

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

**Analisi preliminare del canale di
decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$
con i dati del rivelatore LHCb upgrade**

Relatore:

Dott. Fabio Ferrari

Presentata da:

Leonardo Spallacci

Correlatori:

Prof. Angelo Carbone

Dott. Alberto Bellavista

Abstract

La fisica delle particelle nasce con l'obiettivo di indagare la struttura più intima della materia e le interazioni fondamentali che regolano l'Universo. Dalla scoperta dell'elettro-ne fino alla formulazione del Modello Standard, ogni progresso ha contribuito non solo ad ampliare le conoscenze di base, ma anche a stimolare lo sviluppo di tecnologie innovative con significative ricadute sulla società. In questo quadro, gli esperimenti condotti presso il *Large Hadron Collider* (LHC) del CERN rappresentano uno strumento senza precedenti per esplorare la fisica delle alte energie e verificare con estrema precisione le predizioni teoriche. Tra questi, l'esperimento LHCb è dedicato allo studio dei quark pesanti e dei processi rari, con una sensibilità unica nello svelare possibili deviazioni dal Modello Standard. Grazie all'Upgrade I, completato nel 2022 e che ha interessato numerosi sottorivelatori permettendo un notevole aumento della luminosità istantanea registrata, il Run 3 di LHC ha reso disponibile un campione di dati molto più ampio rispetto ai Run precedenti.

In questa tesi è stata svolta un'analisi preliminare del decadimento raro $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$ utilizzando una frazione dei dati del Run 3. Pur essendo caratterizzato da una probabilità di decadimento estremamente ridotta, tale canale è cruciale poiché consente di stimare il *branching ratio* di processi analoghi e ancora più rari, come $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ e^+ e^-$ e $D^0 \rightarrow K^- K^+ e^+ e^-$. L'analisi ha previsto la selezione degli eventi tramite un algoritmo multivariato e lo studio di modelli di fit per l'estrazione dei parametri di interesse.

Il risultato principale è la stima del numero di eventi di segnale nell'intervallo di massa invariante selezionato per la coppia di elettroni ($675 < m(e^+ e^-) < 875 \text{ MeV}/c^2$), pari a $N_S = 395 \pm 30$. Questo risultato costituisce un punto di partenza per il calcolo dei *branching ratio* dei canali rari sopra menzionati.

Indice

1	Il Modello Standard	7
1.1	Il Modello Standard della Fisica delle Particelle	7
1.2	Interazioni deboli	10
1.2.1	Il <i>quark mixing</i> e l'ipotesi di Cabibbo	12
1.2.2	Il meccanismo GIM e le FCNC	13
1.2.3	La matrice CKM	15
1.3	Decadimenti deboli del quark <i>charm</i>	15
1.3.1	Il canale di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$	16
2	L'esperimento LHCb	18
2.1	Il <i>Large Hadron Collider</i>	18
2.2	Il rivelatore LHCb	19
2.3	Tracciamento e ricostruzione dei vertici	21
2.3.1	VELO	22
2.3.2	Stazioni traccianti	23
2.3.3	Magnete	25
2.4	Identificazione di particelle	26
2.4.1	Rivelatori Cherenkov	27
2.4.2	Calorimetri	29
2.4.3	Camere a muoni	31
2.5	Sistema di Trigger	32
2.5.1	<i>High Level Trigger 1</i>	32
2.5.2	<i>High Level Trigger 2</i>	33
3	Analisi del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$	35
3.1	Strategia di Analisi	35
3.2	Selezione sulla componente di segnale dai dati simulati	36
3.2.1	Preselezione e <i>truth-matching</i>	36
3.2.2	Divisione per categorie di bremsstrahlung	39
3.3	Ottimizzazione della selezione sui dati reali	41
3.3.1	Boosted Decision Trees	41

3.3.2	Training dei BDT: campioni di dati e variabili scelte	45
3.3.3	Classificazione e Output dei BDT	50
3.4	Estrazione del numero di eventi	54
3.4.1	Modello e strategia di fit	54
3.4.2	Esiti del Fit Finale	56
	Conclusioni	59
	Ringraziamenti	60
	Bibliografia	61

Elenco delle figure

1.1	Particelle fondamentali del Modello Standard.	8
1.2	Diagramma di Feynman del decadimento β^- , in cui un neutrone si trasforma in un protone emettendo un elettrone (per conservazione della carica) e un antineutrino elettronico (per conservazione del numero leptonico).	11
1.3	Diagramma di Feynman del decadimento β^+ , in cui un protone si trasforma in un neutrone emettendo un positrone (per conservazione della carica) e un neutrino elettronico (per conservazione del numero leptonico).	12
1.4	Rappresentazione schematica della rotazione della base ortonormale (d', s') rispetto alla base (d, s) nello spazio dei flavour, per mezzo della matrice di Cabibbo.	13
1.5	Esempi di diagrammi di Feynman per il decadimento leptonico del mesone \bar{K}^0 in $\mu^+ \mu^-$ predetti dal meccanismo GIM. Il diagramma in alto, che prevede la transizione $s \rightarrow u$, fornisce un contributo di segno opposto al diagramma in basso, che prevede la transizione $s \rightarrow c$	14
1.6	Diagrammi di Feynman per i processi $D^0 \rightarrow K^- K^+ e^+ e^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ e^+ e^-$. A sinistra è raffigurato il diagramma per un decadimento <i>long-distance</i> , mentre a destra quello per un decadimento <i>short-distance</i> che coinvolge transizioni elettrodeboli (mediate da un fotone γ o da un bosone Z^0).	16
1.7	Diagramma a blocchi del decadimento analizzato: il mesone D^{*+} decade in un pione lento π_{slow}^+ e un D^0 . Quest'ultimo a sua volta decade in $K^- \pi^+$ e una risonanza V , che si trasforma in una coppia elettrone-positrone ($e^+ e^-$).	17
2.1	Rappresentazione schematica di LHC con indicati i 4 principali esperimenti e la loro posizione lungo la circonferenza del ciclotrone.	19
2.2	Visione laterale (sul piano $y - z$) del rivelatore LHCb dopo l'upgrade I. Sono evidenziati i principali sotto-rivelatori che vanno a comporre l'intero apparato.	21
2.3	Rappresentazione schematica del VELO: si vedono le due metà con i moduli montati sui supporti e l'accettanza di LHCb evidenziata come una piramide trasparente. Sono inoltre visibili i sistemi di cablaggio e di raffreddamento necessari per il funzionamento del rivelatore.	23

2.4	Organizzazione degli strati di sensori al silicio nel tracciatore posto prima del magnete, l'UT, a seguito dell'upgrade per il Run 3.	24
2.5	Visione frontale e laterale di un modello 3D del tracciatore SciFi.	25
2.6	Visione in prospettiva del magnete di LHCb. Le lunghezze sono espresse in mm.	26
2.7	Distribuzione dell'angolo Cherenkov in funzione del momento per diverse specie di particelle cariche (μ, π, K, p). La separazione tra le curve mostra come la misura dell'angolo consenta di distinguere particelle con stessa carica e impulso ma massa diversa.	28
2.8	Rappresentazione schematica dei due rivelatori di luce Cherenkov di LHCb: RICH1 a sinistra e RICH2 a destra.	28
2.9	Rappresentazione schematica di uno sciame adronico. La lunghezza d'interazione λ indica la distanza media percorsa da un adrone prima della sua interazione; per semplicità, lo sciame è suddiviso nelle due frazioni principali, elettromagnetica e adronica.	30
2.10	Schema della segmentazione di uno strato dei calorimetri: a sinistra di ECAL mentre a destra di HCAL.	31
2.11	Configurazione delle stazioni per muoni prima dell'upgrade I di LHCb. Nel nuovo sistema è stata rimossa la stazione M1, posta prima dei calorimetri.	32
2.12	Struttura interna di una stazione per muoni con le quattro regioni (R1-R4) a granularità differente (un colore più scuro indica maggiore risoluzione).	32
2.13	Schema della sequenza di ricostruzione implementata nel trigger HLT1 dopo l'Upgrade I di LHCb, dal filtraggio iniziale degli eventi (<i>Global Event Cut</i>) fino alla selezione finale degli eventi di interesse.	33
2.14	Schema del sistema di acquisizione dati e trigger di LHCb dopo l'Upgrade I. Dal readout completo del rivelatore (40 MHz), HLT1 riduce la frequenza di eventi a 0.5–1.5 MHz. Successivamente, HLT2 esegue una ricostruzione completa e applica le selezioni finali, suddividendo gli eventi in diversi flussi (Turbo, Full e Calib) per l'analisi offline.	34
3.1	Distribuzione della massa invariante del D^0 dagli eventi simulati con metodi Monte Carlo prima (in blu) e dopo (in rosso) il taglio applicato alla variabile <i>DTF_DM</i>	37
3.2	Distribuzione della massa invariante del D^0 prima (in blu) e dopo (in arancio) i tagli di preselezione e il <i>truth-matching</i>	39
3.3	Distribuzioni della massa invariante del D^0 normalizzate e poste a confronto per i dati in cui è stato rilevato almeno un fotone di bremsstrahlung (in rosso), e in cui non ne è stato rilevato nessuno (in blu).	40
3.4	Rappresentazione grafica di un <i>decision tree</i> . Ogni rettangolo blu rappresenta un nodo con il loro criterio di scelta associato, mentre le foglie rappresentano i nodi terminali con il loro indice di purezza di separazione.	43

3.5	(a) Dataset bidimensionale e contorni delle selezioni corrispondenti a diversi classificatori. (b) Curve di reiezione del fondo in funzione dell'efficienza del segnale per un singolo decision tree (in verde scuro) e per boosted decision trees con un numero crescente di alberi (da 5 a 400).	46
3.6	Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.	49
3.7	Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.	49
3.8	Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.	50
3.9	Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.	50
3.10	Distribuzioni della risposta del BDT per il segnale (blu) e il fondo (rosso) ottenute con il <i>framework</i> TMVA. La separazione netta conferma la buona qualità dell'addestramento.	51
3.11	Distribuzione della massa invariante del D^0 (prima della selezione con il BDT) per la categoria "brem1" (in nero) e relativo fit ai dati (in blu). In rosso è raffigurata la componente di segnale descritta dalla Johnson; in giallo la componente di fondo combinatorio descritta dal polinomio di Chebychev di secondo ordine. Sono anche riportati il numero di eventi di segnale e di fondo stimati a seguito del fit, relativi solo all'intervallo di segnale $1700 < m(D^0) < 2000 \text{ MeV}/c^2$	52
3.12	Andamenti di efficienza e purezza per segnale (in blu) e fondo (in rosso), e significanza \mathcal{S} (in verde) in funzione del taglio sul valore di output del BDT. Il massimo di significanza è raggiunto per un taglio a 0.0463.	53
3.13	Distribuzione della massa invariante del D^0 prima (in nero) e dopo (in verde) il taglio ottimizzato con il BDT. La soppressione del fondo combinatorio è evidente, specialmente per $m > 1900 \text{ MeV}/c^2$	53
3.14	Distribuzione della massa invariante del D^0 per eventi di segnale simulati con metodi Monte Carlo per la categoria "brem1" e relativo fit ai dati sull'intervallo $1610 < m(D^0) < 2148 \text{ MeV}/c^2$ (in blu). In basso è riportato il grafico dei pull.	55
3.15	Distribuzione della massa invariante del D^0 per la categoria "brem1" e relativo fit ai dati sull'intervallo $1610 < m(D^0) < 2148 \text{ MeV}/c^2$ (in blu). Sono mostrate anche le singole componenti di segnale (in rosso) e del fondo combinatorio (in giallo). In basso è riportato il grafico dei pull.	57

Capitolo 1

Il Modello Standard

1.1 Il Modello Standard della Fisica delle Particelle

Ad oggi, tutti i risultati sperimentali della fisica delle alte energie possono essere interpretati tramite il Modello Standard delle particelle (MS), sviluppato all'inizio degli anni '70. Secondo questo modello, tutta la materia ordinaria è costituita da poche particelle elementari chiamate fermioni, dotate di spin semi-intero, che interagiscono tra loro mediante tre forze, mediate da bosoni con spin intero. Nella Fig. 1.1 è riportato l'elenco delle 17 particelle fondamentali che attualmente costituiscono il Modello Standard. Ognuna di queste particelle ha un'antiparticella corrispondente, con lo stesso spin e massa, ma con cariche e numeri quantici opposti. Il Modello Standard descrive tre interazioni fondamentali: forte, debole ed elettromagnetica, mentre la gravità è attualmente esclusa. Quest'ultima però risulta estremamente debole se confrontata con le altre forze, come evidenziato in Tab. 1.1, e può quindi essere trascurata ai livelli di energia tipici della fisica delle particelle.

Forza	Intensità relativa
Forte	1
Elettromagnetica	10^{-2}
Debole	10^{-7}
Gravitazionale	10^{-39}

Tabella 1.1: Intensità relativa delle quattro forze fondamentali, rispetto all'interazione forte.

Le particelle del Modello Standard possono essere interpretate come eccitazioni quantistiche di campi. La teoria che descrive le interazioni tra campi bosonici e fermionici all'interno di un formalismo lagrangiano è la Teoria Quantistica dei Campi (*Quantum Field Theory*, QFT). La lagrangiana del Modello Standard è invariante rispetto a tra-

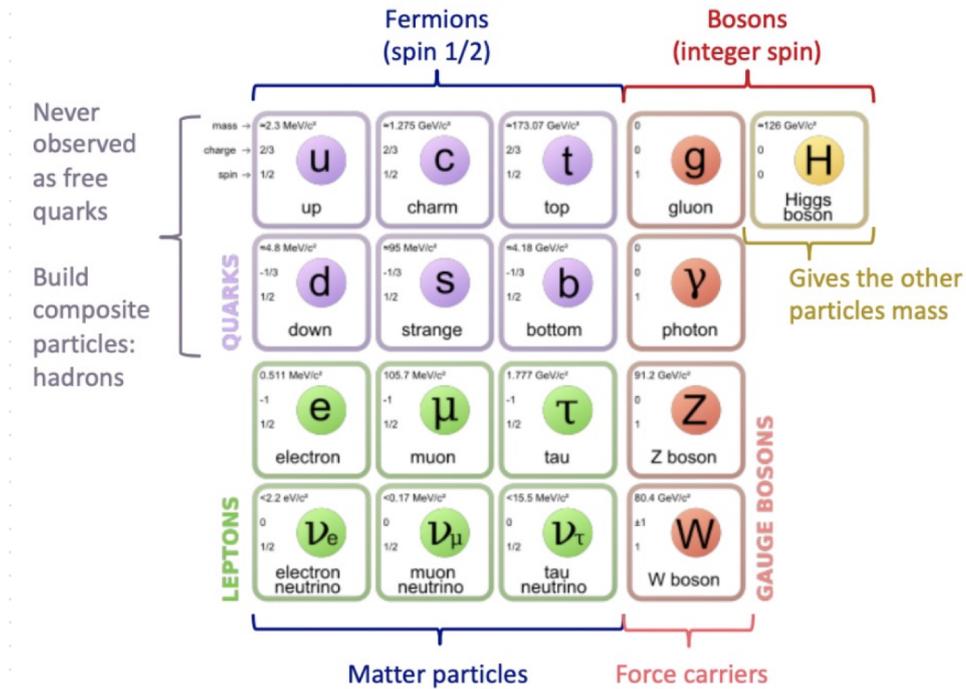


Figura 1.1: Particelle fondamentali del Modello Standard.

sformazioni di *gauge* $U(1)_Y \times SU(2)_T \times SU(3)_C$, simmetrie che determinano gran parte della struttura delle interazioni. Le lettere a pedice indicano le quantità conservate da ciascuna interazione: l'ipercarica debole Y , l'isospin debole T e la carica di colore C . Le prime due sono collegate alla carica elettrica Q tramite la relazione:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.1)$$

dove T_3 rappresenta la terza componente dell'isospin debole.

Per quanto riguarda i fermioni, essi comprendono dodici particelle con spin $\frac{1}{2}$, soggette alla statistica di Fermi–Dirac e al principio di esclusione di Pauli. Si suddividono in due categorie: quark e leptoni.

