



UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

Urban Bitenc

**Meritev mešanja nevtralnih mezonov D^0
s semileptonskimi razpadi**

DOKTORSKA DISERTACIJA

MENTOR: izred. prof. dr. Boštjan Golob

Ljubljana, 8. junij 2007



UNIVERSITY OF LJUBLJANA
FACULTY OF MATHEMATICS AND PHYSICS
DEPARTMENT OF PHYSICS

Urban Bitenc

**Measurement of D^0 mixing
using semileptonic decays**

DOCTORAL THESIS

SUPERVISOR: Assoc. Prof. Dr. Boštjan Golob

Ljubljana, June 8, 2007

*Doroteji
in Himalajcem*

Zahvala

Na prvem mestu se iskreno in globoko zahvaljujem mentorjema, izred. prof. dr. Boštjanu Golobu in prof. dr. Petru Križanu za dragoceno znanje in izkušnje, ki sta mi jih predala. V veliko veselje mi je bilo delati z vama! V začetnih korakih mi je Boštjan ogromno pomagal pri sami raziskavi, kasneje pa modro usmerjal: znal me je premakniti z mesta, ko sem obtičal v nepomembnih podrobnostih, znal pa me je tudi zaustaviti, če sem bil pri pomembnih korakih prehitro zadovoljen. Petrovo veselje in optimizem sta mi vedno vlila poguma, kadar je šlo kaj navzkriž, s svojimi trdnimi komentarji pa je znal stvari postaviti na pravo mesto.

Za pomoč pri delu se zahvaljujem tudi dr. Marku Stariču, dr. Bruceu Yabsleyu in dr. Pavlu Pakhlovu.

Hvala vsem ostalim sodelavcem, še posebej Saši in Anžetu, pa tudi Iliji, Marku, Samu, Roku in Matevžu za družbo, prijateljstvo, pomoč, nasvet; pa tudi Borutu in Andreju F. za vsakokratno pomoč, ko sem imel težave z računalniki. Na drugo stran celine se zahvaljujem Nishidi Shoheiu za njegovo predano skrb za računalniški sistem v KEK-u in za njegovo pripravljenost pomagati, če je le znal; pa še Shunu, Myuki, Mohanu, Romanu in še komu, ki smo skupaj prebijali lepe in težke dni daleč od doma.

Posebna zahvala gre dr. Vereni Perko, da me je spomnila, da je Resnica najvišji kriterij vsakega znanstvenika.

Hvala Mariji za pomoč pri angleščini in svaku Marku za dragoceno pomoč z domačim računalnikom.

Najgloblja zahvala pa gre moji ženi Doroteji: za vsa leta potrpežljive podpore, ljubezni in skrbi, da se nisem med delčki povsem izgubil. Njej gre tudi zasluga za to, da vsaj Uvod lahko razume tudi kak ne-fizik in da se slovenski povzetek lepše bere.

Acknowledgements

I thank my supervisors, Assoc. Prof. Dr. Boštjan Golob and Prof. Dr. Peter Križan for all the valuable knowledge and experience I've gained. It was a great pleasure to work with you! Also dr. Marko Starič, dr. Bruce Yabsley and dr. Pavel N. Pakhlov helped me with my work.

Thanks to my colleagues at IJS, Saša, Anže, Ilija, Marko, Samo, Rok, Matej, Matevž, Borut and Andrej F., and those I've met in Japan - Mohan, Myuki, Shun, Roman and many others, for their help and friendship. Without Nishida Shohei's devoted care for the Belle computing system my work would have been much more difficult - thank you very much!

I thank dr. Verena Perko for reminding me that the Truth is the highest ideal of a scientist.

Marija, thanks for your help with English. My brother-in-law helped me greatly with our home computer - thanks a lot!

My deepest gratitude is to my wife Doroteja for all these years of support, love and care. She also helped me a lot with the Slovenian part of the thesis.

Izveček

Na vzorcu z integrirano luminoznostjo 492.2 fb^{-1} , zajetem z detektorjem Belle na trkalniku KEK-B v Tsukubi na Japonskem pri trkih e^+e^- s težiščno energijo $10.58 \text{ GeV}/c^2$, smo iskali mešanje v sistemu mezonov D^0 z razpadoma $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+e^-\bar{\nu}_e$ in $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. Uporabili smo mezone D^0 iz razpadov $D^{*+} \rightarrow \pi_s^+D^0$ in iz naboja počasnega piona določili okus mezona D^0 ob nastanku. Stopnjo mešanja R_M smo merili kot razmerje mešanih in nemešanih mezonov v izbranem vzorcu. Rezultat $R_M = (1.3 \pm 2.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$ se sklada z odsotnostjo mešanja, zgornja meja stopnje mešanja pa je $R_M < 6.1 \times 10^{-4}$ pri 90% stopnji zaupanja.

Ključne besede: nevtralni mezon D^0 , mešanje, semileptonski razpad, detektor BELLE, rekonstrukcija nevtrina, vložen počasni pion, lastni razpadni čas

PACS: 13.20.-v (Leptonski, semileptonski in radiativni razpadi mezonov),
 14.40.Lb (Mezoni s kvarkom c),
 13.20.Fc (Razpadi mezonov s kvarkom c),
 11.30.Er (Nabojna konjugacija, parnost, obrat časa in ostale diskretne simetrije),
 12.15.Ff (Mase in mešanje kvarkov in leptonov).

Abstract

We have searched for D^0 mixing, using a data sample with the integrated luminosity of 492.2 fb^{-1} , collected by the Belle detector on the KEK-B accelerator in Tsukuba, Japan. Mesons are created in e^+e^- collisions with center-of-mass energy $10.58 \text{ GeV}/c^2$. We the semileptonic decays of the neutral charmed meson, $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+e^-\bar{\nu}_e$ and $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$. We selected D^0 mesons emerging from the decay $D^{*+} \rightarrow \pi_s^+D^0$, and tagged the flavor of the D meson at production by the charge of the accompanying slow pion. The mixing rate was measured as the ratio of the number of mixed and nonmixed events in the selected sample. The result $R_M = (1.3 \pm 2.2 \pm 2.0) \times 10^{-4}$ is consistent with absence of mixing, thus we set upper limits to the mixing rate, $R_M < 6.1 \times 10^{-4}$ at 90% confidence level.

Keywords: neutral charmed meson, mixing, semileptonic decays, the BELLE Detector, neutrino reconstruction, embedded slow pion, proper decay time

PACS: 13.20.-v (Leptonic, semileptonic, and radiative decays of mesons),
 14.40.Lb (Charmed mesons),
 13.20.Fc (Decays of charmed mesons),
 11.30.Er (Charge conjugation, parity, time reversal, and other discrete symmetries),
 12.15.Ff (Quark and lepton masses and mixing).

