

KRŠITEV SIMETRIJE CP

MITJA ŠADL

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Članek predstavlja kršitev simetrije CP, ki je potrebna, da nastane svet, v katerem prevladuje snov in ne antisnov. Sprva je opisan razvoj vesolja vse od velikega poka naprej, ko je bilo snovi in antisnovi enako. Sledi predstavitev opazovanj, ki kažejo nadvlado snovi. Nato je Kršitev simetrije CP razložena s pomočjo Sakharovih pogojev. Na koncu je opisan eksperiment Belle, čigar rezultati so pripomogli k potrditvi kršitve simetrije CP.

CP VIOLATION

This article presents the CP violation, which is necessary for the creation of a world, where matter dominates antimatter. Initially, evolution of the universe since the Big Bang, when matter and antimatter were in equal amounts, is described, followed by the presentation of observations, which show the domination of matter. Later on CP violation is explained, using the Sakharov conditions. In conclusion, the Belle experiment is discussed, as its results have contributed to confirmation of CP violation.

1. Motivacija

Ko se zazremo naokoli, vidimo, da je vse sestavljeno iz snovi – protoni, nevtroni in elektroni. Celo planeti, zvezde in plini v vesolju so iz teh delcev. Snov prevladuje nad antisnovjo, kar je v nasprotju s teoretično simetrijo med njima. Del te simetrije je v fiziki delcev bolj znan kot simetrija CP. Kršitev te simetrije pa je eden od razlogov, zakaj smo ljudje in ne antiljudje.

1.1 Nastanek vesolja

Najbolj verjetna teorija nastanka vesolja je teorija prapoka (angleško Big Bang theory), po kateri je vesolje nastalo z eksplozijo iz točke ali gravitacijske singularnosti, kjer je bila shranjena neskončna energija.

Običajne vidne snovi je v vesolju okoli 4 do 5 %. Preostalih 95 % snovi ne moremo pojasniti z danes uveljavljenimi teorijami. Sem spada približno 25 % temne snovi, torej snovi z nevidno maso, ostalo pa je temna energija, za katero vemo le, da obstaja.

V zelo zgodnjem vesolju so iz visokoenergijskih fotonov nastajali pari delec-antidelec. Razmerje med snovjo in antisnovjo je bilo enako, zato bi lahko pričakovali, da je tako tudi danes [1].

Poglejmo, kako se je vesolje razvijalo naprej (tabela 1): Do 10^{-43} sekunde od velikega poka razvoja vesolja ne znamo razložiti. Gre za t. i. Planckovo dobo, ki ji je sledila doba velike teorije poenotenja ali angleško Grand Unified Theory (GUT). To je doba, v kateri ni bilo mogoče razlikovati med močno in elektrošibko silo (elektrošibka sila je zlitje šibke in elektromagnetne sile in je prav tako možna le pri visokih temperaturah). Ravno v tem obdobju pa je prišlo tudi do kozmične inflacije, ko se je širjenje vesolja močno pospešilo, nakar se je spet začelo širiti enakomerno. Po 10^{-35} s lahko rečemo, da nastopi doba kvarkov, za katero je značilno, da se od skupne sile loči močna sila, kasneje pa razpade še elektrošibka. Zaradi visoke temperature (ta pomeni posledično visoke kinetične energije delcev) so lahko nastajali težki delci (protoni in nevtroni). 10^{-4} s po nastanku vesolja je temperatura padla do te mere, da so kot pari nastajali le še lažji delci. Med te prištevamo leptone, zato temu času pravimo doba leptonov. Sledi doba jeder, ko se zaradi nižje temperature protoni in nevtroni združujejo v jedra. V tem času nastajata devterij in helij, potem pa se fuzija zaradi nižjih energij delcev ustavi. Težji elementi nastanejo šele, ko se tvorijo zvezde. 50 000 let po velikem poku so se elektroni vezali z jedri in nastali so atomi. Doba atomov je trajala med $5 \cdot 10^4$

Tabela 1. Tabela evolucije vesolja od velikega poka pa vse do danes [1].

	doba	starost	temperatura [K]	dogajanje
prevlada sevanja	Planckova doba	$[0 \text{ s}, 10^{-43} \text{ s}]$	$[\infty, 10^{32}]$	neznana fizika
	doba velike teorije poenotenja (GUT)	$[10^{-43} \text{ s}, 10^{-35} \text{ s}]$	$[10^{32}, 10^{27}]$	Elektromagnetna, šibka in močna sila so poenotene tako, da jih ne moremo razlikovati.
	doba kvarkov	$[10^{-35} \text{ s}, 10^{-4} \text{ s}]$	$[10^{27}, 10^{12}]$	Tako vroče, da so vsi (lahki in težki) delci v termičnem ravnovesju; močna sila se loči od združene sile.
	doba leptonov	$[10^{-4} \text{ s}, 10^2 \text{ s}]$	$[10^{12}, 10^9]$	Le še lahki delci so v termičnem ravnovesju.
	doba jeder	$[10^2 \text{ s}, 5 \cdot 10^4 \text{ let}]$	$[10^9, 16000]$	V prvih 1000 sekundah s fuzijo protonov in nukleonov nastaneta helij in devterij.
prevlada snovi	doba atomov	$[5 \cdot 10^4 \text{ let}, 2 \cdot 10^8 \text{ let}]$	$[16000, 60]$	Tvorijo se atomi in, ker elektroni več niso prosti, uide prasevanje.
	doba galaksij	$[2 \cdot 10^8 \text{ let}, 3 \cdot 10^9 \text{ let}]$	$[60, 10]$	Nastajajo prve zvezde in galaksije.
	zvezdnati vek	$[3 \cdot 10^9 \text{ let}, 10^{10} \text{ let}]$	$[10, 3]$	
prevlada temne energije		$> 10^{10} \text{ let}$	3	

in $2 \cdot 10^8$ leti po velikem poku. Po njej je sledila doba galaksij. Zaradi manjših variacij v gostoti vesolja, so se nekatera območja začela zgoščevati, nastale zvezde pa so nato te oblake spreminjale v galaksije [1, 3].

