

OSCILACIJE NEVTRALNIH MEZONOV

BLAŽ BORTOLATO

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

Predstavljen je pojav oscilacij (mešanja) nevtralnih mezonov. Pojav je opisan prek Feynmanovih diagramov in kvantitativno z reševanjem Schrodingerjeve enačbe z efektivnim Hamiltonovim operatorjem. Podrobneje sta opisana pojav mešanja mezonov D^0 in postopek določanja mešalnega parametra y . Sledijo še rezultati meritev z detektorjem Belle omenjenega mešalnega parametra za mešanje sistema mezonov D^0 .

OSCILLATION OF NEUTRAL MESONS

A phenomenon of oscillations (mixing) of neutral mesons is presented. The phenomenon is described through Feynman's diagrams and quantitatively by solving Schrodinger's equation with effective Hamiltonian Operator. A phenomenon of mixing mesons D^0 is described in more detail as well as a process of determining a mixing parameter y . This is followed by results of measurements of Belle detector, the mentioned mixing parameter for mixing a system of mesons D^0 .

1. Uvod

Oscilacije oziroma mešanje nevtralnih mezonov je pojav spreminjanja mezona v svoj antidelec in nazaj, preden razpade na druge delce. Pojav je bil prvič odkrit leta 1956 pri mešanju mezonov K^0 , kasneje je bil potrjen pri mešanju vseh okusnih nevtralnih mezonov D^0 , B_d , B_s in K^0 .

	K^0	B_d	B_s	D^0
Odkritje mezona	1950 (Caletch)	1983 (CESR)	1992 (LEP)	1976 (SLAC)
Odkritje mešanja	1956 (Columbia)	1987 (Desy)	2006 (Fermilab)	2007 (KEK, SLAC)
Razlika let	6	4	14	31

Tabela 1. Leto in institucija odkritja okusnih nevtralnih mezonov in njihovega mešanja [1].

Pojav oscilacij nevtralnih mezonov skupaj z razpadi teh mezonov se uporabljajo za preverjanje napovedi standardnega modela glede kršitve simetrije CP v različnih procesih. Zgodovinsko je pojav pomemben, ker je prek meritev mešanja mezonov B_d in B_s mogoče določiti (oceniti) maso kvarka t , ki nastopa v procesu mešanja, še preden je bil ta neposredno eksperimentalno odkrit.

Mešanje nevtralnih mezonov je proces, ki poteka v četrtem redu perturbacijskega razvoja glede na sklopitveno konstanto šibke interakcije. Efektivno ga opišemo z reševanjem Schrodingerjeve enačbe z efektivnim Hamiltonovim operatorjem. Kot primer mešanja je navedeno mešanje sistema mezonov D^0 . Opisan je postopek določanja mešalnega parametra y prek razpadov D^0 in \bar{D}^0 na končna stanja K^+K^- , $\pi^+\pi^-$ in $K^-\pi^+$ oz. $K^+\pi^-$. Na koncu pa so predstavljeni rezultati iz detektorja Belle, ki skupaj z rezultati iz detektorja *BaBar* predstavljajo prvo eksperimentalno potrditve mešanja sistema mezonov D^0 .

2. Mešanje nevtralnih mezonov

2.1 Okusni nevtralni mezoni

Izmed vseh hadronov je samo pri nevtralnih mezonih D^0 , K^0 , B_d in B_s pojav mešanja mogoč. Pri procesu mešanja se morata namreč ohranjati tako barionsko število, kot tudi električni naboj. Za

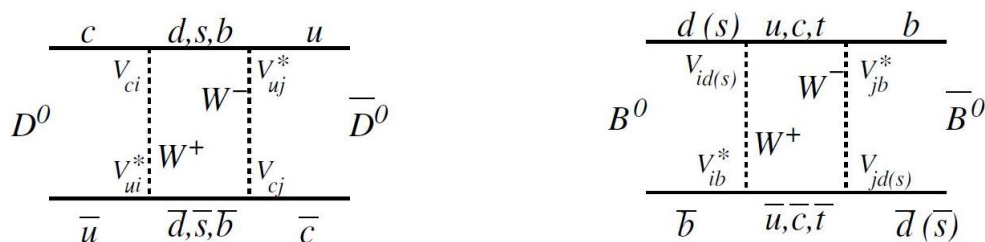
antidelce sta ravno nasprotni, torej do mešanja pride v primeru nevtralnih mezonov. Med temi so tudi tisti, ki so sestavljeni iz superpozicije kvarka in antikvarka istega okusa (brezokusni). Ti delci so sami sebi antidelci in pri teh mešanja ne moremo opaziti. Ostanjejo le nevtralni okusni mezoni (iz kvarka in antikvarka različne vrste), to so $D^0 : c\bar{u}$, $K^0 : \bar{s}d$, $B_d : \bar{b}d$ in $B_s : \bar{b}s$.

Pričakovali bi še: $T^0 : t\bar{u}$ in $T_c^0 : t\bar{c}$, vendar so mezoni T hipotetični delci, katerih eden izmed gradnikov je težki kvark t (odkrit 1995). Ta kvark razpade v času, ki je krajši od tipičnega časa tvorbe mezona. Torej je pojav mešanja nevtralnih mezonov mogoč za mezone D^0 , K^0 , B_d in B_s .