Vsebina/Contents

Uvod	9
Introduction	11
1 Povzetek	13
1.1 Motivacija in teorija mešanja mezonov D^0	13
1.1.1 Fenomenologija mešanja $D^0 - \bar{D}^0$	13
1.1.2 Teoretične napovedi	14
1.1.3 Meritve	14
1.2 Trkalnik KEK-B in eksperiment Belle	15
1.2.1 Trkalnik KEK-B	15
1.2.2 Spektrometer Belle	15
1.2.3 Simulacija Monte Carlo, MC	17
1.3 Rekonstrukcija semileptonskih razpadov D^0	18
1.3.1 Nevtrinska rekonstrukcija	18
1.4 Razpadni čas mezona D^0	20
1.5 Določitev števila signalnih dogodkov	21
1.5.1 Signal	21
1.5.2 Ozadje	22
1.5.3 Prilagajanje porazdelitve ΔM	23
1.6 Rezultat	23
1.6.1 Sistematske napake	24
1.7 Zaključek	27
2 Motivation and Theory of D^0 mixing	29
2.1 Phenomenology of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing	30
2.2 Theoretical expectations	32
2.3 Experimental approaches	33
2.3.1 Searches with semileptonic decays	33
2.3.2 Searches with hadronic decays	34
2.3.3 Searches using coherent $D^0\bar{D}^0$ pairs	35
3 The Belle experiment	37
3.1 KEK-B Accelerator	37
3.2 The Belle detector	38

3.2.1	Beam-pipe and Silicon Vertex Detector, SVD	38
3.2.2	Central Drift Chamber, CDC	41
3.2.3	Aerogel Čerenkov Counter, ACC	43
3.2.4	Time of Flight Counter, TOF	45
3.2.5	Electromagnetic and Extreme Forward Calorimeters	45
3.2.6	K_L and Muon Detector, KLM	46
3.2.7	Superconducting Solenoid	47
3.3	Trigger and Data Acquisition	47
3.3.1	The level 1 trigger, L1	49
3.3.2	The level 3 and level 4 trigger	50
3.3.3	Data acquisition and processing	51
3.4	Monte Carlo Simulation	52
3.5	Particle reconstruction	53
3.5.1	Track reconstruction	53
3.5.2	Particle identification	54
3.5.3	Photon reconstruction	57
4	Selection and reconstruction of semileptonic D^0 decays	59
4.1	Selection criteria	61
4.2	Rejection of $\gamma \rightarrow e^+e^-$	69
4.3	Neutrino reconstruction	70
4.3.1	The method of neutrino reconstruction	70
4.3.2	The check of the neutrino reconstruction	76
4.4	D^0 combined with both π_s^+ and π_s^-	79
5	Proper decay time	81
5.1	Measurement of the proper decay time	82
5.2	Distribution of signal events	82
5.2.1	RS background distribution	83
5.2.2	RS signal distribution	86
5.2.3	WS signal distribution	89
5.3	Optimisation of the proper decay time range	91
5.4	Extraction of R_M and further improvement	91
5.4.1	Further improvement	94
6	The signal yield extraction	95
6.1	Signal	95
6.2	Background	97
6.2.1	Correlated and uncorrelated background	98
6.2.2	RS background	101
6.2.3	WS background	101
6.3	Fit to ΔM distribution	106
6.4	The RS signal yield	107

7	Result	113
7.1	Systematic uncertainties	117
7.1.1	Finite statistics of the fitting distributions	117
7.1.2	The amount of the WS correlated background	119
7.1.3	The ΔM shape of the WS uncorrelated background	120
7.1.4	Proper decay time distribution	121
7.1.5	The amount of the associated signal	123
7.1.6	The amount of the RS correlated background	123
7.1.7	Total systematic uncertainty and the final result	125
8	Summary	127
8.1	Discussion	128
8.2	Prospects	128
8.3	Comparison with other results	130
9	Appendix	135
9.1	Functions used in the proper decay time section	135
9.2	Figures of the fit results to the WS samples	136

Uvod

Ljudje si že dolgo postavljamo vprašanje, iz česa neki je sestavljen naš svet. Tudi zgodovina odgovorov ni nič krajša. Grška filozofa Levkip in njegov učenec Demokrit iz Abdere sta trdila, da je cel svet sestavljen iz ene same esence. Njena osnovna enota naj bi bila zelo majhna in nedeljiva, zato sta jo imenovala $\alpha\text{-}\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$, a-tomos. Atomi naj bi se sestavljali na različne načine in tako tvorili sleherno snov, vmesni prostor med njimi pa naj bi bil povsem prazen, sta menila Levkip in Demokrit.

Petindvajset stoletij kasneje je z mnogimi poskusi potrjeno, da je bila njuna zamisel pravilna, a podrobnosti vendarle nekoliko drugačne - vsaj kakor naravo razumemo danes. Osnovna entiteta ni ena sama, temveč jih je (vsaj) dvanajst, če upoštevamo zgolj osnovne kvarke in leptone. Morda bi morali tem prišteti še dvanajst njihovih antidelcev in vsekakor dvanajst umeritvenih bozonov, ki vso snov držijo skupaj...

Teorija, ki opisuje naravo omenjenih delcev in njihovo medsebojno delovanje, se imenuje Standardni model (SM). V preteklih desetletjih je bila pri pojasnjevanju različnih pojavov v fiziki osnovnih delcev izjemno uspešna. Prestala je celo vrsto težkih preizkusov. Seveda pa se moramo ob vsem tem vseskozi zavedati, da s filozofskega vidika ni načina, da bi katerikoli teorijo dokončno potrdili. Da je neka teorija "potrjena," pomeni zgolj to, da smo jo izpostavili najrazličnejšim preizkusom, katere je vse do zadnjega uspešno prestala. Zato se prizadevanja fizikov osnovnih delcev zdijo paradokсна: najprej se na vse pretege trudimo, da bi našli teorijo, ki razlaga naš svet, nato pa zastavimo vse moči, da bi dokazali, da je napačna. Če nam slednje ne uspe, začnemo domnevati, da je teorija morda pravilna.

Meritev mešanja mezona D^0 je te vrste preizkušnja za SM, četudi so okoliščine tega pojava še nekoliko nejasne. SM je po svoji zasnovi sicer izjemno elegantna in jasna teorija, a je v nekaterih primerih iz nje težko izračunati preverljive napovedi. V takih primerih so rezultati poskusov nekakšen vodnik, ki pokaže, kateri privzetki pri računanju so upravičeni in kateri pristopi pravilni.

Kljub vsemu znanstveniki nad nekaterimi lastnostmi Standardnega modela nismo ravno navdušeni; obstajajo celo jasni namigi, da ta teorija ne ponuja dokončnega odgovora na vprašanje, iz česa smo. Moti nas, da je osnovnih delcev kar štiriindvajset; nekako se nam zdi, da bi vesolje moralo biti preprostejše. Zato iščemo druge teorije (eden od takih poskusov je teorija strun) v upanju, da nekega dne najdemo še elegantnejšo razlago za vse, kar nas obdaja, in da jo bomo zmogli podpreti tudi s poskusom.

