

¹ ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

³

⁴ Scuola di Scienze
⁵ Dipartimento di Fisica e Astronomia
⁶ Corso di Laurea in Fisica

⁷
⁸
⁹
**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}**

¹⁰ Relatore:
Dott. Fabio Ferrari

Correlatore:
Dott. Stefano Perazzini
Dott. Andrea Villa

Presentata da:
Marco Caporale

¹¹ Anno Accademico 2021/2022

Abstract

In questa tesi è presentato il lavoro svolto nell'ambito della misura delle asimmetrie di \mathcal{CP} nei decadimenti a due corpi ~~senza charm del barione~~ Λ_b^0 , $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$. 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.

 Una parte di fondamentale importanza nello studio di questi decadimenti è quella relativa all'ottimizzazione della selezione dei dati per ottenere la minore incertezza statistica possibile sulle asimmetrie misurate. Il lavoro svolto in questa tesi ha portato ad avere incertezze sulle singole asimmetrie di \mathcal{CP} pari a:

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

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

²¹ Indice

²² Abstract	1
²³ Indice	2
²⁴ Elenco delle Figure	4
²⁵ Elenco delle Tabelle	6
²⁶ Introduzione	7
²⁷ 1 Modello Standard	8
²⁸ 1.1 Teoria dei Campi Quantistici e Modello Standard	8
²⁹ 1.1.1 Particelle del Modello Standard	9
³⁰ 1.1.2 Interazioni del Modello Standard	9
³¹ 1.2 Interazione Debole	12
³² 1.2.1 Miscelamento del Sapore	13
³³ 1.3 Simmetrie	16
³⁴ 1.3.1 Parità Spaziale \mathcal{P}	16
³⁵ 1.3.2 Coniugazione di Carica \mathcal{C}	17
³⁶ 1.3.3 Inversione Temporale \mathcal{T}	17
³⁷ 1.3.4 Conservazione Simmetrie Discrete nel Modello Standard	17
³⁸ 1.3.5 Violazioni di \mathcal{CP}	18
³⁹ 1.3.5.1 Violazione nel Decadimento	19
⁴⁰ 1.3.5.2 Violazione nel Miscelamento	19
⁴¹ 1.3.5.3 Violazione nell'Interferenza	19
⁴² 1.4 Barione Λ_b^0	20
⁴³ 1.4.1 Λ_b^0 e Violazione \mathcal{CP}	21
⁴⁴ 2 Esperimento LHCb	22
⁴⁵ 2.1 Large Hadron Collider	22
⁴⁶ 2.1.1 Esperimenti del LHC	24
⁴⁷ 2.2 LHCb	25
⁴⁸ 2.2.1 Componenti del Detector	26

49	2.2.1.1	VELO	27
50	2.2.1.2	RICH	28
51	2.2.1.3	Magnete	30
52	2.2.1.4	Tracker	30
53	2.2.1.5	Calorimetri	32
54	2.2.1.6	Muon System	34
55	2.2.1.7	HeRSChel	34
56	2.2.2	Sistema di Trigger	36
57	2.2.2.1	Level-0 Trigger	36
58	2.2.2.2	High Level Trigger (HLT1 e HLT2)	38
59	3	Ottimizzazione Selezione	39
60	3.1	Definizione delle Asimmetrie di \mathcal{A}_{CP}	39
61	3.2	Modello di Fit	40
62	3.2.1	Segnale	40
63	3.2.2	Fondi Cross-feed	41
64	3.2.3	Fondo Parzialmente Ricostruito	43
65	3.2.4	Fondo Combinatorio	43
66	3.3	Selezione degli Eventi	44
67	3.3.1	Selezione BDT	45
68	3.3.2	Selezione PID	46
69	3.3.3	Elenco dei Tagli investigati	46
70	3.4	Procedura di Ottimizzazione	47
71	3.5	Fit Simultanei	52
72	3.5.1	Fit Simultanei Selezione A	53
73	3.5.2	Fit Simultanei Selezione B	53
74	3.5.3	Esiti Fit Simultanei	53
75	Conclusioni		60
76	Bibliografia		61
77	Ringraziamenti		65

Lⁱenco delle figure

79	1.1	Particelle fondamentali del Modello Standard	10
80	1.2	Interazioni del Modello Standard	11
81	1.3	Alcuni esempi di vertici mediati da interazione debole.	13
82	1.4	Miscelamento di Cabibbo	14
83	1.5	Transizioni dei quark	15
84	1.6	Diagrammi di oscillazione dei $B^0(B_s^0)$	19
85	1.7	Diagrammi di decadimento Λ_b^0	20
86	2.1	Mappa di LHC	22
87	2.2	Sistema di acceleratori del CERN	23
88	2.3	Logo di LHCb	24
89	2.4	Prospettiva del detector	26
90	2.5	Sezione trasversale del detector LHCb	27
91	2.6	VErtex LOCator	28
92	2.7	Sezione RICH	29
93	2.8	Magnete di LHCb	30
94	2.9	Trigger Tracker	31
95	2.10	Tracce nei Calorimetri	32
96	2.11	Moduli Shashlik (ECAL)	33
97	2.12	Segmentazione ECAL/HCAL	34
98	2.13	Muon System	35
99	2.14	HeRSChE _L	36
100	2.15	Sistema di Trigger	37
101	3.1	Funzione Johnson	41
102	3.2	Fondo Parzialmente Ricostruito	44
103	3.3	Funzione fondo combinatorio	45
104	3.4	Massa invariante selezione pK	49
105	3.5	Massa invariante selezione $p\pi$	49
106	3.6	Toy selezione pK	50
107	3.7	$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(pK))$	50
108	3.8	Toy selezione $p\pi$	51
109	3.9	$\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(p\pi))$	51

110	3.10 Fit simultanei selezione pK per pK e $p\pi$	54
111	3.11 Fit simultanei selezione pK per $K^+\pi^-$, π^+K^-	55
112	3.12 Fit simultanei selezione pK per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	56
113	3.13 Fit simultanei selezione $p\pi$ per pK e $p\pi$	57
114	3.14 Fit simultanei selezione $p\pi$ per $K^+\pi^-$, π^+K^-	58
115	3.15 Fit simultanei selezione $p\pi$ per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	59

¹¹⁶ Elenco delle tabelle

¹¹⁷	3.1	Frazioni di ramificazione	43
¹¹⁸	3.2	Valori PID e BDT per $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$	46
¹¹⁹	3.3	Valori PID e BDT per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$	46
¹²⁰	3.4	Tagli ottimali $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$	48
¹²¹	3.5	Tagli ottimali per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$	48
¹²²	3.6	Tagli di PID per le ipotesi di massa $K^+\pi^-$, K^+K^- , $\pi^+\pi^-$	52
¹²³	3.7	Tagli di PID per le ipotesi di massa $p\pi^-$, pK^- invertite.	52

¹²⁴ Introduzione

¹²⁵ Uno dei settori di studio più interessanti della fisica ~~contemporanea~~ riguarda la ricerca
¹²⁶ e la misura ~~di alcune rotture~~ di simmetrie che in fisica classica risultano conservate.
¹²⁷ Una di queste simmetrie si ottiene dalla composizione delle trasformazioni di parità \mathcal{P} e
¹²⁸ di coniugazione di carica \mathcal{C} , che insieme danno luogo alla trasformazione \mathcal{CP} . Sebbene
¹²⁹ si ritenesse che i sistemi fisici fossero invarianti sotto queste trasformazioni, negli anni
¹³⁰ le evidenze sperimentali hanno via via portato alla luce violazioni di queste simmetrie,
¹³¹ prima singolarmente e poi congiuntamente.

¹³²  giorno d'oggi la misura dell'entità della violazione di \mathcal{CP} è oggetto di studio di
¹³³ grande interesse; in particolare per quanto riguarda sistemi contenenti quark *charm* o
¹³⁴ *beauty* lo studio è principalmente condotto all'esperimento LHCb, che appunto prende il
¹³⁵ nome da quest'ultimo quark.

¹³⁶  ha conoscenza sempre più approfondita ~~delle violazioni~~ di \mathcal{CP} fornirà inoltre mag-
¹³⁷ giori informazioni ~~per quanto concerne~~ la disparità fra materia e antimateria presente
¹³⁸ nell'Universo. L'applicazione delle trasformazioni \mathcal{CP} alla materia infatti restituisce ~~l'an-~~
¹³⁹ ~~timateria, risulta~~ pertanto chiaro che in assenza di tale violazione l'universo dovrebbe
¹⁴⁰ quindi essere composto dalle due in parti uguali, mentre le evidenze sperimentali indicano
¹⁴¹ che l'universo è costituito di sola materia.

¹⁴² Questa tesi è organizzata in tre capitoli. Nella prima parte è presente un'introduzione
¹⁴³ alla teoria della violazione di \mathcal{CP} nell'ambito dell'interazione debole mentre nella secon-
¹⁴⁴ da parte è presente una descrizione dell'esperimento LHCb, infine nel terzo ed ultimo
¹⁴⁵ capitolo verrà presentata la procedura di ottimizzazione della selezione dei decadimenti
¹⁴⁶ $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ sviluppata in questa tesi.

¹⁴⁷

Capitolo 1

¹⁴⁸

Modello Standard

¹⁴⁹

1.1 Teoria dei Campi Quantistici e Modello Standard

¹⁵⁰ Nella meccanica classica è tracciata una chiara distinzione tra il concetto di campo e di
¹⁵¹ materia. Con l'evoluzione della fisica questa distinzione si è sempre più affievolita fino
¹⁵² a scomparire: l'oggetto di studio è stato prima il grave che si muoveva sotto l'azione
¹⁵³ del campo gravitazionale, poi la particella quantistica la cui dinamica era determinata
¹⁵⁴ dall'evoluzione della rispettiva funzione d'onda, ma comunque esistente in quanto oggetto
¹⁵⁵ in sé. Con l'avvento della Teoria Quantistica dei Campi (QFT) si è inoltre persa questa
¹⁵⁶ proprietà, relegando le particelle al ruolo di mere manifestazioni dei campi di cui sono
¹⁵⁷ quanti. L'oggetto di studio della fisica diventano quindi i campi e le rispettive funzioni
¹⁵⁸ d'onda. Su queste assunzioni viene quindi costruito il Modello Standard.

¹⁵⁹  Modello Standard è un insieme di teorie fisiche che descrivono tre delle quattro
¹⁶⁰ interazioni fondamentali della natura ovvero l'interazione elettromagnetica, nucleare forte
¹⁶¹ e nucleare debole, fra quelle che ad oggi consideriamo le particelle elementari del nostro
¹⁶² universo, riportate in Figura 1.1. Queste possono essere divise in diversi gruppi: leptoni,
¹⁶³ quark, bosoni di gauge ed infine il bosone di Higgs.

¹⁶⁴  Prima di introdurre alcune delle proprietà di queste entità risulta utile una breve
¹⁶⁵ considerazione sul ruolo della funzione d'onda. Con la meccanica quantistica viene in-
¹⁶⁶ fatti introdotto come significato fisico del modulo quadro della funzione d'onda $|\psi|^2$ la
¹⁶⁷ probabilità di individuazione della particella in esame. In un sistema composto da due
¹⁶⁸ particelle identiche nel medesimo stato risulta quindi che scambiando di posizione le due
¹⁶⁹ particelle tale valore non dovrebbe cambiare, così come quello di tutti gli altri osserva-
¹⁷⁰ bili del sistema. Sviluppando la funzione d'onda di un siffatto sistema otterremmo due
¹⁷¹ possibilità, ovvero una funzione d'onda simmetrica o antisimmetrica rispetto allo scam-
¹⁷² bio delle particelle. Diremo *fermioni* le particelle con funzione d'onda antisimmetrica e
¹⁷³ *bosoni* le particelle con funzione d'onda simmetrica.

¹⁷⁴ **1.1.1 Particelle del Modello Standard**

¹⁷⁵ Le particelle del Modello Standard (da qui in poi MS) possono essere divise in diversi
¹⁷⁶ gruppi in base alle loro proprietà:

- ¹⁷⁷ • **Leptoni**, dal greco $\lambda\varepsilon\pi\tau\circ\varsigma$ che significa leggero a causa della loro massa esigua se
¹⁷⁸ confrontata con quella dei quark. Sono fra le prime particelle elementari ad essere
¹⁷⁹ state identificate, con la scoperta ad opera di J.J. Thomson dell'elettrone che gli
¹⁸⁰ valse il premio Nobel per la fisica nel 1906. Sono divisi in tre generazioni dette
¹⁸¹ generazioni leptoniche, quella dell'elettrone (e), del muone (μ) e del tauone (τ). In
¹⁸² ogni generazione sono presenti appunto il leptone di riferimento (l), di carica pari
¹⁸³ alla carica dell'elettrone, di segno negativo, ed il rispettivo neutrino (ν_l), di carica
¹⁸⁴ nulla. All'interno del MS¹ il numero di leptoni di ogni determinata generazione è
¹⁸⁵ conservato. Sono inoltre particelle di natura fermionica, ovvero a spin semintero.
- ¹⁸⁶ • **Quark**, gli altri campi ~~materiali~~ del MS. A causa del fenomeno del confinamento,
¹⁸⁷ che non ne permette l'esistenza come stati isolati, non sono stati identificati fino agli
¹⁸⁸ anni '60, quando si capì che i barioni non erano essi stessi particelle fondamentali
¹⁸⁹ in quanto appunto stati legati di entità più semplici. Come i leptoni anch'essi sono
¹⁹⁰ campi fermionici divisi in tre generazioni. In ogni generazione è presente un quark
¹⁹¹ *uplike*, di carica pari a $\frac{2}{3}$ la carica dell'elettrone, di segno positivo ed un quark
¹⁹² *downlike*, con carica pari ad $\frac{1}{3}$ della carica dell'elettrone e di segno negativo. Gli
¹⁹³ stati legati di quark (ed antiquark) sono detti adroni. Gli adroni si dividono in
¹⁹⁴ mesoni e (anti)barioni. I mesoni sono composti da un quark e da un antiquark, i
¹⁹⁵ barioni da tre quark e gli antibarioni da tre antiquark.
- ¹⁹⁶ • **Bosoni di gauge**, sono i responsabili delle tre interazioni descritte ~~dal~~ MS. In
¹⁹⁷ particolare i gluoni g sono i mediatori dell'interazione forte, i bosoni W^\pm e Z^0 quelli
¹⁹⁸ dell'interazione debole ed infine il fotone γ quello dell'interazione elettromagnetica.
- ¹⁹⁹ • **Bosone di Higgs**, responsabile del meccanismo di Higgs che conferisce massa alle
²⁰⁰ particelle ed è responsabile di molta della fenomenologia ~~del~~ MS.

²⁰¹ **1.1.2 Interazioni del Modello Standard**

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

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

²⁰² dove a ciascuna di queste ~~invarianze~~ corrisponde una particolare interazione caratteriz-
²⁰³ zata da una specifica costante² di accoppiamento 

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.

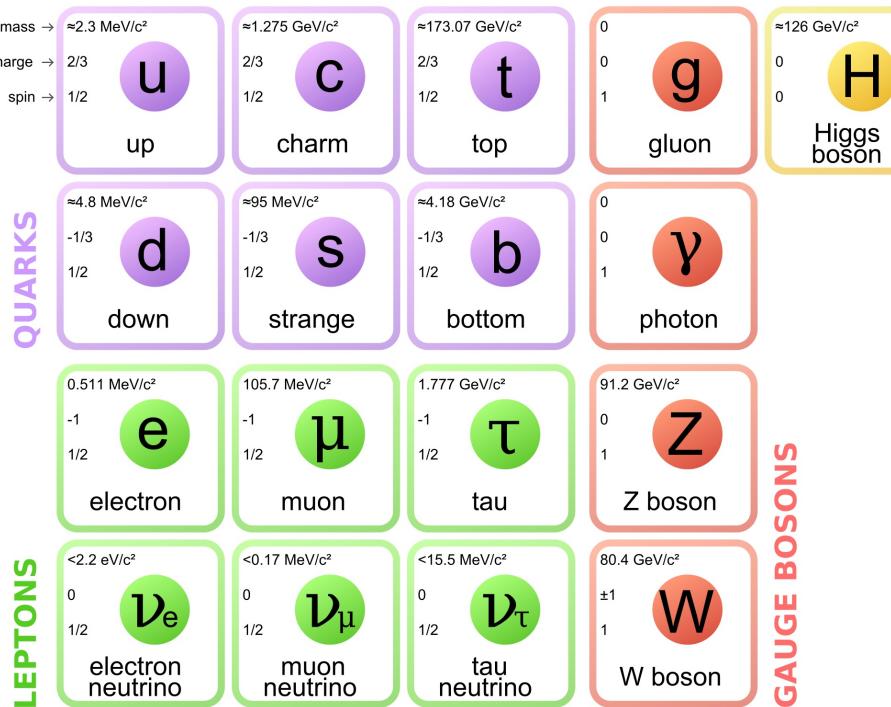


Figura 1.1: Particelle fondamentali del MS.

205 Le interazioni fisiche a oggi conosciute sono:

- 206 • **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.
- 213 • **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, anz [a] cune 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 creazione di vertici 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.

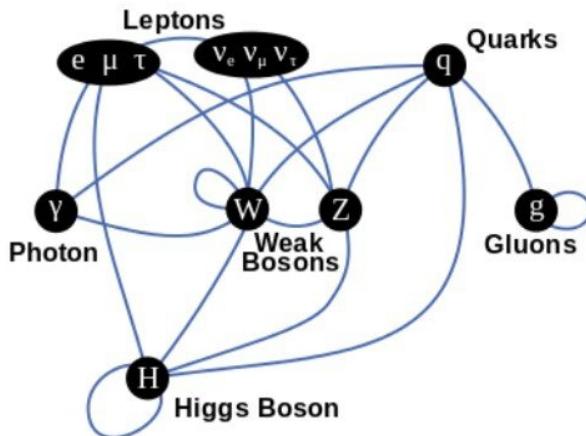


Figura 1.2: Interazioni del MS.

- **Interazione Forte**, che agisce solo sui quark e sui mediatori stessi che sono autointeragenti 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 pressoché 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 collider più potenti, dell'ordine dei 10^4 GeV.

Il riassunto complessivo delle interazioni del MS è riportato nella Figura 1.2.

Avendo quindi chiaro che le tre interazioni descritte dal MS descrivono interazioni fra i tre rispettivi spazi 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 adronizzarsi 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 [39] 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 ed 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, appartiene a questa categoria.

