

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Ottimizzazione della Selezione dei
Decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ per la
Misura delle Asimmetrie di \mathcal{CP}

Relatore:
Dott. Fabio Ferrari

Presentata da:
Marco Caporale

Correlatore:
Dott. Stefano Perazzini
Dott. Andrea Villa

Abstract

In questa tesi è presentato il lavoro svolto per ottimizzare le selezioni dei decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ al fine di misurarne le asimmetrie di \mathcal{CP} . Il campione di dati utilizzato corrisponde ad una luminosità integrata di 6 fb^{-1} , raccolto dall'esperimento LHCb in collisioni protone-protone ad un'energia nel centro di massa di 13 TeV. L'ottimizzazione della selezione è di fondamentale importanza nello studio di questi decadimenti, per ottenere la minor incertezza statistica possibile sulle asimmetrie misurate. Il lavoro svolto in questa tesi ha portato ad avere incertezze statistiche sulle singole asimmetrie di \mathcal{CP} pari a:

$$\begin{aligned}\sigma(\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{pK}) &= 0.76\%, \\ \sigma(\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{p\pi}) &= 0.95\%,\end{aligned}$$

che risultano essere minori di circa un fattore due rispetto ai risultati già pubblicati dalla Collaborazione LHCb. Il lavoro svolto in questa tesi sarà parte della pubblicazione dei risultati ottenuti su rivista internazionale, prevista per il 2023.

Indice

Abstract	1
Indice	2
Elenco delle Figure	4
Elenco delle Tabelle	6
Introduzione	7
1 Modello Standard	8
1.1 Teoria dei Campi Quantistici e Modello Standard	8
1.1.1 Particelle del Modello Standard	9
1.1.2 Interazioni del Modello Standard	9
1.2 Interazione Debole	12
1.2.1 Miscelamento del Sapore	13
1.3 Simmetrie	16
1.3.1 Parità Spaziale \mathcal{P}	16
1.3.2 Coniugazione di Carica \mathcal{C}	17
1.3.3 Inversione Temporale \mathcal{T}	17
1.3.4 Conservazione delle Simmetrie Discrete nel MS	17
1.3.5 Violazioni di \mathcal{CP}	18
1.3.5.1 Violazione nel Decadimento	18
1.3.5.2 Violazione nel Miscelamento	19
1.3.5.3 Violazione nell'Interferenza	19
1.4 Barione Λ_b^0	20
1.4.1 Λ_b^0 e Violazione \mathcal{CP}	21
2 Esperimento LHCb	22
2.1 Large Hadron Collider	22
2.1.1 Esperimenti del LHC	24
2.2 LHCb	25
2.2.1 Componenti del Rivelatore	26

2.2.1.1	VELO	27
2.2.1.2	RICH	28
2.2.1.3	Magnete	30
2.2.1.4	Tracker	30
2.2.1.5	Calorimetri	32
2.2.1.6	Muon System	34
2.2.1.7	HeRSChL	34
2.2.2	Sistema di Trigger	36
2.2.2.1	Level-0 Trigger	36
2.2.2.2	High Level Trigger (HLT1 e HLT2)	38
3	Ottimizzazione Selezione	39
3.1	Definizione delle Asimmetrie di \mathcal{A}_{CP}	39
3.2	Selezione degli Eventi	40
3.2.1	Selezione BDT	40
3.2.2	Selezione PID	41
3.2.3	Elenco dei Tagli investigati	41
3.3	Modello di Fit	42
3.3.1	Segnale	43
3.3.2	Fondi Cross-feed	44
3.3.3	Fondo Parzialmente Ricostruito	45
3.3.4	Fondo Combinatorio	46
3.4	Procedura di Ottimizzazione	47
3.5	Fit Simultanei	53
3.5.1	Fit Simultanei Selezione A	54
3.5.2	Fit Simultanei Selezione B	54
3.5.3	Esiti Fit Simultanei	54
	Conclusioni	61
	Bibliografia	63
	Ringraziamenti	66

Elenco delle figure

1.1	Particelle fondamentali del Modello Standard	10
1.2	Interazioni del Modello Standard	11
1.3	Alcuni esempi di decadimenti mediati da interazione debole	13
1.4	Miscelamento di Cabibbo	14
1.5	Transizioni dei quark	15
1.6	Diagrammi di oscillazione dei $B^0(B_s^0)$	19
1.7	Diagrammi di decadimento Λ_b^0	20
2.1	Mappa del LHC	22
2.2	Sistema di acceleratori del CERN	23
2.3	Logo di LHCb	24
2.4	Prospettiva del rivelatore	26
2.5	Sezione trasversale del rivelatore LHCb	27
2.6	Vertex LOcator	28
2.7	Sezione RICH	29
2.8	Magnete di LHCb	30
2.9	Trigger Tracker	31
2.10	Tracce nei calorimetri	32
2.11	Moduli Shashlik (ECAL)	33
2.12	Segmentazione ECAL/HCAL	34
2.13	Muon System	35
2.14	HeRSChel	36
2.15	Sistema di trigger	37
3.1	Funzione Johnson	43
3.2	Adattamento del segnale $p\pi$ al MC	44
3.3	Fondo parzialmente ricostruito	47
3.4	Funzione fondo combinatorio	48
3.5	Adattamento del fondo combinatorio pK al MC	49
3.6	Massa invariante selezione pK	50
3.7	Massa invariante selezione $p\pi$	50
3.8	Toy selezione pK	51
3.9	$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(pK))$	51

3.10	Toy selezione $p\pi$	52
3.11	$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(p\pi))$	52
3.12	Fit simultanei selezione pK per pK e $p\pi$	55
3.13	Fit simultanei selezione pK per $K^+\pi^-$, π^+K^-	56
3.14	Fit simultanei selezione pK per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	57
3.15	Fit simultanei selezione $p\pi$ per pK e $p\pi$	58
3.16	Fit simultanei selezione $p\pi$ per $K^+\pi^-$, π^+K^-	59
3.17	Fit simultanei selezione $p\pi$ per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	60

Elenco delle tabelle

3.1	Valori PID e BDT per $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$	42
3.2	Valori PID e BDT per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$	42
3.3	Frazioni di ramificazione	46
3.4	Tagli ottimali $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$	49
3.5	Tagli ottimali per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$	49
3.6	Tagli di PID per le ipotesi di massa $K^+\pi^-$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	53
3.7	Tagli di PID per le ipotesi di massa $p\pi^-$, pK^- invertite.	53

Introduzione

Uno dei settori di studio più interessanti della fisica delle particelle riguarda la ricerca e la misura della violazione di simmetrie che in fisica classica risultano conservate. Una di queste simmetrie si ottiene dalla composizione delle trasformazioni di parità \mathcal{P} e di coniugazione di carica \mathcal{C} , che insieme danno luogo alla trasformazione \mathcal{CP} . Sebbene in passato si ritenesse che i sistemi fisici fossero invarianti sotto queste trasformazioni, negli anni le evidenze sperimentali hanno portato alla luce violazioni di queste simmetrie, prima singolarmente e poi congiuntamente. Al giorno d'oggi la misura dell'entità della violazione di \mathcal{CP} è oggetto di grande interesse; in particolare per quanto riguarda sistemi contenenti quark *charm* o *beauty* uno degli esperimenti più attivi è LHCb, che appunto prende il nome da quest'ultimo quark. Una conoscenza sempre più approfondita della violazione di \mathcal{CP} è necessaria per cercare di spiegare la disparità fra materia e antimateria presente nell'Universo. Ad oggi infatti l'entità della violazione di tale simmetria misurata dai vari esperimenti non è sufficiente a spiegare le diverse abbondanze delle due. L'applicazione della trasformazione di \mathcal{CP} alla materia restituisce l'antimateria e risulta pertanto chiaro che in assenza di tale violazione l'Universo dovrebbe essere composto dalle due in parti uguali, mentre le evidenze sperimentali indicano che è costituito di sola materia.

Di particolare interesse risultano essere i decadimenti a due corpi senza charm degli adroni B , in quanto le ampiezze di questi processi ricevono notevoli contributi non solo dalle transizioni "ad albero", ma anche da quelle "a pinguino". All'interno dei loop di queste ultime, grazie al principio di indeterminazione che permette di violare la conservazione dell'energia, possono comparire, con contributi virtuali, particelle non previste dal Modello Standard molto più massive di quelle che possono essere generate nei moderni collisionatori di particelle. La presenza di queste particelle si può manifestare come una variazione degli osservabili di violazione di \mathcal{CP} rispetto alle previsioni del Modello Standard. In particolare i decadimenti a due corpi charmless del barione Λ_b^0 , ricevendo anch'essi contributi da diagrammi a pinguino, sono dei buoni candidati per la possibile ricerca di violazioni di \mathcal{CP} e di fisica oltre il Modello Standard.

Questa tesi è organizzata in tre capitoli. Nella prima parte è presente un'introduzione alla teoria della violazione di \mathcal{CP} nel Modello Standard e in particolare nell'ambito dell'interazione debole, mentre nella seconda parte è presente una descrizione dell'esperimento LHCb. Infine, nel terzo ed ultimo capitolo, verrà presentata la procedura di ottimizzazione della selezione dei decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ sviluppata in questa tesi.

Capitolo 1

Modello Standard

1.1 Teoria dei Campi Quantistici e Modello Standard

Nella meccanica classica è tracciata una chiara distinzione tra il concetto di campo e di materia. Con l'evoluzione della fisica questa distinzione si è sempre più affievolita fino a scomparire: l'oggetto di studio è stato prima il grave che si muoveva sotto l'azione del campo gravitazionale, poi la particella quantistica la cui dinamica era determinata dall'evoluzione della rispettiva funzione d'onda, ma comunque esistente in quanto oggetto in sé. Con l'avvento della Teoria Quantistica dei Campi (QFT) si è infine persa questa distinzione tra particelle e campi di interazione, relegando le particelle al ruolo di mere manifestazioni dei campi di cui sono quanti. L'oggetto di studio della fisica diventano quindi i campi e le rispettive funzioni d'onda. Su queste assunzioni viene quindi costruito il Modello Standard.

Il Modello Standard (MS) è un modello fenomenologico che descrive tre delle quattro interazioni fondamentali della natura, ovvero l'interazione elettromagnetica, nucleare forte e nucleare debole, fra quelle che ad oggi consideriamo le particelle elementari del nostro Universo, riportate in Figura 1.1. Queste possono essere divise in diversi gruppi: leptoni, quark, bosoni di gauge e infine il bosone di Higgs.

Prima di introdurre alcune delle proprietà di queste entità risulta utile una breve considerazione sul ruolo della funzione d'onda. Con la meccanica quantistica viene infatti introdotto come significato fisico del modulo quadro della funzione d'onda $|\psi|^2$ la probabilità di individuare la particella in esame in un certo punto del suo spazio delle fasi. In un sistema composto da due particelle identiche nel medesimo stato risulta quindi che scambiando di posizione le due particelle tale valore non dovrebbe cambiare, così come quello di tutti gli altri osservabili del sistema. Sviluppando la funzione d'onda di un siffatto sistema otterremmo due possibilità, ovvero una funzione d'onda simmetrica o antisimmetrica rispetto allo scambio delle particelle. Diremo *fermioni* le particelle con funzione d'onda antisimmetrica e *bosoni* le particelle con funzione d'onda simmetrica.

1.1.1 Particelle del Modello Standard

Le particelle del MS possono essere divise in diversi gruppi in base alle loro proprietà:

- **Leptoni**, dal greco $\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\varsigma$ che significa leggero a causa della loro massa esigua se confrontata con quella dei quark. Sono fra le prime particelle elementari ad essere state identificate, con la scoperta ad opera di J.J. Thomson dell'elettrone che gli valse il premio Nobel per la fisica nel 1906. Sono divisi in tre generazioni dette generazioni leptoniche, quella dell'elettrone (e), del muone (μ) e del tauone (τ). In ogni generazione sono presenti appunto il leptone di riferimento (l), di carica pari alla carica dell'elettrone, di segno negativo, e il rispettivo neutrino (ν_l), di carica nulla. All'interno del MS¹ il numero di leptoni di ogni determinata generazione è conservato. Sono inoltre particelle di natura fermionica, ovvero a spin semintero.
- **Quark**, gli altri campi che descrivono i costituenti della materia nel MS. A causa del fenomeno del confinamento, che non ne permette l'esistenza come stati isolati, non sono stati identificati fino agli anni '60, quando si capì che i barioni non erano essi stessi particelle fondamentali in quanto appunto stati legati di entità più semplici. Come i leptoni anch'essi sono campi fermionici divisi in tre generazioni. In ogni generazione è presente un quark *uplike*, di carica pari a $\frac{2}{3}$ la carica dell'elettrone, di segno positivo ed un quark *downlike*, con carica pari ad $\frac{1}{3}$ della carica dell'elettrone e di segno negativo. Gli stati legati di quark (ed antiquark) sono detti adroni. Gli adroni si dividono in mesoni e (anti)barioni. I mesoni sono composti da un quark e da un antiquark, i barioni da tre quark e gli antibarioni da tre antiquark.
- **Bosoni di gauge**, sono i responsabili delle tre interazioni descritte nel MS. In particolare i gluoni g sono i mediatori dell'interazione forte, i bosoni W^\pm e Z^0 quelli dell'interazione debole e infine il fotone γ quello dell'interazione elettromagnetica.
- **Bosone di Higgs**, responsabile del meccanismo di Higgs che conferisce massa alle particelle ed è responsabile di molta della fenomenologia descritta dal MS.

1.1.2 Interazioni del Modello Standard

Il MS è una teoria di gauge basata sul gruppo di simmetria:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_I \otimes U(1)_Y$$

dove a ciascuna di queste simmetrie corrisponde una particolare interazione caratterizzata da una specifica costante² di accoppiamento.

Le interazioni fisiche a oggi conosciute sono:

¹Tralasciamo il fenomeno dell'oscillazione dei neutrini in quanto esula dagli scopi di questa tesi.

²Il termine *costante* è un abuso di linguaggio in quanto questi termini di accoppiamento sono funzione dell'energia dei processi in esame.

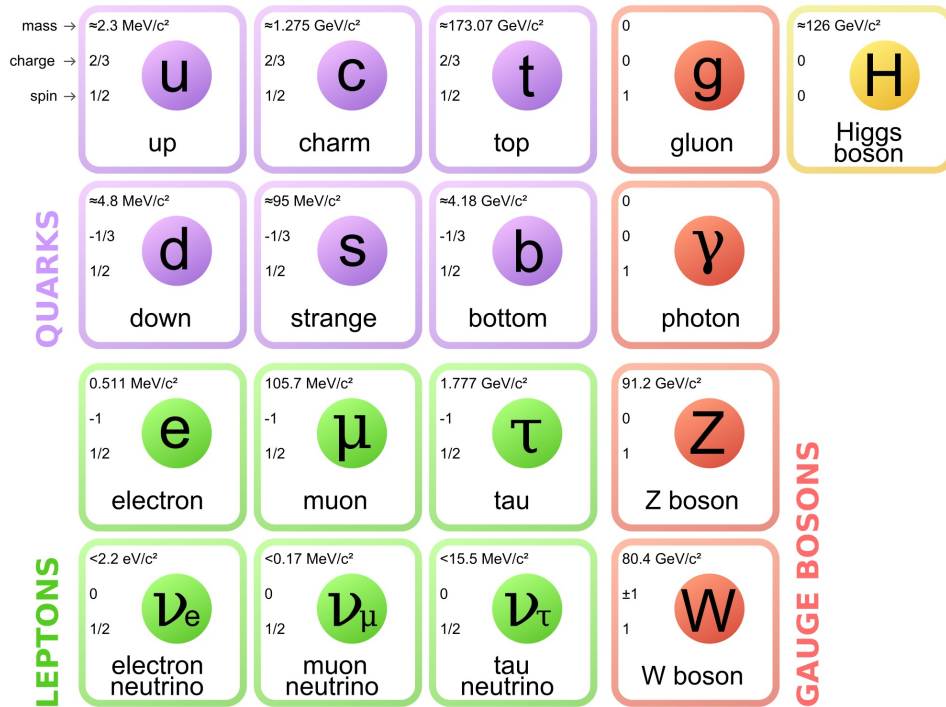


Figura 1.1: Particelle fondamentali del MS.

- **Interazione Elettromagnetica**, coinvolge esclusivamente particelle cariche, ovvero i quark, i leptoni carichi (non i neutrini quindi) e le particelle W^\pm che sono portatrici di carica. L'interazione è formalizzata tramite un gruppo di simmetria di gauge $U(1)$ che prevede pertanto l'esistenza di un singolo mediatore non massivo, il fotone γ . Essendo non massivo il campo corrispondente ha raggio di interazione infinito e può decrescere quadraticamente in intensità, dando effettivamente luogo su scala macroscopica all'elettromagnetismo previsto dalla fisica classica.
- **Interazione Debole**, coinvolge tutte le particelle dotate di carica debole. Essendo descritta da simmetria $SU(2)$ sono previsti 3 mediatori non massivi, che si manifestano nei due W^\pm e nel Z^0 . In realtà come si può vedere nella Figura 1.1 questi non hanno massa nulla, anzi presentano alcune delle masse più elevate fra le particelle elementari. Questa incongruenza è data dal meccanismo di Higgs che fornisce massa ai mediatori deboli trasformando l'interazione debole in un'interazione a cortissimo raggio. Da notare come la simmetria $SU(2)$ preveda inoltre un contributo di autointerazione, in cui il mediatore stesso diventa portatore di carica lasciando la possibilità di processi del tipo $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ che non hanno corrispettivo analogo nel caso dell'interazione elettromagnetica in quanto il fotone non è portatore di carica elettrica.
- **Interazione Forte**, che agisce solo sui quark e sui mediatori stessi che sono au-

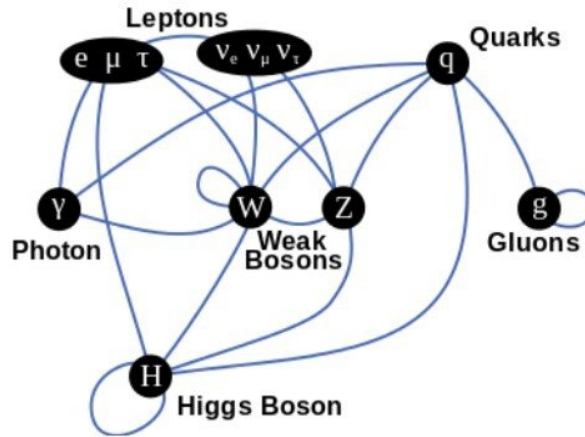


Figura 1.2: *Interazioni del MS.*

tointeragenti a causa della simmetria $SU(3)$ che descrive l'interazione. Da questo gruppo di simmetria devono discendere 8 mediatori che sono appunto gli 8 differenti tipi di gluoni esistenti. Essi sono considerati privi di massa in quanto mediatori di un'interazione di gauge non abeliana. A differenza dei fotoni non hanno raggio d'azione illimitato a causa della natura stessa dell'interazione forte, che diviene più intensa all'aumentare della distanza dando origine al confinamento dei quark, ovvero all'impossibilità di osservarli singolarmente³. La carica associata a questa interazione è detta carica di colore.

- **Interazione Gravitazionale**, al momento non viene descritta dal MS ed è uno dei suoi principali punti critici. Per quanto riguarda la fisica delle alte energie comunque il suo apporto è trascurabile in quanto le costanti di accoppiamento delle altre interazioni restano notevolmente superiori rispetto a quella gravitazionale che inizia a diventare rilevante quando si toccano energie dell'ordine del 10^{19} GeV, ben lontane dai livelli che oggi possiamo raggiungere nei collisionatori più potenti, dell'ordine dei 10^4 GeV.

Nella Figura 1.2 sono schematizzati i legami e le interazioni descritti nel MS e le corrispondenti particelle coinvolte.

Avendo quindi chiaro che le tre interazioni descritte dal MS descrivono interazioni fra i tre rispettivi campi di carica delle particelle si può introdurre anche il concetto di *antiparticella*, ovvero una particella di egual massa ma con tutte le cariche interne invertite.

³In realtà l'enorme massa del quark top ne determina una brevissima vita media che non gli consente di adronizzare prima di decadere, lasciando la possibilità di osservarlo in stati non legati.

1.2 Interazione Debole

La scoperta dell'interazione debole avvenne grazie all'osservazione di alcuni particolari decadimenti radioattivi osservati all'inizio del '900. La radiazione emessa, detta *radiazione β* , produceva uno spettro continuo, contrariamente a quanto dovrebbe accadere in un decadimento a due corpi. Tale osservazione suggerì l'esistenza di un ipotetico terzo prodotto di decadimento non rivelato che venne appunto chiamato neutrino. Il corto raggio d'interazione e la creazione a partire da un corpo inizialmente neutro di due stati finali carichi suggeriva l'esistenza di un mediatore carico ed estremamente massivo detto W , rispettivamente uno positivo ed uno negativo W^\pm . Nell'ipotesi di interazione di gauge di tipo $SU(2)$ mancava un terzo mediatore che venne in seguito identificato nello Z^0 [40] e valse il premio Nobel a Carlo Rubbia nel 1984. In base al mediatore di un processo debole questo viene definito:

- Z^0 a corrente *Neutra* (NC)
- W^\pm a corrente *Carica* (CC)

L'interazione debole risulta di particolare interesse in primo luogo in quanto fra tutte le interazioni del MS essa è l'unica capace di modificare il sapore delle particelle che coinvolge e in secondo luogo per la sua universalità in quanto coinvolge tutte le particelle fondamentali del MS. Conviene pertanto dividere i tipi di processi deboli a seconda della natura delle particelle coinvolte:

- **Processi Leptonici** ovvero quei processi in cui gli stati iniziali e finali sono esclusivamente costituiti da leptoni. Un esempio di un processo di questo tipo è il meccanismo che rende instabili i leptoni carichi μ e τ secondo

$$\mu(\tau)^- \rightarrow \nu_{\mu(\tau)} + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.1)$$

- **Processi Semileptonici** ovvero quei processi che presentano sia leptoni che quark. Il processo che ha portato alla scoperta dell'interazione debole, il decadimento β del neutrone, che appartiene a questa categoria è dato da

$$n(udd) \rightarrow p(uud) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.2)$$

Tali processi sono di particolare rilevanza in quanto, insieme ai processi non leptonici, permettono agli stati adronici fondamentali rispetto alla forza forte di decadere.

- **Processi Non Leptonici** ovvero quei processi in cui non sono presenti leptoni negli stati iniziali o finali del sistema. Insieme ai processi semileptonici permettono agli stati adronici fondamentali rispetto alla forza forte di decadere. Un esempio si può trovare nel decadimento

$$\Lambda_b^0(udb) \rightarrow \Lambda_c^+(udc) + \pi^-(d\bar{u}). \quad (1.3)$$

I diagrammi di questi processi sono riportati nella Figura 1.3.