Morda se bo nekega dne izkazalo, da sta imela Demokrit in Levkip prav. Pa tudi če se: njune ideje so bile vendarle le ideje, naše razumevanje vesolja pa je (in bo) utemeljeno na trdnih temeljih eksperimentalnih ugotovitev.

Introduction

The question of what the world is made of has been exciting the human curiosity for a very long time. One of the answers was given by ancient Greek philosophers Demokritos of Abdera and his teacher Leukipos. Their idea was that everything in the Universe was composed of one single essence. The basic unit of the essence was supposed to be very small and indivisible, so they called it $\alpha\text{-}\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$, a-tomos. Combined into different structures, they were supposed to form any kind of matter we find in the Universe. Between these atoms there was only empty space, nothing else.

Twenty-five centuries later the experiment reveals that the concept itself is correct, but at the current stage of our understanding the details are somehow different. First of all, there seem to be more than one basic entity: the number of all the leptons and quarks that, in our belief, are not composed of smaller particles, is twelve. And one should add also their antiparticles and the twelve gauge bosons that glue them together...

The theory describing the nature of and the interactions between these numerous particles is called Standard Model (SM). In the present decades the SM has been incredibly successful describing different phenomena in particle physics and has passed many severe tests by now. Nevertheless, we have to keep in mind that philosophically there is no way to ultimately confirm a theory. A “confirmed theory” only means that several tests have been performed and the theory successfully passed all of them. For this reason the effort of particle physicists seems paradoxical: we make every endeavour to think of a theory which would explain the Universe and then we do everything we can to show that it is wrong. If we do not succeed to show that a theory is wrong, we start to believe that it may be right.

Measurement of D^0 mixing is such a test of the SM, although with this particular phenomenon the situation is a bit more complicated. The theory itself is conceptually astonishingly elegant and mathematically clear, but in many cases numerically it is extremely demanding. Thus experimental results may also serve as a guide to the theorists to show which of their assumptions and approaches are correct.

However, there are several tasks in the Standard Model that scientists are not entirely happy with, and some hints exist that it is not the ultimate answer. For instance, one would expect a smaller number of fundamental particles; twenty-four is, we feel, too large a number. For this reason other theories are being investigated (like string theories) in hope that some day we may find an even more elegant explanation of everything that surrounds us, and may be able to experimentally support it.

Some day, perhaps, Demokritos and Leukipos may turn out to be right. And even if they do, their ideas were just ideas, whereas our understanding of the Universe is (and will be) based on the firm ground of experimental findings.

Chapter 1

Povzetek

1.1 Motivacija in teorija mešanja mezonov D^0

Mešanje je pojav, pri katerem se električno nevtralen delec spremeni v svoj antidelec. Mogoč je le pri mezonih, delcih, ki so sestavljeni iz kvarka in antikvarka. Obstajajo štiri vrste nevtrálnih mezonov, pri katerih sta delec in antidelec različna. V sistemu mezonov $K^0 - \bar{K}^0$ je bilo mešanje opaženo leta 1964 [1], v sistemu $B^0 - \bar{B}^0$ leta 1987 [2, 3], pri mezonih $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ lani (2006) [4, 5], pri mezonih $D^0 - \bar{D}^0$, kjer je mešanje tudi po napovedih Standardnega modela (SM) najbolj redko, pa po dolgoletnih eksperimentalnih prizadevanjih letos, 2007 [6, 7]. Pričujoče doktorsko delo opisuje meritev mešanja $D^0 - \bar{D}^0$ z razpadom $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \ell^- \bar{\nu}_\ell$.*

1.1.1 Fenomenologija mešanja $D^0 - \bar{D}^0$

Nevtralni mezon D je sestavljen iz kvarkov c in u : $D^0 = c\bar{u}$, $\bar{D}^0 = \bar{c}u$. Njegovi masa in razpadni čas sta [8]: $m_{D^0} = (1864.5 \pm 0.4) \text{ MeV}/c^2$, $\tau_{D^0} = (410.1 \pm 1.5) \times 10^{-15} \text{ s}$.

Fenomenološko opišemo pojav mešanja kot razpad dvokomponentnega kvantnega stanja. Lastni vrednosti Hamiltonke \mathcal{H} , ki vodi časovni razvoj, sta $m_L + i\Gamma_L$ in $m_H + i\Gamma_H$, kjer sta $m_{L,H}$ masi ustreznih lastnih stanj, $\Gamma_{L,H}$ pa njuni razpadni širini. Mešanje opišemo s parametroma $x_D = \delta m/\Gamma$ in $y_D = \delta\Gamma/2\Gamma$, kjer sta δm in $\delta\Gamma$ razliki mas in razpadnih širin, Γ pa povprečje razpadnih širin, $\Gamma = (\Gamma_L + \Gamma_H)/2$. Mezon D^0 izrazimo z lastnima stanjema Hamiltonke \mathcal{H} in izračunamo časovno odvisni gostoti verjetnosti, da bo v prihodnjem trenutku t začetni mezon D^0 ostal D^0 oziroma postal \bar{D}^0 [9]. V primeru $x_D \ll 1$ in $y_D \ll 1$ je slednja približno enaka

$$|\langle \bar{D}_{phys}^0(t) | D^0 \rangle|^2 \approx \frac{1}{2} R_M e^{-\Gamma t} (\Gamma t)^2, \quad (1.1)$$

kjer je R_M stopnja mešanja. Ta je razmerje časovno integriranih verjetnosti, da mezon D^0 postane \bar{D}^0 oziroma ostane D^0 , in jo s parametroma x_D in y_D izrazimo kot

$$R_M \approx \frac{x_D^2 + y_D^2}{2}. \quad (1.2)$$

*Poleg navedenega je mišljen vedno tudi nabojno konjugirani proces ali delec, razen če je eksplicitno navedeno drugače.

Stopnja mešanja predstavlja končni rezultat naše meritve. Izmerimo jo kot razmerje med številom opaženim razpadov, kjer je do mešanja prišlo, N_{WS} (*Wrong Sign*, “neprava” nabojna kombinacija), in številom opaženih razpadov, kjer ni prišlo do mešanja, N_{RS} (*Right Sign*, “prava” nabojna kombinacija):

$$R_M = \frac{N_{WS}}{N_{RS}}. \quad (1.3)$$

1.1.2 Teoretične napovedi

Teoretične napovedi za parametra x_D , y_D in za stopnjo mešanja R_M so zelo negotove in so omejene na določanje njihovega reda velikosti. Glavno vprašanje je, ali lahko v okviru SM pojasnimo x_D ali y_D velikostnega reda 1%, kolikor je trenutno meja eksperimentalne občutljivosti. Če bi eksperimentalno izmerili, da imata parametra približno tolikšni vrednosti, v okviru SM pa bi izračunali, da morata biti manjši, bi to pomenilo, da v procesih pri mešanju sodelujejo procesi, ki jih SM ne predvideva (t.t. nova fizika). Kakor teoretiki pojav mešanja razumejo danes, so največje napovedi za x_D in y_D v okviru SM ravno okrog 1% [16, 17], tako da bi bil edini nedvoumen dokaz za novo fiziko morebitna izmerjena kršitev simetrije CP, ki naj bi bila po napovedih SM v sistemu mezonov D zelo majhna [17].

