

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

Jure Klučar

Iskanje redkih razpadov
 $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$
z detektorjem BELLE

DIPLOMSKO DELO

MENTOR: prof. dr. Boštjan Golob

Ljubljana, 2010

Diplomsko delo sem opravil na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Instituta Jožef Stefan v Ljubljani. Vsem sodelavcem odseka se iskreno zahvaljujem za pomoč in prijaznost, predvsem pa zato, ker so mi odstopili sobo v kateri sem lahko delal na nalogi.

Najprej se moram zahvaliti svojemu mentorju, prof. dr. Boštjanu Golobu, ki me je usmerjal skozi diplomsko delo in vedno našel rešitve številnim problemom. Z nasveti in predlogi je veliko pripomogel in brez njegovega prispevka si ne predstavljam diplomskega dela.

Posebej se zahvaljujem tudi Marku Petriču in Petru Smerkolu, ki sta si vedno vzela čas za moja, včasih ne najbolj bistra, vprašanja. Zahvala gre tudi dr. Marku Bračku za signalno simulacijo in za pomoč pri razhroščevanju. Prav tako se vsem študentom, ki so vzporedno z mano opravljali diplomsko delo, zahvaljujem za vso pomoč.

Nenazadnje pa se iz srca zahvaljujem svoji družini za vso podporo in potrpežljivost v času študija in diplomskega dela. Hvala tudi Martini, ki mi je stala ob strani in me nenehno vzpodbujala.

Izveček

Določili smo razvejitveno razmerje za tri-delčne razpade $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ in $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, kjer smo kot normalizacijo uporabili resonančne razpade $D^+ \rightarrow \pi^+ \phi (\rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-)$. Rezultat je konsistenten z nič, zgornje meje za razvejitvena razmerja pa znašajo $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 10.0 \times 10^{-6}$ in $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 7.0 \times 10^{-6}$ pri 90% stopnji zaupanja.

Ključne besede: detektor Belle, mezoni, redki razpadi, mezoni D^+

PACS:

- 14.40.Lb Čarobni mezoni
- 13.20.Fc Razpadi čarobnih mezonov
- 12.60.Jv Supersimetrični modeli

Abstract

We determined the branching ratios for three-body decays $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ and $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ where the resonant decays $D^+ \rightarrow \pi^+ \phi (\rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-)$ were used for normalization. The results were all consistent with zero and upper limits for the branching ratios were set at $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 10.0 \times 10^{-6}$ and $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 7.0 \times 10^{-6}$ at 90% confidence level.

Keywords: Belle detector, mesons, rare decays, D^+ mesons

PACS:

- 14.40.Lb Charmed mesons
- 13.20.Fc Decays of charmed mesons
- 12.60.Jv Supersymmetric models

Kazalo

1	Teoretični uvod	7
1.1	Matrika CKM	7
1.2	Prispevki kratkega in dolgega dosega	8
2	Eksperimentalna postavitve	13
2.1	Trkalnik KEKB	13
2.2	Detektor BELLE	14
2.3	Identifikacija nabitih delcev	18
2.4	Simulacija Monte-Carlo	19
3	Izbor in rekonstrukcija dogodkov	21
3.1	Izbor kandidatov za razpad	22
3.2	Večkratni kandidati	25
3.3	Simulacija Monte-Carlo	25
3.4	Porazdelitev po invariantni masi	26
3.5	Izločanje ozadja	26
4	Metoda meritve	37
4.1	Teorija in meritve	37
4.2	Izkoristek	38
4.3	Postopek za mionski razpadni kanal	39
4.4	Postopek za elektronski razpadni kanal	44
5	Določitev razvejitvenega razmerja	47
5.1	Sistematska nezanesljivost	47
5.2	Zgornja meja	48
5.3	Izračun razvejitvenega razmerja	49
6	Zaključek	51

Poglavje 1

Teoretični uvod

Standardni model (SM), teorija, ki opisuje elektro-šibko in močno interakcijo med osnovnimi delci, se zelo dobro ujema z dosedanjimi eksperimentalnimi opažanji na področju eksperimentalne fizike osnovnih delcev. To dejstvo napeljuje do ugotovitve, da bodo nove fizikalne teorije izhajale predvsem iz pojavov pri visokih, doslej še nedoseženih energijah, kot tudi iz pojavov, ki so v naravi zelo redki. Tu so namreč eksperimentalni rezultati še dokaj nezanesljivi. V predstavljenem diplomskem delu smo se osredotočili na analizo redkih procesov.

Najbolj zanimivi in primerni za preverjanje standardnega modela (in njegovih razširitev) so procesi, kjer nastopajo okusno spreminjajoči nevtralni tokovi (FCNC). Po standardnem modelu so takšni procesi možni le v višjih redih in so zato zatrti po mehanizmu Glashow-Iliopoulos-Maiani (GIM). Po drugi strani pa so prispevki novih modelov fizike (k procesom FCNC) za nekaj velikostnih redov večji, kot prispevki standardnega modela in tu se ponuja priložnost eksperimentalnega preverjanja novih modelov.

1.1 Matrika CKM

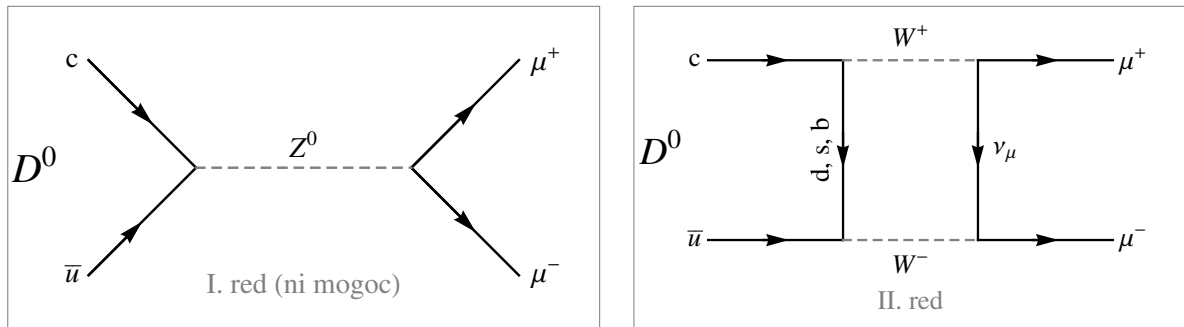
V šibkih interakcijah nastopajo kvarkovska stanja, ki so zarotirana z unitarno matriko Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [1]:

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \mathbf{V}_{\text{CKM}} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}. \quad (1.1)$$

Nevtralna šibka interakcija, ki jo posreduje nevtralni šibki bozon Z^0 , sklaplja stanja \bar{q}'_i in q'_i (kjer je $q'_1 = d'$, $q'_2 = s'$ in $q'_3 = b'$). Velja

$$\sum_i \bar{q}'_i q'_i = \sum_{ijk} \bar{q}_j V_{\text{CKM}}^{ji} V_{\text{CKM}}^{ik} q_k = \sum_j \bar{q}_j q_j, \quad (1.2)$$

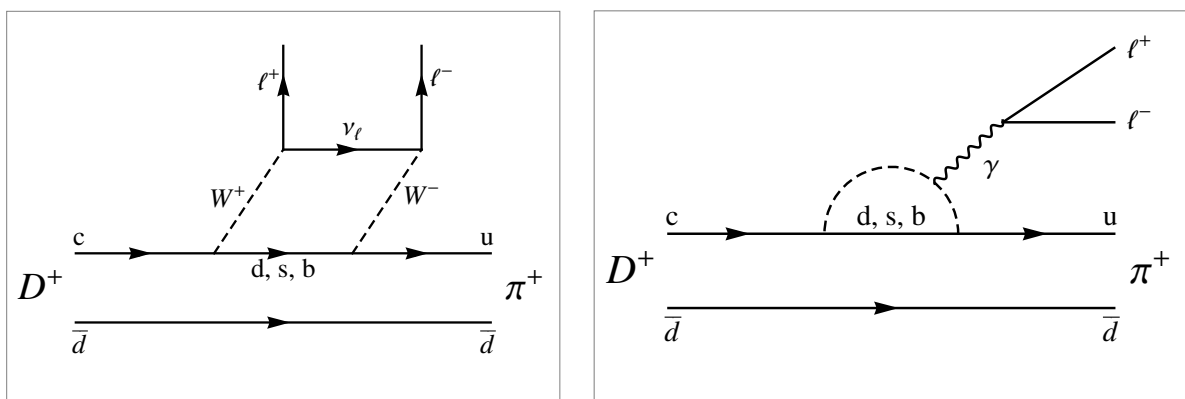
ker je matrika \mathbf{V}_{CKM} unitarna. Vidimo, da se v tej interakciji sklapljajo le kvarki z enakimi okusi torej v osnovnem redu ni procesov FCNC. Tipičen primer je razpad mezona D^0 v dva nabita leptona, npr. μ^+ in μ^- . V osnovnem redu ta proces ni mogoč, možen pa je v višjem redu, a je seveda pogostost zato dosti manjša (Slika 1.1).



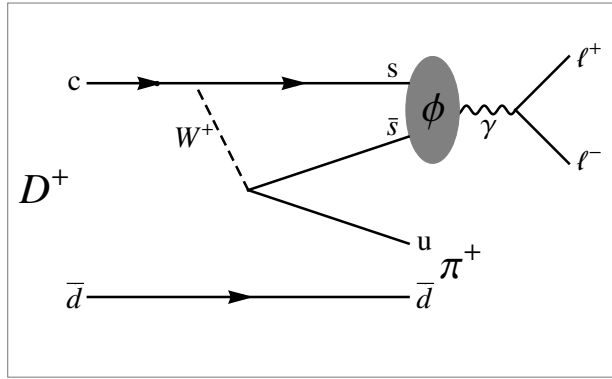
Slika 1.1: Feynmanov digram za primer procesa FCNC: prikazana sta diagrama prvega in drugega reda za razpad $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. V prvem redu proces ni mogoč, v drugem pa je proces možen, a je pogostost dosti manjša.

1.2 Prispevki kratkega in dolgega dosega

Proces, prikazan za primer razpadov $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, je proces preko šibke interakcije, ki je perturbativno izračunljiv. Pri večini procesov se pojavijo dodatni prispevki, ki vključujejo močno interakcijo. Sklopitvena konstanta močne interakcije pada z višanjem energije, pri kateri proces poteka. Tako te prispevke ločimo na prispevke *kratklega dosega*, kjer je tipična energija dovolj visoka, da omogoča perturbativen izračun, ter na prispevke *dolgega dosega*, kjer je sklopitvena konstanta prevelika za perturbativen izračun in je zato potrebno uporabiti različne modele. Za redke procese, kot so procesi FCNC, so lahko prispevki dolgega dosega znatni ali celo prevladujoči in nam lahko zakrijejo zanimive, doslej neznane procese, ki jih pogosto imenujemo procesi nove fizike. Kljub temu obstajajo procesi, kot npr. $c \rightarrow ul^+l^-$, ki so uporabni za takšne meritve. Pri teh procesih je večina prispevka dolgega dosega zbrana v predelih resonanc, medtem ko prispevki kratkega dosega dominirajo v predelih faznega prostora stran od njih. Če kinematika to dopušča, lahko procesi nove fizike postanejo merljivi prav v področjih izven resonanc.



Slika 1.2: Feynmanov diagram za proces $D^+ \rightarrow \pi^+ l^+ l^-$: prikazani so diagrami drugega reda, kot prispevki kratkega dosega, kjer je perturbativen izračun možen.



Slika 1.3: **Feynmanov diagram za proces** $D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$: prikazan je diagram, ki predstavlja prispevke dolgega dosega, ki niso perturbativno izračunljivi. V diagramu poleg šibke interakcije sodeluje tudi močna sila.

V diplomskem delu bomo posvetili pozornost semileptonskim razpadom, kjer na kvarkovskem nivoju poteče razpad $c \rightarrow u \ell^+ \ell^-$, ker so pri teh razpadih teoretične napovedi neperturbativnih procesov obvljadjive in dopuščajo možnost analize procesov kratkega dosega. Še več, pri razpadih $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$ se je moč izogniti prispevkom dolgega dosega, če opazujemo področja faznega prostora izven resonanc.

Najprej povzemimo oceno prispevka kratkega dosega. Po SM dobimo za izraz diferencialne razpadne širine z uporabo *Wilsonovih koeficientov* C_7^{eff} , C_9^{eff} in C_{10} [2]. Podrobnih izrazov za koeficiente ne bomo potrebovali, zavedamo se le dejstva, da so odvisni od matričnih elementov matrike \mathbf{V}_{CKM} kot tudi od faznega prostora. Izračun da [2]

$$\frac{d\Gamma_{c \rightarrow u \ell^+ \ell^-}}{d\hat{s}} = \tau_D \frac{G_F^2 \alpha^2 m_c^6}{768 \pi^5} (1 - \hat{s})^2 \left[(|C_9^{\text{eff}}|^2 + |C_{10}|^2)(1 + 2\hat{s}) + 12C_7^{\text{eff}} \Re(C_9^{\text{eff}}) + 4(1 + 2/\hat{s})|C_7^{\text{eff}}|^2 \right], \quad (1.3)$$

kjer je τ_D življenjski čas mezona D^+ in $\hat{s} = s/m_c^2$, kjer je m_c masa kvarka c in s kvadrat invariantne mase leptonskega para $\ell^+ \ell^-$ po

$$s = m_{\ell\ell}^2 = (E_{\ell^+} + E_{\ell^-})^2 - |\vec{p}_{\ell^+} + \vec{p}_{\ell^-}|^2.$$

E in \vec{p} sta ustrezni energiji in gibalni količini. V nadaljevanju s krajše imenujemo dileptonska masa¹. Če v enačbo (1.3) vstavimo ustrezne parametre dobimo po integraciji po faznem prostoru oceno za razvejitevno razmerje kratkega dosega

$$\mathcal{B}r_{D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-}^{(\text{sd})} \approx 2 \times 10^{-8}, \quad (1.4)$$

kar je pod mejo sposobnosti meritev na današnjih pospeševalnikih delcev. Diagrami za prispevke kratkega dosega so prikazana na Sliki 1.2.

Prispevke dolgega dosega lahko v grobem približku ocenimo z resonančnimi procesi tipa $D \rightarrow XV \rightarrow X \ell^+ \ell^-$, kjer je $V = \phi, \omega, \rho$ (Slika 1.3). Oceno za razvejitevno razmerje dobimo, če integriramo diferencialno razpadno širino preko vseh resonanc. Dobimo

$$\mathcal{B}r_{D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-}^{(\text{ld})} \approx 10^{-6}, \quad (1.5)$$

¹V diplomskem delu uporabljamo naravne enote $\hbar = c = 1$, in torej energijo, maso in gibalno količino merimo v eV

kar je za dva reda velikosti več kot razvejitevno razmerje kratkega dosega. V diferencialno razpadno širino (1.3) prispevke dolgega dosega vključimo z zamenjavo v 9. Wilsonovem koeficientu [2]

$$C_9^{\text{eff}} \rightarrow C_9^{\text{eff}} + \frac{3\pi}{\alpha^2} \sum_i \kappa_i \frac{m_{V_i} \Gamma_{V_i \rightarrow \ell^+ \ell^-}}{m_{V_i}^2 - s - im_{V_i} \Gamma_{V_i}}, \quad (1.6)$$

kjer seštevamo po vseh resonancah. Končno dobimo za porazdelitev razpadne širine po kvadratu dileptonske mase s izraz

$$\frac{d\Gamma}{ds} = \frac{G_F^2 \alpha^2}{192\pi^5} |\vec{p}_\pi|^3 |f_+(s)|^2 \left(\left| \frac{2m_c}{m_D} C_7^{\text{eff}} + C_9^{\text{eff}} \right|^2 + |C_{10}|^2 \right), \quad (1.7)$$

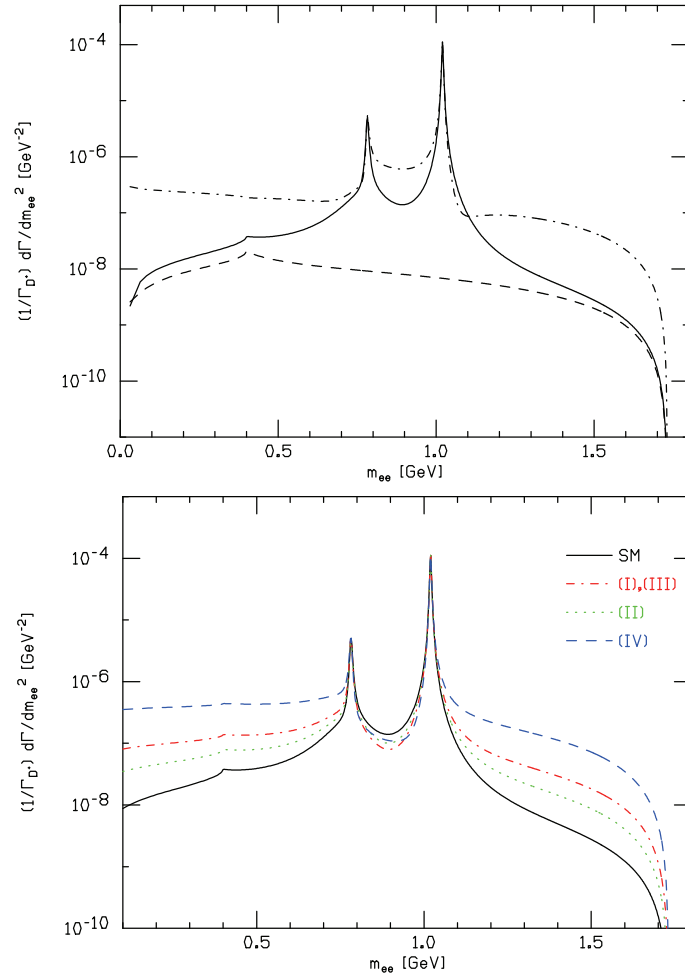
kjer je \vec{p}_π velikost gibalne količine piona v mirovnem sistemu mezona D^+ , $f_+(s)$ pa oblikovni faktor, ki opiše neperturbativno izračunljiv prispevek.

Porazdelitev je ponazorjena na Sliki 1.4 kot funkcija dileptonske mase ($\sqrt{s} = m_{\ell\ell}$). Polna črta predstavlja vsoto prispevkov kratkega in dolgega dosega po standardnem modelu. Vrhova sta posledica resonanc ϕ in ω , ki ležita nad širšim vrhom ρ . Celotno razvejitevno razmerje je velikostnega reda $\mathcal{O}(10^{-6})$. Čeprav k razvejitvenem razmerju prispevajo predvsem resonančni procesi, lahko iz Slike 1.4 vidimo, da je moč prispevke nove fizike opaziti z meritvijo porazdelitve izven območja resonanc, kjer je $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{ds}$ lahko za velikostni red in več višji, kot v okviru SM.