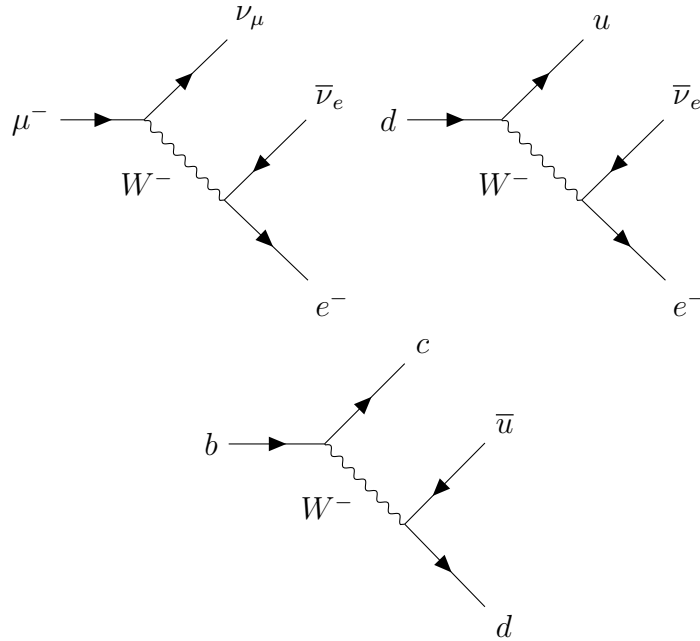


Figura 1.3: Alcuni esempi di vertici mediati da interazione debole. In alto a sinistra è mostrato il principale decadimento del muone illustrato nella (1.1), puramente leptónico; in alto a destra è mostrato il decadimento del quark d nell'ambito del decadimento β del neutrone della (1.2), semileptonico; infine in basso è mostrato il decadimento di un bottom in un charm tramite l'emissione di un W^- che avviene per esempio in processi come (1.3), non leptónico.

1.2.1 Miscelamento del Sapore

L'apparente natura universale dell'interazione debole venne messa in crisi quando si scoprì che le costanti di accoppiamento dei processi deboli risultavano differenti nel caso in cui fossero coinvolti leptoni piuttosto che quark. La soluzione a questo problema fu trovata da Nicola Cabibbo [8] che propose un modello di interazione debole universale, dove l'accoppiamento era univocamente determinato da un'unica costante e , mentre da un lato i leptoni risultavano appunto autostati dell'interazione debole, i quark invece vi entravano miscelati, ovvero in combinazioni lineari. Questo fatto mostrava apparentemente dei valori differenti per la costante di accoppiamento. Per convenzione si miscelano i quark downlike. Nella formulazione originale di Cabibbo si formavano quindi i doppietti deboli di interazione

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \cos \theta + s \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

dove si usa l'apostrofo per indicare lo stato miscelato e θ indica l'angolo di miscelamento di Cabibbo (indicativamente pari a 13°).

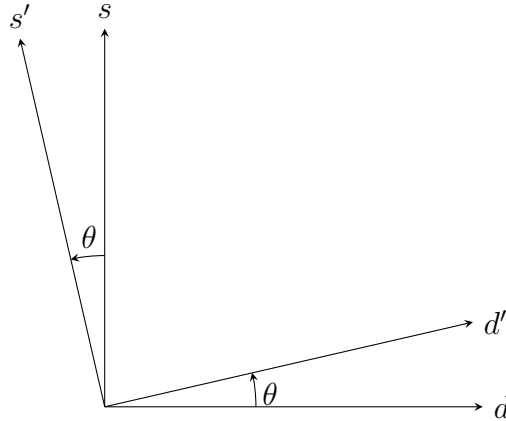


Figura 1.4: *Miscelamento dei quark d ed s tramite l'angolo di Cabibbo θ . I quark d ed s rappresentano gli autostati di carica forte, gli stati miscelati d' ed s' i rispettivi autostati di carica debole.*

Alcune incongruenze sperimentali misero in luce la possibile esistenza di un quarto quark con conseguente rimodellamento dell'interazione debole [16] introducendo il doppietto

$$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c \\ s \cos \theta - d \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

dove quindi si può completamente descrivere il miscelamento con una matrice, detta matrice di Cabibbo V_C avente come unico parametro l'angolo θ secondo

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} = V_C \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Una rappresentazione di tale miscelamento è mostrato nella Figura 1.4. L'estensione della matrice di Cabibbo nella matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [18], più brevemente matrice CKM, nel 1973 porta all'introduzione di una terza generazione di quark, costituita dai quark top e bottom. Già dopo pochi anni, nel 1977, venne sperimentalmente osservato quest'ultimo [19], portando di fatto alla validazione del modello proposto da Kobayashi e Maskawa. La matrice CKM lega gli autostati dell'interazione debole (d', s', b') agli autostati dell'interazione forte (d, s, b) secondo la relazione:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Al fine di conservare la funzione d'onda delle particelle, la matrice CKM deve essere obbligatoriamente unitaria ed è interamente esprimibile tramite 3 ampiezze reali θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , angoli di rotazione nello spazio del sapore (rispettivamente attorno a b , s , d), ed una fase complessa δ . Questa fase complessa è di particolare rilevanza in quanto permette

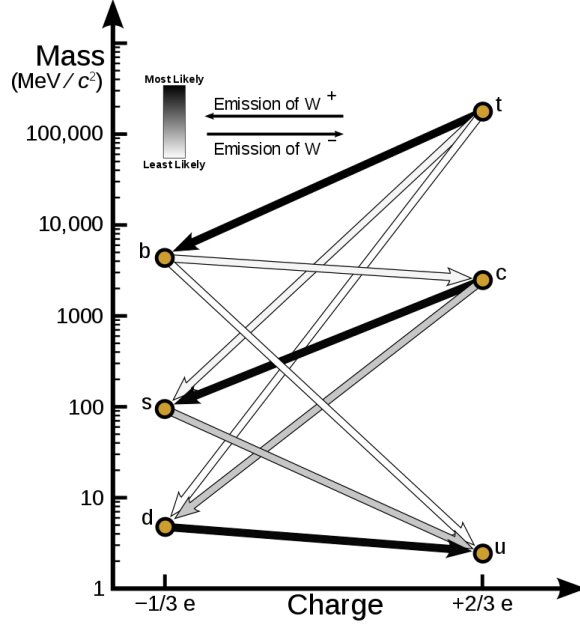


Figura 1.5: Transizioni dei quark descritte dalle ampiezze della matrice CKM.

la violazione della simmetria \mathcal{CP} , non contemplata dalla matrice di Cabibbo per due generazioni di quark.

Riesprimendo la matrice CKM in funzione di questi termini si ottiene:

$$\begin{aligned}
 V_{CKM} &= \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} = \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

dove si è usata la notazione s_{ij} per $\sin \theta_{ij}$ e c_{ij} per $\cos \theta_{ij}$. La combinazione delle misure sperimentali che coinvolgono questi parametri indica i seguenti valori numerici per essi [39]:

$$\begin{aligned}
 \sin \theta_{12} &= 0.22650 \pm 0.00048, & \sin \theta_{13} &= 0.00361^{+0.00011}_{-0.00009}, \\
 \sin \theta_{23} &= 0.04053^{+0.00083}_{-0.00061}, & \delta &= 1.196^{+0.045}_{-0.043}. \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

I corrispondenti moduli per gli elementi della matrice CKM sono:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97401 \pm 0.00011 & 0.22650 \pm 0.00048 & 0.00361^{+0.00011}_{-0.00009} \\ 0.22636 \pm 0.00048 & 0.97320 \pm 0.00011 & 0.04053^{+0.00083}_{-0.00061} \\ 0.00854^{+0.00023}_{-0.00016} & 0.03978^{+0.00082}_{-0.00060} & 0.999172^{+0.000024}_{-0.000035} \end{pmatrix}; \quad (1.10)$$

in cui i termini predominanti risultano quelli sulle diagonali, determinando quindi una catena privilegiata di decadimento dei quark secondo

$$t \rightarrow b \rightarrow c \rightarrow s \rightarrow u, \quad (1.11)$$

dove ogni transizione da un quark uplike ad un downlike comporta l'emissione di un W^+ , mentre da un downlike ad un uplike comporta l'emissione di un W^- .

1.3 Simmetrie

Il concetto di simmetria in fisica ha delle implicazioni estremamente profonde. Ad esso infatti associamo un'invarianza del sistema di riferimento rispetto ad una determinata variazione descritta da un gruppo di trasformazione. Questi gruppi possono essere continui o discreti. I primi sono parametrizzabili tramite grandezze variabili di unità arbitrariamente piccole, i secondi invece esclusivamente di unità finite. In fisica classica risultano di particolare interesse le simmetrie continue. Tramite il teorema di Noether infatti ad ogni simmetria continua viene associato un integrale primo, ovvero una quantità conservata durante l'evoluzione del sistema. Per quanto riguarda la fisica delle particelle elementari sono di particolare interesse le trasformazioni \mathcal{P} , \mathcal{C} , \mathcal{T} , rispettivamente le trasformazioni di *parità* (spaziale), di *coniugazione di carica* e di *inversione temporale*.

1.3.1 Parità Spaziale \mathcal{P}

L'operatore di parità \mathcal{P} inverte il segno delle coordinate spaziali secondo:

$$\mathcal{P}(\vec{r}) = -\vec{r}. \quad (1.12)$$

Dalla definizione risulta immediatamente evidente che qualora siano presenti degli autovalori associati a questo operatore questi non possano essere diversi da ± 1 in quanto

$$\mathcal{P}^2(\vec{r}) = \mathcal{P}(-\vec{r}) = \mathbb{1}\vec{r} = \lambda^2\vec{r}, \quad (1.13)$$

ovvero la doppia applicazione dell'operatore di parità coincide con la matrice identità $\mathbb{1}$.

Quindi per una generica funzione d'onda ψ di un sistema diremo

$$\mathcal{P}|\psi(\vec{r})\rangle = |\psi(-\vec{r})\rangle, \quad (1.14)$$

che diventa

$$\mathcal{P}|\psi(\vec{r})\rangle = |\psi(-\vec{r})\rangle = \lambda|\psi(\vec{r})\rangle = \pm 1|\psi(\vec{r})\rangle \quad (1.15)$$

quando la funzione d'onda ψ è autostato della parità. Diremo per tale sistema che ha parità definita con valore ± 1 a seconda del suo autovalore di parità. D'altro canto invece un sistema non autostato della parità viene detto a parità non definita. Le particelle sono autostati della parità. Non essendo l'autovalore di parità un osservabile per i fermioni viene convenzionalmente assegnato l'autovalore $+1$ alle particelle di natura fermionica e -1 alle corrispondenti antiparticelle. Per quanto riguarda i bosoni invece c'è coincidenza fra l'autovalore di parità di una particella e quello della corrispondente antiparticella.

1.3.2 Coniugazione di Carica \mathcal{C}

L'operatore di coniugazione di carica \mathcal{C} inverte il segno delle cariche interne del sistema:

$$\mathcal{C}(\vec{q}) = -\vec{q}. \quad (1.16)$$

Da considerazioni identiche a quelle ottenute in precedenza per l'operatore \mathcal{P} possiamo dedurre che gli autovalori dell'operatore \mathcal{C} siano ± 1 in quanto

$$\mathcal{C}^2(\vec{q}) = \mathcal{C}(-\vec{q}) = \mathbb{1}\vec{q} = \lambda^2\vec{q}. \quad (1.17)$$

Per la generica funzione d'onda di un sistema si ha quindi

$$\mathcal{C}|\psi(\vec{q})\rangle = |\psi(-\vec{q})\rangle, \quad (1.18)$$

che diventa

$$\mathcal{C}|\psi(\vec{q})\rangle = |\psi(-\vec{q})\rangle = \lambda|\psi(\vec{q})\rangle = \pm 1|\psi(\vec{q})\rangle \quad (1.19)$$

quando la funzione d'onda è autostato della coniugazione di carica. Il sistema ha parità di carica definita se è autostato dell'operatore \mathcal{C} col rispettivo autovalore. Viceversa si dice che non ha parità di carica definita quando non è autostato dell'operatore di coniugazione di carica. Per quanto riguarda il rapporto fra le particelle e la coniugazione di carica, a differenza della parità \mathcal{P} , non è detto che queste ne siano autostati. Sono infatti autostati della coniugazione di carica quelle particelle che coincidono con la rispettiva antiparticella.

1.3.3 Inversione Temporale \mathcal{T}

Completa il quadro degli operatori di trasformazione discreti d'interesse per la fisica del MS l'operazione di inversione temporale \mathcal{T} , che inverte lo scorrere del tempo:

$$\mathcal{T}(t) = -t. \quad (1.20)$$

1.3.4 Conservazione delle Simmetrie Discrete nel MS

Nelle prime formulazioni delle teorie quantistiche di campo si riteneva che le interazioni fisiche fossero invarianti rispetto a ciascuna di queste tre trasformazioni. In altre parole che i processi forti, deboli ed elettromagnetici conservassero singolarmente la parità spaziale, la coniugazione di carica e l'inversione temporale. Sebbene ancora ad oggi non si abbia evidenza che nei processi elettromagnetici e forti ci possano essere delle violazioni di \mathcal{C} , \mathcal{P} o \mathcal{T} fin dagli anni '50 si verificò sperimentalmente che mentre l'interazione debole non conservava le trasformazioni \mathcal{C} e \mathcal{P} [41], la simmetria della loro composizione complessivamente non veniva violata. Tale risultato per quanto importante non risultò comunque eclatante dato che una conservazione complessiva di \mathcal{CP} avrebbe preservato l'integrità della simmetria \mathcal{T} visto che per le teorie di campo quanto-relativistiche in cui

valgono i principi di microcausalità, come appunto il MS ma non solo, si dimostrò l'universalità dell'invarianza \mathcal{CPT} [7,35], anche supportata da numerosi dati sperimentali che non evidenziano una tangibile violazione di \mathcal{CPT} [39]. Risultò di più notevole impatto invece la scoperta della possibilità di violazione complessiva di \mathcal{CP} nei decadimenti dei kaoni neutri osservata da Cronin e Fitch nel 1964 [10], che valse loro il premio Nobel nel 1980. La rottura di \mathcal{CP} implica, sulla base dell'invarianza complessiva \mathcal{CPT} , una conseguente asimmetria dei processi deboli anche rispetto a \mathcal{T} , implicando quindi una non invarianza allo scorrere del tempo, da sempre trattata solo come una proprietà macroscopica della natura, quindi non presente a livello fondamentale. Le evidenze sperimentali di violazioni dirette di \mathcal{CP} iniziarono ad arrivare alcuni decenni dopo, prima per quanto riguarda i mesoni K [38], in seguito per la famiglia dei mesoni B [5] e infine le più recenti scoperte nell'ambito del quark charm [26] nel 2019 ad opera della Collaborazione LHCb.

1.3.5 Violazioni di \mathcal{CP}

La conservazione di \mathcal{CP} determina una uguaglianza per un sistema e il suo corrispettivo antisistema secondo la relazione:

$$\Gamma(X \rightarrow Y) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}), \quad (1.21)$$

dove X ed Y sono rispettivamente uno stato iniziale ed uno stato finale di un sistema fisico qualunque mentre Γ^4 è il *rapporto di ramificazione* o *branching ratio/fraction* (BR), ovvero la frazione di particelle che decadono nel canale indicato rispetto al totale dei decadimenti possibili. Ricercare delle violazioni di \mathcal{CP} implica trovare dei sistemi in cui la (1.21) non sia soddisfatta.

La violazione della simmetria \mathcal{CP} può verificarsi in tre casi:

- nel *Decadimento*,
- nel *Miscelamento*,
- nell'*Interferenza* tra decadimento e miscelamento.

1.3.5.1 Violazione nel Decadimento

La violazione di \mathcal{CP} nel decadimento, anche detta *Violazione Diretta* si verifica quando la (1.21) si riferisce ad un processo di decadimento e le due ampiezze di decadimento sono differenti ovvero

$$|A| = |A(X \rightarrow Y)| \neq |A(\bar{X} \rightarrow \bar{Y})| = |\bar{A}|, \quad (1.22)$$

⁴Talvolta anche indicato come \mathcal{B} .

che permette di definire l'osservabile $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$, ovvero asimmetria di \mathcal{CP} con cui studiare la violazione di \mathcal{CP} nel decadimento, come

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} = \frac{\Gamma(X \rightarrow Y) - \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y})}{\Gamma(X \rightarrow Y) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y})} = \frac{|A|^2 - |\bar{A}|^2}{|A|^2 + |\bar{A}|^2} = \frac{1 - |\frac{\bar{A}}{A}|^2}{1 + |\frac{\bar{A}}{A}|^2}, \quad (1.23)$$

dove $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$ risulta integrata sul tempo.

1.3.5.2 Violazione nel Miscelamento

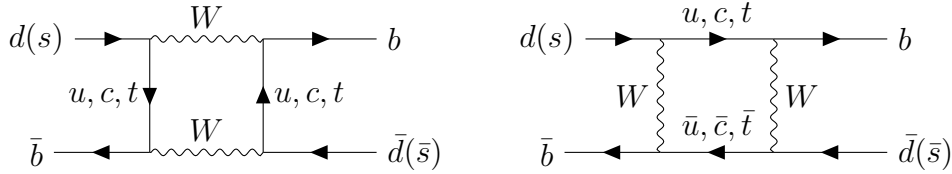


Figura 1.6: Diagrammi di oscillazione dei $B^0(B_s^0)$.

La violazione di \mathcal{CP} nel miscelamento è possibile solo per mesoni neutri, i quali hanno la possibilità di trasformarsi nella rispettiva antiparticella grazie ai processi elementari mostrati in Figura 1.6, dove si riporta il caso del mesone $B^0(B_s^0)$. Tale tipo di violazione si verifica quando la (1.21) si riferisce ad un processo di oscillazione in cui la probabilità di trasformazione di una particella in antiparticella differisce dalla probabilità del processo inverso. Sperimentalmente tale violazione di \mathcal{CP} si studia misurando l'asimmetria

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} = \frac{[\Gamma(X \rightarrow Y) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow X \rightarrow Y)] - [\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}) + \Gamma(X \rightarrow \bar{X} \rightarrow \bar{Y})]}{[\Gamma(X \rightarrow Y) + \Gamma(\bar{X} \rightarrow X \rightarrow Y)] + [\Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y}) + \Gamma(X \rightarrow \bar{X} \rightarrow \bar{Y})]}. \quad (1.24)$$

La relazione è usata per lo studio di quei processi in cui $\Gamma(X \rightarrow Y) = \Gamma(\bar{X} \rightarrow \bar{Y})$, come ad esempio i decadimenti semileptonici $B^0 \rightarrow D^- \mu^+ \nu_\mu$, in cui la (1.24) si semplifica ulteriormente lasciando a numeratore solo i termini di oscillazione.

1.3.5.3 Violazione nell'Interferenza tra Miscelamento e Decadimento

La violazione di \mathcal{CP} nell'interferenza tra miscelamento e decadimento si può verificare quando agli stati X e \bar{X} è concesso decadere in un autostato di \mathcal{CP} , ovvero quando $Y = \bar{Y}$ e quindi semplicemente la (1.24) si riduce a

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}(t) = \frac{\Gamma(X(t) \rightarrow Y) - \Gamma(\bar{X}(t) \rightarrow Y)}{\Gamma(X(t) \rightarrow Y) + \Gamma(\bar{X}(t) \rightarrow Y)}. \quad (1.25)$$

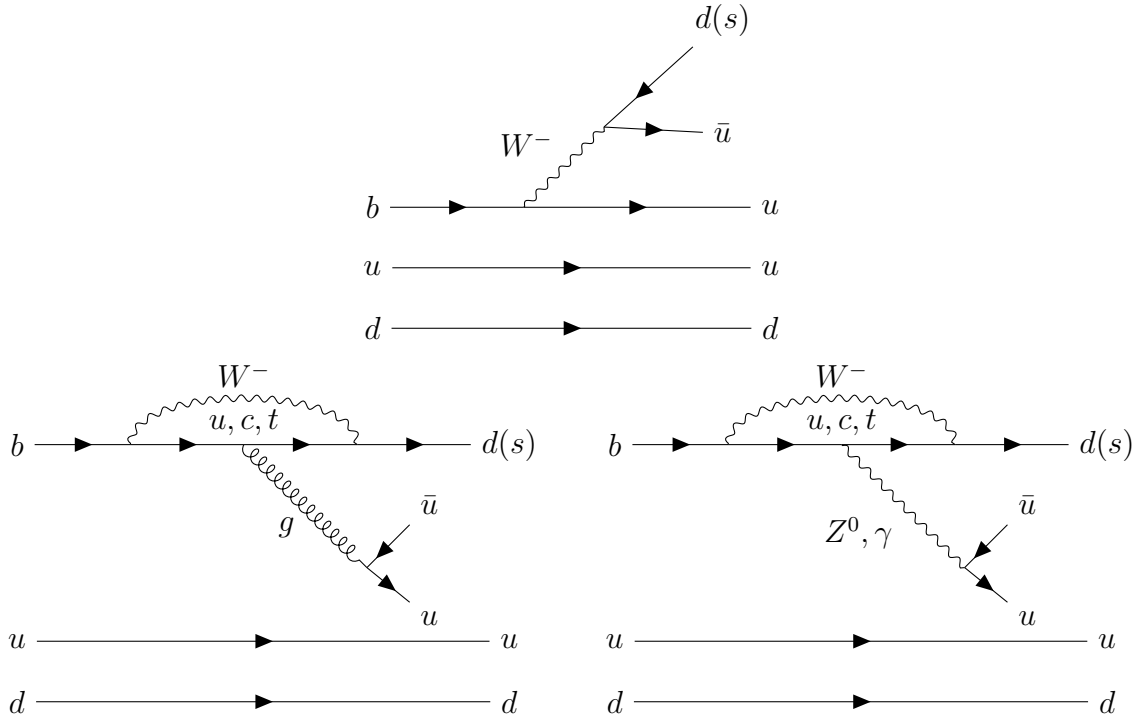


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman dei decadimenti charmless del barione Λ_b^0 ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- (pK^-)$). In alto il diagramma ad albero del decadimento debole del quark $b \rightarrow u\bar{u}d (u\bar{u}s)$, in basso i due diagrammi a pinguino, rispettivamente quello QCD a sinistra e quello elettrodebole (EW) a destra.

1.4 Barione Λ_b^0

I barioni Λ sono una famiglia di barioni composti da un quark u , uno d ed un terzo quark pesante, con $J^P = \frac{1}{2}^+$. Il barione $\Lambda_b^0(udb)$ in particolare ha una vita media misurata di $(1.471 \pm 0.009) \cdot 10^{-12}$ s ed una massa di 5619.60 ± 0.17 MeV/ c^2 [39]. Storicamente la famiglia delle Λ è stata di particolare rilievo per la scoperta della stranezza, tramite lo studio della $\Lambda^0(uds)$ e della sua inaspettatamente lunga vita media, ovvero un tempo dell'ordine di 10^{-10} s contro i 10^{-23} s attesi per decadimenti mediati da interazione forte, che portò poi alla scoperta del quark s , appunto quark *strange*.