1.1.3 Meritve

Meritve mešanja se delijo na dve skupini: prve uporabljajo semileptonske razpade (pri njih ob razpadu mezona D^0 nastanejo hadroni in leptoni), druge pa hadronske razpade (pri razpadu mezona D^0 nastanejo le hadroni).

S semileptonskimi razpadi

Meritev mešanja s semileptonskimi razpadi ima veliko prednost pred hadronskimi: iz naboja razpadnih produktov lahko nedvoumno določimo okus mezona D v trenutku razpada. Tako, na primer, mezon D^0 razpade v $K^-\ell^+\nu_\ell$, ne more pa v $K^+\ell^-\bar{\nu}_\ell$ (v kar razpade \bar{D}^0). Iz znanega začetnega in končnega okusa mezona D neposredno določimo, ali je do mešanja prišlo ali ni.

Šibka stran semileptonski razpadov je, da del energije pri razpadu odnese nevtrino, ki s snovjo reagira šibko in ga zato skoraj ni mogoče detektirati (razen z izjemnimi detektorji in v zelo omejenem obsegu). Zaradi tega je rekonstrukcija mezona D^0 manj natančna in meritev mešanja manj občutljiva.

Leta 2005 [45] smo objavili rezultat meritve z razpadom $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+e^-\bar{\nu}_e$, ki še vedno predstavlja najnatančnejšo meritev mešanja $D^0 - \bar{D}^0$ s semileptonskimi razpadi. Pričujoča disertacija opisuje nadgradnjo tedaj razvite metode in podaja rezultat, pridobljen na večjem vzorcu zbranih podatkov, poleg tega pa smo dodali še razpadni kanal $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\mu^-\bar{\nu}_\mu$.

S hadronskimi razpadi

V hadronsko končno stanje $K^+\pi^-$ lahko razpade tako \bar{D}^0 kot D^0 , čeprav slednji z mnogo manjšo verjetnostjo, saj je to t.i. (dvakrat) Cabibbo prepovedan razpad, prvi pa je Cabibbo

dovoljen.

Iz začetnega D^0 lahko nastane končno stanje $K^+\pi^-$ po dveh poteh: neposredno preko Cabibbo prepovedanega razpada, ali pa posredno preko mešanja, kjer nastali \overline{D}^0 razpade po Cabibbo dovoljenem razpadu. Z opazovanjem časovne porazdelitve dogodkov, ko nastane D^0 , ob razpadu pa dobimo $K^+\pi^-$, lahko izmerimo parametra x_D'' in y_D' . Ta sta s parametroma x_D in y_D povezana preko unitarne transformacije (rotacija), ki jo opiše kot $\delta_{K\pi}$. 13. marca letos je skupina BaBar predstavila meritev s tem razpadom, pri kateri so opazili mešanje z zanesljivostjo 3.9 standardne deviacije [7].

V končno stanje K^+K^- razpadeta \overline{D}^0 in D^0 z enako verjetnostjo, zaradi česar mešanje spremeni časovno porazdelitev teh razpadov. Ob majhnem mešanju je le-ta še vedno približno eksponentna, a z rahlo drugačnim razpadnim časom kot pri razpadu $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Če zanemarimo kršitev simetrije CP, lahko iz meritve obeh razpadnih časov izmerimo y_D . Tako meritev je skupina Belle predstavila 13. marca letos; rezultat $y_D = (1.31 \pm 0.32 \pm 0.25)\%$ odstopa od ničelne vrednosti za 3.2 standardne deviacije [6].

Zelo perspektiven je tudi razpadni kanal $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$, saj lahko z njim izmerimo $|y_D|$ in $|x_D|$ ter določimo, ali sta enakega ali nasprotnega predznaka [22].

Meritve parametrov mešanja v različnih razpadnih kanalih in s tem z različnimi metodami so zelo pomembne, saj predstavljajo test konsistentnosti in morebitnih neopaženih sistematskih napak posameznih meritev.

1.2 Trkalnik KEK-B in eksperiment Belle

Vzorec podatkov, na katerem smo izvedli meritev, je pridobljen s spektrometrom Belle, ki je postavljen okrog interakcijske točke trkalnika KEK-B v Tsukubi na Japonskem.

1.2.1 Trkalnik KEK-B

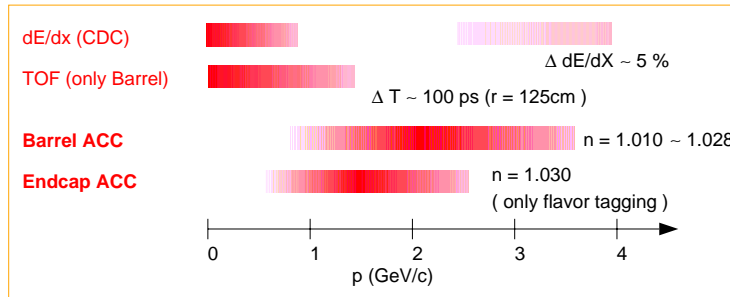
Trkalnik KEK-B je sestavljen iz dveh cevi z obsegom 3016 m. V eni cevi krožijo gruče elektronov z energijo $8.0 \text{ GeV}/c^2$, v drugi pa v nasprotni smeri gruče pozitronov z energijo $3.5 \text{ GeV}/c^2$. V interakcijski točki se gruče križajo, zato pride do reakcij med elektroni in pozitroni pri skupni energiji v težiščnem sistemu $10.58 \text{ GeV}/c^2$. V reakcijah nastanejo različni delci, med drugim tudi mezoni D^0 . Trk elektrona in pozitrona imenujemo "dogodek"; pri analizi zbranih podatkov pa z istim pojmom poimenujemo tudi izbrano kombinacijo sledi v detektorju - kandidata za opazovani proces, ki prestane vse selekcijske kriterije.

1.2.2 Spektrometer Belle

Nastale delce zaznamo s spektrometrom Belle, katerega vzdolžni prerez prikazuje slika 3.2. Najbližje interakcijski točki je postavljen silicijev detektor za natančno določanje poti delca (SVD). Obdaja ga osrednja potovalna komora (CDC), ki ji sledijo števeci Čerenkova iz aerogela (ACC), merilec časa preleta (TOF) in elektromagnetni merilec energije (CsI). V najbolj zunanjem delu stoji najobsežnejši del, detektor mionov in mezonov K_L (KLM).

Med interakcijsko točko in silicijevim detektorjem je žarkovna cev, ki pomembno vpliva na natančnost nekaterih meritev, saj se delci, ko potujejo skozi, lahko rahlo odklonijo od prvotne smeri.

