

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Corso di Laurea in Fisica

Misura di asimmetria CP nei decadimenti:  
 $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ad LHCb

Relatore:  
Prof. Angelo Carbone

Presentata da:  
Daniele Manuzzi

Correlatore:  
Dott. Umberto Marconi

Sessione III  
Anno Accademico 2014/2015

*"A me sembra di essere stato solo un fanciullo  
che gioca sulla riva del mare  
e si diverte a trovare ogni tanto,  
un sassolino un po' più levigato  
o una conchiglia un po' più graziosa del solito,  
mentre il grande oceano della verità  
si stende inesplorato dinanzi a me."*

*Isaac Newton*

# Abstract

La fisica del sapore è uno dei settori di ricerca più promettenti per realizzare misure di altissima precisione del Modello Standard e per osservare indirettamente, attraverso i decadimenti mediati dalle interazioni deboli nuove particelle. L'esperimento LHCb è stato progettato per realizzare misure di altissima precisione in questo settore. Grazie all'alta luminosità integrata disponibile ( $3 \text{ fb}^{-1}$ ) ed alla elevata sezione d'urto di produzione dei quark charm, LHCb è in grado di realizzare misure di una precisione mai raggiunta fino ad ora da altri esperimenti. In questo lavoro di tesi è stata realizzata una misura preliminare della simmetria di violazione di CP, realizzata mediante i decadimenti dei mesoni neutri  $D^0$  negli stati finali  $K^+K^-$  e  $\pi^+\pi^-$ . Per realizzare la misura sono stati selezionati i decadimenti  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$  e  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$  utilizzando i dati raccolti da LHCb durante il RUN-1 (2010-2012) ed è stato sviluppato un modello di adattamento ai dati in grado di misurare la differenza di asimmetria di CP integrate nel tempo nei decadimenti  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Delta A_{CP}$ . Il modello è stato sviluppato in modo da descrivere le distribuzioni di massa invariante del  $D^0$  e del  $D^{*\pm}$  sia per la componente di segnale sia per quelle di fondo ed è stato adattato ai dati, per sottrarne i fondi e misurare le asimmetrie  $A_{RAW}(K^+K^-)$  e  $A_{RAW}(\pi^+\pi^-)$ , corrispondenti alla differenza tra il numero di eventi di segnale  $D^{*+}$  e  $D^{*-}$ , diviso la loro somma. La differenza di queste asimmetrie corrisponde a  $\Delta A_{CP}$ , la cui misura, non ufficiale, è stata determinata essere  $\Delta A_{CP} = (-0.12 \pm 0.08)\%$ . Questo risultato rappresenta la miglior misura al mondo mai realizzata da un singolo esperimento.

# Indice

<b>1</b>	<b>Il Modello Standard e la Violazione di CP</b>	<b>7</b>
1.1	Il Modello Standard . . . . .	7
1.2	Interazione Debole . . . . .	10
1.2.1	Fenomenologia dell'interazione debole . . . . .	10
1.2.2	Teoria del mixing di Cabibbo . . . . .	12
1.2.3	Matrice CKM . . . . .	13
1.3	Simmetrie Continue e Discrete . . . . .	16
1.3.1	Coniugazione di carica . . . . .	17
1.3.2	Parità . . . . .	17
1.3.3	Inversione temporale e CPT . . . . .	18
1.4	Rottura di simmetria . . . . .	19
1.4.1	Violazione di simmetria CP . . . . .	19
1.4.2	Violazione di CP nei decadimenti del mesone $D^0$ . . . . .	20
1.4.3	I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	22
<b>2</b>	<b>LHCb</b>	<b>27</b>
2.1	Esperimento LHCb . . . . .	27
2.2	Il rivelatore LHCb . . . . .	29
2.2.1	Il Sistema Tracciante . . . . .	30
2.2.2	Sistemi di identificazione di particelle . . . . .	34
2.2.3	Il Sistema di Trigger . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Asimmetria di CP nel sistema <math>D^0 - \bar{D}^0</math></b>	<b>40</b>
3.1	Distinguere $D^0$ e $\bar{D}^0$ mediante la risonanza $D^{*\pm}$ . . . . .	40
3.2	Distinguere il segnale dal fondo: il fit combinato dei campioni. . . . .	41
3.3	Il segnale . . . . .	43
3.4	Il fondo . . . . .	44
3.4.1	La variabile $\delta m$ : il pione male selezionato . . . . .	44
3.4.2	Fondo combinatorio . . . . .	45
3.4.3	Il fondo fisico proveniente dal decadimento del $D_s^+$ . . . . .	45

3.5	Modello finale . . . . .	46
3.6	Risultati finali e misura di $\Delta A_{CP}$ . . . . .	47

# Introduzione

Prima dell'avvento della fisica moderna, le teorie e le misure sperimentali hanno mostrato che le leggi della natura erano invarianti per certi tipi di trasformazione, come per esempio quella dell'inversione delle coordinate spaziali, cioè la simmetria di parità (P). Tuttavia a partire dagli anni '50, i fisici T.D. Lee e C.N. Yang, teorizzarono per la prima volta la possibilità che la violazione della simmetria di parità fosse violata. La loro previsione si dimostrò corretta e nel 1956 M.me Wu e i suoi collaboratori scoprirono sperimentalmente mediante lo studio del decadimento beta del cobalto-60 che la simmetria di parità è violata nell'interazione debole. Successivamente nel 1964 i fisici Cronin, Fitch & al., mediante lo studio dei decadimenti dei mesoni neutri K osservarono che anche la violazione di coniugazione di carica e parità (CP) è violata dall'interazione debole. La simmetria di CP è strettamente legata alla materia e all'anti-materia, infatti applicando l'operatore CP ad una particella, essa viene trasformata nella sua anti-particella. L'esistenza della violazione di CP implica quindi che le leggi della fisica non agiscono in maniera esattamente simmetrica su materia e anti-materia. Una delle domande ancora non risolte della fisica è per quale motivo l'universo osservato è costituito da materia e non da anti-materia. Lo stesso Dirac arrivò a ipotizzare l'esistenza di stelle di anti-materia. Tuttavia ad oggi non ci sono evidenze sperimentali di presenza di anti-materia nell'Universo osservabile. L'esistenza della violazione di CP è una possibile spiegazione, anche se è noto che, essendo di piccola entità, non è sufficiente a spiegare l'assenza di anti-materia nell'universo.

Un'altra domanda alla quale non è ancora possibile dare una risposta riguarda l'esistenza della materia oscura nell'Universo. Osservazioni sperimentali dimostrano che oltre il 90% dell'Universo è composto da materia al momento non osservabile, chiamata appunto materia oscura.

L'esperimento LHCb del *Large Hadron Collider* del CERN si occupa di cercare di dare una risposta a queste domande. Infatti è stato progettato per realizzare misure di violazione di CP nei decadimenti deboli degli adroni contenenti quark charm e beauty. Mediante misure sempre più precise sarà quindi possibile cercare evidenze indirette dell'esistenza di materia non prevista dal Modello Standard, come materia oscura e/o particelle supersimmetriche e misurare il fenomeno di violazione di CP in maniera sempre più accurata. Grazie all'alta luminosità integrata disponibile ( $3 \text{ fb}^{-1}$ ) ed alla elevata

sezione d'urto di produzione dei quark charm e beauty, LHCb è in grado di realizzare misure di una precisione mai raggiunta fino ad ora da altri esperimenti. In questo lavoro di tesi verrà presentata un'analisi preliminare di una delle misure più interessanti nel settore della fisica dei quark pesanti: la ricerca della violazione di CP nei decadimenti dei mesoni D, mediante i decadimenti  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . La violazione di CP, pur essendo già stata sperimentalmente osservata fin dal 1964 nel sistema dei mesoni neutri del K e successivamente dalle Collaborazioni Babar, Belle ed LHCb nel sistema dei mesoni del B, la violazione il quark charm.

Il primo capitolo illustra gli aspetti fondamentali della teoria dell'interazione debole e della violazione di CP. Il secondo contiene una descrizione dell'apparato di rivelazione LHCb. Il terzo, infine, riporta i dettagli dell'analisi svolta sui dati reali raccolti dalla collaborazione LHCb durante il RUN-1 (2010-2012).

# Capitolo 1

## Il Modello Standard e la Violazione di CP

### 1.1 Il Modello Standard

Con il nome di *Modello Standard* (MS) è indicato il corpo di teorie fisiche che costituisce la summa delle conoscenze attuali sulla struttura più intima della natura. Il Modello Standard inquadra in uno schema teorico coerente e predittivo l'insieme di fatti sperimentali relativi ai costituenti ultimi della realtà fisica: le **particelle elementari** e le **interazioni fondamentali**. Partendo dalle basi del microcosmo, il Modello Standard vorrebbe, quindi, configurarsi come una *teoria del tutto*. Allo stato attuale esso costituisce un sistema di teorie stabile, ma per molti aspetti superabile. Se da una parte il MS ha ricevuto numerose conferme e fatto previsioni estremamente precise, dall'altra esistono fenomeni che non rientrano nel suo perimetro; tra questi citiamo, ad esempio, la gravitazione e l'oscillazione del sapore dei neutrini.

Il linguaggio del MS è quello della *Teoria Quantistica Campi*. Essa fornisce sia una mirabile sintesi tra Meccanica Quantistica e Relatività Ristretta, sia un controintuitivo superamento della dicotomia onda-corpuscolo, tramite il concetto di campo quantizzato.

Il quadro attuale delle particelle e delle interazioni fondamentali conosciute è il risultato di più di un secolo di ricerche teoriche e sperimentali. Un riassunto schematico è presentato nella Figura 1.1. Ogni casella racchiude le proprietà essenziali che distinguono i *quanti* di ciascun campo quantistico. Ad ogni casella corrisponde un diverso *sapore* (flavour), le cui proprietà sono espresse da un opportuno insieme di *numeri quantici*. I quanti di ogni campo sono comunemente identificati come particelle. Le interazioni fondamentali regolano le influenze reciproche tra di esse (accoppiamento tra campi). Una prima distinzione delle particelle elementari è quella tra: **bosoni** (soddisfano la statistica di Bose-Einstein, hanno *spin* intero) e **fermioni** (seguono statistica di Fermi-Dirac,

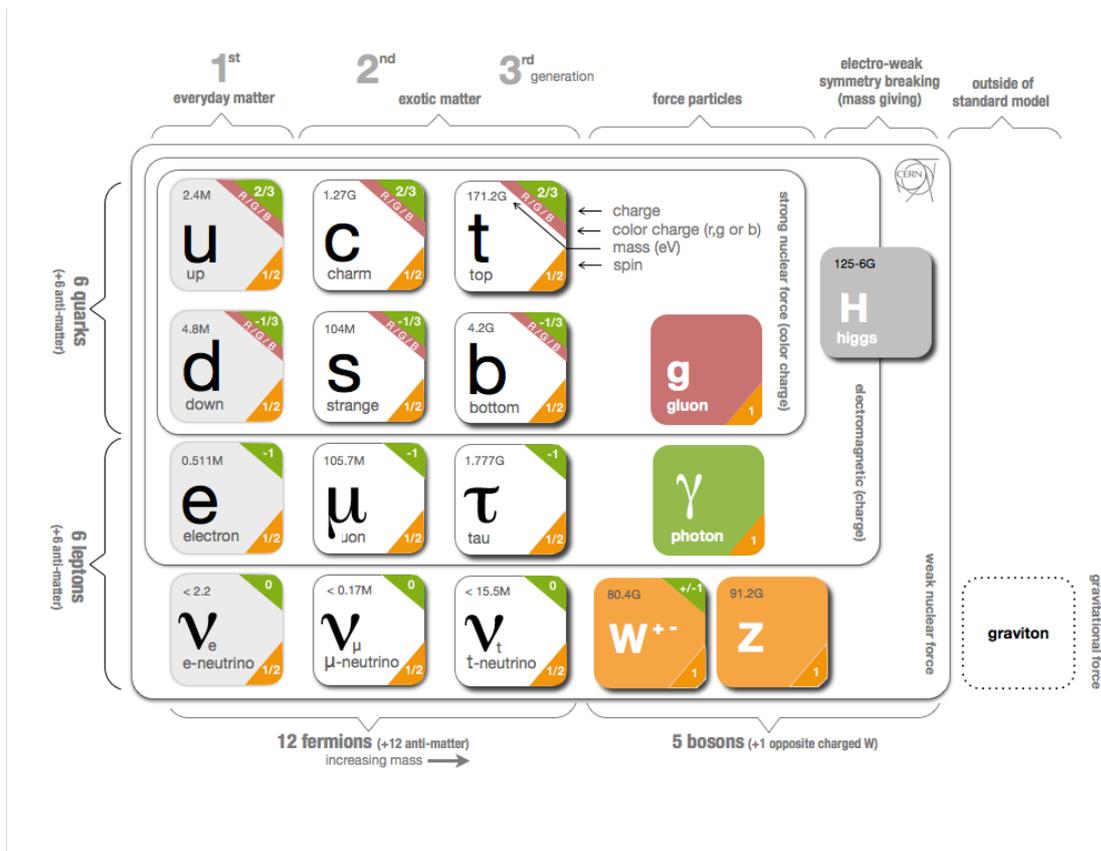


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari.

hanno *spin* semintero).

Tra i bosoni esistono tre gruppi differenti, ciascuno associato ad una specifica interazione fondamentale:

- il **fotone**: mediatore dell' **interazione elettromagnetica** (EM);
- le tre particelle **W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup>, Z<sup>0</sup>**: mediatrici dell' **interazione nucleare debole** (WI);
- i **gluoni**: otto particelle mediatrici dell'**interazione nucleare forte** (SI).

Tra i fermioni possiamo distinguere due differenti categorie:

- i **quarks**:
  - si dividono in tre famiglie dalle proprietà simili (*up-down*, *charm-strange*, *top-bottom*);
  - sono soggetti a tutte le interazioni fondamentali;

- i leptoni:

- anch'essi distinti in tre famiglie (*elettronica*, *muonica* e *taunonica*);
- $e$ ,  $\mu$  e  $\tau$  soggetti a WI ed EM;
- $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  soggetti solo a WI;

È necessario dire inoltre che per ogni particella esiste un'*antiparticella*, (dotata della stessa massa, ma con *numeri quantici opposti*), ed anche che per ogni quark esistono ulteriori tre tipi di sapore distinti (a seconda della differente carica di colore della SI). Il Modello Standard è basato sulla validità del principio di simmetria locale descritto dalla teoria di Yang-Mills. La teoria prevede l'invarianza della teoria sotto opportune trasformazioni, dette trasformazioni di *gauge*. Il gruppo di simmetria alla base del MS può essere scritto come

$$G_{MS} = SU(3)_C \otimes SU(2)_T \otimes U(1)_Y. \quad (1.1)$$

Il prodotto  $SU(2) \otimes U(1)$  descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli (poi unificate nell'interazione elettrodebole), mentre  $SU(3)$  è il gruppo che descrive le interazioni forti. La descrizione delle interazioni elettromagnetiche è trattata nell'elettrodinamica quantistica, *QED*, mentre la descrizione delle interazioni forti nella cromodinamica quantistica, *QCD*. I pedici nell'Eq. 1.1 indicano le quantità conservate nelle interazioni: la carica di colore  $C$ , l'isospin debole  $T$  (la terza componente  $T_3$ ), e l'ipercarica  $Y$ . Queste ultime sono legate alla carica elettrica secondo la relazione di Gell-Mann-Nishijima

$$Q = \frac{Y}{2} + T_3. \quad (1.2)$$

Le particelle del Modello Standard acquistano la loro massa a causa della rottura spontanea di simmetria del gruppo descritto nell'Eq. 1.1. Questo processo è descritto dal meccanismo di Brout-Englert-Higgs e come conseguenza prevede l'esistenza del bosone di Higgs. Questa particella è stata osservata per la prima volta nel 2012 al CERN dalle Collaborazioni ATLAS e CMS.

A differenza di tutte le altre particelle, non è possibile osservare quark liberi, in quanto essi esistono soltanto confinati in sistemi legati per SI (fenomeno della *libertà asintotica*). Con il vincolo di dare origine a stati di colore globalmente neutri possono formarsi *mesoni* (formati da un quark ed un anti-quark) e *barioni* (formati da tre quark o alternativamente da tre anti-quark). Nel luglio scorso l'esperimento LHCb, è stato in grado di osservare per la prima volta uno stato legato di quattro quarks ed un anti-quark, il *Penta-quark*. I livelli di organizzazione dei quark più complessi sono oggetto della fisica nucleare, atomica e molecolare. Si ritiene che i comportamenti dei sistemi complessi siano riducibili a quanto stabilisce il MS. Nei fatti ricondurre le strutture più complesse a quelle elementari non è facile: spesso è più utile e predittivo partire da ipotesi fenomenologiche. Concludiamo osservando che non tutte le particelle sono stabili. La

maggior parte di esse si trasforma per decadimento con tempi di vita media che variano considerevolmente a seconda dell'interazione responsabile del decadimento. La materia ordinaria appare formata soltanto da: quark up e down, elettroni e neutrini elettronici; tutto il resto è un prodotto effimero di urti ed interazioni come quelle studiate nei raggi cosmici o negli acceleratori di particelle. In particolare, appare assente ingiustificata l'antimateria: mentre attorno a noi troviamo particelle come  $u$ ,  $d$  ed  $e^-$  non c'è traccia delle rispettive anti-particelle che 'hanno proprietà simmetriche'.