Najbolj obetavne razširitve standardnega modela so supersimetrične teorije, kot npr. *minimalni supersimetrični standardni model* (MSSM) in *supersimetrična teorija s kršeno parnostjo R*. Teoretične podrobnosti novih modelov presegajo temo diplomskega dela, zato se osredotočimo le na napovedi teh modelov za odvisnost razvejitvenega razmerja od dileptonske mase (Slika 1.4).

Namen diplomskega dela je meritev diferencialnega razvejitvenega razmerja $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{ds}$ za razpade $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ in $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, predvsem v območju izven resonanc ρ , ω in ϕ , kjer pride do največjega razhajanja med novimi teorijami in SM. Na slikah 1.4 so prikazane odvisnosti diferencialnega razvejitvenega razmerja za nekaj različnih modelov SUSY (s kršeno parnostjo R in brez nje).

Meritev smo izvedli na podatkih, zajetih z detektorjem Belle, ki deluje na trkalniku elektronov in pozitronov KEKB v Tsukubi na Japonskem. Eksperimentalna postavitvev je na kratko opisana v naslednjem poglavju. Izbor in rekonstrukcija razpadov sta opisana v poglavju 3, metoda meritve v poglavju 4, rezultati z oceno sistematske napake in zaključki pa v poglavju 5 in 6.



Slika 1.4: Porazdelitev diferencialnega razvejitvenega razmerja $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{ds} \left(\frac{d\mathcal{B}r}{ds} \right)$ po dileptonski masi za primer razpada $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ [2]: polna črta prikazuje napoved SM, ki vključuje dominantne prispevke dolgega dosega. Črtkana črta na zgornji sliki je prispevek kratkega dosega. Črtkano-pikčasta črta na zgornji sliki predstavlja porazdelitev ob upoštevanju supersimetričnih delcev s kršeno parnostjo R. Prekinjene črte na spodnji sliki pa prikazujejo prispevke MSSM za različne mase doslej neodkritih delcev.

Poglavje 2

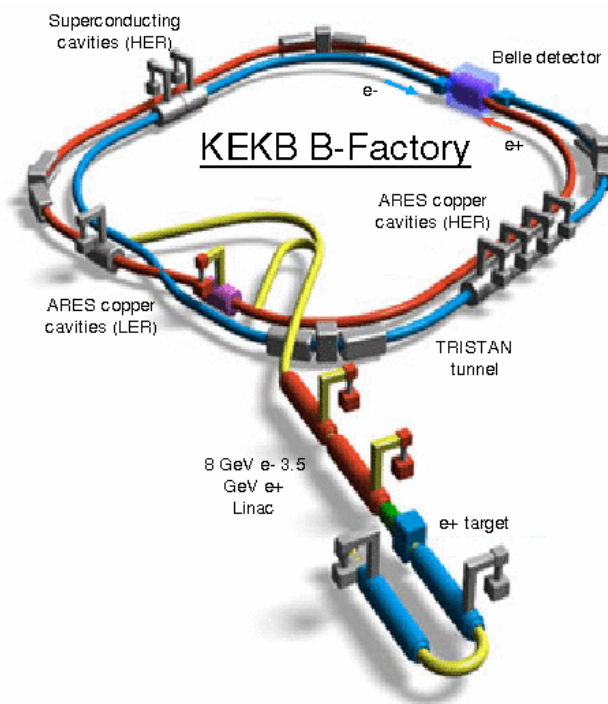
Eksperimentalna postavitve

Podatki, analizirani v diplomskem delu, so bili zajeti s spektrometrom BELLE [3] ob pospeševalniku KEKB [4] v Tsukubi na Japonskem. Osnovni namen eksperimenta je meritev kršitve simetrije CP pri mešanju mezonov B, izjemno natančno pa je pri eksperimentu mogoče meriti tudi procese povezane z mezoni D in leptoni τ .

2.1 Trkalnik KEKB

Trkalnik KEKB je asimetrični trkalnik elektronov in pozitronov z visoko luminoznostjo ($10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Pospeševalnik je sestavljen iz dveh obročev; v prvem pospešujemo elektrone z energijo okoli 8 GeV (HER ali high energy ring) v drugem pa pozitroni z energijo okoli 3.5 GeV (LER ali low energy ring). Največkrat sta ti dve energiji izbrani tako, da težiščna energija obeh žarkov ustreza resonanci $\Upsilon(4s)$ z maso $10.58\text{ GeV}/c^2$, meritve pa izvajamo tudi v energijskem območju med resonancami; slednje procese imenujemo procesi kontinuuma. Asimetričnost žarkov omogoča meritve, ki so povezane z razpadnim časom mezonov. Predstavljeno diplomsko delo se ukvarja s časovno integriranimi razpadi.

Gruče elektronov in pozitronov po trkalniku potujejo ločeno in se križajo samo v točki, kjer je nameščen detektor Belle (Slika 2.1). Oba obroča polnimo z linearnim pospeševalnikom tako, da v posameznem shranjevalnem obroču hkrati kroži nekaj sto gruč elektronov oz. pozitronov. Posamezna gruča ima obliko podolgovatega in stlačenega elipsoida, ki nato trči z nasprotno gručo in povroči interakcijo med krožečimi delci. Prečni presek gruče meri $110 \times 2.4\ \mu\text{m}^2$ in s tem je določena točnost interakcijske točke. Kot rečeno, je težiščna energija nastavljena na 10.58 GeV, kar ustreza masi vezanega stanja $b\bar{b}$ oz. resonance $\Upsilon(4s)$. Čeprav gre za vezano stanje, le-to v večini primerov nemudoma razpade v par nabitih ali nevtralnih mezonov B , sestavljenih iz kvarka b in lahkega kvarka u ali d . Poleg omenjenih procesov preko vezanega stanja pa potekajo tudi procesi preko kontinuuma, pri katerem nastajajo pari lažjih kvarkov in pari leptonov. Med drugim nastajajo tudi pari kvarkov $c\bar{c}$, ki v procesu hadronizacije rodijo mezone D , le-ti pa so predmet meritve tega diplomskega dela.



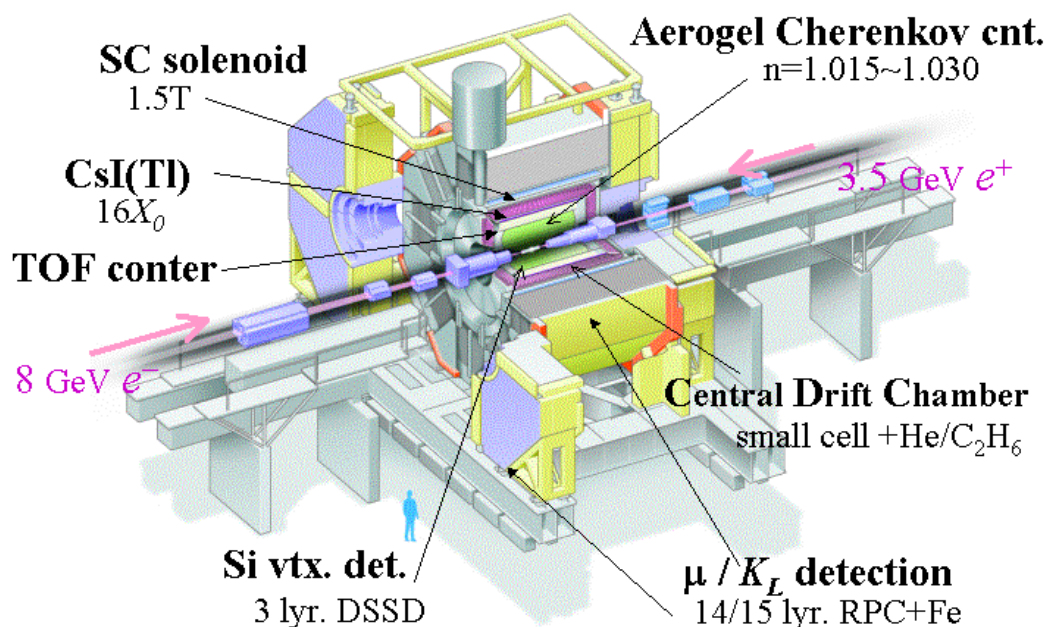
Slika 2.1: Shematski prikaz trkalnika KEKB: prikazana sta oba obroča (HER in LER) po katerem krožijo elektroni in pozitroni v nasprotnih smereh. Detektor Belle je nameščen na mestu, kjer se žarka križata.

2.2 Detektor BELLE

Spektrometer Belle, ki se nahaja v dvorani Tsukuba (Slika 2.1), je namenjen za zaznavo in identifikacijo končnih delcev, produktov trka elektrona in pozitrona. To so dolgoživi ali stabilni nabiti delci e , μ , π , K in p ter njihovi antidelci, fotoni γ ter mezoni K_L .

Spektrometer ima cilindrično geometrijo z osjo v smeri žarka LER (Slika 2.2) in s premerom približno 8 m in dolžino približno 7 m. Posamezne komponente spektrometra, ki so pomembne v sklopu diplomskega dela, si sledijo od interakcijske točke navzven v naslednjem vrstnem redu: silicijev verteks detektor (SVD), osrednja potovalna komora (CDC), pragovni števec Čerenkova (ACC), merilec časa preleta (TOF), elektromagnetni kalorimeter (ECL) in mionske komore (KLM). Ovoji selenoidnega superprevodnega elektromagneta, ki je postavljen za ECL, ustvarjajo magnetno polje gostote 1.5T. Naštete komponente služijo za prepoznavo delcev in istočasno za meritev raznih količin. Komponente pokrivajo polarni kot med 17 in 150 stopinj, kar predstavlja 92% prostorskega kota v težiščnem sistemu. Laboratorijska os z je definirana kot smer nasprotna smeri vpadnega žarka pozitronov.

Belle Detector



Slika 2.2: **Sestavni deli detektorja Belle:** silicijev verteks detektor (SVD), ki služi natančni meritvi sledi nabitih delcev; osrednja potovalna komora (CDC), kjer potekajo meritve gibalne količine in identifikacija delcev; pragovni števec Čerenkova (ACC), ki služi za razločevanje med kaoni in pioni; merilec časa preleta (TOF), prav tako za razločevanje kaonov in pionov; elektromagnetni kalorimeter (ECL) za identifikacijo elektronov; detektor mionov (KLM).

2.2.1 Silicijev verteks detektor (SVD)

Silicijev verteks detektor služi natančni meritvi sledi nabitih delcev v neposredni bližini interakcijske točke. Sestavlja ga nekaj sto dvoslojnih silicijevih pasovnih detektorjev, urejenih v tri oz. štiri koncentrične plasti, tako da pokriva območje med radijema 2 cm in 8 cm. Pri zajemu začetnih podatkov je bila uporabljena konfiguracija s tremi plastmi, ki je bila kasneje nadgrajena na štiri plasti. Pasovi v SVD so postavljeni tako, da na eni strani potekajo v smeri osi z spektrometra, na drugi pa pravokotno nanjo. Tako lahko obe koordinati preleta delca določimo istočasno. Pozicijska ločljivost posameznega zadetka je okoli 20 μm .

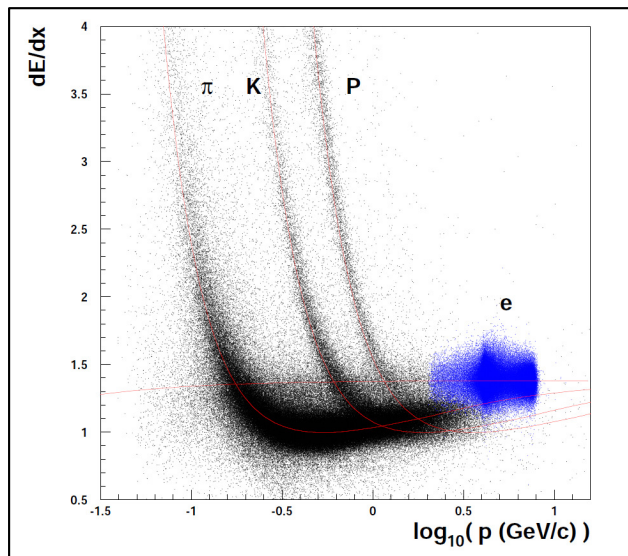
Detektor igra pomembno vlogo pri določanju točke razpada mezona D^+ , saj jo zadetki v detektorju dobro definirajo, še posebej če gre za trodelčni razpad.

2.2.2 Osrednja potovalna komora (CDC)

Glavni nalogi CDC sta meritev gibalne količine in identifikacija delcev preko specifične ionizacije delca (Slika 2.3). Komoro sestavlja 50 koncentričnih merilnih slojev, v katerih je napeljana 8400 anodnih žic. Komora je napolnjena s plinom. Ob preletu delca skozi komoro se plin ionizira in na bližnji žici povzroči tokovni sunek, ki se interpretira kot zadetek v detektorju. Natančnost zadetka je določena na $130 \mu\text{m}$. Pod vplivom homogenega magnetnega polja pusti nabit delec v CDC ukrivljeno sled zadetkov, iz katere lahko izmerimo transverzalno gibalno količino z natančnostjo [3]

$$\frac{\sigma}{p_t} = 0.5\sqrt{1 + p_t^2} \quad \% \quad (2.1)$$

Poleg tega CDC omogoča meritev specifične ionizacije dE/dx , in s tem precej dobro razločevanje delcev pri nižjih gibalnih količinah (pod 0.8 GeV). Pioni in kaoni se po tej količini ločijo za 3 standardne deviacije, elektroni in pioni pa celo za 4.



Slika 2.3: Specifična ionizacijska energija v odvisnosti od gibalne količine delca: zaradi različnih mas se dE/dx razlikuje in omogoča razločevanje med delci pri manjših gibalnih količinah.

2.2.3 Pragovni števec Čerenkova (ACC)

ACC vsebuje aerogel in se uporablja za ločevanje med kaoni in pioni pri gibalnih količinah nad 1.2 GeV . Gornja meja ločevanja je odvisna od polarnega kota in je nekje med 2.5 in 3.5 GeV .

Če delec skozi snov potuje hitreje od svetlobe, opazimo sevanje Čerenkova. Mejna hitrost je podana z $\beta = 1/n$, kjer je β relativna hitrost delca, n pa lomni količnik v snovi. Izraženo z maso in gibalno količino delca bo le-ta seval, če lomni količnik ustreza pogoju

$$n \geq 1/\beta = \sqrt{1 + (m/p)^2}. \quad (2.2)$$

Glede na povprečno pričakovano gibalno količino delcev pri različnih procesih, lahko lomni količnik ACC-ja nastavimo tako, da pioni sevajo, kaoni pa ne, kar je posledica različnih mas obeh delcev¹. Problem nastopi zaradi nesimetričnosti trka elektrona in pozitrona, kar povzroči tudi nesimetričnost v porazdelitvi velikosti gibalne količine po smeri leta delca. Da detektor temu ustrezno prilagodimo, se uporabi šest sevalcev različnih lomnih količnikov².

Na ta način s pragovnim števcem dosežemo najmanj tri standardne deviacije razlike med pioni in kaoni, do gibalne količine okoli 3 GeV.

2.2.4 Merilec časa preleta (TOF)

Iz izmerjene hitrosti in gibalne količine delca lahko določimo njegovo maso in ga s tem identificiramo. Iz $s = \beta t$ in $p = m\beta\sqrt{1 - \beta^2}$ sledi

$$m = p\sqrt{(t/s)^2 - 1}, \quad (2.3)$$

kejr je p gib. količina delca, s pot preleta v času t in β relativna hitrost delca.

TOF je plastični scintilator, nameščen na oddaljenosti 1.2 m od interakcijske točke. V scintilatorju nabit delec povzroči scintilacijo, ob robu pa nato zaznamo fotone s fotopomnoževalkami. V trenutku, ko interakcijsko točko prečkata gruči elektronov in pozitronov, se sproži ura, ki jo signal števca nato ustavi. Ločljivost detektorja je 95 ps. Zaradi različnih mas piona in kaona se njuna časa preletov razlikujeta za približno 300 ps, tako da je ločljivost detektorja približno 3 standardne deviacije. TOF je primeren za razločevanje delcev pod 1.2 GeV.

2.2.5 Elektromagnetni kalorimeter (ECL)

Naloga tega detektorja je detekcija fotonov in identifikacija elektronov. Zgrajen je iz kristalov Cs(Tl) in pokriva kot med 14 in 150 stopinj glede na smer žarkov.

Elektroni povzročijo v kalorimetru elektromagnetni pljuski specifične oblike, ki nastane zaradi zavornega sevanja ($e^- \rightarrow \gamma e^-$) in produkcije parov ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$). S takšnimi procesi elektron izgubi celotno energijo, katero lahko izmerimo v kalorimetru.

Elektrone identificiramo po treh poteh:

- s primerjavo energije, ki jo dobimo iz ECL in gibalne količine, ki jo določimo v CDC. Kadar sta ti dve vrednosti enaki, lahko z veliko gotovostjo trdimo, da je šlo za elektron. V nasprotnem primeru pa imamo verjetno opravka s pionom, kaonom, protonom ali mionom;
- Če je opaziti nabito sled v CDC, ki vodi do pljuska v kalorimetru, potem z veliko gotovostjo ni šlo za foton, saj ta ne pušča sledi v komori;
- Oblika oz. karakteristika pljuska, ki ga povzroči elektron je drugačna od karakteristike pljuska, ki ga povzroči kateri izmed hadronov. Izkoristek identifikacije elektronov z energijo nad 1 GeV je večji od 90% in verjetnost, da drug delec identificiramo kot elektron, manjša od 0.5%.

¹ $m_\pi = 140\text{MeV}$ in $m_K = 494\text{MeV}$.

² $n = 1.01, 1.013, 1.015, 1.02, 1.028, 1.03$ kar ustreza hitrostnemu intervalu med $0.9709 \leq \beta \leq 0.9901$.

2.2.6 Detektor mionov (KLM)

V tem detektorju identificiramo mione. Sestavljen j iz večih plasti železa med katerimi se nahajajo detektorji. Mioni ne interagirajo močno z nukleoni v jedrih atomov in ne izsevajo veliko zavornega sevanja zaradi velike mase ($m_\mu/m_e \approx 200$). Zato lažje preletijo plasti železa in v mionskih komorah ionizirajo plin ter nato zapustijo detektor. Drugi delci, kot so pioni ali kaoni, v železu močno interagirajo (povzročijo hadronski plaz) in se zato ustavijo.

Če torej delec preleti celoten detektor in se ustavi v KLM je to verjetno pion ali kaon. Če preleti še celoten KLM je verjetno mion, elektroni se ponavadi že prej ustavijo v ECL. Tako lahko identificiramo mione z gibalno količino nad 0.8 GeV/c. Pri gibalnih količinah nad 1.5 GeV je izkoristek vsaj 90%, verjetnost da drug delec identificiramo kot mion pa je pod 1.5%.