Per quanto riguarda invece lo studio dei barioni Λ_b^0 questi risultano di grande interesse nell'ambito della fisica del quark b , in particolare per quanto riguarda i decadimenti rari con *Correnti Neutre con Cambiamento di Sapore* (Flavour-Changing Neutral Currents o FCNC), in quanto potenzialmente capaci di rivelare la presenza di nuova fisica oltre il MS. Inoltre considerando le violazioni di \mathcal{CP} trovate nei decadimenti dei mesoni B [5] risulta interessante esaminare se violazioni simili si verificano anche nei barioni che contengono quark b , sempre nell'ottica di trovare possibili tracce di fisica oltre il MS. I decadimenti analizzati in questo lavoro saranno i seguenti (i principali diagrammi responsabili di tali

processi sono riportati nella Figura 1.7):

$$\Lambda_b^0(udb) \rightarrow p(uud) + K^-(s\bar{u}), \quad (1.26)$$

$$\Lambda_b^0(udb) \rightarrow p(uud) + \pi^-(d\bar{u}); \quad (1.27)$$

e i rispettivi stati \mathcal{CP} -coniugati:

$$\bar{\Lambda}_b^0(\bar{u}\bar{d}\bar{b}) \rightarrow \bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d}) + K^+(u\bar{s}), \quad (1.28)$$

$$\bar{\Lambda}_b^0(\bar{u}\bar{d}\bar{b}) \rightarrow \bar{p}(\bar{u}\bar{u}\bar{d}) + \pi^+(u\bar{d}). \quad (1.29)$$

1.4.1 Λ_b^0 e Violazione \mathcal{CP}

I decadimenti charmless dei barioni Λ_b^0 sono mediati dalle stesse transizioni a livello di quark che mediano i decadimenti charmless a due corpi dei mesoni B^0 e B_s^0 per i quali la violazione di \mathcal{CP} è ben stabilita [9, 22]. Per questa ragione si ricerca tale violazione anche nei decadimenti del barione Λ_b^0 . A seconda del formalismo utilizzato per formulare le predizioni teoriche infatti si attendono ampi intervalli per i possibili valori di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$, fra i pochi punti percentuali [17], fino ad arrivare anche oltre il 30% nelle predizioni della cromodinamica quantistica perturbativa [34]. La misura ad oggi più precisa di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$ in tali decadimenti è stata ottenuta nel 2018 dalla Collaborazione LHCb e non evidenzia violazione di \mathcal{CP} [30] a causa dell'elevata incertezza sulla misura. I risultati pubblicati utilizzando i dati raccolti fino al 2012 risultano infatti essere:

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{pK} = -0.020 \pm 0.013 \pm 0.019, \quad (1.30)$$

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{p\pi} = -0.035 \pm 0.017 \pm 0.020, \quad (1.31)$$

dove il primo errore è di natura statistica e il secondo è di natura sistematica. Alla luce di questa considerazione è chiara la necessità di ripetere tali misure sfruttando il campione di dati raccolto dall'esperimento LHCb nel periodo 2015-2018, nell'ottica di diminuire il più possibile l'incertezza per provare ad evidenziare l'ipotetica violazione di \mathcal{CP} ricercata. Una recente misura dell'asimmetria di produzione dei barioni Λ_b^0 ad LHCb [37] permetterà di ridurre gli errori sistematici al di sotto dell'1%. Di conseguenza anche le incertezze statistiche dovranno scendere allo stesso livello di precisione.

Capitolo 2

Esperimento LHCb

2.1 Large Hadron Collider

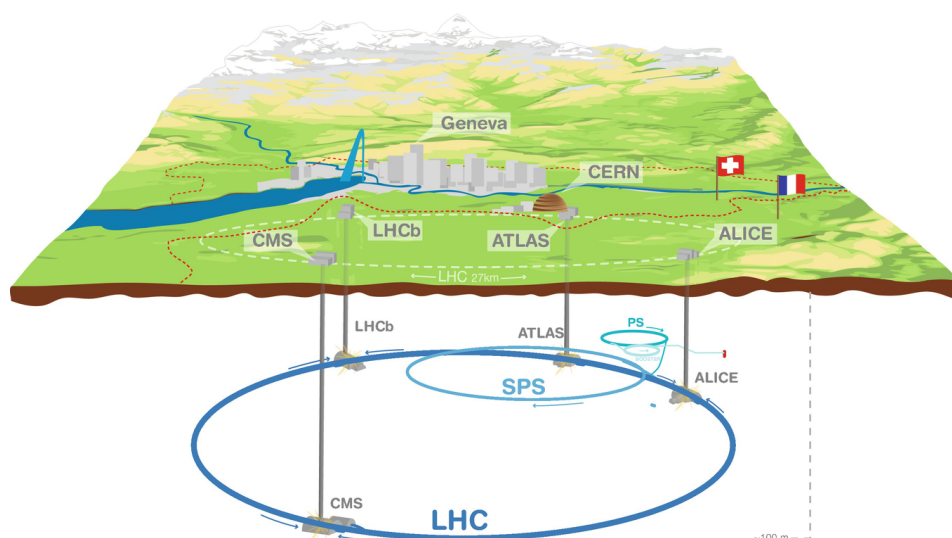


Figura 2.1: *Mapa dei principali esperimenti del LHC.*

Il Large Hadron Collider (LHC) è l'acceleratore di particelle più grande e più potente al mondo. Esso è costituito da un acceleratore circolare di circa 27 chilometri di lunghezza, situato a circa 100 metri di profondità presso il confine franco-svizzero nelle vicinanze di Ginevra. L'impianto è installato dove precedentemente era situato l'acceleratore LEP. Il LHC è stato progettato per raggiungere energie nel centro di massa di 14 TeV (7 TeV per fascio in collisione frontale) per i protoni, e di 2.8 TeV nel centro di massa per fasci di ioni di piombo con rispettive luminosità istantanee di design di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per i protoni e di $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per gli ioni Pb [14], sebbene sia in progetto di incrementare la luminosità di un fattore 10 rispetto al design originale [4] per la fase ad alta luminosità di LHC che dovrebbe avere inizio nel 2029.

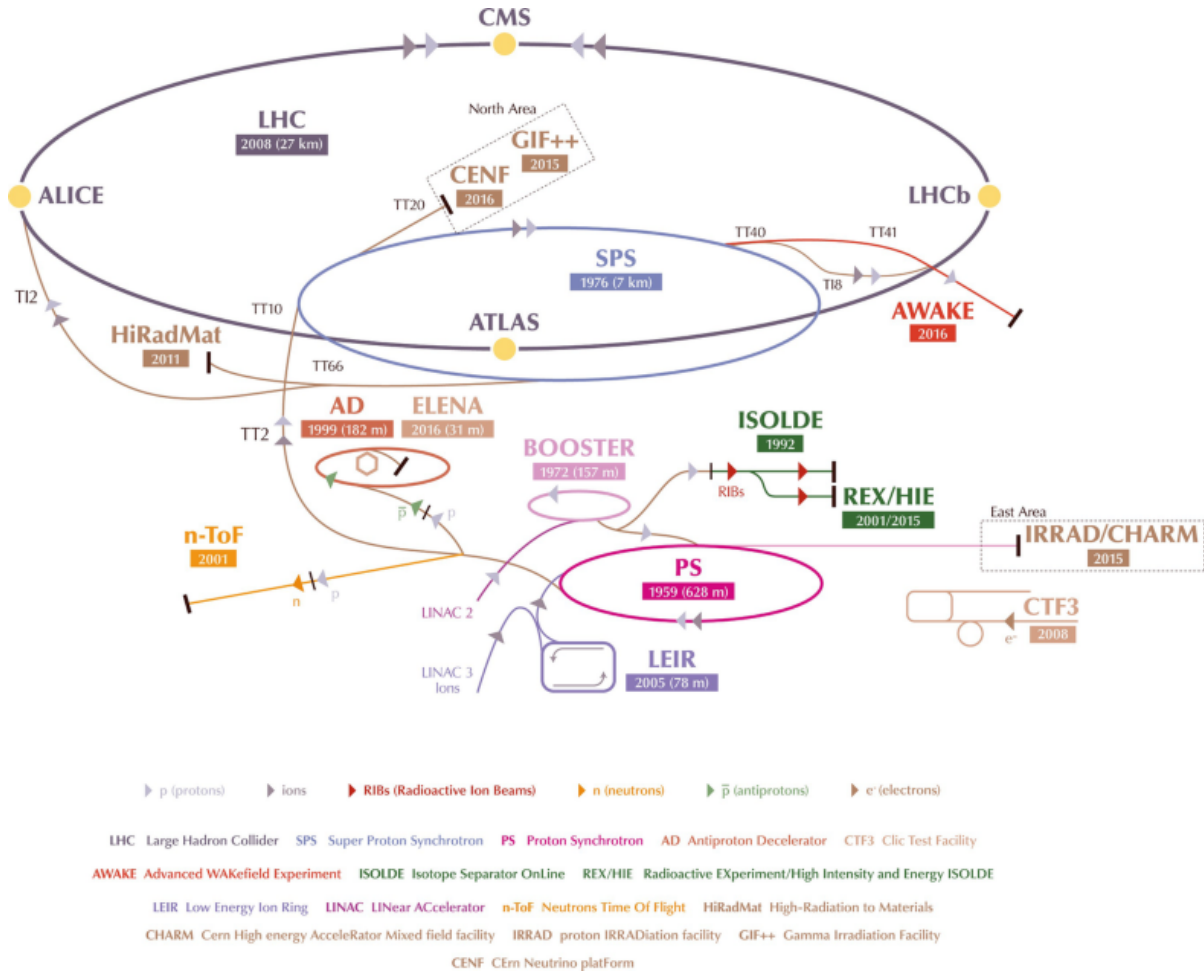


Figura 2.2: Sistema di acceleratori del CERN. Molti di questi acceleratori sono impiegati per preaccelerare il fascio prima di poterlo immettere nell'anello principale del LHC.

I protoni dei fasci sono tenuti in traiettoria da potenti magneti capaci di produrre campi magnetici con un'intensità di circa 8 tesla (questi dovrebbero essere incrementati fino a 12 T durante la fase ad alta luminosità). Per ottenere campi magnetici di questo tipo è necessario l'uso di magneti superconduttori, mantenuti al di sotto di una temperatura di 2 kelvin da un sistema di raffreddamento ad elio (4He) superfluido. I protoni sono divisi in pacchetti detti *bunches*, di cui, all'interno della *beam pipe*, ne possono scorrere all'incirca 2800, ognuno contenente approssimativamente 10^{11} protoni. I bunches sono distanziati tra loro da intervalli di 25 ns, che equivale ad una frequenza di collisione di 40 MHz [14].

2.1.1 Esperimenti del LHC

Al LHC sono installati 8 esperimenti, di cui 4 principali, ognuno caratterizzato da propri rivelatori e scopi differenti.

- **ATLAS** *A Toroidal LHC ApparatuS*: è il più grande rivelatore mai costruito ($46\text{m} \times 25\text{m} \times 25\text{m}$). La sua natura di rivelatore general-purpose gli consente di investigare differenti e disparate branche della fisica, dalle verifiche del MS, quali per esempio lo studio del bosone di Higgs, fino all'investigazione della natura della materia oscura. La Collaborazione ATLAS è una fra le più numerose al mondo contando oltre 3000 scienziati.
- **CMS** *Compact Muon Solenoid*: è un rivelatore general-purpose come ATLAS e ne persegue anche gli stessi scopi scientifici nonostante si basi su un design costruttivo sostanzialmente differente. La scelta di avere due rivelatori che fanno ricerca simile è dettata dalla necessità di confermare con uno le scoperte dell'altro. Anche la Collaborazione CMS è estremamente numerosa, contando nel 2019 all'incirca 5000 persone fra scienziati, tecnici e personale di supporto.
- **ALICE** *A Large Ion Collider Experiment*: è il rivelatore che si occupa dello studio delle collisioni di nuclei pesanti (Pb) all'interno del LHC. Nell'interazione viene prodotto uno stato della materia detto Plasma di Quark e Gluoni (QGP), lo stato in cui si ipotizza si trovasse la materia dell'universo circa $20 \mu\text{s}$ dopo il Big Bang. Lo studio di questo stato fisico fornisce molte informazioni sulla Cromodinamica Quantistica (QCD).
- **LHCb** *LHC beauty*: si occupa in particolare della fisica degli adroni contenenti quark pesanti (charm e bottom o beauty, da cui prende il nome) e dello studio della violazione di CP . A differenza degli altri rivelatori esso non avvolge interamente il punto di collisione ma è proiettato in avanti poiché le particelle oggetto di studio sono principalmente create lungo la linea di collisione. Il punto di interazione di LHCb è l'IP8.



Figura 2.3: Logo dell'esperimento LHCb. Nell'immagine specchiata compare la scritta CP sbarrata, riferimento agli studi delle violazioni della simmetria CP che vengono effettuati dall'esperimento.

Gli esperimenti minori del LHC sono invece:

- *TOTEM TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*: si occupa di studiare la zona "in avanti" lungo la beam-line, non accessibile agli altri rivelatori di LHC. I rivelatori di TOTEM si trovano intorno al punto di interazione di CMS (IP5) e si estendono per quasi mezzo chilometro. Questa peculiare costruzione consente l'analisi di particelle che vengono prodotte con angoli prossimi agli zero gradi rispetto al fascio.
- *LHCf LHC forward*: questo esperimento sfrutta le particelle che fuoriescono a basso angolo da ATLAS per simulare le cascate di particelle dei raggi cosmici. Questo studio è utile per capire come meglio costruire esperimenti per il rivelamento di raggi cosmici su larga scala. I due rivelatori sono situati a circa 140 m di distanza dal punto di interazione di ATLAS (IP1), rispettivamente nei due lati opposti.
- *MoEDAL Monopole and Exotics Detector At the LHC*: questo esperimento condivide la caverna con LHCb e si occupa della ricerca dei monopoli magnetici tramite l'uso di una griglia di oltre 400 moduli da 10 fogli ciascuno di materiale sensibile al passaggio di particelle, per un totale di oltre 250 m² di superficie.
- *FASER ForwArd Search ExpeRiment*: è un nuovo esperimento del CERN che dovrà iniziare la sua presa dati all'inizio del Run 3 del LHC. Lo scopo di questo esperimento è di rivelare nuove particelle leggere scarsamente interagenti. Per farlo è stato posizionato circa 500 m dopo il punto di interazione di ATLAS, da cui dovrebbero arrivare le ipotetiche particelle che si stanno ricercando, altamente collimate e particolarmente veloci (quindi longeve) a causa della loro minuscola massa. Una parte del rivelatore, detta *Faser ν* , sarà dedicata allo studio dei neutrini, che i principali esperimenti di LHC non riescono a rivelare.

2.2 LHCb

LHCb [21] è uno dei quattro esperimenti principali di LHC, con un team di oltre 1400 persone fra scienziati, ingegneri e tecnici. Si occupa in particolare della fisica dei quark beauty o bottom, da cui prende il nome l'intero esperimento, e del quark charm. La necessità di investigare questi particolari quark comporta l'impiego di un design costruttivo sostanzialmente differente da quello degli altri 3 grandi rivelatori del LHC (ATLAS, CMS, ALICE). Essendo i quark in esame prodotti prevalentemente lungo la linea di collisione dei fasci di protoni, risulta più efficace un rivelatore che si sviluppi lungo la linea del fascio. Il rivelatore LHCb è uno spettrometro a braccio singolo costruito in avanti rispetto al punto di collisione tra protoni. Il rivelatore LHCb ha un'accettanza angolare tra 10 e 250 mrad nel piano verticale e tra 10 e 300 mrad nel piano orizzontale, che è anche il piano nel quale le particelle vengono deflesse dal campo magnetico generato dal dipolo di LHCb. Un'altra caratteristica che differenzia LHCb dagli altri rivelatori del

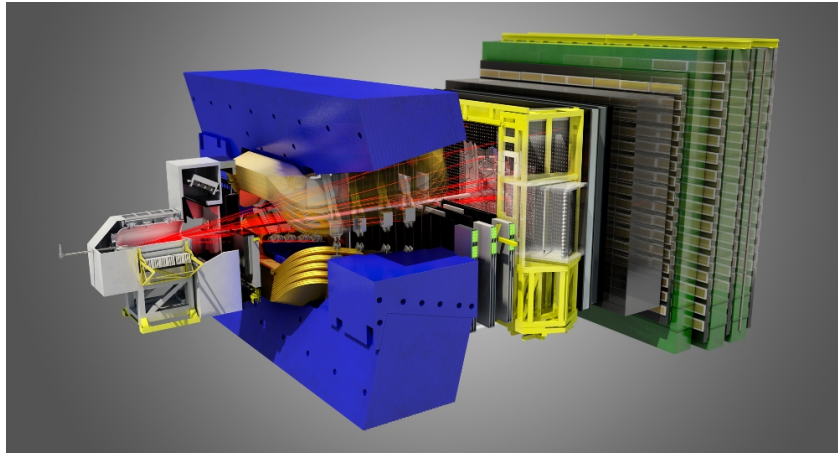


Figura 2.4: *Rendering in prospettiva del rivelatore LHCb.*

LHC, in particolare CMS e ATLAS, è la necessità di lavorare a luminosità inferiori, fra 1 e 2 ordini di grandezza in meno rispetto alle massime luminosità messe a disposizione dal LHC [2, 13], in quanto il rivelatore opera al meglio in condizioni di ridotta molteplicità d'interazioni primarie sovrapposte.

Può risultare utile, per una miglior comprensione delle sezioni seguenti, introdurre il sistema di riferimento cartesiano di LHCb. L'origine di tale sistema è posto sul vertice di interazione dei fasci, l'asse x è orientato verso il centro dell'anello di LHC, l'asse y verso l'alto e l'asse z lungo la beampipe.

2.2.1 Componenti del Rivelatore

I principali componenti del rivelatore, riportati in Figura 2.5 sono:

- VERTex LOcator (VELO), vedi Sezione 2.2.1.1,
- Ring Imaging CHerenkov detectors (RICH) (1 e 2), vedi Sezione 2.2.1.2,
- Magnete, vedi Sezione 2.2.1.3,
- Tracker (TT, T1-T3), vedi Sezione 2.2.1.4,
- Calorimetri, vedi Sezione 2.2.1.5,
- Muon System (M1-M5), vedi Sezione 2.2.1.6,
- High Rapidity Shower Counters for LHCb (HeRSChL) (non in figura), vedi Sezione 2.2.1.7.

Complessivamente i ruoli svolti da questi sottorivelatori si possono riassumere in:

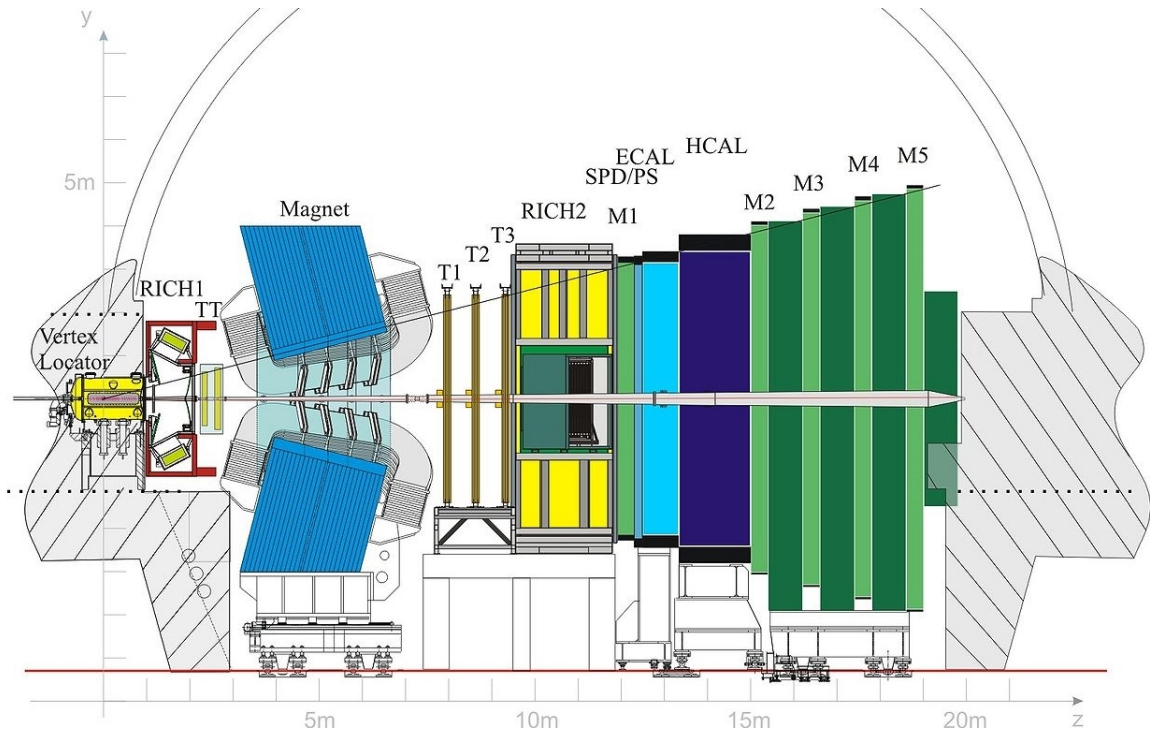


Figura 2.5: Sezione trasversale del rivelatore LHCb. Le particelle create nelle interazioni attraversano il rivelatore da sinistra verso destra.

- **Tracking** ovvero tracciamento e misura delle grandezze cinematiche delle particelle cariche. Affinché si possano analizzare a fondo i segnali misurati, infatti, è necessario poter ricostruire con precisioni dell'ordine del micrometro la posizione dei vertici primari delle collisioni (i punti in cui due protoni hanno interagito) e i vertici secondari (i punti di decadimento delle particelle prodotte nel vertice primario). Il sistema di tracciamento è complessivamente costituito dal VELO, dai tracker e dal magnete.
- **Particle Identification** (o PID) ovvero la corretta assegnazione del tipo di particella ad ogni traccia rivelata. Questo è un punto chiave del funzionamento di LHCb [13]. I compiti di PID sono principalmente assegnati ai RICH, ai Calorimetri e al Muon System.
- **Triggering** ovvero la selezione degli eventi rilevanti dopo aver rigettato le interazioni elastiche protone-protone (minimum bias).