Lo studio della violazione di simmetria CP è la strada maestra per tentare di rispondere a questa domanda.

## 1.2 Interazione Debole

### 1.2.1 Fenomenologia dell'interazione debole

L'interazione debole è l'unica forza fondamentale che non produce stati legati. Ciò è dovuto al suo peculiare carattere a corto range e alla relativa debolezza rispetto a EM e SI. Per tale motivo, inoltre, possiamo valutarne gli effetti soltanto quando non sono nascosti dalla presenza delle altre interazioni fondamentali. La forza debole, come anticipato, è mediata da tre bosoni vettori:  $W^+, W^-$  o  $Z^0$ . I primi due sono elettricamente carichi ed uno antiparticella dell'altro;  $Z^0$  invece è elettricamente neutro ed antiparticella di se stesso. Tutti e tre trasportano carica debole e sono neutri per l'interazione forte. Per la conservazione della carica elettrica, quando entrano in gioco bosoni W, le cariche elettriche dei fermioni presenti nello stato iniziale e nello stato finale differiscono necessariamente di un'unità. Si parla per questo di interazione a corrente carica (CC). Quando invece il processo è mediato da uno  $Z^0$  le cariche elettriche dei fermioni presenti nello stato iniziale e nello stato finale sono uguali, e per questo l'interazione è definita come corrente neutra (NC).

Conosciamo tre categorie di processi mediati dall'interazione debole:

1. **Processi leptonici:** sia nello stato iniziale che in quello finale sono presenti solo leptoni. Un esempio di processo a corrente carica è il decadimento del muone:

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$$

Tipico processo a corrente neutra invece è lo scattering elastico elettrone-neutrino:

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$$

La figura 1.2 mostra i diagrammi di Feynman relativi.

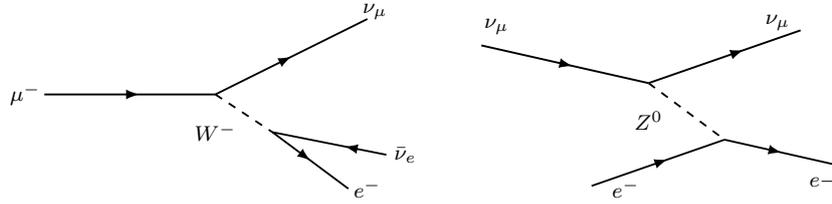


Figura 1.2: Processi deboli di tipo puramente leptonic.

2. **Processi non leptonici:** sono presenti in questo caso soltanto adroni (stati legati di quarks) sia nello stato iniziale che in quello finale. Come esempio si può considerare il decadimento del barione  $\Lambda^0$ :

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

a livello fondamentale di trasformazione dei quarks esso si traduce in:

$$s \rightarrow u + \bar{u} + d$$

Il diagramma di Feynman relativo è fornito nella Figura 1.3.

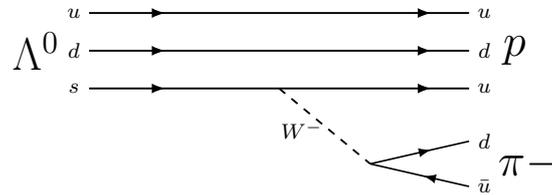


Figura 1.3: Processi deboli non-leptonici.

3. **Processi semileptonici:** sono presenti sia adroni che leptoni. L'esempio più importante è sicuramente il decadimento  $\beta^-$  del neutrone:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad \Rightarrow \quad d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$$

La Figura 1.4 mostra il diagramma di Feynman corrispondente. Fu proprio il tentativo di formulare una teoria che descrivesse efficacemente questo fenomeno che portò E. Fermi nel 1933 a postulare per la prima volta l'esistenza dell'interazione debole. Nonostante sia di molto precedente all'introduzione dello stesso modello a quark, il contributo di Fermi resta decisivo. Egli, oltre a postulare correttamente l'esistenza una nuova forza fondamentale, riuscì ad estendere con coerenza lo schema dell'interazione elettromagnetica. Come nel processo di diseccitazione di un

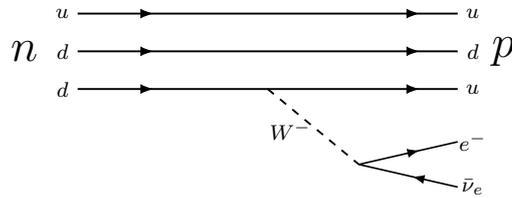


Figura 1.4: Decadimento semileptonico  $\beta^-$ .

atomo viene emesso un fotone, analogamente nel decadimento  $\beta^-$  i nuclei creano una coppia  $\bar{\nu}_e - e$ . <sup>[1]</sup>

Gli esempi mostrati sono paradigmatici per l'interazione debole. Osservandoli si può notare il fatto che i processi a corrente carica *non conservano il sapore*. In particolare in corrispondenza di ogni vertice d'interazione, assieme ai mesoni W, si trovano fermioni appartenenti alla stessa famiglia (conservazione del numero leptonico). Decadimenti dovuti a WI sono facilmente distinguibili per via della vita media relativamente lunga rispetto ai decadimenti per interazione forte. Fa eccezione il quark top: essendo la particella elementare più massiva del MS ( $m_t \simeq 173.5 \text{ GeV}/c^2$ ), esso ha una vita media brevissima ( $10^{-23}$  s), che non gli permette di dare vita a stati legati nemmeno per SI.

## 1.2.2 Teoria del mixing di Cabibbo

Si può verificare sperimentalmente l'*universalità* dell'interazione debole per i leptoni: l'accoppiamento tra i bosoni W e le coppie neutrino-leptone, è lo stesso per tutte le famiglie. Nel settore dei quarks, invece, nei vertici dovuti alle correnti cariche, assieme al bosone W, sono sempre presenti due quarks con carica elettrica di segno opposto (uno up-like l'altro down-like). La teoria di Cabibbo (1963) afferma che l'universalità dell'interazione debole è ammissibile, solo se si assume che la WI non agisca sugli stessi autostati di sapore della SI, ma su loro appropriate combinazioni lineari (*mixing del flavour*). L'universalità dell'interazione garantisce la stessa probabilità di transizione dei diversi flavour. Consideriamo ad esempio il decadimento  $\beta^-$  del neutrone ( $n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ ). Esso è molto più probabile rispetto all'analogo processo di decadimento  $\Lambda \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$ . Nel primo caso un quark *down* diventa un *up*, senza violare la stranezza ( $|\Delta S| = 0$ ); nel secondo, invece, uno *strange* si tramuta in *up* con  $|\Delta S| = 1$ . L'ipotesi originaria di Cabibbo è che vi siano accoppiamenti deboli fra quark dipendenti dalla generazione dei quark coinvolti nel processo. Limitandosi alle prime due generazioni la teoria di Cabibbo

<sup>1</sup>Anche la prima teoria dell'interazione nucleare forte fu formulata qualche anno dopo da H. Yukawa sullo stesso schema delle interazioni elettromagnetica e debole. In generale il concetto di creazione e distruzione dei quanti, anche massivi, dei campi, è alla base di tutte le teorie di campo quantizzato. Notiamo, infine, che la conservazione dell'energia resta garantita dall'equivalenza relativistica tra massa ed energia e dal principio di indeterminazione

si può riassumere in questo schema. Gli autostati di sapore definito sono identificabili nei quark  $u$ ,  $d$  e  $s$ , mentre l'interazione debole agisce sugli stati  $u'$  e  $d'$ . Questi ultimi sono esprimibili come combinazioni lineari degli stati di quark  $d$  e  $s$ , secondo l'espressione:

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C \quad (1.3)$$

I coefficienti sono vincolati dalla necessaria condizione di normalizzazione ( $\cos^2 \theta_C + \sin^2 \theta_C = 1$ ). La probabilità di transizione fra quark è allora proporzionale a  $G_F^2 \cos^2 \theta_C$ , se  $|\Delta S| = 0$ , oppure è proporzionale a  $G_F^2 \sin^2 \theta_C$  se  $|\Delta S| = 1$ .<sup>[2]</sup> A questo punto resta un parametro libero della teoria che rappresenta il cosiddetto angolo di miscelamento: l'*angolo di Cabibbo*,  $\theta_C$ .

Il suo valore può essere misurato a partire dalle probabilità di transizione nei fenomeni deboli di trasformazione dei quark. Tenendo conto delle misure disponibili il valore correntemente stabilito è esprimibile come:

$$\theta_C = 12.9^\circ \quad \cos \theta_C = 0.974 \quad \sin \theta_C = 0.221$$

Il valore dell'angolo di Cabibbo giustifica la relativa soppressione dei decadimenti che violano la stranezza.

### 1.2.3 Matrice CKM

Un'estensione del quadro illustrato nella sezione precedente è quella di aggiungere a  $d'$  un altro stato indicato come  $s'$ , ad esso ortogonale e quindi indipendente. La coppia  $(d, s)$  corrisponde alla coppia  $(d', s')$  secondo la seguente forma matriciale:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

La si può interpretare come trasformazione tra le basi  $(d, s) \rightarrow (d', s')$  e quindi può essere identificata con una rotazione, dipendente dall'angolo di Cabibbo. Una rappresentazione schematica è mostrata nella Figura 1.5.

Nel 1970, Glashow, Iliopoulos e Majani osservarono che gli stati  $u$  e  $d'$  possono essere pensati come membri di un vettore a due componenti,  $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$ . Ci si poteva attendere verosimilmente l'esistenza di un quarto quark di flavour differente, ancora non osservato (il quark *charm*), che completasse il doppietto:  $\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$ . Le proprietà del quark *charm* furono verificate poco dopo dagli esperimenti. Includere questo quarto interprete dell'interazione debole per via delle cancellazioni delle ampiezze quantistiche corrispondenti, spiega perchè le transizioni in corrente neutra che violano la stranezza sono fortemente

---

<sup>2</sup> $G_F$  indica la costante di Fermi per l'interazione debole.

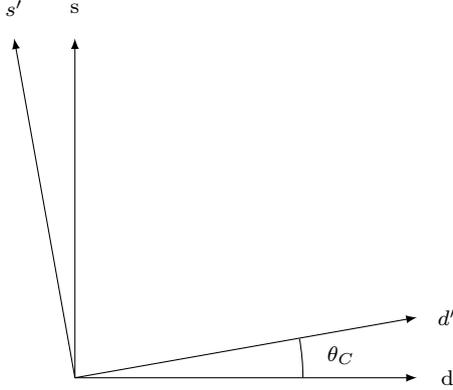


Figura 1.5: Mixing di Cabibbo

soppresse (*meccanismo GIM*). L'estensione della teoria anche ai quark  $b$  e  $t$  (al momento non ancora osservati sperimentalmente) è da attribuire a Kobaiashi e Maskawa (1973). La matrice  $V$  che regola il mixing dei quark diviene:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Essa è detta matrice di Cabibbo, Kobaiashi e Maskawa (CKM). La matrice  $V$  è unitaria ( $VV^\dagger = 1$ ) e si può dimostrare che deve dipendere soltanto da quattro parametri indipendenti: tre valori reali e un fattore di fase complesso. I parametri reali possono essere intesi come angoli di rotazione nello spazio del flavour (questa volta tridimensionale). Con riferimento alla Figura 1.6 si definiscono gli angoli di rotazione  $\theta_{12}$  attorno all'asse  $b$ ,  $\theta_{13}$  attorno all'asse  $s$  e  $\theta_{23}$  attorno all'asse  $d$ . Per brevità si introduce inoltre la notazione:  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ;  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ . La parte reale della matrice CKM può quindi essere scritta come:

$$V_{reale} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & -s_{12} & 0 \\ s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

La fase complessa può invece essere introdotta in questo modo:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & -s_{12} & 0 \\ s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

$$= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{+i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

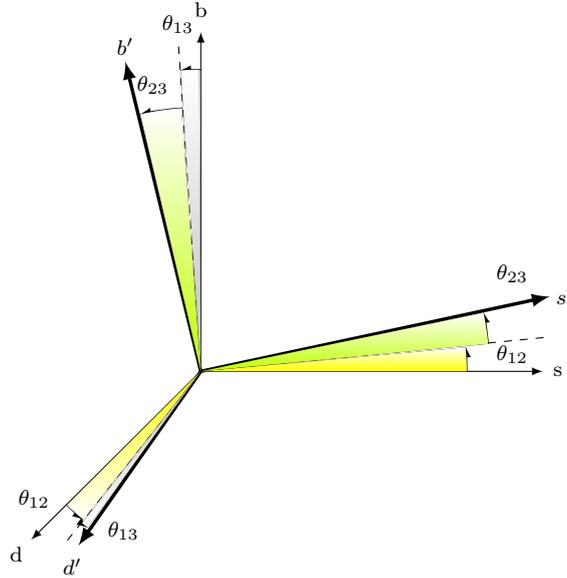


Figura 1.6: Rotazione dei quark

Si nota che l'espressione 1.7 è giustificabile solo assumendo l'unitarietà della matrice CKM. Questa condizione può essere verificata sperimentalmente misurando i valori degli elementi di matrice. Violazioni di unitarietà sarebbero un chiaro esempio di nuova fisica. Per brevità tralasciamo ora la descrizione dettagliata delle specifiche interazioni da studiare per misurare i valori dei parametri della matrice CKM. Passiamo direttamente a presentare i risultati attualmente accettati per i parametri dalla comunità scientifica:

$$\theta_{12} = (13.04 \pm 0.08)^\circ \quad \theta_{23} = (2.38 \pm 0.06)^\circ \quad \theta_{13} = (0.201 \pm 0.011)^\circ \quad \delta_{13} = (1.20 \pm 0.08)^\circ \quad (1.8)$$

e la matrice CKM assume la forma esplicita:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 973.8 \pm 0.2 & 227.0 \pm 1.0 & 4.0 \pm 0.1 \\ 227.0 \pm 1.0 & 973.0 \pm 0.2 & 42.2 \pm 0.8 \\ 8.1 \pm 0.6 & 41.6 \pm 0.8 & 999.1 \pm 0.1 \end{pmatrix} \times 10^{-3} \quad (1.9)$$

Poiché i moduli quadri degli elementi della matrice CKM rappresentano i rates di transizione da uno stato *up-like* ad uno *down-like* o viceversa, è possibile compiere una prima verifica delle ipotesi teoriche, valutando quanto sia vicina all'unità la somma dei moduli

quadri lungo le righe e lungo le colonne

$$\begin{array}{ll}
|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9998 \pm 0.0008 & \textit{prima riga} \\
|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.0000 \pm 0.0009 & \textit{seconda riga} \\
|V_{tc}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1.0000 \pm 0.0003 & \textit{terza riga} \\
|V_{ud}|^2 + |V_{cd}|^2 + |V_{td}|^2 = 0.9999 \pm 0.0009 & \textit{prima colonna} \\
|V_{us}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{ts}|^2 = 1.0001 \pm 0.0009 & \textit{seconda colonna} \\
|V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1.0000 \pm 0.0003 & \textit{terza colonna}
\end{array}$$

Osservando i valori della matrice CKM riportati nell'equazione (1.9) si nota che i termini sulla diagonale sono molto vicini all'unità. Questo significa che i quark connessi da questi termini decadono principalmente l'uno nell'altro. Analizzando i termini non diagonali è possibile stabilire con quale probabilità i quark di una generazione possano decadere in un'altra. Il mixing tra la prima e la seconda generazione risulta maggiore rispetto al mixing tra la prima e la terza generazione. Ciò implica che la sottomatrice di rango 2 che descrive il mixing tra le prime due famiglie è molto simile a quella dell'equazione (1.4) e che  $\theta_C \approx \theta_{12}$ ,  $|V_{ud}| \approx |V_{cs}| \approx |\cos \theta_C|$  e  $|V_{us}| \approx |V_{cd}| \approx |\sin \theta_C|$ .

Concludiamo questa sezione riportando un'importantissima osservazione dovuta a Kobayashi e Maskawa: la presenza di una fase complessa nella matrice di mixing per le tre famiglie implica violazione di simmetria CP. La presenza dei termini  $\exp(i\delta)$  si ripercuote nelle funzioni d'onda attraverso fattori del tipo:  $\exp[i(\omega t + \delta)]$ . Se  $\delta \neq 0$  e  $\delta \neq \pi$  questi fattori risultano essere non invarianti rispetto alla trasformazione di coniugazione di carica e parità (o equivalentemente per inversione temporale).

### 1.3 Simmetrie Continue e Discrete

Le equazioni che regolano l'evoluzione di un sistema fisico (o equivalentemente la sua lagrangiana) sono invarianti per effetto delle trasformazioni del gruppo di Poincaré (gruppo di Lorentz unito alle traslazioni spazio-temporali). Il teorema di Noether afferma che la covarianza delle equazioni del moto sotto l'azione di una trasformazione continua ad  $n$  parametri, implica l'esistenza di  $n$  funzioni che si conservano. Senza entrare nello specifico, ricordiamo che la conservazione di energia, quantità di moto e momento angolare totali di un sistema, deriva direttamente dall'invarianza delle equazioni del moto rispetto a traslazioni temporali, spaziali e rotazioni. In processi quantistici come urti e decadimenti, le leggi che determinano le possibilità di trasformazione di uno stato in un altro, sono dette leggi di conservazione che trovano espressione in termini di numeri quantici conservati.