2.2 Mehanizem mešanja

Mešanje nevtralnih mezonov poteka prek šibke interakcije. Ta spreminja okus (vrsto) kvarkov tako, da kvark prejme ali odda šibki bozon W^+ ali W^- (nosilca šibke interakcije) in se pri tem spremeni v drug kvark. Pri tem niso mogoči vsi prehodi med kvarki. Verjetnost, da se kvark i spremeni v kvark j , je podana z $|V_{ij}|^2$, kjer je V_{ij} matrični element matrike CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

Mešanje nevtralnih mezonov je proces, ki poteka v četrtem redu perturbacijskega razvoja glede na sklopitveno konstanto šibke interakcije α_W , torej je verjetnost za tak proces sorazmerna z $|\alpha_W|^2$. Proces mešanja poteka na več različnih načinov, en primer prikazujeta spodnja diagrama.



Slika 1. Leva slika prikazuje (škafast) Feynmanov diagram za mešanje mezona D^0 , desna pa mešanje mezona B_d oziroma B_s . Sliki sta vzeti iz [1].

Razlaga levega diagrama: na levi strani imamo mezon D^0 iz kvarka c in \bar{u} , na desni pa mezon \bar{D}^0 iz u in \bar{c} . V spodnji vrstici kvark \bar{u} razpade na W^+ in v enega izmed kvarkov \bar{d} , \bar{s} ali \bar{b} . Ta nato razpade na W^- in na kvark \bar{c} . V zgornji vrstici kvark c prejme W^+ in se spremeni v enega izmed d , s ali b , ta pa prejme W^- in se spremeni v kvark u . Na tak način dobimo iz $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$. Razlaga desnega diagrama je podobna, oznaka B^0 je skrajšan zapis za mezone B_s^0 , sestavljene iz kvarkov \bar{b} in s , in B_d^0 , sestavljene iz kvarkov \bar{b} in d .

2.3 Efektivni opis mešanja

Vse enačbe, ki sledijo, so zapisane v naravnem sistemu enot, $\hbar = c = 1$. Naj bo oznaka P^0 za okusne nevtralne mezone (delce) in \bar{P}^0 za antidelce. Mešanje mezona P^0 je v nadaljevanju opisano z reševanjem Schrodingerjeve enačbe z efektivnim Hamiltonovim operatorjem. Lastni stanji $|P_{1,2}\rangle$ tega operatorja sta linearni superpoziciji stanj, ki imata dobro določen okus, to sta stanji $|P^0\rangle$ in $|\bar{P}^0\rangle$,

$$|P_{1,2}\rangle = p|P^0\rangle \pm q|\bar{P}^0\rangle, \quad |P_{1,2}\rangle = \begin{bmatrix} p \\ \pm q \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Pri tem sta p in q kompleksni konstanti. Iz normalizacije valovne funkcije sledi $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Zgornjo enačbo uporabimo kot nastavek za reševanje stacionarne Schrodingerjeve enačbe

$$H_{\text{eff}} |P_{1,2}\rangle = \lambda_{1,2} |P_{1,2}\rangle. \quad (2)$$

Z $\lambda_{1,2}$ je označena lastna vredost efektivnega Hamiltonovega operatorja H_{eff} , ki pripada lastnemu stanju $|P_{1,2}\rangle$ tega istega operatorja. Efektivni Hamiltonov operator za opis mešanja zapišemo v obliki

$$H_{\text{eff}} = \mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}, \quad (3)$$

kjer sta \mathbf{M} in $\mathbf{\Gamma}$ hermitski matriki dimenzije 2×2 . Da pojasnimo, zakaj efektivni Hamiltonian zapišemo v taki obliki, si zamislimo enostavnejši primer, kjer sta \mathbf{M} in $\mathbf{\Gamma}$ realni števili.

Rešimo časovno odvisno Schrodingerjevo enačbo za prosti delec v mirovnem sistemu

$$i\frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = (\mathbf{M} - \frac{i}{2}\mathbf{\Gamma}) |\Psi\rangle. \quad (4)$$

Rešitev je trivialna. Izračunamo še gostoto verjetnosti $\langle\Psi|\Psi\rangle$,

$$|\Psi\rangle = |\Psi_0\rangle e^{(-i\mathbf{M} - \frac{1}{2}\mathbf{\Gamma})t} = |\Psi_0\rangle e^{-i\mathbf{M}t} e^{-\frac{1}{2}\mathbf{\Gamma}t}, \quad (5)$$

$$\langle\Psi|\Psi\rangle = \langle\Psi_0|\Psi_0\rangle e^{-\mathbf{\Gamma}t}. \quad (6)$$

