

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
FIZIKA - FIZIKA JEDRA IN OSNOVNIH DELCEV

Fedja Čeplak Mencin

**Monte Carlo analiza razpada $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$ pri
eksperimentu Belle II**

Magistrsko delo

MENTOR: doc. dr. Luka Šantelj

Ljubljana, 2025

Zahvala

Hvala Luka, ker si bil vedno na voljo za vse prepotrebne diskusije in dobro voljo, tudi ko smo kdaj zašli v slepo ulico. Hvala tudi vsem ostalim sodelavcem iz Belle II skupine odseka F9, ki ste mi s pogovori med raziskovanjem krajšali čas. Najlepša hvala Maši in družini za vašo neomajno podporo in neprestane spodbude, ki so mi bile v neprecenljivo oporo na poti skozi celoten študij. Brez vas bi bil precej napornejši in zahtevnejši.

Monte Carlo analiza razpada $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ pri eksperimentu Belle II

IZVLEČEK

V magistrskem delu smo v okviru eksperimenta Belle II preučevali razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ z uporabo Monte Carlo simulacije. Najnatančnejša meritev tega razpada sega v leto 1990 in znaša $\text{Br}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = (1.8 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$, s skupno negotovostjo skoraj 50%. Z analizo simuliranih podatkov želimo postaviti temelje za novo, natančnejšo meritev.

Rekonstruirali smo signalne dogodke preko razpadne verige $B^+ \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\overline{D^0} \rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)\pi^+\pi^+(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Določili smo selekcijska merila, s katerimi smo zmanjšali vpliv ozadja in preko prileganja porazdelitvenih funkcij za ozadje in signal določili število rekonstruiranih dogodkov. Z uporabo 2-dimenzionalne porazdelitve učinkovitosti rekonstrukcije razpada smo določili število dejanskih razpadov v simulacijskem vzorcu in določili razvejitevno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$. To je bilo konsistentno z vrednostjo, ki je bila uporabljena pri simulaciji.

Selekcijske kriterije smo preverili na dveh kontrolnih kanalih, za katere smo izračunali razvejitevno razmerje tako na podatkih, dobljenih s simulacijo Monte Carlo, kot na merjenih podatkih. Rezultati so bili konsistentni.

Ključne besede: Belle II, simulacija Monte Carlo, mezoni B , mezoni D^* , pioni, razpadna veriga, razvejitevno razmerje, učinkovitost rekonstrukcije, kontrolni kanal

$B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$ Monte Carlo study at Belle II

ABSTRACT

In this thesis, we studied the $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$ decay within the Belle II experiment using Monte Carlo simulation. The measurement of this decay dates back to 1990 and amounts to $\text{Br}(B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0) = (1.8 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$, with a total uncertainty of nearly 50%. By analyzing simulated data, we aim to lay the groundwork for a new, more precise measurement.

The signal events were reconstructed via the decay chain $B^+ \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\overline{D^0} \rightarrow K^+ \pi^-) \pi^-) \pi^+ \pi^+ (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Selection criteria to reduce the amount of background were defined. By fitting distribution functions for the background and signal distributions, we have determined the number of reconstructed events. Using a 2-dimensional reconstruction efficiency distribution, we calculated the number of actual decays in the simulation sample and determined the branching ratio for the decay $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$. The result was consistent with the value used in the simulation.

Selection criteria were tested via two control channels, for which the branching fraction was measured, both on simulated and measured data. Results were consistent.

Keywords: Belle II, Monte Carlo simulation, B mesons, D^* mesons, pions, decay chain, branching fraction, reconstruction efficiency, control channel

Kazalo

Seznam slik	11
Seznam tabel	13
1 Uvod	15
2 Eksperiment Belle II	17
2.1 Eksperiment Belle II	17
2.1.1 Pospeševalnik SuperKEKB	17
2.1.2 Detektor Belle II	18
2.1.3 Zajem podatkov	20
2.1.4 Rekonstrukcija podatkov	21
2.2 Določanje razvejitvenih razmerij razpadov mezonov B	22
2.2.1 Število signalnih razpadov	22
2.2.2 Izračun razvejitvenega razmerja	25
2.2.3 Simulacija Monte Carlo	25
3 Razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$	27
3.1 Motivacija	27
3.2 Rekonstrukcija razpada	27
3.2.1 Razpadna veriga	27
3.2.2 Rekonstrukcija dogodkov v generičnem Monte Carlu	29
3.2.3 Statistična analiza	29
3.2.4 Določitev števila signalnih dogodkov	37
3.3 Učinkovitost rekonstrukcije	40
3.3.1 Razlike med razpadnimi kanali	41
3.3.2 2D porazdelitev učinkovitosti rekonstrukcije	42
3.3.3 Izbor optimalne porazdelitve učinkovitosti rekonstrukcije	45
3.4 Izračun razvejitvenega razmerja	47
4 Kontrolni kanal $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$	49
4.1 Kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	49
4.1.1 Rekonstrukcija razpada	50
4.1.2 Statistična analiza	50
4.1.3 Določanje števila signalnih dogodkov in učinkovitosti rekonstrukcije	51
4.1.4 Določanje razvejitvenega razmerja na podatkih	52
4.2 Kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	54
4.2.1 Rekonstrukcija razpada	54
4.2.2 Statistična analiza	54

4.2.3	Določanje števila signalnih dogodkov in učinkovitosti rekonstrukcije	55
4.2.4	Določanje razvejitenega razmerja na podatkih	57
5	Zaključek	59
	Literatura	61

Seznam slik

2.1	Odkvisnost preseka za tvorbo hadronov od energije elektronov in pozitronov.	18
2.2	Detektor Belle II.	18
2.3	Tipična topologija dogodkov.	24
3.1	Porazdelitev invariantne mase mezona D^0 .	30
3.2	Porazdelitev fakePhotonSuppression.	31
3.3	Porazdelitev beamBackgroundSuppression.	31
3.4	Porazdelitev razlike invariantnih mas mezonov D^* in D^0 .	32
3.5	Porazdelitev M_{bc} mezona B .	32
3.6	Porazdelitev količine R_2 .	33
3.7	Porazdelitev količine $ \cos\theta_{TBO} $.	34
3.8	Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za nabit mezon B .	35
3.9	Glavne vrste ozadja.	35
3.10	Porazdelitev različnih vrst ozadja v količini ΔE .	36
3.11	Porazdelitev križnega ozadja različnih izvorov v ΔE .	36
3.12	Porazdelitev signalnih dogodkov (vključno s križnim ozadjem), s prilegano porazdelitveno funkcijo.	38
3.13	Porazdelitev ozadja (brez križnega ozadja) s prilegano porazdelitveno funkcijo.	38
3.14	Skupna porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo.	39
3.15	Porazdelitve gibalnih količin mezonov D^* in počasnih pionov za različne signalne kanale.	42
3.16	Učinkovitost za rekonstrukcijo mezona D^* .	42
3.17	Porazdelitve gibalne količine pionov v končnem stanju.	43
3.18	Porazdelitve števila delcev v dimenzijah skupne invariantne mase $\pi^0\pi$ in $D^*\pi$.	44
3.19	Optimalna 2D porazdelitev učinkovitosti.	46
3.20	Porazdelivi števila dogodkov v dimenzijah skupne invariantne mase $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$.	48
4.1	Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za mezon B^0 , kontrolni kanal $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.	50
4.2	Porazdelitev signala s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.	51
4.3	Porazdelitev ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.	52
4.4	Porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$.	52

4.5	Porazdelitev podatkov s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$	53
4.6	Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za mezon B^0 , kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	55
4.7	Porazdelitev signala prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	55
4.8	Porazdelitev ozadja prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	56
4.9	Porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	56
4.10	Porazdelitev podatkov s prilegano porazdelitveno funkcijo, kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$	57

Seznam tabel

3.1	Vpliv selekcijskih kriterijev število dogodkov signala in ozadja.	34
3.2	Učinkovitost rekonstrukcije posameznega signalnega načina.	41
3.3	Napovedi števila dogodkov za posamezen razpadni kanal, dobljene z optimalno porazdelitvijo učinkovitosti.	47

1 Uvod

Razumevanje osnovnih gradnikov narave in njihovih interakcij je eno temeljnih prizadevanj sodobne fizike. V tem okviru ima raziskovanje hadronov, še posebej mezonov B , posebno vlogo. Mezioni B so edina vezana stanja kvark–antikvark, ki vključujejo kvark tretje generacije – kvark b ¹ in nam tako nudijo edinstven vpogled v fiziko težkih kvarkov.

Eksperiment Belle II in pospeševalnik SuperKEKB sta bila posebej zasnovana za sistematično raziskovanje lastnosti mezonov B . Meritve lahko ločimo na dva glavna razreda: meritve prostih parametrov Standardnega modela, predvsem velikosti kotov in stranic Cabbibo-Kobayashi-Maskawinega unitarnega trikotnika in iskanje fizike onkraj Standardnega modela preko kršitve leptonske univerzalnosti oz. nevtralnih šibkih tokov, ki spremenijo okus kvarka [1].

Te meritve potekajo preko meritev razvejitenih razmerij – verjetnosti, da mezon B razpade v točno določeno končno stanje. Teh je preko tisoč in pomembno je, da jih čim več čim natančneje izmerimo. Tudi tiste, ki niso zanimivi s stališča pojavov nove fizike in določanja prostih parametrov Standardnega modela. Ti namreč predstavljajo ozadje pri številnih ostalih meritvah iz prejšnjih dveh točk - njihovo dobro poznavanje je zato ključno za izboljšavo natančnosti zanimivejših meritev. Nekateri razpadi so tudi ključni pri algoritmih t.i. hadronskega označevanja, ki omogočajo rekonstrukcijo razpadov z nevtrini v končnem stanju. Eden od razpadov, ki bi pripomogel k izboljšanju učinkovitosti tega algoritma, je $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, ki je predmet tega magistrskega dela.

V nadaljevanju bom opisal delovanje pospeševalnika SuperKEKB in detektorja Belle II ter kako meritve razvejitenih razmerij v splošnem potekajo. Nato sledi meritev razvejitenega razmerja za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ na podatkih, pridobljenih s simulacijo Monte Carlo. Na koncu postopek ponovimo na dveh kontrolnih kanalih, tako na simulaciji Monte Carlo in merjenih podatkih, in preverimo, ali so rezultati med seboj konsistentni.

¹Kvark t zaradi svoje velike mase ne tvori vezanih stanj.

2 Eksperiment Belle II

2.1 Eksperiment Belle II

Detektor Belle II se nahaja na pospeševalniku SuperKEKB v Tsukubi na Japonskem. Čeprav je primarni namen eksperimenta določanje lastnosti mezonov B , se detektor uporablja tudi za raziskovanje ostalih hadronov in leptona τ [2].

2.1.1 Pospeševalnik SuperKEKB

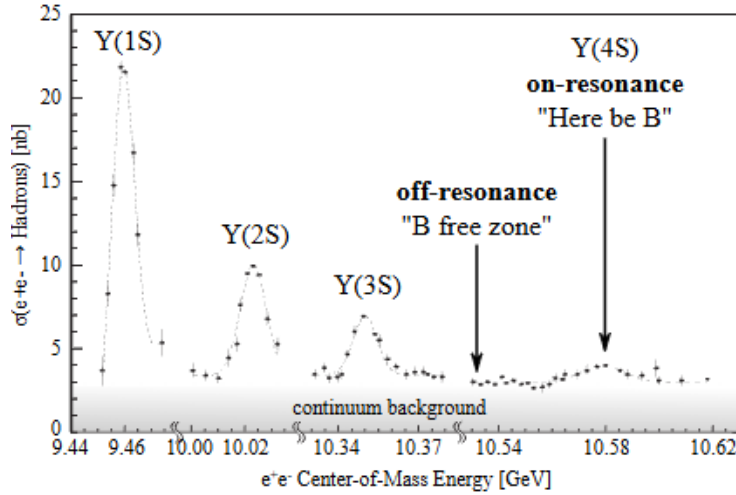
Pospeševalnik SuperKEKB je sestavljen iz več enot: linearnega pospeševalnika in dveh shranjevalnih obročev z obsegom 3 km [3]. Elektroni in pozitroni se najprej v gručah pospešijo v linearnem pospeševalniku. Končna energija elektronov znaša 7 GeV, pozitronov pa 4 GeV. Ko delci dosežejo ustrezne energije, so usmerjeni v shranjevalna obroča: elektroni v visokoenergetskega (ang. High Energy Ring - HER), pozitroni pa v nizkoenergetskega (ang. Low Energy Ring - LER). Preden gruče med seboj trčijo v t.i. interakcijski točki, se njihova velikost zmanjša s pomočjo t.i. fokusirnih magnetov na končnih 50 nm v navpični smeri in 10 μm v vodoravni smeri. Na ta način lahko SuperKEKB doseže rekordne vrednosti luminoznosti – to je količina, s katero merimo zmogljivost pospeševalnika. Pove nam, koliko dogodkov s sipalnim presekom σ se zgodi na časovno enoto:

$$\mathcal{L} \cdot \sigma = \frac{dN}{dt}, \quad (2.1)$$

kjer $\mathcal{L}$ označuje luminoznost. Ta je konec leta 2024 znašala rekordnih $5.1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [4]. Končni cilj pospeševalnika je doseči vrednost $L = 8 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [5]. Uvedemo lahko tudi integrirano luminoznost, ki je integral luminoznosti skozi celoten čas obratovanja pospeševalnika, $L = \int \mathcal{L} dt$, in nosi informacijo o tem, koliko dogodkov s sipalnim presekom σ se je zgodilo v času obratovanja pospeševalnika. Ciljna vrednost, ki naj bi jo dosegli do leta 2030, znaša 50 ab^{-1} , zaenkrat pa imamo na voljo 575 fb^{-1} podatkov.

Gruče elektronov in pozitronov med sabo trčijo približno vsake 4 ns, energija takega sistema pa znaša 10.58 GeV. Ta je namreč enaka masi delca $\Upsilon(4S)$, vezanega stanja kvarkov b in $\bar{b}$. Če ta delec nastane, hitro razpade na par nabitih mezonov $B^+ B^-$ ali par nevtralnih mezonov $B^0 \bar{B}^0$ [6]. Verjetnost, da nastane $\Upsilon(4S)$ in s tem par mezonov B , je namreč največja ravno pri energiji 10.58 GeV, kar nam predstavlja graf na sliki 2.1, ki prikazuje odvisnost preseka $e^+ e^- \rightarrow \text{hadroni}$ od njihove energije. Opazimo lahko znaten vrh pri energiji 10.58 GeV, ki nam predstavlja tvorbo mezona $\Upsilon(4S)$ in s tem para mezonov $B \bar{B}$,

Če uporabimo $\sigma(e^+ e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) = 1.1 \text{ nb}$ [5], ugotovimo, da se pri trenutni

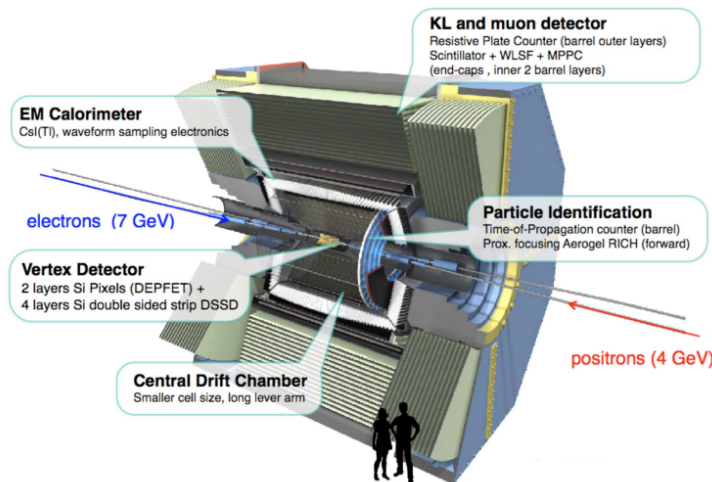


Slika 2.1: Odvisnost preseka za tvorbo hadronov od energije elektronov in pozitronov. Povzeto po [7].

luminoznosti zgodi $\approx 56 e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ dogodkov vsako sekundo. Ostali trki gruč predstavljajo neželeno ozadje.

2.1.2 Detektor Belle II

Detektor se nahaja okoli interakcijske točke – točke, kjer gruč elektrons in pozitronov trčijo med sabo in od koder izvirajo delci, ki jih želimo zaznati. Mezioni B , ki pri trkih nastanejo, razpadejo zelo hitro ($\tau \sim \text{ps}$) zato pred razpadom prepotujejo zelo kratko razdaljo ($\sim 200 \mu\text{m}$). Z detektorjem mezonov B neposredno ne moremo zaznati, lahko pa zaznamo njihove dolgožive razpadne produkte. To so elektroni, mioni, pioni, kaoni, protoni (in njihovi anti-delci) ter fotoni. Tem razpadnim produktom izmerimo vektorje gibalne količine in jih identificiramo. Iz njih nato skušamo zrekonstruirati razpadno verigo, po kateri je razpadel mezon B . Detektor je sestavljen iz več podenot, vsaka pa služi določeni funkciji. Celoten detektor je prikazan na sliki 2.2.



Slika 2.2: Detektor Belle II. Povzeto po [8].

Detektor verteksov

Najbolj notranji del detektorja Belle II, ki se nahaja najbližje interakcijski točki, je detektor verteksov. Sestavljen je iz dveh podenot, t.i. piksel detektorja (PXD) in silicijevega detektorja verteksov (SVD) [9]. S pomočjo tega detektorja lahko zelo natančno določimo trajektorije nabitih delcev v bližini interakcijske točke. To omogoča natančno rekonstrukcijo mest razpada (t.i. verteksov) kratkoživih delcev (npr. mezoni B in D), kar je ključno za vrsto pomembnih meritev (npr. časovno odvisne kršitve simetrije CP in življenjskih časov delcev).

Piksel detektor, tisti bližje interakcijski točki, je sestavljen iz osmih milijonov polprevodniških pikselov velikosti $50\,\mu\text{m} \times 55\,\mu\text{m}$. Vsak piksel nam nudi 2D informacijo o preletu delca. SVD se nahaja na zunanji strani piksel detektorja. Ker se nahaja dlje od interakcijske točke, kjer je gostota delcev manjša, je namesto iz pikselov sestavljen iz dvostranskih mikrotračnih senzorjev, s katerimi opravimo dve enodimenzionalni meritvi položaja delcev. Na ta način lahko podatke iz senzorjev hitreje preberemo, prav tako pa se zmanjša količina izhodnih podatkov.

Centralna potovalna komora

Centralna potovalna komora (ang. Central Drift Chamber - CDC) se nahaja okoli detektorja verteksov in je namenjena sledenju nabitih delcev, ki skozi njo potujejo [9]. Komora je napolnjena z mešanico helija in etana, v njej pa je vpetih okoli 50 000 aluminijevih in volframovih žic. Ko nabit delec leti skozi komoro, ionizira plin, novonastali ioni in elektroni pa potujejo proti nabitim žicam. Elektroni se v električnem polju pospešijo, v neposredni bližini anodnih žičk pa dosežejo dovolj veliko energijo, da sprožijo plaz sekundarne ionizacije. Ta na koncu privede do merljivega signala na žičkah v bližini preleta nabitega delca. S pomočjo položajev izmerjenega signala lahko zrekonstruiramo pot, po kateri je primarni delec letel skozi komoro. Ker se celoten detektor Belle II nahaja znotraj magnetnega polja z gostoto 1.5 T, je pot, po kateri delec potuje, ukrivljena, njen radij pa nosi informacijo o gibalni količini delca:

$$\mathbf{p} = e\mathbf{r} \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

kjer $\mathbf{p}$ označuje gibalno količino delca, e njegov naboj, $\mathbf{r}$ radij krožnice, po kateri delec potuje, in $\mathbf{B}$ označuje gostoto magnetnega polja.

Sistem za identifikacijo delcev

Sistem za identifikacijo delcev sestavljata dva detektorja, merilec časa preleta (ang. Time of Propagation detector - TOP), in detektor obročev Čerenkova z aerogelskim sevalcem (ang. Aerogel Ring-Imaging Cherenkov counter - ARICH). Oba temeljita na Čerenkovem sevanju – nabiti delci, ki skozi snov potujejo hitreje od svetlobe, sevajo Čerenkovo svetlobo. Kot pod katerim se fotoni izsevajo, je odvisen od hitrosti delca:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.3)$$

kjer je θ_c Čerenkov kot (kot med smerjo fotona in smerjo nabitega delca), n lomni količnik snovi, skozi katero leti delec, β pa njegova hitrost (v enotah svetlobne hitrosti v vakuumu c_0). Če določimo Čerenkov kot, lahko preko zgornje enačbe

določimo hitrost delca, če pa zraven upoštevamo še meritev gibalne količine iz centralne potovalne komore, pa lahko preko spodnje enačbe določimo maso delca – ga identificiramo:

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (2.4)$$

Detektor TOP se nahaja okoli centralne potovalne komore, sestavljen pa je iz kvarčnih plošč. Ko delec skozi njih potuje, Čerenkovo seva. Ti fotoni zaradi popolnega odboja ostanejo ujeti znotraj plošč in potujejo do fotopomnoževalk, pritrjenih na vsakem koncu plošče, ki te fotone zaznajo. Kot, pod katerim se je foton izseval, lahko določimo preko časa, ki ga je potreboval, da je dosegel senzor. Pri dani gibalni količini imajo težji delci nižjo hitrost in posledično so Čerenkovi fotoni izsevani pod manjšim kotom, kar vodi do daljšega časa propagacije.