## Simmetrie Discrete

Oltre alle simmetrie continue già citate esistono trasformazioni discrete, nel senso che esse non dipendono da parametri variabili con continuità; esse non possono essere ottenute per composizione di trasformazioni infinitesime. Le più importanti per la fisica sono: coniugazione di carica (C), parità (P) e inversione temporale (T), che sono descritte di seguito.

### 1.3.1 Coniugazione di carica

Indichiamo con  $\hat{C}$  l'operatore di coniugazione di carica, che agendo sullo stato di una particella quantistica lo trasforma nello stato della relativa antiparticella, lasciando invariate le coordinate spazio temporali e lo spin. Tutti i numeri quantici additivi cambiano segno: carica elettrica, numero barionico, numero leptonico e flavour. Considerando uno stato di momento  $\mathbf{p}$ , spin  $\mathbf{s}$  e 'cariche'  $\{Q\}$ , si ha:

$$\hat{C}|\mathbf{p}, \mathbf{s}, \{Q\}\rangle = |\mathbf{p}, \mathbf{s}, \{-Q\}\rangle$$

Poiché applicare due volte l'operatore di coniugazione di carica ha per effetto di ritornare allo stato di partenza, gli unici autovalori permessi sono:  $C = \pm 1$ . Solo particelle completamente neutre, cioè tali per cui valga:  $\{Q\} = \{-Q\} = 0$  possono essere dunque autostati della trasformazione di coniugazione di carica. In questo caso si dice che particella e anti-particella coincidono. Esempi sono i mesoni  $\pi^0, \eta$  ed  $\eta'$ . Osserviamo che:

$$\begin{aligned}\hat{C}|\pi^0\rangle &= |\pi^0\rangle(+1) \\ \hat{C}|\pi^+\rangle &= |\pi^-\rangle(+1) \\ \hat{C}|\pi^-\rangle &= |\pi^+\rangle(+1)\end{aligned}\tag{1.10}$$

### 1.3.2 Parità

Per trasformazione di parità si intende l'inversione delle tre coordinate spaziali. Le quantità vettoriali e pseudoscalari cambiano segno per parità, mentre quelle scalari e i vettori assiali restano inalterate. Notiamo inoltre che si può parlare di parità di uno stato solo se esso si trova in un autostato di tale operatore, altrimenti si dice che la parità non è definita. Una particella può essere un autostato della parità e avere un autovalore detto *parità intrinseca*. Ripetendo due volte la trasformazione di parità si torna al sistema con le coordinate spaziali originali. Per scalari, vettori e tensori questo corrisponde a:

$$\hat{P}^2 = \hat{1} \quad \Rightarrow \quad P = \pm 1$$

Diverso è il caso dei fermioni, per cui si ha:

$$\hat{P}^4 = \hat{1} \quad \Rightarrow \quad P = \pm 1, \pm i$$

La parità dei bosoni può essere definita in termini assoluti. I fermioni invece hanno spin semi-intero e la conservazione del momento angolare esige che siano prodotti in coppie. Per questa ragione può essere definita solamente la loro parità relativa. Ogni bosone ha la stessa parità della rispettiva antiparticella. Per i fermioni vale invece:

$$P_f P_{\bar{f}} = -1$$

Dunque i fermioni della coppia  $f - \bar{f}$  hanno parità opposta se questa è reale mentre, l'hanno uguale se è immaginaria.

### 1.3.3 Inversione temporale e CPT

La trasformazione di inversione temporale inverte il segno della coordinata temporale.

$$t \rightarrow -t$$

La descrizione di questa trasformazione è fortemente limitata dal fatto che non esiste un numero quantico associato: la trasformazione  $\hat{T}$  non è unitaria.

#### Il Teorema CPT

Il teorema di Launders o teorema CPT afferma che:

Se una teoria di campo è invariante sotto le trasformazioni del gruppo di Lorentz proprio (boost di Lorentz + rotazioni) allora deve anche essere invariante anche in seguito all'applicazione successiva, in qualunque ordine, delle trasformazioni di coniugazione di carica, parità e inversione temporale.

Una conseguenza diretta di questo teorema è che particelle e rispettive antiparticelle abbiano stessa massa e stessa vita media. Verifiche sperimentali sono state investigate ricercando una differenza di massa tra protone e anti-protone. L'esperimento ASACUSA presso il CERN ha fornito nel 2003 il seguente risultato:

$$\frac{|m_p - m_{\bar{p}}|}{m_p} < 10^{-8}$$

Ciò è coerente con quanto affermato dal teorema CPT.

La validità della simmetria CPT implica che una violazione di simmetria T implica una violazione di CP <sup>[3]</sup> e viceversa.

---

<sup>3</sup>come per CPT, con CP indichiamo l'applicazione successiva e in ordine arbitrario delle trasformazioni di parità e coniugazione di carica.

## 1.4 Rottura di simmetria

Dicendo che una simmetria è rotta si intende che in natura essa è presente solo in maniera approssimata. Esistono due diverse categorie di rottura di simmetria:

- **esplicita:** si verifica quando non tutte le interazioni rispettano la simmetria in questione o lo fanno solo in maniera approssimata. In questo caso solo le interazioni che non rompono una simmetria conservano i corrispondenti numeri quantici. Solo tramite gli esperimenti si può stabilire se una data interazione rispetta o rompe esplicitamente una certa simmetria;
- **spontanea:** si verifica quando un'interazione rispetta una simmetria; matematicamente si ha che la lagrangiana del sistema è invariante per il gruppo corrispondente ma gli stati non lo sono.

### 1.4.1 Violazione di simmetria CP

L'interazione elettromagnetica e quella forte conservano sia la parità sia la coniugazione di carica. Ciò non è vero per l'interazione debole.

Prendiamo come esempio il decadimento  $\beta$  del neutrone ( $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ ) e applichiamo la trasformazione  $\hat{P}$  (vedi Figura 1.7). Se il sistema fosse invariante sotto la trasformazione di parità allora, cambiando verso ai tre assi del riferimento cartesiano, le leggi della fisica non dovrebbero cambiare. Nel 1957 il gruppo condotto da Chien-Shiung Wu, studiando il decadimento  $\beta$  del neutrone in nuclei di cobalto, verificò che la distribuzione angolare degli elettroni emessi nel decadimento era diversa se il campo magnetico che polarizzava i nuclei di Cobalto era invertito.

Un esperimento successivo condotto da Goldhaber *et al.* mostrò che il neutrino è sinistrorso (cioè il suo spin è orientato in direzione opposta alla direzione del moto). Applicazione della trasformazione di carica portava ad avere stati non fisici (neutrino destrorso e antineutrino sinistrorso). Applicazione temporanea di  $\hat{C}$  e  $\hat{P}$  permettono però di ottenere uno stato fisico ammesso e quindi la comunità scientifica cominciò a credere che la simmetria CP fosse comunque conservata dalle interazioni deboli. Qualche anno dopo, nel 1964, Cronin, Fitch *et al.* scoprirono che anche la simmetria CP è violata nella WI. Essi verificarono che i mesoni  $K_L$ , che sarebbero dovuti decadere solo in tre pioni  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , nell'autostato  $CP = -1$ , potevano decadere anche in due pioni  $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , nell'autostato  $CP = +1$ . La violazione di CP è evidente perchè gli autostati di CP sono diversi. Questa scoperta, che valse agli autori il premio Nobel, fu la prima osservazione di violazione di CP.

Si possono riconoscere due tipi di violazione di CP: diretta e indiretta. La violazione di CP indiretta accade per effetto dell'oscillazione fra stati di particella neutra, se nel fenomeno di oscillazione intervengono processi CP asimmetrici. Violazione di CP si verifica, ad esempio, nel caso di oscillazione dei mesoni K neutri e dei mesoni B neutri.

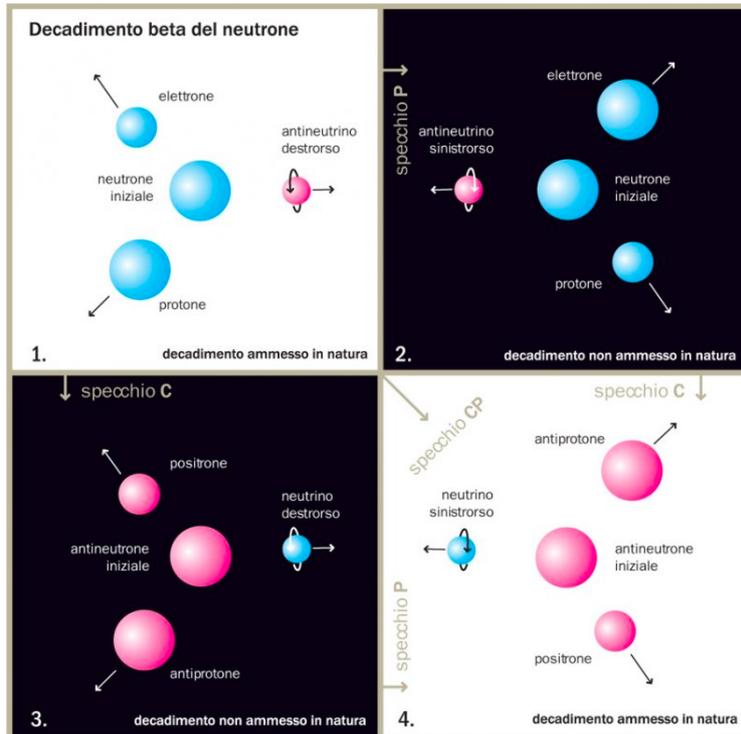


Figura 1.7: Una rappresentazione schematica del decadimento beta del neutrone (quadrante 1.). Lo stesso processo sottoposto a trasformazioni di parità (quadrante 2.) o di coniugazione di carica (quadrante 3.): i processi che si ottengono applicando singolarmente queste due trasformazioni non sono ammessi in Natura. Se invece le trasformazioni si applicano in modo combinato (quadrante 4.), allora il processo così ottenuto è possibile: il decadimento beta del neutrone è simmetrico per  $CP$ . Per il neutrino, oltre alla velocità è raffigurato lo spin, la sua rotazione: in Natura il neutrino è solo sinistrorso.

La violazione di simmetria  $CP$  diretta si osserva quando le ampiezze di decadimento di particella e antiparticella in stati finali  $CP$  coniugati sono diverse: perché ciò sia possibile debbono contribuire al decadimento almeno due ampiezze quantistiche differenti che presentino una differenza di fase debole relativa non nulla. Un terzo tipo di violazione della simmetria  $CP$  è dovuta alla sovrapposizione delle simmetria indiretta (dovuta al mixing) e alla simmetria diretta.

### 1.4.2 Violazione di $CP$ nei decadimenti del mesone $D^0$ .

La violazione di  $CP$  è stata studiata in diversi esperimenti dedicati, a partire dalla sua scoperta nel sistema del  $K^0$  fino a all'osservazione della violazione di  $CP$  nel sistema del

$B^0$  e del  $B_s^0$ . Fino ad oggi le misure sperimentali sono ampiamente compatibili con il modello  $CKM$ , che prevede il mixing dei quark con una fase ineliminabile. Nel settore del quark *charm* la violazione di  $CP$  non è ancora stata misurata. Il MS prevede la violazione alla simmetria  $CP$  anche in questo sistema anche se molto piccola.

Il mesone neutro  $D^0$  è una particella pseudo-scalare, composta dalla coppia di quark  $(\bar{c}u)$ . I mesoni neutri possono oscillare, sono possibili cioè le transizioni  $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ , con cambiamento di stato dei quark, da  $(\bar{c}u)$  a  $(\bar{u}c)$ .

Gli autostati di massa (di propagazione libera) dei mesoni  $D$  neutri,  $|D_{H,L}\rangle$ , possono essere scritti come combinazione lineari degli autostati di sapore :

$$|D_H^0\rangle = p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle, \quad |D_L^0\rangle = p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle, \quad (1.11)$$

dove  $q$  e  $p$  sono coefficienti complessi che soddisfano la relazione  $|p|^2 + |q|^2 = 1$ . Definiti i parametri di mixing:

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma}, \quad y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}, \quad (1.12)$$

è possibile esprimere l'evoluzione temporale del  $D^0$  nel modo seguente:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt}(D^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |A_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f|^2) \cos(x\Gamma t) \right. \\ \left. + 2\Re(\lambda_f) \sinh(y\Gamma t) - 2\Im(\lambda_f) \sin(x\Gamma t) \right\}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

dove:

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f} . \quad (1.14)$$

e  $\bar{A}_f$  e  $A_f$  rappresentano l'ampiezza di decadimento del  $\bar{D}^0 \rightarrow f$  e  $D^0 \rightarrow f$ , rispettivamente.

Se consideriamo una stato iniziale  $\bar{D}^0$  il suo tasso di decadimento istantaneo è dato da:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt}(\bar{D}^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |\bar{A}_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f^{-1}|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f^{-1}|^2) \cos(x\Gamma t) \right. \\ \left. + 2\Re(\lambda_f^{-1}) \sinh(y\Gamma t) - 2\Im(\lambda_f^{-1}) \sin(x\Gamma t) \right\} . \end{aligned} \quad (1.15)$$

L'espressione equivalente nel caso del decadimento del mesone neutro nello stato finale  $CP$ -coniugato  $\bar{f}$  può essere ottenuto attraverso la sostituzione  $A_f \rightarrow A_{\bar{f}}$  e  $\bar{A}_f \rightarrow \bar{A}_{\bar{f}}$  nelle Eq. 1.13 e 1.15.

La violazione di  $CP$  può avvenire nei seguenti casi:

1. Violazione di  $CP$  nel decadimento. Avviene quando il tasso di decadimento  $\Gamma(D \rightarrow f)$  è diverso da  $\Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})$ , cioè

$$|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1 \quad . \quad (1.16)$$

Possiamo definire la corrispondente asimmetria di  $CP$  integrata nel tempo

$$A_{CP} \equiv \frac{\Gamma(D \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(D \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}{1 + |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2} \quad . \quad (1.17)$$

2. Violazione di  $CP$  nel miscelamento. Avviene quando la velocità di transizione  $D^0 \rightarrow \bar{D}^0$  è differente da quella  $\bar{D}^0 \rightarrow D^0$ , cioè quando

$$|q/p| \neq 1 \quad . \quad (1.18)$$

La corrispondente asimmetria integrata nel tempo è data da

$$A_{CP}(t) \equiv \frac{d\Gamma(D^0(t) \rightarrow f)/dt - d\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt}{d\Gamma(D^0(t) \rightarrow f)/dt + d\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt} \quad . \quad (1.19)$$

3. La violazione di  $CP$  dovuta all'interferenza di violazione diretta e di mixing si osserva quando lo stato finale lo stato di decadimento di  $D^0$  e  $\bar{D}^0$  è comune, si tratta cioè di un autostato di  $CP$ :

$$\Im(\lambda_f) \neq 0 \quad . \quad (1.20)$$

Questo tipo di violazione può essere osservata misurando l'asimmetria definita dall'Eq. 1.19, quando lo stato finale è un autostato di  $CP$ :  $f = \bar{f}$ .

### 1.4.3 I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Discuteremo ora la violazione di  $CP$  nel caso di due particolari decadimenti del mesone  $D^0$ :  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $D^0 \rightarrow K^+K^-$ . Questi decadimenti corrispondono alle transizioni dei quark  $c \rightarrow u\bar{d}$  nel caso del  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  e alla transizione  $c \rightarrow u\bar{s}$  nel caso del decadimento  $D^0 \rightarrow K^+K^-$ .