2.2.1.1 VERTex LOcator (VELO)

Dopo la loro produzione negli urti tra protoni, i mesoni B prodotti riescono a viaggiare approssimativamente per 1 cm prima di decadere. Risulta quindi di vitale importanza

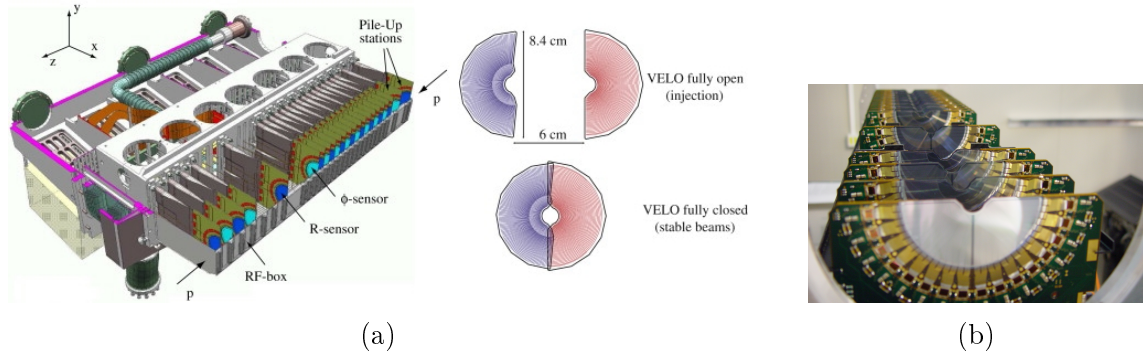


Figura 2.6: A sinistra (a) rendering del sistema VELO in cui sono illustrate le due posizioni di lavoro dei sensori di silicio, a destra (b) foto dei sensori di silicio.

conoscere precisamente la posizione di creazione e di decadimento delle particelle in esame per poter misurare le vite medie e i parametri d'impatto rispetto ai vertici primari e per il corretto riconoscimento del sapore di ciascuna particella. Inoltre la conoscenza delle posizioni di decadimento e dei parametri di impatto svolge un ruolo cruciale nel trigger, permettendo al sistema di rigettare più efficacemente gli eventi non interessanti [25].

Il VELO è composto da circa 40 sensori di silicio a mezzaluna spessi 0.3 mm, organizzati in moduli poi disposti su due bracci. Ogni modulo è capace di misurare le coordinate radiali e azimutali degli eventi rivelati. I sensori, mostrati in Figura 2.6b, per riuscire ad effettuare le misure devono trovarsi a distanze inferiori di un centimetro dall'asse di scorrimento del fascio. Una specifica di questo tipo può risultare deleteria per le componenti in quanto il sensore potrebbe venir danneggiato durante la fase di stabilizzazione del fascio. Per questo motivo il VELO è dotato di un sistema di apertura e chiusura: quando i protoni scorrono nella beampipe durante la fase di accelerazione e stabilizzazione i bracci del VELO restano aperti tenendo i sensori di silicio a distanza di sicurezza, mentre durante la presa dati i bracci si chiudono e i sensori vengono avvicinati e posti nella posizione operativa a circa 5 mm dal fascio. Le due posizioni sono mostrate nella Figura 2.6a.

Complessivamente il VELO lavora con un rapporto segnale/rumore di 20. La risoluzione del vertice primario è di $71 \mu\text{m}$ sull'asse del fascio e di $13 \mu\text{m}$ nel piano radiale per vertici a 25 tracce. Per quanto riguarda il parametro di impatto è possibile scendere al di sotto dei $35 \mu\text{m}$ per particelle con un impulso trasverso maggiore di $1 \text{ GeV}/c$ [24].

2.2.1.2 Ring Imaging Cherenkov detectors (RICH)

Vi sono varie tecniche di identificazione delle particelle. Nei RICH si impiega l'analisi della radiazione Cherenkov delle stesse. L'effetto Cherenkov si verifica quando una particella carica attraversa un mezzo con una velocità superiore alla velocità della luce in quel mezzo. Il passaggio di una particella carica infatti induce dei momenti di dipolo elettrici nel mezzo attraversato. Quando la velocità di attraversamento è minore della

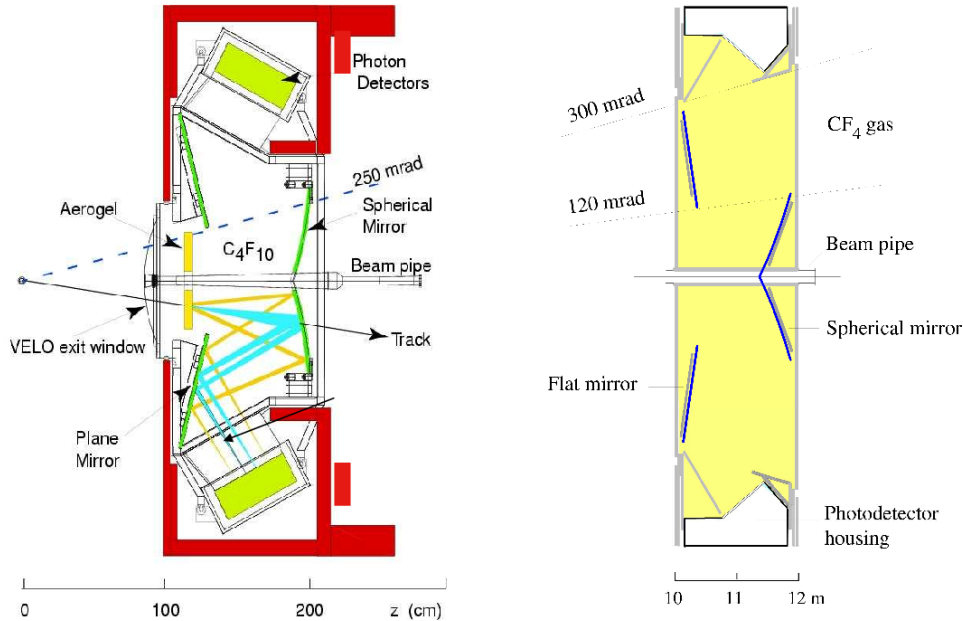


Figura 2.7: Sezione laterale dei due RICH. Sulla sinistra è mostrato il RICH1, posizionato all'uscita del VELO, sulla destra invece il RICH2, posizionato più avanti nel rivelatore, dopo alla stazione tracciante T3 e prima del muon system M1.

velocità della luce questi dipoli hanno modo di rilassarsi, viceversa quando è superiore i dipoli generano dei fronti d'onda sferici che si sovrappongono con interferenza costruttiva creando un fronte d'onda uscente con un particolare angolo θ_C , detto angolo Cherenkov, secondo la relazione

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n} \frac{c}{v}, \quad (2.1)$$

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo, c la velocità della luce nel vuoto e v la velocità della particella carica. In questo modo vengono a formarsi degli anelli¹ di luce Cherenkov da cui, tramite metodi statistici [15], si può ricavare l'identità della particella ionizzante. I due RICH differiscono per la loro accettazione angolare e per il range di impulso delle particelle che sono in grado di identificare. Il RICH1, che si trova immediatamente dopo il VELO, è stato costruito per identificare particelle su tutta l'accettazione angolare di LHCb (10-300 mrad sul piano orizzontale, 10-250 mrad nel piano verticale) con impulsi nell'intervallo 1-60 GeV/ c . Per lo scopo sono utilizzati come radiatori Cherenkov aerogel di Silice (SiO_2)² e DecaFluoroButano (C_4F_{10}) gassoso. Il RICH2 invece è ottimizzato per il riconoscimento di particelle a maggior impulso, 15-100 GeV/ c . Per raggiungere tale

¹Per non degradare le performance degli altri rivelatori è necessario utilizzare specchi inclinati che mandino le tracce di luce ai fotorivelatori (HPD). Complessivamente le tracce dei coni quindi risultano deformate [15].

²Durante il Run 2 l'aerogel è stato rimosso [33].

scopo si impiega come emettitore il TetraFluoroMetano (CF_4). L'accettanza angolare massima di RICH2 è di 120 mrad nel piano orizzontale e 100 mrad nel piano verticale.

2.2.1.3 Magnete

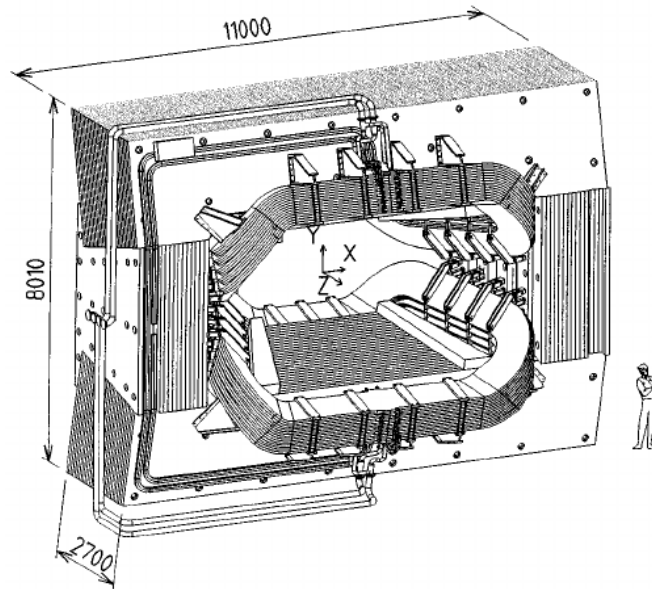


Figura 2.8: Vista in prospettiva del magnete di LHCb. Le misure sono riportate in millimetri.

Per misurare gli impulsi delle particelle cariche si utilizza un magnete per defletterne i percorsi. Il campo magnetico di LHCb è generato da un dipolo e raggiunge una intensità massima di circa 1 T, con un'intensità magnetica integrata complessiva di circa 4 T·m. Le linee del campo magnetico corrono verticalmente affinché le particelle curvino sul piano orizzontale. Per ridurre al minimo l'effetto di possibili asimmetrie nella costruzione del rivelatore il verso del campo magnetico viene ciclicamente invertito durante le prese dati. Ciò è possibile in quanto il magnete di LHCb è di tipo "caldo", ovvero non superconduttore.

2.2.1.4 Tracker

Sono presenti 4 tracciatori. Il primo, detto Trigger Tracker (TT), è posizionato dopo al RICH1 e prima del magnete, i successivi 3 (T1, T2, T3) sono posizionati in sequenza dopo il magnete, prima del RICH2.

Il Trigger Tracker, anche conosciuto come Tracker Turicensis (dal latino "Turicense" ovvero "di Zurigo") svolge il ruolo di fornire un segnale di riferimento fra il VELO e i tracciatori posizionati dopo al magnete. Al suo interno sono presenti 4 strati di rivelatori al silicio, raggruppati a due a due nelle sottosezioni TTa e TTb. Il primo

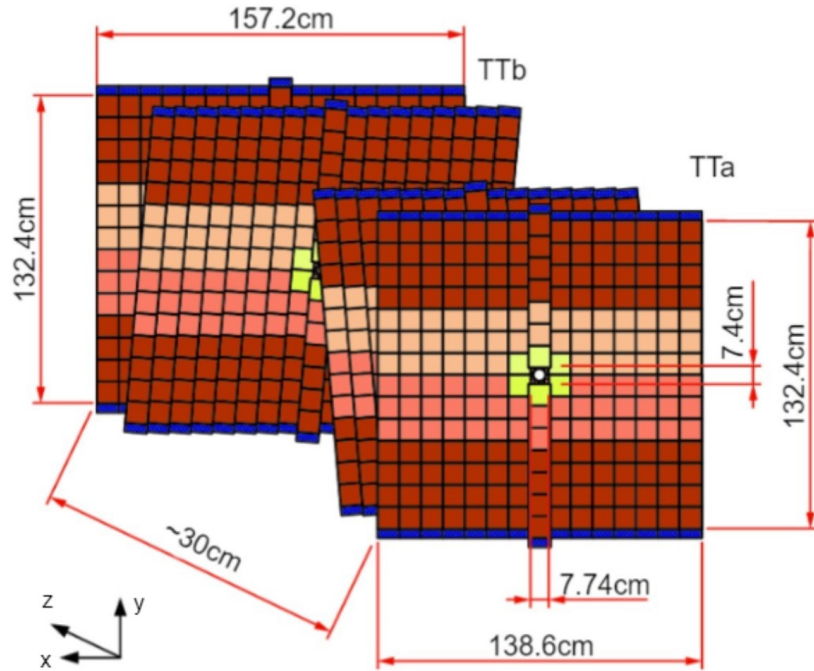


Figura 2.9: *Sottosezioni del Trigger Tracker.*

e il quarto strato sono allineati agli assi xy , invece il secondo ed il terzo strato sono inclinati a $\pm 5^\circ$ (Figura 2.9) per incrementare la precisione di ricostruzione delle posizioni di passaggio delle particelle. La scelta di tracciatori al silicio è dettata dal fatto che questo rivelatore si trova in una zona con alti flussi di particelle cariche e quindi è richiesta una maggior granularità del sistema. Le strisce al silicio utilizzate, con passo da circa $200 \mu\text{m}$, ottengono efficienze di ricostruzione delle hit superiori al 99.7%.

Le stazioni traccianti (T1,T2,T3) invece, essendo posizionate dopo il magnete, non devono sostenere la stessa densità di particelle cariche in passaggio. Inoltre essendo più lontane dal vertice di interazione devono necessariamente coprire un'area più grande di quella coperta dal TT. Alla luce di queste considerazioni sarebbe risultata eccessivamente dispendiosa utilizzare per tutta la superficie del rivelatore la stessa tecnologia di rivelatori al silicio utilizzata per il TT. Si è quindi optato per realizzare solo la parte centrale (Inner Tracker IT [29]) delle stazioni traccianti, comunque più densamente popolate di tracce rispetto alle regioni esterne, con le strisce di silicio in una conformazione uguale a quella impiegata per il TT. Al contrario la parte esterna delle stazioni traccianti (detta OT, Outer Tracker [28]) è realizzata tramite dei tubi a deriva di 5 mm di raggio riempiti con una soluzione gassosa di Ar e CO_2 . Con uno schema simile a quello dei piani dei rivelatori in silicio del TT e dell'IT i tubi sono disposti per ogni stazione in 4 piani, il primo e l'ultimo allineati lungo xy e i due centrali inclinati di $\pm 5^\circ$, dove ogni piano è composto da due strati di tubi sfalsati. Mediamente i tubi raggiungono un'efficienza del 99.2% nelle regioni centrali.

L'intero sistema tracciante ottiene efficienze di ricostruzione superiori al 96% per particelle con impulso maggiore di 5 GeV/c [23].

2.2.1.5 Calorimetri

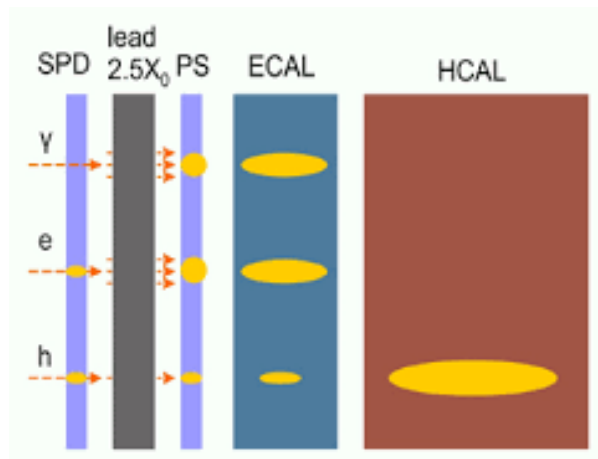


Figura 2.10: Depositi lasciati nei calorimetri dai diversi tipi di particelle dove γ sono i fotoni, e gli elettroni ed h gli adroni. Il calorimetro adronico HCAL è sensibile esclusivamente a questi ultimi mentre quello elettromagnetico ECAL principalmente ai restanti due. Si nota anche il ruolo complementare di supporto ad ECAL dei sottorivelatori SPD e PS nell'identificazione delle tracce.

Il funzionamento dei calorimetri è basato sull'assorbimento delle particelle che li attraversano, misurando l'energia che queste depositano all'interno del sistema. Questo permette ai calorimetri di rivelare sia il passaggio di particelle cariche, per esempio elettroni, ma anche e soprattutto di particelle neutre di natura adronica o fotoni.

Il sistema di calorimetri si divide in 4 sezioni [20], che vengono attraversate in quest'ordine:

- Scintillator Pad Detector (SPD)
- Pre-Shower (PS)
- Electromagnetic Calorimeter (ECAL)
- Hadronic Calorimeter (HCAL)

la cui dimensione diviene via via più grande allontanandosi dal vertice di interazione. I rivelatori sono inoltre costruiti ponendo le regioni più sensibili, costituite da sensori più piccoli e precisi, al centro e posizionando i sensori più grandi verso l'esterno.

Il ruolo dei primi due sottorivelatori (SPD e PS) è fondamentalmente di supporto al ECAL. Lo scopo dell'SPD è discriminare fra particelle neutre e cariche, in quanto

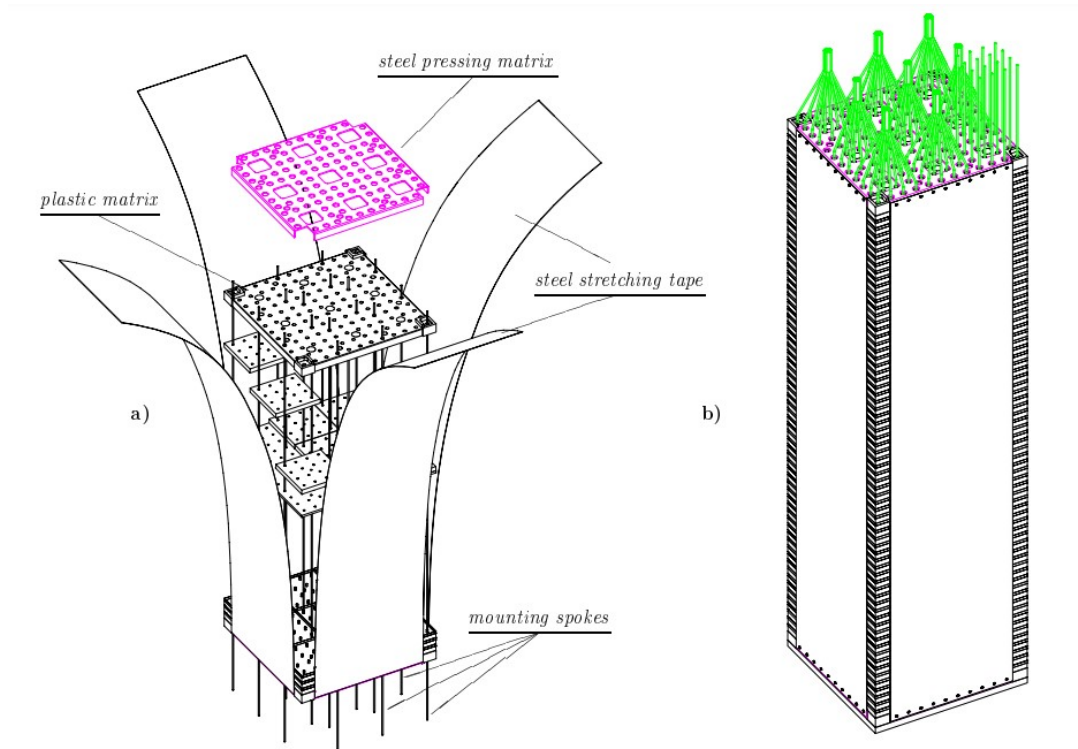


Figura 2.11: Diagramma costruttivo dei moduli Shashlik, a sinistra in fase di assemblaggio, a destra il modulo ultimato. In verde sono evidenziate le WSL che trasmettono i segnali dei moduli ai fotomoltiplicatori.

il passaggio di queste ultime causa emissione luminosa del materiale scintillante. Il PS invece aiuta a discriminare maggiormente fra elettroni e pioni. Sia SPD che PS sono costituiti da delle piastre scintillanti, circa 6000 fra i due rivelatori, separate da uno strato di piombo spesso $2.5X_0$ ³. Le piastre emettono fotoni al passaggio delle particelle e tramite delle fibre wavelength-shifting (WSL)⁴ il segnale viene inviato a dei fotomoltiplicatori (MAPMTs) posizionati fuori dal rivelatore.

L'ECAL invece è basato su un design a moduli indipendenti a base quadrata di tipo Shashlik costituiti da piastre alternate di piombo e materiale scintillatore, spesse rispettivamente 2 mm e 4 mm. I fotoni sono trasportati dalle WSL, disposte nella lunghezza del modulo, fino al fotomoltiplicatore situato nella parte posteriore. La dimensione dei moduli varia a seconda della posizione nell'ECAL. I moduli centrali misurano 4 cm per lato, quelli intermedi 6 cm e quelli più esterni 12 cm.

L'HCAL ha una struttura simile a quella dell'ECAL dove però al posto delle piastre di

³ X_0 è la lunghezza di radiazione dell'elettrone nel mezzo considerato, ovvero la distanza in cui un elettrone energetico riduce la propria energia ad un fattore $1/e$ di quella iniziale.

⁴ I WSL sono materiali che quando assorbono radiazione elettromagnetica ad una determinata lunghezza d'onda la riemettono a lunghezze d'onda superiori.

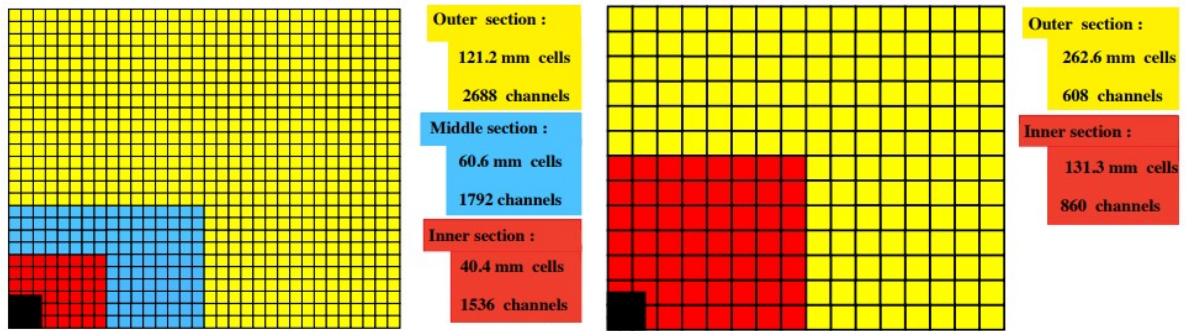


Figura 2.12: Quarto di faccia frontale di ECAL (a sinistra) e di HCAL (a destra). La segmentazione di ECAL è identica a quella di SPD e PS, che differiscono solo per le misure (indicativamente ridotte dell'1.5%).

piombo vengono inserite piastre di ferro spesse 16 mm, mentre i lati dei moduli risultano essere di 13 cm nella regione centrale del rivelatore e 26 cm nella regione periferica.

2.2.1.6 Muon System

I muoni fanno parte di numerosi decadimenti di mesoni B . Per questo motivo risulta importante riuscire a rivelarne il passaggio. A questo scopo sono presenti 5 stazioni (M1-M5, mostrate in Figura 2.13) che complessivamente compongono il Muon System [27]. Queste stazioni sono poste nella parte terminale di LHCb, visto l'alto potere penetrante dei muoni. La stazione M1 è separata dalle rimanenti 4 stazioni dal complesso dei calorimetri. Ogni stazione è separata dalla stazione successiva da lastre di ferro spesse 80 cm al fine di assorbire le particelle meno penetranti dei muoni. Solo i muoni con un impulso di almeno 6 GeV/c riescono ad attraversare tutte le stazioni.

