

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Corso di Laurea in Fisica

**Studio di fattibilità della ricostruzione del
decadimento $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ ad LHCb**

Relatore:
Prof. Angelo Carbone

Presentata da:
Simone Montesano

Correlatore:
Dott. Federico Betti

Sessione II
Anno Accademico 2015/2016

Indice

Introduzione	2
1 Introduzione teorica	3
1.1 Il Modello Standard	3
1.2 L'interazione debole	5
1.3 L'universalità del sapore leptónico	6
1.4 LFU nei decadimenti del mesone D^0	9
2 L'esperimento LHCb	10
2.1 Il rivelatore	11
2.1.1 Il sistema tracciante	11
2.1.2 Sistemi di identificazione di particelle	14
2.2 Il sistema di trigger	16
3 Analisi e risultati	18
3.1 Caratterizzazione del metodo Monte Carlo	18
3.2 Ricostruzione analitica dell'impulso del neutrino	19
3.3 Caratteristiche cinematiche degli eventi	20
3.4 Ricostruzione della massa invariante	24
Conclusioni	26
Bibliografia	27

Introduzione

Il Modello Standard delle particelle elementari prevede l'universalità del sapore leptonic, cioè l'uguaglianza della probabilità di accoppiamento dei bosoni di gauge carichi dell'interazione debole con tutti i leptoni. Recentemente, le Collaborazioni LHCb, BaBar e Belle, misurando il rapporto tra i *branching ratio* dei decadimenti $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$ e $B^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu$, hanno osservato una deviazione dai valori previsti dal Modello Standard di 3.9 deviazioni standard. Questo interessante risultato, se confermato, indicherebbe l'esistenza di nuove particelle, come per esempio il bosone di Higgs carico. Analogamente ai decadimenti del mesone B^0 , è possibile cercare effetti analoghi anche nel rapporto di *branching ratio* dei decadimenti $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$ e $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$. In questo lavoro di tesi è stato realizzato uno studio preliminare di questa misura. In particolare, è stata studiata, tramite simulazioni Monte Carlo, la ricostruzione del processo $D^{*\pm} \rightarrow D^0 (\rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) \pi_s^\pm$ nell'esperimento LHCb. Questo canale ha la particolarità di avere una particella invisibile, il neutrino, al rivelatore LHCb. Tuttavia, mediante vincoli cinematici e topologici, è possibile ricavare le componenti dell'impulso del neutrino, con risoluzioni non paragonabili a quelle di una particella visibile, ma comunque accettabili. In questa tesi sono riportati i calcoli che permettono di ottenere queste informazioni ed è stata studiata la risoluzione sulla massa invariante del $D^{*\pm}$. La tesi è organizzata nel seguente modo: il primo capitolo riporta le motivazioni della misura dei rapporti dei *branching ratio* e l'attuale stato sperimentale; il secondo capitolo contiene una breve descrizione del rivelatore LHCb; il terzo capitolo, infine, descrive lo studio di fattibilità della ricostruzione del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu$.

Capitolo 1

Introduzione teorica

1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS) è una teoria che descrive tutta la fenomenologia della fisica subnucleare ad oggi nota. Esso inquadra in un preciso schema le particelle elementari e le interazioni fondamentali. Il suo linguaggio è quello della teoria quantistica dei campi (QFT), ossia la teoria conciliante la Meccanica Quantistica con la Relatività Ristretta che evolve il dualismo onda-particella tramite il concetto di campo quantizzato. Si ritiene inoltre che rappresenti un raggiungimento permanente della fisica fondamentale che potrà richiedere ampliamenti ma non essere sovvertito completamente; infatti, se da una parte esso ha ricevuto varie conferme e fatto previsioni precise, dall'altra non risulta in grado di spiegare numerosi altri fenomeni, come l'oscillazione del sapore dei neutrini, l'asimmetria materia-antimateria e l'energia oscura. Infine, delle quattro interazioni fondamentali ad oggi note, gravitazionale, elettromagnetica, debole e forte, solo le ultime tre sono descritte dal MS: elettromagnetica e debole tramite la teoria elettrodebole, quella forte per mezzo della cromodinamica quantistica. La forza di gravità invece, descritta dalla relatività generale, non è ad oggi compatibile con la QFT; questo rende il MS inadeguato alla descrizione dei fenomeni alla scala energetica di Planck ($E \sim 10^{19}\text{GeV}$).

Le particelle elementari descritte dal MS sono riportate in Figura 1.1, dove ogni casella contiene le loro proprietà principali: ognuna ha un certo **sapore**, ossia una opportuna caratterizzazione tramite un insieme di numeri quantici. La principale suddivisione a cui è soggetto il MS è quella tra i **fermioni** (spin semintero, obbediscono al principio di Pauli e seguono quindi la statistica di Fermi-Dirac) e i **bosoni** (spin intero, non vincolati al principio di Pauli ma alla statistica di Bose-Einstein, mediatori delle forze).

I fermioni si suddividono in due importanti categorie:

- **quarks**: interagiscono con tutte le forze fondamentali. Sono sei e si differenziano in tre generazioni dalle caratteristiche simili (*up-down*, *charm-strange*, *top-beauty*) e possiedono un ulteriore numero quantico di sapore, il colore, dotato a sua volta

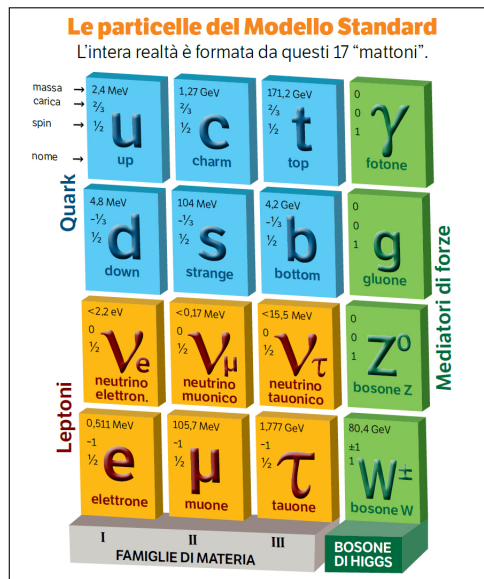


Figura 1.1: Le particelle elementari del MS

di tre gradi di libertà (tipicamente indicati con rosso, verde e blu). Non sono mai stati osservati come particelle libere ed esistono solo confinati in stati legati mediante la forza forte, gli **adroni**, e si possono tuttavia legare solo in stati di colore globalmente neutri. Gli adroni si suddividono a loro volta in due categorie: i **mesoni**, composti da una coppia quark-antiquark, e i **barioni**, composti da tre quark.

- **leptoni**: non interagiscono fortemente. Si distinguono in tre famiglie formate rispettivamente da elettrone, muone e tau, ciascuno assieme al proprio neutrino, una particella non soggetta a interazione elettromagnetica e di massa molto piccola.

I bosoni invece sono separati in tre gruppi, ognuno associato a una specifica interazione fondamentale:

- **fotone**: mediatore dell'interazione elettromagnetica; ha spin 1 (in unità di \hbar), mentre carica elettrica e massa sono nulle.
- **W^\pm, Z^0** : mediatori dell'interazione nucleare debole; rispettivamente con carica elettrica $\pm 1, 0$, spin 1 e masse pesanti relativamente alle altre particelle del MS.
- **gluoni**: mediatori dell'interazione nucleare forte, con spin, carica e massa identiche a quelle del fotone. Essi sono otto e si distinguono per due componenti di colore.

Occorre inoltre specificare che per ogni particella esiste una relativa antiparticella dotata della stessa massa, vita media e spin, ma con tutti gli altri numeri quantici opposti. Quest'ultime vanno quindi a costituire un simmetrico quadro che rappresenta l'antimateria.

