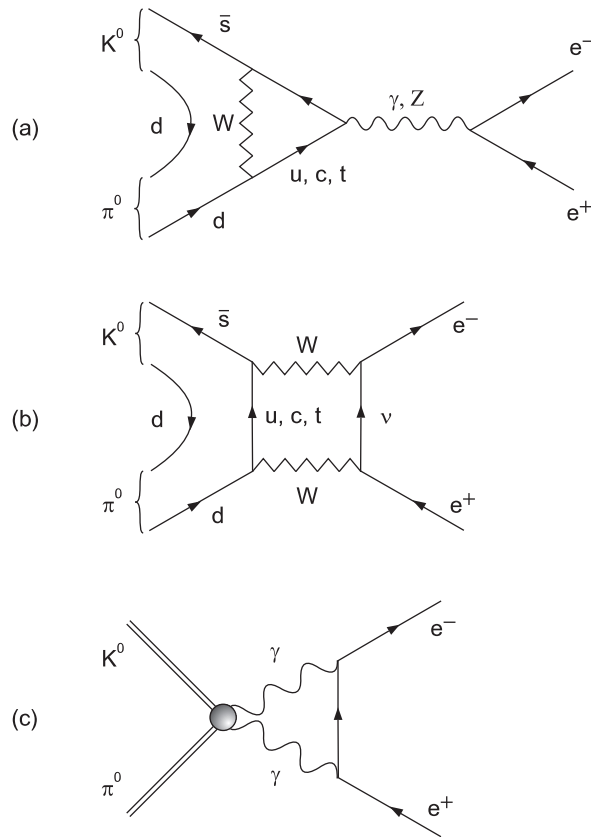
$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{neizr} \leq 2 \cdot 10^{-12}. \quad (7.53)$$

U igru treba uključiti i *doprinos izmjene dva fotona* prikazan na slici 7.3(c) koji je istog reda veličine kao prethodna dva [?], [?]. S teorijske strane treba razlučiti tri doprinosa, od kojih posljednji (sl. 7.3(c)) pati od neodređenosti koje prate proračun dugodosežnih doprinosa. S eksperimentalne strane, očekuje se značajno poboljšanje postojeće granice od svega $4.3 \cdot 10^{-9}$, posebice od pokusa na Brookhavenu koji će nastupiti na prijelazu milenija.

Drugi proces, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, kao čisto CP narušavajući, najviše obećaje u izučavanju CP narušenja. Njegova je amplituda potpuno dominirana doprinosom teškog t kvarka u Z pingvinu (sl. 7.3(a)) i pravokutnom dijagramu (sl. 7.3(b)), no sada s parom $\nu \bar{\nu}$ u konačnom stanju. Budući da se na $\nu \bar{\nu}$ ne veže foton, otpadaju sve one neodređenosti koje opterećuju prijašnji proces. Uz NLO račun QCD korekcija [?] predviđen je udio

$$\text{Br}(K_2 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.8 \pm 1.7) \cdot 10^{-11}. \quad (7.54)$$

S jedne strane, ovaj proces u načelu omogućuje mjerenje veličine $\text{Im}[V_{td}V_{ts}^*]$ kojoj je izravno proporcionalan [?], a s druge strane omogućuje izučavanje fizike izvan standardnog modela. Primjerice, modeli s više higgsovih dubleta vode na vrijednost znatno veću od (7.54). Prijedlozi eksperimenata na **KEK**-u i **FNAL**-u predviđaju odmak od današnje granice od $5.8 \cdot 10^{-5}$ na mjerivost (7.54), dok bi daljnji skok u osjetljivosti pružio tzv. kTeV pokus.



Slika 7.3: Prijelaz $K^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ uz doprinos elektromagnetskog i Z pingvina (a), pravokutnog dijagrama (b) te dijagrama dvofotonske izmjene (c).

7.1.2 CP narušenje u sustavu B mezona

□ NEIZRAVNO CP NARUŠENJE U SUSTAVU B MEZONA

CP narušenje u $B^0 - \bar{B}^0$ miješanju može se mjeriti promatranjem semileptonskih raspada

$$B^0 \rightarrow l^+ \nu_l X, \quad \bar{B}^0 \rightarrow l^- \bar{\nu}_l X. \quad (7.55)$$

Asimetrija između broja $l^+ l^+$ i $l^- l^-$ parova stvorenih u procesu $e^+ e^- \rightarrow B^0 \bar{B}^0 \rightarrow l^\pm l^\mp X$ dana je s

$$a_{SL} = \frac{N(l^+ l^+) - N(l^- l^-)}{N(l^+ l^+) + N(l^- l^-)} = \frac{|p/q|^2 - |q/p|^2}{|p/q|^2 + |q/p|^2} \approx 4 \operatorname{Re} \epsilon_B, \quad (7.56)$$

gdje je

$$\frac{q}{p} = \frac{1 - \epsilon_B}{1 + \epsilon_B} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12}}}. \quad (7.57)$$

Budući da je u standardnom modelu $|\Gamma_{12}/M_{12}| \ll 1$, $|q/p|$ možemo aproksimirati s

$$\left| \frac{q}{p} \right| \approx 1 + \left| \frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right| \sin \phi_{\Delta B=2}, \quad (7.58)$$

gdje je

$$\phi_{\Delta B=2} \equiv \arg \left(\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \right). \quad (7.59)$$

U standardnom modelu omjer Γ_{12}/M_{12} dan je izrazom

$$\frac{\Gamma_{12}}{M_{12}} \approx \frac{3\pi}{2} x_b \left(1 + \frac{8}{3} \frac{x_c \xi_c}{x_b \xi_t} \right) \quad (7.60)$$

gdje je $x_i = m_i^2/M_W^2$ i $\xi_i = V_{ib}^* V_{iq}$ ($q = d, s$), tako da je

$$\sin \phi_{\Delta B=2} \approx \frac{8}{3} \frac{m_c^2 - m_u^2}{m_b^2} \left(\frac{V_{cb} V_{cq}^*}{V_{tb} V_{tq}^*} \right), \quad q = s, d. \quad (7.61)$$

Iz gornjih formula za asimetriju a_{SL} , stvorenu $\Delta B = 2$ prijelazima, dobivamo

$$a_{SL} \leq \begin{cases} 10^{-3} & \text{za } B_d^0 \\ 10^{-4} & \text{za } B_s^0 \end{cases}. \quad (7.62)$$

□ IZRAVNO CP NARUŠENJE U SUSTAVU B MEZONA

Ako je konačno stanje f takvo da se u njega može raspasti samo B mezon (ali ne i \bar{B}), opažanje razlike između širine $\Gamma(B \rightarrow f)$ i CP konjugirane širine $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ nedvojbeno ukazuje da je CP simetrija izravno narušena u amplitudi raspada.

Kada raspadu $B \rightarrow f$ doprinose dvije različite amplitude, ukupnu amplitudu možemo pisati u obliku [?]

$$A(B \rightarrow f) = M_1 e^{i\phi_1} e^{i\alpha_1} + M_2 e^{i\phi_2} e^{i\alpha_2}, \quad (7.63)$$

gdje su ϕ_1 i ϕ_2 CKM faze, α_1 i α_2 su faze stvorene jakim (ili elektromagnetnim) međudjelovanjem konačnih stanja i M_1, M_2 su apsolutne vrijednosti matičnih elemenata.

Amplituda za CP konjugirani proces $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ dana je izrazom

$$A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) = M_1 e^{-i\phi_1} e^{i\alpha_1} + M_2 e^{-i\phi_2} e^{i\alpha_2}. \quad (7.64)$$

Iz (7.63) i (7.64) za izravnu CP asimetriju dobivamo

$$A_I = \frac{\Gamma(B \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(B \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B} \rightarrow \bar{f})} \quad (7.65)$$

$$= \frac{2M_1 M_2 \sin(\phi_2 - \phi_1) \sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{|M_1|^2 + |M_2|^2 + 2M_1 M_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)}. \quad (7.66)$$

Gornja jednadžba kazuje nam da je za stvaranje izravne CP asimetrije potrebno ispunjenje slijedećih zahtjeva:

- ◇ prisutnost (barem) dvije amplitude;
- ◇ prisutnost dvije različite slabe faze ($\sin(\phi_1 - \phi_2) \neq 0$);
- ◇ prisutnost dvije različite jake/EM faze ($\sin(\alpha_1 - \alpha_2) \neq 0$).

Uz to, da bismo dobili znatne asimetrije, amplitude M_1 i M_2 trebaju biti usporedive po veličini.

Raspadi nabijenih B mezona

Među raspadima nabijenih B mezona teorijski su najviše istraživani raspadi koji odgovaraju slijedećim kvarkovskim prijelazima:

$$\begin{aligned}
 b &\rightarrow s\bar{u}u \\
 b &\rightarrow d\bar{u}u \\
 b &\rightarrow d\bar{s}s \\
 b &\rightarrow s\bar{d}d \\
 b &\rightarrow s\bar{s}s
 \end{aligned}
 \tag{7.67}$$

Prva dva prijelaza na toj listi mogu se odigrati posredstvom granastih i pingvinskih dijagrama, dok preostalim raspadima doprinose samo pingvinski dijagrami. Razmatranja su, uglavnom, bila usredotočena na inkluzivne raspade s međudjelovanjem konačnih stanja što odgovara apsorptivnom dijelu pingvinskog dijagrama [?].

Pažljiva proučavanja [?] pokazuju da inkluzivni raspadi $b \rightarrow s\bar{u}u$ i $b \rightarrow d\bar{u}u$ imaju zanemarivo malu asimetriju: asimetrija je $\sim 1\%$ ili manja u raspadu $b \rightarrow s\bar{u}u$, dok se u raspadu $b \rightarrow d\bar{u}u$ očekuje još manja asimetrija. Zanimljivim se pokazuje prijelaz $b \rightarrow d\bar{s}s$ za koji je potisnuće u omjeru grananja dobro nadomješteno dobitkom u asimetriji. Za ovaj prijelaz teorijska istraživanja [?] predviđaju asimetriju $\sim 10\%$ i inkluzivni omjer grananja od oko 10^{-4} . Ovo daje donju granicu od $\mathcal{O}(10^7)$ B mezona potrebnih za otkriće CP narušenja. Odgovarajući broj za prijelaze $b \rightarrow s\bar{d}d$ i $b \rightarrow s\bar{s}s$ je $\mathcal{O}(10^8)$, dakle jedan red veličine veći. Ovi brojevi ukazuju da bi ekskluzivni $b \rightarrow d\bar{s}s$ raspadi mogli biti vrlo važni za otkrivanje izravnog CP narušenja.

Od ekskluzivnih raspada uzrokovanih prijelazom $b \rightarrow d\bar{s}s$ možemo izdvojiti slijedeće: $B^+ \rightarrow K^+\bar{K}^{*0}$, $B^+ \rightarrow K^+K_S$ i $B^+ \rightarrow K^{*+}\bar{K}^{*0}$. U sva tri navedena raspada očekuje se asimetrija $\sim 10\%$. Za raspade $B^+ \rightarrow K^+\bar{K}^{*0}$ i $B^+ \rightarrow K^+K_S$ predviđen je omjer grananja od 10^{-6} , dok se u raspadu $B^+ \rightarrow K^{*+}\bar{K}^{*0}$ očekuje 2-3 puta veći omjer grananja.

U gornjim raspadima, kao i u ostalim ekskluzivnim, pingvinskim $b \rightarrow d\bar{s}s$ raspadima očekuje se izravna asimetrija istog predznaka, što dopušta sumiranje po različitim modovima raspada i na taj način povećavanje efektivnog omjera grananja. Proračuni [?] pokazuju da bi efektivni, akumulirani omjer grananja mogao biti reda 10^{-5} s popratnom asimetrijom reda $\sim 10\%$. Uz ove brojeve za mjerenje izravnog CP narušenja bilo bi potrebno oko 10^8 B mezona.

□ MEĐUIGRA IZRAVNOG I NEIZRAVNOG CP NARUŠENJA

Neka su konačna neleptonska stanja takva da se u njih mogu raspasti i B^0 i \bar{B}^0 . U ovom slučaju B^0 (\bar{B}^0) se može raspasti izravno u dano konačno stanje ili to može učiniti nakon što se transformira u svoju antičesticu posredstvom miješanja opisanog u odjeljku ???. Stoga postoje dvije različite amplitude $A(B^0 \rightarrow f)$ i $A(B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f)$ koje odgovaraju ovim različitim putovima raspada. Njihovom interferencijom može doći do CP narušenja.

Vremenski razvoj neutralnog B mezona stvorenog u $t = 0$ kao B^0 (\bar{B}^0) dan je s

$$|B^0(t)\rangle = g_1(t)|B^0\rangle + g_2(t)\frac{q}{p}|\bar{B}^0\rangle, \quad (7.68)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = g_2(t)\frac{p}{q}|B^0\rangle + g_1(t)|\bar{B}^0\rangle, \quad (7.69)$$

gdje je

$$g_1(t) = e^{-imt}e^{-i\Gamma t} \cos \left[\left(\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B \right) t/2 \right], \quad (7.70)$$

$$g_2(t) = e^{-imt}e^{-i\Gamma t}(-i) \sin \left[\left(\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B \right) t/2 \right] \quad (7.71)$$

i $m = (m_H + m_L)/2$. Budući da očekujemo da je CP narušenje pri miješanju malo, pretpostavit ćemo da je $|q/p| = 1$, tako da je za q/p dobro približenje

$$\frac{q}{p} \approx \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \equiv e^{-2i\phi_M} = \begin{cases} e^{-2i\beta} & \text{za } B_d^0 \\ 1 & \text{za } B_s^0. \end{cases} \quad (7.72)$$

Također ćemo zanemariti male $\Delta\Gamma_B$ popravke.

Raspadi u svojstvena stanja CP simetrije

Neka je konačno stanje f svojstveno stanje CP simetrije, $CP|f\rangle = \zeta_f|f\rangle$ ($\zeta_f = \pm 1$). U ovom slučaju CP narušenje se opaža kada je $\Gamma(t) \equiv \Gamma(B^0(t) \rightarrow f) \neq$

$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) \equiv \bar{\Gamma}(t)$. Širine $\Gamma(t)$ i $\bar{\Gamma}(t)$ dane su izrazima:

$$\Gamma(B^0(t) \rightarrow f) = e^{-i\Gamma t} |A|^2 \left[\cos^2 \left(\frac{\Delta m_B t}{2} \right) + |\bar{A}/A|^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_B t}{2} \right) - \text{Im} (e^{-2i\phi_M} \bar{A}/A) \sin(\Delta m_B t) \right], \quad (7.73)$$

$$\Gamma(\bar{B}^0(t) \rightarrow f) = e^{-i\Gamma t} |A|^2 \left[|\bar{A}/A|^2 \cos^2 \left(\frac{\Delta m_B t}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{\Delta m_B t}{2} \right) + \text{Im} (e^{-2i\phi_M} \bar{A}/A) \sin(\Delta m_B t) \right] \quad (7.74)$$

pa je CP asimetrija prikazana relacijom

$$\begin{aligned} A(t) &= \frac{\Gamma(t) - \bar{\Gamma}(t)}{\Gamma(t) + \bar{\Gamma}(t)} \\ &= \frac{(1 - |\bar{A}/A|^2) \cos(\Delta m_B t) - 2 \text{Im} (e^{-2i\phi_M} \bar{A}/A) \sin(\Delta m_B t)}{1 + |\bar{A}/A|^2}. \end{aligned} \quad (7.75)$$

Prvi član u brojniku proporcionalan $\cos(\Delta m_B t)$ posljedica je izravnog CP narušenja u amplitudi raspada. Da bi ovaj član bio različit od nule, amplitudama A i \bar{A} trebaju doprinosti barem dva mehanizma raspada s različitim jakim i slabim fazama. Drugi član, proporcionalan $\sin(\Delta m_B t)$ testira CP narušenje stvoreno interferencijom raspada $B^0 \rightarrow f$ i miješanjem uzrokovanog raspada $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$. Faze u kanalima $B^0 \rightarrow f$ i $B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow f$ razlikuju se zbog $B^0 - \bar{B}^0$ miješanja i često (ali ne uvijek) zbog različitih faza u amplitudama $A(B^0 \rightarrow f)$ i $A(\bar{B}^0 \rightarrow f)$. Član uz $\sin(\Delta m_B t)$ može se, stoga, javiti isključivo zbog $B^0 - \bar{B}^0$ miješanja (kada su amplitude $B^0 \rightarrow f$ i $\bar{B}^0 \rightarrow f$ CP invarijantne). Osim toga, ako je CP narušenje prisutno u amplitudama $A(B^0 \rightarrow f)$ i $A(\bar{B}^0 \rightarrow f)$, dovoljno je imati jedan mehanizam raspada da bi se stvorili opažljivi učinci.

Ako su raspad $B^0 \rightarrow f$ i $\bar{B}^0 \rightarrow f$ određeni jednim mehanizmom raspada (odnosno, jednom slabom fazom), amplitude A i \bar{A} možemo pisati u obliku $A = |A| e^{i\phi_f} e^{i\delta}$ i $\bar{A} = \zeta_f |A| e^{-i\phi_f} e^{i\delta}$, gdje su $\phi_f(\delta)$ slabe (jake) faze. U ovom idealnom slučaju asimetrija (7.75) poprima oblik

$$A(t) = \zeta_f \text{Im} 2(\phi_M + \phi_f) \sin(\Delta m_B t), \quad (7.76)$$

Integriranjem po vremenu dobivamo

$$\int_0^\infty dt A = \zeta_f \sin 2(\phi_M + \phi_f) \sin(\Delta m_B t) \frac{x}{1+x^2}. \quad (7.77)$$

Za $B^0 - \bar{B}^0$ sustav $x_{B_d} = 0.73 \pm 0.05$, tako da član $x_{B_d}/(1+x_{B_d}^2)$ uzrokuje smanjenje asimetrije za faktor ≈ 2 . U B_s^0 sustavu očekujemo $x_{B_s} \sim 8-24 \gg x_{B_d}$

što dovodi do značajnog smanjenja asimetrije. Zbog toga je za opažanje CP asimetrije u $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ sustavu nužno mjerenje vremenske ovisnosti.