Le camere, con un'accettanza angolare di 300 mrad nel piano orizzontale e 250 mrad nel piano verticale, sono composte da MWPC (Multi-Wire Proportional Chambers) ad eccezione della regione centrale di M1, composta da un diverso tipo di rivelatore, il Triple-GEM (Gas Electron Multiplier), a causa dell'alto flusso di particelle a cui è sottoposta la zona. I rivelatori utilizzano al loro interno diverse miscele di Argon (Ar), Anidride Carbonica (CO_2) e TetraFluoroMetano (CF_4). Le stazioni non svolgono tutte lo stesso compito. Infatti le prime tre vengono primariamente impiegate per la ricostruzione della cinematica degli eventi, in particolare per aumentare la risoluzione dell'impulso trasverso, mentre le ultime due sono principalmente utilizzate per scopi di identificazione delle particelle nell'ambito del trigger.

2.2.1.7 High Rapidity Shower Counters (HeRSChE L)

HeRSChE L [1] è un rivelatore aggiuntivo non contemplato nel progetto originale di LHCb, è infatti stato costruito fra il 2014 ed il 2015, in tempo per le prese dati del Run 2. Le

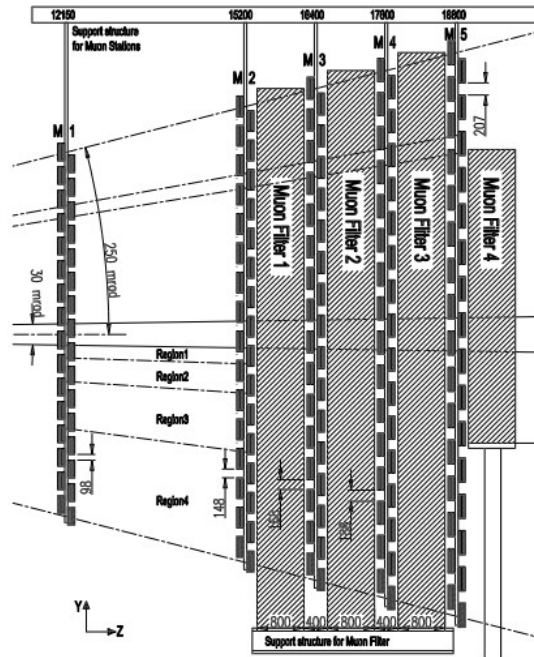


Figura 2.13: *Proiezione laterale del Muon System.*

strutture di HeRSChE non sono posizionate nella caverna di LHCb, ma si trovano all'esterno, a pochi centimetri dalle camere a vuoto dove corre il fascio di LHC. Lo scopo di HeRSChE è infatti quello di rivelare particelle cariche prodotte nell'interazione ad LHCb, ma con angolo sufficientemente esiguo da non essere rivelate dagli altri strumenti.

Sono presenti in totale 5 stazioni (B0, B1, B2, F1, F2), identificate da una lettera ed un numero crescente, mostrate in Figura 2.14. La lettera, B o F, indica la posizione della stazione rispetto ad LHCb: B sta per "backwards" ed F sta per "forward", rispettivamente prima o dopo alla caverna. Il numero invece indica la prossimità: un valore minore indica che la stazione è più vicina. Nel sistema di riferimento di LHCb le stazioni si trovano indicativamente in $z = -7$ m (B0), $z = \pm 20$ m (F1, B1) e $z = \pm 115$ m (F2, B2).

Ogni rivelatore è costituito da 4 lastre di scintillatore plastico che emettono radiazione elettromagnetica al passaggio di particelle cariche. Ogni piastra misura all'incirca 30 cm di lato ed ha uno spessore di 20 mm. Le piastre sono rivestite da guide per la luce in plexiglass a loro volta schermate rispetto all'ambiente esterno da fogli di alluminio.

Sebbene questi rivelatori siano volti allo studio dei fenomeni di diffrazione trovano anche applicazione nel sistema di trigger dell'esperimento, in particolare per quanto riguarda la selezione software degli eventi.

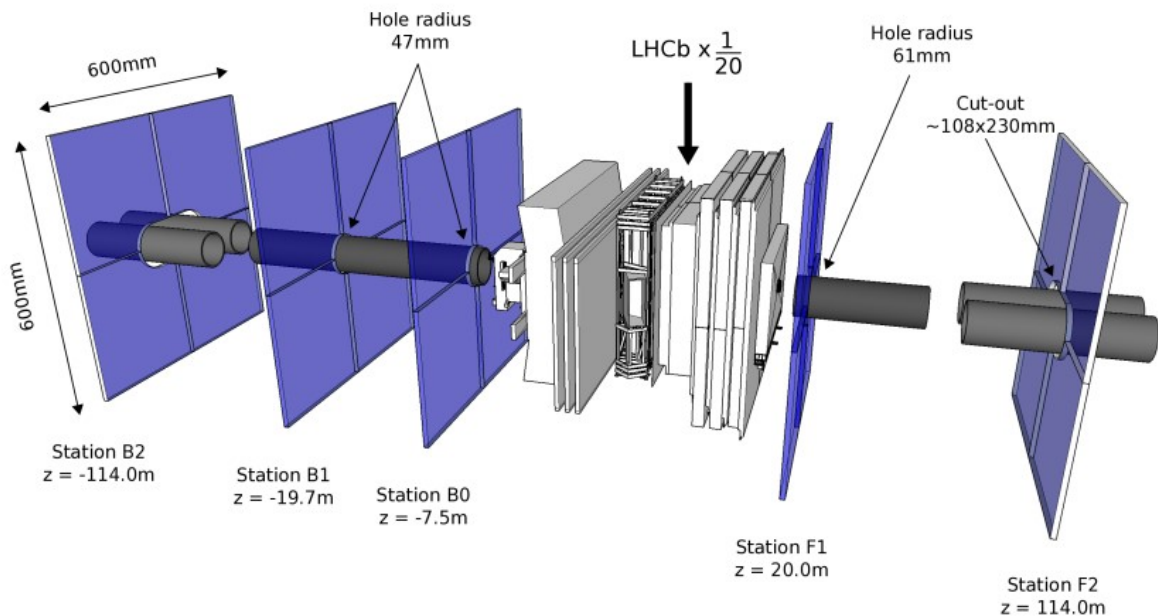


Figura 2.14: Posizionamento dei rivelatori *HeRSChel* rispetto ad *LHCb*.

2.2.2 Sistema di Trigger

Gli esperimenti di fisica delle alte energie producono una mole considerevole di segnali nei rivelatori e conseguentemente una quantità non indifferente di dati. La maggior parte di questi dati non sono significativi per la ricerca ed inoltre la loro gestione risulterebbe estremamente dispendiosa in termini di risorse computazionali e di spazio fisico in cui conservare tali informazioni, la cui acquisizione è anche ulteriormente limitata dalle capacità di lettura e digitalizzazione dei segnali nei rivelatori. Diventa quindi necessario avere un efficace sistema di selezione che possa scartare il maggior numero possibile di eventi non significativi registrati. Per fare ciò si agisce in diversi modi sui dati raccolti. Uno di questi è effettuare una prima selezione tramite trigger, le cui performance sono riportate nella Figura 2.15. Il trigger è strutturato in tre livelli, L0, L1 ed L2.

2.2.2.1 Level-0 Trigger

Il primo livello di trigger è il Livello-0 (L0 Trigger) che si basa sugli input forniti dai vari apparati del rivelatore, permettendo una selezione online dei dati a livello hardware. Contribuiscono al trigger L0 diversi processi che si svolgono in parallelo, basandosi su segnali di vari rivelatori. Affinché questa prima selezione possa svolgersi velocemente gli input devono essere tali da consentire di rigettare i segnali senza dover ricostruire interamente l'evento. I principali contributi all'L0 arrivano da:

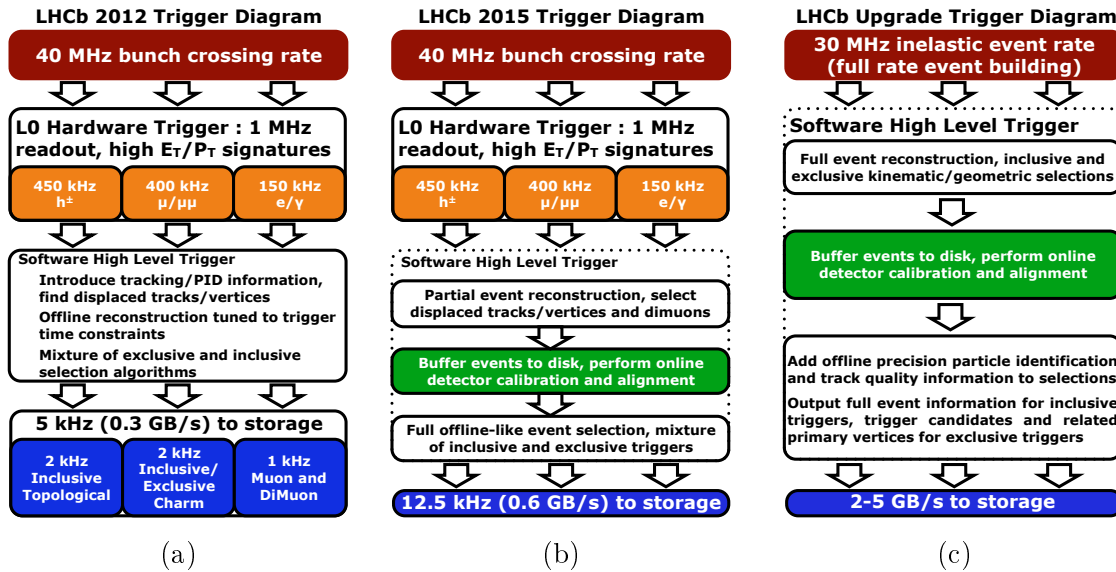


Figura 2.15: Nelle tre figure sono riportate le specifiche del trigger dei vari Run. A sinistra (a) ovvero Run 1 (2012), che mostra i requisiti di triggering più stringenti, al centro (b) i miglioramenti effettuati per Run 2 (2015), a destra (c) i parametri di trigger attesi per Run 3 (2022). Come si può notare nel Run 3 si prospetta la soppressione del trigger L0 per migrare ad un sistema di triggering completamente online.

- Trigger Calorimetrico, composto dai trigger del sistema ECAL (e dei sottorivelatori SPD e PS) e dal trigger di HCAL. Il trigger di ECAL fa sì che solo eventi con almeno uno sciame elettromagnetico con energia trasversa E_T ⁵ maggiore di una certa soglia vengano accettati. Come il trigger precedente quello di HCAL fa accettare il segnale dell'evento solo se viene rivelato un cluster (questa volta adronico) che abbia energia lungo la componente trasversa maggiore di una determinata soglia.
- Trigger del Muon System. Ogni stazione muonica viene divisa in aree di interesse e vengono collegati i segnali di camere muoniche affini per aree di interesse, da cui si ricostruisce una traiettoria e la si estrapola all'interazione protone-protone originale, calcolando quindi l'impulso trasverso del muone d'interesse. Se all'interno dell'evento non c'è almeno un candidato muone con impulso oltre alla soglia di interesse il trigger propone di rigettare l'evento.

Le informazioni dei trigger vengono inviate ad un unico sistema (L0 Decision Unit) che accetta l'evento se almeno uno dei due trigger fornisce parere positivo, ovvero se almeno una delle due soglie viene raggiunta.

L'aumento della capacità di lettura del rivelatore consentirà nel Run 3 di eliminare il Level-0 trigger. Tutta la selezione dei dati verrà quindi svolta dagli High Level Trigger.

⁵Definita come $E_T = E \sin(\theta)$ con E l'energia misurata dal calorimetro e θ l'angolo polare della hit sul calorimetro rispetto alla beampipe.

2.2.2.2 High Level Trigger (HLT1 e HLT2)

I dati raccolti a questo punto vengono trasferiti alla farm di calcolo (Event Filter Farm, EFF) per la selezione online tramite i due trigger di alto livello che effettuano un'ulteriore cernita.

L'**HLT1** utilizza i dati forniti dalle stazioni traccianti (primo fra tutti il TT) e dal VELO per la ricostruzione delle tracce. Nuovamente vengono stimati differenti parametri di interesse, quali possono essere ad esempio l'impulso totale o l'impulso trasverso delle particelle. Vengono scartati quegli eventi che non soddisfano le soglie stabilite sui parametri di interesse.

L'**HLT2** ricostruisce in maniera più raffinata l'evento, incorporando al suo interno anche le informazioni dei RICH. Questo è possibile in quanto pochi eventi riescono a superare i primi trigger L0 ed HLT1. L'HLT2 applica criteri di selezione per restringere ulteriormente i dati raccolti, selezionando eventi di interesse per LHCb, ovvero contenenti mesoni B e D . A questo punto i dati sono inviati al sistema di calcolo del CERN (Tier-0) dove vengono salvati principalmente su nastri magnetici. Il Tier-0 provvede in seguito a reindirizzare i dati salvati ai differenti centri di calcolo europei (Tier-1) per le successive rielaborazioni che vengono effettuate quando sono disponibili informazioni più precise di calibrazione e allineamento.

I trigger di alto livello avranno un ruolo notevole durante il Run 3, essendo a loro affidato l'intero compito di selezione online degli eventi [31].

Capitolo 3

Ottimizzazione della Selezione per la Misura delle Asimmetrie di \mathcal{CP}

3.1 Definizione delle Asimmetrie di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$

L'asimmetria di \mathcal{CP} nel caso del barione Λ_b^0 che decade in uno stato finale f può essere definita, utilizzando la notazione introdotta in Sezione 1.3.5, come:

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^f = \frac{\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f})}, \quad (3.1)$$

dove f (\bar{f}) rappresenta uno dei due stati finali di interesse $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) e pK^- ($\bar{p}K^+$). L'asimmetria di \mathcal{CP} non può essere ottenuta direttamente dai dati sperimentali ma viene determinata attraverso la misura di altre quantità. Risultano sufficientemente accurate [30] in tal senso le relazioni approssimate:

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{pK^-} = \mathcal{A}_{RAW}^{pK^-} - \mathcal{A}_D^p - \mathcal{A}_D^{K^-} - \mathcal{A}_{PID}^{pK^-} - \mathcal{A}_P^{\Lambda_b^0} - \mathcal{A}_{trigger}^{pK^-}, \quad (3.2)$$

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{p\pi^-} = \mathcal{A}_{RAW}^{p\pi^-} - \mathcal{A}_D^p - \mathcal{A}_D^{\pi^-} - \mathcal{A}_{PID}^{p\pi^-} - \mathcal{A}_P^{\Lambda_b^0} - \mathcal{A}_{trigger}^{p\pi^-}, \quad (3.3)$$

dove \mathcal{A}_{RAW}^f è la differenza fra il numero di eventi di segnale N ricostruiti dei due decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow f$ e $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f}$

$$\mathcal{A}_{RAW}^f = \frac{N(\Lambda_b^0 \rightarrow f) - N(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f})}{N(\Lambda_b^0 \rightarrow f) + N(\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f})}, \quad (3.4)$$

la quantità \mathcal{A}_D^h rappresenta l'asimmetria di rivelazione fra il particolare adrone h (p , π^- o K^-) e il relativo stato coniugato di carica \bar{h} , mentre l'asimmetria \mathcal{A}_{PID}^f è data dalle differenti efficienze di identificazione delle particelle (Particle Identification o PID) per uno stato finale e per il suo coniugato di carica. La quantità $\mathcal{A}_P^{\Lambda_b^0}$ rappresenta l'asimmetria di produzione tra i barioni Λ_b^0 e $\bar{\Lambda}_b^0$ ed è data dalla differenza delle sezioni

d'urto di produzione [37] mentre $\mathcal{A}_{\text{trigger}}^f$ è l'asimmetria data dalle efficienze del trigger rispetto agli stati finali f ed \bar{f} .

La quantità sulla quale si concentrerà il lavoro di ottimizzazione della selezione al fine di ottenere la migliore incertezza possibile è l'asimmetria \mathcal{A}_{RAW} in quanto il suo errore statistico coinciderà con quello finale per l'asimmetria \mathcal{A}_{CP} . La determinazione delle altre asimmetrie sarà oggetto di uno studio più approfondito che verrà svolto in futuro.

3.2 Selezione degli Eventi

L'analisi approfondita delle variabili utilizzate per la selezione degli eventi esula dagli scopi della trattazione, ma è comunque necessario introdurre la notazione e il significato affinché si possano meglio comprendere i risultati mostrati in seguito. Per ottenere la minor incertezza possibile sulle misure di \mathcal{A}_{RAW} i campioni di dati vanno accuratamente selezionati. Questa operazione viene svolta in due passaggi:

- Uso di un algoritmo di analisi multivariata denominato Boosted Decision Tree (BDT) per discriminare tra eventi $H_b \rightarrow hh'$ ed eventi di fondo combinatorio.
- Uso delle variabili di PID per separare gli eventi negli stati finali pK^- e $p\pi^-$ (e i corrispondenti stati coniugati di carica). Allo stesso tempo le richieste applicate a queste variabili permettono di ridurre la contaminazione dovuta ad altri decadimenti di adroni B in due corpi carichi (nel corso della tesi indicati con la notazione $H_b \rightarrow h^+h'^-$),

La scelta delle migliori richieste da imporre sull'output dell'algoritmo BDT e sulle variabili di PID avviene contemporaneamente in quanto la selezione imposta sulle variabili PID influisce anche sulla quantità di fondo combinatorio.

3.2.1 Selezione BDT

L'algoritmo Boosted Decision Tree (BDT) è una tecnica di analisi multivariata [6] che trova largo impiego nella fisica delle alte energie. I BDT sono formati dalla combinazione di un adeguato numero di alberi decisionali (Decision Tree, DT) dove il DT è un semplice grafo in cui ogni nodo rappresenta una richiesta applicata ad una variabile. Una struttura di questo tipo comporta numerosi vantaggi tra cui la facilità di applicazione ai modelli più disparati, sia su variabili discrete che continue, buona velocità di addestramento del decisore e semplicità di comprensione delle scelte effettuate da parte dell'utente. Purtroppo però i DT rischiano spesso di non essere particolarmente efficaci in ambito classificativo su campioni di dati diversi da quelli di addestramento a causa della loro tendenza al sovrallenamento (anche detto *overtraining*). Si ricorre pertanto alla loro combinazione tramite algoritmi di Boosting che portano appunto alla creazione dei BDT.

Per quanto concerne la presente trattazione il BDT assegna un valore¹ compreso tra -1 ed +1 ad ogni evento del dataset, valore che dipende dalle variabili utilizzate per descrivere gli eventi. A valore maggiore di BDT corrisponde maggiore sicurezza dell'algoritmo nell'assegnare l'evento in esame ad un segnale rilevante, viceversa un valore minore indica la propensione ad assegnare l'appartenenza dell'evento al fondo combinatorio. Agendo quindi sul taglio BDT, valore di soglia al di sotto del quale si rigettano i dati, è possibile ridurre gli eventi di fondo. Ovviamente non si possono utilizzare tagli BDT troppo stringenti in quanto si rischia di eliminare troppi dati rilevanti per l'analisi e soprattutto si riduce eccessivamente il numero di eventi del campione perdendo statistica. Gli algoritmi di BDT utilizzati sono stati allenati utilizzando variabili cinematiche e topologiche che permettono di discriminare tra eventi di segnale ed eventi di fondo combinatorio.

3.2.2 Selezione PID

Altro strumento necessario nelle analisi di LHCb è l'identificazione dei tipi di particelle rivelati, ovvero la Particle IDentification (PID). Per fare ciò si utilizzano le informazioni ottenute principalmente dai rivelatori RICH e si usa la variabile $\Delta \log \mathcal{L}_{ij}$ per discriminare gli eventi, dove $\Delta \log \mathcal{L}_{ij}$ è definita come:

$$\Delta \log \mathcal{L}_{ij}(h) = \log \mathcal{L}_i(h) - \log \mathcal{L}_j(h). \quad (3.5)$$

In questa notazione $\log \mathcal{L}_i(h)$ rappresenta il logaritmo della verosimiglianza (likelihood) dell'ipotesi i per la particella h ed è fornito dagli algoritmi di ricostruzione standard di LHCb. Per valori positivi di $\Delta \log \mathcal{L}_{ij}(h)$, risulta più verosimile l'ipotesi i per la particella h , viceversa per valori negativi risulta preferita l'ipotesi j . Chiaramente risulta dalla definizione data che avendo a disposizione 3 stati finali possibili (a, b, c , che poi nel nostro caso diventeranno π, K, p) si avranno solo due valori indipendenti di variabili di PID², ottenendo il terzo come differenza fra i primi due $\Delta \log \mathcal{L}_{ab} = \Delta \log \mathcal{L}_{ac} - \Delta \log \mathcal{L}_{bc}$.

3.2.3 Elenco dei Tagli investigati

Avendo chiarito il significato della notazione utilizzata si riportano ora nelle Tabelle 3.1 e 3.2 i tagli di BDT e PID esplorati durante l'analisi, rispettivamente per $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ e per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$. Su tutte le combinazioni mostrate di BDT e PID verranno effettuati i fit di normalizzazione il cui modello è mostrato nella Sezione 3.3.

¹Il punteggio assegnato dal BDT, da qui in avanti indicato semplicemente come BDT

²Come per la BDT si utilizza con abuso di linguaggio la parola PID per indicare il particolare valore di una $\Delta \log \mathcal{L}$ o l'insieme dei tagli di PID.

Selezione A ($\Lambda_b^0 \rightarrow pK$)		
Variabile		Valori utilizzati
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$	>	1, 3, 5, 7, 9, 11, 13
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$	>	1, 3, 5, 7, 9
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K)$	>	1, 3, 5, 7
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K)$	>	$-\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) \rightarrow -1$ (step-size: 2)
BDT	>	$-0.04 \rightarrow 0.2$ (step-size: 0.04)

Tabella 3.1: Valori dei tagli di PID e BDT applicati per selezionare i campioni di dati su cui verranno effettuati i fit di normalizzazione per il decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$.