Detektor Čerenkovih obročev ARICH se nahaja v sprednjem delu detektorja Belle II. Sestavljata ga ravnina sevalca, ki jo tvori 4 cm debela plast aerogela, in detektorska ravnina, ki je sestavljena iz fotopomnoževalk. Razdalja med njima znaša 20 cm. Delec, ki potuje skozi aerogel, seva Čerenkove fotone, ti pa se izsevajo v obliki stožca. Fotoni prosto potujejo skozi aerogel, na senzorju svetlobe tvorijo signal v obliki obroča, njegova velikost pa nosi informacijo o hitrosti primarnega delca.

Elektromagnetni kalorimeter

Elektromagnetni kalorimeter ECL sestavljajo kristali cezijevega jodida CsI, nahaja pa se na zunanji strani detektorja TOP. Namenjen je meritvam energij elektronov in fotonov. Ti v detektorju sprožijo elektromagnetni pljusk, del njegove energije pa se pretvori v scintilacijsko svetlobo. Količina svetlobe je sorazmerna s količino deponirane energije v kristalu.

Detektor mionov in dolgoživih kaonov K_L^0

Na najbolj zunanji strani celotnega detektorskega sistema se nahaja detektor dolgoživih kaonov K_L^0 in mionov (KLM) [9]. Sestavljen je iz izmenjujočih si plasti železnih in scintilacijskih plošč. Namenjen je identifikaciji mionov in zaznavanju dolgoživih nevtralnih kaonov K_L^0 . Mioni so edini nabiti delci, ki lahko prodrejo skozi vse prejšnje plasti detektorja, da dosežejo KLM. Vsaka nabita sled, ki jo v detektorju zaznamo, predstavlja mion. Kaone pa zaznamo preko hadronskega pljuska, ki ga sprožijo v detektorju.

2.1.3 Zajem podatkov

Odziv detektorja sestoji iz nekaj milijonov bralnih kanalov – 8 milijonov PXD pikslov, 15 000 žic iz CDC, 50 000 kristalov iz ECL, itd. Pri večini trkov elektronov in pozitronov v interakcijski točki ne pride do nastanka mezona $\Upsilon(4S)$ (in posledično do mezonov B); ali se ne zgodi nič, torej elektroni in pozitroni letijo drug mimo drugega, ali pa pride do interakcij, katerih lastnosti že zelo dobro poznamo in so zaradi tega manj zanimive – npr. sipanje $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, produkcija lažjih kvarkov $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ [6] ... Ti procesi nas v večini primerov ne zanimajo, zato bi radi eksperimentalne podatke takih procesov zavrgli, saj je količina prostora za shranjevanje podatkov iz detektorja omejena. Ker je količina izhodnih podatkov iz detektorja

prevelika za sprotno obdelavo, se uporablja dvonivojski sistem sprožilcev, ki izloči večino neuporabnih podatkov [5].

Prvi sprožilec neprekinjeno prejema signal iz detektorjev CDC, ECL in KLM. S pomočjo primitivne rekonstrukcije prešteje število sledi v detektorju CDC in izračuna količino deponirane energije v ECL [5]. Če izmerjene vrednosti ustrezajo kriterijem izbranim za “zanimiv” dogodek, se odziv vseh bralnih kanalov detektorja zabeleži, sicer pa zavrže. S tem zavržemo veliko ozadja zaradi sipanja $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, medtem ko dogodki tipa $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, kjer $q \in \{u, d, s, c\}$, v večji meri preživijo prvotno selekcijo. Ti dogodki so, kar se tiče števila sledi v CDC in količini deponirane energije v ECL, precej podobni dogodkom, kjer nastane $\Upsilon(4S)$, zato jih prvi sprožilec ne zavrže [5].

Če se prvi sprožilec sproži, se prebere še izhod iz preostalih detektorjev. Celoten signal se nato preusmeri na drugi, kompleksnejši sprožilec. Ta izvaja bolj napredno rekonstrukcijo, ki določi, do kakšnega dogodka je prišlo (ali $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, itd ...) in dodatno zavrže dogodke, ki nas ne zanimajo. Na tak način se končna količina podatkov zmanjša za približno 60% [5]. Ta klasifikacija je numerično precej zahtevnejša kot tista pri prvem sprožilcu, zato se mora izvajati ločeno. Podatki iz detektorjev, ki preživijo obe selekciji, se potem shranijo na trde diske. Za dogodke $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ je sistem sprožilcev praktično 100% učinkovit, se pravi ne zavrže praktično nobenega dogodka, kjer nastane par $B\bar{B}$ [5].

2.1.4 Rekonstrukcija podatkov

S pomočjo sistema sprožilcev torej za vsak zanimiv dogodek, ki se zgodi pri trku elektrona in pozitrona, shranimo odzive detektorskih podsistemov. Ti nosijo informacijo o tem, kje in na kakšen način so nastali delci interagirali z detektorjem. Na podlagi odzivov vseh detektorskih podsistemov moramo izluščiti smiselne informacije o tem, kaj se je v dogodku zares zgodilo, tako da zrekonstruiramo sledi nabitih delcev in elektromagnetne skupke v ustreznih detektorjih ter delce identificiramo.

Za prepoznavanje sledi nabitih delcev med veliko količino lažnih odzivov v detektorju verteksov in centralni potovalni komori, se uporabljajo razni napredni algoritmi [10]. V skupini zadetkov najprej najdejo vzorce, ki bi lahko pripadali posameznemu nabitemu delcu – prepoznamo jih kot sledi. Na izbrani vzorec zadetkov algoritem prilagodi vijačnico in na podlagi njenega krivinskega radija določi gibalno količino (enačba 2.2), tako da nam na koncu ostane skupina nabitih sledi, ki pripadajo v dogodku nastalim nabitim delcem, vsaka s svojo gibalno količino.

Vsaki izmed zrekonstruiranih nabitih sledi pripišemo verjetnosti za identiteto delca (ali je šlo za e , μ , π , K , ali p). Slednje tvorimo s pomočjo odziva vseh detektorskih sistemov, tako da seštejemo posamezne identifikacijske verjetnostne cenilke.

S pomočjo raznih algoritmov na koncu poiščemo še elektromagnetne skupke, ki nastanejo zaradi interakcij elektronov in fotonov z elektromagnetnim kalorimetrom [5]. Nato določimo njihove lastnosti, kot so njihova oblika in velikost – na podlagi teh lastnosti lahko določimo količino deponirane energije za vsak skupek posebej.

Za vsak dogodek¹ torej ustvarimo seznam nabitih sledi s pripadajočimi gibalnimi količinami, zbirko elektromagnetnih skupkov z ustreznimi energijami in verjetnostmi

¹Ker je verjetnost za interakcijo e^+e^- pri trku gruč zelo majhna, vsak dogodek ustreza samo eni interakciji e^+e^- .

za identifikacije delcev. Določanje teh količin je skupno vsem meritvam pri eksperimentu Belle II – od tu dalje pa vsaka meritev sledi svoji poti.

2.2 Določanje razvejitenih razmerij razpadov mezonov B

Razvejitveno razmerje za razpad nekega delca v določeno končno stanje določimo kot

$$\text{Br} = \frac{N_{\text{sig}}}{N_{\text{all}}} = \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{all}}\eta_{\text{reco}}}, \quad (2.5)$$

kjer je N_{sig} število signalnih dogodkov, kjer delec razpade v to končno stanje, N_{all} pa označuje število dogodkov, kjer ta delec razpade v katerokoli končno stanje. Tipično števila N_{sig} ne moremo neposredno določiti, saj v praksi vedno zrekonstruiramo le delež teh dogodkov (zaradi detektorske učinkovitosti ali selekcijskih kriterijev za zavračanje dogodkov ozadja) – zrekonstruiramo jih samo N_{reco} :

$$N_{\text{reco}} = N_{\text{sig}}\eta_{\text{reco}}, \quad (2.6)$$

kjer η_{reco} označuje učinkovitost oz. izkoristek rekonstrukcije. Da določimo razvejitveno razmerje, moramo torej določiti naslednje tri količine: število zrekonstruiranih signalnih dogodkov N_{reco} , število vseh razpadov N_{all} in učinkovitost rekonstrukcije η_{reco} .

2.2.1 Število signalnih razpadov

Naš glavni cilj je ugotoviti, koliko izmed velike količine zaznanih razpadov mezonov B je bilo signalnih, t.j. razpadov v iskano končno stanje. Rekonstrukcijo izbranega razpada mezona B začnemo z dolgoživimi delci. Iz seznama sledi in skupkov, ki smo jih zaznali, določimo seznam kandidatov, ki bi lahko ustrezali končnim delcem našega signalnega razpada. Na primer, če je eden izmed končnih delcev pion, poiščemo med vsemi sledmi vse tiste, ki zadoščajo kriterijem za identifikacijo piona. Vsako tako sled obravnavamo kot kandidata za pion s četvercem gibalne količine $p^\mu = (\sqrt{(m_\pi^2 + \mathbf{p}_{\text{reco}}^2)}, \mathbf{p}_{\text{reco}})$ in ga uporabimo za naslednji korak v naši razpadni verigi. Ker identifikacija delcev ni 100% učinkovita, se med kandidati za pion znajdejo tudi delci, ki v resnici niso pioni. Taki kandidati predstavljajo ozadje.

Ko določimo četverce gibalne količine dolgoživim delcem, se lahko povzpne po razpadni verigi, tako da jih združimo v četverce gibalnih količin vmesnih stanj. Ker se gibalna količina pri razpadu ohranja, dobimo četverec gibalne količine vmesnega stanja tako, da seštejemo gibalne količine delcev, na katere je vmesno stanje razpadlo. Ta postopek ponavljamo, dokler ne določimo gibalne količine kandidatu za signalni mezon B .

Pri vsakem $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$ dogodku nastaneta dva mezona B . Na koncu njunih razpadnih verig nam ostane veliko dolgoživih delcev, zato nam velikokrat uspe zrekonstruirati kandidata za signalni mezon B , čeprav noben od mezonov B v dogodku ni zares razpadel v iskano končno stanje. Zato večina kandidatov, ki jih prvotno določimo, tvori ozadje – tak tip ozadja imenujemo tudi kombinatorično ozadje, saj nastane zaradi združevanja napačnih kombinacij delcev.

Kandidata za signalni mezon B lahko uspemo zrekonstruirati tudi v primerih, ko do nastanka mezonov B sploh ne pride, ampak nastane par lažjih kvarkov preko interakcije $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, kjer $q \in \{u, d, s, c\}$. Tak tip ozadja imenujemo kontinuumsko ozadje. Taki dogodki so pogosti, zato se velikokrat zgodi, da neka naključna kombinacija delcev preživi naša selekcijska merila.

Da zmanjšamo negotovost meritve, moramo zavreči čim več ozadja, hkrati pa bi radi med izbranimi kandidati ohranili čim več signalnih dogodkov.

Selekcija signalnih dogodkov

Zaradi velikega števila dogodkov ozadja ni mogoče z gotovostjo trditi, da je bil posamezen dogodek zares signalen – za razlikovanje med signalnimi dogodki in ozadjem se moramo poslužiti statističnih metod. Cilj je, da poiščemo količine, v katerih se porazdelitev signalnih dogodkov čim bolj razlikuje od porazdelitve dogodkov ozadja. Na teh količinah lahko določimo selekcijska merila – dogodke, ki merilom zadoščajo, obdržimo, ostale pa zavržemo. Na ta način v vzorcu zrekonstruiranih kandidatov za mezon B povečamo razmerje signal/ozadje.

Pomembne količine, v katerih se pogosto signalni dogodki razlikujejo od ozadja, so invariantne mase vmesnih stanj M_{inv} , žarkovno omejena masa M_{bc} (ang. beam constrained mass), energijska razlika ΔE in količine, ki opisujejo obliko dogodka – topologija signalnih dogodkov se velikokrat razlikuje od dogodkov ozadja.

Ko združujemo delce v kandidate vmesnih stanj, si lahko ogledamo invariantno maso te kombinacije, definirano kot

$$M_{\text{inv}} = \sqrt{\left(\sum_i E_i\right)^2 - \left(\sum_i \mathbf{p}_i\right)^2}, \quad (2.7)$$

kjer indeks i sešteva po vseh delcih, ki jih kombiniramo med sabo. Če je invariantna masa take kombinacije delcev blizu dejanske mase delca, ki ga želimo zrekonstruirati, kombinacijo delcev proglasimo kot kandidata za vmesno stanje. Če ne, tako kombinacijo zavržemo.

Ogledamo si lahko tudi invariantno maso mezona B , vendar pa po navadi raje določimo t.i. žarkovno omejeno maso, ki je definirana kot

$$M_{\text{bc}} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \mathbf{p}_B^2}, \quad (2.8)$$

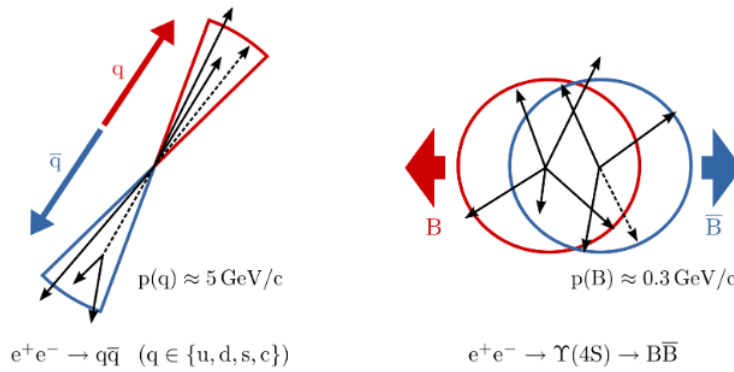
kjer $E_{\text{beam}} = 5.29 \text{ GeV}$ označuje energijo žarka, $\mathbf{p}_B$ pa označuje gibalno količino kandidata za mezon B v težiščnem sistemu. Pri nastanku delca $\Upsilon(4S)$ je ta v težiščnem sistemu pri miru, njegova masa in s tem energija pa znaša ravno 10.58 GeV . Ko razpade na dva mezona B , vsak odnese ravno polovico te energije, 5.29 GeV . Namesto da bi kandidatu za mezon B na podlagi meritev iz detektorja poleg gibalne količine določali še energijo, jo raje nastavimo na to fiksno vrednost, saj jo točno poznamo. Žarkovno omejena masa ima torej boljšo ločljivost kot invariantna masa mezona B , kar pa izboljša ločevanje med signalom in ozadjem.

Energijsko razliko ΔE definiramo kot razliko med zrekonstruirano energijo mezona B (E_B) in energijo žarka E_{beam} :

$$\Delta E = E_B - E_{\text{beam}}. \quad (2.9)$$

Za pravilno zrekonstruirane signalne dogodke je količina ΔE porazdeljena okoli 0 – razen, če je v razpadni verigi nastal nevtrino, ki del energije odnese s seboj.

Kot omenjeno na začetku tega poglavja, znaten delež ozadja predstavlja kontinuumsko ozadje. Takega ozadja se skušamo znebiti z uporabo t.i. količin za dušenje kontinuuma (ang. continuum suppression). Te količine temeljijo na topologiji dogodkov [2]. Delci iz dogodkov $B\bar{B}$ so enakomerno prostorsko porazdeljeni, saj mezona B v težiščnem sistemu mirujeta, medtem ko so delci iz kontinuumskih dogodkov zaradi velike količine razpoložljive energije močno kolimirani. V pomoč je lahko skica 2.3, kjer sta prikazani topologiji dogodkov $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ in $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$.



Slika 2.3: Tipična oblika kontinuumskega dogodka (levo) in dogodka $B\bar{B}$ (desno). Povzeto po [11].

Za optimizacijo selekcijskih kriterijev, s pomočjo katere minimiziramo statistično negotovost meritve, si običajno pomagamo s simuliranimi podatki, pri katerih je za vsak dogodek znano, ali pripada signalu ali ozadju.

Število signalnih dogodkov

Običajno nam po uporabi selekcijskih meril med zrekonstruiranimi kandidati še vedno ostane nezanemarljiva količina ozadja. Število signalnih dogodkov, ki so selekcijo preživeli, ocenimo s prileganjem modelov na porazdelitve, v katerih se signal in ozadje najbolj razlikujeta – tipično ΔE , M_{bc} ali oboje v dveh dimenzijah. Funkcije, ki opisujejo porazdelitve signala in ozadja, določimo na podlagi simuliranih podatkov. Dodatno uporabimo še popravke, ki nam odpravijo razlike med simuliranimi in eksperimentalnimi podatki. Te določimo na podlagi t.i. kontrolnih kanalov – to so razpadni načini, ki so podobni razpadu, ki ga raziskujemo, ampak običajno z večjim in dobro poznanim razvejitvenim razmerjem. Celotno analizo, ki jo razvijemo na raziskovanem razpadu, opravimo še na kontrolnem kanalu. Če pride do morebitnih razlik med rezultatom, ki ga dobimo na kontrolnem kanalu, in dejanskimi meritvami, lahko sklepamo, da bo do teh razlik prišlo tudi na prvotnem kanalu. Na kontrolnem kanalu zato raziščemo, kakšni popravki bi nam te morebitne razlike odpravili, nato pa te popravke uporabimo še na raziskovanem kanalu.

Dobljene normalizirane distribucijske funkcije nato prilegamo na eksperimentalne podatke, kjer sta število signalnih dogodkov in dogodkov ozadja prosta parametra.

2.2.2 Izračun razvejitenega razmerja

Ko enkrat določimo število zrekonstruiranih signalnih dogodkov N_{reco} , moramo za določitev razvejitenega razmerja ugotoviti še, koliko mezonov B je razpadlo v katerokoli končno stanje N_{all} in kolikšna je učinkovitost rekonstrukcije η_{reco} .

Ker poznamo integrirano luminoznost pospeševalnika SuperKEKB, je izračun števila vseh mezonov B N_{all} precej enostaven. Integrirano luminoznost pomnožimo s sipalnim presekom za interakcijo $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)$, ki pri energiji 10.58 GeV znaša ≈ 1.1 nb. Natančno vrednost raje preverimo pri posebni skupini znotraj kolaboracije Belle II, ta znaša $N(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) = (387.1 \pm 5.6) \cdot 10^6$. Pričakovano število razpadov mezonov B (nabitih in nevtralnih) je torej enako

$$\begin{aligned} N_{\text{all}} &= (387.1 \pm 5.6) \cdot 10^6 \cdot 2 = (774.2 \pm 11.2) \cdot 10^6, \\ N_{\text{all}, B^+ B^-} &= (774.2 \pm 11.2) \cdot 10^6 \cdot (0.511 \pm 0.011) = (395.6 \pm 10.3) \cdot 10^6, \\ N_{\text{all}, B^0 \bar{B}^0} &= (774.2 \pm 11.2) \cdot 10^6 \cdot (0.486 \pm 0.008) = (376.3 \pm 8.2) \cdot 10^6, \end{aligned} \quad (2.10)$$

kjer v drugih dveh enačbah N_{all} pomnožimo z ustreznimi razvejitenimi razmerji za razpad delca $\Upsilon(4S)$ [12]. Učinkovitost rekonstrukcije ocenimo s pomočjo simulacij Monte Carlo. Ker vemo, koliko signalnih dogodkov smo simulirali, $N_{\text{sig,MC}}$, in koliko signalnih dogodkov je selekcijo preživel, $N_{\text{reco,MC}}$, lahko učinkovitost določimo kot

$$\eta_{\text{reco}} = \frac{N_{\text{reco,MC}}}{N_{\text{sig,MC}}}. \quad (2.11)$$

Tak izračun je sicer precej poenostavljen in temelji na dveh predpostavkah. Prva je, da simulacija pravilno opisuje učinkovitost detektorja za rekonstrukcijo sledi nabitih delcev, njihovo identifikacijo in detekcijo fotonov v elektromagnetnem kalorimetru. To v praksi preverimo z uporabo raznih kontrolnih kanalov, katerih lastnosti so dobro poznane – v primeru neskladij med simulacijo in merjenimi podatki vpeljemo korekcijske faktorje, ki ta neskladja odpravijo. Druga predpostavka pa je, da so kinematske porazdelitve delcev v končnem stanju – te neposredno vplivajo na učinkovitost rekonstrukcije – v simulaciji pravilno opisane.