- **Quark:** Sono gli unici fermioni a possedere carica di colore e pertanto interagiscono tramite l'interazione forte. Questa consente loro di legarsi in stati composti, detti adroni, che si dividono in barioni, formati da tre quark (ad esempio protoni e neutroni), e in mesoni, costituiti da un quark e un antiquark. Esistono sei tipi di quark, organizzati in tre generazioni. Ogni generazione è formata da un quark con carica $Q = +\frac{2}{3}$ (rispetto alla carica dell'elettrone), detto *up-like*, e uno con carica

$Q = -\frac{1}{3}$, detto *down-like*. In notazione di doppietti di isospin debole si ha:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

- **Leptoni:** Anche i leptoni sono sei, organizzati in tre generazioni: quella dell'elettrone, del muone e del tauone. Ogni generazione comprende una particella con carica elettrica unitaria $Q = -1$ e il corrispondente neutrino. I neutrini sono privi di carica elettrica e, nel Modello Standard originario, anche di massa; per questo motivo sono soggetti unicamente all'interazione debole. Ad ogni leptone viene assegnato un numero quantico leptonic di sapore (o *flavour*) distinto: elettronico per la prima generazione, muonico per la seconda e tauonico per la terza. Il numero leptonic totale si conserva globalmente nelle interazioni deboli che coinvolgono i leptoni, mentre non è conservato individualmente a causa del fenomeno delle oscillazioni dei neutrini¹. In notazione di doppietti di numero quantico leptonic di sapore si ha:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

I bosoni rappresentano i quanti di campo che mediano le interazioni fondamentali e sono quindi noti come *bosoni di gauge*. Essi hanno spin intero e seguono la statistica di Bose-Einstein. All'interno del Modello Standard se ne distinguono tre categorie principali, a cui si aggiunge il bosone di Higgs:

- **Fotone (γ):** È il quanto del campo elettromagnetico, mediatore dell'interazione elettromagnetica. Si tratta di una particella priva di massa e di carica, con spin 1, che permette un'interazione a raggio infinito.
- **Gluoni (g):** Sono gli otto mediatori dell'interazione forte, descritta dalla cromodinamica quantistica (QCD). Come il fotone, sono particelle di spin 1 e senza massa, ma a differenza di quest'ultimo portano la carica di colore. Ogni gluone è associato a una combinazione di colore e anticolori, il che spiega la presenza di otto stati indipendenti. Poiché possiedono carica di colore, i gluoni interagiscono anche tra loro, caratteristica peculiare dell'interazione forte.
- **Bosoni vettori deboli (W^+, W^-, Z^0):** Sono i mediatori dell'interazione debole. A differenza dei precedenti, sono particelle massive, sempre con spin 1. I bosoni carichi W^\pm mediano le cosiddette interazioni di corrente carica, responsabili ad

¹Le oscillazioni dei neutrini consistono nella possibilità che un neutrino prodotto con un certo sapore (elettronico, muonico o tauonico) si trasformi, durante la propagazione, in un neutrino di un altro sapore. Questo fenomeno è stato verificato negli ultimi anni e implica che anche i neutrini siano dotati di massa, anche se molto ridotta.

esempio dei decadimenti β , mentre il bosone neutro Z^0 media le interazioni di corrente neutra, osservate sperimentalmente per la prima volta al CERN nel 1973.

- **Bosone di Higgs (H):** È l'unico bosone scalare previsto dal Modello Standard, con spin 0. Non è un bosone di gauge, ma gioca un ruolo cruciale nel meccanismo di Higgs, che permette di spiegare l'origine della massa dei bosoni deboli e, indirettamente, delle particelle massive del modello. La sua esistenza è stata confermata sperimentalmente nel 2012 dagli esperimenti ATLAS e CMS al *Large Hadron Collider*.

1.2 Interazioni deboli

L'interazione debole è una delle quattro forze fondamentali della natura ed è caratterizzata da proprietà uniche rispetto alle altre. È l'unica interazione capace di cambiare il sapore dei quark e, a differenza dell'interazione forte ed elettromagnetica, non produce stati legati. La sua esistenza fu rivelata già alla fine dell'Ottocento con la scoperta della radioattività da parte di Henri Becquerel, successivamente studiata dai coniugi Curie, da Rutherford e altri. Negli anni '30 del Novecento, Enrico Fermi sviluppò la prima formulazione teorica dei processi di decadimento β , introducendo la nuova particella ipotizzata da Pauli, il neutrino, e costruendo una teoria dell'interazione debole modellata sulla falsariga di quella elettromagnetica. L'idea di Fermi di descrivere il vertice debole come un'interazione puntiforme a quattro fermioni rappresentò un passo fondamentale, che portò in seguito all'introduzione di campi mediatori analoghi al fotone: i bosoni di gauge W^\pm e Z^0 . Questi bosoni hanno spin 1 e massa elevata (circa $80.4 \text{ GeV}/c^2$ per i W^\pm e $91.2 \text{ GeV}/c^2$ per lo Z^0), il che conferisce all'interazione debole un raggio d'azione estremamente ridotto² ($\sim 10^{-18} \text{ m}$). La sua intensità è minore di quella delle interazioni forte ed elettromagnetica, motivo per cui viene spesso "schermata" da queste ultime e diventa dominante solo nei processi in cui le altre interazioni sono proibite da vincoli di simmetria o di conservazione.

Dal punto di vista fenomenologico, i processi deboli si suddividono in due grandi categorie:

- processi a corrente carica (CC), mediati dai bosoni W^\pm , in cui la carica elettrica del fermione varia di un'unità e si verificano transizioni di sapore tra quark. Ad esempio nel decadimento beta: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$, un quark *down* (d) si trasforma in un *up* (u), con l'emissione di un bosone W^- per conservazione della carica elettrica nel vertice (Fig. 1.2). La possibilità di trasformazioni di sapore tra quark appartenenti

²Questo perché, modellando l'interazione attraverso il potenziale di Yukawa $V(r) \propto \frac{e^{-Mr}}{r}$, maggiore è la massa del mediatore dell'interazione e minore sarà il raggio d'azione. L'interazione elettromagnetica invece, essendo mediata dal fotone che è privo di massa, ha un raggio d'azione infinito e un potenziale con andamento $V(r) \propto \frac{1}{r}$.

a famiglie diverse è un fenomeno che richiede l'introduzione di un meccanismo di "miscelamento", concetto che verrà approfondito nelle sezioni successive.

- processi a corrente neutra (NC), mediati dal bosone Z^0 , in cui invece la carica elettrica dei fermioni rimane invariata e dunque non si hanno trasformazioni di sapore tra quark.

Un'ulteriore classificazione distingue i processi in leptonici (solo leptoni coinvolti), non leptonici (solo quark e adroni) e semileptonici (quark e leptoni insieme). Una caratteristica fondamentale dell'interazione debole è inoltre la violazione di simmetrie come la parità (P), la coniugazione di carica (C) e, parzialmente, la loro combinazione (CP), rendendola cruciale per la comprensione dell'asimmetria materia-antimateria nell'universo.

Grazie al formalismo dei diagrammi di Feynman, è possibile rappresentare in maniera compatta i vertici d'interazione dei processi deboli. Tra i più noti vi sono i diagrammi del decadimento beta e del beta inverso (Fig. 1.2 e 1.3), che costituiscono classici esempi di processi semileptonici che hanno avuto un ruolo centrale nello sviluppo della fisica delle particelle.

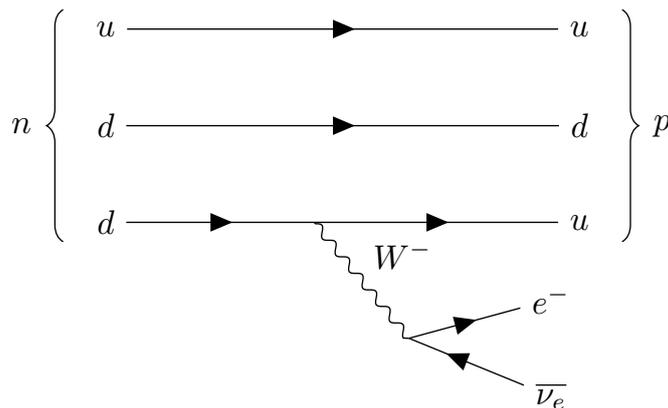


Figura 1.2: Diagramma di Feynman del decadimento β^- , in cui un neutrone si trasforma in un protone emettendo un elettrone (per conservazione della carica) e un antineutrino elettronico (per conservazione del numero leptonico).

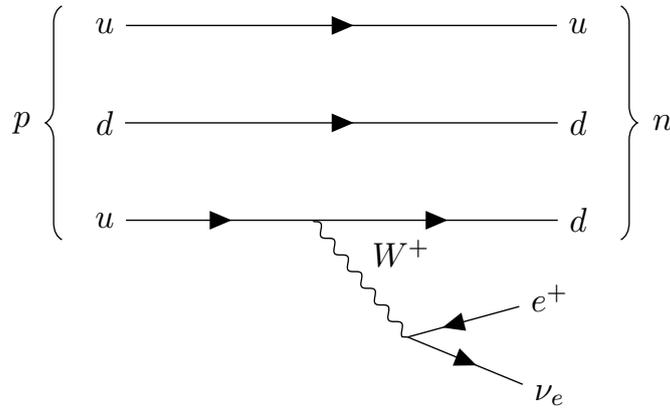


Figura 1.3: Diagramma di Feynman del decadimento β^+ , in cui un protone si trasforma in un neutrone emettendo un positrone (per conservazione della carica) e un neutrino elettronico (per conservazione del numero leptonico).

1.2.1 Il *quark mixing* e l'ipotesi di Cabibbo

L'interazione debole, a differenza di quella elettromagnetica e forte, è caratterizzata dalla possibilità di indurre transizioni di sapore tra quark. Come discusso nel capitolo precedente, nei processi a corrente carica mediati dai bosoni W^\pm un quark up-like può trasformarsi in un quark down-like e viceversa. Questa caratteristica, osservata sperimentalmente a partire dagli anni '50, rese necessaria una descrizione più articolata delle interazioni deboli, che tenesse conto delle probabilità di transizione tra diversi stati di quark. La non conservazione del numero quantico di sapore risiede nel fatto che i bosoni di gauge non si accoppiano agli autostati di massa dei quark (d, s, b), bensì agli autostati di interazione (d', s', b'). Ciò fu teorizzato per la prima volta da Nicola Cabibbo nel 1963 [1].

Dopo la scoperta di nuove particelle "strane" nel 1947 attraverso esperimenti sui raggi cosmici, ci si rese conto che i decadimenti deboli non potevano essere descritti soltanto dal doppietto (u, d), ma coinvolgevano anche un nuovo quark, chiamato *strange* (s), associato al numero quantico di stranezza S . Tuttavia, l'intensità delle transizioni $u \rightarrow d$ e $u \rightarrow s$ risultava differente: i processi con cambiamento di stranezza ($\Delta S = 1$) erano meno probabili rispetto a quelli con $\Delta S = 0$. Per spiegare questa osservazione, Cabibbo propose che gli stati effettivamente coinvolti nei processi deboli non fossero i quark d e s puri, ma una loro combinazione lineare. In altre parole, le interazioni deboli in corrente carica agiscono su una base "ruotata" rispetto agli autostati di massa:

$$d' = d \cos \theta_C + s \sin \theta_C, \quad s' = -d \sin \theta_C + s \cos \theta_C, \quad (1.2)$$

dove θ_C è il cosiddetto angolo di Cabibbo. Queste combinazioni lineari possono essere interpretate come una nuova base ortonormale nello spazio dei flavour dei quark, ottenuta tramite una rotazione rigida dalla base degli autostati di massa (d, s) alla base degli autostati di interazione (d', s') per mezzo della matrice di Cabibbo:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

. In uno schema bidimensionale, i quark d e s possono essere rappresentati come vettori sugli assi cartesiani del piano (d, s) , mentre d' e s' corrispondono agli stessi vettori ruotati di un angolo θ_C rispetto a questa base originale (Fig. 1.4).

In questa formulazione, le transizioni $u \rightarrow d$ (con $\Delta S = 0$, ovvero all'interno del doppietto d'isospin debole) sono dette "Cabibbo-permesse", mentre le transizioni $u \rightarrow s$ (con $\Delta S = 1$, ovvero all'esterno del doppietto) sono "Cabibbo-soppresse", e hanno un'ampiezza ridotta di un fattore $\sin \theta_C$. Il valore dell'angolo di Cabibbo può essere determinato confrontando i rapporti di ampiezza di transizione (o di larghezze di decadimento) tra processi permessi e soppressi. Ad esempio, dal confronto tra i tassi di decadimento dei mesoni K e π si ricava:

$$\theta_C \approx 13^\circ \quad \rightarrow \quad \sin \theta_C \approx 0.22. \quad (1.4)$$

Questa semplice ipotesi spiegava quantitativamente perché i decadimenti con cambiamento di stranezza risultassero meno probabili, introducendo per la prima volta il concetto di mescolamento tra sapori.

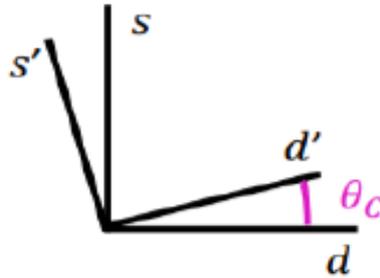


Figura 1.4: Rappresentazione schematica della rotazione della base ortonormale (d', s') rispetto alla base (d, s) nello spazio dei flavour, per mezzo della matrice di Cabibbo.

1.2.2 Il meccanismo GIM e le FCNC

Secondo la formulazione originale di Cabibbo, le correnti deboli cariche mediate dai bosoni W^\pm possono cambiare il sapore quark, mentre le correnti neutre no. Questo

implica l'assenza naturale di correnti neutre che cambiano sapore, note come FCNC (*Flavour-Changing Neutral Currents*), al primo ordine. Anche i risultati sperimentali confermavano questa assenza: i decadimenti di questo tipo risultavano fortemente soppressi, con *branching ratio* inferiori a 10^{-9} . Tuttavia, per motivi di consistenza della teoria, si prevedeva l'esistenza di un mediatore neutro della forza debole, il bosone Z^0 . In linea teorica, diagrammi a ordini superiori (come diagrammi a *loop* o a pinguino con il Z^0 , o i diagrammi a box che coinvolgono bosoni W^\pm) avrebbero potuto generare FCNC, ma la soppressione osservata dei decadimenti rari era ancora più marcata rispetto a quanto previsto dai calcoli teorici. La soluzione fu allora proposta nel 1970 da Glashow, Iliopoulos e Maiani (dai quali origina il nome di "meccanismo GIM"), i quali postularono l'esistenza di un quarto quark *up-like*, il quark *charm* (c) [2]. L'introduzione del quark c permette la cancellazione quasi esatta³ dei termini che cambiano sapore nelle correnti neutre, tramite i contributi opposti dei quark u e c nei diagrammi di Feynman considerati, risolvendo il problema della soppressione delle FCNC. Un esempio di questo meccanismo è mostrato in Fig. 1.5. L'esistenza del quark charm fu poi confermata sperimentalmente nel 1974 con la scoperta della risonanza J/ψ ⁴ presso il *Brookhaven National Laboratory* (BNL) e lo *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC).

Successivamente, partendo dalle idee di Cabibbo e dal meccanismo GIM, Kobayashi e Maskawa estesero il concetto di mescolamento tra quark ai tre doppietti e inclusero la violazione di CP nel Modello Standard, formulando così la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa).

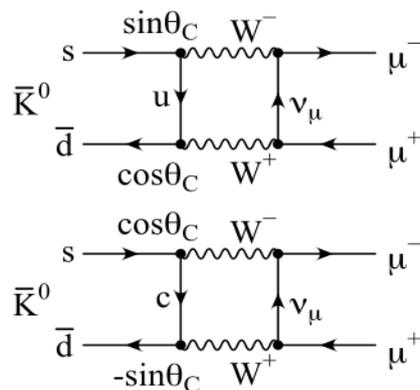


Figura 1.5: Esempi di diagrammi di Feynman per il decadimento leptonic del mesone \bar{K}^0 in $\mu^+ \mu^-$ predetti dal meccanismo GIM. Il diagramma in alto, che prevede la transizione $s \rightarrow u$, fornisce un contributo di segno opposto al diagramma in basso, che prevede la transizione $s \rightarrow c$.

³La cancellazione non è esatta a causa della differenza di massa tra il quark u e il c .

⁴La quale venne poi interpretata come uno stato legato ($c\bar{c}$), anche detto "charmonio".