Enačba (5) ima obliko ravnega vala z energijo oz. mirovno maso \mathbf{M} , katerega amplituda s časom eksponentno pada. Iz enačbe (6) prepoznamo razpadni čas $\tau = 1/\mathbf{\Gamma}$. Torej H_{eff} je tak, da opisuje prosti delec z mirovno maso \mathbf{M} in razpadnim časom $\tau = 1/\mathbf{\Gamma}$. Ker pa imamo opravka s sistemom, ki ima dve lastni stanji $|P_{1,2}\rangle$, sta \mathbf{M} in $\mathbf{\Gamma}$ hermitski matriki 2×2 s konstantnimi koeficienti,

$$H_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{12}^* & M_{22} \end{bmatrix} - \frac{i}{2} \begin{bmatrix} \Gamma_{11} & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma_{22} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Zaradi ohranitve naravnih zakonov pri zrcaljenju prostora P, obratu časa T in zamenjavi delcev z antidelcev C mora veljati $M_{11} = M_{22} = M$ in $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$. Upoštevamo slednje in rešimo problem lastnih vrednosti $\lambda_{1,2}$ in lastnih stanj $|P_{1,2}\rangle$. Lastni vrednosti sta

$$\lambda_{1,2} = M \pm \frac{q}{p}M_{12} - \frac{i}{2}\left[\Gamma \pm \frac{q}{p}\Gamma_{12}\right] = m_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2}. \quad (8)$$

Lastna vrednost $\lambda_{1,2}$ je kompleksna. Pri tem $m_{1,2}$ in $\Gamma_{1,2}$ predstavljata maso in razpadno širino delca $P_{1,2}$. Konstanti p in q sta določeni do faznega faktorja z naslednjima enačbama:

$$|p|^2 + |q|^2 = 1, \quad (9)$$

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{1}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{1}{2}\Gamma_{12}}}. \quad (10)$$

Časovni razvoj lastne funkcije je podan z izrazom

$$|P_{1,2}, t\rangle = e^{-i(m_{1,2} - \frac{i}{2}\Gamma_{1,2})t} |P_{1,2}, 0\rangle. \quad (11)$$

Zanima nas časovni razvoj okusnih stanj $|P^0, t\rangle$ in $|\bar{P}^0, t\rangle$, saj pri različnih procesih nastajajo stanja z dobro določenim okusom, na primer pri razpadu $B_s \rightarrow D^0 \bar{D}^0 + \dots$. Izrazimo okusni stanji z lastnima stanjema efektivnega Hamiltoniana:

$$|P^0, t\rangle = \frac{1}{2p}(|P_1, t\rangle + |P_2, t\rangle), \quad (12)$$

$$|\bar{P}^0, t\rangle = \frac{1}{2q}(|P_1, t\rangle - |P_2, t\rangle). \quad (13)$$

Za lažji zapis uvedemo mešalna parametra x in y za dan sistem mezonov. Naj indeks 1 označuje pripadnost stanju $|P_1\rangle$, za katero velja $m_1 > m_2$,

$$\bar{\Gamma} = \frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2}, \quad m = \frac{m_1 + m_2}{2}, \quad x = \frac{m_1 - m_2}{\Gamma}, \quad y = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_2}{2\Gamma}. \quad (14)$$

Vrednosti teh parametrov se določi z meritvami. Približne vrednosti so navedene v spodnji tabeli.

	K^0	B_d	B_s	D^0
x [°]	1	0.8	26	0.01
y [°]	1	<0.01	0.05	0.01

Tabela 2. Približne vrednosti parametrov mešanja okusnih nevtralnih mezonov [1]

Opazimo, da sta za mezone D^0 vrednosti obeh mešalnih parametrov veliko manjši od ena, torej $x, y \ll 1$. To dejstvo bomo kasneje izkoristili za poenostavljanje enačb pri mezonih D^0 .

Razpišemo in poenostavimo enačbi za $|P^0, t\rangle$ in $|\bar{P}^0, t\rangle$. Ti dve enačbi podajata, kako se s časom razvija stanje, ki je ob času $t = 0$ v stanju $|P^0\rangle$, enačba (15), oziroma v stanju $|\bar{P}^0\rangle$, enačba (16),

$$|P^0, t\rangle = \left[|P^0\rangle \cos\left(\frac{x - iy}{2}\bar{\Gamma}t\right) - \frac{iq}{p} |\bar{P}^0\rangle \sin\left(\frac{x - iy}{2}\bar{\Gamma}t\right) \right] e^{-i(m - \frac{i}{2}\bar{\Gamma})t}, \quad (15)$$

$$|\bar{P}^0, t\rangle = \left[|\bar{P}^0\rangle \cos\left(\frac{x - iy}{2}\bar{\Gamma}t\right) - \frac{ip}{q} |P^0\rangle \sin\left(\frac{x - iy}{2}\bar{\Gamma}t\right) \right] e^{-i(m - \frac{i}{2}\bar{\Gamma})t}. \quad (16)$$