Asimetrija (7.76), kao i vremenski integrirana asimetrija (7.77), omogućuje mjerenje CKM faza bez hadronskih neodređenosti. Faza $(\phi_M + \phi_f)$ u (7.76) i (7.77) može poprimiti četiri vrijednosti ovisno o B mezonu koji se raspada (B_d ili B_s) i o prijelazu koji je sadržan na kvarkovskom nivou ($b \rightarrow c$ ili $b \rightarrow u$). U slučaju prijelaza $b \rightarrow c$

$$e^{-2i\phi_f} = \frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{cb}}{V_{cb}^*} = 1 \quad \Longrightarrow \quad \phi_f = 0, \quad (7.78)$$

dok je u prijelazu $b \rightarrow u$

$$e^{-2i\phi_f} = \frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{ub}}{V_{ub}^*} = e^{-2i\gamma} \quad \Longrightarrow \quad \phi_f = \gamma, \quad (7.79)$$

Faza $\phi_M = 0$ za $B_s - \bar{B}_s$ sustav, dok je za $B_d - \bar{B}_d$ sustav $\phi_M = \beta$, tako da faza $(\phi_M + \phi_f)$ može poprimiti slijedeće vrijednosti:

- ◇ $\phi_M + \phi_f = \beta$ u raspadima B_d mezona s prijelazom $b \rightarrow c$;
- ◇ $\phi_M + \phi_f = \beta + \gamma$ u raspadima B_d mezona s prijelazom $b \rightarrow u$;
- ◇ $\phi_M + \phi_f = 0$ u raspadima B_s mezona s prijelazom $b \rightarrow c$;
- ◇ $\phi_M + \phi_f = \gamma$ u raspadima B_s mezona s prijelazom $b \rightarrow u$;

Iz gornjih relacija vidimo da raspad B mezona u svojstvena stanja CP simetrije, u načelu, omogućuju precizno određivanje sva tri kuta unitarnog trokuta iz odjeljka ??.

Korekcije od pingvinske amplitude

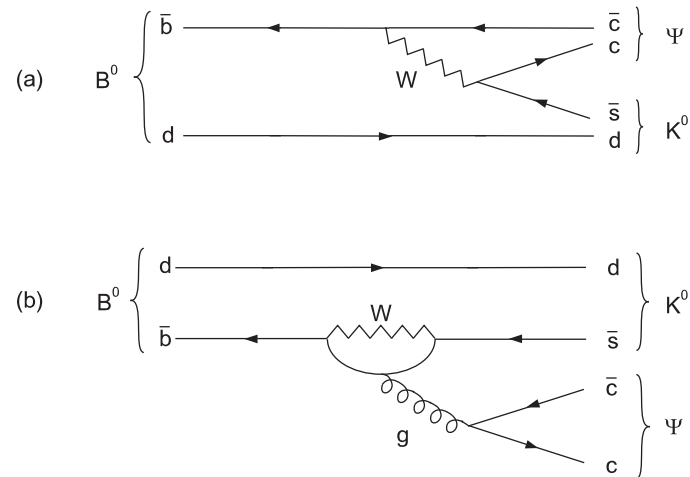
U gornjim razmatranjima pretpostavili smo da prijelazima $b \rightarrow c$ i $b \rightarrow u$ doprinose samo granasti dijagrami. U stvarnosti, međutim, nemamo tako jednostavnu situaciju. Prijelazima $b \rightarrow c\bar{c}q$ i $b \rightarrow u\bar{u}q$ osim granastih doprinose i pingvinski dijagrami. Slabe faze u pingvinskom i granastom dijagramu su općenito različite. Zbog toga je omjer $|\bar{A}/A|$ različit od nule i interferencijski član u (7.75) ovisi ne samo o CKM fazama nego i o jakoj dinamici ugrađenoj u ovaj omjer, što ograničava preciznost s kojom se mogu izdvojiti informacije o CKM fazama. Za prijelaze $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$, $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}$ i $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$ CKM faktori granastih i pingvinskih dijagrama navedeni su u tablici 7.1. Prijelaz $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ ostaje i u prisutnosti pingvinskih dijagrama teorijski nedvojben budući da granasti i pingvinski dijagram imaju istu slabu fazu. Slaba faza u granastom dijagramu je jednaka nuli budući da

Raspad	CKM faktor drvastog dijagrama	CKM faktor pingvinskog dijagrama	Ekskluzivni kanali	ϕ
$\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$	$A\lambda^2$	$-A\lambda^2$	$B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S, J/\Psi K_L$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-, J/\Psi \eta$	β 0
$\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}$	$-A\lambda^3$	$A\lambda^3 \cdot (1 - \rho - i\eta)$	$B_d^0 \rightarrow D^+ D^-, J/\Psi \pi^0$ $B_s^0 \rightarrow J/\Psi K_S, J/\Psi K_L$	$\approx \beta$ 0
$\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$	$A\lambda^3 \cdot (\rho + i\eta)$	$A\lambda^3 \cdot (1 - \rho - i\eta)$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \rho^0 \pi^0, \omega \pi^0$ $B_s^0 \rightarrow \rho^0 K_S, \omega K_S, \pi^0 K_S$	$\approx \beta + \gamma$ $\approx \gamma$

Tablica 7.1: CKM faktori granastih i pingvinskih dijagrama koji doprinose prijelazima $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$, $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}$ i $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$

ovaj dijagram sadrži CKM faktor $V_{cs}V_{cb}^*$ koji je realan. Isto je međutim točno i za dominantni pingvinski dijagram koji u petlji sadrži t kvark — $V_{ts}V_{tb}^* \approx -A\lambda^2$.

Stoga raspad B_d^0 mezona koji na kvarkovskom nivou sadrže prijelaz $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{s}$ i u prisutnosti pingvinskih dijagrama omogućuju precizno mjerenje kuta β . Za mjerenje kuta β vjerojatno je najpogodniji raspad $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ s već poznatim omjerom grananja od 5×10^{-5} . Pingvinski i granasti dijagram koji doprinose ovom raspadu prikazani su na slici 7.4. Prijelazi $\bar{b} \rightarrow \bar{c}c\bar{d}$ i $\bar{b} \rightarrow \bar{u}u\bar{d}$ nisu tako



Slika 7.4: Doprinosi raspadu $\bar{B}^0 \rightarrow J/\Psi K_S$ od granastog dijagrama (a) i pingvinskog dijagrama (b)

jednostavni: dva mehanizma raspada imaju isto Cabibbovo potisnuće (λ^3), ali je

pingvinska amplituda potisnuta s $(\alpha_s/6\pi) \ln(M_W/m_b)$. Ovi raspadi mogu poslužiti za približno mjerenje CKM faza.

Za mjerenje kuta α vjerojatno je najpogodniji raspad $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Za ovaj raspad poznat je kombinirani omjer grananja $\text{Br}(B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+\pi^-) = (2.3 \pm 0.8) \times 10^{-5}$. U ovom raspadu utjecaj pingvinskog dijagrama može se, u načelu, eliminirati mjerenjem nekoliko izospinski povezanih procesa. Ključno je opažanje da je $I = 2$ komponenta amplitude $B \rightarrow \pi\pi$ granasta (tj. ne sadrži pingvinski doprinos) i zato ima dobro definiranu CKM fazu. Mjerenjem širina raspada $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ i $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, kao i širina CP konjugiranih procesa moguće je izolirati $I = 2$ komponentu i odrediti kut α bez teorijskih neodređenosti. Na taj način se i u prisutnosti pingvinskog dijagrama kut α može, u načelu, precizno izdvojiti iz raspada $B \rightarrow \pi\pi$. Napomenimo da primjenljivost izospinskog programa ovisi o omjeru grananja procesa $B_d^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ za koji se očekuje da je potisnut bojom, kao i o mogućnosti pouzdane čestične identifikacije. Ako se izospinski program ne bi mogao provesti greška u $\sin 2\alpha$ bila bi reda $|P/G|$, gdje $P(G)$ označava pingvinski(granasti) dijagram.

Kut γ mogao bi se mjeriti u raspadu $B_s^0 \rightarrow \rho^0 K_S$. Međutim, omjer grananja za ovaj proces je vjerojatno vrlo mali jer je granasti dijagram potisnut bojom. To dovodi i do znatno većeg utjecaja pingvinskog dijagrama. Zapravo, u ovom raspadu je doprinos pingvinskog dijagrama vjerojatno čak i veći od doprinosa granastog dijagrama. Zbog toga, ovaj raspad zapravo nije pogodan za precizno određivanje kuta γ . Za mjerenje kuta γ bolje je rabiti metode koje ne sadrže kao konačna stanja svojstvena stanja CP simetrije (kut γ može se npr. izdvojiti iz asimetrije u raspadu $B^\pm \rightarrow D_2^0(D_1^0)K^\pm$ ili $B_s^0(t), \bar{B}_s^0(t) \rightarrow D_s^\pm K^\mp$).

Očekivanja od nadolazećih pokusa

Za opažanje CP asimetrije potrebno je razlikovati B^0 i \bar{B}^0 raspade. Međutim, iz samog konačnog stanja f u koje se mogu raspasti i B^0 i \bar{B}^0 ne možemo ustanoviti da li dolazi iz raspada B^0 ili \bar{B}^0 . Za tu svrhu potrebne su nezavisne informacije o okusu B mezona koji se raspada. Budući da se B hadroni uvijek stvaraju u parovima možemo rabiti “okusno specifične” raspade jednog B hadrona kako bismo odredili okus njegovog partnera.

Na e^+e^- sudarivačima koji rade u blizini praga za stvaranje $B^0\bar{B}^0$ parova postoji dodatna komplikacija koja proizlazi iz činjenice da je B mezon kojeg upotrebljavamo za “označavanje okusa” također neutralan tako da oba mezona mogu oscilirati. Nadalje, par $B^0\bar{B}^0$ nalazi se u koherentnom kvantnomehničkom stanju koje je vlastito stanje C simetrije (C je neparno za $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0$ i parno za $e^+e^- \rightarrow B^0\bar{B}^0\gamma$). Uzimajući ovo u obzir, CP asimetrija koju možemo opažati

ima oblik

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\Gamma[(B^0\bar{B}^0)_{C=\mp} \rightarrow f + (l^-\bar{\nu}_l X^+)] - \bar{\Gamma}[(B^0\bar{B}^0)_{C=\mp} \rightarrow f + (l^+\nu_l X^-)]}{\Gamma[(B^0\bar{B}^0)_{C=\mp} \rightarrow f + (l^-\bar{\nu}_l X^+)] + \bar{\Gamma}[(B^0\bar{B}^0)_{C=\mp} \rightarrow f + (l^+\nu_l X^-)]} \\
 &= \zeta_f \sin 2(\phi_M + \phi_f) \sin(t \mp \bar{t}), \tag{7.80}
 \end{aligned}$$

gdje je okus B mezona označen pomoću semileptonskih raspada. Parametar $t(\bar{t})$ označava vrijeme raspada u $f(l^\pm)$. Ako je $C = -1$, CP asimetrija iščezava ako t i \bar{t} tretiramo simetrično. U ovom slučaju nužno je određivanje barem predznaka veličine $\Delta t = t - \bar{t}$, što je dovelo da razvoja koncepta asimetričnih e^+e^- sudarivača.

Asimetrični sudarivači već su u gradnji na SLAC-u i KEK-u. Planirana luminoznost je $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Djelujući tri godine s planiranom luminoznošću trebali bi akumulirati oko 100 fb^{-1} i proizvesti oko $10^8 B - \bar{B}$ parova. Uz takve karakteristike, prema sadašnjim teorijskim predviđanjima, najlakše se i najpreciznije može mjeriti asimetrija u raspadu $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S$. Nakon tri godine rada asimetrija bi se mogla odrediti s preciznošću boljom od 10%. Preciznost s kojom se, za isto vrijeme, može odrediti asimetrija u raspadu $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, ovisi o još uvijek nepoznatom omjeru grananja. Ako je omjer grananja 1×10^{-5} asimetrija bi se mogla odrediti s usporedivom preciznošću.

Eksperimenti na hadronskim strojevima mogli bi također postati vrlo važan izvor informacija. U razmatranju su različiti projekti kako na već postojećim strojevima (tevatronu na FNAL-u i HERA-i na DESY-ju) tako i na budućim (RHIC-u na BNL-u te LHC-u na CERN-u).

7.1.3 CP provjere putem električnog dipolnog momenta

Opažanje izuzetno malog učinka CP narušenja možemo zahvaliti činjenici da kaonski sustav djeluje poput finih rezonantnih viljuški. Želja nam je naći još koji sektor elementarnih čestica koji bi bio slične osjetljivosti i time mogao pružiti dodatni uvid u prirodu CP narušenja.

Jedno od svojstava elementarnih čestica je njihov magnetski moment. U načelu one bi mogle posjedovati i *električni dipolni moment* \vec{d} (EDM), koji bi se očitovao u interakciji vektora \vec{d} s električnim poljem \vec{E} u kome se nalazi. Hamiltonian te interakcije je dan izrazom

$$H_{EDM} = -\vec{d} \cdot \vec{E}, \tag{7.81}$$

u potpunoj analogiji s onim za interakciju magnetskog dipola u magnetskom polju, $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. Za česticu u mirovanju, \vec{d} mora biti proporcionalan spinu \vec{S} , jedinom

vektoru kojim ona raspolaže. Kao što smo vidjeli u drugom poglavlju, iz ponašanja spina i električnog polja na prostorno zrcaljenje (P) i vremenski obrat (T)

$$\begin{aligned} P : \vec{S} &\rightarrow \vec{S} & \vec{E} &\rightarrow -\vec{E} \\ T : \vec{S} &\rightarrow -\vec{S} & \vec{E} &\rightarrow \vec{E} \end{aligned} \quad (7.82)$$

zaključujemo da je H_{EDM} nesimetričan i na P i na T transformaciju. Prema tome, mjerenje neiščezavajuće vrijednosti $d = |\vec{d}|$ signaliziralo bi T narušenje. Pomoću CPT teorema to onda označava i CP narušenje [?].

Eksperimenti su postavili samo gornju granicu na vrijednosti EDM -a elektrona (d_e) i neutrona (D_n), koji su u uobičajenim jedinicama e·cm :

$$d_e < 10^{-25}, \quad D_n < 1.2 \times 10^{-25}. \quad (7.83)$$

Za usporedbu, nuklearni magneton $\mu_N = e/(2m_p)$ je reda 10^{-14} e·cm . Izmjerenе granice još su uvijek daleko iznad vrijednosti koje se očekuju u standardnoj teoriji ujedinjenih elektroslabo-jakih međudjelovanja. Stoga je EDM obećavajuća veličina za otkrivanje nove fizike. Istodobno EDM je i test na kome padaju oni scenariji nove fizike koji predviđaju eksperimentalno isključene vrijednosti za EDM .

□ $NEDM$ U STANDARDNOM MODELU

Budući da se neutron sastoji od dva d kvarka i jednog u kvarka, u naivnoj valentnoj slici EDM neutrona ($NEDM$) je iskazan pomoću EDM kvarkova.

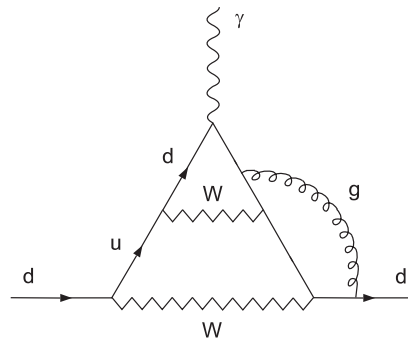
$$D_n^{val} = \frac{4}{3}d_d - \frac{1}{3}d_u. \quad (7.84)$$

Račun u standardnom modelu pokazuje da je EDM jednog kvarka izuzetno malen. Naime, na razini jedne petlje potencijalni doprinos od imaginarnog dijela iščezava, $\text{Im}(V_{dq}V_{dq}^*) = 0$, dakle

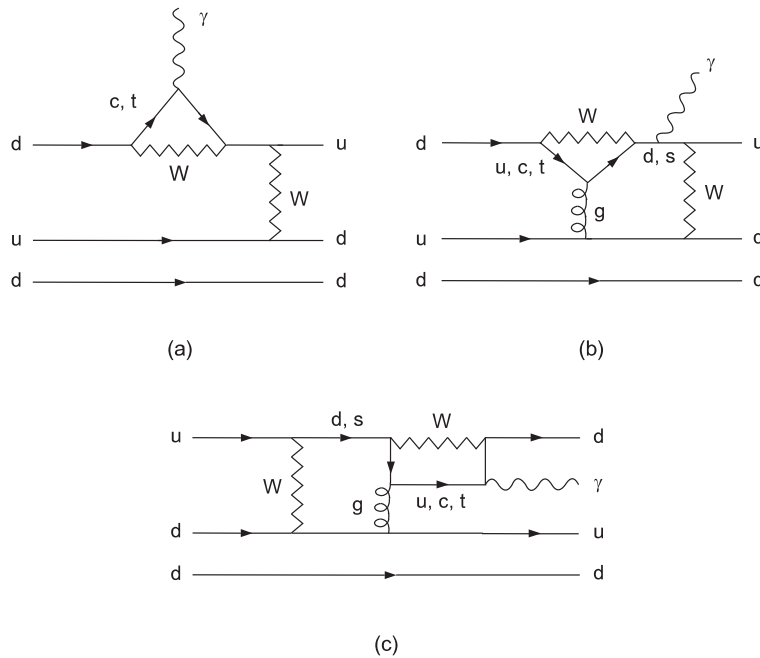
$$d_q(1 \text{ petlja}) = 0. \quad (7.85)$$

Na razini dvije petlje doprinos je razmjeran invarijanti CP narušenja J , danoj u izrazu (??), no u čisto elektroslaboј teoriji potpun skup dijagrama dovodi do poništenja [?]. Neiščezavajući doprinos se pojavljuje tek uključenjem QCD korekcija, dakle na razini tri petlje (sl. 7.5), no rezultat je malen [?]. Sumirano,

$$d_q = \begin{cases} 0 & 1 \text{ petlja} \\ 0 & 2 \text{ petlje} \\ \leq 10^{-34} e \cdot \text{cm} & 3 \text{ petlje.} \end{cases} \quad (7.86)$$



Slika 7.5: Doprinos EDM-u d kvarka na razini tri petlje



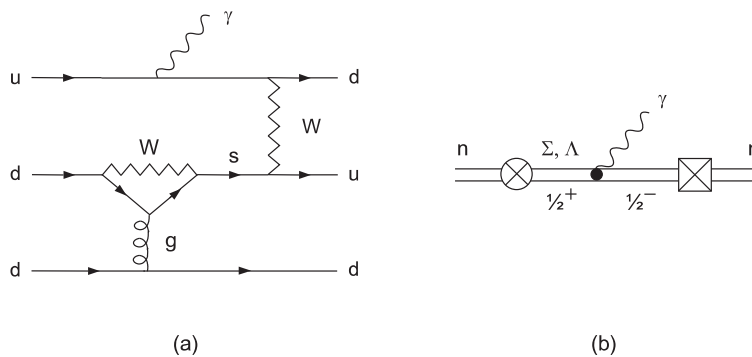
Slika 7.6: NEDM od dijagrama izmjene: elektroslabe (a), pingvinske (b) te doprinos fotopingvina (c)

Napomenimo da su izvorni proračuni učinjeni u aproksimaciji $m_t^2 \ll M_W^2$ za koju sada znamo da nije ispunjena. Vodeći doprinos NEDM u standardnom modelu dobiva uključivanjem dijagrama izmjene (sl. 7.6). Pri tome dijagrami na sl. 7.6(b) i (c) omogućuju proračun kratkodosežnog doprinosa pridruženog razmjerno velikom impulsu u $W - g$ petlji. Vodeći doprinos u takvom proračunu [?] dolazi od dijagrama 7.6(c) i na razini je $10^{-31} e \cdot \text{cm}$. Komplementarni proračuni temelje se na dugodosežnim doprinosima barionskih polova i daju iste rezultate. U dugodosežnom režimu doprinos dijagrama sa sl. 7.6(a) je zanemariv ([?], [?]),

dok dijagrami 7.6(b), (c) te sl. 7.7(a) daju značajni doprinos putem Σ i Λ polova. Ovi dijagrami izmjene uključuju uz Σ i Λ polove i polove rezonanci negativnog pariteta (sl. 7.7(b)) i daju doprinos na razini $10^{-31} - 10^{-30} e \cdot \text{cm}$. Sumirano

$$D_n^{izmj} \sim \begin{cases} 10^{-31} e \cdot \text{cm} & \text{kratkodosežni s fotopingvinom} \\ 10^{-30} e \cdot \text{cm} & \text{dugodosežni s } (1/2)^- \text{ rezonancom} \end{cases} \quad (7.87)$$

pokazuju granicu koju doseže standardni model. Odatle, pa do mjerene granice (7.83) potencijalno je područje za otkrivanje novih doprinosa i eventualno fizike izvan standardnog modela.