V praksi se lahko zgodi, da k večdelčnemu končnemu stanju, ki ga raziskujemo, prispeva več razpadnih kanalov z različnimi vmesnimi resonancami. Končni delci pri takih razpadih imajo lahko različno kinematiko in posledično različne učinkovitosti za rekonstrukcijo. Če ne vemo, kolikšen delež signala predstavlja posamezen razpadni kanal, tudi celotne učinkovitosti ne moremo izračunati po enačbi 2.11. Takega problema se lahko lotimo na več načinov. Eden od njih je obravnava učinkovitosti kot funkcije različnih kinematskih spremenljivk, ki čim bolj natančno opišejo razlike med različnimi razpadnimi kanali. Kot bomo videli v nadaljevanju, smo tak pristop ubrali tudi za naš razpadni kanal $B^+ \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^+ \pi^0$, h kateremu prispevajo še štirje razpadni kanali z različnimi vmesnimi resonancami.

2.2.3 Simulacija Monte Carlo

Preden se lotimo obdelave eksperimentalnih podatkov, razvijemo in optimiziramo metodo meritve na podlagi uporabe simuliranih podatkov. Izhodni podatki simulacije so namreč podobni izhodnim podatkom detektorskega sistema, le da pri simulaciji točno vemo, do katerih procesov je v dogodku prišlo. Ta je sestavljena

iz dveh sklopov. Najprej simuliramo trke med elektroni in pozitroni, tako da natančno generiramo delce, ki ob trku nastanejo, in njihove gibalne količine. Pri tem upoštevamo različne parametre, kot so sipalni preseki za interakcije, gibalne količine vhodnih delcev, znana razvejitevna razmerja za posamezne delce ... Tako simulacija kar se da natančno opiše procese, ki se zgodijo pri trkih. Ta del imenujemo simulacija dogodka, sledi pa mu simulacija odziva detektorja.

Pri simulaciji odziva detektorja skušamo čim bolj natančno simulirati interakcije med delci in snovjo v detektorju. Ti procesi, med katere sodijo ionizacija, scintilacija, zavorno sevanje, tvorba parov in sevanje Čerenkova, so nam znani in jih lahko fizikalno opišemo. Vemo tudi, kako se bo detektor na te interakcije odzval, torej kakšen signal bomo dobili na izhodu vseh detektorskih podsistemov. Simulacija odziva detektorja temelji na programskem paketu Geant4, v okolju katerega je natančno opisana geometrija celotnega detektorja, kar omogoča natančno simulacijo odziva detektorja na prelet dolgoživih delcev [13]. Izhodni podatki simulacije so ekvivalentni surovim podatkom iz detektorja.

Na teh podatkih nato poženemo rekonstrukcijske algoritme, da dobimo seznam nabitih sledi, elektromagnetnih skupkov in verjetnosti za identifikacije delcev – ravno to, kar potrebujemo za nadaljnjo analizo.

Poznamo dve vrsti simulacije Monte Carlo: generična simulacija Monte Carlo (generični MC) in signalna simulacija Monte Carlo (signalni MC). V generičnem MC-ju simuliramo vse interakcije, ki se lahko zgodijo pri trkih elektronov in pozitronov:

- nastanek nabitih mezonov B , $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$,
- nastanek nevtralnih mezonov B , $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$,
- nastanek para kvarkov $c\bar{c}$, $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$,
- nastanek para kvarkov $s\bar{s}$, $e^+e^- \rightarrow s\bar{s}$,
- nastanek para kvarkov $d\bar{d}$, $e^+e^- \rightarrow d\bar{d}$,
- nastanek para kvarkov $u\bar{u}$, $e^+e^- \rightarrow u\bar{u}$.

Pri taki vrsti Monte Carlo simulacije vsi delci, ki nastanejo, razpadejo na vse znane razpadne načine, z ustreznimi razvejitvenimi razmerji. Generični MC torej predstavlja, kaj vse se dogaja pri trkih elektronov in pozitronov. Je najboljši ekvivalent merjenim podatkom, ki ga lahko naredimo.

Ker so interakcije, ki nas zanimajo, praviloma redke, velikokrat simuliramo samo signalne dogodke, kar imenujemo signalni Monte Carlo. Pri taki simulaciji praviloma zahtevamo, da eden od mezonov B razpade preko signalnega kanala, eden pa generično. Na ta način lahko zgeneriramo precej več signalnih dogodkov, kar nam olajša statistično analizo porazdelitev signalnih dogodkov.

3 Razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$

3.1 Motivacija

Nabiti mezoni B lahko razpadejo preko več kot tisoč različnih razpadnih kanalov. Eden od možnih je $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$. Razvejitevno razmerje za ta razpad so prvič izmerili znanstveniki iz kolaboracije ARGUS leta 1990 [14]. Na voljo so imeli 229 pb^{-1} podatkov, izmerili pa so vrednost $\text{Br}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = (1.8 \pm 0.7 \pm 0.5)\%$, kjer je prva negotovost statistična, druga pa sistematična. Meritev je potrebna izboljšave, saj je izmerjena vrednost visoka, skupna negotovost pa je skoraj 50%. S približno tisočkrat večjo količino podatkov, ki jo imamo trenutno na voljo pri Belle II, in naprednejšim detektorskim sistemom, lahko izvedemo novo, bolj natančno meritev.

Rezultate nove meritve bomo lahko uporabili za izboljšavo simulacij Monte Carlo. Za njih si želimo, da so čim bolj podobne eksperimentalnim meritvam, zato se stalno posodabljaajo v skladu z najnovejšimi meritvami. Z vedno večjo količino podatkov, ki jih imamo na voljo, je pomembno, da izboljšamo obstoječe meritve z velikimi negotovostmi. Primer takega razpada je $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$.

Poleg izboljšave simulacij bo lahko boljše poznavanje tega razpada povečalo učinkovitost algoritma t.i. hadronskega označevanja [15], ki je eno najpomembnejših orodij pri raziskavah semileptonskih razpadov mezonov B , ki predstavljajo večino raziskav povezanih s pojavi fizike onkraj standardnega modela. Pri semileptonskih razpadih nastanejo nevtrini, ki pa prosto preletijo detektor in jih ne moremo zaznati, zato je rekonstrukcija takega dogodka zahtevna. Algoritem najprej na podlagi odločitvenih dreves določi, kako je razpadel drugi mezon B , t.i. označeni mezon B (ang. tagged B), B_{tag} . Če smo ga pravilno določili, lahko za ostale delce, ki so interagirali z detektorjem, trdimo, da so del razpadne verige signalnega mezona B . S pomočjo tega algoritma lahko dosežemo čistejši vzorec signalnih mezonov B . Za rekonstrukcijo B_{tag} se tipično uporabljajo razpadni kanali z visokim razvejitvenim razmerjem, saj na ta način lahko zrekonstruiramo več mezonov B_{tag} in posledično več B_{sig} . Eden od kanalov, ki znatno prispeva k učinkovitosti algoritma, je $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$.

3.2 Rekonstrukcija razpada

3.2.1 Razpadna veriga

Izmed štirih delcev, v katere razpade naš signalni mezon B , sta samo nabita piona toliko stabilna, da ju lahko neposredno zaznamo v detektorju. Večina mezonov D^{*-} razpade v mezon D in pion; v $67.7 \pm 0.5\%$ primerih razpade na $\bar{D}^0\pi^-$, v $(30.7 \pm 0.5)\%$ primerih pa v $D^-\pi^0$ [6].

Za rekonstrukcijo D^* uporabimo le prvi kanal, saj je učinkovitost rekonstrukcije nevtralnega piona relativno nizka, obenem pa je tudi delež pravilno zrekonstruiranih razpadov mnogo manjši kot pri prvem razpadnem kanalu. Rekonstrukcija nabitih pionov je veliko bolj učinkovita, saj pustijo nabite sledi v detektorju verteksov in centralni potovalni komori. Nevtralni pioni z 98.8% verjetnostjo hitro razpadejo na dva fotona [6], ki pustita sledi le v elektromagnetnem kalorimetru v obliki elektromagnetnih skupkov. Teh skupkov je v kalorimetru veliko, saj fotona iz razpada nevtralnega piona nista edina fotona, ki jih zaznamo. Vir večine je t.i. žarkovno ozadje. To ozadje sestavljajo delci, ki ne nastanejo v procesu, ki ga želimo proučevati (razpad mezona B), vendar so posledica drugih procesov, ki se dogajajo znotraj samega žarka, npr. sipanje $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in sinhrotronsko sevanje. Zaradi velike količine fotonov, izmed katerih moramo pravilno prepoznati tista, ki sta nastala pri razpadu π^0 , je rekonstrukcija manj učinkovita kot rekonstrukcija nabitih delcev. Ali se zgodi, da smo jih izmed vseh pravilno zrekonstruirali le malo, torej je rekonstrukcija neučinkovita, ali pa se zgodi, da je večina dobljenih kandidatov za π^0 lažnih, torej rekonstrukcija ni čista. Spomnimo se, da imamo v končnem stanju že en nevtralni pion, ki pride iz mezona B , zato mezon D^{*-} raje zrekonstruiramo samo po kanalu $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$. Ker pričakujemo, da je razvejitevno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ veliko (reda 1%), pričakujemo tudi, da natančnost meritve ne bo v največji meri omejena s statistično negotovostjo in izguba signala zaradi rekonstrukcije D^{*-} po le enem kanalu ne bo bistveno vplivala na samo negotovost meritve.

Podobno kot D^{*-} , tudi $\bar{D}^0$ hitro razpade. Čeprav lahko razpade na več kot 300 možnih končnih stanj [6], ga zrekonstruiramo le po kanalu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, katerega razvejitevno razmerje znaša $\text{Br}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-) = (3.95 \pm 0.03)\%$ - tu velja enaka logika kot pri rekonstrukciji D^* . Celotna razpadna veriga, ki jo hočemo zrekonstruirati, je torej oblike $B^+ \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)\pi^+\pi^+(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Poleg mezona B^+ zrekonstruiramo seveda tudi njegov anti-delec, B^- , ki razpade po nabojno konjugirani razpadni verigi $B^- \rightarrow (D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^-\pi^+)\pi^+)\pi^-\pi^-(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$.

Mezon B^+ lahko razpade v stanje $D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ tudi preko vmesnih resonanc¹, predvsem preko mezona ρ^+ , ki lahko razpade na $\pi^+\pi^0$, in resonanc mezona D^* (na kratko D^{**}), ki lahko razpadejo na $D^*\pi$. Ni nujno, da resonance razpadejo na nam zanimivo končno stanje - razpadi preko resonanc, kjer te razpadejo drugače, k razvejitvenemu razmerju za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ ne prispevajo. Med temi različnimi razpadnimi načini pri končnem izračunu ne bomo razlikovali, saj nas zanima le celotno razvejitevno razmerje $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, ne glede na kanal, preko katerega do tega stanja pridemo.

V simulaciji Monte Carlo eksperimenta Belle II nam v končno stanje $D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ skupno prispeva 5 različnih kanalov: $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, $B^+ \rightarrow D^{*-}\rho^+\pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0\rho^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}_1^0\rho^+$ in $B^+ \rightarrow \bar{D}_2^{*0}\rho^+$.

¹Resonanca označuje stanje z enako kvarkovsko strukturo, a z večjo maso. Na primer, mezon ρ^+ je višja resonanca mezona π^+ ; oba sta sestavljena iz kvarkov u in $\bar{d}$, masa mezona ρ^+ je enaka $m_\rho \approx 770$ MeV, medtem ko masa piona 5x manjša $m_\pi \approx 140$ MeV. Do razlike v masi pride zaradi različnega spina - ρ je vektor, torej ima spin 1, medtem ko so pioni skalarji, delci s spinom 0.

3.2.2 Rekonstrukcija dogodkov v generičnem Monte Carlu

Najprej smo se lotili analize generičnega Monte Carla, katerega je bilo na voljo 1 ab^{-1} , kar predstavlja $\approx 5.4 \cdot 10^8 B^+ B^-$ dogodkov. Za celotno simulacijo je zadolžena posebna ekipa znotraj kolaboracije, tako da smo imeli na voljo že pripravljene podatke, torej sezname sledi, elektromagnetnih skupkov in verjetnosti za identifikacije. Rekonstrukcija signala iz teh podatkov je potekala v okolju ROOT [16].

Najprej začnemo s kandidati za dolgožive delce (kaoni, pioni in fotoni). Kandidate za nabite kaone in pione združimo v kandidate za nevtralni mezon D^0 . Kandidate za mezon D^0 nato združimo s kandidati za nabite pione, da dobimo kandidate za mezone D^* . Med elektromagnetnimi skupki identificiramo kandidate za fotone, te pa nato združimo v kandidate za nevtralne pione. Na koncu kandidate za nabite mezone D^* , nabite in nevtralne pione združimo v kandidate za nabite mezone B .

Ko imamo enkrat seznam kandidatov za nabite mezone B , ki so razpadli preko signalnega kanala, opravimo še prileganje verteksov (ang. vertex fit). To je algoritem, ki za kombinacije sledi, ki jih združujemo, določi verjetnost, da izvirajo iz iste točke. Z njegovo pomočjo lahko izločimo tiste kombinacije delcev, za katere lahko z gotovostjo trdimo, da nimajo istega izvora in s tem dodatno zmanjšamo količino ozadja [17].

Vsak dogodek, kjer nam uspe zrekonstruirati kandidata za signalni mezon B , shranimo skupaj z vsemi fizikalnimi količinami, ki se nam zdijo relevantne. Na porazdelitvah teh količin se lahko lotimo statistične analize.

3.2.3 Statistična analiza

Ključna lastnost simulacij Monte Carlo je, da za vsakega kandidata vemo, ali je signalni ali pripada ozadju. Ker se lahko porazdelitve fizikalnih količin signalnih dogodkov in ozadja razlikujejo, lahko s pomočjo statistične analize izberemo področja, v katerih se nahaja pretežno signal, oz. odrežemo tista področja, kjer se nahaja pretežno ozadje. Na ta način se skušamo znebiti čim več ozadja, a ohraniti čim višje število signalnih dogodkov.

To tipično počnemo s pomočjo t.i. merila kakovosti (ang. Figure of Merit, FOM), ki ga izračunamo kot

$$\text{FOM} = \frac{N_{\text{sig}}}{\sqrt{N_{\text{sig}} + N_{\text{bkg}}}}, \quad (3.1)$$

kjer N_{sig} predstavlja število signalnih dogodkov v izbranem oknu, N_{bkg} pa število dogodkov ozadja. Z maksimizacijo FOM minimiziramo statistično negotovost N_{sig} . V našem primeru bo natančnost same meritve omejena bolj s sistematično kot pa s statistično negotovostjo, zato za izbor selekcijskih meril nismo optimizirali FOM, ampak smo izbrali strožje kriterije in z njimi zavržli še več ozadja.

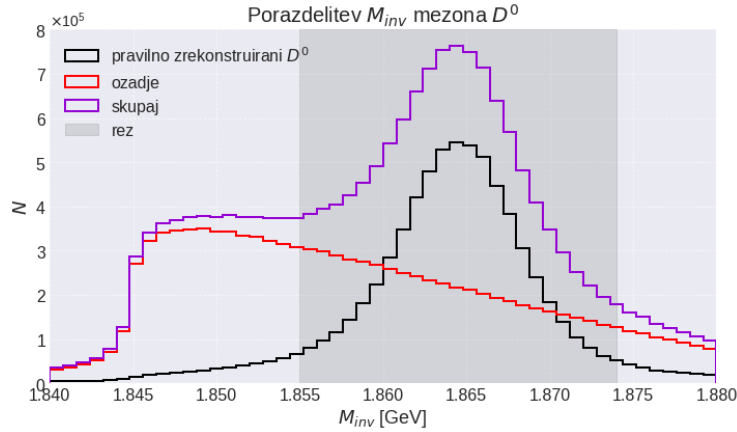
Selekcija dolgoživih delcev

Že tekom same rekonstrukcije postavimo zelo ohlapne izbirne kriterije za selekcijo dolgoživih delcev, s pomočjo katerih zavržemo dogodka, za katere smo prepričani, da pripadajo ozadju. Te kriterije imenujemo predselekcija. Sled kandidata za kaon

oziroma pion mora izvirati² blizu interakcijske točke $r < 2$ cm, $|z| < 4$ cm, s polarnim kotom, ki ustreza detektorju CDC.

Selekcija mezona D^0

Primerne kandidate za mezon D^0 izberemo na podlagi njihove invariantne mase: $1.855 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(D^0) < 1.874 \text{ GeV}$. Grafični prikaz selekcije mezona D^0 vidimo na sliki 3.1, kjer je prikazana porazdelitev invariantne mase za pravilno in napačno zrekonstruirane mezone D^0 .



Slika 3.1: Porazdelitev invariantne mase mezona D^0 . Črn histogram predstavlja pravilno zrekonstruirane mezone D^0 , rdeč napačno, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za oboje. Ohranimo kandidate za katere velja $1.855 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(D^0) < 1.874 \text{ GeV}$, na sliki označeno s sivo.

Selekcija π^0

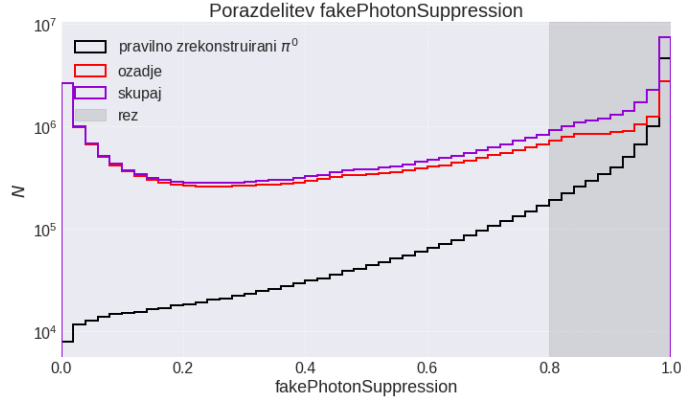
Z optimalnimi kriteriji za izbor kandidatov π^0 na ravni rekonstrukcije razpada se ukvarja posebna skupina znotraj kolaboracije, zato smo uporabili njihove ugotovitve. Te temeljijo na raznih lastnostih elektromagnetnih skupkov, kot so njihova velikost in deponirana energija, ter masi kandidata za nevtralni pion, ki mora ležati med 120 MeV in 145 MeV.

Ker je med temi kandidati še vedno veliko lažnih kandidatov, izbor dodatno zožimo na podlagi lastnosti fotonov, iz katerih je bil kandidat zrekonstruiran. Za to uporabimo količini, dobljeni preko pospešenih odločitvenih dreves, fakePhotonSuppression in beamBackgroundSuppression [18]. Količina fakePhotonSuppression je namenjena ločevanju med pravimi in lažnimi elektromagnetnimi skupki, beamBackgroundSuppression pa je namenjen ločevanju med skupki, ki nastanejo zaradi fotonov žarkovnega ozadja, in tistimi, ki nastanejo zaradi nam zanimivih fotonov. Značilke, uporabljene pri treniranju dreves, temeljijo na fizikalnih lastnostih elektromagnetnih skupkov, ki nastanejo pri interakciji fotona z elektromagnetnim kalorimetrom, npr. deponirana energija, polarni kot skupka, čas, ki preteče med trkom elektronov in pozitronov v interakcijski točki ter nastankom skupka ... fakePhotonSuppression in beamBackgroundSuppression sta porazdeljeni med 0 in 1, obravna-

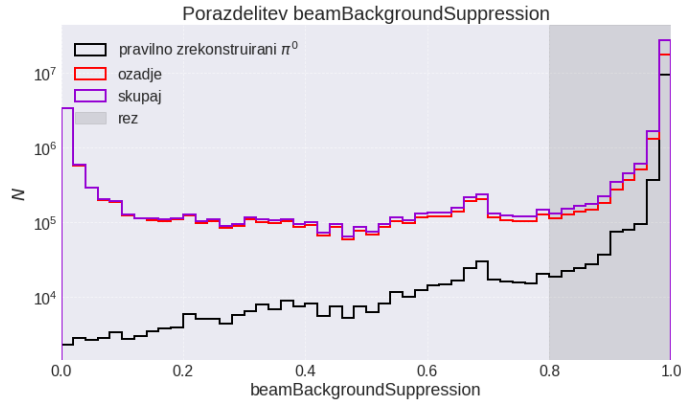
²Za določanje izvora sledi se tipično uporabljata koordinati r in z , saj ima detektor valjasto geometrijo.

vamo ju pa lahko kot verjetnosti - signalni kandidati za fotone imajo v obeh količinah vrh pri 1, lažni kandidati pa pri 0.

Izberemo le tiste nevtralne pione, pri katerih za oba fotona, na katere pion razpade, velja $\text{fakePhotonSuppression} > 0.8$ in $\text{beamBackgroundSuppression} > 0.8$. Grafična prikaza teh porazdelitev lahko vidimo na slikah 3.2 in 3.3.