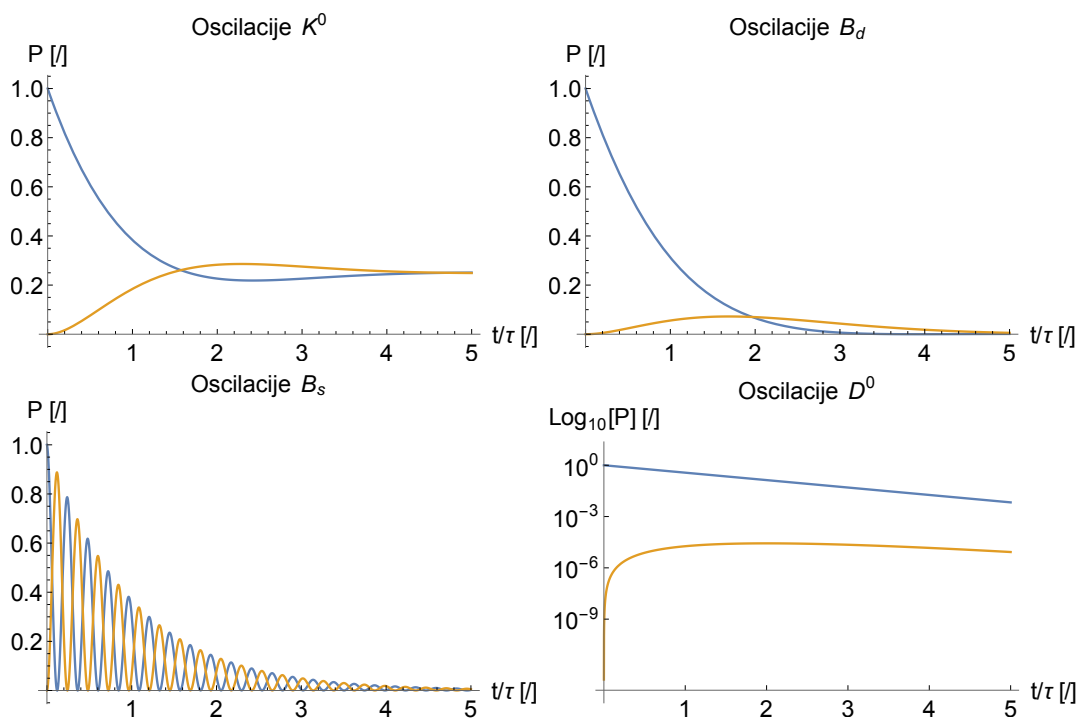
Predpostavimo, da je $q/p = 1$. Če $q/p \neq 1$, bi to pomenilo kršitev simetrije CP pri mešanju mezonov. Kršitev simetrije CP res nastopi, a so ti efekti precej majhni, še posebej pri sistemih mezonov D^0 , o katerih je podrobneje razloženo v nadaljevanju. Iz enačb (15) in (16) izračunamo časovno odvisno verjetnost, da mezon, ki je ob času $t = 0$ nastal kot P^0 ali \bar{P}^0 , v kasnejšem času t najdemo v enakem stanju ali pa v stanju antidelca:

$$|\langle P^0 | P^0, t \rangle|^2 = [\sinh^2(\frac{y}{2}\bar{\Gamma}t) + \cos^2(\frac{x}{2}\bar{\Gamma}t)] e^{-\bar{\Gamma}t}, \quad (17)$$

$$|\langle \bar{P}^0 | P^0, t \rangle|^2 = [\cosh^2(\frac{y}{2}\bar{\Gamma}t) - \cos^2(\frac{x}{2}\bar{\Gamma}t)] e^{-\bar{\Gamma}t}. \quad (18)$$

Iz zgornjih dveh enačb prepoznamo razpadni čas $\tau = \frac{1}{\bar{\Gamma}}$. Hkrati vidimo, da časovni potek zgornjih dveh enačb ni enostavno eksponentno padajoč.

Verjetnosti v zgornjih dveh enačbah sta periodični oscilirajoči funkciji časa. Temu pojavu, da mezon iz stanja $|P^0\rangle$ v kasnejšem času preide v stanje $|\bar{P}^0\rangle$, pravimo oscilacije nevtralnih mezonov. Frekvenca osciliranja je sorazmerna z mešalnim parametrom x .



Slika 2. Grafi prikazujejo verjetnost, da najdemo mezon, ki je ob času $t = 0$ nastal kot delca, ob času t , v stanju delca (modra krivulja) oziroma v stanju antidelca (oranžna krivulja).

Modre in oranžne krivulje na sliki 2 so upodobitve enačbe (17) in (18) z ustreznima mešalnima parametroma za dan sistem mezonov. Pri mešanju mezonov D^0 opazimo, da je verjetnost, da najdemo mezon v stanju antidelca, že od vsega začetka zelo majhna, kar pomeni, da je mešalni parameter y precej manjši kot pri mešanju ostalih mezonov. Graf mešanja sistema mezonov B_s precej bolj oscilira kot pri ostalih treh. Vzrok je v precej večjem mešalnem parametru $x \approx 26$.

3. Merjenje oscilacij $D^0 - \bar{D}^0$

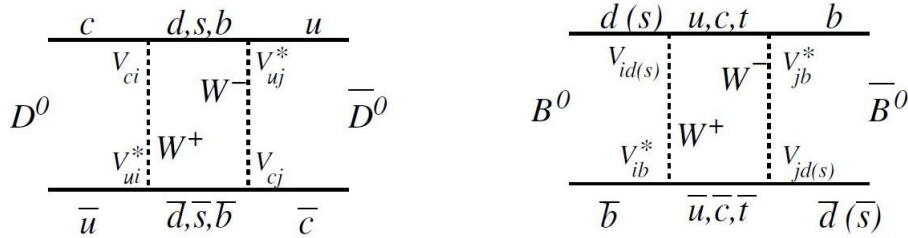
3.1 Vpliv dolgega dosega

Kot primer oscilacij si bomo pogledali mešanje sistema mezonov D^0 . Proces mešanja mezona D^0 poteka na več različnih načinov. Eden izmed teh prikazuje spodnji levi Feynmanov diagram (slika 3.) V tem primeru se kvark c ob prejetju šibkega bozona W^+ spremeni v enega izmed kvarkov d , s ali b in podobno velja za kvark \bar{u} . Torej je na tem diagramu v resnici 9 različnih procesov. Verjetnostno amplitudo za proces v spodnjem diagramu zapišemo na naslednji način