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

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

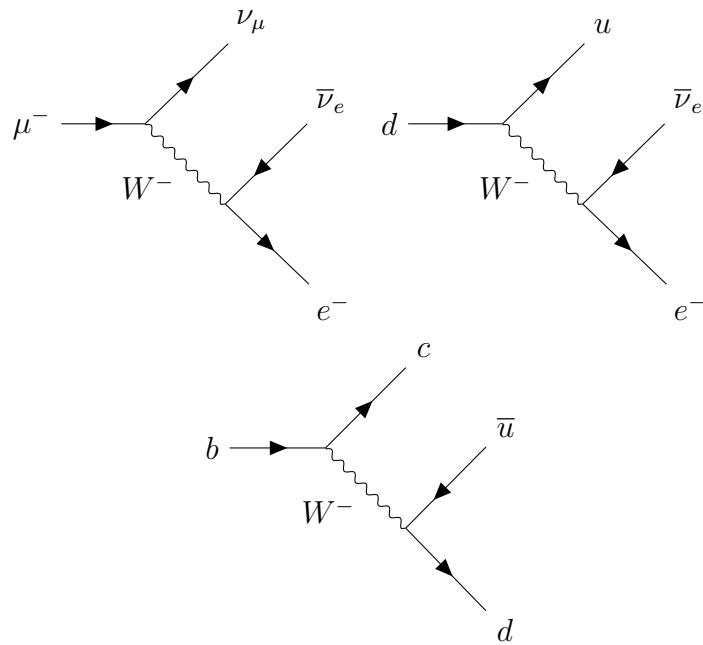


Figura 1.3: Alcuni esempi di vertici mediati da interazione debole. In alto a sinistra è mostrato il principale decadimento del muone illustrato nella (1.1), puramente leptonico; in alto a destra è mostrato il decadimento del quark d nell'ambito del decadimento β del neutrone della (1.2), semileptonico; 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 leptonico.

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 [7] 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°).

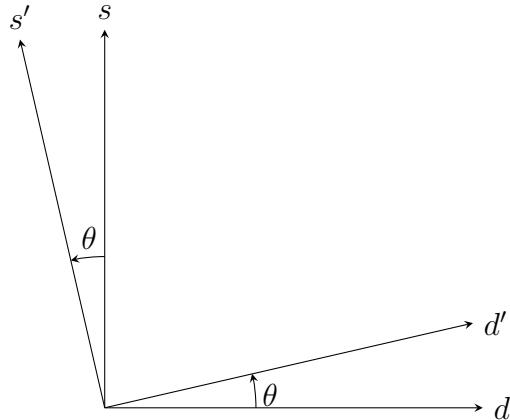


Figura 1.4: *Miscelamento dei quark d ed s tramite l’angolo di Cabibbo θ . I quark d ed s rappresentano gli autostati di carica forte, gli stati miscelati d' ed s' i rispettivi autostati di carica debole.*

292 Alcune incongruenze sperimentali misero in luce la possibile esistenza di un quar-
 293 to quark con conseguente rimodellamento dell’interazione debole [15] introducendo il
 294 doppietto

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

295 dove quindi si può completamente descrivere il miscelamento con una matrice, detta
 296 matrice di Cabibbo V_C e come unico parametro l’angolo θ secondo

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

297 Una rappresentazione di tale miscelamento è mostrato nella Figura 1.4.

298 La generalizzazione della matrice di Cabibbo nella matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
 299 [17], più brevemente matrice CKM, nel 1973 porta all’introduzione di una terza gene-
 300 razione di quark, costituita dai quark top e bottom. Già dopo pochi anni, nel 1977,
 301 venne sperimentalmente osservato quest’ultimo [18], portando di fatto alla validazione
 302 del modello proposto da Kobayashi e Maskawa. La matrice CKM lega gli autostati
 303 dell’interazione debole (d', s', b') agli autostati dell’interazione forte (d, s, b) secondo la
 304 relazione:

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

305 La matrice CKM risulta unitaria ed interamente esprimibile tramite 3 ampiezze reali
 306 θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , angoli di rotazione nello spazio del sapore (rispettivamente attorno a b , s ,
 307 d), ed una fase complessa δ , di particolare rilevanza in quanto quest’ultima permette
 308 la violazione della simmetria \mathcal{CP} , non contemplata dalla matrice di Cabibbo per due

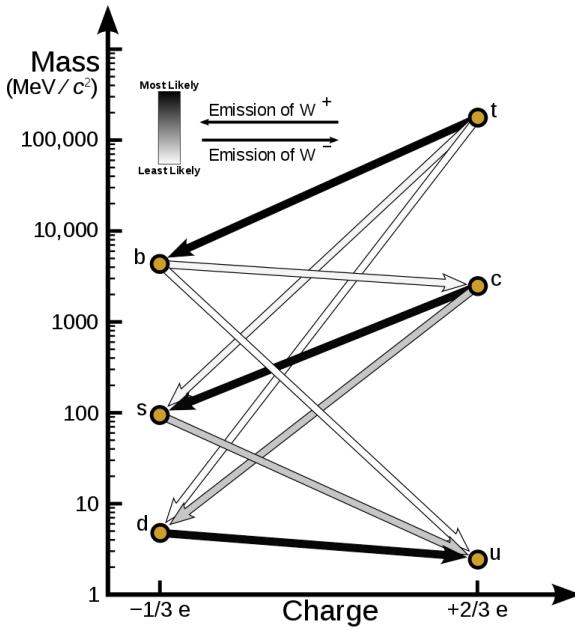


Figura 1.5: Transizioni dei quark descritte dalle ampiezze della matrice CKM.

³⁰⁹ generazioni di quark.

³¹⁰ ³¹¹ Riesprimendo la matrice CKM in funzione di questi termini si ottiene:

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

³¹² dove si è usata la notazione s_{ij} per $\sin \theta_{ij}$ e c_{ij} per $\cos \theta_{ij}$.

³¹³ Al momento la miglior stima di questi valori è quella fornita dal Particle Data Group PDG [37] ovvero:

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

³¹⁴ a cui corrispondono i seguenti moduli per gli elementi della matrice CKM:

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

³¹⁵ in cui i termini predominanti risultano pertanto quelli sulle diagonali, determinando
³¹⁶ quindi una catena privilegiata di decadimento dei quark

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

³¹⁷ dove ogni transizione da un quark uplike ad un downlike comporta l'emissione di un W^+ ,
³¹⁸ mentre da un downlike ad un uplike comporta l'emissione di un W^- .

³¹⁹ 1.3 Simmetrie

³²⁰ Il concetto di simmetria in fisica ha delle implicazioni estremamente profonde, ad es-
³²¹ so infatti associamo un'invarianza ~~un~~ sistema di riferimento rispetto ad una determi-
³²² nata variazione descritta da un gruppo di trasformazione. Questi gruppi posso essere
³²³ continui o discreti. I primi sono parametrizzabili tramite grandezze variabili di unità
³²⁴ arbitrariamente piccole, i secondi invece esclusivamente di unità finite.

³²⁵ In fisica classica risultano di particolare interesse le simmetrie continue. Tramite il
³²⁶ teorema di Noether infatti ad ogni simmetria continua viene associato un integrale primo,
³²⁷ ovvero una quantità conservata durante l'evoluzione del sistema.

³²⁸ Per quanto riguarda la fisica ~~subnucleare~~ svolgono un ruolo più importante le tra-
³²⁹ sformazioni discrete e le rispettive simmetrie associate. Di particolare interesse sono
³³⁰ le trasformazioni \mathcal{P} , \mathcal{C} , \mathcal{T} , rispettivamente le trasformazioni di *parità* (spaziale), di
³³¹ *coniugazione di carica* e di *inversione temporale*.

³³² 1.3.1 Parità Spaziale \mathcal{P}

³³³ L'operatore di parità \mathcal{P} inverte il segno delle coordinate spaziali secondo:

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

³³⁴ Dalla definizione risulta immediatamente evidente che qualora siano presenti degli auto-
³³⁵ valori associati a questo operatore questi non possano essere diversi da ± 1 in quanto

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

³³⁶ ovvero la doppia applicazione dell'operatore di parità coincide con la matrice identità $\mathbb{1}$.
³³⁷ Quindi per una generica funzione d'onda ψ di un sistema diremo

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

³³⁸ che diventa

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

³³⁹ quando la funzione d'onda ψ è autostato della parità. Diremo per tale sistema che ha
³⁴⁰ parità definita con valore ± 1 a seconda del suo autovalore di parità. D'altro canto invece
³⁴¹ un sistema non autostato della parità viene detto a parità non definita.

³⁴²  Le particelle sono autostati della parità. Non essendo l'autovalore di parità un osser-
³⁴³ vabile per i fermioni viene convenzionalmente assegnato l'autovalore +1 alle particelle di
³⁴⁴ natura fermionica e -1 alle corrispettive antiparticelle. Per quanto riguarda i bosoni in-
³⁴⁵ vece c'è coincidenza fra l'autovalore di parità di una particella e quello della corrispettiva
³⁴⁶ antiparticella.

³⁴⁷ 1.3.2 Coniugazione di Carica \mathcal{C}

³⁴⁸ L'operatore di coniugazione di carica \mathcal{C} inverte il segno delle cariche interne del sistema:

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

³⁴⁹ Da considerazioni identiche a quelle ottenute in precedenza per l'operatore \mathcal{P} possiamo
³⁵⁰ dedurre che gli autovalori dell'operatore \mathcal{C} siano ± 1 in quanto

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

³⁵¹  Per la generica funzione d'onda di un sistema si ha quindi

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

³⁵² che diventa

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

³⁵³ quando la funzione d'onda è autostato della coniugazione di carica. Il sistema ha parità
³⁵⁴ di carica definita se è autostato dell'operatore \mathcal{C} col rispettivo autovalore. Viceversa
³⁵⁵ si dice che non ha parità di carica definita quando non è autostato dell'operazione di
³⁵⁶ coniugazione di carica.

³⁵⁷  Per quanto riguarda il rapporto fra le particelle e la coniugazione di carica, a differenza
³⁵⁸ della parità \mathcal{P} , non è detto che queste ne siano autostati. Sono infatti autostati della
³⁵⁹ coniugazione di carica quelle particelle che coincidono con la rispettiva antiparticella.

³⁶⁰ 1.3.3 Inversione Temporale \mathcal{T}

³⁶¹ Completa il quadro degli operatori di trasformazione discreti d'interesse per la fisica del
³⁶² MS l'operazione di inversione temporale \mathcal{T} , che inverte lo scorrere del tempo:

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

³⁶³ 1.3.4 Conservazione Simmetrie Discrete nel Modello Standard

³⁶⁴ Nelle prime formulazioni delle teorie quantistiche di campo si riteneva che le interazioni
³⁶⁵ fisiche fossero invarianti rispetto a ciascuna di queste tre trasformazioni. In altre paro-
³⁶⁶ le che i processi forti, deboli ed elettromagnetici conservassero singolarmente la parità
³⁶⁷ spaziale, la coniugazione di carica e l'inversione temporale.

368 ebbene ancora ad oggi non si abbia evidenza che nei processi elettromagnetici e forti
369 ci possano essere delle violazioni di \mathcal{C} , \mathcal{P} o \mathcal{T} fin dagli anni '50 si verificò sperimentalmente
370 che l'interazione debole non conservava le trasformazioni \mathcal{C} e \mathcal{P} [40], mentre si supponeva
371 che la loro composizione complessivamente non venisse violata. Tale risultato per quanto
372 importante non risultò comunque eclatante dato che una conservazione complessiva di
373 \mathcal{CP} avrebbe preservato l'integrità della simmetria \mathcal{T} visto che per le teorie di campo
374 quanto-relativistiche in cui valgono i principi di microcasualità, come appunto il MS
375 ma non solo, si dimostrò l'universalità dell'invarianza \mathcal{CPT} [6, 34], anche supportata da
376 numerosi dati sperimentali che non evidenziano una tangibile violazione di \mathcal{CPT} [37].

377 isultò di più notevole impatto invece la scoperta della possibilità di violazione com-
378 plessiva di \mathcal{CP} nei decadimenti dei kaoni neutri ~~trovata~~ da Cronin e Fitch nel 1964 [9],
379 che valse loro il premio Nobel pochi anni dopo, nel 1980. La rottura di \mathcal{CP} implica, sulla
380 base dell'invarianza complessiva \mathcal{CPT} , una conseguente asimmetria dei processi deboli
381 anche rispetto a \mathcal{T} , implicando quindi una non invarianza allo scorrere del tempo, da
382 sempre trattata solo come una proprietà macroscopica della natura, quindi non presente
383 a livello fondamentale.

384 e evidenze sperimentali di violazioni dirette di \mathcal{CP} iniziarono ad arrivare alcuni
385 decenni dopo, prima per quanto riguarda i mesoni K [35], in seguito per la famiglia dei
386 mesoni B [4] ed infine le più recenti scoperte nell'ambito ~~dei~~ quark charm [26] nel 2019
387 ad opera della Collaborazione LHCb.

388 1.3.5 Violazioni di \mathcal{CP}

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

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

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

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

- 397  nel *Decadimento*
- 398  nel *Miscelamento*
- 399  nell'*Interferenza* tra decadimento e miscelamento

⁴Talvolta anche indicato come \mathcal{B} .

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

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

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

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

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

1.3.5.2 Violazione nel Miscelamento

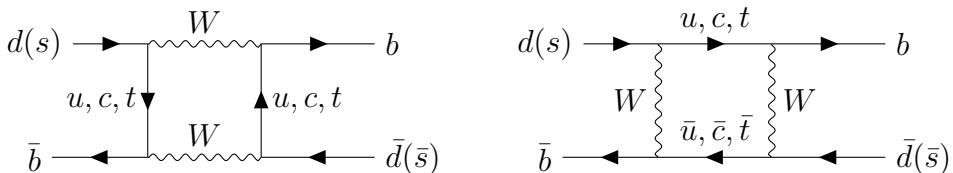


Figura 1.6: Diagrammi di oscillazione dei B_s^0 .

La violazione di \mathcal{CP} nel miscelamento, anche detta *Violazione Indiretta*, in contrapposizione con quella diretta del decadimento, si verifica quando la (1.21) si riferisce ad un processo di oscillazione e le probabilità di oscillazione di un autostato nell'altro differiscono. Essenzialmente essendo differenti queste probabilità si determina una asimmetria dipendente dal tempo secondo la relazione:

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

Alcuni diagrammi di oscillazione dei sistemi B_s^0 sono mostrati nella Figura 1.6.

1.3.5.3 Violazione nell'Interferenza

La violazione di \mathcal{CP} nell'interferenza 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

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

⁴¹⁸ **1.4 Barione Λ_b^0**

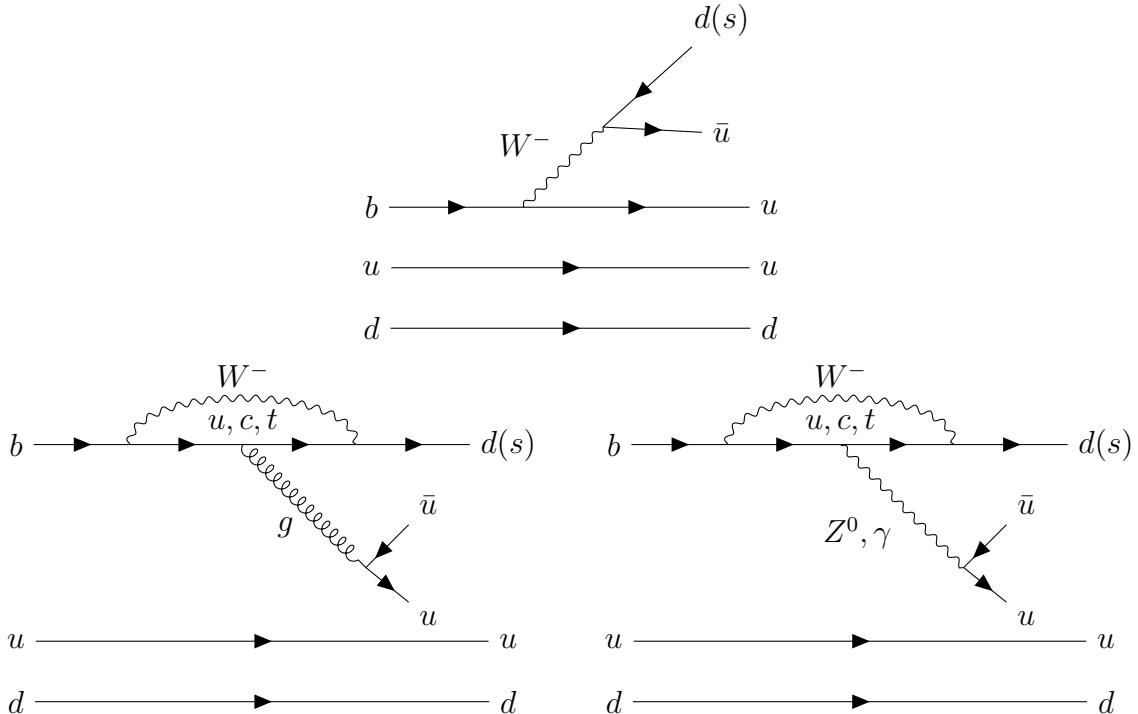


Figura 1.7: Diagrammi di Feynman dei decadimenti charmless del barione Λ_b^0 ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- (pK^-)$). In alto il diagramma ad albero del decadimento debole del quark $b \rightarrow u\bar{u}d(u\bar{s})$, in basso i due diagrammi a pinguino, rispettivamente quello QCD a sinistra e quello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

⁴¹⁹ I barioni Λ sono una famiglia di barioni composti da un quark u , uno d ed un terzo
⁴²⁰ quark pesante, con $J^P = \frac{1}{2}^+$. Il barione $\Lambda_b^0(ud\bar{b})$ in particolare ha una vita media misurata
⁴²¹ di $(1.471 \pm 0.009)10^{-12}$ s ed una massa di 5619.60 ± 0.17 MeV [37].

⁴²² 💡 Storicamente la famiglia delle Λ è stata di particolare rilievo per la scoperta della
⁴²³ stranezza, tramite lo studio della $\Lambda^0(uds)$ e della sua inaspettatamente lunga vita media,
⁴²⁴ ovvero un tempo dell'ordine di 10^{-10} s contro i 10^{-23} s attesi per decadimenti mediati da
⁴²⁵ interazione forte, che portò poi alla scoperta del quark s , appunto quark *strange*.