1.2.3 La matrice CKM

L'ipotesi di Cabibbo fu molto efficace nel descrivere i decadimenti con $\Delta S = 0$ e $\Delta S = 1$. Con la scoperta dei quark charm, bottom e top, fu però necessario estendere la descrizione al caso dei sei quark. Nel 1973 Kobayashi e Maskawa mostrarono che, per spiegare la violazione di CP e tutte le possibili transizioni di sapore, era necessaria una matrice unitaria 3×3 , oggi nota come matrice CKM [3]. Questa matrice formalizza il mescolamento tra gli autostati di massa dei quark down-like (d, s, b), che danno origine agli autostati di interazione (d', s', b') coinvolti nei vertici d'interazione debole (mentre gli autostati dei quark up-like (u, c, t) restano invariati):

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

dove V_{CKM} è una matrice unitaria i cui elementi V_{ij} rappresentano l'ampiezza di probabilità che un quark up-like della riga i si trasformi in un quark down-like della colonna j . Il modulo quadro degli elementi, $|V_{ij}|^2$, corrisponde alla probabilità effettiva di transizione. Ad esempio, $|V_{ud}|^2$ rappresenta la probabilità che un quark u si trasformi in un quark d tramite interazione debole. Poiché V_{CKM} è una matrice 3×3 complessa unitaria, può essere parametrizzata tramite tre angoli di mixing $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ (analoghi all'angolo di Cabibbo) e una fase complessa δ_{13} , responsabile della violazione di CP nel settore dei quark. I valori numerici degli elementi della matrice CKM vengono determinati sperimentalmente a partire da processi deboli specifici, come i decadimenti dei mesoni K , D e B . La matrice, aggiornata e riportata nel *Particle Data Group* [4], risulta essere:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97435 \pm 0.00016 & 0.22501 \pm 0.00068 & 0.003732^{+0.000090}_{-0.000085} \\ 0.22487 \pm 0.00068 & 0.97349 \pm 0.00016 & 0.04183^{+0.00079}_{-0.00069} \\ 0.00858^{+0.00019}_{-0.00017} & 0.04111^{+0.00077}_{-0.00068} & 0.999118^{+0.000029}_{-0.000034} \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Da questa gerarchia di valori si osserva chiaramente che le transizioni con probabilità maggiore avvengono tra quark della stessa generazione, mentre quelle tra generazioni diverse sono via via più sopresse. In particolare, maggiore è la “distanza” tra le generazioni dei quark coinvolti, più piccolo è l'elemento corrispondente della matrice. Infine, la presenza della fase complessa nella matrice CKM introduce naturalmente la possibilità di violazione di simmetria CP, senza dover postulare nuove interazioni fondamentali, rappresentando un ingrediente essenziale del Modello Standard.

1.3 Decadimenti deboli del quark *charm*

I mesoni contenenti un quark charm (c) decadono principalmente tramite l'interazione debole. Come già detto, nel Modello Standard si distinguono due grandi categorie: i

decadimenti mediati da correnti cariche (con scambio di bosoni W^\pm) e quelli mediati da correnti neutre (con scambio di Z^0). I primi sono generalmente molto più probabili, mentre i secondi, in particolare quelli con cambiamento di sapore (*flavour changing neutral currents*, FCNC), sono soppressi e possono avvenire solo tramite diagrammi contenenti loop. Tra i decadimenti del charm vi sono quelli rari del tipo:

$$D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-, \quad (1.7)$$

dove h è un pione o un kaone. La coppia di elettroni può originare da uno stato risonante intermedio (ρ, ω, ϕ): in tal caso i decadimenti sono detti di tipo *long-distance* e costituiscono la parte dominante del tasso di decadimento per processi del tipo $D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-$. I contributi *short-distance*, legati a loop con bosoni pesanti, sono invece molto più piccoli nel settore del charm (rispetto ad esempio a quelli del quark b), a causa della quasi perfetta cancellazione dovuta al meccanismo GIM (Fig. 1.6).

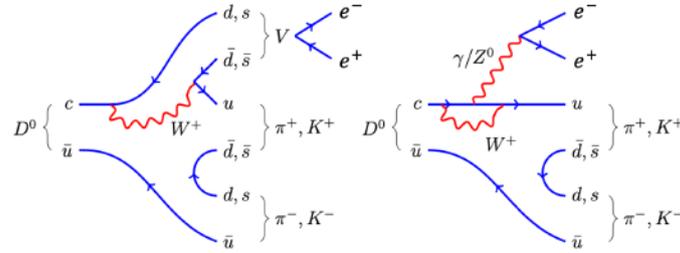


Figura 1.6: Diagrammi di Feynman per i processi $D^0 \rightarrow K^- K^+ e^+ e^-$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ e^+ e^-$. A sinistra è raffigurato il diagramma per un decadimento *long-distance*, mentre a destra quello per un decadimento *short-distance* che coinvolge transizioni elettrodeboli (mediate da un fotone γ o da un bosone Z^0).

1.3.1 Il canale di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$

Un ruolo cruciale in questo contesto è svolto dal decadimento:

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^- \quad (1.8)$$

la cui topologia è mostrata in Fig. 1.7. Esso è così importante poiché può essere utilizzato come canale di normalizzazione per la misura della probabilità di decadimento di altri canali rari. La ragione è che questo canale è Cabibbo-favorito: il quark c decade in un quark s emettendo un W^+ , seguito dal decadimento $W^+ \rightarrow u\bar{d}$, che genera il pione. Questa transizione è proporzionale al fattore V_{cs} della matrice CKM, che ha un valore molto vicino a 1, e quindi è poco soppressa. Al contrario, nei canali:

$$D^0 \rightarrow K^- K^+ e^+ e^- \quad \text{e} \quad D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ e^+ e^- \quad (1.9)$$

il decadimento coinvolge transizioni proporzionali a V_{cd} o V_{us} , che sono ridotte rispetto a V_{cs} , rendendo i processi Cabibbo-soppressi (Fig. 1.6). Ciò significa che i loro tassi di decadimento sono naturalmente molto più piccoli. Per questo il canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$ viene scelto come riferimento: ha una cinematica simile agli altri decadimenti ma è molto più abbondante, quindi sperimentalmente accessibile con buona precisione, e ciò permette di ridurre le incertezze sistematiche quando si confrontano i *branching ratio* dei decadimenti più rari con esso.

Un aspetto rilevante è che questo decadimento non viene osservato partendo direttamente da un mesone D^0 isolato, bensì da uno stato eccitato D^{*+} che decade quasi istantaneamente in una coppia $D^0 \pi_{\text{soft}}^+$. Questo decadimento viene utilizzato in quanto è possibile ridurre di molto il fondo combinatorio richiedendo che la massa ricostruita del D^{*+} sia vicina al valore riportato nel *Particle Data Group* [5]. Successivamente il D^0 decade nel canale a quattro corpi $K^- \pi^+ e^+ e^-$. La coppia di elettroni è spesso prodotta attraverso una risonanza intermedia, come ρ , ω o ϕ , che a sua volta decade in $e^+ e^-$.

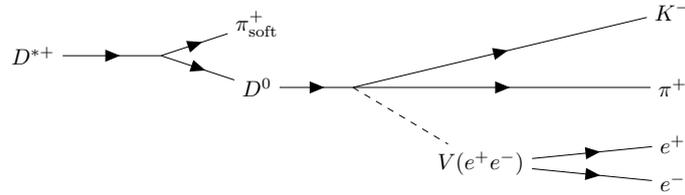


Figura 1.7: Diagramma a blocchi del decadimento analizzato: il mesone D^{*+} decade in un pione lento π_{slow}^+ e un D^0 . Quest'ultimo a sua volta decade in $K^- \pi^+$ e una risonanza V , che si trasforma in una coppia elettrone-positrone ($e^+ e^-$).

Dal punto di vista sperimentale, un'ulteriore complicazione è rappresentata dal *bremsstrahlung*⁵: gli elettroni, a causa della loro massa molto piccola, sono fortemente soggetti all'emissione di fotoni quando attraversano il materiale del rivelatore. Questo fenomeno porta a una perdita dell'energia misurata e quindi a una distorsione delle distribuzioni di massa invariante, soprattutto sul lato a bassa massa. Nelle analisi è quindi necessario implementare strategie specifiche per correggere o mitigare gli effetti del *bremsstrahlung*, poiché influisce direttamente sulla ricostruzione accurata del segnale.

⁵Il termine *bremsstrahlung*, di origine tedesca e traducibile come “radiazione di frenamento”, indica l'emissione di radiazione elettromagnetica da parte di una particella carica soggetta ad accelerazione o deflessione. Nel caso degli elettroni prodotti nei decadimenti del c , il passaggio attraverso lo strato di materiale del rivelatore provoca continue deviazioni della traiettoria, che si traducono in emissione di fotoni e conseguente riduzione dell'energia ricostruita.

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

2.1 Il *Large Hadron Collider*

Il *Large Hadron Collider* (LHC) è l'acceleratore di particelle più grande e potente mondo, situato presso il più importante laboratorio di fisica delle particelle al mondo, il CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) [6]. Si tratta di un sincrotrone circolare a doppio anello lungo 26.7 km, installato in un tunnel sotterraneo a circa 100 m di profondità, al confine tra Francia e Svizzera, nei pressi di Ginevra. Esso è entrato in funzione per la prima volta nel 2009 ed è stato progettato per esplorare la fisica delle particelle tramite collisioni di protoni e ioni pesanti (come il piombo). L'acceleratore è in grado di far collidere fasci di protoni con un'energia nel centro di massa superiore a 13 TeV, con una luminosità istantanea dell'ordine di $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. I protoni viaggiano all'interno del *collider* raggruppati in pacchetti (*bunches*) da circa 10^{11} particelle ciascuno. Nel tunnel circolano in totale circa 2500 pacchetti in versi opposti, che vengono poi fatti scontrare ad una frequenza massima di 40 MHz.

Per raggiungere tali energie è necessaria una catena di pre-acceleratori, che accelera i protoni fino ad un'energia pari a 450 GeV, prima dell'iniezione nell'anello principale. Qui l'energia viene ulteriormente aumentata fino a 6.8 TeV grazie a cavità a radiofrequenza che generano campi elettrici oscillanti in grado di trasferire energia ai protoni ad ogni passaggio. Tuttavia, per mantenere le particelle sulla traiettoria circolare, è richiesto un campo magnetico molto intenso, pari a 8.5 T, che le faccia deviare opportunamente. Per questo LHC è dotato di 1232 magneti dipolari lunghi 15 m. Inoltre, per focalizzare i fasci e garantirne l'incrocio nei punti di interazione, sono installati complessivamente 392 magneti quadripolari. Le collisioni avvengono in 4 punti d'interazione situati lungo la circonferenza, in corrispondenza dei 4 esperimenti principali di LHC:

- ALICE: progettato per studiare, attraverso le collisioni ad alta energia di ioni pesanti, il plasma di quark e gluoni, uno stato della materia estremo che si pensa possa essere esistito solo nei primissimi istanti dopo il Big Bang.

- ATLAS e CMS: esperimenti *general purpose* concepiti per investigare le interazioni fondamentali alle alte energie, verificare le previsioni del Modello Standard, scoprire e caratterizzare il Bosone di Higgs, e ricercare anche segnali di fisica oltre il Modello Standard (BSM).
- LHCb: specializzato in fisica del sapore e progettato per studiare la violazione di CP nei settori del *charm* e *bottom*, attraverso i decadimenti dei mesoni *D* e *B*.

In Fig. 2.1 è mostrata una rappresentazione schematica di LHC con indicati i quattro principali esperimenti.

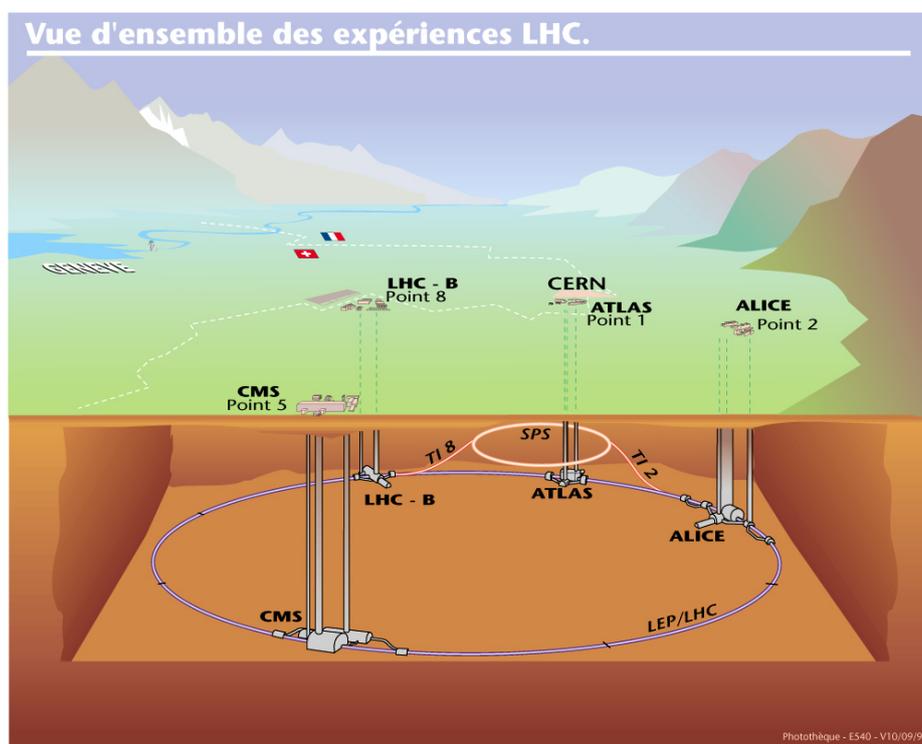


Figura 2.1: Rappresentazione schematica di LHC con indicati i 4 principali esperimenti e la loro posizione lungo la circonferenza del ciclotrone.

2.2 Il rivelatore LHCb

L'esperimento LHCb è dedicato allo studio della fisica dei quark *charm* e *bottom*, e ha l'obiettivo di cercare segnali di Nuova Fisica (BSM) tramite misure ad alta precisione di osservabili correlate alla violazione di CP e di decadimenti rari di adroni contenenti quark *c* e *b* [7]. L'esperimento LHCb ha raccolto dati fino al 2018 durante due periodi

di presa dati: Run 1 (2010–2012) e Run 2 (2015–2018), operando con una luminosità istantanea di $\mathcal{L} = 4 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Nonostante la dimensione dei campioni raccolti, la precisione su molte osservabili chiave rimaneva limitata statisticamente; per questo motivo è stato progettato un upgrade dell’esperimento [8]. Dopo l’upgrade I, il rivelatore LHCb ha iniziato a prendere dati nel Run 3, a partire da luglio 2022, con una luminosità istantanea nominale di $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La descrizione del rivelatore che segue si basa sul suo stato aggiornato dopo l’upgrade I.

Il rivelatore LHCb è costituito da uno spettrometro a singolo braccio rivolto in avanti rispetto al punto di interazione, capace di coprire una regione angolare di circa 15–300 mrad sul piano di deflessione ($x - z$) e 10–250 mrad sul piano ($y - z$)¹. Questo design asimmetrico è ideale per rivelare e misurare quark pesanti: infatti, le coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ sono preferenzialmente prodotte lungo la direzione del fascio, quindi un apparato con apertura angolare ridotta riesce comunque a catturare la maggior parte delle particelle generate. Inoltre, le particelle prodotte presentano un elevato boost lorentziano lungo la direzione di volo, il che consente loro di percorrere distanze maggiori rispetto ad altre particelle. Questo fattore è fondamentale per ottenere una risoluzione molto buona sui tempi di decadimento e facilita la distinzione tra le particelle prodotte direttamente nelle collisioni tra protoni (primarie) e quelle provenienti da decadimenti di altre particelle (secondarie). Il rivelatore, la cui vista laterale è riportata in Fig. 2.2, è formato da numerosi sotto-apparati in grado di ricavare informazioni sull’identità, la traiettoria, l’impulso e l’energia delle particelle prodotte, distinguendo ognuna di esse dalle altre centinaia generate nel punto di interazione. Nel resto del capitolo verranno descritti i diversi sottosistemi che compongono il rivelatore LHCb.

¹ x, y, z sono gli assi di un sistema di coordinate cartesiane destrorso, con z parallelo alla linea di collisione dei fasci e y orientato verso l’alto.

