

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

**MISURE DI ASIMMETRIA CP NEI
DECADIMENTI $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+K^-$ e
 $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$ AD LHCb**

Relatore:
Prof. Angelo Carbone

Presentata da:
Pio Francesco Varrella

Correlatore:
Prof. Fabio Ferrari

Anno Accademico 2022/2023

Dedicato ai miei Genitori

"Dimmi una cosa...se dovessi andare in azione lo vorresti con te?" "Non lo so...proprio non lo so!"

Sommario

La prevalenza di materia nel nostro Universo rappresenta uno dei maggiori interrogativi riguardo le sue origini. Una spiegazione possibile del differente comportamento tra materia e antimateria e della loro non perfetta simmetria risiede nella violazione di simmetria CP. L'esperimento LCHb ha recentemente osservato per la prima volta la violazione di CP nei decadimenti dei mesoni con *charm*. Per ottenere una misura di grande precisione dell'asimmetria di CP nei decadimenti di barioni *charmati* è necessario conoscere il contributo dell'asimmetria grezza A_{raw} . Il lavoro svolto in questa tesi si propone di misurare i valori dell'asimmetria grezza della Λ_c^+ tramite lo studio di due suoi canali di decadimento. I canali analizzati sono: $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+K^-$ e $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$. Attraverso un fit del χ^2 alle distribuzioni della massa invariante dei due canali, sono state valutate le due asimmetrie $A_{raw}(pK^+K^-)$ e $A_{raw}(p\pi^+\pi^-)$. Sottraendo le due si elidono i contributi di asimmetria dovuti ad effetti del rivelatore e si ottiene

$$A_{raw}(pK^+K^-) - A_{raw}(p\pi^+\pi^-) = A_{CP}(pK^+K^-) - A_{CP}(p\pi^+\pi^-). \quad (1)$$

Affinché i contributi aggiuntivi si elidano perfettamente le cinematiche dei due canali devono essere rese uguali. Questo viene eseguito equalizzando le distribuzioni cinematiche mediante una tecnica denominata *ripesaggio*. Il valore della differenza di asimmetria risulta essere

$$\Delta A_{CP} = (-1.6 \pm 1.0)\%. \quad (2)$$

Indice

1	Il Modello Standard e la violazione di simmetria CP	9
1.1	Il Modello Standard	9
1.2	Cenni di interazione debole	12
1.3	Miscelamento del sapore e matrice CKM	13
1.4	Simmetrie discrete	16
1.4.1	Trasformazione di parità	16
1.4.2	Coniugazione di carica	18
1.4.3	Trasformazione CP	19
2	Il rivelatore LHCb a LHC	22
2.1	Il CERN e l'LHC	22
2.2	Il rivelatore LHCb	23
2.3	Sistema di tracciamento	25
2.3.1	VELO	25
2.3.2	Il magnete	27
2.3.3	Trigger Tracker	27
2.3.4	Stazioni traccianti T1-T3	29
2.4	Sistema di identificazione	30
2.4.1	Rivelatori Cherenkov	30
2.4.2	Calorimetri	31
2.4.3	Camere muoniche	33
2.5	Sistema di acquisizione dati	35
2.5.1	Livello-0	36
2.5.2	High Level Trigger 1	36
2.5.3	High Level Trigger 2	36
3	Misura di asimmetria CP della Λ_c^+ nei canali di decadimento pK^-K^+ e $p\pi^-\pi^+$	38
3.1	Formalismo	38
3.2	Campione di dati utilizzato	39
3.2.1	Massa invariante della Λ_c^+	40
3.2.2	Variabili cinematiche	40
3.2.3	Variabili topologiche	42
3.3	Selezione offline	42
3.4	Metodi di analisi multivariata	45
3.4.1	Boost Decision Trees	45
3.4.2	Preparazione BDT	45
3.4.3	Classificazione con BDT	46

3.5	Selezione del segnale	48
3.6	Ottimizzazione della distribuzione della $\Lambda_c^+ MM$	48
3.7	Strategia di fit	49
3.7.1	Modello di Fit	50
3.8	Risultati delle analisi	51
3.8.1	Risultati della classificazione	51
3.8.2	Risultati del fit	56
3.9	Risultati delle misure	60
3.9.1	Misura delle asimmetrie grezze	60
3.9.2	Misura del ΔA_{CP}	60
4	Conclusione	61

Elenco delle Figure

1	Particelle elementari del MS suddivise per famiglie e categorie	10
2	Diagramma di Feynman del decadimento beta.	14
3	Stati di sapore dei quark effettivamente visti dalle interazioni deboli.	14
4	Rotazione della base ortonormale (d',s') rispetto alla base (d,s) di un angolo θ_c	15
5	Schema dell'acceleratore LHC all'interno della regione geografica.	22
6	Immagine della parte frontale del rivelatore LHCb.	23
7	Andamento mese per mese della luminosità integrata di LHCb, dal 2010 al 2018.	24
8	Schema del piano y-z del rivelatore LHCb, con specificate le componenti.	25
9	Rappresentazione schematica di un sensore R e un sensore ϕ	26
10	Schematizzazione della struttura del VELO di LHCb.	27
11	Raffigurazione della struttura del magnete di LHCb.	28
12	Immagine del magnete di LHCb.	28
13	Raffigurazione dei quattro strati che compongono le stazioni traccianti TT, T1-T3.	30
14	Schema dei rivelatori RICH di LHCb: a sinistra il rivelatore RICH1 mentre a destra il rivelatore RICH2.	32
15	Identificazione del tipo delle particelle tramite la radiazione Cherenkov.	32
16	Schema della segmentazione di uno strato dei calorimetri: a sinistra di SPD, PS ed ECAL mentre a destra di HCAL.	33
17	Calorimetro elettromagnetico (ECAL) del rivelatore LHCb.	34
18	Disposizione all'interno del rivelatore e suddivisione delle camere muoniche.	35
19	Schema del sistema di acquisizione dati di LHCb durante la fase di Run 2.	37
20	Distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale di decadimento pK^+K^-	40
21	Variabili cinematiche relative al canale pK^+K^-	41
22	Variabili topologiche relative al canale pK^+K^-	43
23	In rosso la componente di segnale e in blu quella di fondo per il parametro di impatto della Λ_c^+ relativo al canale di decadimento pK^+K^-	44
24	Raffigurazione del principio di funzionamento di un classificatore binario con struttura ad albero.	46
25	Esempio di pesaggio delle componenti del dataset attuato dalla classe SPlot.	47
26	Distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale pK^+K^- senza (blu) e con (verde) il taglio applicato sull'output della BDT.	49
27	Distribuzioni utilizzate per l'allenamento relative al canale pK^+K^-	52
28	Distribuzioni utilizzate per l'allenamento relative al canale $p\pi^+\pi^-$	53

29	Matrici di correlazione del segnale e del fondo relative ai canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$	54
30	Distribuzioni della risposta (output) della BDT per i canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$	55
31	Fattori di merito f in funzione del taglio applicato sull'output della BDT per entrambi i canali.	56
32	Risultati dei fit delle distribuzioni della massa invariante per i due canali.	57
33	Fit della distribuzione della massa invariante del canale pK^+K^- con relative componenti. In 33a gli eventi relativi alla Λ_c^+ , in 33b quelli relativi alla Λ_c^-	58
34	Fit della distribuzione della massa invariante del canale $p\pi^+\pi^-$ con relative componenti. In 34a gli eventi relativi alla Λ_c^+ , in 34b quelli relativi alla Λ_c^-	59

Introduzione

Sin dalle sue origini l'essere umano ha sempre tentato di trovare una risposta ai più grandi interrogativi del mondo, più di tutti l'origine dell'Universo. Ad oggi l'origine dell'Universo rappresenta ancora uno dei più affascinanti ambiti di ricerca. A partire dall'antichità le varie civiltà che si sono susseguite hanno cercato di trovare una risposta a interrogativi apparentemente irrisolvibili, finendo col cadere in leggende e miti. Con l'avanzare del sapere umano e del progresso si è giunti all'avvento della scienza e del metodo scientifico; fu così che l'uomo finalmente iniziò con lo scrutare il cielo alla ricerca di un orizzonte e di una risposta alle sue mille domande. Eppure talvolta la risposta non si cela proprio sotto ai nostri occhi ma bisogna andare a guardare da un'altra parte. Si iniziò a capire che per spiegare l'immensamente grande era necessario studiare anche l'immensamente piccolo. Uno dei primi tentativi nella spiegazione dell'origine dell'Universo proviene proprio dalla fisica delle particelle: dall'intimo legame tra la materia e l'antimateria. Nei suoi primissimi istanti di vita l'Universo era costituito da quantità pressoché uguali di materia e antimateria, mentre l'Universo ad oggi conosciuto è formato quasi interamente di materia. Tra le teorie che tentato di spiegare quale fenomeno abbia potuto portare a un dominio della materia sull'antimateria vi è la violazione di simmetria CP. Il Modello Standard prevede una violazione della simmetria tra materia e antimateria all'interno dei processi deboli, che si manifesta in un differente modo di comportarsi delle particelle e delle antiparticelle in tali processi. La violazione della simmetria CP rappresenta uno dei più affascinanti fenomeni nello studio delle particelle elementari e uno dei più importanti indicatori della presenza di nuova fisica oltre il Modello Standard. Le prime evidenze di questo fenomeno si ebbero negli anni 60 con l'esperimento di Cronin e Fitch che osservarono la violazione di CP nel decadimento dei mesoni K. A seguire altri esperimenti condussero alla scoperta della presenza di tale violazione anche nella fisica del settore dei quark *beauty*. Negli ultimi decenni sono stati condotti numerosi esperimenti volti a misurare l'asimmetria CP in diversi canali di decadimento di particelle. Oggi il cuore delle ricerche in questo ambito ha sede presso l'Organizzazione europea per la ricerca nucleare (CERN), nei pressi di Ginevra. Qui vi è installato l'LHC, il più grande acceleratore di particelle al mondo, presso cui è istituito l'esperimento LHCb. Si tratta di un esperimento dedicato volto alla misura dei parametri della violazione CP e all'osservazione di fenomeni rari inerenti agli adroni contenenti quark *beauty* e quark *charm* prodotti in collisioni protone-protone. LHCb è specializzato in misure di grande precisione e nello studio della fisica del sapore, producendo numerosi risultati sulla violazione CP. Questi studi infatti sono di fondamentale importanza per testare le predizioni teoriche del MS, per sondare la natura dell'antimateria e per cercare eventuali tracce di nuova fisica oltre il Modello Standard (ad esempio particelle supersimmetriche o teorie estese del MS). La misura di tale asimmetria condotta a LHCb è il risultato di complesse analisi svolte sui dati raccolti dal rivelatore. Oggetto di questo lavoro di tesi è la misura

delle asimmetrie di CP di due differenti canali di decadimento relativi ad un campione di dati raccolto durante la fase di Run-2. La misura dell'asimmetria CP in questi canali di decadimento è di grande importanza per comprendere meglio la simmetria fondamentale delle particelle elementari. Tuttavia nonostante la violazione di tale simmetria spieghi una differenza nelle quantità presenti di materia e antimateria, la sola violazione CP non è sufficiente a giustificare l'enorme quantità di materia presente nel nostro Universo. Vi deve essere dunque un altro fenomeno responsabile della prevalenza delle particelle di materia. Le ricerche condotte dai fisici negli esperimenti come quelli presenti al CERN sembrano essere sulla strada giusta per giungere alle risposte dei grandi misteri dell'Universo.

1 Il Modello Standard e la violazione di simmetria CP

1.1 Il Modello Standard

L'immensa mole di dati sulle particelle raccolti dagli esperimenti presso le macchine acceleratrici, insieme con le teorie di campo quantizzato delle interazioni fondamentali, andarono a costituire, già a partire dagli anni '70, quel gradino più alto della fisica fondamentale che chiamiamo come Modello Standard delle particelle elementari (MS). Ad oggi il MS è la teoria fisica migliore che possediamo e che descrive in modo ineccepibile la maggior parte della fenomenologia sino ad oggi conosciuta delle particelle elementari e delle loro interazioni reciproche. Questo quadro, che racchiude al suo interno l'insieme delle teorie nel campo della fisica fondamentale nate e consolidate nel corso del XIX secolo, può considerarsi chiuso con la recente scoperta della particella di Higgs (ATLAS e CMS, CERN, 2012). Solo 3 delle 4 interazioni fondamentali sono descritte nel MS: interazione elettromagnetica, interazione forte e interazione debole. L'interazione gravitazionale è attualmente situata oltre il quadro del MS poiché non esiste una formulazione quantomeccanica della gravitazione e perché alle scale energetiche attualmente accessibili alla fisica delle particelle essa non gioca alcun ruolo e può essere trascurata. Poiché le particelle si muovono quasi sempre a velocità prossime a quella della luce e sono inoltre di taglia subatomica, è necessario pertanto un linguaggio teorico che incorpori la teoria della relatività ristretta e la meccanica quantistica e che sia capace di descrivere le interazioni tra le particelle, per cui fondato sul concetto di campo. Fu così dunque che nel corso del '900 vennero sviluppate le teorie di campo quantizzato (QFT), capaci di sintetizzare tutti questi aspetti al loro interno. In questo nuovo quadro teorico il campo quantizzato diviene l'unico ente fisico fondamentale, eventualmente dotato di massa, spin, carica interna ecc... A differenza del campo classico, se tale campo viene perturbato può variare il suo stato solo di quantità discrete dette quanti del campo; i segnali con cui questi quanti si manifestano nei rivelatori vengono interpretati dai fisici con nient'altro che le particelle, che diventano così portatrici delle specifiche proprietà del campo. Le particelle fondamentali che costituiscono il MS sono diciotto e sono ripartite in due famiglie principali: fermioni e bosoni. In Fig. 1 è mostrato lo schema delle particelle elementari del MS.

1. Fermioni: particelle aventi spin semintero e che obbediscono alla statistica di Fermi-Dirac. Nel MS vi sono dodici tipi di campi materiali dotati di massa che si comportano collettivamente come fermioni e che sono portatori di un certo numero di cariche interne responsabili dell'accoppiamento con un certo numero di campi di forza. Questi, sulla base delle interazioni¹ a cui sono soggette, possono essere

¹Le particelle vengono classificate su base dinamica attraverso le interazioni che danno.

Modello Standard delle Particelle Elementari

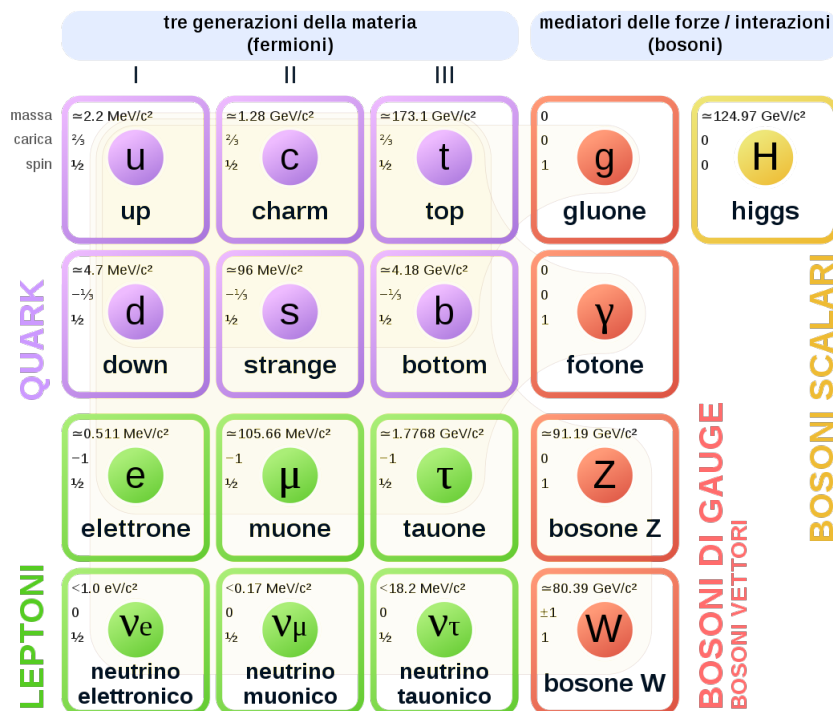


Figura 1: Particelle elementari del MS suddivise per famiglie e categorie

suddivise in:

- quark: oltre a poter interagire elettromagneticamente e debolmente, sono le uniche particelle ad essere soggette alle interazioni forti in quanto possiedono carica di colore. In quanto fermioni hanno tutti spin $\frac{1}{2}$, sono sei e possono essere classificati in tre coppie (up-down, charm-strange, top-bottom) dette generazioni (o famiglie). In ognuna di queste vi è un quark up-like con carica elettrica pari a $+\frac{2}{3}$ ed un quark down-like con carica elettrica $-\frac{1}{3}$;
- leptoni: a differenza dei quark non presentano cariche di colore per cui sono soggette unicamente a interazioni elettromagnetiche e deboli. Ugualmente ai quark sono sei, tutti con spin $\frac{1}{2}$ in quanto fermioni, e anche loro possono essere suddivisi in tre generazioni. Ognuna comprende una particella di carica -1 e il corrispondente neutrino neutro (carica elettrica nulla).

Ognuna di queste particelle presenta una corrispondente antiparticella (osservata

sperimentalmente) avente stessa massa e spin ma sapori ² e cariche interne opposti. In natura i singoli leptoni possono esistere isolati ma ciò non è vero per i singoli quark che sono sempre legati dall'interazione forte in stati legati chiamati adroni. Questi possono essere divisi in mesoni, se composti da una coppia quark-antiquark, o in barioni (anti-barioni), se composti da tre quark (antiquark).

2. Bosoni: particelle con spin intero e che seguono la statistica di Bose-Einstein. Sono quelli che nel MS vengono chiamati anche campi di forza (o campi vettoriali) e sono i quanti mediatori delle interazioni fondamentali. Associata ad ogni interazione vi è un diverso tipo di bosone:

- fotoni: particelle prive di massa e carica elettrica, aventi spin 1 e sono i mediatori dell'interazione elettromagnetica;
- gluoni: sono sempre particelle prive di massa e aventi spin 1, ma in quanto mediatori dell'interazione forte presentano una carica di colore. In totale vi sono 8 diversi gluoni colorati
- bosoni massivi: sono le particelle mediatrici delle interazioni deboli e sono tre: W^+ , W^- e Z^0 . Hanno tutti spin 1 però mentre i primi due possiedono una carica elettrica (pari a +1 e a -1), il terzo invece no. A differenza degli altri bosoni non sono privi di massa ed anzi sono anche molto massivi.

I gravitoni, quanti mediatori della forza gravitazionale, sono esclusi da questo elenco per le ragioni dette sopra e poiché sono tutt'ora ancora oggetto di ricerca.

L'ultima particella, ma non per importanza, ad essere introdotta nel MS è il bosone di Higgs che costituisce la chiave di volta del MS. Questa particella è il quanto mediatore del corrispondente campo di Higgs³ che, attraverso il meccanismo Brout-Englert-Higgs, è responsabile della differente massa delle particelle tramite il suo accoppiamento con i corrispettivi campi materiali. Lo studio delle interazioni tra particelle elementari richiede l'introduzione della teoria dei gruppi. Sulla base della derivazione di tutto l'elettromagnetismo classico dall'invarianza rispetto certe 'trasformazioni di gauge' dei potenziali vettore e scalare, Yang e Mills negli anni '30 formularono la loro teoria di gauge introducendo il concetto di trasformazione di gauge locale negli spazi interni delle cariche. Estendendo quanto inizialmente fatto con l'elettromagnetismo e cercando di modellare ogni interazione naturale sulla base di quella elettromagnetica, si è ricondotta ogni interazione fondamentale ad un'invarianza per uno specifico gruppo di simmetria di gauge locale (SU(N)). Nella lagrangiana del MS infatti ogni particella viene inclusa con dei

²Piuttosto che di 'tipo' di una particella, si parla di sapore (o flavour), a sottolineare anche che in accordo con la MQ i sapori possono sovrapporsi tra loro.

³L'introduzione di questo campo e del suo meccanismo permisero così di risolvere, tra i tanti, il problema della massa nulla dei fermioni elementari nato all'interno delle teorie di gauge.

termini bispinorali e viene trattata come libera; ma le particelle interagiscono e queste interazioni vengono incluse proprio con le simmetrie. Questo è un concetto molto potente usato nelle QFT poiché imponendo che vi sia una simmetria che un sistema rispetta, scaturisce automaticamente l'interazione della particella con il campo di quell'interazione. Il gruppo di simmetria di gauge locale su cui si fonda il MS è:

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_T \otimes U(1)_Y. \quad (3)$$

L'interazione forte proviene dall'invarianza della lagrangiana per il gruppo di gauge locale $SU(3)$, dove il pedice C sta ad indicare che le trasformazioni di questo gruppo sono trasformazioni della carica di colore. L'interazione elettromagnetica e debole al di sopra di una certa scala energetica⁴ sono unificate nell'interazione elettrodebole; gli altri due termini rappresentano proprio la richiesta di invarianza della lagrangiana rispetto alle trasformazioni di gauge del gruppo elettrodebole $SU(2) \otimes U(1)$. Dalla richiesta di invarianza di un sistema per una specifica simmetria, ne deriva la conservazione di quantità associate con questa: l'interazione forte conserva la carica di colore (C), mentre l'interazione elettrodebole conserva l'isospin debole (T) e l'ipercarica debole (Y).