Infine, il MS si completa con il **bosone di Higgs**. Infatti, il MS è basato sulla validità del principio di simmetria locale descritto dalla teoria di Yang-Mills, secondo la quale è prevista l'invarianza della stessa sotto opportune trasformazioni locali, dette trasformazioni di *gauge*. Il gruppo di simmetria alla base dello SM può essere scritto come:

$$G_{SM} = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1) \quad (1.1)$$

Il prodotto $SU(2) \otimes U(1)$ descrive le interazioni elettromagnetiche e deboli (poi unificate nella teoria elettrodebole), mentre $SU(3)$ è il gruppo che descrive le interazioni forti. Ad ogni interazione corrisponde una propria carica conservata: la carica di colore per l'interazione forte, l'isospin debole per l'interazione debole e l'ipercarica per l'interazione elettromagnetica. Le ultime due sono legate inoltre alla carica elettrica tramite la relazione di Gell-Mann-Nishijima

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

dove Q rappresenta la carica elettrica, Y l'ipercarica e T_3 la terza componente dell'isospin debole. È dunque proprio a causa della rottura spontanea della simmetria del gruppo in Eq.1.1 che le particelle del MS acquistano la loro massa, in un processo descritto dal meccanismo di Brout-Englert-Higgs che prevede appunto come conseguenza l'esistenza del bosone di Higgs. Questa particella è stata osservata per la prima volta nel 2012 al CERN di Ginevra grazie agli esperimenti ATLAS e CMS.

La grande maggioranza delle particelle non è stabile, bensì si trasforma per decadimento con tempi di vita media che variano considerevolmente a seconda dell'interazione responsabile. Difatti, la materia ordinaria appare formata solamente di quark up e down, elettroni e neutrini elettronici; tutto il resto è stato osservato come prodotto di collisioni ad alta energia e interazioni varie studiate negli acceleratori di particelle e nei raggi cosmici, ed è esistito nei primi istanti di vita del nostro Universo.

1.2 L'interazione debole

L'interazione debole è l'unica forza fondamentale che non produce stati legati. Questo è dovuto al suo peculiare carattere a corto raggio e alla conseguente debolezza rispetto alla forza elettromagnetica e forte. Per tale motivo possiamo quindi valutarne gli effetti solo quando non sono celati dalla presenza di queste interazioni più intense. Come già detto, la forza debole è mediata da tre bosoni vettori, W^+ , W^- e Z^0 . I primi due sono l'uno antiparticella dell'altro, mentre Z^0 è neutro e antiparticella di sé 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^\pm , le cariche dei fermioni presenti nello stato iniziale e finale differiscono necessariamente di un'unità. Si parla in questo caso di interazione a corrente carica; quando invece il processo viene mediato da uno Z^0 le

cariche dei fermioni presenti nello stato iniziale coincidono con quelle dello stato finale, dando logicamente origine alla definizione di corrente neutra. Si conoscono tre categorie di processi mediati da questa interazione:

1. processi leptonic: sia nello stato iniziale che finale sono presenti solo leptoni. Un esempio di corrente carica è il decadimento del muone

$$\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \quad (1.3)$$

mentre a corrente neutra può essere lo scattering elastico elettrone-neutrino

$$e^- \nu_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu \quad (1.4)$$

2. processi non leptonic: sia nello stato iniziale che finale sono presenti solamente adroni. Ad esempio il decadimento del barione Λ^0

$$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^- \quad (1.5)$$

3. processi semileptonic: sono presenti sia adroni che leptoni. L'esempio più conosciuto è senza dubbio il decadimento β^- del neutrone

$$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \quad (1.6)$$

Fu proprio il tentativo di Enrico Fermi di trovare una teoria che descrivesse in maniera efficace questo fenomeno che lo portò a teorizzare per la prima volta l'esistenza di una nuova forza, per l'appunto l'interazione debole.

I processi semileptonic sono quelli che verranno trattati in questa tesi. Inoltre, i decadimenti di mesoni e barioni mediati dall'interazione debole hanno la caratteristica di avere una vita media molto più lunga rispetto a quelli dovuti all'interazione forte.

1.3 L'universalità del sapore leptonic

Il MS prevede che l'interazione debole, e quindi ogni suo bosone vettore associato, debba accoppiarsi equamente con tutti i leptoni indipendentemente dal loro sapore, in un concetto noto come universalità del sapore leptonic (detto LFU dall'inglese *lepton flavour universality*). Ad esempio, la probabilità di decadimento del W^\pm in ognuna delle coppie leptonic riportate in Figura 1.2 risulta identica. Un'osservabile importante in questo contesto è il *branching ratio*, la quantità che, per un dato canale di decadimento, rappresenta la frazione di particelle che decadono secondo quello stato finale rispetto al totale di quelle che decadono in qualsiasi canale. In particolare è interessante misurare il rapporto tra queste grandezze in quanto ci fornisce un'informazione sulla frequenza di

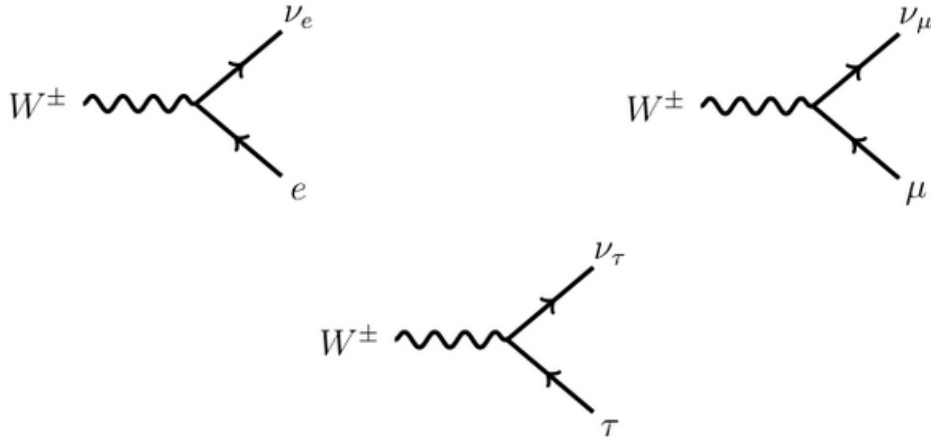


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman dei decadimenti del W^\pm nelle tre famiglie leptoniche

un certo modo di decadimento rispetto a un altro; è però fondamentale considerare che, a causa di certi effetti derivanti dalla cromodinamica quantistica, le probabilità di decadimento non sono sempre uguali ma assumono dipendenza dalla massa delle particelle nello stato finale, sfavorendo principalmente la produzione del tau. Tuttavia, di recente (2015) due esperimenti, LHCb, al Large Hadron Collider (LHC) al CERN di Ginevra e Belle, a KEK in Giappone, hanno misurato un valore del rapporto dei *branching ratio* $R_{D^*} \equiv \frac{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau)}{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu)}$, diverso da quello previsto dal MS confermando risultati già ottenuti in precedenza nel 2012 dall'esperimento BaBar, a SLAC negli USA; in particolare, sono state osservate deviazioni di 2.1, 2.7 e 1.16 deviazioni standard da parte di LHCb, BaBar e Belle rispettivamente. Tuttavia, essendo queste deviazioni rispetto al Modello Standard tutte nella stessa direzione, è interessante osservare che la media 'mondiale' differisce di 3.9 deviazioni standard dal MS. In aggiunta, il fatto che sia favorita la produzione del leptone più massivo ha fatto supporre l'esistenza di un nuovo mediatore più pesante, il quale potrebbe essere, come supposto ultimamente, un bosone di Higgs dotato di carica elettrica. La previsione del MS risulta quindi [1]:

$$R_{D^*}^{SM} \equiv \frac{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau)}{Br(B^0 \rightarrow D^{*-} \mu^+ \nu_\mu)} = 0.252 \pm 0.003. \quad (1.7)$$