⁴²⁶ Per quanto riguarda invece lo studio delle Λ_b^0 queste risultano di grande interesse
⁴²⁷ nell'ambito della fisica del quark b , in particolare per quanto riguarda i decadimenti rari
⁴²⁸ con *Correnti Neutre con Cambiamento di Sapore* (FCNC), in quanto potenziale fonte di
⁴²⁹ nuova fisica oltre al MS. Inoltre considerando le violazioni di \mathcal{CP} trovate nella famiglia
⁴³⁰ dei B [4] risulta interessante verificare se violazioni simili si verifichino anche nei barioni
⁴³¹ che contengono quark b , sempre nell'ottica di trovare possibili tracce di fisica oltre al MS.
⁴³² 💡 I decadimenti analizzati in questo lavoro saranno i seguenti (i diagrammi dei decadimenti
⁴³³ sono riportati nella Figura 1.7):

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

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

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

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

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

435 1.4.1 Λ_b^0 e Violazione \mathcal{CP}

436 I decadimenti charmless dei barioni Λ_b^0 sono mediati dalle stesse transizioni a livello di
437 quark che mediane i decadimenti charmless a due corpi dei mesoni B^0 e B_s^0 per i quali
438 la violazione di \mathcal{CP} è ben stabilita [8, 22]. Per questa ragione si ricerca tale violazione
439 anche nei decadimenti del barione Λ_b^0 . A seconda del formalismo utilizzato per formulare
440 le predizioni teoriche infatti si attendono ampi intervalli per i possibili valori di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$, fra
441 i pochi punti percentuali [16], fino ad arrivare anche oltre il 30% nelle predizioni della
442 cromodinamica quantistica perturbativa [33]. La misura ad oggi più precisa di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$ in
443 tali decadimenti è stata ottenuta nel 2018 dalla Collaborazione LHCb e non evidenzia
444 violazione di \mathcal{CP} [30] a causa dell'elevata incertezza sulla misura. I risultati pubblicati
445 risultano infatti essere:

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

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

446  Alla luce di questa considerazione è chiara la necessità di ripetere tali misure sfruttan-
447 do il campione di dati raccolto dall'esperimento LHCb nel periodo 2015-2018, nell'ottica
448 di diminuire il più possibile l'incertezza per provare ad evidenziare l'ipotetica violazione
449 di \mathcal{CP} ricercata.

450 Capitolo 2

451 Esperimento LHCb

452 2.1 Large Hadron Collider

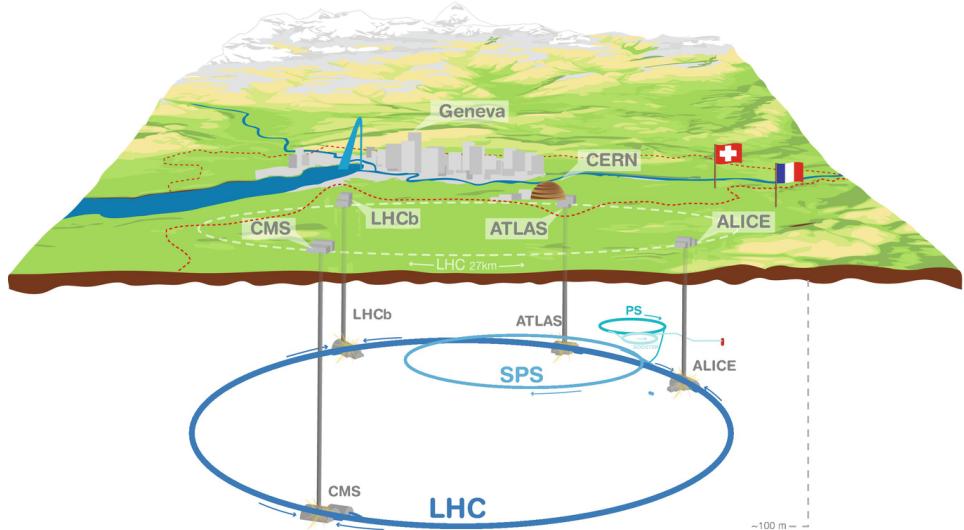


Figura 2.1: *Mappa dei principali esperimenti di LHC.*

453 Il Large Hadron Collider (LHC) è l'acceleratore di particelle più grande e più potente
454 al mondo. Esso è costituito da un acceleratore circolare di circa 27 chilometri di lunghezza,
455 situato a circa 100 metri di profondità all'incirca presso il confine franco-svizzero nei
456 pressi di Ginevra. L'impianto è installato dove precedentemente era situato l'acceleratore
457 LEP. Il LHC è stato progettato per raggiungere energie nel centro di massa di 14 TeV (7
458 TeV per fascio in collisione frontale) per i protoni, e di 2.8 TeV nel centro di massa per
459 fasci di ioni di piombo con rispettive luminosità istantanee di design di $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per
460 i protoni e di $10^{27} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ per gli ioni Pb [13], sebbene sia in progetto di incrementare la
461 luminosità di un fattore 10 rispetto al design originale [3] per la fase ad alta luminosità
462 di LHC che dovrebbe avere inizio nel 2027.

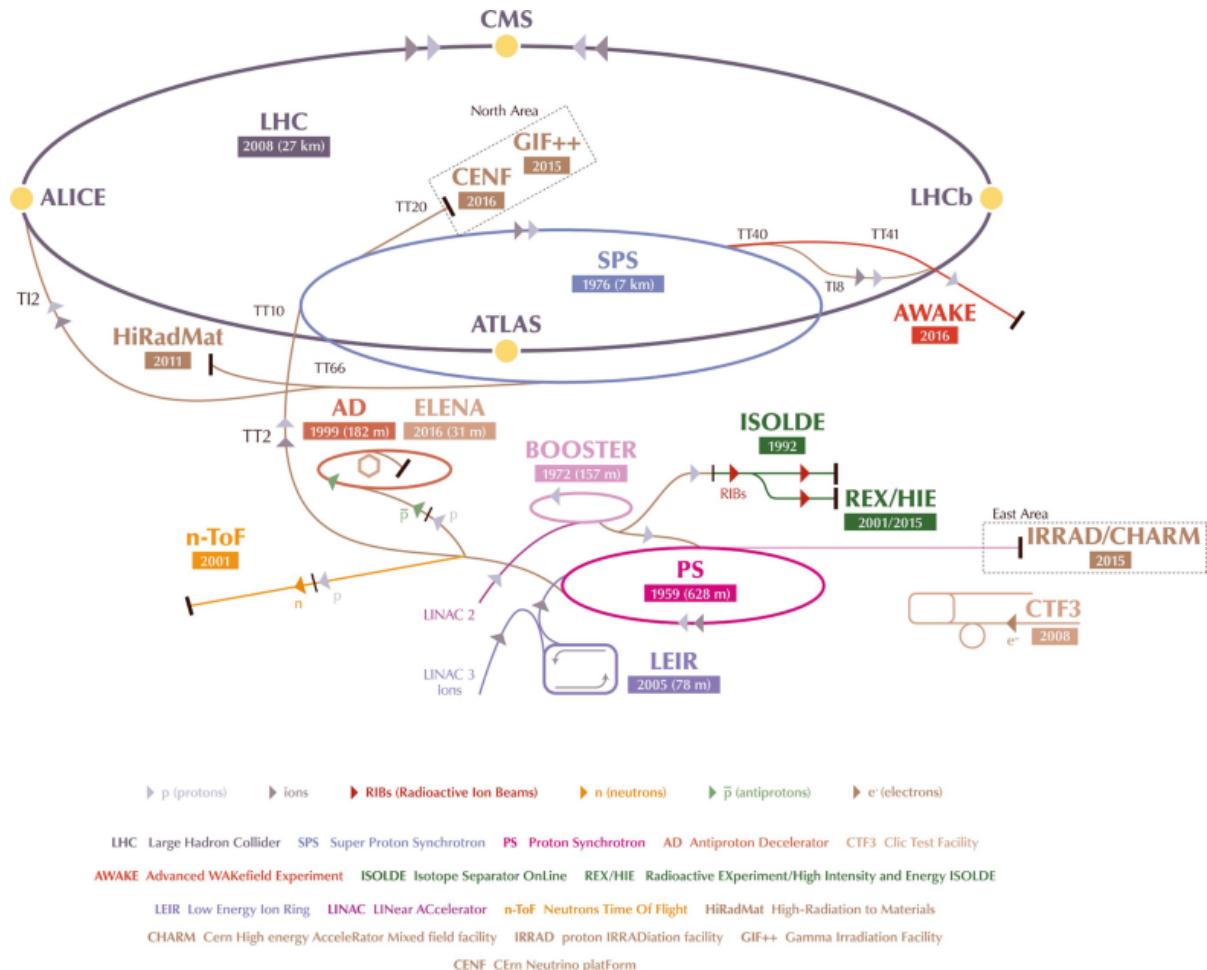


Figura 2.2: Sistema di acceleratori del CERN. Molti di questi acceleratori sono impiegati per preaccelerare il fascio prima di poterlo immettere nell'anello principale del LHC.

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 (4_2He) superfluido. I protoni sono divisi in pacchetti di particelle detti *bunches*, di cui all'interno della *beampipe*, ovvero il canale in cui vengono accelerate le particelle, ne possono scorrere all'incirca 2800, ognuno contenente approssimativamente 10^{11} protoni. Il passaggio fra due bunches successivi è separato da intervalli di 25 ns, che equivale a una frequenza di collisione di 40 MHz [13].

2.1.1 Esperimenti del LHC

Al LHC sono installati in particolare 8 esperimenti, di cui 4 principali, ognuno caratterizzato da propri detector 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 la ricerca 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 detector 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 contenuti quark pesanti (beauty o bottom) da cui prende il nome e dello studio della violazione di \mathcal{CP} . A differenza degli altri detector 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 \mathcal{CP} sbarrata, riferimento agli studi delle violazioni della simmetria \mathcal{CP} che vengono effettuati dall'esperimento.

499 Gli esperimenti minori del LHC sono invece:

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

523 2.2 LHCb

524 LHCb [20] è uno dei quattro esperimenti principali di LHC, con un team di oltre 1400
525 persone fra scienziati, ingegneri e tecnici. Si occupa in particolare della fisica dei quark
526 beauty o bottom, da cui prende il nome l'intero esperimento, e del quark charm. La ne-
527 cessità di investigare questi particolari quark comporta l'impiego di un design costruttivo
528 sostanzialmente differente da quello degli altri 3 grandi detector del LHC (ATLAS, CMS,
529 ALICE). Essendo i quark in esame prodotti prevalentemente lungo la linea di collisione
530 dei fasci di protoni, il detector non può essere costruito attorno al punto di impatto av-
531 volgendo la beampipe, risulta invece più efficace un detector focalizzato lungo la linea del
532 fascio. Il rivelatore LHCb è uno spettrometro a braccio singolo costruito in avanti rispet-
533 to al punto di collisione tra protoni, in contrapposizione con il design degli esperimenti
534 precedentemente citati definibile come "a cipolla". Il detector LHCb ha un'accettanza
535 angolare tra 10 e 250 mrad nel piano verticale e tra 10 e 300 mrad nel piano orizzontale,

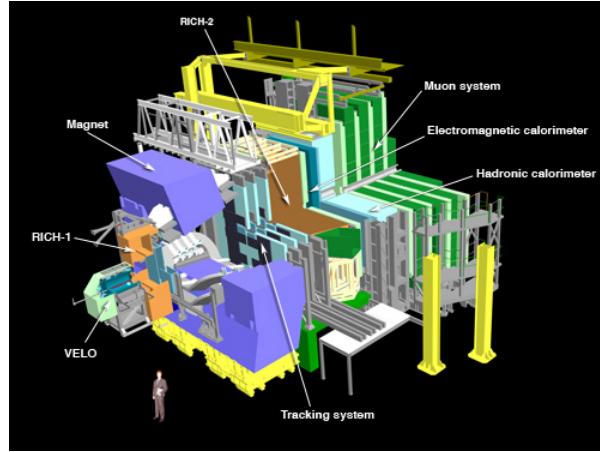


Figura 2.4: *Rendering in prospettiva del detector LHCb.*

536 piano di deflessione delle particelle. Un'altra caratteristica che differenzia LHCb dagli
 537 altri detector del LHC, in particolare CMS ed ATLAS, è la necessità di lavorare a lumi-
 538 nosità inferiori, fra 1 e 2 ordini di grandezza in meno rispetto alle massime luminosità
 539 messe a disposizione dal LHC [2, 12], in quanto il rivelatore opera al meglio in condizioni
 540 di ridotta molteplicità d'interazioni primarie sovrapposte.

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

545 2.2.1 Componenti del Detector

546 I principali componenti del detector, riportati in Figura 2.5 sono:

- 547 • VERtex LOCator (VELO) Sezione 2.2.1.1
- 548 • Ring Imaging CHerenkov detectors (RICH) (1 e 2) Sezione 2.2.1.2
- 549 • Magnete Sezione 2.2.1.3
- 550 • Tracker (TT, T1-T3) Sezione 2.2.1.4
- 551 • Calorimetri Sezione 2.2.1.5
- 552 • Muon System (M1-M5) Sezione 2.2.1.6
- 553 • High Rapidity Shower Counters for LHCb (HeRSChel) (non in figura) Sezione
 554 2.2.1.7

555 Complessivamente i ruoli svolti da questi sottodetector si possono riassumere in:

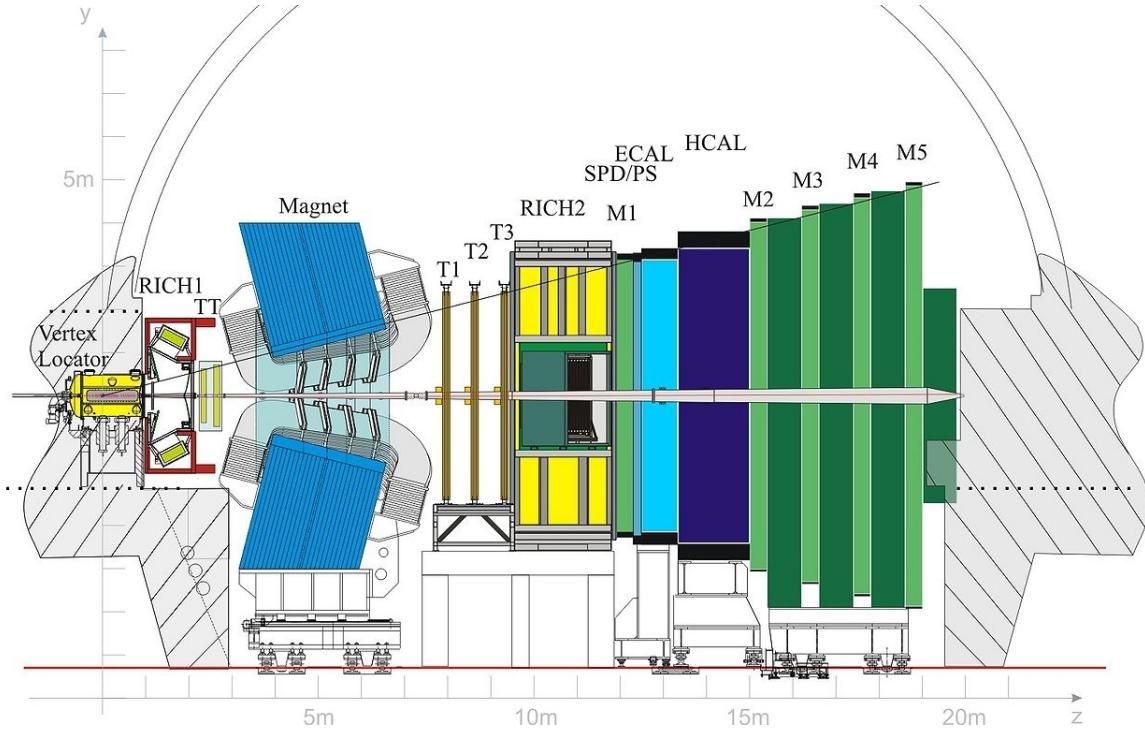


Figura 2.5: Sezione trasversale del detector LHCb. Le particelle create nelle interazioni attraversano il detector da sinistra verso destra.

- **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 di impatto dei bunches di protoni) 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 [12]. 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

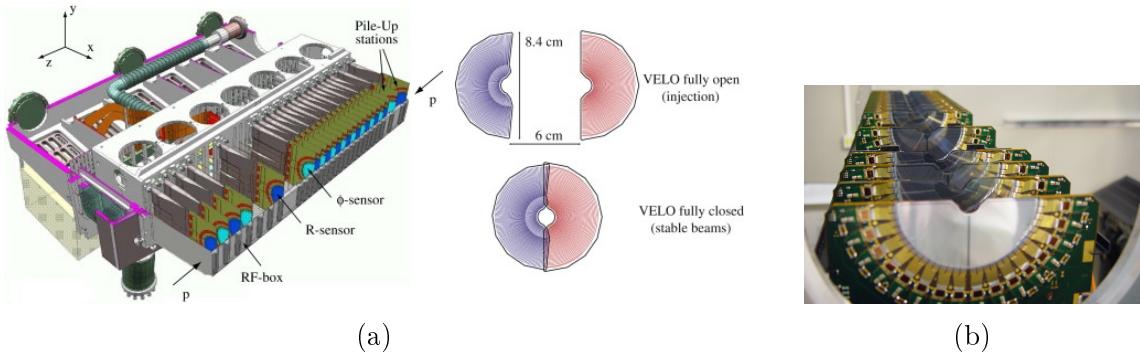


Figura 2.6: A sinistra (a) rendering del sistema VELO in cui sono illustrate le due posizioni di lavoro dei sensori di silicio, a destra (b) foto dei sensori di silicio.

572 conoscere precisamente la posizione di creazione e di decadimento delle particelle in
 573 esame per poter misurare le vite medie e i parametri d'impatto, essenziali per il corretto
 574 riconoscimento del sapore di ciascuna particella. Inoltre la conoscenza delle posizioni
 575 e dei tempi di impatto svolge un ruolo cruciale nel triggering (in particolare il VELO
 576 risulta rilevante per il trigger L1), permettendo al sistema di rifiutare più efficacemente
 577 i segnali di fondo [25].

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

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

593 2.2.1.2 Ring Imaging Cherenkov detectors (RICH)

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

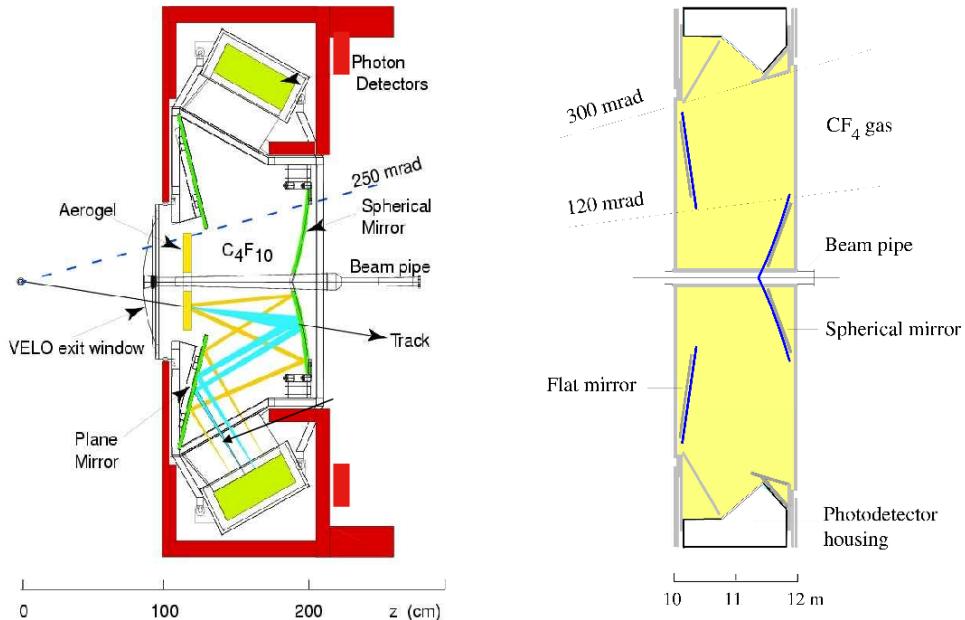


Figura 2.7: Sezione laterale dei due RICH. Sulla sinistra è mostrato il RICH1, posizionato all'uscita del VELO, sulla destra invece il RICH2, posizionato più avanti nel rivelatore, dopo alla stazione tracciante T3 e prima del muon system M1.

