

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

Ottimizzazione della selezione del decadimento
 $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ad LHCb mediante
un'analisi multivariata

Relatore:
Dott. Angelo Carbone

Presentata da:
Mirco Di Gioia

Correlatore:
Dott. Fabio Ferrari

Sessione II
Anno Accademico 2014/2015

“A Pino e Lorenza”

ABSTRACT

L'esperimento LHCb è stato progettato per eseguire misure di altissima precisione nel settore della fisica dei quark pesanti al Large Hadron Collider del CERN. Sfruttando l'alta sezione d'urto di produzione di *charm* nelle interazioni protone-protone ad LHC e utilizzando la statistica raccolta durante il RUN-1, corrispondente ad una luminosità integrata di 3 fb^{-1} , l'esperimento LHCb ha realizzato le misure più precise al mondo in questo settore. In particolare i decadimenti del mesone D^0 in due corpi carichi senza leptoni nello stato finale hanno permesso di realizzare misure di violazione di \mathcal{CP} che raggiungono precisioni inferiori al 0.1 %. Da pochi mesi LHCb ha iniziato la seconda fase di presa dati, chiamata RUN-2, raccogliendo dati dalle interazioni protone-protone ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$, superiore a quella del RUN-1. Le misure attuali di violazione di \mathcal{CP} nel settore del *charm*, sono consistenti con l'ipotesi di non violazione. Il Modello Standard, pur con grandi incertezze teoriche, prevede una violazione di \mathcal{CP} molto piccola, pertanto per verificare o meno l'esistenza di tale violazione, sarà necessario sfruttare al massimo la statistica che verrà raccolta durante il RUN-2, ottimizzando gli algoritmi di selezione dei canali di interesse. In questa tesi verrà presentata uno studio preliminare che ha lo scopo di ottimizzare, mediante una tecnica di analisi multivariata, la selezione dei decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$ in previsione della prossima presa dati.

INDICE

Introduzione	1
1 Il Modello Standard e la violazione di \mathcal{CP}	3
1.1 Introduzione	3
1.2 La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa	5
1.3 Trasformazione di parità	7
1.4 Trasformazione di coniugazione di carica	8
1.5 Violazione di \mathcal{CP}	8
1.6 Violazione di simmetria \mathcal{CP} nei decadimenti del mesone D^0 .	10
1.6.1 I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ and $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	11
2 LHCb	15
2.1 Esperimento LHCb	15
2.2 Il rivelatore LHCb	17
2.2.1 Il Sistema Tracciante	18
2.2.2 Sistemi di identificazione di particelle	22
2.2.3 Il Sistema di Trigger	26
3 Selezione dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	29
3.1 Introduzione	29
3.2 Analisi multivariata	30
3.2.1 Pretrattamento dei dati	30
3.2.2 <i>Decision Tree</i>	31
3.2.3 <i>Boosting</i>	32
3.3 Ottimizzazione della selezione	33
3.3.1 Campioni di dati	33
3.3.2 Variabili utilizzate	33

3.3.3	BDT	37
3.4	Efficienza di selezione	37
	Conclusioni	41
	Bibliografia	43

INTRODUZIONE

Si ritiene che in origine, subito dopo il Big Bang, la materia e l'antimateria fossero presenti con uguale abbondanza. Ad oggi invece si osserva una netta prevalenza della materia rispetto all'antimateria: il motivo di questa asimmetria rimane tutt'ora uno dei misteri più importanti della fisica moderna.

Questa asimmetria è oggetto di studio nella fisica delle alte energie sin dagli anni '50 del secolo scorso. Nel 1964, J.H. Christenson, J. W. Cronin, V.L. Fitch e R. Turlay osservarono per la prima volta la violazione della simmetria \mathcal{CP} nel decadimento dei K neutri [1] e quasi 50 anni dopo, nel 2001, i due esperimenti BaBar a SLAC e BELLE al KEK hanno dimostrato che tale simmetria è inoltre violata nel sistema dei mesoni B neutri [2, 3]. La violazione di \mathcal{CP} è introdotta nel Modello Standard attraverso la matrice di mixing dei quark di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. La misura sperimentale dei suoi elementi rappresenta quindi un test cruciale per il modello, ma anche un'opportunità di scoperta di Nuova Fisica.

L'esperimento LHCb al Large Hadron Collider (LHC) del CERN è stato progettato per effettuare misure di altissima precisione nel settore della fisica del sapore e si occupa principalmente di misura di violazione di \mathcal{CP} nei decadimenti degli adroni contenenti quark *beauty* e *charm*. Tra questi i decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$, grazie alle abbondanti statistiche raccolte da LHCb, rappresentano importanti canali dove realizzare test del Modello Standard. Le attuali misure sperimentali di violazione di \mathcal{CP} nel *charm* hanno raggiunto precisioni elevatissime, mai raggiunte dai precedenti esperimenti. Tutto ciò grazie alla statistica raccolta da LHCb durante il RUN-1, corrispondente ad una luminosità integrata pari a 3 fb^{-1} . Da pochi mesi LHC è entrato nella sua seconda fase, fornendo ai quattro esperimenti che raccolgono dati ad LHC interazioni protone-protone ad una energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Per poter effettuare misure di precisione che possano scendere al di sotto dello 0.1% è assolutamente necessario procedere ad una nuova ottimizzazione di tutta la catena di selezione, considerando anche che l'aumento di energia e di luminosità previste durante

il RUN-2 potrebbero cambiare i rapporti di segnale su fondo. Recentemente all'interno della Collaborazione LHCb sono stati fatti degli studi che hanno permesso di ottimizzare gli algoritmi di selezione di trigger, pertanto è necessario aggiornare gli algoritmi di selezione *offline* per sfruttare al meglio il guadagno atteso dalle nuove selezioni di trigger. In questa tesi verrà presentato uno studio preliminare che ottimizza la selezione *offline* dei decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$ mediante una tecnica di analisi multivariata, basata sull'ambiente TMVA [4] integrato all'interno del software ROOT [5].

La tesi è organizzata in tre capitoli: nel primo capitolo è presentata una introduzione generale sul Modello Standard, sulla matrice CKM e sulla violazione di \mathcal{CP} , in particolare descrivendo le osservabili utilizzate per la ricerca della violazione di \mathcal{CP} nel settore del quark *charm*; nel secondo capitolo è descritto brevemente l'esperimento LHCb e i suoi principali rivelatori; infine nel terzo capitolo è riportato lo studio dell'ottimizzazione dell'algoritmo di selezione *offline* dei decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$, insieme al risultato finale.

CAPITOLO 1

IL MODELLO STANDARD E LA VIOLAZIONE DI \mathcal{CP}

1.1 Introduzione

Il Modello Standard (MS) è la teoria fisica che descrive i costituenti fondamentali della materia e le forze fondamentali attraverso le quali questi interagiscono. La teoria descrive tre delle quattro forze fondamentali note: interazione elettromagnetica, debole e forte. Le particelle contenute in questo modello vengono suddivise in due grandi categorie: fermioni e bosoni. I fermioni sono particelle con spin semi-intero, mentre i bosoni hanno spin intero. Tutta la materia è costituita di quark e di leptoni, le cui reciproche interazioni sono mediate dallo scambio di bosoni. I quark e i leptoni sono fermioni con spin $1/2$ e possono essere raggruppati in tre famiglie, come descritto in Figura 1.1. Ad esclusione dell'ultima colonna, che analizzeremo dopo, la prima riga è composta dai tre quark *up*, *charm*, *top* che hanno carica elettrica pari a $+2/3$ ¹, mentre la seconda riga costituita dai quark *down*, *strange*, *bottom* hanno carica $-1/3$. I neutrini elettronico (ν_e), muonico (ν_μ), e tauonico (ν_τ) (terza riga) hanno carica elettrica nulla. L'ultima riga è costituita dai rimanenti leptoni tutti con carica elettrica -1 . Infine gli elementi dell'ultima colonna sono bosoni e sono i mediatori di tre delle quattro forze fondamentali: il fotone γ dell'interazione elettromagnetica con carica neutra e spin 1, i bosoni W^\pm e Z^0 dell'interazione nucleare debole e i *gluoni* dell'interazione nucleare forte. Le particelle con cariche elettrica non nulla sono soggette all'interazione elettromagnetica. I leptoni inoltre interagiscono anche debolmente. Infine, gli adroni, cioè le particelle composte

¹I valori della carica elettrica dei quark vanno moltiplicati per il valore assoluto della carica dell'elettrone.

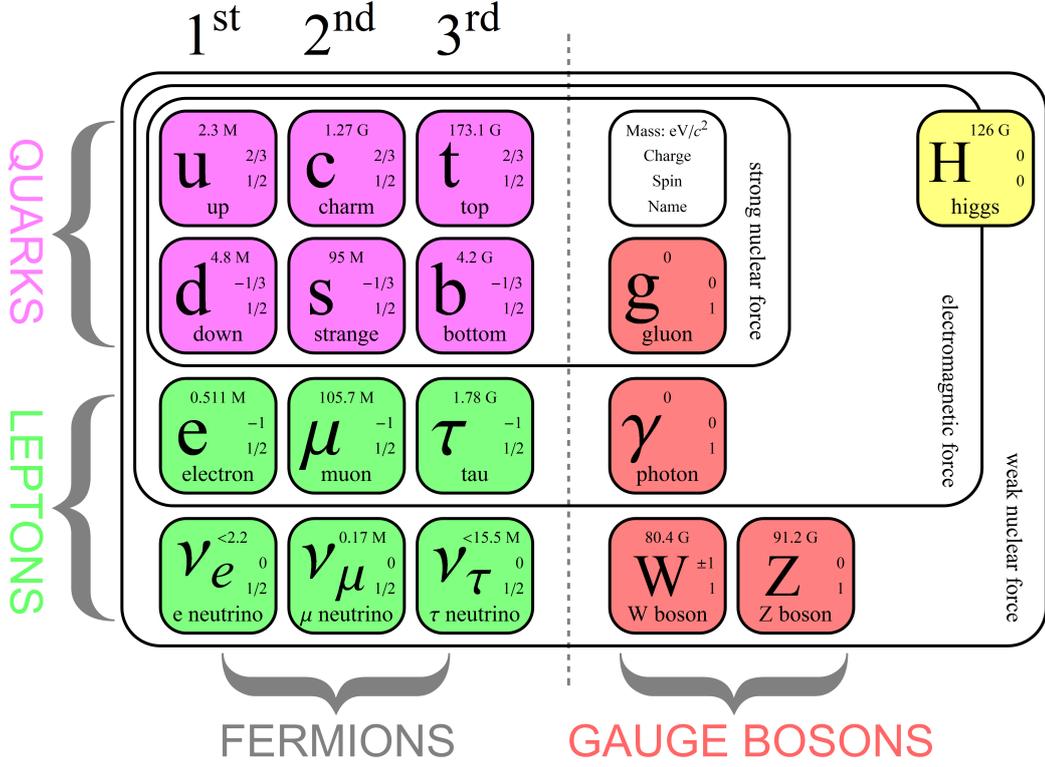


Figura 1.1. Schema delle particelle elementari.

da quark, sono soggetti sia all'interazione forte sia a quella debole. Gli *adroni*, a loro volta, si dividono in *barioni* e *mesoni*. I *barioni* sono costituiti da tre quark, mentre i *mesoni* sono costituiti dalle coppie quark-antiquark². Recentemente sono stati scoperti da LHCb particelle costituite da 5 quark, i *Penta-quark* [6]. Il Modello Standard è basato sul principio di simmetria 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

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

Il prodotto $SU(2) \otimes U(1)$ descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli (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

²Le antiparticelle hanno carica elettrica e numeri quantici interni opposti rispetto alle particelle. Si identificano con lo stesso simbolo della particella ma con una "sbarretta" sopra.

colore (C), l'isospin debole T (la terza componente T_3), e l'iper carica 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 [7] del gruppo descritto nell'Eq. 1.1. Questo processo è descritto dal meccanismo di Higgs, che come conseguenza prevede l'esistenza di un bosone, detto bosone di Higgs. Questa particella è stata osservata per la prima volta nel 2012 dalle Collaborazioni ATLAS e CMS [8, 9].