Introdurremo qui di seguito il formalismo necessario per descrivere le osservabili rilevanti nel caso di stati finali  $f_{CP}$ , autostati di  $CP$

$$f_{CP} = CP|f\rangle = \eta_{CP}|f\rangle = |\bar{f}\rangle, \quad (1.21)$$

dove  $\eta_{CP} = \pm 1$  è l'autovalore per gli stati finali di  $CP$  pari (+) e dispari (-). Nel caso di  $f = \bar{f} = \pi^+\pi^-$  e  $f = \bar{f} = K^+K^-$  si ha  $\eta_{CP} = 1$ . In questo caso possiamo scrivere le ampiezze di decadimento come segue

$$\begin{aligned} A_f &= A_f^T e^{i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f + \phi_f)}], \\ \bar{A}_f &= A_f^T e^{-i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f - \phi_f)}], \end{aligned} \quad (1.22)$$

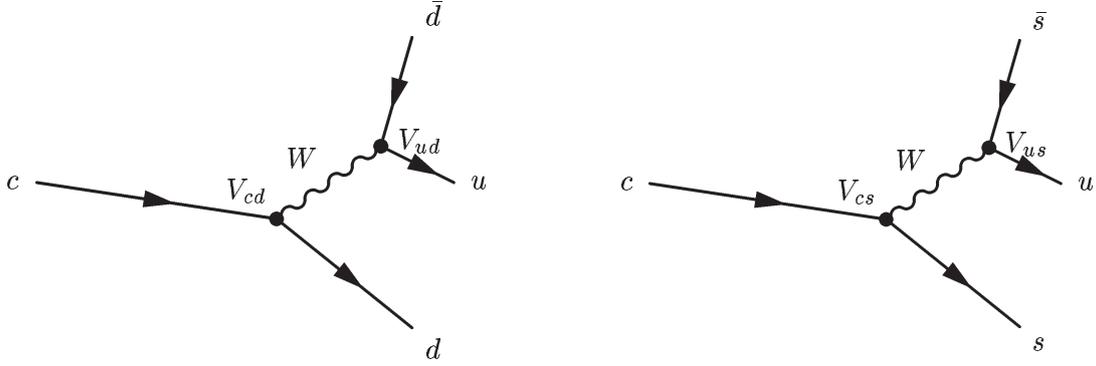


Figura 1.8: Diagrammi di Feynman dei decadimenti  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ : gli elementi della matrice CKM coinvolti nel decadimento sono  $V_{cd}$  and  $V_{ud}$  per il decadimento  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $V_{cs}$  e  $V_{us}$  per il decadimento  $D^0 \rightarrow K^+K^-$ .

dove l'ampiezza dominante, chiamata *ad albero*  $A_f^T e^{\pm i\phi_f^T}$ , corrispondente ai diagrammi in Fig. 1.8 e il rapporto  $r_f$  parametrizza i relativi contributi di ampiezze chiamate *a pinguino*, le quali hanno diversa fase forte ( $\delta_f$ ) e debole ( $\phi_f$ ).

### Osservabili di violazione di $CP$

L'asimmetria integrata nel tempo di  $CP$  per uno stato finale autostato di  $CP$  con autovalori  $\eta_{CP} = 1$  è definita come

$$A_{CP} \equiv \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)} \quad (1.23)$$

e poichè i parametri di mixing  $x, y$  e  $r_f$  sono  $\ll 1$  possiamo espandere l'asimmetria come

$$A_{CP} = A^{dir} + A^{mix} + A^{int}. \quad (1.24)$$

Le tre quantità dell'Eq. 1.24 sono rispettivamente:

1.  $A^{dir}$  è la violazione di  $CP$  nel decadimento:

$$A^{dir} = -\frac{2r_f \sin \delta_f \sin \phi_f}{1 + 2r_f \cos \delta_f \cos \phi_f}. \quad (1.25)$$

2.  $A^{mix}$  è la violazione di  $CP$  nel mixing:

$$A^{mix} = -\frac{y}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi. \quad (1.26)$$

3.  $A^{int}$  el'a violazione di  $CP$  nell'interferenza tra il mixing e il decadimento:

$$A^{int} = \frac{x}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi \quad . \quad (1.27)$$

I tassi di decadimento del  $D^0$  descritti dalle Eqs. 1.13 e 1.15, poich'  $x, y \ll 1$  possono essere scritti con buona approssimazione nella forma

$$\frac{d\Gamma}{dt}(D^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} \cdot t], \quad \frac{d\Gamma}{dt}(\bar{D}^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} \cdot t], \quad (1.28)$$

dove i parametri che intervengono nelle espressioni dei tassi di decadimento possono essere scritti come:

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} &= \Gamma \left[ 1 + \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos \phi - x \sin \phi) \right], \\ \hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} &= \Gamma \left[ 1 + \left| \frac{p}{q} \right| (y \cos \phi + x \sin \phi) \right], \end{aligned} \quad (1.29)$$

con  $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$ . Ora possiamo scrivere due osservabili utili per misurare la violazione di  $CP$ :

$$\begin{aligned} y_{CP} &\equiv \frac{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} + \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}}{2\Gamma} - 1 = \frac{y}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi, \\ \mathcal{A}_\Gamma &\equiv \frac{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} - \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}}{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} + \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}} = \frac{y}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left( \left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi \\ &= -\mathcal{A}^{mix} - \mathcal{A}^{int} \quad . \end{aligned} \quad (1.30)$$

$y_{CP}$  nel limite di conservazione di  $CP$  è uguale al parametro di mixing  $y$ . Le medie di tutte le misure realizzate al mondo per  $y_{CP}$  e  $y$  sono [16]

$$y_{CP} = [0.866 \pm 0.155]\%, \quad y = [0.67_{-0.08}^{+0.07}]\% \quad (1.31)$$

dalle quali si può vedere come  $y_{CP}$  è consistente con  $y$  con l'accuratezza attuale. L'osservabile di violazione di  $CP$   $\mathcal{A}_\Gamma$  misura la differenza tra i tassi di decadimento del  $D^0$  e del  $\bar{D}^0$  in autostati di  $CP$ . Se si osservasse un valore differente da zero si osserverebbe una violazione di  $CP$  indiretta: l'attuale media mondiale è:

$$\mathcal{A}_\Gamma = [-0.014 \pm 0.052]\%, \quad (1.32)$$

che è consistente con zero. L'attuale conoscenza sperimentale delle osservabili di violazione di  $CP$  è riportata in Tab. 1.1.

Un'ulteriore osservabile per cercare la violazione di  $CP$  è la differenza nelle asimmetrie integrate nel tempo nel decadimento del  $D^0 \rightarrow K^-K^+$  e  $D^0 \rightarrow \pi^-\pi^+$ ,  $\Delta A_{CP}$ . Tale osservabile è utile per ridurre le incertezze sistematiche. Esso è espresso in termini delle osservabili introdotte precedentemente nel modo seguente:

$$\begin{aligned}
\Delta A_{CP} &\equiv A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) \\
&= A^{dir}(K^+K^-) - A^{dir}(\pi^+\pi^-) \\
&\approx \Delta A^{dir} \left(1 + y \cos \phi \frac{\langle \bar{t} \rangle}{\tau}\right) + A^{ind} \frac{\Delta \langle t \rangle}{\tau},
\end{aligned} \tag{1.33}$$

dove  $\tau$  è la vita media del  $D^0$  e  $\Delta \langle \tau \rangle$  è un valore dipendente dall'accettanza in tempo proprio dell'esperimento.

Osservabili	Valori sperimentali
$\mathcal{A}_\Gamma$ [%]	$-0.014 \pm 0.052$
$y_{CP}$ [%]	$0.866 \pm 0.155$
$x$ [%]	$0.39^{+0.16}_{-0.17}$
$y$ [%]	$0.67^{+0.07}_{-0.08}$
$ q/p $	$0.91^{+0.11}_{-0.09}$
$\phi$ [°]	$-10.8^{+10.5}_{-12.3}$

Tabella 1.1: Valori sperimentali delle osservabili di violazione di  $CP$  nel settore del quark charm [14].

# Capitolo 2

## LHCb

### 2.1 Esperimento LHCb

Il Large Hadron Collider (LHC) è l'acceleratore di particelle più grande al mondo. È situato al confine tra Svizzera e Francia vicino Ginevra e si estende per una superficie circolare di 4.3 km. Alcuni parametri di LHC sono riassunti nella Tabella 2.1. I principali esperimenti situati al LHC sono:

- ALICE: sfruttando le collisioni tra nuclei con molti neutroni e protoni (principalmente nuclei di piombo) si spera di analizzare e osservare un plasma di quark e gluoni, cioè uno stato della materia che è esistito solo per pochi millesimi di secondo dopo il Bing Bang;
- ATLAS e CMS: progettati per studiare, in modo generale, le interazioni fondamentali delle particelle ad alte energie, per la verifica del Modello Standard e la ricerca del bosone di Higgs, recentemente scoperto, e la fisica oltre il Modello Standard (BSM).
- LHCb: progettato per studiare la violazione della simmetria  $CP$ , nel settore del quark beauty e charm, utilizzando i decadimenti di mesoni B e D.

Grazie all'elevato valore della sezione d'urto di produzione adronica di coppie di quark beauty,  $\sigma_{b\bar{b}} = (283 \pm 53)\mu\text{b}$  e di coppie di quark charm,  $\sigma_{c\bar{c}} = (6.1 \pm 0.93)\text{ mb}$  LHCb è in grado di rivelare campioni di segnale di elevata statistica. Durante la presa dati, denominata RUN-1, LHCb ha raccolto un campione di dati corrispondenti ad una luminosità integrata di  $1\text{ fb}^{-1}$  all'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$  e di  $2\text{ fb}^{-1}$  all'energia nel centro di massa di  $\sqrt{s} = 8\text{ TeV}$ .

L'esperimento LHCb opera in maniera ottimale in condizioni di ridotta molteplicità d'interazioni primarie sovrapposte (pile-up) dovendo misurare sia la vita media dei mesoni, sia determinare il loro stato di sapore. per questo motivo la luminosità istantanea

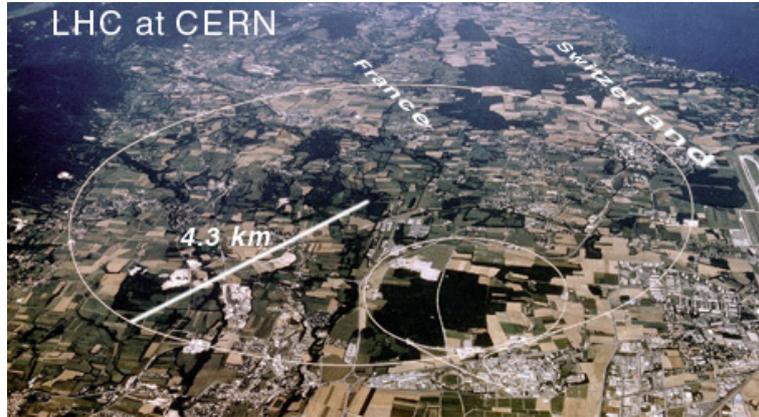


Figura 2.1: Estensione dell'acceleratore di particelle LHC al CERN.

d'interazione è stata mantenuta intorno ad un valore di  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , circa 50 volte inferiore alla massima luminosità di lavoro di ATLAS e CMS, questo mediante un sistema dedicato di focalizzazione dei fasci nel punto d'interazione di LHCb (IP8). I quark charm e beauty sono prodotti con piccola apertura angolare relativa. Si è scelto pertanto di realizzare il rivelatore di LHCb come spettrometro in avanti a braccio singolo, come mostrato in Fig. 2.3. Per misurare con precisione il tempo proprio di decadimento degli adroni costituiti da quark beauty, necessaria per realizzare precise misure di violazione  $CP$ , LHCb è di stato dotato di un sistema di tracciamento e di localizzazione dei vertici primari e secondari di eccellente risoluzione. Altro elemento cruciale è il sistema di identificazione delle particelle utilizzato per distinguere muoni, elettroni, fotoni, pioni e kaoni carichi.

$\sqrt{s}$	8 TeV
Circonferenza	26.7 Km
Luminosità di progetto	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Frequenza bunch crossing	40 MHz
Sezione d'urto $p - p$	100 mb
$B_{dipoli}$	$\sim 8 \text{ T}$
Temperatura magneti superconduttori	$1.9 \text{ K}^{\circ}$
Protoni per bunch	$\sim 10^{11}$

Tabella 2.1: Parametri essenziali di LHC nell'anno 2012.

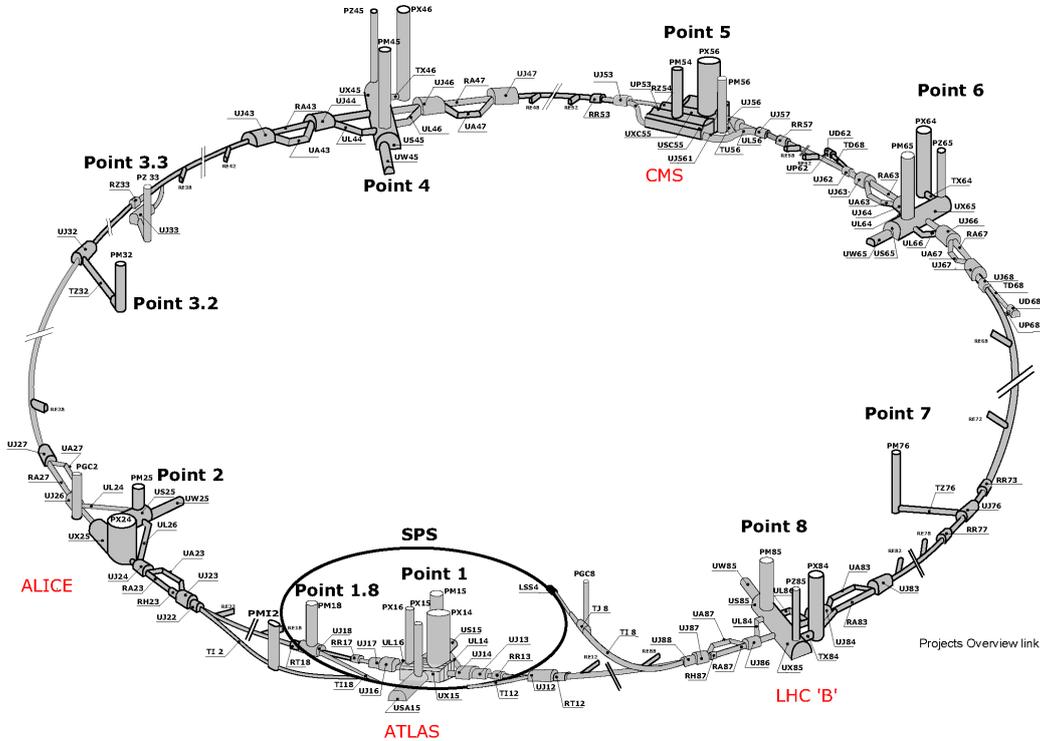


Figura 2.2: Schema su dove sono situati i rivelatori dei vari esperimenti sull'LHC.

## 2.2 Il rivelatore LHCb

Il rivelatore LHCb è uno spettrometro a braccio singolo posto in avanti alla zona di interazione con una copertura angolare da  $10 \text{ mrad}$  a  $300 \text{ mrad}$  nel *bending plane* (il piano dove avviene la deflessione magnetica,  $xz$ ) e da  $10 \text{ mrad}$  a  $250 \text{ mrad}$  nel piano a esso perpendicolare,  $yz$  (Figura 2.3). I mesoni B e D prodotti nelle collisioni tra i fasci di protoni  $pp$  restano molto vicini alla *beam pipe* (il tubo dove corrono i fasci di protoni). Questa caratteristica giustifica la forma scelta per l'apparato. Il rivelatore si estende per 20 metri lungo la direzione della *beam-pipe*; i sottorivelatori sono posizionati in sequenza a differenza degli altri esperimenti a LHC che racchiudono il punto di collisione attraverso strati di sottorivelatori a "cipolla". Il sistema è un complesso di sofisticati apparati sperimentali che raccolgono informazioni riguardo l'identità, la traiettoria, l'impulso e l'energia di ogni particella prodotta separando ognuna dalle centinaia di altre particelle provenienti dal punto di collisione. I componenti del rivelatore sono illustrati nella Figura 2.3 e sono:

- VELO;

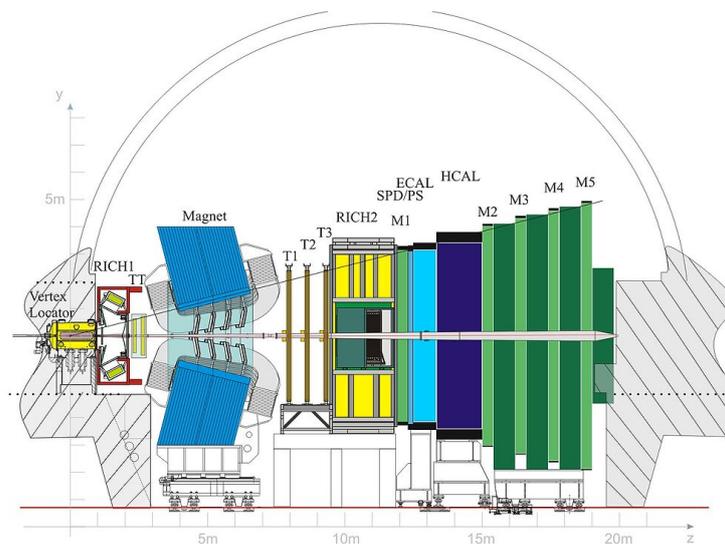


Figura 2.3: Schema del rivelatore LHCb.

- Silicon Tracker;
- RICH;
- Magnete;
- Calorimetri;
- Rivelatore di muoni.

Il rivelatore di vertici ,VELO, è costruito attorno alla regione di interazione tra i protoni. Subito dopo il rivelatore di vertici è presente un rivelatore Cherenkov RICH-1. Il sistema principale di tracciamento è posto prima e dopo un dipolo magnetico. Dopo il sistema di tracciamento c'è un altro rivelatore Cherenkov RICH-2, seguito dai calorimetri elettromagnetici e adronici. Infine sono presenti i rivelatori per i muoni. In questa sezione analizzeremo ogni componente in dettaglio.