Slika 7.7: Primjer dijagrama s tri povezane kvarkovske linije (a), koji u dugodosežnom režimu dobiva doprinos od rezonanci negativnog pariteta (b)

□ θ -VAKUUMI, JAKO CP NARUŠENJE I AKSIONI

Studij **QCD** razotkriva novi doprinos *NEDM*-u putem takozvanog *jakog CP narušenja*. Time je uveden lanac problema koji vodi na svom kraju na hipotetsku česticu, *aksion*:

- ◇ $U(1)_A$ problem (problem velike mase η' čestice, s kraja odjeljka ??) rješava se uvođenjem bogatije strukture **QCD** vakuuma, θ -vakuumom;
- ◇ Θ -parametar koji rješava $U(1)_A$ problem stvara problematično narušenje CP simetrije u jakom međudjelovanju;
- ◇ Činjenica da Θ -parametar mora biti fino podešen na vrlo malu vrijednost, upućuje na postojanje tzv. Peccei-Quinn (PQ) simetrije;
- ◇ Potreba da PQ simetrija bude spontano slomljena rezultira lakom pseudo-skalaranom česticom *aksionom*, Goldstoneovim bozonom PQ simetrije.

θ -vakuumi

Pokazuje se da je vakuum u čistoj YM baždarnoj teoriji bez polja materije beskonačno degeneriran, s neiščezavajućim amplitudama prijelaza između baždarno rotiranih vakuuma [?],[?]. To znači da pravo vakuumsko stanje u Hilbertovom prostoru može biti napisano u obliku

$$|vac\rangle_\theta = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} |vac\rangle_n, \quad (7.88)$$

gdje n označava tzv. klasu homotopije. Taj je vakuum označen nekom vrijednošću θ , a koeficijenti $e^{in\theta}$ osiguravaju invarijantnost (do na fazni faktor) stanja $|vac\rangle_\theta$ na baždarne transformacije U_1 . Naime, vakuumska stanja $|vac\rangle_n$ se na U_1 mijenjaju na način:

$$|vac\rangle_n \xrightarrow{U_1} |vac\rangle_{n+1}, \quad (7.89)$$

i zbog toga

$$\begin{aligned} |vac\rangle_\theta &\xrightarrow{U_1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} |vac\rangle_{n+1} \\ &= e^{-i\theta} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\theta} |vac\rangle_n = e^{-i\theta} |vac\rangle_\theta. \end{aligned} \quad (7.90)$$

Baždarne transformacije tipa $U_n = (U_1)^n$, koje mijenjaju klasu homotopije, ponekad se nazivaju *velike transformacije*. S druge strane, one transformacije koje su kontinuirano deformabilne u *identitet* i stoga *ne mijenjaju* klasu homotopije, nazivaju se *malim baždarnim transformacijama*. Vakuumi tipa (7.88) nazivaju se θ -vakuumi. S njima u vezi, u elektroslabom sektoru su *sfaleroni*, na koje ćemo se vratiti u odjeljku 7.3.2. Važnost θ -vakuuma pokazala se pri rješavanju $U(1)$ problema u **QCD**-u, spomenutog u odjeljku ?? [?]. No tada istovremeno iskrsava problem narušenja CP simetrije u jakom međudjelovanju.

Θ -član i jako CP narušenje

Unatoč tome što je vakuum **QCD**-a neinvarijantan na velike baždarne transformacije, pokazuje se da je moguće raditi s uobičajenim baždarno invarijantnim vakuumom. U pristupu integrala po putovima pokazuje se da se vakuumsko stanje može učiniti invarijantnim na sve baždarne transformacije ukoliko se u funkciju djelovanja doda član proporcionalan topološkom naboju, odnosno ako **QCD** lagrangianu (??) pribrojimo član proporcionalan gluonskoj anomaliji (??) :

$$\mathcal{L}(\Theta) = \Theta \frac{g^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} = \Theta \mathcal{A}. \quad (7.91)$$

Parametar Θ stoji ispred člana $\sim \vec{E} \cdot \vec{B}$, kakav je zabranjen u teorijama koje poštuju P i CP simetriju. Budući da je kod jakih međudjelovanja P i CP provjereno na veliku točnost, Θ mora biti jako malen. No koji je teorijski razlog finog podešavanja Θ -parametra na izuzetno malu vrijednost? Zašto u nekoj simetričnoj granici ta vrijednost ne bi bila točno nula?

Lako se uvjerimo da je **QCD** lagrangian za bezmasene kvarkove $\mathcal{L}_{QCD}(m = 0)$ kiralno invarijantan — simetričan na globalne kiralne rotacije ($\alpha \in \mathbf{R}$)

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5} \psi, \quad \bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi} e^{i\alpha\gamma_5}. \quad (7.92)$$

Za lijeva i desna polja $\psi_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi$ te transformacije imaju oblik

$$\psi_L \rightarrow e^{-i\alpha}\psi_L, \quad \psi_R \rightarrow e^{i\alpha}\psi_R \quad (7.93)$$

i pri tome bilježimo promjenu $\delta\mathcal{L} = -2\alpha\mathcal{A}$, dakle

$$\mathcal{L}_{QCD} \rightarrow \mathcal{L}_{QCD}(m = 0) + \mathcal{L}(\Theta - 2\alpha). \quad (7.94)$$

Dakle, za $m = 0$ i jedan okus, Θ član se može odrotirati $U(1)$ transformacijom s $\alpha = \Theta/2$.

Ista se ideja može primijeniti i za realistični slučaj kvarkova s masama i N_F okusa. U tom slučaju vrši se nezavisna kiralna rotacija za svaki okus, što daje

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} \rightarrow & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_j \bar{\psi}_j (i\gamma_\mu D^\mu) \psi_j \\ & - \sum_j \bar{\psi}_j m_j e^{2i\alpha_j\gamma_5} \psi_j + (\Theta - \sum_j 2\alpha_j)\mathcal{A}. \end{aligned} \quad (7.95)$$

Odavde možemo izdvojiti CP čuvajući dio $\mathcal{L}_{QCD}(\Theta = 0)$ od CP narušavajućeg $\delta\mathcal{L}_{CP}$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{QCD}(\Theta = 0, m_j \neq 0) + \delta\mathcal{L}_{CP}. \quad (7.96)$$

Pritom treba imati u vidu da matrice masa kvarkova dobivene spontanom lomljenjem simetrije nisu hermitske niti dijagonalne. Transformacija u bazu kvarkovskih okusa, gdje su matrice mase realne i dijagonalne, uključuje dodatnu kiralnu $U(1)_A$ rotaciju oblika (7.93) s

$$\alpha = \Theta_{EW}/2N_F, \quad \Theta_{EW} = \arg \det M = \arg (\det M^U \det M^D), \quad (7.97)$$

gdje su M^U i M^D matrice mase gornjih i donjih kvarkova. Dakle, uključivanjem mase pribraja se originalnom **QCD** parametru Θ_{QCD} elektroslabi parametar Θ_{EW} :

$$\Theta \equiv \Theta_{QCD} \rightarrow \bar{\Theta} = \Theta_{QCD} + \Theta_{EW}. \quad (7.98)$$

Time je CP narušenje opisano članom

$$\delta\mathcal{L}_{CP} = -i\frac{\bar{\Theta}}{\sum_j(1/m_j)}\bar{\psi}_j(x)\gamma_5\psi_j(x), \quad (7.99)$$

koji za tri okusa poprima oblik

$$\delta\mathcal{L}_{CP} = -i\bar{\Theta}\frac{m_um_dm_s}{m_um_d + m_um_s + m_dm_s}(\bar{u}\gamma_5u + \bar{d}\gamma_5d + \bar{s}\gamma_5s). \quad (7.100)$$

Dakle, CP narušenje je u potpunosti prebačeno u kvarkovski sektor, u CP narušavajući član mase (7.100). U međugiri s elektromagnetskom strujom on će voditi na proračun $NEDM$ -a putem matričnog elementa

$$D_n\bar{u}(p')\sigma_{\mu\nu}q^\nu\gamma_5u(p) = \sum_i\langle n(p')|\delta\mathcal{L}_{CP}|i\rangle \times \frac{1}{E_n - E_i}\langle i|J_\mu^{em}|n(p)\rangle, \quad (7.101)$$

pri čemu će od potpunog skupa međustanja $\{i\}$ ponovno doprinosti rezonance negativnog pariteta $1/2^-$ [?]. Niz proračuna [?] daje predviđanje istog reda veličine

$$D_n \simeq \bar{\Theta} \cdot 10^{-15} e \cdot \text{cm}, \quad (7.102)$$

što u usporedbi s eksperimentom zahtijeva

$$\bar{\Theta} \leq 10^{-9}. \quad (7.103)$$

Ostaje pitanje, zašto je taj parametar (kombinacija **QCD** i EW parametra) tako malen!

PQ simetrija i aksion

Malena veličina u fizici naznačuje prisutnost određene simetrije. Za bezmasene kvarkove smo vidjeli da se parametar Θ može ukloniti $U(1)$ kiralnom rotacijom. Za masivne kvarkove prepreka takvom odrotiranju dolazi od neinvarijantnosti člana $\bar{\psi}\psi$. Peccei i Quinn [?] su primjetili da se ideja kiralne rotacije može primijeniti i na takav član. U pristupu generiranja masa spontanom lomljenjem simetrije riječ je o Yukawinom članu $\bar{\psi}\psi\Phi$ koji se može učiniti kiralno invarijantnim ako odgo-varajuća $U(1)_{PQ}$ simetrija istovremeno rotira i Higgsova polja! Pokazuje se da je za to potrebno imati *dva dubleta* (ϕ_1, ϕ_2) Higgsovih polja. Tada ukupni lagrangian posjeduje dodatnu simetriju $U(1)_{PQ}$ kojom se Θ može odrotirati!

Budući da Higgsov potencijal $V(\phi_1, \phi_2)$ mora biti $SU(2)_W \times U(1)_Y \times U(1)_{PQ}$ invarijantan, dodatna simetrija će također doživjeti spontano lomljenje na $U(1)_{em}$ putem vakuumskih očekivajućih vrijednosti

$$\phi_i \rightarrow \phi_i + v_i, \quad i = 1, 2 \quad (7.104)$$

$$\langle \phi_1 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \quad (7.105)$$

$$\langle \phi_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \quad (7.106)$$

Stoga umjesto $U(1)_{PQ}$ očekujemo postojanje Goldstoneovog bozona pridruženog toj simetriji - aksiona [?], [?]. U najjednostavnijoj slici, gdje je skala PQ simetrije

$$\Lambda_{PQ} \simeq v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \simeq 250 \text{ GeV} = \Lambda_{QFD}, \quad (7.107)$$

očekuje se [?]

$$m_a \simeq \frac{m_\pi f_\pi}{v} \simeq 100 \text{ eV}. \quad (7.108)$$

Pri tome aksion ima dominantni raspad $a \rightarrow 2\gamma$ s vremenom života reda sekunde. Teži aksion, primjerice $m_a > 2m_e$ imao bi dominantni raspad $a \rightarrow e^+e^-$. No brojni pokusi ($K^+ \rightarrow \pi^+a$, $J/\Psi \rightarrow a\gamma$, $v \rightarrow a\gamma$, $\pi^+ \rightarrow ae^+\nu_e$, $e^-A \rightarrow e^-aA$) isključuju aksione mase $m_a > 10 \text{ keV}$.

Neuspješna potraga za “vidljivim” aksionima dovela je do modela “nevidljivih” aksiona, s $\Lambda_{PQ} \gg \Lambda_{QFD}$. Tada otpada i potreba dodatnog higgsovog dubleta — PQ naboj može nositi i singlet Φ s vakuumskom očekivajućom vrijednošću

$$\langle \Phi \rangle = \frac{\Lambda_{PQ}}{\sqrt{2}} \gg \Lambda_{QFD}. \quad (7.109)$$

Budući da masa i jakost vezanja aksiona ide s Λ_{PQ}^{-1} , “nevidljivi” laki aksioni mogu imati važnu ulogu u astrofizici i kozmologiji [?]:

- ◇ Uloga pri hlađenju zvijezda (važna za $\Lambda_{PQ} \geq 10^8 \text{ GeV}$) postavlja granicu na $m_a < 1 \text{ eV}$;
- ◇ $SN 1987a$ zahtijeva $m_a < 10^{-3} \text{ eV}$, čime aksion postaje važni kandidat za tamnu tvar (vidjeti odjeljak 7.3.3).

Kozmološki dozvoljeno područje za aksione kao hladnu tamnu tvar je $m_a > 6 \cdot 10^{-6} \text{ eV}$, tako da preostaju “prozori” oko 1 eV i $(10^{-6} - 10^{-3}) \text{ eV}$. Za više detalja upućujemo na nedavni pregled [?] te na Weinbergovu knjigu [?].

□ PROŠIRENI HIGGSOV SEKTOR I CP NARUŠENJE

Skalarni sektor standardnog modela je na određeni način pomoćni sektor, koji je uz to neistražen. Stoga je za očekivati da se najbezbolnije modifikacije standardnog modela mogu učiniti u tom dijelu teorije. Ako pogledamo ograničenja koja postavlja pokus, tada proširenje higgsova sektora mora čuvati omjer jakosti nabijene i neutralne slabe struje standardnog modela (??). Proširenja s čisto higgsovim dubletima zadovoljava tu empirijsku relaciju.

Lee-jev model s dva dubleta

Uvođenje dodatnog dubleta Higgsovih polja, osim što omogućuje Peccei-Quinn program, vodi i na novi novi mehanizam lomljenja CP simetrije. Riječ je o *spontanom lomljenju CP simetrije* koje je uočio T. D. Lee [?]. Ono ulazi u igru putem relativne (kompleksne) faze između dviju očekivajućih vakuumskih vrijednosti, usporedno s kompleksnom fazom CKM matrice. Tri neutralna Higgsova polja vode na vezanja s promjenom kvarkovskih okusa ($FCNC$). Ovakvi $FCNC$ doprinosi u sukobu su s mjerenjima u kaonskom sustavu. Ako se ovi potencijalno veliki doprinosi neutralnih higgseva zaobiđu “finim podešavanjem” teorije, (zahtijevanjem velike mase higgseva ili postojanja dodatne simetrije), još uvijek preostaju potencijalno veliki doprinosi od nabijenog higgosa. EDM kvarka se pojavljuje na razini jedne petlje putem dijagrama tipa onog na sl. 7.8(a), reda veličine [?]

$$d_q(H^+) \simeq 10^{-26} ecm . \quad (7.110)$$

Pridruženi $NEDM$ je istog reda veličine, dakle na granici suglasja s pokusom.

Weinbergov model s tri dubleta

Da bi pomirio spontano lomljenje CP simetrije s odsutnošću $FCNC$, Weinberg je uveo treći higgsov dublet ($\phi_i, i = 1, 2, 3$). Time je omogućena *horizontalna simetrija* koja vodi na Yukawina vezanja samo za ϕ_1 i ϕ_2 i na realnu CKM matricu [?]. Istodobno je CP narušavajuće vezanje nabijenih higgseva $H_i^+ = (i = 1, 2)$ s promjenom okusa ograničeno parametrima ϵ i ϵ' iz kaonskog sustava. Odatle se dobiva donja granica doprinosa od nabijenih higgseva za $NEDM$ [?]

$$|D_n| \geq 10^{-25} ecm , \quad (7.111)$$

što premašuje mjerenu vrijednost. Stoga smo upućeni na verzije Weinbergovog modela s teškim higgsevima [?] koji bi bili odgovorni za samo mali dio CP narušenja u kaonskom sustavu. Primjerice, dijagram sa Sl. 7.8(b) vodi na efektivni operator [?], [?]

$$H^C = \frac{1}{2} f_q \bar{q} \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} q G_{\mu\nu}^a , \quad (7.112)$$

gdje f_q označava kromoelektrični dipolni moment ($CEDM$) kvarka. Njegova numerička vrijednost procjenjuje se na [?]

$$f_q \simeq 3 \cdot 10^{-25} \text{ cm} . \quad (7.113)$$

Dakako da kao najozbiljniji problem ostaje proračun od doprinosa pojedinačnih $CEDM$ kvarkova EDM -u neutrona. U naivnom modelu valentnih kvarkova vrijedi izraz za $CEDM$ neutrona

$$D_n^{C, val} = \frac{e}{3} \left(\frac{4}{3} f_d + \frac{2}{3} f_u \right) , \quad (7.114)$$

koji odgovara prije uvedenom (7.84) za čisto EDM doprinose. U oba slučaja treba uračunati doprinos $\bar{s}s$ parova, čiji je udio u nukleonima značajan. Da je to slučaj pokazuju i ponovljene potvrde “krize spina nukleona” ustanovljene EMC (od engl. *European Muon Collaboration*) pokusom [?]. Pojedinačni doprinosi kvarkova (Δq) definirani izrazom

$$\left\langle n \left| \frac{1}{2} \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q \right| n \right\rangle = (\Delta q)_n S_\mu , \quad (7.115)$$

uz izmjerene vrijednosti

$$\Delta u = 0.82(3) , \quad \Delta d = -0.44(3) , \quad \Delta s = -0.11(3) , \quad (7.116)$$

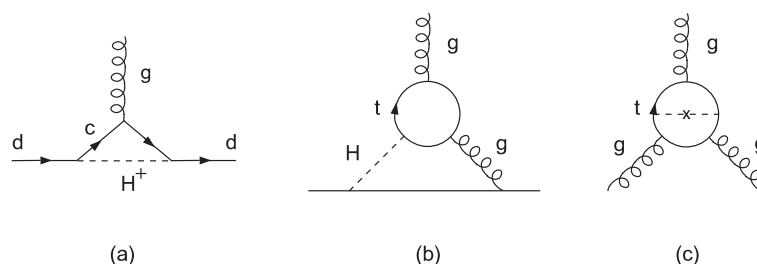
daju malen ukupni doprinos kvarkova spinu ($\Delta u + \Delta d + \Delta s$). Na temelju toga ref. [?] očekuje slično poništavanje pojedinačno velikih kvarkovskih EDM -a.