1.2 La matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

Nell'Modello Standard delle particelle elementari, la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [10] è una matrice 3×3 unitaria e complessa che descrive il miscelamento degli autostati di interazione debole con gli autostati di massa delle tre generazioni di quark. La matrice CKM descrive anche attraverso la presenza di una fase complessa il meccanismo di violazione di \mathcal{CP} :

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{\text{CKM}}} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

$$V_{\text{CKM}} V_{\text{CKM}}^\dagger = \mathbb{1}. \quad (1.4)$$

In sintesi la matrice CKM descrive la probabilità di una transizione da un quark q ad un altro quark q' . Questa probabilità è proporzionale a $|V_{qq'}|^2$. I valori dei componenti della matrice sono stati illustrati nella matrice (1.5) [11].

$$|V_{\text{CKM}}| = \begin{pmatrix} 0.97383_{-0.00023}^{+0.00024} & 0.2272_{-0.0010}^{+0.0010} & (3.96_{-0.09}^{+0.09}) \times 10^{-3} \\ 0.2271_{-0.0010}^{+0.0010} & 0.97296_{-0.00024}^{+0.00024} & (42.21_{-0.80}^{+0.10}) \times 10^{-3} \\ (8.14_{-0.64}^{+0.32}) \times 10^{-3} & (41.61_{-0.78}^{+0.12}) \times 10^{-3} & 0.999100_{-0.000004}^{+0.000034} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Nella parametrizzazione standard la matrice CKM si scrive come:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

dove $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ ($i, j = 1, 2, 3$) e δ è la fase complessa di violazione di \mathcal{CP} . Gli argomenti dei seni e dei coseni sono gli angoli θ_{ij} , detti anche angoli di Eulero³, che descrivono il miscelamento delle famiglie dei quark. Dalla matrice 1.5 si può notare che $|V_{ub}| \ll |V_{cb}| \ll |V_{us}|$ e $|V_{cd}| \ll 1$ e nella parametrizzazione standard si ottengono le seguenti relazioni di disuguaglianza: $s_{13} \ll s_{23} \ll s_{12} \ll 1$. È conveniente espandere la matrice CKM in potenze di

$$\lambda = s_{12} = \frac{|V_{us}|}{\sqrt{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2}} [16], \quad (1.7)$$

e di tre parametri reali, A , η , *rho*. Inoltre si definiscono

$$s_{23} = A\lambda^2 = \lambda \left| \frac{V_{cb}}{V_{us}} \right|, \quad (1.8)$$

$$s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta) = V_{ub}. \quad (1.9)$$

Questa parametrizzazione è detta parametrizzazione di Wolfenstein. Lo sviluppo in λ al quinto ordine porta a [10]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 - \lambda^4/8 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + A\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)]/2 & 1 - \lambda^2/2 - \lambda^4(1 + 4A^2)/8 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3[1 - (1 - \lambda^2/2)(\rho + i\eta)] & -A\lambda^2 + A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)]/2 & 1 - A^2\lambda^4/2 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^6). \quad (1.10)$$

La matrice CKM è unitaria e questo vincolo porta all'insieme di 12 equazioni, riassunte nella forma:

$$\sum_{k \in \{u, c, t\}} V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij} \quad (i, j \in \{d, s, b\}). \quad (1.11)$$

Per $i \neq j$, otteniamo 6 equazioni che sono rappresentabili come triangoli nel piano complesso, tutti con la stessa area. Prendiamo, come esempio solo una delle 6 equazioni:

$$\underbrace{V_{ud}V_{ub}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \underbrace{V_{cd}V_{cb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} + \underbrace{V_{td}V_{tb}^*}_{\mathcal{O}(\lambda^3)} = 0. \quad (1.12)$$

In questo esempio i vertici del triangolo sono rappresentati dai punti $C(0,0)$, $B(1,0)$ e $A(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, dove $\bar{\rho}$ e $\bar{\eta}$ sono definiti come:

$$\bar{\rho} \equiv \rho \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right), \quad (1.13)$$

$$\bar{\eta} \equiv \eta \left(1 - \frac{1}{2}\lambda^2\right). \quad (1.14)$$

Il triangolo è rappresentato in Figura 1.2. I tre angoli sono definiti come:

³Gli angoli di Eulero descrivono la posizione di un sistema di riferimento XYZ solidale con un corpo rigido attraverso una serie di rotazioni a partire da un sistema di riferimento fisso xyz . I due sistemi di riferimento coincidono nell'origine.

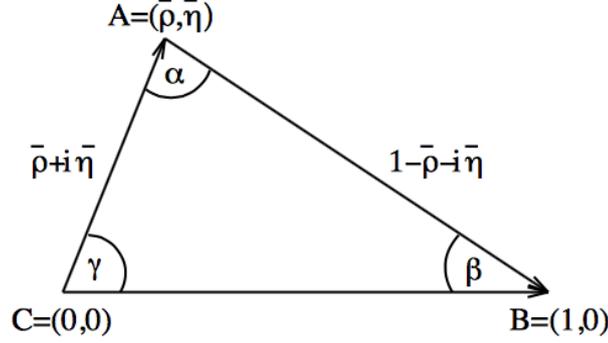


Figura 1.2. Rappresentazione geometrica del triangolo unitario nella parametrizzazione di Wolfenstein.

$$\alpha \equiv \arg \left[-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right] \quad (1.15)$$

$$\beta \equiv \arg \left[-\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right] \quad (1.16)$$

$$\gamma \equiv \arg \left[-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \quad (1.17)$$

Le rimanenti 6 equazioni esprimono le condizioni di normalizzazione delle righe e delle colonne della matrice CKM. Notiamo infine che η è l'unico parametro che introduce un termine immaginario nella matrice, ed è quindi collegato alla violazione di \mathcal{CP} .

1.3 Trasformazione di parità

La trasformazione di parità in meccanica quantistica è descritta dall'operatore \hat{P} ed è l'operazione di inversione delle coordinate spaziali $\vec{x} \rightarrow -\vec{x}$. L'operatore \hat{P} agisce sulla funzione d'onda in questo modo

$$\hat{P} |\psi(\vec{x})\rangle = |\psi(-\vec{x})\rangle. \quad (1.18)$$

L'operatore applicato due volte alla stessa funzione d'onda da:

$$\hat{P}^2 |\psi(\vec{x})\rangle = \hat{P} |\psi(-\vec{x})\rangle = |\psi(\vec{x})\rangle \quad (1.19)$$

L'operatore \hat{P} ha autovalori reali ± 1 . Il sistema ha parità pari se ammette autovalore $+1$, al contrario ha parità dispari se ammette autovalore -1 . Essendo lineare, l'operatore \hat{P} soddisfa inoltre la relazione

$$\hat{P}(|\psi_1(\vec{x})\rangle + |\psi_2(\vec{x})\rangle) = |\psi_1(-\vec{x})\rangle + |\psi_2(-\vec{x})\rangle = \hat{P} |\psi_1(\vec{x})\rangle + \hat{P} |\psi_2(\vec{x})\rangle. \quad (1.20)$$

$$\hat{P}^\dagger = \hat{P} \quad (1.21)$$

La parità di un sistema fisico è conservata se e solo se l'operatore \hat{P} commuta con l'Hamiltoniana del sistema

$$[\hat{P}, H] = 0. \quad (1.22)$$

1.4 Trasformazione di coniugazione di carica

La trasformazione di coniugazione di carica è descritta, in meccanica quantistica, dall'operatore \hat{C} e agisce sulle cariche interne in questo modo:

$$\hat{P} |\psi(q)\rangle = |\psi(-q)\rangle \quad (1.23)$$

dove q rappresenta la carica della particella. La teoria quantistica dei campi prevede che invertendo la carica della particella si ottenga l'antiparticella (con stesso spin e massa). Quindi l'operatore \hat{C} trasforma ogni particella carica elettricamente con la rispettiva antiparticella. In modo tutto analogo al caso dell'operatore di parità, si dimostra che l'operatore \hat{C} ammette autovalori ± 1 :

$$\hat{C}^2 |\psi(\vec{q})\rangle = \hat{C} |\psi(-\vec{q})\rangle = |\psi(\vec{q})\rangle \Rightarrow \hat{C} = \pm 1. \quad (1.24)$$

1.5 Violazione di \mathcal{CP}

L'interazione elettromagnetica e quella forte conservano sia la parità che la coniugazione di carica. Al contrario di quella debole dove la simmetria di carica e parità sono violate. Prendiamo come esempio il decadimento β del neutrone ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$) e applichiamo la trasformazione \hat{P} (vedi Figura 1.3). Se il sistema fosse invariante sotto la trasformazione di parità allora, cambiando verso ai tre assi del riferimento cartesiano che misurano le tre coordinate di ogni punto dello spazio, le leggi della fisica non dovrebbero cambiare. Nel 1957, però, il gruppo condotto da Chien-Shiung Wu, studiando il decadimento β del neutrone in nuclei di cobalto, notarono 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.* [12] dimostrò 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 \mathcal{CP} fosse conservata dalle interazioni deboli. Qualche anno dopo, nel 1964, Cronin, Fitch *et al.* scoprirono però che nemmeno la simmetria \mathcal{CP} era conservata [1]. Essi scoprirono che i mesoni K_L che sarebbe dovuti decadere solo in tre pioni ($K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$), potevano eccezionalmente decadere in due pioni ($K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$). In questo caso si verifica violazione di simmetria perchè gli autostati di \mathcal{CP} sono diversi:

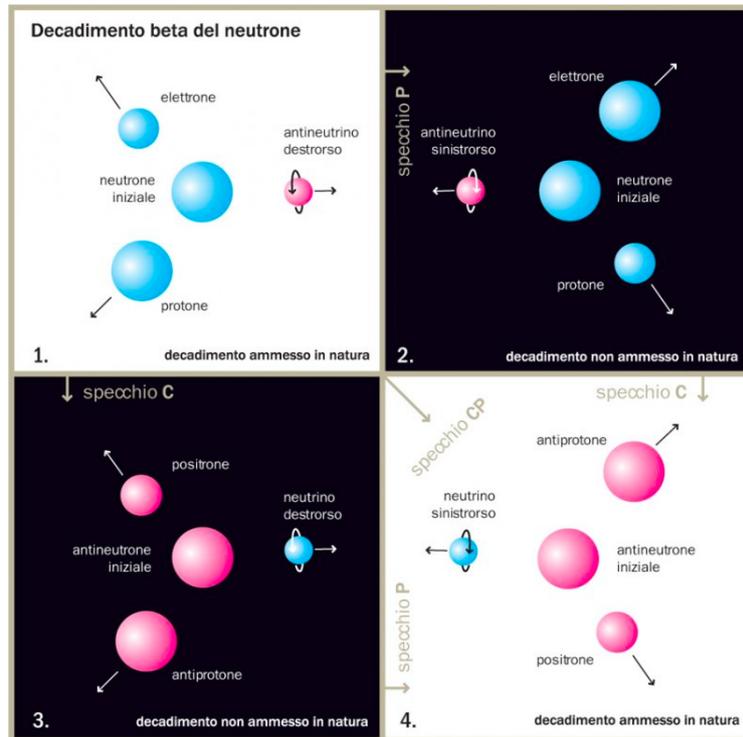


Figura 1.3. Una rappresentazione schematica del decadimento beta del neutrone (quadrante 1.). Lo stesso processo sottoposto a trasformazioni di parità (quadrante 2.) o di coniugazione di carica (quadrante 3.): i processi che si ottengono applicando singolarmente queste due trasformazioni non sono ammessi 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 \mathcal{CP} . Per il neutrino, oltre alla velocità è raffigurato lo spin, la sua “rotazione”: in Natura il neutrino è solo “sinistrorso”.

nel decadimento a tre pioni l'autostato è -1 , mentre in quello a due pioni è $+1$. Questa scoperta, che gli valse il premio Nobel (1980), fu la prima osservazione di violazione di \mathcal{CP} . Si possono riconoscere due tipi di violazione di \mathcal{CP} : diretta e indiretta. Quella indiretta accade quando due stati fisici simmetrici o antisimmetrici mescolandosi danno vita a uno stato fisico impuro. Invece, c'è violazione di simmetria \mathcal{CP} diretta quando si hanno comportamenti diversi tra particelle e antiparticelle (tassi di decadimento, per esempio). In teoria si potrebbe avere un terzo tipo di violazione di \mathcal{CP} : quella data dall'interferenza dei due tipi precedenti.