Ko delec preleti eno od ploščic silicijevega detektorja, nastanejo v njenem polprevodnem materialu pari elektronov in vrzeli. Ti se zberejo na vzdolžnih in prečnih trakovih na ploščici, ter tako podajo informacijo o točki, kjer je delec letel. Iz več točk z različnih ploščic lahko natančno določimo pot delca. Analizirani podatki so bili zajeti z dvema različnima konfiguracijama SVD. Prva je imela tri plasti silicijevih ploščic in jo imenujemo SVD-1, druga, SVD-2, pa ima štiri plasti. SVD določi vpadni parameter skozenj letečega delca v radialni smeri večinoma z natančnostjo pod $50 \mu\text{m}$ in celo pod $25 \mu\text{m}$, za sledi z manjšo gibalno količino ali z majhnim kotom glede na vzdolžno smer detektorja pa lahko tudi bistveno slabše.



Slika 1.1: Slika prikazuje, kateri detektor je pri določeni gibalni količini učinkovit za razločevanje med kaoni in pioni. Za razločevanje pri nižjih gibalnih količinah sta primerni meritvi količine energije, ki jo delec izgublja na svoji poti (dE/dx), in časa preleta (TOF), pri višjih pa uporabimo števec Čerenkovih fotonov.

Po celotnem volumnu osrednje potovalne komore so vzdolžno napete tanke žice pod električno napetostjo. Ko delec leti skozi plin, s katerim je napolnjena komora, ionizira njegove molekule. Sproščeni naboj na bližnjih žicah povzroči električni sunek, od tod pa rekonstruiramo pot delca. Poleg žic so v komori tudi valji s prečnimi trakovi, ki pomagajo natančneje določiti pot delca tudi v vzdolžni smeri. Ker je celotna komora v približno homogenem magnetnem polju z gostoto $B = 1.5 \text{ T}$, je sled delca vijačnica, iz ukrivljenosti katere izmerimo gibbalno količino delca. Magnetno polje povzroča superprevodni magnet. Relativna napaka radialne komponente gibbalne količine narašča z gibbalno količino: pri $p_t = 0.5 \text{ GeV}/c$ znaša približno 0.3% , pri $p_t = 5 \text{ GeV}/c$ pa okrog 1.1% [28]. Dodatno v komori merimo količino energije, ki jo delec izgublja na svoji poti. Ta nam pomaga pri identifikaciji delcev za gibbalne količine pod $0.8 \text{ GeV}/c$, Slika 1.1. Tedaj se kaoni in pioni ločijo za približno 3 standardne deviacije, pioni in elektroni pa za 4.

S pomočjo števca Čerenkova identificiramo delce z gibalnimi količinami med $1.2 \text{ GeV}/c$ in $3.6 \text{ GeV}/c$ s signifikanco nad 3 standardnimi deviacijami. Pri enaki gibalni količini imajo težji delci manjšo hitrost, lažji pa večjo. Aerogel, iz katerega so sestavljeni števeci, ima lomni kvocient izbran tako, da prvi delci v njem ne sevajo Čerenkovih fotonov, drugi pa jih, kar je podlaga za identifikacijo.

Merilec časa preleta s pomočjo scintilacijske svetlobe, ki jo skozenj leteči delec vzbudi v molekulah, natančno določi trenutek, ko je delec letel skozenj. Iz znanega časa, ko sta se križali gruči elektronov in pozitronov v interakcijski točki, in iz dolžine sledi v osrednji potovalni komori izmerimo hitrost delca. Iz izmerjene gibalne količine izračunamo maso in s tem identifikacijo delca. Metoda omogoča razlikovanje med pioni in kaoni z gibalno količino $1.25 \text{ GeV}/c$ s signifikanco dveh standardnih deviacij, pri gibalni količini $0.6 \text{ GeV}/c$ pa se razlikovanje povzpne na preko 6 standardnih deviacij, Slika 1.1 [27].

V elektromagnetnem kalorimetru elektroni in fotoni izgubijo vso svojo energijo in se povsem ustavijo. Na ta način izmerimo energijo fotonov, ki so nastali v dogodku. Ker hadroni v tem kalorimetru deponirajo manjši delež energije, sta izmerjena količina energije in oblika pljuska, ki ga povzroči delec v kalorimetru, podlaga za identifikacijo.

Detektor mionov in mezonov K_L je sestavljen iz izmenjujočih se plasti železa in detektorjev, ki beležijo prelet delca. Globina, do katere prodre delec v tem detektorju, je podlaga za identifikacijo: elektroni do tega detektorja ne pridejo, hadroni se v njem kmalu ustavijo, mioni pa večinoma letijo skozenj, saj s snovjo reagirajo šibkeje kot hadroni.

Pri določanju identifikacije delcev kombiniramo informacijo z različnih detektorjev, da dosežemo optimalen rezultat. S pomočjo tako sestavljene količine $\mathcal{L}_{K/\pi}$ ločujemo med pioni in kaoni. S kriterijem $L_{K/\pi} > 0.6$ je verjetnost za pozitivno identifikacijo kaona med 0.8 in 0.9 (višja je pri nižji gibalni količini), za napačno identifikacijo piona kot kaon pa okrog 0.07 [27]. Z zahtevo $\mathcal{L}_e > 0.5$ je učinkovitost identifikacije elektrona nad 92%, verjetnost za napačno identifikacijo kaona ali piona kot elektron pa okrog 0.25% oziroma do nekaj odstotkov pri gibalnih količinah pod $0.5 \text{ GeV}/c$. Z zahtevo $\mathcal{L}_\mu > 0.9$ pozitivno identificiramo okrog 90% mionov z gibalno količino nad $1.0 \text{ GeV}/c$, verjetnost za napačno identifikacijo piona ali kaona kot mion pa je med 1% in 2%.

1.2.3 Simulacija Monte Carlo, MC

Meritve različnih procesov, ki potekajo po trku e^+e^- pri dani težiščni energiji, želimo primerjati s teoretičnimi napovedmi. V ta namen z obstoječimi teoretičnimi napovedmi in izmerjenimi lastnostmi posameznih procesov simuliramo procese in odziv detektorja. Simulacija poteka v treh korakih.

V prvem koraku uporabimo obstoječe teoretične napovedi in izmerjene vrednosti za pogostost posameznih procesov ter porazdelitev končnih produktov po različnih kinematičnih spremenljivkah (npr. po gibalni količini). V skladu z njimi generiramo veliko število dogodkov tistih procesov, ki jih želimo proučevati ali pa predstavljajo ozadje pri meritvi. Podatke, ki jih proizvedemo na ta način, imenujemo generirana informacija.