Selezione B ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$)		
Variabile		Valori utilizzati
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$	>	1, 3, 5, 7, 9, 11, 13
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$	>	1, 3, 5, 7, 9
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi)$	<	-1, -3, -5, -7
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi)$	<	$1 \rightarrow \Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$ (step-size: 2)
BDT	>	$0 \rightarrow 0.24$ (step-size: 0.04)

Tabella 3.2: Valori dei tagli di PID e BDT applicati per selezionare i campioni di dati su cui verranno effettuati i fit di normalizzazione per il decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

3.3 Modello di Fit

Per determinare \mathcal{A}_{RAW} secondo la definizione data nella (3.4) si estraggono il numero di eventi di segnale dei due stati coniugati di carica tramite un adattamento di massima verosimiglianza (o *fit* di maximum likelihood) ai dati di modelli che descrivono le distribuzioni di massa invariante dei decadimenti ricostruiti. Il modello utilizzato a tal scopo è costituito da diversi contributi associati alle rispettive funzioni di densità di probabilità (o *Probability Density Function*, PDF):

- **Segnale**, vedi Sezione 3.3.1, ovvero quando le particelle degli stati finali dei decadimenti $\Lambda_b^0 \rightarrow h^+h'^-$ sono correttamente riconosciute,
- **Fondi cross-feed**, vedi Sezione 3.3.2, ovvero quando le identità di una o più³ particelle dello stato finale di un decadimento $H_b \rightarrow h^+h'^-$ sono assegnate erroneamente, dove $H_b = B^0, B_s^0$ o Λ_b^0 ,
- **Fondo parzialmente ricostruito**, vedi Sezione 3.3.3, ovvero quando nei decadimenti a molti corpi $\Lambda_b^0 \rightarrow h^+h'^-X$ viene ricostruita solamente la coppia $h^+h'^-$,

³In questa trattazione per semplicità i fondi cross-feed descriveranno sempre stati in cui solo una particella è stata erroneamente identificata.

- **Fondo combinatorio**, vedi Sezione 3.3.4, quando i candidati decadimenti sono ricostruiti associando coppie di particelle non provenienti dallo stesso decadimento.

Tramite l'adattamento del modello ai dati è possibile stimare il numero di eventi (*yield*) di ciascuna di queste componenti. In una prima fase i modelli verranno adattati ai dati senza distinguere tra i due stati finali coniugati di \mathcal{CP} , con l'obiettivo di determinare solamente il numero totale di eventi corrispondenti a ciascuna componente. I risultati ottenuti in questa prima fase verranno utilizzati per generare pseudoesperimenti, per i quali il modello sarà modificato al fine di introdurre un'asimmetria tra il numero di eventi negli stati finali coniugati di \mathcal{CP} . Gli errori statistici ottenuti negli pseudoesperimenti rappresenteranno la miglior stima dell'errore statistico su \mathcal{A}_{RAW} .

3.3.1 Segnale

Il segnale consiste nel corretto riconoscimento del canale di decadimento in esame tramite la corretta identificazione dei prodotti del decadimento. Questa componente viene descritta dalla somma di una funzione Gaussiana G e di una funzione Johnson \mathcal{J} definita come

$$\mathcal{J}(x; \mu, \lambda, \gamma, \delta) = \frac{\delta}{\lambda\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x-\mu}{\lambda}\right)^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\gamma + \delta \sinh^{-1}\left(\frac{x-\mu}{\lambda}\right)\right)^2\right], \quad (3.6)$$

riscalate tramite opportuni coefficienti moltiplicativi determinati dal tipo di decadimento considerato. Le due distribuzioni G e \mathcal{J} condividono il valore medio ovvero la massa invariante del barione Λ_b^0 e l'ampiezza λ . Complessivamente si ottiene quindi una distribuzione data da

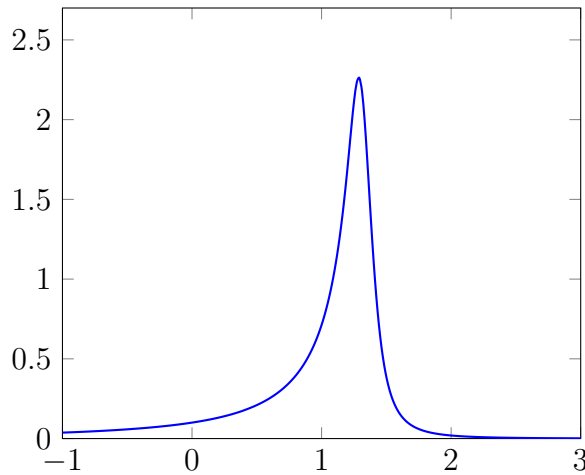


Figura 3.1: Grafico della funzione Johnson \mathcal{J} (3.6) con parametri $\lambda = 0.1, \delta = 0.6, \mu = 1.4, \gamma = 0.9$.

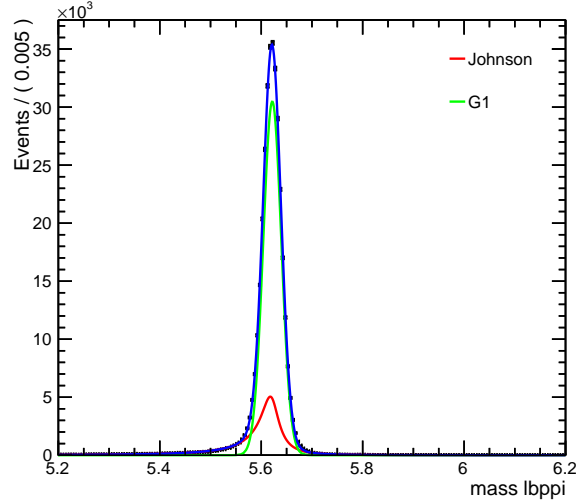


Figura 3.2: Adattamento del modello di segnale ai dati Monte Carlo di un decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$. In sovrapposizione in blu il modello complessivo.

$$g(m) = c_1 G(m; \mu = m_{\Lambda_b^0}, \lambda) + c_2 \mathcal{J}(m; \mu = m_{\Lambda_b^0}, \lambda, \gamma, \delta) \quad (3.7)$$

con c_1 e c_2 coefficienti di normalizzazione⁴. I parametri δ , γ , c_1 e c_2 sono fissati a valori ottenuti da campioni simulati di decadimenti di segnale, mentre λ e $m_{\Lambda_b^0}$ sono liberi di variare nel fit. In Figura 3.1 si riporta il grafico di una funzione Johnson, mentre in Figura 3.2 è mostrato l'adattamento del modello ai dati simulati per il canale di decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

3.3.2 Fondi Cross-feed

La componente che rappresenta i fondi cross-feed serve a descrivere quegli eventi del tipo $H_b \rightarrow h^+ h'^-$ in cui una o entrambe le particelle dello stato finale non sono correttamente identificate. Nella presente trattazione si farà esclusivamente riferimento a fondi cross-feed in cui solo una particella è mal identificata: risultano infatti meno probabili gli eventi in cui entrambi gli stati finali sono mal identificati e il loro effetto è pertanto trascurabile.

Le distribuzioni dei fondi cross-feed non sono facilmente parametrizzabili. Più semplice è invece una descrizione non parametrica basata su eventi simulati. Prendendo un buon numero di eventi simulati, si ricostruisce la loro massa invariante assumendo un'ipotesi errata per l'identità delle particelle nello stato finale, assumendo inoltre risoluzione perfetta nella misura dell'impulso. Tale massa invariante si ottiene dalla relazione

$$m(h^+ h'^-) = \sqrt{m_{h^+}^2 + m_{h'^-}^2 + 2 \left(\sqrt{(m_{h^+}^2 + p_+^2)(m_{h'^-}^2 + p_-^2)} - \vec{p}_+ \cdot \vec{p}_- \right)}, \quad (3.8)$$

⁴Il rapporto fra c_1 e c_2 è fissato dal tipo di decadimento considerato.

dove $m_{h+(h' -)}$ sono le masse delle ipotesi assegnate ai prodotti di decadimento e $\vec{p}_{+(-)}$ gli impulsi corrispondenti ($p_{+(-)}$ i rispettivi moduli). La distribuzione di massa invariante così ottenuta viene trasformata in una funzione tramite una tecnica di Kernel Density Estimation [12] per poi essere convoluta con una Gaussiana di risoluzione $G(m - m'; \delta_m = 0, \lambda)$, dove il parametro λ è lo stesso utilizzato per il modello di segnale.

I fondi cross-feed considerati in questa fase dell'analisi risultano essere complessivamente

- Per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+$):
 - $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$),
 - $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($B^0 \rightarrow K^+\pi^-$) ricostruito nell'ipotesi K^-p ($K^+\bar{p}$),
 - $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$ ricostruito nell'ipotesi pK^- o $\bar{p}K^+$.
- Per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$):
 - $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+$),
 - $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ($\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$) ricostruito nell'ipotesi $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$),
 - $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ricostruito nell'ipotesi $p\pi^-$ o $\bar{p}\pi^+$.

L'unico yield per i fondi cross-feed lasciato libero durante il fit di normalizzazione è quello di $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+/B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ ($B^0 \rightarrow K^+\pi^-/\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$) per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow p\pi$), ovvero quello del fondo cross-feed più abbondante in entrambi gli stati finali considerati. Gli altri yield vengono invece stimati utilizzando la formula

$$N_i = N_j \cdot \frac{\Gamma(i) f_i \varepsilon_i}{\Gamma(j) f_j \varepsilon_j}, \quad (3.9)$$

dove N_i è lo yield da determinare, N_j lo yield del decadimento di riferimento, Γ il rapporto di ramificazione (Branching Ratio, BR) del canale di decadimento, f le frazioni di adronizzazione ed ε le efficienze di PID nell'ipotesi studiata ($pK/p\pi$). I valori dei BR utilizzati nell'analisi sono riportati nella Tabella 3.3. Le efficienze di PID sono invece ottenute utilizzando campioni di calibrazione come descritto in [3, 36]. Infine, per quanto riguarda i cross-feed dovuti a decadimenti di mesoni B , come yield di riferimento è utilizzato quello del cross-feed $B^0 \rightarrow K\pi$, mentre per i cross-feed dovuti ai barioni Λ_b^0 come riferimento viene usato l'altro decadimento del barione Λ_b^0 . È di particolare rilevanza la corretta individuazione del fondo cross-feed $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow p\pi$) nel decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ($\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow pK$) poiché le corrispondenti distribuzioni risultano particolarmente sovrapposte.

3.3.3 Fondo Parzialmente Ricostruito

La componente che modella il fondo parzialmente ricostruito serve a descrivere i decadimenti in cui non vengono ricostruite una o più particelle dello stato finale. Questo

Grandezza	Valore	Fonte
$\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ K^-)$	$(5.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-6}$	PDG [39]
$\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ \pi^-)$	$(4.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$	PDG [39]
$\Gamma(B_s^0 \rightarrow K^+ K^-)$	$(2.66 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$	PDG [39]
$\Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$	$(1.96 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$	PDG [39]
$\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$(5.12 \pm 0.19) \cdot 10^{-6}$	PDG [39]
f_s/f_d	0.2539 ± 0.0079	LHCb [32]

Tabella 3.3: Valori utilizzati per la (3.9).

fondo risulta particolarmente difficile da parametrizzare. Per questo motivo si è preferito ricorrere a simulazioni Monte Carlo tramite l'utilizzo del simulatore RapidSim [11], che permette di generare grandi campioni di decadimenti simulati, potendo al contempo tener conto degli effetti di selezione sulle distribuzioni di massa invariante ricostruite. In particolare si è osservato che la distribuzione di probabilità non varia in maniera apprezzabile al variare delle richieste di PID, mentre invece risente delle richieste applicate sull'output dell'algoritmo di BDT, come si evince dalla Figura 3.3. Risulta infatti che rendendo le richieste più stringenti vengano selezionati eventi più vicini al limite cinematico dato da $m_{\Lambda_b^0} - m_{\pi^0}$ ($\approx 5.5 \text{ GeV}/c^2$). Questo limite è dato dal fatto che durante il decadimento la particella più leggera che può sfuggire alla ricostruzione è il π^0 , quindi la massa limite sarà data dalla massa della particella in decadimento, in questo caso Λ_b^0 con massa $5.62 \text{ GeV}/c^2$, e il π^0 con massa $135 \text{ MeV}/c^2$. I due decadimenti principali che generano questa componente e che quindi sono stati usati nelle simulazioni sono

$$\Lambda_b^0 \rightarrow p(K^{*-} \rightarrow K^- \pi^0), \quad (3.10)$$

$$\Lambda_b^0 \rightarrow p(\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0) \quad (3.11)$$

dove la (3.10) è responsabile del fondo per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ mentre la (3.11) lo è per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

3.3.4 Fondo Combinatorio

Il fondo combinatorio è dato dai decadimenti che non appartengono alla catena di decadimento in esame, ovvero dalla combinazione casuale di tracce provenienti da altri processi. Viene modellizzato con una distribuzione esponenziale moltiplicata per $1 + \tanh(x)$. Complessivamente quindi la PDF risulta essere

$$f(m) = C(1 + \tanh(b \cdot (m - s)))e^{-k \cdot m}, \quad (3.12)$$

con k, b, s parametri liberi nel fit e C costante di normalizzazione della distribuzione. Per il decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ si fissa b a zero, rendendo la distribuzione del fondo di natura puramente esponenziale. La forma della distribuzione (3.12) è illustrata nella Figura 3.4, mentre in Figura 3.5 è illustrato l'adattamento del modello del fondo combinatorio per il canale di decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$.

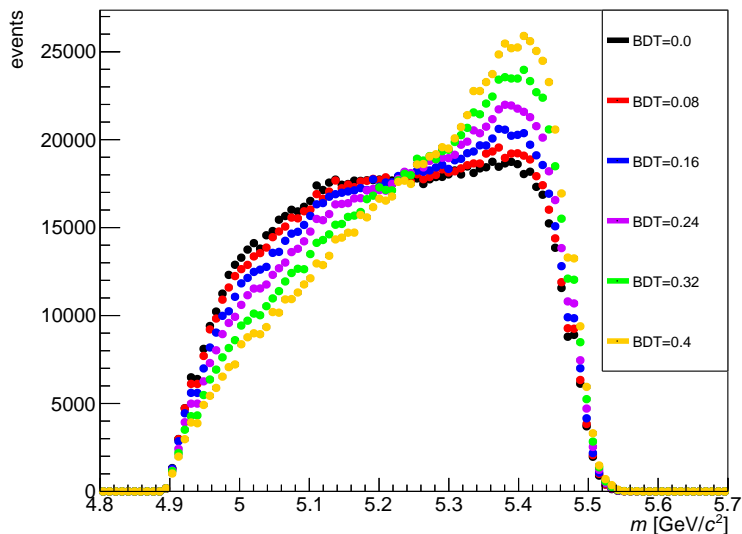


Figura 3.3: Simulazione del fondo parzialmente ricostruito in funzione della massa per i differenti tagli in BDT per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ottenuta con RapidSim.

3.4 Procedura di Ottimizzazione

I risultati ottenuti dai fit di normalizzazione eseguiti per ogni possibile combinazione di tagli esplorata (Tabelle 3.1, 3.2) vengono utilizzati per generare 10 pseudoesperimenti. Il modello utilizzato è lo stesso dei fit di normalizzazione modificato in modo tale da avere gli stati coniugati di \mathcal{CP} separati tra di loro. In fase di generazione gli pseudoesperimenti vengono creati con asimmetria \mathcal{A}_{RAW} nulla per quanto riguarda segnale, fondo combinatorio e fondo multicorpi. Viceversa, essendo la violazione di \mathcal{CP} ben studiata e conosciuta nei sistemi B , si tiene già conto di questa asimmetria per i fondi cross-feed d'interesse fin dalla generazione. In seguito, per ognuno dei campioni generati vengono eseguiti dei fit di massima verosimiglianza ai relativi spettri di massa invariante e vengono determinate le asimmetrie del segnale. Mediando sui 10 pseudoesperimenti i valori dell'incertezza si possono individuare le combinazioni di tagli di BDT e PID che forniscono la minor incertezza statistica sull'asimmetria considerata.

Gli esiti della procedura di ottimizzazione sono riportati nelle Tabelle 3.4 e 3.5 rispettivamente per gli stati finali pK e $p\pi$. I fit di massa invariante delle selezioni in esame sono riportati nelle Figure 3.6, 3.7, mentre i grafici di due dei rispettivi pseudoesperimenti sono mostrati nelle Figure 3.8, 3.10. Come verifica del corretto esito della procedura sono anche riportate le incertezze predette tramite l'ottimizzazione nelle Figure 3.9 e 3.11, dove sono riportati i valori di $\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(ph))$ variando un solo taglio per volta e lasciando costanti gli altri tagli sul valore indicato dalla selezione. Si può infatti osservare che le incertezze raggiungono il minimo con continuità, indicando che i risul-

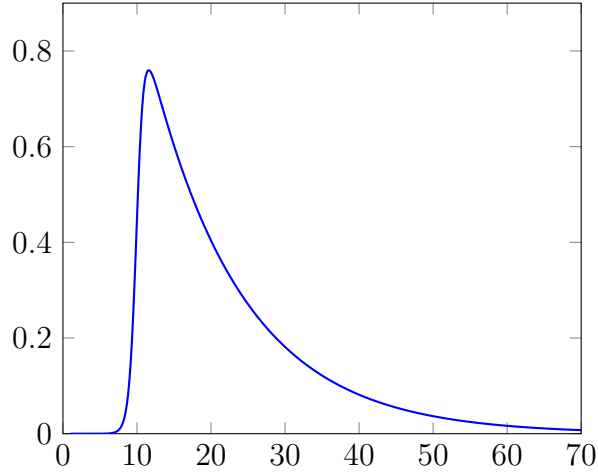


Figura 3.4: Grafico della funzione che descrive il fondo combinatorio (3.12) con parametri $b = 1, s = 10, k = 0.05$.

tati sono giustificati dal corretto funzionamento dell'ottimizzazione più che da possibili fluttuazioni statistiche. Si può osservare che i valori dei minimi di $\sigma(\mathcal{A}_{\mathcal{CP}})$ si trovano in corrispondenza dei bordi delle regioni studiate per $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K)$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi)$ e $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$ (e $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$ non in figura). Tali valori sono comunque accettabili in quanto l'alleggerimento ulteriore di questi requisiti potrebbe portare a maggiori incertezze sistematiche. Ad esempio, come già sottolineato nella Sezione 3.3.2, per separare correttamente il segnale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK(\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi)$ dal cross-feed $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi(\Lambda_b^0 \rightarrow pK)$ risulta molto importante discriminare gli stati finali K e π tramite la variabile $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}$ che pertanto viene mantenuta nei range indicati.

Complessivamente i migliori valori di incertezza sulle misure di \mathcal{A}_{RAW} forniti dall'ottimizzazione risultano essere:

$$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}^{pK}) = (0.751 \pm 0.001)\%, \quad (3.13)$$

$$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}^{p\pi}) = (0.979 \pm 0.003)\%, \quad (3.14)$$

dove gli errori associati alle misure sono dati dall'errore sulle medie⁵ delle incertezze misurate negli pseudoesperimenti.

⁵ $\sigma[m^*] = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=0}^N (x_i - m^*)^2}$

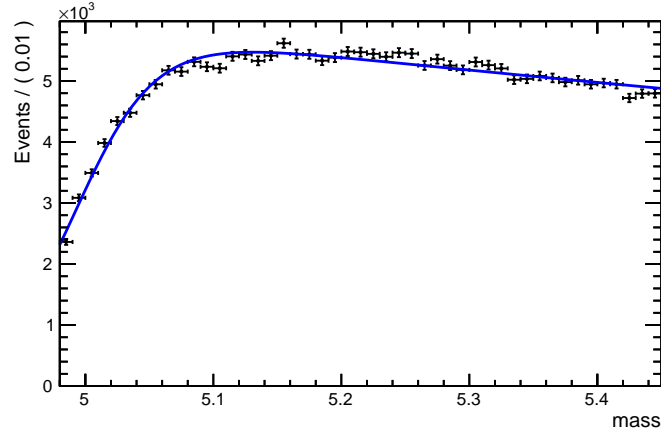


Figura 3.5: Adattamento del modello di fondo combinatorio ai dati Monte Carlo di un decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$.

Selezione A ($\Lambda_b^0 \rightarrow pK$)	
Variabile	Valore ottimale
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$	> 11
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$	> 3
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K)$	> 1
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K)$	> -3
BDT	> 0.08

Tabella 3.4: Tagli ottimali di BDT e PID ottenuti in seguito alla procedura di ottimizzazione per il canale di decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$.

Selezione B ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$)	
Variabile	Valore ottimale
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$	> 9
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$	> 5
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi)$	< -1
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi)$	< 5
BDT	> 0.12

Tabella 3.5: Tagli ottimali di BDT e PID ottenuti in seguito alla procedura di ottimizzazione per il canale di decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

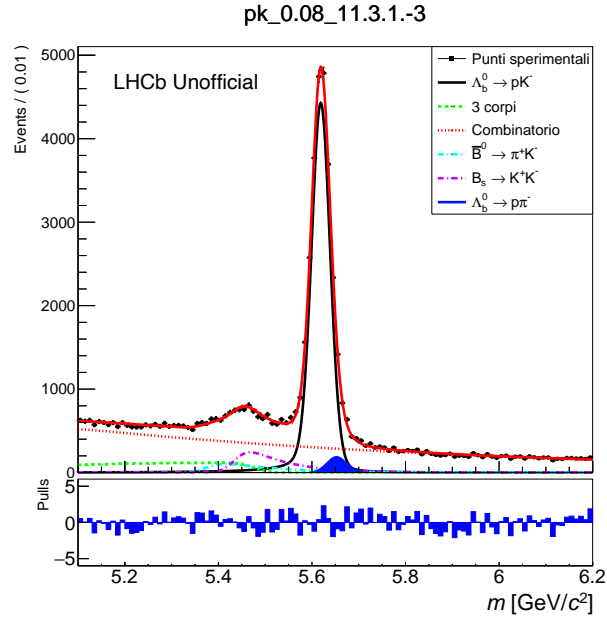


Figura 3.6: Spettro di massa invariante della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.08$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$. L'esito complessivo del fit è sovrimposto in rosso alla figura.

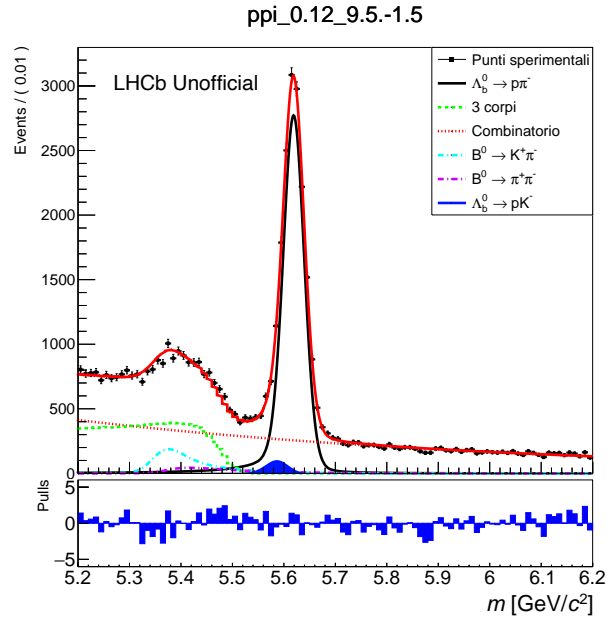


Figura 3.7: Spettro di massa invariante della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$. L'esito complessivo del fit è sovrimposto in rosso alla figura.