2.3 Identifikacija nabitih delcev

Z detektorjem BELLE je moč zaznati pet vrst dolgoživih nabitih delcev, to so elektroni, mioni, pioni, kaoni in protoni. Da ločimo med temi delci, se poslužujemo posameznih enot detektorja. Pri vsaki izmed enot je moč določiti verjetnost, da je delec identitete i ($i = e, \mu, \pi, K, p$). Tako je pri meritvi specifične ionizacije v CDC verjetnost definirana kot

$$P_i^{CDC} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\frac{dE}{dx}}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(\frac{dE}{dx})^{\text{mer}} - (\frac{dE}{dx})_i^{\text{hip}}}{\sigma_{\frac{dE}{dx}}} \right)^2 \right], \quad (2.4)$$

kjer je $(\frac{dE}{dx})^{\text{mer}}$ izmerjena specifična ionizacija in $(\frac{dE}{dx})_i^{\text{hip}}$ pričakovana specifična ionizacija za masno hipotezo i , $\sigma_{\frac{dE}{dx}}$ pa je pričakovana napaka meritve.

Števci TOF merijo čas preleta, verjetnost za identifikacijo P_i^{TOF} pa je določena podobno kot v enačbi (2.4), le da uporabimo izmerjeni čas preleta T^{mer} in pričakovani čas preleta za i -to masno hipotezo T_i^{hip} .

Verjetnost za identifikacijo nabitih delcev v pragovnem števcu Čerenkova izračunamo s pragovno funkcijo

$$\begin{aligned} P_i^{\text{ACC}} &= \varepsilon_i^{\text{hip}} && \text{- če je delec zaznan,} \\ P_i^{\text{ACC}} &= 1 - \varepsilon_i^{\text{hip}} && \text{- če delec ni zaznan,} \end{aligned} \quad (2.5)$$

kjer je $\varepsilon_i^{\text{hip}}$ pričakovan izkoristek detekcije za masno hipotezo i .

Na podoben način izračunamo iz izmerjenega razmerja E/p v ECL verjetnost, da je delec elektron. Za mione pa določimo verjetnost na podlagi ujemanja ekstrapolirane sledi iz CDC z zadetki v mionskih komorah.

Za identifikacijo hadronov lahko verjetnosti, dobljene iz meritev specifične ionizacije, časa preleta ter informacije iz ACC, zružimo v skupno verjetnost

$$P_i = P_i^{\text{CDC}} P_i^{\text{TOF}} P_i^{\text{ACC}}, \quad (2.6)$$

ki služi razločevanju pionov, kaonov in protonov med seboj. V primeru razločevanja med kaoni in pioni bi definirali normalizirano verjetnost

$$P_{K/\pi} = \frac{P_K}{P_K + P_\pi}; \quad (2.7)$$

le-ta pove, kakšna je verjetnost, da je nek delec kaon in ne pion. Če bi imeli opravka z idealnim detektorjem, bi za kaone dobili δ funkcijo pri 1, za pione pa δ funkcijo pri 0. A ker sta izkoristek in ločljivost detektorja končna, je verjetnost (2.7) za obe vrsti delcev neničelna na celotnem intervalu (glej Sliko 3.1). Na podoben način so definirane tudi verjetnosti P_μ in P_e , le da so v tem primeru normalizirane ne vse ostale delce.

2.4 Simulacija Monte-Carlo

Glavni namen računalniške simulacije Monte-Carlo je podrobnejše razumevanje odziva spektrometra na iskane procese ter določanje izkoristka, ločljivosti in natančnosti meritev. Omogoča nam razločevati ozadje od iskanih procesov, določati sprejemne pogoje, meriti ločljivost ter izkoristek ipd. Simulacija poteka v dveh delih.

2.4.1 Generiranje dogodkov

Prvi del je generiranje fizikalnih procesov pri trku elektrona in pozitrona. S tem imamo v mislih produkcijo para kvark-antikvark, proces hadronizacije in razpad kratkoživih delcev. Vse te procese računalnik [5] naključno generira v skladu s teorijo in izmerjenimi razvejitvenimi razmerji in tako določi kinematične lastnosti nastalih delcev, mesta, kjer so delci nastali ter njihove sledi skozi detektor.

2.4.2 Simulacija detektorja

V drugem delu sledi simulacija preleta delcev skozi detektor in simuliranje odziva detektorja na podlagi zgradbe detektorja in interakcije delcev s snovjo. Takšna simulacija upošteva npr. večkratno Coulombsko sipanje, nehomogenost magnetnega polja, ionizacijske izgube, itd [6]. Dostikrat so del takšne simulacije tudi fenomenološki nastavki, ki izhajajo iz umeritvenih eksperimentov detektorja (časovne in pozicijske ločljivosti posameznih komponent).

Končni rezultat simulacije se zapiše v podoben format kot dejanske meritve, a s to razliko, da imamo pri simuliranih podatkih na voljo tudi informacije o generiranih kinematičnih lastnostih delcev. Sistematska napaka je pogosto odvisna od števila simuliranih dogodkov, zato imamo ponavadi na razpolago večje število simuliranih dogodkov kot merjenih. V našem primeru ima generiran Monte-Carlo vzorec za detektor BELLE na voljo 6-krat več trkov e^+e^- kot merski podatki.

Poglavje 3

Izbor in rekonstrukcija dogodkov

V diplomskem delu poizkušamo poiskati in analizirati redke razpade mezonov D^+ , sestavljenih iz kvarkov c in \bar{d} (čarobni in spodnji kvark). Natančneje, iščemo neresonančne razpade

$$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^- \quad \text{in} \quad D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-. \quad (3.1)$$

Razpadi so zanimivi iz vidika okusno spreminjajočih nevtralnih šibkih tokov (FCNC). Takšnih procesov SM v osnovnem redu ne dopušča, možni, a ustrezno redkejši, pa so v višjih redih. Cilj je določiti razvejitevno razmerje za takšne razpade. V primeru, da razpadov ne opazimo, bomo postavili zgornjo mejo za ustrezno razvejitevno razmerje, kar omogoča omejitve parametrov nekaterih razširitev SM, omenjenih v teoretičnem poglavju. Razvejitevno razmerje določamo relativno glede na znano razvejitevno razmerje za resonančni razpad

$$D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^- \quad \text{oz.} \quad D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-, \quad (3.2)$$

ki ima v končnem stanju enake delce, kot iskani neresonančni razpad. Resonančni razpad je posledica prispevkov dolgega dosega, med tem ko je neresonančni razpadi posledica prispevkov kratkega dosega. Svetovno provprečje meritev razvejitvenega razmerja za resonančni razpad je [7]

$$\mathcal{B}_\mu^{(\text{res})} = \mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi) \cdot \mathcal{B}r(\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.59 \pm 0.12) \times 10^{-6},$$

$$\mathcal{B}_e^{(\text{res})} = \mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi) \cdot \mathcal{B}r(\phi \rightarrow e^+ e^-) = (1.63 \pm 0.66) \times 10^{-6}, \quad (3.3)$$

Do danes neresonančni razpadi še niso bili opaženi zato so za njih določene zgornje meje razvejitvenih razmerij

$$\mathcal{B}_\mu^{(\text{non})} = \mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 3.9 \times 10^{-6} \quad [10],$$

$$\mathcal{B}_e^{(\text{non})} = \mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 7.4 \times 10^{-6} \quad [11], \quad (3.4)$$

s 90% stopnjo zaupanja.

3.1 Izbor kandidatov za razpad

V detektorju BELLE, po trku elektrona in pozitrona, potekajo številni procesi. Ti procesi vodijo do dolgoživih ali stabilnih delcev, ki jih zaznamo v detektorju. Detektor delce identificira in izmeri njihove kinematične lastnosti na načine, ki so opisani v poglavju o eksperimentalni postavitvi.

Naša naloga je, da izmed vseh zabeleženih podatkov izberemo najustreznejše kandidate za naš razpad (signal oz. signalni dogodki), ostale procese pa izločimo iz nadaljne analize (ozadje). Izbor signalnih dogodkov poteka v več korakih. Dogodke najprej ločimo glede na splošne značilnosti reakcije (vrsta interakcije in razpadnih produktov) z blagimi zahtevami. Nato sledijo bolj specifične zahteve, ki so vezane na zaznavo in identifikacijo delcev in njihovih sledi, na podlagi katerih lahko rekonstruiramo željeni razpadni proces.

3.1.1 Izbor hadronskih procesov

Najprej bi želeli izbrati dogodke, kjer je nastal pljus hadronov. Vemo, da poleg procesa $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ poteka še vrsta drugih procesov, npr. $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$, dvofotonske reakcije ter procesi, ki potekajo preko EM interakcije (QED reakcije, npr. sipanje Bhabha). Vse te reakcije so zanimive za raziskovanje in hkrati služijo tudi za kalibracijo detektorja, a v našem primeru predstavljajo ozadje. Da se znebimo teh procesov izberemo naslednje zahteve [8]:

- vsota energij vseh delcev, ki jih detektor zazna, mora biti dovolj velika, in sicer vsaj $0.2\sqrt{s}$, kjer je \sqrt{s} težiščna trka. S tem pogojem izločimo dogodke, kjer je nastalo večje število nevtrinov ter dogodke, kjer večina nastalih delcev leti vzdolž žarkovne cevi;
- detektor mora zaznati sledi vsaj treh nabitih delcev, saj imajo dogodki, ki so posledica $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-$ ali dvofotonskih reakcij kvantne elektrodinamike, le redko več kot dve nabiti sledi. V primeru hadronizacije tipično opazimo znatno večje število nabitih delcev;
- vsota gibalnih količin vseh zaznanih delcev mora biti v smeri osi z približno enaka nič. Dogodki, ki so posledica sipanja v vakuumski cevi, imajo vsoto gibalnih količin v smeri osi z znatno večjo od nič;
- omejitev mesta primarne interakcije. S tem zavržemo skoraj vse dogodke, ki so posledica sipanja na stenah vakuumske cevi.

Takšen predizbor se imenuje *HadronBJ* in uspešno izloči večino nezanimivih dogodkov, a obdrži 80% dogodkov $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, ki pridejo v poštev pri naši analizi. Učinkovitost predizbora za različne procese je podana v tabeli:

proces	$q\bar{q}$	$B\bar{B}$	$\tau^+\tau^-$	$\gamma\gamma$	QED
ε_{HBJ}	0.795	0.991	0.049	0.004	0.00002

3.1.2 Izbor končnih razpadnih produktov

Razpadni produkti pustijo v detektorju sledi, na podlagi katerih lahko določimo njihovo gibalno količino, predznak naboja in podatke iz katerih izračunamo verjetnosti o identiteti delca, kot je opisano v poglavju 2.3. V našem primeru iščemo sledi oz. delce, ki so bodisi elektroni, mioni ali pa pioni, saj le-ti nastopajo v iskanih razpadih. Elektronska verjetnost P_e (elektronska identifikacija) je verjetnost, da je sled v detektorju zapustil elektron. Analogno velja za mionsko verjetnost P_μ . Verjetnost $P_{K/\pi}$ je nekoliko bolj specifična in nam pove, kolikšna je verjetnost, da je nek delec kaon in ne pion. Na Sliki 3.1 so prikazane porazdelitve mionov, elektronov in pionov po ustreznih verjetnostih P_μ , P_e in $P_{K/\pi}$. Porazdelitve so rezultat simulacij. Da bi čim boljše določili identitete delcev in hkrati ohranili kar se da veliko število detektiranih delcev, je potrebno izločiti in sprejemati delce na podlagi omenjenih verjetnosti. Kje točno postaviti meje je stvar optimizacije, ki jo bo kasneje ponudila signalna simulacija, a za začetek bo zadostovalo, da izmed vseh sledi v detektorju, izberemo tiste, ki imajo ustrezne verjetnost nad 0.9 za elektrone in mione ter pod 0.9 za pione.

Ko govorimo o sledeh, ki jih delci puščajo v detektorju, imamo v resnici v mislih zaporedje zadetkov v detektorju. Sled zadetkov se začne v detektorju SVD, ki je najbližje interakcijski točki, se nadaljuje v CDC, itd. Pri izboru zahtevamo še, da ima vsaka sled vsaj dva zadetka v SVD detektorju, ker s tem izboljšamo iskanje skupne točke razpadnih produktov.

3.1.3 Rekonstrukcija razpada

Iz vzorca, ki je ostal po predizboru HadronBJ in ostalih zgoraj opisanih zahtevah, moramo izbrati dogodke, ki so najprimernejši kandidati za razpad $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$. To napravimo s tako imenovano rekonstrukcijo razpada.

Pri vsakem razpadu se ohranja četverec energije in gibalne količine, kar lahko zapišemo kot

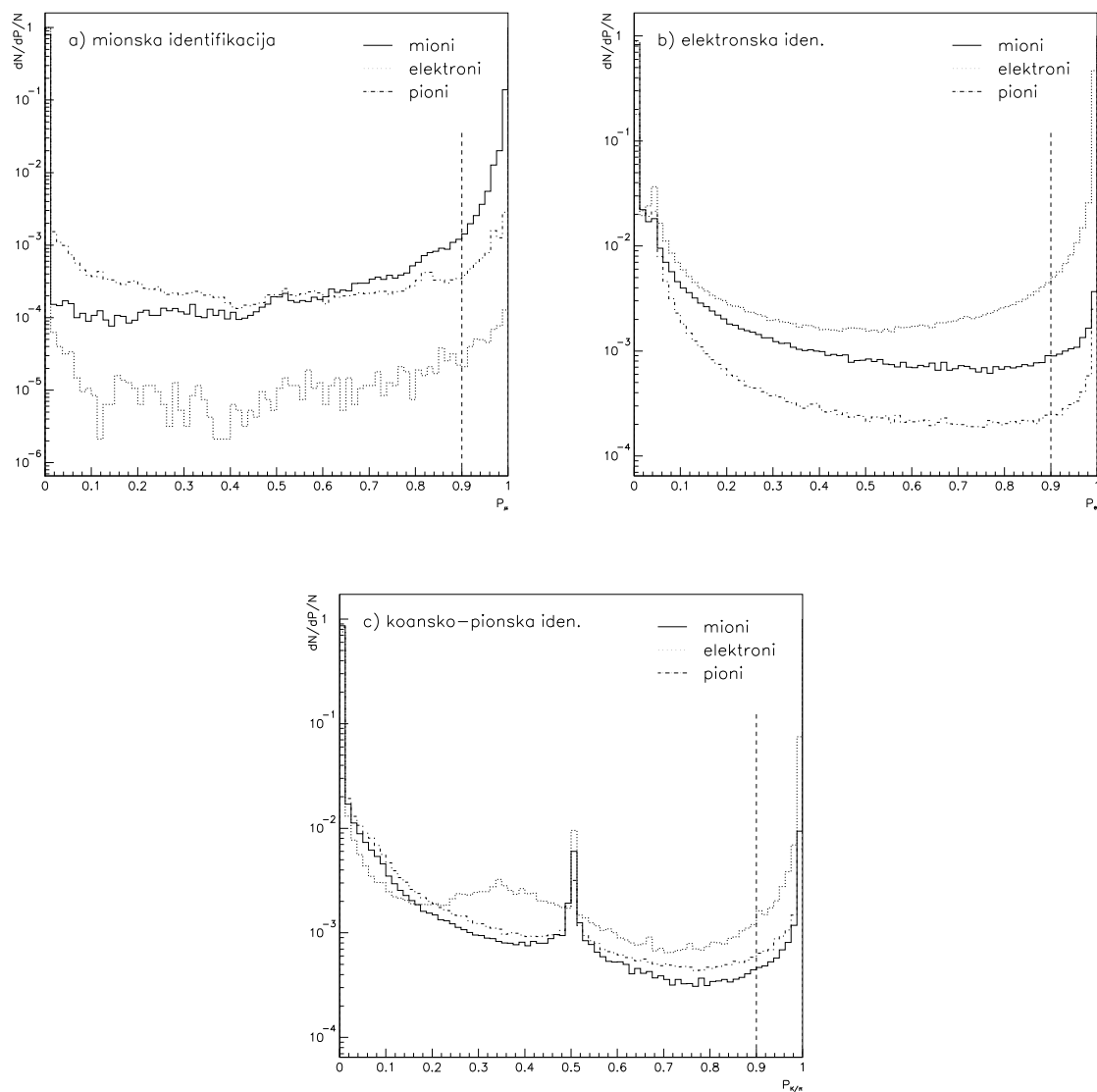
$$p_{D^+} = (E_{D^+}, \vec{p}_{D^+}) = \sum_i p_i, \quad (3.5)$$

kjer seštevamo po vseh razpadnih produktih in p_i predstavlja četverec gibalne količine i -tega razpadnega produkta. Izračunamo kvadrat invariantne mase

$$m_{D^+}^2 = E_{D^+}^2 - |\vec{p}_{D^+}|^2 = \left(\sum_i \sqrt{|\vec{p}_i|^2 + m_i^2} \right)^2 - \left| \sum_i \vec{p}_i \right|^2, \quad (3.6)$$

kjer vsota teče po razpadnih produktih in so mase m_i določene na podlagi identifikacije.

Rekonstrukcija pomeni ponovno sestavo mezona D^+ iz razpadnih produktov. Ker ne vemo, kateri delci so končni produkti iskanega razpada, moramo za vse možne kombinacije le-teh izračunati invariantno maso. Kadar se invariantna masa razpadnih produktov do neke mere ujema z maso mezona D^+ , dogodek sprejmemo, v nasprotnem primeru ga izločimo. Invariantna masa treh delcev se lahko po naključju ujema z maso mezona (to imenujemo kombinatorično ozadje), zato uporabimo še dodaten kriterij skupne razpadne točke, tako da s prilagajanjem sledi izračunamo verjetnost, da le-te izvirajo iz skupne



Slika 3.1: **Identifikacija delcev:** prikazane so simulirane porazdelitve mionov, elektronov in pionov po mionski verjetnosti (a), elektronski verjetnosti (b) in kaonsko-pionski verjetnosti (c). Z izbirnimi zahtevami na ustreznih verjetnostih lahko uspešno odstranimo večji del napačno identificiranih delcev. Pri začetni izbiri smo izbrali mione z mionsko verjetnostjo nad 0.9 in kaonsko-pionsko verjetnostjo pod 0.9, elektrone z elektronsko verjetnostjo nad 0.9 ter pione z kaonsko-pionsko verjetnostjo pod 0.9. V nadaljevanju bomo kriterij na mionski verjetnosti za mione še poostrili. Grafi so v logaritemski skali.

točke. To predstavlja točko razpada mezona D^+ . Kandidate z verjetnostjo manjšo od 10^{-3} izločimo.

Končna širina vrha v invariantni masi je posledica nenatančnosti meritve gibalne količine razpadnih produktov. V naši analizi zahtevamo ujemanje invariantne mase razpadnih produktov in mase mezona na vsaj 50 MeV, torej sprejmemo vse trojice med 1.82 GeV in 1.92 GeV (nominalna masa mezona je $m_{D^+} = 1.8696$ GeV).