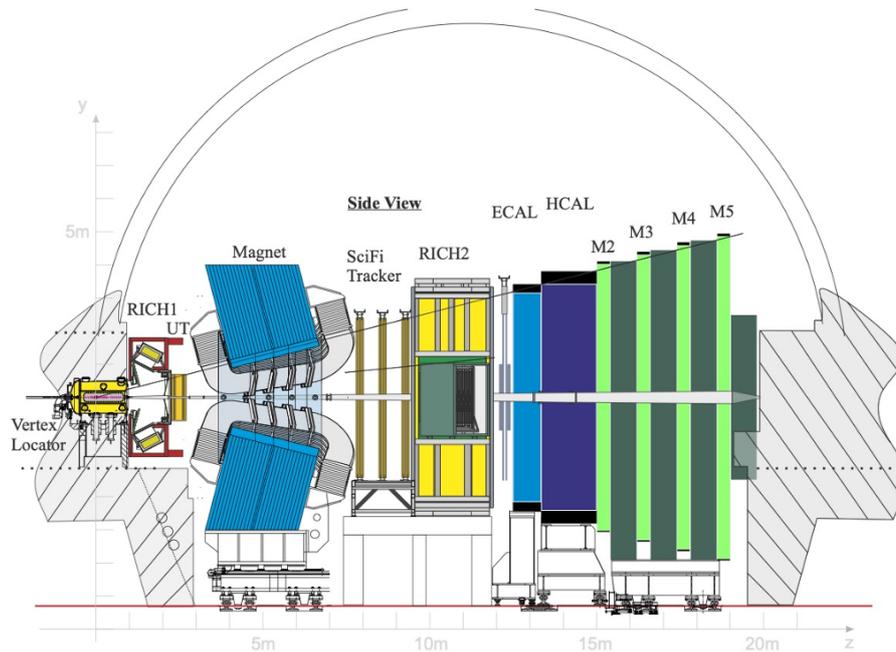


Figura 2.2: Visione laterale (sul piano $y - z$) del rivelatore LHCb dopo l'upgrade I. Sono evidenziati i principali sotto-rivelatori che vanno a comporre l'intero apparato.

2.3 Tracciamento e ricostruzione dei vertici

Il sistema di tracciamento, rinnovato nel 2022 in modo da operare alla frequenza di *read-out* di 40 MHz, si suddivide in 3 componenti:

- il localizzatore di vertice (*Vertex Locator*, VELO): una serie di piani di pixel in silicio che ha il ruolo di determinare la posizione dei vertici d'interazione e di decadimento;
- le stazioni traccianti: servono per la ricostruzione delle traiettorie delle particelle, e comprendono il tracciatore a monte (*Upstream Tracker*, UT), posizionato prima del magnete, e i tre tracciatori a fibre scintillanti (*SciFi trackers*), posti dopo il magnete.
- il magnete: fondamentale per la misura dell'impulso delle particelle cariche, poiché la loro curvatura nel campo magnetico permette di ricavarne la quantità di moto;

2.3.1 VELO

Il localizzatore di vertici (VELO) è il sotto-rivelatore più vicino al punto di interazione e circonda completamente la regione in cui i due fasci collidono. La sua funzione principale è misurare con estrema precisione la posizione dei vertici primari (dove vengono prodotte le coppie di quark pesanti $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$) e dei vertici secondari, ossia i punti di decadimento dei mesoni B e D [9]. Le tracce ricostruite dal VELO costituiscono un'informazione di partenza essenziale sia per la ricostruzione delle altre tracce nel rivelatore sia per gli algoritmi di selezione degli eventi, contribuendo in modo determinante alla sensibilità dell'esperimento. Il VELO (Fig. 2.3) è composto da due metà mobili, le quali durante l'iniezione dei fasci restano a circa 6 cm di distanza per proteggere le parti sensibili, e che vengono poi avvicinate fino a pochi millimetri dal punto di interazione una volta che le condizioni dell'acceleratore sono state stabilizzate. Ogni metà contiene 26 moduli a pixel di silicio, per un totale di 52 moduli, una configurazione che garantisce una granularità molto fine e quindi un'eccellente risoluzione spaziale. I sensori a pixel funzionano mediante la creazione di coppie elettrone-lacuna nel silicio: quando una particella attraversa il sensore, un campo elettrico interno separa le cariche, generando una corrente rilevabile in ciascun pixel, che permette di identificare con precisione la posizione della traccia nel piano (x, y) . Combinando poi le informazioni raccolte dai vari moduli, è possibile ricostruire in 3D le traiettorie delle particelle provenienti dal punto di interazione. Questo rende il VELO uno strumento fondamentale per identificare le tracce provenienti dai decadimenti di adroni contenenti quark pesanti, che tipicamente si distinguono per grandi parametri di impatto rispetto al vertice primario. Grazie alle ottimizzazioni introdotte nel nuovo design, come la riduzione del materiale attraversato, la distanza minima tra l'area sensibile e il punto di interazione, e un maggior braccio di leva tra i punti di misura, l'efficienza di rivelazione del VELO supera il 99%. L'unico svantaggio del nuovo design è la forte esposizione a livelli di radiazione molto elevati e non uniformi durante il periodo di presa dati.

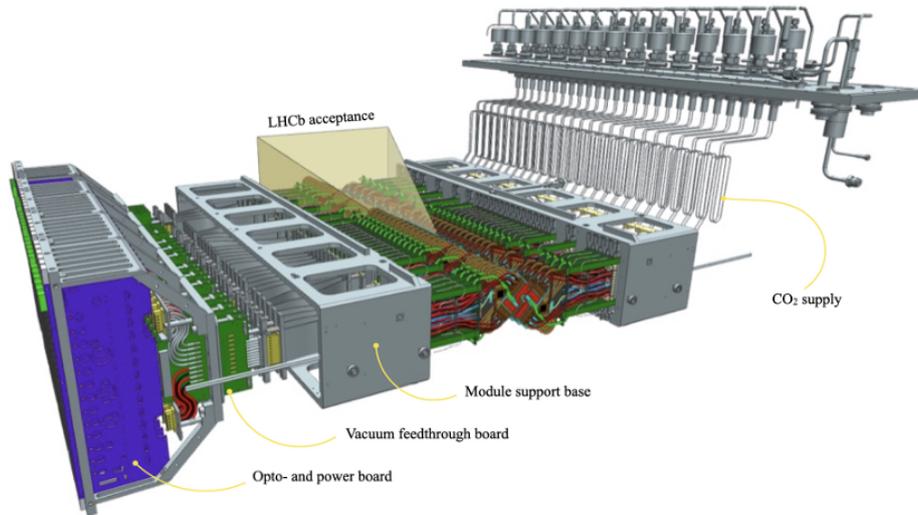


Figura 2.3: Rappresentazione schematica del VELO: si vedono le due metà con i moduli montati sui supporti e l'accettazione di LHCb evidenziata come una piramide trasparente. Sono inoltre visibili i sistemi di cablaggio e di raffreddamento necessari per il funzionamento del rivelatore.

2.3.2 Stazioni traccianti

L'*Upstream Tracker* (UT) è il nuovo sottorivelatore a strip di silicio posto tra il rivelatore RICH1 (descritto in Sez. 2.4.1) e il magnete. Viene utilizzato per il tracciamento delle particelle cariche ed è un componente essenziale per il primo algoritmo di elaborazione dati nel sistema di trigger. Infatti, i segnali dell'UT, combinati con le tracce del VELO, permettono una prima determinazione della quantità di moto con precisione moderata ($\sim 15\%$) e forniscono misure utili per particelle a vita lunga che decadono dopo il VELO. Inoltre, le tracce con momento trasverso $p_T > 0.2$ GeV vengono processate per stimare momento e carica, velocizzando il confronto con i risultati dell'altro tracciatore SciFi. Per raggiungere questi obiettivi, l'UT è composto da quattro piani di sensori al silicio (Fig 2.4), organizzati in modo che a due a due abbiano uno strato con strip verticali (per misurare la coordinata lungo x) e uno strato con strip inclinate (per misurare sia x che y). Infatti nei piani centrali le strip inclinate sono ruotate di $\pm 5^\circ$ in direzioni opposte, garantendo la ricostruzione tridimensionale delle tracce e una copertura completa dell'area sensibile.

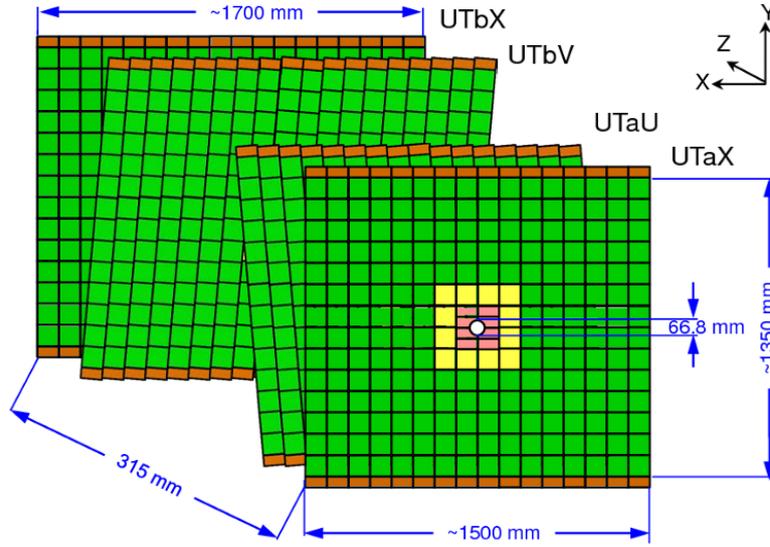


Figura 2.4: Organizzazione degli strati di sensori al silicio nel tracciatore posto prima del magnete, l'UT, a seguito dell'upgrade per il Run 3.

Il sistema di ricostruzione delle tracce si conclude con il tracciatore a fibre scintillanti posto dietro il magnete, detto *SciFi* (Fig. 2.5). Il suo ruolo è quello di misurare la deflessione della traiettoria causata dal campo magnetico e quindi di ricavare con precisione la quantità di moto finale, oltre che ridurre il numero di segnali falsi. Esso funziona secondo un principio leggermente diverso rispetto all'UT, pur presentando una struttura geometrica simile. Infatti il tracciatore SciFi, essendo costituito da fibre di materiale scintillante, rileva il passaggio delle particelle grazie alla luce emessa, che viene poi convertita in segnale elettrico dai fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), mentre l'UT legge direttamente la carica raccolta sui sensori al silicio. La geometria spaziale è tuttavia analoga: il tracciatore SciFi è composto da 12 piani di rilevamento, organizzati in 3 stazioni (T1, T2 e T3) con 4 strati, ciascuna in configurazione X-U-V-X, dove gli strati interni U e V hanno le fibre ruotate di $\pm 5^\circ$ in direzioni opposte per garantire una buona risoluzione bidimensionale, come nell'UT. Grazie all'uso di fibre a doppio rivestimento e alla lettura dei segnali luminosi con SiPM, il tracciatore fornisce una risoluzione della posizione migliore di $70 \mu\text{m}$ nel piano di deflessione magnetica e un'efficienza di ricostruzione dei singoli hit superiore al 99%.

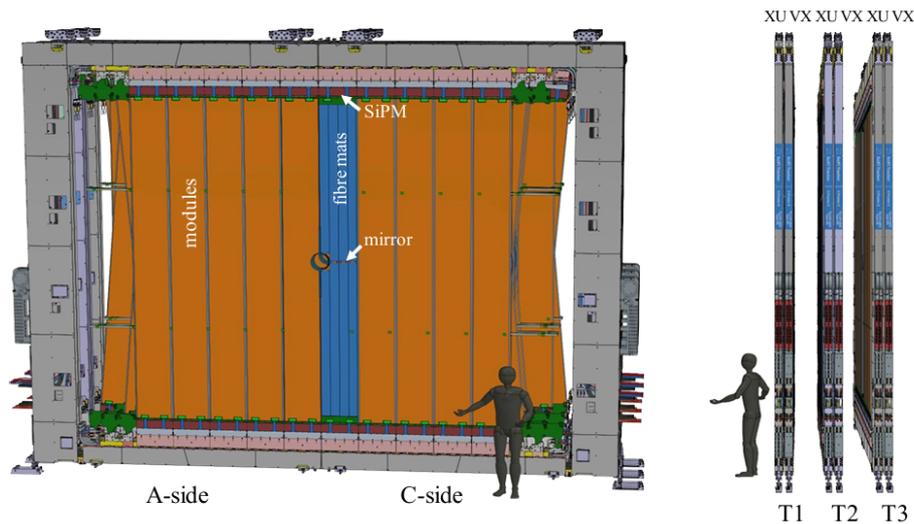


Figura 2.5: Visione frontale e laterale di un modello 3D del tracciatore SciFi.

2.3.3 Magnete

Il magnete dipolare di LHCb è l'unico componente che non ha subito modifiche in vista del Run 3, mantenendo la stessa configurazione utilizzata nei periodi di presa dati precedenti. È collocato a circa 5 m dal punto di interazione ed è composto da due bobine trapezoidali in alluminio, ciascuna dal peso di circa 27 tonnellate, piegate alle estremità di 45° (Fig. 2.6). Ogni bobina è costituita da 10 strati avvolti da quasi 3 km di cavi di alluminio. Il magnete produce un campo magnetico con intensità massima di circa 1 T e un campo integrato lungo la sua lunghezza pari a 4 Tm. La curvatura delle tracce delle particelle cariche immerse in questo campo consente di misurarne l'impulso con buona precisione: la risoluzione relativa $\delta p/p$ è tipicamente pari allo 0.5% per impulsi inferiori a 20 GeV/c, e dello 0.8% per impulsi attorno ai 100 GeV/c.

A causa di non uniformità del campo e delle diverse interazioni che particelle e antiparticelle hanno con il materiale del rivelatore, esiste un'asimmetria di rivelazione tra cariche positive e negative. Per ridurre al minimo gli effetti sistematici associati a tale asimmetria, la polarità del magnete viene invertita più volte durante la presa dati. Questo è reso possibile dal fatto che si tratta di un magnete convenzionale a resistività, e non superconduttivo, caratteristica che consente una gestione più flessibile dell'alimentazione.

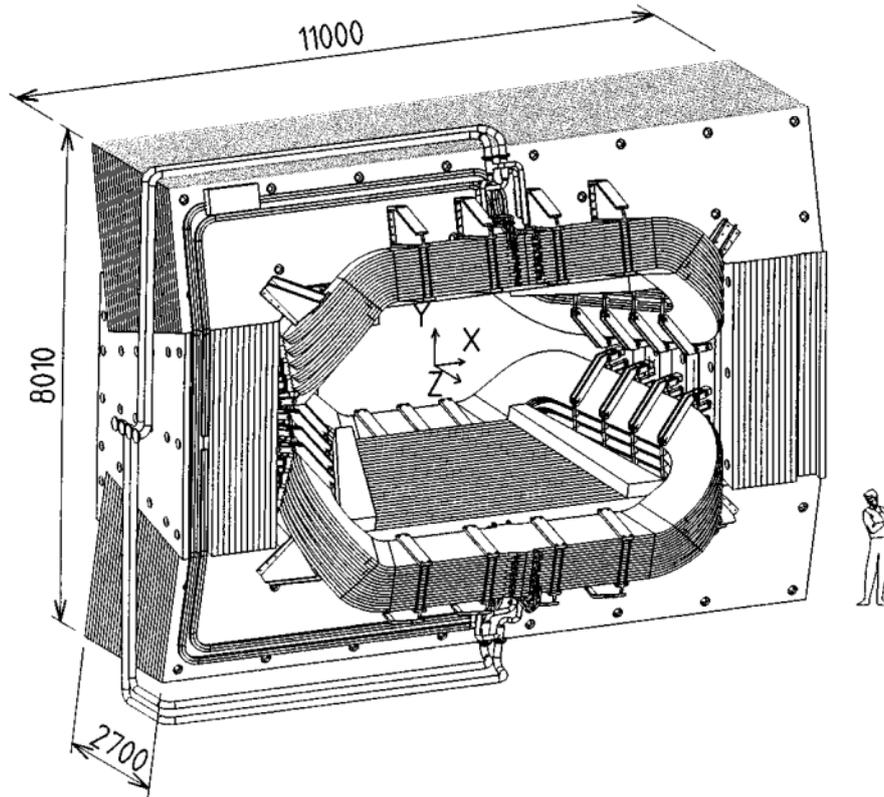


Figura 2.6: Visione in prospettiva del magnete di LHCb. Le lunghezze sono espresse in mm.