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

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

603 dove n è l'indice di rifrazione del mezzo, c la velocità della luce nel vuoto e v la velocità
 604 della particella carica. In questo modo vengono a formarsi degli anelli¹ di luce Cherenkov
 605 da cui, tramite metodi statistici [14], si può ricavare l'identità della particella ionizzante.
 606 I due RICH differiscono per il range di impulso delle particelle tracciate e per l'accettanza
 607 angolare delle particelle rivelate. Il RICH1, trovandosi immediatamente dopo al VELO, è
 608 stato costruito per identificare particelle su tutta l'accettanza angolare di LHCb (10-300
 609 mrad sul piano orizzontale, 10-250 mrad nel piano verticale) con impulsi nell'intervallo
 610 1-60 GeV/c. Per lo scopo sono utilizzati come radiatori Cherenkov aerogel di Silice
 611 (SiO_2)² e DecaFluoroButano (C_4F_{10}) gassoso. Il RICH2 invece è ottimizzato per il
 612 riconoscimento di particelle a maggior impulso, 15-100 GeV/c. Per raggiungere tale

¹Per non degradare le performance degli altri detector è necessario utilizzare specchi inclinati che mandino le tracce di luce ai fotorivelatori (HPD). Complessivamente le tracce dei coni quindi risultano deformate [14].

²Durante il Run 2 l'aerogel è stato rimosso [36].

613 scopo si impiega come emettitore il TetraFluoroMetano (CF_4) e si riduce l'accettanza
614 angolare massima a 120 mrad nel piano orizzontale e 100 mrad nel piano verticale.

615 **2.2.1.3 Magnete**

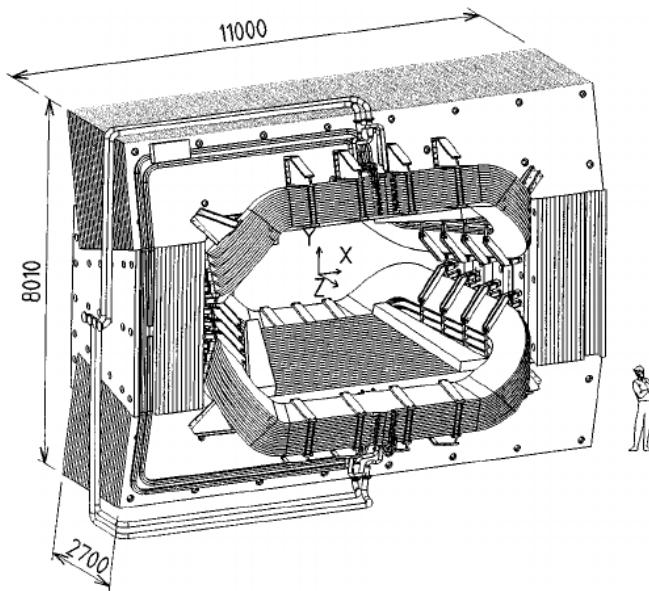


Figura 2.8: *Vista in prospettiva del magnete di LHCb. Le misure sono riportate in millimetri.*

616 Per misurare gli impulsi delle particelle cariche si utilizza un magnete per defletterne
617 i percorsi. Il campo magnetico fornito dal magnete di LHCb può raggiungere in intensità
618 il valore di 1 T nella regione di picco, con un'intensità magnetica integrata complessiva
619 di 4 T·m. Le linee del campo magnetico corrono verticalmente affinché le particelle
620 curvino sul piano orizzontale. Per ridurre al minimo l'effetto di possibili asimmetrie
621 nella costruzione del detector il verso del campo magnetico viene ciclicamente invertito
622 durante le prese dati. Ciò è possibile in quanto il magnete di LHCb è di tipo "caldo",
623 ovvero non superconduttore.

624 **2.2.1.4 Tracker**

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

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

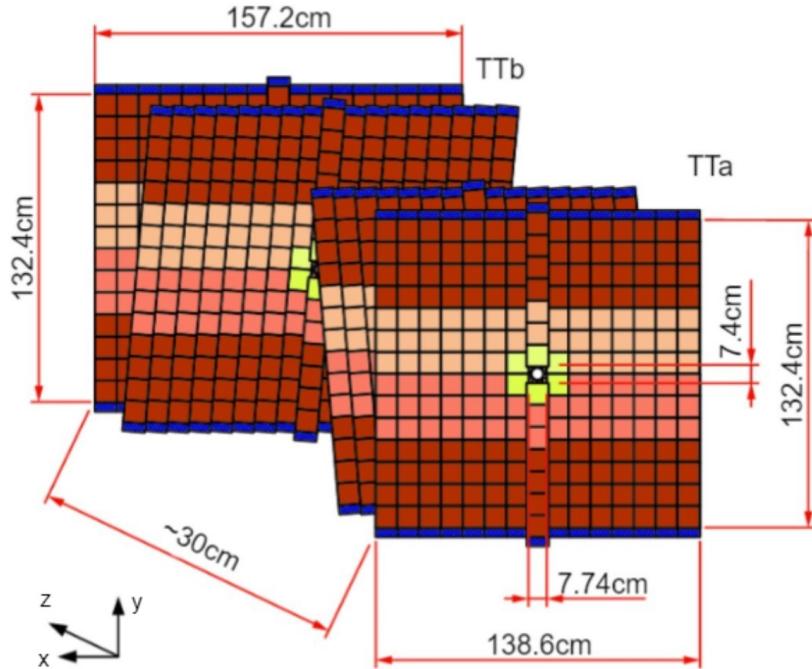


Figura 2.9: Sottosezioni del Trigger Tracker.

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 del segnale. La scelta di tracciatori al silicio è dettata dal fatto che questo detector si trova in una zona densamente popolata da particelle cariche e quindi è richiesta una maggior efficienza del sistema. In particolare 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 risultato eccessivamente dispendioso utilizzare per tutta la superficie del rivelatore la stessa tecnologia di detector al silicio utilizzata per il TT. Si è quindi optato per realizzare solo la parte centrale (Inner Tracker IT [29]) delle stazioni Ti, 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 detector 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.

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

655 **2.2.1.5 Calorimetri**

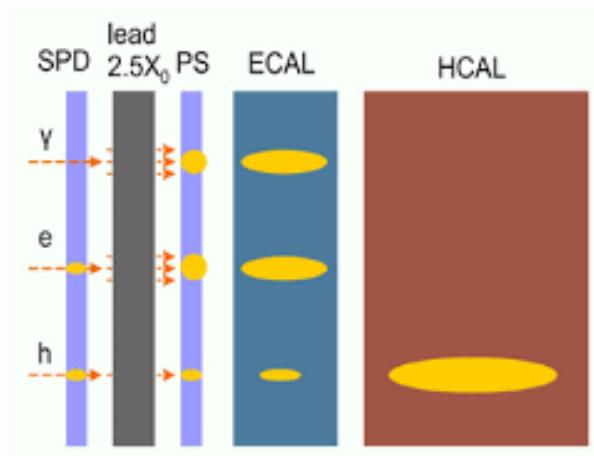


Figura 2.10: *Depositi lasciati nei calorimetri dai diversi tipi di particelle dove γ sono i fotoni, e gli elettroni ed h gli adroni. Il calorimetro adronico HCAL è sensibile esclusivamente a questi ultimi mentre quello elettromagnetico ECAL principalmente ai restanti due. Si nota anche il ruolo complementare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

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

660 Il sistema di calorimetri si divide in 4 sezioni [19], che vengono attraversate in
 661 quest'ordine:

- 662 • Scintillator Pad Detector (SPD)
- 663 • Pre-Shower (PS)
- 664 • Electromagnetic Calorimeter (ECAL)
- 665 • Hadronic Calorimeter (HCAL)

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

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

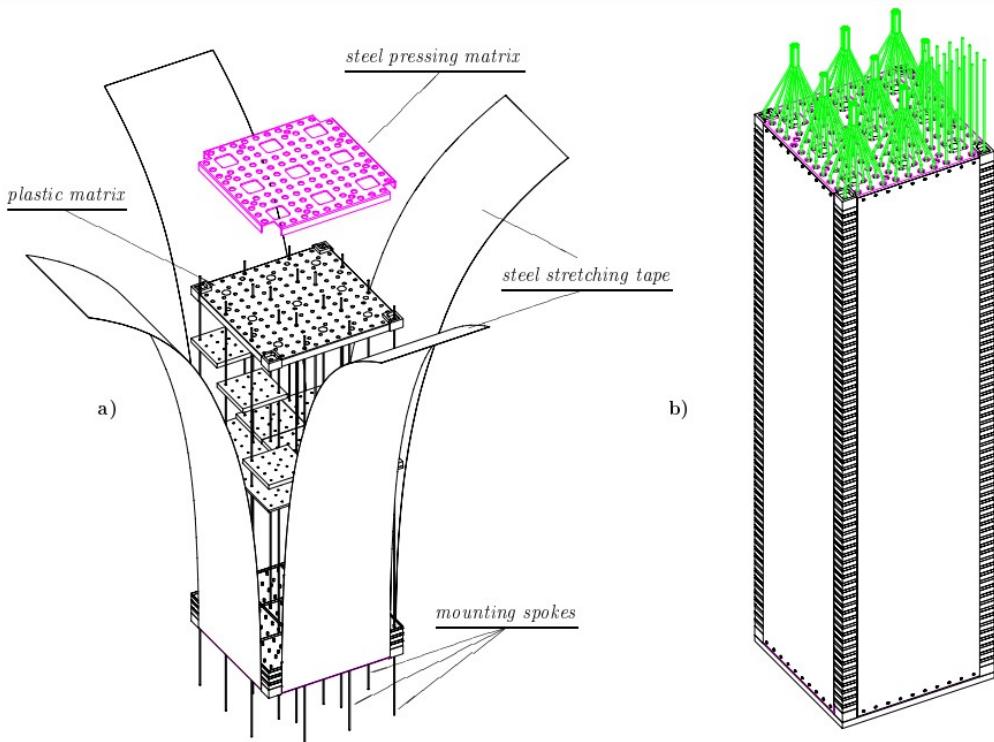


Figura 2.11: Diagramma costruttivo dei moduli Shashlik, a sinistra in fase di assemblaggio, a destra il modulo ultimato. In verde sono evidenziate le WSL che trasmettono i segnali dei moduli ai fotomoltiplicatori.

passaggio di queste ultime causa emissione luminosa del materiale scintillatore. 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 detector. Le piastre emettono fotoni al passaggio delle particelle e tramite delle fibre wavelength-shifting (WSL)³ 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 piombo vengono inserite piastre di ferro spesse 16 mm, mentre i lati dei moduli risultano essere di 13 cm nella regione centrale del detector e 26 cm nella regione periferica.

³I WSL sono materiali che quando assorbono radiazione eletromagnetica a una determinata lunghezza d'onda la riemettono a lunghezze d'onda superiori.

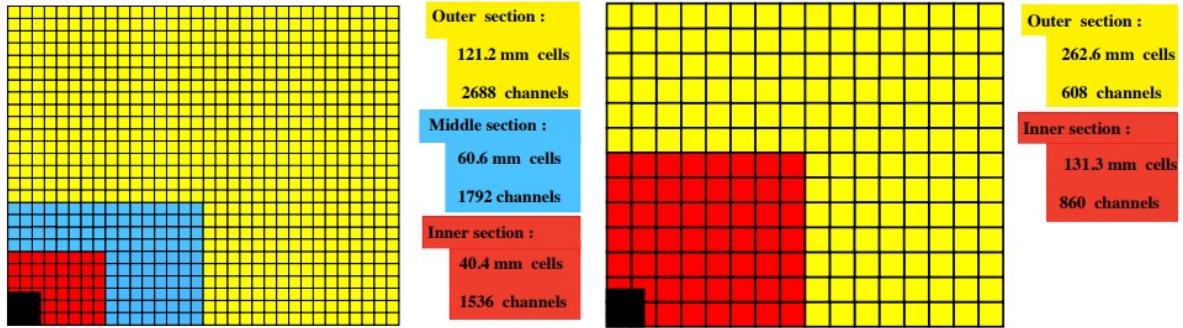


Figura 2.12: Quarto di faccia frontale di ECAL (a sinistra) e di HCAL (a destra). La segmentazione di ECAL è identica a quella di SPD e PS, che differiscono solo per le misure (indicativamente ridotte del 1.5%).

685 2.2.1.6 Muon System

686 I muoni fanno parte di numerosi decadimenti di mesoni B . Per questo motivo risulta
 687 importante riuscire a rivelarne il passaggio. A questo scopo sono presenti 5 stazioni (M1-
 688 M5, mostrate in Figura 2.13) che complessivamente compongono il Muon System [27].
 689 Queste stazioni sono poste nella parte terminale di LHCb, visto l’alto potere penetrante
 690 dei muoni. La stazione M1 è separata dalle rimanenti 4 stazioni dal complesso dei
 691 calorimetri. Ogni stazione è separata dalla stazione successiva da materiale assorbente,
 692 lastre di ferro spesse 80 cm che rallentano i muoni lungo il loro percorso. Solo i muoni
 693 con impulso di almeno 6 GeV/c riescono ad attraversare tutte le stazioni. In questo
 694 modo ogni stazione identifica la posizione di passaggio del muone, mentre il sistema di
 695 filtraggio costituito dalle lastre assorbenti fornisce informazioni sull’energia dello stesso.

696 Le camere, con un’accettanza angolare di 300 mrad nel piano orizzontale e 250 mrad
 697 nel piano verticale, sono composte da MWPC (Multi Wire Proportional Chambers)
 698 ad eccezione della regione centrale della M1, composta da un diverso tipo di detector,
 699 il Triple-GEM (Gas Electron Multiplier), a causa dell’alto flusso di particelle a cui è
 700 sottoposta la zona. I detector utilizzano al loro interno diverse miscele di Argon (Ar),
 701 Anidride Carbonica (CO_2) e TetraFluoroMetano (CF_4).

702 Le stazioni non svolgono tutte lo stesso compito, le prime tre vengono primariamente
 703 impiegate per la ricostruzione della cinematica degli eventi, in particolare per aumentare
 704 la risoluzione dell’impulso trasverso, mentre le ultime due sono principalmente utilizzate
 705 per scopi di trigger nell’ambito dell’identificazione delle particelle.

706 2.2.1.7 High Rapidity Shower Counters (HeRSChel)

707 HeRSChel [1] è un detector aggiuntivo non contemplato nel progetto originale di LHCb,
 708 è infatti stato costruito fra il 2014 ed il 2015, in tempo per le prese dati del Run 2.
 709 Le strutture di HeRSChel non sono posizionate nella caverna di LHCb ma si trovano

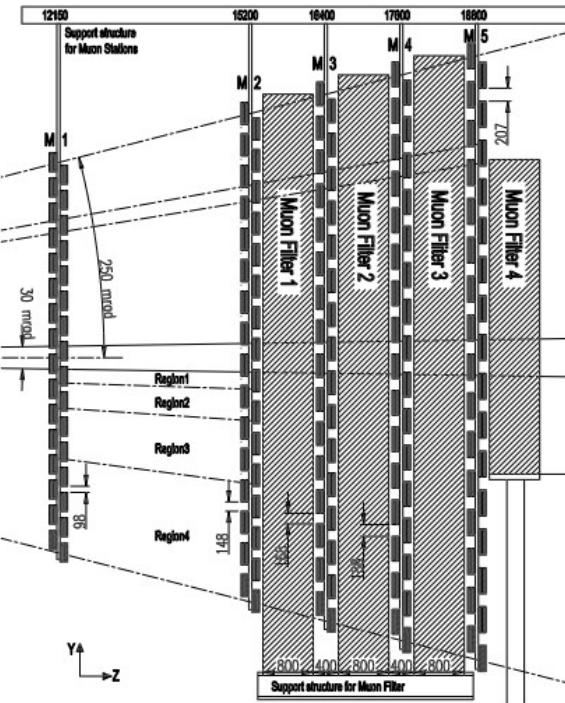


Figura 2.13: *Proiezione laterale del Muon System.*

all'esterno, a pochi centimetri dalle camere a vuoto dove corre il fascio di LHC. Lo scopo di HeRSCheL 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 od 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 detector 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 detector 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.

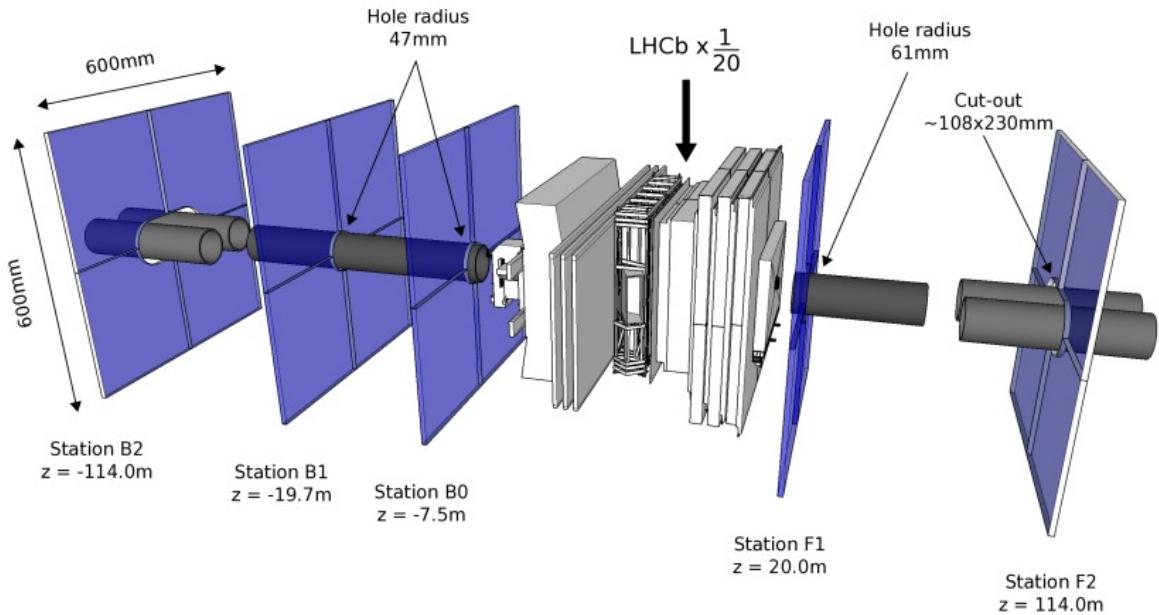


Figura 2.14: Posizionamento dei detector HeRSChel rispetto ad LHCb.