Nenazadnje še zahtevamo, da je gibalna količina rekonstruiranega mezona D^+ večja od 2.5 GeV. Na ta način se znebimo mezonov D^+ , ki izvirajo iz razpadov mezonov B . V tem primeru imajo mezoni D^+ nižjo gibalno količino kot tisti, ki izvirajo neposredno iz fragmentacije. Bolj pomembno pa je, da bistveno zmanjšamo količino kombinatoričnega ozadja. Nabitih sledi z višjimi gibalnimi količinami je namreč manj, s tem pa se zmanjša tudi število naključnih kombinacij z invariantno maso v bližini mase D^+ .

3.2 Večkratni kandidati

Navkljub izbirnim zahtevam, ki smo jih našli v tem poglavju, se lahko zgodi, da nam v enem samem trku elektrona in pozitrona rekonstrukcija ponudi več kot enega kandidata za naš razpad. Glede na to, da obravnavamo precej redek razpad, je verjetnost, da bi se tudi v resnici zgodila dva takšna razpada znotraj istega procesa hadronizacije, zanemarljiva. V tem primeru je kvečjemu en kandidat lahko pravi, pri ostalih gre za ozadje. Postopamo tako, da izmed vseh kandidatov izberemo le tistega, ki ima največjo verjetnost prilagajanja v skupno razpadno točko.

3.3 Simulacija Monte-Carlo

Za analizo bomo poleg realnih podatkov potrebovali tudi simulirane podatke. Ti so shranjeni v enakem podatkovnem formatu kot realni podatki, zato lahko uporabimo enak postopek zgoraj opisane rekonstrukcije na obeh tipih podatkov. Ker pa pri simuliranih podatkih poznamo tudi generirano resnico o procesih in delcih, lahko s tem preverimo uspešnost rekonstrukcije. S tem imamo v mislih čistost (koliko rekonstruiranih dogodkov je zares pravih) in izkoristek (število rekonstruiranih dogodkov v primerjavi z generiranimi). Polega tega nam MC simulacija služi za preverjanje ločljivosti kinematičnih lastnosti delcev in njihovih identitet.

Simulirane dogodke razdelimo na generične in signalne. Generični tip vsebuje dogodke, kjer po trku elektrona in pozitrona nastane par kvark-antikvark, ki nato povzroči proces hadronizacije ter pljuske hadronov. Vsi procesi se generirajo po napovedih standardnega modela (SM) oz. po izmerjenih razvejitvenih razmerjih. Generični MC vsebuje 6-krat več trkov kot jih je na voljo pri merskih podatkih. S povečanjem statistike se ustrezno izboljša natančnost rezultata. Ker v generičnem MC niso vključeni neresonančni procesi $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$, potrebujemo za analizo teh razpadov še signalni MC. Signalna simulacija poteka podobno kot generična, zahtevamo le, da se po procesu hadronizacije zgodi iskani neresonančni signalni razpad. Kinematične lastnosti končnih delcev so generirane enakomerno po faznem prostoru signalnega razpada. Signalni MC vsebuje 200×10^3 generiranih dogodkov, od tega polovico za mionski kanal ($D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$) in polovico za

elektronski kanal¹ ($D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$). Generični MC služi za analizo ozadja in v našem primeru tudi za analizo resonančnih signalnih razpadov (3.2). Signalni MC pa služi za analizo neresonančnih signalnih razpadov (3.1).

3.4 Porazdelitev po invariantni masi

Na Sliki 3.2 so prikazane porazdelitve izbranih razpadov po invariantni masi mezona D^+ . Na realnih podatkih smo rekonstruirali okoli 130×10^3 oz. 160×10^3 dogodkov za mionski oz. elektronski kanal. Na enak način smo na generični simulaciji rekonstruirali okoli 880×10^3 oz. 710×10^3 dogodkov za mionski oz. elektronski kanal, kar je v grobem skladno s tem, da imamo 6-krat več simuliranih podatkov. Razlike v številu rekonstruiranih dogodkov med realnimi in simuliranimi podatki nastopijo deloma zaradi statističnega odstopanja, največ pa zaradi tega, ker simulacija nikoli popolnoma ne opiše odziva detektorja. V okviru diplomskega dela smo pazili, da je odvisnost od simulacije majhna, kjer pa obstaja je vključena v sistematsko napako meritve. Iz omenjenih porazdelitev (Slika 3.2) še ni razvidnega nobenega vrh pri nominalni masi mezona D^+ , kar pomeni, da je med izbranimi dogodki večina ozadja. To lahko ugotovimo tudi na podlagi generirane resnice.

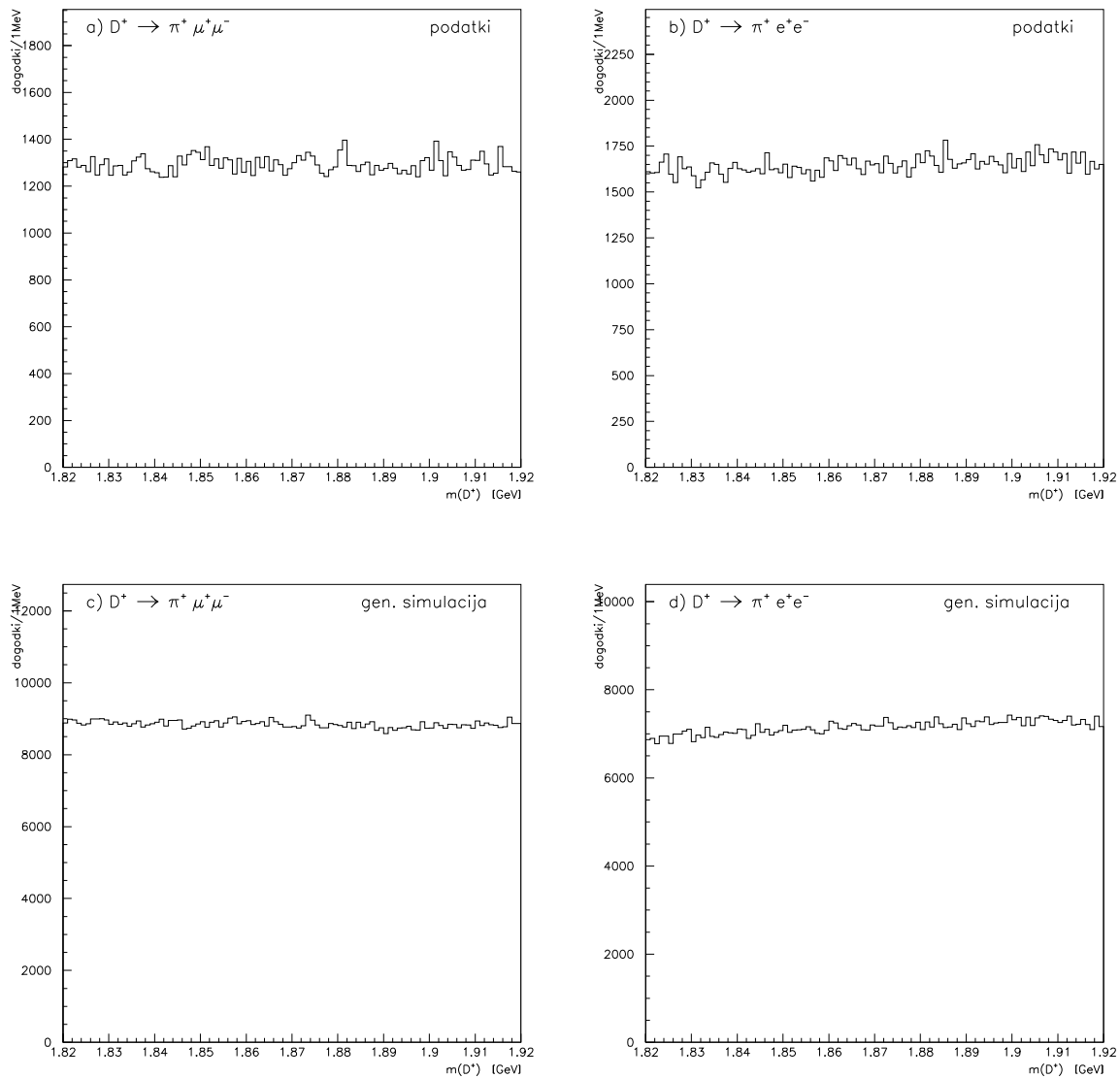
Ker imamo na simuliranih podatkih na voljo dostop do generirane resnice, lahko med rekonstruiranimi dogodki izberemo le signalne dogodke, torej tiste, kjer so bili vsi trije končni delci pravilno identificirani in so bili razpadni produkt mezona D^+ . Porazdelitev po invariantni masi signalnih dogodkov je prikazana na Sliki 3.3 za oba tipa simulacije (generična in signalna simulacija). Po pričakovanju ima porazdelitev obliko vrha okoli nominalne mase mezona D^+ , širina vrha je določena z ločljivostjo detektorja. V mionskem kanalu je vrh simetričen, v elektronskem pa ima porazdelitev rep proti manjšim masam. To je posledica zavornega sevanja elektronov med preletom detektorja. Pri mionih je ta pojav zanemarljiv.

Generično simulirani dogodki ne vsebujejo neresonančnega signalnega razpada (3.1), vsebujejo pa resonančni razpad (3.2), ki nam služi za normalizacijo razvejitenega razmerja. Z rekonstrukcijo na generično simuliranih dogodkih nam je uspelo pravilno rekonstruirati 345 dogodkov mionskega kanala in 577 dogodkov elektronskega kanala (Sliki 3.3c in 3.3d). Končni stanji resonančnega in neresonančnega razpada sta identični, zato rekonstrukcija načeloma ne loči med obema razpadoma. Porazdelitvi po invariantni masi mezona sta zato enaki, razlikujeta pa se porazdelitvi po dileptonski masi, kar bomo kasneje uporabili pri razločevanju obeh tipov razpada.

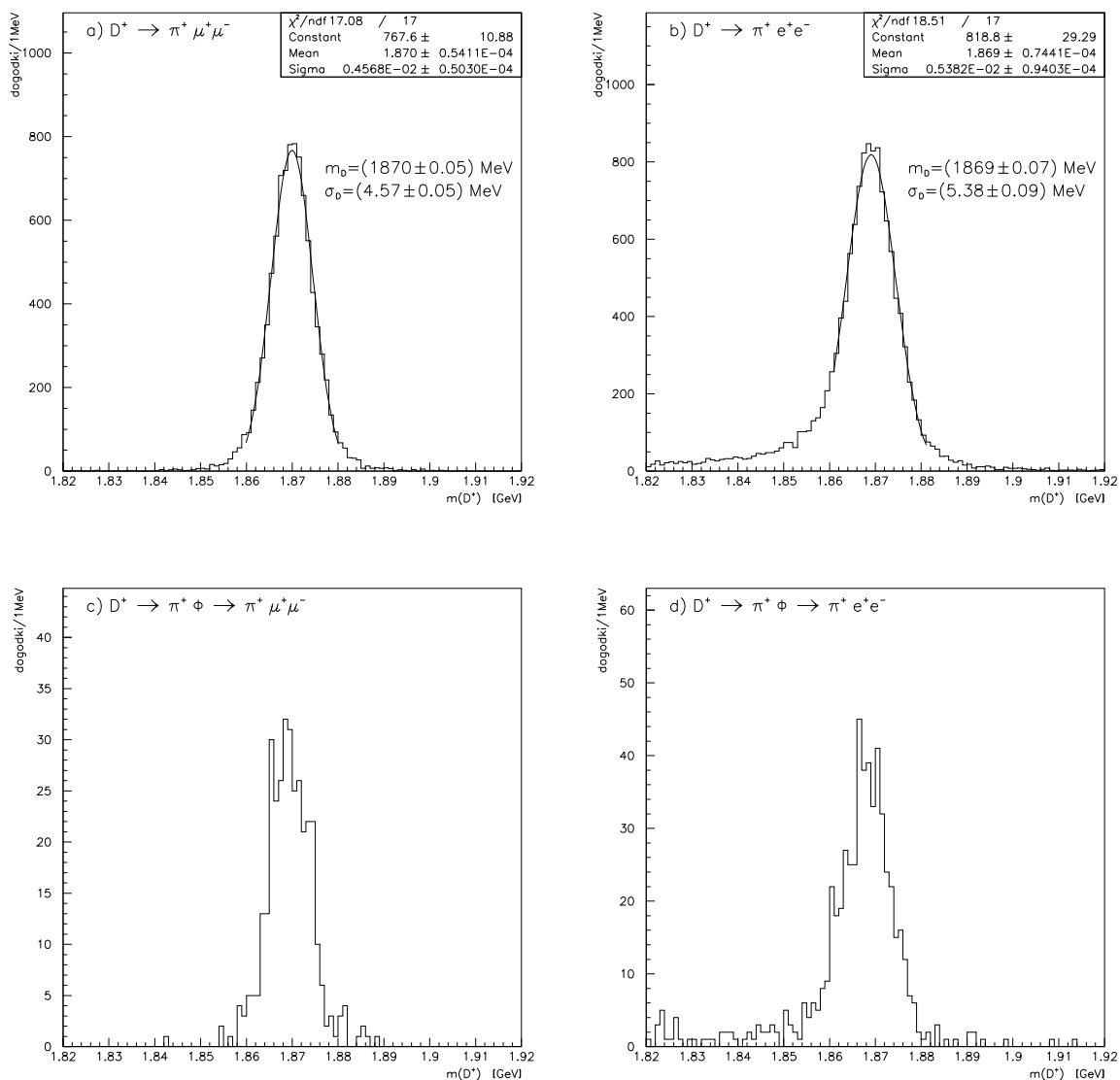
3.5 Izločanje ozadja

Med izbranimi dogodki imamo še vedno vsebovanega veliko ozadja. Izločamo ga tako, da obravnavamo oz. primerjamo porazdelitve signala in ozadja (na simuliranih dogodkih) po ustreznih spremenljivkah. S selekcijo, ki temelji na takih spremenljivkah, lahko ozadje delno izločimo. Medtem, ko si želimo znebiti čim večjega dela ozadja, s selekcijo izločimo

¹V resnici se vsak kanal razdeli še na dve polovici, kjer imamo polovico omenjenih razpadov in polovico konjugiranih razpadov.



Slika 3.2: Porazdelitev rekonstruiranih razpadov po invariantni masi mezona D^+ : na realnih podatkih je bilo rekonstruiranih okoli 130×10^3 razpadov za mionski kanal (a) in okoli 160×10^3 razpadov za elektronski kanal (b). Na generični simulaciji je bilo rekonstruiranih okoli 880×10^3 razpadov za mionski kanal (c) in okoli 710×10^3 razpadov za elektronski kanal. V vzorcu je večina ozadja zato tudi še ni razvidnega vrha pri nominalni masi mezona D^+ .



Slika 3.3: Porazdelitev rekonstruiranih signalnih razpadov po invariantni masi mezona D^+ : pri generični simulaciji so vsebovani resonančni signalni razpadi tipa (3.2), pri signalni simulaciji pa so vsebovani neresonančni signalni razpadi tipa (3.1). Z opisano rekonstrukcijo je bilo na signalni simulaciji rekonstruiranih 9178 od 10^5 razpadov mionskega kanala (a) in 13046 od 10^5 razpadov elektronskega kanala (b). Na generični simulaciji je bilo rekonstruiranih 345 resonančnih razpadov mionskega kanala (c) in 577 razpadov elektronskega kanala (d). Na podatkih načeloma pričakujemo resonančne in neresonančne razpade.

tudi del signala. Obstaja torej optimum, ki določa kakšni naj bodo selekcijski kriteriji, da bodo rezultati kar se da uporabni oz. signifikantni.

3.5.1 Optimizacija

Zahtevamo, da ima končni vzorec maksimalno signifikanco \mathcal{S} , ki je razmerje med signalnimi dogodki in statistično napako vzorca

$$\mathcal{S} = \frac{N_{\text{sig}}}{\sigma_{\text{sample}}}, \quad (3.7)$$

kjer statistično napako ocenimo kot Poissonovo napako na celotnem številu izbranih razpadov

$$\sigma_{\text{sample}} = \sqrt{N_{\text{sample}}} = \sqrt{N_{\text{sig}} + N_{\text{bg}}}. \quad (3.8)$$

N_{sig} je število pravilno rekonstruiranih dogodkov in je enako

$$N_{\text{sig}} = \varepsilon \mathcal{L} \sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) 2p(c \rightarrow D^+) \mathcal{B}r, \quad (3.9)$$

kjer je ε izkoristek rekonstrukcije, \mathcal{L} integrirana luminoznost, $\sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c})$ presek za tvorbo para $c\bar{c}$, $p(c \rightarrow D^+)$ verjetnost², da v procesu fragmentacije nastane mezon D^+ , ter $\mathcal{B}r$ razvejitevno razmerje za signalni razpad. Izkoristek nam pove, kolikšen delež dogodkov smo uspeli rekonstruirati. Tega ne poznamo, lahko pa ga ocenimo s pomočjo signalne simulacije. Definiramo ga kot

$$\varepsilon = \frac{N'_{\text{sig}}}{N_{\text{gen}}}, \quad (3.10)$$

torej kvocient med rekonstruiranimi dogodki in generiranimi dogodki na signalni simulaciji. Vse skupaj vstavimo v enačbo za \mathcal{S} in dobimo izraz

$$\mathcal{S} = \frac{\mathcal{L} \sigma(e^+e^- \rightarrow c\bar{c}) 2p(c \rightarrow D^+) \mathcal{B}r}{N_{\text{gen}}} \frac{N'_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{sample}}}}, \quad (3.11)$$

ki ga želimo maksimizirati.

Generična simulacija (z razliko od merskih podatkov) ne vsebuje signalnih dogodkov in bi jih zato morali k vzorcu naknadno prišteti. Temu se izognemo z upoštevanjem predpostavke $N_{\text{sig}} \ll N_{\text{bg}}$, ki dobro velja zaradi nizkega razvejitvenega razmerja $\mathcal{B}r$ v (3.9), čeprav njegove vrednosti ne poznamo. Seleksijske kriterije na vzorcu izberemo tako, da je izraz

$$\frac{N'_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{bg}}}} \quad (3.12)$$

maksimalen. Za N'_{sig} vzemamo rekonstruirane dogodke iz signalne simulacije in za N_{bg} dogodke iz generične simulacije. Predfaktorji v En. (3.11) ne vplivajo na lego optimuma.

Na Slikah 3.4, 3.5 in 3.6 so ponazorjene porazdelitve za signal in ozadje po različnih spremenljivkah. Izbrali smo takšne spremenljivke, pri katerih so se porazdelitve ozadja

²Pomnoženo s faktorjem 2, ker moramo upoštevati tudi hermitsko konjugiran razpad.

razlikovale od porazdelitev signala. Pri mionskem kanalu smo za spremenljivke izbrali gibalno količino mezona D^+ , gibalno količino piona, mionsko identiteto obeh mionov, mankajočo energijo ter parameter R_2 . Pri elektronskem kanalu smo izbrali gibalno količino mezona D^+ , gibalno količino piona, gibalno količino obeh elektronov, mankajočo energijo ter parameter R_2 . Vse gibalne količine preračunamo v težiščni sistem. Seleksijski kriteriji na posameznih spremenljivkah so določeni tako, da ima vzorec po selekciji maksimalno vrednost kvocienta v En. (3.12), kar je razvidno tudi iz Slik 3.4, 3.5 in 3.6.