2. Zaznavanje antisnovi

Tok antiprotonov in pozitronov pri poskusih s kozmičnimi žarki je izmerilo že več vrst detektorjev. Izmerjene vrednosti se skladajo z napovedjo, v kateri so ti antidelci nastali kot produkt trkov običajne snovi z medzvezdnim prahom in plinom. Antihelij v kozmičnih žarkih še ni bil zaznan. Če bi ga izmerili, bi lahko sklepali, da je nastal z antibariogenezo v zgodnjem vesolju in da obstaja neko območje antisnovi [5].

Anihilacija je pojav, kjer se delec in antidelec združita in iz njiju nastaneta fotona, ki prevzameta vso razpoložljivo energijo in gibalno količino. Ob prihodu človeka na Mesec se snov očitno ni anihilirala, kar je dober dokaz, da Luna ni iz antisnovi. Planeti, asteroidi in kometi iz našega sončnega sistema so tudi iz snovi, saj bi sicer sončni veter (po večini iz protonov) pri stiku z njimi svetil gama žarke [5].

Astronomi ne morejo neposredno določiti ali je neka galaksija iz snovi ali iz antisnovi. Pogosto pa opazujejo trke galaksij, vendar o morebitnem trku galaksije in antigalaksije ni poročal še nihče (astronomi bi morali namreč zaznati vir gama žarkov) [5].

2.1 Iskanje antisnovi z AMS-02

The Alpha Magnetic Spectrometer ali AMS-02 je magnetni spektrometer, ki deluje na mednarodni vesoljski postaji (ISS). Izdelan je tako, da lahko z veliko natančnostjo meri sestavo kozmičnih žarkov ob Zemlji. Zmožen je zaznati celo delce z energijo do nekaj TeV.

Antidelce zaznavamo enako kot kozmično sevanje, s čimer ni mišljeno le elektromagnetno valovanje, temveč tudi protoni, jedra helija in drugo. AMS-02 je v treh letih zaznal 2×10^9 jeder z energijami do 2 TeV in to z občutljivostjo, s katero je moč zaznati celo antiželezo. Ker še ni odkril nobenega antijedra, hipoteza o barionski asimetriji stoji na trdih tleh. AMS-02 je občutljivejši od drugih detektorjev, zato se je s pomočjo njegovih meritev zgornja meja razmerja med antihelijem in helijem izboljšala (znižala). Medtem, ko je njegov predhodnik AMS-01 pri energijah do 20 GeV izmeril razmerje 10^{-6} , je AMS-02 za energije delcev do 100 GeV pokazal, da je razmerje med antihelijem in helijem 10^{-9} [4].

2.2 Ugotovitve

Po danes dostopnih podatkih vesolje vsebuje veliko svetlobe (okoli 400 fotonov mikrovalovnega sevanja ozadja na cm^3), malo snovi (nekaj barionov in elektronov na milijardo fotonov) in praktično nič antisnovi. Na podlagi opazovanj lahko sklepamo, da vesolje ne vsebuje znatne količine antisnovi. Občasno so se pojavljale teorije obstoja ločenih domen snovi in antisnovi, vendar se pri njih pojavi problem, da bi bariogeneza in antibariogeneza morali poteči v velikih ločenih območjih. Takega mehanizma, ki bi torej proizvedel velika območja snovi in antisnovi, velika kot je vidno vesolje, preprosto ni. Poleg tega bi na stikih meja moralo priti do anihilacije, ki bi jo skoraj zagotovo lahko opazili [4, 5].

3. Standardni model

Standardni model je dobro preizkušena teorija, ki razloži, kaj so najosnovnejši gradniki vesolja in interakcije med njimi. Najosnovnejše delce lahko razporedimo v dve skupini: kvarki in leptoni. Vsako skupino sestavlja 6 delcev, ki po parih predstavljajo 3 družine. Po dva najlažja in najbolj stabilna delca predstavljata prvo družino, najtežja in najmanj stabilna pa tretjo družino. Vsa stabilna snov je iz delcev prve družine, vsi težji delci pa hitro razpadejo v najstabilneše.

Kvarke lahko razporedimo na sledeč način:

1. družina: u (up), d (down)
2. družina: c (charm), s (strange)
3. družina: t (top), b (bottom)

Vsakemu kvarku lahko pripišemo tudi eno od treh barv, vendar skupaj tvorijo delce, ki so brezbarvni.

Antidelec je delec z enako maso in enakim spinom kot običajen delec, vendar z nasprotnim električnim in barvnim nabojem ter barionskim in leptonskim številom. Barionsko število je kvantno število definirano tako, da za barione, ki so sestavljeni iz 3 kvarkov, znaša $B = +1$, za antibarione $B = -1$, za ostale delce (mezoni, leptoni) pa $B = 0$. Sledi, da imajo kvarki barionsko število $B = 1/3$ in antikvarki $B = -1/3$. Mezoni so delci iz kvarka in antikvarka in jih lahko predstavimo kot $q\bar{q}$.