2.4 Identificazione di particelle

Oltre a ricostruire le tracce e i vertici di interazione, un apparato rivelatore in fisica delle particelle deve anche permettere l'identificazione del tipo di particella che ha percorso una certa traiettoria. Per farlo non basta misurare impulso e carica: è necessario determinare anche altre grandezze cinematiche, come la velocità e l'energia, in modo da risalire alla massa e quindi alla natura della particella. Nel caso di LHCb questo compito è affidato a una serie di sotto-rivelatori dedicati al *particle identification* (PID), che comprendono:

- i rivelatori di luce Cherenkov, che misurano la velocità delle particelle cariche attraverso l'emissione di radiazione Cherenkov in opportuni materiali trasparenti;
- i calorimetri, che consentono di misurare l'energia delle particelle elettromagnetiche e adroniche, contribuendo alla distinzione tra leptoni, fotoni e adroni;

- le camere a muoni, che permettono di identificare i muoni grazie alla loro capacità di attraversare grandi spessori di materiale, dove invece altre particelle vengono assorbite.

2.4.1 Rivelatori Cherenkov

I rivelatori a immagine di anello Cherenkov, solitamente indicati come RICH (*Ring Imaging CHerenkov*), sono componenti fondamentali di LHCb per distinguere tra loro pioni, kaoni e protoni, particelle che altrimenti risulterebbero difficili da separare anche conoscendo solo impulso e carica. Il loro funzionamento si basa sulla rivelazione della radiazione Cherenkov, un fenomeno che può essere paragonato al “boom sonico”, ma per la luce. Quando un aereo supera la velocità del suono nell’aria genera un’onda d’urto; in modo analogo, una particella carica che attraversa un mezzo con velocità superiore a quella della luce in quel mezzo (che è pari a c/n , con n indice di rifrazione del mezzo) emette radiazione elettromagnetica. Questa luce non è emessa in tutte le direzioni, ma è concentrata lungo la superficie di un cono, con angolo di apertura θ determinato dalla relazione:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.1)$$

dove $\beta = \frac{v}{c}$. La condizione per l’emissione è quindi

$$\beta > \frac{1}{n}. \quad (2.2)$$

A partire dall’angolo di emissione della radiazione Cherenkov è quindi possibile ricavare la velocità della particella. Combinando questa informazione con la misura dell’impulso e dell’energia (fornita dai tracciatori e dai calorimetri), si ottiene la massa della particella e, di conseguenza, la sua identificazione. In questo modo è possibile distinguere in modo efficace tra pioni, kaoni e protoni, come mostrato in Fig. 2.7.

L’esperimento LHCb è equipaggiato con due rivelatori RICH, illustrati in Fig. 2.8:

- RICH1: è situato a monte del magnete dipolare, utilizza come radiatore gassoso il C_4F_{10} , con indice di rifrazione $n = 1.0014$ per una lunghezza d’onda $\lambda = 400$ nm a STP (Temperatura e Pressione Standard). Fornisce identificazione di particelle nell’intervallo di momento tra 2.6 e 60 GeV/c.
- RICH2: è posto a valle del magnete dipolare, impiega come radiatore gassoso il CF_4 con indice di rifrazione $n = 1.0005$ per $\lambda = 400$ nm a STP. È progettato per discriminare le particelle con momento compreso tra 15 e 100 GeV/c.

In entrambi i rivelatori, i fotoni Cherenkov prodotti vengono riflessi da un sistema di specchi e focalizzati sui piani rivelatori, dove formano la caratteristica immagine ad anello da cui prende il nome la tecnologia RICH.

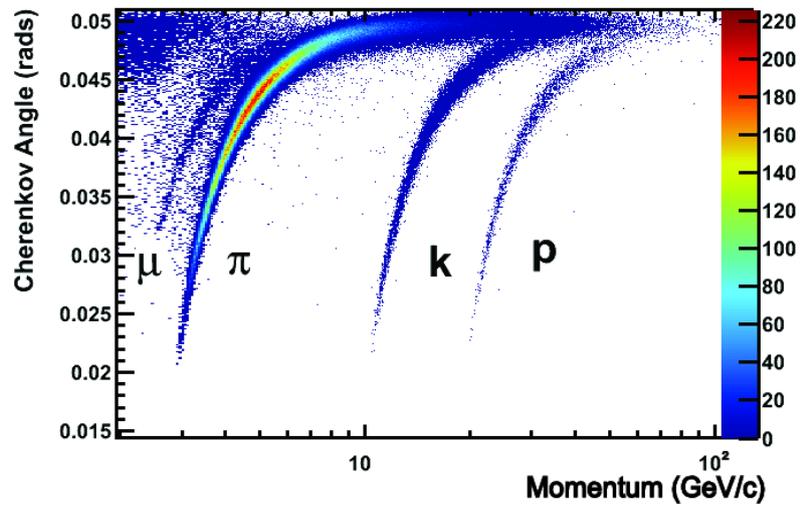


Figura 2.7: Distribuzione dell'angolo Cherenkov in funzione del momento per diverse specie di particelle cariche (μ, π, K, p). La separazione tra le curve mostra come la misura dell'angolo consenta di distinguere particelle con stessa carica e impulso ma massa diversa.

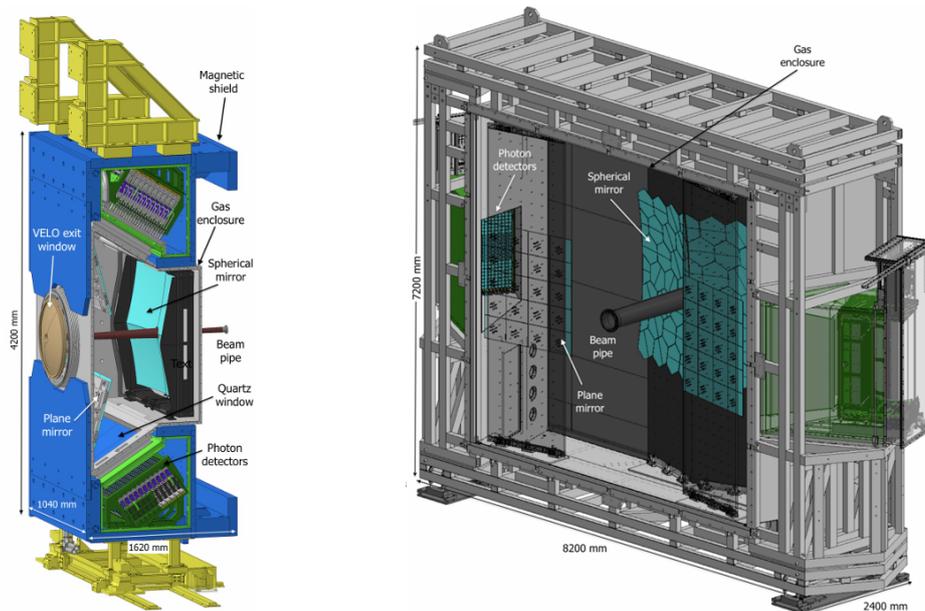


Figura 2.8: Rappresentazione schematica dei due rivelatori di luce Cherenkov di LHCb: RICH1 a sinistra e RICH2 a destra.

2.4.2 Calorimetri

I calorimetri vengono utilizzati per misurare l'energia delle particelle prodotte nelle collisioni e svolgono quindi un ruolo cruciale nell'identificazione di elettroni, fotoni e adroni, oltre a fornire informazioni sulla loro posizione. Il sistema di calorimetri di LHCb comprende due sotto-rivelatori principali: il calorimetro elettromagnetico (ECAL) e quello adronico (HCAL). Entrambi sono calorimetri a campionamento, costituiti da strati alternati di materiale assorbente (ad esempio piombo o ferro) e di materiale attivo (placche scintillanti). Il principio di funzionamento di un calorimetro è il seguente: quando una particella penetra nel calorimetro, interagisce con il materiale assorbente e dà origine a una cascata di particelle secondarie: uno sciame (o *shower*) elettromagnetico nel caso di elettroni e fotoni, oppure uno sciame adronico nel caso di adroni. Le particelle prodotte nello sciame attraversano le placche scintillatrici, dove eccitano le molecole del materiale che, tornando allo stato fondamentale, emettono fotoni nella regione dell'ultravioletto o del visibile. Questi fotoni vengono raccolti e convertiti in segnali elettrici da dei fotomoltiplicatori. L'ampiezza del segnale prodotto è proporzionale all'energia totale depositata nello *shower*, che a sua volta è correlata all'energia iniziale della particella incidente. In questo modo, è possibile stimarne l'energia con buona precisione e distinguerne la natura grazie alla diversa risposta dei calorimetri ai vari tipi di particelle.

Un aspetto fondamentale riguarda la differenza tra gli sciami elettromagnetici e quelli adronici. Gli sciami elettromagnetici si sviluppano attraverso una sequenza regolare di processi elementari: un fotone di alta energia si può convertire in una coppia e^+e^- , poi gli elettroni e positroni prodotti possono emettere fotoni di bremsstrahlung, che a loro volta possono generare nuove coppie e^+e^- e così via. Questa cascata prosegue finché l'energia media delle particelle scende sotto la soglia critica del materiale. La scala caratteristica di sviluppo è la lunghezza di radiazione X_0 , che rappresenta lo spessore medio di materiale in cui un elettrone perde circa $\frac{1}{e}$ della propria energia per bremsstrahlung. La profondità massima dello sciame cresce come $\ln E_i$ dove E_i è l'energia iniziale della particella incidente, e risulta quindi relativamente contenuta. Per questo motivo i calorimetri elettromagnetici sono in genere più sottili degli adronici. Gli sciami adronici, invece, sono molto più complessi. Essi si originano da interazioni forti tra gli adroni incidenti (ad esempio un pione) e i nuclei del materiale assorbente, e si sviluppano su una scala più grande: la lunghezza di interazione adronica λ è molto maggiore di X_0 . Inoltre, negli sciami adronici una frazione significativa dell'energia può essere trasferita anche a processi elettromagnetici (per esempio tramite la produzione di $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, che dà origine a sotto-sciami elettromagnetici). Questo porta a una struttura irregolare e variabile: a differenza degli sciami elettromagnetici, che risultano abbastanza uniformi tra un evento e l'altro, gli sciami adronici mostrano fluttuazioni notevoli e una composizione mista di contributi elettromagnetici e adronici (Fig. 2.9).

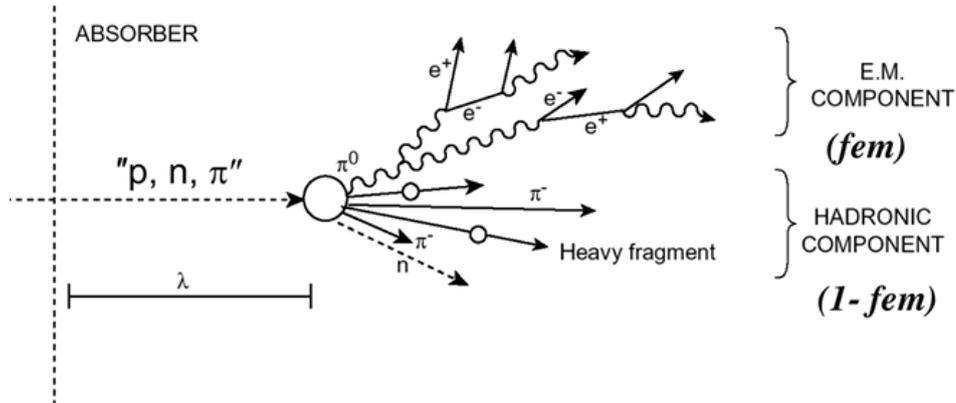


Figura 2.9: Rappresentazione schematica di uno sciame adronico. La lunghezza d'interazione λ indica la distanza media percorsa da un adrone prima della sua interazione; per semplicità, lo sciame è suddiviso nelle due frazioni principali, elettromagnetica e adronica.

Questa differenza è alla base della distinzione tra ECAL e HCAL nel rivelatore LHCb:

- L'ECAL è progettato per identificare elettroni, positroni e fotoni, contenendo interamente i loro sciami elettromagnetici. Per garantire la completa raccolta dell'energia, il suo spessore corrisponde a circa 25 lunghezze di radiazione. È suddiviso lateralmente in tre regioni concentriche di diversa granularità, con celle più piccole vicino al fascio, dove il flusso di particelle è maggiore (Fig. 2.10). Le celle dell'ECAL hanno una struttura con strati alternati di piombo (assorbitore) e scintillatore plastico, attraversati da fibre ottiche che trasportano la luce ai fotomoltiplicatori.
- L'HCAL, invece, deve contenere sciami molto più estesi: per questo il suo spessore corrisponde a circa 5.6 lunghezze di interazione adronica. Si tratta di un calorimetro a campionamento a piastrelle, realizzato con strati alternati di ferro e scintillatore plastico, orientati parallelamente all'asse del fascio. È suddiviso in due regioni di diversa granularità (meno fine rispetto all'ECAL, data la natura più diffusa degli sciami adronici) le cui specifiche sono esposte in Fig. 2.10.

In questo modo, la combinazione di ECAL e HCAL permette a LHCb di misurare con buona precisione l'energia delle particelle e di distinguerne la natura, un aspetto cruciale per l'identificazione di adroni, elettroni e fotoni.

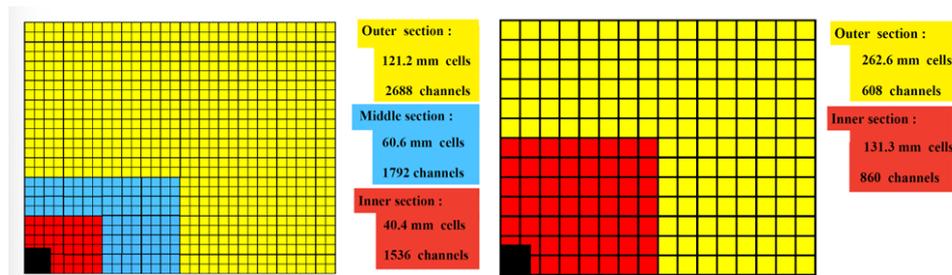


Figura 2.10: Schema della segmentazione di uno strato dei calorimetri: a sinistra di ECAL mentre a destra di HCAL.

2.4.3 Camere a muoni

Il sistema a muoni di LHCb è l'ultimo sotto-rivelatore lungo la linea del fascio ed è progettato per identificare in maniera efficiente i muoni. La loro identificazione è cruciale perché i muoni, a differenza di molte altre particelle, sono debolmente interagenti con la materia e riescono a penetrare grandi spessori di materiale senza essere assorbiti. Per questo motivo, il sistema a muoni è collocato dietro i calorimetri, in modo che la maggior parte delle particelle venga fermata prima di raggiungerlo. Il sistema a muoni di LHCb, dopo l'Upgrade I, è costituito da quattro stazioni (M2–M5)² posizionate a valle dei calorimetri (Fig. 2.11) e comprendenti in totale 1104 camere proporzionali a multifili (MWPC). Le MWPC sono rivelatori a gas: quando una particella carica attraversa il volume attivo, ionizza il gas e gli elettroni prodotti vengono moltiplicati per effetto valanga in prossimità dei fili anodici, generando un segnale elettrico leggibile. Le stazioni sono separate da assorbitori in ferro spessi 80 cm, che hanno il compito di filtrare le particelle a bassa energia, lasciando passare principalmente i muoni. Ciascuna stazione è suddivisa in quattro regioni concentriche (R1–R4) con granularità crescente verso il centro, come mostrato in Fig. 2.12, così da ottimizzare la copertura e mantenere alta la risoluzione vicino al fascio. Con l'Upgrade I è stata inoltre introdotta una nuova elettronica di lettura completamente digitale, capace di operare alla frequenza del *bunch crossing* di 40 MHz richiesta dal trigger software. Le prestazioni attese del sistema aggiornato garantiscono un'efficienza di identificazione dei muoni superiore al 95% nell'intero intervallo cinematico di interesse, con una probabilità di misidentificazione (adroni ricostruiti come muoni) mantenuta al di sotto dell'1%.

²La stazione M1, situata a monte dei calorimetri nella configurazione originaria, è stata rimossa, poiché era utilizzata nel trigger hardware di livello L0, non più presente nel sistema aggiornato.