Slika 3.2: Porazdelitev $\text{fakePhotonSuppression}$. Črn histogram predstavlja fotone, s kombinacijo katerih tvorimo pravilno zrekonstruiran π^0 , rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za oboje skupaj. Ohranimo kandidate za katere velja $\text{fakePhotonSuppression} > 0.8$, na sliki označeno s sivo.

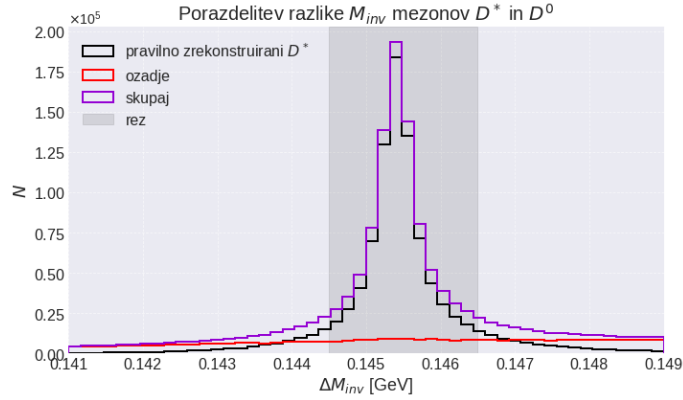


Slika 3.3: Porazdelitev $\text{beamBackgroundSuppression}$. Črn histogram predstavlja fotone, iz katerih pravilno zrekonstruiramo π^0 , rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za signal in ozadje skupaj. Ohranimo kandidate za katere velja $\text{beamBackgroundSuppression} > 0.8$, na sliki označeno s sivo. Skala je logaritemska.

Selekcija mezona D^*

Pri kandidatih za mezon D^* bi lahko podobno kot pri mezonu D^0 gledali njegovo invariantno maso, vendar si raje ogledamo razliko med invariantno maso mezona D^* in invariantno maso mezona D^0 . Ti masi sta namreč močno korelirani, saj D^* sestavimo iz zrekonstruiranega mezona D^0 in zelo počasnega piona. Posledično je porazdelitev razlike mas za signalne dogodke znatno ožja od porazdelitve mase D^* , kar omogoči učinkovitejše zavračanje dogodkov ozadja. Izberemo področje

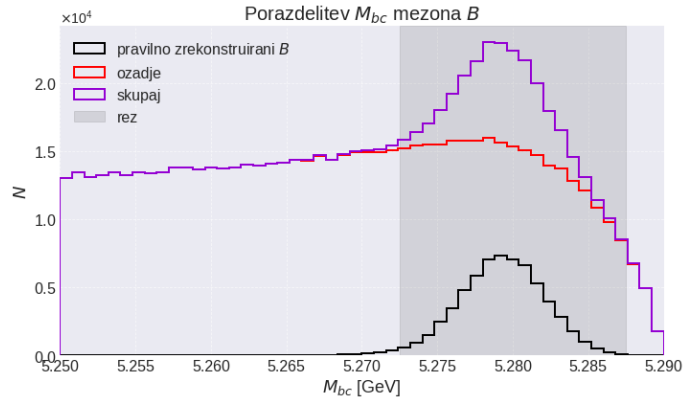
$0.1445 \text{ GeV} < \Delta M_{\text{inv}} < 0.1465 \text{ GeV}$. Grafični prikaz selekcije mezona D^* vidimo na sliki 3.4.



Slika 3.4: Porazdelitev razlike invariantnih mas mezonov D^* in D^0 . Črn histogram predstavlja pravilno zrekonstruirane D^* , rdeč napačno, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za oboje skupaj. Ohranimo kandidate za katere velja $0.1445 \text{ GeV} < \Delta M_{\text{inv}} < 0.1465 \text{ GeV}$, na sliki označeno s sivo.

Selekcija mezona B

Kot omenjeno v poglavju 2.2.1, za zavračanje ozadja namesto invariantne mase uporabimo žarkovno omejeno maso M_{bc} . Kot vidimo na sliki 3.5, je večina signalnih dogodkov porazdeljenih okoli prave mase mezona B $M_{bc} = 5.279 \text{ GeV}$ [6]. Ohranimo vse kandidate za mezon B z maso $5.2725 \text{ GeV} < M_{bc} < 5.2875 \text{ GeV}$, ostale pa zavrzemo.



Slika 3.5: Porazdelitev M_{bc} mezona B . Črn histogram predstavlja signal, rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za signal in ozadje skupaj. Ohranimo kandidate za katere velja $5.2725 \text{ GeV} < M_{bc} < 5.2875 \text{ GeV}$, na sliki označeno s sivo.

Za diskriminacijo med signalom in ozadjem bi lahko uporabili tudi količino ΔE , vendar jo bomo v nadaljevanju uporabili za določitev števila signalnih dogodkov preko prilaganja porazdelitvene funkcije, tako da na tej količini ne vpeljemo ostrejšega kriterija, kot smo ga že uporabili v predselekciji ($|\Delta E| < 0.25 \text{ GeV}$).

Dušenje kontinuumskega ozadja

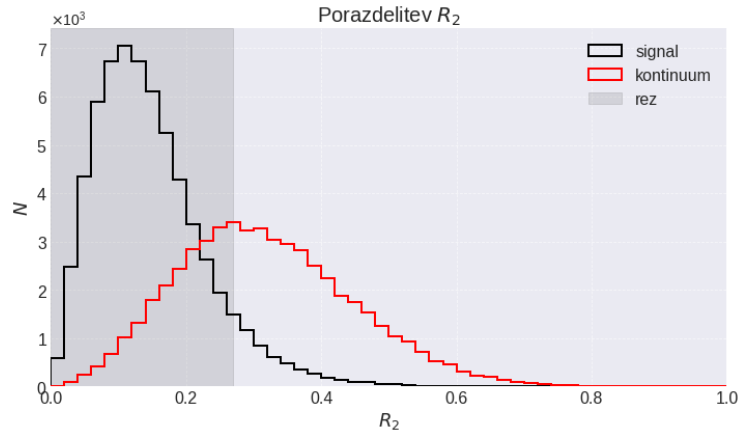
Nezanemarljiv delež ozadja predstavlja kontinuumsko ozadje (po selekciji mezonov D^0 , D^* in B ta predstavlja približno četrtno celotnega ozadja). Kot predstavljeno v poglavju 2.2.1 lahko to ozadje dodatno zmanjšamo s pomočjo količin, povezanih z obliko dogodka (t.j. kotno porazdelitvijo delcev v dogodku).

Ena izmed teh količin je R_2 , definiran kot razmerje med drugim in ničtim Fox-Wolframovim momentom [5]. k -ti Fox-Wolframov moment izračunamo kot

$$H_k = \sum_{i,j} |p_i| |p_j| P_k(\cos\theta_{i,j}), \quad (3.2)$$

kjer vsota po i, j teče po vseh delcih v končnem stanju, P_k označuje Legendrov polinom stopnje k , $\theta_{i,j}$ pa označuje kot med gibalnima količinama p_i in p_j . R_k je za močno kolimirane dogodke, kot so dogodki $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, pri sodih vrednostih k pomaknjen proti višjim vrednostim, medtem ko je pri nekolimiranih pomaknjen proti nižjim.

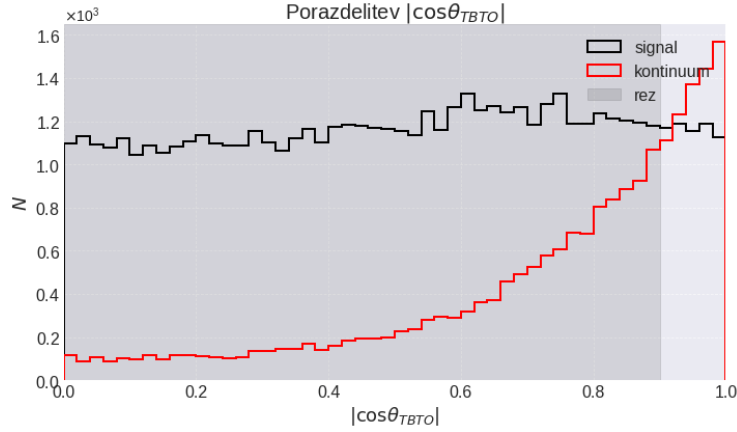
Količino R_2 uporabimo za selekcijo naših signalnih dogodkov, tako da zavržemo vse dogodke, za katere velja $R_2 > 0.27$. Grafični prikaz selekcije vidimo na sliki 3.6.



Slika 3.6: Porazdelitev količine R_2 . Črn histogram predstavlja signalne dogodke, rdeč pa kontinuumsko ozadje. Ohranimo dogodke za katere velja $R_2 < 0.27$, na sliki označeno s sivo.

Poleg R_2 za diskriminacijo med signalom in ozadjem uporabimo še $\cos\theta_{\text{TBTO}}$, kjer kot θ_{TBTO} predstavlja kot med vektorjem potiska končnih razpadnih produktov kandidata za signalni mezon B in vektorjem potiska preostalega dela dogodka. Potisk (ang. thrust) je definiran kot vektor, na katerega je vsota projekcij gibalnih količin končnih delcev največja. Pri dogodkih $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ so končni dolgoživi delci izotropsko porazdeljeni, vektorji potiska pa so porazdeljeni naključno. $|\cos\theta_{\text{TBTO}}|$ je torej enakomerno razporejen med 0 in 1. Pri dogodkih tipa $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ pa delci zaradi velike količine razpoložljive energije niso izotropsko porazdeljeni, vendar so močno kolimirani, vektorji potiska pa kažejo v nasprotno smer. Pri takih dogodkih ima $|\cos\theta_{\text{TBTO}}|$ vrh pri višjih vrednostih.

Na podlagi $\cos\theta_{\text{TBTO}}$ ohranimo tiste dogodke, za katere velja $|\cos\theta_{\text{TBTO}}| < 0.9$. Grafični prikaz selekcije vidimo na sliki 3.7.



Slika 3.7: Porazdelitev količine $\cos\theta_{\text{TBTO}}$. Črn histogram predstavlja signalne dogodke, rdeč pa kontinuum. Ohranimo dogodke za katere velja $|\cos\theta_{\text{TBTO}}| < 0.9$, na sliki označeno s sivo.

Izbor najprimernejšega kandidata

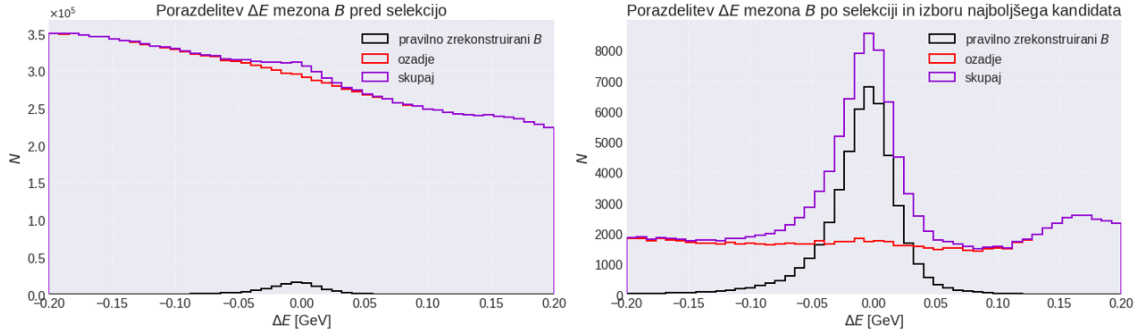
Pri rekonstrukciji se lahko zgodi, da v enem dogodku več kandidatov za mezon B preživi celotno selekcijo. Sicer obstaja verjetnost, da pri trku elektrona in pozitrona oba nabita mezona B razpadeta po signalnem kanalu, vendar je ta zelo majhna (reda velikosti 0.01% če ne upoštevamo učinkovitosti rekonstrukcije), zato lahko predpostavimo, da takih dogodkov ni. Ob tej predpostavki lahko izmed vseh kandidatov, ki smo jih uspeli zrekonstruirati, izberemo samo najprimernejšega, ostale pa zavrremo. V našem primeru nam v 163 500 dogodkih selekcijo preživi 232 500 kandidatov za mezon B .

Najprimernejšega kandidata izberemo na podlagi njegove žarkovno omejene mase. Izberemo le tistega, katerega žarkovno omejena masa je najbližja dejanski masi mezone B , ki znaša $M_B = 5.279 \text{ GeV}$.

V tabeli 3.1 lahko vidimo vpliv selekcijskih kriterijev na količino signalnih dogodkov in dogodkov različnih tipov ozadja: B^+B^- , kjer pri trku elektronov in pozitronov nastaneta nabita mezona B , vendar ne razpadeta preko signalnega kanala (ali pa signalnega mezone B ne zrekonstruiramo pravilno), $B^0\bar{B}^0$, kjer nastaneta dva nevtralna mezona B , ter kontinuumskega ozadja (c , u , d , s). V oklepaju je napisan delež zavrnjenih dogodkov pri upoštevanju posameznega selekcijskega kriterija.

Tabela 3.1: Tabela prikazuje vpliv selekcijskih kriterijev na število signalnih dogodkov in dogodkov ozadja različnih vrst. V oklepaju so zapisani deleži zavrnjenih dogodkov.

	signal	B^+B^-	$B^0\bar{B}^0$	c	u, d, s
predselekcija	$1.18 \cdot 10^5$	$3.7 \cdot 10^6$	$5.1 \cdot 10^6$	$6.6 \cdot 10^6$	$4.1 \cdot 10^6$
$1.855 < \text{InvM}(D) < 1.874$	$1.06 \cdot 10^5$ (9.6%)	$2.55 \cdot 10^6$ (30.8%)	$3.78 \cdot 10^6$ (26.1%)	$3.45 \cdot 10^6$ (48.3%)	$1.76 \cdot 10^6$ (57.7%)
$\text{fakePhotonSuppression}(\gamma) > 0.8$	83901 (22.2%)	$6.7 \cdot 10^5$ (73.7%)	$9.62 \cdot 10^5$ (74.6%)	$9.50 \cdot 10^5$ (72.5%)	$5.46 \cdot 10^5$ (68.9%)
$\text{beamBackgroundSuppression}(\gamma) > 0.8$	81663 (1.7%)	$5.55 \cdot 10^5$ (17.2%)	$7.87 \cdot 10^5$ (18.2%)	$8.01 \cdot 10^5$ (15.7%)	$4.70 \cdot 10^5$ (13.9%)
$0.1445 < \text{InvM}(D^*) - \text{InvM}(D) < 0.1465$	64493 (21.0%)	$1.75 \cdot 10^5$ (68.4%)	$4.34 \cdot 10^5$ (44.8%)	$2.10 \cdot 10^5$ (73.7%)	23388 (95.0%)
$5.2725 < M_{bc}(B) < 5.2875$	63295 (1.9%)	64025 (63.5%)	$1.47 \cdot 10^5$ (66.2%)	48309 (77.0%)	5609 (76.0%)
$R_2 < 0.27$	58233 (8.0%)	58010 (9.4%)	$1.27 \cdot 10^5$ (13.0%)	19538 (59.6%)	1407 (74.9%)
$\cos\theta_{\text{TBTO}} < 0.9$	52410 (10.0%)	51887 (10.6%)	$1.14 \cdot 10^5$ (10.5%)	13186 (32.5%)	1027 (27.0%)
izbor najprimernejšega kandidata	48032 (8.3%)	27989 (46.1%)	76052 (33.3%)	10560 (19.9%)	871 (15.2%)



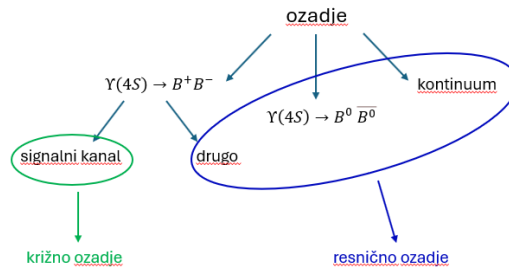
Slika 3.8: Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za nabiti mezon B . *Levo*: porazdelitev pred upoštevanjem selekcijskih meril. *Desno*: porazdelitev po upoštevanju selekcijskih meril. Črn histogram predstavlja signal, rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za signal in ozadje skupaj.

Sestava ozadja

Vpliv selekcijskih kriterijev predstavlja slika 3.8, kjer je narisana porazdelitev ΔE mezona B pred in po selekciji. Vrh pri $\Delta E = 0$ je po selekciji veliko bolj izrazit, kar omogoča natančnejšo določitev števila iskanih signalnih dogodkov in posledično iskanega razvejitvenega razmerja.

Iz tabele 3.1 lahko razberemo, da največ ozadja prihaja iz dogodkov, kjer $\Upsilon(4S)$ razpade na mezona B^0 in $\bar{B}^0$. Približno 50% teh dogodkov predstavlja podobni razpadni kanali, kot je naš: $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^-\pi^0$, $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^0\pi^0\pi^+$ in $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0$, medtem ko ostali del ozadja predstavlja naključni dogodki, kjer nam slučajno uspe zrekonstruirati ustreznega kandidata.

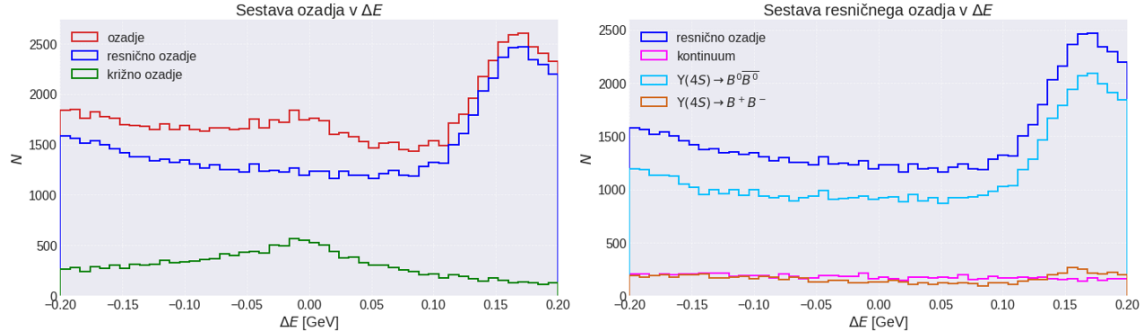
Celotno ozadje lahko ločimo na dva glavna dela, t.i. križno in resnično ozadje. Križno ozadje predstavlja dogodka, kjer je mezon B razpadel po signalnem kanalu, vendar smo ga narobe zrekonstruirali. Resnično ozadje pa predstavlja dogodka, kjer ni prišlo do nastanka nabitega mezona B , ali pa ta ni razpadel po signalnem kanalu. V pomoč je lahko grafični prikaz na sliki 3.9.



Slika 3.9: Glavne vrste ozadja.

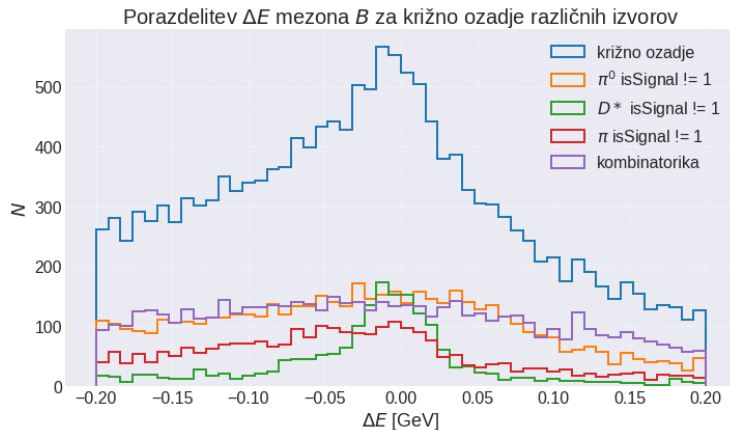
Porazdelitev ozadja v količini ΔE je prikazana na sliki 3.10. Vidimo lahko, da ima križno ozadje rahel vrh pri $\Delta E = 0$, kar je za določitev števila signalnih dogodkov lahko problematično. Dodatno lahko opazimo še porast količine dogodkov ozadja pri $\Delta E \approx 0.2$ GeV, kar je posledica predvsem dogodkov tipa $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^0$, temu končnemu stanju pa dodamo še nek π^+ . Ta vrh nam težav ne bo povzročal,

saj lahko območje, na katerem bomo prilegali porazdelitveno funkcijo, prilagodimo tako, da ta vrh izločimo.



Slika 3.10: Porazdelitev različnih vrst ozadja v količini ΔE . *Levo*: celotno ozadje (rdeča), ki ga sestavljata resnično (modra) in križno ozadje (zelena). *Desno*: resnično ozadje (modra), ki ga sestavljajo dogodki $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ (svetlo modra), dogodki $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ (rjava), in kontinuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, roza).