Neničelno leptonsko število imajo le leptoni ($L = +1$) in antileptoni ($L = -1$), vsi ostali delci pa imajo leptonsko število enako 0. Leptoni so razporejeni kot:

1. družina: e^- (elektron), ν_e (elektronski nevtrino)
2. družina: μ^- (mion), ν_μ (mionski nevtrino)
3. družina: τ^- (tauon), ν_τ (tauonski nevtrino)

Elektron, mion in tauon imajo negativen električen naboj in merljivo maso, medtem ko nevtrini nimajo naboja, maso pa imajo zelo majhno.

Obstajajo štiri fundamentalne sile: močna, šibka, elektromagnetna in gravitacijska sila. Vsaka sila ima tudi svoje nosilce:

- elektromagnetna: foton (γ)
- močna: gluon (g)
- šibka: bozona W^\pm in Z^0
- gravitacijska: graviton (še ni odkrit)

Imajo različen doseg in so različno močne. Standardni model vključuje elektromagnetno, močno in šibko silo, gravitacijske pa ne [15].

4. Sakharovi pogoji

Leta 1967 je Andrei Sakharov predlagal tri potrebne (vendar ne zadostne) pogoje za interakcijo, ki proizvede več snovi kot antisnovi. Torej pogoje, da se je Vesolje razvilo v stanje, v katerem snov dominira nad antisnovjo. Objavil je članek "Violation of CP Invariance, C Asymmetry and Baryon Asymmetry of the Universe" [14]. Navdihnila so ga odkritja mikrovalovnega sevanja ozadja, kršitev simetrije CP in sistema nevtralnih kaonov [6, 7]. Ti pogoji so:

- kršitev ohranitve barionskega števila
- kršitev simetrije C in CP
- interakcije zunaj termičnega ravnovesja

4.1 Kršitev barionskega števila

Pri vseh doslej znanih interakcijah se barionsko število ohranja (to je npr. razlog, da proton, kot najlažji barion, ne razpada). Če se to število v posameznih interakcijah ohranja, se ohranja tudi globalno. Kršitev ohranitve barionskega števila bi predstavljal proces.

$$X \rightarrow Y + B, \quad (1)$$

kjer imata X in Y barionsko število 0, B pa ima večjega od 0 [6].

4.2 Kršitev simetrije C in CP

V izrazu CP C predstavlja naboj (charge), P pa parnost (parity). Simetrija C pomeni simetrijo fizikalnih zakonov pri konjugacijah naboja oz. transformacijah, kjer se delci zamenjajo s svojimi antidelci, pri simetriji P pa gre za ohranitev fizikalnih zakonov pri zrcaljenju prostora. Le kršitev barionskega števila, ne pa tudi simetrije C ni dovolj za asimetrijo med snovjo in antisnovjo, saj bi v tem primeru reakcija $X \rightarrow Y + B$ imela enako verjetnost kot njena po naboju konjugirana reakcija:

$$\Gamma(X \rightarrow Y + B) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y} + \bar{B}), \quad (2)$$

Ker se oba procesa dogajata enako pogosto, se na dolgi rok barionsko število ohranja. Kršitev simetrije C je torej nujna.

Vendar pa to še ni dovolj. Predstavljajmo si interakcijo, ki ne ohranja barionskega števila in v njej nastane levosučni barion (označimo ga z $q_L q_L$) $X \rightarrow q_L q_L$. Če imamo simetrijo CP, potem se ta proces dogaja enako pogosto kot njegov CP-konjugiran proces $\bar{X} \rightarrow q_R q_R$ in

$$\Gamma(X \rightarrow q_L q_L) + \Gamma(X \rightarrow q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_L \bar{q}_L) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{q}_R \bar{q}_R) \quad (3)$$

C konjugirana reakcija sicer ima drugačno širino, vendar pa se bo vsota širin obeh reakcij vseeno ohranila. Torej je kršitev simetrije CP nujna za asimetrijo med številom barionov in antibarionov [6].

4.3 Interakcije zunaj termičnega ravnovesja

Energijska razlika med delcem in njegovim antidelcem je

$$\Delta E = m_{\text{snov}}c^2 - m_{\text{antisnov}}c^2 = 0 \quad (4)$$

V termičnem ravnovesju Boltzmannova porazdelitev narekuje enaki količini snovi in antisnovi. Zato lahko več barionov kot antibarionov nastane le zunaj termičnega ravnovesja, oziroma ko je temperatura dovolj nizka. Kljub morebitni začetni asimetriji, ki bi nastala z velikim pokom, bi se zaradi tega pogoja v termičnem ravnovesju hitro vzpostavila enakost med številom delcev in antidelcev [6].

5. Kršitev simetrije CP

Na začetku je bilo v vesolju enako število barionov $N_{b,0}$ in antibarionov $N_{\bar{b},0}$

$$N_{b,0} - N_{\bar{b},0} = 0. \quad (5)$$

V zgodnjem vesolju je prišlo do anihilacije

$$b + \bar{b} \rightarrow \gamma + \gamma \quad (6)$$

tako, da so se skoraj vsi barioni in antibarioni anihilirali

$$N_\gamma \sim N_{b,0} + N_{\bar{b},0} \quad (7)$$

Tukaj N_γ predstavlja število nastalih fotonov. V današnjem vesolju imamo

$$\frac{N_b - N_{\bar{b}}}{N_\gamma} \sim 10^{-10}, \quad (8)$$

hkrati pa iz rezultatov eksperimentov vemo, da je $N_{\bar{b}} \sim 0$. To pomeni, da so se v razvoju vesolja anihilirali vsi antibarioni, izjemno majhen del prvotnih barionov (eden od 10^{10}) pa ne. Seveda so v enačbi (8) z N_b in $N_{\bar{b}}$ mišljeni današnji barioni in antibarioni. In kako smo prišli

$$\text{od } \frac{N_{b,0} - N_{\bar{b},0}}{N_{b,0} + N_{\bar{b},0}} = 0 \quad \text{do} \quad \frac{N_b - N_{\bar{b}}}{N_\gamma} \sim 10^{-10} \quad ? \quad (9)$$