2.2.2 Sistema di Trigger

Gli esperimenti di fisica delle alte energie producono una mole considerevoli di segnali nei detector e conseguentemente una quantità non indifferente di dati. La maggior parte di questi dati non sono significativi per la ricerca, 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 read-out dei detector. Diventa quindi necessario avere un efficace sistema di selezione che possa scartare un buon numero degli 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 dell'analisi è il Livello-0 (L0 Trigger) che si basa sugli input forniti dai vari apparati del rivelatore, permettendo quindi una selezione dei dati a livello hardware offline. 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

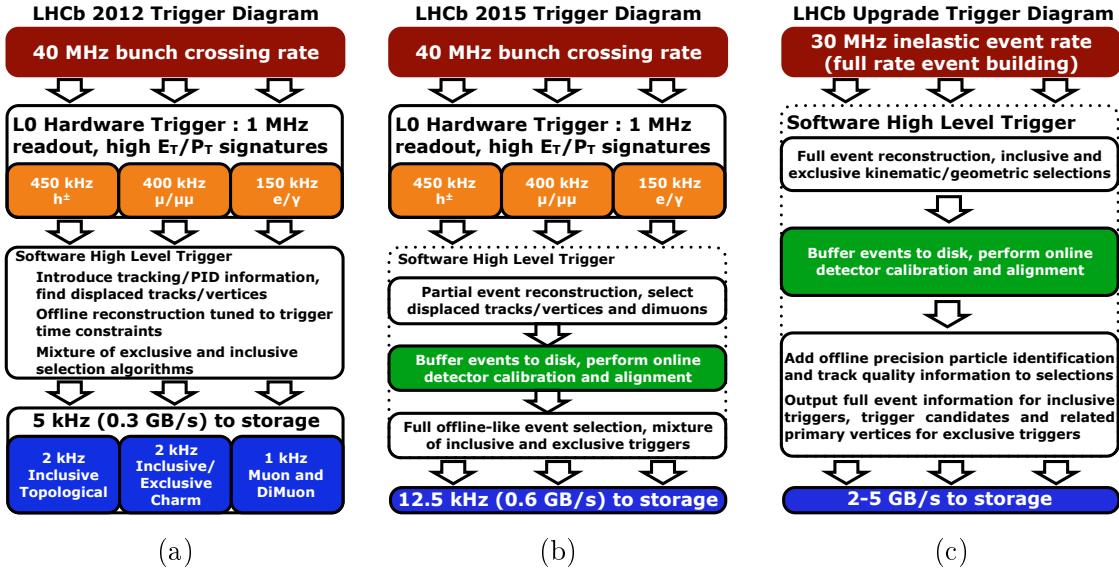


Figura 2.15: Nelle tre figure sono riportate le specifiche del trigger delle varie Run. A sinistra (a) ovvero Run1 (2012), che mostra i requisiti di triggering più stringenti, al centro (b) i miglioramenti effettuati per Run 2 (2015), a destra (c) i parametri di trigger attesi per Run 3 (2022). Come 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 sottodetector SPD e PS) e dal trigger di HCAL. Il trigger di ECAL fa sì che tramite i dati degli sciami elettromagnetici non vengano accettati tutti i cluster che non raggiungono una determinata soglia di energia sulla componente trasversa. 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 il segnale e si estrapola l'interazione protone-protone originale, calcolando quindi l'impulso traverso 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.
- Pile-Up VETO trigger [38]. Vista la rapida degradazione delle performance dei RICH e degli OT in condizioni di interazioni multiple risulta necessario introdurre un trigger che possa eliminare un buon numero di questi eventi a livello L0, facilitando quindi il compito dei trigger successivi e permettendo di mantenere parametri più laschi sui trigger per l'impulso trasverso, facendo passare a livello L1 più eventi singoli bb . Tale ruolo è svolto dal VETO, ovvero due sensori al silicio

764 del VELO dedicati esclusivamente al triggering, posizionati poco prima del vertice
765 di interazione.

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

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

771 **2.2.2.2 High Level Trigger (HLT1 e HLT2)**

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

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

780 L'**HLT2** ricostruisce in maniera più raffinata l'evento, incorporando al suo interno
781 anche le informazioni dei RICH. Questo è possibile in quanto pochi eventi riescono a
782 superare i primi trigger L0 ed HLT1. L'HLT2 produce gli ulteriori tagli finali per re-
783 stringere ulteriormente i dati raccolti, selezionando eventi di interesse per LHCb, ovvero
784 contenenti mesoni B e D . A questo punto i dati sono inviati al sistema di calcolo del
785 CERN (Tier-0) dove vengono salvati principalmente su nastri magnetici. Il Tier-0 prov-
786 vede in seguito a reindirizzare i dati salvati ai differenti nodi Tier-1 dei centri di calcolo
787 europei per le successive rielaborazioni che vengono effettuate quando sono disponibili
788 informazioni più precise di calibrazione e allineamento.

789 I trigger di alto livello avranno un ruolo notevole durante il Run 3, essendo a loro
790 affidato l'intero compito di triggering (l'intera selezione prima svolta offline passerà sotto
791 il controllo dell'HLT2) [31].

792 Capitolo 3

793 Ottimizzazione della Selezione per la 794 Misura delle Asimmetrie di \mathcal{CP}

795 3.1 Definizione delle Asimmetrie di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$

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

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

798 dove f (\bar{f}) rappresenta uno dei due stati finali di interesse $p\pi^-$ ($\bar{p}\pi^+$) e pK^- ($\bar{p}K^+$).

799

 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:

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

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

800 dove \mathcal{A}_{RAW}^f è la differenza fra il numero di eventi di segnale N dei due decadimenti
801 $\Lambda_b^0 \rightarrow f$ e $\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{f}$

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

802 la quantità \mathcal{A}_D^h rappresenta l'asimmetria di rivelazione fra il particolare adrone h (p , π^-
803 o K^-) e il relativo stato coniugato di carica \bar{h} , mentre l'asimmetria \mathcal{A}_{PID}^f è data dalle
804 differenti efficienze di identificazione delle particelle (PID) per uno stato finale e per il
805 suo coniugato di carica.

806 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
 807 data dalla differenza delle sezioni d'urto di produzione mentre $\mathcal{A}_{\text{trigger}}^f$ è l'asimmetria data
 808 dalle efficienze del trigger rispetto agli stati finali f ed \bar{f} .
 809 La quantità sulla quale si concentrerà il lavoro di ottimizzazione della selezione al
 810 fine di ottenere la migliore incertezza possibile è l'asimmetria \mathcal{A}_{RAW} La determinazione
 811 delle altre asimmetrie sarà oggetto di uno studio più approfondito che verrà svolto in
 812 futuro.

813 3.2 Modello di Fit

814 Per determinare \mathcal{A}_{RAW} secondo la definizione data nella (3.4) si ricorre in primo luogo a fit
 815 di massima verosimiglianza agli spettri di massa invariante dei decadimenti di interesse.
 816 Il modello di fit utilizzato a tal scopo è costituito da diversi contributi associati alle
 817 rispettive funzioni di densità di probabilità (PDF):

- 818 • **Segnale** Sezione 3.2.1, ovvero quando le particelle degli stati finali dei decadimenti
 819 $\Lambda_b^0 \rightarrow h^+ h'^-$ sono correttamente riconosciute,
- 820 • **Fondi cross-feed** Sezione 3.2.2, ovvero quando l'identità di una (~~o più~~¹) particella
 821 dello stato finale di un decadimento $H_b \rightarrow h^+ h'^-$ è assegnata erroneamente, dove
 822 $H_b = B^0, B_s^0$ o Λ_b^0 ,
- 823 • **Fondo parzialmente ricostruito** Sezione 3.2.3, ovvero quando nei decadimenti
 824 a molti corpi $\Lambda_b^0 \rightarrow h^+ h'^- \dots$ viene ricostruita solamente la coppia $h^+ h'^-$,
- 825 • **Fondo combinatorio** Sezione 3.2.4, quando vengono ricostruite coppie di parti-
 826 celle non provenienti dallo stesso decadimento.

827 Durante la fase di fit si stimerà il numero di eventi (yield) di ciascuna di queste compo-
 828 nenti, senza fare distinzione fra gli stati finali e i rispettivi coniugati \mathcal{CP} , la cui distinzione
 829 invece diventerà rilevante soltanto in seguito durante la procedura di ottimizzazione della
 830 selezione.

831 3.2.1 Segnale

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

$$\mathcal{J}(x; \mu, \lambda, \gamma, \delta) = \frac{\delta}{\lambda \sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{x-\mu}{\lambda}\right)^2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\gamma + \delta \sinh^{-1} \left(\frac{x-\mu}{\lambda} \right) \right)^2 \right], \quad (3.5)$$

¹In questa trattazione per semplicità i fondi cross-feed descriveranno sempre stati in cui solo una particella è stata erroneamente identificata.

836 riscalate tramite opportuni coefficienti moltiplicativi determinati dal tipo di decadimento
 837 considerato. Le due distribuzioni G e \mathcal{J} condividono il valore medio ovvero la massa
 838 invariante di Λ_b^0 e l'ampiezza λ .

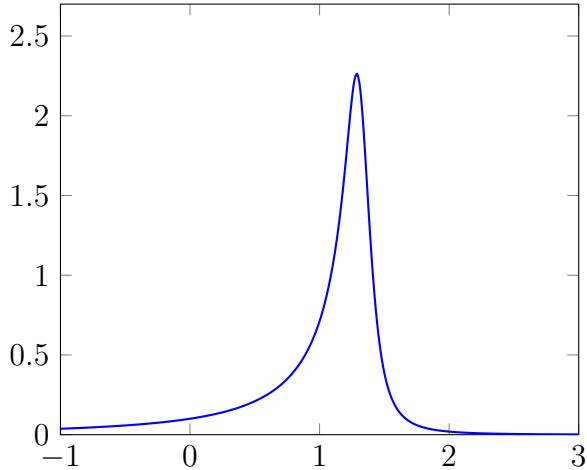


Figura 3.1: Grafico della funzione Johnson \mathcal{J} (3.5) con parametri $\lambda = 0.1, \delta = 0.6, \mu = 1.4, \gamma = 0.9$.

839
 840 Complessivamente si ottiene quindi una distribuzione data da:

$$g(m) = c_1 G(m; \mu = m_{\Lambda_b^0}, \lambda) + c_2 \mathcal{J}(m; \mu = m_{\Lambda_b^0}, \lambda, \gamma, \delta) \quad (3.6)$$

841 con c_1 e c_2 coefficienti di normalizzazione². I parametri δ e γ sono fissati a valori ottenuti
 842 da campioni simulati mentre λ e $m_{\Lambda_b^0}$ sono liberi di variare nel fit. In Figura 3.1 si riporta
 843 il grafico di una funzione Johnson.

3.2.2 Fondi Cross-feed

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

849 Le distribuzioni dei fondi cross-feed non sono facilmente parametrizzabili. Più sem-
 850 plice è invece una ricostruzione a partire da eventi simulati. In primo luogo si ipotizza un
 851 decadimento a due corpi della particella in esame nell'ipotesi di massa errata assumendo
 852 risoluzione perfetta. La massa invariante della particella originale si ottiene a partire
 853 dalla massa e dagli impulsi dei due prodotti di decadimento secondo la relazione:

²Il rapporto fra c_1 e c_2 è fissato dal tipo di decadimento.

$$m(h^+h'^-) = \sqrt{m_{h^+}^2 + m_{h'^-}^2 + 2 \left(\sqrt{(m_{h^+}^2 + p_+^2)(m_{h'^-}^2 + p_-^2)} - \vec{p}_+ \cdot \vec{p}_- \right)}, \quad (3.7)$$

855 dove $m_{h^+(h'^-)}$ sono le masse dei prodotti con cui si intende ricostruire il decadimento e
 856 $\vec{p}_{+(-)}$ gli impulsi delle particelle ($p_{+(-)}$ i rispettivi moduli).

857 La distribuzione di massa invariante così ottenuta viene trasformata in una funzione
 858 tramite una tecnica di Kernel Density Estimation [11].

859 La distribuzione di probabilità risultante viene quindi convoluta con una Gaussiana
 860 di risoluzione $G(m - m'; \delta_m, \lambda)^3$ dando luogo alla distribuzione che verrà utilizzata per
 861 il fit.

862 I fondi cross-feed risultano essere complessivamente

- 863 • Per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^- (\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+)$:

864 – $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- (\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+)$
 865 – $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+ (B^0 \rightarrow K^+\pi^-)$
 866 – $B_s^0 \rightarrow K^+K^-$

- 867 • Per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- (\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+)$:

868 – $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^- (\bar{\Lambda}_b^0 \rightarrow \bar{p}K^+)$
 869 – $B^0 \rightarrow K^+\pi^- (\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+) \text{$
 870 – $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

871 L'unico yield per i fondi cross-feed lasciato libero durante il fit di normalizzazione è
 872 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 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$
 873 ($\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$). Gli altri yield vengono invece stimati secondo la formula

$$N_i = N_j \cdot \frac{\Gamma(i)}{\Gamma(j)} \frac{f_i}{f_j} \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_j} \quad (3.8)$$

874 dove N_i è lo yield da stimare, N_j lo yield del decadimento di riferimento, Γ il rapporto
 875 di ramificazione (Branching Ratio, BR) del canale di decadimento, f le frazioni di
 876 adronizzazione ed ε le efficienze di PID nell'ipotesi studiata ($pK/p\pi$). I valori utilizzati
 877 nell'analisi sono riportati nella Tabella 3.1.

878 È di particolare rilevanza la corretta individuazione del fondo cross-feed $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ($\Lambda_b^0 \rightarrow$
 879 $p\pi$) nel decadimento $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ($\Lambda_b^0 \rightarrow pK$) poiché i picchi delle due distribuzioni risultano
 880 particolarmente sovrapposti.

³Dove λ è la stessa ampiezza utilizzata per il segnale

Grandezza	Valore	Fonte
$\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ K^-)$	$(5.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-6}$	PDG [37]
$\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ \pi^-)$	$(4.5 \pm 0.8) \cdot 10^{-6}$	PDG [37]
$\Gamma(B_s^0 \rightarrow K^+ K^-)$	$(2.66 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$	PDG [37]
$\Gamma(B^0 \rightarrow K^+ \pi^-)$	$(1.96 \pm 0.05) \cdot 10^{-5}$	PDG [37]
$\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$(5.12 \pm 0.19) \cdot 10^{-6}$	PDG [37]
f_s/f_d	0.2539 ± 0.0079	LHCb [32]

Tabella 3.1: Valori utilizzati per la (3.8).

3.2.3 Fondo Parzialmente Ricostruito

Il fondo parzialmente ricostruito serve a descrivere i decadimenti in cui non vengono ricostruite una o più particelle dello stato finale. Questo fondo risulta particolarmente difficile da parametrizzare, per questo motivo si è preferito ricorrere a simulazioni Monte Carlo tramite l'utilizzo del simulatore RapidSim [10], che permette di generare grandi campioni di eventi contenenti quark charm o bottom, potendo al contempo tener conto dei tagli imposti in BDT e PID. In particolare si è osservato che la distribuzione di probabilità non varia in maniera apprezzabile al variare del taglio PID, mentre invece risente notevolmente del taglio in BDT, come si evince dalla Figura 3.2. Risulta infatti che aumentando la richiesta BDT vengano selezionati eventi più vicini al limite cinematico 5.5 GeV. 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 GeV, ed il π^0 con massa 135 MeV.

 I due decadimenti principali che generano questo segnale e che quindi sono stati usati per tale simulazione sono

$$\Lambda_b^0 \rightarrow p(K^{*-} \rightarrow K^-\pi^0), \quad (3.9)$$

$$\Lambda_b^0 \rightarrow p(\rho^- \rightarrow \pi^-\pi^0) \quad (3.10)$$

dove la (3.9) è responsabile del fondo per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ mentre la (3.10) lo è per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

3.2.4 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

$$f(m) = C(1 + \tanh(b \cdot (m - s)))e^{-km}, \quad (3.11)$$

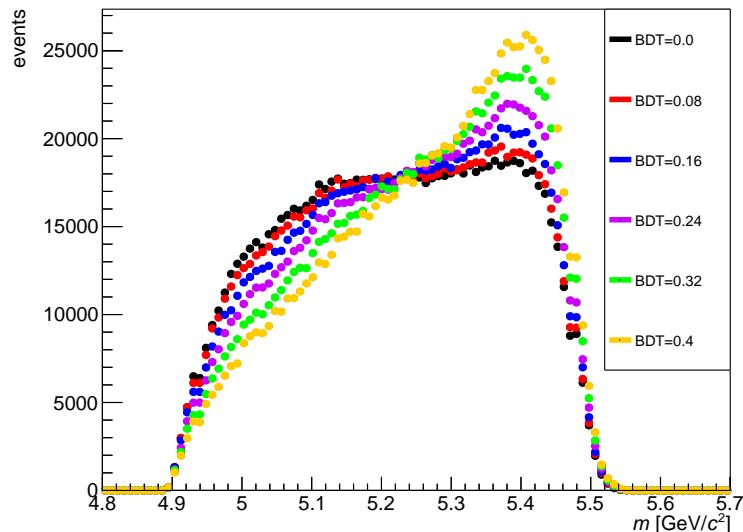


Figura 3.2: Simulazione del fondo parzialmente ricostruito in funzione della massa per i differenti tagli in BDT per il canale $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ottenuta con RapidSim.

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 (3.11) è illustrata nella Figura 3.3.

3.3 Selezione degli Eventi 💡

L'analisi approfondita della selezione degli eventi esula dagli scopi della trattazione, ma è comunque necessario introdurne 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:

- 💡 Selezione cinematica tramite un algoritmo di analisi multivariata basato su boosted decision tree **BDT**.

- 💡 Selezione degli stati finali pK^- e $p\pi^-$ tramite richieste sulle variabili **PID**.