Križno ozadje torej predstavlja dogodka, kjer je nabit mezon B dejansko razpadel po signalnem kanalu, vendar ga nismo uspeli pravilno zrekonstruirati, količina tega ozadja pa je odvisna od števila signalnih dogodkov. Največ tega ozadja (približno 38%) pride zaradi napačne kombinatorike, torej so sicer posamezni delci, iz katerih tvorimo B , pravilno zrekonstruirani, a kombinacija teh je napačna. To se lahko zgodi, če npr. pri združevanju vzamemo en pion, ki je nastal pri razpadu drugega mezona B , vendar ga pripišemo signalnemu. Drugi znaten vir, ki predstavlja približno 34% tega ozadja, pride zaradi napačne rekonstrukcije π^0 , medtem ko je ozadja zaradi napačne rekonstrukcije ostalih dveh nabitih pionov manj, približno 17%. Najmanj ozadja (11%) pa pride iz napačne rekonstrukcije mezona D^* , a je ta najbolj problematična, saj ima porazdelitev v ΔE takega tipa križnega ozadja tako kot pravilno zrekonstruirani signalni dogodki oster vrh pri 0. Porazdelitve v ΔE za vse različne izvore križnega ozadja so narisane na sliki 3.11.



Slika 3.11: Porazdelitev križnega ozadja različnih izvorov v ΔE . Narisano je celotno križno ozadje (modra), križno ozadje, katerega izvor je napačna rekonstrukcija π^0 (oranžna), katerega izvor je napačna rekonstrukcija D^* (zelena), katerega izvor je napačna rekonstrukcija π (rdeča) in kombinatorika (vijolična).

Pri večini signalnih dogodkov, kjer narobe zrekonstruiramo mezon D^* , problem tiči pri rekonstrukciji nabitega piona, na katerega poleg mezona D^0 razpade mezon D^* . Ta je zaradi majhne razlike mas mezonov D in D^* namreč zelo počasen. Nezanemarljiv delež takih pionov v detektorju razpade na mion in nevtrino, mi pa nastali mion proglasimo za pion. Ker sta energiji miona in piona podobni (večino energije pri razpadu piona odnese ravno mion), je tudi energijska razlika ΔE kandidata za mezon B porazdeljena okoli 0, vendar z nekoliko širšim vrhom.

3.2.4 Določitev števila signalnih dogodkov

Število signalnih dogodkov v vzorcu zrekonstruiranih mezonov B določimo s pomočjo statistične analize porazdelitve kandidatov v ΔE (vijolični histogram na sliki 3.8 desno). Najprej s pomočjo simuliranih podatkov, kjer lahko signalne dogodke in dogodke ozadja enostavno ločimo (črni in rdeči histogram na isti sliki), pripravimo modela njunih porazdelitev. Vsoto obeh modelov, kjer sta njuni normalizaciji prosta parametra (ta ustrezata številu dogodkov signala in ozadja v vzorcu) pa nato prilegamo izmerjenim podatkom. Zaradi naraščajočega ozadja pri $\Delta E > 0.1$ GeV, ki bi ga bilo zahtevno modelirati, se bomo osredotočili le na območje $-0.2 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$. S tem ne izgubimo veliko signala, celotno območje naraščajočega ozadja pa odrežemo.

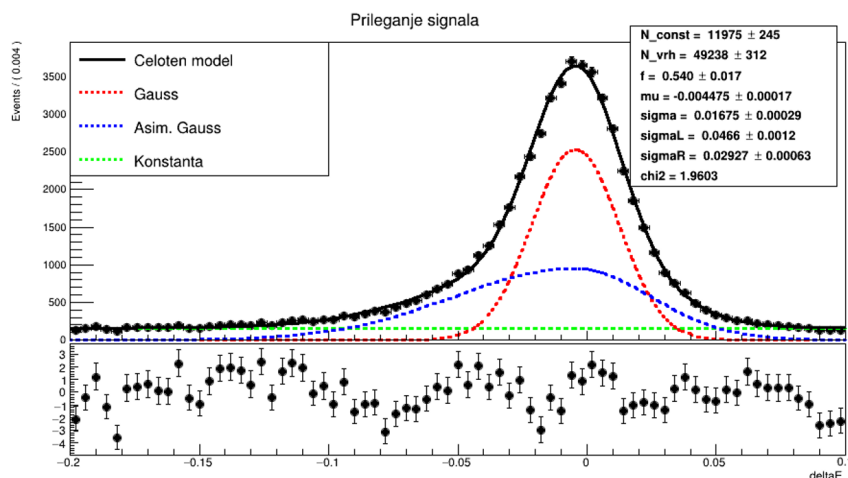
Porazdelitev signala

V našem primeru ima poleg signala tudi ozadje komponento z vrhom pri $\Delta E = 0$ - križno ozadje. Ker je količina križnega ozadja sorazmerna s številom signalnih dogodkov, saj so to signalni dogodki, ki smo jih napačno zrekonstruirali, signal in križno ozadje obravnavamo skupaj. Takih dogodkov (signal + križno ozadje) je v območju $-0.2 \text{ GeV} < \Delta E < 0.1 \text{ GeV}$ približno 61 200. Njihovo ΔE porazdelitev opišemo z vsoto:

- Gaussove funkcije $G_c(\Delta E, \mu, \sigma)$, kjer μ predstavlja sredino funkcije, σ pa njeno širino,
- asimetrične Gaussove funkcije $G_b(\Delta E, \mu, \sigma_L, \sigma_R)$, ki ima vrh v točki μ in sovpada z vrhom Gaussove funkcije G_c , σ_L predstavlja njeno širino za $\Delta E < \mu$, σ_R pa njeno širino za $\Delta E > \mu$,
- konstantne funkcije.

Proste parametre kompozicije funkcij smo določili z metodo maksimalnega verjetja, že vgrajeno v okolje RooFit [19]. Rezultat celotnega prileganja lahko vidimo na sliki 3.12. Parametra $N_{\text{const}} = 11975 \pm 245$ in $N_{\text{vrh}} = 49238 \pm 312$ nam povesta, kolikšno količino dogodkov opiše konstantna funkcija, kolikšna pa funkcija, ki opisuje vrh. Konstantnega dela porazdelitve k signalu ne štejemo, saj je njen opis v simulaciji precej nezanesljiv. Parameter $f = 0.520 \pm 0.017$ pa nam pove, kolikšen delež dogodkov v vrhu pripada Gaussovi funkciji, preostanek pa pripada asimetrični Gaussovi funkciji. Parameter $\mu \approx -0.004 \text{ GeV}$ predstavlja sredino vrha, parametri $\sigma \approx 0.017 \text{ GeV}$, $\sigma_L \approx 0.047 \text{ GeV}$ in $\sigma_R \approx 0.029 \text{ GeV}$ pa širine Gaussove in asimetrične Gaussove funkcije. Pod krivuljami narisane točke prikazujejo razliko med podatki in

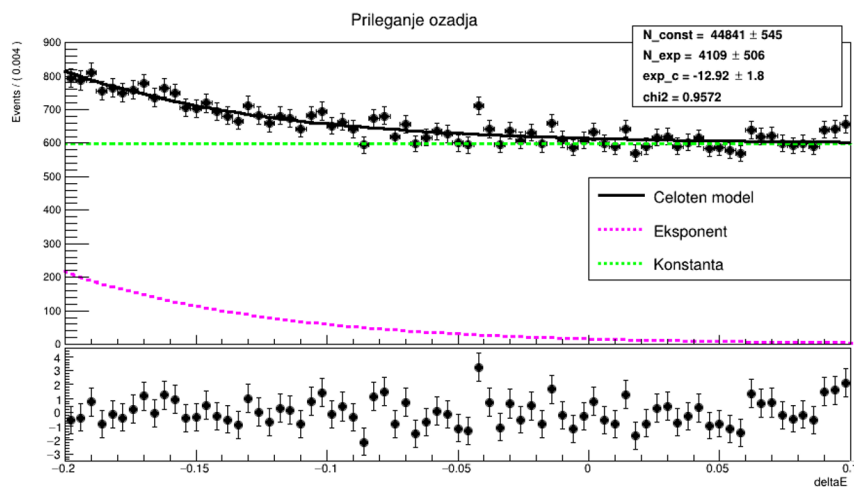
modelom v enotah statistične negotovosti števila dogodkov v posameznem stolpcu histograma.



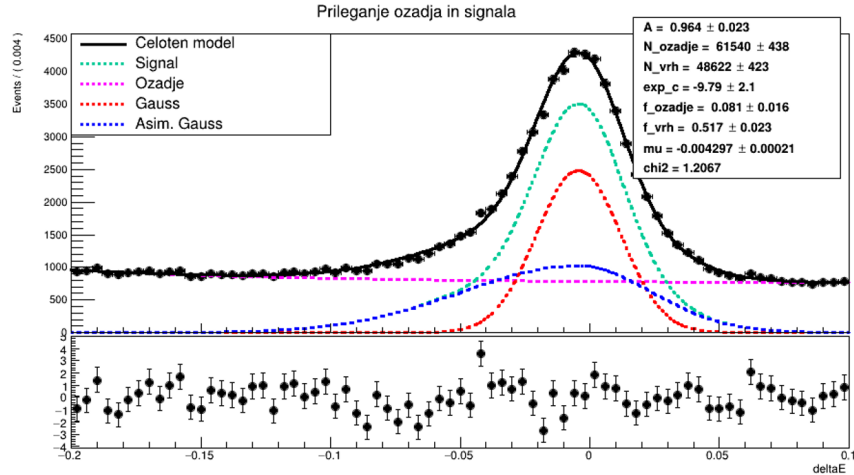
Slika 3.12: Porazdelitev signala (z dodanim križnim ozadjem), s prilegano porazdelitveno funkcijo. Rdeča krivulja predstavlja Gaussovo funkcijo, modra asimetrično Gaussovo funkcijo, zelena konstantno, črna pa skupno porazdelitveno funkcijo.

Porazdelitev ozadja

Porazdelitev ozadja (brez križnega ozadja) modeliramo z vsoto eksponentne in konstantne funkcije. Eksponentna funkcija opiše padajočo obliko signala pri $\Delta E \approx -0.2 \text{ GeV}$. Rezultat prileganja porazdelitvene funkcije lahko vidimo na sliki 3.13. Parametra $N_{\text{const}} = 44841 \pm 545$ in $N_{\text{exp}} = 4109 \pm 506$ nam povesta, kolikšno število dogodkov ozadja opišemo s konstantno in koliko z eksponentno funkcijo, parameter $\exp_c = -12.92 \pm 1.8 \text{ GeV}^{-1}$ pa predstavlja eksponent v eksponentni funkciji.



Slika 3.13: Porazdelitev ozadja (brez križnega ozadja) s prilegano porazdelitveno funkcijo. Z zeleno je narisana konstantna funkcija, z roza eksponentna, črna krivulja pa predstavlja skupno porazdelitveno funkcijo.



Slika 3.14: Skupna porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo. S svetlo modro je predstavljena porazdelitvena funkcija za signal, ki je sestavljena iz Gaussove (rdeča) in asimetrične Gaussove (modra) funkcije. Z roza je narisana porazdelitvena funkcija za ozadje, s črno pa skupna porazdelitvena funkcija.

Porazdelitev signala in ozadja

S pripravljenimi analitičnimi modeli za opis porazdelitev signala in ozadja poskusimo določiti število signalnih dogodkov in dogodkov ozadja v celotnem vzorcu (ta vključuje tako signalne dogodke kot dogodke ozadja; ekvivalentno kot bi imeli na pravih, merjenih podatkih). To storimo tako, da nanjo prilegamo vsoto porazdelitvenih funkcij za signal in ozadje, kjer njune relativne uteži pustimo proste. S tem preverimo, ali so rezultati konsistentni s tistimi, kjer smo modelirali signal in ozadje ločeno. Za signal zato proglasimo dogodke, ki sodijo v vrh, vse ostalo pa proglasimo za ozadje.

Ker se lahko simulirani podatki in dejanske meritve razlikujejo, ne smemo fiksirati vseh parametrov porazdelitvenih funkcij, ki smo jih določili pri ločenem prileganju signala in ozadja. To so predvsem širine vrhov, ki jih opišemo z Gaussovo in asimetrično Gaussovo funkcijo, saj se lahko ločljivost v ΔE med simulacijo in eksperimentom razlikuje. Fiksiramo le razmerja med njihovimi širinami, ki smo jih določili. Prost pustimo tudi eksponent, ki opisuje padajočo komponento ozadja in pa središče Gaussovih funkcij.

Rezultat prileganja lahko vidimo na sliki 3.14. Parameter $A = 0.964 \pm 0.023$ opisuje skalirni faktor širin Gaussovih funkcij (razmerja njihovih širin smo namreč fiksirali, medtem ko absolutne širine nismo), $N_{\text{vrh}} = 48622 \pm 423$ nam pove, koliko dogodkov opiše naš model signala, parameter $f_{\text{vrh}} = 0.517 \pm 0.023$ nam pove, kolikšen delež signala pripada simetrični Gaussovi komponenti. $N_{\text{ozadje}} = 61540 \pm 438$ predstavlja količino dogodkov, ki jih opiše naš model ozadja, parameter $f_{\text{ozadje}} = 0.081 \pm 0.016$ pa nam pove, kolikšen delež ozadja predstavlja eksponentna komponenta. Parameter $\mu \approx -0.004$, enako kot pri prileganju signala, predstavlja središče Gaussove in asimetrične Gaussove funkcije, parameter $\text{exp_c} = -9.79 \pm 2.1$ pa eksponent padajoče komponente ozadja, ki ga nismo fiksirali zaradi morebitnih razlik med simulacijo in eksperimentalnimi podatki.

Opazimo lahko, da je število signalnih dogodkov konsistentno s številom dogodkov v vrhu signalne porazdelitve, kar tudi pričakujemo. Prav tako je konsistentna

količina dogodkov ozadja, če jo primerjamo z vrednostmi, ki jih dobimo iz ločene obravnave ozadja in signala - konstantno komponento signala namreč proglasimo za ozadje.

Celoten postopek bi sedaj lahko ponovili na merjenih podatkih, kjer bi upoštevali enaka selekcijska merila, kot so opisana v poglavjih 3.2.2 in 3.2.3. Na končno porazdelitev ΔE bi prilegali porazdelitveni funkciji za signal in ozadje, iz česar bi določili število signalnih dogodkov, ki smo jih uspeli zrekonstruirati. Da bi določili celotno razvejitevno razmerje razpada $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ po enačbi 2.5, moramo določiti še učinkovitost rekonstrukcije.

3.3 Učinkovitost rekonstrukcije

Učinkovitosti rekonstrukcije torej ne moremo določiti po enačbi 2.11, saj bi s tem predpostavili, da različni signalni razpadni načini v merjenih podatkih enako prispevajo h končni količini signala kot v simulaciji. Ker razvejitvena razmerja za posamezne razpadne načine niso znana (še niso bila izmerjena), je ta predpostavka neutemeljena. Izračuna učinkovitosti se moramo torej lotiti drugače.

Razpadni načini preko vmesnih resonanc so v generičnem Monte Carlu precej redkejši od ne-resonančnega razpada $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$:

- razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ znaša $\text{Br} \approx 0.01515$,
- razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\rho^+\pi^+$, kjer $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, znaša $\text{Br} \approx 0.0020$,
- razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^0\rho^+$, kjer $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ in $\overline{D}_1^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, znaša $\text{Br} \approx 0.0003$,
- razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^{\prime 0}\rho^+$, kjer $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ in $\overline{D}_1^{\prime 0} \rightarrow D^{*-}\pi^+$, znaša $\text{Br} \approx 0.0015$,
- razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow \overline{D}_2^{*0}\rho^+$, kjer $\rho^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ in $\overline{D}_2^{*0} \rightarrow D^{*-}\pi^+$, znaša $\text{Br} \approx 0.0010$.

Ker je v generični simulaciji Monte Carlo število dogodkov za nekatere izmed teh razpadnih načinov majhno, si zgeneriramo t.i. signalno simulacijo Monte Carlo, kjer simuliramo samo dogodke, kjer en nabit mezon B razpade preko enega izmed signalnih kanalov (tu upoštevamo celotno razpadno verigo, opisano v razdelku 3.2.1), drug pa razpade generično. Za vsak signalni kanal smo zgenerirali $800\,000^3$ dogodkov, kar je primerljivo s količino signalnih dogodkov v generični simulaciji, ki smo jo analizirali v prejšnjem poglavju. Na ta način lahko obravnavamo vseh pet skrajnih primerov: vsi signalni razpadi v naravi potekajo le prek kanala $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, prek kanala $B^+ \rightarrow D^{*-}\rho^+\pi^+$, prek kanala $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^0\rho^+$, prek kanala $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^{\prime 0}\rho^+$ ali pa prek kanala $B^+ \rightarrow \overline{D}_2^{*0}\rho^+$.

³V resnici smo jih zgenerirali malo manj, saj v simulaciji nismo zahtevali, da π^0 razpade na dva fotona, kar se zgodi v 98.8% primerih [6].

3.3.1 Razlike med razpadnimi kanali

Po signalni simulaciji, katere izhodni podatki so v enaki obliki kot pri generični simulaciji, moramo opraviti še rekonstrukcijo in selekcijo dogodkov. Uporabimo enake kriterije, kot so zapisani v poglavjih 3.2.2 in 3.2.3. Učinkovitosti za posamezen razpadni kanal so navedene v tabeli 3.2, kjer N_{reco} predstavlja število dogodkov po opravljeni rekonstrukciji in selekciji, N_{mc} predstavlja število vseh zgeneriranih dogodkov, η pa predstavlja učinkovitost rekonstrukcije, ki smo jo določili po enačbi 2.11. Napake števila zrekonstruiranih in generiranih dogodkov določimo kot $\sqrt{N}$.

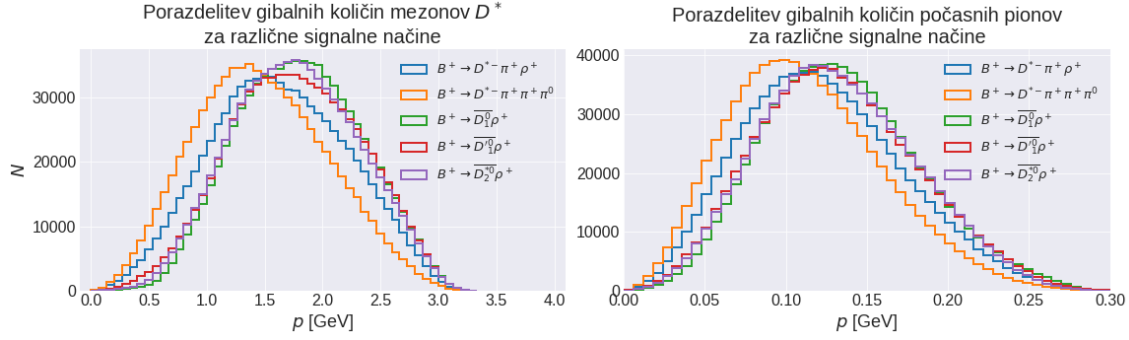
Tabela 3.2: Tabela predstavlja učinkovitost rekonstrukcije za vsak signalni način. N_{reco} predstavlja število zrekonstruiranih dogodkov, ki preživijo selekcijske kriterije, N_{mc} število vseh zgeneriranih dogodkov, η pa učinkovitost rekonstrukcije, ki jo določimo kot razmerje med N_{reco} in N_{mc} .

razpadni kanal	N_{reco}	N_{mc}	η
$B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$	81285 ± 285	789946 ± 889	0.1066 ± 0.0004
$B^+ \rightarrow D^{*-}\rho^+\pi^+$	842719 ± 290	790265 ± 889	0.1029 ± 0.0004
$B^+ \rightarrow \overline{D}_1^0\rho^+$	103416 ± 322	791007 ± 889	0.1307 ± 0.0004
$B^+ \rightarrow \overline{D}_1^0\rho^+$	98145 ± 313	791155 ± 889	0.1241 ± 0.0004
$B^+ \rightarrow \overline{D}_2^{*0}\rho^+$	101683 ± 319	790259 ± 889	0.1287 ± 0.0004

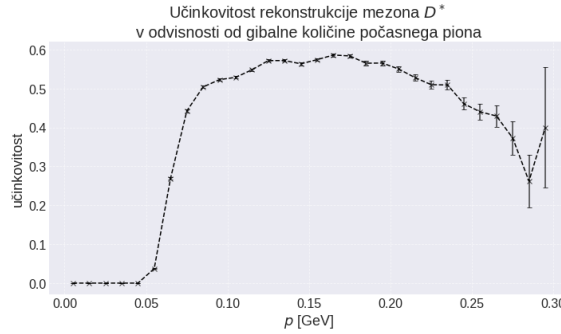
Vidimo lahko, da so učinkovitosti za posamezen razpadni kanal res različne, kar potrjuje našo domnevo, da bi bil izračun celotne učinkovitosti preko enačbe 2.11 odvisen od deleža signala, ki ga prispeva posamezen razpadni kanal.