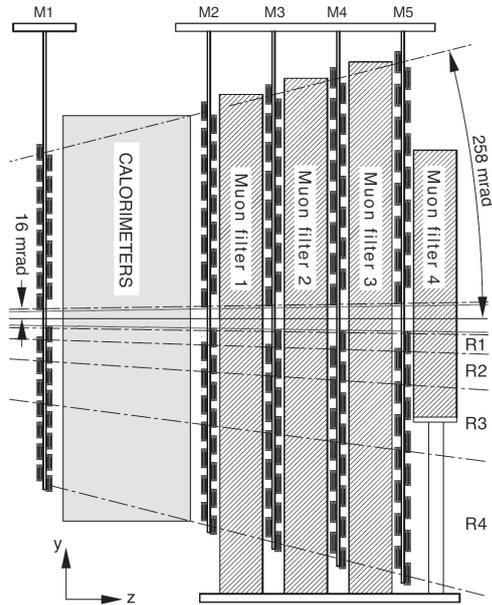


Figura 2.11: Configurazione delle stazioni per muoni prima dell'upgrade I di LHCb. Nel nuovo sistema è stata rimossa la stazione M1, posta prima dei calorimetri.

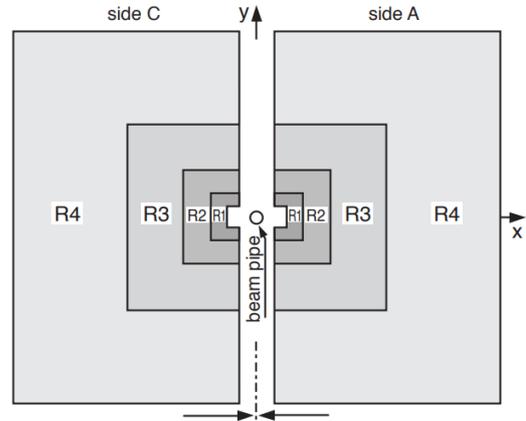


Figura 2.12: Struttura interna di una stazione per muoni con le quattro regioni (R1-R4) a granularità differente (un colore più scuro indica maggiore risoluzione).

2.5 Sistema di Trigger

Una volta descritti i sotto-rivelatori di LHCb e il loro funzionamento, è necessario introdurre il sistema di acquisizione dati e di trigger, che svolge un ruolo fondamentale in ogni esperimento di fisica delle alte energie. Questo sistema consente infatti di gestire l'enorme quantità di informazioni prodotte, selezionando in tempo reale soltanto gli eventi più interessanti e utili per le successive analisi, così da renderne possibile l'immagazzinamento. Con l'Upgrade I di LHCb è stato rimosso il livello di trigger hardware (L0), sostituito da un sistema di selezione interamente software diviso in due livelli (HLT1 e HLT2).

2.5.1 High Level Trigger 1

Il primo livello di selezione è chiamato *High Level Trigger 1* (HLT1), ed ha il compito di ridurre la frequenza degli eventi da circa 30 MHz a 1 MHz [10]. La sequenza di base di HLT1 è schematizzata in Fig. 2.13. In primo luogo viene applicato un requisito noto come *Global Event Cut* (GEC), necessario per rimuovere eventi caratterizzati da un numero

estremamente elevato di tracce, che risultano troppo impegnativi da elaborare. Successivamente, all'interno di HLT1 vengono eseguiti diversi algoritmi per effettuare una prima ricostruzione dell'evento. In particolare, vengono misurati gli impulsi delle particelle con una precisione del percento, poi ciascuna particella viene associata al relativo vertice primario e se ne calcola il parametro d'impatto³ rispetto a tale vertice. Infine, si esegue un riconoscimento rapido per classificare la particella come muone o non-muone.

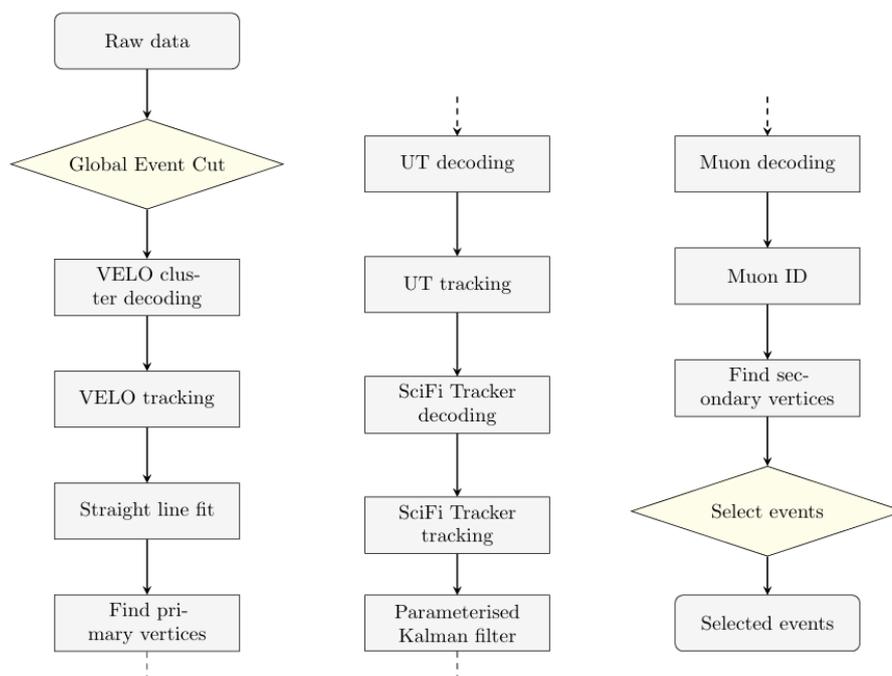


Figura 2.13: Schema della sequenza di ricostruzione implementata nel trigger HLT1 dopo l'Upgrade I di LHCb, dal filtraggio iniziale degli eventi (*Global Event Cut*) fino alla selezione finale degli eventi di interesse.

2.5.2 High Level Trigger 2

Dopo l'Upgrade I, il secondo livello di trigger, denominato High Level Trigger 2 (HLT2), ricopre un ruolo centrale nella strategia di selezione ed elaborazione dei dati di LHCb. A differenza di HLT1, che applica selezioni inclusive e riduce la frequenza degli eventi, HLT2 esegue una ricostruzione completa degli eventi con qualità paragonabile a quella dell'analisi offline, resa possibile dall'allineamento e dalla calibrazione effettuati in tempo

³Il parametro d'impatto (o *impact parameter*, IP) è definito come la minima distanza perpendicolare tra la traiettoria di una particella e il vertice d'interazione. Solitamente, un valore alto di IP indica che la particella proviene dal decadimento di una particella a vita media lunga (come un adrone contenente quark pesanti) e non direttamente dal vertice primario.

reale. Questa fase comprende diversi passaggi fondamentali: la ricostruzione delle tracce lasciate dalle particelle cariche nei rivelatori di tracciamento, il clustering dei depositi di energia nei calorimetri e l'identificazione delle particelle grazie alla combinazione delle informazioni provenienti da tutti i sottorivelatori. Il processo di selezione si basa su un insieme molto ampio di algoritmi dedicati (circa un migliaio), ciascuno ottimizzato per specifici stati finali o segnali fisici. In questo modo HLT2 non si limita a decidere se un evento debba essere mantenuto, ma stabilisce anche quali sue parti salvare su disco, riducendo al minimo lo spazio di memorizzazione necessario. Gli eventi selezionati vengono infine suddivisi in flussi logici, raggruppati in base alla categoria fisica di appartenenza (ad esempio *charm*, *bottom* o elettrodebole). Ciascun flusso conserva in modo coerente solo le informazioni essenziali per le relative analisi, rendendo l'architettura del sistema altamente flessibile e capace di adattarsi alle priorità scientifiche del Run 3 e degli anni successivi. L'intero sistema di acquisizione dati è riassunto in Fig. 2.14.

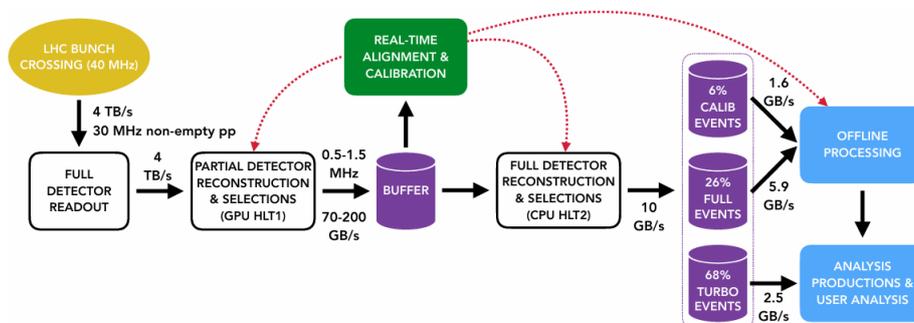


Figura 2.14: Schema del sistema di acquisizione dati e trigger di LHCb dopo l'Upgrade I. Dal readout completo del rivelatore (40 MHz), HLT1 riduce la frequenza di eventi a 0.5–1.5 MHz. Successivamente, HLT2 esegue una ricostruzione completa e applica le selezioni finali, suddividendo gli eventi in diversi flussi (Turbo, Full e Calib) per l'analisi offline.

Capitolo 3

Analisi del decadimento

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$$

3.1 Strategia di Analisi

L'obiettivo di questa analisi preliminare del decadimento raro a quattro corpi $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$ è quello di stimare il numero totale di eventi di segnale presenti nel campione di dati considerato. Questo canale rappresenta un decadimento rilevante nell'ambito di ricerca di Nuova Fisica per il suo ruolo di canale di normalizzazione nella determinazione del *branching ratio* (\mathcal{B}) dei decadimenti rari $D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-$ (con $h = \pi, K$). Infatti è possibile ricavare il *branching ratio* di questi modi di decadimento attraverso la seguente relazione [11]:

$$\frac{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-)}{\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ [e^+ e^-]_{\rho^0/\omega})} = \frac{N(D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-)}{N(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ [e^+ e^-]_{\rho^0/\omega})} \cdot \frac{\varepsilon(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ [e^+ e^-]_{\rho^0/\omega})}{\varepsilon(D^0 \rightarrow h^+ h^- e^+ e^-)} \quad (3.1)$$

dove N è il numero di eventi osservati e ε l'efficienza di ricostruzione del rivelatore LHCb. L'argomento principale trattato in questa tesi sarà la determinazione di $N(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ [e^+ e^-]_{\rho^0/\omega})$, dove il pedice ρ^0/ω indica che si selezionerà l'intervallo di massa invariante in cui la coppia $e^+ e^-$ viene dalla risonanza delle particelle ρ^0 e ω , per le quali il segnale è più facile vedere ed è anche più libero da fondi.

Per eseguire questa analisi sono stati utilizzati una parte dei dati che provengono da collisioni protone-protone (pp) registrate dall'esperimento LHCb durante il *Run 3* di LHC a fine 2024, denominati d'ora in poi "blocco 8". Le collisioni sono avvenute a un'energia nel centro di massa di $\sqrt{s} = 13.6$ TeV, tipica delle attuali condizioni operative di LHC.

Prima di trattare questi dati però, è stato svolto uno studio tramite il framework di analisi ROOT [12] su un campione di eventi di segnale simulati attraverso metodi Monte Carlo. Da essi si sono ricavate informazioni utili per caratterizzare la distribuzione

degli eventi di segnale e per definire i criteri di selezione più efficaci al fine di ridurre il contributo del fondo. Una volta terminata l'analisi dei dati simulati, per ottimizzare la selezione del segnale nei dati reali è stata svolta un'analisi multivariata basata su algoritmi di *Boosted Decision Trees* (BDT). Il lavoro si è poi concluso svolgendo un fit della distribuzione di massa invariante del mesone D^0 nei candidati selezionati, dal quale è stato estratto il numero totale di eventi di segnale osservati.

3.2 Selezione sulla componente di segnale dai dati simulati

Per studiare in dettaglio le caratteristiche cinematiche e geometriche del decadimento considerato, si è fatto inizialmente uso di campioni di eventi simulati. A partire da questi, si sono studiate le principali variabili discriminanti, utili per selezionare il decadimento preso in esame e per separare la componente di segnale dal fondo, tramite un'analisi *cut-based*.

3.2.1 Preselezione e *truth-matching*

Il primo taglio implementato riguarda la variabile DTF_DM^1 : essa è una variabile definita appositamente per rappresentare la differenza tra la massa del mesone D^{*+} e quella del D^0 relativi allo stesso evento. Il taglio viene effettuato selezionando eventi con $144 < \Delta m < 147 \text{ MeV}/c^2$. Questo intervallo include il valore atteso della differenza di massa tra i mesoni D^{*+} e D^0 misurata sperimentalmente, e consente di rimuovere una frazione significativa di fondo combinatorio: infatti, combinazioni sbagliate di particelle tendono a produrre valori di Δm distanti da quello fisico, generando così masse invarianti errate. L'effetto di questa selezione sul campione di dati simulati è illustrato in Fig. 3.1.

¹La specifica "DTF" sta per *Decay Tree Fitter*: esso è un algoritmo che prende in input le tracce ricostruite dei prodotti del decadimento e tramite un fit restituisce le principali variabili cinematiche (tra cui massa invariante, impulso, e altre) calcolate in maniera più precisa. Attraverso il fit, alcune caratteristiche dell'albero di decadimento sono state vincolate per soddisfare certe condizioni fisiche note (come la massa del D^0 o la posizione del vertice primario).

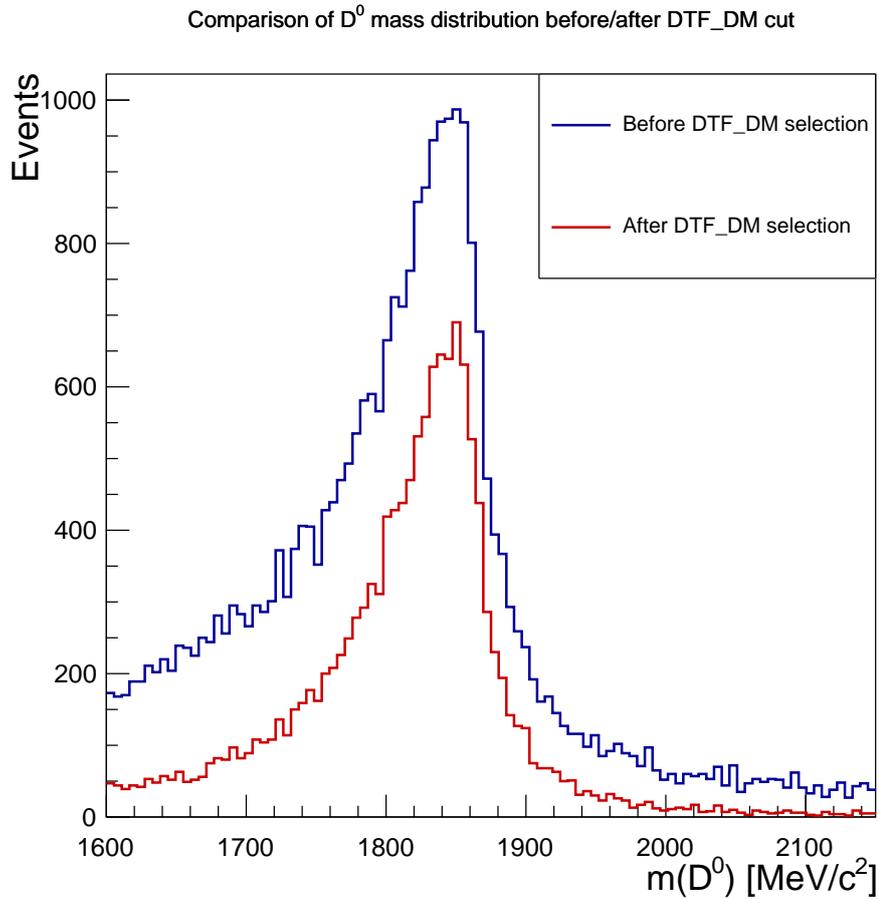


Figura 3.1: Distribuzione della massa invariante del D^0 dagli eventi simulati con metodi Monte Carlo prima (in blu) e dopo (in rosso) il taglio applicato alla variabile DTF_DM.

Dopo l'applicazione del taglio sulla variabile DTF_DM, per migliorare la purezza del campione di segnale, sono stati applicati ulteriori criteri di selezione su variabili cinematiche, di identificazione di particelle, e di *trigger* sui prodotti di decadimento. In particolare, queste variabili sono state scelte per porre ulteriore attenzione ai seguenti aspetti:

- selezione delle tracce reali: è stato posto un valore di soglia minimo alla probabilità che una determinata traccia sia una traccia reale, al fine di escludere tracce mal ricostruite.
- *particle identification*: sono stati imposti requisiti specifici per garantire che le tracce associate ai kaoni e ai pioni avessero un'elevata probabilità di essere identificate correttamente come tali.