### 2.2.1 Il Sistema Tracciante

Il sistema di tracciamento è composto da un rivelatore di vertici (VELO) e da 4 stazioni planari di tracking: il *Trigger Tracker* (TT) posizionato prima del dipolo magnetico e le stazioni T1-T3 posizionate dopo lo stesso. Sia il VELO che il TT utilizzano rivelatori a microstrip di silicio. In T1-T3 le microstrip sono utilizzate nella regione vicina alla *beam pipe* (*Inner Tracker*, IT), mentre per la regione più esterna delle stazioni sono stati scelti degli *straw-tubes*, che formano l'*Outer Tracker* (OT). TT e IT costituiscono

il *Silicon Tracker* (ST). Questi sottorivelatori misurano le hit lasciate dalle tracce su di essi e ricostituiscono le traiettorie delle particelle che li attraversano.

**VELO** I fasci di protoni di LHC passano attraverso tutta la lunghezza del rivelatore protetti da un tubo di berilio. Il punto in cui i fasci collidono, cioè dove avviene la produzione di quark  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$ , è lo stesso punto dove è posizionato il rivelatore VELO (*VErtex LOcator*). Esso ha il compito di identificare i vertici primari e secondari. Infatti i mesoni B e D hanno delle vite medie  $\sim 10^{-12}s$  e percorrono una distanza di circa 1 cm prima di decadere. Il sottorivelatore è composto da una serie di moduli al silicio a forma di mezzaluna spessi ognuno 0.3 mm disposti perpendicolarmente lungo la direzione del fascio. L'apertura nel centro del sensore permette di far passare liberamente il fascio. Ogni modulo è costituito da due tipi di sensori: uno di tipo  $R$  e uno di tipo  $\phi$ . I sensori di tipo  $R$  sono segmentati in strisce di silicio concentriche, mentre i sensori  $\phi$  sono segmentati radialmente. I primi misurano la distanza dall'asse  $z$ , mentre i secondi la coordinata azimutale. Ogni sensore ha un'ampiezza di  $182^\circ$  (Figura 2.4). Per migliorare la misura del vertice primario, il VELO, oltre a coprire l'intera accettazione angolare in avanti, copre parzialmente anche l'emisfero all'indietro, mentre due moduli posti a monte costituiscono il sistema di veto per il *pile-up*.

Come si può intravedere dalla Figura 2.4 esistono due configurazioni per il VELO: *Fully Closed* e *Fully Open*. La prima rappresenta la configurazione di lavoro, mentre la seconda rappresenta la fase di attesa di stabilizzazione del fascio o in fase di manutenzione.

**Trigger Tracker** Il TT è posizionato dopo il RICH1 e di fronte all'entrata del magnete. Esso utilizza, come *Inner Tracker* (IT), sensori a microstrip di silicio con un passo di  $\sim 200 \mu m$  e un'efficienza superiore al 99.8%. Questo trigger ha un duplice impiego: è utilizzato dal trigger del primo livello per assegnare l'informazione del momento trasverso alle tracce con alto parametro di impatto e viene successivamente usato nell'analisi offline per ricostruire le traiettorie delle particelle neutre ad alta vita media che decadono fuori il volume visibile dal VELO, ma anche delle particelle a basso momento che sono deflesse fuori dall'accettazione dell'esperimento prima di raggiungere le stazioni T1-T3. Il Trigger Tracker è composto da 4 strati di rivelatore. Il primo e il quarto sono costituiti da strisce di lettura verticali e misurano la coordinata di bending  $x$ , mentre il secondo e il terzo hanno strip sfasati di  $+5^\circ$  e  $-5^\circ$ , rispettivamente, e misurano la coordinata  $z$ . A loro volta questi quattro strati sono divisi in due gruppi da due: i primi due strati (TTa) sono centrati attorno al valore di  $z = 232$  cm e i restanti due (TTb) attorno a  $z = 262$  cm. Le dimensioni del TT sono 150 cm per 130 cm e coprono l'intero angolo solido di accettazione del rivelatore. Le misure di TTa (TTb) sono 143.5 (162.1) cm di larghezza e di 118.5 (133.8) cm di altezza.

**Tracking Stations** L'*Inner Tracker* (IT) è la parte interna delle Tracking Stations.

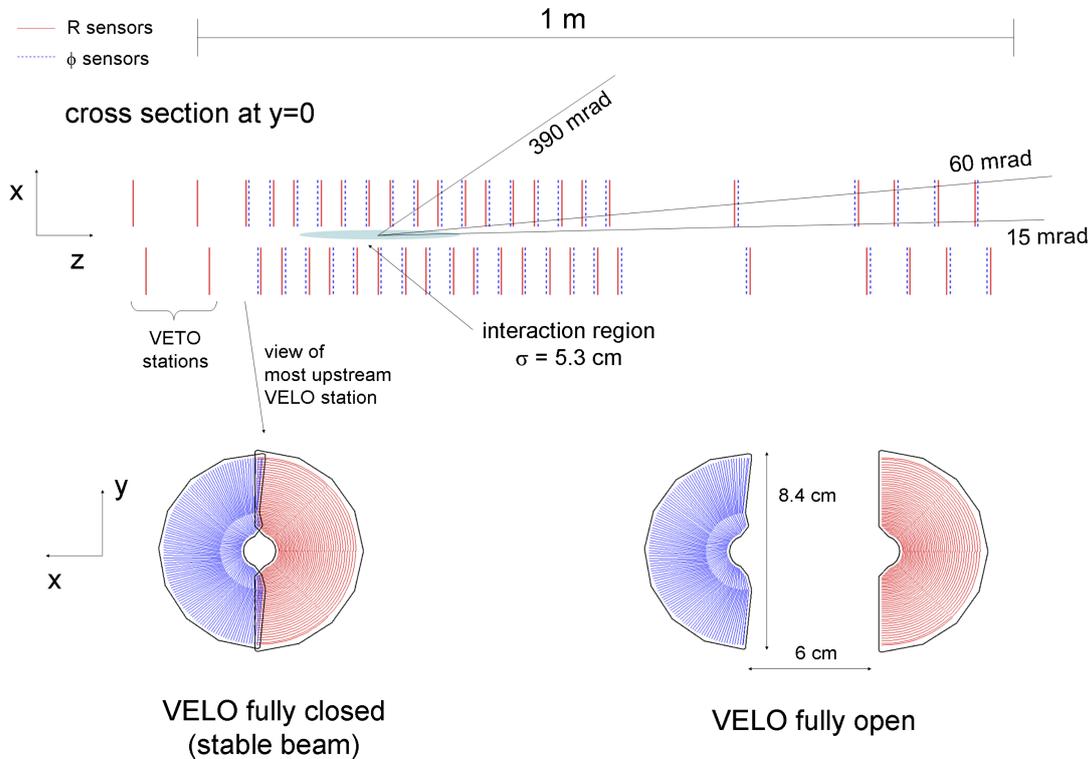


Figura 2.4: Sensori al silicio del VELO nel piano  $xz$ . In basso le due possibili configurazioni del VELO: *Fully Closed* e *Fully Open* sul piano  $xy$ .

È posizionato dopo il magnete ed è diviso in tre stazioni (T1, T2, T3), tra loro equidistanti e posizionati alla coordinata  $z$  uguale 7.67 m, 8.36 m e 9.05 m, rispettivamente (vedi Figura 2.3). Ognuna delle stazioni è suddivisa in 4 strati di rivelatori. I primi due strati hanno celle verticali, mentre il secondo e il terzo sono composti da celle circolari sfasate di un angolo stereo di  $5^\circ$  rispettivamente in senso orario e antiorario. Questa disposizione assicura una misura precisa dell'impulso e una risoluzione sufficiente per la ricostruzione delle tracce nel piano verticale. L' *Inner Tracker* ha una superficie di circa  $120 \times 40 \text{ cm}$  a forma di croce attorno alla *beam pipe* (vedi Figura 2.6). Il *Silicon Tracker* ha questa forma per alcune/i considerazioni/vincoli che andremo adesso ad elencare:

1. **Risoluzione spaziale.** Sia per il TT che per il IT è richiesta una risoluzione sul singolo hit di  $50 \mu\text{m}$  per avere una misura dell'impulso abbastanza precisa.
2. **Hit occupancy.** Il flusso di particelle nella regione interna del TT è di circa  $5 \times 10^{-2}$  per  $\text{cm}^2$  e si riduce di due ordini di grandezza nella regione esterna allo

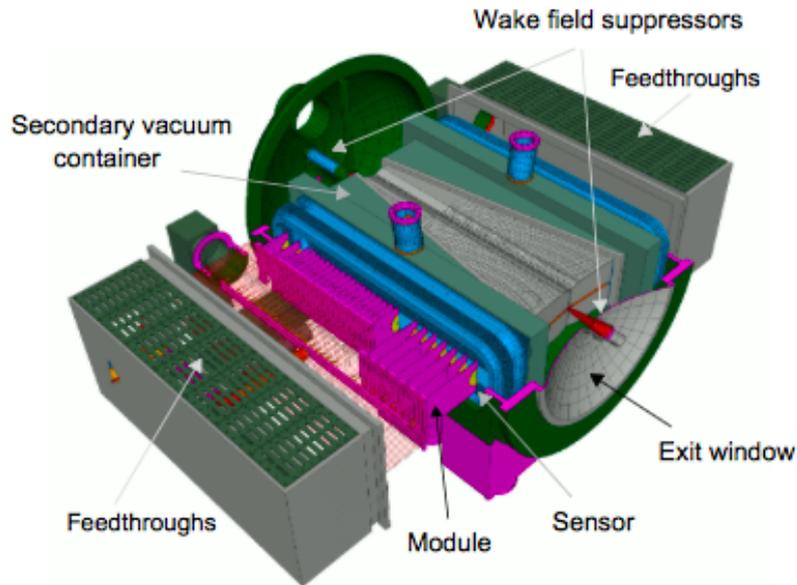


Figura 2.5: Struttura tridimensionale del VELO.

stesso. Affinchè il numero medio di sensori attivati per ogni rivelazione resti al di sotto del livello massimo, di modo di avere un numero ridotto di canali di elettronica.

3. **Formazione del Segnale.** Il segnale viene formato in un tempo dell'ordine della frequenza di collisione di LHC (25 ns) per evitare principalmente il *pile-up* di eventi originati da collisioni consecutive.

4. **Efficienza su singolo hit.** Per avere la massima efficienza su ogni singolo hit il rapporto tra segnale e rumore  $S/N$  (*Signal-to-Noise*) deve essere maggiore di 10.

L'*Outer Tracker* (OT) è un rivelatore di deriva ed è costituito da 2 strati di 64 *straw-tubes* (progettato come un array di moduli). Ogni tubo a deriva ha un diametro interno di 4.9 mm e pareti spesse 75  $\mu m$ , ed è riempito con una miscela gassosa composta da Argon (70%) e  $CO_2$  (30%). Con questi requisiti il tempo di deriva è inferiore dell'intervallo temporale tra due collisioni a LHC, ( $< 50 ns$ ), e la risoluzione della coordinata di drift è di 200  $\mu m$ . Ogni modulo è composto da 3 stazioni ciascuna con un'area totale attiva di  $5971 \times 4850 \text{ mm}^2$ .

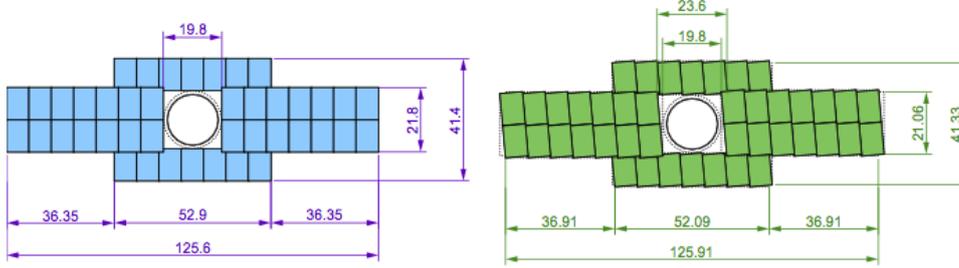


Figura 2.6: A sinistra il primo strato(o quarto) strato della stazione. A destra il terzo(o quarto) strato della stazione. Entrambe le figure sono sul piano  $xy$  e le dimensioni sono in  $cm$ .

## 2.2.2 Sistemi di identificazione di particelle

L'obiettivo di questo apparato è identificare particelle cariche ( $p$ ,  $\pi$ ,  $K$ ,  $\mu$ ) e particelle neutre ( $\gamma$ ,  $\pi^0$ ) e nel caso dei calorimetri di dare una prima stima dell'impulso trasverso utile in fase di trigger. Il sistema di identificazione delle particelle è composto da due rivelatori *Ring-Imaging Cerenkov* (RICH), da due calorimetri e dal rivelatore di muoni. Come si vede dalla Figura 2.3, il RICH1 è posizionato subito dopo il VELO, mentre il RICH2 subito dopo l'ultima *Tracking Station*. A seguire si trovano i calorimetri ECAL (*Elettromagnetic CALorimeter*) e HCAL (*Hadronic CALorimeter*) sono posti prima del rivelatore di muoni.

**RICH.** I rivelatori RICH misurano l'emissione di radiazione *Cherenkov*: essa avviene quando una particella carica passa attraverso un mezzo, nel nostro caso gas denso, con una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo. Attraverso l'analisi della radiazione emessa si può distinguere con precisione le tracce di protoni, kaoni e pioni che servono per ricostruire i decadimenti dei mesoni B e D. Tutto questo apparato serve per calcolare l'angolo di *Cherenkov*  $\theta_c$  attraverso la formula:

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

dove  $v$  è la velocità della particella,  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo e  $c$  è la velocità della luce. In Figura 2.7 è riportata la distribuzione dell'angolo  $\theta_c$  in funzione dell'impulso della particella. Per un determinato angolo particelle diverse emettono luce con angoli *Cherenkov* diversi.

Per identificare le particelle cariche in uno spettro di impulso tra 1 e 100 GeV/c in una accettazione geometrica tra 10 e 300 mrad abbiamo bisogno di due rivelatori: RICH1 e RICH2. Il RICH1 individua in maniera ottimale le particelle con un impulso compre-

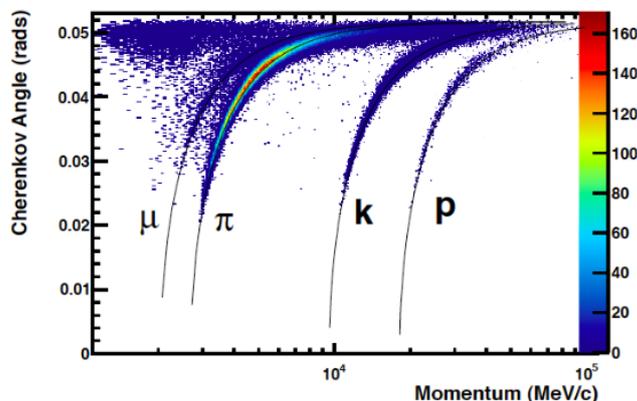


Figura 2.7: Dipendenza dell'angolo  $\theta_c$  rispetto al momento.

so tra 10 e 60 GeV/c, invece il RICH2 determina con buona precisione particelle con impulso compreso tra 60 e 100 GeV/c. Il RICH1 (vedi Figura 2.8) è costituito da due mezzi radiatori differenti: aerogel e fluorobutano ( $C_4F_{10}$ ). L'aerogel a base di silicio è una forma colloidale di quarzo, con una densità estremamente bassa, ma con un indice di rifrazione compreso nell'intervallo 1.01-1.10; queste caratteristiche lo rendono adatto per individuare particelle con impulso basso (pochi GeV/c). Invece il fluorobutano ( $C_4F_{10}$ ) ha un indice di rifrazione di 1.0014 e consente l'identificazione di particelle con impulso più elevato. Il RICH2 (vedi Figura 2.8) è composto da un singolo mezzo radiante: il tetrafluorometano ( $CF_4$ ) che ha un indice di rifrazione di 1.00048.

Le particelle prodotte dopo le collisioni  $pp$  attraversano gli specchi di RICH1. Per ridurre l'impatto delle possibili deflessioni si utilizzano specchi sferici ultraleggeri, composti da fibre di carbonio rinforzate con polimeri (CFRP). In totale ci sono 4 di questi specchi ognuno composto da due lastre di CFRP appoggiate su un supporto sferico di raggio 2700 mm e separate da una matrice che utilizza cilindri di CFRP. Grazie al fatto che il RICH2 è stato posizionato dopo il sistema di tracciamento si è potuto utilizzare il vetro per costruire gli specchi sferici costituiti a loro volta da elementi esagonali.

Entrambi i RICH utilizzano dei rivelatori ibridi di fotoni HPD (*Hybrid Photon Detector*) per misurare la posizione dei fotoni *Cherenkov* emessi. Con una lettura a pixel di  $2.5 \times 2.5$  mm si estendono per una superficie di 2.6 m<sup>2</sup>.