1.2 Cenni di interazione debole

Tra tutte le interazioni quelle deboli sono le uniche che non producono stati legati e inoltre sono le uniche interazioni che comportano cambiamento del sapore delle particelle. L'interazione debole venne osservata per la prima volta nel fenomeno della radioattività già alla fine dell'800 da Becquerel. Studiata negli anni a seguire dai coniugi Curie, Rutherford, Soddy e Fayans, si arrivò intorno agli anni '30 alla formulazione dei due processi fondamentali detti *decadimento beta* e *beta inverso*. Pauli fu il primo a teorizzare l'esistenza di una nuova particella: il neutrino; il cui nome venne scelto da Fermi. In un suo famoso lavoro (*teoria dei raggi beta*), uno dei primi lavori di teorizzazione delle interazioni deboli fatti all'epoca, Fermi incluse questa particella e riteneva che i due decadimenti sopra citati assumano la forma:

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (4)$$

$$p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (5)$$

Tra le varie intuizioni geniali proposte nel suo lavoro, Fermi ebbe l'idea di modellare la teoria dell'interazione debole sulla base di quella elettromagnetica. Nel tentativo di reinterpretare il singolo vertice debole a 4 fermioni sulla falsariga del corrispondente vertice elettromagnetico, Fermi suggerì di vedere neutrone e protone non come due particelle distinte ma come due stati diversi di una stessa particella, arraggiandoli così in un vettore

⁴scala elettrodebole.

complesso a 2 componenti. Tale impostazione, sempre in analogia al vertice elettromagnetico che vede il fotone quale mediatore dell'interazione, richiedeva l'introduzione di tre diversi campi di forza: W^\pm e Z^0 . In base a quale di questi bosoni è coinvolto i processi deboli elementari vengono classificati in prima battuta in:

- processo debole di corrente carica (CC): sono mediati dai bosoni W^+ e W^- e la carica del fermione nel vertice di interazione varia di un'unità;
- processo debole di corrente neutra (NC): sono mediati dal bosone Z^0 e la carica del fermione nel vertice di interazione non cambia.

L'interazione debole è a corto raggio d'azione, dell'ordine del millesimo del fermi⁵, e meno intensa delle interazioni elettromagnetica e forte, da cui appunto il nome debole. A causa della sua minore intensità, l'interazione debole normalmente viene schermata da queste altre due e diviene principale solo in quei processi in cui le altre interazioni non intervengono (sono vietate). Le interazioni deboli inoltre possono essere di diverso tipo:

- semileptoniche: avvengono tra leptoni e quark;
- leptoniche: avvengono tra soli leptoni;
- non leptoniche: avvengono tra soli quark.

Grazie ai diagrammi di Feynman è possibile rappresentare in maniera compatta ed immediata i vertici di interazione debole. In Fig. 2 è riportato il diagramma di Feynman per il decadimento beta (Eq. 4).

1.3 Miscelamento del sapore e matrice CKM

Se le interazioni deboli avvenissero solo tra i quark appartenenti a una stessa generazione, i quark risultanti (b , s e d) risulterebbero stabili ed eterni, dato che non potrebbero avvenire interazioni elettromagnetiche e forti visto che conservano rigorosamente il sapore. Dunque, mentre prima si credeva che le interazioni deboli trasmutassero solo le particelle di una stessa generazione, con i fatti sperimentali si è osservato che le transizioni 'trasversali' sono possibili, sia pure poco favorite. Tutto ciò può essere descritto formalmente con il fenomeno del miscelamento del sapore dei quark: le interazioni deboli non generano i quark di massa definita d, s, b , ma delle loro combinazioni lineari d', s', b' (Fig 3) di massa non definita, che sono gli autostati dell'interazione debole.

I primi studi su questo fenomeno risalgono agli anni '60, grazie ai lavori del fisico italiano N. Cabibbo, che per primo formalizzò la teoria per i 3 quark all'epoca noti (u, d, s). Egli suggerì che gli autostati di sapore u', d', s' fossero in realtà combinazioni

⁵ $1fm = 10^{-15}m$.

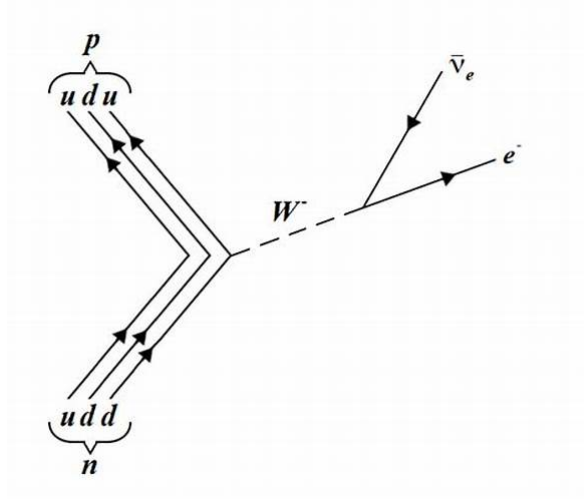


Figura 2: Diagramma di Feynman del decadimento beta.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

Figura 3: Stati di sapore dei quark effettivamente visti dalle interazioni deboli.

lineari degli stati di massa u, d, s mediante un parametro θ_c chiamato angolo di Cabibbo nel modo seguente

$$u' = u, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \sin\theta_c \\ -\sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Questa matrice 2x2 è detta matrice di Cabibbo e formalizza la rotazione⁶ degli autostati di sapore (che formano una base ortonormale) rispetto agli autostati di massa (Fig4), secondo un parametro libero: l'angolo θ_c . Quest'ultimo è stato misurato sperimentalmente e risulta essere di 13.00° : un valore che suggerisce come i processi che non violano la stranezza ($\Delta S = 0$) siano favoriti rispetto a quelli che invece la violano ($\Delta S \neq 0$); ciò è dovuto al fatto che i primi sono proporzionali a $\cos\theta_c$ mentre i secondi dipendono da $\sin\theta_c$.

M. Kobayashi e K. Maskawa successivamente estesero questa teoria incorporando anche i gli altri tre quark successivamente scoperti (c, t, b) e introducendo al posto della

⁶La matrice di Cabibbo è proprio una matrice di rotazione che trasforma la base (d,s) in quella (d',s') ruotandola di un angolo θ_c .

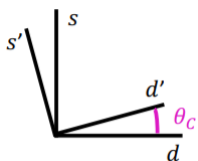


Figura 4: Rotazione della base ortonormale (d', s') rispetto alla base (d, s) di un angolo θ_c .

matrice di Cabibbo una matrice 3×3 unitaria che descrive completamente il miscelamento del sapore

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Questa matrice, indicata con V_{CKM} , prende il nome di matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) e formalizza il miscelamento dei tre autostati di massa dei quark down-like nella formazione degli autostati dell'interazione debole. Gli autostati dei quark up-like restano invece inalterati. Il modulo quadro degli elementi della matrice $|V_{if}|^2$ fornisce la probabilità che un quark i si trasformi in un quark f . V_{CKM} è una matrice complessa unitaria⁷ pertanto presenta 4 parametri liberi: 3 angoli simil Cabibbo θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} e una fase complessa δ_{13} . Dunque le interazioni deboli trasformano un quark up-like in uno down-like che può essere 'misurato' con la massa dei quark d, s, b con delle probabilità legate agli elementi della matrice CKM. Da accurate misure di specifici processi deboli è possibile ottenere i valori assoluti degli elementi della matrice CKM, i cui valori aggiornati sono [6]

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.97435 \pm 0.00016 & 0.22500 \pm 0.000067 & 0.00369 \pm 0.00011 \\ 0.22486 \pm 0.00067 & 0.97349 \pm 0.00016 & 0.04182^{+0.00085}_{-0.00074} \\ 0.00857^{+0.00020}_{-0.00018} & 0.04110^{+0.00083}_{-0.00072} & 0.999118^{+0.000031}_{-0.000036} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

A partire da questi valori si vede come le transizioni con probabilità maggiori sono quelle tra quark di una stessa famiglia, mentre quelle tra quark di differenti generazioni sono sopresse⁸ e in particolare maggiore è la 'distanza' che le separa più questi processi sono soppressi. La presenza di quel fattore di fase nella matrice CKM garantisce la possibilità di avere violazioni di simmetria CP⁹ senza dover ricorrere a un nuovo tipo di interazione. Il fattore di fase, che compare nell'espressione della funzione d'onda di

⁷ $V_{CKM}V_{CKM}^+ = 1$.

⁸Presentano probabilità di verificarsi molto basse.

⁹Sarà oggetto di approfondimento dei prossimi paragrafi.

una particella, non è invariante per inversione temporale T (se $\delta \neq 0, \pi$) per cui questo comporta, per il teorema CPT¹⁰, la violazione di CP.

1.4 Simmetrie discrete

In fisica delle particelle è talora necessario anche solo conoscere alcune proprietà generali di un' interazione per poter affermare se questa possa avvenire o meno in un processo e per trarre delle conclusioni. A tal fine una tecnica che risulta molto efficace per investigare le interazioni è studiare il comportamento dell'hamiltoniana dell'interazione rispetto a certe trasformazioni effettuate sulle grandezze fisiche del sistema. Particolarmente rilevanti sono le trasformazioni di simmetria: trasformazioni che lasciano invariata l'hamiltoniana e comportano la conservazione di alcune grandezze fisiche nel processo. Esempi di trasformazioni di simmetria, che sono quelli su cui ci soffermeremo nella nostra descrizione, sono la trasformazione di parità e la trasformazione di coniugazione di carica.

1.4.1 Trasformazione di parità

La trasformazione di parità è una trasformazione del sistema di riferimento che inverte le coordinate spaziali e si tratta di una trasformazione discreta poiché dipende da parametri che variano discretamente. Matematicamente è rappresentata dall'inversione del vettore posizione di ogni punto dello spazio

$$P : \mathbf{x} \mapsto -\mathbf{x}, \quad (10)$$

Tutte le leggi fondamentali della fisica classica sono invarianti per trasformazioni di parità. A livello quantistico invece come opera? In meccanica quantistica questa trasformazione è realizzata da un operatore lineare, detto operatore di parità, nello spazio di Hilbert¹¹ delle funzioni d'onda e agisce sugli argomenti di quest'ultime

$$P\psi(\mathbf{x}) = \psi(-\mathbf{x}). \quad (11)$$

Per essere formalmente più corretti passiamo alla notazione di Dirac in cui questa relazione diviene

$$\langle \mathbf{x} | \hat{P} | \psi \rangle = \langle -\mathbf{x} | \psi \rangle, \quad (12)$$

da cui, per l'arbitrarietà di $|\psi\rangle$

$$\langle \mathbf{x} | \hat{P} = \langle -\mathbf{x} |, \quad (13)$$

con \mathbf{x} il vettore posizione. Quest'ultima proprietà si adatta con l'interpretazione geometrica della parità come di una riflessione del sistema di riferimento rispetto a un piano,

¹⁰E' un teorema di QFT secondo cui ogni interazione fondamentale deve essere invariante per trasformazioni C, P e T congiuntamente (e indipendentemente dall'ordine di applicazione).

¹¹Spazio degli stati quantistici.

unita a una rotazione di 180° rispetto all'asse perpendicolare a quest'ultimo. Dall'equazione (13) è evidente come un'applicazione successiva dell'operatore di parità restituisce lo stato di partenza

$$\langle \mathbf{x} | \hat{P}^2 = \langle -\mathbf{x} | \hat{P} = \langle \mathbf{x} | = \langle \mathbf{x} | \hat{1}. \quad (14)$$

Questo comporta che $\hat{P}^2 = \hat{1}$ e dunque che i suoi possibili autovalori siano ± 1 . Più in generale l'operatore di parità è un operatore unitario¹² e autoaggiunto¹³

$$\hat{P} = \hat{P}^\dagger = \hat{P}^{-1}. \quad (15)$$

Che si tratti di un operatore unitario avremmo potuto dirlo dalla richiesta che tale trasformazione conservi la norma dello stato quantistico; mentre la proprietà di autoaggiunzione comporta che abbia autovalori reali. Non è detto che gli autovalori dell'operatore parità siano definiti poiché uno stato quantistico non è sempre un autostato dell'operatore parità. Se uno stato è autostato dell'operatore parità allora si dice che lo stato ha parità definita e soddisfa di conseguenza la seguente equazione agli autovalori

$$\hat{P} |\Psi\rangle = \pm |\Psi\rangle, \quad (16)$$

dove Ψ nel caso di una singola particella identifica un suo generico stato quantistico che è costituito da una parte orbitale e da una di spin

$$\Psi = \psi(\mathbf{r})\chi(s). \quad (17)$$

Una descrizione completa ingloba anche la parte di spin dello stato che almeno nel caso non relativistico è trattabile separatamente dalla parte orbitale. Un autostato della parità avrà parità positiva o negativa in base a se il corrispondente autovalore sia $+1$ o -1 rispettivamente. Le particelle che sono a riposo sono autostati della parità con autovalore dato dalla parità di spin, detta parità intrinseca. A questo punto ci si potrebbe chiedere se le particelle del MS abbiano parità intrinseca definita o meno; quella orbitale non è dotata di un significato profondo poiché dipende dalle condizioni cinematiche. La parità intrinseca, come le altre proprietà delle particelle, in generale non è intrinseca ma può essere definita solo tramite le interazioni a cui sono soggette le particelle; nelle situazioni in cui ciò non è possibile si adottano talora delle convenzioni. Nel MS infatti viene adottata la convenzione di attribuire una parità intrinseca positiva ai fermioni e negativa agli antifermioni. I bosoni mediatori delle interazioni presentano invece una parità intrinseca negativa misurabile, a differenza dei bosoni deboli che non hanno parità definita. Difatto le interazioni deboli violano la parità mentre le interazioni elettromagnetiche e forti la conservano. In un processo fisico si dice che la parità viene conservata se l'operatore di parità \hat{P} commuta con l'operatore hamiltoniano \hat{H} , cioè $[\hat{P}, \hat{H}] = 0$, e

¹²Un operatore unitario è un operatore coincidente con il suo inverso.

¹³Un operatore autoaggiunto è un operatore uguale al suo aggiunto.

la quantità che viene conservata dalla trasformazione è l'autovalore di parità, chiamato anche numero quantico di parità. In passato si credeva che la parità venisse conservata in qualunque processo fisico finché nel 1956 Lee e Yang suggerirono l'idea che l'interazione debole potesse violare la simmetria di parità. L'anno successivo Madame Wu progettò un esperimento con cui dimostrò che nel decadimento β veniva violata la parità. Con questo si ebbe la conferma che a essere invarianti sotto trasformazioni di parità sono solo le interazioni elettromagnetiche e forti, mentre quelle deboli violano questa simmetria.

1.4.2 Coniugazione di carica

La coniugazione di carica è una trasformazione diversa poiché inverte tutte le cariche interne di una particella (i suoi numeri quantici) trasformandola nella corrispondente antiparticella. A differenza della trasformazione di parità, non si tratta di una trasformazione di natura spazio-temporale ma di una che agisce nello spazio dei gradi di libertà interni delle particelle. Anche in questo caso è possibile formalizzare tale trasformazione mediante l'utilizzo di un operatore autoaggiunto e unitario \hat{C} , che opera nel modo seguente su uno stato

$$\hat{C}|\Psi\rangle = \hat{C}|\psi_{orb}(\mathbf{r})\chi_{spin}(s)\xi_{cariche}(q_k)\rangle = |\psi_{orb}(\mathbf{r})\chi_{spin}(s)\xi_{cariche}(-q_k)\rangle, \quad (18)$$

dove Ψ è lo stato della particella in cui è specificata anche la parte di stato delle cariche interne. Come si vede l'azione dell'operatore comporta l'inversione delle cariche interne (q_k) della particella mentre lo spin, così come la parte orbitale, è immutata in quanto l'operatore non agisce su di esse. Ugualmente alla parità, siamo di fronte ad un operatore che applicato due volte restituisce lo stato iniziale

$$\hat{C}^2|\Psi(\mathbf{w}, \mathbf{q})\rangle = \hat{C}|\Psi(\mathbf{w}, -\mathbf{q})\rangle = |\Psi(\mathbf{w}, \mathbf{q})\rangle, \quad (19)$$

dove si è usata una notazione condensata con \mathbf{w} che racchiude gli altri indici di stato. Anche per la coniugazione di carica non è detto che uno stato sia autostato di tale operatore dunque che abbia coniugazione di carica definita. Uno stato che è un autostato della coniugazione di carica deve soddisfare la seguente equazione agli autovalori

$$\hat{C}|\Psi(\mathbf{w}, \mathbf{q})\rangle = \pm|\Psi(\mathbf{w}, -\mathbf{q})\rangle, \quad (20)$$

da cui i possibili autovalori per la coniugazione di carica: ± 1 . Le particelle in generale non sono autostati dell'operatore coniugazione di carica poiché nonostante la stessa massa e lo stesso spin, invertendo le cariche interne l'identità della particella cambia (otteniamo la corrispondente antiparticella). Un sistema particella-antiparticella può essere autostato di questo operatore (e dunque rilevante in questa descrizione) poiché particelle e antiparticelle possono essere interpretate come differenti stati interni della stessa particella (come differenti quanti mediatori dello stesso campo materiale¹⁴). Le uniche

¹⁴Questo nell'ottica delle QFT precedentemente nominate.

particelle che possono essere autostati della coniugazione di carica sono quelle particelle che coincidono con le corrispondenti antiparticelle, come ad esempio il fotone γ e il pione neutro π^0 . L'interazione debole è l'unica delle interazioni fondamentali a violare questa simmetria.

1.4.3 Trasformazione CP

Ci si riferisce alla trasformazione CP come alla composizione della trasformazione di parità (P) e della coniugazione di carica (C). La scoperta della violazione della parità e della coniugazione di carica da parte delle interazioni deboli non fu unicamente grazie all'esperimento di Madame Wu ma anche grazie all'evidenza che le interazioni deboli tendono a produrre neutrini con spin antiallineato all'impulso (sinistrorsi o ad elicità negativa) e antineutrini con spin allineato all'impulso (destrorsi o ad elicità positiva). L'elicità è una proprietà della particella che qualifica l'orientazione reciproca tra il suo impulso e il suo spin: se la particella presenta uno spin allineato all'impulso allora avrà elicità positiva mentre se il suo spin è antiallineato all'impulso avrà elicità negativa. La violazione di entrambe le simmetrie appena discusse (parità e coniugazione di carica) è dovuta al fatto che il protagonista delle interazioni deboli, il neutrino, esiste solo con elicità < 0 mentre l'antineutrino solo con elicità > 0 . Alcuni fisici, tra cui Landau nel 1957, ipotizzarono che le due violazioni si compensassero: cioè applicando successivamente le trasformazioni P e C (indipendentemente dall'ordine) l'elicità delle particelle veniva preservata e dunque il sistema risultava invariante a questa trasformazione prodotto. Dunque si cominciò col ritenere che le interazioni deboli conservassero la simmetria CP, nonostante violassero quelle singole; finché nel 1964 Cronin e Fitch osservarono per la prima volta la violazione della simmetria CP nel decadimento dei mesoni K. In particolare studiarono il sistema $K^0 - \bar{K}^0$ dei kaoni neutri $K^0(d\bar{s})$ e $\bar{K}^0(\bar{d}s)$ che vengono prodotti nelle interazioni forti come autostati di stranezza ma decadono mediante processi deboli come autostati di CP (K_1 e K_2)

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle), \quad (21)$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle), \quad (22)$$

questi sono gli autostati (normalizzati) di CP in quanto i due kaoni non lo sono siccome sono autostati di P ma non di C. Le particelle che osserviamo infatti non sono K^0 e \bar{K}^0 ma loro combinazioni lineari in quanto per effetti deboli (al secondo ordine) vanno incontro a mescolamento. Se CP si conservasse nelle interazioni deboli allora K_1 potrebbe decadere solo in uno stato con $CP^{15} = +1$, mentre K_2 solo in uno stato con $CP = -1$. Dunque i decadimenti che ci aspetteremmo sono

$$K_1 \rightarrow 2\pi \quad K_2 \rightarrow 3\pi, \quad (23)$$

¹⁵Con CP qui ci riferiamo all'autovalore della trasformazione composta CP.

poiché stati adronici a 2π hanno autovalore di CP $+1$ mentre stati adronici a 3π hanno autovalore di CP -1 ; dunque il K_2 non dovrebbe decadere mai in 2π e pertanto questo processo non dovrebbe essere proprio osservabile. Eppure nell'esperimento da loro condotto all'Alternating Gradient Synchrotron di Brookhaven (NY), Cronin e Fitch studiarono il decadimento di un fascio composto solo da K_2 osservando 45 eventi a 2π su un totale di 22700 eventi, dunque violazione di CP. Se la simmetria CP fosse stata una simmetria esatta delle interazioni deboli, gli stati fisici realmente osservati sarebbero stati K_1 e K_2 , cioè proprio gli autostati di CP, invece gli stati osservati da Cronin e Fitch sono gli stati short (corta vita media) e long (lunga vita media) dei kaoni neutri dati da una sovrapposizione quantistica degli autostati di CP

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1^0\rangle - \epsilon|\bar{K}_2^0\rangle), \quad (24)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1^0\rangle + \epsilon|\bar{K}_2^0\rangle). \quad (25)$$

Lo stato fisico K_L non è un perfetto autostato di CP, cioè non è fatto solo di K_2 , ma contiene anche una piccola frazione di K_1 , analogamente per lo stato K_S . In conclusione le interazioni deboli violano anche la simmetria CP. Il termine ϵ segnala proprio la presenza di questa violazione e ne quantifica l'entità; sperimentalmente il suo valore assoluto è stato misurato essere $\epsilon \simeq 2.24 \cdot 10^{-3}$. Nonostante fosse così piccola, la violazione della simmetria CP rappresentò un problema ben maggiore di quello della violazione di P. Mentre la violazione di P viene facilmente inclusa nella teoria delle interazioni deboli poiché fornisce un effetto grande ed evidente¹⁶, la violazione di CP invece è davvero piccola e difficilmente misurabile. All'interno del MS è possibile includere la violazione di CP mediante l'introduzione di un fattore di fase nella matrice CKM¹⁷, ammesso che vi siano almeno 3 famiglie o generazioni di quark. Proprio a tal fine nel 1973 Kobayashi e Maskawa proposero l'esistenza di una terza generazione di quark prima ancora che venisse scoperta. Un altro importante risultato sulla violazione di CP venne dallo studio dei decadimenti semileptonici del K_L dove si osservò sperimentalmente che alcuni stati finali semileptonici risultavano più probabili di altri complementari¹⁸. Per la prima volta con la violazione di CP era dunque possibile fare una distinzione assoluta tra particella e antiparticella, cioè tra materia e antimateria. Ciò condusse all'idea che la violazione di simmetria CP potesse essere la spiegazione del dominio della materia sull'antimateria nel nostro Universo. La probabilità che vengano prodotte più particelle di materia che di antimateria, e dunque il motivo per cui a partire da un Universo completamente simmetrico si sia arrivato ad uno composto prevalentemente di materia, potrebbe avere

¹⁶Misurabile sperimentalmente con facilità.