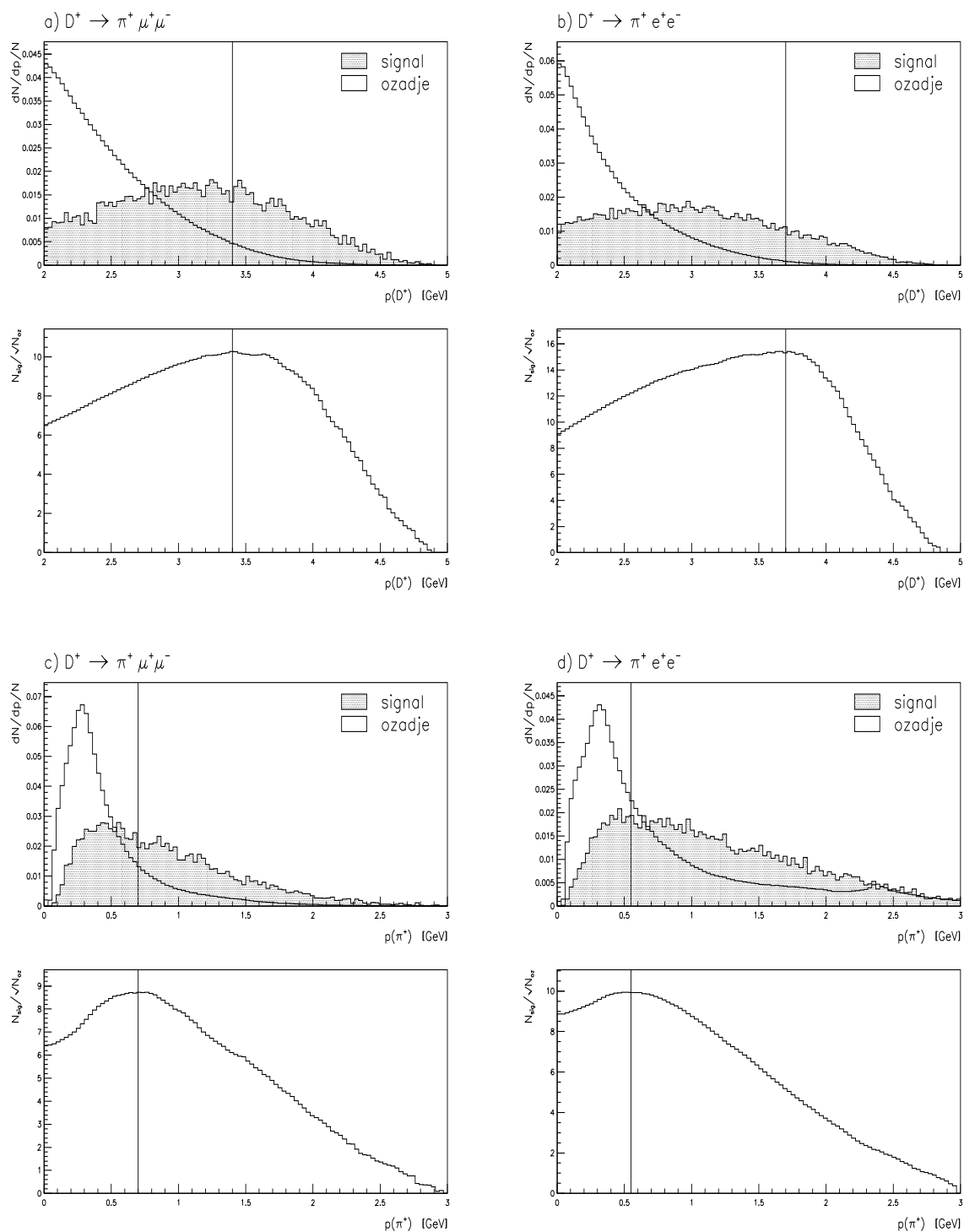
Spremenljivke niso izbrane na slepo, temveč temeljijo na fizikalni naravi signala in ozadja:

- **gibalna količina mezona:** težiščna energija elektrona in pozitrona je ravno nad maso resonance $\Upsilon(4s)$. Pri signalnem dogodku nastane par kvarkov $c\bar{c}$, ki sta lažja od para mezonov $B\bar{B}$, ki nastaneta po razpadu resonance. To pomeni, da je na voljo še precej energije, ki se spremeni v gibalno količino mezona D^+ . S selekcijo na gibalni količini zmanjšamo delež kombinatoričnega ozadja, ker je manj sledi z večjo gib. količino in posledično manj kombinacij;
- **gibalna količina piona in obeh leptonov:** podobno sklepanje kot pri gibalni količini mezona;
- **mankajoča energija:** pomemben del ozadja predstavljajo dogodki, kjer leptona izvirata iz dveh semileptonskih razpadov mezonov B ali D . V teh razpadih sodelujejo tudi nevtrini, ki zelo slabo interagirajo s snovjo in jih zato detektor ne zazna. Zato v detektorju zaznamo primanklaj energije glede na začetno energijo elektrona in pozitrona. Z ustrezno selekcijo na mankajoči energiji odstranimo del kombinatoričnega ozadja;
- **parameter R_2 :** po trku elektrona in pozitrona mezoni B in \bar{B} nastanejo pri miru (v težiščnem sistemu), zato so delci, ki so razpadni produkti mezonov B , porazdeljeni izotropno. Pari kvarkov $c\bar{c}$ so dokaj težki, zato so nekje vmes med izotropno porazdelitvijo ter obliko hadronskih pljuskov (en pljus iz c , drugi iz \bar{c}), medtem ko imajo pari lahkih kvarkov ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$) močno pljuskovno topologijo. Tako kot pri gibalni količini, se z izbrano selekcijo znebimo večine mezonov D^+ , ki izhajajo iz razpadov mezonov B . Parameter R_2 je definiran kot razmerje 0-tega in 2-ega Fox-Wolfram-ovega momenta:

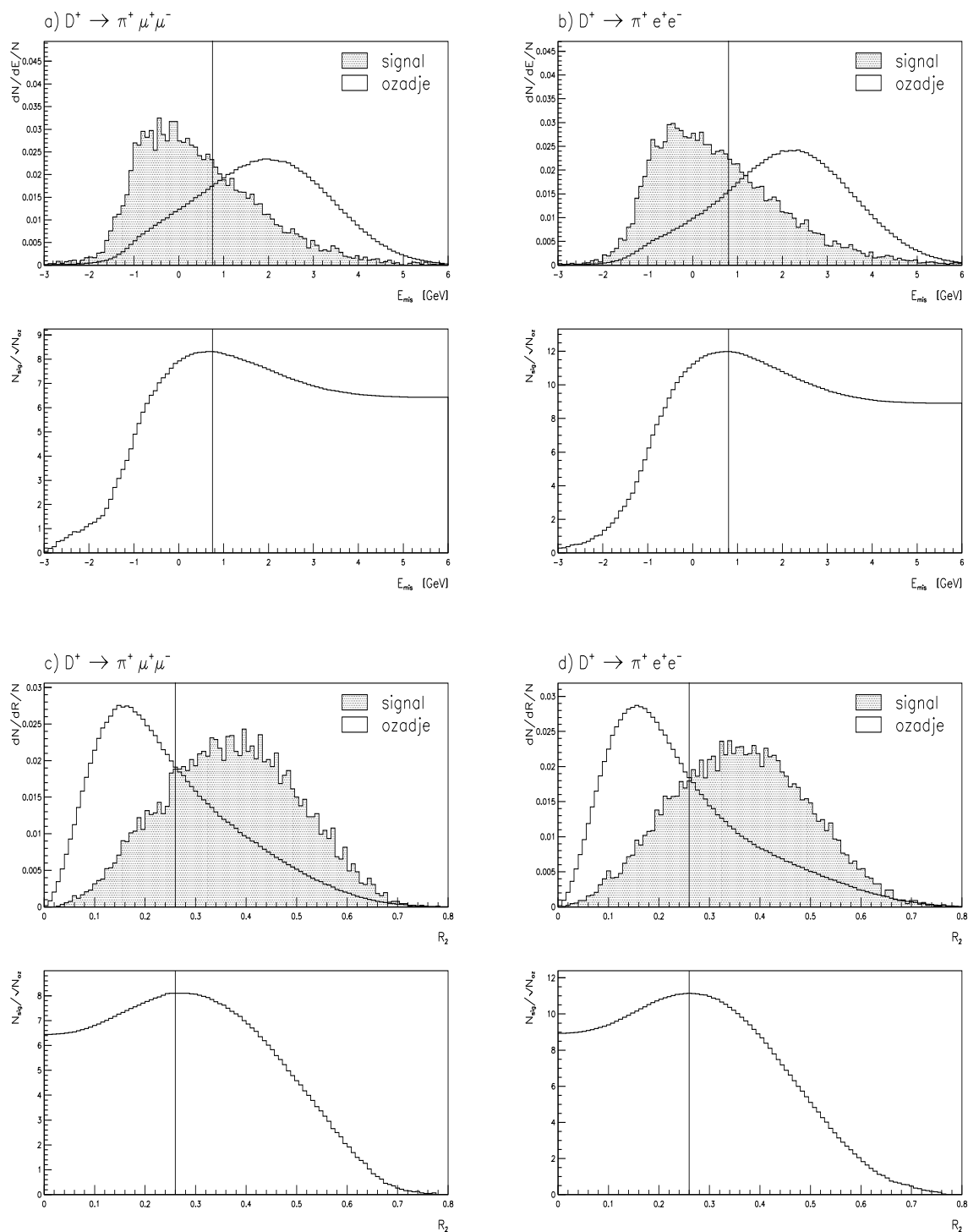
$$R_2 = H_2/H_0, \quad \text{in} \quad H_0 = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E_{\text{vis}}^2}, \quad H_2 = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E_{\text{vis}}^2} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta_{ij} - 1), \quad (3.13)$$

kjer seštevamo po vseh sledeh. Energija E_{vis}^2 je celotna izmerjena energija trka;

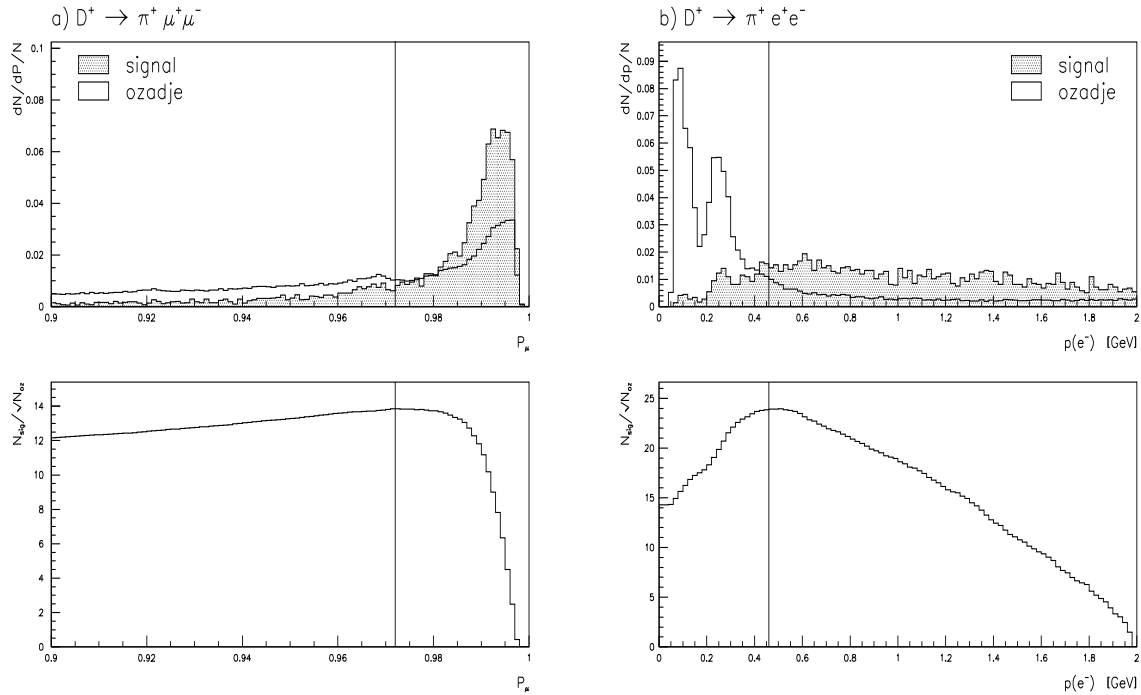
- **identifikacija delcev:** z ostrejšo zahtevo na identifikaciji delcev izločimo nekaj ozadja, ki je posledica napačne identifikacije.



Slika 3.4: Porazdelitve dogodkov ozadja in signala po gibalni količini mezona D^+ (a,b) in po gibalni količini piona (c,d): porazdelitve so normalizirane na število vseh dogodkov v vzorcu. Pod porazdelitvami je prikazan kvocient $N'_{sig}/\sqrt{N_{bg}}$ v odvisnosti od reza na ustrezni gibalni količini. Maksimum kvocienta določa optimalne izbirne kriterije, ki so zbrani v Tabeli 3.1.



Slika 3.5: Porazdelitve dogodkov ozadja in signala po manjkajoči energiji E_{mis} (a,b) in po parametru R_2 (c,d): porazdelitve so normalizirane na število vseh dogodkov v vzorcu. Pod porazdelitvami je prikazan kvocient $N'_{\text{sig}}/\sqrt{N_{\text{bg}}}$ v odvisnosti od reza na manjkajoči energiji in parametru R_2 . Maksimum kvocienta določa optimalne izbirne kriterije, ki so zbrani v Tabeli 3.1.



Slika 3.6: Porazdelitve dogodkov ozadja in signala po mionski identifikaciji P_μ za mione (a) in po gibalni količini elektronov (b): porazdelitve so normalizirane na število vseh dogodkov v vzorcu. Pod porazdelitvami je prikazan kvocient $N'_{sig}/\sqrt{N_{bg}}$ v odvisnosti od reza na mionski identifikaciji in gibalni količini elektrona. Maksimum kvocienta določa optimalne izbirne kriterije, ki so zbrani v Tabeli 3.1.

3.5.2 Relaksacija selekcije

Vzorec smo optimizirali na vsaki spremenljivki posebej, kar ne vodi nujno do pravega optima. Zavedati se moramo, da so porazdelitve med seboj odvisne. Kot primer vzamemo identifikacijo delcev, ki je odvisna od gibalne količine. Če sprejemamo dogodke z večjo gibalno količino, se zaradi lastnosti detektorjev porazdelitve po identifikacijskih verjetnostih spremenijo in posledično vplivajo na končni optimum. Po optimizaciji zato napravimo še relaksacijo selekcije, tako da pozicije dobljenih rezov rahlo spreminjamo in hkrati preverjamo, če se je izraz za \mathcal{S} (3.12) novo dobljenega vzorca spremenil. V primeru izboljšave rez ustrezno premaknemo in postopek ponavljamo (po vseh spremenljivkah hkrati). To počnemo toliko časa, dokler ne dosežemo novega (lokalnega) optima. Končni selekcijski kriteriji, določeni z optimizacijo in relaksacijo, so zbrani v Tabeli 3.1.

Na Sliki 3.7 so prikazane porazdelitve po invariantni masi mezona D^+ in dileptonski masi za merske podatke in generično simulacijo. Vzorec je izbran z optimiziranimi in relaksiranimi selekcijskimi kriteriji v Tabeli 3.1. Pri porazdelitvi po dileptonski masi so prikazani le dogodki iz signalnega okna, ki je opisan v naslednjem podpoglavju.

V porazdelitvi po masi mezona D^+ še ni izrazitega vrha pri nominalni masi, medtem ko se vrh pri masi mezona ϕ ($m_\phi = 1.02$ GeV) zelo dobro vidi pri porazdelitvi po dileptonski

masi. Del slednjih razpadov izvira iz resonančnega prispevka (3.2), del pa je ozadje, kjer je v razpadu prisoten mezon ϕ , ki razpade v par leptonov, vendar ne izvira iz razpada mezona D^+ .