**Calorimetri.** Il sistema dei calorimetri è progettato per misurare l'energia delle particelle che stanno attraversando il rivelatore. LHCb è dotato di due tipi di calorimetri: il calorimetro elettromagnetico, ECAL, per calcolare l'energia di particelle come elettroni, fotoni e  $\pi^0$  e il calorimetro adronico, HCAL, per identificare l'energia delle particelle come  $\pi$ ,  $K$ , neutroni, protoni e altre particelle contenenti quark. Tutti e due i tipi

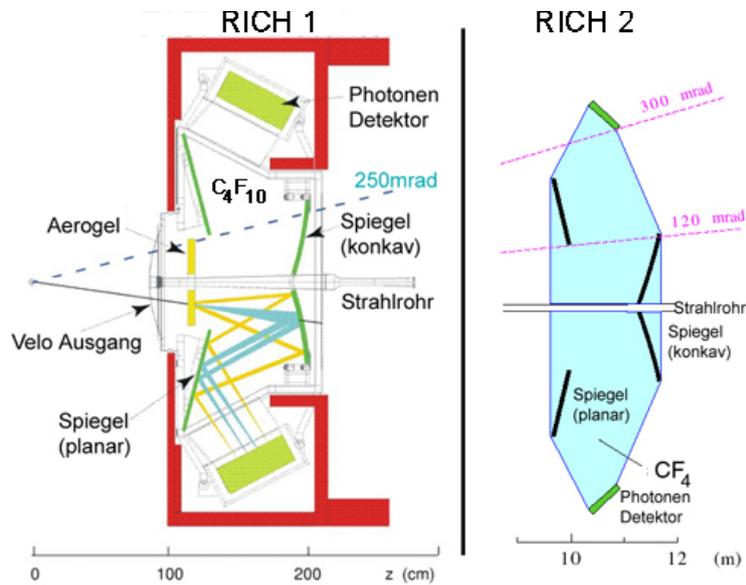


Figura 2.8: Schema dei due rivelatori RICH.

di calorimetri sono posizionati tra le prime due camere a muoni, M1 e M2. Prima di ECAL troviamo due rivelatori ausiliari: PS (*Preshower Detector*) e SPD (*Scintillator Pad Detector*); invece HCAL è installato subito dopo ECAL. PS e SPD discriminano rispettivamente l'elevato fondo costituito da pioni carichi e distinguono le particelle cariche da quelle neutre. L'occupazione dei rivelatori varia di 2 ordini di grandezza allontanandosi dal centro del rivelatore, ed è quindi ragionevole adottare una segmentazione laterale variabile. SPD, PS e ECAL sono segmentati in 3 zone composte da celle di diversa area spaziale, come illustrato nella Figura 2.9. ECAL è composto da fogli spessi 2 mm di piombo intervallati da piani scintillatori spessi 4 mm. HCAL ha una struttura simile: piani scintillatori plastici spessi 4 mm alternati a strati spessi 16 mm di ferro, per un totale di 1.2 m di spessore di materiale. Sia nei due calorimetri principali sia negli ausiliari la luce di scintillazione è trasmessa a un fototubo attraverso una fibra plastica WLS (*WaveLength-Shifting fiber*). Questo sistema di calorimetri riesce a distinguere  $e^\pm$  e  $\pi^\pm$  con una precisione del 90% ed una contaminazione inferiore all'1%. L'apparato SPD/PS è in grado di riconoscere elettroni con un'efficienza del 91%, 92% e 97% e di raggiungere un'efficienza di reiezione dei pioni del 99.6%, 99.6% e 99.7% per impulsi di 10, 20 e 50 GeV/c, rispettivamente. Inoltre la risoluzione in energia è circa 1-3% nell'intervallo di impulsi 1-100 GeV.

**Rivelatore di muoni.** I muoni sono presenti in molti decadimenti dei mesoni B e

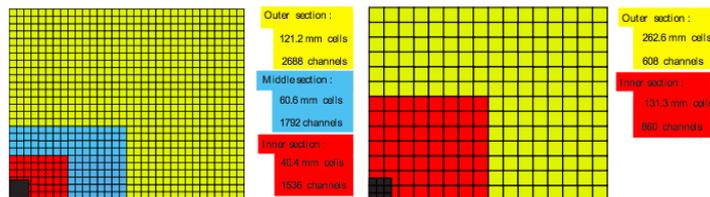


Figura 2.9: Segmentazione laterale di SPD, PS e ECAL (a sinistra) e HCAL (a destra) per un quarto della facciata anteriore.

D, quindi l'identificazione dei muoni è molto importante per l'esperimento LHCb. Posizionato alla fine del rivelatore, il sistema di rivelazione di muoni è composto da 5 stazioni MWPC (*Multi Wire Proportional Chamber*) rettangolari di dimensioni crescenti (vedi Figura 2.10). Ogni stazione contiene delle celle riempite con dei gas diversi: anidride carbonica, argon e tetrafluoruro di metano. I muoni che attraversano il sistema di rivelazione interagiscono con i gas che si trovano all'interno delle camere ed il segnale viene raccolto da fili che attraversano le camere. Ci sono in totale 1380 camere e 2.5 milioni di fili che si estendono su un'area di circa  $435 \text{ m}^2$ . L'accettanza angolare interna ed esterna valgono rispettivamente 20 (16) mrad e 306 (258) mrad nel *bending plane* (*non-bending plane*). Poste dopo il sistema di calorimetri, le stazioni M2-M5 sono intervallate da assorbitori di ferro spessi 80 cm. Per poter superare tutte le stazioni un muone deve avere un'energia di soglia di  $\sim 6 \text{ GeV}$ . La stazione M1 è la più importante perchè dovendo sostenere un flusso di particelle maggiore rispetto alle altre ( $\sim 250 \text{ kHz/cm}^2$ ) è formata da due camere *triple-GEM* (Gas Electron Multiplier) sovrapposte.

**Magnete.** Il magnete, posizionato tra i rivelatore TT e T1 (vedi Figura 2.3), è costituito da due bobine, ciascuna pesante 27 tonnellate di forma trapezoidali piegate a  $45^\circ$  lungo i due lati trasversi e montate all'interno di un'armatura di acciaio di 1450 tonnellate (vedi Figura 2.11); è lungo 4.3 metri orizzontalmente e 3.6 metri verticalmente. Ciascuna bobina è costituita da 10 strati ricoperti da circa 3000 metri di cavi di alluminio. Il magnete è di tipo *warm* sia per motivi economici sia perchè in questo modo il campo magnetico può essere facilmente invertito grazie alla natura non superconduttiva del magnete. L'intensità massima del magnete è di circa 1 T, mentre l'integrale di campo magnetico è approssimativamente di 4 Tm. Durante la presa dati la polarità del magnete viene invertita diverse volte per minimizzare gli effetti sistematici dovuti ad asimmetrie destra-sinistra del rivelatore.

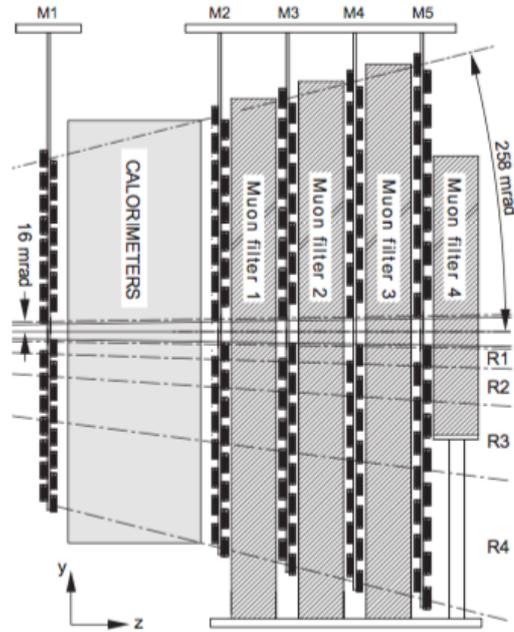


Figura 2.10: Vista laterale delle 5 stazioni per i muoni.

### 2.2.3 Il Sistema di Trigger

L'esperimento LHCb lavora a una luminosità media di  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , due ordini di grandezza inferiore a quella nominale di LHC. Questa caratteristica comporta precisi vantaggi: facilita la gestione dei danni provocati dalla radiazione, e fa in modo che ci siano solo collisioni singole durante l'incontro dei fasci, facilitando così la ricostruzione e il trigger stesso. La frequenza di collisioni è di  $\sim 10 \text{ MHz}$  che grazie a questo sistema di acquisizione dati dovrà essere ridotta nel range  $\sim 2 - 4 \text{ kHz}$ .  $2 \text{ kHz}$  è la frequenza di soglia alla quale gli eventi sono scritti per un'analisi *offline*. Il Sistema di Trigger è composto da due livelli: il Livello-0 (L0) e il Trigger di Alto Livello (HLT). Il primo è implementato nell'elettronica di rivelazione, mentre il secondo è un software che lavora su una *CPU farm* di migliaia di nodi. L'analisi *offline* rigetta una gran parte degli eventi di *background* basandosi sulle masse dei mesoni B e D, le loro vite medie e altre condizioni stringenti.

**Livello-0.** L'obiettivo del Trigger Livello-0 è quello di ridurre l'afflusso di dati dalla frequenza di *bunch crossing* di  $40 \text{ MHz}$  ad  $1 \text{ MHz}$ . Per fare ciò deve eseguire alcune operazioni qui sotto elencate:

- identifica i gruppi di adroni, gli elettroni e i fotoni con maggiore  $E_t$  analizzando le

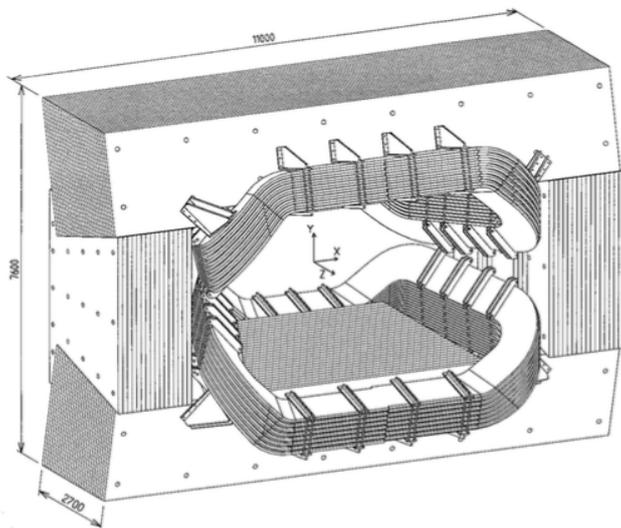


Figura 2.11: Sezione del dipolo magnetico.

informazioni dei calorimetri SPD, PS, ECAL e HCAL;

- ricostruisce la coppia di muoni con più alto impulso trasverso con una risoluzione in  $p_T$  del 20%;
- grazie al sistema di misura del *pile up* nel VELO, calcola il numero di interazioni primarie  $pp$ ;
- stima l'energia totale osservata;
- calcola il numero delle tracce in base alle informazioni sulle hit ottenute dall'SPD.

**HLT.** Il Trigger di Alto Livello é composto da due sottolivelli: HLT1 e HLT2. L'obiettivo dell'HLT1 è ricostruire le tracce delle particelle nel VELO e nelle stazioni di Tracking che escono da L0, e confermare l'assenza di particelle cariche in presenza di  $\gamma$  e  $\pi^0$  (*Level-0 confirmation*). Inoltre grazie al campo magnetico poco intenso tra il VELO e il TT, calcola l'impulso delle particelle con una risoluzione del 20 – 40%. La richiesta di tracce con alto  $p_T$  e con un significativo parametro d'impatto al vertice primario riduce la frequenza di dati a circa 30 kHz. A questo punto interviene HLT2 che produce nuovi tagli prendendo in considerazione la massa invariante e la direzione del B e del D portando il tasso di eventi accettati a circa 4 kHz. Gli eventi raccolti vengono inviati al sistema di calcolo presente all'interno del CERN (Tier-0). Tier-0 avrà il compito di distribuire i dati raccolti nei 6 centri di calcolo Tier-1 presenti in Europa quasi in tempo reale. Uno di questi sei centri ha sede proprio a Bologna (CNAF)

# Capitolo 3

## Asimmetria di CP nel sistema $D^0 - \bar{D}^0$

Le prime evidenze di oscillazione del  $D^0$ , meccanismo descritto dal MS, sono state ottenute nel 2007 dagli esperimenti *BaBar* e *Belle*. Successivamente l'esperimento LHCb ha osservato lo stesso fenomeno con un'altissima precisione, misurando l'oscillazione con una significanza di oltre le 10 deviazioni standard.

Al fine di verificare ulteriormente le previsioni del MS, uno dei punti di maggior interesse sperimentale è attualmente la misura di asimmetria CP. Una misura di violazione di tale asimmetria CP, diversa dalle attese, indicherebbe l'esistenza di particelle nuove non previste dal SM, cioè indicherebbe l'esistenza di Nuova Fisica. A causa della grande precisione necessaria per rivelare tale effetto, si rende necessaria l'analisi di un ampio campione di dati. LHCb, grazie alla elevata sezione d'urto di produzione del quark charm nelle interazioni protone-protone ad un'energia  $\sqrt{s} = 7$  TeV nel centro di massa, durante il RUN-1 di LHC (2010-2012), ha raccolto un campione di dati corrispondente ad una luminosità integrata di  $3 \text{ fb}^{-1}$ ; Tale campione è stato quindi impiegato per effettuare misure ad oggi fra le più accurate in questo settore.

Nel seguito presenteremo il metodo di analisi utilizzato per ottenere la misura di violazione di CP nel caso dei seguenti canali di decadimento:  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Lo studio realizzato in questa tesi è stato effettuato utilizzando tutto il campione di dati raccolto da LHCb durante il RUN-1. Particolare attenzione è stata dedicata alla descrizione del modello di adattamento ai dati per il segnale e per le varie componenti di fondo.

### 3.1 Distinguere $D^0$ e $\bar{D}^0$ mediante la risonanza $D^{*\pm}$

Come già mostrato nel paragrafo 1.4.3, l'espressione dell'asimmetria CP dipendente dal tempo  $A_{CP}(f; t)$ , nel caso decadimento del mesone  $D^0$  in un autostato  $f$  di CP, è data

dalla relazione:

$$A_{CP}(f; t) = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)} \quad (3.1)$$

dove  $\Gamma$  indica la larghezza di decadimento negli stati finali  $f = K^+K^-$  e  $f = \pi^+\pi^-$ .

Poiché lo stato finale del  $D^0$ , autostato di CP, non permette di distinguere il sapore del mesone neutro D tra  $D^0$  e  $\bar{D}^0$ , è possibile ricostruire il decadimento del mesone  $D^{*\pm}$  in  $D^0$  e un pione di bassa energia  $\pi_s^\pm$  (pione-soft), dove la carica del  $\pi_s^\pm$  indica il sapore del  $D^0$ . Le catene di decadimento considerate sono le seguenti:

$$D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow K^+K^-)\pi_s^+; \quad D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow K^+K^-)\pi_s^-; \quad (3.2)$$

e

$$D^{*+} \rightarrow (D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)\pi_s^+; \quad D^{*-} \rightarrow (\bar{D}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)\pi_s^-. \quad (3.3)$$

Per misurare l'asimmetria integrata nel tempo di CP è necessario misurare la seguente osservabile,  $A_{RAW}$ , definita dalla relazione:

$$A_{RAW} = \frac{N_{D^{*+}}(f) - N_{D^{*-}}(f)}{N_{D^{*+}}(f) + N_{D^{*-}}(f)} \quad (3.4)$$

In questa espressione  $N_{D^{*+}}(f)$  e  $N_{D^{*-}}(f)$  indicano il numero di particelle che decadono nello stato prescelto. Questa asimmetria, come verrà spiegato in seguito, è proporzionale alla grandezza che misura l'asimmetria di CP.

La procedura di ricostruzione degli eventi di segnale inevitabilmente ha un potere di reiezione del fondo finito. Infatti esiste una probabilità non nulla che tracce prodotte dalle interazioni protone-protone siano compatibili con i criteri di selezione scelti, costituendo un fondo per la misura. Questo fondo è detto combinatorio. Anche decadimenti dei mesoni D con topologie simili a quelle del segnale, dove una particella può essere erroneamente identificata, può costituire un ulteriore fondo per questa analisi. In questo caso il fondo è chiamato fondo fisico. La misura di  $A_{RAW}$  è stata eseguita in maniera tale da rendere minimo l'errore di misura dovuto al fondo.