I valori sperimentali ottenuti dalle varie collaborazioni sono invece:

$$R_{D^*}^{BaBar} = 0.332 \pm 0.024 \pm 0.018, \quad (1.8)$$

$$R_{D^*}^{Belle} = 0.302 \pm 0.030 \pm 0.011, \quad (1.9)$$

$$R_{D^*}^{LHCb} = 0.336 \pm 0.027 \pm 0.030, \quad (1.10)$$

dove il primo errore della misura sperimentale è statistico, mentre il secondo è sistema-

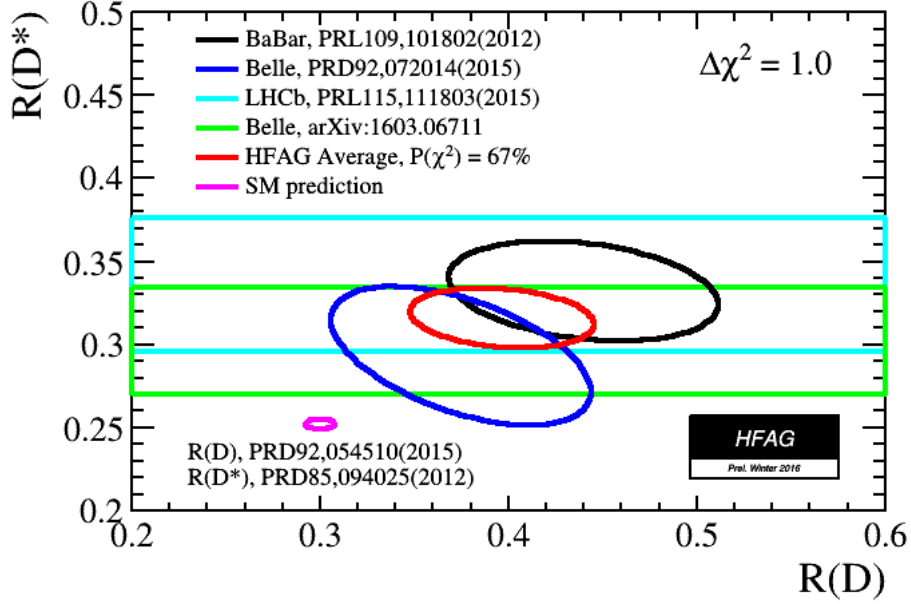


Figura 1.3: Grafico delle medie di $R(D^*)$ in funzione di $R(D)$

tico. Il valore medio risulta infine

$$R_{D^*}^{average} = 0.316 \pm 0.016 \pm 0.010, \quad (1.11)$$

che differisce appunto di 3.9 deviazioni standard dal MS. In maniera del tutto analoga, BaBar e BELLE hanno verificato un andamento simile studiando anche il canale di decadimento con il mesone D al posto del D^* , misurando $R_D \equiv \frac{Br(B^0 \rightarrow D^- \tau^+ \nu_\tau)}{Br(B^0 \rightarrow D^- \mu^+ \nu_\mu)}$ pari a [1]:

$$R_D^{BaBar} = 0.440 \pm 0.058 \pm 0.042, \quad (1.12)$$

$$R_D^{Belle} = 0.375 \pm 0.064 \pm 0.026, \quad (1.13)$$

il cui valore medio è

$$R_D^{average} = 0.397 \pm 0.040 \pm 0.028, \quad (1.14)$$

mentre la previsione teorica è

$$R_D^{SM} = 0.300 \pm 0.008. \quad (1.15)$$

Anche in questo caso la differenza tra la misura sperimentale e il MS è di 3.9 deviazioni standard. In figura 1.3 sono mostrati i risultati sperimentali di R_{D^*} e R_D assieme alle rispettive previsioni teoriche.

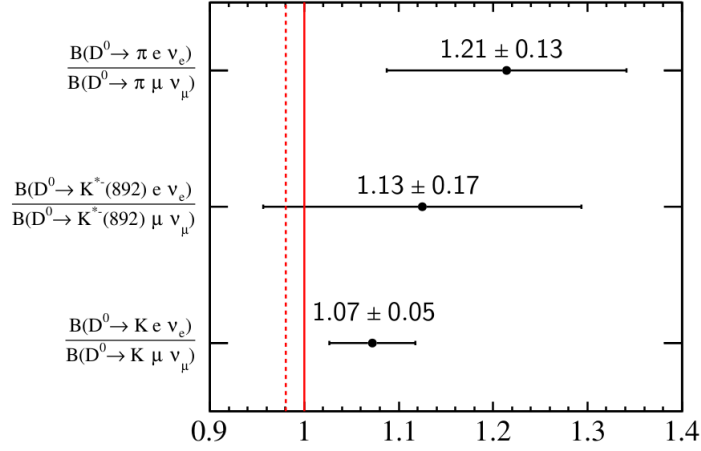


Figura 1.4: Stato attuale delle misure dei rapporti di Br in vari decadimenti del D^0 [2].

1.4 LFU nei decadimenti del mesone D^0

In seguito agli interessanti risultati ottenuti nei decadimenti del B^0 , è interessante studiare processi di corrente carica $c \rightarrow s$ nei decadimenti del D^0 per verificare l'universalità leptonica nel settore del charm. Un decadimento interessante è

$$D^0 \rightarrow K \ell \nu_\ell \quad (1.16)$$

dove ℓ può essere un elettrone o un muone. L'obiettivo in questo caso è quello di misurare il rapporto tra il branching ratio del decadimento con $\ell = \mu$ e quello con $\ell = e$:

$$R_{\mu/e} \equiv \frac{Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)} \quad (1.17)$$

Le previsioni del MS in questo caso indicano che questo rapporto debba essere 1. Ogni significativa deviazione da questa predizione indicherebbe la presenza di Nuova Fisica. Gli attuali valori sperimentali dei due *branching ratio* sono [2]:

$$Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) = (3.33 \pm 0.13)\%, \quad (1.18)$$

$$Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e) = (3.57 \pm 0.06)\%. \quad (1.19)$$

E' possibile misurare il rapporto $R_{\mu/e}$ anche mediante i decadimenti $D^0 \rightarrow K^* \ell \nu$ e il $D^0 \rightarrow \pi \ell \nu$. In Figura 1.4 sono riportati i valori sperimentali attualmente misurati. LHCb, grazie al campione di dati raccolto durante il RUN-1 e RUN-2, ha la possibilità di misurare queste rapporti con una precisione minore dell'1%.

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

L'apparato sperimentale di LHCb si trova al CERN, all'interno del più grande acceleratore di particelle al mondo, il Large Hadron Collider (LHC), un anello circolare di 27 km situato al confine tra Svizzera e Francia, nei pressi di Ginevra. Esso contiene altri tre esperimenti, ovvero ALICE, ATLAS e CMS.

LHCb è stato progettato per studiare la violazione della simmetria CP, nel settore del quark beauty e charm, sfruttando i decadimenti dei mesoni B e D prodotti dagli urti protone-protone alle energie elevatissime di LHC, mediante misure di altissima precisione. Grazie infatti alla grossa sezione d'urto di produzione adronica di coppie di quark beauty, $\sigma_{b\bar{b}} = (283 \pm 53)\mu b$ e di coppie charm, $\sigma_{c\bar{c}} = (6.1 \pm 0.93)mb$, l'apparato è in grado di rivelare campioni di segnale di elevata statistica. Durante la prima presa dati, il RUN-1, è stato raccolto un campione di dati corrispondenti ad una luminosità integrata di 3 fb^{-1} all'energia del centro di massa di $\sqrt{s} = 7-8 \text{ TeV}$. L'esperimento opera in maniera ottimale in condizioni di ridotta molteplicità d'interazioni primarie sovrapposte (pile-up) dovendo sia misurare la vita media dei mesoni che determinarne lo stato di sapore. Per questo motivo la luminosità istantanea d'interazione è stata mantenuta intorno ad un valore molto 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. Per misurare con precisione il tempo proprio di decadimento degli adroni generati, 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.