U slučaju $CEDM$ -a situacija je još složenija. Postoje procjene [?] da $CEDM$ s kvarka premašuje eksperimentalnu granicu za $NEDM$ za skoro red veličine. Usto postoje i čisto gluonski operatori s CP narušenjem, među kojima se najznačajniji doprinos očekuje od onih najmanje dimenzije. Primjerice, Weinbergov operator [?] dimenzije 6 ima oblik

$$\mathcal{O}^g = \frac{1}{6} C f^{abc} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G_{\mu\lambda}^a G_\nu^{b\lambda} G_{\alpha\beta}^c , \quad (7.117)$$

gdje koeficijent C dobiva vodeći doprinos od dijagrama na sl. 7.8(c). Uz neutralni higgs izmijenjen u t petlji tog dijagrama koeficijent C ne posjeduje ni male mase niti male kutove miješanja. Stoga “uranjanje” ovako “ CP inficiranog” operatora u neutron može voditi na značajne vrijednosti $NEDM$ -a.

Komentirajmo još u par riječi EDM leptona. Kod njih u mehanizmu kojim standardna teorija generira dipolni moment, ulogu t kvarka preuzima neutrino. Budući da su mase neutrina izuzetno male (ili iščezavajuće), njihov je doprinos zanemariv. Izvjestan doprinos EDM -u može biti generiran kvarkovima, koji su



Slika 7.8: Doprinosi CDEM-u na razini jedne petlje (a), dvije petlje (b) te od Weinbergovog operatora (c)

u procesima višeg reda povezani s elektronima preko elektroslabih bozona, W^\pm . Naravno, to rezultira izuzetno malim EDM elektrona, reda $10^{-38}e \cdot \text{cm}$.

S obzirom na gore rečeno, EDM je ispit koji moraju proći svi modeli koji izlaze iz standardne teorije. Tipična predviđanja takvih modela u rasponu 10^{-30} do $10^{-25}e \cdot \text{cm}$, što je između postojeće eksperimentalne granice i predviđanja standardne teorije. Daljnje spuštanje eksperimentalne granice eliminirat će neke “nestandardne” kandidate, a eventualno mjerenje konačne vrijednosti EDM -a bila bi važna informacija o prirodi CP i T narušenja.

7.2 Teorije izvan standardnog modela

Niz svojstava obuhvaćenih standardnim modelom slabo razumijemo, a otvorena pitanja tražit će upuštanje u teoriju izvan standardnog modela. Središnja pitanja koja se pojavljuju kao

- ◇ PITANJE MASE
- ◇ PITANJE SILA
- ◇ PITANJE TVARI

vežu uz sebe odgovarajuće parametre, koje standardni model ne može objasniti.

Svako poopćenje standardnog modela koje vodi na smanjenje broja takvih neobjašnjenih parametara, ili ih uspijeva povezati ili razumjeti, vrijedno je pažnje. Neka od poopćenja koja ćemo spomenuti vode i na ujedinjenje gravitacije s do sada razmatranim elektroslabo-jakim međudjelovanjem.

7.2.1 Teorije velikog ujedinjenja

Temeljna zamisao teorija velikog ujedinjenja, GUT (od engl. *Grand Unified Theories*), sastoji se u pokušaju ugradnje $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ umnoška u jed-

nostavnu baždarnu grupu G . Na energijama iznad vrijednosti M_X , na kojima je G grupa simetrije, postoji jednoznačno baždarno vezanje g_X . Doista, proračun Georgija i Glashowa iz 1974. godine [?] ukazao je na mogućnost da se promjenljive jakosti jakog, slabog i elektromagnetskog međudjelovanja susreću na ljestvici $10^{14} - 10^{15}$ GeV. Navedimo lanac kandidata za grupu G ,

$$SU(5) \subset SO(10) \subset E_6 . \quad (7.118)$$

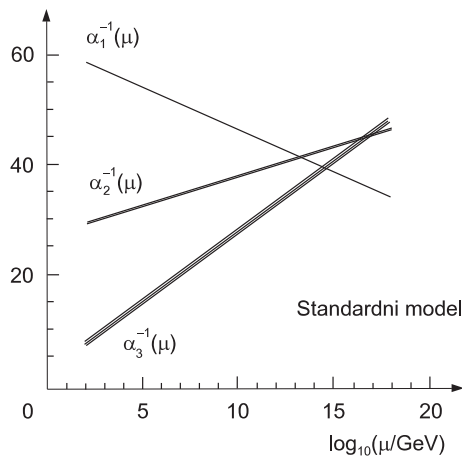
koji sadži $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ kao podgrupu. Iscrpnije ćemo se pozabaviti $SU(5)$ velikim ujedinjenjem, a $SO(10)$ ujedinjenje ćemo dotaknuti pri razmatranju masivnih neutrina u odjeljku 7.3.3.

□ $SU(5)$ VELIKO UJEDINJENJE

Najjednostavnije veliko ujedinjenje temelji se na grupi $SU(5)$. Osim što u sebi sadrži baždarnu grupu standardnog modela, ona ugrađuje i čestični fermionski spektar u $10 + \bar{5}$ reprezentaciji grupe $SU(5)$. Razgradnja $SU(5)$ po grupama standardnog modela $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ pokazuje na koji su način reprezentacije standardnog modela ugrađene u 10 i $\bar{5}$:

$$\begin{aligned} 10 &\rightarrow (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -4/3)_{u_R^c} + (\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/3)_{q_L} + (\mathbf{1}, \mathbf{1}, 2)_{e_R^c} \\ \bar{5} &\rightarrow (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 2/3)_{d_R^c} + (\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)_{\ell_L} . \end{aligned} \quad (7.119)$$

Pritom smo upotrijebili relaciju $\psi_L^c = C(\bar{\psi}_R)^T$ (vidjeti zadatak na kraju poglavlja) koja omogućuje da fermione izrazimo samo lijevim poljima. Petnest lijevih stanja



Slika 7.9: Ponašanje recipročnih jakosti vezanja u standardnom modelu isključuje najjednostavnije $SU(5)$ ujedinjenje

svake obitelji, označenih kvantnim brojevima grupa $SU(3)$, $SU(2)$ i $U(1)$, raspoređeno je u reprezentacije $\bar{5}$ i 10 [?] na način da $\bar{5}$ sadrži d^c i leptonski dublet¹

$$\bar{5} : \psi_L^a \sim \begin{pmatrix} d^{c1} \\ d^{c2} \\ d^{c3} \\ e \\ -\nu \end{pmatrix}_L, \quad (7.120)$$

dok 10 sadrži preostala stanja

$$10 : (\psi_{ab})_L \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & u^{c3} & -u^{c2} & u_1 & d_1 \\ -u^{c3} & 0 & u^{c1} & u_2 & d_2 \\ u^{c2} & -u^{c1} & 0 & u_3 & d_3 \\ -u_1 & -u_2 & -u_3 & 0 & e^+ \\ -d_1 & -d_2 & -d_3 & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L. \quad (7.121)$$

Budući da grupa ujedinjenja G uključuje elektromagnetizam, operator električnog naboja mora biti jedan od generatora grupe G , pa zadovoljava

$$\text{Tr}Q = 0. \quad (7.122)$$

Posljedica toga je *kvantizacija naboja* u velikom ujedinjenju: zbroj naboja kvarkova i leptona u svakom multipletu grupe G iščezava, kao što se vidi u $\bar{5}$ i 10 .

Veliko ujedinjenje vodi i na predviđanje vrijednosti slabog kuta θ_w . U elektroslaboj teoriji (vidjeti odjeljak ??) vrijedi relacija

$$\sin^2 \theta_w = \frac{g'^2}{g^2 + g'^2}, \quad (7.123)$$

gdje $g \equiv g_2$, a g' treba povezati s g_1 tako da svi generatori T_i grupe G budu jednako normirani:

$$\text{Tr}(T_i T_j) = C \delta_{ij}. \quad (7.124)$$

Ovdje je C konstanta za danu reprezentaciju. Dok je u standardnoj teoriji normalizacija generatora slabog hipernaboja $U(1)_Y$ bila slobodna, sada je podvrgnuta gornjem uvjetu. Usporedba $Y/2$ s generatorom T_3 slabog izospina za (u našem slučaju reducibilnu) reprezentaciju koja sadrži svih 15 fermiona jedne obitelji,

$$\frac{\text{Tr}(Y^2/4)}{\text{Tr}(T_3^2)} = \frac{\frac{1}{4} \left[2(-1)^2 + 6 \left(\frac{1}{3} \right)^2 + (2)^2 + 3 \left(-\frac{4}{3} \right)^2 + 3 \left(\frac{2}{3} \right)^2 \right]}{(1+3) \left[\left(\frac{1}{2} \right)^2 + \left(-\frac{1}{2} \right)^2 \right]} = \frac{5}{3}, \quad (7.125)$$

¹Primjetimo da je $\bar{5} \supset \bar{2}$ od $SU(2)$ i $C \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} e^+ \\ -\nu^c \end{pmatrix}_R$.

daje

$$g'^2 = \frac{3}{5}g_1^2 . \quad (7.126)$$

Zahtjev ujedinjenja vezanja

$$g_1 = g_2 = g_3 , \quad (7.127)$$

daje predviđanje

$$\sin^2 \theta_w = \frac{\frac{3}{5}g_1^2}{g_2^2 + \frac{3}{5}g_1^2} = \frac{3}{8} . \quad (7.128)$$

Na prvi pogled to bi isključivalo mogućnost velikog ujedinjenja, no zbog promjenljivosti jakosti vezanja, vrijednost (7.128) moguća je na ljestvici suprateške mase M_X . Treba još provjeriti da postoji takva vrijednost mase M_X koja zadovoljava uvjet ujedinjenja

$$\alpha_3(M_X^2) = \alpha_2(M_X^2) = \alpha_1(M_X^2) . \quad (7.129)$$

Evolucija renormalizacijskom grupom, u ovisnosti o varijabli $t = \ln(M_X^2/Q^2)$,

$$\frac{d\alpha_i}{dt} = -\frac{b_i}{4\pi} \alpha_i^2 \Rightarrow \alpha_i(t) = \frac{\alpha_i(0)}{1 + \frac{b_i}{4\pi} \alpha_i(0)t} , \quad i = 1, 2, 3, \quad (7.130)$$

dana je na razini jedne petlje u standardnom modelu s N_g generacija vrijednostima koeficijenata b_i

$$b_3 = -7 + \frac{4}{3}(N_g - 3) , \quad (7.131)$$

$$b_2 = -\frac{19}{6} + \frac{4}{3}(N_g - 3) , \quad (7.132)$$

$$b_1 = \frac{41}{6} + \frac{20}{9}(N_g - 3) . \quad (7.133)$$

Vrijednost konstante fine strukture na ljestvici W bozona

$$\alpha(M_W^2) = \alpha_2 \sin^2 \theta_w = \frac{3}{5} \alpha_1 \cos^2 \theta_w = \frac{1}{128} \quad (7.134)$$

uz “pred-LEP-ovsku” neodređenost u jakom vezanju

$$\alpha_3(M_W^2) = 0.1 - 0.15 \quad (7.135)$$

vodilo je na rješenje (uz $\sin^2 \theta_w = 0.2 - 0.22$)

$$M_X \simeq 10^{14} - 10^{15} \text{ GeV} . \quad (7.136)$$

Kasnije, preciznije određivanje $\alpha_3(M_Z^2)$ pokazuje da uvjet ujedinjenja $\alpha_3(M_X^2) = \alpha_2(M_X^2) = \alpha_1(M_X^2)$ u standardnom modelu nije moguće ispuniti niti s renormalizacijskom grupom na razini dvije petlje (sl. 7.9). Bit će to motivacija da se na evoluciju vezanja pokuša utjecati uvođenjem suprasimetričnih čestica, kako bi se oživio cijeli program ujedinjenja.

Kao jedan od uspjeha velikog ujedinjenja mogu se ubrojiti i relacije između masa fermiona. Te će relacije ovisiti o izboru Higgsovog sektora (što ćemo samo kratko komentirati na kraju odjeljka) i mogu voditi na

$$m_e = m_d, \quad m_\mu = m_s, \quad m_\tau = m_b \quad (7.137)$$

na skali M_X . Dok spuštanje na niže energije renormalizacijskom grupom, primjerice na 10 GeV za b i τ

$$\frac{m_b}{m_\tau} = 3 \quad (7.138)$$

daje slaganje s pokusom, na skali 1 GeV za lake kvarkove s i d

$$\frac{m_s}{m_d} = \frac{m_\mu}{m_e} = 200 \quad (7.139)$$

bilježimo odstupanje za red veličine od vrijednosti 20 dane algebrom struja. To je problem za veliko ujedinjenje s minimalnim Higgsovim sektorom. Ipak, najspektakularnije očekivanje velikog ujedinjenja je *raspad protona*.

Raspad protona

Budući da je baždarna grupa promaknuta na $SU(5)$, od novih bozona očekujemo nove sile s mogućim mjerljivim učincima. U takvom ujedinjenju pojavit će se $5^2 - 1 = 24$ baždarnih bozona. To znači da uz 12 običnih prijenosnika sila (γ, Z, W^+, W^- i 8 gluona) mora postojati još 12 novih medijatora. Novi medijatori prepoznat će se po trećinskim nabojima i neobičnom svojstvu da omogućuju transmutaciju kvarkova u leptone. Zbog tog svojstva dodatni “ X bozoni” dobili su ime leptokvarkovskih bozona. Njihov je raspis u usporedbi s baždarnim bozonima standardnog modela slijedeći:

$$SU(5) \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1) \quad (7.140)$$

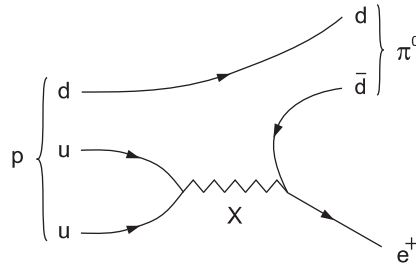
$$\begin{aligned} \mathbf{24} \rightarrow & (\mathbf{8}, \mathbf{1}, \mathbf{0})_g + (\mathbf{1}, \mathbf{3}, \mathbf{0})_W + (\mathbf{1}, \mathbf{1}, \mathbf{0})_B \\ & + (\mathbf{3}, \mathbf{2}, \mathbf{5/6})_X + (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}, \mathbf{5/6})_Y . \end{aligned} \quad (7.141)$$

Iako za nove sile očekujemo golemo potisnuće faktorom $(M_W/M_X)^2$, one bi se mogle opaziti na račun narušenja barionskog (B) i leptonskog (L) broja. Primje-

rice, interakcije bozona X, Y s fermionskim strujama određene su $SU(5)$ baždarnom simetrijom:

$$\mathcal{L} = \frac{g_X}{\sqrt{2}} \left\{ X_\mu^\alpha \left[\bar{d}_{R\alpha} \gamma^\mu e_R^c + \bar{d}_{L\alpha} \gamma^\mu e_L^c + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \bar{u}_L^{c\gamma} \gamma^\mu u_L^\beta \right] + \right. \\ \left. + Y_\mu^\alpha \left[-\bar{d}_{R\alpha} \gamma^\mu \nu_R^c - \bar{u}_{L\alpha} \gamma^\mu e_L^c + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \bar{u}_L^{c\gamma} \gamma^\mu d_L^\beta \right] + \text{h.c.} \right\} . \quad (7.142)$$

Budući da X bozon vodi na prijelaz $uu \rightarrow e^+ \bar{d}$, uranjanjem takvog operatora između fizikalnih hadronskih stanja inducirani su raspadi protona $p \rightarrow e^+ \pi^0$, $e^+ \rho^0$, $e^+ \eta$, $e^+ \pi^+ \pi^-$, ..., (vidjeti sliku 7.10). U [?] su izračunati i vodeći doprinosi od trokvarkovske anihilacije - vidjeti sliku 7.11(a). Ovakvi doprinosi pokazuju



Slika 7.10: Doprinosi dominantnom raspadu protona od izmjene X bozona putem $uu \rightarrow e^+ \bar{d}$ prijelaza;

kako i najkratkodosežniji temeljni procesi posjeduju dugodosežne doprinose (sl. 7.11(b)) koji unose bitne neodređenosti u proračune. Rezultati računa su

$$\tau_p = (0.2 - 8.0) \times 10^{31} \left(\frac{M_X}{10^{15} \text{ GeV}} \right)^4 \text{ god} , \quad (7.143)$$

gdje bitnu neodređenost unosi račun hadronskog matričnog elementa. Postojeća mjerenja [?] raspada $p \rightarrow e^+ \pi^0$, vodećeg u $SU(5)$ ujedinjenju, daju

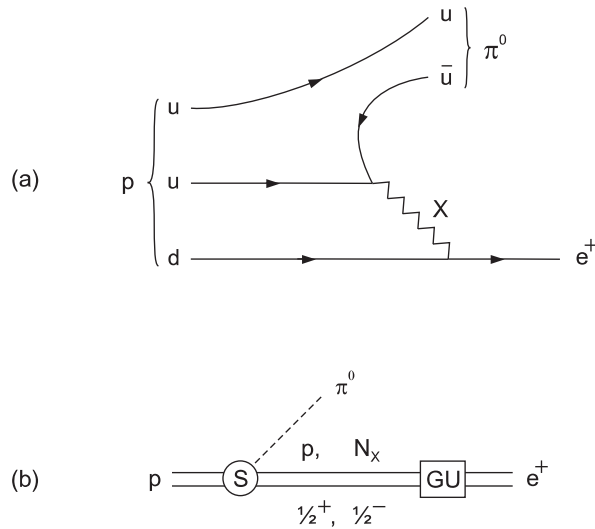
$$\tau(p \rightarrow e^+ \pi^0) > 5.5 \times 10^{32} \text{ god} . \quad (7.144)$$

Time je najjednostavnije $SU(5)$ ujedinjenje isključeno, da bi oživjela opcija suprasimetričnog $SU(5)$ ujedinjenja, koje vodi na dulji život protona.