Do razlik v učinkovitosti rekonstrukcije v največji meri pride zaradi različnih porazdelitev gibalne količine mezona D^* in posledično gibalne količine počasnega piona, ki ga uporabimo za njegovo rekonstrukcijo. Učinkovitost rekonstrukcije slednjega je namreč močno odvisna od njegove gibalne količine, saj je počasnejše pione težje zaznati. Porazdelitve gibalnih količin mezonov D^* in počasnih pionov lahko vidimo na sliki 3.15.

Na sliki 3.16 je narisana učinkovitost za rekonstrukcijo mezonov D^* v odvisnosti od gibalne količine počasnih pionov, ki so razpadni produkt razpada mezona D^* . Vidimo, da ta res pade pri nizkih gibalnih količinah. Ker so gibalne količine počasnih pionov pri razpadu $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ pomaknjene proti tem vrednostim, je tudi končna učinkovitost za rekonstrukcijo tega kanala manjša, medtem ko je učinkovitost rekonstrukcije kanalov z resonancami D^{**} zaradi hitrejših pionov večja.



Slika 3.15: *Levo*: Porazdelitev gibalne količine mezonov D^* za različne signalne kanale. *Desno*: Porazdelitev gibalne količine počasnih pionov za različne signalne kanale.

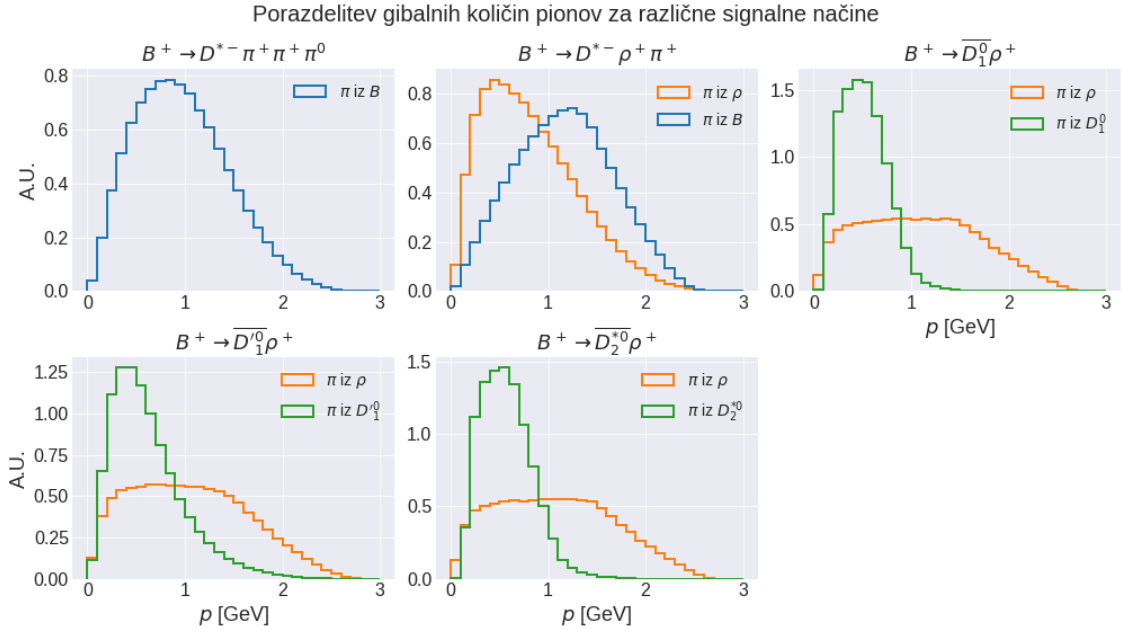


Slika 3.16: Učinkovitost za rekonstrukcijo mezona D^* v odvisnosti od gibalne količine počasnega piona.

3.3.2 2D porazdelitev učinkovitosti rekonstrukcije

V izračunu učinkovitosti moramo torej nekako upoštevati kinematiko različnih razpadnih načinov. To storimo tako, da učinkovitost rekonstrukcije parametriziramo kot funkcijo kinematskih spremenljivk, porazdelitev signalnih dogodkov v teh spremenljivkah pa določimo neposredno iz merjenih podatkov. Zaradi enostavnosti in omejenega števila simuliranih dogodkov se omejimo na dve kinematski spremenljivki – skupno invariantno maso mezonov π^+ in π^0 , ter skupno invariantno maso mezonov D^{*-} in π^+ , ki ju izračunamo po enačbi 2.7. Za te kombinacije delcev smo se odločili, ker predstavljajo razpadne produkte vmesnih resonanc ρ in D^{**} .

Ker imamo dva nabita piona v končnem stanju, se moramo odločiti, katerega kombiniramo z mezonom D^* , katerega pa s π^0 . Kombinirali bi jih lahko naključno, vendar bi jih v tem primeru pri razpadih z vmesnimi resonancami v polovici primerov združili napačno (piona, ki nastane pri razpadu D^{**} , ne bi združili z D^* , ampak s π^0). Zato raje upoštevamo dejstvo, da imata piona različno kinematiko, saj imata različen izvor (D^{**} oz. ρ). Na podlagi porazdelitev na sliki 3.17 z mezonom D^* združimo počasnejšega od obeh pionov, s π^0 pa hitrejšega. Tako v primerih, ko mezon B razpade preko vmesnih resonanc D^{**} , v večjem številu primerov kombinacije $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$ predstavljajo dejanska fizikalna stanja, kar si tudi želimo.

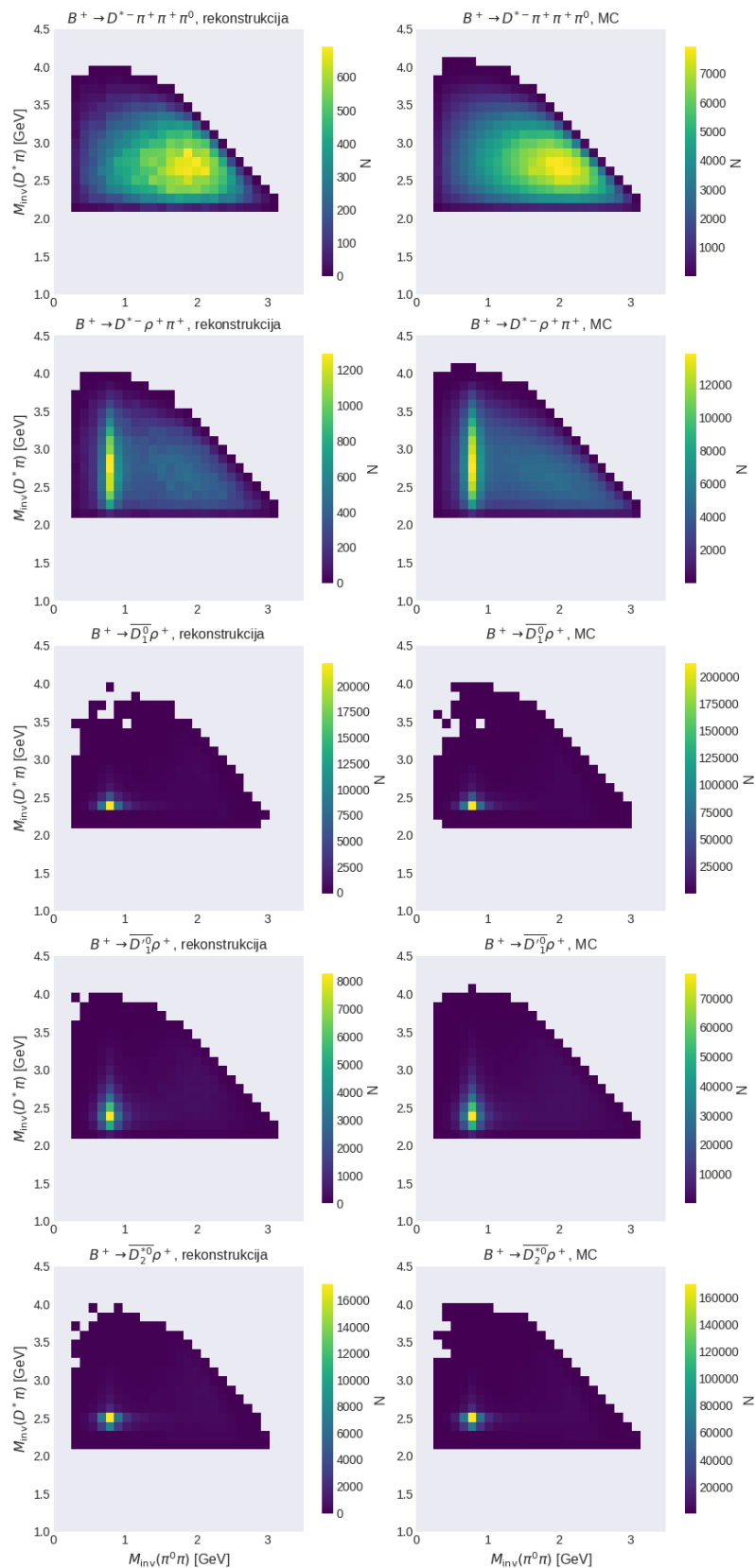


Slika 3.17: Porazdelitve gibalne količine nabitih pionov, ki jih kombiniramo z mezonoma D^* in π^0 , za različne signalne kanale. Modra barva predstavlja gibalno količino pionov, ki nastanejo pri razpadu mezona B , z oranžno pionov, ki nastanejo pri razpadu mezona ρ , z zeleno pa pionov, ki nastanejo pri razpadih mezonomov D^{**} .

Porazdelitev učinkovitosti v teh dimenzijah v principu določimo tako, da porazdelitev števila delcev v teh dimenzijah po opravljeni rekonstrukciji in selekciji delimo s porazdelitvijo števila delcev v teh dimenzijah pred rekonstrukcijo. Pri tem naletimo na težavo, saj pri ekstrakciji signala del signalnih dogodkov vključimo ozadje (ravni del porazdelitve signala v ΔE). Da učinkovitost določimo konsistentno, moramo ta del signala pri določanju učinkovitosti izvzeti in uporabiti le tisti del, ki spada v vrh porazdelitve ΔE .

To storimo z metodo *sPlot* [20]. Recimo, da imamo dva razreda dogodkov, signal in ozadje. Najprej skušamo najti količino, kjer se porazdelitvi signala in ozadja čim bolj razlikujeta. K vsakemu stolpcu v takem histogramu prispevajo tako signalni dogodki kot ozadje. Če vemo, koliko dogodkov v stolpcu je signalnih, koliko pa dogodkov ozadja, lahko za ta stolpec določimo verjetnost, da je dogodek signalni oz. ozadje. Vsakemu dogodku lahko torej pripišemo utež, ki nam predstavlja verjetnost, da je dogodek signalni. Te uteži nam omogočijo, da lahko določimo porazdelitev signalnih dogodkov v vseh drugih količinah, ki s prvo niso korelirane. Vsak dogodek k porazdelitvi signala prispeva skladno z njegovo signalno utežjo. S tem dobimo oceno signalne porazdelitve brez ozadja.

V našem primeru porazdelitev signala in dogodkov, ki jih vključimo v ozadje, v ΔE poznamo. Dogodke, ki jih vključimo v ozadje, opiše konstantna funkcija, signal pa nam opiše vsota Gaussovih funkcij. Za vsak stolpec v ΔE lahko torej preko prilaganja določimo uteži v skladu z metodo *sPlot*. Te uteži nato uporabimo za določitev 2-dimenzionalne porazdelitve števila signalnih dogodkov v invariantni masi $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$. To porazdelitev lahko nato delimo s porazdelitvijo vseh dogodkov, ki smo jih simulirali.



Slika 3.18: Porazdelitve števila delcev v dimenzijah skupne invariantne mase $\pi^0\pi$ in $D^*\pi$ za posamezne signalne kanale. V levem stolpcu so prikazane porazdelitve števila zrekonstruiranih dogodkov, v desnem stolpcu pa dejanske porazdelitve vseh zgeneriranih dogodkov.

Porazdelitve števila zrekonstruiranih delcev v odvisnosti od invariantnih mas $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$ za vseh pet različnih signalnih kanalov lahko vidimo na sliki 3.18. Signalni kanali se med seboj precej razlikujejo, kar je bil tudi razlog za izbor izbranega para invariantnih mas. Ker se porazdelitve v ΔE med posameznimi kanali lahko razlikujejo, smo optimalne parametre porazdelitve določili za vsak kanal posebej (spet preko metode maksimalnega verjetja, kot v poglavju 3.2.4). Pri tem smo predpostavili, da se osnovna oblika porazdelitev ne spremeni, torej vrh opiše vsota Gaussovih funkcij, ozadje pa konstantna funkcija.

3.3.3 Izbor optimalne porazdelitve učinkovitosti rekonstrukcije

Učinkovitost za posamezen razpadni način lahko določimo tako, da porazdelitve na levi strani slike 3.18 delimo z dejanskimi zgeneriranimi porazdelitvami (desna stran slike 3.18). Ker obravnavamo pet različnih razpadnih načinov, dobimo pet porazdelitev učinkovitosti, ki pa niso nujno povsem enake. Do majhnih razlik namreč pride zaradi dejstva, da učinkovitost rekonstrukcije opišemo le v 2-dimenzionalnem prostoru, medtem ko je celotni fazni prostor 4-delčnega razpada 5-dimenzionalen.

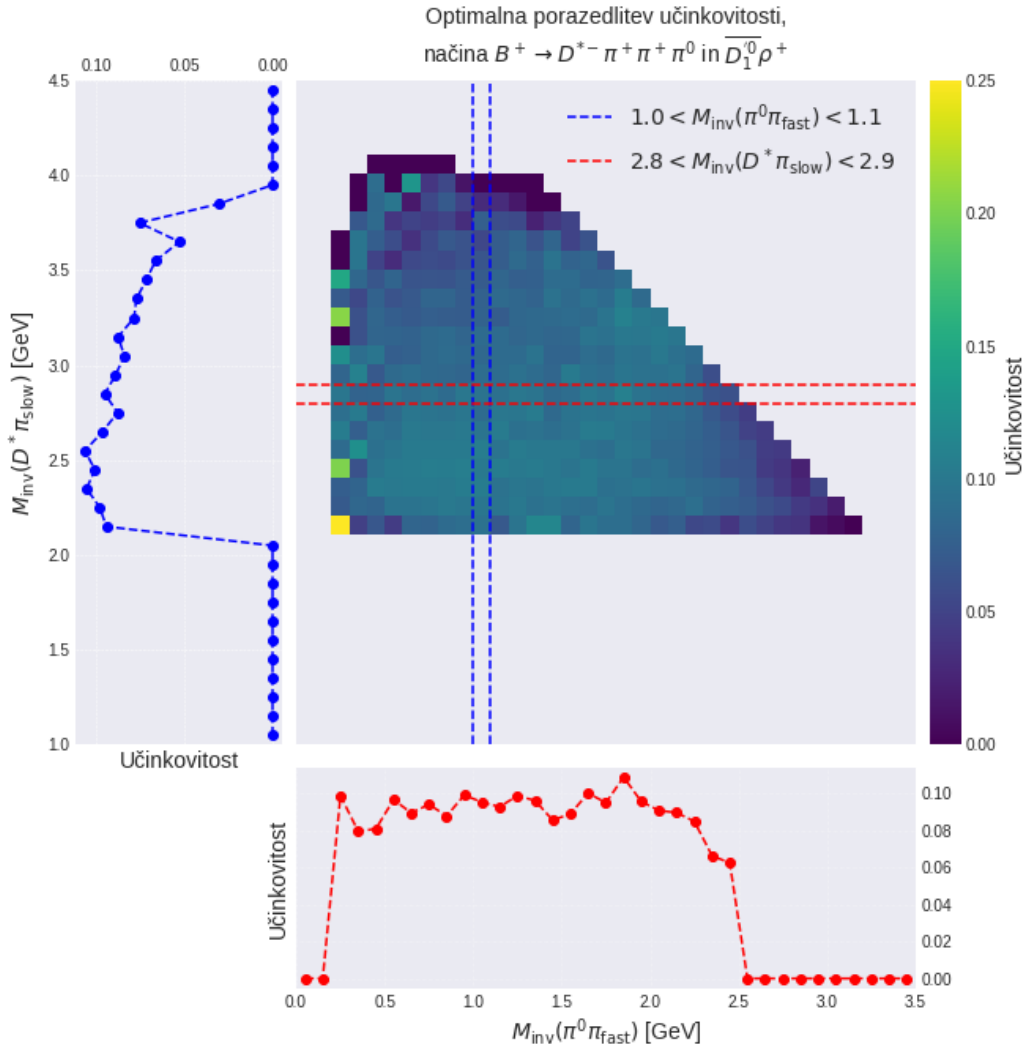
Med vsemi temi porazdelitvami učinkovitosti moramo najti tisto, ki čim bolj ustreza vsem razpadnim načinom. Ker ni nujno, da kakšna izmed teh petih porazdelitev učinkovitosti dovolj dobro opiše ostale štiri razpadne načine, tvorimo še dodatne, tako da obravnavamo vse možne kombinacije razpadnih načinov, npr. skupaj obravnavamo načina $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ in $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\rho^+$, načine $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^0\rho^+$, $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^{\prime 0}\rho^+$ in $B^+ \rightarrow \overline{D}_2^{\prime 0}\rho^+$, itd ... Na ta način dobimo 31 različnih porazdelitev učinkovitosti, med njimi pa izberemo tisto, ki vse signalne razpadne kanale opiše čim bolje.

To storimo tako, da vsako porazdelitev učinkovitosti testiramo na vseh petih porazdelitvah števila zrekonstruiranih delcev, ki so na levi strani slike 3.18. Če te porazdelitve delimo s porazdelitvijo učinkovitosti, bi se morali približati prvotni porazdelitvi zgeneriranih signalnih dogodkov, vsota take porazdelitve pa številu zgeneriranih dogodkov. Kot optimalno porazdelitev učinkovitosti izberemo tisto, pri kateri se končno število napovedanih dogodkov čim manj razlikuje od dejanskega za vse signalne kanale. Izkaže se, da optimalno porazdelitev učinkovitosti dobimo pri kombinaciji razpadnih načinov $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ in $B^+ \rightarrow \overline{D}_1^{\prime 0}\rho^+$, ki je prikazana na sliki 3.19.

Pomembna je tudi ocena negotovosti učinkovitosti, saj ta pomembno prispeva k negotovosti končnega rezultata. Ker obravnavamo porazdelitev učinkovitosti, moramo enako obravnavati tudi napako - to določimo za vsak stolpec posebej. Ker poznamo napake št. generiranih in št. zrekonstruiranih delcev za vsak stolpec, te so enake $\sqrt{N}$, napako učinkovitosti v posameznem stolpcu določimo kot

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{N_{\text{mc}}} \sqrt{N_{\text{reco}} \left(1 - \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{mc}}} \right)}, \quad (3.3)$$

saj moramo upoštevati, da N_{reco} in N_{mc} med seboj nista neodvisni [21].



Slika 3.19: Optimalna 2D porazdelitev učinkovitosti, v dimenzijah skupne invariantne mase $\pi^0\pi$ in $D^*\pi$. Prikazani sta 1D projekciji učinkovitosti, z modro barvo za dogodke z $1.0 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(\pi^0\pi) < 1.1 \text{ GeV}$, z rdečo pa za dogodke z $2.8 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(D^*\pi) < 2.9 \text{ GeV}$.

Število napovedanih dogodkov z uporabo optimalne porazdelitve učinkovitosti lahko preberemo v tabeli 3.3. Največje odstopanje med napovedanim in dejanskim številom dogodkov je pri kanalu $B^+ \rightarrow D_0^{*0}\rho^+$, kjer napovemo 4.3% več dogodkov, kot jih je sicer bilo. To pomeni, da bomo pri končni napovedi v najslabšem primeru napovedali 4.3% več dogodkov, kot jih je v resnici bilo (če je edini kanal, ki prispeva k signalu, $B^+ \rightarrow D_0^{*0}\rho^+$). To bomo morali upoštevati kot dodaten prispevek k sistematski negotovosti.