Ko se je vesolje ohlajalo in število barionov ter antibarionov manjšalo, so težki nestabilni delci razpadali v lažje in stabilnejše. Do asimetrije med snovjo in antisnovjo je prišlo zaradi majhne razlike med razpadi že tako majhnega števila preostalih delcev in antidelcev. Razlike med procesi oz. razpadi, v katerih nastopajo delci oziroma antidelci, opišemo s kršitvijo simetrije CP. O njej lahko govorimo, ko sta pogostosti razpadov delca in antidelca različni. Da pride do asimetrije med številom barionov in antibarionov, se mora pri tem spremeniti barionsko število, a to več ni kršitev CP, temveč kršitev barionskega števila.

Poglejmo si preprost primer, ki kaže na potrebo po prvih dveh Sakharovih pogojih. Predstavljajmo si delca X v zgodnjem vesolju, ki lahko razpade le na stanji f_1 in f_2 z barionskima številoma $N_B^{(1)}$ in $N_B^{(2)}$. Relativna pogostost za razpad v f_1 je r , za f_2 pa $1 - r$. Tudi \bar{X} (antidelec delca X)

razpada le v dve možni stanji. V \bar{f}_1 z barionskim številom $-N_B^{(1)}$ razpada z relativno pogostostjo \bar{r} , v \bar{f}_2 z barionskim številom $-N_B^{(2)}$ pa z $1 - \bar{r}$.

$$X \rightarrow f_1(N_B^{(1)}, r) \quad X \rightarrow f_2(N_B^{(2)}, 1 - r) \quad (10)$$

$$\bar{X} \rightarrow \bar{f}_1(-N_B^{(1)}, \bar{r}) \quad \bar{X} \rightarrow \bar{f}_2(-N_B^{(2)}, 1 - \bar{r}) \quad (11)$$

Skupna sprememba barionskega števila pri omenjenih razpadih, kjer je začetno število delcev X enako številu delcev \bar{X} , je

$$\Delta N_B = rN_B^{(1)} + (1 - r)N_B^{(2)} + \bar{r}(-N_B^{(1)}) + (1 - \bar{r})(-N_B^{(2)}) = (r - \bar{r})(N_B^{(1)} - N_B^{(2)}) \quad (12)$$

Da pride do asimetrije med snovjo in antisnovjo ($\Delta N_B \neq 0$), potrebujemo kršitev simetrije CP ($r \neq \bar{r}$) in neohranitev barionskega števila ($N_B^{(1)} \neq N_B^{(2)}$), kar sta ravno prva dva Sakharova pogoja [8, 9].

5.1 Matrika Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Šibka interakcija je edina, ki spreminja okus oz. vrsto kvarkov. To se zgodi tako, da kvark prejme ali odda šibki bozon W^+ ali W^- in se spremeni v nek drug kvark. Nekateri prehodi med kvarki so bolj verjetni od drugih. Najbolj verjetni so prehodi med kvarki iste družine. Verjetnost, da se kvark i spremeni v kvark j nam pove $|V_{ij}|^2$, kjer je V_{ij} element matrike Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [8, 9].

$$V_{\text{CKM}} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \quad (13)$$

Ko še niso odkrili kvarkov t in b , je omenjene verjetnosti med prehodi štirih kvarkov opisovala 2×2 rotacijska matrika imenovana matrika Cabibbo. Kobayashi in Maskawa sta matriko Cabibbo posplošila v 3×3 matriko CKM, saj model štirih kvarkov ni mogel razložiti takrat že odkrite kršitve simetrije CP. S tem sta napovedala, da morajo obstajati vsaj tri družine kvarkov, torej vsaj šest okusov. Zaradi tega sta leta 2008 prejela tudi Nobelovo nagrado. Matrika CKM ima v primeru, ko je število družin kvarkov enako n (kar predstavlja tudi dimenzijo matrike), $(n - 1)^2$ fizikalnih parametrov. Od tega je $n(n - 1)/2$ kotov in $((n - 3)n + 2)/2$ faz, ki povzročijo kršitev simetrije CP. Za primer, ko je $n = 2$, te kršitve ni. Ko pa je $n = 3$ pa dobimo eno fazo, ki je, kot bomo videli, edini vir kršitve CP v standardnem modelu [8].