$$\langle \bar{D}^0 | H^{\Delta C=2} | D^0 \rangle = \sum_{i,j=d,s,b} V_{ui}^* V_{ci} V_{cj} V_{uj}^* F(m_W^2, m_i^2, m_j^2). \quad (19)$$

Tu je $H^{\Delta C=2}$ Hamiltonov operator šibke interakcije, $|\bar{D}^0\rangle$ končno stanje, $|D^0\rangle$ začetno stanje, F kinematična funkcija procesa, m_i masa i -tega kvarka, m_W masa bozona W^\pm in V_{ij} matrični element matrike CKM, prehoda kvarka i v kvark j .

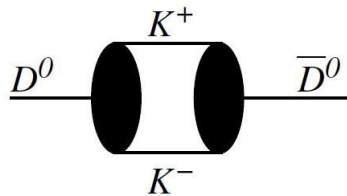
Zgornji izraz ne predstavlja celotne verjetnostne amplitude za mešanje mezona D^0 , saj so možni tudi drugi načini mešanja. Če upoštevamo vse te načine oz. vsaj tiste, ki so bolj verjetni, lahko prek tega računa ocenimo mešalna parametra x in y . Prispevki, ki vključujejo vmesne težke kvarke v zankah so perturbativni za vse tipe nevtralnih mezonov, naprimer za mezone D^0 s težkim vmesnim kvarkom b ali za B_d s težkim kvarkom t . Tem prispevkom pravimo prispevki kratkega dosega in so izračunljivi.



Slika 3. Feynmanova diagrama za mešanje mezona D^0 (levi diagram) oz. B^0 (desni diagram). Sliki sta vzeti iz [1].

Prispevki k amplitudi procesa, ki vključujejo vmesne lahke kvarke v zankah, pa niso perturbativni in so zato težko izračunljivi. Pravimo jim prispevki dolgega dosega. Ob upoštevanju močne interakcije lahko ti lahki kvarci tvorijo močno vezana vmesna stanja. V primeru mezonov B_d in B_s so prispevki dolgega dosega zanemarljivi s prispevki kratkega dosega, medtem ko pri mezonih D^0 prispevki dolgega dosega niso zanemarljivi.

V takem primeru moramo uporabiti različne modele. Eden izmed uporabljenih modelov amplitudo za proces izračuna tako, da upošteva vsa možna virtualna vmesna stanja, v katera lahko razpadeta tako D^0 kot tudi \bar{D}^0 , npr. K^+K^- , $\pi^+\pi^-$, $K^+\pi^-$...



Slika 4. Prikazuje primer mešanja mezona D^0 z (virtualnim) vmesnim stanjem K^+K^- (vpliv dolgega dosega). Črna diska predstavljata kvarkovski proces za $D^0 \rightarrow K^+K^-$ in njegov nabojno konjugirani proces. Slika je vzeta iz [1].

3.2 Določanje mešalnega parametra y

Vrnimo se na opis oscilacij mezonov prek reševanja Schrodingerjeve enačbe. V nadaljevanju bomo ugotovili, kako določiti mešalni parameter y sistema mezonov D^0 . Naj bo $|f\rangle$ končno stanje, v katero razpade mezon. Verjetnost, da dobimo mezon v stanju $|f\rangle$ ob času t , je podana z

$N(D^0 \rightarrow f) = |\langle f|D^0, t\rangle|^2$. Iz enačbe (15) sledi

$$N(D^0 \rightarrow f) = \left| \langle f|D^0\rangle \cos\left(\frac{x-iy}{2}\Gamma t\right) - i\langle f|\bar{D}^0\rangle \sin\left(\frac{x-iy}{2}\Gamma t\right) \right|^2 e^{-\Gamma t}. \quad (20)$$

Označimo $A_f = \langle f|D^0\rangle$ in $\bar{A}_f = \langle f|\bar{D}^0\rangle$ amplitudi za razpad mezona D^0 oz. \bar{D}^0 v končno stanje f . Upoštevamo $|x|, |y| \ll 1$ (za D^0 velja približno $x = 0.01$ in $y = 0.01$). Razvijemo funkciji kosinus in sinus po argumentu do najnižjega reda:

$$N(D^0 \rightarrow f) = \left| A_f - \frac{ix + y}{2} \bar{A}_f \bar{\Gamma} t \right|^2 e^{-\bar{\Gamma} t}, \quad (21)$$

$$N(\bar{D}^0 \rightarrow f) = \left| \bar{A}_f - \frac{ix + y}{2} A_f \bar{\Gamma} t \right|^2 e^{-\bar{\Gamma} t}. \quad (22)$$