- compatibilità con il vertice primario: poiché il D^0 proviene dal vertice primario (in quanto prodotto dal decadimento istantaneo del D^{*+}) e decade dopo un tratto di volo in un vertice secondario, è stato richiesto che la direzione di volo ricostruita del candidato D^0 fosse compatibile con la linea che unisce il vertice primario al suo vertice di decadimento. Questo criterio permette di ridurre il contributo di fondo proveniente da combinazioni spurie di tracce non associate a un vero D^0 .
- trigger online: è stato imposto che l'evento avesse attivato almeno una linea di trigger HLT1 coerente con la topologia del decadimento del D^0 . In particolare, sono state considerate due tipologie di linee: `HLT1TrackMVA` e `HLT1TwoTrackMVA`, che selezionano candidati composti da almeno una o due tracce con elevato momento trasverso e dislocamento rispetto a ogni vertice primario. Questi requisiti migliorano l'efficienza nella raccolta di decadimenti di particelle pesanti.

Gli stessi criteri sono stati poi applicati ai campioni di dati reali provenienti dal rivelatore LHCb.

In parallelo a questo, è stato eseguito un processo di *truth-matching*, sfruttando l'informazione proveniente dalla simulazione Monte Carlo. Questo ha permesso di verificare se le tracce ricostruite nei candidati selezionati corrispondessero effettivamente ai prodotti del decadimento generato $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$, escludendo così contributi da ricostruzioni errate. Il truth-matching dunque, applicabile ovviamente solo agli eventi generati tramite Monte Carlo, fornisce un campione di soli eventi di segnale, utile per studiare con precisione le distribuzioni delle variabili e valutare l'efficienza della selezione. La distribuzione della massa invariante del D^0 dopo l'applicazione dell'intera catena di preselezione, incluso il truth-matching, è mostrata in Fig. 3.2.

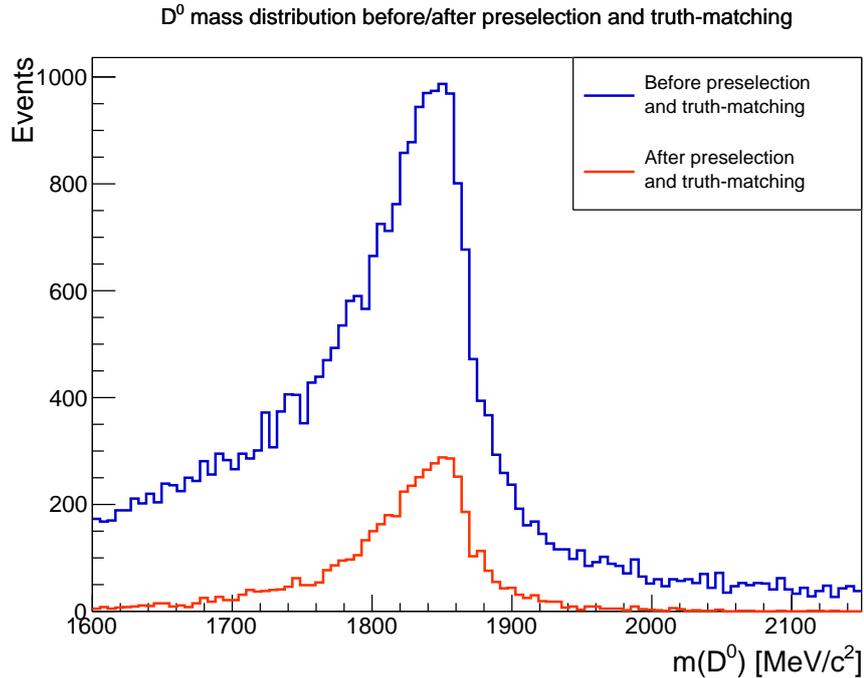


Figura 3.2: Distribuzione della massa invariante del D^0 prima (in blu) e dopo (in arancio) i tagli di preselezione e il *truth-matching*.

3.2.2 Divisione per categorie di bremsstrahlung

Una volta ottenuto il campione di dati ripulito mostrato in Fig 3.2, occorre dividere i dati in due categorie: quella in cui la coppia di elettroni ha emesso almeno un fotone di *bremsstrahlung* ("brem1") che è stato ricostruito dal rivelatore, e quella in cui non viene ricostruito nessun fotone² ("brem0"). Questa divisione risulta utile in quanto ci si aspetta che i candidati appartenenti alle due categorie producano spettri di massa invariante con forme abbastanza diverse, e dunque nello svolgere dei fit ai dati si dovranno adottare modelli differenti³. In particolare, ci si aspetta innanzitutto molti più eventi nella categoria "brem1" poiché gli elettroni, essendo particelle cariche molto leggere, è molto probabile che emettano radiazione elettromagnetica quando vengono curvati per interazione con il campo magnetico prodotto dal magnete di LHCb. Inoltre nella categoria "brem0", siccome ciò che accade spesso è che il fotone pur essendo stato emesso non viene ricostruito, ci si aspetta di avere un *cut-off* piuttosto brusco oltre la massa nominale del D^0 . Questo perché, non associando il fotone emesso al decadimento del mesone, quest'ultimo risulterà come se avesse una massa ricostruita minore, e dunque gli

²Ciò può capitare in due casi: o quando non è stato effettivamente emesso alcun fotone, oppure quando il rivelatore non è riuscito a rivelarlo e quindi non l'ha ricostruito, che è lo scenario più probabile.

³Questa separazione infatti è generale e valida prima di qualsiasi selezione.

eventi saranno più frequenti solo a sinistra del picco di massa invariante del D^0 . Le due distribuzioni ottenute dalla divisione per le due categorie sono presentate a confronto in Fig. 3.3:

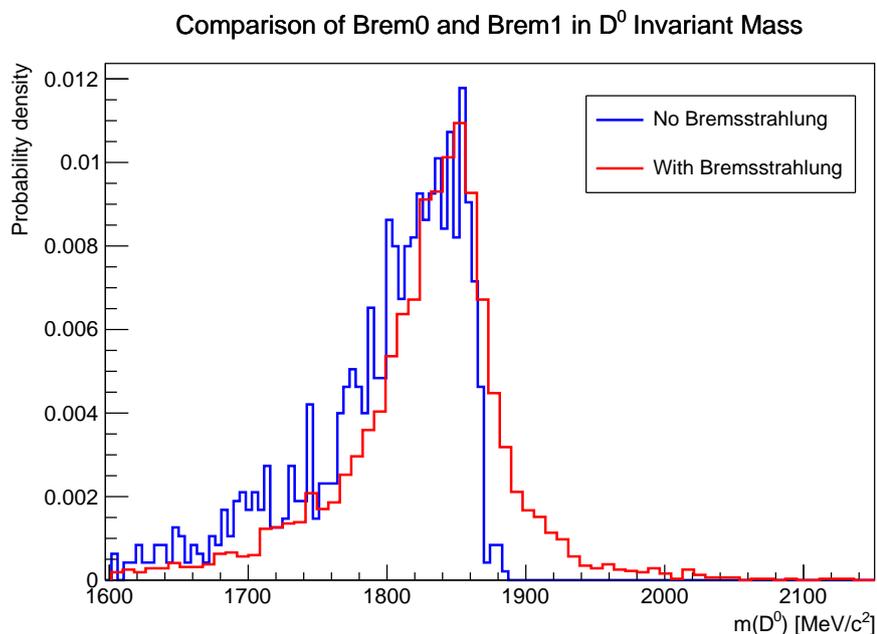


Figura 3.3: Distribuzioni della massa invariante del D^0 normalizzate e poste a confronto per i dati in cui è stato rilevato almeno un fotone di bremsstrahlung (in rosso), e in cui non ne è stato rilevato nessuno (in blu).

Come si può vedere, le due distribuzioni hanno forme piuttosto diverse, che rispecchiano quanto previsto. Infatti, mentre gli eventi in cui sono stati ricostruiti fotoni di *bremsstrahlung* suggeriscono la presenza di mesoni D^0 con masse ricostruite anche maggiori della massa invariante della particella (probabilmente perché i fotoni di bremsstrahlung molto energetici associati al decadimento del D^0 provengono in realtà da altri processi), negli eventi privi di fotoni ricostruiti non si rileva alcun D^0 con massa invariante maggiore di $1900 \text{ MeV}/c^2$. Ricordando però che finora si è lavorato solo su eventi di segnale generati appositamente da metodi Monte Carlo, si può facilmente dedurre che se sui dati reali si selezionerà la categoria "brem0" e si considereranno eventi con $m(D^0) > 1900 \text{ MeV}/c^2$, ciò che verrà selezionato in questo modo saranno, con alta probabilità, solo eventi di fondo combinatorio. Questa informazione risulterà particolarmente utile nel prossimo paragrafo.

Ad ogni modo, alla luce della divisione presentata in Fig. 3.3, a causa dei pochi eventi associati alla categoria "brem0", l'analisi dei dati è proseguita concentrandosi solo sulla categoria "brem1", in cui la selezione statistica potrà essere più efficace e robusta.

3.3 Ottimizzazione della selezione sui dati reali

Una volta selezionata la componente di segnale nei dati simulati tramite Monte Carlo, limitandosi alla categoria "brem1", si passa all'analisi dei dati reali raccolti dal rivelatore LHCb. In questo dataset, la presenza di fondo combinatorio risulta molto più marcata rispetto al campione simulato, rendendo necessaria una strategia efficace per selezionare il segnale. Un approccio basato su tagli successivi su singole variabili potrebbe risultare insufficiente: operare una selezione basata su una variabile per diminuire il contributo di fondo può comportare la perdita di segnale su un'altra, a causa delle correlazioni tra le variabili stesse. Idealmente, la selezione dovrebbe essere effettuata in uno spazio n -dimensionale (date n variabili), dove si possano valutare simultaneamente gli effetti dei vari requisiti. Questo tipo di approccio, che si avvale di strumenti statistici per studiare la variazione simultanea di più variabili al fine di massimizzare la separazione tra due campioni di dati, è noto come analisi multivariata.

Poiché l'implementazione diretta di tale procedura è piuttosto complessa, si ricorre tipicamente al supporto di reti neurali e del *machine learning*, che consente di automatizzare l'identificazione delle regioni ottimali nello spazio delle variabili. Per condurre questo tipo di analisi multivariata sulle distribuzioni prese in esame è stata utilizzata la libreria TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) [13], una libreria di classificatori multivariati integrata nel framework ROOT e appositamente sviluppata per le analisi in fisica delle alte energie. TMVA include numerosi algoritmi di classificazione, come le reti neurali e i *Boosted Decision Trees* (BDT) [14], implementati in C++ e interfacciati con ROOT. Il funzionamento del software solitamente si articola in due fasi principali: la fase di *training*, durante la quale il classificatore viene addestrato su un campione noto di eventi di segnale e fondo precedentemente etichettati, e quella di *testing*, in cui si valuta la qualità della separazione ottenuta. In questo progetto si è scelto di utilizzare i BDT, in quanto rappresentano una tecnica particolarmente efficace per la classificazione binaria in problemi di analisi multivariata.

3.3.1 Boosted Decision Trees

I *decision trees* (DT) sono algoritmi di *machine learning* supervisionato che partono da un classificatore binario (che compie scelte sì/no su singole variabili), e ne estendono la semplice analisi ad una tecnica multivariata in cui si continuano ad analizzare anche gli eventi che non soddisfano un certo criterio. Infatti, molti degli eventi di un blocco dati non possiedono tutte le caratteristiche tipiche del segnale o del fondo, e ciò che fa un DT è quindi quello di non scartare immediatamente gli eventi che non superano un certo criterio, ma di verificare se altri criteri possono comunque consentire una corretta classificazione. Ciò permette di suddividere ricorsivamente il campione di dati in regioni a contenuto via via sempre più puro di segnale o di fondo. Come tutti gli algoritmi di *machine learning* però, prima di poterli applicare ai dati che si vogliono classificare, è

necessario addestrare i DT su campioni di dati già “etichettati”, ossia composti da eventi la cui natura è nota, in modo da fornire all’algoritmo esempi chiari per distinguere le diverse tipologie.

La struttura base di un albero decisionale si articola in numerosi ”nodi”, poiché ogni nodo dell’albero rappresenta una decisione binaria basata su una variabile. I nodi terminali sono detti ”foglie”, e in essi si assegna una classificazione (come segnale o fondo) in base alla proporzione di eventi contenuti nel nodo stesso. L’intera struttura è rappresentata in Fig 3.4. Andando un po’ più nello specifico, il processo che si segue è il seguente:

1. Si parte dalla ”radice” dell’albero: un campione di eventi di segnale s_i e di fondo b_j , ognuno descritto da un insieme di variabili \vec{x} e da dei pesi w_i^s e w_j^b (che possono servire in fase di training per dare maggiore o minore importanza statistica a ciascun evento).
2. Per ciascuna variabile del set \vec{x} , si ordinano gli eventi in base al valore assunto da quella variabile. In questo modo. Ad esempio, se $\vec{x} = (x, y, z)$, si ottengono tre liste ordinate del tipo:

$$\begin{aligned} x^{s_3} &\leq x^{s_{32}} \leq \dots \leq x^{s_1} \leq x^{b_8} \\ y^{b_4} &\leq y^{b_1} \leq \dots \leq y^{s_3} \leq y^{b_{22}} \\ z^{s_1} &\leq z^{b_3} \leq \dots \leq z^{b_6} \leq z^{s_{47}} \end{aligned}$$

dove l’apice indica a quale evento appartiene il valore (ad esempio s_i è l’ i -esimo evento di segnale).

3. Lungo questa lista si considerano per ciascuna variabile tutti i possibili punti di separazione (ad esempio tra x_k e x_{k+1}) che potranno essere usati come candidati valori di taglio per dividere il campione. A questo punto si determina il valore di taglio che fornisce la migliore separazione tra segnale e fondo e si divide il nodo in altri due nodi (detti ”rami”), uno che soddisfa il criterio e uno che non lo soddisfa.
4. Se il nodo soddisfa uno dei criteri di arresto, esso viene dichiarato terminale (diventa una ”foglia”), se ne computa l’indice di purezza e si esce dal ciclo dell’algoritmo, altrimenti si riparte dal passaggio 2 applicando l’algoritmo su ciascun nodo.

Il fatto di considerare a ogni step ciascuna variabile, anche se sono state utilizzate in iterazioni precedenti, permette di trovare intervalli migliori, poiché non ci si limita al guardare una sola variabile per volta.

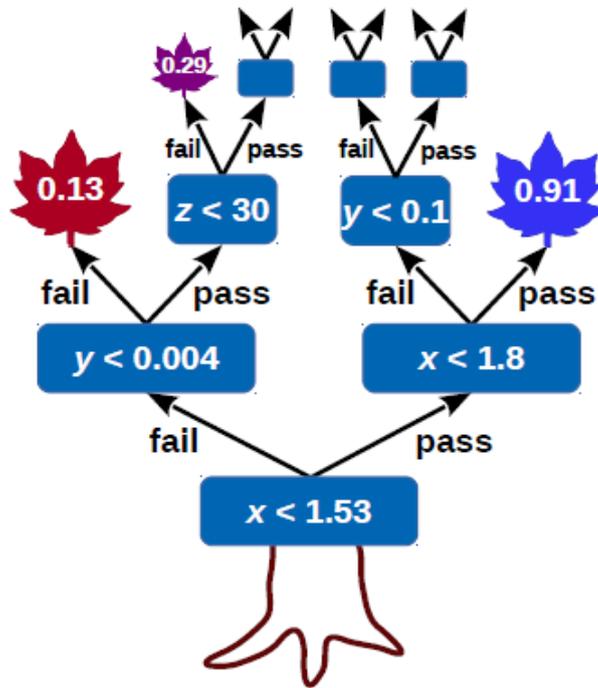


Figura 3.4: Rappresentazione grafica di un *decision tree*. Ogni rettangolo blu rappresenta un nodo con il loro criterio di scelta associato, mentre le foglie rappresentano i nodi terminali con il loro indice di purezza di separazione.