## 3.2 Distinguere il segnale dal fondo: il fit combinato dei campioni.

Il primo osservabile scelto per misurare  $A_{RAW}$  è la massa invariante della particella ricostruita  $D^0$ . Supponiamo che la distribuzione dei valori di  $M$  così ottenuta corrisponda

ad una certa funzione di distribuzione  $p^\pm = p^\pm(M; \boldsymbol{\sigma})$ .<sup>1</sup> Il numero totale  $N^\pm$  di eventi distribuiti secondo la funzione  $p^\pm = p^\pm(M; \boldsymbol{\sigma})$  sarà composto da una parte di segnale  $N_S^\pm$  e da una componente di fondo  $N_B^\pm$ . Deve valere la relazione:

$$\int p^\pm(M; \boldsymbol{\sigma}) dM = N^\pm = N_S^\pm + N_B^\pm \quad (3.5)$$

Per distinguere il segnale dal fondo si realizza un adattamento (*fit*) ai dati delle distribuzioni, mediante il metodo della massima verosimiglianza delle seguenti distribuzioni:

$$p^+(M; \boldsymbol{\sigma}) = N_S^+ \cdot g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + N_B^+ \cdot f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.6)$$

$$p^-(M; \boldsymbol{\sigma}) = N_S^- \cdot g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + N_B^- \cdot f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.7)$$

dove  $g = g(M; \boldsymbol{\sigma}_S)$  è la distribuzione del segnale normalizzata ad 1 e  $f = f(M; \boldsymbol{\sigma}_B)$  quella di fondo, anch'essa normalizzata ad 1. Dall'adattamento ai dati di queste distribuzioni è pertanto possibile determinare il valore dei parametri delle distribuzioni,  $\boldsymbol{\sigma}_S$  e  $\boldsymbol{\sigma}_B$  e il numero di eventi di segnale e di fondo,  $N_S^\pm$  e  $N_B^\pm$ .

Per calcolare il valore di  $A_{RAW}$  si utilizzano le quantità misurate  $N_S^+ \equiv N_{D^{*+}}$  e  $N_S^- \equiv N_{D^{*-}}$ .

La procedura descritta presupporrebbe l'esecuzione di due fit indipendenti: il primo per determinare il numero degli eventi in cui è presente il mesone  $D^0$ , il secondo per determinare il numero degli eventi in cui compare il  $\bar{D}^0$ . In tal caso l'errore di misura dipende dall'errore nelle misure di  $N_S^+$  e  $N_S^-$ .

Si può ottenere una misura più precisa effettuando un fit simultaneo su tutto il campione, sia per gli eventi ricostruiti come  $D^{*+}$  e  $D^{*-}$ , determinando direttamente dai dati il valore di  $A_{RAW}$ . Utilizzando le seguenti notazioni

$$N_S = N_S^+ + N_S^-; \quad N_B = N_B^+ + N_B^-; \quad N = N_S + N_B; \quad (3.8)$$

$$A_B = \frac{N_B^+ - N_B^-}{N_B^+ + N_B^-}; \quad \mathbf{A}_{RAW} = A_S = \frac{N_S^+ - N_S^-}{N_S^+ + N_S^-}; \quad (3.9)$$

è possibile parametrizzare  $N_S^\pm$  e  $N_B^\pm$  in funzione di  $A_S$  e  $A_B$  nel seguente modo

$$N_S^+ = N_S \left( \frac{1 + A_S}{2} \right); \quad N_S^- = N_S \left( \frac{1 - A_S}{2} \right); \quad (3.10)$$

---

<sup>1</sup>NOTAZIONE: gli apici + e - sono stati inseriti per trattare contemporaneamente il caso del decadimento del  $D^{*+}$  e del  $D^{*-}$ , con ovvio significato. Il simbolo  $\boldsymbol{\sigma}$  rappresenta i parametri dai quali possono dipendere le distribuzioni  $p^+$  e  $p^-$ . La notazione introdotta assume che le distribuzioni  $p^+$  e  $p^-$  sono descritte dagli stessi parametri. Occorre comunque distinguerle perché resta diverso il loro contributo relativo all'interno della distribuzione totale di tutti gli eventi  $P$ .

$$N_B^+ = N_B \left( \frac{1 + A_B}{2} \right); \quad N_B^- = N_B \left( \frac{1 - A_B}{2} \right). \quad (3.11)$$

Poiché la distribuzione totale degli  $N$  eventi in funzione di  $M$  è data:

$$P(M; \boldsymbol{\sigma}) = p^+(M; \boldsymbol{\sigma}) + p^-(M; \boldsymbol{\sigma}) = (N_S^+ + N_S^-) \cdot g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + (N_B^+ + N_B^-) \cdot f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.12)$$

Sostituendo le 3.10 e 3.11 nella 3.12 si ottiene:

$$P(M; \boldsymbol{\sigma}) = N_S \left( \frac{1 + A_S}{2} \right) g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + N_S \left( \frac{1 - A_S}{2} \right) g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + \quad (3.13)$$

$$+ N_B \left( \frac{1 + A_B}{2} \right) f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) + N_B \left( \frac{1 - A_B}{2} \right) f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.14)$$

La funzione appena ottenuta, per eseguire la misura di interesse, necessita di un'ulteriore osservabile, oltre alla massa  $M$  e cioè la variabile discreta  $q$ , tale che:

$$q = \begin{cases} +1 & \text{per l'evento ricostruito come } D^0 \\ -1 & \text{per l'evento ricostruito come } \bar{D}^0 \end{cases} \quad (3.15)$$

Tale osservabile permette di riscrivere in forma sintetica, in un'unica espressione, le equazioni 3.6 e 3.7:

$$p(M, q; \boldsymbol{\sigma}) = N_S \left( \frac{1 + qA_S}{2} \right) g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + N_B \left( \frac{1 + qA_B}{2} \right) f(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.16)$$

dove si ha:

$$\sum_{q=\pm 1} \int p(M, q; \boldsymbol{\sigma}) dM = N_S + N_B = N \quad (3.17)$$

### 3.3 Il segnale

La distribuzione  $g(M)$  che meglio rappresenta il segnale è stata studiata sui dati simulati Monte Carlo ed è data alla somma di due distribuzioni gaussiane  $g_1(M)$  e  $g_2(M)$ , (caratterizzate da uguale valore medio  $\mu$  e diverse distribuzioni standard  $\sigma_i$ ) sommata alla funzione di Jhonson  $S_U$ ,  $J(M)$ , data dalla seguente espressione:

$$J(M; \mu, \sigma_J, \delta, \gamma) = \frac{\delta}{\sigma_J \sqrt{2\pi} \sqrt{1 + z^2}} \exp \left[ -\frac{1}{2} (\gamma + \delta \cdot \sinh^{-1} z)^2 \right] \quad (3.18)$$

dove la dipendenza dalla massa invariante è contenuta nella variabile  $z = \frac{M - \mu}{\sigma_J}$ . Utilizzando i pesi relativi  $w_1$  e  $w_2$ , l'espressione del segnale finale è data da:

$$g_{sig}(M) = w_1 \cdot g_1(M; \mu, \sigma_1) + w_2 \cdot g_2(M; \mu, \sigma_2) + (1 - w_1 - w_2) \cdot J(M; \mu, \sigma_J, \delta, \gamma) \quad (3.19)$$

## 3.4 Il fondo

In questo paragrafo discuteremo delle principali componenti del fondo che intervengono nella misura di  $A_{RAW}$ . In caso di più componenti di fondo l'equazione (3.16) diventa:

$$p(M, q; \boldsymbol{\sigma}) = N_S \left( \frac{1 + qA_S}{2} \right) g(M; \boldsymbol{\sigma}_S) + \sum_i N_{B_i} \left( \frac{1 + qA_{B_i}}{2} \right) f_i(M; \boldsymbol{\sigma}_B) \quad (3.20)$$

dove la sommatoria è estesa a tutte le diverse componenti del fondo possibili.

Per descrivere in maniera opportuna tutte le componenti è necessario introdurre una seconda osservabile,  $\delta m$ , estendendo il fit finale a due dimensioni. Nell'ipotesi in cui i valori della variabile  $\delta m$  sono indipendenti dai valori di  $M$ , la distribuzione nelle due variabili ha contributi fattorizzabili. L'equazione (3.20) si può quindi riscrivere nel modo seguente: <sup>[2]</sup>

$$p(M, \delta m, q) = N_S \left( \frac{1 + qA_S}{2} \right) g'(M)g''(\delta m) + \sum_i N_{B_i} \left( \frac{1 - qA_{B_i}}{2} \right) f'_i(M)f''_i(\delta m) \quad (3.21)$$

dove sono state mantenute le associazioni  $g' - g''$  e  $f' - f''$ , in maniera da conservare la distinzione tra segnale e fondo. Non è garantito che le funzioni che costituiscono ciascuna coppia abbiano la stessa espressione analitica.

### 3.4.1 La variabile $\delta m$ : il pione male selezionato

Una componenti di fondo è data da un evento nel quale viene ricostruito correttamente il  $D^0 - \bar{D}^0$ , mentre il pione proviene dalle interazioni primarie dei protoni. La distribuzione di questa componente del fondo nella variabile  $M$  risulta identica al segnale. Per discriminare questa sorgente di fondo occorre inserire una nuova variabile, che sia sensibile all'origine comune delle particelle prodotte dal decadimento del  $D^{*\pm}$ . Si definisce per questo motivo:

$$\delta m = M_{D^{*\pm}} - (M + m_{\pi^\pm}) \quad (3.22)$$

dove  $M_{D^{*\pm}}$  indica la massa invariante totale delle particelle associate ad ogni evento e  $m_{\pi^\pm}$  rappresenta la massa del pione carico ( $\approx 139.6$  MeV/c<sup>2</sup>). La distribuzione di questa componente di fondo in funzione di  $\delta m$  si differenzia nettamente dal segnale. Simulazioni *Monte Carlo* mostrano, infatti, che anche la distribuzione in  $\delta m$  degli eventi di segnale è

---

<sup>2</sup>per semplicità di notazione e a meno che il contesto non lo renda necessario, le distribuzioni saranno scritte, da ora, indicando esplicitamente solo le variabili e non i parametri.

adeguatamente espressa dalla (3.19). Il fondo, invece, può essere parametrizzato tramite la funzione:

$$f_{BKG}(\delta m; B, C, \delta m_0) = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\delta m - \delta m_0}{C}\right) \right] + B \left( \frac{\delta m}{\delta m_0} - 1 \right) \quad (3.23)$$

dove  $B$  e  $C$  sono parametri che descrivono la forma della distribuzione e  $\delta m_0$  indica il valore per cui  $f_{BKG}$  si annulla. Introducendo questa nuova osservabile e considerando l'equazione (3.21), l'espressione della parte di segnale diventa invece:

$$G_{sig}(M, \delta m) = g_{sig}(M) \cdot g_{sig}(\delta m) \quad (3.24)$$

### 3.4.2 Fondo combinatorio

Questa componente di fondo si origina quando un evento è ricostruito selezionando tre tracce compatibili che appartengono alla catena di decadimento del mesone  $D^{*\pm}$ . Ci si aspetta che la probabilità che ciò accada diminuisca al crescere del valore di  $M$ . Questa componente di fondo in funzione della variabile  $M$  è descritta dalla distribuzione:

$$\tilde{f}(M) = \exp(l \cdot M) \quad (3.25)$$

Per quanto riguarda la dipendenza da  $\delta m$ , studi condotti su eventi simulati motivano ancora una volta la scelta della funzione 3.23. Il contributo del fondo combinatorio ha quindi la forma complessiva:

$$F_C(M, \delta m) = \exp(l \cdot M) \cdot f_{BKG}(\delta m; B'', C'', \delta m_0'') \quad (3.26)$$

### 3.4.3 Il fondo fisico proveniente dal decadimento del $D_s^+$

Un ulteriore sorgente di fondo che prendiamo in esame è quella dovuta al decadimento  $D_s^\pm \rightarrow D_s^+(K^+K^-\pi^\pm)\pi^\pm$ , dove il  $\pi^\pm$  del  $D_s^+$  non viene ricostruito. Questo fondo è rilevante nel caso del decadimento dei mesoni  $D$  neutri nello stato  $K^+K^-$ . Infatti osserviamo che la massa del mesone  $D_s^\pm$  è pari a  $m_{D_s^\pm} = 1964 \text{ MeV}/c^2$ , mentre quella del  $D^0$  vale:  $m_{D^0} = 1868 \text{ MeV}/c^2$ .

Siccome la massa dei pioni carichi è  $m_{\pi^\pm} = 139.6 \text{ MeV}/c^2$ , è possibile che coppie di mesoni  $K^+K^-$  prodotte dal decadimento del  $D_s^\pm$  abbiano una massa invariante compresa nell'intervallo utilizzato per la selezione del segnale mediante il valore di massa  $M$  ( $1820 \div 1915 \text{ MeV}/c^2$ ). Questa componente di fondo influenza principalmente la parte inferiore dello spettro di massa invariante (dell'intervallo di variazione della variabile  $M$ ). Per tale motivo si sceglie di esprimerla tramite il prodotto di convoluzione tra una gaussiana (con  $\sigma$  fissata a  $10 \text{ MeV}/c^2$ ) e la funzione:

$$f_{arg}(M; m_0, c_{arg}) \propto \frac{M}{c_{arg}^2} \cdot \sqrt{1 - \frac{M^2}{c_{arg}^2}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}m_0^2 \left(1 - \frac{M^2}{c_{arg}^2}\right)\right] \quad (3.27)$$

Per la parte relativa all'osservabile  $\delta m$ , la scelta ricade ancora sulla distribuzione 3.23. In conclusione, questo fondo fisico è parametrizzata tramite la funzione:

$$F_{D_s}(M, \delta m) = (g * f_{arg})(M; m_0, c_{arg}) \cdot f_{BKG}(\delta m; B''', C''', \delta m_0''') \quad (3.28)$$

### 3.5 Modello finale

Riepilogando quanto detto nelle sezioni precedenti, il modello che è stato usato per per estrarre  $A_{RAW}$  dai sperimentali è il seguente.

Per la descrizione dei processi  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi^\pm$  abbiamo:

$$\begin{aligned} p(M, \delta m, q; ) = & N_S \frac{1 + qA_S}{2} G(M, \delta m; ) + N_{B_\pi} \frac{1 + qA_{B_\pi}}{2} F_\pi(M, \delta m; ) + \\ & + N_{B_C} \frac{1 + qA_{B_C}}{2} F_C(M, \delta m; ) + N_{B_{D_s}} \frac{1 + qA_{B_{D_s}}}{2} F_{D_s}(M, \delta m; ) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Per i processi  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi^\pm$  utilizziamo:

$$\begin{aligned} p(M, \delta m, q; ) = & N_S \frac{1 + qA_S}{2} G(M, \delta m; ) + \\ & + N_{B_\pi} \frac{1 - qA_{B_\pi}}{2} F_\pi(M, \delta m; ) + N_{B_C} \frac{1 - qA_{B_C}}{2} F_C(M, \delta m; ) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Nelle (3.29)-(3.30) è stata estesa la notazione delle (3.8)-(3.9).

### 3.6 Risultati finali e misura di $\Delta A_{CP}$

Il modello appena descritto è stato implementato mediante un ambiente di sviluppo chiamato `Roofit` facente parte del programma di analisi dati `Root`. Attraverso lo stesso software è stato realizzato l'adattamento ai dati del modello ed sono stati ottenuti i seguenti risultati non ufficiali:

$$N_{sig}(K^+K^-) = (9.209 \pm 0.003) \times 10^6 \quad N_{sig}(\pi^+\pi^-) = (2.896 \pm 0.002) \times 10^6$$

$$A_{RAW}(K^+K^-) = (-0.94 \pm 0.04)\% \quad A_{RAW}(\pi^+\pi^-) = (-0.82 \pm 0.07)\%$$

Nelle figure 3.1-3.2 sono mostrate le distribuzioni in  $\delta m$  e in  $M$  con i risultati dei fit sovrainposti.

L'asimmetria  $A_{RAW}$  può essere scritta al prim'ordine nel seguente modo:

$$A_{RAW}(f) = A_{CP}(f) + A_r(f) + A_r(\pi_s^+) + A_p(D^{*\pm})$$

dove  $A_r(f)$  è l'asimmetria nella rivelazione dello stato finale  $f$ ,  $A_r(\pi_s^+)$  è l'asimmetria nella rivelazione del pione-soft nel decadimento del  $D^{*\pm}$  e  $A_p(D^{*\pm})$  è l'asimmetria di produzione dei mesoni  $D^{*\pm}$ .  $A_r$  e  $A_p$  sono definite in maniera analoga ad  $A_{RAW}$ . Gli stati finali  $K^+K^-$  e  $\pi^+\pi^-$  sono auto-coniugati di carica e, quindi, le asimmetrie di rivelazione  $A_r(K^+K^-)$  e  $A_r(\pi^+\pi^-)$  sono entrambe nulle. L'ordine di grandezza stimato per  $A_p(D^{*\pm})$  è circa 1% (se assumiamo che sia  $\approx A_p(D^\pm)$ )<sup>[3]</sup>, mentre quello per  $A_r(\pi_s^+)$  arrivi a valere 0.8%<sup>[4]</sup>. L'asimmetria di rivelazione del pione-soft e l'asimmetria di produzione del  $D^{*\pm}$  sono indipendenti dallo stato finale  $f$ , in ogni data regione cinematica, e si cancellano nella differenza tra le due misure di  $A_{RAW}$  effettuate, pertanto si ha:

$$\Delta A_{CP} = A_{RAW}(K^+K^-) - A_{RAW}(\pi^+\pi^-) = A_{CP}(K^+K^-) - A_{CP}(\pi^+\pi^-) \quad (3.31)$$

La differenze delle asimmetrie  $A_{RAW}$  sono pertanto una misura della differenza di violazione di CP,  $\Delta A_{CP}$ , nei decadimenti del  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Utilizzando i valori delle  $A_{RAW}$  precedentemente calcolate,  $\Delta A_{CP}$  il risultato non ufficiale è:

$$\boxed{\Delta A_{CP} = (-0.12 \pm 0.08)\%} \quad (3.32)$$

dove l'errore è statistico. Ulteriori studi necessiterebbero di valutare gli errori sistematici, ma tale lavoro richiederebbe troppo tempo ed è oltre lo scopo di questa tesi. Il gruppo LHCb-Bologna, all'interno del quale ho collaborato per la realizzazione di questa tesi, ha da poco completato la misura di tale quantità ottenendo un valore di incertezza sistematica pari a 0.03%.