Časovni potek zadnjih dveh enačb je približno eksponentno padajoč. Če razvijemo kvadrat dvočlena v absolutni vrednosti, opazimo, da nastopata še linearen in kvadraten člen izraza $\bar{\Gamma} t$. Samo pri razpadu $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ lahko zanemarimo ta dva člena, ker velja $|\bar{A}_f/A_f| \ll 1$. Namreč D^0 razpada veliko pogosteje v stanje $K^- \pi^+$ kot pa v stanje $K^+ \pi^-$. Obratno velja za \bar{D}^0 . Torej pri razpadu $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ je časovni potek enačbe (21) oz. (22) približno eksponentno padajoč z razpadnim časom $\tau = 1/\bar{\Gamma}$. V primeru razpadov $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^- K^+$ in $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ pa to ne drži, saj $|\bar{A}_f/A_f| \approx 1$. V nadaljevanju bomo pokazali, da v tem primeru lahko vseeno pridemo do eksponento padajoče časovne odvisnosti, a z rahlo drugačnim razpadnim časom.

V obeh enačbah (21) in (22) kvadriramo dvočlenik v absolutni vrednosti in zanemarimo člen z izrazom $(\bar{\Gamma} t)^2$ ter enačbi poenostavimo v sledečo obliko:

$$N(D^0 \rightarrow f) \propto |A_f|^2 \left(1 - \text{Re} \left[\frac{\bar{A}_f}{A_f} (ix + y) \bar{\Gamma} t \right] \right) e^{-\bar{\Gamma} t}, \quad (23)$$

$$N(\bar{D}^0 \rightarrow f) \propto |\bar{A}_f|^2 \left(1 - \text{Re} \left[\frac{A_f}{\bar{A}_f} (ix + y) \bar{\Gamma} t \right] \right) e^{-\bar{\Gamma} t}. \quad (24)$$

Uvedemo krajšo oznako $\lambda_f = \bar{A}_f/A_f$. Predpostavimo, da je kršitev simetrije CP majhna, torej $|A_f/\bar{A}_f| \approx 1$, kar dobro velja za razpada $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$ in $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Ker D^0 tako kot njegov antidelec \bar{D}^0 razpada z enako pogostostjo v končni stanji $K^+ K^-$ in $\pi^+ \pi^-$, seštejemo obe časovno odvisni verjetnosti, enačbi (23) in (24),

$$N(D^0, \bar{D}^0 \rightarrow f) \propto \left(1 - \frac{1}{2} y \text{Re} \left[\lambda_f + \frac{1}{\lambda_f} \right] \bar{\Gamma} t \right) e^{-\bar{\Gamma} t}. \quad (25)$$

Pri tem smo upoštevali $|A_f|^2 \approx |\bar{A}_f|^2$. Označimo $y_{\text{CP}} = \frac{1}{2} y \text{Re} \left[\lambda_f + \frac{1}{\lambda_f} \right]$. Izraz v oklepaju $1 - y_{\text{CP}} \bar{\Gamma} t$ izgleda kot razvoj eksponentne funkcije do linearnega člena. Ker je $y_{\text{CP}} \bar{\Gamma} t \ll 1$, lahko omenjen izraz nadomestimo z ustrežno eksponentno funkcijo,

$$N(D^0, \bar{D}^0 \rightarrow f) \propto e^{-y_{\text{CP}} \bar{\Gamma} t} e^{-\bar{\Gamma} t} = e^{-(1+y_{\text{CP}}) \bar{\Gamma} t}. \quad (26)$$

Zgornja enačba pove, da je časovni potek razpada $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$ in $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ približno eksponentno padajoč, a z rahlo drugačnim razpadnim časom

$$\tau_{\text{CP}} = \tau / (1 + y_{\text{CP}}). \quad (27)$$

Če torej natančno merimo razpadni čas τ_{CP} razpada $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^+ K^-$ in $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ in primerjamo meritev z razpadnim časom τ razpada $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ oz. $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, lahko določimo parameter y_{CP} prek enačbe (27). Če zanemarimo kršitev simetrije CP opazimo, da velja $y_{\text{CP}} \approx y$. Na tak način lahko določimo mešalni parameter y . V nadaljevanju je razložen postopek določanja razpadnega časa za razpad mezona D^0 v končno stanje f , pred tem pa še na kratko o pospeševalniku KEKB in detektorju Belle.

3.3 Pospeševalnik KEKB in detektor Belle

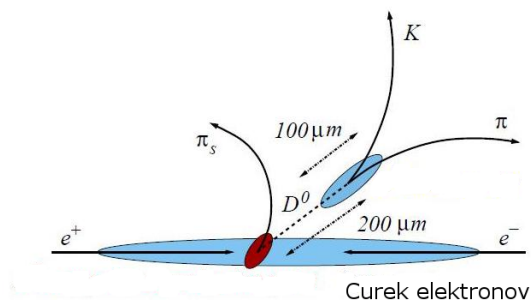
Detektor Belle je detektor osnovnih delcev, ki deluje na trkalniku KEKB v japonskem središču KEK (raziskovalna organizacija za visoko energijske pospeševalnike) v Tsukubi.