1.6 Violazione di simmetria \mathcal{CP} nei decadimenti del mesone D^0 .

La violazione di \mathcal{CP} è stata studiata da numerosi esperimenti a partire dalla sua scoperta nel sistema del K^0 [1] fino all'osservazione della violazione di \mathcal{CP} nel sistema del B^0 e del B_s^0 [3]. Fino ad oggi le misure sperimentali sono ampiamente compatibili con quello che ci aspetta dalla descrizione del mixing dei quark nel MS. Nel settore del quark *charm* la violazione di \mathcal{CP} non è ancora stata misurata. Il MS prevede una deviazione dalla simmetria molto piccola e la possibilità di vedere effetti che si discostano dal MS è possibile. Questo indicherebbe una scoperta indiretta di Nuova Fisica. Il mesone neutro D^0 è una particella pseudoscalare composta dalla coppia di quark $(\bar{c}u)$. Esso può oscillare, come i kaoni neutri, nella sua anti-particella \bar{D}^0 , composta da $(\bar{u}c)$.

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

$$|D_H^0\rangle = p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle, \quad |D_L^0\rangle = p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle, \quad (1.25)$$

dove q e p sono coefficienti complessi che soddisfano la relazione $|p|^2 + |q|^2 = 1$. Definendo le seguenti quantità adimensionali dei parametri di mixing

$$x = \frac{\Delta M}{\Gamma}, \quad y = \frac{\Delta\Gamma}{2\Gamma}, \quad (1.26)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt}(D^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |A_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f|^2) \cos(x\Gamma t) \right. \\ \left. + 2\Re(\lambda_f) \sinh(y\Gamma t) - 2\Im(\lambda_f) \sin(x\Gamma t) \right\}, \end{aligned} \quad (1.27)$$

dove

$$\lambda_f = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}. \quad (1.28)$$

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 uno stato iniziale \bar{D}^0 il suo tasso di decadimento è dato da

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt}(\bar{D}^0(t) \rightarrow f) = e^{-\Gamma t} |\bar{A}_f|^2 \left\{ (1 + |\lambda_f^{-1}|^2) \cosh(y\Gamma t) + (1 - |\lambda_f^{-1}|^2) \cos(x\Gamma t) \right. \\ \left. + 2\Re(\lambda_f^{-1}) \sinh(y\Gamma t) - 2\Im(\lambda_f^{-1}) \sin(x\Gamma t) \right\}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Le espressioni equivalenti per i decadimenti del mesone neutro nello stato finale \mathcal{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. 1.27 e 1.29.

Possiamo distinguere tra tre tipi di effetti di violazione di \mathcal{CP} nel decadimento dei mesoni:

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

$$|\bar{A}_{\bar{f}}/A_f| \neq 1 \quad . \quad (1.30)$$

Possiamo definire la corrispondente asimmetria di \mathcal{CP} integrata nel tempo

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} \equiv \frac{\Gamma(D \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(D \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D} \rightarrow \bar{f})} = \frac{1 - |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2}{1 + |\bar{A}_{\bar{f}}/A_f|^2} \quad . \quad (1.31)$$

2. La violazione di \mathcal{CP} nel miscelamento, che avviene quando l'oscillazione $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ è differente da quella $\bar{D}^0 \leftrightarrow D^0$ e cioè quando

$$|q/p| \neq 1 \quad . \quad (1.32)$$

La corrispondente asimmetria integrata nel tempo è data da

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}}(t) \equiv \frac{d\Gamma(D^0(t) \rightarrow f)/dt - d\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt}{d\Gamma(D^0(t) \rightarrow f)/dt + d\Gamma(\bar{D}^0(t) \rightarrow \bar{f})/dt} \quad . \quad (1.33)$$

3. La violazione di \mathcal{CP} nell'interferenza tra un decadimento senza *mixing*, $D^0 \rightarrow f$, e il decadimento con il *mixing*, $D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow f$. Questo effetto è possibile solo quando lo stato finale tra D^0 e \bar{D}^0 è in comune inclusi gli autostati di \mathcal{CP} e cioè quando

$$\Im(\lambda_f) \neq 0 \quad . \quad (1.34)$$

Questo tipo di violazione di \mathcal{CP} può essere osservata, per esempio, misurando l'asimmetria definita dall'Eq. 1.33, quando lo stato finale è un autostato di \mathcal{CP} $f = \bar{f}$.

La violazione descritta nel punto (1) è chiamata *diretta*, mentre quelle descritte nei punti (2,3) sono chiamate *indirette*.

1.6.1 I decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ and $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

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

Introdurremo qui di seguito il formalismo necessario per descrivere le osservabili rilevanti

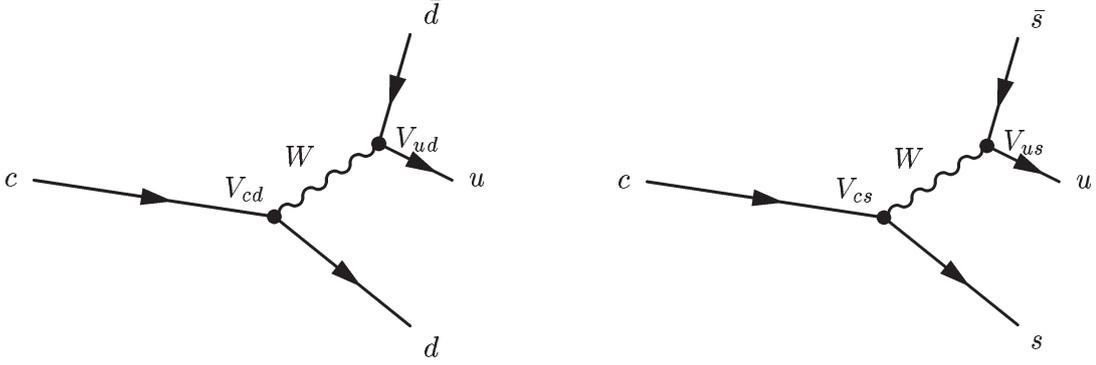


Figura 1.4. Diagrammi di Feynman dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: gli elementi della matrice CKM coinvolti nel decadimento sono V_{cd} and V_{ud} per il decadimento $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e V_{cs} e V_{us} per il decadimento $D^0 \rightarrow K^+K^-$.

nel caso di stati finali $f_{\mathcal{CP}}$ autostati di \mathcal{CP}

$$f_{\mathcal{CP}} = \mathcal{CP}|f\rangle = \eta_{\mathcal{CP}}|\bar{f}\rangle, \quad (1.35)$$

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

$$\begin{aligned} A_f &= A_f^T e^{i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f + \phi_f)}], \\ \bar{A}_f &= A_f^T e^{-i\phi_f^T} [1 + r_f e^{i(\delta_f - \phi_f)}], \end{aligned} \quad (1.36)$$

dove l'ampiezza dominante $A_f^T e^{\pm i\phi_f^T}$, chiamata *ad albero*, corrisponde ai diagrammi in Fig. 1.4 e il rapporto r_f parametrizza i relativi contributi di ampiezze chiamate *a pinguino*, le quali hanno diversa fase forte (δ_f) e debole (ϕ_f).

Osservabili di violazione di \mathcal{CP}

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

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} \equiv \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(D^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow f)} \quad (1.37)$$

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

$$\mathcal{A}_{\mathcal{CP}} = \mathcal{A}^{dir} + \mathcal{A}^{mix} + \mathcal{A}^{int}. \quad (1.38)$$

Le tre quantità dell' Eq. 1.38 sono rispettivamente:

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

$$\mathcal{A}^{dir} = -\frac{2r_f \sin \delta_f \sin \phi_f}{1 + 2r_f \cos \delta_f \cos \phi_f} . \quad (1.39)$$

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

$$\mathcal{A}^{mix} = -\frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi . \quad (1.40)$$

3. \mathcal{A}^{int} è la violazione di \mathcal{CP} nell'interferenza tra il mixing e il decadimento:

$$\mathcal{A}^{int} = \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi . \quad (1.41)$$

I tassi di decadimento del D^0 descritti dalle Eqs. 1.27 e 1.29, poiché $x, y \ll 1$ possono essere scritti con buona approssimazione nella forma

$$\frac{d\Gamma}{dt}(D^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} \cdot t], \quad \frac{d\Gamma}{dt}(\bar{D}^0(t) \rightarrow f) \propto \exp[-\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} \cdot t], \quad (1.42)$$

dove i parametri dei tassi di decadimento possono essere espansi come

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f} &= \Gamma \left[1 + \left| \frac{q}{p} \right| (y \cos \phi - x \sin \phi) \right], \\ \hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} &= \Gamma \left[1 + \left| \frac{p}{q} \right| (y \cos \phi + x \sin \phi) \right], \end{aligned} \quad (1.43)$$

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

$$\begin{aligned} y_{\mathcal{CP}} &\equiv \frac{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} + \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}}{2\Gamma} - 1 = \frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi, \\ \mathcal{A}_\Gamma &\equiv \frac{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} - \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}}{\hat{\Gamma}_{\bar{D}^0 \rightarrow f} + \hat{\Gamma}_{D^0 \rightarrow f}} = \frac{y}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| - \left| \frac{p}{q} \right| \right) \cos \phi - \frac{x}{2} \left(\left| \frac{q}{p} \right| + \left| \frac{p}{q} \right| \right) \sin \phi \\ &= -\mathcal{A}^{mix} - \mathcal{A}^{int} . \end{aligned} \quad (1.44)$$

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

$$y_{\mathcal{CP}} = [0.866 \pm 0.155]\%, \quad y = [0.67^{+0.07}_{-0.08}]\% \quad (1.45)$$

dalle quali si può vedere come $y_{\mathcal{CP}}$ è consistente con y con l'accuratezza attuale. L'osservabile di violazione di \mathcal{CP} \mathcal{A}_Γ misura la differenza tra i tassi di decadimento del D^0 e

del \bar{D}^0 in autostati di \mathcal{CP} . Se si osservasse un valore differente da zero si osserverebbe una violazione di \mathcal{CP} indiretta: l'attuale media mondiale è:

$$\mathcal{A}_\Gamma = [-0.014 \pm 0.052]\%, \quad (1.46)$$

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

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

Tabella 1.1. Valori sperimentali delle osservabili di violazione di \mathcal{CP} nel settore del quark *charm*.

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

$$\begin{aligned} \Delta A_{CP} &\equiv A_{CP}(K^+ K^-) - A_{CP}(\pi^+ \pi^-) \\ &= A^{dir}(K^+ K^-) - A^{dir}(\pi^+ \pi^-) \\ &\approx \Delta A^{dir} \left(1 + y \cos \phi \frac{\langle \bar{t} \rangle}{\tau}\right) + A^{ind} \frac{\Delta \langle t \rangle}{\tau}, \end{aligned} \quad (1.47)$$

dove τ è la vita media del D^0 e $\Delta \langle t \rangle$ è un valore dipendente dall'accettanza in tempo proprio sperimentale. L'attuale media mondiale è: $\Delta A^{dir} = (-0.253 \pm 0.104)\%$ e $A^{ind} = (0.013 \pm 0.052)\%$. I dati sperimentali sono quindi consistenti con l'ipotesi di non violazione di \mathcal{CP} al 5.1 % del livello di confidenza.