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

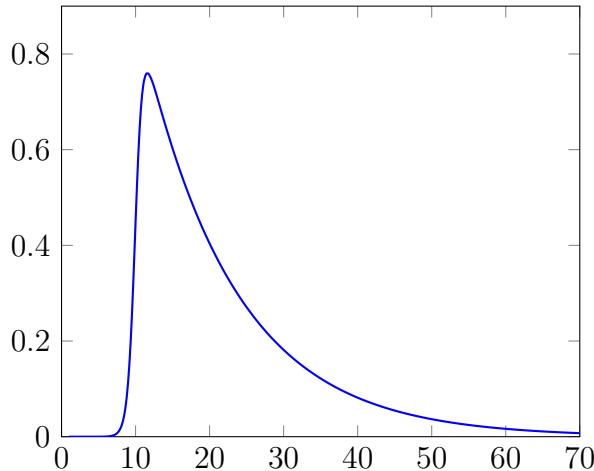


Figura 3.3: Grafico della funzione che descrive il fondo combinatorio (3.11) con parametri $b = 1, s = 10, k = 0.05$.

917 3.3.1 Selezione BDT

918 L'algoritmo Boosted Decision Tree (BDT) è una tecnica ~~dell'analisi multivariata~~ [5] che
919 trova largo impiego nella fisica delle alte energie.

920 I BDT sono formati dalla combinazione di un adeguato numero di alberi decisionali
921 (Decision Tree, DT) dove il DT è un semplice grafo in cui ogni nodo rappresenta ~~il taglio~~
922 ~~rispetto~~ ad una variabile. Una struttura di questo tipo comporta numerosi vantaggi tra
923 cui la facilità di applicazione ai modelli più disparati, sia su variabili discrete che continue,
924 buona velocità di addestramento del decisore e semplicità di comprensione delle scelte
925 effettuate da parte dell'utente. Purtroppo però i DT rischiano spesso di non essere
926 particolarmente efficaci in ambito classificativo su dati esterni ~~ai set~~ di addestramento a
927 causa della loro tendenza al sovrallenamento. Si ricorre pertanto alla loro combinazione
928 tramite algoritmi di Boosting che portano appunto alla creazione dei BDT. Per quanto
929 concerne la presente trattazione ~~l'effetto di BDT consiste nell'assegnazione di~~ un valore⁴
930 compreso tra -1 ed +1 ad ogni evento del dataset. A valore maggiore di BDT corrisponde
931 maggiore sicurezza dell'algoritmo nell'assegnare l'evento in esame ad un segnale rilevante,
932 viceversa un valore minore indica la propensione ad assegnare l'appartenenza dell'evento
933 al fondo combinatorio. Agendo quindi sul taglio BDT, valore di soglia al di sotto del
934 quale si rigettano i dati, è possibile ridurre gli eventi di fondo. Ovviamente non si possono
935 utilizzare tagli BDT troppo ~~drastici~~ in quanto si rischia di eliminare troppi dati rilevanti
936 per l'analisi e soprattutto si riduce eccessivamente il numero di eventi del campione
937 perdendo statistica.



⁴Il punteggio assegnato dal BDT, da qui in avanti indicato semplicemente come BDT

3.3.2 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 subdetector RICH e si usa la variabile $\Delta \log \mathcal{L}_{ij}$ per discriminare gli eventi, dove $\Delta \log \mathcal{L}_{ij}$ definita come:

$$\Delta \log \mathcal{L}_{ij}(h) = \log \mathcal{L}_i(h) - \log \mathcal{L}_j(h). \quad (3.12)$$

In questa notazione $\log \mathcal{L}_i(h)$ rappresenta il logaritmo della verosimiglianza (likelihood) dell'ipotesi i per la particella h .

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 PID⁵, ottenendo il terzo come differenza fra i primi due $\Delta \log \mathcal{L}_{ab} = \Delta \log \mathcal{L}_{ac} - \Delta \log \mathcal{L}_{bc}$.

3.3.3 Elenco dei Tagli investigati

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 3.2: 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 $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$.

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 3.3: 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 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

⁵Come 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.

950 Avendo chiarito il significato della notazione utilizzata si riportano ora nelle Tabelle
 951 3.2 e 3.3 i tagli di BDT e PID esplorati durante l'analisi, rispettivamente per $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$
 952 e per $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$. Su tutte le combinazioni mostrate di BDT e PID verranno effettuati i
 953 fit di normalizzazione il cui modello è mostrato nella Sezione 3.2.

954 3.4 Procedura di Ottimizzazione

955 ~~Al termine dei fit di~~ normalizzazione eseguiti per ogni possibile combinazione di tagli
 956 esplorata (Tabelle 3.2 3.3) vengono ~~eseguiti~~ 10 pseudoesperimenti ~~in cui tramite il~~ modello
 957 ~~di fit di normalizzazione vengono generati dei set di dati da rifittare successivamente col~~
 958 ~~modello di fit in cui siano separati~~ gli stati dai rispettivi coniugati di \mathcal{CP} .

959 In fase di generazione gli ~~eventi~~ vengono creati con asimmetria \mathcal{A}_{RAW} nulla per quanto
 960 riguarda segnale, fondo combinatorio e fondo multicorpi, viceversa essendo la violazione
 961 di \mathcal{CP} ben studiata e conosciuta nei sistemi B si tiene già conto di questa asimmetria
 962 per i fondi cross-feed d'interesse fin dalla generazione.

963 In seguito, per ognuno dei campioni generati vengono eseguiti dei fit di massima ve-
 964 rosomiglianza ai relativi spettri di massa invariante e vengono determinate le asimmetrie
 965 del segnale. Mediando sui 10 pseudoesperimenti i valori dell'incertezza si possono indivi-
 966 duare le combinazioni di tagli di BDT e PID che forniscono la minor incertezza statistica
 967 sull'asimmetria considerata.

968 Gli esiti della procedura di ottimizzazione sono riportati nelle Tabelle 3.4 e 3.5 ri-
 969 spettivamente per gli stati finali pK e $p\pi$. I fit di massa invariante delle selezioni in
 970 esame sono riportati nelle Figure 3.4, 3.5, mentre i grafici di due dei rispettivi pseu-
 971 doesperimenti sono mostrati nelle Figure 3.6, 3.8. Come verifica del corretto esito della
 972 procedura sono anche riportate le incertezze predette tramite l'ottimizzazione nelle Fi-
 973 gure 3.7 e 3.9, dove sono riportati i valori di $\sigma(\mathcal{A}_{RAW}(ph))$ variando un solo taglio per
 974 volta e lasciando costanti gli altri tagli sul valore indicato dalla selezione. Si può infatti
 975 osservare che le incertezze raggiungono il minimo con continuità, indicando che i risul-
 976 tati sono giustificati dal corretto funzionamento dell'ottimizzazione più che da possibili
 977 fluttuazioni statistiche. Si può osservare che i valori dei minimi di $\sigma(\mathcal{A}_{CP})$ si trovano
 978 in corrispondenza dei bordi delle regioni studiate per $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K)$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi)$ e
 979 $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p)$ (e $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p)$ non in figura). Tali valori sono comunque accettabili in
 980 quanto l'alleggerimento ulteriore di questi requisiti potrebbe portare a maggiori incer-
 981 tezze sistematiche. Ad esempio, come già sottolineato nella Sezione 3.2.2, per separare
 982 correttamente il segnale $\Lambda_b^0 \rightarrow pK(\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi)$ dal crossfeed $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi(\Lambda_b^0 \rightarrow pK)$ risulta
 983 molto importante discriminare gli stati finali K e π tramite la variabile $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}$ che
 984 pertanto viene mantenuta nei range indicati.

Complessivamente i migliori valori di incertezza sulle misure di \mathcal{A}_{RAW} forniti dall'ot-

timizzazione risultano essere:

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

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

985 dove gli errori associati alle misure sono dati dagli errori standard delle medie⁶ delle incertezze misurate negli pseudoesperimenti.

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 $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$.

986

$${}^6\sigma[m^*] = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=0}^N (x_i - m^*)^2}$$

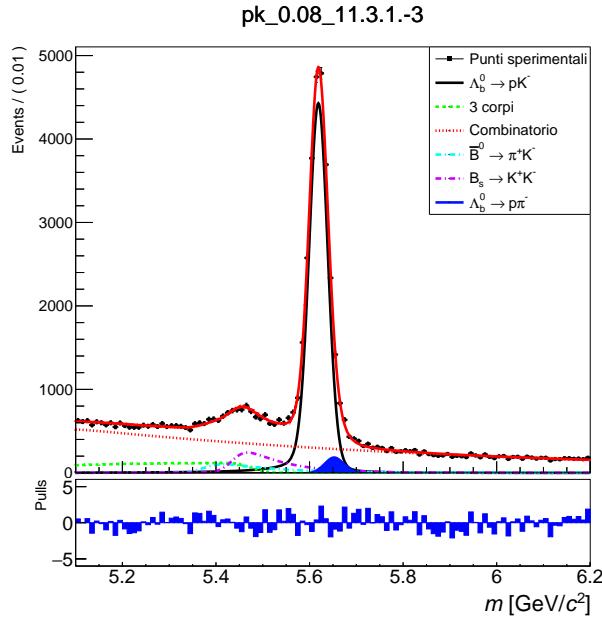


Figura 3.4: Spettro di massa invariante della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ ottenuta con i tagli $BDT > 0.08$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$.

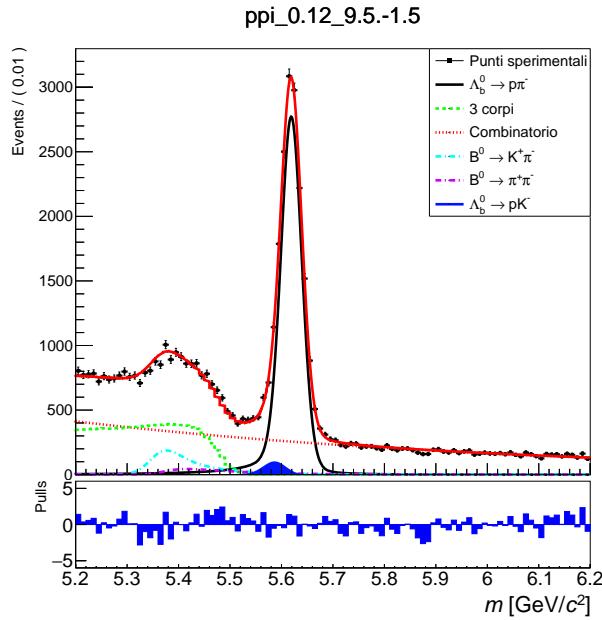


Figura 3.5: Spettro di massa invariante della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^-$ ottenuta con i tagli $BDT > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$.

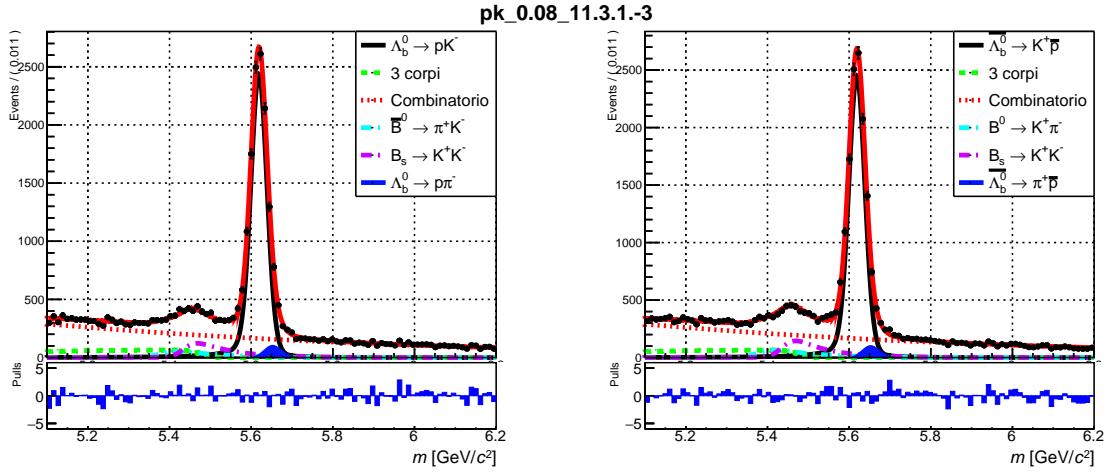


Figura 3.6: Pseudoesperimento della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.08$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$.

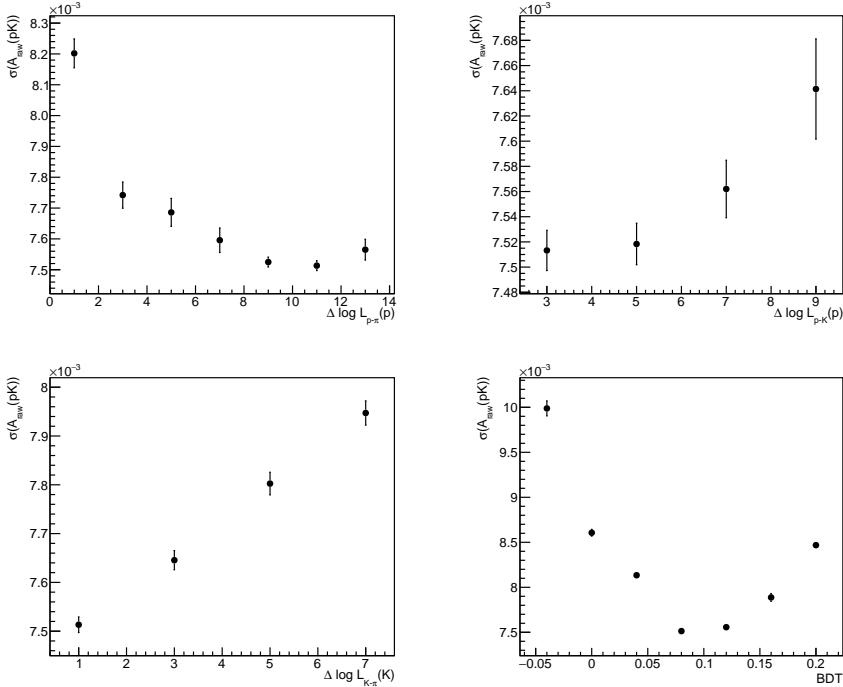


Figura 3.7: Incertezza prevista su \mathcal{A}_{RAW} per la selezione ottimale pK , ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.08$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 11$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 3$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(K) > 1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-p}(K) > -3$. Dove non specificato i tagli sono fissati al valore ottenuto dall'ottimizzazione.

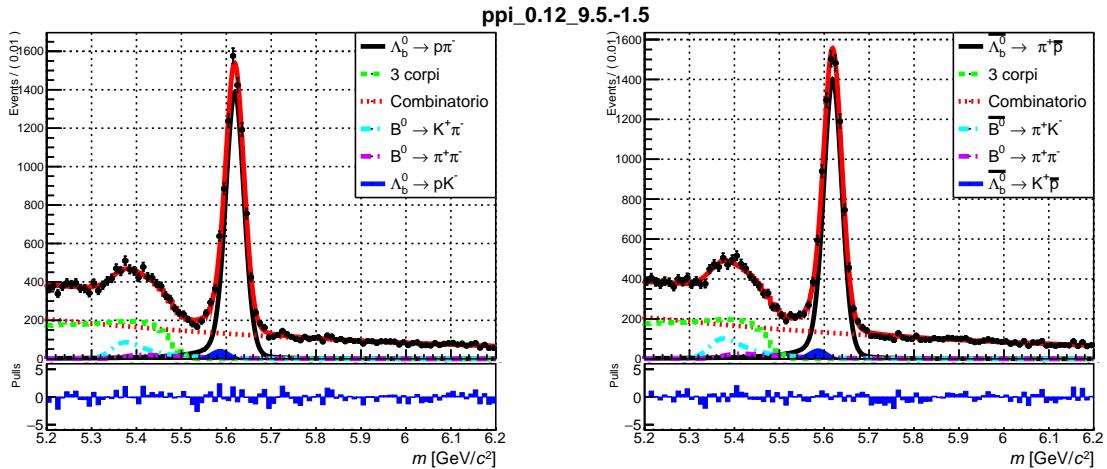


Figura 3.8: Pseudeperimento della selezione $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$.

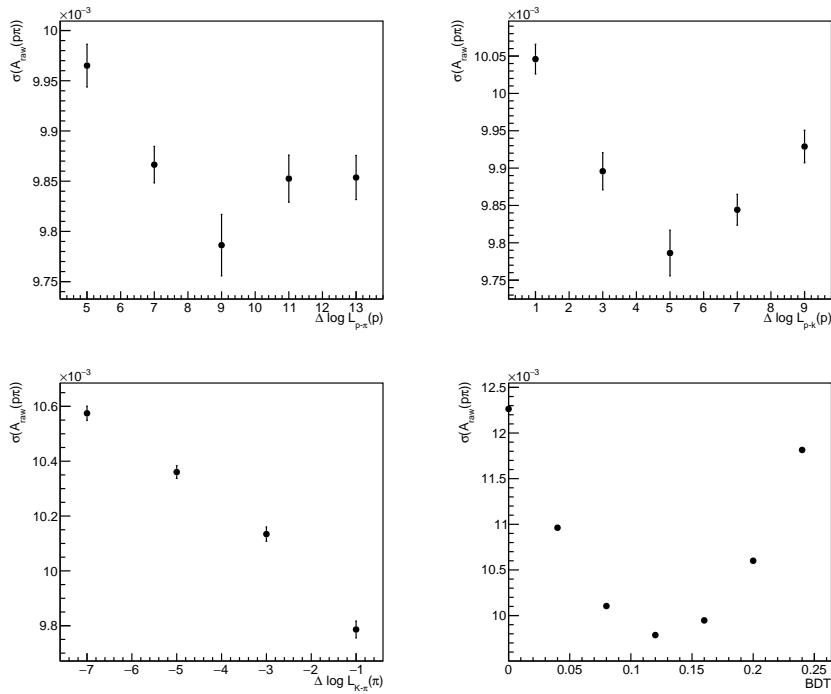


Figura 3.9: Incertezza prevista su \mathcal{A}_{RAW} per la selezione ottimale $p\pi$, ottenuta con i tagli $\text{BDT} > 0.12$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(p) > 9$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-K}(p) > 5$, $\Delta \log \mathcal{L}_{K-\pi}(\pi) < -1$, $\Delta \log \mathcal{L}_{p-\pi}(\pi) < 5$. Dove non specificato i tagli sono fissati al valore ottenuto dall'ottimizzazione.

987 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^-	pK^-	$p\pi^-$
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'^- .