¹⁷Come già detto all'inizio è la matrice di mescolamento dei quark nei processi deboli di CC.

¹⁸Aventi al posto di ogni particella la corrispondente antiparticella.

la sua spiegazione nella violazione a livello fondamentale della simmetria CP. Ciò nonostante la quantità di asimmetria misurata non giustifica i numeri. Per quanto riguarda la violazione di CP è possibile distinguerne di due tipi

- violazione diretta: si verifica quando si ha una differenza di comportamento tra particelle e antiparticelle, ad esempio nei loro tassi di decadimento;
- violazione indiretta: avviene quando stati fisici simmetrici o meno rispetto la simmetria CP, si combinano tra loro producendo stati fisici impuri, ovvero privi di simmetria definita. In altre parole quando la probabilità di una particella neutra di oscillare nella sua antiparticella è differente dalla probabilità dell'oscillazione opposta.

La violazione di CP viene grandemente studiata non solo nei sistemi dei mesoni K ma anche in quelli dei mesoni B (con beauty), dei mesoni D¹⁹ (con charm) e recentemente nei sistemi dei barioni charmati: come nel nostro caso la $\Lambda_c^+(udc)$.

¹⁹Qui l'effetto è ancora più piccolo.

2 Il rivelatore LHCb a LHC

2.1 Il CERN e l'LHC

L'organizzazione europea per la ricerca nucleare, comunemente conosciuta con la sigla CERN, è il più grande laboratorio al mondo di fisica delle particelle, posto al confine tra la Francia e la Svizzera nei pressi di Ginevra. La maggior parte della ricerca che si svolge al CERN avviene all'interno del Large Hadron Collider (LHC), l'acceleratore di particelle più grande al mondo. Si tratta di un acceleratore circolare a doppio anello, con una lunghezza di 27km e posizionato a una profondità di 100m, nel tunnel che precedentemente ospitava il collider elettrone-positrone LEP. LHC è capace di far collidere fasci di protoni ad un'energia nel centro di massa di 13 TeV, in grado di raggiungere una luminosità massima di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

In Fig. 5 è riportata la mappa di LHC, con i 4 esperimenti principali, all'interno della regione geografica. Per poter accelerare i fasci e mantenerli nella traiettoria dei 27 km l'acceleratore ha bisogno di un campo magnetico molto intenso (8.3 T), generato da oltre 1600 magneti superconduttori a multipolo in lega di niobio e titanio, raffreddati da elio liquido superfluido fino a una temperatura di 1.9 K. I protoni si muovono all'interno dell'acceleratore raggruppati in bunches (pacchetti) di 10^{11} particelle, con più di 2500 bunches circolanti in verso opposti. I protoni collidono ad una frequenza di 40 MHz in 4 punti di interazione situati lungo la circonferenza dove sono installati i 4 esperimenti principali di LHC: ALICE, ATLAS, CMS e LHCb. Durante la presa dati in cui i bunches si scontrano, si vengono a produrre circa 20-40 collisioni per incontro dei due fasci.



Figura 5: Schema dell'acceleratore LHC all'interno della regione geografica.

2.2 Il rivelatore LHCb

LHCb (Fig. 6) è un esperimento dedicato a studiare la fisica del sapore. Il suo scopo è quello di misurare i parametri della violazione della simmetria CP e i decadimenti e i fenomeni rari relativi agli adroni in cui è presente il quark beauty (b) e il quark charm (c). Il rivelatore LHCb [8] è uno spettrometro a braccio singolo proiettato in avanti rispetto al punto di collisione dei fasci e tale da ricoprire una regione angolare dai 15 ai 300 mrad circa sul piano di deflessione (x - z) e tra i 10 e i 250 mrad sul piano di deflessione (y - z). x , y e z non sono altro che gli assi di un sistema di coordinate cartesiane destrorso (x, y, z) con z parallelo alla linea di collisione dei fasci ed y orientato verso l'alto. La conformazione particolare del rivelatore è ideale per rivelare e misurare quark pesanti: infatti le coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ sono preferenzialmente prodotte lungo la linea del fascio, quindi un apparato con una apertura angolare piccola riesce a catturare la maggior parte delle particelle prodotte. Inoltre tali particelle, quando vengono prodotte, presentano un elevato boost lorentziano lungo la direzione di volo che gli consente di coprire distanze mediamente più lunghe rispetto a quelle delle altre particelle. Questa caratteristica gioca un ruolo fondamentale nella risoluzione dei tempi di decadimento e rende più facile distinguere le particelle secondarie da quelle prodotte nelle collisioni iniziali.

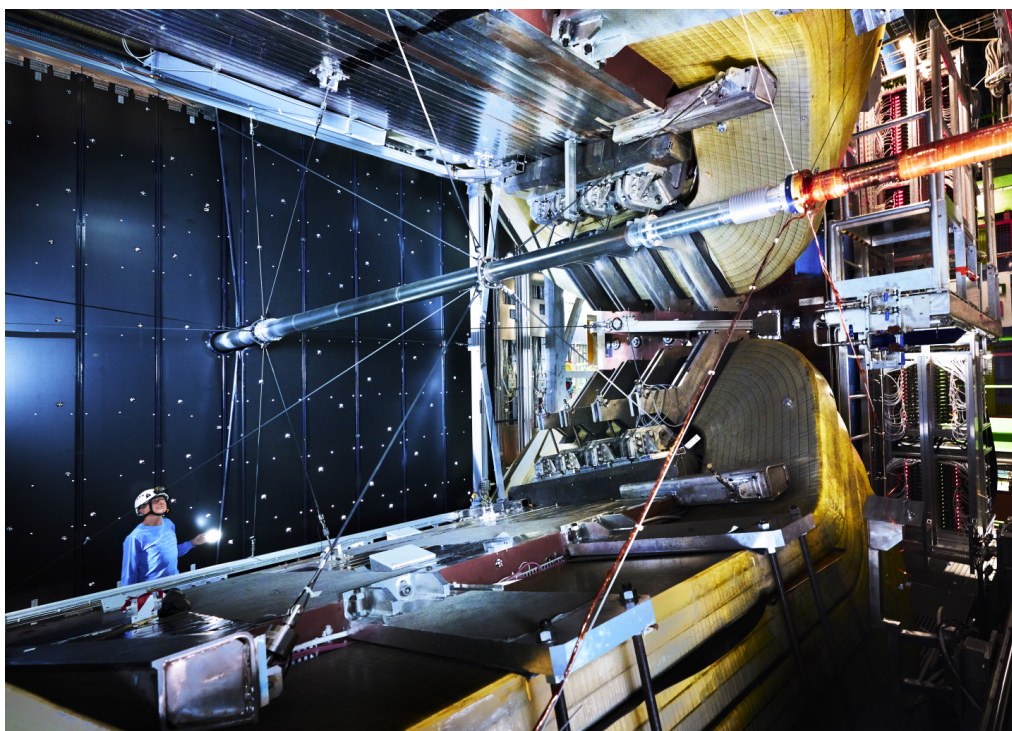


Figura 6: Immagine della parte frontale del rivelatore LHCb.

La luminosità istantanea del rivelatore è mantenuta intorno a $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$; un valore circa 50 volte inferiore alla massima luminosità raggiungibile. Questo poichè LHCb è progettato per lavorare in maniera ottimale in condizioni di ridotta molteplicità di interazioni sovrapposte, al fine di poter meglio determinare la vita media e lo stato di sapore dei mesoni. Un vantaggio ulteriore dell'avere un numero minore di interazioni è la riduzione del deterioramento cui vanno incontro le componenti del rivelatore a causa delle dosi di radiazione assorbite. Il numero medio di interazioni, per incrocio dei fasci, può essere variato regolando le ottiche di questi ultimi nel punto di interazione; così facendo è possibile mantenere la luminosità istantanea costante, nonostante l'intensità dei fasci diminuisca con il passare del tempo. In Fig. 7 è riportata la luminosità integrata raccolta dall'esperimento LHCb dal 2010 al 2018.

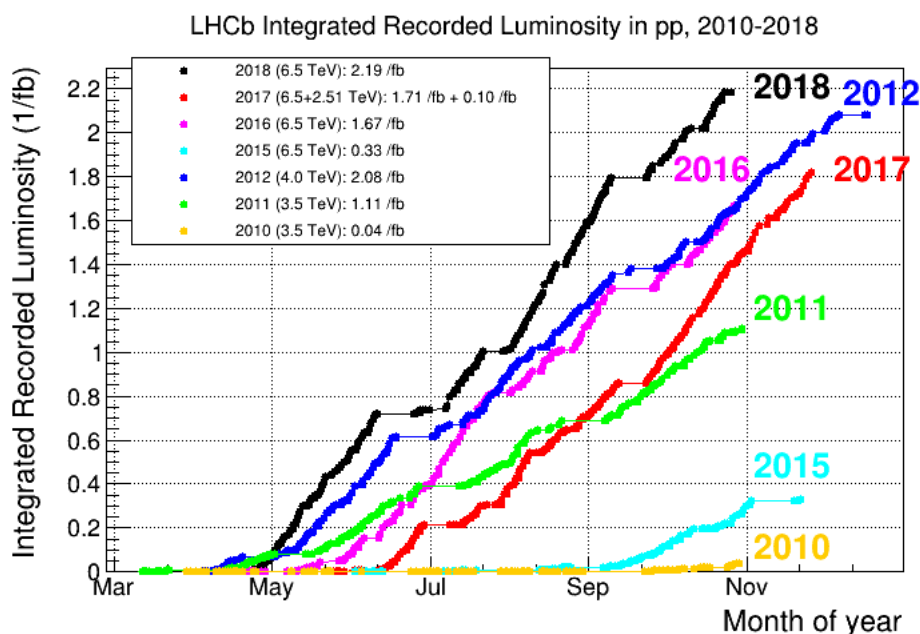


Figura 7: Andamento mese per mese della luminosità integrata di LHCb, dal 2010 al 2018.

L'esperimento è costituito da numerosi apparati in grado di ottenere tutte le informazioni necessarie sulle particelle prodotte nelle collisioni e di distinguere la traccia di ciascuna di esse da quella delle altre centinaia di particelle generate nel punto di interazione. I sottorivelatori possono essere raggruppati in due categorie:

- il sistema di tracciamento costituito dal localizzatore di vertice (VELO), che circonda la regione d'interazione, e da quattro stazioni traccianti (TT, T1-T3). La prima, il Trigger Tracker, è situata davanti al magnete mentre le altre tre, T1-T3, sono posizionate dietro al magnete. Questa parte del rivelatore è destinata alla

ricostruzione dei vertici di interazione e alla misura delle grandezze cinematiche delle particelle.

- il sistema di identificazione delle particelle è composto dai due rivelatori Ring-Imaging Cherenkov (RICH1 e RICH2), posti l'uno prima e l'altro dopo del magnete, dal calorimetro elettromagnetico (ECAL), dal calorimetro adronico (HCAL) e dalle cinque camere muoniche proporzionali (M1-M5), di cui la prima posizionata davanti ai calorimetri e le restanti in fondo al rivelatore. Davanti ai calorimetri sono inoltre presenti due rivelatori ausiliari: lo Scintillating Pad Detector (SPD) e il Pre-Shower detector (PS). In Fig 8 è riportata una vista laterale del rivelatore con evidenziate le componenti appena citate.

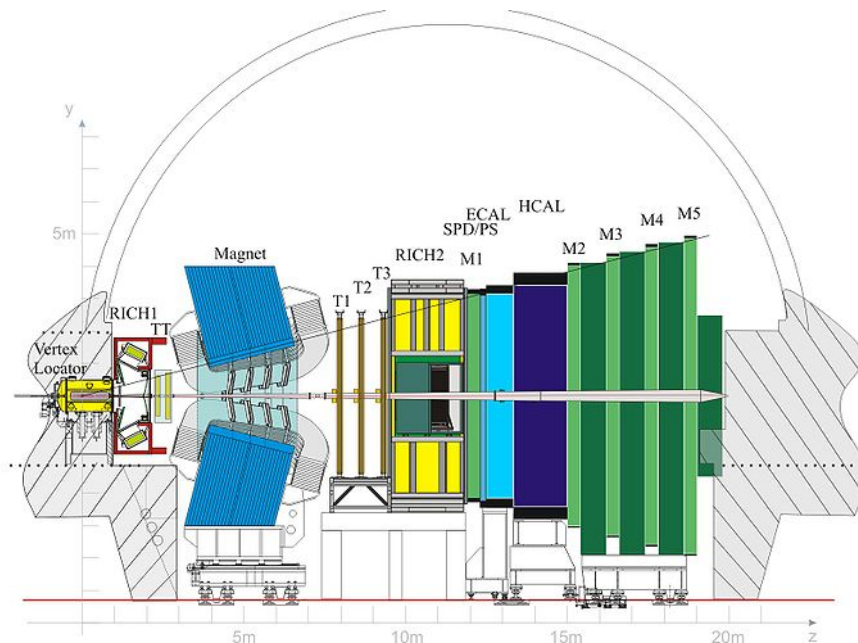


Figura 8: Schema del piano y-z del rivelatore LHCb, con specificate le componenti.

2.3 Sistema di tracciamento

2.3.1 VELO

Il localizzatore di vertice (VERTex LOcator) è la componente del rivelatore più vicina al punto di interazione; circonda interamente la zona in cui i due fasci si incontrano poiché il suo scopo è quello di misurare le coordinate delle tracce lasciate dalle particelle prodotte nelle collisioni. Non solo è in grado di localizzare e ricostruire i vertici primari (PV), ovvero i punti di interazione pp da cui si originano le coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, ma anche

i vertici secondari dove decadono i mesoni B e D. Il VELO (Fig. 10) è composto da 42 moduli semicircolari, con un spessore di 7 mm, costituiti da due differenti tipi di sensori a microstrip di silicio e posizionati ortogonalmente rispetto alla linea dei fasci. Uno misura la coordinata radiale della particella, ovvero la distanza dalla linea dei fasci, l'altro misura l'angolo azimutale ϕ , definito come l'angolo rispetto l'asse x di un vettore nel piano x-y nel sistema di coordinate introdotto precedentemente. I due tipi di sensori si differenziano per la segmentazione delle strip di silicio: i sensori R sono posizionati in modo da formare cerchi concentrici mentre i sensori ϕ sono segmentati radialmente. In entrambi i casi le strip di silicio presentano una maggiore densità con l'avvicinarsi alla linea dei fasci. I moduli sono raggruppati a due a due, in modo da formare dei dischi, hanno un'apertura di 182° e sono disposti leggermente sfasati così da ricoprire tutta l'area ed evitare perdita di tracce. I due moduli che vanno a formare un disco possono essere allontanati o avvicinati per ridurre il danneggiamento da radiazioni: quando i fasci sono ben collimanti vengono avvicinati fino alla distanza minima di 5 mm, mentre durante la fase di iniezione e di stabilizzazione dei fasci sono allontanati (fino a 6 cm tra loro). In Fig. 9 sono raffigurati i due tipi di sensori.

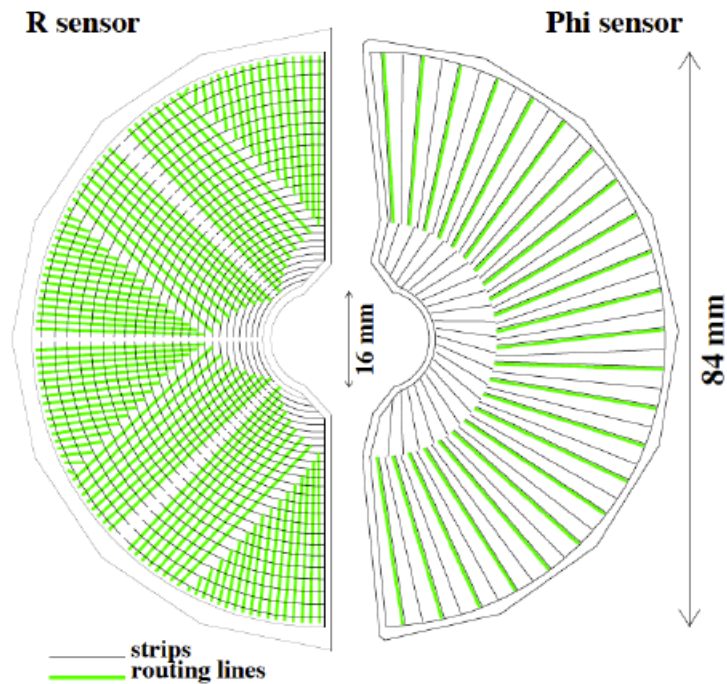


Figura 9: Rappresentazione schematica di un sensore R e un sensore ϕ .

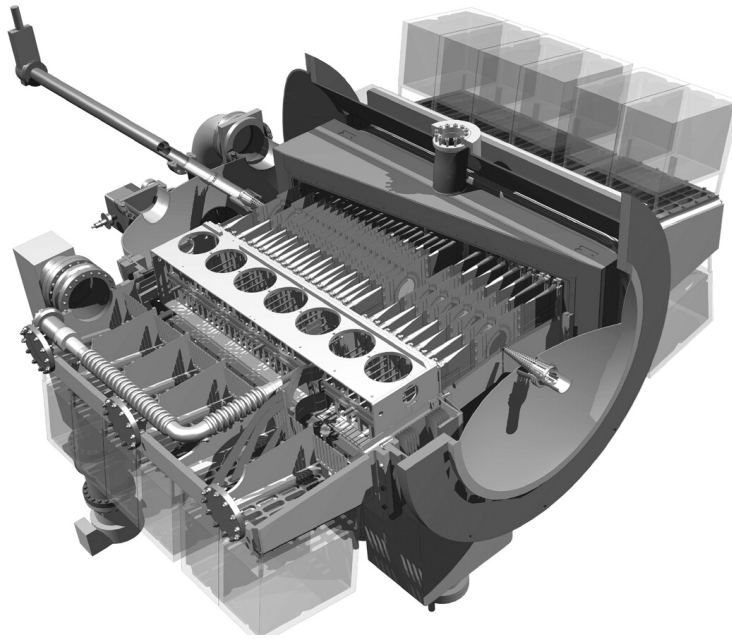


Figura 10: Schematizzazione della struttura del VELO di LHCb.

2.3.2 Il magnete

Il magnete di LHCb è costituito da due bobine trapezoidali da 27 tonnellate ciascuna piegate alle estremità di 45° (Fig. 11). Il magnete si estende per 4.3 metri in orizzontale, 3.6 metri in verticale ed è situato a circa 5 metri dalla zona di interazione. Ogni bobina è formata da 10 strati ed è avvolta da quasi 3000 m di cavi d'alluminio. Il campo magnetico prodotto presenta un'intensità massima di 1 T mentre il campo magnetico integrato lungo la lunghezza del magnete è di circa 4 Tm. E' possibile distinguere particelle cariche elettricamente e risalire al loro impulso p mediante la deflessione subita dalle traiettorie delle particelle immerse nel campo. La risoluzione $\delta p/p$ raggiunta dal rivelatore è pari allo 0.8% per impulsi attorno ai 100 GeV/c e allo 0.5% per impulsi minori di 20 GeV/c. A causa della geometria imperfetta del magnete e del diverso modo che hanno particelle e antiparticelle di interagire con il materiale che compone il rivelatore, esiste una asimmetria di rivelazione tra particelle cariche positive e particelle cariche negative. Pertanto durante la fase di presa dati la polarità del magnete viene invertita più volte così da studiare gli effetti sistematici dovuti a questa asimmetria. Questo è reso possibile dal fatto che il magnete è di tipo tradizionale e non superconduttivo.