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 sviluppa lungo un anello di 4.3 km di raggio (Figura 2.1). 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 intende osservare e analizzare 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 \mathcal{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*, $\sigma_{b\bar{b}} = (283 \pm 53)\mu\text{b}$ [14] e di coppie di quark *charm*, $\sigma_{c\bar{c}} = (6.1 \pm 0.93)\text{mb}$ [15] LHCb è in grado di raccogliere 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 circa 1fb^{-1} all'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ e di circa 2fb^{-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



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

(*pile-up*) dovendo sia misurare la vita media dei mesoni B e D, sia determinare il loro stato di sapore. Per questo motivo la luminosità istantanea 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 lungo la linea dei fasci di protoni 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 contenenti quark *b* e *c*, necessario per realizzare precise misure di violazione \mathcal{CP} , LHCb è 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 K^o
Protoni per bunch	$\sim 10^{11}$

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

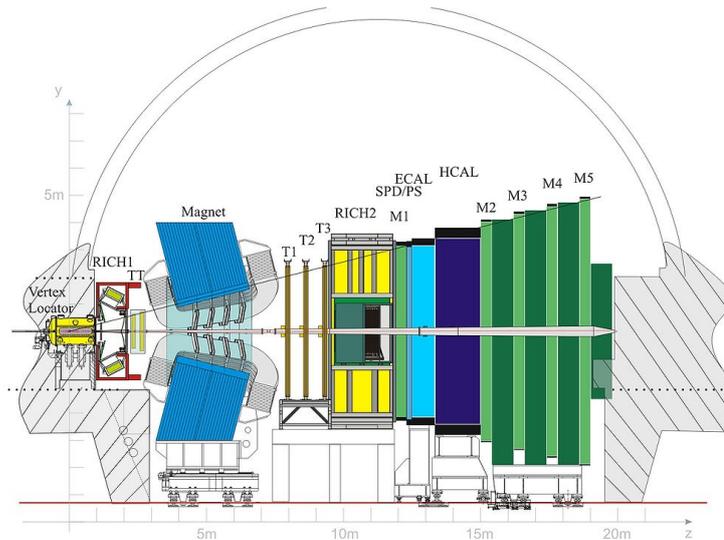


Figura 2.3. Schema del rivelatore LHCb.

- **VELO** (*VErtex LOcator*);
- **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 di luce 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 di luce Cherenkov RICH-2, seguito dai calorimetri elettromagnetico e adronico. 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 berillio. 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. 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 ϕ . I sensori di tipo R sono segmentati in strisce di silicio concentriche, mentre i sensori ϕ sono segmentati radialmente. I primi misurano la distanza dall'asse z , mentre i secondi la coordinata azimutale. Ogni sensore ha un'ampiezza di 182° (vedi 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.

Come si può vedere 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 può rappresentare sia la fase di attesa di stabilizzazione del fascio che la fase di manutenzione.

Trigger Tracker Il TT è posizionato dopo il RICH1 e di fronte all'entrata del magnete. Esso utilizza, come l'*Inner Tracker* (IT), sensori a microstrip di silicio con un passo di $\sim 200 \mu\text{m}$ e un'efficienza superiore al 99.8%. Questo sottorivelatore ha un duplice impiego: è utilizzato dal trigger del primo livello per assegnare l'informazione dell'impulso trasversale alle tracce con alto parametro di impatto e viene successivamente usato nell'analisi *offline* per ricostruire le traiettorie delle particelle neutre con un'alta vita media che decadono fuori il volume visibile dal VELO, ma anche delle particelle a basso impulso 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* inclinate di $+5^\circ$ e -5° , 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*.

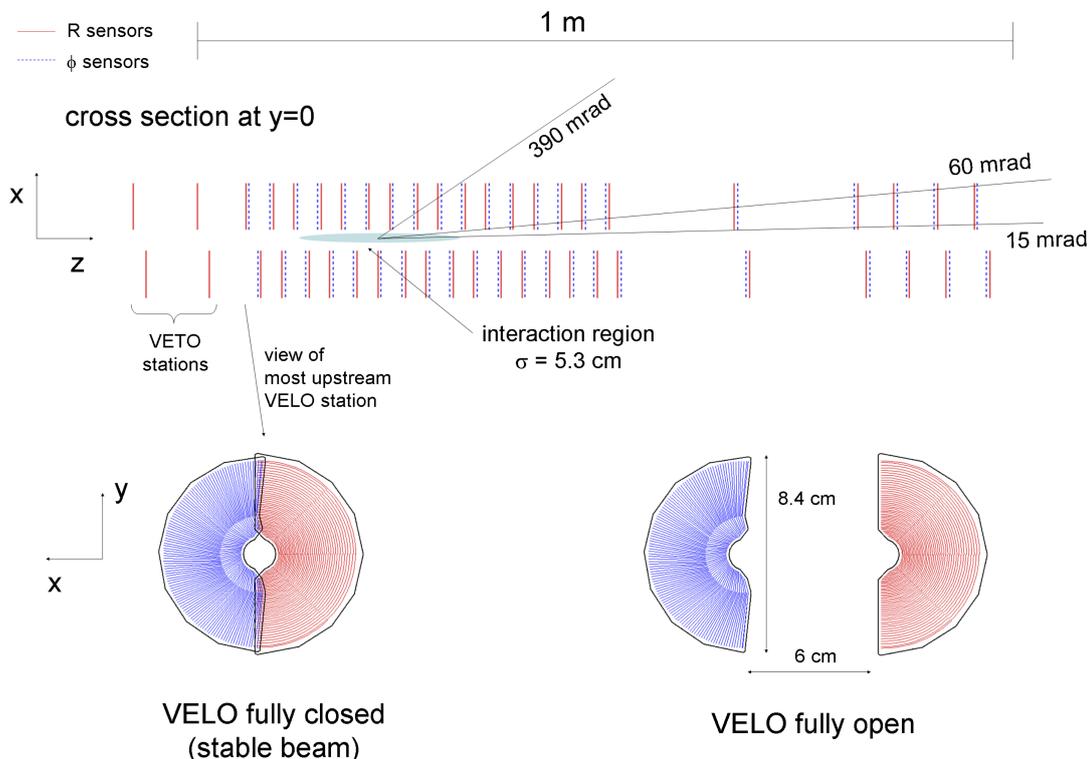


Figura 2.4. Sensori al silicio del VELO nel piano xz . In basso le due possibili configurazioni del VELO: *Fully Closed* e *Fully Open* sul piano xy .

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 le *strip* disposte verticalmente, mentre sul secondo e sul terzo strato le *strip* sono sfasate di un angolo stereo di 5° rispettivamente in senso orario e antiorario. Questa disposizione assicura una migliore precisione sulla misura dell'impulso. L' *Inner Tracker* ha una superficie di circa 120×40 cm a forma di croce attorno alla *beam pipe* (vedi Figura 2.6). Tale forma è stata scelta in base alle seguenti considerazioni.

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 5×10^{-2} per cm^2 e si riduce di due ordini di grandezza nella regione esterna allo stesso. Al fine di ridurre il numero medio di sensori attivati per ogni rivelazione si

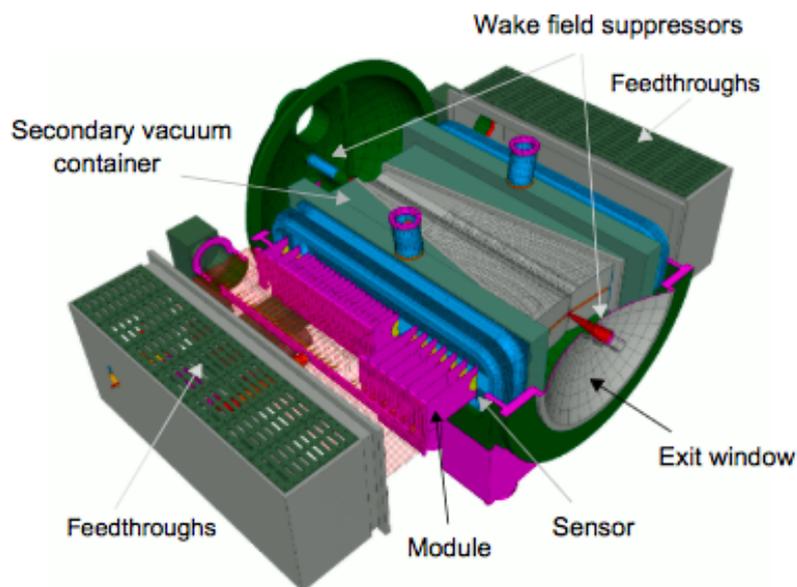


Figura 2.5. Struttura tridimensionale del VELO.

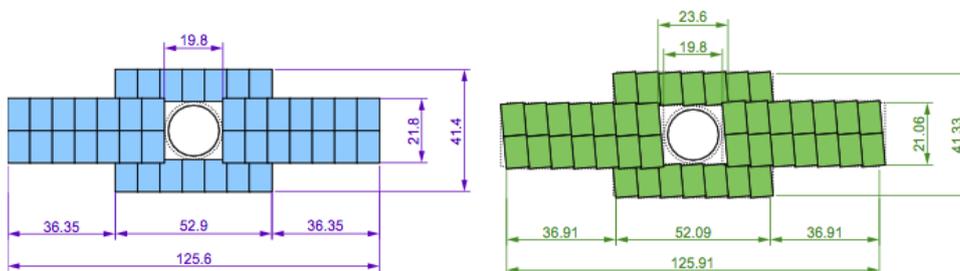


Figura 2.6. A sinistra il primo strato (o quarto) strato della stazione IT. A destra il secondo (o terzo) strato della stazione IT ruotato di 5° . Entrambe le figure sono sul piano xy e le dimensioni sono in cm.

impiegano *strip* di lettura di diversa lunghezza, di modo di avere anche un numero ridotto di canali di elettronica del sistema di acquisizione.

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 μm , ed è riempito con una miscela gassosa composta da Argon (70%) e CO_2 (30%). Con queste caratteristiche la risoluzione della coordinata di drift è di 200 μm . Ogni modulo è composto da 3 stazioni ciascuna con un'area totale attiva di $5971 \times 4850 \text{ mm}^2$.

2.2.2 Sistemi di identificazione di particelle

L'obiettivo di questo apparato è identificare particelle cariche (p , π , K , μ) e particelle neutre (γ , π^0) e nel caso dei calorimetri di dare una prima stima dell'impulso trasversale utile in fase di trigger. Il sistema di identificazione delle particelle è composto da due rivelatori *Ring-Imaging Cherenkov* (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*) che 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 protoni, kaoni e pioni. Questo apparato serve per misurare l'angolo di *Cherenkov* θ_c , legato alla velocità della particella dalla 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 θ_c in funzione dell'impulso di varie particelle. 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 compreso tra 10 e 60 GeV/c, invece il RICH2 determina con buona precisione l'identità di particelle con impulso compreso tra 60 e 100 GeV/c. Il RICH1 (vedi Figura 2.8) utilizza come mezzo radiatore del fluorobutano (C_4F_{10}). L'indice di rifrazione del fluorobutano è mantenuto al valore di 1.0014. Il RICH2 (vedi Figura 2.8) utilizza il tetrafluorometano (CF_4) con un indice di rifrazione di 1.00048.

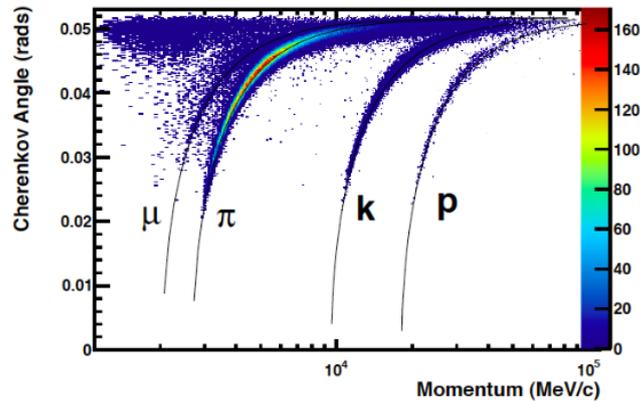


Figura 2.7. Dipendenza dell'angolo θ_c rispetto al momento.