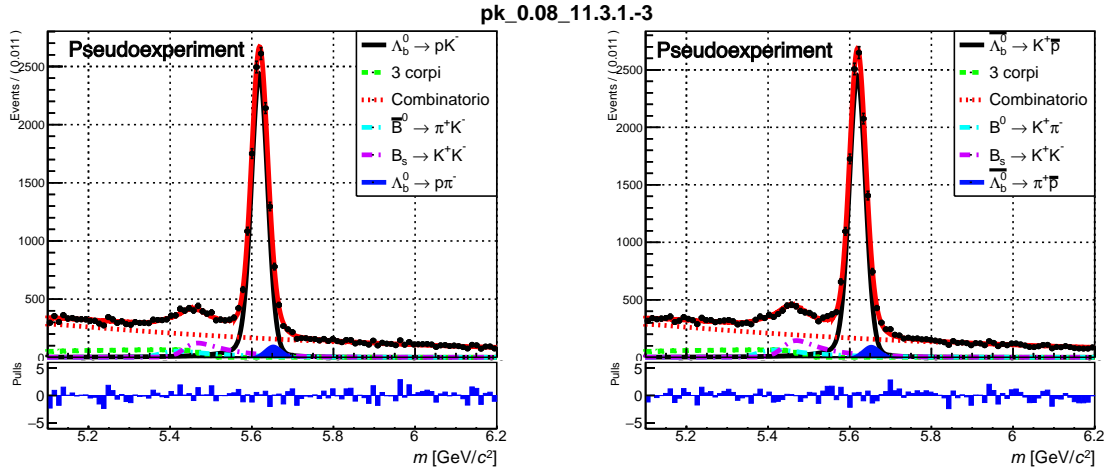


Figura 3.8: Pseudoesperimento della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ottenuta con i tagli BDT >0.08 , $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$. L'esito complessivo del fit è sovrapposto in rosso alla figura.

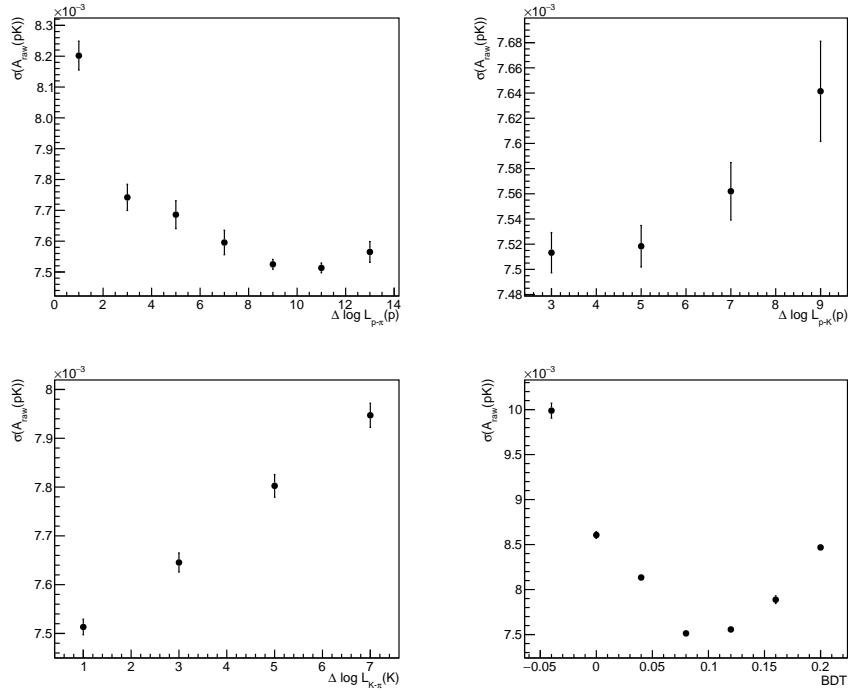


Figura 3.9: Incertezza prevista su \mathcal{A}_{RAW} per la selezione ottimale pK , ottenuta con i tagli BDT >0.08 , $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$. Dove non specificato i tagli sono fissati al valore ottenuto dall'ottimizzazione.

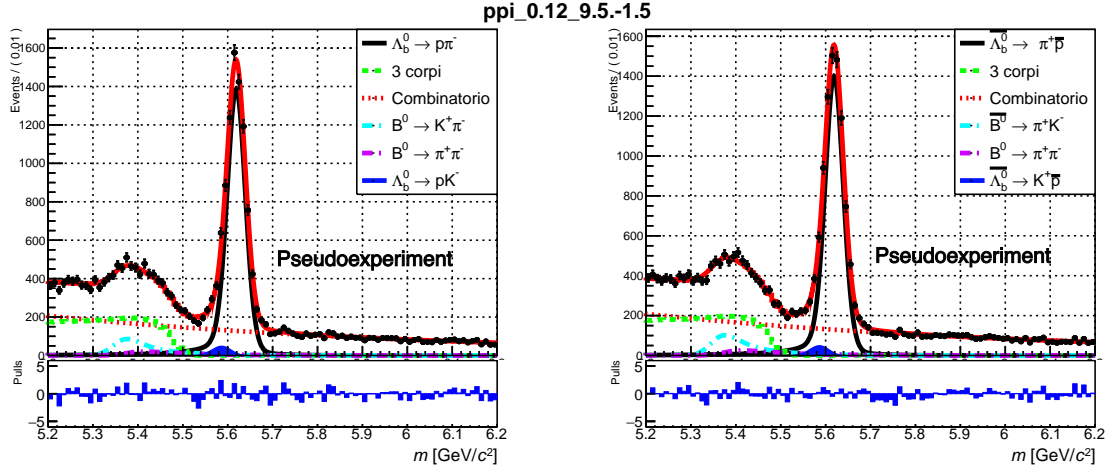


Figura 3.10: Pseudoesperimento della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$. L'esito complessivo del fit è sovrimposto in rosso alla figura.

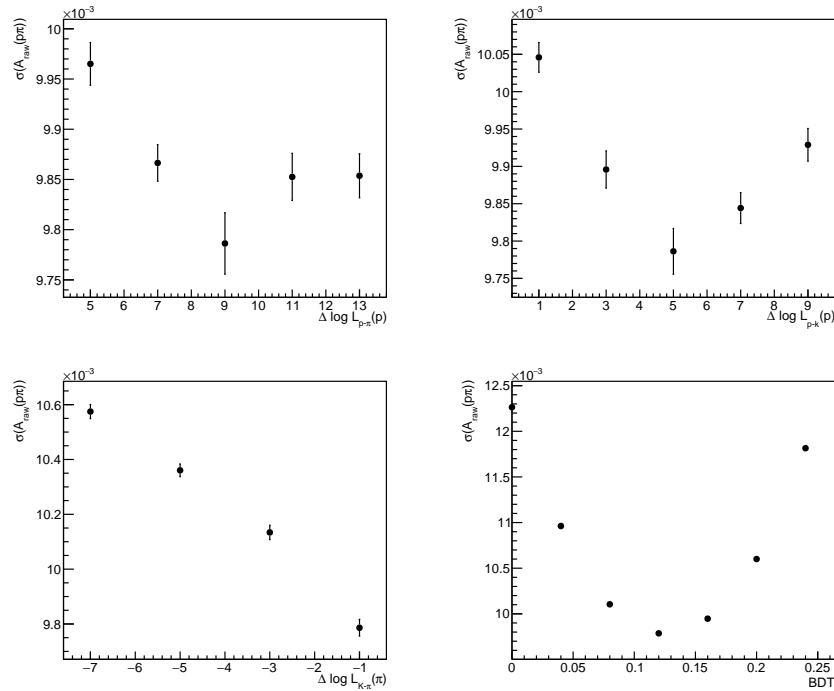


Figura 3.11: Incertezza prevista su \mathcal{A}_{RAW} per la selezione ottimale $p\pi$, ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$. Dove non specificato i tagli sono fissati al valore ottenuto dall'ottimizzazione.

3.5 Fit Simultanei

$K^+\pi^-$			K^+K^-			$\pi^+\pi^-$		
Cut	Val.		Cut	Val.		Cut	Val.	
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h^+)$	>	3	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h^+)$	>	3	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h^+)$	<	-3
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(h^+)$	>	-5	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(h^+)$	>	-5	$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h^+)$	<	5
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h'^-)$	<	-3	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h'^-)$	>	3	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h'^-)$	<	-3
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h'^-)$	<	5	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(h'^-)$	>	-5	$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h'^-)$	<	5

Tabella 3.6: Tagli di PID per le ipotesi di massa $K^+\pi^-$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-$. Per ottenere gli stati coniugati è sufficiente scambiare h^+ e h'^- .

Selezione A ($\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$)		Selezione B ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$)			
$p\pi^-$		pK^-			
Cut	Val.	Cut	Val.		
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h^+)$	>	10	$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h^+)$	>	10
$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(h^+)$	>	10	$\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(h^+)$	>	10
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h'^-)$	<	-3	$\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(h'^-)$	>	3
$\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(h'^-)$	<	5	$\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(h'^-)$	>	-5

Tabella 3.7: Tagli di PID per le ipotesi di massa $p\pi^-$, pK^- con selezione ottimizzata per l'altro stato finale. Per ottenere gli stati coniugati è sufficiente scambiare h^+ e h'^- .

Una volta individuati i tagli ottimali di PID e BDT per le due selezioni si procede ad effettuare i fit simultanei di massima verosimiglianza dei dataset per estrarre i valori di \mathcal{A}_{RAW} . In particolare per gli stati finali pK^- ($K^+\bar{p}$) e $p\pi^-$ ($\pi^+\bar{p}$) si applicano i valori delle Tabelle 3.4, 3.5 mentre per gli stati finali $K^+\pi^-$ (π^+K^-), K^+K^- , $\pi^+\pi^-$ si utilizzano le richieste riportate nella Tabella 3.6, che sono già state utilizzate in passato [30] e ben soddisfano gli scopi perseguiti da questa analisi. Si noti che i tagli di PID sono tali da selezionare i vari stati finali in maniera completamente esclusiva. Per quanto riguarda gli stati finali pK^- e $p\pi^-$ quando la selezione è ottimizzata per l'altro stato finale si ricorre a quanto riportato nella Tabella 3.7. In questo modo è possibile effettuare un fit simultaneo ad ogni spettro di massa a 2 corpi, per ciascuna selezione. Le efficienze di PID vengono usate per collegare l'ammontare di ciascun segnale a quello negli stati finali in cui è stato ricostruito con ipotesi errate. Le efficienze di PID dei fondi cross-feed inoltre sono libere di muoversi attorno al loro valore centrale ma sono vincolate da un termine gaussiano con deviazione standard pari al 5% del loro valore nominale in modo da considerare le incertezze nella determinazione delle efficienze dai campioni di calibrazione. Così facendo è possibile individuare correttamente l'entità di tutti i contributi di cross-feed e le normalizzazioni dei fondi.

3.5.1 Fit Simultanei Selezione A

La Selezione A porta ai risultati dei fit simultanei illustrati nelle Figure 3.12, 3.13 e 3.14. Non sono riportati i grafici per gli stati pK^- , $K^+\bar{p}$, $p\pi^-$, $\pi^+\bar{p}$ separatamente in quanto da essi si potrebbe stimare un valore per \mathcal{A}_{RAW} prima dell'approvazione finale dell'analisi.

3.5.2 Fit Simultanei Selezione B

La Selezione B porta ai risultati dei fit simultanei illustrati nelle Figure 3.15, 3.16 e 3.17. Non sono riportati i grafici per gli stati $p\pi^-$, $\pi^+\bar{p}$, pK^- , $K^+\bar{p}$ separatamente in quanto da essi si potrebbe stimare un valore per \mathcal{A}_{RAW} prima dell'approvazione finale dell'analisi.

3.5.3 Esiti Fit Simultanei

Come anticipato nei paragrafi precedenti dai fit simultanei si possono estrarre i valori delle asimmetrie grezze \mathcal{A}_{RAW} , che risultano essere:

$$\mathcal{A}_{RAW}^{pK^-} = (-0.64 \pm 0.76)\%, \quad (3.15)$$

$$\mathcal{A}_{RAW}^{p\pi^-} = (-0.30 \pm 0.95)\%, \quad (3.16)$$

dove il valore misurato è *blind*, ovvero mascherato da un bias numerico casuale compreso tra -5% e $+5\%$ non noto allo sperimentatore affinché la conoscenza del risultato non influenzi la procedura di misurazione. Resta comunque un buon indicatore della qualità dell'ottimizzazione il fatto che le incertezze previste sui valori di \mathcal{A}_{RAW} siano sufficientemente prossime a quelle ottenute tramite i fit simultanei. Confrontando le incertezze statistiche con i risultati già pubblicati da LHCb [30] si nota una riduzione dell'errore di circa un fattore 2. Tale riduzione è compatibile con i rapporti delle luminosità integrate dei due campioni a confronto. Infatti in [30] sono stati usati 1 fb^{-1} a 7 TeV e 2 fb^{-1} a 8 TeV, mentre in questa analisi sono stati utilizzati circa 6 fb^{-1} a 13 TeV. Considerando l'aumento della sezione d'urto proporzionale a quello dell'energia, il campione usato in questa tesi corrisponde a circa 11 fb^{-1} raccolti nelle condizioni del Run 1, cioè un campione di circa 4 volte più numeroso, da cui risulterebbe una riduzione dell'incertezza statistica di un fattore 2, ovvero come quella effettivamente osservata.

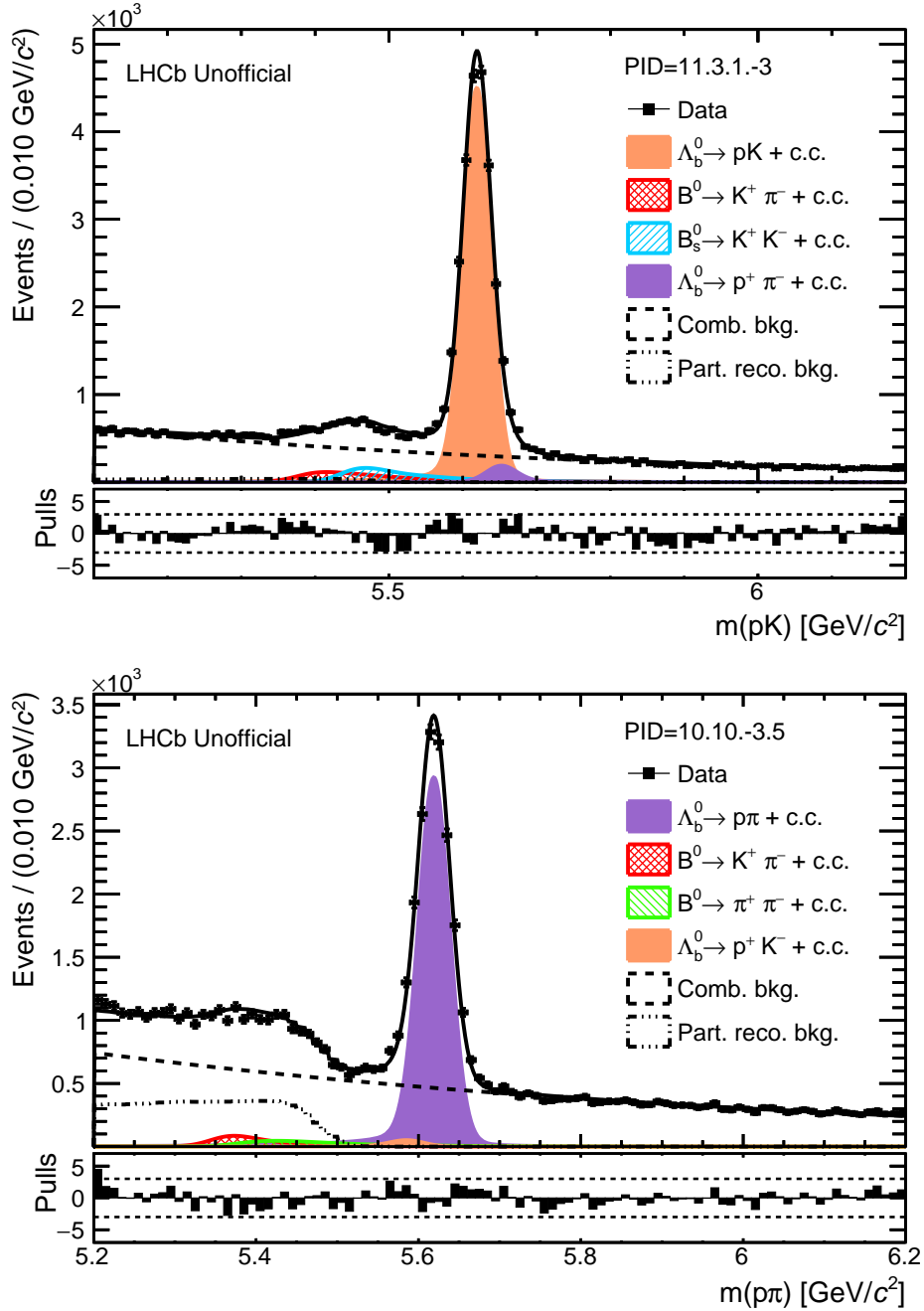


Figura 3.12: *Fit simultanei Selezione A (pK) per pK^- ($K^+\bar{p}$) in alto e $\pi\pi^-$ ($\pi^+\bar{p}$) in basso.*

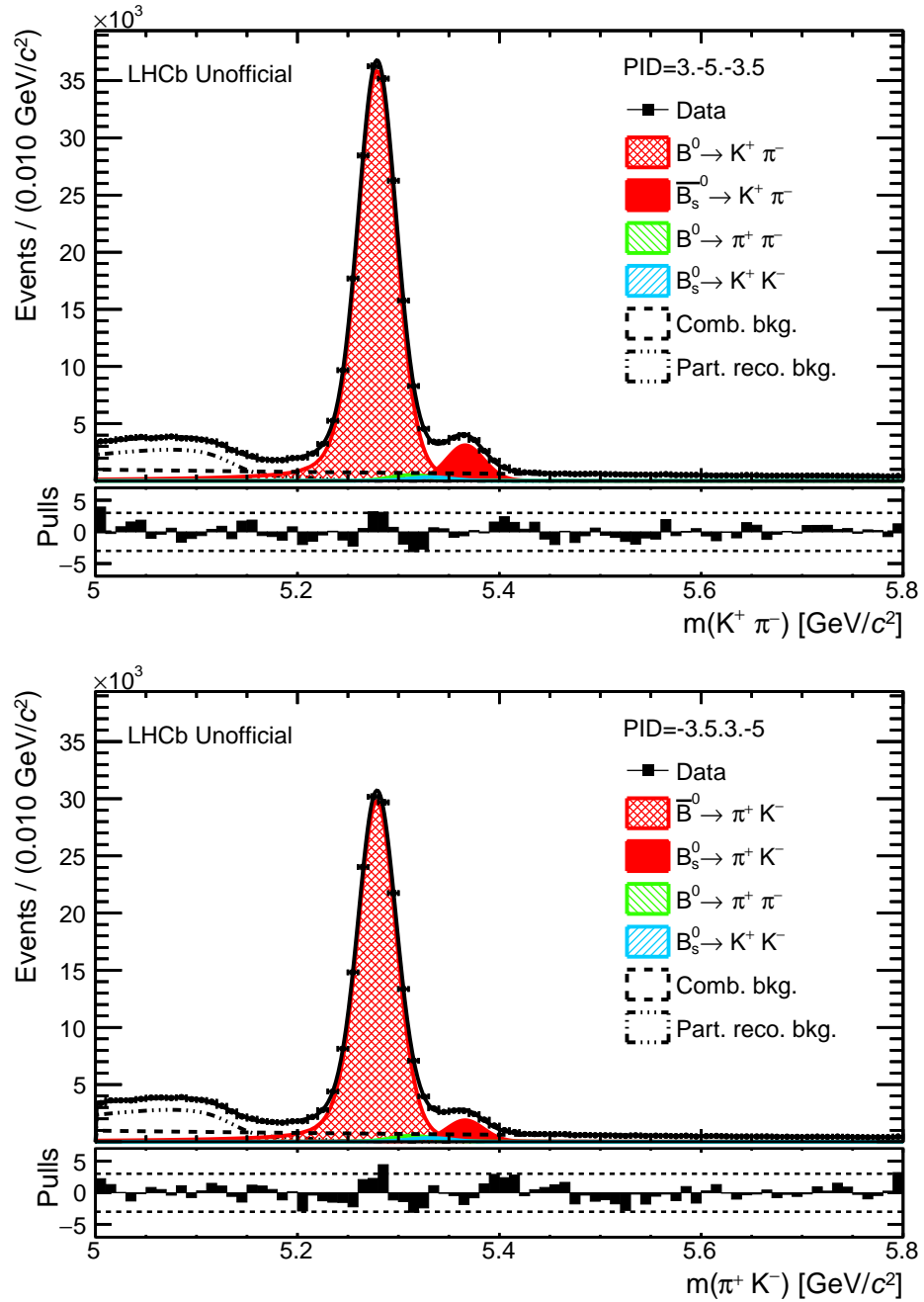


Figura 3.13: Fit simultanei Selezione A (pK) per $K^+\pi^-$, π^+K^- .