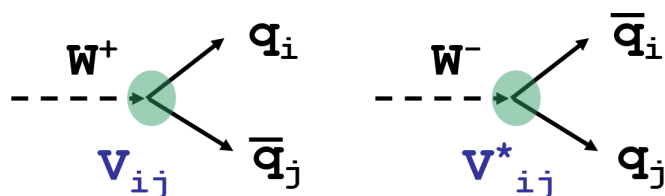
Matriko CKM lahko parametriziramo na več načinov. Originalna parametrizacija je ta od Kobayashi in Maskawa, ki uporablja 3 kote ($\theta_1, \theta_2, \theta_3$) in fazo kršitve CP (δ). Da je bolj pregledno, uporabljam dogovor $c_i = \cos \theta_i$ in $s_i = \sin \theta_i$. Matriko CKM zapišemo potem:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{bmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad (14)$$

Obstajata še dve parametrizaciji. Ena od teh je Wolfensteinova parametrizacija, ki uporablja parametre $A, \rho, \eta \sim 1$ in $\lambda \approx 0.223$

$$V_{\text{CKM}} = \begin{bmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{bmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (15)$$

Matrika je skoraj diagonalna. Diagonalni členi so skoraj 1, ostali pa so blizu 0, tako da velja $V_{ud} \gg V_{us} \gg V_{ub}$ [8]. Pomembna lastnost matrike je tudi unitarnost.



Slika 1. Slika, ki prikazuje primera spremembe dveh šibkih bozonov W^+ in W^- v par kvark in antikvark. Prikazan je tudi matrični element CKM matrike, ki predstavlja amplitudo za razpad. Spremenjeno z dovoljenjem prof. B. Goloba (2008) [9].

Iz slike 1 vidimo, da je amplituda za razpad $W^+ \rightarrow q_i \bar{q}_j$ sorazmerna z V_{ij} , amplituda za konjugiran razpad $W^- \rightarrow \bar{q}_i q_j$ pa z V_{ij}^* . Če je matrika CKM kompleksna, sta si amplitudi v splošnem različni. Mislili bi si, da to ne igra pomembne vloge, saj je verjetnost za razpad tako ali tako odvisna od kvadrata absolutne vrednosti matričnega elementa matrike CKM. To sicer velja, a le če en sam proces vodi v končno stanje, v kolikor pa do istega stanja vodi več procesov z različnimi elementi matrike CKM, pa celotna amplituda na kvadrat vsebuje še interferenčne člene med amplitudami posameznih procesov. V tem primeru verjetnosti, ki vodita k stanjem $\bar{q}_i q_j$ in $q_i \bar{q}_j$, nista enaki. Ker v splošnem ne velja $V_{ij} = V_{ij}^*$, se simetrija CP ne ohranja. Kompleksnost elementov matrike CKM je torej potreben pogoj za kršitev simetrije CP [9].

Ker je matrika unitarna ($V_{CKM} \cdot V_{CKM}^\dagger = 1$, $V_{CKM}^\dagger \cdot V_{CKM} = 1$), lahko zapišemo tudi

$$\sum_k V_{ik} V_{jk}^* = 0 \quad \text{ali} \quad \sum_k V_{ki} V_{kj}^* = 0 \quad (16)$$

Vzemimo na primer $V_{ud} V_{ub}^* + V_{cd} V_{cb}^* + V_{td} V_{tb}^* = 0$ in preoblikujmo v

$$\frac{V_{ud} V_{ub}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} + 1 + \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{cd} V_{cb}^*} = 0 \quad (17)$$

Sedaj lahko ugotovimo, da ti trije členi v enačbi predstavljajo dolžine stranic trikotnika v kompleksni ravnini (glej sliko 2).

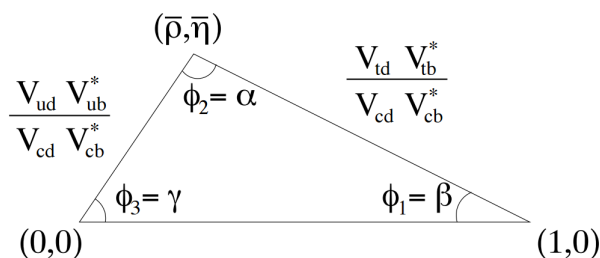
Ta trikotnik, ki ga imenujemo unitarni, ima notranje kote enake sledečim:

$$\phi_1 = \beta = \arg[-V_{cd} V_{cb}^* / V_{td} V_{tb}^*], \quad (18)$$

$$\phi_2 = \alpha = \arg[-V_{td} V_{tb}^* / V_{ud} V_{ub}^*], \quad (19)$$

$$\phi_3 = \gamma = \arg[-V_{ud} V_{ub}^* / V_{cd} V_{cb}^*], \quad (20)$$

kjer je $\arg[re^{i\varphi}] = \varphi$. Ena od stranic ima dolžino 1, vrh, ki leži nad njo, pa naj ima koordinati $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Iz enačb (18), (19) in (20) vidimo, da trikotnik ne bi obstajal, če bi bila matrika CKM realna (koti



Slika 2. Unitarni trikotnik v kompleksni ravnini. Uporabljen z dovoljenjem prof. B. Goloba (2014) [8].

ϕ_i bi bili 0° ali 180°). Prisotnost kršitve CP torej v matriki CKM implicira netrivialne kote in s tem neničelno površino. Poleg tega imajo vsi trikotniki, ki jih lahko naredimo iz relacij (16), enako ploščino, ki je sorazmerna

$$S_\Delta \propto \Delta = \text{Im}(V_{cs}^* V_{us} V_{cd} V_{ud}^*) \quad (21)$$

in neodvisna od izbire faze δ [8, 9].

Elemente matrike CKM je potrebno določiti z meritvami. Obstaja veliko število različnih meritev, s katerimi so bile z različno natančnostjo določene tako absolutne vrednosti kot tudi kompleksna faza elementov. V nadaljevanju bomo kratko opisali eno izmed meritev, ki potrjuje napoved teoretikov glede kršitve simetrije CP.