2.1 Il rivelatore

Il rivelatore LHCb è uno spettrometro a braccio singolo posto in avanti alla zona di interazione con una copertura angolare da 10 mrad a 300 mrad nel *bending plane* (il piano perpendicolare alla direzione del campo magnetico, xz) e da 10 mrad a 250 mrad nel piano ad esso perpendicolare, yz . I mesoni B e D prodotti nelle collisioni tra i fasci di protoni pp restano molto vicini alla *beam pipe* (il tubo dove si muovono i 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 differentemente dagli altri esperimenti di LHC dove i rivelatori racchiudono il punto di collisione attraverso strati di sottorivelatori a "cipolla". I rivelatori di LHCb raccolgono informazioni riguardo l'identità, la traiettoria, l'impulso e l'energia di ogni particella prodotta, e sono:

- **VELO**
- **Silicon Tracker**
- **RICH**
- **Magnete**
- **Calorimetri**
- **Rivelatore di muoni**

Essi sono disposti nel seguente modo: intorno al punto di interazione dei protoni è posizionato il rivelatore di vertici, VELO (VERTex LOcator). Subito dopo di esso è presente un rivelatore di luce Cherenkov (*Ring-Imaging CHerenkov*), il RICH-1. Il sistema principale di tracciamento, composto da quattro piani traccianti, è posto prima e dopo un dipolo magnetico. Dopo questo si trova un ulteriore rivelatore di luce Cherenkov, il RICH-2, seguito da un sistema di calorimetri, quello elettromagnetici e quello adronico. In ultimo, sono posizionati i rivelatori per i muoni.

2.1.1 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 di questo. Sia il VELO che il TT utilizzano rivelatori a microstrip di silicio. Nei piani T1-T3 le microstrip sono usate 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 assieme il *Silicon Tracker* (ST). Questi sottorivelatori misurano le hit lasciate dalle tracce su di essi e ricostruiscono le traiettorie delle particelle che li attraversano.

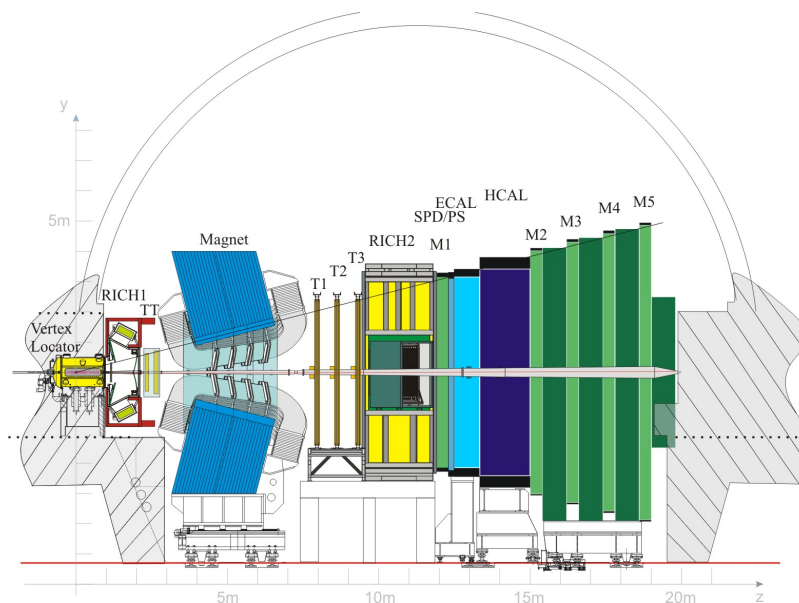


Figura 2.1: Il detector LHCb lungo il *bending plane*

VELO

I fasci di protoni di LHC passano attraverso tutta la lunghezza del rivelatore protetti da un tubo di berillio. Nel punto in cui i fasci collidono, cioè dove avviene la produzione di quark $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, è posizionato questo rivelatore. 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 di tipo ϕ sono segmentati radialmente. I primi misurano la distanza dall'asse z , mentre i secondo la coordinata azimutale. Ogni sensore ha un'ampiezza di 182° . 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*. Infine, esistono due configurazioni per il VELO: *Fully Closed*, che rappresenta la configurazione di lavoro, e *Fully Open*, che rappresenta la fase di attesa di stabilizzazione del fascio o la fase di manutenzione.

Trigger Tracker

Il TT è posizionato dopo il RICH-1 e di fronte all'entrata del magnete. Esso utilizza, come l'IT, sensori a microstrip di silicio con un passo di $\sim 200\mu m$ e un'efficienza superiore al 99.8 per cento. Questo trigger ha un duplice impiego: è utilizzato dal trigger

del primo livello per assegnare l'informazione dell'impulso 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 oltre il volume visibile dal VELO, ma anche delle particelle a basso impulso che sono deflesse fuori dall'accettanza dell'esperimento prima di raggiungere le stazioni T1-T3. Il TT 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 gradi rispettivamente, e misurano la coordinata z . A loro volta questi quattro strati sono divisi in due gruppi da due: i primi due (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 accettanza del rivelatore. Le misure di TTa/TTb sono di 143.5/162.1 cm di larghezza e di 118.5/133.8 cm di altezza.

Tracking Stations

L'IT è la parte interna delle Tracking Stations. È posizionato dopo il magnete ed è diviso in tre stazioni (T1,T2,T3) tra loro equidistanti e posizionati rispettivamente alle coordinate z di 7.67 m, 8.36 m e 9.05 m. Ogni stazione è suddivisa a sua volta in quattro strati di rivelatore. 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 gradi 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'IT ha una superficie di circa 120×40 cm a forma di croce attorno alla *beam pipe*. Il Silicon Tracker possiede tale forma per alcune considerazioni e particolari vincoli:

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 $5 \cdot 10^{-2}$ per cm^2 e si riduce di due ordini di grandezza nella regione esterna allo 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'OT è un rivelatore a 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 $75 \mu\text{m}$, 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 $200 \mu\text{m}$. Ogni modulo è composto da 3 stazioni ciascuna con un'area totale attiva di $5971 \times 4850 \text{ mm}^2$.

2.1.2 Sistemi di identificazione di particelle

L'obiettivo di questo apparato è quello di 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 trasverso utile in fase di trigger. Il sistema è composto da due rivelatori RICH, da due calorimetri e dal rivelatore di muoni. Il RICH-1 è posizionato subito dopo il VELO, mentre il RICH-2 subito dopo la stazione T3. A seguire si trovano i calorimetri ECAL (*ELectromagnetic CALorimeter*) e HCAL (*HAdronic CALorimeter*) e dietro ancora, come già accennato, il rivelatore di muoni.

RICH

I rivelatori RICH misurano l'emissione di luce *Cherenkov*: essa avviene quando una particella carica passa attraverso un mezzo materiale, in questo caso gas, con una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo. Attraverso l'analisi della luce emessa si possono identificare con buona precisione le varie tracce di protoni, kaoni e pioni che servono per ricostruire i decadimenti dei mesoni B e D. Il rivelatore è quindi in grado di misurare l'angolo di *Cherenkov* θ_c definito come:

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

dove v è la velocità della particella, n è l'indice di rifrazione del mezzo e c è la velocità della luce nel vuoto. Per una determinata velocità, 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 occorrono due rivelatori: RICH-1 e RICH-2. Il RICH-1 individua in maniera ottimale le particelle con un impulso compreso tra 10 e 60 GeV/c, mentre il RICH-2 determina con buona precisione particelle con impulso compreso tra 60 e 100 GeV/c. Il RICH-1 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. Invece il fluorobutano ha un indice di rifrazione di 1.0014 e consente l'identificazione di particelle con impulso più elevato. Il RICH-2 è formato da un singolo mezzo radiante, il tetrafluorometano (CF_4), che possiede un indice di rifrazione di 1.00048. Le particelle prodotte dopo le collisioni pp attraversano gli specchi di RICH-1. 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 consistente in due lastre di CFRP appoggiate su un supporto sferico di raggio 2700 mm e separate da una matrice che utilizza cilindri

sempre in CFRP. Grazie al fatto che il RICH-2 è stato posizionato dopo il sistema di tracciamento si è potuto sfruttare il vetro per costruire gli specchi sferici costituiti a loro volta da elementi esagonali. Entrambi i RICH fanno uso di rivelatori ibridi di fotoni HPD (*Hybrid Photon Detector*) per misurare la posizione dei fotoni *Cherenkov* emessi. Si estendono per una superficie di 2.6 m^2 con una lettura a pixel di $2.5 \times 2.5 \text{ mm}$.