Pospeševalnik KEKB je asimetrični trkalnik delcev. Vsebuje dva shranjevalna obroča, enega za elektrone z energijo 8 GeV in drugega za pozitrone z energijo 3.5 GeV. Obroča sta ločena, združita se na mestu opazovanja trkov, kjer je detektor Belle. Elektrone in pozitrone dovajamo v shranjevalna obroča prek linearnega pospeševalnika, ki pospeši delce na hitrost delcev v shranjevalnem obroču. Trkalnik deluje v območju resonance $Y(4S)$ (eno izmed vzbujenih stanj vezanega stanja dveh kvarkov, in sicer b in \bar{b}) s težiščno energijo okoli 10.58 GeV. Pri trku curka elektronov in pozitronov nastanejo mezoni B , D , K , drugi lažji hadroni in leptoni. Detektor Belle zaznava stabilne nabite delce, ki so končni produkti trkov, naprimer e , μ , π , K , p in njihovi antidelci ter nekatere dolgožive nevtralne delce, kot so nevtralni pioni, kaoni in fotoni. Pospeševalnik se uporablja kot tovarna mezonov B , z njim se med drugim meri kršitev simetrije CP, lastnosti procesov mezonov B , D in leptonov τ ter spektroskopijo težkih hadronov.

3.4 Merjenje razpadnega časa D^0

Razpadni čas razpada mezona D^0 oz. \bar{D}^0 v končno stanje f se določi prek dveh verižnih reakcij, in sicer $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow f\pi^+$ in $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^- \rightarrow \bar{f}\pi^-$. Prva reakcija pove, da mezon D^{*+} v vzbujenem stanju hitro razpade na mezon D^0 in na počasen pion π^+ , ta ima v laboratorijskem sistemu energijo približno 400 MeV. Na podlagi te lastnosti ga ločimo od ostalih pionov, ki nastanejo ob razpadu mezona D^0 v končno stanje f . Razlaga druge reakcije je podobna.

Z določanjem predznaka naboja počasnega piona se da ugotoviti, ali je nastal mezon D^0 ali \bar{D}^0 . Razpadni čas razpada mezona D^0 v končno stanje f se določi iz razpadne dolžine in gibalne količine tega mezona. Razpadna dolžina je razdalja med točko nastanka in točko razpada mezona D^0 .



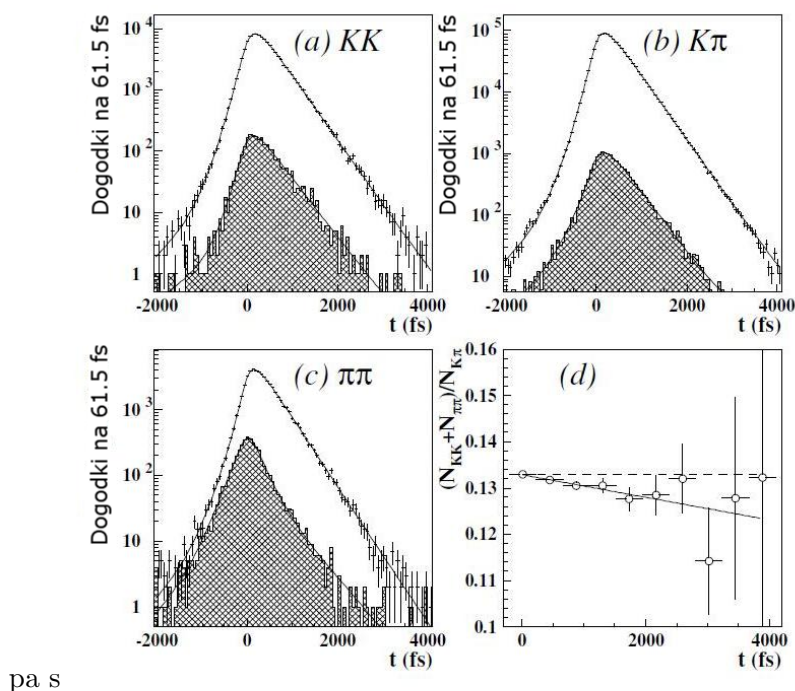
Slika 5. Določitev razpadne dolžine mezona D^0 . Iz trka curkov elektronov in pozitronov nastane D^{*+} (rdeča elipsa), ta razpade na počasen pion π_s in na mezon D^0 , ki prepotuje razdaljo razpadne dolžine in nato razpade na K in π . Slika je vzeta iz [1].

Točka razpada mezona D^0 se dobi z določanjem presečišča trajektorij njegovih razpadnih produktov, na sliki 5 sta razpadna produkta mezona K in π . Trajektorije dolgoživih nabitih delcev, kot so kaoni in pioni, se določajo v pozicijsko občutljivih delih detektorja Belle, s polprevodniškimi in plinskimi detektorji. Točko nastanka mezona D^0 pa dobimo kot presečišče trajektorije curka elektronov oz. pozitronov s premico, ki jo določata razpadna točka mezona D^0 in smer vektorja gibalne količine tega mezona. Gibalna količina se izračuna kot vektorska vsota gibalnih količin razpadnih produktov. Razdalja med točko nastanka in točko razpada mezona D^0 je razpadna dolžina tega mezona. Prek razpadne dolžine in gibalne količine se določi razpadni čas mezona D^0 za razpad v

končno stanje f . Detektor Belle določi točko razpada mezona D^0 z ločljivostjo okoli $100 \mu\text{m}$.