2.3.3 Trigger Tracker

Il sistema di tracciamento delle particelle è composto da quattro stazioni principali. Il Trigger Tracker (TT) è la prima stazione incontrata dalle particelle emesse nelle collisioni

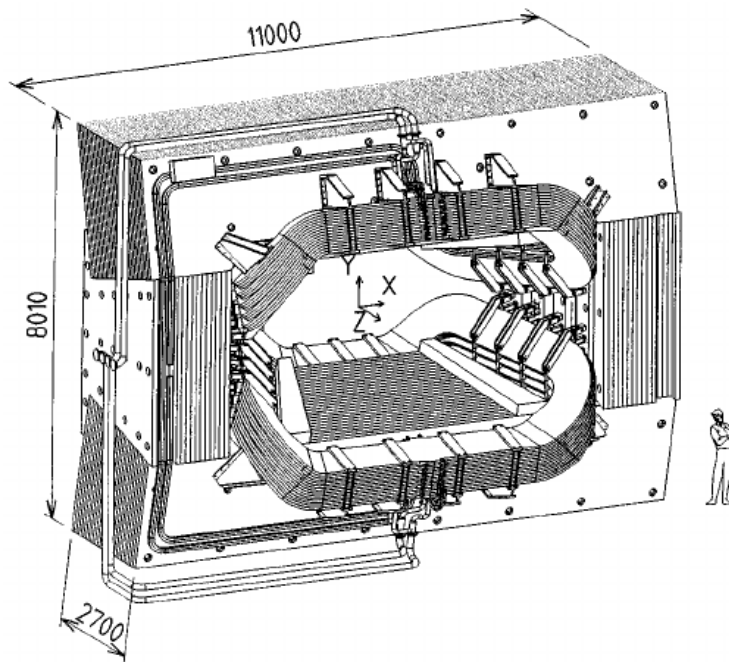


Figura 11: Rappresentazione della struttura del magnete di LHCb.

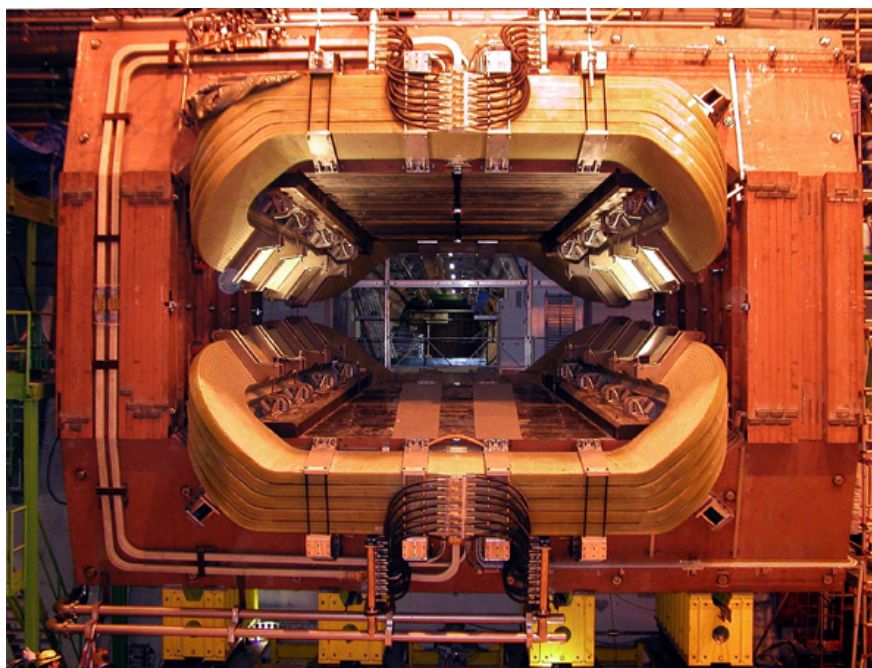


Figura 12: Immagine del magnete di LHCb.

ed è la componente del rivelatore impiegata per misurare l'impulso trasverso delle tracce con un alto parametro di impatto e verificare l'autenticità delle tracce che sono state ricostruite dal VELO. Il TT, per poter svolgere al meglio il suo compito, è situato tra il RICH1 ed il magnete e utilizza anch'esso dei microstrip di silicio. Il TT è formato da due coppie di rivelatori planari distanziate di 27 cm, di cui la prima coppia è denominata TTa e la seconda TTb (Fig. 13). Ognuno di questi 4 rivelatori planari occupa un'area di circa $2m^2$, e copre l'intera accettazione del rivelatore. Il primo e il quarto strato hanno le strip disposte verticalmente, mentre nel secondo e nel terzo sono inclinate di -5° e $+5^\circ$ rispettivamente. Ciò consente di avere informazioni più precise non solo sulla deflessione nel piano x-z ma anche sulla coordinata y. La tecnologia a microstrip di silicio consente di misurare la posizione delle tracce con una risoluzione di $50\mu m$.

2.3.4 Stazioni traccianti T1-T3

Le stazioni traccianti T1-T3 rappresentano le componenti più grandi del sistema di tracciamento di LHCb e sono posizionate subito dopo il magnete. Ognuna di esse è una stazione planare, equidistante dalle altre, che copre un'area di circa $30m^2$ ed è costituita da 4 strati in configurazione analoga a quella del TT in termini di allineamento. A causa di una maggiore densità delle tracce delle particelle nella zona più vicina ai fasci rispetto alle zone più periferiche vengono utilizzate delle tecnologie più performanti nella parte centrale delle stazioni, ovvero dei rivelatori al silicio. Ciò consente di avere una risoluzione sufficiente a individuare la maggior parte delle tracce. Per le regioni periferiche delle stazioni vengono invece utilizzate delle tecnologie a camere di deriva, meno performanti ma più economiche. Queste diverse regioni (centrali e periferiche) del sottorivelatore vengono denominate rispettivamente come Inner Tracker (IT) e Outer Tracker (OT):

- L'IT copre una superficie di circa $125 \cdot 40cm^2$ a forma di croce attorno alla linea dei fasci. Con l'utilizzo della tecnologia al silicio, ugualmente al TT, è capace di misurare la posizione delle tracce con una risoluzione di $50\mu m$.
- L'OT ricopre la maggior parte delle stazioni traccianti e consiste di dodici pannelli. Ognuno di questi occupa una superficie di $595 \cdot 480cm^2$ ed è composto da due strati di 64 tubi a deriva aventi un diametro interno di 4.9 mm e pareti spesse $75\mu m$. I tubi al loro interno sono riempiti con una miscela gassosa di argon (70%), anidride carbonica (28.5%) e ossigeno (1.5%). Ne consegue un tempo di deriva inferiore ai 50 ns: questo è un requisito estremamente importante affinché si eviti la sovrapposizione di due eventi dovuti a collisioni p-p provenienti da pacchetti differenti. Questo apparato presenta un'efficienza del 99.8%, con una risoluzione sulla singola traccia di $210\mu m$.

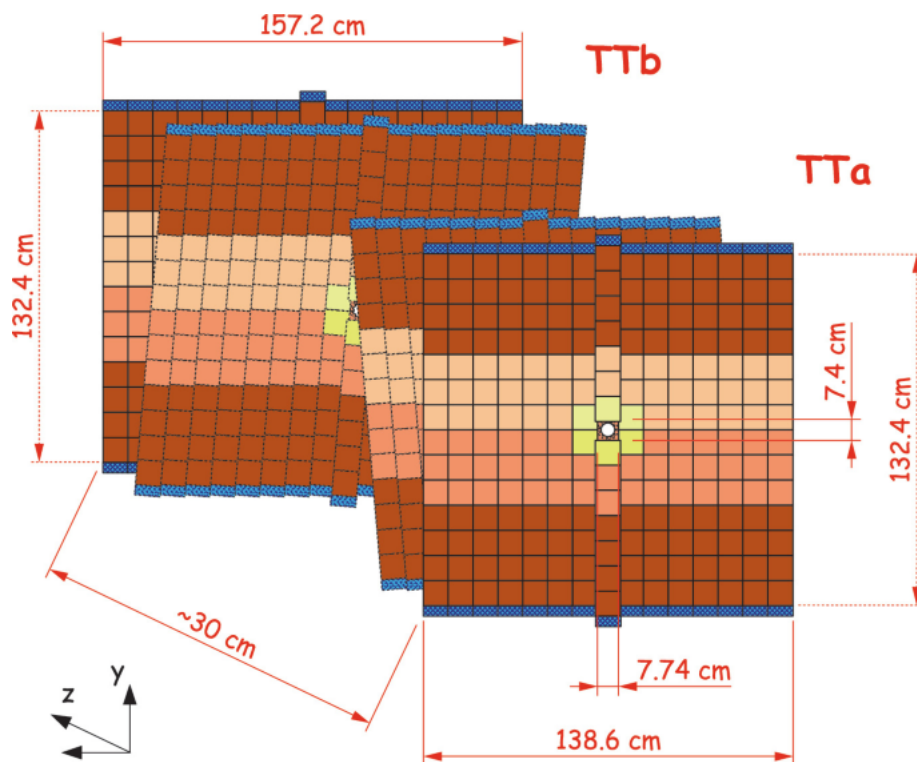


Figura 13: Raffigurazione dei quattro strati che compongono le stazioni traccianti TT, T1-T3.

2.4 Sistema di identificazione

2.4.1 Rivelatori Cherenkov

I rivelatori Ring-Imaging CHerenkov (RICH) si servono dell'effetto Cherenkov per distinguere le tracce di kaoni, pioni e protoni. L'effetto Cherenkov avviene quando una particella carica elettricamente viaggia in un mezzo con una velocità superiore a quella che la luce avrebbe nello stesso mezzo. Questo comporta l'emissione di radiazione elettromagnetica (raggi γ) da parte del mezzo, che si propaga lungo un cono di luce attorno alla direzione di propagazione con apertura angolare θ_c data da:

$$\cos(\theta_c) = \frac{c}{nv} \quad (26)$$

con c la velocità della luce nel mezzo, n l'indice di rifrazione del mezzo e v la velocità posseduta dalla particella. Si viene a creare un cono d'onda simile al cono di Mach del suono attorno la direzione di propagazione; l'angolo di apertura di questo cono, che viene formato dai fotoni emessi, è chiamato angolo di Cherenkov (θ_c). I rivelatori RICH identificano i vari tipi di particelle mediante lo studio della radiazione Cherenkov:

viene misurato l'angolo di Cherenkov e combinandolo con i valori di impulso ottenuti dal sistema di tracciamento è possibile risalire al tipo di particella in esame (Fig. 15). I due rivelatori RICH sono situati uno immediatamente dopo il VELO e l'altro subito dopo la stazione tracciante T3 e sono realizzati con materiali differenti. Queste due caratteristiche consentono loro di coprire un range di impulso dai 2 ai 100 GeV/c ed avere un'accettanza angolare di 10-300 mrad. Entrambi i rivelatori, dalla medesima conformazione, fanno uso di specchi circolari per direzionare i fotoni emessi per effetto Cherenkov verso gli Hybrid Photon Detector (HPD), rivelatori al silicio da 1024 pixel ognuno che registrano il passaggio dei fotoni.

- RICH1 è il più vicino al punto di collisione, copre l'intera regione di accettanza angolare del rivelatore e riesce a distinguere le particelle con impulsi compresi tra 1 e 60 GeV/c. A tal fine utilizza due mezzi differenti: aerogel ($n=1.03$) per le particelle con impulso minore di 9.3 GeV/c e fluorocarburo gassoso C_4F_{10} ($n=1.0014$) per le particelle con impulso fino ai 40 GeV/c.
- RICH2 presenta un'accettanza angolare minore, tra 15 e 120 mrad, poiché le particelle ad alto impulso trasverso sono prevalentemente prodotte in avanti. Come mezzo utilizza tetrafluorometano gassoso CF_4 ($n=1.00048$) che consente di identificare particelle con impulso tra i 15 e i 100 GeV/c.

In entrambi i rivelatori gli HPD sono posizionati in una scatola metallica per schermare dal campo magnetico residuo che può influenzare l'efficienza degli HPD. In Fig. 14 è riportato lo schema dei due rivelatori.

2.4.2 Calorimetri

I calorimetri vengono usati per misurare l'energia delle particelle prodotte nelle collisioni e forniscono anche informazioni utili sull'energia trasversa per il primo livello di trigger (L0). Contribuiscono inoltre nell'identificare elettroni, fotoni ed adroni così come nel misurare le loro posizioni. Il sistema di calorimetri di LHCb comprende quattro dispositivi: lo Scintillating-Pad Detector (SPD), il Pre-Shower Detector (PS), i calorimetri elettromagnetici (ECAL) e i calorimetri adronici (HCAL). Ognuno di questi quattro è un calorimetro a campionamento ed è composto da diversi strati di materiali assorbenti, come ferro o piombo, alternati a placche scintillatrici. Le particelle che attraversano gli strati attivi perdono energia, tramite interazioni elettromagnetiche o adroniche, che eccitano gli atomi del materiale scintillante facendogli emettere radiazione ultravioletta. Questo meccanismo viene chiamato shower delle particelle. I fotoni ottenuti dalla conversione di tutta l'energia vengono poi rivelati mediante dei fotomoltiplicatori. Con questa tecnologia è possibile misurare l'energia iniziale della particella che ha attraversato il calorimetro poiché è proporzionale al segnale lasciato dai fotoni, cioè all'energia totale depositata nel calorimetro.

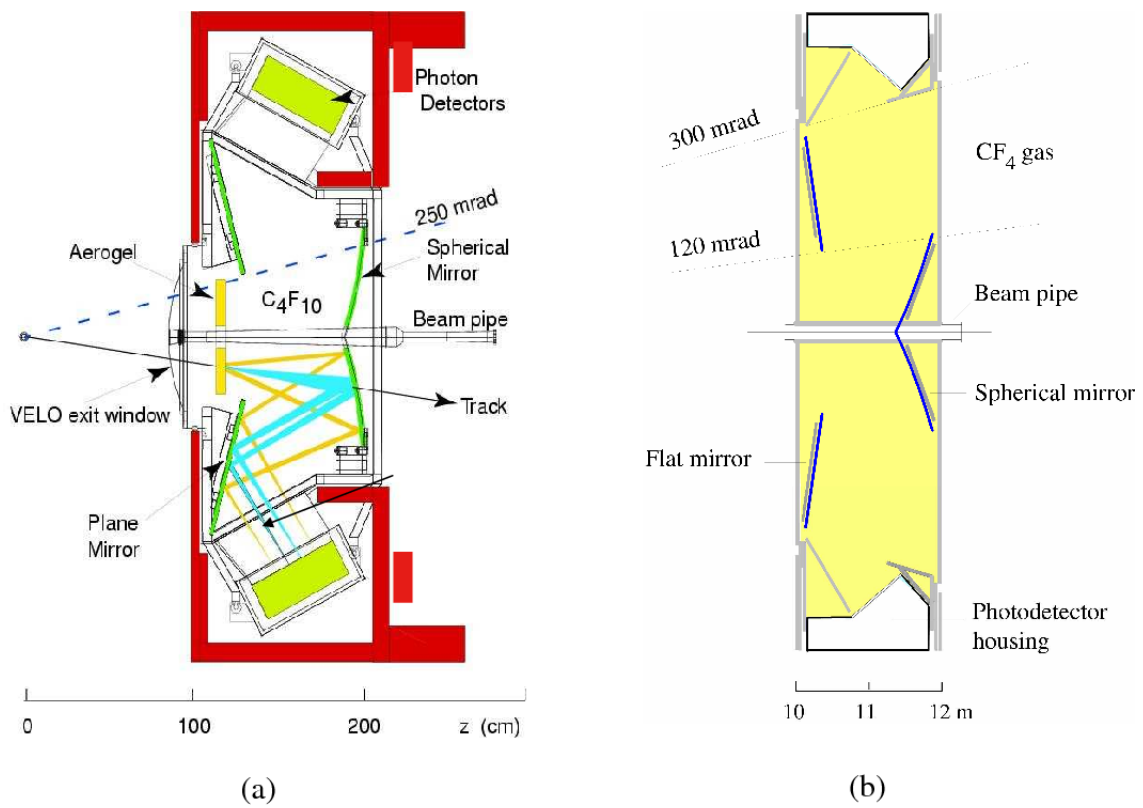


Figura 14: Schema dei rivelatori RICH di LHCb: a sinistra il rivelatore RICH1 mentre a destra il rivelatore RICH2.

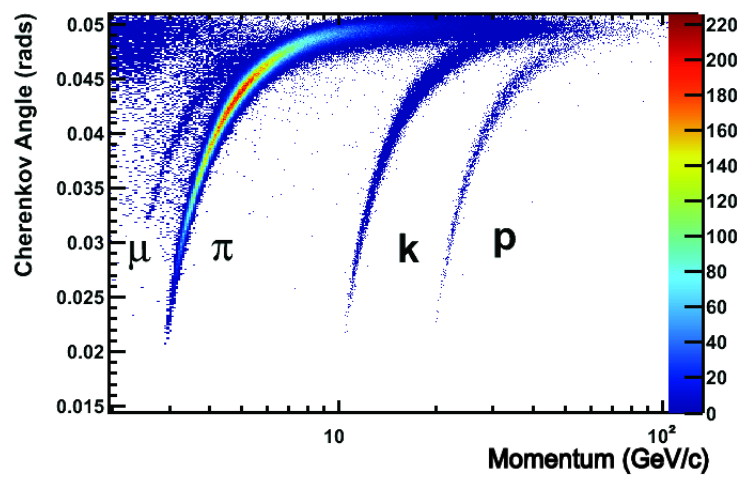


Figura 15: Identificazione del tipo delle particelle tramite la radiazione Cherenkov.

- Lo Scintillating-Pad Detector (SPD) serve a determinare se la particella che lo attraversa è dotata o meno di una carica elettrica e inoltre le tracce da esso rivelate forniscono la molteplicità di particelle che raggiungono gli apparati. E' formato da circa 6000 placche scintillatrici spesse 15 mm e alternate da convertitori in piombo.
- Il Pre-Shower detector (PS), oltre ad avere la stessa funzionalità, serve anche a determinare di che tipo sia la carica posseduta dalla particella. La sua composizione è identica a quella dello SPD.
- Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) è in grado di misurare l'energia delle particelle che interagiscono elettromagneticamente con il materiale. Si compone di strati di materiale assorbente (piombo) spessi 2 mm intervallati a lastre scintillatrici spesse 4 mm.
- Il calorimetro adronico (HCAL) invece permette di misurare l'energia di quelle particelle (adroni) che interagiscono fortemente con il materiale. La sua struttura è costituita da un'alternanza di strati di ferro spessi 16 mm e lastre scintillatrici di 4mm.

Per tutti e quattro i rivelatori le lastre sono formate da celle quadrate di dimensioni variabili e con una diversa segmentazione (Fig. 16). In Fig. 17 è rappresentata un'immagine del calorimetro elettromagnetico di LHCb.

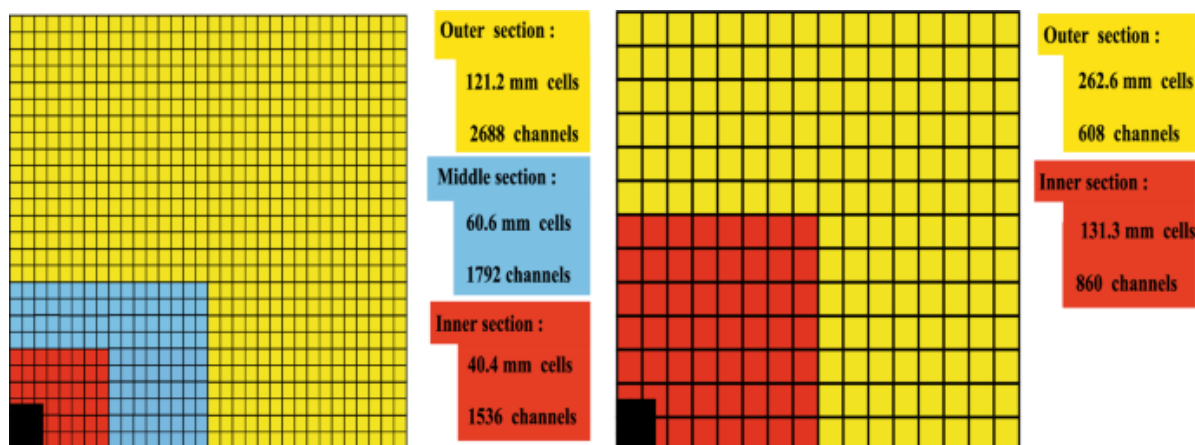


Figura 16: Schema della segmentazione di uno strato dei calorimetri: a sinistra di SPD, PS ed ECAL mentre a destra di HCAL.