Calorimetri

Il sistema dei calorimetri è progettato per misurare l'energia delle particelle che attraversano il rivelatore. LHCb ha due tipi di calorimetri, uno elettromagnetico per calcolare l'energia di particelle come elettroni, fotoni e π^0 e uno adronico, per rilevare l'energia degli adroni con carica elettrica. Tutti e due i tipi sono posizionati tra le prime due camere a muoni, M1 e M2. Prima di ECAL si trovano due rivelatori ausiliari: PS (*Pre-shower Detector*) e SPD (*Scintillator Pad Detector*), mentre 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. ECAL è formato da due 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 ad un fototubo mediante una fibra plastica WLS (*Wave Length-Shifting fiber*). Questo 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 rivelazione 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 D, quindi l'identificazione dei muoni è molto importante per l'esperimento LHCb. Posizionato alla fine di tutto il rivelatore, questo sistema risulta composto da 5 stazioni MWOC (*Multi Wire Proportional Chamber*) rettangolari di dimensioni crescenti. Ogni stazione contiene celle riempite con 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 percorrono le camere. Ci sono in totale 1380 camere e 2.5 milioni di fili che si estendono su un'area di circa 435 m^2 . Le accettanze angolari interna ed esterna valgono rispettivamente 20 (16) mrad e 306 (258) mrad nel *bending plane*(*non-bending plane*). Poste in sequenza al 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 (~ 250 kHz/cm²) è formata da 2 camere *triple-GEM* (Gas Electron Multiplier) sovrapposte.

Magnete

Il magnete, posizionato tra i rivelatori TT e T1, è costituito da due bobine di forma trapezoidale, ciascuna pesante 27 tonnellate e piegate a 45 gradi lungo i due lati trasversi e montate all'interno di un'armatura d'acciaio di 1450 tonnellate; è lungo 4.3 metri orizzontalmente e 3.6 metri verticalmente. Entrambe le bobine 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. La sua intensità massima 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 di parità spaziale del rivelatore.

2.2 Il sistema di trigger

Come già accennato, l'esperimento LHCb lavora ad una luminosità media inferiore di circa 2 ordini di grandezza rispetto a quella nominale di LHC. Questa caratteristica comporta precisi vantaggi: diminuisce i danni provocati dalla radiazione, e fa in modo che si verifichino mediamente circa due collisioni durante l'incontro dei fasci, facilitando così la ricostruzione e il trigger stesso. La frequenza di collisioni visibili è di circa 10 MHz che il sistema di acquisizione dati riduce a $\sim 2-4$ kHz. Il sistema di trigger è suddiviso in 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 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 variabili cinematiche e topologiche.

Livello-0

L'obiettivo del Trigger Livello-0 è quello di ridurre l'afflusso di dati dalla frequenza di interazioni visibili di 10 MHz ad 1 MHz. Per fare ciò deve eseguire alcune operazioni:

- identificare i gruppi di adroni, elettroni e fotoni con maggiore E_t analizzando le informazioni dei calorimetri SPD, PS, ECAL e HCAL;
- ricostruire un muone o una coppia di muoni con alto impulso trasverso con una risoluzione in p_T del 20%;
- calcolare 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

che escono da L0. Inoltre grazie al campo magnetico poco inteso tra il VELO e il TT, l'HLT1 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 da 1 MHz a circa 30 KHz. A questo punto interviene HLT2 che grazie ad algoritmi basati sulla massa invariante e la direzione del B e del D porta 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 quindi il compito di distribuire i dati raccolti nei 6 centri di calcolo Tier-1 presenti in Europa quasi in tempo reale. Uno di questi 6 centri ha sede proprio a Bologna (CNAF).

Capitolo 3

Analisi e risultati

In questo Capitolo è descritto uno studio preliminare di fattibilità della misura $R_{\mu/e}$, realizzato su un campione di dati Monte Carlo. Per fare questo studio è stato preso in esame il decadimento

$$D^{*\pm} \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu) \pi_s^\pm. \quad (3.1)$$

Il mesone $D^{*\pm}$ è lo stato eccitato del mesone D^\pm che si origina direttamente dalla collisione dei protoni in LHC; il primo vertice del decadimento è quindi quello in cui decade, per interazione forte, in D^0 e un pione carico, il cui s a pedice sta per *slow*, in quanto presenta genericamente impulsi più bassi rispetto al D^0 . Nel secondo vertice invece, il D^0 decade debolmente nel kaone carico, mentre il quark charm al suo interno emette un W^+ , da cui si origina la coppia leptonica muone-neutrino muonico.

3.1 Caratterizzazione del metodo Monte Carlo

Considerata l'elevata complessità che caratterizza questi fenomeni ad alta energia, per realizzarne una simulazione realistica il metodo MC deve tener conto di riprodurre essenzialmente due componenti:

- **generazione degli eventi**

per generare campioni di eventi simulati si utilizzano vari generatori MC, che permettono di ottenere un elevato numero di eventi casuali dello stesso tipo di quelli che intendiamo studiare. Questi rispecchiano fedelmente il processo fisico reale preso in esame e ne descrivono verosimilmente anche le distribuzioni cinematiche; le fluttuazioni statistiche caratteristiche di un esperimento restano, ma aumentando la statistica è possibile ridurle al minimo. Per ogni evento è dunque associata a tutte le grandezze fisiche di rilievo un preciso valore, che chiamiamo “MC vero”.

- **simulazione della risposta del rivelatore**

le informazioni ricavate dai campioni di dati ottenuti tramite simulazione MC sono

in linea di principio disponibili senza alcuna incertezza, a differenza di quelle acquisite tramite le misure in un esperimento reale, note con un'incertezza associata alla risoluzione sperimentale. Pertanto è necessario simulare la risposta dei rivelatori, che nella fisica delle alte energie sono sistemi molto complessi. Un'analisi dei dati precisa richiede una riproduzione realistica e completa del detector e del passaggio delle particelle attraverso i materiali del rivelatore, tenendo conto delle sue inefficienze, delle imperfezioni e dei dettagli geometrici. Con il termine "MC ricostruito" si indicano quindi le quantità MC che sono state processate dall'algoritmo di ricostruzione dell'esperimento LHCb, del tutto analogo a quello utilizzato sui dati reali.

Il campione di dati utilizzati in questa analisi è stato prodotto utilizzando la catena di software PYTHIA, che simula l'interazione protone-protone, EVTGEN, che simula il decadimento di interesse e GAUSS, che simula la risposta del rivelatore LHCb. È stato analizzato un campione di dati di segnale pari a circa 6×10^4 eventi.