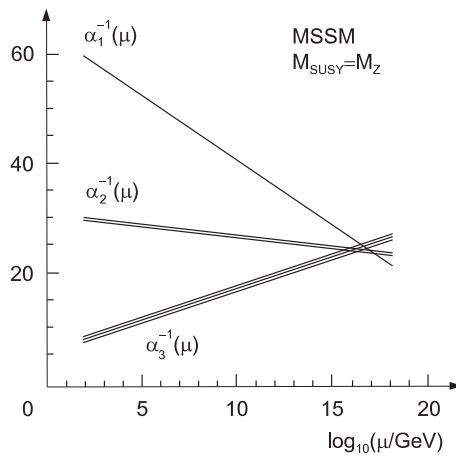
Problem hijerarhije

Suprasimetrija bi bila dobrodošla zbog još jednog problema koji se pojavljuje u velikim ujedinjenjima — problema (baždarne) hijerarhije: iz očitih razloga uvode se dvije jako različite skale lomljenja simetrije

$$v_0/v \sim M_X/M_W \sim 10^{13} , \quad (7.145)$$



Slika 7.11: Doprinosi dominantnom raspadu protona putem trokvarkovske anihilacije $uud \rightarrow e^+$ (a), s njom pridruženim dugodosežnim doprinosima (b).



Slika 7.12: Ponašanje recipročnih jakosti vezanja u minimalnom suprasimetričnom modelu (MSSM) dopuštati će $SU(5)$ ujedinjenje

no radijacijske korekcije vode do njihovog miješanja (izjednačavanja). Stoga je potrebno fino podešavanje teorije da bi te skale ostale razdvojene.

Kao što je naznačeno u (7.141), prvi korak, lomljenje $SU(5)$ simetrije pomoću realne adjungirane 24-dimenzionalne reprezentacije Higgsevih skalara $\Phi(24)$, snabdijeva masama suprateške X i Y bozone. Lomljenje $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$

simetrije izvodi se pomoću kompleksne 5-dimenzionalne reprezentacije

$$H_a \equiv (H_\alpha, \phi) \quad (7.146)$$

gdje je H_α bojni triplet, a bojni singlet ϕ je $SU(2)$ dublet standardnog modela. Pritom je sretna okolnost da u produktima reprezentacija $\bar{5}$ i 10 u kojima će se tražiti mase fermiona nema reprezentacije 24 , koja bi odmah vodila na velike mase. To objašnjava uspješnost relacije (7.137).

S druge strane, u higgsovom sektoru se pojavljuju miješani članovi tipa

$$\text{Tr}(\Phi^2)H^\dagger H, \quad (7.147)$$

koji će davati masi H doprinose reda v_0 . Takva “bolest” velikih ujedinjenja liječi se neuvjerljivim finim podešavanjem.

7.2.2 Suprasimetrična ujedinjenja

Glavna motivacija za suprasimetriju dolazi iz Higgsova sektora. Higgsova čestica odigrala je ključnu ulogu pri snabdjevanju masama W^\pm i Z^0 bozona. Vežanjem na fermione higgsevi postaju odgovorni i za mase i kutove miješanja fermiona. Ipak, ta su vežanja potpuno slobodni parametri koji ne objašnjavaju širok raspon masa (preko pet redova veličina od m_e do m_t) u tablici u dodatku ?? .

U velikim ujedinjenjima Higgsovi skalari dovode i do tamo spomenutog problema hijerarhije. Spojimo li crtu dviju Higgsovih čestica u vrhu samointerakcije četiriju skalara (slika ?? u dodatku) to nas vodi na petlju s kvadratično divergentnim doprinosom masi

$$\delta M_H^2 \sim \int^\Lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2} \sim \Lambda^2, \quad (7.148)$$

koji dovodi laki higgs (mase $\mathcal{O}(M_W)$) na razinu teških masa $\mathcal{O}(M_X)$.

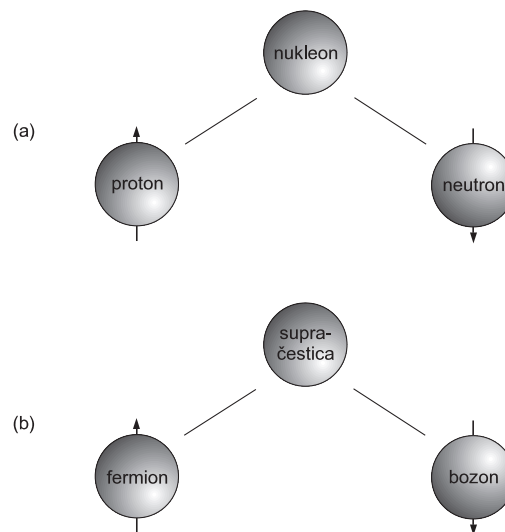
Nasuprot “neprirodnom liječenju” ovog problema finim podešavanjem parametara, red po red u teoriji smetnje, suprasimetrija nudi elegantno rješenje: bozonskim petljama pridružene su fermionske petlje koje imaju suprotni predznak te poništavaju kvadratičnu divergenciju

$$\delta M_H^2 \sim \Lambda^2 \Big|_{\text{bozonski}} - \Lambda^2 \Big|_{\text{fermionski}} \leq 1 \text{ TeV}^2. \quad (7.149)$$

Time se SUSY nudi kao slijedeća “ljuska” pri razotkrivanju strukture tvari. Dobre došlo je što je “predvidiva” (s određenim kvantnim brojevima i svojstvima novih čestica) i istodobno dohvativa (ukoliko je povezana s problemom hijerarhije trebalo bi je vidjeti na LHC-u).

□ SUPRASIMETRIJA

Suprasimetrija se temelji na hrabrom zahtjevu da svaka opažena čestica ima svog “suprasimetričnog partnera”. Takvo podvostručavanje čestica je posljedica hipotetične simetrije koja bi povezivala fermione i bozone. Kao što smo upoznali operatore koji izmjenjuju neutron i proton, tako postuliramo postojanje operatora koji izmjenjuju fermione i bozone (sl. 7.13). Operator Q pri djelovanju na bozon



Slika 7.13: Kao što izospinska simetrija povezuje čestice istog spina, primjerice proton i neutron (a), suprasimetrija povezuje čestice različitih spina (b)

(ili njemu konjugirani pri djelovanju na fermion)

$$Q |B\rangle = |F\rangle \quad (7.150)$$

ostavlja netaknutim sve kvantne brojeve osim spina. Iako još nije nađena ni jedna suprasimetrična čestica, sve su one već dobile svoja imena. Partneri običnih bozonskih čestica su fermioni, koji su dobili sufiks “ino” (fotino, Zino, gluino,...), dok su partneri običnih fermiona bozonske (skalarne) čestice, čija su imena dobivena prefiksom “s” (selektron, sneutrino, skvark,...). Neka od tih stanja prikazana su u tablici 7.2. Ovakvo podvostručavanje čestica podsjeća na ono uvedeno relativističkom Diracovom jednačinom za elektron. Ta jednačina sa sobom nosi CPT simetriju koja zahtijeva da elektronu mora biti pridružen “nabojno-konjugiran” partner. Da bi izbjegao uvođenje nove čestice Dirac je najprije predložio da CPT partner elektrona bude proton, no Andersonovo otkriće pozitrona razriješilo je sve dileme. Ispočetka se mislilo da bi suprasimetrične partnere mogli naći među

Čestica	suprasimetrični partner	spin partnera	ime
γ	$\tilde{\gamma}$	1/2	fotino
e_L	\tilde{e}_L	0	selektron
u_R	\tilde{u}_R	0	u skvark
g	\tilde{g}	1/2	gluino
ν_e	$\tilde{\nu}_e$	0	sneutrino
\vdots	\vdots	\vdots	\vdots

Tablica 7.2: *Suprasimetrična stanja*

već opaženim česticama (npr. da partneri budu foton i neutrino). Danas se zna da, kao što to nije uspjelo ni Diracu, ni mi ne možemo izbjeći uvođenje novih čestica. Štoviše, mase partnera moraju biti različite, tj. suprasimetrija mora biti “slomljena”. Neslomljena suprasimetrija zahtijeva jednake mase čestica i njihovih partnera. Činjenicu da nije nađena ni jedna suprasimetrična čestica objašnjava se time da su te čestice podvrgnute samo vrlo slabom međudjelovanju — da je riječ o tzv. “WIMP-česticama” (od engl. *Weakly Interacting Massive Particle*). Međudjelovanje suprasimetričnih čestica će biti potisnuta velikim masama. Iz neopažanja određenih procesa postavljat će se donje granice na općenito velike mase wimpova.

□ SUPRASIMETRIČNI STANDARDNI MODEL

U standardnom modelu nabrojat ćemo 90 fermionskih stupnjeva slobode (tri obitelji s po 15 dvokomponentnih Weylovih fermiona), te 28 bozonskih stupnjeva slobode (12 bezmasenih baždarnih bozona i 2 kompleksna skalara). Uz uobičajeno udvostručavanje fermiona i bozona suprasimetričnim partnerima, treba vidjeti što je s partnerima higgseva. Na prvi pogled higgsov dublet koji ima iste kvantne brojeve kao $(\nu, e^-)_L$ dublet, mogao bi se identificirati sa sleptonom spina 0. No, tada bi higgs posjedovao leptonski broj i vodio bi na procese koji taj broj narušavaju. Istodobno, isti higgs ne može dati masu i gornjim i donjim kvarkovima pa su potrebna barem 2 kompleksna dubleta, kakva nalazimo u minimalnom suprasimetričnom standardnom modelu (MSSM). Tablica 7.3 prikazuje MSSM čestični sadržaj. Feynmanova pravila [?] slijedit će iz onih za standardni model (vidjeti dodatak ??), pri čemu očuvanje impulsa vrtnje zahtijeva da u vrhovima suprasimetrične čestice dolaze u parovima. Primjerice, uz osnovno vezanje (γqq) pojavit će se dodatna vezanja $(\tilde{\gamma} q\tilde{q})$ i $(\gamma \tilde{q}\tilde{q})$ — sva s istom jakosti vezanja e_q . To onda vodi na tri važna zaključka za suprasimetrične (SUSY od engl. *SUPER*SYmetry)

spin 1/2	spin 0	spin 1	spin 1/2
Q_L, u_L^c, d_L^c	$\tilde{Q}_L, \tilde{u}_L^c, \tilde{d}_L^c$	B	\tilde{B}
L_L, e_L^c	$\tilde{L}_L, \tilde{e}_L^c$	W^\pm, W^0	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$
\tilde{H}_1, \tilde{H}_2	H_1, H_2	g	\tilde{g}

Tablica 7.3: *Multipleti MSSM modela: kiralni u prva dva stupca i baždarni u druga dva.*

teorije:

- SUSY partneri će se proizvoditi u parovima;
- raspad SUSY partnera sadrži SUSY partnere;
- najlakši SUSY partner je stabilna čestica.

Primjerice, ako je najlakši SUSY partner fotino ($\tilde{\gamma}$), dominantni raspadi nabijenih fermiona tipa $\tilde{f} \rightarrow f + \tilde{\gamma}$ procjenjuje se sa širinom $\tilde{\Gamma} \simeq \alpha \tilde{M}$, što za \tilde{M} u desetinama GeV-a daje $\tilde{\Gamma}$ reda 1 GeV odnosno vrijeme života ispod 10^{-20} s.

Kad je riječ o udarnim presjecima, procjenjuje se

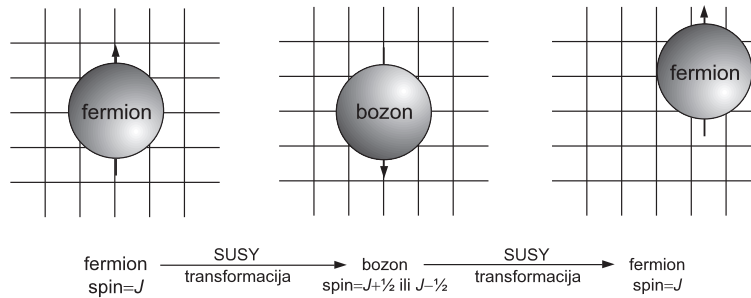
$$\sigma(\tilde{\gamma}p) \simeq 2.5 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2, \quad (7.151)$$

što je veličine udarnog presjeka neutrina. Stoga $\tilde{\gamma}$ neće stupiti u međudjelovanje u detektoru, već će se signal za SUSY tražiti u vidu prividnog neočuvanja impulsa, uz odsutnost nabijenih leptona.

□ UJEDINJENJE S GRAVITACIJOM

Na prvi pogled suprasimetrija djeluje kao unutrašnja simetrija koja se odnosi samo na svojstva čestica, ali ne i na njihov položaj. No, pogledamo li pažljivije ponovljenu suprasimetričnu transformaciju (sl. 7.14), vidimo da ona pomakne česticu u prostoru. U lokalnoj SUSY taj pomak će biti različit u svakoj prostorno-vremenskoj točki. Očekujemo da bi promicanje globalne *SUSY* u lokalnu pružilo mogućnost uvođenja novog baždarnog polja koje bi obuhvatilo opis gravitacije.

Ovakvo očekivanje izgleda da se kosi s teoremima iz 60-tih [?] koji su utvrdili nemogućnost ujedinjenja Poincaréove i unutrašnje simetrije. No ti su dokazi pretpostavljali komutativnost, koju SUSY ne posjeduje. Naime, suglasje suprasimetrije s Paulijevim principom zahtijeva antikomutativnost SUSY transformacija: dva bozona koja mogu biti u istoj točki, SUSY prevodi u fermione koji ne mogu



Slika 7.14: *Ilustracija ponovljene suprasimetrične transformacije*

zauzimati istu točku. Dakle, Q (uveden u (7.150)) i $\bar{Q} = Q^T \gamma^0$ su antikomutirajući operatori

$$\{Q_\alpha, Q_\alpha\} = \{\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\alpha\} = 0. \quad (7.152)$$

Uz njih će Poincaréova algebra iz odjeljka ?? biti poopćena na suprasimetričnu algebru

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = i (\gamma^{\mu\nu})_{\alpha\beta} Q_\beta, \quad (7.153)$$

gdje je $\gamma^{\mu\nu} = 1/4[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$. Dakle, Q je spinor, čiju translacijsku invarijantnost izražavamo komutatorom

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0. \quad (7.154)$$

Konačno, algebru zatvaramo relacijom

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = -2(\gamma^\mu)_{\alpha\beta} P_\mu, \quad (7.155)$$

koju smo ilustrirali na sl. 7.14 : uzastopne SUSY transformacije daju Poincaréovu translaciju. Budući da lokalna Poincaréova simetrija odgovara općoj relativnosti, naslućujemo vezu suprasimetrije i gravitacije. Pokazuje se da je lokalna suprasimetrija moguća ako se uvede polje spina 2 (baždarna čestica, graviton) i njegov partner, fermion spina 3/2 (gravitino). Iz očiglednog razloga ova se teorija naziva supergravitacijom (SUGRA). Ona može biti od pomoći pri rješavanju problema lomljenja suprasimetrije. U SUGRA Planckova masa je jedina skala pa fizika na niskim energijama, $E \ll M_{pl}$ (primjerice mase fermiona i M_W) mora biti određena gravitacijskim vezanjem. Za podrobnosti upućujemo na specijaliziranu literaturu, primjerice [?]. Privlačna je mogućnost da je SUGRA samo približenje neke općenite teorije.

7.2.3 Slučajna dinamika (antiunifikacija)

Kroz ovaj kolegij smo imali dosta prilike uvjeriti se u učinkovitost principa simetrije. Osim što na tom principu počiva standardni model, on je vodilja i za konvencionalna poopćenja standardnog modela.

Nekonvencionalni pristup teoriji izvan standardnog modela razvio je u Kopenhagenu H.B. Nielsen sa suradnicima, pod nazivom *slučajne dinamike* (za uvod vidjeti poglavlja 7.2 i 7.3 knjige [?]).

□ NAČELO SLUČAJNE DINAMIKE

Fizika se temelji na zamišljajima (konceptima) koje želimo razumijeti, na razotkrivanju načela (principa) koja vladaju zbivanjima u svijetu. Ograničimo li se na zbivanja u svijetu čestica i sila, svjedoci smo važnosti kvantnog, relativističkog i baždarnog načela. U Kopenhagenu, kolijevci prvog od ovih načela, rođena su i promišljanja o izvjesnoj slobodi formuliranja fizikalnih zakona. Ambicijom da nađe objašnjenje i samih načela, program *slučajne dinamike* H.B. Nielsena (i suradnika) zadire u fiziku izvan standardnog modela. Polazište ovog pristupa je pretpostavka da su istinski temeljni zakoni slučajni (engl. *random*) i stoga izuzetno komplicirani — dinamika je slučajna (engl. *random dynamics*). Budući da većina fizičara vjeruje da su temeljni zakoni jednostavni, mnogima je odbacivanje svake nade u spoznavanje “teorije svega” (TOE, od engl. *theory of everything*) neprihvatljivo (razlog određene hladnoće kojom je slučajna dinamika dočekana).

No sam predmet fizike čestica potvrđuje temeljnu poruku slučajne dinamike — da je za razumijevanje nekih zbivanja najvažnije znati u kom “kutku” svijeta se ona događaju (u kome području vrijednosti se kreću relevantni parametri). Ovakvo razmišljanje može onda postati putokazom kako izvrijediti neke veličine za koje standardna teorija ne daje objašnjenje, nego ih moramo potražiti u teorijama izvan standardnog modela. Na taj način pristup koji se površnom slušaocu može učiniti pristupom “beznađa”, dobiva fantastičan obrat — postaje pristupom nade: budući da čak i takva načela današnjice, kao što je to Lorentzova simetrija ili baždarna simetrija, nisu temeljna s motrišta istinski temeljne (slučajne) teorije, imamo šanse ta načela “izvesti”. Pri tome je važno da rezultat ne ovisi o detaljima temeljne teorije, koju stoga možemo s uspjehom modelirati za navedenu svrhu.

Pokušat ćemo to dočarati na poučnom primjeru, koji bi bio primjer slučajne dinamike postavljene prije specijalne relativnosti: zadatak je naći linearnu vezu kvadrata impulsa \vec{p}^2 i energije $E(\vec{p})$ za nerelativističku česticu,

$$E \sim \vec{p}^2 \quad (\text{preciznije } E = \vec{p}^2/2m) . \quad (7.156)$$

Pobornik slučajne dinamike iz vremena prije Einsteina mogao bi zaključiti na temelju simetrije na translacije u prostoru, da energija slobodne čestice ne može ovisiti o položaju, nego samo o impulsu \vec{p} . Nadalje, na temelju simetrije na rotacije, energija može biti samo funkcija kvadrata impulsa,

$$E = f(\vec{p}^2) . \quad (7.157)$$

Kao što vidimo, program slučajne dinamike oslanja se na neka poznata načela, uz izbjegavanje pretpostavki onog što želimo izvesti. Tako se relacija (7.157) ugrađuje u neki “slučajni model”, gdje su f slučajno odabrane funkcije iz neke široke klase, primjerice analitičkih funkcija. Općenito će analitičke funkcije $f(\vec{p}^2)$ imati Taylorov razvoj za male vrijednosti \vec{p} ,

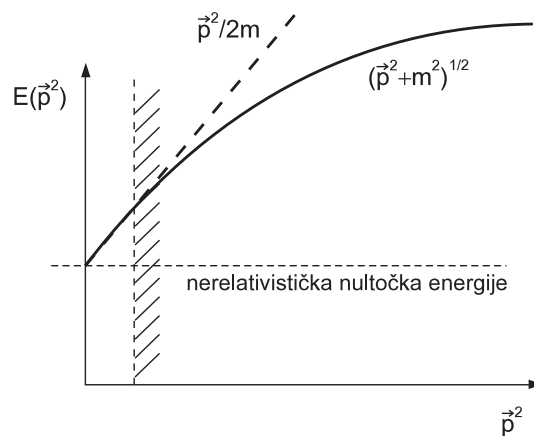
$$f(\vec{p}^2) = f(0) + f'(0)\vec{p}^2, \quad (7.158)$$

gdje je $f(0)$ nevažna konstanta. Za neku slučajno odabranu funkciju f , vrlo je nevjerojatno da koeficijent $f'(0)$ iščezava (za slučajno odabranu funkciju f , njena derivacija $f'(0)$ je slučajna realna varijabla, koja sa zanemarivom vjerojatnošću poprima neku unaprijed zadanu vrijednost).