2.4.3 Camere muoniche

Le camere muoniche rappresentano la parte terminale della catena di sottorivelatori di LHCb e sono dedicati alla ricostruzione dei muoni che attraversano l'intero rivelatore

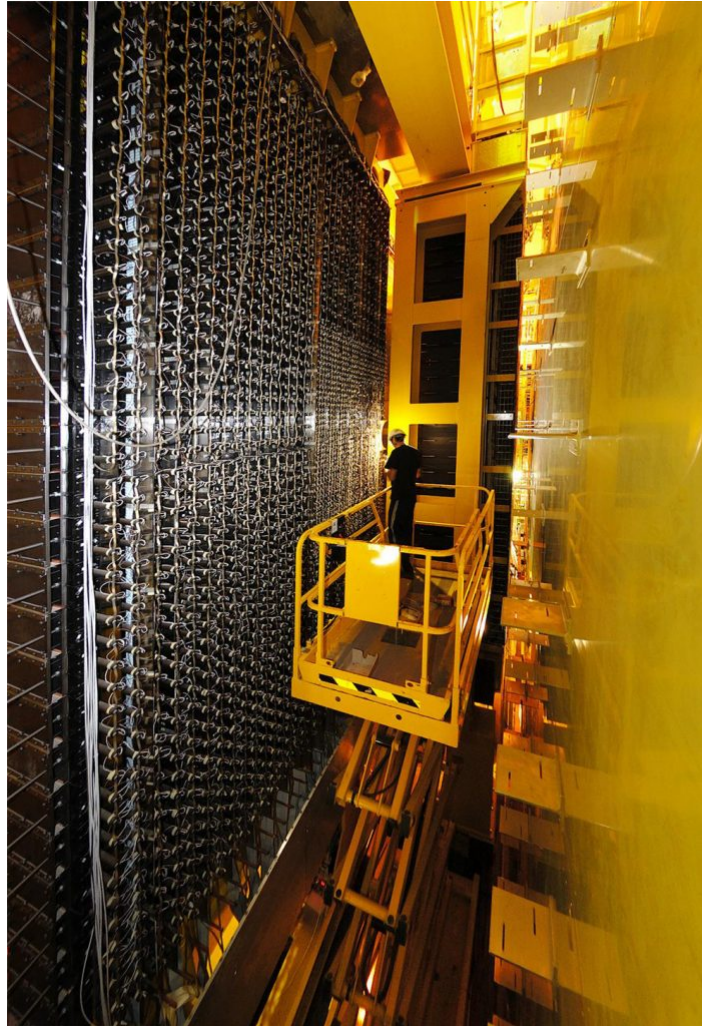


Figura 17: Calorimetro elettromagnetico (ECAL) del rivelatore LHCb.

senza subire perdite di energia. Il sistema è costituito da cinque stazioni (M1-M5) di cui la prima è situata davanti ai calorimetri mentre le rimanenti sono posizionate immediatamente dopo quest'ultimi. Il loro posizionamento in fondo alla catena dei sottorivelatori di LHCb è dovuto alla lunga vita media dei muoni e al loro interagire difficilmente con la materia. Le stazioni sono di forma rettangolare e coprono un'accettanza angolare di 300 mrad orizzontalmente e di 250 mrad verticalmente, coprendo complessivamente una superficie di $435m^2$. Ognuna è separata dalle altre da una parete di ferro di 80 cm. Questo materiale assorbente blocca le particelle emergenti dalle cascate adroniche, permettendo così solo ai leptoni più penetranti (energetici) di procedere oltre; solo i muoni con un valore dell'impulso superiore ai 6 GeV/c raggiungono l'ultima stazione. Tutte le stazioni sono inoltre costituite di 276 camere proporzionali a multifili (MWPC), per poter racco-

gliere le informazioni sulle energie delle particelle in tempi estremamente brevi, e sono suddivise in quattro regioni concentriche (R1-R4) le cui dimensioni lineari scalano in rapporto 1:2:4:8, così che ognuna copra la stessa regione di occupazione di particelle durante la fase di acquisizione. La prima stazione (M1), a differenza delle altre, è provvista nella regione più interna di dodici rivelatori Gas Electron Multipliers (GEM) per poter sostenere un flusso maggiore di particelle. In Fig. 18 è riportata la disposizione delle camere muoniche all'interno del rivelatore e la suddivisione di una di esse nelle quattro regioni concentriche.

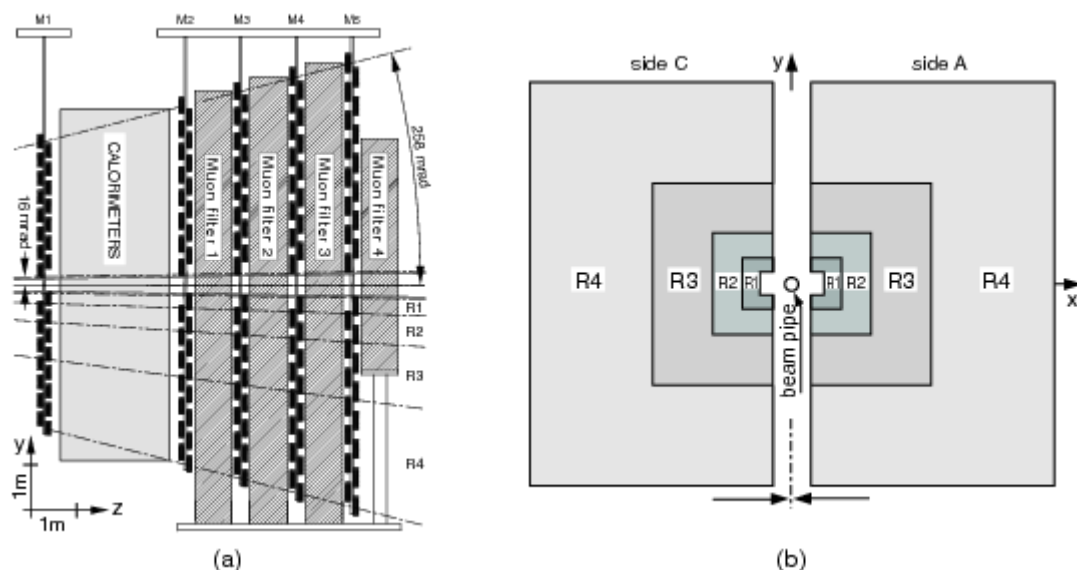


Figura 18: Disposizione all'interno del rivelatore e suddivisione delle camere muoniche.

2.5 Sistema di acquisizione dati

A LHC i protoni collidono ad una frequenza impressionante di 40 MHz, anche se non tutte le interazioni che avvengono sono interessanti per le analisi fisiche; la maggior parte degli eventi quindi viene rigettata in modo tale da tenere solo quelli rilevanti con la larghezza di banda alla quale i dati possono essere immagazzinati. Per poter fare questo LHCb si avvale di un sofisticato sistema di acquisizione dati costituito da un sistema di trigger a due livelli, capace di ridurre la frequenza di presa dati di 40 MHz fino a 12 KHz. I due livelli di trigger sono: il Livello-0 (L0) che opera a livello hardware e l'High Level Trigger (HLT), agente a livello software e ulteriormente ripartito in HLT1 e HLT2.

2.5.1 Livello-0

Il Livello-0 riduce la frequenza delle collisioni del fascio da 40 MHz fino a 1 MHz, valore alla quale è possibile la lettura dei dati provenienti da tutte le componenti del rivelatore. Per poter decidere quali eventi rigettare o accettare, compie delle stime iniziali sull'energia e l'impulso trasversi delle particelle e le confronta con dei valori di soglia determinati. Il suo funzionamento è basato su tre sistemi che operano in contemporanea:

- il trigger foto/elettronico: analizza le informazioni relative ai depositi di energia delle cascate elettromagnetiche provenienti dai calorimetri SPD, PS e ECAL.
- il trigger adronico: opera sul calorimetro HCAL in maniera analoga al trigger precedente.
- il trigger muonico: analizza le informazioni provenienti dalle cinque camere muoniche e ricostruisce l'impulso trasverso dei muoni con una precisione del 25% circa.

2.5.2 High Level Trigger 1

I dati analizzati da L0 vengono trasferiti a una computer farm (Event Filter Farm), per poi essere elaborati dai due livelli del HLT. L'HLT1 riduce ulteriormente la frequenza dei dati da 1MHz a circa 40 KHz ed effettua una ricostruzione più precisa delle tracce. Per ridurre il tasso di eventi, HLT1 fa uso di una serie di algoritmi che utilizzano le informazioni sulle tracce e sull'impulso trasverso provenienti dal VELO e dalle stazioni traccianti.

2.5.3 High Level Trigger 2

L'HLT2 completa la ricostruzione degli eventi diminuendo la frequenza di acquisizione dei dati fino a 12.5 KHz, valore richiesto per poter scrivere i dati su disco. I dati vengono filtrati analizzando le cosiddette linee topologiche del decadimento. Viene selezionato un insieme di tracce che rispettano determinati requisiti di qualità in termini di ricostruzione della traccia e di parametro d'impulso. Successivamente si combinano due di esse a formare un oggetto a due corpi con la richiesta che la loro Distance Of Closest Approach (DOCA) sia abbastanza piccola. Con lo stesso requisito è possibile aggiungere fino a 2 ulteriori tracce, generando oggetti a 3 o 4 corpi. Viene aggiunto anche un taglio sulla massa invariante e sull'impulso trasverso dell'oggetto a più corpi. In conclusione viene effettuata una selezione multivariata per decidere se un candidato sia accettabile o meno. Così facendo è dunque possibile ricostruire con precisione le tracce dei decadimenti dei mesoni e dei barioni, usate poi nelle analisi. In Fig. 19 è riportato uno schema semplificato del sistema di acquisizione dati utilizzato durante la fase Run 2 di LHCb.

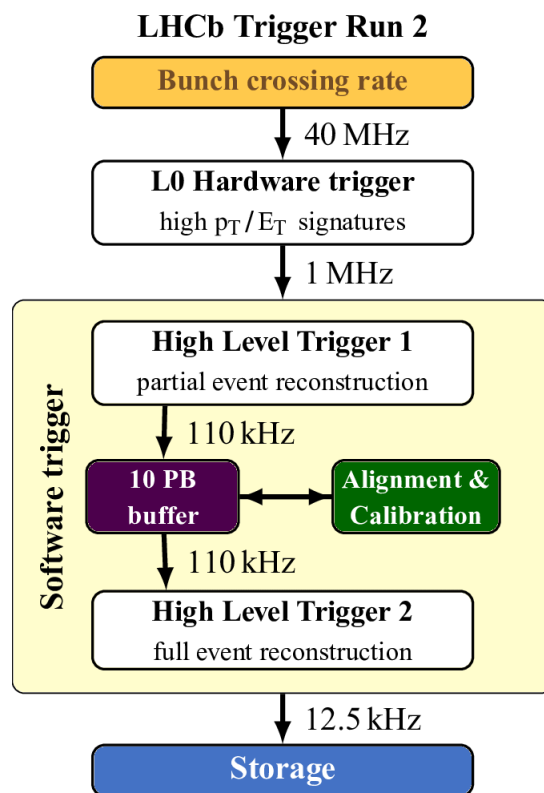


Figura 19: Schema del sistema di acquisizione dati di LHCb durante la fase di Run 2.

3 Misura di asimmetria CP della Λ_c^+ nei canali di decadimento pK^-K^+ e $p\pi^-\pi^+$

Scopo dell'analisi presentata in questo capitolo è la ricerca di violazione CP in alcuni canali di decadimento della Λ_c^+ usando l'osservabile ΔA_{CP} , il cui formalismo verrà presentato di seguito insieme alla strategia di analisi adottata, alla descrizione dei dati impiegati e alla selezione dei candidati a partire da quest'ultimi. In particolare i due canali di decadimento della Λ_c^+ analizzati sono

$$\Lambda_c^+ \rightarrow p + K^- + K^+, \quad \Lambda_c^+ \rightarrow p + \pi^- + \pi^+. \quad (27)$$

I corrispettivi canali di decadimento della Λ_c^- sono

$$\Lambda_c^- \rightarrow \bar{p} + K^- + K^+, \quad \Lambda_c^- \rightarrow \bar{p} + \pi^- + \pi^+. \quad (28)$$

3.1 Formalismo

Una asimmetria nel decadimento della Λ_c^+ in uno stato finale f è descritta da un valore non nullo del parametro A_{CP}

$$A_{CP}(f) = \frac{\Gamma(f) - \Gamma(\bar{f})}{\Gamma(f) + \Gamma(\bar{f})}, \quad (29)$$

dove $\Gamma(f)$ è il tasso di decadimento di $\Lambda_c^+ \rightarrow f$, e \bar{f} è il coniugato di carica di f . Nel dire ciò assumiamo che non ci sia violazione della conservazione di carica per cui uno stato finale \bar{f} implica che vi sia uno stato iniziale Λ_c^- . A_{CP} è diverso da zero quando il processo $\Lambda_c^+ \rightarrow f$ avviene ad un tasso differente da quello del processo $\Lambda_c^- \rightarrow \bar{f}$, ovvero quando si verifica una violazione diretta di simmetria CP. Tale quantità si ottiene mediante la misura del numero di decadimenti della Λ_c^\pm ricostruiti. Pertanto, è necessario misurare la asimmetria "grezza" del decadimento definita come

$$A_{CP}^{raw}(f) = \frac{N(f) - N(\bar{f})}{N(f) + N(\bar{f})}, \quad (30)$$

dove $N(f)$ e $N(\bar{f})$ sono rispettivamente il numero di eventi di segnale di uno dei due decadimenti della Λ_c^+ e del corrispondente decadimento della Λ_c^- , come schematizzati in Eq. 27 e Eq. 28. Questa quantità viene denominata 'asimmetria grezza' poiché è contaminata dalla presenza di diverse asimmetrie indotte dal rivelatore e dalle interazioni pp; scriviamo questa come²⁰

$$A_{CP}^{raw}(f) = A_{CP}(f) + A_P(f) + A_D^p(f), \quad (31)$$

²⁰Si tratta di un'espressione al primo ordine.

dove $A_P(f)$ è l'asimmetria di produzione dello stato f , cioè della Λ_c^+ , dovuta alle collisioni pp che avvengono a LHC. La presenza di una grandissima quantità di quark di materia (che sono quelli che costituiscono i protoni) rispetto a quelli di antimateria comporta delle grandissime sezioni d'urto di produzione della materia barionica rispetto a quelle dell'antimateria. In sostanza è più probabile osservare un decadimento della Λ_c^+ , rispetto a uno della Λ_c^- , poiché è più probabile che si abbia la formazione della Λ_c^+ a partire dalla grande quantità di materia barionica presente. $A_D^p(f)$ è l'asimmetria di rivelazione del protone e questa quantità compare a causa delle differenti sezioni d'urto di interazione della materia e dell'antimateria con il rivelatore LHCb. Il rivelatore, essendo costituito prettamente da materia barionica, interagirà quasi esclusivamente con l'antimateria, quindi la rivelazione di un antiprotone sarà più probabile di quella di un protone. Questi due ulteriori contributi di asimmetria sono generalmente parametrizzati dalla cinematica delle particelle ma si fa l'assunzione che la cinematica delle particelle nei due canali di decadimento sia la stessa. Si assume dunque che l'asimmetria CP nel decadimento non dipenda dalla cinematica dello stato finale. Assumendo che questi contributi di asimmetria siano indipendenti dal modo di decadimento (stato finale), cioè che siano uguali tra loro

$$A_P(pK^-K^+) = A_P(p\pi^-\pi^+), \quad A_D^p(pK^-K^+) = A_D^p(p\pi^-\pi^+), \quad (32)$$

si elidono misurando la differenza nelle asimmetrie grezze dei due canali di decadimento della Λ_c^+

$$\Delta A_{CP} = A_{CP}^{raw}(pK^-K^+) - A_{CP}^{raw}(p\pi^-\pi^+) = A_{CP}(pK^-K^+) - A_{CP}(p\pi^-\pi^+), \quad (33)$$

dove i canali di decadimento sono sempre quelli sopra citati (Eq. 27 e 28). Le assunzioni fatte, che ci hanno condotto all'espressione della differenza di asimmetria (Eq. 33), non sono a priori vere e per giustificarle occorre fare l'ulteriore assunzione che questi contributi di asimmetria dipendano unicamente dalla cinematica delle rispettive particelle. Un valore non nullo del ΔA_{CP} ci indica che avviene violazione di simmetria CP in uno dei due decadimenti della Λ_c^+ . Non è possibile stabilire in quale di questi due avvenga la violazione di simmetria ma è possibile solo concludere che la Λ_c^+ effettivamente viola tale simmetria in uno di questi due decadimenti. Del resto un valore nullo di tale quantità non indica necessariamente una mancanza di asimmetria, cioè una perfetta conservazione della simmetria CP da parte della Λ_c^+ , ma invece apre la porta a due scenari: in nessuno dei due decadimenti avviene la violazione oppure avviene in entrambi con stessa entità.

3.2 Campione di dati utilizzato

Il campione di dati impiegato per l'analisi, relativo ai due decadimenti Cabibbo-soppressi della Λ_c^+ , è quello collezionato da LHCb nel 2015-2017 durante la fase di Run-2, a un'energia nel centro di massa di 13 TeV.

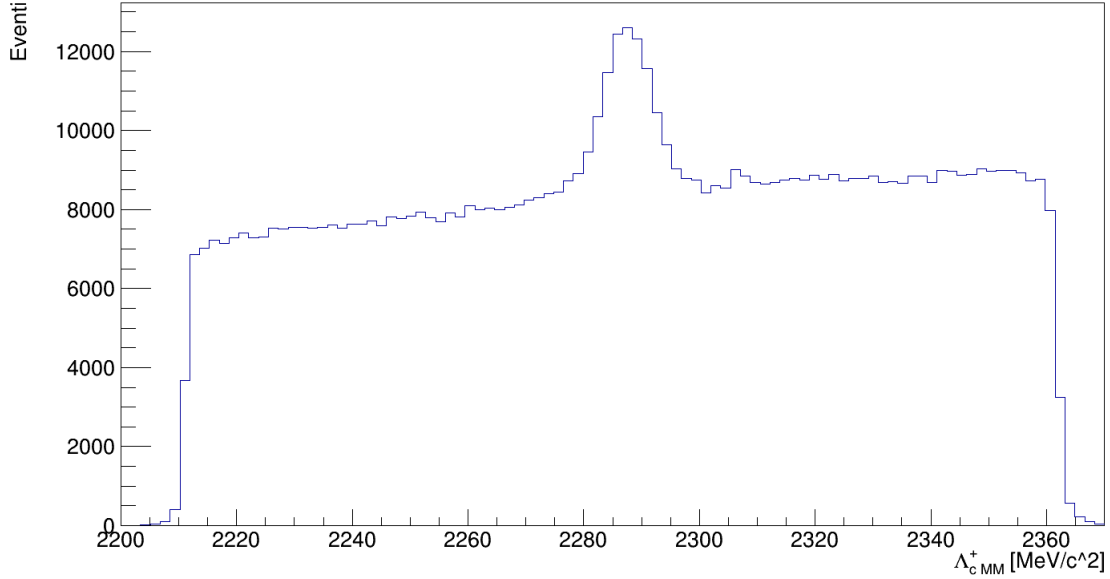


Figura 20: Distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale di decadimento pK^+K^- .

3.2.1 Massa invariante della Λ_c^+

La distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ (Λ_c^{+MM}) è quella a cui ci riferiamo nelle nostre analisi. La massa invariante è un invariante relativistico che rimane inalterata in tutte le interazioni e nelle trasformazioni di Lorentz, pertanto risulta particolarmente utile per identificare le particelle coinvolte in un processo e per studiare i loro decadimenti. Il nostro obiettivo è quello di separare le componenti di segnale e fondo. In Fig. 20 è riportata la distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale di decadimento pK^+K^- , prima della selezione.

Come possiamo vedere questa distribuzione presenta una componente rilevante di fondo e una componente di segnale. L'obiettivo della selezione è quello di massimizzare la componente di segnale e minimizzare quella di fondo.

3.2.2 Variabili cinematiche

Come variabili cinematiche sono state considerate gli impulsi trasversi di tutte e quattro le particelle ($\Lambda_c^{+PT}, p_{PT}, K_{PT}^+, K_{PT}^-$), l'impulso della Λ_c^+ (Λ_c^+P) e la rapidità di quest'ultima (Λ_c^{+ETA}). L'impulso trasverso è la componente dell'impulso che giace nel piano perpendicolare alla direzione di propagazione dei fasci (di LHC) mentre la rapidità è una grandezza cinematica introdotta per poter trattare in maniera concisa il boost lorentziano

cui vanno incontro le particelle. In fisica delle alte energie è definita come

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{P + P_z}{P - P_z}, \quad (34)$$

dove P denota l'impulso della particella mentre P_z la sua componente lungo z (direzione dei fasci). Si tratta di variabili cinematiche poiché relative alla cinematica di queste particelle. Le distribuzioni di queste variabili cinematiche per il canale pK^+K^- sono riportate in Fig. 21.