<sup>3</sup>vedi: LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of the  $D^\pm$  production asymmetry in 7 TeV  $pp$  collisions, Phys. Lett. B718 (2013).

<sup>4</sup>vedi: LHCb collaboration, R. Aaij et al., Measurement of the  $D_s^+ - D_s^-$  production asymmetry in 7 TeV  $pp$  collisions, Phys. Lett. B713 (2012).

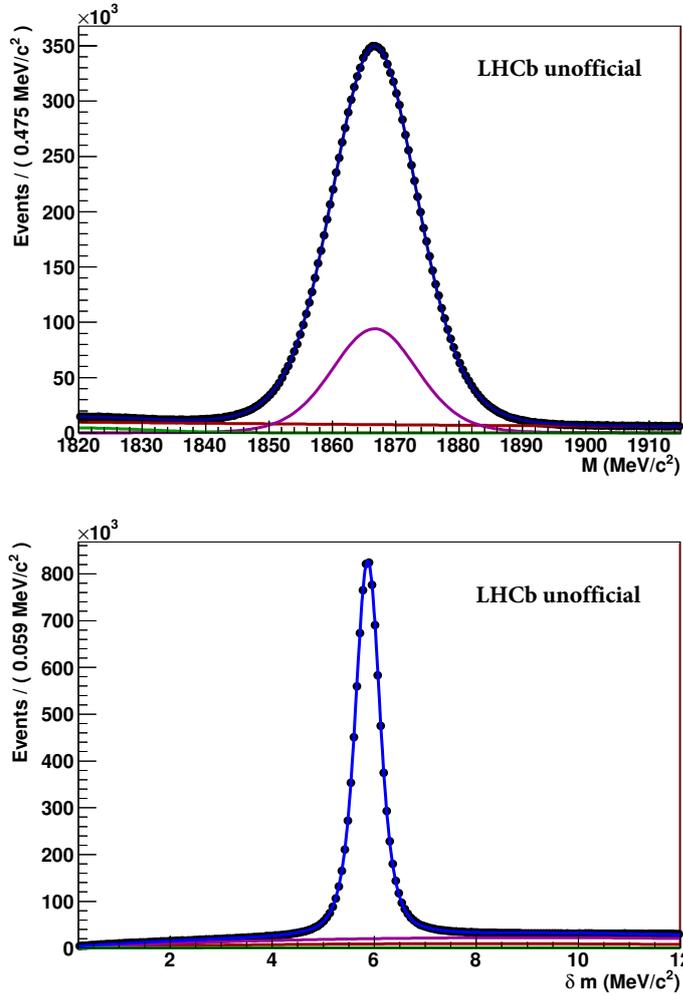


Figura 3.1: Distribuzione di massa invariata per (alto)  $M$  e per (basso)  $\delta m$  per gli eventi  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi^\pm$ . Il risultato del fit è sovrainposto ai dati. In blu il modello complessivo di analisi. In viola la componente di fondo dovuta all'errato riconoscimento del  $\pi^\pm$ . In rosso il fondo combinatorio puro. In verde il contributo del decadimento del mesone  $D_s^\pm$ . In entrambi i casi il campione è diviso in 200 bins di larghezza uniforme.

Questa misura, rappresenta il valore più preciso al mondo per la ricerca di violazione di CP nel settore della fisica del charm, ottenuta da un singolo esperimento. Il valore centrale è differente da zero per meno di 1.4 deviazione standard, pertanto non è stata osservata nessuna evidenza di violazione di CP.

Nella tabella 3.1 sono riportati risultati di  $\Delta A_{CP}$  che rappresentano l'attuale conoscenza sperimentale prima di questa misura. Nell'ultima colonna è riportata quindi la media mondiale, mentre in Figura 3.3 una loro rappresentazione grafica.

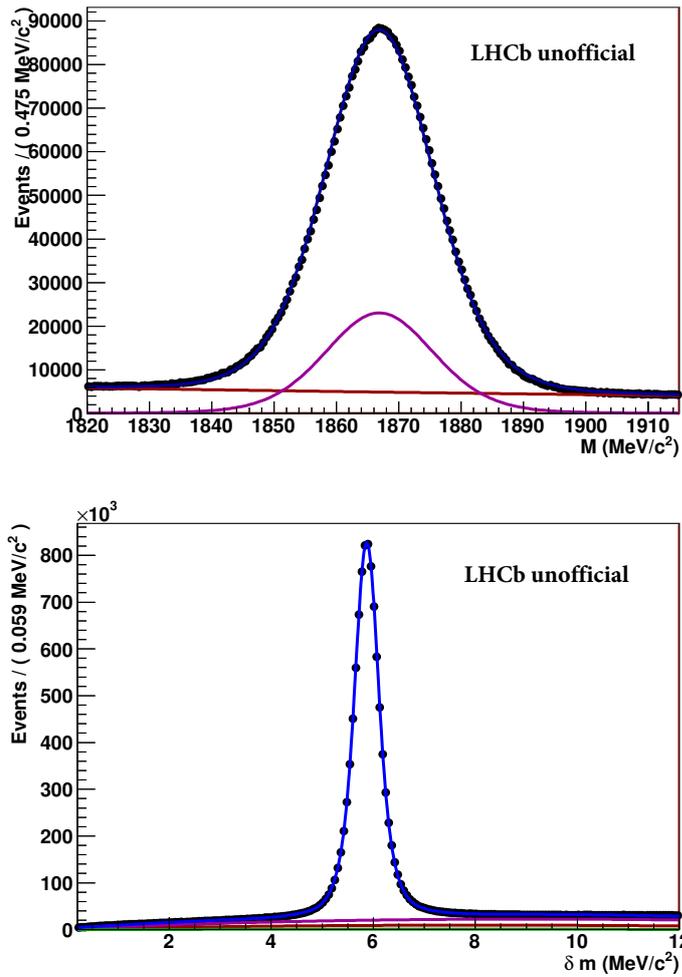


Figura 3.2: Distribuzione di massa invariante per (alto)  $M$  e per (basso)  $\delta m$  per gli eventi  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi^\pm$ . Il risultato del fit è sovrainposto ai dati. In blu il modello complessivo di analisi. In viola la componente di fondo dovuta all'errato riconoscimento del  $\pi_s^\pm$ . In rosso il fondo combinatorio puro. In entrambi i casi il campione è diviso in 200 bins di larghezza uniforme.

Esperimento	$\Delta A_{CP}$	Riferimento Bibliografico
CDF	$(-0.62 \pm 0.21 \pm 0.10)\%$	[7]
BaBar	$(+0.24 \pm 0.62 \pm 0.26)\%$	[8]
Belle	$(-0.87 \pm 0.41 \pm 0.06)\%$	[9][10]
LHCb ( $3.0 \text{ fb}^{-1}$ ) <sup>1</sup>	$(+0.14 \pm 0.16 \pm 0.08)\%$	[13]
LHCb ( $3.0 \text{ fb}^{-1}$ ) <sup>2</sup>	$(-0.12 \pm 0.08 \pm 0.03)\%$	questa tesi (risultato non ufficiale)
<b>Media</b>	<b><math>(-0.14 \pm 0.07)</math></b>	

Tabella 3.1: Risultati sperimentali per  $\Delta A_{CP}$ . I valori sono forniti riportando, nell'ordine, incertezze statistiche e sistematiche. La misura indicata in tabella come LHCb( $3.0 \text{ fb}^{-1}$ )<sup>1</sup> è una misura analoga a quella riportata in questa tesi, ma ottenuta con un campione indipendente da LHCb con una precisione minore. La misura indicata in tabella come LHCb ( $3.0 \text{ fb}^{-1}$ )<sup>2</sup>, corrisponde al valore misurato non ufficialmente in questa analisi.

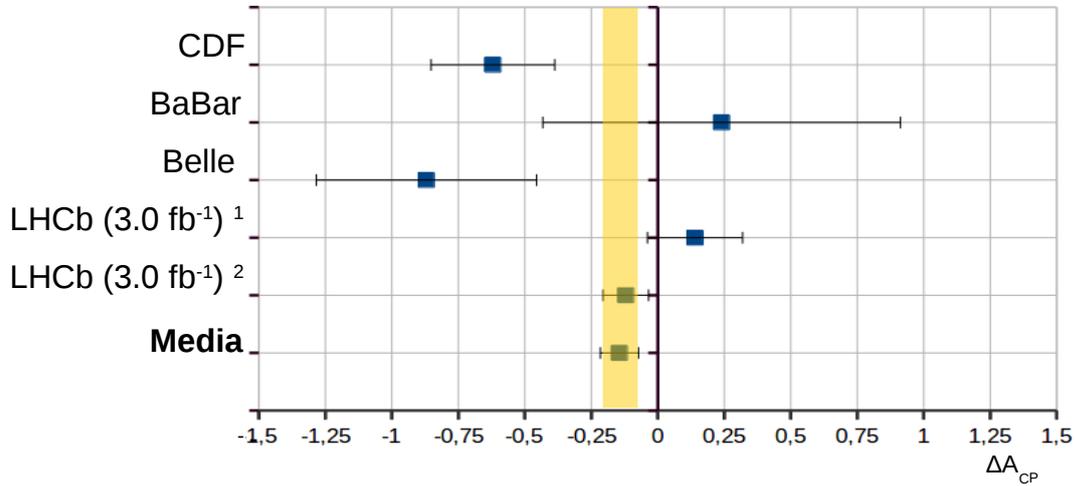


Figura 3.3: Consistenza dei risultati

# Conclusioni

La fisica del sapore è uno dei settori di ricerca più promettenti per realizzare misure di altissima precisione del Modello Standard (MS) e per osservare indirettamente, attraverso i decadimenti mediati dalle interazioni deboli, eventuali evidenze di particelle non previste dal MS. Tra i processi che governano le particelle elementari, uno tra i più importanti è senz'altro il miscelamento di sapore di una particella con la sua anti-particella e la violazione della simmetria di coniugazione e parità (CP). L'esperimento LHCb è stato progettato per realizzare misure di altissima precisione in questo settore e quindi studiare il miscelamento e la violazione di CP sia nei decadimenti degli adroni costituiti dai quark charm sia quelli costituiti dai quark beauty. Grazie all'alta luminosità integrata disponibile ( $3 \text{ fb}^{-1}$ ) ed alla elevata sezione d'urto di produzione dei quark charm, LHCb è in grado di realizzare misure di una precisione mai raggiunta fino ad ora da altri esperimenti. In questo lavoro di tesi è stata realizzata una delle misure più interessanti nel settore della fisica delle particelle, cioè la ricerca della violazione di CP nei decadimenti dei mesoni D. Infatti, pur essendo già stata sperimentalmente osservata fin dal 1964 nel sistema dei mesoni neutri del K e successivamente dalle Collaborazioni Babar, Belle ed LHCb nel sistema dei mesoni del B, la violazione di CP non è mai stata osservata nei mesoni contenenti il quark charm. Per realizzare la misura presentata in questa tesi, sono stati selezionati i decadimenti  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$  e  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$  utilizzando i dati raccolti da LHCb durante il RUN-1 (2010-2012) ed è stato sviluppato un modello di adattamento ai dati in grado di misurare la differenza di asimmetria di CP integrata nel tempo nei decadimenti  $D^0 \rightarrow K^+K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $\Delta A_{CP}$ . Il modello è stato sviluppato in modo da descrivere le distribuzioni di massa invariante del  $D^0$  e del  $D^{*\pm}$  sia per la componente di segnale sia per quelle di fondo. Il modello, bi-dimensionale, è stato adattato ai dati, per sottrarne i fondi e misurare due asimmetrie  $A_{RAW}(K^+K^-)$  e  $A_{RAW}(\pi^+\pi^-)$ , corrispondenti alla differenza tra il numero di eventi di segnale  $D^{*+}$  e  $D^{*-}$  diviso la loro somma. La differenza di queste asimmetrie corrisponde a  $\Delta A_{CP}$ , la cui misura è stata determinata, in via non ufficiale, essere

$$\Delta A_{CP} = (-0.12 \pm 0.08)\%$$

Questo risultato, compatibile con le misure precedenti, rappresenta la miglior misura al mondo mai realizzata da un singolo esperimento e nonostante non riveli violazione di

CP nel settore della fisica del charm, porta la precisione sperimentale in questo settore al di sotto del valore di  $10^{-3}$ , mai raggiunta prima da un singolo esperimento. La stima accurata degli effetti sistematici non è stata affrontata in questa tesi, ma è stata realizzata dal gruppo LHCb-Bologna, in procinto di pubblicare la misura di  $\Delta A_{CP}$ . L'incertezza sistematica è stata stimata essere 0.03%. Una migliore precisione è attesa analizzando i dati attualmente in fase di acquisizione durante il RUN-2 di LHC, dove vengono realizzate collisioni protone-protone con una energia nel centro di massa pari a  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Per la fine del 2018, LHCb prevede di raccogliere una statistica pari a  $5 \text{ fb}^{-1}$  e considerando la maggiore sezione d'urto di produzione dei quark charm e i miglioramenti apportati al trigger, sarà possibile migliorare ulteriormente la precisione sperimentale di  $\Delta A_{CP}$  di circa un fattore 1.5.

# Bibliografia

- [1] A. Bettini, *Introduction to Elementary Particle Physics*, Cambridge, Cambridge University Press, II edizione, 2015.
- [2] S. Braibant, G. Giacomelli, M. Spurio, *Particelle e interazioni fondamentali*, Milano, Springer, I edizione, 2009.
- [3] A. Carbone, S. Perazzini, V. Vagoni *et al.*, *Search for time-integrated CP violation in  $D^0 \rightarrow h^- h^+$  modes using self-tagged  $D^{*\pm} \rightarrow D^0(h^- h^+) \pi^\pm$  decays with  $3 \text{ fb}^{-1}$* , LHCb-ANA-2014-075, 2015.
- [4] A. Carbone, V. Vagnoni, M. Charles, e G. Wilkinson, *Search for time-integrated CP violation in  $D^0 \rightarrow K^+ K^-, \pi^+ \pi^-$  in the 2011 data*, LHCb-ANA-2011-059, 2011.
- [5] BaBar, Belle Collaborations, *First Observation of CP Violation in  $B^0 \rightarrow D^* C P h^0$  Decays by a Combined Time-Dependent Analysis of B*;
- [6] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Evidence for  $D^0$ - $\bar{D}^0$  mixing*, Phys. Rev. Lett. 98, 2007.
- [7] CDF collaboration, T. Aaltonen *et al.*, *Measurement of the difference of CP-violating asymmetries in  $D^0 \rightarrow K^+ K^-$  and  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  decays at CDF*, Phys. Rev. Lett. 109 2012.
- [8] BaBar collaboration, B. Aubert *et al.*, *Search for CP violation in the decays  $D^0 \rightarrow K^+ - K^- e D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$* , Phys. Rev. Lett. 100, 2008.
- [9] Belle collaboration, M. Staric *et al.*, *Measurement of CP asymmetry in Cabibbo suppressed  $D^0$  decays*, Phys. Lett. B670, 2008.
- [10] B. R. Ko, *CP violation and mixing in the charm sector at Belle, and current HFAG averages*, arXiv:1212.5320.
- [11] LHCb collaboration, *A search for time-integrated CP violation in  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  and  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  decays*, LHCb-CONF-2013-003.

- [12] LHCb collaboration, R. Aaij et al., *Evidence for CP violation in time-integrated  $D^0 \rightarrow h^- h^+$  decay rates*, Phys. Rev. Lett. 108, 2012.
- [13] LHCb collaboration, R. Aaij et al., *Measurement of CP asymmetry in  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  and  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  decays*, JHEP 07, 2014.
- [14] A. Ceccucci, Z. Ligeti, and Y. Sakai, *THE CKM QUARK-MIXING MATRIX*, January 2006, <http://pdg.lbl.gov/2007/reviews/kmmixrpp.pdf>
- [15] M. Gersabeck, *Brief Review of Charm Physics*, Mod. Phys. Lett., 2012.
- [16] Heavy Flavor Averaging Group, Y. Amhis et al., *Averages of b-hadron, c-hadron, and  $\tau$  -lepton properties as of early 2012*.
- [17] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138.
- [18] AA. VV. *Particle Data Group*, <http://pdg.lbl.gov/>, 2015.
- [19] AA. VV. *Particle Data Group*, <http://pdg.lbl.gov/2015/listings/rpp2015-list-D-zero.pdf>, 2015.
- [20] AA. VV. *Particle Data Group*, <http://pdg.lbl.gov/2015/tables/rpp2015-tab-mesons-charm.pdf>, 2015.