Dakle, naknadno ustanovljen oblik u specijalnoj relativosti,

$$E = (\vec{p}^2 + m^2)^{1/2}, \quad (7.159)$$

nije bitan pri “izvođenju” ovisnosti (7.156) za male impulse ili brzine (sl. 7.15). U istom duhu “izvodi” se kvantna mehanika, odnosno linearnost Schrödingrove



Slika 7.15: U nerelativističkoj fizici dostupno je samo područje malog impulsa, gdje je krivulja aproksimirana pravcem

jednadžbe [?], kao posljedica svemira koji je vrlo star u Planckovim jedinicama. Budući da hermitičnost hamiltoniana nije egzaktna, slučajna dinamika sugerira eksperimentalnu provjeru malih odstupanja od hermitičnosti [?] te malih odstupanja od linearnosti [?]. Nakon toga pravi problem bavljenja slučajne dinamike postaju simetrije i zakoni “niskoenergijskog” područja ispod ~ 1 TeV, dostupnog eksperimentima. S motrišta da od bilo koje temeljne teorije (TOE) nama ostaju

dostupne samo njene niskoenergijske pravilnosti, dok je njen ostatak nedostupan provjerama, slučajna dinamika postaje realistična alternativa za TOE.

Simetrije nisu “svete” kako se to ponekad misli. Primjerice, Heisenberg je ugradio izospinsku simetriju, kao jedno od temeljnih načela, u svoju ujedinjenu teoriju elementarnih čestica [?]. U prethodnim poglavljima smo vidjeli da se izospinska simetrija danas shvaća kao “slučajna” posljedica **QCD**-a i malih masa u i d kvarka. U pristupu slučajne dinamike sve simetrije bi trebale biti “izvedive” [?], primjerice

- ◇ Translacijska simetrija se pokazuje kao dugodosežna pojava (vrijedi za makroskopsku fiziku čak ako nije ispunjena u mikrofizici),
- ◇ Lorentzova simetrija [?], [?] koja time postaje podložna testovima narušenja Lorentzove simetrije [?] (LNI od engl. *Lorentz Non-Invariance*);
- ◇ Baždarna simetrija također izlazi kao simetrija u “infracrvenom”, kako je to najprije pokazano za abelovsku elektrodinamiku na rešetki [?]. Uvođenjem slučajne rešetke (baždarnog stakla) pokazano je da postoji područje parametarskog prostora jakosti vezanja koje vodi od početno baždarno neinvarijantne na baždarno invarijantnu teoriju (tzv. inverzni Higgsov mehanizam).

Među postignuća programa slučajne dinamike ubrajaju se i neke numeričke predikcije.

□ NUMERIČKE PREDIKCIJE

Broj kvarkovskih i leptonskih generacija

Kao jedan od uspjeha slučajne dinamike ubraja se predviđanje $N_{gen} = 3$ [?] prije **LEP**-ovog mjerenja broja lakih neutrina (odjeljak ??). Ovo predviđanje temelji se na najnižim reprezentacijama kiralnih fermiona u slici baždarnog stakla [?] kao modela inspiriranog slučajnom dinamikom [?]. Riječ je o strukturi “slučajne rešetke” kod koje se parametar rešetke, broj stupnjeva slobode, baždarna grupa i jakosti vezanja mijenjaju od točke do točke na slučajni način. Monte Carlo simulacijama izučavaju se svojstva takvog baždarnog stakla u dugodosežnoj granici: jakosti vezanja nekih grupa narastu do konfinirajućih vrijednosti [?] tako da pridruženi stupnjevi slobode ne preživljavaju na niskim energijama. Ne ulazeći u detalje kolapsiranja grupa, navedimo rezultat, da slučajna dinamika predviđa preživljavanje grupne strukture

$$G_N = U(1) \times SU(2) \times SU(3) \times SU(5) \times \dots \times SU(N)/Z_N, \quad (7.160)$$

gdje je Z_N centar direktnog produkta grupa do prim broja N . Ako je $N=3$ u (7.160) prepoznamo grupu standarnog modela (SMG) [?]

$$SMG \equiv G_3 = S(U(2) \times U(3))$$

$$= \left\{ \begin{pmatrix} U_2 & 0 \\ 0 & U_3 \end{pmatrix} \mid U_2 \in U(2), U_3 \in U(3), \det U_2 \cdot \det U_3 = 1 \right\}. \quad (7.161)$$

Opažanjem da svaka generacija kiralnih fermiona može posjedovati vlastitu SMG , dolazimo do

$$(SMG)_1 \times (SMG)_2 \times \cdots \times (SMG)_{N_{gen}} \quad (7.162)$$

kao grupe “antiunifikacijskog programa” (s minimalnim proširenjem grupe). Na temeljnoj (Planckovoj) skali postoji degeneracija fermiona različitih generacija — postoje dodatni “automorfizmi” grupe (7.162) koji dovode do njenog kolapsa na dijagonalnu podgrupu. Izraženo eksperimentalno dostupnim baždarnim poljima, takvo pobuđenje postoji istodobno u svim faktorima u (7.162), $(gA_\mu^a)_1 = (gA_\mu^a)_2 = \cdots = (gA_\mu^a)_{N_{gen}} = (gA_\mu^a)_{diag}$. Tada primjerice, u kontinuiranom limesu lagrangiana na rešetki vrijedi

$$\mathcal{L} = - \sum_i \frac{1}{4g_i^2} (gF_{\mu\nu}^a)_i^2 = - \frac{1}{4g_{diag}^2} (gF_{\mu\nu}^a)_{diag}^2, \quad (7.163)$$

odakle (za neabelovske grupe) izlazi aditivnost recipročnih kvadrata jakosti vezanja:

$$\frac{1}{g_{diag}^2} = \sum_i \frac{1}{g_i^2}. \quad (7.164)$$

Pomoću vrijednosti *kritičnih* jakosti na rešetki za $U(2)$ i $U(3)$ grupe u SMG (7.161) pokazano je [?] da je u (7.162) $N_{gen} = 3$, recimo

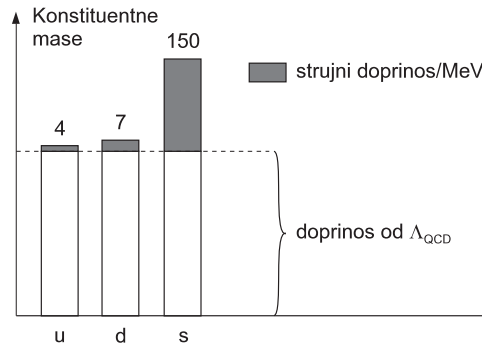
$$(SMG)^3 = (SMG)_{Branka} \times (SMG)_{Petra} \times (SMG)_{Ivana}. \quad (7.165)$$

Time je predviđeno postojanje tri generacije, prije mjerenja na **LEP**-u [?].

Za predviđanje samih jakosti vezanja treba riješiti problem s $U(1)$ vezanjem. Nielsen sa suradnicima [?, ?] uvodi dodatni princip *višestruko kritične točke* (MP-CM od engl. *Multiple Point Criticality Principle*), koji u najjednostavnijoj formulaciji na rešetki daje za $U(1)^3$

$$\frac{1}{g_{diag(U_1)}} = \frac{6}{g_{krit}}. \quad (7.166)$$

Dakako da je za ovo posljednje predviđanje jakosti već upotrijebljen uvjet $N_{gen} = 3$.



Slika 7.16: Konstituentna masa kvarka razlikuje se od strujne u dijelu fluktuacije impulsa koji je proporcionalan s Λ_{QCD}

Hijerarhija fermionskih masa

Jedna od zagonetki u standardnoj teoriji su fermionske mase koje su uglavnom daleko ispod Fermijeve skale, na kojoj bi ih očekivali ukoliko su Yukawina vezanja reda jedinice. Štoviše, dvije kvarkovske mase su čak i daleko ispod skale **QCD** teorije (sl. 7.16):

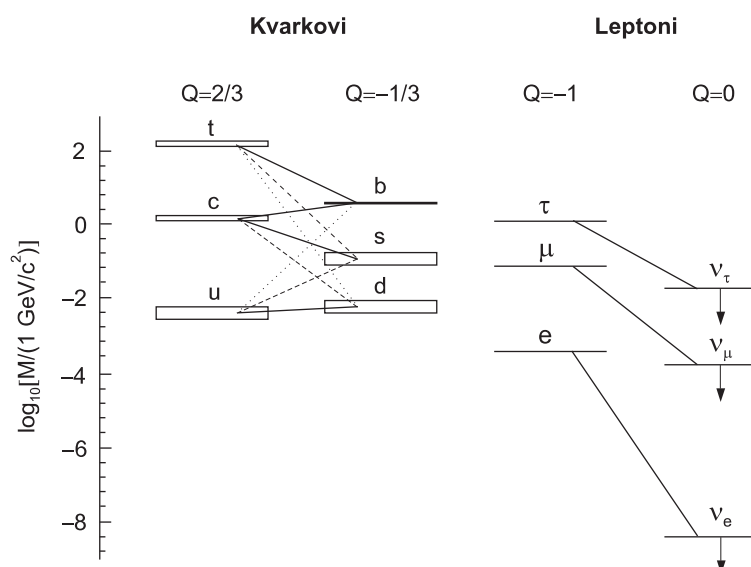
$$m_u, m_d \ll \Lambda_{QCD} . \quad (7.167)$$

Pritom pod kvarkovskom masom podrazumijevamo “strujnu masu”, parametar u **QCD** lagrangianu. Relacija (7.167) ima za posljedicu izospinsku simetriju ($m_d - m_u$ je malo jer su i same mase male).

Očigledno pristup s Yukawinim vezanjima reda jedinice ne odgovara. Jedan od pristupa je tzv. *tehnikolor* [?] koji zamjenjuje Higgsovo polje novom Yang-Millsovom interakcijom, analognoj **QCD**-u, no ovaj put na TeV skali. Pristup koji je razvijen u okviru slučajne dinamike [?] postulira nove, približno očuvane kiralne kvantne brojeve fermiona. Računalna simulacija, uz slučajno odabrana izborna pravila, daje za omjer fermionskih masa danog naboja i -tih obitelji

$$\frac{\ln(m_3/m_2)}{\ln(m_2/m_1)} \simeq 0.6 \pm 0.3 . \quad (7.168)$$

To je u suglasju s ravnomjernom raspodjelom mjerenih masa na logaritamskoj skali (sl. 7.17). Isti prikaz naznačuje da bi mase neutrina, ukoliko su neiščežavajuće, mogle imati zasebno porijeklo (vidjeti odj. 7.3.3). Štićenje masa novim kiralnim okusnim simetrijama prihvaćeno je od niza autora (vidjeti Ross str. 711 u [?], Froggatt str. 240 u [?] te [?] za iscrpniji popis referenci). Opća značajka, od SUSY-GUT [?] preko MSSM [?] do antiunifikacije temeljene na (7.165) [?] je uvođenje dodatne okusne $U(1)_f$ simetrije. U literaturi se susreće termin *frogan* za masivni fermion koji dobiva relativno malu masu putem male vakuumske očekivajuće vrijednosti kojom je slomljena okusna simetrija.



Slika 7.17: Prikaz masa temeljnih fermiona na logaritamskoj skali

7.3 Fizika čestica i kozmologija

Današnja temeljna znanost obilježena je s dva “standardna modela”, dva moćna teorijska orijentira:

- ◇ KOZMOLOŠKIM STANDARDNIM MODELOM – za svijet najvećih dimenzija;
- ◇ STANDARDNIM MODELOM ČESTICA I SILA – za svijet najsitnijeg.

Ta se dva svijeta, kao i njihove “standardne teorije” susreću u ranom svemiru! Iz tog su susreta već nikle bitne nove spoznaje, posebice spoznaja o CP narušenju kao preduvjetu našeg postojanja. Uz objašnjenje samog CP narušenja, pred nama su otvorena pitanja:

- ◇ *Koje je porijeklo asimetrije materije i antimaterije u svemiru?*
- ◇ *Imaju li neutrini masu?*
- ◇ *Što je tamna tvar u svemiru?*

Naime, uputimo li se na velike svemirske udaljenosti, naići ćemo na “otoke” tamne tvari. Njihova građa može biti različita, ovisno o udaljenosti na kojoj ih nalazimo. Lista ozbiljnih kandidata za tamnu tvar proteže se od lakih aksiona, mase $10^{-5} \text{ eV} = 9 \cdot 10^{-72} M_\odot$, do crnih rupa mase $10^3 M_\odot$. Za nas će od posebnog interesa biti čestični kandidati, čije izvorište možemo potražiti u ranom svemiru.

U ovom ćemo tekstu dati tek grube naznake kozmologije ranog svemira, da bi dočarali njen susret s fizikom elementarnih čestica. Iza privida statičnosti zvjezdanog neba otkriva se pažljivijem promatraču, kao što je to bio E. Hubble, svemirska jurnjava karakteristična za stanje nakon eksplozije, *velikog praska*. Sve se “krhotine” međusobno udaljuju tako da objekte najveće brzine nalazimo najdalje od središta eksplozije. Sukladno tome, crveni spektralni pomak povećava se s udaljenošću od promatrača. Horizont koji mogu doseći fotoni kroz vrijeme (10^{10} godina) proteklo od eksplozije, dan je radijusom $r = 10^{26}$ m. U svemiru koji se širi i samo fotonsko zračenje ohlađeno je na temperaturu od 2.7 stupnja Kelvina. Riječ je o pozadinskom mikrovalnom zračenju, koje su 1964. godine otkrili A. A. Penzias i R. W. Wilson. To zračenje potječe iz vremena kad je temperatura svemira pala ispod 4000 K. Time je omogućeno formiranje vodikovih atoma. Dok su slobodni elektroni i protoni izvori i ponori fotona, ektrički neutralni atomi to više nisu. Stoga fotoni odvezani od materije lutaju svemirom. Broj opaženih nukleona (n_B) koji grade materiju daleko je ispod broja fotona (n_γ) u svemiru,

$$\eta = \frac{n_B}{n_\gamma} \simeq 10^{-10} . \quad (7.169)$$

Pogodnije je uvesti omjer gustoće bariona i gustoće entropije. Iz analize prvobitne nukleosinteze [?] znamo da je danas

$$B = \frac{n_B}{s} \simeq (4 - 10) \times 10^{-11} . \quad (7.170)$$

To znači da je u ranim stadijima ekspanzije svemira ($t \leq 10^{-6}$ s, $T \geq 1$ GeV), na svaku milijardu $q\bar{q}$ parova postojao svega *jedan* barion “viška”. To znači da je usprkos velikom broju od 10^{11} galaktika s 10^{11} zvijezda u svakoj od njih, svemir ogromna praznina, samo neznatno “kontaminirana” materijom. Samo širenje ranog svemira bit će određeno gravitacijskim međudjelovanjem, opisanim Einsteinovom jednadžbom:

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathcal{R} = 8\pi G_N T_{\mu\nu} + g_{\mu\nu}\Lambda . \quad (7.171)$$

Prisutnost gravitacije iskazuje se putem metričkog tenzora $g_{\mu\nu}$, koji više nije dijagonalan i putem Riccijevog tenzora $\mathcal{R}_{\mu\nu}$ koji daje skalarnu zakrivljenost (zakrivljenost prostora vremena, $\mathcal{R} = g_{\mu\nu}\mathcal{R}^{\mu\nu}$). Prisutnost materije ugrađena je u $T_{\mu\nu}$, tenzor energije-impulsa, dok *kozmoška konstanta* Λ odražava gravitirajuće svojstvo koje se očekuje i od samog vakuuma. Empirijski, Λ je danas vrlo blizu ničice (za slučaj da Λ i $T_{\mu\nu}$ posvuda iščezavaju, dobiva se ravni prostor Minkowskog). Klasična Einsteinova jednadžba je invarijantna na vremenski obrat. Ipak, moguća je i informacija o evoluciji svemira kao cjeline, koja se ugrađuje u metrički tenzor. Primjerice, modeli prostorno homogenog i izotropnog svemira opisani su

Robertson-Walkerovim metričkim tenzorom, koji daje element udaljenosti u četveroprostoru. On je u sfernim koordinatama $x = (t; \vec{x}) = (t; r, \theta, \phi)$ dan izrazom

$$\begin{aligned} ds^2 &= g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \\ &= dt^2 - [R(t)]^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\theta^2 + (r \sin \theta)^2 d\phi^2 \right). \end{aligned} \quad (7.172)$$

Ovdje $R(t)$ mjeri tipične udaljenosti u svemiru u času t , a parametar $k = +1, 0, -1$ odgovara (respektivno) zatvorenom, ravnom i otvorenom svemiru. Brzina širenja $H_0 = ((dR/dt)/R)_{t=t_0}$ u sadašnjem trenutku t_0 , poznata je kao Hubbleov parametar, Hubbleova konstanta

$$H_0 = (40 - 90) \text{ km s}^{-1} (\text{Mpc})^{-1}. \quad (7.173)$$

Najnovija mjerenja daju nešto niže vrijednosti, u rasponu $(45-65) \text{ km s}^{-1} (\text{Mpc})^{-1}$.

7.3.1 Barionska asimetrija svemira

Teorije velikog ujedinjenja iz odjeljka 7.2.1 uvode nove interakcije koje *ne čuvaju* barionski (B) i leptonski (L) broj te zbog toga vode na nestabilnost protona. Interakcije koje ne čuvaju B danas su vrlo slabe, što dokazuje duljina života protona. Njihova jakost vezanja G_B , analogna Fermijevoj konstanti G_F , bila bi od nje barem 25 redova veličine manja:

$$G_B \sim M_X^{-2} \leq 10^{-30} \text{ GeV}^{-2}. \quad (7.174)$$

Ipak, na temperaturama usporedivim ili višim od M_X , interakcije koje ne čuvaju B , ako bi postojale, trebale bi imati jakost usporedivu s jakostima ostalih interakcija. Tada one mogu biti uzrokom da početni barionsko-simetrični svemir razvije barionsku asimetriju, dovoljnu da bi se objasnio današnji omjer gustoće bariona i entropije.