3.2 Ricostruzione analitica dell'impulso del neutrino

Il neutrino, leptone senza carica elettrica e di massa piccolissima, non interagisce con il rivelatore e non può dunque essere ricostruito, ma è possibile ricavare le sue informazioni da quelle delle altre particelle in gioco tramite semplici relazioni di cinematica relativistica e vincoli cinematici. Scopo di questo paragrafo è quindi quello di illustrare i calcoli che permettono di calcolare le componenti dell'impulso del neutrino, utilizzando l'impulso del kaone e del muone e il vincolo della direzione di volo del D^0 che deve provenire dal vertice primario. Le equazioni che ci permettono di risolvere questo problema sono le seguenti:

$$(E_K + E_\mu + E_\nu)^2 - (\mathbf{p}_K + \mathbf{p}_\mu + \nu)^2 = m_{D^0}^2, \quad (3.2)$$

$$A \equiv \frac{x_{D^0} - x_{D^*}}{z_{D^0} - z_{D^*}} = \frac{p_K^x + p_\mu^x + p_\nu^x}{p_K^z + p_\mu^z + p_\nu^z}, \quad (3.3)$$

$$B \equiv \frac{y_{D^0} - y_{D^*}}{z_{D^0} - z_{D^*}} = \frac{p_K^y + p_\mu^y + p_\nu^y}{p_K^z + p_\mu^z + p_\nu^z}. \quad (3.4)$$

Il sistema consiste in 3 equazioni e tre incognite, pertanto è possibile ricavare p_ν^x , p_ν^y e p_ν^z in funzione della massa del $D^0=1.864 \text{ GeV}/c^2$, della posizione del vertice di decadimento del D^0 , che è possibile misurare mediante le tracce del K e del μ e del vertice del $D^{*\pm}$, che coincide con il vertice primario, anch'esso noto dalla ricostruzione dell'evento. Le relazioni 3.4 e 3.5 sono frutto di un vincolo di tipo geometrico: la direzione del D^0 deve coincidere con la direzione determinata dalla congiungente tra il vertice primario e il vertice di decadimento del D^0 . Questa informazione è espressa imponendo il coefficiente angolare della retta che congiunge il vertice primario con il vertice di decadimento del

D^0 uguale al rapporto tra le componenti dell'impulso del D^0 rispettivamente per i piani xz e yz . Unendo questi vincoli siamo in grado di impostare il sistema esplicitando le tre incognite:

$$\begin{cases} p_\nu^x = A(p_a^z + p_\nu^z) - p_a^x \\ p_\nu^y = B(p_a^z + p_\nu^z) - p_a^y \\ (E_a^2 + \mathbf{p}_\nu)^2 - (\mathbf{p}_a + \mathbf{p}_\nu)^2 = m_{D^0}^2 \end{cases} \quad (3.5)$$

in cui è stata fatta l'assunzione $E_\nu^2 \sim \mathbf{p}_\nu^2$ trascurando la massa del neutrino e si è definito le quantità

$$p_a^j = p_K^j + p_\mu^j, \quad j = x, y, z. \quad (3.6)$$

Sostituendo le prime due equazioni nella terza e definendo $t = p_a^z + p_\nu^z$ si ottiene:

$$E_a^2 + A^2 t^2 + p_a^{x2} - 2A t p_a^x + B^2 t^2 + p_a^{y2} - 2B t p_a^y + t^2 + p_a^{z2} - 2t p_a^z + 2E_a p_\nu - A^2 t^2 - B^2 t^2 - t^2 = m_{D^0}^2 \quad (3.7)$$

ed eliminando i termini che si annullano

$$E_a^2 + p_a^2 - 2t(Ap_a^x + Bp_a^y + p_a^z) + 2E_a p_\nu = m_{D^0}^2 \quad (3.8)$$

A questo punto, dopo aver definito $s = Ap_a^x + Bp_a^y + p_a^z$, si isola il termine di p_ν riesprimendolo come sopra, per elevare infine entrambi i membri al quadrato:

$$4E_a^2[(A^2 + B^2 + 1)t^2 - 2ts + p_a^2] = [m_{D^0}^2 - E_a^2 - p_a^2 + 2ts]^2 \quad (3.9)$$

Si è ritenuto utile poi introdurre il termine $T^2 = E_a^2 - p_a^2 + m_{D^0}^2$ in modo da avere, raggruppando i due membri assieme:

$$4[E_a^2(A^2 + B^2 + 1) - s^2]t^2 - [4sT^2]t + 4E_a^2 p_a^2 - T^4 - 4E_a^4 + 4T^2 E_a^2 = 0. \quad (3.10)$$

L'equazione così ottenuta è di secondo grado nell'incognita t . Risolvendo l'equazione ed esplicitando il risultato in funzione della componente z dell'impulso del neutrino si ha:

$$p_z^\nu = \frac{sT^2 \pm E_a \sqrt{(A^2 + B^2 + 1)(T^4 - 4m_{D^0}^2 E_a^2) + 4m_{D^0}^2 s^2}}{2(E_a^2(A^2 + B^2 + 1) - s^2)} - p_a^z, \quad (3.11)$$

risolvendo così il sistema di equazioni iniziale.

3.3 Caratteristiche cinematiche degli eventi

In questa sezione si sono studiate le distribuzioni degli impulsi di ogni particella e delle relative risoluzioni, ovvero delle differenze tra i valori "MC vero" e quelli "MC ricostruito".

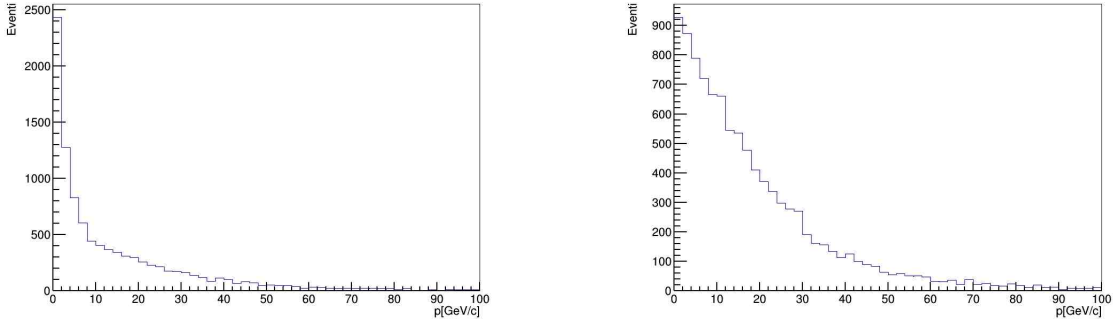


Figura 3.1: Impulso ricostruito (sinistra) e ‘vero’ (destra)

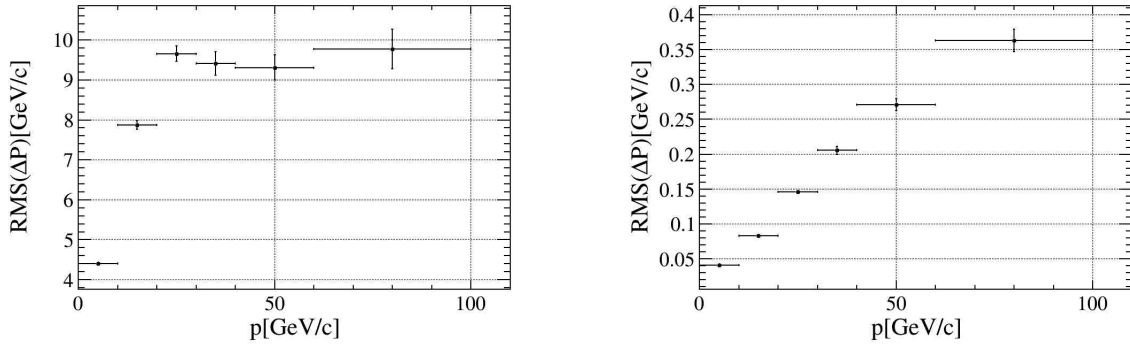


Figura 3.2: RMS della risoluzione del neutrino (sinistra) e del muone (destra)

In primo luogo si confronta la distribuzione dell’impulso del neutrino ricostruito (Figura 3.1, a sinistra) con quello del neutrino ‘vero’ (Figura 3.1, a destra). Sono poi riportate le distribuzioni degli impulsi e impulsi trasversi delle particelle cariche (Figure 3.3-3.4-3.5). Nelle Figure 3.6-3.7-3.8 sono riportate le risoluzioni sull’impulso per il kaone, muone, pione e neutrino. Si osserva che quelle su p^z e p del neutrino sono maggiori rispetto alle risoluzioni che si ottengono quando una particella è visibile e quindi ricostruita dal rivelatore. Infine, è stato realizzato un grafico che mostra l’andamento della RMS della risoluzione dell’impulso del neutrino per alcuni bin di impulso ‘vero’, corrispondenti agli intervalli 0-10 GeV/c, 10-20 GeV/c, 20-30 GeV/c, 30-40 GeV/c, 40-60 GeV/c e 60-100 GeV/c. Questo studio, fatto sul neutrino (Figura 3.2, a sinistra) e sul muone (Figura 3.2, a destra) mostra come la risoluzione dipende dal valore dell’impulso e come, già osservato, è maggiore per il neutrino.