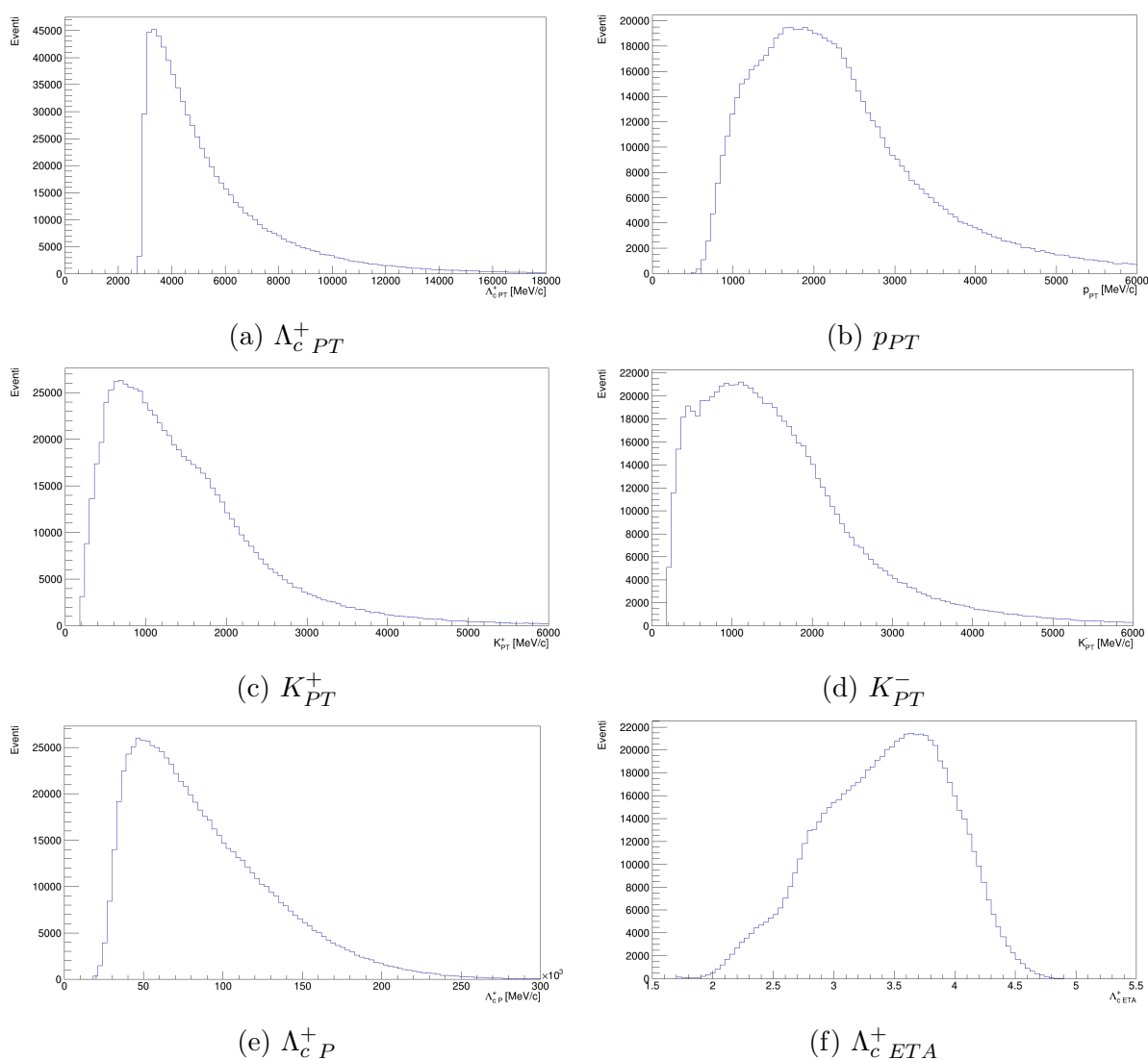


Figura 21: Variabili cinematiche relative al canale pK^+K^- .

3.2.3 Variabili topologiche

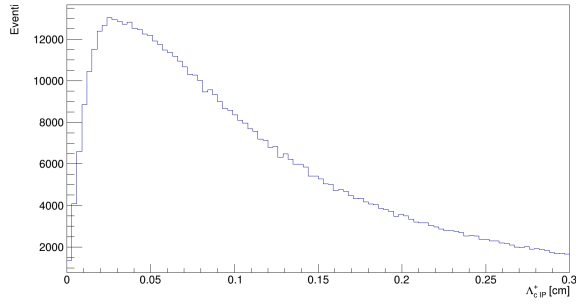
Le variabili topologiche non hanno una natura cinematica ma sono legate a quella che è la traccia della particella. Prendiamo il parametro d'impatto rispetto al vertice primario di tutte e quattro le particelle ($\Lambda_c^+ IP, p_{IP}, K_{IP}^+, K_{IP}^-$), il DIRA della Λ_c^+ ($\Lambda_c^+ DIRA$) e il χ^2 relativo al suo vertice di quest'ultima ($\Lambda_c^+ \chi^2$). Il parametro di impatto di una particella rappresenta la minima distanza (distanza perpendicolare) tra la traiettoria della particella e il vertice di interazione. In questo caso è relativo al vertice primario: la Λ_c^+ viene prodotta da una collisione diretta pp in un vertice primario di interazione; dopodiché 'vola' per una certa distanza per poi decadere nei suoi prodotti del decadimento. Il χ^2 della Λ_c^+ rispetto al suo vertice rappresenta il risultato del test di ipotesi di attribuzione della Λ_c^+ alla traccia lei ricostruita. Il DIRA invece rappresenta il coseno dell'angolo fra la direzione di volo della Λ_c^+ (direzione del suo impulso) e la congiungente tra il vertice primario e il vertice secondario in cui è decaduta. Le distribuzioni delle variabili topologiche relative al canale pK^+K^- sono riportate in Fig. 22.

3.3 Selezione offline

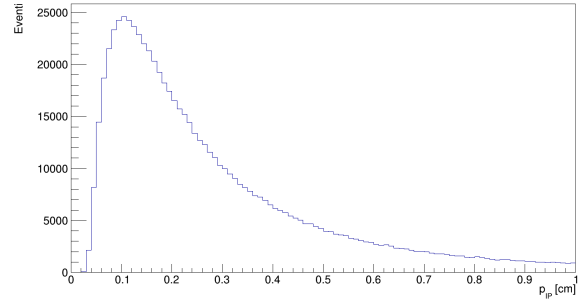
Fra tutte quante le variabili appartenenti a queste particelle sono state scelte proprio quelle sopracitate poiché costituiscono un set abbastanza ottimale di variabili discriminanti necessarie a identificare il segnale cercato e a separarlo dal fondo presente. Quest'ultimo può essere di natura fisica (eventi non interessanti) o strumentale (fondo combinatorio). Queste variabili sono state scelte mediante un'analisi preliminare *cut-based* e sono poi state usate per una selezione del campione di dati mediante classificatori multivariati. Una variabile risulta più discriminante di un'altra quando permette di discriminare maggiormente il segnale di una distribuzione rispetto al fondo della stessa da cui vogliamo separarlo. Per capire se una variabile potesse essere discriminante o meno per le nostre analisi si è studiata la separazione tra la componente di segnale e quella di fondo relative a questa variabile e se talora fosse applicabile un taglio su questa variabile. Si tratta di una procedura approssimata che ci ha permesso di capire quali variabili fossero più discriminanti. Come componente di segnale e fondo insieme e di solo fondo sono state scelte le finestre di massa invariante riportate in Tab. 1.

Componente	Valore di taglio
Segnale + Fondo	$2280 \frac{MeV}{c^2} < \Lambda_{c\ MM}^+ < 2300 \frac{MeV}{c^2}$
Fondo	$2234 \frac{MeV}{c^2} < \Lambda_{c\ MM}^+ < 2254 \frac{MeV}{c^2}$ $2320 \frac{MeV}{c^2} < \Lambda_{c\ MM}^+ < 2340 \frac{MeV}{c^2}$

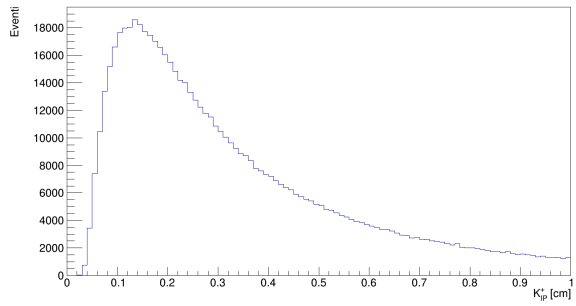
Tabella 1: Finestre di massa invariante per la componente di segnale + fondo e per quella di solo fondo relative al canale pK^+K^- .



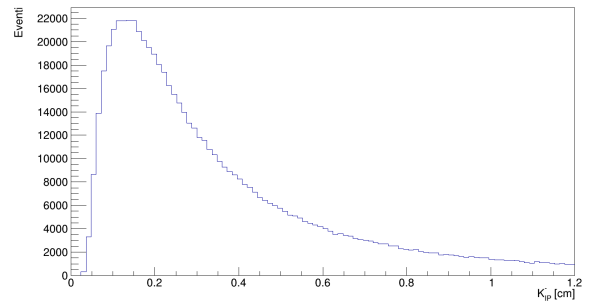
(a) $\Lambda_{c,IP}^+$



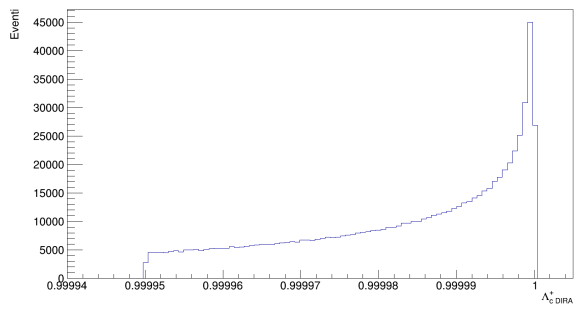
(b) p_{IP}



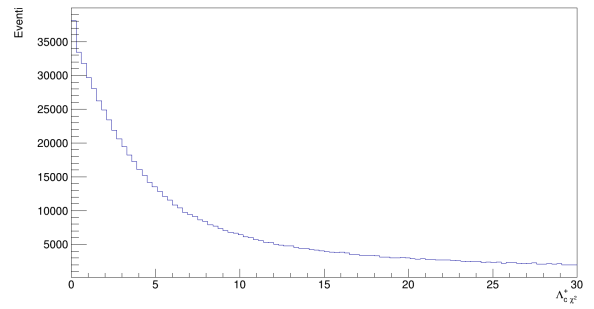
(c) K_{IP}^+



(d) K_{IP}^-



(e) $\Lambda_{c,DIRA}^+$



(f) Λ_{c,χ^2}^+

Figura 22: Variabili topologiche relative al canale pK^+K^- .

Per quanto riguarda la componente di fondo sono stati considerati gli intervalli laterali così da selezionare unicamente gli eventi di fondo, evitando di prendere le code del segnale. Gli eventi di fondo contenuti in questi due intervalli laterali non sono uguali in numero dato l'andamento lineare del fondo. Pertanto, questi due intervalli sono stati combinati simmetricamente per poter ricavare una stima quanto migliore del fondo presente nella finestra e corrispondente alla zona di segnale e fondo. Inoltre la combinazione è necessaria anche per poter ottenere intervalli di uguale ampiezza confrontabili. Per quanto riguarda il segnale potremmo semplicemente prendere la parte centrale della distribuzione in corrispondenza del picco, ma così facendo trascureremmo tutto il fondo presente in tale range e finiremmo col fare una valutazione non corretta. Dalla differenza tra la componente di segnale e fondo e quella di solo fondo otteniamo una buona stima di quella che è la componente di segnale. A questo punto le componenti separate (di segnale e di fondo) della variabile in esame vengono confrontate fra loro, dopo aver normalizzato l'area di tali distribuzioni. Un esempio del risultato finale di questa procedura è riportato in Fig. 23.

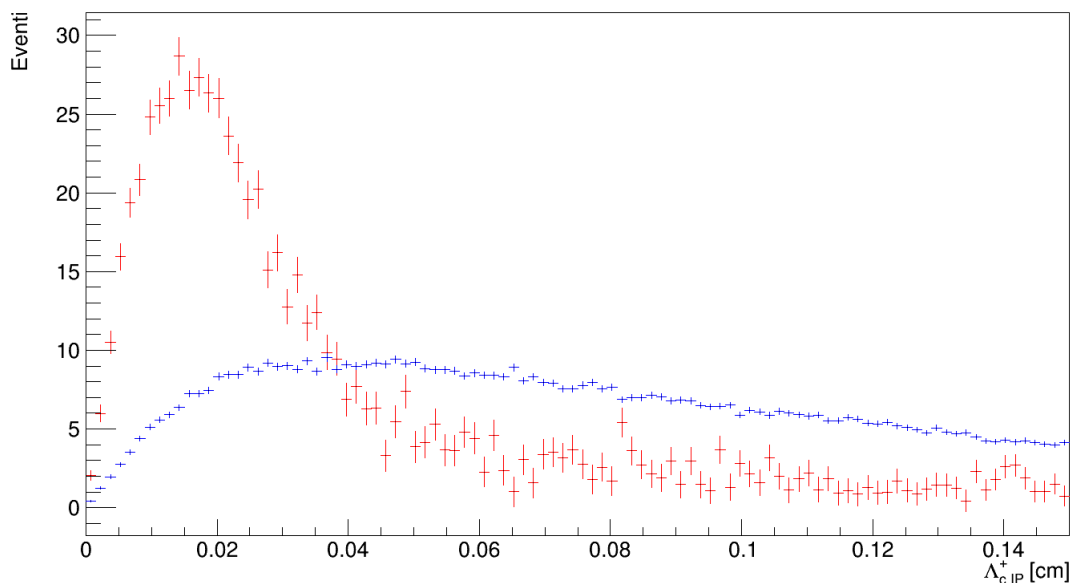


Figura 23: In rosso la componente di segnale e in blu quella di fondo per il parametro di impatto della Λ_c^+ relativo al canale di decadimento pK^+K^- .

In rosso è riportata la componente di segnale, mentre in blu quella di fondo; si può vedere come questa variabile (il parametro di impatto della Λ_c^+) permette una buona separazione tra le due componenti. Dalla figura inoltre si nota che in corrispondenza di un valore pari a 0.04 cm del parametro di impatto è possibile effettuare una selezione: rigettando abbastanza fondo, e al tempo stesso perdendo poco segnale. La scelta dei valori dei tagli è stata fatta utilizzando la tecnica di analisi multivariata.

3.4 Metodi di analisi multivariata

Effettuando un taglio su una variabile nel tentativo di ridurre il fondo e riuscire ad estrarre un segnale quanto più pulito potremmo finire con l'eliminare degli eventi di segnale su un'altra variabile. Questo è dovuto al fatto che le variabili non sono indipendenti tra di loro ma sono correlate: se volessimo effettuare una procedura del genere la dovremmo svolgere in uno spazio n -dimensionale, nel caso di n variabili. Solo allora potremmo essere in grado di valutare realmente quali sono i tagli da effettuare su tutte le variabili; tuttavia, una procedura simile non è tecnicamente possibile. A tal fine ci si avvale del supporto di reti neurali e del machine learning per eseguire delle analisi multivariate sulle nostre distribuzioni. Almeno relativamente all'uso che ne faremo noi per le nostre analisi, questi metodi permettono sostanzialmente di decorrelare queste variabili costruendone delle nuove a partire da queste che siano indipendenti tra di loro. Il metodo da noi impiegato è la BDT: Boost Decision Trees.

3.4.1 Boost Decision Trees

I Decision Trees sono una tecnica di machine learning supervisionata, estremamente potente, impiegata per l'analisi multivariata e che apprende dagli esempi. Sono costituiti da una collezione di classificatori deboli dello stesso tipo allenati su di un medesimo campione ma con differenti pesi degli eventi. Ognuno di questi classificatori presenta una struttura binaria ad albero (Fig. 24) in cui ad ogni sottodivisione successiva vengono prese delle decisioni del tipo sì/no su una singola variabile finché non si raggiunge un criterio di stop. In pratica lo spazio delle fasi delle variabili è suddiviso in diverse regioni che sono eventualmente classificate come segnale (S) o fondo (B) in base alla maggioranza degli eventi 'allenati' che sono finiti nel nodo terminale del tree. Il boosting di questi decision trees estende questo concetto a diversi trees, derivati da uno stesso campione mediante un ripesaggio degli eventi, fino all'essere combinati in un unico classificatore dato dalla media pesata dei singoli tree. Questa procedura di boost consente anche di stabilizzare la risposta dei decision trees rispetto alle fluttuazioni presenti nel campione impiegato per il training. Questi sono metodi che stanno divenendo sempre più popolari e largamente utilizzati nella fisica delle alte energie; qui, così come nelle nostre analisi, questi metodi vengono impiegati con scopo di classificazione.

3.4.2 Preparazione BDT

Prima di utilizzare una BDT occorre allenarla. Questo metodo fondamentale prende le variabili che noi gli forniamo in input e cerca un'opportuna base in cui poterle esprimere tale che siano indipendenti tra di loro e separate nelle due componenti; ma per poter fare ciò occorre che noi gli insegniamo, e dunque la alleniamo, a distinguere il segnale dal fondo. Perciò abbiamo parlato di questi classificatori come di metodi che apprendono dagli esempi. Piuttosto che fornirle due insieme di dati separati per il segnale e il

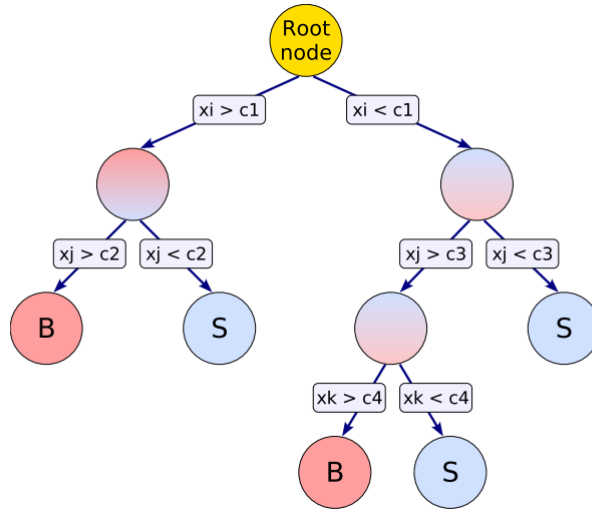
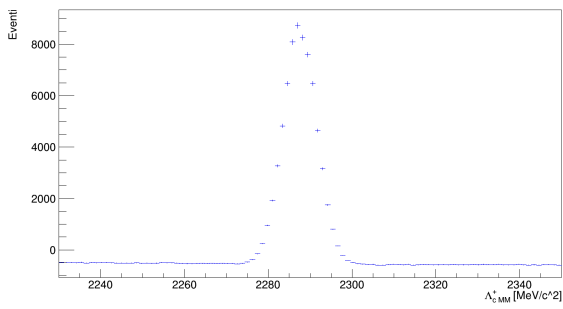


Figura 24: Raffigurazione del principio di funzionamento di un classificatore binario con struttura ad albero.

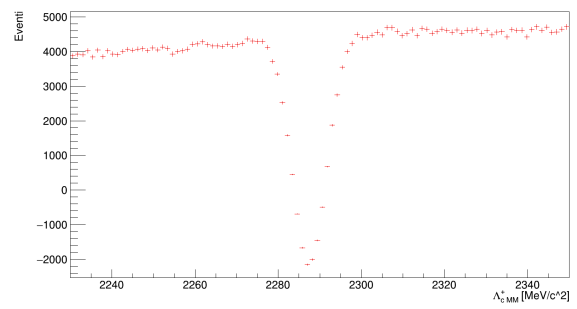
fondo, le forniamo un dataset unico di eventi opportunamente ripesati mediante l'utilizzo della tecnica di SPlot. SPlot è una classe di RooStats, un'estensione di ROOT [9], che permette di ripesare un dataset per mostrarne differenti componenti (ad esempio segnale e fondo) evitando di applicare tagli su questi eventi o di ordinarli in categorie separate. Per fare questo viene eseguito un fit sui dati con un modello composto di due componenti, una per il segnale e una per il fondo; ad ogni evento verranno assegnati due pesi che indicano qual è la probabilità di appartenere ad una delle due classi. L'output sarà un nuovo dataset identico a quello di partenza con in aggiunta i pesi. In Fig. 25 sono riportate le distribuzioni di massa invariante con i pesi di segnale e di fondo. Le distribuzioni di segnale e fondo sono quindi utilizzate per allenare la BDT.

3.4.3 Classificazione con BDT

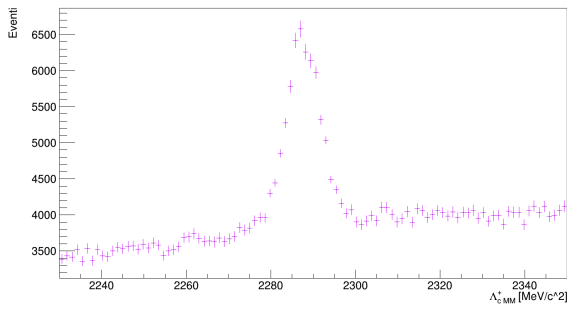
Lo step successivo è di passare alla BDT un dataset in generale diverso da quella adottato per il training. A questo punto la BDT attuerà la classificazione attribuendo a ciascun evento un valore della variabile BDT che indica la probabilità di quell'evento di essere segnale o fondo. Le variabili in cui le componenti sono maggiormente separate tra di loro saranno quelle più discriminanti. Un'altra informazione che ci viene fornita da questo metodo è la matrice di correlazione: si tratta di una matrice in cui sono riportati i coefficienti di correlazione lineare tra coppie di variabili, che sono raffigurate nelle righe e nelle colonne. Si ottiene un risultato il quanto più ottimale quanto meno correlate sono tra loro queste variabili: infatti variabili che sono molto correlate con tutte le altre



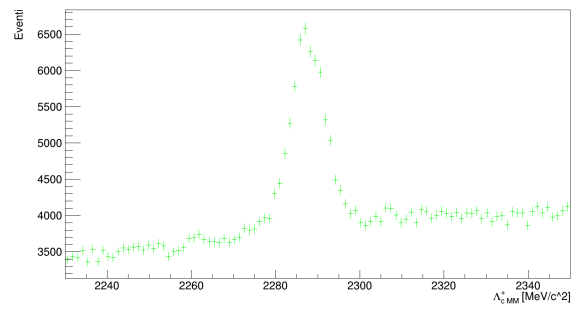
(a) eventi con i pesi di segnale.