V drugem koraku simuliramo odziv detektorja na delce, ki se nahajajo v končnem stanju generiranih procesov. V ta namen moramo v simulacijskem programu natančno opisati sestavo detektorja in zopet uporabiti teoretične napovedi za interakcijo med delci, nastalimi v trku e^+e^- , ter deli snovi v detektorju. Pri tem si pogosto pomagamo s poskusnimi meritvami, ki jih vključimo v simulacijo v obliki fenomenoloških nastavkov. Simulirane podatke na tem nivoju imenujemo simulirana informacija.

Nazadnje preverimo delovanje simulacije na vzorcu procesov, ki so teoretično natančno napovedljivi in eksperimentalno izmerjeni z zadostno natančnostjo; tipičen primer je pro-

ces $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Po potrebi simulacijo dodatno popravimo ali dopolnimo, da kar najnatančneje popiše dejansko izmerjene količine.

Na ta način dobimo vzorec simuliranih dogodkov, pri katerih vemo, iz kakšnega fizikalnega procesa izvirajo (generirana informacija), pa tudi približno ugotovimo, kakšen bo rezultat določanja kinematičnih količin (gibalne količine, energije, mase delcev) v detektorju (simulirana informacija). Ker bo statistična napaka meritve odvisna tudi od števila simuliranih dogodkov, poskrbimo, da simuliramo veliko število dogodkov tistih procesov, ki jih analiziramo. Število simuliranih dogodkov je tipično nekajkrat večje od števila izmerjenih. Z detektorjem izmerjene dogodke pogosto imenujemo kar (realni) podatki, simulirane pa simulacija (MC).

1.3 Rekonstrukcija semileptonskih razpadov D^0

Pri meritvi uporabimo mezone D^0 , ki nastanejo pri razpadu $D^{*+} \rightarrow \pi_s^+ D^0$. Naboj počasnega piona iz tega razpada nosi informacijo o okusu mezona D^0 ob nastanku. Če do mešanja ni prišlo, najdemo v končnem stanju delce $\pi_s^+ K^- \ell^+$, v nasprotnem primeru pa $\pi_s^+ K^+ \ell^-$. Prvo nabojno kombinacijo označimo z RS, drugo pa z WS.

Izmed vseh delcev, ki nastanejo v posameznem dogodku, s pomočjo selekcijskih kriterijev izberemo kandidate za počasne pione, kaone, elektrone in mione. Kriteriji obsegajo zahteve po gibalni količini, identifikaciji in izvoru sledi iz interakcijske točke, izbrani pa so tako, da bo končna statistična negotovost rezultata najmanjša. To je tedaj, ko je razmerje med pričakovanim številom signalnih dogodkov in pričakovanimi statističnimi fluktuacijami,

$$\frac{N_{WS}^{sig}}{\sqrt{N_{WS}^{bkg, \Delta M < 0.16}}}, \quad (1.4)$$

največje. N_{WS}^{sig} je število signalnih dogodkov v izbranem vzorcu, $N_{WS}^{bkg, \Delta M < 0.16}$ pa število dogodkov ozadja z $\Delta M < 0.16 \text{ GeV}/c^2$ (upoštevamo, da je količina signala majhna in da torej k statističnim fluktuacijam prispeva predvsem ozadje). Z nadaljnjimi zahtevami na skupni gibalni količini kaona in leptona v težiščnem sistemu, na njuni invariantni masi in na invariantni masi elektrona in počasnega piona dodatno izboljšamo razmerje med morebitnim signalom in ozadjem.

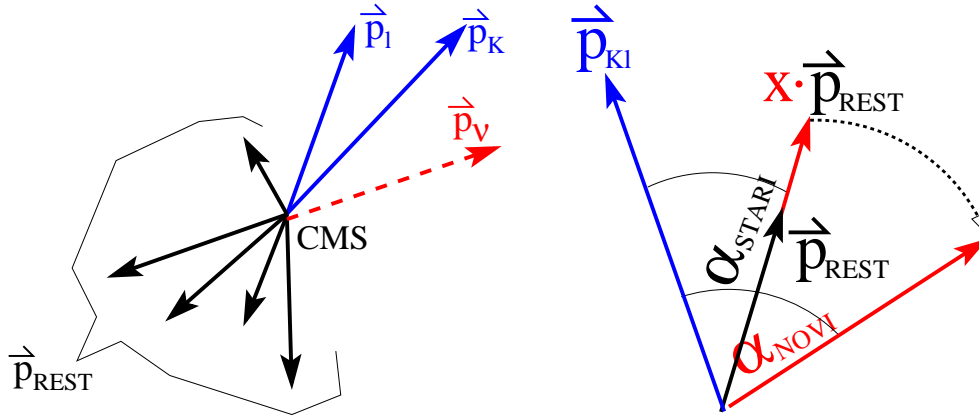
Z vsemi kombinacijami kaona in leptona tvorimo kandidate za D^0 , te pa nato kombiniramo z vsemi π_s^+ , da dobimo kandidate za D^{*+} . Če kombinacija $\pi_s K \ell$ prihaja iz razpadne verige, ki jo želimo rekonstruirati, jo imenujemo signalni dogodek, če pa vsaj eden od delcev prihaja iz drugih procesov, je to dogodek ozadja.

1.3.1 Nevtrinska rekonstrukcija

Gibalno količino nevtrina rekonstruiramo ob upoštevanju zakona o ohranitvi energije in gibalne količine, ter s predpostavko, da detektor zazna vse delce, ki nastanejo v procesih po trku elektrona in pozitrona (slika 1.2 levo):

$$P_\nu = P_{\text{cms}} - P_{K\ell} - P_{\text{rest}}. \quad (1.5)$$

P_{rest} je vsota četvercev gibalnih količin vseh delcev in fotonov, ki nastanejo ob trku e^+e^- in jih detektor zazna, razen kaona in leptona, ki ju obravnavamo posebej.



Slika 1.2: Levo: ponazoritev k nevtrinski rekonstrukciji. Desno: ponazoritev popravkov \vec{p}_{rest} .

Rekonstrukcijo nevtrina in s tem celotno meritev bistveno izboljšamo z dodatnima zahtevama (slika 1.2 desno). Z zahtevo, da rekonstruirana invariantna masa mezona D^0 ustreza svetovnemu povprečju [8], dobimo faktor x , s katerim pomnožimo P_{rest} :

$$M^2(K\ell\nu) = (P_{\text{cms}} - x \cdot P_{\text{rest}})^2/c^2 \equiv m_{D^0}^2. \quad (1.6)$$

Popravljeni vektor \vec{p}_{rest} nato zavrtimo v ravnini, ki jo določata vektorja \vec{p}_{rest} in $\vec{p}_{K\ell}$, za kot α tako, da bo invariantna masa rekonstruiranega nevtrina enaka 0:

$$(P_\nu)^2 = (P_{\text{cms}} - P_{K\ell} - P_{\text{rest}})^2 \equiv 0, \quad (1.7)$$