988 Una volta individuati i tagli ottimali di PID e BDT per le due selezioni si procede
 989 ad effettuare i fit simultanei di massima verosimiglianza dei dataset per estrarre i valori
 990 di \mathcal{A}_{RAW} . In particolare per gli stati finali pK^- ($K^+\bar{p}$) e $p\pi^-$ ($\pi^+\bar{p}$) si applicano i
 991 valori delle Tabelle 3.4, 3.5 mentre per gli stati finali $K^+\pi^-$ (π^+K^-), K^+K^- , $\pi^+\pi^-$ si
 992 utilizzano i tagli riportati nella Tabella 3.6, che sono tagli noti in letteratura [21] che
 993 ben soddisfano gli scopi perseguiti da questa analisi. Per quanto riguarda gli stati finali
 994 pK e $p\pi$ quando la selezione è ottimizzata per l’altro stato finale si ricorre a quanto
 995 riportato nella Tabella 3.7. In questo modo è possibile effettuare un fit simultaneo ad
 996 ogni spettro di massa a 2 corpi, per ciascuna selezione. In seguito le efficienze di PID
 997 vengono usate per adattare correttamente le popolazioni di ciascun segnale. Le efficienze
 998 di PID dei fondi cross-feed inoltre sono libere di muoversi attorno al loro valore centrale
 999 ma sono vincolate da un termine gaussiano con deviazione standard pari al 10% del
 1000 valore dell’efficienza, in questo modo si aggiunge sufficiente libertà per meglio adattare
 1001 le efficienze ai dati senza lasciare troppa possibilità di variazione. Così facendo è possibile
 1002 individuare correttamente l’entità di tutti i contributi di cross-feed e le normalizzazioni
 1003 dei fondi.

1004 3.5.1 Fit Simultanei Selezione A

1005 La Selezione A porta ai risultati dei fit simultanei illustrati nelle Figure 3.10, 3.11 e 3.12.
 1006 Non sono riportati i grafici per gli stati pK^- , $K^+\bar{p}$, $p\pi^-$, $\pi^+\bar{p}$ separatamente in quanto
 1007 da essi si potrebbe stimare un valore per \mathcal{A}_{RAW} , pertanto non si fa distinzione fra gli
 1008 stati e rispettivi coniugati e li si riporta insieme nella Figura 3.10.

1009 3.5.2 Fit Simultanei Selezione B

1010 La Selezione B porta ai risultati dei fit simultanei illustrati nelle Figure 3.13, 3.14 e 3.15.
 1011 Non sono riportati i grafici per gli stati $p\pi^-$, $\pi^+\bar{p}$, pK^- , $K^+\bar{p}$ separatamente in quanto
 1012 da essi si potrebbe stimare un valore per \mathcal{A}_{RAW} , pertanto non si fa distinzione fra gli
 1013 stati e rispettivi coniugati e li si riporta insieme nella Figura 3.13.

1014 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:

$$\mathcal{A}_{RAW}^{pK^-} = (-0.35 \pm 0.76)\%, \quad (3.15)$$

$$\mathcal{A}_{RAW}^{p\pi^-} = (-0.44 \pm 0.95)\%, \quad (3.16)$$

1015 dove il valore misurato è *blind*, ovvero mascherato da un bias numerico casuale compreso
 1016 tra -5% e $+5\%$ non noto allo sperimentatore affinché la conoscenza del risultato non
 1017 influenzi la procedura di misurazione. Resta comunque un buon indicatore della qualità
 1018 dell'ottimizzazione il fatto che le incertezze previste sui valori di \mathcal{A}_{RAW} siano sufficiente-
 1019 mente prossime a quelle ottenute tramite i fit simultanei e, sebbene per quanto riguarda
 1020 la selezione pK si è osservato un valore leggermente peggiore di incertezza rispetto a
 1021 quanto stimato, nella selezione $p\pi$ il valore è invece migliore di quanto preventivato.

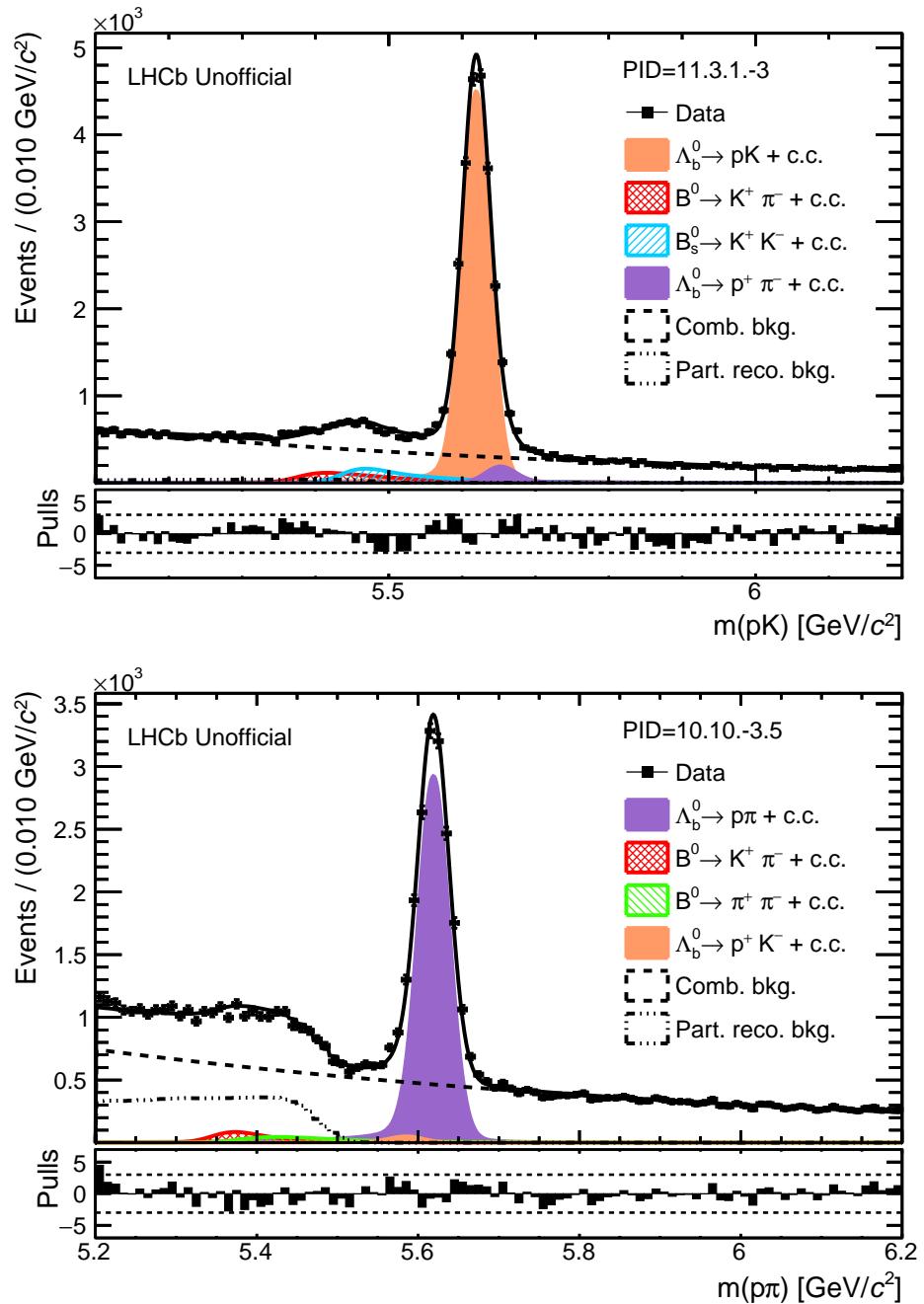
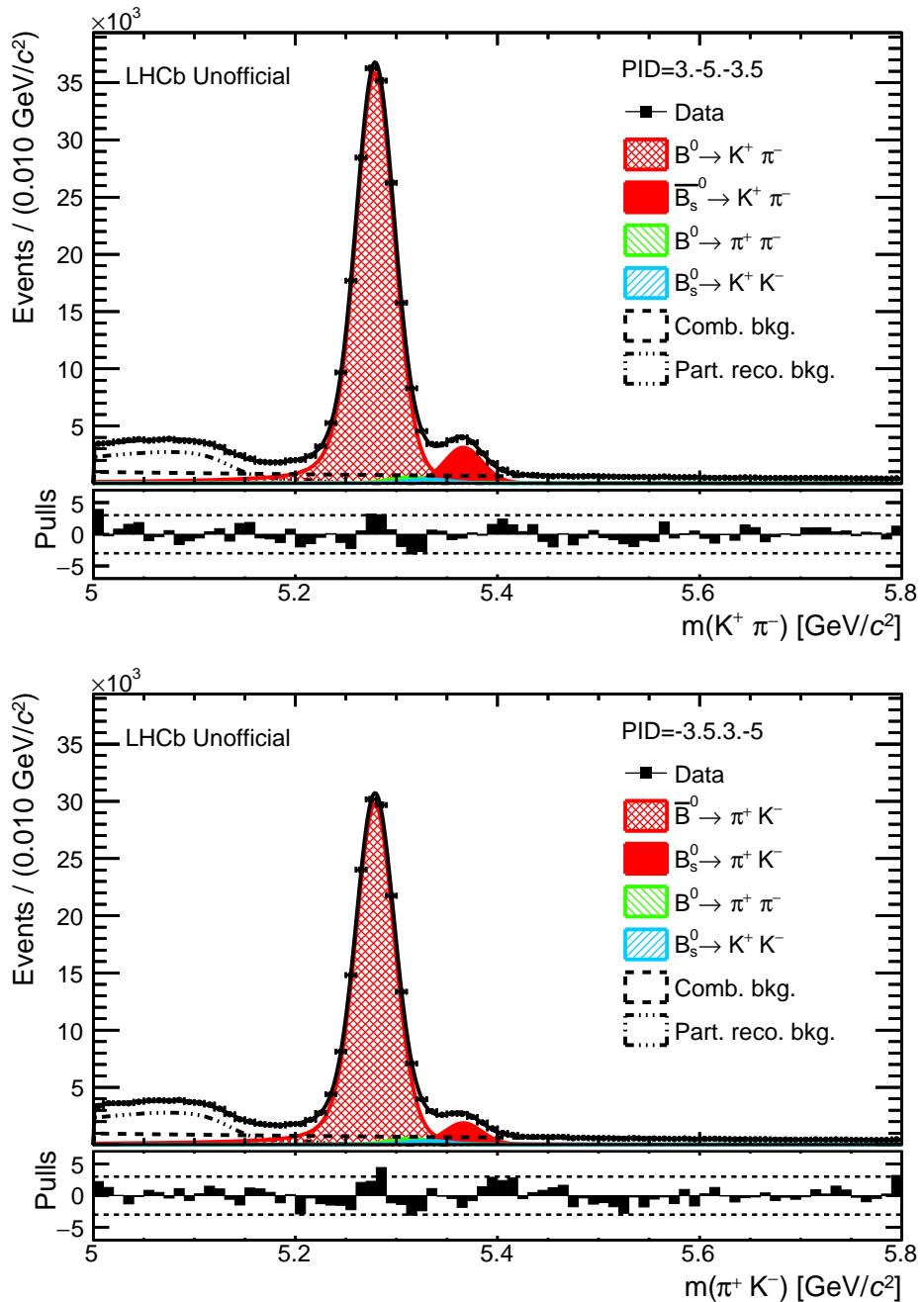


Figura 3.10: Fit simultanei Selezione A (pK) per pK^- ($K^+\bar{p}$) in alto e $p\pi^-$ ($\pi^+\bar{p}$) in basso.


 Figura 3.11: Fit simultanei Selezione A (pK) per $K^+ \pi^-$, $\pi^+ K^-$.

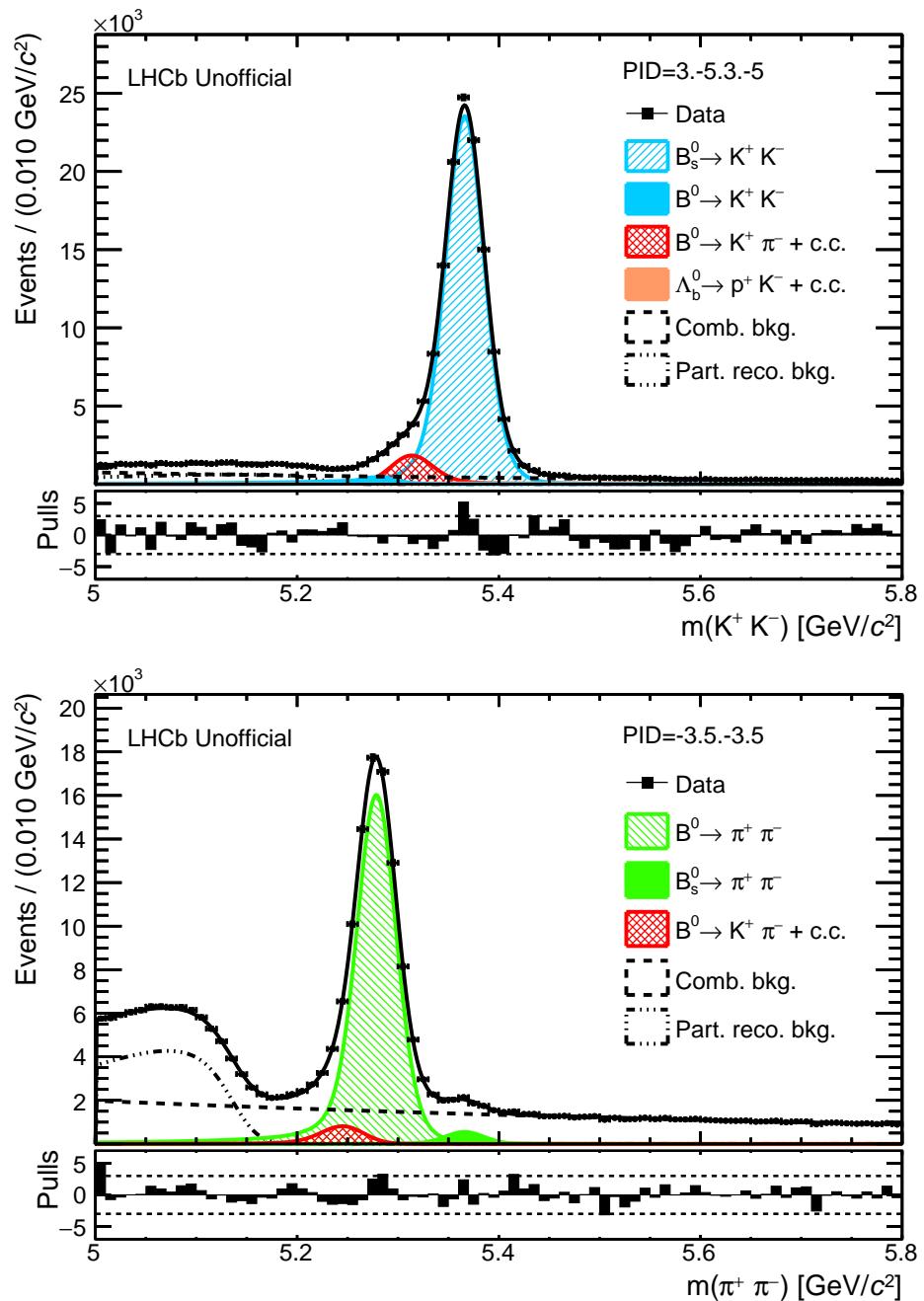


Figura 3.12: Fit simultanei Selezione A (pK) per K⁺K⁻, π⁺π⁻.

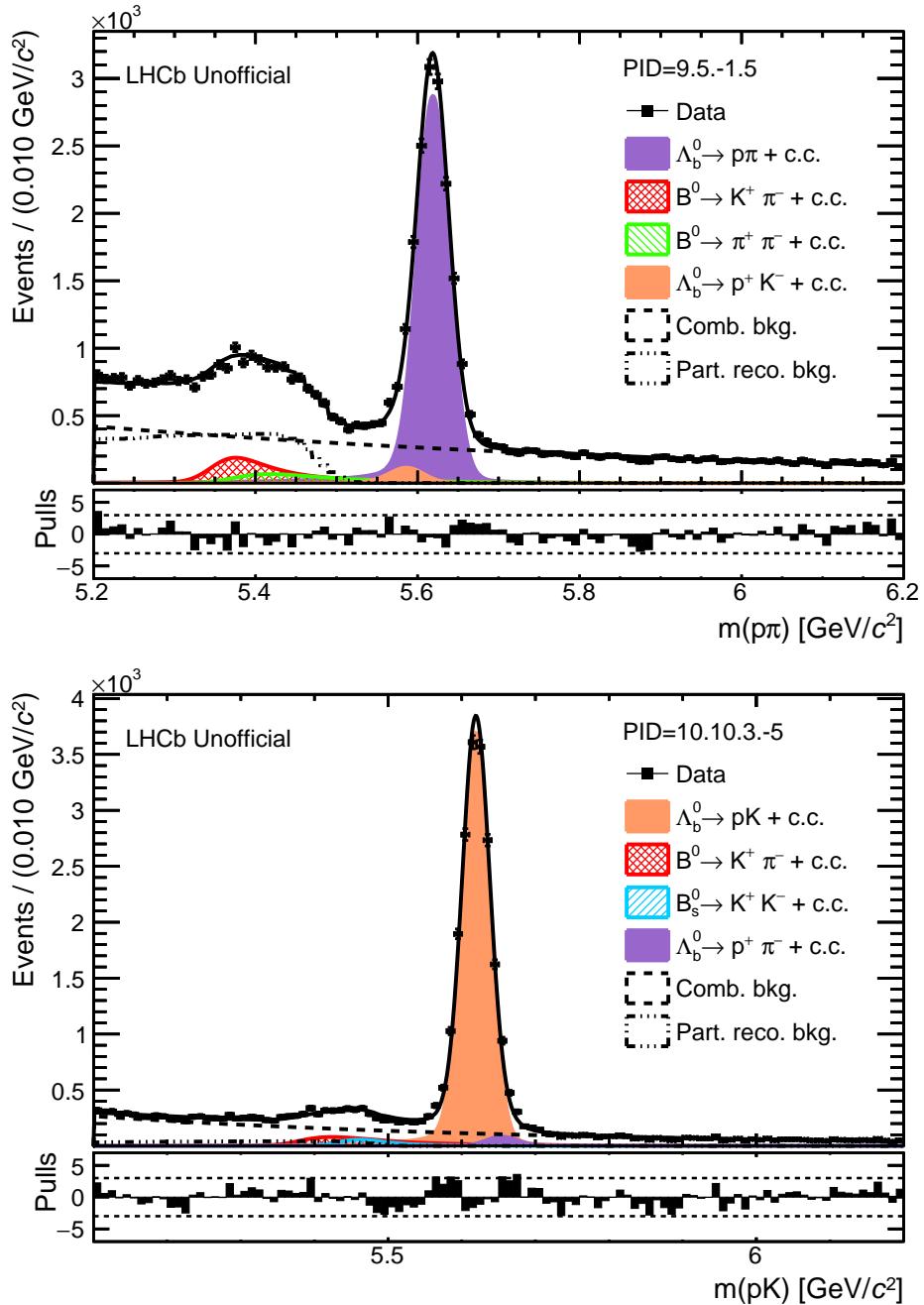


Figura 3.13: Fit simultanei Selezione B ($p\pi$) per $p\pi^-$ ($\pi^+\bar{p}$) in alto e pK^- ($K^+\bar{p}$) in basso.