(b) eventi con i pesi di fondo.



(c) somma delle distribuzioni con i due tipi di pesi.



(d) distribuzione originale della massa invariante della Λ_c^+ .

Figura 25: Esempio di pesaggio delle componenti del dataset attuato dalla classe SPlot.

variabili non sono dei buoni discriminanti ed è possibile escluderle dalla classificazione, per via della loro correlazione con le altre appunto. La BDT stessa ci fornisce anche una classifica delle variabili coinvolte nella classificazione in ordine di potere discriminante. Risultato molto importante della classificazione è la distribuzione degli output del classificatore, cioè della risposta della BDT. Si tratta di una distribuzione che spazia da -1 a 1 in cui vengono plottate le componenti di segnale e fondo delle distribuzioni che saranno più vicine a +1 o a -1 se sono corrispondentemente più di segnale o più di fondo. Una classificazione ottimale dei dati, dunque un'ottima separazione della distribuzione nelle due componenti, mostrerebbe le componenti di segnale concentrate verso +1 mentre quelle di fondo concentrate verso -1. Quanto più invece queste tendono ad incrociarsi nella parte centrale, tanto più le due componenti sono sovrapposte fra loro nella distribuzione.

3.5 Selezione del segnale

Una volta che andiamo ad effettuare la classificazione sul nuovo dataset è possibile andare a valutare questo metodo (BDT) sul dataset ottenendo un valore detto 'output del classificatore'. Andando a plottare la distribuzione ottenuta dalla valutazione di questo metodo sul dataset per un numero di volte pari al numero di ingressi della ntpula, otteniamo esattamente quella che è la distribuzione degli output del classificatore al quale viene applicato un taglio. Per decidere il valore del taglio si valutano diverse possibilità e per ciascuna di esse si calcola il fattore di merito f , definito come

$$f = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (35)$$

con S e B rispettivamente il numero di eventi di segnale e di fondo. Il taglio migliore è quello che massimizza tale funzione, che equivale ad avere il miglior rapporto segnale su fondo.

3.6 Ottimizzazione della distribuzione della Λ_c^+ MM

Una volta effettuata la classificazione e applicato il taglio alla BDT si ottiene la distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale pK^+K^- come riportato in Fig. 26.

Si vede chiaramente come sia stato possibile abbattere il fondo presente in tale distribuzione ottenendone così una quanto più pulita costituita prettamente da segnale. Ora che abbiamo fatto la nostra selezione ed estratto la distribuzione interessante, è possibile procedere alla determinazione del numero di eventi di segnale mediante un fit alla massa invariante.

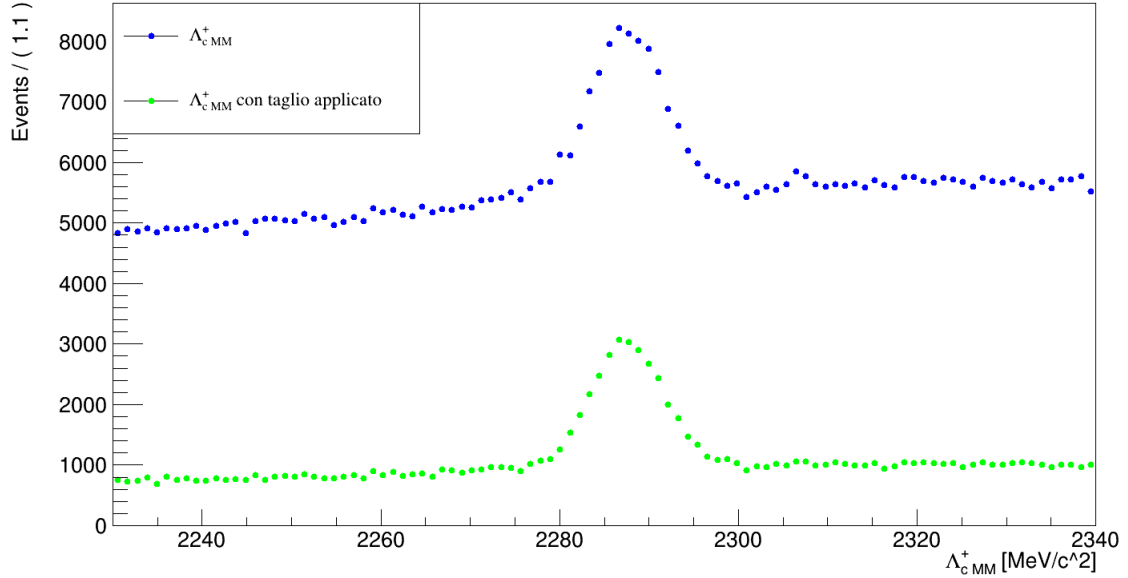


Figura 26: Distribuzione della massa invariante della Λ_c^+ nel canale pK^+K^- senza (blu) e con (verde) il taglio applicato sull'output della BDT.

3.7 Strategia di fit

Fin'ora abbiamo parlato unicamente della Λ_c^+ ma per poter andare a valutare quelle che sono le asimmetrie grezze dei due canali di decadimento bisogna considerare anche la distribuzione della massa invariante della Λ_c^- . Per andare a riconoscere quelli che sono gli eventi appartenenti all'una o all'altra si va ad effettuare un taglio sull'ID (*particle identity*) della particella. Ad ogni particella viene assegnato un codice identificativo in base al suo contenuto di quark: per la Λ_c^+ è 4122 essendo questo barione composto da u, d e c . Applicando dunque i tagli $\Lambda_{cID} = 4122$ e $\Lambda_{cID} = -4122$ si ottengono quelli che sono gli eventi, e dunque la distribuzione, per la Λ_c^+ e per la Λ_c^- . Una volta ottenute le due distribuzioni separate è possibile procedere con il fit simultaneo su di esse. Come parametri per il fit adotteremo il numero totale di eventi di segnale, il numero totale di eventi di fondo e l'asimmetria grezza. In questo modo il modello di fit viene 'adattato' alla distribuzione andando a minimizzare proprio l'asimmetria; risultato del fit sarà direttamente l'asimmetria grezza con il relativo errore. Quello che andremo ad effettuare sarà un fit di χ^2 in cui il numero totale di eventi dati è sostituito con il numero atteso di eventi in base alla pdf e gli errori associati sono di natura poissoniana in quanto abbiamo a che fare con un solo campione di dati (*extended maximum likelihood method*).

3.7.1 Modello di Fit

Per entrambi i canali di decadimento il modello di fit adoperato è lo stesso. Le componenti di segnale sono modellizzate da due funzioni di densità di probabilità

$$S^\pm = G^\pm(m, \mu, \sigma), \quad (36)$$

dove ”+” e ”-” distinguono le componenti per gli eventi di carica positiva (Λ_c^+) e per quelli di carica negativa (Λ_c^-). Il segnale è sostanzialmente dato da una funzione di distribuzione gaussiana

$$G(m, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (37)$$

con media μ e deviazione standard σ aventi lo stesso valore per gli eventi di carica positiva e quelli di carica negativa. La componente di fondo è descritta da una funzione esponenziale

$$B^\pm = E^\pm(m, \zeta), \quad (38)$$

con $E(m, \zeta)$ dato da

$$E(m, \zeta) = \frac{1}{\zeta} e^{-\frac{m}{\zeta}}, \quad (39)$$

con ζ avente lo stesso valore per gli eventi di carica positiva e quelli di carica negativa. Le pdf totali $f^\pm(m, \vec{\alpha})$ per gli eventi di carica positiva e negativa sono date dalla composizione delle distribuzioni di segnale e fondo

$$f^\pm(m, \vec{\alpha}) = N_{sig}^\pm S^\pm(m, \vec{\alpha}) + N_{bkg}^\pm B^\pm(m, \vec{\alpha}), \quad (40)$$

con

$$N_{sig}^\pm = \frac{N_{sig}(1 \pm A_{raw}^s)}{2}, \quad N_{bkg}^\pm = \frac{N_{bkg}(1 \pm A_{raw}^b)}{2}, \quad (41)$$

dove N_{sig} e N_{bkg} sono il numero totale di eventi di segnale e di fondo nel decadimento mentre A_{raw}^s e A_{raw}^b sono rispettivamente l'asimmetria grezza del segnale e del fondo. Questi quattro (N_{sig} , N_{bkg} , A_{raw}^s , A_{raw}^b) sono i parametri da cui dipende il modello di fit totale. Prima di passare alla composizione della pdf totale del modello, occorre introdurre un componente che ci assicuri di selezionare solo gli eventi con il giusto ID, cioè le Λ_c^+ e le Λ_c^- . Per farlo introduciamo una funzione di distribuzione deltiforme: si tratta sostanzialmente di una delta di Dirac piccata in corrispondenza dell'ID della Λ_c^+ (4122) e della Λ_c^- (-4122); così facendo gli eventi del campione che non rispettano tale requisito vengono mandati a zero.

$$t^\pm = \delta(\Lambda_c^\pm ID), \quad (42)$$

questa pdf viene indicata con la 't' poiché viene anche comunemente chiamata 'tag'. A questo punto le pdf complessive per gli eventi di carica positiva e per quelli di carica negativa vengono ad essere

$$F^\pm(m, \vec{\alpha}) = t^\pm f^\pm(m, \vec{\alpha}), \quad (43)$$

da cui possiamo scrivere la pdf completa relativa al decadimento

$$F = F^+(m, \vec{\alpha}) + F^-(m, \vec{\alpha}), \quad (44)$$

Questa è la pdf con cui andremo ad effettuare il fit ottenendo come risultato quei 4 parametri e i relativi errori. Nelle pdf m denota la massa invariante che ricopre qui il ruolo di variabile mentre $\vec{\alpha}$ indica gli altri parametri non del modello (μ, σ, ζ) .

3.8 Risultati delle analisi

Lo studio preliminare svolto sulle variabili cinematiche e topologiche per determinare quali costituissero degli ottimi discriminanti è stato svolto unicamente sulle variabili del canale pK^+K^- . Per le analisi sul canale $p\pi^+\pi^-$ sono state adottate le stesse variabili. Del resto come accennato a inizio capitolo viene fatta l'assunzione che la cinematica di queste particelle sia pressoché uguale. Invece tutta la classificazione delle variabili, la selezione del segnale, l'estrazione della distribuzione della massa invariante ripulita e il successivo fit sono stati svolti non solo per il canale pK^+K^- , per cui li abbiamo discussi, ma anche per il canale $p\pi^+\pi^-$. Rimangono valide dunque tutte le considerazioni fatte.

3.8.1 Risultati della classificazione

Le variabili utilizzate per l'allenamento della BDT per il decadimento pK^+K^- sono riportate in Fig. 27, mentre quelle del canale $p\pi^+\pi^-$ sono rappresentate in Fig. 28. In aggiunta in Fig. 29 sono riportate le matrici di correlazione relative al segnale e al fondo per il canale pK^+K^- (Fig. 29a-29b) e per il canale $p\pi^+\pi^-$ (Fig. 29c-29d). In Fig. 30, invece, sono riportati i risultati del classificatore dopo l'allenamento per i due canali.

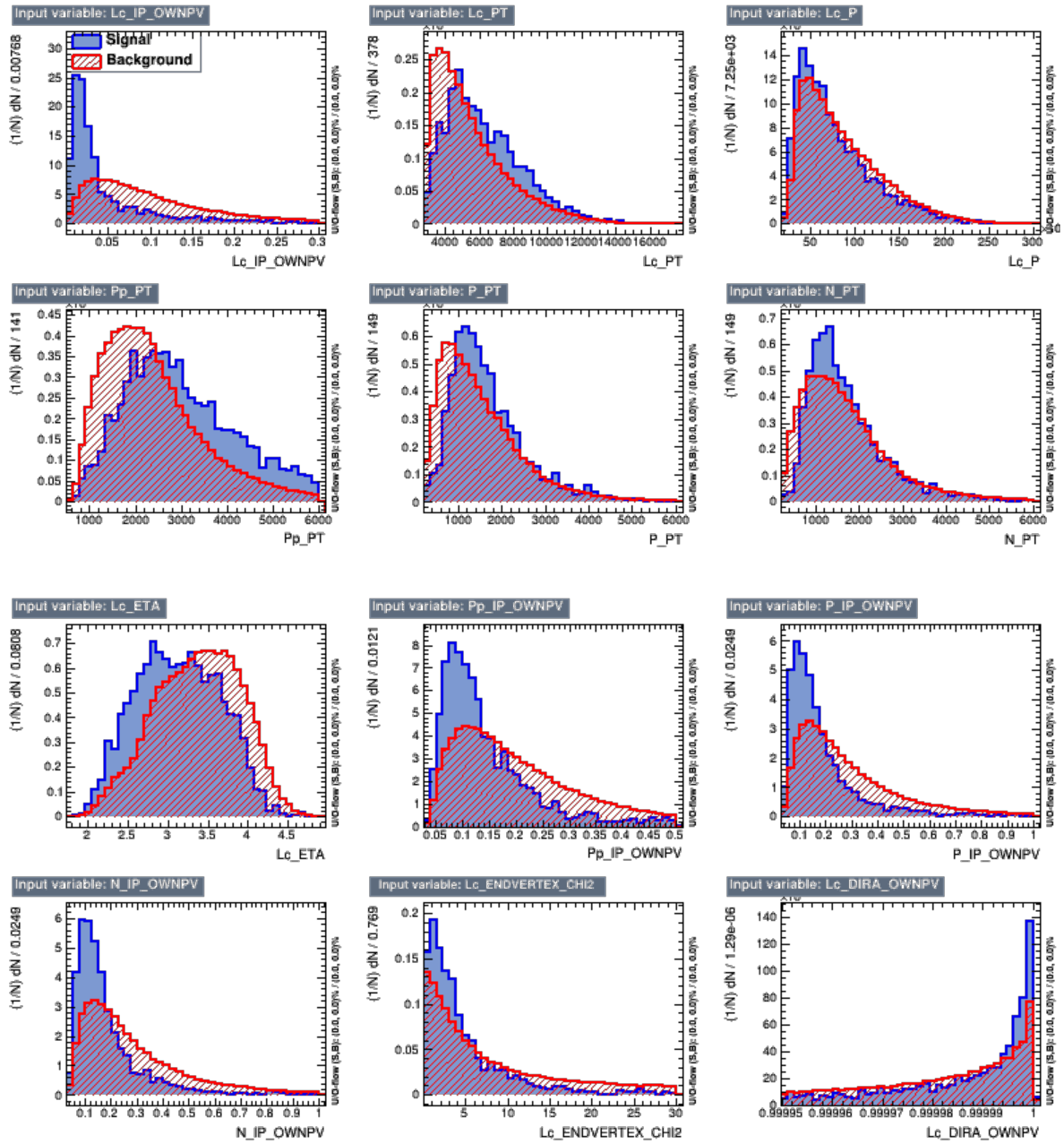


Figura 27: Distribuzioni utilizzate per l'allenamento relative al canale pK^+K^- .

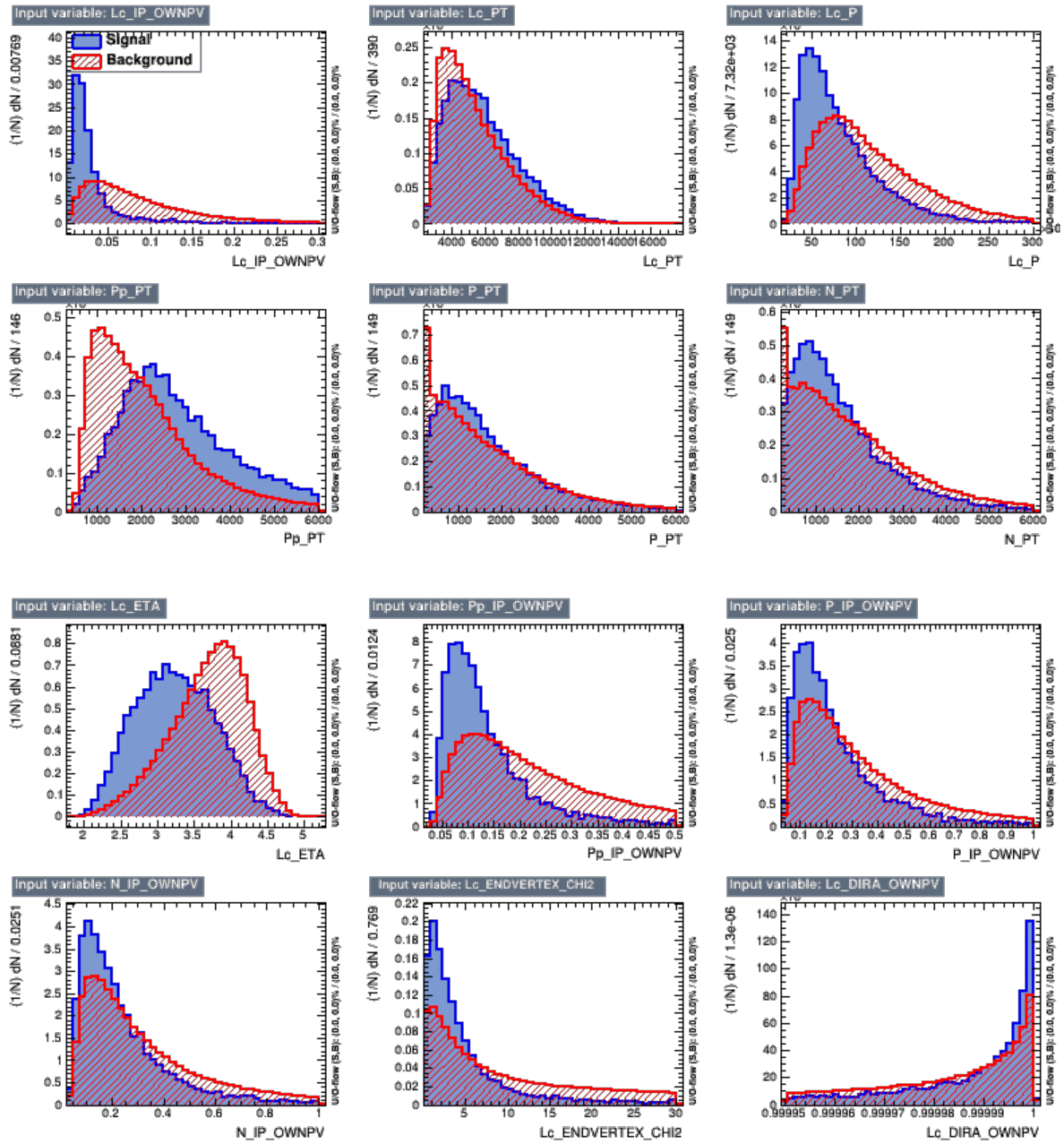
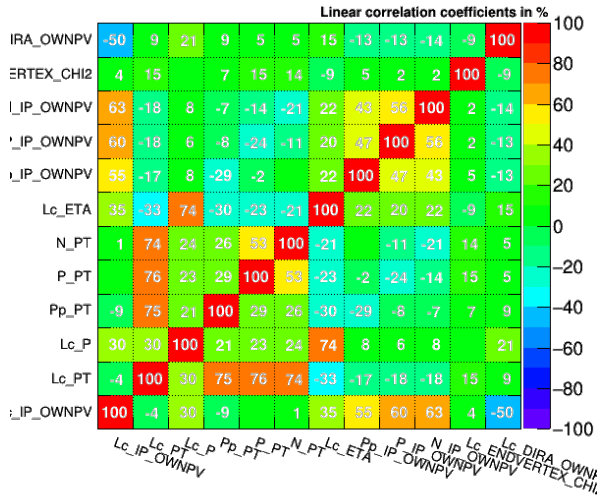
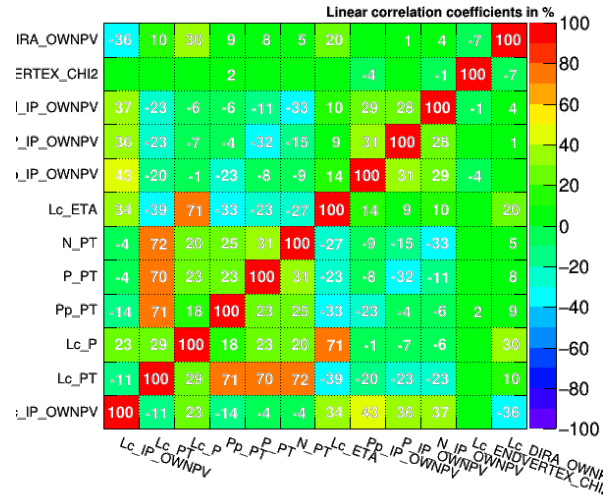


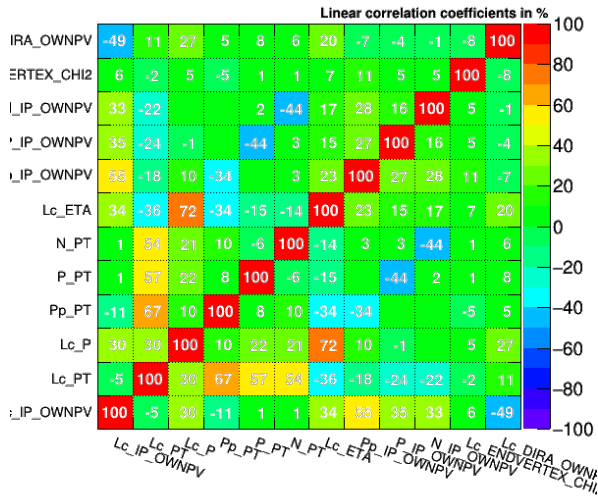
Figura 28: Distribuzioni utilizzate per l'allenamento relative al canale $p\pi^+\pi^-$.