V tabeli so zapisane tudi negotovosti dejanskega in napovedanega števila dogodkov. Napako dejanskega števila dogodkov določimo kot $\sqrt{N}$, medtem ko moramo napako napovedanega števila dogodkov najprej obravnavati na nivoju porazdelitev učinkovitosti in števila zrekonstruiranih dogodkov. Za vsak stolpec smo napako učinkovitosti določili preko enačbe 3.3, napako zrekonstruiranega števila dogodkov pa smo določili $\sqrt{N}$. Tu bi sicer morali upoštevati še napako, ki jo dobimo zaradi

Tabela 3.3: Napovedi števila dogodkov za posamezen razpadni kanal, dobljene z optimalno porazdelitvijo učinkovitosti. V drugi vrstici so zapisana dejanska števila generiranih dogodkov, v tretji vrstici pa je zapisano razmerje med napovedanim in dejanskim številom dogodkov.

razpadni kanal	$D^{*-}\pi^+\rho^+$	$D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$	$D_1^0\rho^+$	$D_1'^0\rho^+$	$D_0^{*0}\rho^+$
dejansko št. dogodkov	790265 ± 889	789946 ± 889	791007 ± 889	791155 ± 889	790259 ± 889
napovedano št. dogodkov	773555 ± 4223	757675 ± 3790	820719 ± 4654	822847 ± 3745	824452 ± 4515
razmerje	0.979 ± 0.005	0.959 ± 0.005	1.038 ± 0.006	1.040 ± 0.005	1.043 ± 0.006

uporabe metode *sPlot*, vendar smo se odločili, da za potrebe magistrskega dela tega ne bomo upoštevali, saj smo sklepali, da bo ta prispevek majhen. Ker sta napaki učinkovitosti in števila zrekonstruiranih dogodkov med seboj neodvisni, napako števila napovedanih dogodkov v posameznem stolpcu določimo kot

$$\sigma_{\text{pred}} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{\text{pred}}}{\partial N_{\text{reco}}} \sigma_{\text{reco}}\right)^2 + \left(\frac{\partial N_{\text{pred}}}{\partial \eta} \sigma_{\text{eff}}\right)^2} = \frac{N_{\text{reco}}}{\eta^2} \sqrt{\sigma_{\text{eff}}^2 + \frac{\eta^2}{N_{\text{reco}}}}, \quad (3.4)$$

kjer je N_{reco} število zrekonstruiranih dogodkov v posameznem stolpcu, η izračunana učinkovitost za isti stolpec s pripadajočo napako σ_{eff} . Da dobimo skupno napako napovedanega števila dogodkov, te napake za posamezen stolpec v kvadratu seštejemo.

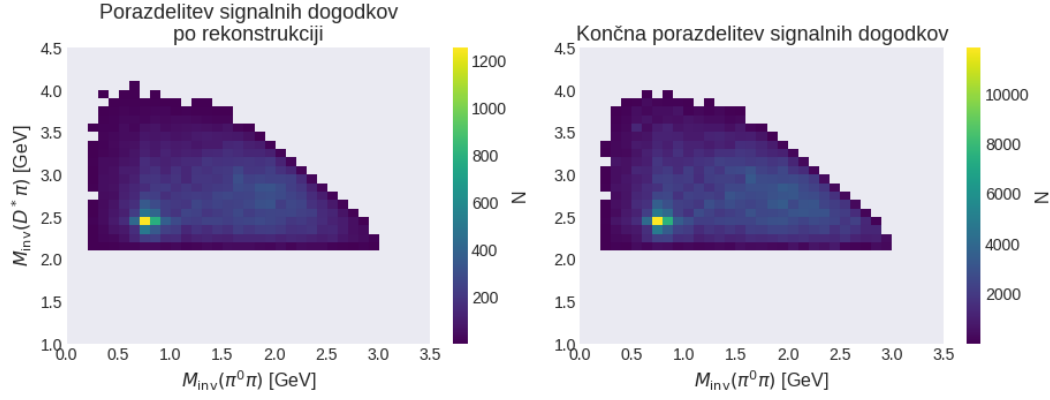
3.4 Izračun razvejitenega razmerja

Z izbrano porazdelitvijo učinkovitosti lahko sedaj določimo razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ na generični simulaciji Monte Carlo. Najprej preko metode *sPlot* določimo 2D porazdelitev v skupni invariantni masi $D^{*-}\pi^+$ in skupni invariantni masi $\pi^+\pi^0$ za tiste dogodke, ki spadajo v vrh porazdelitve ΔE . Dobljeno porazdelitev nato popravimo, tako da vsak stolpec delimo s pripadajočim stolpcem iz porazdelitve učinkovitosti. Na ta način dobimo oceno dejanske porazdelitve signalnih razpadov, njihovo skupno število pa izračunamo tako, da seštejemo prispevke iz celotne porazdelitve. Porazdelitvi pred in po upoštevanju popravkov učinkovitosti sta prikazani na sliki 3.20.

Po tem postopku ocenimo, da je v celotnem generičnem Monte Carlu preko vseh petih razpadnih kanalov razpadlo $20\,779\,433(1 \pm 0.006 \pm 0.043)$ mezonov B . Prva napaka predstavlja statistično napako, dobljeno z enačbo 3.4, druga napaka pa predstavlja konzervativno sistematično napako - za 4.3% namreč precenimo število dogodkov v primeru, če signalni razpadi potekajo le preko kanala $B^+ \rightarrow D_0^{*0}\rho^+$ (tabela 3.3). Ker vemo, da je v $1\,\text{ab}^{-1}$ generičnega Monte Carla simuliranih $539\,970\,000 \pm 23237$ dogodkov $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$, lahko določimo razvejitveno razmerje:

$$\text{Br}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{all}}} = \frac{20\,779\,433 \pm 902172}{2 \cdot (539\,970\,000 \pm 23237)} = 0.01924 \pm 0.00084. \quad (3.5)$$

Ker v generičnem Monte Carlu poznamo razvejitvena razmerja za vsakega od petih signalnih kanalov, lahko določimo tudi skupno razvejitveno razmerje za razpad



Slika 3.20: Porazdelivi števila dogodkov v dimenzijah skupne invariantne mase $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$. Na levi strani je prikazana porazdelitev števila zrekonstruiranih dogodkov, na desni pa porazdelitev števila dogodkov po deljenju s porazdelitvijo učinkovitosti.

$B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ kot vsoto vseh petih razvejitenih razmerij, ki so zapisana na začetku poglavja 3.3:

$$\text{Br}_{\text{MC}}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = 0.01995 \quad (3.6)$$

Vidimo, da je razvejitevno razmerje, ki smo ga določili z analizo, skladno z dejansko vrednostjo, ki je uporabljena v generični simulaciji Monte Carlo. To pomeni, da je celoten postopek izračuna smiseln in nam da zaupanje, da bi s predstavljeno metodo dobili pravilen rezultat tudi na merjenih podatkih.

4 Kontrolni kanal $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$

Do sedaj smo na podatkih, dobljenih s simulacijo Monte Carlo, razvili način, kako izmeriti razvejitevno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$. Na simuliranih podatkih smo pripravljeno metodo tudi preizkusili in pokazali, da je rezultat meritve skladen z vrednostjo razvejitvenega razmerja, ki je bila uporabljena pri generiranju podatkov. Da bi se dodatno prepričali, da bomo z metodo dobili pravilen rezultat meritve tudi na dejanskih eksperimentalnih podatkih, uporabimo t.i. kontrolni kanal. V ta namen poiščemo razpad, ki je podoben našemu in katerega razvejitevno razmerje je dobro poznano. Nato poskušamo določiti njegovo vrednost s kar se da majhnimi spremembami pripravljene metode. Rezultat nato primerjamo z znano vrednostjo - če se rezultata ujemata, dobimo potrditev, da so oblike porazdelitev in učinkovitost rekonstrukcije, ki sicer temeljijo na simuliranih podatkih, ustrezne.

Za kontrolni kanal vzamemo razpad $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, kjer obravnavamo dve različni razpadni verigi: $B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-)\pi^+$ enkrat z $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ in enkrat z $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Prvega smo uporabili za kontrolo selekcije mezona D^{*-} , drugega pa za kontrolo selekcije mezona π^0 . Razvejitevno razmerje za razpad $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ znaša $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (2.66 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$, za razpad $\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ pa $\text{Br}(\bar{D}^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0) = 0.144 \pm 0.006$ [6]. Ostala relevantna razvejitvena razmerja so zapisana v poglavju 3.2.1.

4.1 Kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Kanal $B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)\pi^+$ služi za kontrolo selekcijskih kriterijev za mezon D^{*-} . Tega namreč rekonstruiramo preko iste razpadne verige, kot smo ga rekonstruirali pri razpadu $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$.

Postopek analize kontrolnega kanala je podoben kot prej. Najprej opravimo rekonstrukcijo dogodkov na podatkih, dobljenih s simulacijo Monte Carlo - teh smo uporabili 200 fb^{-1} . Nato s pomočjo statistične analize določimo selekcijska merila za signalni mezon B . Pri tem upoštevamo, da so kriteriji za selekcijo mezona D^{*-} enaki kot smo jih uporabili pri razpadu $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$. Po upoštevanju selekcijskih meril, s katerimi se znebimo čim večje količine ozadja, določimo porazdelitvene funkcije, ki opišejo signal in ozadje. Z njihovo pomočjo določimo število zrekonstruiranih signalnih dogodkov, preko njih pa določimo učinkovitost rekonstrukcije. Na koncu enake porazdelitvene funkcije prilegamo na porazdelitev dejanskih eksperimentalnih podatkov, da določimo število zrekonstruiranih signalnih dogodkov v merjenih podatkih. Po formuli 2.5 nato določimo razvejitevno razmerje za razpad $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$.

4.1.1 Rekonstrukcija razpada

Postopek rekonstrukcije je podoben kot prej. Najprej začnemo s kandidati za dolgožive delce (v tem primeru kaoni in pioni). Kandidate za nabite kaone in pione združimo v kandidate za nevtralne mezone D^0 , te pa združimo s kandidati za nabite pione, da dobimo kandidate za nabite mezone D^* . Njih združimo s kandidati za nabite pione, da dobimo kandidate za nevtralne mezone B . Opravimo še prileganje verteksov, da izločimo kombinacije delcev, ki nimajo istega izvora.

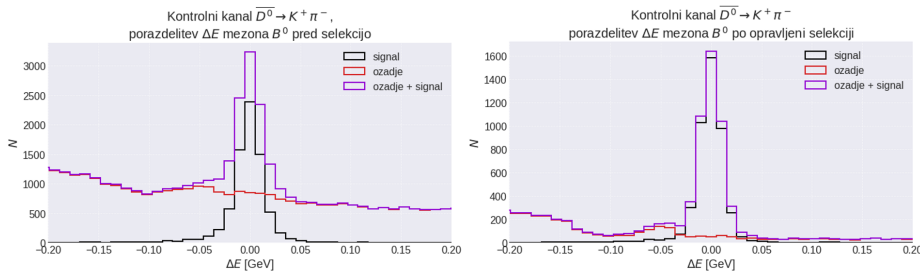
4.1.2 Statistična analiza

Med naborom dogodkov, ki so preživeli rekonstrukcijo, je še vedno veliko ozadja. Tega se skušamo znebiti tako, da na porazdelitvah nekaterih fizikalnih količin določimo področja, kjer se nahaja večinoma signal. Dogodke, ki padejo izven teh področij, zavrnemo in proglasimo kot ozadje. Postopek je podrobno opisan v poglavju 3.2.3, tako da bom tu samo navedel, katere kriterije za selekcijo dogodkov smo določili:

- $1.855 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(D^0) < 1.874 \text{ GeV}$,
- $0.1445 \text{ GeV} < \Delta M_{\text{inv}} < 0.1465 \text{ GeV}$,
- $0.2725 < M_{\text{bc}} < 5.2875$,
- $R_2 < 0.35$,
- $|\cos\theta_{\text{TBT0}}| < 0.9$.

Izbora najprimernejšega kandidata pri tem kontrolnem kanalu ni potrebno opraviti, saj je razmerje med številom kandidatov in številom dogodkov blizu 1.

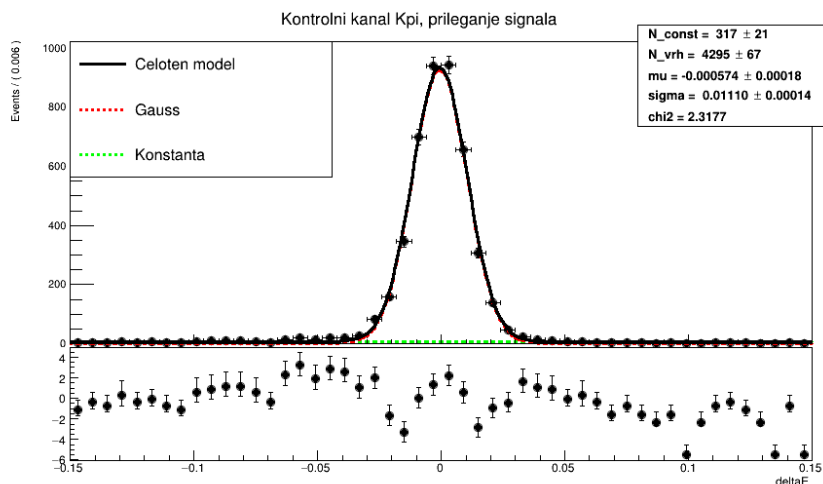
Porazdelitev ΔE mezone B^0 pred in po selekciji je vidna na sliki 4.1. Opazimo lahko, da ima ozadje rahel vrh pri $\Delta E \approx -0.05$. K njemu prispevajo dogodki $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$, kjer kaon napačno identificiramo kot pion. Na ta vrh bomo morali biti pozorni pri ekstrakciji signala.



Slika 4.1: Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za mezon B^0 pri kontrolnem kanalu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$. *Levo*: porazdelitev pred upoštevanjem selekcijskih meril. *Desno*: porazdelitev po upoštevanju selekcijskih meril. Črn histogram predstavlja signal, rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za signal in ozadje skupaj.

4.1.3 Določanje števila signalnih dogodkov in učinkovitosti rekonstrukcije

Podobno kot pri razpadu $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ smo se tudi pri kontrolnem kanalu odločili, da bomo za določanje količine signalnih dogodkov uporabili porazdelitev ΔE mezona B^0 , le da se tu osredotočimo na interval $-0.15 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$. Signal opišemo kot vsoto Gaussove funkcije in konstantne funkcije. Rezultat prileganja porazdelitvene funkcije na porazdelitev signala lahko vidimo na sliki 4.2.

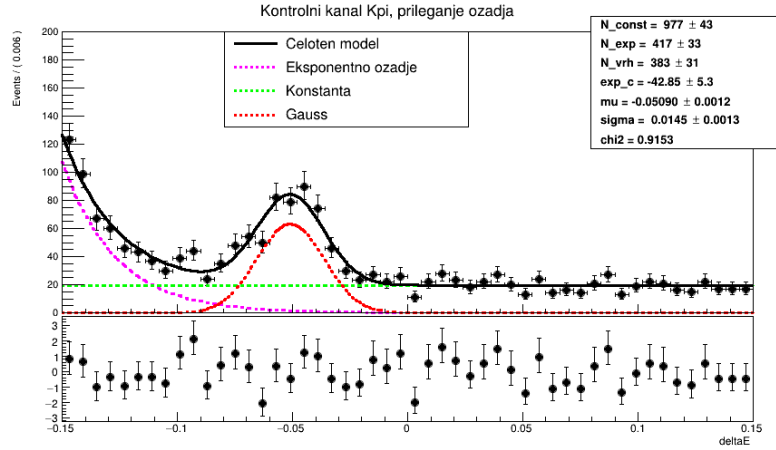


Slika 4.2: Porazdelitev signala s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Z rdečo je narisan Gaussovski del, z zeleno pa konstanten del porazdelitve signala. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve signala.

Iz slike lahko razberemo, da signalni vrh tvori 4295 ± 67 dogodkov – enako kot prej konstantnega dela ne upoštevamo. V prvotnem vzorcu z 200 fb^{-1} simuliranimi podatki smo imeli 14756 ± 121 signalnih dogodkov. Učinkovitost rekonstrukcije lahko v tem primeru določimo preko enačbe 2.11 in znaša

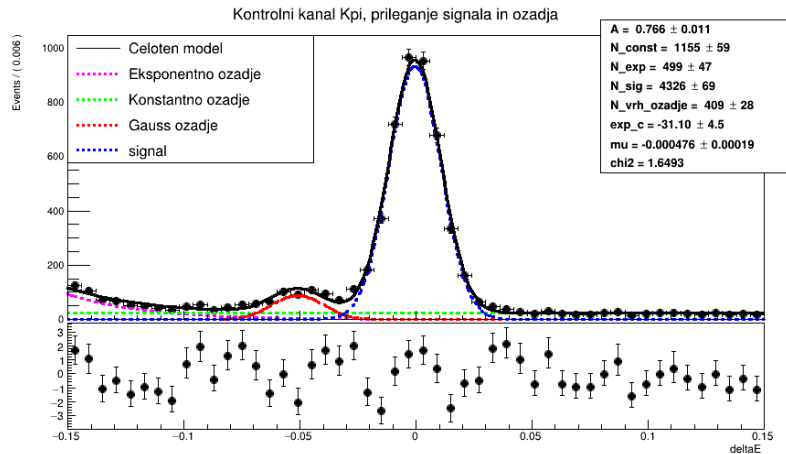
$$\eta = \frac{4295 \pm 67}{14756 \pm 121} = 0.291 \pm 0.004. \quad (4.1)$$

Za analizo merjenih podatkov potrebujemo še opis porazdelitvene funkcije za ozadje. Opišemo ga kot vsoto eksponentne funkcije, konstantne funkcije in Gaussove funkcije, ki opiše vrh v ΔE zaradi dogodkov tipa $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$. Rezultat prileganja porazdelitvenih funkcij na porazdelitev dogodkov ozadja vidimo na sliki 4.3.



Slika 4.3: Porazdelitev ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Z rdečo je narisan Gaussovski del ozadja, z zeleno konstanten del, z vijolično pa eksponentnen del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve ozadja.

Vsoto porazdelitvenih funkcij za signal in ozadje, s fiksiranimi razmerji širin Gaussovskih funkcij, prilegamo na skupno porazdelitev signala in ozadja, da preverimo konsistentnost naše metode.



Slika 4.4: Porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Z modro je narisan porazdelitev signala, z rdečo Gaussovski del ozadja, z vijolično eksponenten del, z zeleno pa konstanten del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve signala in ozadja.

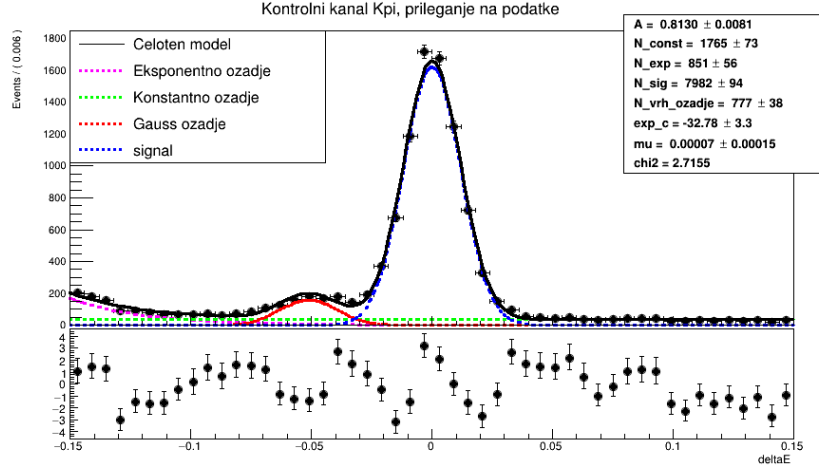
Tu nam vrh tvori 4326 ± 69 signalnih dogodkov, kar je konsistentno s številom, ki smo ga določili preko prileganja porazdelitve signalnih dogodkov.

4.1.4 Določanje razvejitenega razmerja na podatkih

Ko imamo enkrat oceno učinkovitosti rekonstrukcije, lahko določimo razvejitveno razmerje za razpad na dejanskih eksperimentalnih podatkih. Teh smo imeli na voljo

$(361.65 \pm 1.7) \text{ fb}^{-1}$.

Pri analizi dejanskih eksperimentalnih podatkov postopamo identično kot pri analizi simulacije Monte Carlo. Dogodke rekonstruiramo na enak način, za zmanjšanje količine ozadja pa uporabimo enake kriterije za selekcijo. Količino zrekonstruiranih signalnih dogodkov določimo tako, da na porazdelitev ΔE mezone B^0 prilegamo vsoto porazdelitvenih funkcij za signal in ozadje, kot smo to naredili pri dogodkih, dobljenih s simulacijo. Porazdelitev, skupaj s prileganimi porazdelitvenimi funkcijami, je prikazana na sliki 4.5.



Slika 4.5: Porazdelitev podatkov s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Z modro je narisana porazdelitev signala, z rdečo Gaussovski del ozadja, z vijolično eksponenten del, z zeleno pa konstanten del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve podatkov.