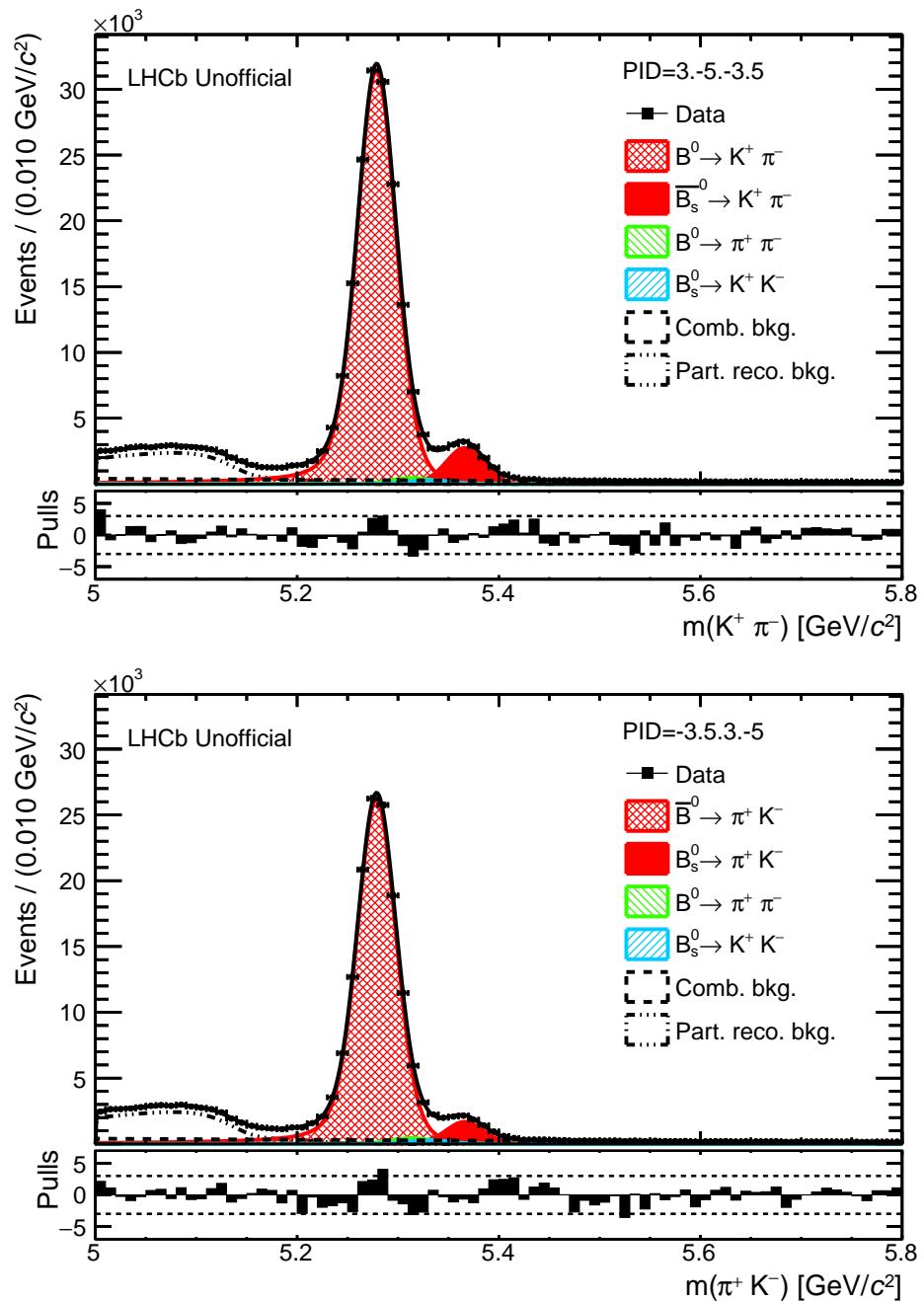


Figura 3.14: Fit simultanei Selezione B ($p\pi$) per $K^+\pi^-$, π^+K^- .

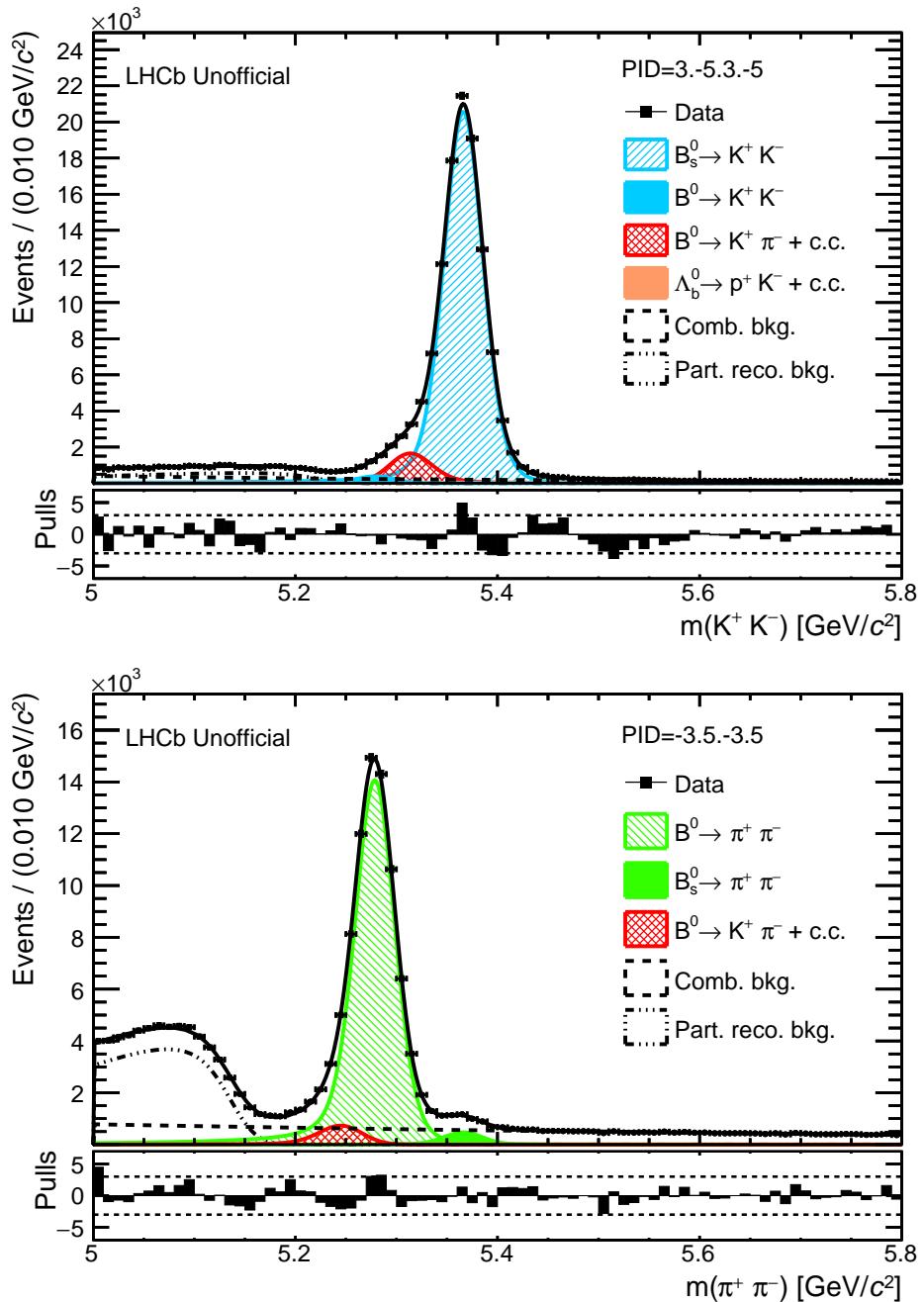


Figura 3.15: Fit simultanei Selezione B ($p\pi$) per K^+K^- , $\pi^+\pi^-$.

1022 Conclusioni

1023 In questo lavoro è stata presentata la procedura di ottimizzazione dei tagli di PID e BDT
1024 volti a ridurre l'incertezza statistica sulla misura dell'asimmetria di \mathcal{CP} per i decadimenti
1025 del bario Λ_b^0 nei canali charmless $\Lambda_b^0 \rightarrow pK$ e $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi$ raccolti dal detector LHCb
1026 durante il Run 2 di LHC, corrispondenti ad un'energia nel centro di massa di 13 TeV ed
1027 una luminosità integrata di 6 fb^{-1} in collisioni protone-protone.

1028 La procedura di ottimizzazione utilizzata si compone di due fasi. Durante la prima
1029 fase si sono studiate con dei fit le distribuzione di massa invariante, non distinguendo gli
1030 stati finali e i rispettivi \mathcal{CP} -coniugati. Tramite gli esiti di questi fit sono stati generati
1031 dei set di dati con asimmetrie di \mathcal{CP} nulle in generazione, per simulare la compatibilità
1032 con zero di $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$ ad oggi nota, che sono stati a loro volta rifatti per individuare i tagli
1033 che riducessero l'incertezza sul valore di \mathcal{A}_{RAW} misurata. Come verifica di consistenza
1034 sono stati analizzati gli andamenti di queste incertezze attorno ai minimi facendo variare
1035 i singoli tagli e si è osservata una corretta regolarità nel raggiungimento del punto di
1036 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. Su questi valori si sono ottenuti valori delle incertezze pari a:

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

1037 che migliorano i valori ottenuti dalle precedenti analisi di circa un fattore due.

1038 I risultati presentati sono parte di una analisi più ampia volta a migliorare la misura
1039 delle asimmetrie di \mathcal{CP} per i due canali descritti. La pubblicazione di questa analisi è
1040 prevista per la primavera 2023. Per concludere infatti queste misure è necessario stimare
1041 le asimmetrie sperimentali per poter quindi estrarre $\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}$ dalle \mathcal{A}_{RAW} misurate.

1042 Con il miglioramento di queste misure si auspica che si possano meglio comprendere
1043 i meccanismi relativi alle possibili violazioni di \mathcal{CP} nei sistemi barionici, con l'obiettivo
1044 di spiegare la disparità tra materia e antimateria osservata nel nostro universo.

₁₀₄₅

Bibliografia

- ₁₀₄₆ [1] AKIBA, K CARVALHO AND ALESSIO, F AND BONDAR, N AND BYCZYNSKI, W
₁₀₄₇ AND COCO, V AND COLLINS, P AND DUMPS, R AND DZHELYADIN, R AND
₁₀₄₈ GANDINI, P AND CAZON, BR GRUBERG AND OTHERS, *The HeRScheL detector:*
₁₀₄₉ *high-rapidity shower counters for LHCb*, Journal of Instrumentation, 13 (2018),
₁₀₅₀ p. P04017.
- ₁₀₅₁ [2] R. ALEMANY-FERNANDEZ, R. JACOBSSON, AND F. FOLLIN, *The LHCb online*
₁₀₅₂ *luminosity control and monitoring*, tech. rep., 2013.
- ₁₀₅₃ [3] G. APOLLINARI, I. BÉJAR ALONSO, O. BRÜNING, P. FESSIA, M. LAMONT,
₁₀₅₄ L. ROSSI, AND L. TAVIAN, *High-luminosity large hadron collider (HL-LHC). de-*
₁₀₅₅ *sign report v. 0.1*, tech. rep., Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL
₁₀₅₆ (United States), 2017.
- ₁₀₅₇ [4] BELLE COLLABORATION, *Observation of large CP violation in the neutral B meson*
₁₀₅₈ *system*, Physical review letters, 87 (2001), p. 091802.
- ₁₀₅₉ [5] C. M. BISHOP, *Pattern recognition and machine learning*, Springer, 2006.
- ₁₀₆₀ [6] S. BRAIBANT, G. GIACOMELLI, AND M. SPURIO, *Particelle e interazioni*
₁₀₆₁ *fondamentali: Il mondo delle particelle*, Springer Science & Business Media, 2012.
- ₁₀₆₂ [7] N. CABIBBO, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Physical Review Letters, 10
₁₀₆₃ (1963), p. 531.
- ₁₀₆₄ [8] CDF COLLABORATION, *Measurements of Direct CP-Violating Asymmetries in*
₁₀₆₅ *Charmless Decays of Bottom Baryons*, Physical review letters, 113 (2014), p. 242001.
- ₁₀₆₆ [9] J. H. CHRISTENSON, J. W. CRONIN, V. L. FITCH, AND R. TURLAY, *Evidence*
₁₀₆₇ *for the 2π decay of the K_2^0 meson*, Physical Review Letters, 13 (1964), p. 138.
- ₁₀₆₈ [10] G. A. COWAN, D. C. CRAIK, AND M. NEEDHAM, *RapidSim: an application for the*
₁₀₆₉ *fast simulation of heavy-quark hadron decays*, Computer Physics Communications,
₁₀₇₀ 214 (2017), pp. 239–246.

Bibliografia

- 1071 [11] K. CRANMER, *Kernel estimation in high-energy physics*, Computer Physics
1072 Communications, 136 (2001), pp. 198–207.
- 1073 [12] H. DIJKSTRA, T. NAKADA, H. J. HILKE, AND T. YPSILANTIS, *LHCb letter of*
1074 *intent, LHCb collaboration*, tech. rep., CERN-LHCB-95-001, 1995.
- 1075 [13] L. EVANS AND P. BRYANT, *LHC machine*, Journal of Instrumentation, 3 (2008),
1076 pp. S08001–S08001.
- 1077 [14] R. FORTY AND O. SCHNEIDER, *RICH pattern recognition*, tech. rep., CERN-LHCb-
1078 98-040, 1998.
- 1079 [15] S. L. GLASHOW, J. ILIOPoulos, AND L. MAIANI, *Weak interactions with lepton-*
1080 *hadron symmetry*, Physical review D, 2 (1970), p. 1285.
- 1081 [16] Y. HSIAO AND C. GENG, *Direct CP violation in Λ_b decays*, Physical Review D, 91
1082 (2015).
- 1083 [17] M. KOBAYASHI AND T. MASKAWA, *CP-violation in the renormalizable theory of*
1084 *weak interaction*, Progress of theoretical physics, 49 (1973), pp. 652–657.
- 1085 [18] L. M. LEDERMAN, *The upsilon particle*, Scientific American, 239 (1978), pp. 72–84.
- 1086 [19] LHCb COLLABORATION, *LHCb Calorimeters: Technical Design Report*, tech. rep.,
1087 LHCb-TDR-002, 2000.
- 1088 [20] LHCb COLLABORATION, *The LHCb detector at the LHC*, Journal of
1089 instrumentation, 3 (2008), p. S08005.
- 1090 [21] LHCb COLLABORATION, *Measurement of b-hadron branching fractions for two-*
1091 *body decays into charmless charged hadrons*, Journal of High Energy Physics, 2012
1092 (2012), pp. 1–21.
- 1093 [22] LHCb COLLABORATION, *First observation of CP violation in the decays of B_s^0*
1094 *mesons*, Physical review letters, 110 (2013), p. 221601.
- 1095 [23] LHCb COLLABORATION, *Measurement of the track reconstruction efficiency at*
1096 *LHCb*, arXiv preprint arXiv:1408.1251, (2014).
- 1097 [24] LHCb COLLABORATION, *Performance of the LHCb vertex locator*, arXiv preprint
1098 arXiv:1405.7808, (2014).
- 1099 [25] LHCb COLLABORATION, *LHCb detector performance*, International Journal of
1100 Modern Physics A, 30 (2015), p. 1530022.
- 1101 [26] LHCb COLLABORATION, *Observation of CP violation in charm decays*, Physical
1102 review letters, 122 (2019), p. 211803.

- 1103 [27] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb muon system: Technical Design Report*,
1104 tech. rep., LHCb-TDR-004, 2001.
- 1105 [28] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb outer tracker technical design report*,
1106 CERN/LHCC, 24 (2001).
- 1107 [29] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb inner tracker: Technical design report*, tech.
1108 rep., LHCb-TDR-008, 2002.
- 1109 [30] LHCb COLLABORATION ET AL., *Search for CP violation in $\Lambda_b^0 \rightarrow pK^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow$*
1110 *$p\pi^-$ decays*, Physics Letters B, 787 (2018), pp. 124–133.
- 1111 [31] LHCb COLLABORATION ET AL., *LHCb upgrade GPU high level trigger technical*
1112 *design report*, tech. rep., 2020.
- 1113 [32] LHCb COLLABORATION ET AL., *Precise measurement of the f_s/f_d ratio of frag-*
1114 *mentation fractions and of B_s^0 decay branching fractions*, Physical Review D, 104
1115 (2021), p. 032005.
- 1116 [33] C.-D. LÜ, Y.-M. WANG, H. ZOU, A. ALI, AND G. KRAMER, *Anatomy of the*
1117 *perturbative QCD approach to the baryonic decays $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi, pK$* , Physical Review
1118 D, 80 (2009), p. 034011.
- 1119 [34] G. LÜDERS, *On the equivalence of invariance under time reversal and under*
1120 *particle-antiparticle conjugation for relativistic field theories*, Dan. Mat. Fys. Medd.,
1121 28 (1954), pp. 1–17.
- 1122 [35] NA48 COLLABORATION, *A new measurement of direct CP violation in two pion*
1123 *decays of the neutral kaon*, Physics Letters B, 465 (1999), pp. 335–348.
- 1124 [36] A. PAPANESTIS, C. D'AMBROSIO, LHCb RICH COLLABORATION, ET AL., *Per-*
1125 *formance of the LHCb RICH detectors during the LHC Run II*, Nuclear Instruments
1126 and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors
1127 and Associated Equipment, 876 (2017), pp. 221–224.
- 1128 [37] PARTICLE DATA GROUP, *Review of Particle Physics*, PTEP, 2020 (2020),
1129 p. 083C01.
- 1130 [38] T. RUF, LHCb COLLABORATION, ET AL., *The LHCb VELO and its use in the trig-*
1131 *ger*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,
1132 Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 501 (2003), pp. 207–213.
- 1133 [39] UA1 COLLABORATION, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass*
1134 *around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider*, Physics Letters B, 126 (1983), pp. 398–
1135 410.

Bibliografia

- 1136 [40] C.-S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, AND R. P. HUDSON,
1137 *Experimental test of parity conservation in beta decay*, Physical review, 105 (1957),
1138 p. 1413.

¹¹³⁹ Ringraziamenti

¹¹⁴⁰ Si ringraziano il gruppo LHCb di Bologna per l'opportunità di tesi, l'INFN e il CNAF
¹¹⁴¹ per la potenza di calcolo utilizzata per effettuare le analisi e i miei relatori per avermi
¹¹⁴² aiutato e guidato nel lavoro.