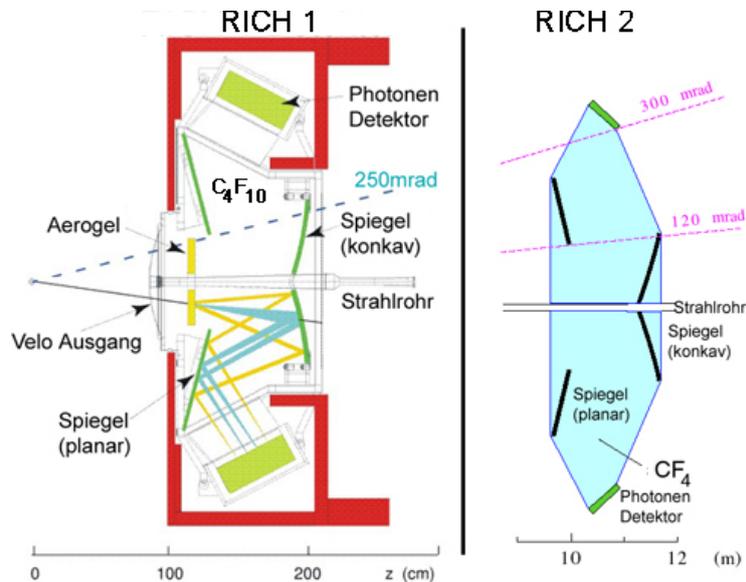


Figura 2.8. Schema dei due rivelatori RICH.

I fotoni *Cherenkov* prodotti vengono riflessi da dei sistemi di specchi su dei piani di rivelatori. 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 2.5×2.5 mm si estendono per una superficie di 2.6 m².

Calorimetri. Il sistema dei calorimetri è progettato per misurare le energie delle particelle che stanno attraversando il rivelatore. LHCb è dotato di due tipi di calorimetri: il

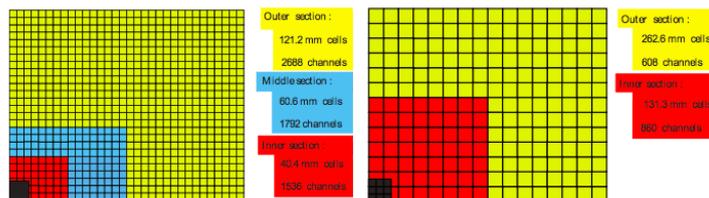


Figura 2.9. Segmentazione laterale di SPD, PS e ECAL (a sinistra) e HCAL (a destra) per un quarto della facciata anteriore.

calorimetro elettromagnetico, ECAL, per calcolare l'energia di particelle come elettroni, fotoni e π^0 e il calorimetro adronico, HCAL, per identificare l'energia delle particelle come π , K , neutroni, protoni e altre particelle contenenti quark. Tutti e due i tipi 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'occupanza dei rivelatori varia di due 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 ognuna da celle di diversa area spaziale, come illustrato nella Figura 2.9. ECAL è composto da fogli di piombo spessi 2 mm 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 ai rivelatori di fotoni tramite una fibra plastica WLS (*WaveLength-Shifting fiber*). Sistema di calorimetri riesce a distinguere e^\pm e π^\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.

Rivelatore di muoni. I muoni sono presenti in molti decadimenti dei mesoni B e 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 una miscela di gas: anidride carbonica, argon e tetrafluoruro di metano. I muoni che attraversano il sistema di rivelazione interagiscono con il gas che si trova 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 m². 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 ~ 6 GeV. La stazione M1, dovendo sostenere un flusso di particelle maggiore rispetto alle altre (~ 250 kHz/cm²), è formata da due camere *triple-GEM* (Gas Electron Multiplier) sovrapposte.

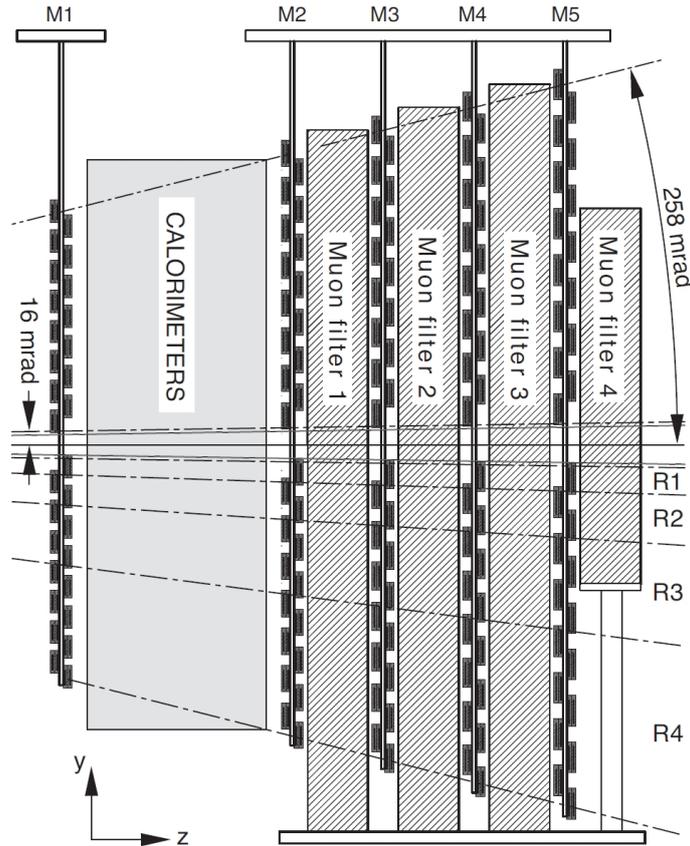


Figura 2.10. Vista laterale delle 5 stazioni per i muoni.

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 trapezoidale e montate all'interno di un'armatura di acciaio di 1450 tonnellate (vedi Figura 2.11). 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.

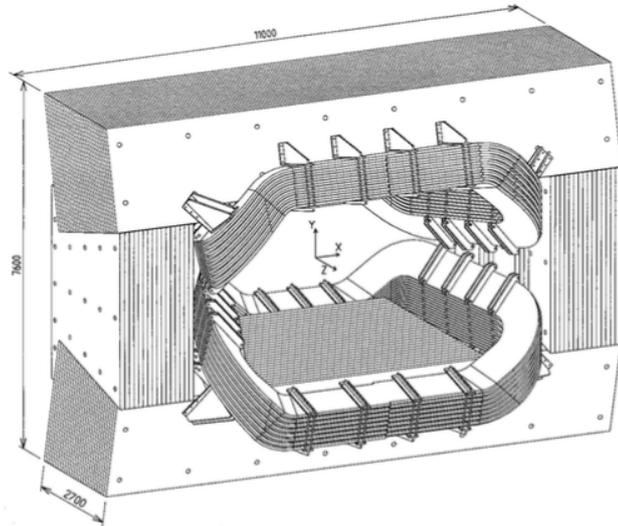


Figura 2.11. Sezione del dipolo magnetico.

2.2.3 Il Sistema di Trigger

L'esperimento LHCb lavora ad 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 permette di ridurre il *pile-up* facilitando così la ricostruzione e il trigger stesso. Il sistema di acquisizione dati deve ridurre la frequenza di eventi accettati a $\sim 2\text{-}4\text{kHz}$. 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 *farm* di CPU composta da migliaia di nodi. L'analisi *offline* rigetta una gran parte di eventi di *background-like* 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* fino alla frequenza di 40 MHz ad 1 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 informazioni dei calorimetri SPD, PS, ECAL e HCAL;

- ricostruisce la coppia di muoni con più alto impulso trasverso con una risoluzione in impulso trasversale (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 è composto da due sottolivelli: HLT1 e HLT2. L'obiettivo dell'HLT1 è ricostruire le tracce delle particelle nel VELO e nelle stazioni di Tracking. Grazie al campo magnetico poco inteso tra il VELO e il TT, l'HLT 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 rispetto al vertice primario riduce la frequenza di dati a circa 30 kHz. A questo punto interviene HLT2 che applica ulteriori tagli prendendo in considerazione la massa invariante e la direzione sia del mesone B che del mesone 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

SELEZIONE DEI DECADIMENTI

$$D^0 \rightarrow K^+ K^- \text{ E } D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

3.1 Introduzione

LHCb ha da poco iniziato la seconda fase, denominata RUN-2, che prevede di raccogliere dati ottenuti dalle collisioni di protoni accelerati da LHC ad una energia nel centro di massa pari a $\sqrt{s} = 13$ TeV. Le nuove condizioni di presa dati, rispetto a quelle del RUN-1, hanno richiesto di aggiornare tutti gli algoritmi di selezione dei decadimenti di interesse di trigger di Livello-0 e di Alto Livello. Questo cambiamento necessita di rivedere e ottimizzare nuovamente anche gli algoritmi di selezione *offline*. Lo studio riportato in questa tesi ha come obiettivo quello di realizzare un'analisi preliminare di ottimizzazione degli algoritmi di selezione dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Nel periodo di realizzazione del lavoro di tesi non sono stati disponibili i nuovi dati del RUN-2 pertanto non è stato possibile valutare l'efficacia dei nuovi algoritmi ottimizzati sui dati reali. Il lavoro però sarà utilizzato dal gruppo LHCb-Bologna non appena i dati saranno disponibili.

La selezione dei decadimenti scelti è un punto molto importante di una analisi ed infatti avviene in più passaggi. Particelle come i mesoni B e D non si rivelano direttamente: avendo vite medie di pochi ps decadono subito dopo essere state prodotte. È tuttavia possibile analizzare le proprietà di queste particelle ricostruendo il prodotto dei loro decadimenti. Dopo aver selezionato gli eventi in cui compare la particella in esame, si separa, attraverso un'analisi statistica, il campione di dati che soddisfa la selezione (*segnale*) dal campione restante (*background*). In questo capitolo sarà presentato lo studio dedicato all'ottimizzazione della selezione dei canali $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow h^+ h^-) \pi_s^\pm$ (dove $h = K, \pi$), condotto attraverso una tecnica di analisi multivariata. Nei prossimi capitoli

saranno esposti i risultati ottenuti da quest’analisi e le relative conclusioni. In una prima parte saranno esposte le tecniche e i metodi usati per questo studio.

3.2 Analisi multivariata

Un’analisi multivariata utilizza un insieme di metodi statistici e di tecniche basati sullo studio della variazione simultanea di due o più variabili per ottenere la migliore separazione possibile tra due campioni di dati. Per condurre questo tipo di analisi è stata utilizzata la libreria TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) [4].

Questa libreria di classificatori multivariati è stata specificamente sviluppata per gli studi di fisica delle alte energie ed è integrata nel *framework* ROOT [5]. Il software di TMVA contiene implementazioni, scritte in linguaggio a oggetti C++ e ROOT, e un grande numero di tecniche di discriminazione, quali ad esempio la *Boosted Decision Tree* o le *neural networks*.

Il software lavora principalmente in due fasi: *training* e *testing*. Nella fase di *training* avviene l’“addestramento” dell’algoritmo di selezione (o classificatore), mentre durante il *testing* si verifica la qualità della selezione prodotta. Per ottimizzare la selezione del decadimento $D^0 \rightarrow K^+K^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è stato utilizzato il metodo denominato BDT (*Boosted Decision Tree*). Per lo studio e l’analisi dati è stato utilizzato la versione di ROOT 5.34/30.

3.2.1 Pretrattamento dei dati

Il pretrattamento dei dati è una pratica molto diffusa nell’analisi multivariata ai fini di ridurre i tempi di risposta e di incrementare le prestazioni dell’algoritmo. Si applica prima della fase di *training* ed è utile per modificare le variabili che descrivono gli eventi. Le principali trasformazioni delle variabili sono:

- “gaussanizzazione”: normalizzazione delle variabili in distribuzioni gaussiane;
- decorrelazione attraverso la radice quadrata della matrice di covarianza o tramite la decomposizione delle variabili. Il contributo principale di questa trasformazione è quello di aumentare le prestazioni del metodo. Il massimo guadagno in efficienza si ha quando le variabili sono correlate linearmente e hanno distribuzioni gaussiane¹;
- normalizzazione delle variabili attraverso una trasformazione lineare dello spazio, in modo che il nuovo dominio sia l’intervallo $[-1,1]$. Il contributo principale della normalizzazione è quello di ridurre i tempi di calcolo.