6. Meritve kršitve CP

6.1 Sistem nevtralnih kaonov

Obstajata dva nevtralna kaona (K_S^0 in K_L^0) z enakima masama in različnima razpadnima časoma. Predstavimo ju s simetričnim in antisimetričnim stanjem, sestavljenim iz kombinacij $d\bar{s}$ in $\bar{d}s$.

$$|K_S^0\rangle = \frac{|d\bar{s}\rangle + |\bar{d}s\rangle}{\sqrt{2}}, \quad \tau = 9 \times 10^{-11} \text{ s} \quad (22)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{|d\bar{s}\rangle - |\bar{d}s\rangle}{\sqrt{2}}, \quad \tau = 5 \times 10^{-8} \text{ s} \quad (23)$$

Z mešanjem prehaja sistem iz enega v drugo stanje. Razpadni načini izgledajo takole

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-, \quad K_S^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \quad (24)$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \quad K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0. \quad (25)$$

Fiziki so že v petdesetih letih pokazali, da se parnost pri šibki interakciji ne ohranja. Vseeno pa so menili, da je kombinacija konjugacije naboja in parnosti invariantna. Eksperiment, ki sta ga izvedla Cronin in Fitch leta 1964, je pokazal majhno kršitev te simetrije CP v sistemu kaonov. Pri razpadih (24) in (25) imajo namreč končna stanja dveh oz. treh pionov nasprotno lastno vrednost operatorja CP. Cronin in Fitch sta z eksperimentom pokazala, da dolgoživi kaoni sicer redko, pa vendarle, razpadajo tudi v stanje z dvema pionoma. To pa pomeni, da razpadajo v končna stanja z različno lastno vrednostjo operatorja CP. To kaže na dejstvo, da se pri šibki interakciji, ki povzroča te razpade, simetrija CP ne ohranja. Za odkritje sta Cronin in Fitch prejela Nobelovo nagrado leta 1980 [10].

6.2 Detektor Belle in pospeševalnik KEKB

KEKB je pospeševalnik delcev uporabljen v eksperimentu Belle. Nahaja se v japonskem inštitutu KEK. Gre za organizacijo za raziskave s pospeševalniki pri visokih energijah v Cukubi. V pospeševalniku se pospešujejo pozitroni in elektroni. Elektrone se pri energiji 8 GeV trka v pozitrone z energijo 3.5 GeV tako, da je skupna težiščna energija (10.58 GeV) enaka masi mezona $Y(4S)$, ki je eno od vzbujenih vezanih stanj kvarkov b in \bar{b} . Le-to nemudoma razpade v par mezonov B (bodisi B_d^0 in \bar{B}_d^0 , ali B^+ in B^-). Zaradi te lastnosti imenujemo KEKB tudi tovarna mezonov B .

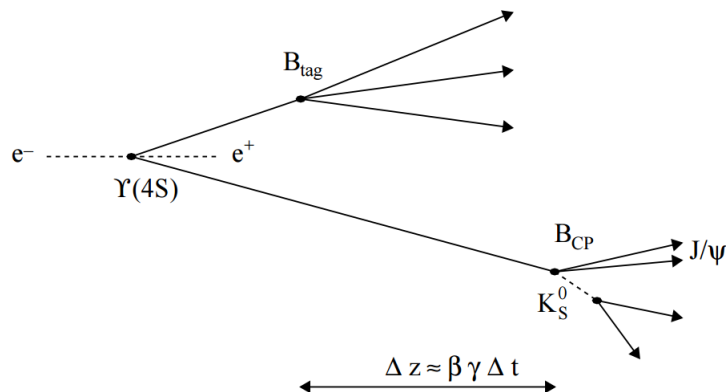
Z detektorjem Belle zaznavajo produkte trkov pospeševalnika KEKB. Ti so zelo različni. Tistih s kratkim razpadnim časom (kot npr. mezone B) ni mogoče neposredno detektirati, lahko pa se detektira njihove stabilne razpadne produkte (elektrone, mione, pione, kaone in protone ter njihove antidelce). Detektor je sestavljen iz silicijevega detektorja verteksov, ki določi točko razpada mezona B tako, da izmeri mesto preleta nabitega delca na nekaj $10 \mu\text{m}$ natančno. Vsebuje tudi pragovni števec Čerenkova, centralno potovalno komoro, elektromagnetni kalorimeter iz scintilacijskega kristala CsI z dodatkom Tl in supraprevodno tuljavo [14].

6.3 Časovne meritve $B \rightarrow J/\psi K_s$

Nevtralne mezone B^0 proizvedemo z reakcijo $e^+e^- \rightarrow Y(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$. Valovna funkcija za končno stanje para mezonov B je antisimetrično koherentno stanje ψ , kjer je

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B^0\rangle|\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle|B^0\rangle). \quad (26)$$

To pomeni, da imamo stanje para mezonov, od katerih je vedno en B^0 , drugi pa \bar{B}^0 , dokler eden od



Slika 3. Skica trka elektrona in pozitrona. Nastaneta dva nevtralna mezona B , ki potem razpadeta. Končni produkti se pomikajo v smeri leta elektrona, saj imajo elektroni večjo gibalno količino kot pozitroni. Z detektorjem Belle lahko merimo $\Delta z \sim 100 \mu\text{m}$, ki se potem uporabi za preverjanje kršitve simetrije CP. Uporabljeno z dovoljenjem prof. B. Goloba (2014) [8].