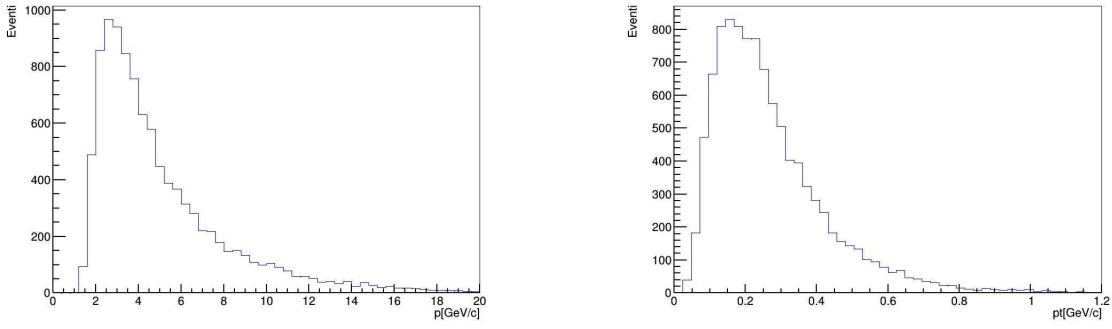


Figura 3.3: p e p_T del π_s

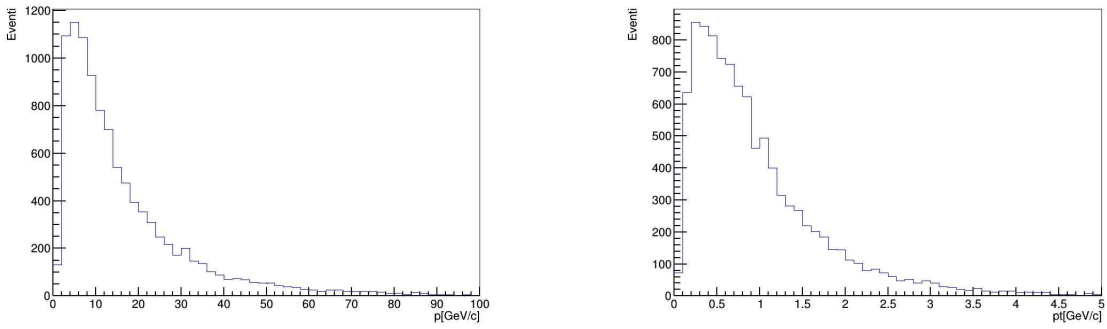


Figura 3.4: p e p_T del μ

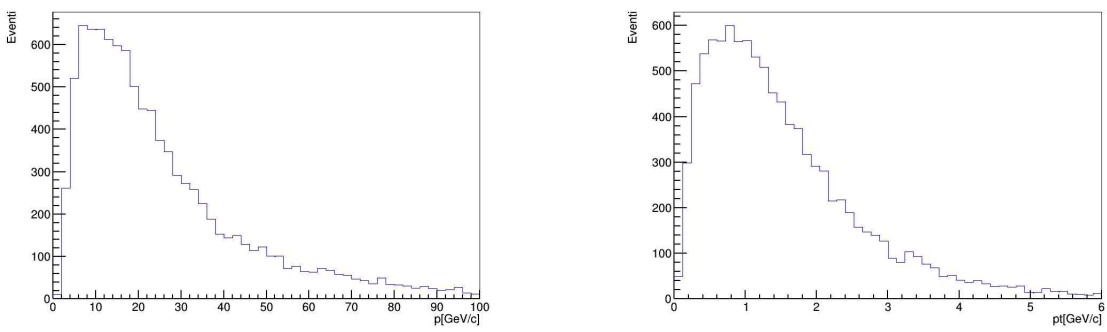


Figura 3.5: p e p_T del K

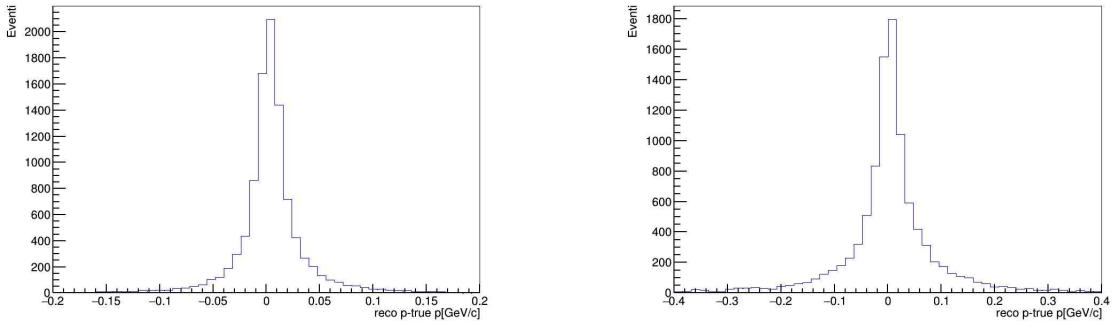


Figura 3.6: Risoluzione in p per μ e K

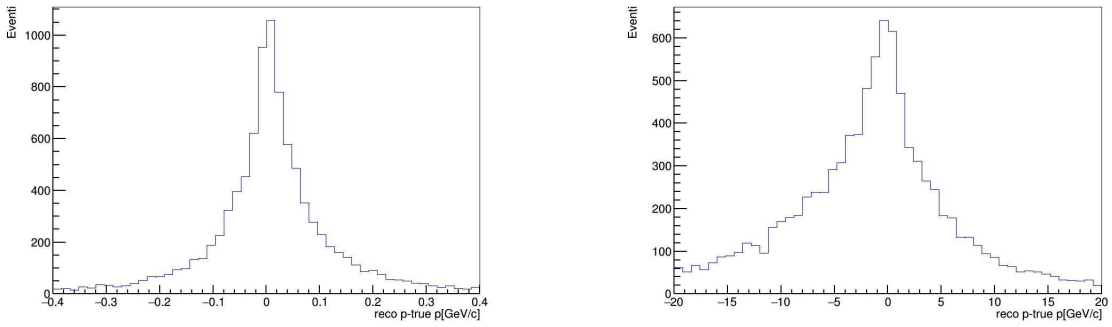


Figura 3.7: Risoluzione in p per π_s e neutrino

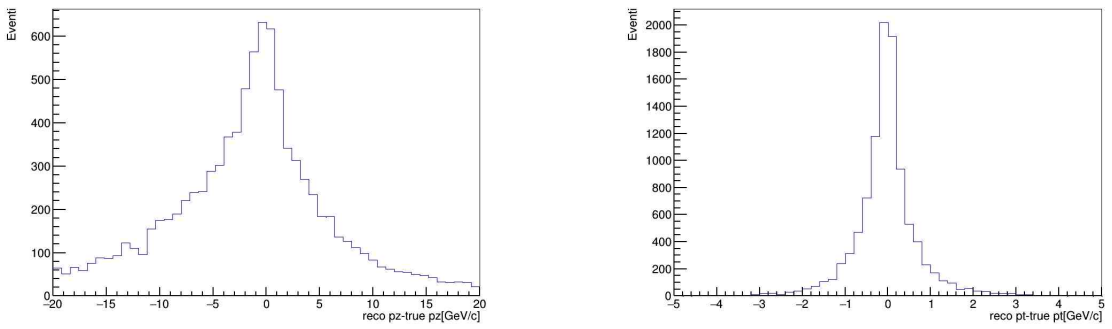


Figura 3.8: Risoluzione in p_z e p_T del neutrino

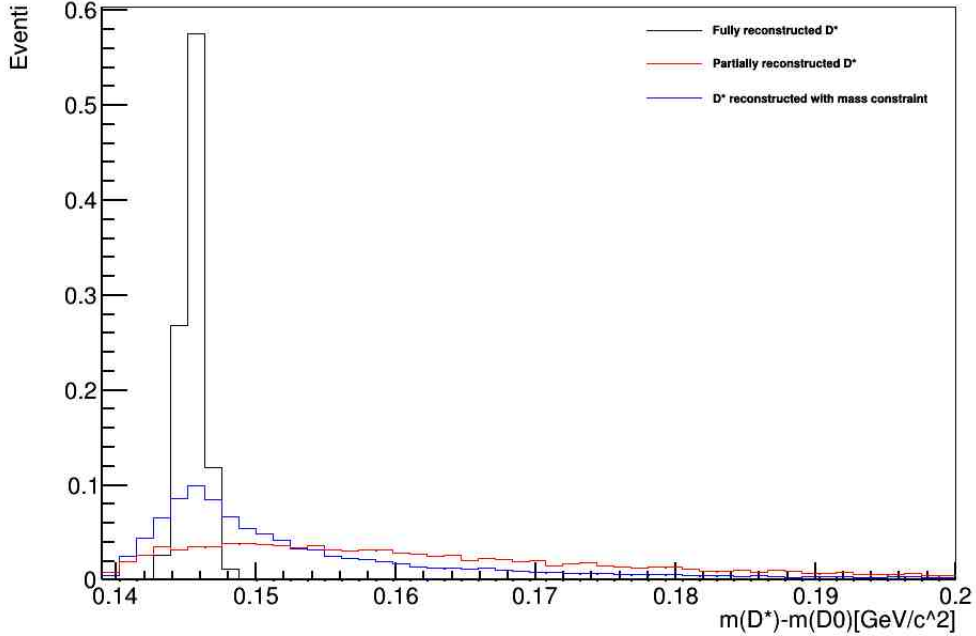


Figura 3.9: In questa figura sono mostrate la distribuzione di δm quando: (nero) lo stato finale è completamente ricostruito; (rosso) non è usata nessuna informazione sul neutrino e (blu) è usato il valore dell'impulso del neutrino calcolato come mostrato in questo Capitolo. Gli istogrammi sono normalizzati in modo che il loro integrale sia pari a 1, così che possiamo confrontare le loro forme indipendentemente dal numero di eventi.

3.4 Ricostruzione della massa invariante

In quest'ultimo paragrafo riportiamo lo studio realizzato sulla ricostruzione della massa invariante del D^{*+} , importante in un esperimento per identificare gli eventi di segnale rispetto a quelli di fondo. L'osservabile utilizzata per questo studio è $\delta m \equiv m_{D^*} - m_{D^0}$. Abbiamo confrontato i valori del decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$, in cui il D^{*+} decade in tre corpi carichi nello stato finale e quindi con tutte le tracce ricostruite dal rivelatore, con i valori di δm quando l'impulso del neutrino non è ricostruito e quando l'impulso del neutrino è calcolato come discusso nel paragrafo precedente. In Figura 3.9 è riportato il confronto tra queste distribuzioni. Come si può facilmente vedere predomina in precisione il decadimento a tre corpi carichi ricostruito completamente. Tuttavia questo studio mette in evidenza, come si può vedere dalle distribuzioni mostrate a destra in Figura 3.10, che la distribuzione in δm migliora, cioè si avvicina di più alla distribuzione ottimale (quella dove tutte e tre le tracce nello stato finale sono ricostruite) quando sono utilizzate le informazioni calcolate del neutrino. Questo studio, realizzato