No i u samom standardnom modelu postoji mogućnost narušenja barionskog broja. Pokazuje se da na račun složene strukture Y-M vakuuma (odjeljak 7.1.3) postoje tzv. *sfaleronske* konfiguracije, koje, iako sastavljene samo od bozonskih polja, nose barionski i leptonski naboj $1/2$. Zbog toga bi sfaleron mogao imati vrlo važnu ulogu pri objašnjenju barionske asimetrije svemira. U ovom ćemo poglavlju nastojati barem djelomično rasvijetliti odnos bariogeneze i sfaleronskih konfiguracija.

□ DOKAZI O BARIONSKOJ ASIMETRIJI SVEMIRA

Na Zemlji je antimaterija vrlo rijetka. U “velikim” količinama (10^{11} antiprotona $\sim 10^{-13}$ grama) bilježimo je na CERN-u i Fermilab-u. Puno više nema je niti u

cijelom Sunčevom sustavu. Astronauti su preživjeli stupanje na Mjesec. Svemirske sonde posjetile su osam od devet planeta Sunčevog sustava i uspjele odaslati informacije o njima na Zemlju. Solarno kozmičko zračenje indicira da je i Sunce sačinjeno od materije. Sve su to dokazi da je cijeli sunčev sustav načinjen od materije.

Kozmičko zračenje pribavlja nam uzorke tvari iz cijele naše, a vjerojatno i iz udaljenijih galaktika. U njima je omjer antiprotona i protona reda veličine 10^{-4} [?]. Tok antihelija manji je za faktor 10^{-5} od toka čestica helija ${}^4\text{He}$. Kozmičko zračenje je čvrst dokaz galaktičke asimetrije između bariona i antibariona. Ta asimetrija je maksimalna — gotovo sve čestice su barioni, dok antibariona gotovo da i nema.

Dokazi barionske asimetrije na većim skalama udaljenosti nešto su manje uvjerljivi. Mnoge nakupine galaktika sadrže u sebi neku vrstu mađugalaktičkog plina, za što postoje dokazi iz emisije rentgenskog zračenja. Kad bi u istoj nakupini postojale istodobno galaktike načinjene od materije i one načinjene od antimaterije, trebala bi postojati jaka emisija γ zračenja, zbog nukleon-antinukleon anihilacije. Nedostatak takvog toka γ zračenja je dokaz da se najbliže nakupine galaktika (kao na primjer nakupina u Djevici), koje tipično sadrže 10^{13} do $10^{14} M_{\odot}$ tvari, sastoje ili samo od bariona, ili samo od antibariona. Podaci za skale veće od nakupina galaktika su oskudni, ili ih uopće nema. Dokazi protiv egzistencije velikih količina antimaterije u svemiru, sakupljeni su u [?]. Bitno popravljene granice očekuju se po postavljanju supravodljivog AMS spektrometra u orbitu [?].

Mjera barionske asimetrije svemira (BAU od engl. *Baryonic asymmetry of the Universe*) dana je omjerom (7.170). Postojeći scenariji bariogeneze pružaju nam dosta zanimljivih načina kojima se taj neobičan (ali i vrlo bitan) broj može objasniti.

□ OPĆENITO O BARIOGENEZI

Prije Sakharovljevog pionirskog rada [?] postojala su dva moguća “objašnjenja” za BAU: asimetričnost početnih uvjeta s obzirom na B , ili razdvajanje materije i antimaterije na nekom stupnju evolucije svemira (da bi se izbjegla “anihilacijska katastrofa”). Međutim, sve do danas nitko nije uspio predložiti uvjerljiv mehanizam razdvajanja materije i antimaterije, dok se malena asimetrija početnih uvjeta čini prilično neprirodnom.

Sakharov je 1967. godine uočio da se BAU može objasniti u okviru fizike čestica i kozmologije velikog praska. Nužni uvjeti za generiranje BAU iz simetričnog početnog stanja su:

- ◇ neočuvanje barionskog broja;

- ◇ C i CP narušenje;
- ◇ odstupanje od ravnotežnih uvjeta za vrijeme evolucije svemira.

Nužnost prvog uvjeta potpuno je jasna: kad bi barionski broj bio očuvan u svim interakcijama, današnja barionska asimetrija samo bi reflektirala asimetrične početne uvjete. Drugi uvjet omogućava razlikovanje čestica i antičestica. Narušene C i CP simetrije osiguravaju da raspadi koji mijenjaju broj bariona B imaju različite vjerojatnosti od procesa koji mijenjaju broj antibariona \bar{B} . Posljednji uvjet osigurava da su procesi koji narušavaju B ireverzibilni.

□ BARIOGENEZA U VELIKIM UJEDINJENJIMA

S jedne strane, rani svemir nam se nudi kao jedini laboratorij u kome bi čestice energije 10^{15} GeV, kakve se pojavljuju u teorijama velikog ujedinjenja, mogle biti u međudjelovanju. S druge strane, te teorije omogućavaju razumijevanje fizikalnih procesa u blizini velikog praska i time otvaraju pogled i one predjele ranog svemira koji su i za fotone neprozirni.

U okviru teorija velikog ujedinjenja i svemira koji se širi, sva tri Sakharovljeva uvjeta su nam pri ruci. GUT-teorije predviđaju međudjelovanja koja ne čuvaju barionski broj. C i CP narušenje eksperimentalno je potvrđeno u sustavu K^0 i \bar{K}^0 mezona. Konačno, svemir je često prolazio kroz odstupanja od termičke ravnoteže. Naime, u standardnoj se kozmologiji očekuje da su baždarne simetrije, koje su danas spontano slomljene, vrijedile na visokim temperaturama [?], te da je za vrijeme evolucije svemira bilo faznih prijelaza povezanih sa spontanom lomljenjem simetrija. Za vrijeme tih faznih prijelaza moralo je doći do velikih odstupanja od termičke ravnoteže. Primjerice, u $SU(5)$ teoriji narušenje B -broja ostvaruje se izmjenom suprateških X i Y bozona. Kad temperatura svemira padne na $kT \ll M_X c^2$, ti se bozoni mogu samo raspadati. Bitno je da se raspadi tih bozona i njihovih antičestica događaju s nešto različitom vjerojatnošću. Ovdje dajemo samo grubu skicu takve razlike, a za podrobnosti upućujemo na [?].

Označimo li s r i \bar{r} vjerojatnosti raspada X i \bar{X} bozona na sve moguće kvark-lepton parove, mala razlika tih vjerojatnosti vodit će na ukupni barionski broj stvoren raspadom para X i \bar{X} bozona

$$\Delta B = (r - \bar{r}) . \quad (7.175)$$

Opaženi omjer $\eta \equiv n_B/n_\gamma$ zahtijeva

$$\Delta B \simeq 10^{-8} . \quad (7.176)$$

Jedan od najvećih izazova za današnju fiziku čestica je povezati ovaj parametar CP narušenja na visokoenergijskoj skali realiziranoj u ranom svemiru, s jedinim laboratorijski opaženim CP narušenjem, u sustavu neutralnih K mezona.

Općenito, na skali velikog ujedinjenja očekuje se više različitih izvora CP narušenja, od kojih samo neki prežive spuštanje na niskoenergijsku skalu. I dok na lomljenju CP simetrije u ranom svemiru leži naše počelo, posjedovanje niskoenergijskih procesa u sustavu neutralnih kaona, koji mjere CP narušenje, može biti bitno za naš opstanak: to je jedini način da prije mogućeg susreta s nekom izvanzemaljskom civilizacijom utvrdimo da li je ona građena od materije ili anti-materije.

7.3.2 Bariogeneza u elektroslaboj teoriji

Kuzmin, Rubakov i Shaposhnikov (KRS) su 1985. godine, uočili da su zapravo svi Sakharovljevi uvjeti ispunjeni i u standardnoj elektroslaboj teoriji [?]. Analogno gluonskoj (??) i fotonskoj (??) anomaliji, postoji anomalno narušenje fermionskog broja ($B + L$) od kiralne anomalije [?, ?, ?]

$$\partial_\mu J_{B+L}^\mu = 2N_{gen} \left[\frac{\alpha_2}{8\pi} W_{\mu\nu}^a \tilde{W}_a^{\mu\nu} + \frac{\alpha_1}{8\pi} B_{\mu\nu} \tilde{B}^{\mu\nu} \right]. \quad (7.177)$$

Pritom je $B - L$ očuvano. Istodobno, CP narušenje u GWS modelu dolazi iz Kobayashi-Maskawa matrice, a postoje i razlozi zbog kojih se vjeruje da se fazni prijelaz, povezan s lomljenjem $SU(2)_L \times U(1)_{Y_w} \rightarrow U(1)_{EM}$, odigrao na temperaturama reda veličine 300 GeV (u vremenu $t \sim 10^{-11}$ s). Na tim je temeljima sugeriran priličan broj scenarija elektroslabe bariogeneze. Velika prednost za generiranje BAU na slabij skali je u tome što se ona oslanja samo na fiziku standardnog modela.

Uz to, bariogeneza elektroslabe teorije mogla bi pomoći da se fiksiraju neki još uvijek nepoznati parametri GWS modela. Posebice, barionska asimetrija standardnog modela ovisi o masi Higgsovog bozona [?], dok je u proširenim verzijama GWS teorije BAU povezana s električnim dipolnim momentom elektrona i neutrona.

□ ULOGA SFALERONA U BARIOGENEZI

Između niza različitih učinaka povezanih s vakuurom strukturom baždarnih teorija (θ -vakuumska struktura), anomalno narušenje fermionskih brojeva od posebnog je interesa. Prijelazi *bozonskih polja* između dva topološki različita vakuuma povezani su sa promjenom barionskog broja, no amplituda tih prijelaza eksponencijalno je prigušena [?]. Međutim, ako je energija sustava dovoljno velika, sustav u principu može prijeći preko barijere koja dijeli topološki različite vakuume, umjesto da tunelira kroz nju. Klinkhamer i Manton [?] su otkrili sedleno rješenje elektroslabog modela, smješteno između dva različita vakuuma, s energijom od

oko 10 TeV i polucijelim topološkim brojem. U tom slučaju amplituda prijelaza može se bitno povećati. To bi se moglo dogoditi u dvije situacije: u sudarima čestica visoke energije u velikim akceleratorima, ili u sustavu na vrlo visokoj temperaturi, gdje bi termičke fluktuacije u jedinici vremena mogle proizvesti značajan broj procesa koji sadrže B narušenje kroz sfaleronske konfiguracije. Karakteristična temperatura kod koje bi narušenje barionskog broja igralo značajnu ulogu, usporediva je visini barijere koja dijeli vakuume sa različitim brojevima, s oko desetak TeV-a. Ključno opažanje [?] odnosi se na opadanje energije sfalerona kad se približavamo elektroslabom faznom prijelazu : blizu tog prijelaza procesi koji narušavaju $(B + L)$ postaju dovoljno brzi da kod tih temperatura obrišu prethodno postojeću asimetriju u $(B + L)$.

Razmotrimo sada koje bi posljedice anomalno elektroslabo narušenje barionskog broja imalo za kozmologiju. Ako bi procesi B narušenja kroz sfalerone bili zaista učinkoviti, tada bi imali tri mogućnosti za nastajanje današnjeg omjera gustoće bariona i gustoće entropije ($B = n_B/s$):

- ◇ izbjegavanje sfaleronskih učinaka prigušenja zbog faznog prijelaza prvog reda, kod kojega bi svemir ostao “zarobljen” u fazi sa $\phi^a = 0$, sve dok temperatura T ne bi postala puno manja od T_c , kada bi sfaleronski učinci brisanja BAU, na neki način generirane u ranijim stadijima evolucije svemira, postali beznačajni;
- ◇ proizvodnja barionske asimetrije sfaleronskim procesima, ili
- ◇ “preživljavanje” BAU generirane ranije, kao netermičkog moda (kakav je, na primjer, $B - L$, koji ostaje očuvan u sfaleronskim interakcijama).

Prva mogućnost je održiva, sve dok s njom asocirano nastajanje entropije ne postane toliko veliko, da smanji barionsku asimetriju ispod $B \sim 10^{-10}$. Druga mogućnost ne čini se vjerojatnom, jer daje zanemarivo malu asimetriju. Treća mogućnost je, kako ćemo sada pokazati, ipak najvjerojatnija.

Za razliku od $B - L$, u elektroslabim interakcijama $B + L$ nije očuvano. Uz to znamo da sfaleron uvjetuje procese koji za svaku obitelj kvarkova (leptona), doprinose promjeni barionskog (leptonskog) broja za jedinicu. Na taj način, B i L narušeni su u svakom takvom procesu za 3 jedinice, $B + L$ narušen je za 6, a $B_i - L_i$ su očuvani, što znači da imamo 3 netermička moda ($i = 1, 2, 3$, ili e, μ, τ). Tu je B_1 (L_e) barionska (leptonska) asimetrija za u i d kvarkove (e i ν_e leptone), itd. Ukupna barionska asimetrija je $B = B_1 + B_2 + B_3$, a leptonska $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Označimo početne barionske i leptonske asimetrije sa $(B_i)_{poč}$ i $(L_i)_{poč}$. Pretpostavit ćemo da su sve barionske asimetrije jednake, to jest da je $B_1 = B_2 = B_3 = B/3$, što temeljimo na činjenici da slabe interakcije miješaju generacije. S druge strane, u leptonskom sektoru GWS teorije miješanja nema

jer neutriini nemaju mase, pa za leptonske asimetrije to ne smijemo pretpostaviti. Da miješanje leptonskih generacija i postoji, zbog eventualnih masa neutrina ti bi procesi vjerojatno bili previše spori da bi mogli osigurati $L_e = L_\mu = L_\tau$. B i L_i možemo izraziti preko svojstvenih modova, $B + L$ i $B_i - L_i = B/3 - L_i$, i tada dobivamo

$$B = \frac{1}{2}(B + L) + \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{B}{3} - L_i \right), \quad (7.178)$$

$$L_i = \frac{1}{6}(B + L) + \sum_{j \neq i} \left(\frac{B}{3} - L_j \right) - \frac{5}{6} \sum_k \left(\frac{B}{3} - L_k \right). \quad (7.179)$$

Ako imamo jako $B + L$ prigušenje zbog sfaleronskih efekata, početna $B + L$ asimetrija će nestati, ali će $B/3 - L_i$ asimetrije biti očuvane. Na taj način, kad sfaleronski učinci postanu zanemarivi, B i L_i asimetrije bit će

$$B_{kon} = \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{B}{3} - L_i \right)_{poč}, \quad (7.180)$$

$$(L_i)_{kon} = \sum_{j \neq i} \left(\frac{B}{3} - L_j \right)_{poč} - \frac{5}{6} \sum_k \left(\frac{B}{3} - L_k \right)_{poč}. \quad (7.181)$$

U jednostavnom slučaju kada je $L_i = L/3$, gornje jednadžbe svele bi se na

$$B_{kon} = \frac{1}{2}(B - L)_{poč}, \quad (7.182)$$

$$L_{kon} = -\frac{1}{2}(B - L)_{poč}. \quad (7.183)$$

Eventualni, za BAU razorni učinci B narušenja inducirani sfaleronima, mogu tako biti zaobiđeni, uz uvjet da je neka početna $(B - L)_{poč}$ asimetrija nastala u nekom ranijem stadiju bariogeneze. U $SU(5)$ teoriji $B - L$ je očuvano, pa tu do $B - L$ asimetrije ne može doći dinamički. Međutim, u $SO(10)$, $E(6)$ i mnogim drugim kandidatima za GUT, $B - L$ nije očuvano, što znači da je u okviru tih teorija mogla nastati potrebna početna barionska asimetrija, koja je ‘preživjela’ sfaleronske učinke brisanja. Činjenica da svemir posjeduje barionsku asimetriju, jedno je od njegovih temeljnih i najvažnijih obilježja. Njeno postojanje sprječava anihilacijsku katastrofu povezanu s lokalno barionski simetričnim kozmologijama. Prema tome, $B = n_B/s \simeq 10^{-10}$ je broj koji ima ogromnu važnost za kozmologiju. Bariogeneza nam pruža vrlo vjerojatan scenario kojim bi se moglo objasniti porijeklo tog broja u okviru teorija velikog ujedinjenja. Taj scenario uključuje interakcije koje narušavaju B , C i CP , a odigrava se oko $t \sim 10^{-34}$ s.

U ovom odjeljku nastojali smo, barem djelomično, rasvijetliti moguću ulogu koju bi sfaleronsko rješenje GWS teorije imalo u bariogenezi. Anomalno narušenje fermionskog broja na visokim temperaturama (preko sfaleronskih konfiguracija) u okviru elektroslabe teorije, vrlo je važno za razumijevanje procesa u najranijim fazama razvoja svemira. I dok je teorija *brisanja* fermionskih asimetrija poprilično razrađena, razne mogućnosti nastanka elektroslabe BAU još su uvijek upitne (Prokopec str. 354 i Orloff str. 368 u [?]).

7.3.3 Nebarionska tamna tvar

Obična barionska tvar može podmiriti tek par postotaka ukupne mase svemira. Astronomi to zaključuju na temelju širenja svemira na velikim skalama. Iskazano omjerom stvarne i kritične gustoće tvari Ω ,

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (7.184)$$

gdje je, uz $\rho_c = 10^{-29} \text{ g/cm}^3$,

$$\Omega > 0.3. \quad (7.185)$$

To je u suglasju s vrijednošću

$$\Omega = 1, \quad (7.186)$$

koju sugeriraju teorijska razmatranja o širenju svemira. Vidljiva tvar opažena na skalama galaktičkih haloa može dati samo jedan posto te vrijednosti. Riječ je o dokazima koje pružaju rotacijske krivulje spiralnih galaktika, što je motiviralo potragu za machoima (MACHO od engl. *MAssive Compact Halo Objects*)[?]. U realnosti imamo mršavu žetvu za machoe u našem galaktičkom halou, kad ih se traži u smjeru Magellanovog oblaka. Nije isključeno da su iz nekog razloga i machoi, poput zvijezda, smješteni u galaktički disk. S druge strane, proučavanja količine lakih elemenata stvorenih u ranom svemiru ukazuju da barionska (uglavnom tamna) tvar daje barionski udio $0.01 < \Omega_b < 0.1$. Donja granica od 0.01, još uvijek premašuje količinu opaženih zvijezda i međuzvjezdanog plina pa podupire i postojanje značajne količine *barionske* tamne tvari. Ipak, najveći dio tamne tvari mora biti *nebarionske* prirode. Današnje gledište daje prednost scenariju miješane tamne tvari, gdje bi 70% otpadalo na tzv. hladnu, 20% na vruću, a tek 10 % na barionsku tamnu tvar.