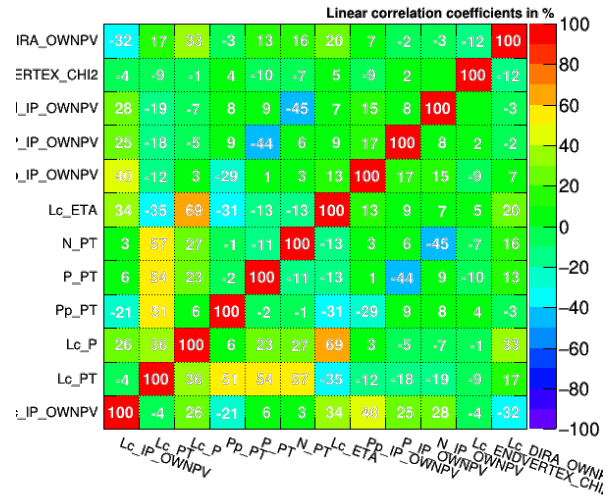
(a) pK^+K^- : Segnale.



(b) pK^+K^- : Fondo.

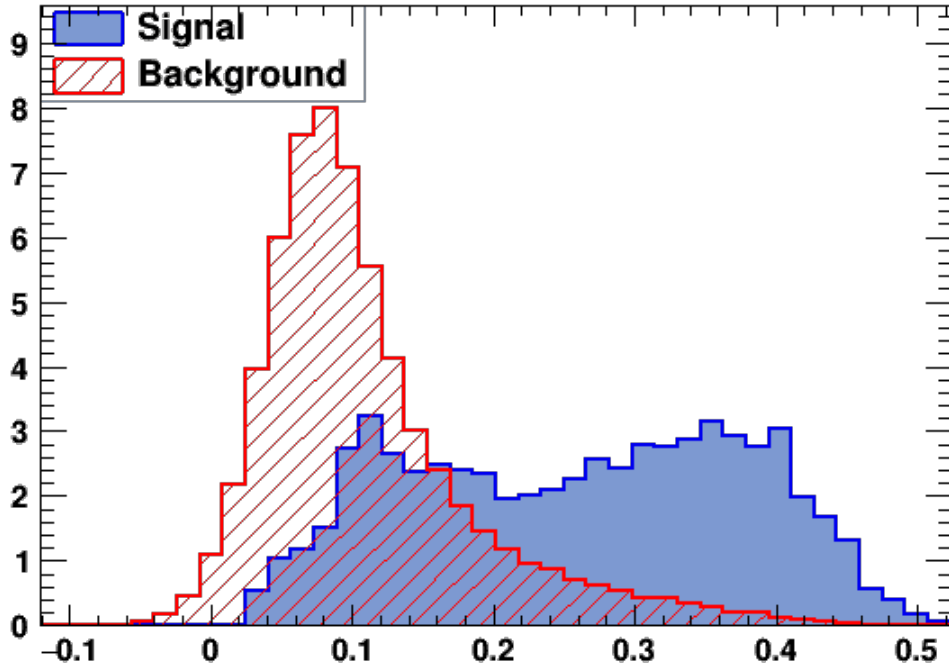


(c) $p\pi^+\pi^-$: Segnale.

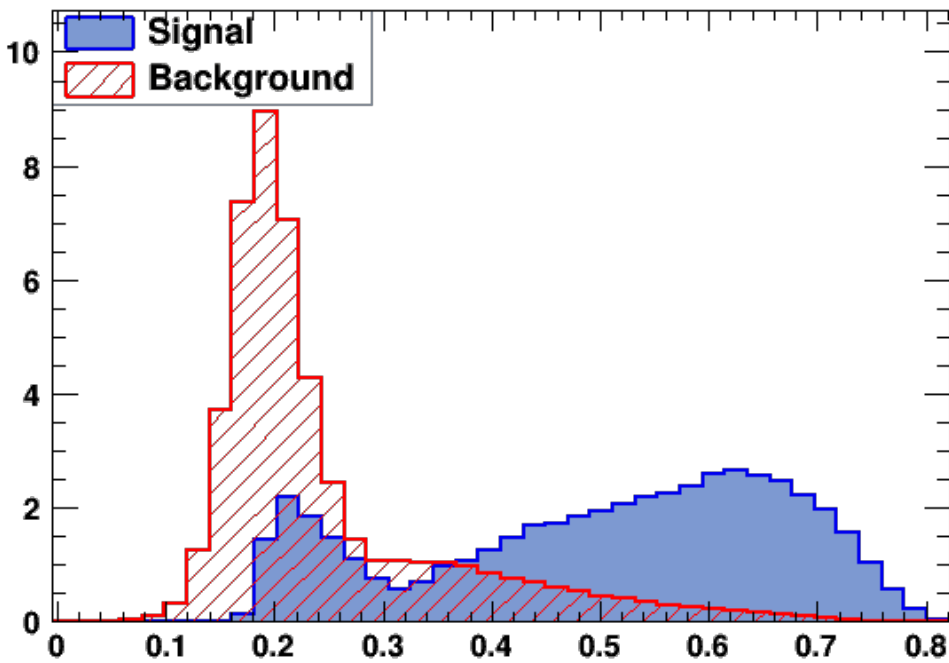


(d) $p\pi^+\pi^-$: Fondo.

Figura 29: Matrici di correlazione del segnale e del fondo relative ai canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$.



(a) pK^+K^- .



(b) $p\pi^+\pi^-$.

Figura 30: Distribuzioni della risposta (output) della BDT per i canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$.

Prima di poter procedere con il fit, andiamo ad estrarre la distribuzione della massa invariante ripulita eseguendo dei tagli sulla risposta della BDT (MVA_{BDT}). I valori dei tagli effettuati, per entrambi i canali, sono riportati in Tab. 2, e sono stati scelti dalle figure di merito f le cui distribuzioni sono riportate in Fig. 31.

Canale	Taglio sulla BDT
pK^+K^-	$MVA_{BDT} > 0.15$
$p\pi^+\pi^-$	$MVA_{BDT} > 0.26$

Tabella 2: Valori dei tagli applicati sulla risposta della BDT.

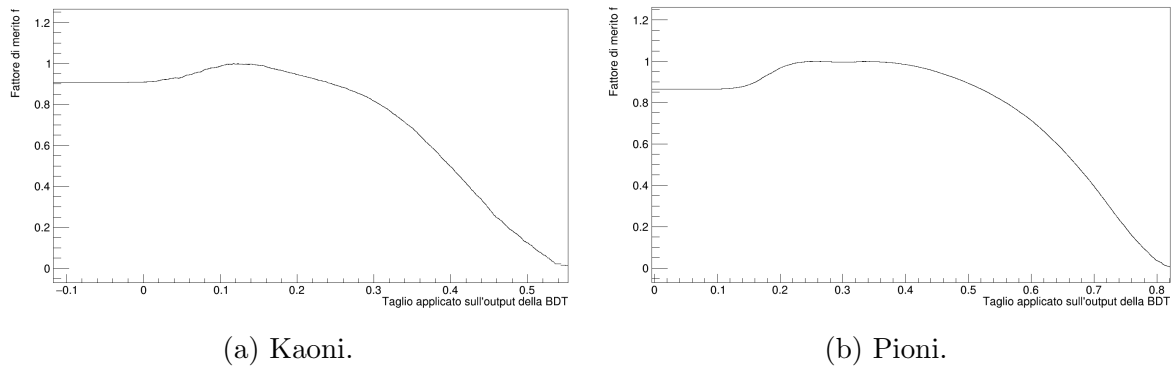
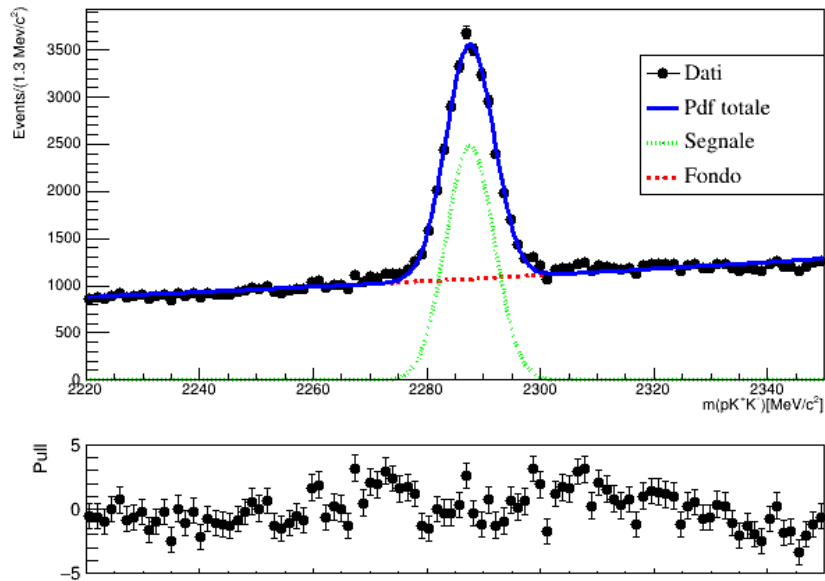


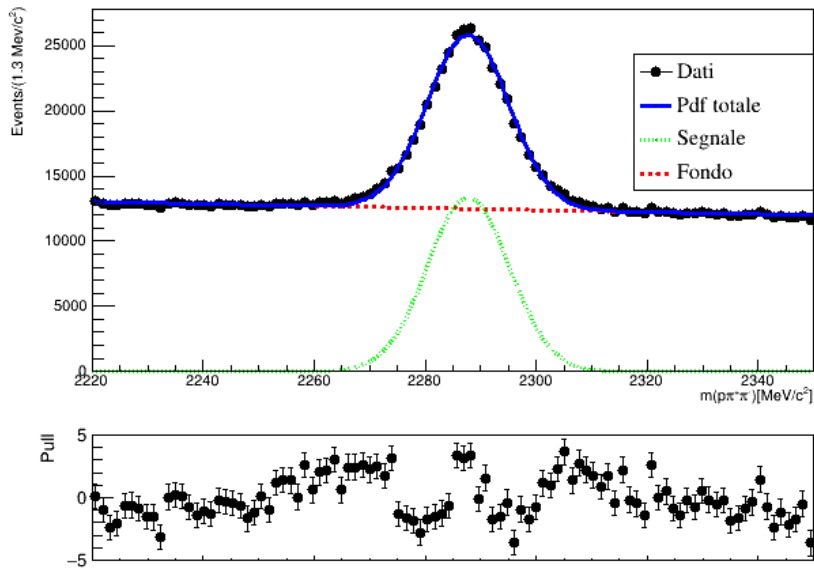
Figura 31: Fattori di merito f in funzione del taglio applicato sull'output della BDT per entrambi i canali.

3.8.2 Risultati del fit

I risultati del fit, con il modello descritto, della distribuzione della massa invariante a cui sono applicati i tagli sono riportati in Fig. 32a per il canale pK^+K^- , e in Fig. 32b per il canale $p\pi^+\pi^-$. Nelle figure è possibile visualizzare oltre alla pdf totale che fitta i dati anche le componenti di segnale e fondo che la compongono. E' riportata inoltre anche la distribuzione dei residui normalizzati della distribuzione: si tratta della differenza tra i dati della distribuzione rispetto al modello di fit normalizzati all'errore dell'istogramma della distribuzione.



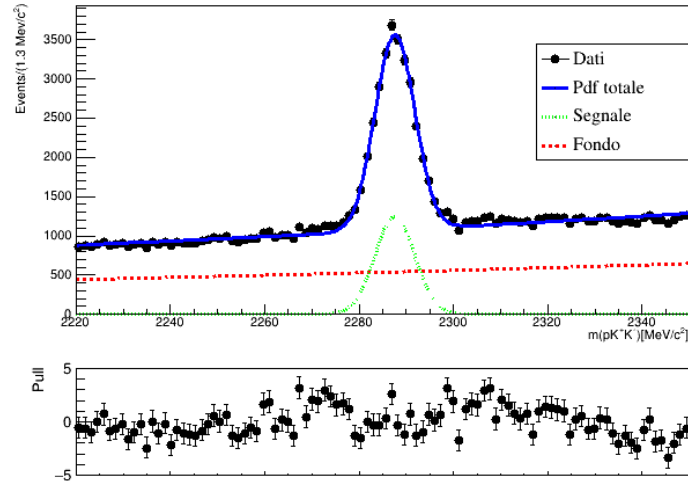
(a) Risultato del fit della distribuzione della massa invariante del canale pK^+K^- . Le componenti del fit (segnale e fondo) sono riportate con colori diversi. Nella parte inferiore è rappresentata la distribuzione dei pulls.



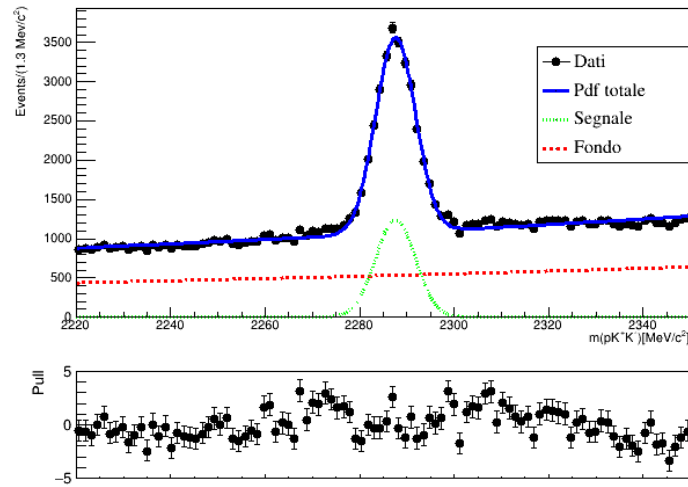
(b) Risultato del fit della distribuzione della massa invariante del canale $p\pi^+\pi^-$. Le componenti del fit (segnale e fondo) sono riportate con colori diversi. Nella parte inferiore è rappresentata la distribuzione dei pulls.

Figura 32: Risultati dei fit delle distribuzioni della massa invariante per i due canali.

In Fig. 33 e 34 sono riportati i fit delle distribuzioni con le relative componenti per gli eventi a carica positiva (Λ_c^+) e per gli eventi a carica negativa (Λ_c^-) per entrambi i canali di decadimento.

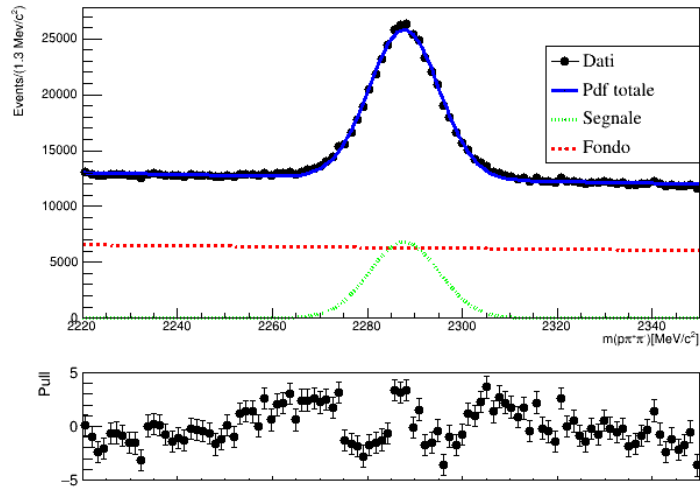


(a) Λ_c^+

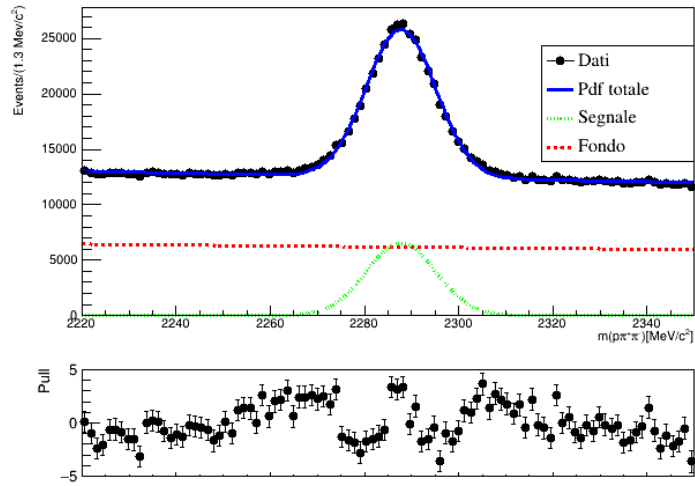


(b) Λ_c^-

Figura 33: Fit della distribuzione della massa invariante del canale pK^+K^- con relative componenti. In 33a gli eventi relativi alla Λ_c^+ , in 33b quelli relativi alla Λ_c^- .



(a) Λ_c^+



(b) Λ_c^-

Figura 34: Fit della distribuzione della massa invariante del canale $p\pi^+\pi^-$ con relative componenti. In 34a gli eventi relativi alla Λ_c^+ , in 34b quelli relativi alla Λ_c^- .

3.9 Risultati delle misure

3.9.1 Misura delle asimmetrie grezze

Le asimmetrie grezze relative ai canali di decadimento pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$ risultano essere

$$A_{raw}(pK^+K^-) = (0.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-2}, \quad (45)$$

$$A_{raw}(p\pi^+\pi^-) = (1.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}. \quad (46)$$

3.9.2 Misura del ΔA_{CP}

Così come riportato in Sez. 3.1

$$\Delta A_{CP} \approx A_{raw}(pK^+K^-) - A_{raw}(p\pi^+\pi^-) = (-1.6 \pm 1.0)\%, \quad (47)$$

che risulta compatibile con zero entro 1.6 deviazioni standard. Essendo le misure delle asimmetrie grezze governate da delle distribuzioni normali ed essendo inoltre i rispettivi errori casuali e indipendenti tra loro, si è valutato l'errore sul ΔA_{CP} con la somma in quadratura degli errori. Questa dunque è una misura preliminare della differenza delle asimmetrie CP (A_{CP}) dei decadimenti della Λ_c^+ nei due canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$.

4 Conclusione

La misura delle asimmetrie sperimentali ricopre un ruolo chiave nello studio della violazione di simmetria CP nel settore del charm. Conoscere i valori di tali asimmetrie è fondamentale per poter risalire alla differenza delle asimmetrie CP, non direttamente accessibili per via di asimmetrie indotte dal rivelatore e dalle collisioni pp. In questo lavoro di tesi è stato misurato il valore di ΔA_{CP} dei due canali pK^+K^- e $p\pi^+\pi^-$ di un campione di dati raccolto durante la fase di RUN-2 del rivelatore LHCb. Il valore finale ottenuto dalle analisi è

$$\Delta A_{CP} = (-1.6 \pm 1.0)\%, \quad (48)$$

che risulta compatibile con zero entro 1.6 deviazioni standard. Nonostante tale risultato non è possibile concludere l'assenza di violazione CP della Λ_c^+ in uno di questi due decadimenti. Le nostre analisi si estendono ad un campione di dati parziale mentre per poter trarre delle conclusioni circa la presenza o meno di violazione CP occorrerebbe analizzare l'intero dataset del Run-2 e tener conto di contributi ed effetti non trascurabili come l'accordo delle distribuzioni cinematiche tra i due canali di decadimento. Questo lavoro di tesi costituisce in sostanza uno studio ed un'analisi preliminare di un campione di dati volto alla comprensione delle tecniche statistiche e delle moderne procedure di analisi impiegate all'interno della collaborazione LHCb per lo studio e l'osservazione di fenomeni rari e per la misura dei parametri di violazione CP relativi agli adroni in cui è presente il quark charm.

Riferimenti bibliografici

- [1] Nicola Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531–533, Jun 1963.
- [2] N. Semprini Cesari. *Fisica Nucleare e Subnucleare*.
- [3] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π decay of the k_2^0 meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, Jul 1964.
- [4] The LHCb Collaboration. *Search for time-integrated CP violation in $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-K^+$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow p\pi^-\pi^+$ decays*.
- [5] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford science publications. Clarendon Press, 1998.
- [6] Particle data group. Ckm quark mixing matrix. <https://pdg.lbl.gov/2020/reviews/rpp2020-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [7] M. Kobayashi e T. Maskawa. Cp-violation in the renormalizable theory of weak interaction. *In: Progress of Theoretical Physics 49.2 (1973)*.
- [8] The LHCb Collaboration R. Aaij et al. *LHCb detector performance. International Journal of Modern Physics A*, 30(07):1530022, mar 2015.
- [9] Data analysis framework. <https://root.cern/>.
- [10] S. Bertolucci M. Sioli, L. Cifarelli. *Grandi Conquiste e Traguardi della Fisica delle Particelle*.

Ringraziamenti