Tabela 3.1: **Selekcijski kriteriji za mionski in elektronski vzorec**

$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$		
sprem.	po optimizaciji	po relaksaciji
p_D	$> 3.4 \text{ GeV}$	$> 2.70 \text{ GeV}$
p_π	$> 0.7 \text{ GeV}$	$> 0.54 \text{ GeV}$
P_μ	> 0.972	> 0.982
E_{mis}	$< 0.78 \text{ GeV}$	$< 0.90 \text{ GeV}$
R_2	> 0.26	> 0.25
$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$		
sprem.	po optimizaciji	po relaksaciji
p_D	$> 3.7 \text{ GeV}$	$> 2.80 \text{ GeV}$
p_π	$> 0.55 \text{ GeV}$	$> 0.7 \text{ GeV}$
p_e	$> 0.46 \text{ GeV}$	$> 0.65 \text{ GeV}$
E_{mis}	$< 0.8 \text{ GeV}$	$< 0.90 \text{ GeV}$
R_2	> 0.26	> 0.3

3.5.3 Signalno okno

Intervalu na invariantni masi mezona D^+ , kjer je vsebovan signifikanten del signalnih dogodkov, pravimo signalno okno. Določen je z optimiziranjem kvocienta v en. (3.12), ki je v tem primeru lahko določen analitično. Če predpostavimo, da ima porazdelitev signalnih dogodkov po invariantni masi mezona D^+ obliko Gaussove funkcije (G) in porazdelitev ozadja obliko konstantne funkcije (A), potem lahko zapišemo

$$N'_{\text{sig}}(z) = 2 \int_0^z G(z', m_{D^+}, \sigma_{D^+}) dz', \quad N_{\text{bg}}(z) = 2 \int_0^z A dz' = 2Az, \quad (3.14)$$

kjer spremenljivka z predstavlja invariantno maso mezona D^+ . Koordinatno izhodišče je postavljeno tako, da je pri $z = 0$ invariantna masa enaka nominalni masi m_{D^+} . Za kvocient \mathcal{S} , katerega optimiziramo, dobimo po en. (3.12)

$$\mathcal{S}(z) \equiv \frac{N'_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{bg}}}} = \frac{2 \int_0^z G(z', m_{D^+}, \sigma_{D^+}) dz'}{\sqrt{2Az}} \propto \frac{\text{erf}\left(\frac{z}{\sqrt{2}\sigma}\right)}{\sqrt{z}}, \quad (3.15)$$

kjer smo na koncu upoštevali le sorazmernost, ker le ta vpliva na lego optimuma. Maksimum \mathcal{S} je dosežen v točki

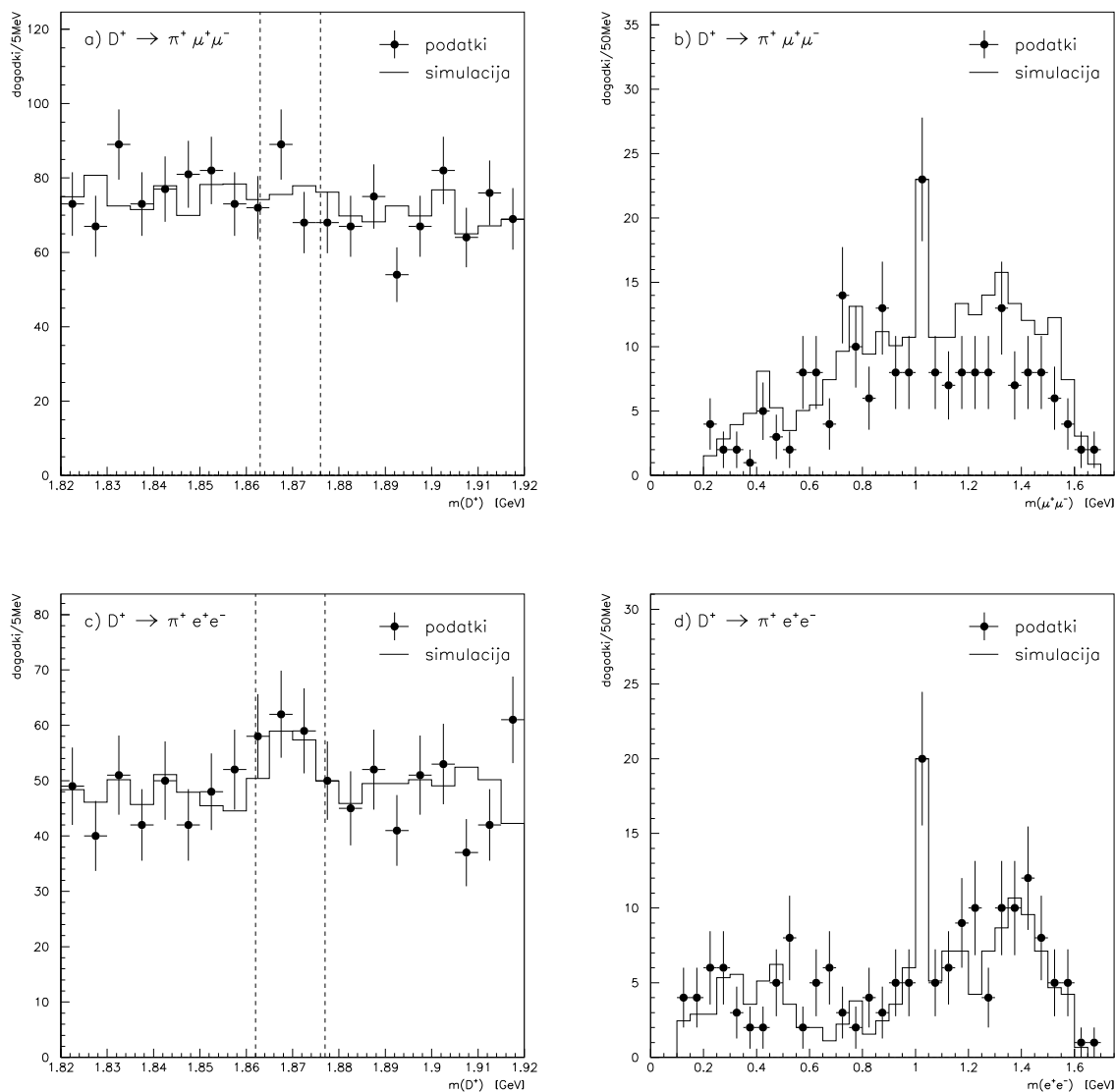
$$z \approx 0.98\sqrt{2}\sigma_{D^+}, \quad (3.16)$$

kar dobimo z odvajanjem izraza in reševanjem transcendentne enačbe. Pri tej izbiri je signalno okno definirano z intervalom $[m_{D^+} \pm z]$ in je odvisno od ločljivosti detektorja za

signalni razpad (σ_{D^+}). Ločljivost detektorja dobimo iz signalne simulacije tako, da prilagajamo Gaussovo krivuljo na porazdelitev simuliranih signalnih razpadov po invariantni masi mezona D^+ , kot je prikazano na Sliki 3.3(a) in 3.3(b). Rezultati prilaganja so:

$$\sigma_{D^+}^{(\mu)} = (4.57 \pm 0.04)\text{MeV} \quad \text{in} \quad \sigma_{D^+}^{(e)} = (5.38 \pm 0.09)\text{MeV}. \quad (3.17)$$

iz česar sledi da signalni okni znašata $[m_{D^+} \pm 6.33]$ za mionski kanal in $[m_{D^+} \pm 7.46]$ za elektronski kanal. Signalni okni sta prikazani tudi na Sliki 3.7a in 3.7c.



Slika 3.7: Porazdelitev po invariantni masi mezona D^+ (a,c) in po dileptonski masi $m_{\ell\ell}$ (b,d): prikazane so porazdelitve vzorca iz merskih podatkov (točke z napakami) in iz generične simulacije (histogrami) po uporabi relaksiranih selekcij. Porazdelitev po dileptonski masi je prikazana le za dogodke iz signalnega okna. Histogrami, ki prikazujejo porazdelitev vzorca iz generične simulacije, so zaradi nazornejšega prikaza renormalizirani na vrh resonance ϕ . V elektronskem kanalu se simulirana porazdelitev dokaj dobro ujema s podatki (d), v mionskem kanalu pa je opaziti razliko med simulacijo in podatki v deležu resonančnih dogodkov in ozadja (d).

Poglavje 4

Metoda meritve

Tudi po optimiziranih izbirnih kriterijih je v izbranem vzorcu še nekaj ozadja. V tem poglavju bomo s pomočjo prilagajanja ustreznih krivulj, dobljenih iz teoretičnih napovedi ali iz simuliranih dogodkov, ločili signalne dogodke od ozadja. Da bomo lahko določili razvejitevno razmerje za razpad $D^+ \rightarrow \pi^+ \ell^+ \ell^-$, bo potrebno znotraj signalnih dogodkov ločiti še resonančne in neresonančne razpade med seboj. V ta namen rišemo porazdelitve izbranih dogodkov po dileptonski masi.

4.1 Teorija in meritve

V teoretičnem uvodu smo že omenili, da so prispevki modelov nove fizike opazljivi v območjih faznega prostora izven resonanc. Na podlagi teh ugotovitev lahko zapišemo razvejitevno razmerje v odvisnosti od dileptonske mase kot vsoto dveh prispevkov, to je neresonančnih prispevkov modelov nove fizike (non) in resonančnih prispevkov dolgega dosega po SM (res). Zapišemo¹

$$\frac{d\mathcal{B}r}{dm} = \frac{d\mathcal{B}r^{(\text{non})}}{dm} + \frac{d\mathcal{B}r^{(\text{res})}}{dm}, \quad (4.1)$$

kjer smo z m označili dileptonsko maso. Pri modelih nove fizike se osredotočimo na supersimetrične teorije, kjer je prispevek, ki sledi iz teorije s kršeno parnostjo R , največji in analitično najlažje opisljiv. Zapišemo nastavek za diferencialno razvejitevno razmerje

$$\frac{d\mathcal{B}r}{dm} = \underbrace{S(m)}_{d\mathcal{B}r^{(\text{non})}/dm} + \underbrace{R_\phi(m) + R_\omega(m) + R_\rho(m)}_{d\mathcal{B}r^{(\text{res})}/dm}, \quad (4.2)$$

ki je enak normalizirani diferencialni razpadni širini na Sliki 1.4. Funkcija $S(m)$ opisuje prispevke supersimetričnih teorij (oz. prispevke neresonačnih razpadov), funkcije $R_i(m)$

¹Tako procesi kratkega kot dolgega dosega vodijo v enako končno stanje. Zato moramo pri izračunu upoštevati interferenco med obema prispevkoma. Ker pa v nadaljevanju primerjamo razvejitevno razmerje v intervalu dileptonske mase, ki ustreza resonanci ϕ (kjer je resonančni prispevek dominanten), ter v intervalu stran od resonanc (kjer je interferenca z resonančnim prispevkom malo), zadošča, če za opis porazdelitev seštejemo ustrezna prispevka k razvejitvenemu razmerju in torej interferenco med obema zanemarimo.

pa opisujejo prispevke resonanc mezonov ϕ , ω in ρ . Funkcija $R_\phi(m)$ naprimer opisuje resonančni prispevek razpada $D^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+\ell^+\ell^-$ k razvejitvenemu razmerju in analogno za ostale mezone. Za obliko resonance predpostavimo *Gaussovo* krivuljo

$$R_i(x) \propto G(m, m_i, \sigma_i), \quad (4.3)$$

kjer za srednjo vrednost vzamemo maso mezona m_i , širino σ_i pa dobimo s pomočjo simulacije. Prispevki resonanc mezonov ω in ρ so majhni v primerjavi s prispevki mezona ϕ in jih v nadaljni obravnavi zanemarimo.

Prispevek supersimetričnih teorij ocenimo iz Slike 1.4 v predelih izven resonanc. Na sliki je prikazana odvisnost $\frac{d\Gamma}{dm^2}(m)$ v logaritemski skali, ki jo v prvem približku ocenimo s premico. Za obliko prispevka $S(m)$ k diferencialnemu razvejitvenemu razmerju v en. (4.2) dobimo

$$S(m) \propto me^{-\beta m}, \quad (4.4)$$

kjer parameter β določa strmino premice in smo upoštevali zvezo

$$\frac{d\mathcal{B}r}{d(m^2)} = \frac{d\mathcal{B}r}{dm} \frac{dm}{d(m^2)} = \frac{1}{2m} \frac{d\mathcal{B}r}{dm}.$$

Ocenjena vrednost parametra je $\beta = 1.0$ GeV. Funkciji $S(m)$ in $R_\phi(m)$ določata ustrezni razvejitveni razmerji, $\mathcal{B}r^{(\text{non})}$ in $\mathcal{B}r^{(\text{res})}$, vendar je potrebno poleg njunih oblik določiti še normalizacijo. Določimo jih iz merjene porazdelitve.

V vzorcu, ki smo ga dobili z rekonstrukcijo in izbirnimi kriteriji, imamo signalne dogodke (N^{sig}) in dogodke ozadja (N^{bg}), torej

$$N = N^{(\text{sig})} + N^{(\text{bg})}. \quad (4.5)$$

Če narišemo porazdelitev vseh dogodkov iz vzorca po dileptonski masi (glej Sliki 3.7b in 3.7d), dobimo merjeno porazdelitev dN/dm , ki je s teoretičnim diferencialnim razvejitvenim razmerjem povezana po

$$\frac{dN^{(\text{sig})}}{dm} = \frac{dN}{dm} - B(m) = \frac{d\mathcal{B}r}{dm} \cdot \varepsilon(m) \cdot N_D, \quad (4.6)$$

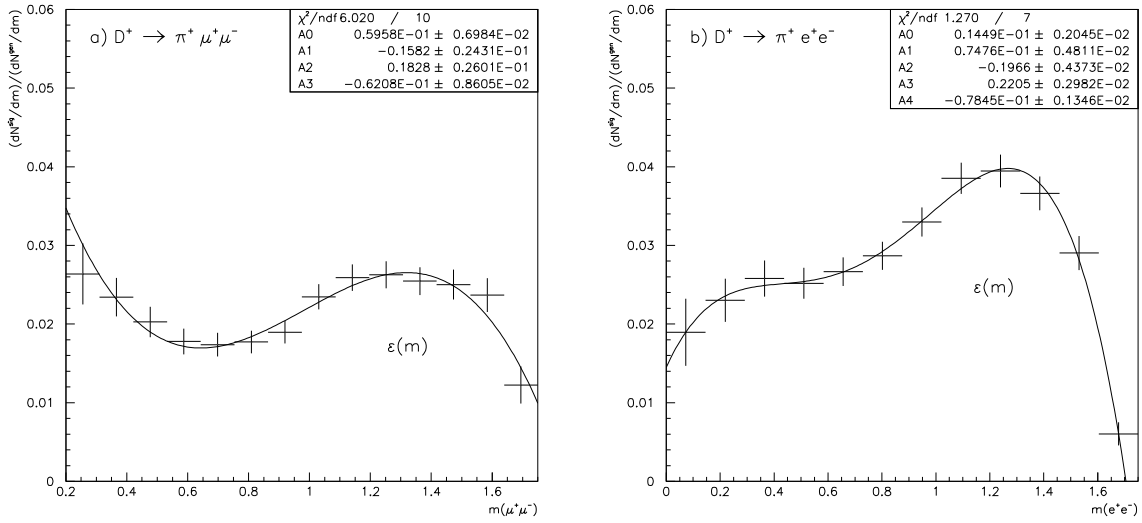
kjer je N_D število vseh nastalih mezonov D^\pm po trku in $\varepsilon(m)$ odvisnost izkoristka rekonstrukcije od dileptonske mase. Z $B(m)$ smo označili porazdelitev ozadja po dileptonski masi $dN^{(\text{bg})}/dm$.

Bistvo metode je, da s prilagajanjem krivulj na merjeno porazdelitev dN/dm določimo normalizacije (velikosti) funkcij $S(m)$ in $R_\phi(m)$. Pred prilagajanjem je potrebno v dN/dm identificirati ozadje; postopka za mionski in elektronski kanal se razlikujeta in sta opisana v nadaljevanju.

4.2 Izkoristek

Določiti je potrebno še odvisnost izkoristka od dileptonske mase $\varepsilon(m)$. Dobimo jo tako, da porazdelitev po dileptonski masi pravilno rekonstruiranih dogodkov delimo s porazdelitvijo simuliranih dogodkov. Prva porazdelitev vsebuje količine, ki jih določi detektor,

druga pa resnične oz. generirane količine. Izkoristek parametriziramo tako, da kvocient porazdelitev prilagajamo s polinomom 3. stopnje za mionski kanal in s polinomom 4. stopnje za elektronski kanal. Na Sliki 4.1 sta prikazana kvocient obeh porazdelitev in ustrezna parametrizacija. Izkoristek ni konstanten po intervalu dileptonske mase. To je smiselno, saj smo že v poglavju eksperimentalne postavitve omenili, da je npr. identifikacija delcev odvisna od njihovih kinematičnih lastnosti. Nezanestljivost izkoristka, ki je posledica končnega števila simuliranih dogodkov, ter morebitne nepopolne parametrizacije, bomo upoštevali v sistematski nezanesljivosti meritve.



Slika 4.1: Izkoristek rekonstrukcije za mionski (a) in elektronski kanal (b): izkoristek parametriziramo s prilagajanjem polinoma na kvocient signalne in simulirane porazdelitve po dileptonski masi.

4.3 Postopek za mionski razpadni kanal

Vzorec simuliranih dogodkov mionskega kanala vsebuje 95% ozadja in 5% signala in podobno pričakujemo tudi pri podatkih. Pri generični simulaciji so med signalnimi dogodki le resonančni dogodki ($D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$), medtem ko so lahko na podatkih tudi neresonančni dogodki ($D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$). S prilagajanjem krivulj lahko kvantificiramo posamezne tipe dogodkov.

Če funkcija $B(m)$ opisuje prispevek ozadja, funkcija $S(m)$ prispevek neresonančnih dogodkov in funkcija $R(m)$ prispevek resonančnih dogodkov k porazdelitvi po dileptonski masi dN/dm , potem lahko z upoštevanjem nastavka (4.2) in zveze (4.6) zapišemo

$$\frac{dN}{dm} = N_D S(m) \varepsilon(m) + N_D R_\phi(m) \varepsilon_\phi + B(m), \quad (4.7)$$

kjer smo z ε_ϕ označili vrednost izkoristka pri masi mezona ϕ ($\varepsilon_\phi = \varepsilon(m_\phi)$).

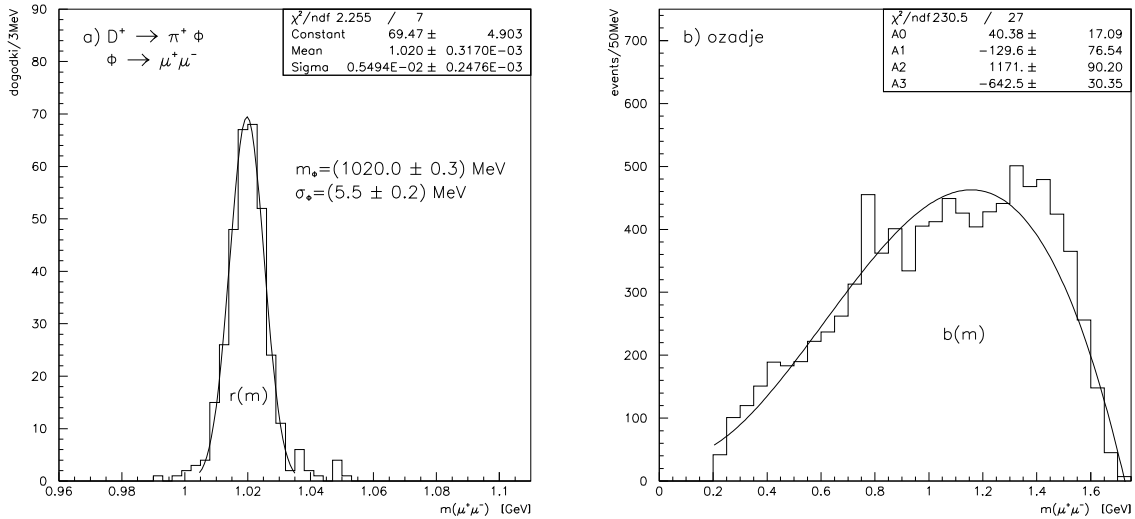
Funkcij $S(m)$, $R(m)$ in $B(m)$ v celoti ne poznamo, poznamo pa njihove oblike $s(m)$, $r(m)$ in $b(m)$ in zato jih zapišemo v obliki

$$S(m) = N_s \cdot \frac{\Delta}{I_s N_D} s(m), \text{ kjer } s(m) = m e^{-\beta m} \text{ in } I_s = \int s(m) \varepsilon(m) dm, \quad (4.8)$$

$$R(m) = N_r \cdot \frac{\Delta}{I_r N_D} r(m), \text{ kjer } r(m) = e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{m-m_\phi}{\sigma_\phi} \right]^2} \text{ in } I_r = \int r(m) \varepsilon(m) dm, \quad (4.9)$$

$$B(m) = N_b \cdot \frac{\Delta}{I_b N_D} b(m), \text{ kjer } b(m) = P_4(m) \text{ in } I_b = \int b(m) dm, \quad (4.10)$$

kjer je Δ širino bina v merjeni porazdelitvi dN/dm . Srednjo vrednost (m_ϕ) in širino (σ_ϕ) Gaussove funkcije $r(m)$ v en. (4.9) dobimo iz simulacije (Slika 4.2a). Prav tako iz simulacije dobimo obliko ozadja $b(m)$ s prilagajanjem polinoma 3. stopnje na porazdelitev dogodkov ozadja po dileptonski masi (Slika 4.2b).