njiju ne razpade. Takrat valovna funkcija kolapsira in ostali nerazpadli mezon B se širi po prostoru in času ter oscilira med stanjema B^0 in \bar{B}^0 s karakteristično frekvenco Δm_d (gre za pojav, ki ga imenujemo oscilacije nevtralnih mezonov), dokler ne razpade (glej sliko 3). Mezon, ki razpade v stanje, ki se lahko uporabi za določitev njegovega okusa ob času razpada, imenujmo B_{tag} . Tak način razpada je npr. $B^0 \rightarrow D^{(*)-}l^+\nu_l$, kjer je $l = e, \mu$. V CP-konjugiranem procesu v končnem stanju nastopa l^- . Tako lahko iz naboja leptona sklepamo o vrsti prvotnega mezona. Če v razpadu nastopa l^+ , je bil B_{tag} B^0 , če pa l^- , je šlo za \bar{B}^0 . Če je drug mezon B razpadel v lastno stanje CP ali mešanico teh stanj (torej poznamo, kako se obnaša pri simetrijski operaciji CP), ga imenujemo B_{CP} . Za meritev t . i. časovno odvisne kršitve simetrije CP potrebujemo dogodke z enim B_{tag} in enim B_{CP} . Iz okusa mezona B_{tag} lahko sklepamo o okusu mezona B_{CP} v trenutku, ko je razpadel prvi mezon (ker sta, dokler obstajata oba, vedno en v stanju B^0 in drugi v stanju \bar{B}^0). Kot že omenjeno preostali mezon začne oscilirati med stanjema B^0 in \bar{B}^0 , dokler ne razpade [8, 12].

Koreliranost stanja para mezonov B^0 in oscilacije med stanjem B^0 in \bar{B}^0 po tem, ko eden od obeh mezonov razpade, vodijo v netrivialno časovno porazdelitev razpadov mezonov.

Naj bosta t_1 in t_2 časa od nastanka do razpada B_{CP} in B_{tag} . Porazdelitev po razliki razpadnih časov t_1 in t_2 , $\Delta t = t_1 - t_2$ (kako dobimo Δt , lahko vidimo tudi na sliki 3), zapišemo kot

$$f_{\pm}(\Delta t) = \frac{e^{-|\Delta t|/\tau_{B^0}}}{4\tau_{B^0}} \left[1 \pm S \sin(\Delta m_d \Delta t) \pm A \cos(\Delta m_d \Delta t) \right], \quad (27)$$

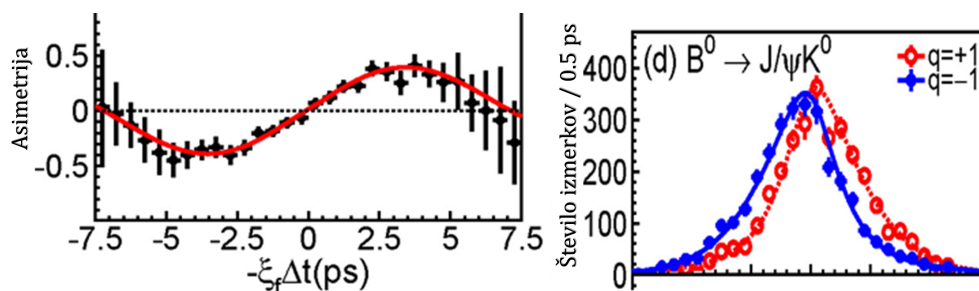
kjer f_+ označuje porazdelitev za mezone B^0 in f_- za mezone \bar{B}^0 . τ_{B^0} je razpadni čas mezonov B^0 . Časovno odvisnost (27) interpretiramo na naslednji način: eksponentni razpad je odvisen od Δt , saj se lahko drugi mezon v paru običajno časovno razvija šele po razpadu prvega (prej sta v koherentnem stanju (26)). Običajna eksponentna časovna odvisnost je spremenjena s periodičnimi funkcijami zaradi oscilacij nevtralnih mezonov. Če seštejemo verjetnosti za razpad B^0 in \bar{B}^0 (torej ne

ločujemo med enimi in drugimi razpadi), dobimo zgolj eksponentno časovno odvisnost. V primeru, da parametra S ali A nista enaka nič, sta časovna poteka razpadov B^0 in \bar{B}^0 različna, kar predstavlja kršitev simetrije CP. Če $S \neq 0$, gre za časovno odvisno kršitev simetrije CP, če pa $A \neq 0$, pa za časovno neodvisno. Če enačbo (27) integriramo po Δt člen s S namreč odpade, člen z A pa ostane, kar pomeni, da A različen od nič pomeni razliko v časovno integrirani pogostosti razpadov B^0 in \bar{B}^0 , S različen od nič pa različno obliko časovne porazdelitve. Definiramo asimetrijo razpadnih konstant in jo poenostavimo:

$$A(\Delta t) = \frac{f_+(\Delta t) - f_-(\Delta t)}{f_+(\Delta t) + f_-(\Delta t)} = S \sin(\Delta m_d \Delta t) + A \cos(\Delta m_d \Delta t) \quad (28)$$

Parametra S in A lahko povežemo neposredno s parametri matrike CKM. Pri razpadih mezonov B^0 v $J/\psi K_s$, meritve katerih so prikazane spodaj, se izkaže, da je S kar enak $\sin(2\phi_1)$, pri čemer je ϕ_1 eden izmed kotov unitarnega trikotnika (slika 2) [8, 12].

Za časovne meritve določanja kršitve CP uporabljajo trke, kjer B_{CP} razpade v J/ψ in K_s . Iz zaznanih razpadnih produktov obeh mezonov se določita njuni točki razpadov. Iz medsebojne razdalje teh dveh točk $\Delta z = \beta\gamma c\Delta t$, izračunamo časovno razliko Δt in nato A iz (28). Ker je amplituda sinusa (torej časovno odvisnega dela) kar S , se lahko le-ta določi s pomočjo meritve Δt [8, 13].