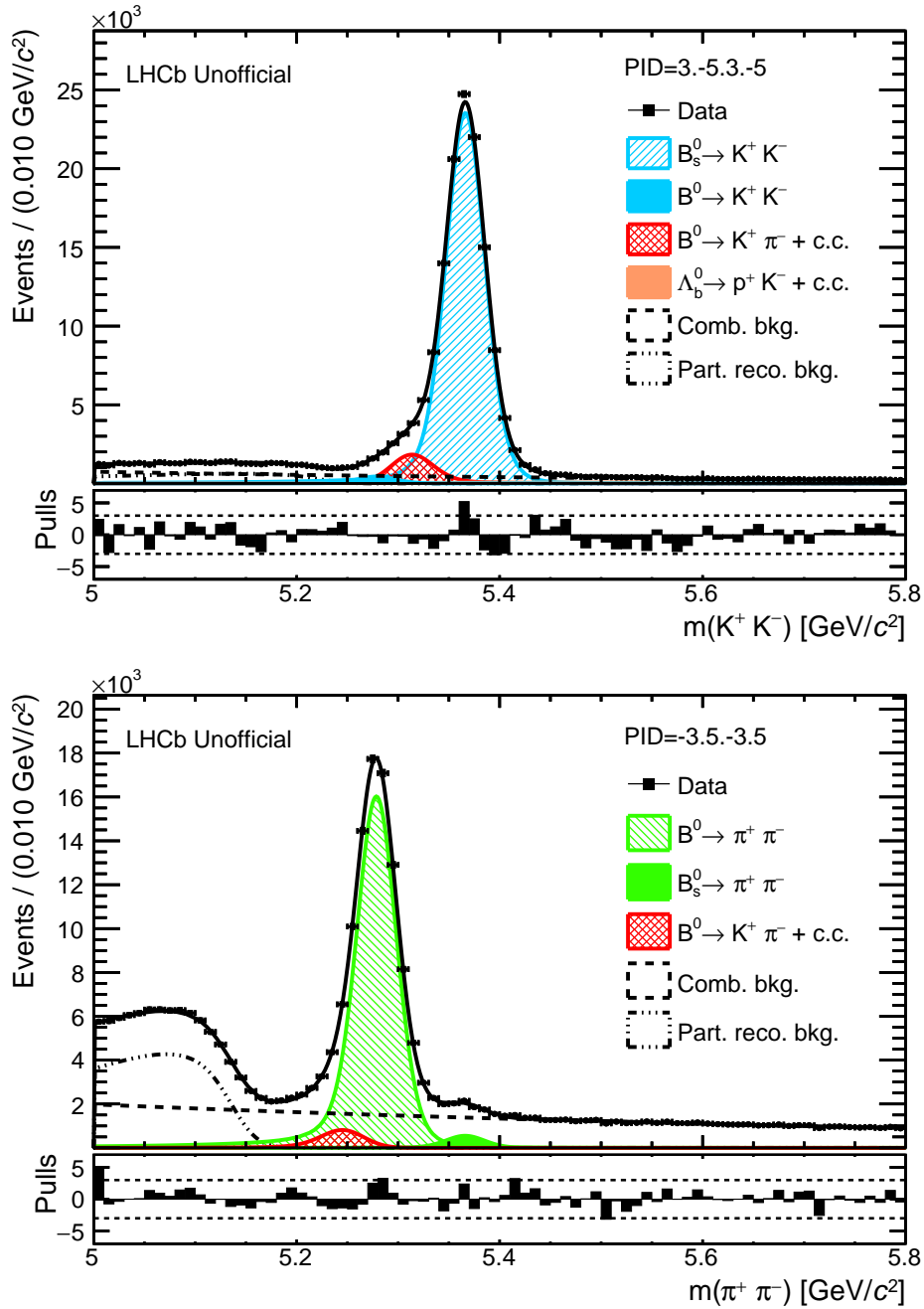


Figura 3.14: Fit simultanei Selezione A (pK) per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$.

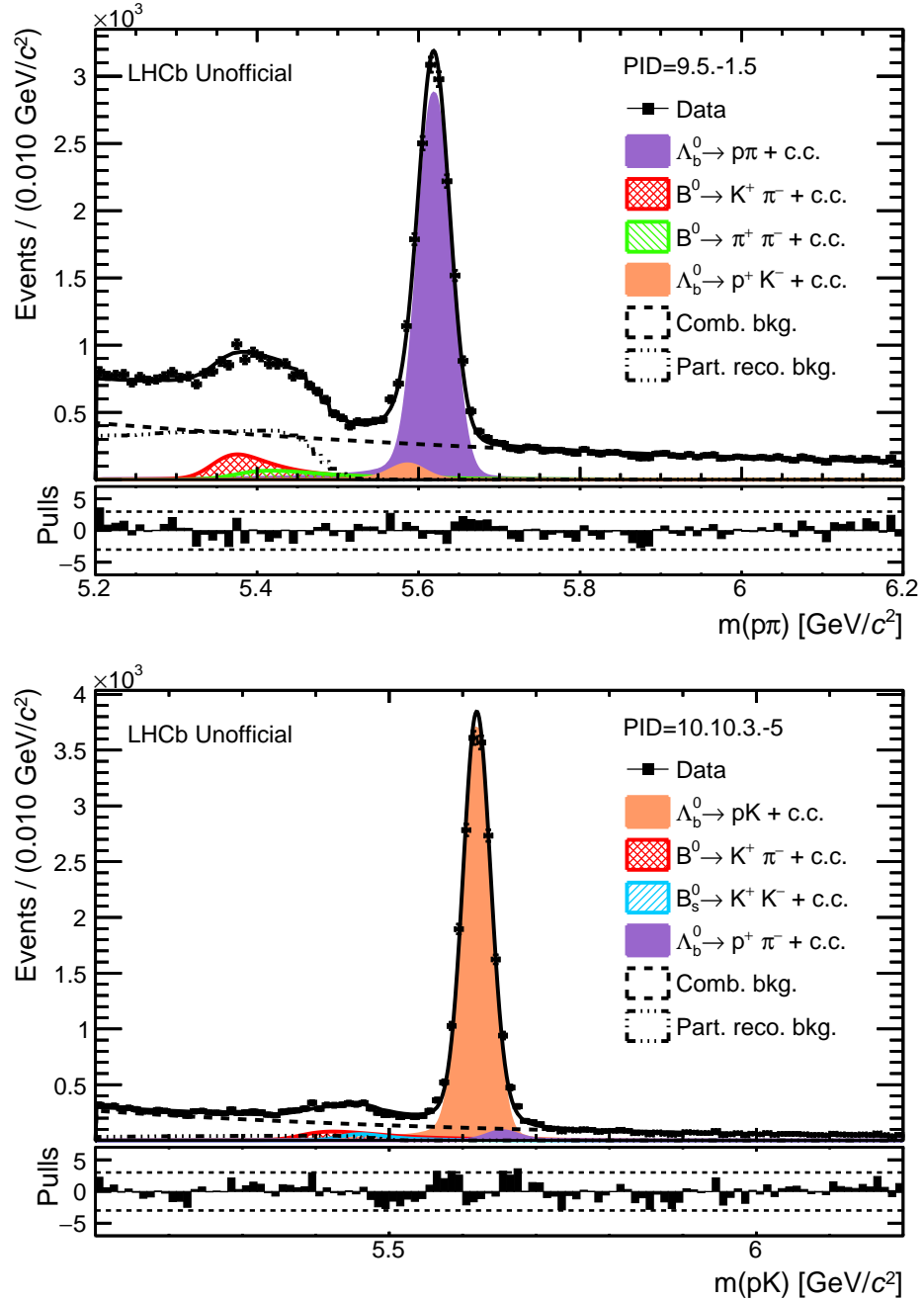


Figura 3.15: *Fit simultanei Selezione B (pπ) per pπ⁻ (π⁺p̄) in alto e pK⁻ (K⁺p̄) in basso.*

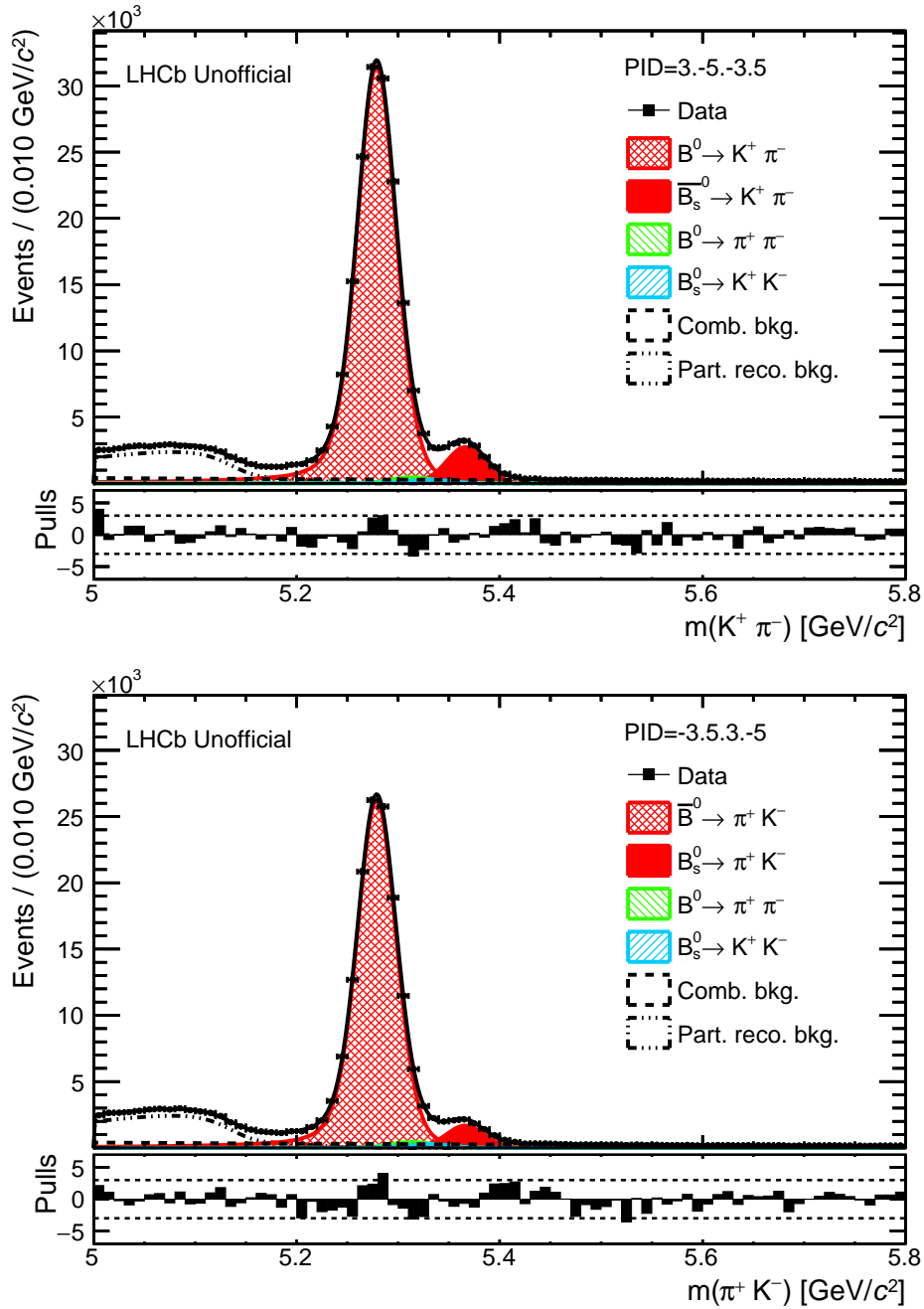


Figura 3.16: Fit simultanei Selezione B (pπ) per K⁺π⁻, π⁺K⁻.

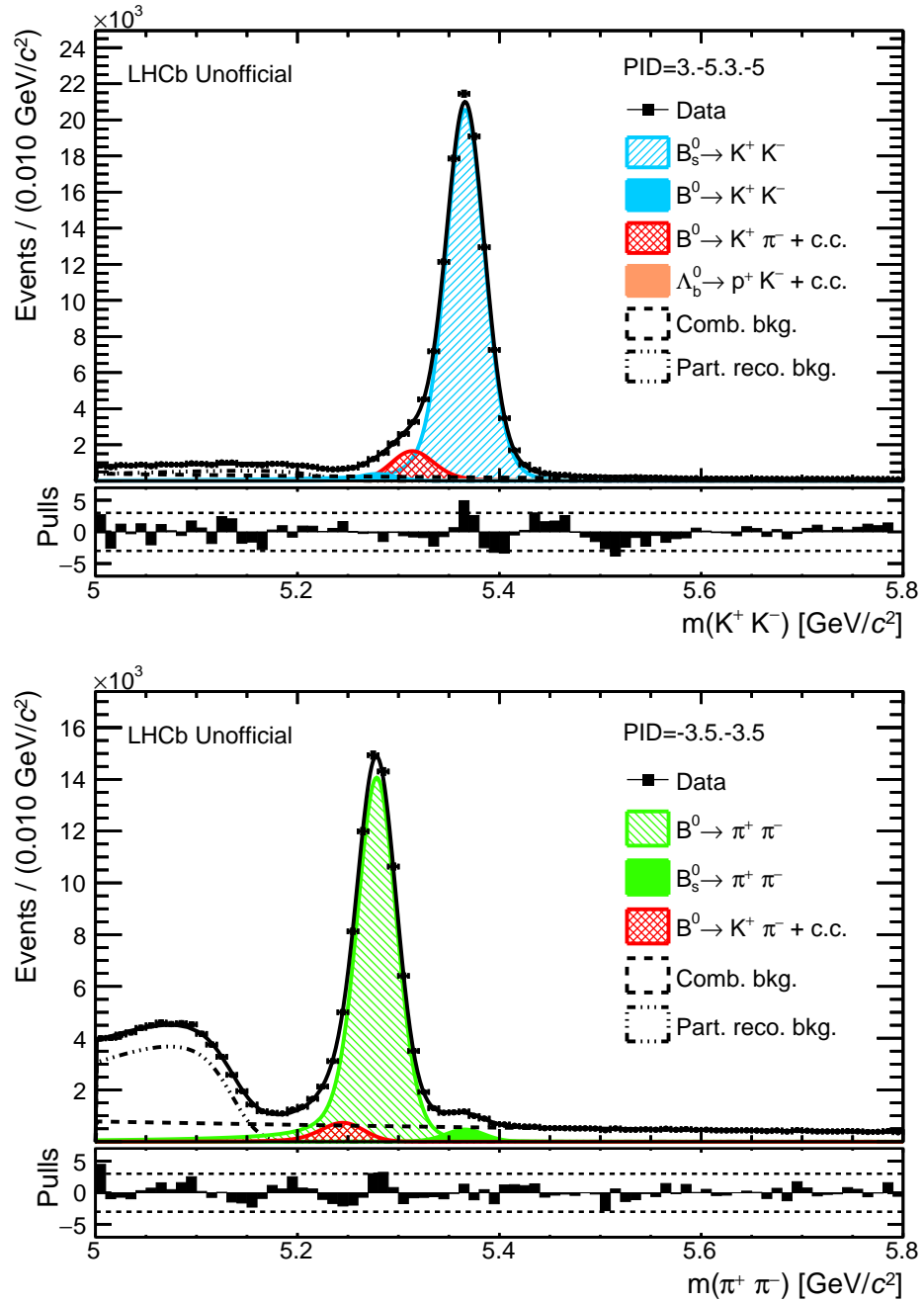


Figura 3.17: *Fit simultanei Selezione B (pπ) per K⁺K⁻, π⁺π⁻.*

Conclusioni

In questa tesi è stata presentata la procedura di ottimizzazione della selezione volta a ridurre l'incertezza statistica sulla misura dell'asimmetria di \mathcal{CP} per i decadimenti del barione Λ_b^0 nei canali charmless $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$. In questi canali, grazie alla presenza di contributi di diagrammi a pinguino, si ipotizza si possa manifestare la presenza di fisica oltre il Modello Standard. Il campione di dati utilizzato è quello raccolto dal rivelatore LHCb durante il Run 2 di LHC, ad un'energia nel centro di massa di 13 TeV e corrispondente ad una luminosità integrata di 6 fb^{-1} in collisioni protone-protone. La selezione dei dati è stata effettuata applicando criteri di selezione su variabili di identificazione delle particelle (PID) e sull'output di un algoritmo di analisi multivariata (BDT). I criteri di PID servono per separare gli eventi negli stati finali e ridurre le contaminazioni da altri decadimenti dove una o più particelle sono identificate erroneamente. Il criterio sull'output del BDT permette di discriminare tra eventi di segnale e fondo combinatorio.

La procedura di ottimizzazione utilizzata si compone di due fasi. Durante la prima fase si sono studiate con dei fit le distribuzioni di massa invariante ottenute applicando diversi criteri di selezione, non distinguendo gli stati finali e i rispettivi \mathcal{CP} -coniugati. Dagli esiti di questi fit sono stati generati degli pseudoesperimenti introducendo la distinzione fra gli stati coniugati di \mathcal{CP} . Tali pseudoesperimenti sono stati a loro volta analizzati per individuare a quali criteri di selezione corrispondesse la minima incertezza sulle asimmetrie di \mathcal{CP} . Come verifica di consistenza sono stati analizzati gli andamenti di queste incertezze attorno alle configurazioni di minimo facendo variare i singoli criteri, osservando una corretta regolarità nel raggiungimento del punto di minimo.

Sono state infine estratte le asimmetrie grezze tramite fit simultanei di tutti gli spettri a due corpi rilevanti nei processi di decadimento in esame. I valori delle incertezze ottenuti sono

$$\begin{aligned}\sigma(\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{pK}) &= 0.76\%, \\ \sigma(\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}^{p\pi}) &= 0.95\%,\end{aligned}$$

che migliorano le incertezze della precedente analisi di circa un fattore due. Questo è in linea con quanto previsto dato un aumento della statistica di circa un fattore quattro in condizioni equivalenti a quelle del Run 1, su cui si basava la precedente analisi.

I risultati presentati sono parte di una analisi più ampia volta a migliorare la misura delle asimmetrie di \mathcal{CP} per i due canali descritti. La pubblicazione di questa analisi è pre-

vista per il 2023. Per concludere infatti queste misure è necessario stimare le asimmetrie sperimentali per poter correggere le asimmetrie misurate nei fit.

Con il miglioramento di queste misure si auspica che si possano meglio comprendere i meccanismi relativi alla violazione di \mathcal{CP} nei sistemi barionici, con l'obiettivo di spiegare la disparità tra materia e antimateria osservata nel nostro Universo.

Bibliografia

- [1] AKIBA, K CARVALHO AND OTHERS, *The HeRSChL detector: high-rapidity shower counters for LHCb*, Journal of Instrumentation, 13 (2018), p. P04017.
- [2] R. ALEMANY-FERNANDEZ, R. JACOBSSON, AND F. FOLLIN, *The LHCb online luminosity control and monitoring*, tech. rep., 2013.
- [3] L. ANDERLINI, V. GLIGOROV, S. BENSON, B. SCIASCIA, AND O. LUPTON, *Computing strategy for PID calibration samples for LHCb Run 2*, Tech. Rep. LHCb-PUB-2016-020, 2016.
- [4] G. APOLLINARI ET AL., *High-luminosity large hadron collider (HL-LHC). design report v. 0.1*, tech. rep., Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States), 2017.
- [5] BELLE COLLABORATION, *Observation of large CP violation in the neutral B meson system*, Physical review letters, 87 (2001), p. 091802.
- [6] C. M. BISHOP, *Pattern recognition and machine learning*, Springer, 2006.
- [7] S. BRAIBANT, G. GIACOMELLI, AND M. SPURIO, *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*, Springer Science & Business Media, 2012.
- [8] N. CABIBBO, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Physical Review Letters, 10 (1963), p. 531.
- [9] CDF COLLABORATION, *Measurements of Direct CP-Violating Asymmetries in Charmless Decays of Bottom Baryons*, Physical review letters, 113 (2014), p. 242001.
- [10] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH, AND R. TURLAY, *Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Physical Review Letters, 13 (1964), p. 138.
- [11] G. A. COWAN, D. C. CRAIK, AND M. NEEDHAM, *RapidSim: an application for the fast simulation of heavy-quark hadron decays*, Computer Physics Communications, 214 (2017), pp. 239–246.
- [12] K. CRANMER, *Kernel estimation in high-energy physics*, Computer Physics Communications, 136 (2001), pp. 198–207.

- [13] H. DIJKSTRA, T. NAKADA, H. J. HILKE, AND T. YPSILANTIS, *LHCb letter of intent*, *LHCb collaboration*, tech. rep., CERN-LHCb-95-001, 1995.
- [14] L. EVANS AND P. BRYANT, *LHC machine*, *Journal of Instrumentation*, 3 (2008), pp. S08001–S08001.
- [15] R. FORTY AND O. SCHNEIDER, *RICH pattern recognition*, tech. rep., CERN-LHCb-98-040, 1998.
- [16] S. L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, AND L. MAIANI, *Weak interactions with lepton-hadron symmetry*, *Physical review D*, 2 (1970), p. 1285.
- [17] Y. HSIAO AND C. GENG, *Direct CP violation in Λ_b decays*, *Physical Review D*, 91 (2015).
- [18] M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA, *CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*, *Progress of theoretical physics*, 49 (1973), pp. 652–657.
- [19] L. M. LEDERMAN, *The upsilon particle*, *Scientific American*, 239 (1978), pp. 72–84.
- [20] LHCb COLLABORATION, *LHCb Calorimeters: Technical Design Report*, tech. rep., LHCb-TDR-002, 2000.
- [21] LHCb COLLABORATION, *The LHCb detector at the LHC*, *Journal of instrumentation*, 3 (2008), p. S08005.
- [22] LHCb COLLABORATION, *First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons*, *Physical review letters*, 110 (2013), p. 221601.
- [23] LHCb COLLABORATION, *Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb*, arXiv preprint arXiv:1408.1251, (2014).
- [24] LHCb COLLABORATION, *Performance of the LHCb vertex locator*, arXiv preprint arXiv:1405.7808, (2014).
- [25] LHCb COLLABORATION, *LHCb detector performance*, *International Journal of Modern Physics A*, 30 (2015), p. 1530022.
- [26] LHCb COLLABORATION, *Observation of CP violation in charm decays*, *Physical review letters*, 122 (2019), p. 211803.
- [27] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb muon system: Technical Design Report*, tech. rep., LHCb-TDR-004, 2001.
- [28] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb outer tracker technical design report*, CERN/LHCC, 24 (2001).

-
- [29] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb inner tracker: Technical design report*, tech. rep., LHCb-TDR-008, 2002.
- [30] LHCb COLLABORATION ET AL., *Search for CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ decays*, Physics Letters B, 787 (2018), pp. 124–133.
- [31] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb upgrade GPU high level trigger technical design report*, tech. rep., 2020.
- [32] LHCb COLLABORATION ET AL., *Precise measurement of the f_s/f_d ratio of fragmentation fractions and of B_s^0 decay branching fractions*, Physical Review D, 104 (2021), p. 032005.
- [33] LHCb RICH COLLABORATION ET AL., *Performance of the LHCb RICH detectors during the LHC Run II*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 876 (2017), pp. 221–224.
- [34] C.-D. LÜ, Y.-M. WANG, H. ZOU, A. ALI, AND G. KRAMER, *Anatomy of the perturbative QCD approach to the baryonic decays $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi, pK$* , Physical Review D, 80 (2009), p. 034011.
- [35] G. LÜDERS, *On the equivalence of invariance under time reversal and under particle-antiparticle conjugation for relativistic field theories*, Dan. Mat. Fys. Medd., 28 (1954), pp. 1–17.
- [36] O. LUPTON, V. GLIGOROV, L. ANDERLINI, AND B. SCIASCIA, *Calibration samples for particle identification at LHCb in Run 2*, Tech. Rep. LHCb-PUB-2016-005, 2016.
- [37] M. MULDER, C. ONDERWATER, LHCb COLLABORATION, ET AL., *Observation of a $\Lambda 0b$ - $\bar{\Lambda} 0b$ production asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, Journal of High Energy Physics, 2021 (2021), p. 60.
- [38] NA48 COLLABORATION, *A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon*, Physics Letters B, 465 (1999), pp. 335–348.
- [39] PARTICLE DATA GROUP, *Review of Particle Physics*, PTEP, 2020 (2020), p. 083C01.
- [40] UA1 COLLABORATION, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, Physics Letters B, 126 (1983), pp. 398–410.
- [41] C.-S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, AND R. P. HUDSON, *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Physical review, 105 (1957), p. 1413.

Ringraziamenti

Si ringraziano il gruppo LHCb di Bologna per l'opportunità di tesi, l'INFN e il CNAF per la potenza di calcolo utilizzata per effettuare le analisi e i miei relatori per avermi aiutato e guidato nel lavoro.