Slika 4.2: **Oblika resonance $r(m)$ in oblika ozadja $b(m)$** : obliko resonance dobimo s prilagajanjem Gaussove funkcije na simulirane resonančne razpade, kjer so prosti parametri srednja vrednost (**Mean**), širina (**Sigma**) in normalizacija (**Constant**). Obliko ozadja parametriziramo s polinomom 3. stopnje s štirimi prostimi parametri (**A0, A1, A2, A3**).

Izraze za $S(m)$, $R(m)$ in $B(m)$ vstavimo v en. (4.7) in dobimo funkcijo

$$f(m) = N_s \frac{\Delta}{I_s} s(m) \varepsilon(m) + N_r \frac{\Delta}{I_r} r(m) \varepsilon_\phi + N_b \frac{\Delta}{I_b} b(m), \quad (4.11)$$

katero prilagajamo na merjeno porazdelitev dN/dm . Parametri N_s , N_r in N_b so prosti parametri prilagajanja. Kot rezultat prilagajanja dobimo število rekonstruiranih neresonančnih razpadov N_s , število rekonstruiranih resonančnih razpadov N_r in število dogodkov ozadja N_b .

Del razpadov N_r izvira iz resonančnih signalnih dogodkov, del pa je ozadje, kjer je v razpadu prisoten mezon ϕ , ki razpade v par leptonov, vendar ne izvira iz razpada mezona D^+ . Da znotraj resonančnih dogodkov razlikujemo med signalnimi dogodki in ozadjem, prilagajamo ustrezne funkcije tudi v pasovih izven signalnega okna (glej Sliko 4.3a). Tam je prispevek signalnih dogodkov zanemarljiv in zato tudi ni mezonov ϕ , ki bi izvirali iz razpadov mezona D^+ . Interval po invariantni masi mezona D^+ razdelimo na devet pasov in dogodke iz vsakega pasu rišemo porazdeljene po dileptonski masi. Pri prilagajanju nastopi problem, ker sta si funkciji $s(m)$ in $b(m)$ precej podobni in zato prepoznavamo ozadje kot signal in obratno. Problem odpravimo tako, da v stranskih pasovih (prvih in zadnjih treh), kjer je signal zanemarljiv, prilagajamo le nastavka ozadja in resonančnega prispevka:

$$f^{\text{out}}(m) = N_r \frac{\Delta}{I_r} r(m) \varepsilon_\phi + N_b \frac{\Delta}{I_b} b(m), \quad (4.12)$$

kjer sta N_r in N_b prosta parametra prilagajanja. Kot rezultat dobimo vrednosti N_b in N_r v odvisnosti od zaporednega pasu za zunanje pasove (Slika 4.3b in 4.3c). Iz vrednosti N_b v stranskih pasovih z ekstrapolacijo premice določimo še vrednosti N_b v pasovih, ki vsebujejo tudi signalne razpade. To so srednji trije pasovi prikazani na Sliki 4.3a (signalno okno, določeno v poglavju 3.5.3, znaša $[m_{D^+} \pm 6.3\text{MeV}]$ za mionski kanal in $[m_{D^+} \pm 7.5\text{MeV}]$ za elektronski kanal). V teh pasovih nato prilagajamo s celotno funkcijo:

$$f^{\text{in}}(m) = N_s \frac{\Delta}{I_s} s(m) \varepsilon(x) + N_r \frac{\Delta}{I_r} r(m) \varepsilon_\phi + N_b \frac{\Delta}{I_b} b(m), \quad (4.13)$$

kjer sta N_s in N_r prosta parametra fita, parameter N_b pa je pritrjen na vrednosti, ki so rezultat ekstrapolacije.

Z opisanim postopkom dobimo porazdelitev N_r in N_s po zaporednih pasovih v invariantni masi mezona D^+ (glej Sliki 4.3c in 4.3d). Število mezonov ϕ , ki ne izvirajo iz razpada mezona D^+ , ter razpadejo v par leptonov, je neodvisno od rekonstruirane mase mezona D^+ (vsaj v ozkem območju okoli nominalne mase mezona D^+). Zato na porazdelitev na Sliki 4.3c prilagajamo vsoto konstante (omenjeno ozadje) ter Gaussove krivulje (katere širina in srednja vrednost sta določeni s širino in srednjo vrednostjo simulirane porazdelitve po invariantni masi mezona D^+ , ter opisuje signalne razpade). Na ta način določimo število signalnih resonančnih razpadov $D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$. Ob upoštevanju zgolj statistične napake le-to znaša

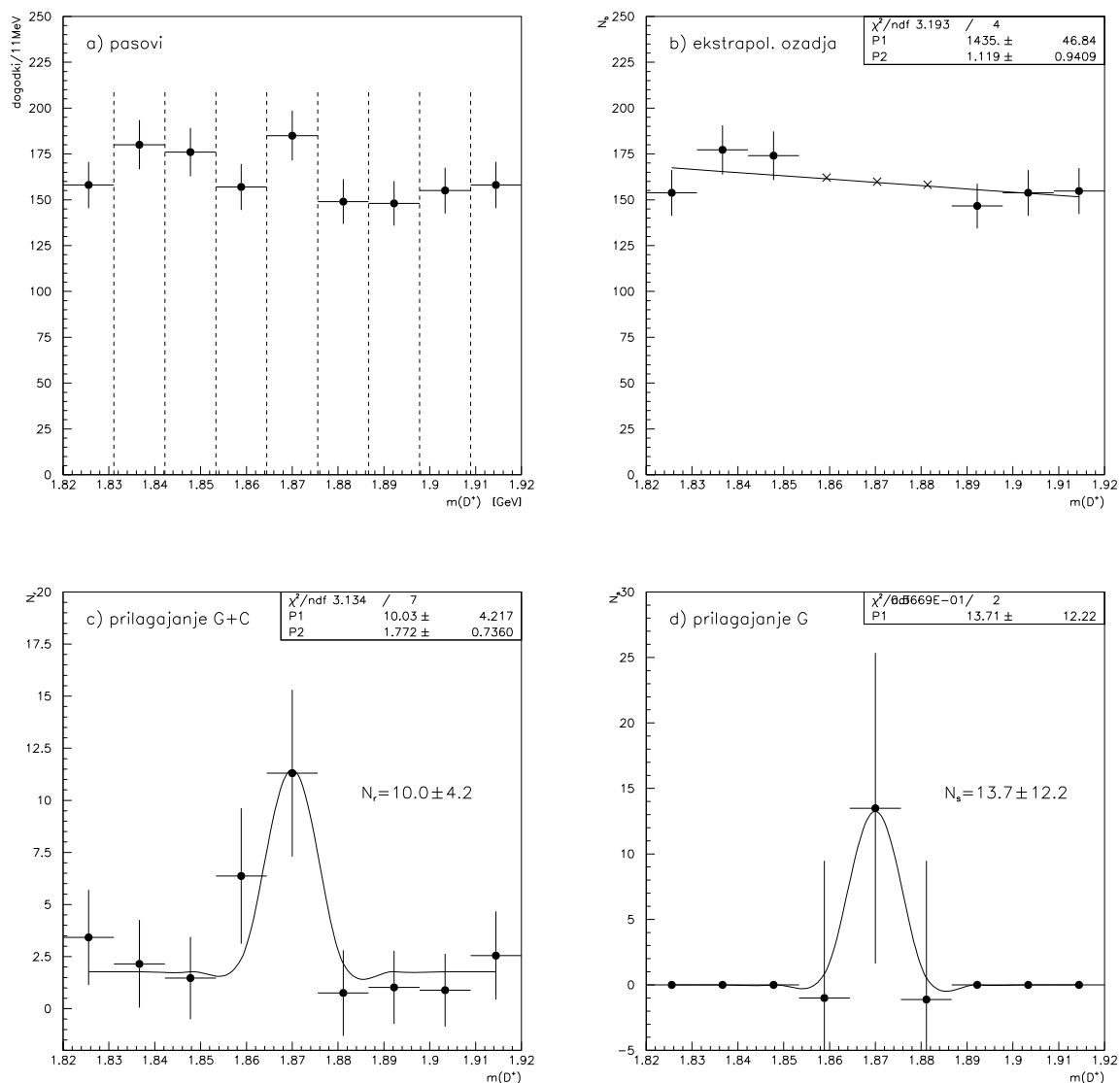
$$N_r = 10.0 \pm 4.2. \quad (4.14)$$

Na porazdelitev vrednosti N_s na Sliki 4.3d prilagajamo zgolj omenjeno Gaussovo krivuljo. Rezultat je število signalnih razpadov $D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$

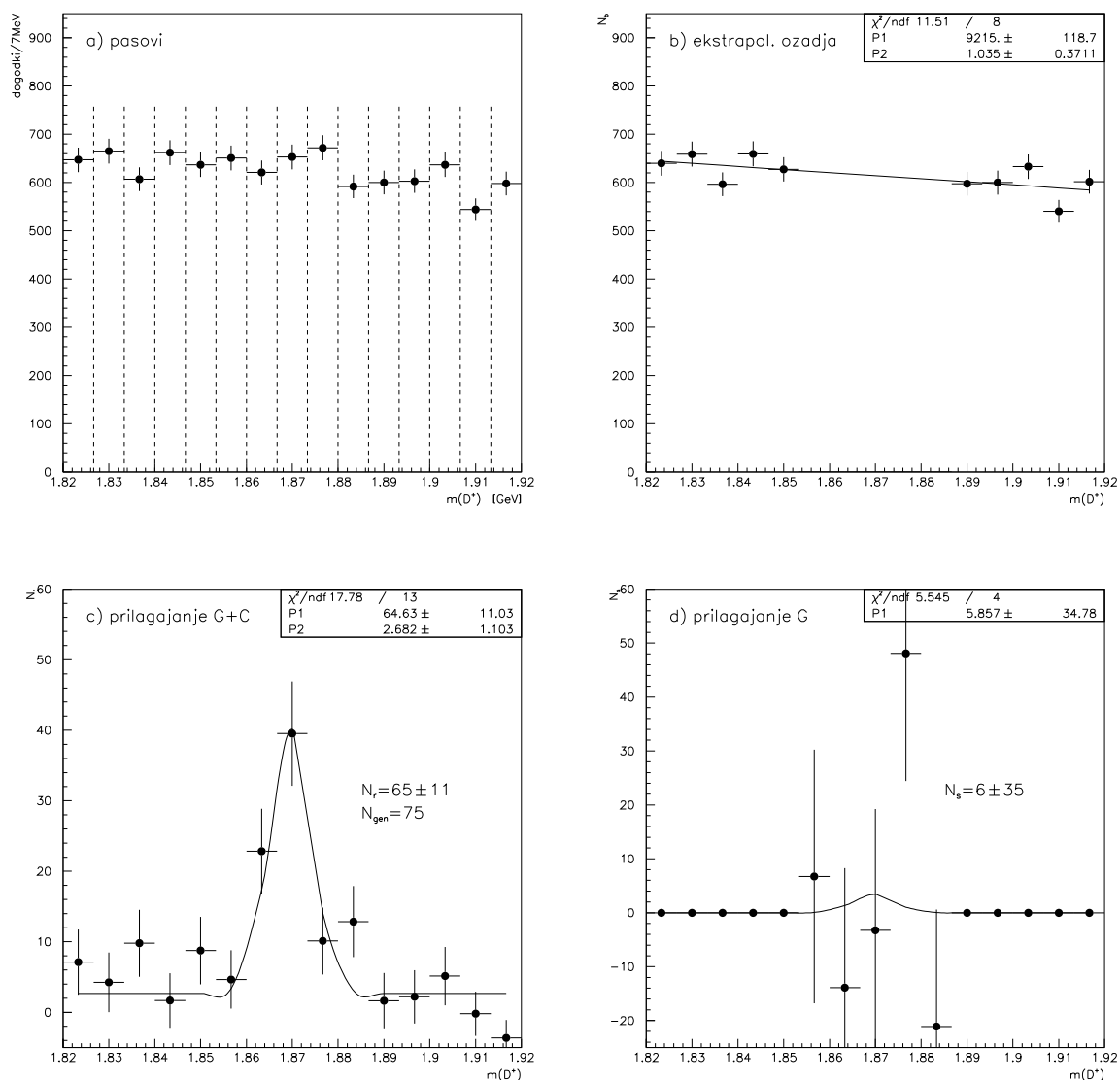
$$N_s = 13.7 \pm 12.2, \quad (4.15)$$

ki je v okviru statistične napake konsistenten z nič. V naslednjem poglavju bomo iz izmerjenih vrednosti N_s in N_r določili razvejitevno razmerje $\mathcal{Br}(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-)$.

Postopek preverimo na simuliranih dogodkih. Tam neresonančnih dogodkov ni generiranih, rekonstruiranih pa je bilo 75 signalnih resonančnih dogodkov. Kot je razvidno iz Slike 4.4, se postopek ujema z generirano resnico v okviru statističnih napak.



Slika 4.3: **Postopek za mionski kanal (na podatkih):** (a) delitev na pasove po invariantni masi mezona D^+ , (b) rezultati prilaganja ozadja na stranskih pasovih in ekstrapolacija na signalne pasove, (c) rezultati prilaganja resonančnega prispevka na stranskih in signalnih pasovih (točke z napakami), (d) rezultati prilaganja neresonančnega prispevka na signalnih pasovih (točke z napakami). Na sliki (c) smo prilagajali Gaussovo krivuljo in konstanto (črta) in s tem ločili resonančne dogodke na signalne (P1) in ozadje (P2). Na sliki (d) smo prilagajali samo Gaussovo krivuljo (črta) in dobili število neresonančnih signalnih razpadov (P1). Prost parameter Gaussove krivulje je le normalizacija, oblika je pritrjena na vrednosti, ki jih dobimo iz signalne simulacije.



Slika 4.4: **Postopek za mionski kanal (na generičnem MC):** uspešnost postopka preverimo na simulaciji, kjer poznamo dejanske vrednosti na podlagi generirane informacije. Število generiranih signalnih resonančnih dogodkov je 75, s postopkom pa smo jih zaznali 65 (c), kar se ujema znotraj statistične napake. Neresonančnih dogodkov ni bilo generiranih in tudi postopek da rezultat, ki je konsistenten z nič (d).

4.4 Postopek za elektronski razpadni kanal

V elektronskem kanalu je oblika ozadja nekoliko kompleksnejša kot v mionskem kanalu (glej Sliko 3.7d). Medtem ko je v slednjem kanalu parametrizacija porazdelitve ozadja s polinomom zadostna, je to v elektronskem kanalu težje. Zaradi tega, ter zaradi primerjave dveh metod, uporabimo v elektronskem kanalu nekoliko drugačen postopek.

Od vzorca moramo najprej odšteti ozadje in nato prilagajati ustrezne krivulje. Predpostavimo, da se struktura ozadja znotraj in zunaj signalnega okna bistveno ne razlikuje. Predpostavka velja dobro v primeru, da večina ozadja izvira iz naključnih kombinacij delcev (kombinatorično ozadje). Za določitev porazdelitve ozadja tako uporabimo stranske pasove invariantne mase mezona D^+ stran od signalnega okna, kjer je signal zanemarljiv (glej Sliko 4.5a). Za te dogodke narišemo porazdelitev po dileptonski masi in jo normiramo v skladu s širino uporabljenih stranskih pasov ter signalnega okna

$$\alpha = d_{\text{sig}}/d_{\text{side}} = 0.3 \quad (4.16)$$

kjer d predstavlja širino intervala in je α normalizacijski faktor, s katerim pomnožimo porazdelitev iz stranskih pasov. Taka porazdelitev predstavlja porazdelitev ozadja $dN^{(\text{bg})}/dm$ (glej Sliko 4.5b). Le-to odštejemo od porazdelitve dogodkov po dileptonski masi v signalnem oknu. Rezultat, ki predstavlja porazdelitev signalnih dogodkov $dN^{(\text{sig})}/dm$, je prikazan na Sliki 4.5d. Napake na številu vnosov v posameznem binu histograma, so posledica statističnih fluktuacij dogodkov v signalnem oknu ter dogodkov v stranskih intervalih mase D^+ . Iz enačb (4.2) in (4.6) sledi, da je potrebno na tako pridobljeno porazdelitev signalnih dogodkov prilagajati funkcijo:

$$f(m) = N_s \frac{\Delta}{I_s} s(m) \varepsilon(m) + N_r \frac{\Delta}{I_r} r(m) \varepsilon_\phi, \quad (4.17)$$

kjer sta N_s in N_r prosta parametra prilagajanja. Tu obliko resonance $r(m)$ dobimo iz generične simulacije² (glej Sliko 4.5c), parametrizacijo izkoristka $\varepsilon(m)$ pa smo določili že v poglavju 4.2.