□ MASIVNI NEUTRINI

Za astrofizičare je privlačna mogućnost da *neutrini* s masom, a koji prožimlju sav prostor, odigraju ulogu *nebarionske* tamne tvari. Tau i/ili mionski neutrino mase 2 eV do 100 eV mogli bi u potpunosti ispuniti traženu porciju tamne tvari. Budući

da je riječ o lakim česticama koje bi se gibale relativističkim brzinama, one bi bile tzv. *vruća* tamna tvar.

Tri postojeće neutrinske anomalije iz odjeljka ?? (LSND, atmosferska i solar-na) daju naznaku postojanja triju različitih skala sa značajnim razlikama u masama ($\Delta m_{LSND}^2 \gg \Delta m_{atm}^2 \gg \Delta m_{\odot}^2$):

$$\Delta m_{\odot}^2 \leq (10^{-4} - 10^{-5}) \text{ eV}^2 \quad (7.187)$$

$$\Delta m_{atm}^2 \simeq (10^{-2} - 10^{-1}) \text{ eV}^2 \quad (7.188)$$

$$\Delta m_{LSND}^2 \simeq (0.3 - 3) \text{ eV}^2 . \quad (7.189)$$

Tri laka neutrina kompatibilna su s dvije Δm^2 skale, primjerice solarnom i atmosferskom, ukoliko LSND ne bude potvrđen. Za preferirano MSW rješenje solarne zagonetke

$$\Delta m_{\odot}^2 = m_2^2 - m_1^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2 , \quad (7.190)$$

opisat ćemo tzv. mehanizam njihaljke, koji predviđa da je teži neutrino u oscilaciji mase reda 10^{-3} eV. Ta vrijednost bi odgovarala masi ν_{μ} , ukoliko je ν_{τ} izvor vruće tamne tvari. Ovakav scenario bi mogao biti potvrđen od budućih pokusa na Superkamiokande i SNO (od engl. *Sudbury Neutrino Observatory*).

Mehanizam njihaljke

Pri razmatranju masa fermiona u odjeljku 7.2.3 naglasili smo da je razumijevanje masa neutrina sa slike 7.17 problem za sebe. Odsutnost desnog neutrina u standardnom modelu znači da ne postoji uobičajen član “Diracove mase” za neutrino. No i samo lijevo polje neutrina, Weylovo polje koje u granici slobodnog polja ima prikaz (usporediti (??))

$$\psi_L(x) = \text{“} \sum_{\vec{p}} \text{”} \left[b_L(\vec{p})u(\vec{p}, L)e^{-ipx} + d_R^\dagger(\vec{p})v(\vec{p}, R)e^{ipx} \right] , \quad (7.191)$$

dostatno je da se pomoću njega konstruira Majoranin spinor

$$\psi_M = \psi_L + C\gamma_0\psi_L^* = \psi_L + \psi_R^c . \quad (7.192)$$

U granici slobodnog polja Majoranin spinor ima zapis

$$\psi_M(x) = \text{“} \sum_{\vec{p}} \text{”} \sum_{s=L,R} \left[b_s(\vec{p})u(\vec{p}, s)e^{-ipx} + b_s^\dagger(\vec{p})v(\vec{p}, s)e^{ipx} \right] , \quad (7.193)$$

gdje nema razlike između operatora poništenja b i d . U prisutnosti Majoraninog člana mase

$$m_L\bar{\psi}_M\psi_M = m_L(\bar{\psi}_R^c\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R^c) , \quad (7.194)$$

L više nije dobar kvanti broj (mijenja se za dvije jedinice). Stoga je takav član zabranjen u standardnom modelu ili u $SU(5)$ ujedinjenju, gdje je $B - L$ očuvano. Međutim, ako dopustimo da je u nekoj mjeri $B - L$ narušeno, moguć je član (7.194) koga simbolički označavamo kao $m_L \nu_L \nu_L$. Budući da se takav član transformira kao $T = T_3 = 1$ član $SU(2)$ multiplleta, njega možemo dobiti Yukawinim vezanjem na tripletno Higgsovo polje. Osim $SU(5)$ ujedinjenja iz odjeljka 7.2.1 moguća su ujedinjenja koja se temelje na većim grupama. Prva u slijedu i vjerojatno najzanimljivija je ortogonalna grupa $SO(10)$ [?], koja sadrži $SU(5)$ kao podgrupu. Spinorna 16-dimenzionalna reprezentacija grupe $SO(10)$ razlaže se pod $SU(5)$ na $\mathbf{10} + \bar{\mathbf{5}} + \mathbf{1}$. U usporedbi sa $SU(5)$, ovdje uočavamo dodatni baždarni singlet. Time je stvoreno mjesto za *desni* neutrino, a time i mogućnost Diracove mase neutrina. Takav član mase može se dobiti i umetanjem rukom singletnog polja ν_R u $SU(5)$ putem Yukawinog vezanja na $\mathbf{5}$ higgs (7.146)

$$G_\nu \bar{\nu}_R (\psi_a)_L H_a + h.c. \quad (7.195)$$

Ovdje bi vakuumska očekivajuća vrijednost davala $m_D = G_\nu v / \sqrt{2}$, reda kvar-kovske mase (suprotno opažanjima). S druge strane, Majoranina masa desnog polja ν_R odgovara članu $m_R \nu_R \nu_R$ koji je $SU(5)$ singlet te nije zaštićen od poprimanja suprateške vrijednosti $m_R \simeq M_X$. Za slučaj jedne generacije kombinacija spomenutih članova mase daje

$$(\bar{\nu}_L \bar{\nu}_L^c) \mathcal{M} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c. \quad (7.196)$$

gdje na temelju simetrije matricu mase neutrina \mathcal{M} možemo razložiti na način

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} T & D \\ D^T & S \end{pmatrix} \quad (7.197)$$

Dio koji se transformira kao singlet baždarne grupe standardnog modela S , generiran je na skali na kojoj je $SO(10)$ slomljena te ima vrijednost $S \sim M_X$. Članovi T i D , koji se na $SU(2)$ transformiraju kao triplet i dublet, mogu biti generirani tek po lomljenju baždarne grupe standardnog modela. Pritom mora biti $T \simeq 0$, jer bi vakuumska očekivajuća vrijednost higgsova tripleta narušavala mjereni omjer jakosti nabijene i neutralne slabe struje. Vrijednost za dublet je $D \simeq m_f$, gdje je m_f tipična fermionska masa nabijenog kvarka ili leptona. Nakon dijagonalizacije matrice u (7.197), jedno vlastito stanje mase ($\simeq \nu_R + \nu_L m_f / M_X$) ima vrijednost reda M_X , a drugo (pretežno lijevo $\simeq \nu_L - \nu_R m_f / M_X$) vlastito stanje mase dano je s $-m_f^2 / M_X$ [?]. Uz redefiniciju polja $\nu \rightarrow -\gamma_5 \nu$, koja formalno promijeni predznak masenog člana u lagrangianu

$$m_\nu \simeq \frac{m_f^2}{M_X} = 10^{-6} \text{eV} \left(\frac{m_f}{\text{GeV}} \right)^2 \left(\frac{10^{15} \text{GeV}}{M_X} \right) \quad (7.198)$$

Ovaj rezultat koji se može poopćiti na više naraštaja leptona, naziva se mehanizmom njihaljke i omogućuje objašnjenje zašto su mase neutrina toliko ispod tipičnih fermionskih masa.

□ AKSIONI I WIMP TAMNA TVAR

Druga je mogućnost da se nebarionska tamna tvar potraži u novim čestičnim vrstama. Možda najneobičnija od predloženih novih čestica je tzv. *aksion*, uveden u odjeljku 7.1.3 kao rješenje za problem “jakog CP narušenja”. Ta čestica bila bi stvorena ohlađivanjem svemira ispod nekoliko stotina MeV, kada teorija jakog međudjelovanja (**QCD**) doživljava “fazni prijelaz” (nešto poput onog što se pri hlađenju na ništicu Celzija događa s vodom. Takav fazni prijelaz mogao bi voditi na aksionsko polje, koje ispunjava svemir svojom gustoćom energije sve do naših dana. Aksioni mase $m_a \simeq 10^{-5}$ eV, iako izuzetno laki, odigrali bi ulogu tzv. *hladne* tamne tvari.

Astrofizičari ozbiljno razmatraju i mogućnost postojanja *suprasimetričnih* čestica. U odjeljku 7.2.2 vidjeli smo da su te čestice podvrgnute samo vrlo slabom međudjelovanju — da je riječ o wimp česticama. Najočitiiji kandidat za wimp bio bi teški neutrino, ukoliko se iz nekog nepoznatog razloga ne bi raspadao.

Najlakša suprasimetrična čestica

Najlakši SUSY partner bi trebao biti stabilna čestica. To se izriče postojanjem nove simetrije, R pariteta SUSY teorije. U ranim fazama svemira, na temperaturama na kojima su sve čestice relativističke, najlakša SUSY čestica je u termičkoj ravnoteži sa svim ostalima. Hlađenjem svemira, za očekivati je da neke od SUSY čestica izanihiliraju, dok dio njih, po broju usporediv barionima, preostaje. Ukoliko SUSY čestice masom višestruko premašuju barione, njihov udio u ukupnoj masi svemira premašuje onaj od bariona. K tome, njihova su međudjelovanja uglavnom elektroslaba s niskoenergijskim udarnim presjecima u području 10^{-38} cm². Stoga one ne sudjeluju u nuklearnim reakcijama odgovornima za sjaj zvijezda, nego sačinjavaju “tamnu tvar”. Budući da na uobičajen način sudjeluju u gravitacijskom međudjelovanju, za očekivati je koncentraciju SUSY čestica uz galaktike. Nadalje, zbog WIMP prirode, te čestice teško gube energiju pa ih možemo očekivati u haloima galaktika.

U MSSM najlakši SUSY partner je neutralino, linearna kombinacija SUSY partnera fotona, Z^0 i Higgsova bozona. Sneutrino, kao druga mogućnost, isključen je na temelju međudjelovanja koje bi odgovaralo međudjelovanju neutrina. Za neutraline smještene u haloima galaktika postoji niz putova njihove detekcije [?] — od bilježenja odboja \sim keV koje proizvode sudari neutralina na atomskim jezgrama, preko traženja anomalnog kozmičkog zračenja od anihilacije wimpova

u haloima, do opažanja energijskih neutrina od anihilacija neutralina u Suncu i Zemlji. Ti neutriini mjere se u uređajima originalno namijenjenih mjerenju raspada protona te u neutrinskim teleskopima.

Neutrinski teleskopi su uređaji dimenzije kilometra, smještenih pod zemlju, u oceane ili u antarktički led [?]. Najpoznatija AMANDA (od engl. *Antartic Muon And Neutrino Detector Array*), neutrinski je teleskop koji upotrebljava antarktički led kao sredstvo za širenje Čerenkovljeve svjetlosti. Pri tom bi Čerenkovljeva svjetlost od miona koji dolaze "odozdo" bila osobito važan izvor informacija o još nedovoljno poznatim pojavama. Tokovi miona koji se očekuju u SUSY modelima u rasponu su od 10^{-6} do 1 događaja/ $m^{-2}s^{-1}$ [?]. Postojeće granice od IBM i Kamiokande (uređaja primarno namijenjenih detekciji raspada protona) su na $0.02 m^{-2}s^{-1}$. Isto tako aktivne galaktičke jezgre (AGN, od engl. *Active Galactic Nuclei*) mogu biti izvori kozmičkog zračenja najviših energija, koje pokreće energija crnih rupa. Neutriini koji bi dolazili iz smjerova AGN-objekata bili bi rezultat raspada ultraenergijskih piona, a ovi pak izviru iz sudaranja izuzetno ubrzanih protona na gustom fotonskom plinu koji okružuje AGN. Drugi izvori neutrina visokih energija bila bi središta Sunca ili Zemlje, ukoliko su u njima gravitacijom akumulirane stabilne, lagane suprasimetrične čestice, koje u međusobnoj anihilaciji stvaraju neutrine.

Dakle, na neutrinskim teleskopima je da pokušaju razotkriti još jedan sloj stvari koja određuje ukupno ponašanje svemira kao cjeline.

Komentari

Za teški t kvark postojale su naznake da bi elektroslabi dijagram nedijagonalne ($s \rightarrow d$) vlastite energije mogao biti značajan za ϵ' [?]. Uskoro potom to je demantirano [?] u kratkodosežnom pristupu, u kojemu je moguć pouzdani proračun tog dijagrama. Za novu referencu vidjeti [?].

□ Seminarske teme :

Abbot L. , "The Mystery of the Cosmological Constant", Scientific American, Svibanj 1982, str. 106.

Barrow, J. D. , and J. Silk, "The Structure of the Early Universe", Scientific American, Travanj 1980, str. 118.

Carrigan, R. A. , Jr. , and W. P. Trower, "Superheavy Magnetic Monopoles", Scientific American, Travanj 1982, str. 106.

DeWitt, B. S. , "Quantum Gravity", Scientific American, Prosinac 1983, str. 112.

- Dimopoulos, S. , S. A. Raby, and F. Wilczek, "Unification of Couplings", *Physics Today*, Listopad 1991, str. 25.
- Freedman, D. Z. , and P. van Nieuwenhuizen, "Supergravity and the Unification of the Laws of Physics", *Scientific American*, Veljača 1978, str. 126.
- Green, M. B. , "Superstrings", *Scientific American*, Rujan 1986, str. 48.
- Haber, H. E. , and Gordon L. Kane, "Is Nature Supersymmetric?", *Scientific American*, Lipanj 1986, str. 52.
- Harari, H. , "The Structure of Quarks and Leptons", *Scientific American*, Travanj 1983, str. 56.
- Hogan, C. J. , "Primordial Deuterium and the Big Bang", *Scientific American*, Prosinac 1996, str. 68.
- Koshiha, M. -T. , "Observational Neutrino Astrophysics", *Physics Today*, Prosinac 1987, str. 38.
- Krauss, L. M. , "Dark Matter in the Universe", *Scientific American*, Prosinac 1986, str. 58.
- Linde. A. , "Particle Physics and Inflationary Cosmology", *Physics Today*, Rujan 1987, str. 61.
- LoSecco, J. M. , F. Reines, and D. Sinclair, "The Search for Proton Decay", *Scientific American*, Lipanj 1985, str. 54.
- McKee, C. F. , and S. H. Press, "Theoretical Astrophysics", *Physics Today*, Travanj 1991, str. 69.
- Rubin, V. C. , "Dark Matter in Spiral Galaxies", *Scientific American*, Lipanj 1983, str. 96.
- Sadoulet, B. , and J. W. Cronin, "Particle Astrophysics", *Physics Today*, Travanj 1991, str. 53.
- Schramm, D. N. , and G. Steigman, "Particle Accelerators Test Cosmological Theory", *Scientific American*, Lipanj 1988, str. 66.
- Shwarz, J. H. , "Superstrings", *Physics Today*, Studeni 1987, str. 33.
- Spergel, D. N. , and N. G. Turok, "Textures and Cosmic Structure", *Scientific American*, Ožujak 1992, str. 52.

Stodolsky, L. , “Neutrino and Dark-Matter Detection at Low Temperature”, Physics Today, Kolovoz 1991, str. 24.

Weinberg, S. , “The Decay of the Proton”, Scientific American, Lipanj 1981, str. 64.

Wilczek, F. , “The Cosmic Asymmetry between Matter and Antimatter”, Scientific American, Prosinac 1980, str. 82.

Woosley, S. , and T. Weaver, “The Great Supernova of 1987”, Scientific American, kolovoz 1989, str. 24.

□ Zadaci :

Zadatak 7.1 Nakon eksplozije supranove 1987a, u zemaljskom detektoru udaljenom $d = 1.5 \cdot 10^{21} \text{ m}$ zabilježeno je više događaja interakcija $\bar{\nu}_e$. Ti događaji su zabilježeni unutar vremenskog intervala od 7 s pri čemu su energije antineutrina zabilježene u rasponu 7 – 11 MeV. Ocijeniti razumnu gornju grancu na masu $\bar{\nu}_e$.

Rješenje : Neka pojedinačni $\bar{\nu}_e$ ima energiju E i brzinu v . Tada iz $E = mc^2\gamma$ dobivamo

$$v = c\sqrt{1 - \frac{m^2c^4}{E^2}} \quad (7.199)$$

pa je vrijeme putovanja do Zemlje

$$t = \frac{d}{v} = \frac{d}{c} \left(1 - \frac{m^2c^4}{E^2}\right)^{-1/2}. \quad (7.200)$$

Razlika vremena putovanja dvaju neutrina energija E_1 i E_2 bit će, za $E_2 > E_1 \gg m$

$$\Delta t = t_1 - t_2 \simeq \frac{d(mc^2)^2}{2c} \left(\frac{1}{E_1^2} - \frac{1}{E_2^2}\right). \quad (7.201)$$

Ako prepostavimo da opaženi vremenski interval dolazi na račun različitih energija neutrina, gornji podaci daju za gornju granicu $m < 15 \text{ eV}/c^2$.

Zadatak 7.2 Izračunati omjer širina raspada Higgsove čestice H ako se uzme da je Higgsova skalarna-pseudoskalarna čestica koja ima vezanje s kvarkovima dano na način

$$\mathcal{L} = f\bar{q}qH \quad (S) \quad \mathcal{L} = f\bar{q}i\gamma_5qH \quad (PS). \quad (7.202)$$

Zadatak 7.3 Ako se pretpostavi postojanje pobuđenog elektrona e^* , onda se njegovo vezanje može opisati na način

$$\mathcal{L} = \frac{e}{2}\bar{\psi}_{e^*}\sigma^{\mu\nu}(a - ib\gamma^5)\psi_e F_{\mu\nu} + h.c. \quad (7.203)$$

Izračunajte doprinos t -kanala kvadratu amplitude za Comptonovo raspršenje.

Zadatak 7.4 U odjeljku 7.2.1 razmatrali smo raspad protona

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0. \quad (7.204)$$

Ako se taj raspad opiše gustoćom Lagrangeove funkcije oblika

$$\mathcal{L} = g\bar{\psi}_e(A + B\gamma_5)\psi_p\Phi_{\pi^0}, \quad (7.205)$$

izračunajte iz eksperimentalne granice $\Gamma^{-1} < 5.5 \times 10^{32}$ god. vrijednost kombinacije konstanti $g^2(|A|^2 + |B|^2)$ (uzevši da je $m_e \simeq 0$).

Zadatak 7.5 Pokazati da vrijedi

$$\psi_L^c = C (\bar{\psi}_R)^T \quad (7.206)$$

što omogućava da fermionske reprezentacije u odjeljku 7.2.1 popunimo samo lijevim poljima.

Rješenje :

$$(\psi^c)_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) C (\bar{\psi})^T ; \quad (7.207)$$

$$\begin{aligned} (\psi_R)^c &= C\gamma_0 (\psi_R)^* = C\gamma_0 \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \psi^* \\ &= C\frac{1}{2}(1 - \gamma_5) (\bar{\psi})^T \\ &= \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) C (\bar{\psi})^T . \end{aligned} \quad (7.208)$$

Dakle : $(\psi_R)^c = (\psi^c)_L$.