¹In caso di correlazioni e distribuzioni più complesse il processo può diventare inefficace e in certi casi può peggiorare le performance dell’algoritmo di analisi multivariata.

Tutte queste trasformazioni possono anche essere applicate in serie ad una stessa variabile.

3.2.2 Decision Tree

Un *Decision Tree* è un classificatore binario che viene utilizzato per classificare le istanze di grandi quantità di dati. L'azione dell'algoritmo può essere schematicamente rappresentata come in Figura 3.1. Nella fase di *training* l'algoritmo di classificazione separa il campione dati in due parti corrispondenti a due intervalli distinti, per ognuna delle variabili che definiscono gli eventi. La scelta delle variabili e gli intervalli di classificazione viene fatta in modo che la separazione tra le categorie degli eventi in esame, in questo caso i decadimenti di interesse, ed il *background* sia massima.

Ci sono tre criteri di separazione basati su tre estimatori statistici:

1. Tasso d'errore nella classificazione (*Misclassification error*);
2. Indice di Gini (*Gini Index*);
3. Variazione di entropia (*Entropy Deviance*).

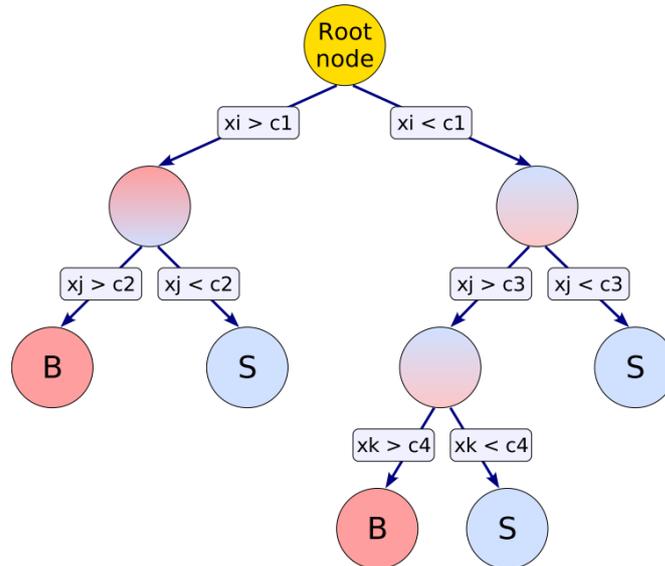


Figura 3.1. Esempio di un Albero di Decisioni.

Il *Misclassification error* è definito come

$$1 - \max(p; 1 - p), \quad (3.1)$$

dove p è la purezza definita come $p = \frac{\text{Segnale}}{\text{Segnale} + \text{Background}}$. In entrambe le formulazione analitiche degli ultimi due estimatori compare $f(i, j)$: questa funzione rappresenta la frequenza del valore j (S o B) nel nodo i . Il *Gini Index* è definito come

$$I_G(i) = 1 - \sum_{j=1}^m f(i, j)^2. \quad (3.2)$$

La *Entropy Deviance* è invece definita come

$$I_E(i) = - \sum_{j=1}^m f(i, j) \log f(i, j). \quad (3.3)$$

È possibile esprimere sia Indice di Gini che la variazione di Entropia in funzione della purezza p . Le formule analitiche sono: $I_G = p(1-p)$ e $I_E = -p \ln(p) - (1-p) \ln(1-p)$, rispettivamente. La purezza assume il valore 0.5 quando gli eventi sono completamente miscelati; mentre assume valori 0 o 1 a secondo se gli eventi appartengono ad una sola categoria: fondo combinatorio o segnale. Per l'analisi dei decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$ è stata utilizzata la configurazione *standard* per i BDT prevista da TMVA, che comporta l'utilizzo del *Gini Index* come criterio di separazione. Alla fine della fase di *training* si andranno a creare numerosi ipercubi nello spazio delle fasi. Ogni sotto-campione verrà etichettato come *signal-like* o *background-like* sulla base della maggioranza di eventi appartenenti ad una delle due classi. Quindi, dato un vettore di variabili utilizzate durante la separazione \vec{x} , il classificatore $y(\vec{x})$ assume solo due valori discreti:

- +1: evento appartenente alla classe *signal-like*;
- -1: evento appartenente alla classe *background-like*.

Uno dei possibili problemi che possono ridurre le performace dei BDT è detto *overtraining*. In questo caso, il classificatore diviene troppo specializzato rispetto al campione di dati preso in esame durante la fase di *training* e quindi avrà performace sub-ottimali una volta applicato al campione di *testing*. In questo caso si dice anche che l'algoritmo è soggetto a grosse fluttuazioni statistiche. Un metodo comune per limitare questo possibile inconveniente è detto *Boosting* e verrà presentato nella prossima sezione.

3.2.3 *Boosting*

Il *Boosting* prevede la creazione di una “foresta” costituita da diversi “alberi di decisioni”. Ogni albero viene aggiunto alla foresta attraverso lo stesso campione di *training*, ma con importanza degli eventi modificata. Il criterio seguito è quello di dare più importanza agli eventi classificati erroneamente durante il *training* dell'albero precedente. Ad ogni evento verrà assegnata una variabile peso, w_k . Infine il classificatore non sarà più una

funzione discreta con valori possibili ± 1 ma una funzione continua a valori reali. Il classificatore quindi assume la forma:

$$y_{boost}(\vec{x}) = \frac{1}{N_{tree}} \sum_{k=1}^{N_{tree}} w_k y_k(\vec{x}), \quad (3.4)$$

dove N_{tree} sono il numero di alberi che compongono la foresta, $y_k(\vec{x})$ è la risposta binaria del k -esimo albero per le variabili \vec{x} e w_k rappresenta il suo peso. Più l'evento apparterrà alla classe di fondo più $y_{boost}(\vec{x})$ sarà negativa. Invece sarà tanto positiva più l'evento apparterrà alla classe del segnale.

3.3 Ottimizzazione della selezione

La procedura di ottimizzazione utilizzata è divisa in quattro fasi:

1. scelta dei campioni di dati da utilizzare per il *training* della BDT;
2. scelta delle variabili da utilizzare per discriminare gli eventi;
3. *training* della BDT;
4. stima del taglio ottimale che massimizza la quantità $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$;

3.3.1 Campioni di dati

Sono stati utilizzati i seguenti campioni di dati:

Segnale. Per modellizzare in dettaglio le caratteristiche cinematiche e geometriche del decadimento di interesse, è stato fatto uso di un campione di eventi simulati di decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$ con il metodo Monte Carlo.

Background. Per ottenere le caratteristiche del fondo combinatorio è stato utilizzato il campione di dati raccolti da LHCb nel 2012 ad una energia nel centro di massa di 8 TeV. Per ottenere il fondo combinatorio è stata selezionata una regione di massa invariante del D^0 che esclude la presenza di segnale. In questo modo è possibile ottenere un sottocampione di puro fondo combinatorio dal quale estrarre le caratteristiche di questa tipologia di eventi.

3.3.2 Variabili utilizzate

Le variabili scelte per il *training* della BDT sono le seguenti:

- impulso trasverso, p_T , del D^0 (Figura 3.3);

- angolo, θ tra l'impulso totale del D^0 e del π_s^\pm (Figura 3.3);
- il massimo tra l'impulso trasverso del K^+ e quello del K^- (Figura 3.3);
- il minimo tra l'impulso trasverso del K^+ e quello del K^- (Figura 3.3);
- il massimo tra il valore del χ^2 associato al parametro di impatto rispetto al vertice primario del K^+ e quello del K^- (Figura 3.4);
- il minimo tra il valore del χ^2 associato al parametro di impatto rispetto al vertice primario del K^+ e quello del K^- (Figura 3.4);
- il valore del χ^2 associato alla distanza di volo del D^0 (Figura 3.4);
- il valore del χ^2 associato al parametro di impatto rispetto al vertice primario del D^0 (Figura 3.4);
- il valore del χ^2 associato alla ricostruzione del vertice di decadimento del candidato D^0 (Figura 3.5).

Tutte le distribuzioni delle singole variabili sono normalizzate a 1. È molto importante controllare le correlazioni tra le variabili di input; infatti usare due variabili molto correlate non aumenta le performace dell'algoritmo di selezione ma rallenta la procedura di ottimizzazione che potrebbe rivelarsi dannosa. Le matrici di correlazione relative alle variabili utilizzate nella procedura di ottimizzazione sono riportate in Figura 3.2, per eventi di segnale e fondo, rispettivamente.

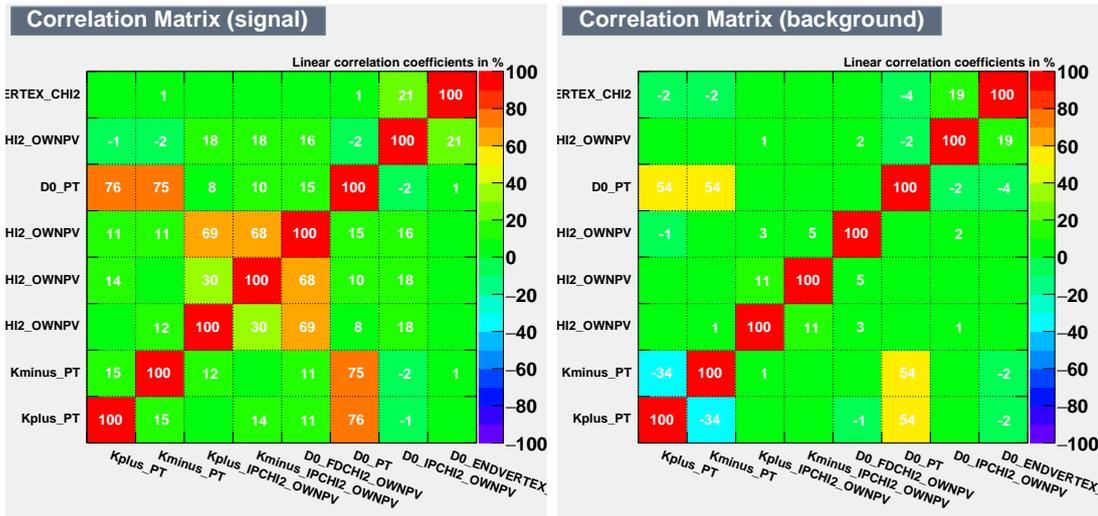


Figura 3.2. Matrici di correlazioni lineari tra le variabili usate nella selezione in BDT: segnale sulla sinistra e *background* sulla destra.