Kot rezultat prilagajanja funkcije (4.17) na merjeno porazdelitev (kjer smo predhodno odšteli ozadje) dobimo število resonančnih signalnih razpadov $D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ in le-to s statistično napako znaša

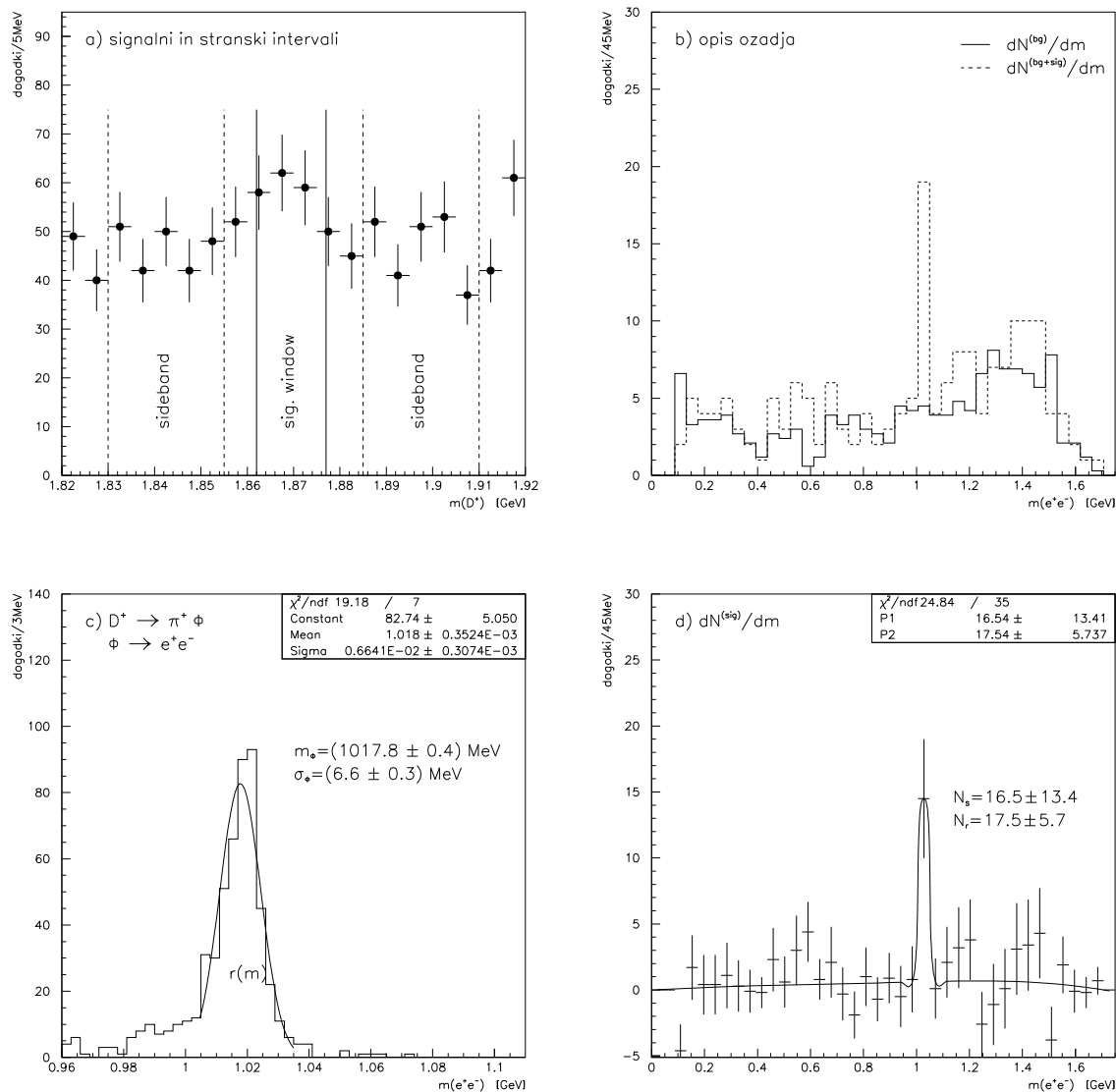
$$N_r = 17.5 \pm 5.7, \quad (4.18)$$

Prav tako dobimo tudi število neresonančnih signalnih razpadov $D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$, ki pa je v okviru statistične napake konsistentno z nič in znaša

$$N_s = 16.5 \pm 13.4. \quad (4.19)$$

Glede na kvaliteto prilagajanja ($\chi^2/\text{n.d.f} = 25/35$) je uporabljena parametrizacija ustrezna za opis prikazane porazdelitve. V naslednjem poglavju bomo določili razvejitevno razmerje $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-)$ iz izmerjenih vrednosti N_s in N_r .

²V elektronskem kanalu ima porazdelitev po invariantni masi leptonskega para tipičen rep k nižjim masam, ki je posledica izgube energije elektronov zaradi zavornega sevanja. Ker je prispevek majhen, ga v parametrizaciji zanemarimo.



Slika 4.5: **Postopek za elektronski kanal:** a) prikaz signalnega okna, ki smo ga določili v poglavju 3.5.3, in stranskih pasov. Pri izbiri slednjih smo imeli v mislih, da morajo biti dovolj stran od signalnega okna, da ne vsebujejo signalnih dogodkov, a vseeno dovolj blizu, da porazdelitev dogodkov dobro popiše porazdelitev ozadja v signalnem oknu. b) porazdelitev dogodkov iz signalnega okna (črtkana črta) in primerno normalizirana porazdelitev dogodkov iz stranskih pasov (polna črta). c) parametriziranje resonance $r(m)$ s prilagajanjem Gaussove krivulje na simulirane resonančne razpade in b) prilagajanje nastavka (4.17) na porazdelitev signalnih dogodkov.

Razvejivni razmerji $\mathcal{B}r(\phi \rightarrow e^+e^-)$ ter $\mathcal{B}r(\phi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ sta zaradi mase mezona ϕ , ki je dosti večja od mas obeh leptonov, približno enaki. Če primerjamo število resonančnih razpadov v mionskem in elektronskem kanalu, 10.0 ± 4.2 in 17.5 ± 5.7 , ter upoštevamo še razmerje izkoristkov pri masi mezona ϕ (glej Sliko 4.1; $(2.3 \pm 0.2)\%$ in $(3.5 \pm 0.2)\%$), dobimo

$$\frac{N_r^{(\mu)}}{\varepsilon_\phi^{(\mu)}} / \frac{N_r^{(e)}}{\varepsilon_\phi^{(e)}} = 0.9 \pm 0.5, \quad (4.20)$$

v skladu z omenjenim pričakovanjem.

Poglavje 5

Določitev razvejitenega razmerja

Cilj diplomskega dela je določiti razvejitveno razmerje za razpad $D^+ \rightarrow \pi^+\ell^+\ell^-$ (neresonančni razpad) glede na razvejitveno razmerje za razpad $D^+ \rightarrow \pi^+\phi \rightarrow \pi^+\ell^+\ell^-$ (resonančni razpad). Za slednje razpade je razvejitveno razmerje že izmerjeno, medtem ko neresonančni razpadi še niso bili izmerjeni in je zanje postavljena le zgornja meja razvejitenega razmerja. Ker smo v opisani meritvi dobili rezultate, ki so konsistentni z nič, bomo v tem poglavju določili zgornje meje razvejitenih razmerij iz ustreznih statističnih in sistematskih napak.

5.1 Sistematska nezanesljivost

Poleg statistične napake na številu rekonstruiranih razpadov, ki je posledica končnega števila trkov v eksperimentu, moramo upoštevati še sistematsko napako. Slednja je posledica postopka meritve, ki smo ga opisali v prejšnjem poglavju. Izvire sistematske napake najnazornejše prepoznamo v en. (4.6), kjer smo povezali teoretične nastavke z meritvami.

5.1.1 Mionski razpadni kanal

Iz en. (4.6) in (4.11) razberemo, da je sistematska napaka na številu rekonstruiranih signalnih razpadov (N_s in N_r) odvisna od natančnosti opisa ozadja $b(m)$, od izkoristka $\varepsilon(m)$ in od oblike resonance $r(m)$. Omenjene funkcije smo parametrizirali s prilagajanjem na simuliranih dogodkih (glej Sliki 4.1 in 4.2). Simuliranih dogodkov je končno število zato so ustrezni parametri obremenjeni s statistično napako. Vpliv nezanesljivosti parametrizacije na končni rezultat preverimo tako, da parametre v parametrizaciji najprej povečamo in nato zmanjšamo za en standardni odklon ter celoten postopek ponovimo. Odmik tako pridobljenega števila od srednje vrednosti predstavlja sistematsko napako, ki izvira iz nezanesljivosti oblik. Poleg tega k sistematski napaki prispeva tudi postopek ekstrapolacije ozadja na signalne pasove (glej Sliko 4.3b). Ozadje smo opisali s premico, katere normalizacija in strmina sta obremenjeni z napako. Parameter normalizacije (P1 na Sliki 4.3b) najprej povečamo in nato zmanjšamo za en standardni odklon in postopek ponovimo (vpliv parametra strmine zanemarimo). Dobimo sistematsko napako, ki izvira iz nezanesljivosti normalizacije ozadja. Vse sistematske napake so zbrane v Tabeli 5.1,

kjer je razvidno, da je sistematska napaka, ki izvira iz nezanesljivosti normalizacije ozadja bistveno večja od ostalih. Skupno sistematsko napako dobimo s seštevanjem v kvadratu.

Tabela 5.1: Sistematske napake za mionski kanal

	norm. ozadja	oblika $\varepsilon(m)$	oblika $b(m)$	oblika $r(m)$	Σ
$\langle N_s \rangle = 13.7$	+5.0 -4.4	+1.3 -1.1	+0.2 -0.4	+0.0 -0.0	+5.1 -4.4
$\langle N_r \rangle = 10.0$	+0.1 -0.1	+0.0 -0.0	+0.0 -0.0	+0.1 -0.0	+0.1 -0.1

5.1.2 Elektronski razpadni kanal

Tako kot pri mionskem kanalu, je večina sistematske napake posledica napačnega opisa ozadja. V postopku za elektronski kanal smo do neke mere poljubno izbrali stranske intervale v masi mezona D^+ , iz katerih izvira opis ozadja. Da je opis opis ozadja, kot ga dobimo iz stranskih intervalov, ustrezen opis ozadja v signalnem oknu, ne moremo izbrati pasov ki so predaleč v stran. Obenem stranski pasovi ne smejo biti preozki, da lahko ozadje popišemo z zadostno statistično zanesljivostjo. Da ocenimo sistematsko napako zaradi nezadostnega opisa ozadja, spremenimo stranske intervale in postopek ponovimo. Namesto stranskih intervalov, ki smo jih uporabili za določitev srednje vrednosti, uporabimo intervale, ki so pol manjši. Zaradi tega je sicer statistična napaka na N_s nekoliko večja, razliko v srednjih vrednostih N_s pri uporabi enih in drugih stranskih intervalov pa uporabimo kot oceno sistematske nezanesljivosti. Sistematska napaka, ki sledi iz te ocene, je prikazana v Tabeli 5.2.

Obliki funkcij $r(m)$ in $\varepsilon(m)$ v en. (4.17) prav tako doprineseta k sistematski napaki in to nezanesljivost ocenimo na enak način kot v mionskem razpadnem kanalu. Vse sistematske napake so zbrane v Tabeli 5.2.

Tabela 5.2: Sistematske napake za elektronski kanal

	ozadje	oblika $\varepsilon(m)$	oblika $r(m)$	Σ
$\langle N_s \rangle = 16.5$	± 8.1	+0.0 -0.0	+0.0 -0.0	+8.1 -8.1
$\langle N_r \rangle = 17.5$	± 2.1	+0.0 -0.0	+1.3 -1.0	+2.5 -2.3

5.2 Zgornja meja

Dobljeni rezultati meritve za število signalnih neresonančnih razpadov so konsistentni z nič in zato zanje določimo zgornje meje z 90% stopnjo zaupanja. Običajno postopamo tako, da predpostavimo Gaussovo porazdelitev meritve z ustrežno srednjo vrednostjo $\langle N_s \rangle$ in širino σ_s in izračunamo, kolikšna mora biti zgornja meja (upper limit) $N_s^{(ul)}$, da bi pri večkratni

ponovitvi meritve v 10% za rezultat dobili število, ki je večji od $N_s^{(ul)}$. Predpostavka ne drži, ker porazdelitev ni Gaussovska zaradi fizikalne meje ($N_s > 0$). Uporabimo nekoliko modificiran postopek določanja zgornje meje, ki upošteva bližino fizikalnega območja in je opisan v [9]. Za širino σ_s uporabimo v kvadratu sešteto statistično in sistematsko napako meritve. Izračunane zgornje meje z 90% stopnjo zaupanja so podane v Tabeli 5.3.

Tabela 5.3: Neresonančni razpadi

kanal	N_s	$N_s \pm \sigma_s$	$N_s^{(ul)}$ (90% C.L.)
$D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	13.7 ± 12.2 (stat.) ${}_{-4.4}^{+5.1}$ (sist.)	13.7 ± 13.2	35
$D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	16.5 ± 13.4 (stat.) ${}_{-8.1}^{+8.1}$ (sist.)	16.5 ± 15.7	41

Tabela 5.4: Resonančni razpadi

kanal	N_r	$N_r \pm \sigma_r$
$D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$	10.0 ± 4.2 (stat.) ${}_{-0.1}^{+0.1}$ (sist.)	10.0 ± 4.2
$D^+ \rightarrow \pi^+ \phi \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$	17.5 ± 5.7 (stat.) ${}_{-2.3}^{+2.5}$ (sist.)	17.5 ± 6.1

5.3 Izračun razvejitenega razmerja

Razvejitveno razmerek določimo iz izmerjenih vrednosti N_s in N_r . Ker so rezultati konsistentni z nič, iz zgornje meje na številu razpadov določimo ustrezno zgornjo mejo za razvejitveno razmerje. To je določeno po en. (4.2), torej

$$\begin{aligned} \mathcal{B}^{r(\text{non})} &= \int \frac{d\mathcal{B}^{r(\text{non})}}{dm} dm = \int S(m) dm = N_s \frac{\Delta}{I_s N_D} \int s(m) dm, \\ \mathcal{B}^{r(\text{res})} &= \int \frac{d\mathcal{B}^{r(\text{res})}}{dm} dm = \int R_\phi(m) dm = N_r \frac{\Delta}{I_r N_D} \int r(m) dm. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Ob upoštevanju en. (4.8) in (4.9) sledi

$$\mathcal{B}^{r(\text{non})} = \mathcal{B}^{r(\text{res})} \cdot \frac{N_s}{N_r} \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_\phi}, \quad (5.2)$$

kjer smo z ε_s označili efektivni izkoristek za neresonančne razpade

$$\varepsilon_s = \frac{\int s(m) \varepsilon(m) dm}{\int s(m) dm},$$

efektivni izkoristek za resonančne razpade pa je enak ε_ϕ zaradi ozke širine resonance $r(m)$

$$\varepsilon_\phi = \frac{\int r(m) \varepsilon(m) dm}{\int r(m) dm} \approx \varepsilon(m_\phi).$$

Pri mionskem kanalu vzamemo za $\mathcal{B}r^{(\text{res})}$ že izmerjeno vrednost [7]

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi) \cdot \mathcal{B}r(\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.59 \pm 0.12) \times 10^{-6}.$$

Za N_s vzamemo zgornjo mejo z 90% stopnjo zaupanja ($N_s^{(\text{ul})} = 35$). Razmerje efektivnih izkoristkov znaša

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_\phi} = 0.964,$$

pri čemer so nezanesljivosti zanemarljive. Če za N_r vzamemo izmerjeno srednjo vrednost $\langle N_r \rangle = 10.0$, dobimo za zgornjo mejo razvejitenega razmerja

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 5.8 \times 10^{-6}, \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (5.3)$$

Upoštevati pa moramo tudi nezanesljivost na številu N_r . Le-to naredimo tako, da v izračunu zgornje meje razvejitenega razmerja, izmerjeno srednjo vrednost števila resonančnih razpadov N_r pomanjšamo za eno standardno deviacijo σ_r v Tabeli 5.4 (in s tem dobimo nekoliko višjo zgornjo mejo). Končni rezultat z upoštevanjem napake na številu resonančnih razpadov je

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 10.0 \times 10^{-6}, \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (5.4)$$

Pri elektronskem kanalu vzamemo [7]

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ \phi) \cdot \mathcal{B}r(\phi \rightarrow e^+ e^-) = (1.63 \pm 0.66) \times 10^{-6},$$

in za zgornjo mejo vzamemo $N_s^{(\text{ul})} = 41$ (Tabela 5.3). Razmerje efektivnih izkoristkov znaša

$$\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_\phi} = 0.832.$$

Če za število resonančnih razpadov vzamemo izmerjeno srednjo vrednost $\langle N_r \rangle = 17.5$, dobimo za zgornjo mejo razvejitenega razmerja

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 4.6 \times 10^{-6}, \quad (90\% \text{ C.L.}), \quad (5.5)$$

z upoštevanjem napake na številu resonančnih razpadov pa dobimo zgornjo mejo

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) < 7.0 \times 10^{-6}, \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (5.6)$$

Poglavje 6

Zaključek

V opisanem diplomskem delu smo izvedli meritev razvejitenih razmerij $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-)$ in $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-)$ s podatki, zabeleženimi z detektorjem Belle na trkalniku elektronov in pozitronov KEKB. Obe vrsti razpadov potekata preko resonančnih in neresonančnih prispevkov. Prvi prispevek smo uporabili za normalizacijo pri določitvi razvejitenega razmerja za neresonančne (tri-delčne) razpade $D^+ \rightarrow \pi^+\ell^+\ell^-$. Le-ti so v okviru Standardnega modela zelo redki. Nekatere razširitve teorije, predvsem supersimetrične teorije s kršitvijo parnosti R , pa napovedujejo znatno višja razvejitvena razmerja.

Število opaženih razpadov na analiziranem vzorcu podatkov je tako v elektronskem kot mionskem razpadnem kanalu konsistentno z nič. Postavili smo zgornje meje za razvejitvena razmerja:

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-) < 10.0 \times 10^{-6}, \text{ (90\% C.L.)},$$

$$\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-) < 7.0 \times 10^{-6}, \text{ (90\% C.L.)}.$$

Zgornja meja razvejitenega razmerja za mionski razpadni kanal je nekoliko slabša od doslej najobčutljivejše meritve, $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+\mu^+\mu^-) < 3.9 \times 10^{-6}$ [10]. Pripomniti pa je potrebno, da so pri omenjeni meritvi uporabili za normalizacijo razpade $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$. Verjetnost za nastanek mezona D_s^+ pri fragmentaciji kvarka c (glej en. 3.9) je sicer samo $0.44 \cdot p(c \rightarrow D^+)$, je pa zato razvejitveno razmerje $\mathcal{B}r(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)$ enako $7.9 \cdot \mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \phi\pi^+)$. To pomeni, da razpadi D_s^+ predstavljajo okoli 3.5-krat večji vzorec, ki je na voljo za normalizacijo. V diplomskem delu ga zaradi omejenega časa nismo uporabili, vendar v grobem to pomeni, da lahko dosežemo okoli 3.5-krat boljše občutljivost oz. zgornjo mejo.

Zgornja meja za razpade z elektroni v končnem stanju je enako občutljiva kot najboljša meritev izvedena doslej (najobčutljivejša meritev doslej je bila $\mathcal{B}r(D^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-) < 7.4 \times 10^{-6}$ [11]). Določena zgornja meja se lahko uporabi za nove omejitve na možnih vrednostih prostih parametrov v teorijah, ki napovedujejo doslej neznane delce in procese. Enako kot pri zgornji meji za razpade z mioni tudi tu velja, da jo lahko v prihodnosti izboljšamo približno za faktor 3.5.

Literatura

- [1] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Willey and Sons, 1984
- [2] G. Burdman, I. Shipsey
- [3] A. Abashian et al. (Belle), Nucl. Instr. Meth. **A479**, 117 (2002).
- [4] S. Kurokawa, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 1 (2003).
- [5] program EvtGen, D.J. Lauge, Nucl. Instr. Meth. **A463**, 152 (2001).
- [6] program GAEANT 3.21, Cern Report No. DD/EE/84-1 (1987).
- [7] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. **B667**, 1 (2008).
- [8] K. Abe et al. (Belle), Phys. Rev. **D64**, 072001, 2001.
- [9] G. Feldman, R.Cousins, Phys. Rev. **D57**, 3873 (1998).
- [10] V.M. Abazov et al. (D0 Coll.), Phys. Rev. Lett. 100, 101801 (2008).
- [11] Q. He et al. (Cleo Coll.), Phys. Rev. Lett. 95, 121801 (2005).