Uspeli smo zrekonstruirati 7982 ± 94 signalnih dogodkov. Da določimo razvejitveno razmerje, moramo določiti še število vseh razpadov mezonov B^0 . Teh je

$$\begin{aligned} N_{\text{all}} &= \mathcal{L}_{\text{int}} \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S)) \cdot 2 \cdot \text{Br}(\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0) \\ &= (361.65 \pm 1.70) \text{ fb}^{-1} \cdot (1.110 \pm 0.008) \text{ nb} \cdot 2 \cdot (0.486 \pm 0.006) \\ &= (390.19 \pm 5.87) \cdot 10^6. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Sedaj lahko z uporabo učinkovitosti rekonstrukcije, izračunane s pomočjo simulacije Monte Carlo, določimo razvejitveno razmerje za razpad $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, kjer upoštevamo, da smo ta razpad rekonstruirali le po enem kanalu:

$$\begin{aligned} \text{Br}(B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)\pi^+) &= \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{all}} \cdot \eta} \\ &= \frac{7982 \pm 94}{(390.19 \pm 5.87) \cdot 10^6 \cdot (0.291 \pm 0.004)} \\ &= (7.03 \pm 0.16) \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Da dobimo razvejitveno razmerje za celoten kanal, dobljeno razvejitveno razmerje delimo z razvejitvenima razmerjema za razpada $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$ in $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$:

$$\begin{aligned}
 \text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) &= \frac{\text{Br}(B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)\pi^-)\pi^+)}{\text{Br}(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-) \cdot \text{Br}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-)} \\
 &= \frac{(7.03 \pm 0.16) \cdot 10^{-5}}{(0.677 \pm 0.005) \cdot (0.0395 \pm 0.0003)} \\
 &= (2.63 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Dobljena vrednost je konsistentna s trenutno najnatančnejšo meritvijo (oziroma združitvijo več meritev), ki je enaka $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (2.66 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$ [6]. To pomeni, da učinkovitost rekonstrukcije in oblike porazdelitvenih funkcij, ki jih določimo na podlagi simuliranih podatkov, dobro opišejo prave podatke.

4.2 Kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$

Kanal $B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0)\pi^-)\pi^+$ nam služi za kontrolo selekcijskih kriterijev za nevtralni pion, ki ga zrekonstruiramo preko dveh fotonov, na katere razpade.

4.2.1 Rekonstrukcija razpada

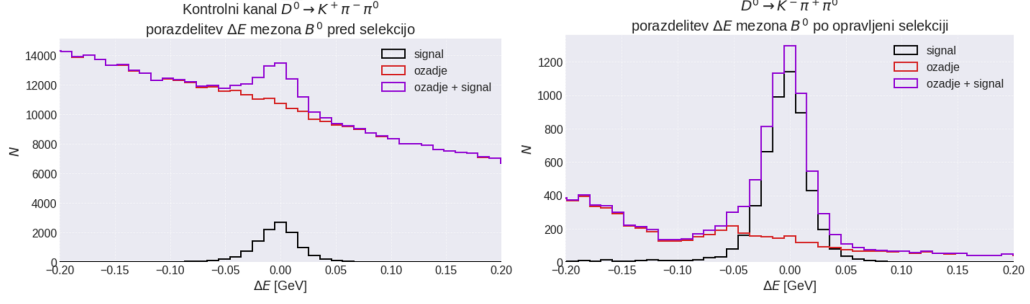
Dogodke zrekonstruiramo v večji meri enako kot pri kanalu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, le da moramo tu najprej zrekonstruirati nevtralni pion preko razpada $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Tega zrekonstruiramo na enak način kot pri razpadu $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, torej upoštevamo kriterije, ki jih je določila posebna skupina znotraj kolaboracije.

4.2.2 Statistična analiza

Enako kot prej, določimo kriterije, da se znebimo čim več ozadja in čim manj signala. Ti kriteriji so:

- $1.845 \text{ GeV} < M_{\text{inv}}(D^0) < 1.885 \text{ GeV}$,
- $\text{fakePhotonSuppression} > 0.8$, za fotone, ki nastanejo pri razpadu π^0 ,
- $\text{beamBackgroundSuppression} > 0.8$, za fotone, ki nastanejo pri razpadu π^0 ,
- $0.14425 \text{ GeV} < \Delta M_{\text{inv}} < 0.14675 \text{ GeV}$,
- $0.2725 < M_{\text{bc}} < 5.2875$,
- $0 < R_2 < 0.32$,
- $|\cos\theta_{\text{TbTO}}| < 0.9$.

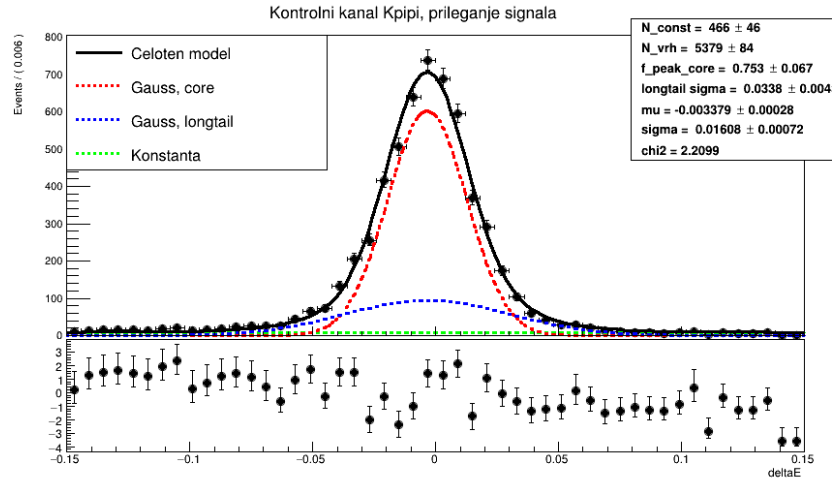
Porazdelitev ΔE mezona B^0 pred in po selekciji lahko vidimo na sliki 4.6.



Slika 4.6: Vpliv selekcijskih kriterijev na porazdelitev ΔE kandidatov za mezon B^0 pri kontrolnem kanalu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$. *Levo*: porazdelitev pred upoštevanjem selekcijskih meril. *Desno*: porazdelitev po upoštevanju selekcijskih meril. Črn histogram predstavlja signal, rdeč ozadje, z vijolično pa je prikazana porazdelitev za signal in ozadje skupaj.

4.2.3 Določanje števila signalnih dogodkov in učinkovitosti rekonstrukcije

Signal opišemo z vsoto konstantne funkcije in dveh Gaussovih funkcij - ena opiše vrh, druga pa daljša repa porazdelitve. Spet se osredotočimo na interval $-0.15 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$. Rezultat prilaganja na porazdelitev signalnih dogodkov vidimo na sliki 4.7.

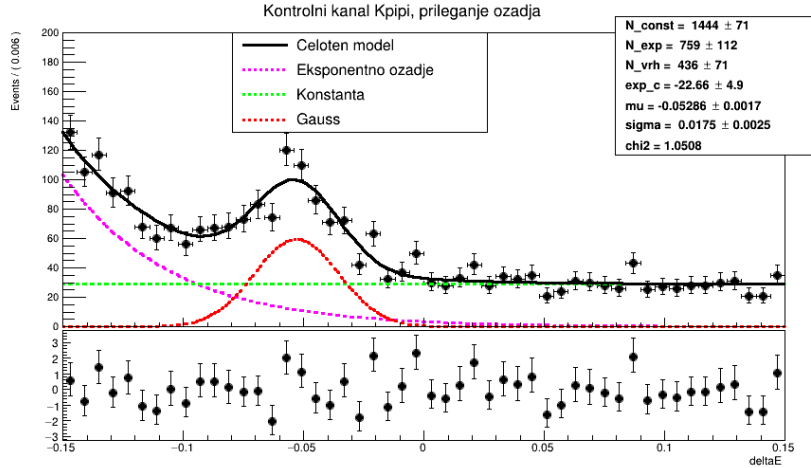


Slika 4.7: Porazdelitev signala s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$. Z rdečo je prikazana Gaussovka, ki opiše vrh, z modro pa Gaussovka, ki opiše daljše repe. Z zeleno je prikazan konstantni del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve signala.

Vrh porazdelitve tvori 5379 ± 84 dogodkov. V prvotnem vzorcu z 200 fb^{-1} simuliranimi podatki smo imeli 57905 ± 241 signalnih dogodkov. Učinkovitost rekonstrukcije lahko v tem primeru določimo preko enačbe 2.11 in znaša

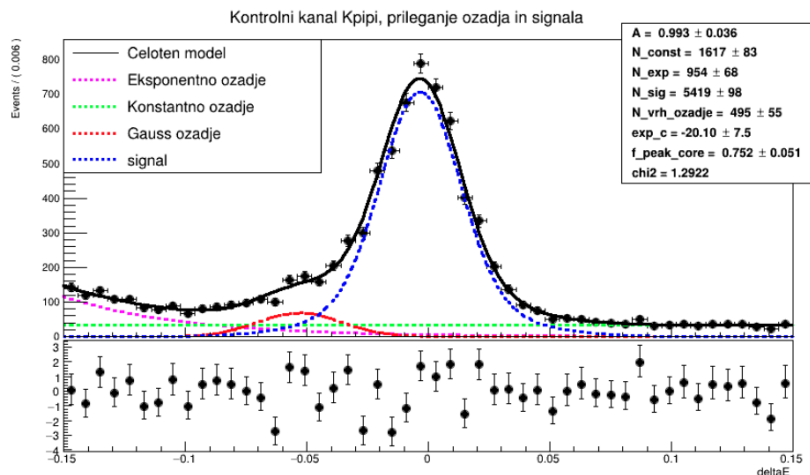
$$\eta = \frac{5379 \pm 84}{57905 \pm 241} = 0.0929 \pm 0.0014. \quad (4.5)$$

Ozadje, podobno kot pri kanalu $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, opišemo z vsoto eksponentne, konstantne in Gaussove funkcije, ki nam opiše vrh v porazdelitvi zaradi dogodkov $B^0 \rightarrow D^{*-}K^+$. Podobno kot prej se osredotočimo na interval $-0.15 \text{ GeV} < \Delta E < 0.15 \text{ GeV}$. Rezultat prileganja porazdelitvenih funkcij na porazdelitev dogodkov ozadja vidimo na sliki 4.8.



Slika 4.8: Porazdelitev ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Z rdečo je narisan Gaussovski del ozadja, z zeleno konstanten, z vijolično pa eksponenten del ozadja. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve ozadja.

Nato vsoto teh porazdelitev prilegamo na skupno porazdelitev signala in ozadja, s tem da fiksiramo razmerja širin Gaussovsk, ki smo jih dobili pri ločenih obravnavah signala in ozadja. S tem preverimo konsistentnost našega opisa porazdelitev signalnih dogodkov in dogodkov ozadja. Rezultat prileganja lahko vidimo na sliki 4.9.

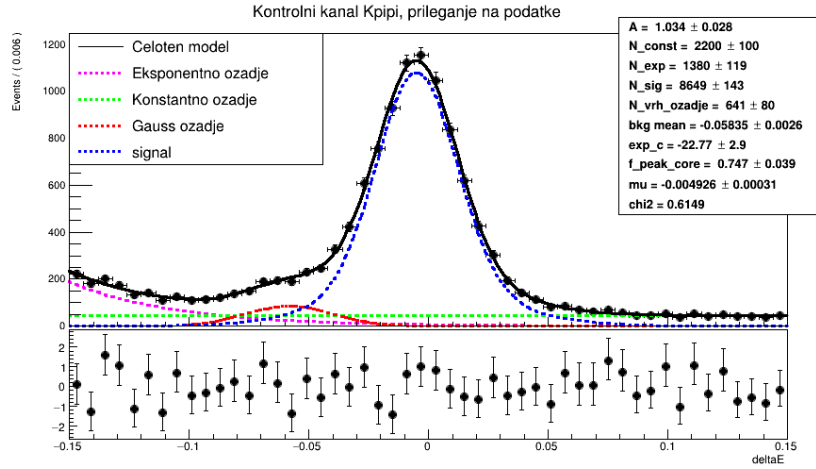


Slika 4.9: Porazdelitev signala in ozadja s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Z modro je narisan porazdelitev signala, z rdečo Gaussovski del ozadja, z vijolično eksponenten del, z zeleno pa konstanten del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve signala in ozadja.

Vrh nam tvori 5419 ± 98 signalnih dogodkov, kar je konsistentno s številom, ki smo ga določili preko prileganja porazdelitve signalnih dogodkov.

4.2.4 Določanje razvejitenega razmerja na podatkih

Na enak način določimo število zrekonstruiranih signalnih dogodkov na celotnem vzorcu dejanskih eksperimentalnih podatkov. Uporabimo enaka selekcijska merila, na dobljeno porazdelitev ΔE mezona B^0 pa prilegamo porazdelitveni funkciji za ozadje in signal. Ta je prikazana na sliki 4.10.



Slika 4.10: Porazdelitev podatkov s prilegano porazdelitveno funkcijo za kontrolni kanal $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Z modro je narisana porazdelitev signala, z rdečo Gaussovskega del ozadja, z vijolično eksponenten del, z zeleno pa konstanten del. S črno je predstavljen celoten model porazdelitve podatkov.

Uspeli smo zrekonstruirati 8649 ± 143 signalnih dogodkov.

Sedaj lahko določimo razvejitveno razmerje za razpad $(B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))\pi^-\pi^+)$:

$$\begin{aligned}
 \text{Br}(B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))\pi^-\pi^+)) &= \frac{N_{\text{reco}}}{N_{\text{all}\eta}} \\
 &= \frac{8649 \pm 143}{(390.19 \pm 5.87) \cdot 10^6 \cdot (0.0929 \pm 0.0014)} \\
 &= (2.39 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}.
 \end{aligned}
 \tag{4.6}$$

Če želimo izračunati celotno razvejitveno razmerje za razpad $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, moramo dobljeno vrednost deliti z razvejitvenimi razmerji za razpad $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ in $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$:

$$\begin{aligned}
 \text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) &= \frac{\text{Br}(B^0 \rightarrow (D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma))\pi^-\pi^+)}{\text{Br}(D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^+)\text{Br}(\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0) \cdot \text{Br}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} \\
 &= \frac{(2.39 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}}{(0.677 \pm 0.005)(0.144 \pm 0.006)(0.9882 \pm 0.003)} \\
 &= (2.48 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}.
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Določena vrednost razvejitvenega razmerja je konsistentna z meritvijo $\text{Br}(B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+) = (2.66 \pm 0.07) \cdot 10^{-3}$, saj je ob upoštevanju (le) statistične negotovosti od meritve oddaljena 1.5σ . To razliko bi lahko dodatno zmanjšali, če bi upoštevali popravek k učinkovitosti rekonstrukcije nevtralnega piona s pripadajočo sistematično negotovostjo, s čimer se ukvarja posebna skupina znotraj kolaboracije, vendar to presega okvir tega magistrskega dela.

5 Zaključek

V magistrskem delu smo preučevali Monte Carlo simulacijo razpada nabitega mezona $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ pri eksperimentu Belle II. Razvejitveno razmerje za ta razpad bi bilo koristno ponovno izmeriti, saj najnatančnejša meritev sega v leto 1990 in ima skoraj 50% negotovost. S pomočjo natančnejše meritve bi izboljšali simulacijo Monte Carlo, dodatno pa bi lahko ta razpadni kanal uporabili v algoritmu hadronskega označevanja in s tem povečali njegovo učinkovitost. Ta ključno vpliva na natančnost vrste pomembnih meritev pri eksperimentu Belle II.

Signalne mezone B smo rekonstruirali preko razpadne verige $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Upoštevali smo, da lahko mezon B na iskano končno stanje razpade tudi preko vmesnih resonanc ρ in D^{**} . Po rekonstrukciji je bilo veliko kandidatov za signalni mezon B^+ lažnih, zato smo določili kriterije, s katerimi smo skušali čim več lažnih kandidatov zavreči, pri tem pa ohraniti čim več pravilno zrekonstruiranih kandidatov. Količino signalnih dogodkov smo določili iz porazdelitve ΔE , kjer smo porazdelitveni funkciji signala in ozadja določili ločeno s pomočjo metode maksimalnega verjetja.

Učinkovitost rekonstrukcije nabitega mezona B smo obravnavali kot funkcijo invariantne mase $D^{*-}\pi^+$ in $\pi^+\pi^0$, tako da smo porazdelitev zrekonstruiranih signalnih dogodkov primerjali s porazdelitvijo vseh signalnih dogodkov. Najboljši opis smo dobili s kombinacijo kanalov $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ in $B^+ \rightarrow \bar{D}'^0_1\rho^+$.

Na podlagi dobljene porazdelitve smo določili razvejitveno razmerje za razpad $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ v generični simulaciji Monte Carlu. Ta znaša $\text{Br}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = 0.01924 \pm 0.00084$, kjer je negotovost posledica statistične in sistematične negotovosti zaradi izbire specifične porazdelitve učinkovitosti. Rezultat je skladen z vrednostjo $\text{Br}_{\text{MC}}(B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0) = 0.01995$, uporabljeno v simulaciji.

Selekcijo mezona D^* in nevtralnega piona smo preverili na kontrolnem kanalu $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$, $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, v enem primeru $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, v drugem pa $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. V obeh primerih smo na eksperimentalnih podatkih izmerili vrednost razvejitvenega razmerja, ki je konsistentna z dejansko meritvijo.

Pred izvedbo meritve razpada $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$ na eksperimentalnih podatkih, bomo morali bolj natančno določiti sistematično negotovost. Trenutno smo upoštevali le prispevek zaradi uporabe 2-dimenzionalne porazdelitve učinkovitosti, a virov sistematične negotovosti je še veliko, npr. nepopoln opis porazdelitvenih funkcij signala in ozadja, sama metoda *sPlot* ... Potrebno bi bilo upoštevati še popravke k učinkovitosti rekonstrukcije nevtralnega piona ter s tem povezano negotovostjo.

Rezultati magistrskega dela predstavljajo pomemben korak k natančnejši meritvi razvejitvenega razmerja razpada $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+\pi^+\pi^0$, kar bo pripomoglo k izboljšanju simulacije Monte Carlo in algoritma hadronskega označevanja, to pa bo imelo neposreden vpliv na natančnost številnih ključnih meritev v fiziki mezonov B .

Literatura

- [1] J. Libby, *Physics at Belle II*, The European Physical Journal Special Topics (2024).
- [2] A. J. Bevan *et al.*, *The Physics of the B Factories*, The European Physical Journal C **74** (2014).
- [3] K. Akai, K. Furukawa in H. Koiso, *SuperKEKB Collider*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **907**, 188–199 (2018).
- [4] BelleII, *SuperKEKB/Belle II Complete 2024 Operations*, [ogled 19. 7. 2025].
- [5] E. Kou *et al.* (Belle-II), *The Belle II Physics Book*, Progress of Theoretical and Experimental Physics **2019**, 123C01 (2019).
- [6] S. Navas *et al.* (Particle Data Group Collaboration), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024).
- [7] *Belle II Software Documentation*, [ogled 12. 4. 2025].
- [8] P. Branchini, *The Belle II Experiment: Status and Prospects*, Universe **4** (2018).
- [9] T. Abe *et al.* (Belle-II), *Belle II Technical Design Report* (2010), arXiv:1011.0352 [physics.ins-det] .
- [10] V. Bertacchi *et al.* (Belle-II), *Track finding at Belle II*, Computer Physics Communications **259**, 107610 (2021).
- [11] M. Röhrken, *Continuum Suppression*, [ogled 7. 3. 2025].
- [12] S. Banerjee *et al.*, *Averages of b-hadron, c-hadron, and τ -lepton properties as of 2023* (2024), arXiv:2411.18639 [hep-ex] .
- [13] S. Agostinelli *et al.*, *Geant4—a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506**, 250 (2003).
- [14] H. Albrecht *et al.* (ARGUS), *Exclusive Hadronic Decays of B Mesons*, Z. Phys. C **48**, 543 (1990).
- [15] T. Keck *et al.* (Belle-II), *The Full Event Interpretation: An Exclusive Tagging Algorithm for the Belle II Experiment*, Computing and Software for Big Science **3**, 10.1007/s41781-019-0021-8 (2019).

- [16] R. Brun *et al.*, *root-project/root: v6.18/02* (2019).
- [17] J.-F. Krohn *et al.*, *Global decay chain vertex fitting at Belle II*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **976**, 164269 (2020).
- [18] P. Cheema, *Suppressing Beam Background and Fake Photons at Belle II using Machine Learning*, EPJ Web Conf. **295**, 09035 (2024).
- [19] W. Verkerke in D. Kirkby, *The RooFit toolkit for data modeling* (2003), arXiv:physics/0306116 [physics.data-an] .
- [20] M. Pivk in F. Le Diberder, *sPlot: A statistical tool to unfold data distributions*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **555**, 356–369 (2005).
- [21] M. Paterno (Fermilab), *Calculating efficiencies and their uncertainties*, Teh. por. (Fermi National Accelerator Lab. (FNAL), Batavia, IL (United States), 2004).