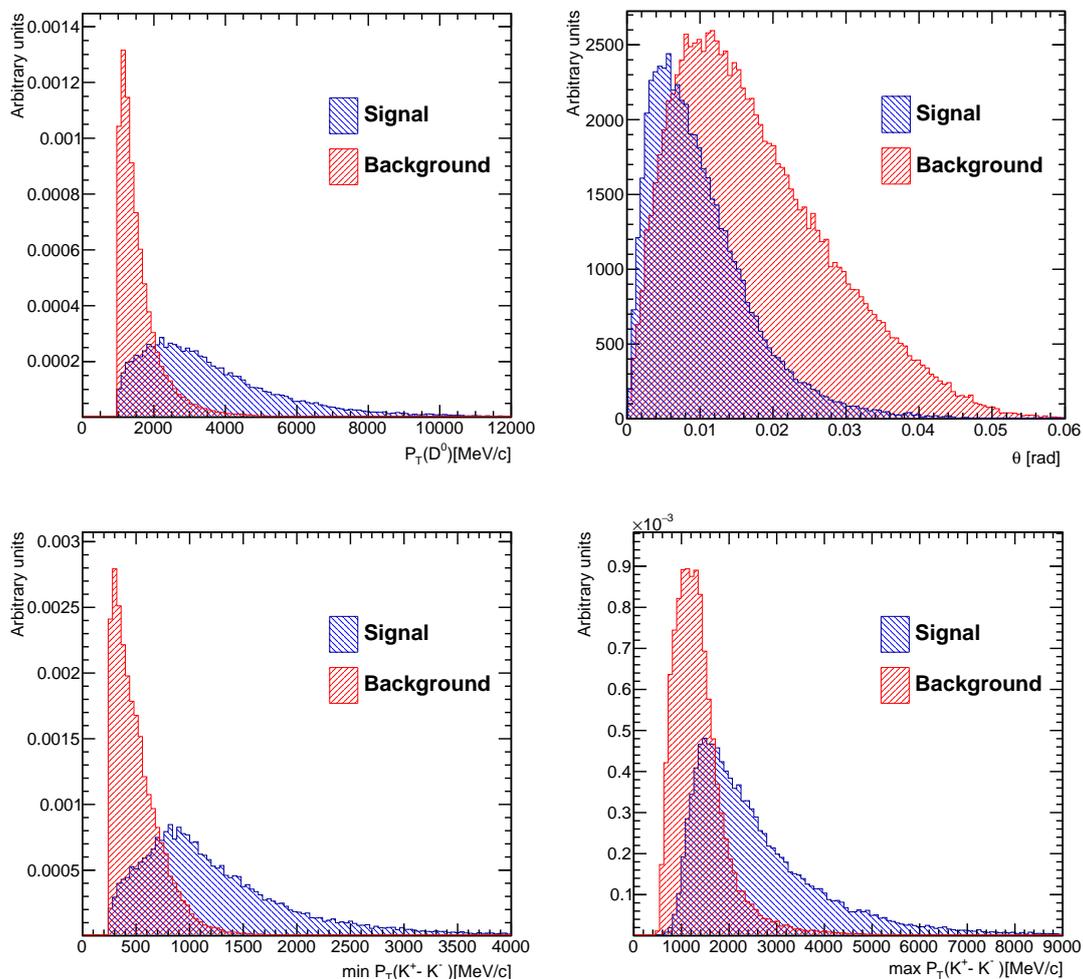


Figura 3.3. Distribuzione del segnale (rosso) e del fondo (blu) sovrapposte: impulso trasverso, p_T , del D^0 (in alto a sinistra), angolo tra l'impulso totale del D^0 e il π_s (in alto a destra), il minimo tra l'impulso trasverso, p_T , del K^+ e quello del K^- (in basso a sinistra), il massimo tra l'impulso trasverso, p_T , del K^+ e quello del K^- (in basso a destra).

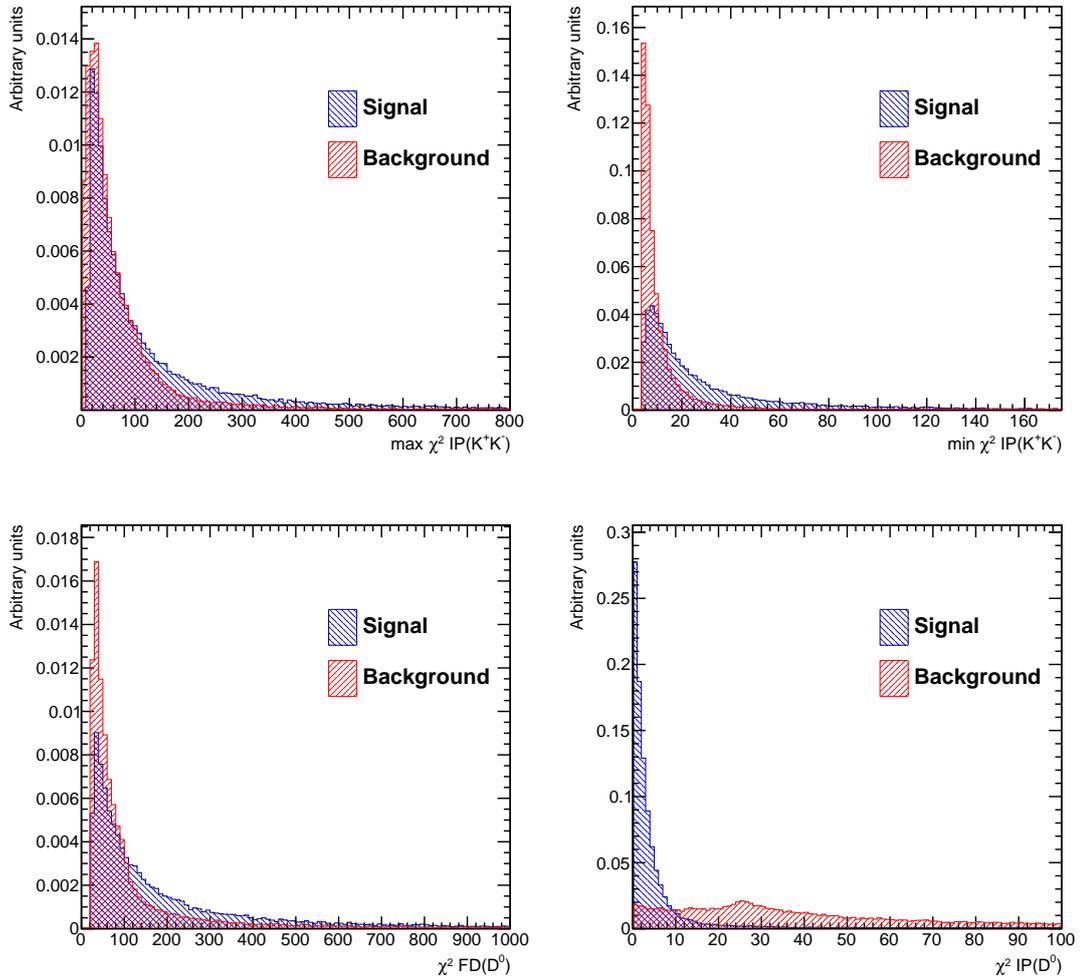


Figura 3.4. Distribuzione del segnale (rosso) e del fondo (blu) sovrapposte: il massimo tra il valore del χ^2 associato al parametro di impatto del K^+ e quello del K^- (in alto a sinistra), il minimo tra il valore del χ^2 associato al parametro di impatto del K^+ e quello del K^- (in alto a destra), il valore del χ^2 associato alla distanza di volo del D^0 (in basso a sinistra), il valore del χ^2 associato al parametro di impatto del D^0 (in basso a destra).

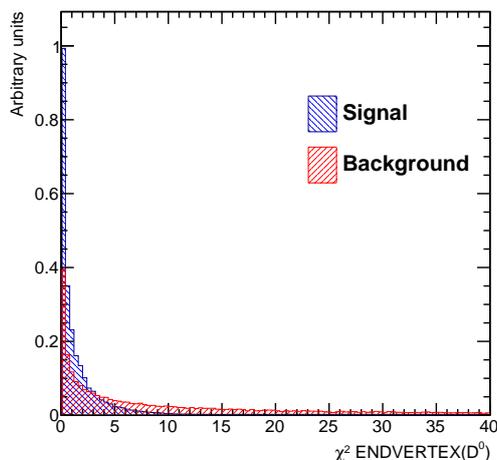


Figura 3.5. Distribuzione del segnale (rosso) e del fondo (blu) sovrapposte: il valore del χ^2 associato alla ricostruzione del vertice di decadimento del candidato D^0 .

3.3.3 BDT

Al termine della procedura di *training*, l'algoritmo di selezione multivariata assegna a ciascun evento un punteggio compreso nell'intervallo $[-1,1]$. Questo punteggio è il valore della funzione $y_{boost}(\vec{x})$ valutata per l'insieme di variabili \vec{x} relative ad ogni evento. Utilizzando il campione di *test*, si esegue uno scan di valori di $y_{boost}(\vec{x})$, richiedendo la condizione $y_{boost}(\vec{x}) > cut$ e contando quanti eventi di segnale e di fondo combinatorio passano il taglio imposto. Ad ogni incremento di *cut* viene valutata la quantità:

$$\xi = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (3.5)$$

dove S (B) è il numero di eventi segnale (fondo combinatorio) che passa la selezione. Il taglio ottimale risulta essere quello che massimizza ξ ed è ottenuto per $y_{boost} = 0.1$, come si può vedere dalla curva di merito rappresentata in Figura 3.6.

3.4 Efficienza di selezione

Non avendo a disposizione un campione di dati ottenuti con il RUN-2 non è stato possibile valutare l'efficienza di selezione totale sul nuovo campione di dati. Questo lavoro verrà fatto non appena LHCb avrà raccolto e processato una statistica sufficiente e ciò accadrà nei prossimi mesi. Tuttavia, per confrontare il risultato con la presa dati precedente si riporta qui di seguito il calcolo dell'efficienze di selezione dei decadimenti d'interesse ottenuti con gli algoritmi di selezione e di trigger impiegati con il RUN-1. L'efficienza si

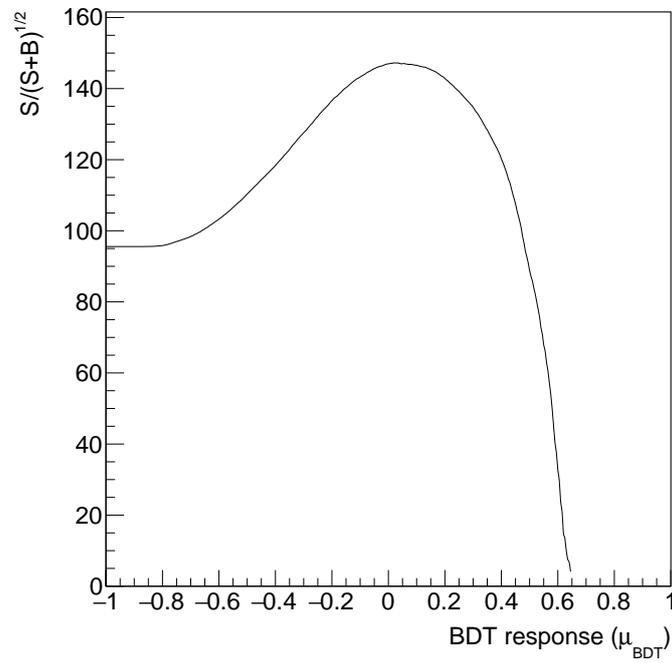


Figura 3.6. Dipendenza di $\xi = S/\sqrt{S+B}$ da μ_{BDT} .

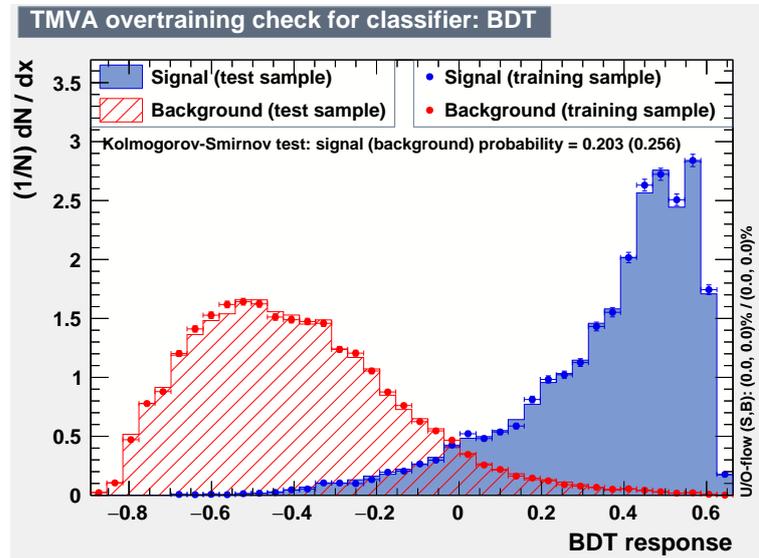


Figura 3.7. Distribuzione segnale/fondo prodotto dal *framework* TMVA.

ottiene dalla relazione:

$$N_s = 2 \times \mathcal{L} \times \sigma_{c\bar{c}} \times \varepsilon_{sel} \times \mathcal{BR} \times f_{D^{*\pm}}, \quad (3.6)$$

dove N_s è il numero di eventi segnale, $\sigma_{c\bar{c}}$ è sezione d'urto di produzione del quark *charm*, \mathcal{L} è la luminosità integrata, ε_{sel} è l'efficienza di selezione totale, \mathcal{BR} è la *Branching ratio totale*, cioè la probabilità che un determinato decadimento avvenga e $f_{D^{*\pm}}$ è la probabilità che un quark charm adronizzi in un $D^{*\pm}$. Il *Branching ratio totale* è il prodotto di due probabilità di decadimento indipendenti:

$$\mathcal{BR} = \mathcal{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) \cdot \mathcal{BR}(D^0 \rightarrow h^+ h^-), \quad (3.7)$$

dove $\mathcal{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$ è la probabilità che avvenga il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ e $\mathcal{BR}(D^0 \rightarrow h^+ h^-)$ è la probabilità che avvenga il decadimento $D^0 \rightarrow h^+ h^-$ (dove $h = K, \pi$). I valori di queste quantità sono riportate nelle Tabelle 3.2 e 3.1. Dall'Eq. 3.6

	$D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi_s^\pm$
$\mathcal{BR}(\%)$	(67.7 ± 0.5)
$\sigma_{c\bar{c}}$ (mb)	6.10 ± 0.93
L (fb ⁻¹)	2

Tabella 3.1. Nella tabella sono illustrati i valori delle grandezze che ci consentono di calcolare l'efficienza totale indipendentemente dai canali.