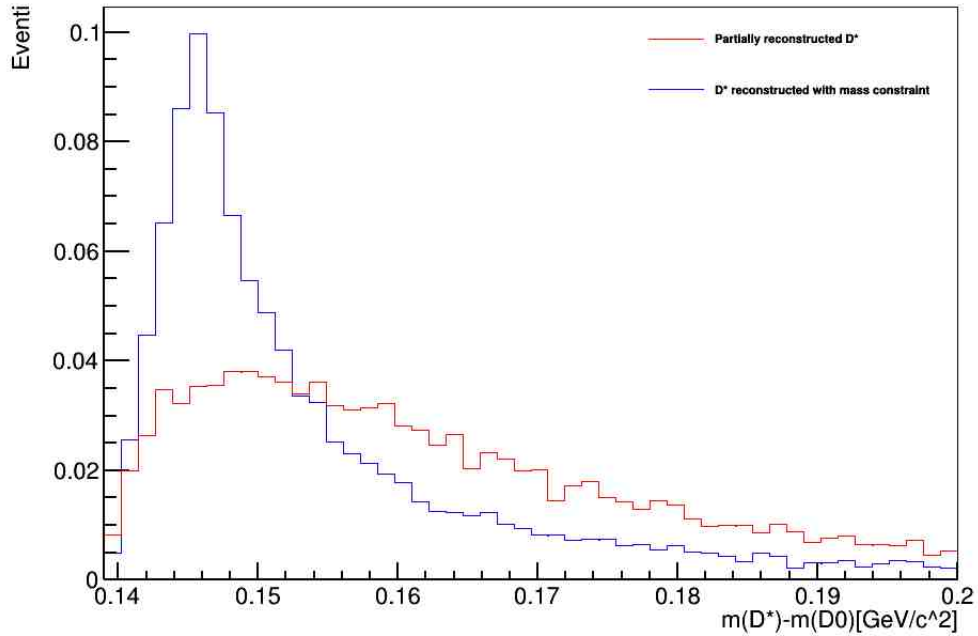


Figura 3.10: In questa figura sono riportate le distribuzioni di δm solo per il processo con la particella *missing*. In rosso il decadimento senza nessuna informazione sul neutrino, in blu con la ricostruzione fornita in questa tesi.

sui dati MC, sar  importante per poter modellizzare la distribuzione di δm di segnale e poterla impiegare nel fit ai dati reali, con lo scopo di sottrarre il fondo combinatorio.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi è riportato uno studio preliminare per la misura del rapporto dei *branching ratio* $R_{\mu/e} \equiv \frac{Br(D^0 \rightarrow K^- \mu^+ \nu_\mu)}{Br(D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e)}$. In particolare sono stati riportati i calcoli analitici che permettono di ricavare le componenti dell'impulso del neutrino, particella invisibile ad LHCb, nel decadimento del $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^- \mu^+ \nu)\pi^+$ a partire dalle quantità misurate, come la misura dell'impulso del kaone e del muone e la direzione di volo del D^0 . Inoltre è stato mostrato come l'osservabile $\delta m \equiv m_{D^*} - m_{D^0}$, discriminante tra segnale e fondo per il decadimento d'interesse, se calcolata utilizzando le informazioni derivate del neutrino, può essere utilizzata per separare il segnale dal fondo sui dati reali. Questo studio preliminare, permetterà di implementare un fit topologico globale dell'evento che migliorerà ulteriormente la risoluzione su δm , elemento fondamentale per realizzare la misura di $R_{\mu/e}$.

Bibliografia

[1] *www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/semi/winter16/winter16_dtanu.html*

[2] Particle Data Group