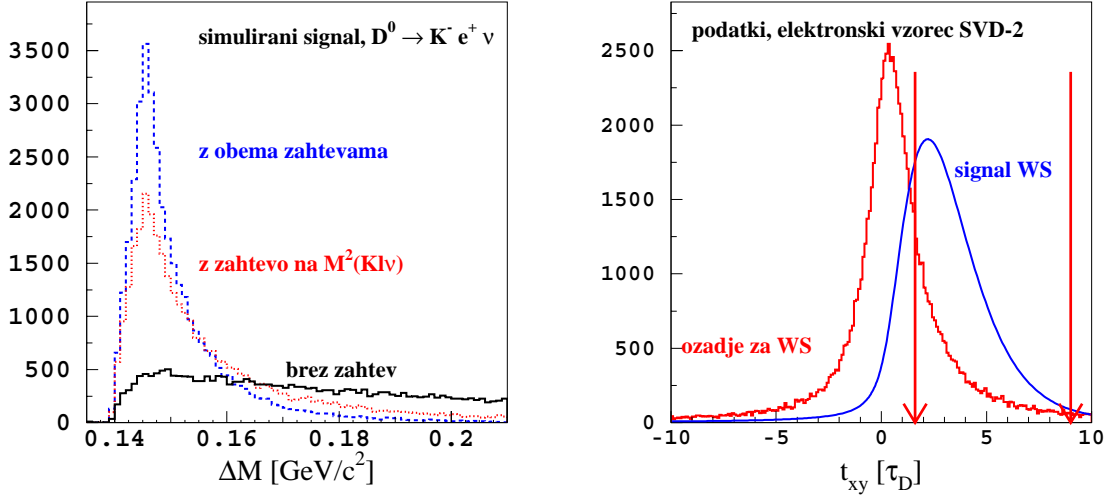
$$M_\nu^2 c^4 = (E_{\text{cms}} - E_{K\ell} - E_{\text{rest}})^2 - p_{K\ell}^2 c^2 - p_{\text{rest}}^2 c^2 - 2p_{K\ell} p_{\text{rest}} c^2 \cos \alpha \equiv 0. \quad (1.8)$$

Izboljšava zaradi popravkov je razvidna s slike 1.3. Spremenljivka, s pomočjo katere izluščimo število signalnih dogodkov v izbranem vzorcu, je

$$\Delta M = M(\pi_s K\ell\nu) - M(K\ell\nu), \quad (1.9)$$

razlika med maso rekonstruiranega mezona D^{*+} in maso mezona D^0 . Porazdelitev po ΔM za signalne dogodke (sliki 1.3 levo in 1.4) ima vrh pri razliki nominalnih mas obeh mezonov, $0.145 \text{ GeV}/c^2$, njena celotna širina na polovični višini (FWHM) pa je $6.6 \text{ MeV}/c^2$ v elektronskem in $6.2 \text{ MeV}/c^2$ v mionskem vzorcu.

V končni vzorec sprejmemo kandidate z $\Delta M < 0.18 \text{ GeV}/c^2$. V kolikor je ob upoštevanju vseh kriterijev kak kandidat za D^0 združen tako s π_s^+ kot s π_s^- in torej tvori kandidata tako za mešani kot za nemešani dogodek, ga zavržemo.



Slika 1.3: Levo: porazdelitev po ΔM za signalne dogodke: iz prevega približka za gibalno količino nevtrina (črna polna črta), po prvem popravku (rdeča pikčasta črta) in s končno gibalno količino (modra črtkasta črta). Prikazana je porazdelitev za elektronski vzorec; porazdelitev za mionski vzorec je podobna. Desno: porazdelitev po lastnem razpadnem času za signalne mešane dogodke (modra krivulja) in za dogodke ozadja (rdeči histogram). S puščicama je označena vrednost selekcijskega kriterija. Porazdelitev je za elektronski vzorec, SVD-2. Porazdelitve za ostale vzorce so podobne.

1.4 Razpadni čas mezona D^0

Porazdelitev po razpadnem času za dogodke, v katerih pride do mešanja mezonov D^0 , sledi enačbi 1.1 in je pomaknjena k višjim vrednostim kot porazdelitev dogodkov ozadja, slika 1.3 desno. Tako lahko s primerno selekcijo na razpadnem času izboljšamo občutljivost meritve.

Brezdimenzijski razpadni čas izračunamo iz razdalje, ki jo preleti D^0 od kraja nastanka do kraja razpada, in njegove gibalne količine. Točko razpada določimo kot presečišče sledi kaona in leptona. Točko nastanka določimo z ekstrapolacijo iz točke razpada v smeri gibalne količine nazaj v interakcijsko točko. Razpadno razdaljo l_{xy} določimo kot dolžino projekcije vektorja med tema dvema točkama na vektor gibalne količine. Ker je vzdolžna (z) komponenta razpadnega vektorja slabo določena, uporabimo le radialno komponento (x, y):

$$t_{xy} = \frac{m_{D^0} l_{xy}}{\tau_{D^0} \sqrt{(p_{D^0}^x)^2 + (p_{D^0}^y)^2}}. \quad (1.10)$$

Teoretična porazdelitev po razpadnem času je razmazana zaradi eksperimentalne ločljivosti (resolucije). Za izračun izkoristka izbire na razpadnem času potrebujemo resolucijsko funkcijo za signalne dogodke, ki jo pridobimo iz podatkov. Opazimo, da sta porazdelitvi vzorcev dogodkov RS, pridobljenih s konfiguracijama SVD-1 in SVD-2, različni, zato pridobimo resolucijsko funkcijo za vsak vzorec posebej. S prilagajanjem simuliranih oblik porazdelitev po

ΔM na podatke (natančnejši opis sledi v razdelku 1.5.3) v petnajstih intervalih po celotnem območju razpadenega časa, pridobimo deleže ozadja v posameznih intervalih. S prilagajanjem na te deleže dobimo porazdelitev po razpadnem času za dogodke ozadja, \mathcal{F}_{bkg}^{RS} . S prilagajanjem ΔM na celotnem območju razpadnega časa dobimo delež signalnih dogodkov f_s . Parametre resolucijske funkcije za signalne dogodke \mathcal{R}_{sig} nato dobimo s prilagajanjem naslednje funkcije na porazdelitev dogodkov RS po razpadnem času:

$$\mathcal{F}^{RS} = \mathcal{N}_{tot}(f_s \cdot \mathcal{F}_{sig}^{RS} + (1 - f_s) \cdot \mathcal{F}_{bkg}^{RS}). \quad (1.11)$$

Tu je \mathcal{N}_{tot} število vseh dogodkov RS v vzorcu in f_s delež signala. Pri tem je \mathcal{F}_{bkg}^{RS} znana porazdelitev za dogodke ozadja, $\mathcal{F}_{sig}^{RS} = E(t; \tau^s) \otimes \mathcal{R}_{sig}$ pa je porazdelitev za signalne dogodke, dobljena kot konvolucija eksponentne porazdelitve z resolucijsko funkcijo.