3.5 Rezultati meritev

Rezultati meritev razpadnih časov pri razpadih mezona D^0 v različna končna stanja so prikazani na sliki 6.



Slika 6. (Staric, 2007) Rezultati detektorja Belle za mešanje sistema mezonov $D^0 - \bar{D}^0$. Grafi predstavljajo porazdelitev razpadov za razpade: (a) $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-$, (b) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ oz. $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ in (c) $D^0, \bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Na ordinatni osi so dogodki na časovno enoto, na abscisi pa razpadni čas. Graf (d) prikazuje razmerje porazdelitev (a) in (c) glede na (b). Slika je vzeta iz [1].

Razpadni čas določimo s končno natančnostjo, zato so prisotni tudi negativni razpadni časi. Porazdelitev je zato konvolucija eksponentne porazdelitve, kot jo pričakujemo, in Gaussove, ki opisuje nezanesljivost pri meritvi razpadnega časa.

Zadnja slika (d) prikazuje razmerje porazdelitev. Vidi se, da je pri večjih razpadnih časih razpadov mezona D^0 in \bar{D}^0 v končna stanja K^+K^- in $\pi^+\pi^-$ nekoliko manj kot razpadov $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ oz. $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, kar pomeni, da je razpadni čas τ_{CP} za prva dva razpada manjši od razpadnega časa τ za zadnja dva omenjena razpada. Oba razpadna časa sta povezana s parametrom y_{CP} prek enačbe (27).

Rezultati podatkov, pridobljeni z detektorjem Belle (slika 6), so naslednji. Razpadni čas za razpad $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$) znaša $\tau = (408.7 \pm 0.6)$ fs in je konstanten s svetovnim povprečjem $\tau = (410.1 \pm 1.5)$ fs. Razmerje tega razpadnega časa in razpadnega časa za razpada D^0 in \bar{D}^0 v končna stanja K^+K^- in $\pi^+\pi^-$ nam da parameter $y_{CP} \approx y$, katerega vrednost znaša $y_{CP} = (1.31 \pm 0.32(\text{stat}) \pm 0.25(\text{sist}))\%$, prva je statistična napaka, druga pa sistemska napaka. Ta rezultat skupaj z ostalimi rezultati iz Belle in z rezultati iz BaBar predstavljajo prvo eksperimen-

talno potrditev mešanja sistema nevtralnih mezonov $D^0 - \bar{D}^0$.

Kolaboracija Belle je kasneje izboljšala natančnost določanja vrednosti parametra y_{CP} . Izboljšana vrednost znaša $y_{CP} = (1.11 \pm 0.22(\text{stat}) \pm 0.11(\text{sist})) \%$.

4. Zaključek

V članku je predstavljen pojav mešanja nevtralnih mezonov, ta je mogoč samo pri sistemih mezonov K^0 , B_d , B_s in D^0 zaradi ohranitve električnega naboja in barionskega števila. Pojav se efektivno opiše z reševanjem Schrodingerjeve enačbe z efektivnim Hamiltonovim operatorjem. Za opis mešanja se uvedeta mešalna parametra x in y . Obravnavali smo oscilacije mezona D^0 , in sicer smo pri tem ugotovili, da je časovni potek verjetnosti za razpad $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$) približno eksponentno padajoč z razpadnim časom $\tau = 1/\bar{\Gamma}$, pri razpadih D^0 in \bar{D}^0 v končna stanja K^+K^- in $\pi^+\pi^-$ pa tudi približno eksponentno padajoč z rahlo drugačnim razpadnim časom $\tau_{CP} = \tau/(1 + y_{CP})$. Po zadnji enačbi se določi mešalni parameter $y \approx y_{CP}$. Z določitvijo tega parametra in ostalih sta Belle in BaBar eksperimentalno potrdila mešanje sistema mezonov $D^0 - \bar{D}^0$. Pojav oscilacij nevtralnih mezonov skupaj z razpadi teh mezonov se uporabljajo za preverjanje napovedi standardnega modela glede kršitve simetrije CP v različnih procesih.

LITERATURA

- [1] Ed. A. J. Bevan, B. Golob, Th. Mannel, S. Prell, and B. D. Yabsley, Eur. Phys. J. C textbf74 (2014) 3026, SLAC-PUB-15968, KEK Preprint 2014-3, 137–142, 597–584, 591–593.
- [2] Carlos A. Chavez, R. F. Cowan and W. S. Lockman, *Charm meson mixing: an experimental review*, Int. J. Mod. Phys. A **27** (2012) 1230019 [arXiv:1209.5806], 2–7.
- [3] K. Akai, N. Akasaka, K. Ebihara, E. Ezura, T. Furuya, K. Hara, K. Hosoyama, S. Isagawa, A. Kabe, T. Kageyama, Y. Kojima, S. Mitsunobu, H. Mizuno, Y. Morita, H. Nakai, H. Nakanishi, M. Ono, H. Sakai, M. Suetake, T. Tajima, Y. Takeuchi, Y. Yamazaki, S. Yoshimoto, *RF systems for the KEK B-Factory*, Nucl. Instrum. Meth. A**499** (2003) 45-65 KEK-PREPRINT-2001-157C.