Slika 4. Grafa rezultatov meritev z detektorja Belle. Levi predstavlja CP asimetrijo (enačba 28) v odvisnosti od Δt . Vidimo, da je prisotna le sinusna komponenta, medtem ko kosinusne ni. Desni graf predstavlja porazdelitev po različni razpadnih časov. Rdeča krivulja je porazdelitev za B^0 , modra pa za \bar{B}^0 . Ker se krivulji ne ujemata, je med časovnim potekom razpadov mezonov prišlo do kršitve simetrije CP. Spremenjeno z dovoljenjem prof. B. Goloba: K.-F.Chen et al. (Belle Coll.), Phys.Rev.Lett. **98** (2007) 031802, [12].

Iz porazdelitve asimetrije (slika 4 levo) lahko s prilagajanjem funkcije določimo parametra S in A . S podatki iz meritev detektorja Belle (Phys.Rev.Lett.87:091802,2001 DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.091802) tako izračunamo $S = 0.642 \pm 0.031 \pm 0.017$ (različen od nič) in A , ki pa je v okviru nezanesljivosti enak 0. Iz S lahko izračunamo ϕ_1 .

Na podobne načine lahko določimo tudi ostale kote unitarnega trikotnika. Predstavljena in podobne meritve so dokaz mehanizma Kobayashi-Maskawa ter so eksperimentalna potrditev kršitve simetrije CP[12, 13].

7. Zaključek

Meritve kršitve simetrije CP so pokazale, da je kršena simetrija CP pomembna lastnost šibke interakcije. Vendar pa meritve pri poskusih z osnovnimi delci kažejo, da je kršitev simetrije CP, ki je posledica kompleksne faze matrike CKM, premajhna za razlago popolne prevlade snovi nad antisnovjo v vesolju. Če upoštevamo vse meritve, bi povzeto po [9] veljalo

$$\frac{N_b - N_{\bar{b}}}{N_\gamma} \sim 10^{-16} \quad (29)$$

V resnici pa se ni anihiliral en od 10^{10} barionov:

$$\frac{N_b - N_{\bar{b}}}{N_\gamma} \sim 10^{-10} \quad (30)$$

V vsakem primeru potrebujemo še dodatne vire kršitve simetrije CP, ki niso znotraj okvira matrike CKM, če želimo razložiti asimetrijo snovi in antisnovi v vesolju. Morebiti h kršitvi simetrije prispevajo še do zdaj neznan delci, o katerih eksperimentalno ni znanega še nič. Za ugotavljanje odstopanj od standardnega modela so potrebne nadaljne natančnejše meritve, ki so dosegljive na zmogljivejših raziskovalnih aparaturah, kot je na primer spektrometer Belle II, ki je trenutno v pripravi na nadgrajenem pospeševalniku SuperKEKB v Cukubi [8, 9].

LITERATURA

- [1] J. Brau, *The Early Universe*, pridobljeno 19. 4. 2016 na <http://pages.uoregon.edu/jimbrou/astr123/Notes/Chapter27.html>.
- [2] *Big Bang*, pridobljeno 19. 4. 2016 na https://en.wikipedia.org/wiki/Big_Bang.
- [3] *Nastanek in razvoj vesolja*, pridobljeno 19. 4. 2016 na <http://projekti.gimvic.org/2003/2d/Vesolje/>.
- [4] F. R. Spada, *Antimatter and dark matter search with AMS-02*, pridobljeno 19. 4. 2016 na http://www.roma1.infn.it/exp/ams/publicazioni_romani/spada-blois2009.pdf.
- [5] A. de Rujula, *Avatars of a Matter-Antimatter Universe*, 1997, [arXiv:astro-ph/9705045].
- [6] D. V. Perepelitsa, *Sakharov Conditions for Baryogenesis*, 2008, pridobljeno 19. 4. 2016 na <http://phys.columbia.edu/~dvp/dvp-sakharov.pdf>.
- [7] *Baryogenesis*, pridobljeno 19. 4. 2016 na <https://en.wikipedia.org/wiki/Baryogenesis>.
- [8] Ed. A. J. Bevan, B. Golob, Th. Mannel, S. Prell and B. D. Yabsley, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3026, SLAC-PUB-15968, KEK Preprint 2014-3.
- [9] B. Golob, *Kršitev simetrije CP*, pridobljeno 19. 4. 2016 na http://www-f9.ijs.si/~golob/sola/IP_20080421.pdf.
- [10] *Cronin and Fitch Experiment with Kaons*, pridobljeno 31. 4. 2016 na <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/particles/cronin.html#c2>.
- [11] *Belle experiment*, pridobljeno 31. 4. 2016 na https://en.wikipedia.org/wiki/Belle_experiment.
- [12] B. Golob, *CP Symmetry in Particle Physics*, pridobljeno 31. 4. 2016 na http://www-f9.ijs.si/~golob/sola/CPV_20110715.pdf.
- [13] P. Krizan, *CP violation and related issues*, pridobljeno 31. 4. 2016 na <http://www-f9.ijs.si/~krizan/sola/barcelona/ub-phi1.pdf>.
- [14] A. D. Sakharov, *Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*, Soviet Physics Uspekhi, **34** (1991), 392.
- [15] *The Standard Model*, pridobljeno 18. 9. 2016 na <https://home.cern/about/physics/standard-model>.