Porazdelitev po razpadnem času za mešane signalne dogodke dobimo s konvolucijo $\mathcal{F}_{sig}^{WS} = \mathcal{N}t^2 e^{-t/\tau} \otimes \mathcal{R}_{sig}$. Porazdelitev za dogodke ozadja vzamemo iz podatkov in poiščemo območje, kjer je razmerje iz enačbe 1.4 največje. To je pri

$$1.6 < t_{xy} < 9.0. \quad (1.12)$$

Da preverimo konsistentnost metode, hkrati pa nekoliko pridobimo na natančnosti rezultata, to območje razdelimo na 6 podintervalov,

$$1.6 - 2.0 - 2.5 - 3.1 - 4.0 - 5.6 - 9.0. \quad (1.13)$$

V vsakem od njih bomo izmerili R_M , končni rezultat pa dobili z njihovim povprečenjem.

Selekcijski kriterij na t_{xy} upoštevamo tako na vzorcu RS kot na WS. Pri iz vrednotenju R_M upoštevamo, da sta porazdelitvi po t_{xy} za oboje signalne dogodke različni, in jo izračunamo kot

$$R_M = \frac{N_{WS}}{N_{RS}} = \frac{N'_{WS}/\epsilon_{WS}}{N'_{RS}/\epsilon_{RS}} = \frac{N'_{WS}}{N'_{RS}} \frac{\epsilon_{RS}}{\epsilon_{WS}}. \quad (1.14)$$

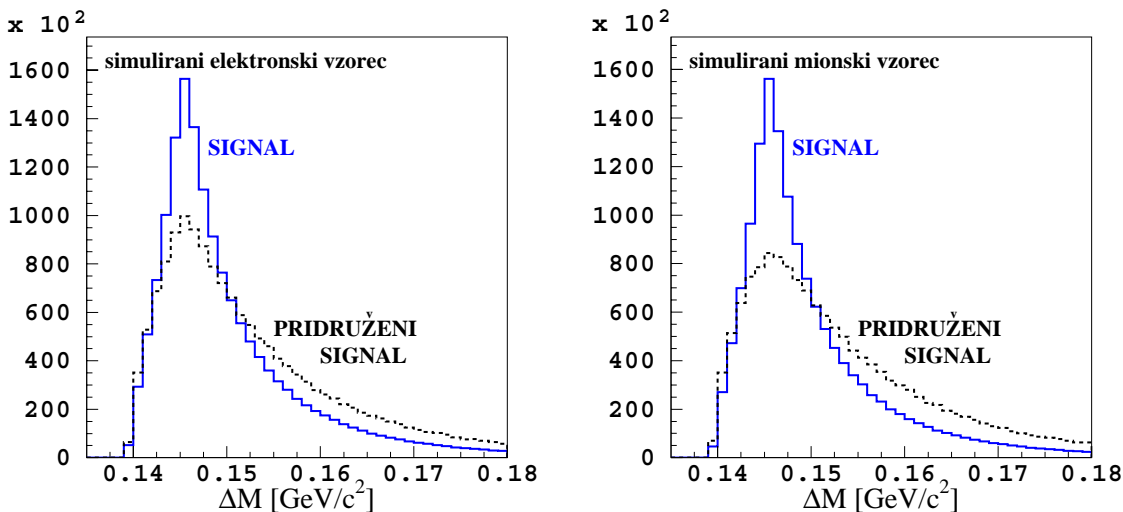
Izkoristka za signalne dogodke, ϵ_{RS} in ϵ_{WS} , dobimo z integriranjem porazdelitev po t_{xy} preko ustreznega časovnega intervala. Vrednosti njihovih razmerij so podane v tabelah 1.1-1.4.

1.5 Določitev števila signalnih dogodkov

Za določitev števila signalnih dogodkov v izbranem vzorcu moramo poznati obliko porazdelitve po ΔM za signalne dogodke in dogodke ozadja.

1.5.1 Signal

Iz simulacije MC ugotovimo, da je poleg iskanega signalnega razpada v izbranem vzorcu tudi mnogo kandidatov, ki prihajajo iz drugih semileptonskih razpadov: $D^0 \rightarrow K^-\pi^0\ell^+\nu$, $D^0 \rightarrow K^{*-}\ell^+\nu_\ell$, ki mu sledi $K^{*-} \rightarrow K^-\pi^0$, $D^0 \rightarrow \pi^-\ell^+\nu_\ell$ (pion napačno identificiramo kot kaon) in drugi. Poleg tega počasni pion v letu lahko razpade na mion in nevtrino, nato pa mion napačno identificiramo kot počasni pion. S stališča mešanja so vsi taki razpadi



Slika 1.4: Simulirana porazdelitev ΔM za signalne dogodke (polni modri histogram) in za dogodke pridruženega signala (črni črtkasti histogram). Leva slika za vzorec elektronskih razpadov, desna za mionske.

povsem enakovredni $D^0 \rightarrow K^- \ell^+ \nu$ in jih prav tako obravnavamo kot del signala, imenujemo pa jih “pridruženi signal”. Porazdelitev po ΔM za pridruženi signal je podobna tisti za razpade $D^0 \rightarrow K^- \ell^+ \nu$, le nekoliko širša je: FWHM je $12.3 \text{ MeV}/c^2$ v elektronskem vzorcu in $14.3 \text{ MeV}/c^2$ v mionskem, slika 1.4).

Ker so razpadi mešanih in nemešanih mezonov D^0 kinematsko povsem enaki, je porazdelitev po ΔM za oboje enaka.

1.5.2 Ozadje

Ozadje delimo v dve skupini, korelirano in nekorelirano. V koreliranem ozadju lepton ali kaon ali oba prihajata iz razpadne verige istega delca kot počasni pion. Ugotovimo, da so to le razpadne verige delcev D^{*+} , D^{*0} ali K_S . Njuni gibalni količini sta korelirani, kar pomembno vpliva na porazdelitev po ΔM , ki teži k nižjim vrednostim: slika 1.5. V nekoreliranem ozadju gibalne količine niso korelirane.

Obliko ozadja nemešanih razpadov (RS) v celoti dobimo iz simulacije MC.

Obliko koreliranega ozadja mešanih razpadov (WS) prav tako dobimo iz simulacije MC. Obliko nekoreliranega ozadja WS pa modeliramo s podatki, zajetimi z detektorjem. Obe komponenti nato seštejemo v razmerju, kot ga dobimo iz simulacije MC.

Vzorec, s katerim modeliramo nekorelirano ozadje, dobimo tako, da kombiniramo kandidate za D^0 in kandidate za π_s iz različnih dogodkov; pravimo, da počasne pione vložimo v druge dogodke. Na ta način oba zagotovo ne prihajata iz iste razpadne verige in sta povsem nekorelirana. Z uporabo podatkov se izognemo morebitnim netočnostim simulacije MC, hkrati pa zmanjšamo tudi statistično negotovost oblike ozadja, saj je vzorec, pridobljen