	$D^0 \rightarrow K^+ K^-$	$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
N_s	5487357 ± 4185	1729621 ± 2208
\mathcal{BR} (%)	$(3.96 \pm 0.08) \times 10^{-3}$	$(1.402 \pm 0.026) \times 10^{-3}$

Tabella 3.2. Nella tabella sono illustrati i valori delle grandezze che ci consentono di calcolare l'efficienza totale dipendenti dai due canali.

si può ricavare:

$$\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}} = \frac{N_s}{2 \times L \times \sigma_{c\bar{c}} \times \mathcal{BR}} \quad (3.8)$$

In Tabella 3.3 sono riportati i risultati ottenuti per i due canali di interesse. L'errore relativo² delle efficienze è stato calcolato tramite la formula di propagazione degli errori

²L'errore che compare nelle tabelle è l'errore assoluto che si calcola moltiplicando l'errore relativo per la grandezza stessa.

	$D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^+K^-)\pi_s^\pm$	$D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$
$\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}}$	$(8.39 \pm 0.01) \times 10^{-3}$	$(7.47 \pm 0.01) \times 10^{-3}$

Tabella 3.3. I valori di efficienza dei due canali con relativi errori.

per quantità indipendenti:

$$\frac{\delta(\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}})}{(\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}})} = \sqrt{\left(\frac{\partial(\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}})}{\partial N_s} \delta N_s\right)^2 + \left(\frac{\partial(\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}})}{\partial \sigma_{c\bar{c}}} \delta \sigma_{c\bar{c}}\right)^2 + \left(\frac{\partial(\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}})}{\partial \mathcal{BR}} \delta \mathcal{BR}\right)^2}, \quad (3.9)$$

Ad oggi non sono ancora mai state misurate le probabilità di adronizzazione dei quark charm, per questo motivo in Tab. 3.3 si è ripostato il prodotto $\varepsilon_{sel} \times f_{D^{*\pm}}$.

CONCLUSIONI

L'esperimento LHCb ha da poco concluso la prima fase di presa dati (RUN-1), durata dal 2010 al 2012, raccogliendo una statistica corrispondente ad una luminosità integrata pari a 3 fb^{-1} . La nuova presa dati (RUN-2) è cominciata nel periodo di scrittura della tesi e prevede collisioni protone-protone ad una differente energia nel centro di massa, pari a $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. LHCb prevede di raccogliere 5 fb^{-1} nel periodo che va dal 2015 al 2018. Le differenti condizioni di presa dati del RUN-2 rispetto al RUN-1 richiedono l'aggiornamento di tutti gli algoritmi di selezione, sia quelli di trigger sia quelli *offline*. Nel lavoro di tesi qui presentato è stato realizzato uno studio preliminare di ottimizzazione della selezione dei decadimenti $D^{*\pm} \rightarrow D^0(K^+K^-)\pi_s^\pm$ e $D^{*\pm} \rightarrow D^0(\pi^+\pi^-)\pi_s^\pm$. Questi decadimenti sono di grande interesse perchè grazie all'elevato valore della sezione d'urto di produzione del quark *charm* LHC, LHCb dispone di una grande statistica, pertanto l'ottimizzazione della selezione *offline* permetterà di realizzare misure di violazione di \mathcal{CP} che potranno raggiungere una precisione elevatissima, la migliore al mondo. Il metodo impiegato per ottimizzare la selezione *offline* si è basato sull'impiego di una tecnica di analisi multivariata, utilizzando un algoritmo chiamato *Boost Decision Tree* (BDT) presente all'interno dell'ambiente TMVA [4] disponibile con il software ROOT [5]. Per realizzare il *training* della BDT è stato utilizzato un campione di dati MC di segnale, mentre per il fondo un campione di eventi reali raccolti da LHCb durante il RUN-1. Non essendo disponibili i dati raccolti con il RUN-2 durante il lavoro di tesi, non è stato possibile valutare l'efficienza totale ottenibile con questa nuova ottimizzazione, tuttavia il lavoro svolto in questa tesi verrà utilizzato dal gruppo LHCb-Bologna non appena i dati saranno disponibili.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138 [doi:10.1103/PhysRevLett.13.138];
- [2] The BABAR Collaboration, *Search for mixing-induced CP violation using partial reconstruction of $\bar{B}^0 \rightarrow D^* - Xl - \bar{\nu}$ and kaon tagging*, [arXiv:1506.00234];
- [3] The BaBar, Belle Collaborations, *First Observation of CP Violation in $B^0 \rightarrow D^* CP h^0$ Decays by a Combined Time-Dependent Analysis of B*, [arXiv:1505.04147];
- [4] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer *et al.*, *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, PoS ACAT: 040, 2007, [arXiv:physics/0703039];
- [5] Rene Brun and Fons Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. e Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86, <http://root.cern.ch/>;
- [6] The LHCb collaboration, *Observation of $J/\psi p$ resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K - p$ decays*, Phys. Rev. Lett. 115, 072001 (2015), [arXiv:1507.03414];
- [7] B. Sylvie , G. Giorgio, M. Spurio, *Particelle e interazioni fondamentali*, Springer (2010);
- [8] The ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B716 (2012) 1-29 [arXiv:1207.7214];
- [9] The CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B 716 (2012) 30 [arXiv:1207.7235];
- [10] J. Charles, A. Hocker, H. Lacker *et al.*, *CP Violation and the CKM Matrix: Assessing the Impact of the Asymmetric B Factories*, Eur. Phys. J. C41: 1-131, 2005, [arXiv:hep-ph/0406184];
- [11] A. Ceccucci, Z. Ligeti, and Y. Sakai, *THE CKM QUARK-MIXING MATRIX*, January 2006, <http://pdg.lbl.gov/2007/reviews/kmmixrpp.pdf>;

-
- [12] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. 109 (1958), 1015 [doi:10.1103/PhysRev.109.1015];
- [13] The Babar Collaboration, *Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys. Rev. Lett. 98 (2007), hep-ex/0703020;
- [14] R. Aaij *et al.*, The LHCb Collaboration, *Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ in the forward region*, Phys. Lett B 694, 209 (2010);
- [15] The LHCb collaboration, *Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$* , Nuclear Physics, Section B 871 (2013), pp. 1-20, [arXiv:1302.2864];
- [16] A.J. Buras, M.E. Lautenbacher, G. Ostermaier, *Waiting for the Top Quark Mass, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Mixing and \mathcal{CP} Asymmetries in B -Decays*, Phys. Rev. D50: 3433-3446, 1994, [arXiv:hep-ph/9403384];
- [17] Belle Collaboration: M. Staric, *Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing*, Phys.Rev.Lett.98:211803,2007, [arXiv:hep-ex/0703036];
- [18] Heavy Flavor Averaging Group, Y. Amhis, Sw. Banerjee, R. Bernhard *et al.*, *Averages of b -hadron, c -hadron, and τ -lepton properties as of early 2012*, [arXiv:1207.1158];
- [19] M. Gersabeck, M. Alexander *et al.*, *On the interplay of direct and indirect \mathcal{CP} violation in the charm sector*, J. Phys. G G39 (2012), 045005, [arXiv:1111.6515];
- [20] Nicola Neri, *Recent results for $D^0 - \bar{D}^0$ mixing and \mathcal{CP} violation, and HFAG averages*, 2012, [arXiv:1208.5877];
- [21] L.M. Zhang, *et al.*, for The Belle Collaboration, *Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing in $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. 99: 131803, 2007, [arXiv:0704.1000];
- [22] The BABAR Collaboration, P. del Amo Sanchez *et al.*, *Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing parameters using $D^0 \rightarrow K_s^0 \pi^+ \pi^-$ and $D^0 \rightarrow K_s^0 K^+ K^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. 105: 081803, 2010, [arXiv:1004.5053];
- [23] Yuval Grossman, Alexander L. Kagan, Yosef Nir, *New Physics and \mathcal{CP} Violation in Singly Cabibbo Suppressed D Decays*, Phys. Rev. D75: 036008, 2007, [arXiv:hep-ph/0609178];
- [24] The BaBar Collaboration: B. Aubert *et al.*, *Search for \mathcal{CP} Violation in the Decays $D^0 \rightarrow K^- K^+$ and $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$* , Phys. Rev. Lett. 100: 061803, 2008, [arXiv:0709.2715];
- [25] M. Staric *et al.*, for The Belle Collaboration, *Measurement of \mathcal{CP} asymmetry in Cabibbo suppressed D^0 decays*, Phys. Lett. B670: 190-195, 2008, [arXiv:0807.0148];
- [26] The LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, *Evidence for \mathcal{CP} violation in time integrated $D^0 \rightarrow h^+ h^-$ decay rates*, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 111602, [arXiv:1112.0938];
- [27] CDF Collaboration: T. Aaltonen *et al.*, *Measurement of \mathcal{CP} violating asymmetries in $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ decays at CDF*, Phys. RevD. 85. 012009, 2011, [arXiv:1111.5023];
- [28] CDF Collaboration, *Measurement of the difference in \mathcal{CP} violating asymmetry between $D^0 \rightarrow KK$ and $D^0 \rightarrow \pi\pi$* , CDF Public Note 10784, Feb, 2012;

-
- [29] CDF Collaboration: T. Aaltonen *et al.*, *Measurement of \mathcal{CP} violation parameters in two-body charm decays*, JHEP 1204 (2012) 129, [arXiv:1112.4698];
- [30] The LHCb Collaboration, *Time integrated ratio of wrong-sign to right-sign $D^0 \rightarrow K\pi$ decays in 2010 data at LHCb*, LHCb-CONF-2011-029;
- [31] I. Bediaga, I.I. Bigi, A. Gomes, G. Guerrer, J. Miranda, A.C. dos Reis, *On a \mathcal{CP} Anisotropy Measurement in the Dalitz Plot*, Phys. Rev. D80: 096006, 2009, [arXiv:0905.4233];
- [32] The LHCb Collaboration, *Search for \mathcal{CP} violation in $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ decays*, Phys. Rev. D 84, 112008 (2011), [arXiv:1110.3970];
- [33] The LHCb Collaboration, *Search for \mathcal{CP} violation in $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ decays*, LHCb-CONF-2012-019;
- [34] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *First Evidence of Direct \mathcal{CP} Violation in Charmless Two-Body Decays of B_s^0 Mesons*, Phys. Rev. Lett. 108, 201601 (2012), [doi:10.1103/PhysRevLett.108.201601];
- [35] The LHCb Collaboration, *Roadmap for selected key measurements of LHCb*, LHCb-PUB-2009-029, [arXiv:0912.4179];
- [36] The Gauss Project, <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>;