Per dichiarare un nodo come terminale (o "foglia"), solitamente ci sono varie condizioni da soddisfare, tra cui:

- una dimensione massima. Se in un nodo finiscono troppi pochi eventi per avere una significanza statistica accettabile, allora esso non si può più dividere in due;
- il raggiungimento di perfetta separazione (solo eventi di fondo o solo eventi di segnale);
- una massima profondità dell'albero (questo si può impostare qualora ci siano limiti al carico computazionale consentito);
- un miglioramento insufficiente con ulteriori divisioni.

Per calcolare il valore di purezza p associato a una foglia, ci sono vari modi, per esempio quello in cui:

$$p = \frac{s}{s + b} \tag{3.2}$$

dove s e b sono le somme dei pesi associati agli eventi di segnale e background, rispettivamente. La purezza sarà quindi un valore compreso nell'intervallo $[0, 1]$, con gli eventi di segnale più vicini a 1 e quelli di background a 0. Va specificato però che nell'analisi svolta in questo progetto, i DT avranno come output una variabile analoga alla purezza, però compresa nell'intervallo $[-1, +1]$, per cui i valori negativi indicheranno una prevalenza di fondo, mentre per quelli positivi ci sarà una maggioranza di eventi di segnale.

Per scegliere invece dove applicare il taglio per dividere in due il nodo, si deve computare per ciascuna possibilità l'entità della separazione data dalla scelta fatta. Il modo migliore per farlo è quello di servirsi di una funzione che calcoli l'impurità $i(t)$ di un certo nodo t , la quale quantifichi quanto mescolamento ci sia tra segnale e fondo. Il taglio migliore S^* sarà quello che massimizzerà la decrescita di impurità:

$$S^* \in \{\text{tagli}\} \text{ t.c. } \Delta i(S^*, t) = \max\{\Delta i(S, t)\}$$

Per costruire una buona funzione che modelli l'impurità si possono utilizzare tre criteri differenti:

- il tasso d'errore nella classificazione (*Misclassification error*), definito come:

$$1 - \max\{p, 1 - p\} \quad (3.3)$$

dove p è la purezza precedentemente definita;

- la variazione di entropia (*Entropy Deviance*), che può essere definita attraverso la purezza come

$$-p \ln(p) - (1 - p) \ln(1 - p) ; \quad (3.4)$$

- l'indice di Gini (*Gini Index*) [15], definito tramite la purezza come:

$$p(1 - p) . \quad (3.5)$$

Tutti e tre soddisfano le condizioni che una buona funzione d'impurità dovrebbe avere, ovvero: deve essere massima per una miscela uguale di segnale e fondo; deve essere minima per i nodi in cui ci sono solo eventi di segnale o solo di fondo; deve essere simmetrica per purezza di segnale (p) e di fondo ($1 - p$), in quanto isolare il segnale ha lo stesso valore di isolare il fondo; deve essere strettamente concava, perché così la funzione favorisce i tagli che creano regioni più pure (se una suddivisione produce due sotto-nodi più puri rispetto al nodo genitore, la somma pesata delle impurità sarà più bassa e il taglio verrà accettato). Una soluzione meno precisa ma più immediata e semplice invece è data dal ricercare il taglio migliore prendendo quello che massimizza la significanza di segnale, data da: $\frac{s}{\sqrt{s+b}}$.

Questo è ciò che illustra il funzionamento e la potenza dei *decision tree* classici. Tuttavia essi hanno diverse limitazioni. Ad esempio possono soffrire di instabilità rispetto

ai dati forniti in input come *training*: piccole variazioni nel dataset di allenamento possono portare a strutture dell'albero molto diverse, rendendoli poco robusti. Un altro problema può essere rappresentato dall'*overtraining* (o *overfitting*): i DT tendono a seguire troppo fedelmente il rumore dei dati, e possono creare regole eccessivamente specifiche che non generalizzano bene su nuovi dati.

Una versione migliorata che risente meno di queste limitazioni è rappresentata dai cosiddetti *Boosted Decision Trees* (BDT), che si ottengono tramite il cosiddetto *boosting*. Questo approccio si basa sul seguente principio fondamentale, che è alle radici dell'*ensemble learning*: è piuttosto difficile programmare un buon classificatore con un alto grado di discriminazione, mentre è molto più semplice crearne di più semplici, i quali probabilmente commettono errori spesso ma performano comunque meglio di un *random guesser*. Questi discriminanti sono chiamati classificatori deboli. L'obiettivo del *boosting* è il combinare questi classificatori deboli in uno più stabile e performante (con un tasso di errore molto più basso). Dunque la creazione di un BDT prevede la generazione di una "foresta" costituita da diversi DT che vengono allenati tutti sullo stesso campione di eventi, ma con pesi modificati. In particolare, gli eventi mal classificati dall'albero precedente ricevono un peso maggiore nei passaggi successivi, in modo tale che i nuovi alberi si concentrino sugli errori dei precedenti⁴. L'output finale del BDT sarà quindi una media pesata delle predizioni dei singoli alberi, dove ciascun DT contribuisce in misura proporzionale alla sua accuratezza. Questo meccanismo permette di ottenere prestazioni significativamente superiori rispetto a un singolo DT, sia in termini di accuratezza che di stabilità, come mostrato in Fig. 3.5 ([14]):

3.3.2 Training dei BDT: campioni di dati e variabili scelte

Una volta descritto il funzionamento generale alla base dei BDT, si mostra ora come sono stati utilizzati nell'analisi del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$.

Per allenare gli alberi decisionali, è necessario prendere campioni di eventi di cui si conosce la natura (di segnale o di fondo). Per rappresentare il segnale è stato scelto il campione di eventi simulati descritto nelle sezioni precedenti, mentre per descrivere il fondo sono stati utilizzati eventi collezionati dal rivelatore LHCb appartenenti alla categoria "brem0" con $m(D^0) > 1900 \text{ MeV}/c^2$. Un primo training è stato svolto considerando solo la categoria di segnale "brem1", in quanto i classificatori sarebbero stati poi applicati a eventi di quel tipo. Successivamente però si è scelto di estendere l'addestramento anche agli eventi della categoria "brem0". Questa scelta è motivata dal fatto che le distribuzioni delle variabili di segnale per le due categorie risultano abbastanza simili. Pertanto, non vi è reale vantaggio nel costruire due classificatori distinti, che

⁴Esistono vari algoritmi di boosting che svolgono questo lavoro; uno dei più comuni in fisica delle alte energie è AdaBoost.

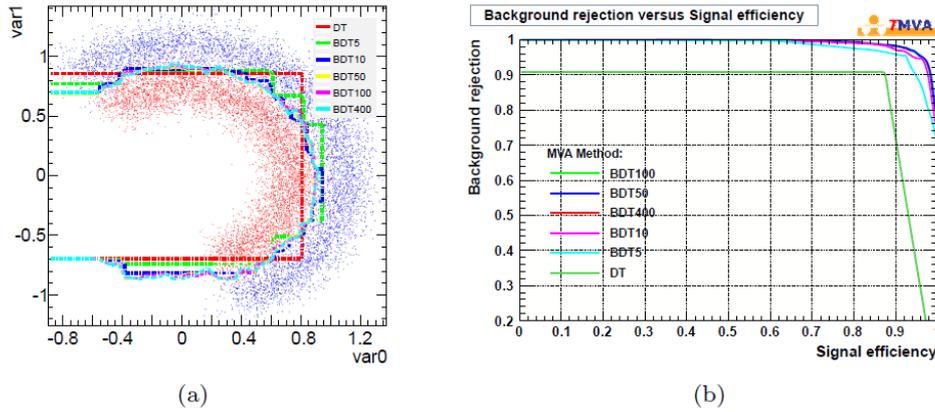


Figura 3.5: (a) Dataset bidimensionale e contorni delle selezioni corrispondenti a diversi classificatori. (b) Curve di reiezione del fondo in funzione dell'efficienza del segnale per un singolo decision tree (in verde scuro) e per boosted decision trees con un numero crescente di alberi (da 5 a 400).

avrebbero prestazioni comparabili. Inoltre, includendo entrambe le categorie, si ottiene un campione di addestramento più ampio e statisticamente più solido.

Per quanto riguarda gli eventi di fondo, è bene specificare che esistono sostanzialmente tre tipi di fondi che rendono più complicata la ricostruzione del segnale nell'analisi del decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+e^+e^-$:

- **combinatorio**: è dato dalla combinazione errata delle tracce delle particelle, che nella realtà non provengono tutte dallo stesso vertice (cioè può accadere per esempio che il kaone e i due elettroni siano corretti, ma che il pione associato non provenga dallo stesso D^0). Questo porta a masse invarianti del D^0 sbagliate perchè non si conservano gli impulsi.
- **mis-ID**: è dato dagli eventi in cui una (o più) delle particelle sono state identificate male (ad esempio, il rivelatore ha ricostruito come un kaone ciò che nella realtà era un pione).
- **parzialmente ricostruito**: dato dai casi in cui almeno una particella proveniente dal decadimento di interesse non è stata ricostruita. Un esempio potrebbe essere quello di ricostruire come candidato $D^0 \rightarrow K\pi ee$ un evento in cui in realtà il decadimento reale era $D^0 \rightarrow K\pi ee\gamma$. In questo caso, il fotone (non di bremsstrahlung) non è stato rilevato. Questo porta all'ottenere eventi con meno energia o meno impulso di quello reale, per cui essi generano un background a masse invarianti minori rispetto a quella del picco del D^0 .

Per ottenere un campione puro di fondo combinatorio è sufficiente considerare la *sideband* per $m(D^0) > 1900 \text{ MeV}/c^2$ del campione di dati nella categoria "brem0", come anticipato nella sezione 3.2.2. Questa scelta è valida, dato che le caratteristiche distintive di questo tipo di fondo sono quasi indipendenti dal valore della massa invariante. Gli altri due tipi di background, invece, non risultano facilmente identificabili nel campione di dati disponibile al momento della stesura di questa tesi. In ogni caso, il fondo combinatorio risulta di gran lunga dominante rispetto agli altri, motivo per cui l'analisi si è focalizzata principalmente sulla sua soppressione. Gli altri fondi verranno tenuti in considerazione in analisi successive.

Le variabili su cui si è scelto di allenare i BDT sono molteplici, ma tutte hanno la proprietà di essere buone discriminanti tra segnale e fondo (cioè hanno distribuzioni piuttosto diverse per i due casi). Esse vengono descritte nella lista seguente e le loro distribuzioni, ottenute dai campioni di dati utilizzati per il *training*, sono presentate in Fig. 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9.

- **log_abs_D0_OWNPVDIRA**: Logaritmo del valore assoluto del coseno dell'angolo tra il vettore impulso del D^0 (ricostruito a partire dai momenti delle particelle figlie) e il vettore che unisce il vertice primario e il vertice in cui il D^0 decade. Per eventi ben ricostruiti ci si aspetta che il D^0 provenga effettivamente dal vertice primario individuato dal rivelatore, dunque l'angolo sarà molto vicino a zero e così anche il logaritmo del suo coseno.
- **D0_OWNPVFD**: Distanza di volo del D^0 rispetto al vertice primario.
- **D0_MAXDOCA**: Massima distanza di avvicinamento tra le particelle figlie del D^0 . Idealmente per un evento di puro segnale dovrebbe essere nulla perché le figlie provengono dallo stesso vertice.
- **Dst_DTF_CHI2**: χ^2 del fit alla catena di decadimento del D^* con imposti i vincoli cinematici. Un valore piccolo di χ^2 indica un fit con una buona qualità, tipico di eventi di segnale, mentre valori alti sono caratteristici di eventi di fondo.
- **spip_OWNPVIP**: Parametro d'impatto del pione lento π_s rispetto al *primary vertex*.
- **spip_ETA**: Pseudorapidità⁵ del π_s . Nel caso del segnale ci si aspetta che il π_s presenti valori di pseudorapidità relativamente piccoli, poiché i mesoni D e B da cui proviene hanno un p_T non trascurabile, legato alla loro massa. Al contrario, gli eventi di fondo non hanno una distribuzione preferenziale, ma è frequente che

⁵La pseudorapidità è una variabile cinematica utilizzata per descrivere la direzione di volo di una particella rispetto all'asse del fascio. È definita come $\eta = -\ln[\tan(\frac{\theta}{2})]$ dove θ è l'angolo polare rispetto all'asse del fascio ed è una quantità invariante per trasformazioni di Lorentz lungo tale asse. Per $\eta = 0$ la particella è emessa perpendicolarmente rispetto al fascio, cioè $\theta = 90^\circ$, mentre per valori più alti vuol dire che la particella è stata emessa molto in avanti o indietro.

producano particelle con valori di η elevati a causa del forte boost dei protoni nel centro di massa.

- `Dst_P`: Quantità di moto totale del D^* .
- `Dst_PT`: Momento trasverso del D^* .
- `Km_PT`, `pip_PT`, `dielectron_PT`⁶, `lm_PT`, `lp_PT`: Momento trasverso dei vari prodotti di decadimento (K^- , π^+ , la coppia e^+e^- , e^- , e^+).
- `Dst_OWNPVIP`, `D0_OWNPVIP`, `dielectron_OWNPVIP`: Parametro d'impatto rispetto al vertice primario del D^* , D^0 , e della coppia e^+e^- .
- `Dst_OWNPVIPCHI2`, `D0_OWNPVIPCHI2`: χ^2 del parametro d'impatto rispetto al vertice primario per il D^* e il D^0 .
- `Dst_MAXDOCA`, `dielectron_MAXDOCA`: Massima distanza di avvicinamento tra le particelle figlie del D^* e della coppia di elettroni.
- `Dst_OWNPVFDCHI2`, `dielectron_OWNPVFDCHI2`: χ^2 della distanza di volo rispetto al vertice primario del D^* e della coppia di elettroni.
- `Dst_HEAD_LongTrackIso_0_5_PTASY`: Variabile di isolamento del D^* . Misura quanto è isolata la traccia del D^* misurandone l'asimmetria del momento trasverso. Per un evento di fondo ci si aspetta un minor isolamento.
- `dielectron_ENERGY`: Energia della coppia di elettroni. Ci si aspetta che negli eventi di segnale essa sia maggiore, in quanto gli elettroni più energetici sono più facilmente ricostruibili dal rivelatore, mentre per quelli meno energetici il rivelatore potrebbe avere più difficoltà e ricostruirli erroneamente o perderseli del tutto.

⁶Nel codice utilizzato per il training del BDT, la coppia e^+e^- è stata etichettata come "Jpsi" al posto di "dielectron", ma si tratta solo di una convenzione usata per brevità.

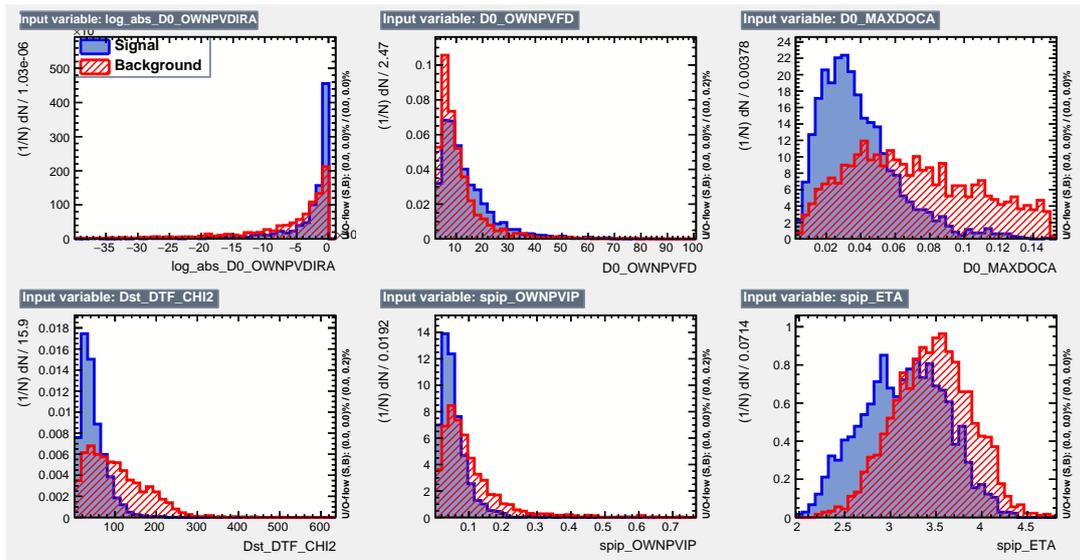


Figura 3.6: Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.

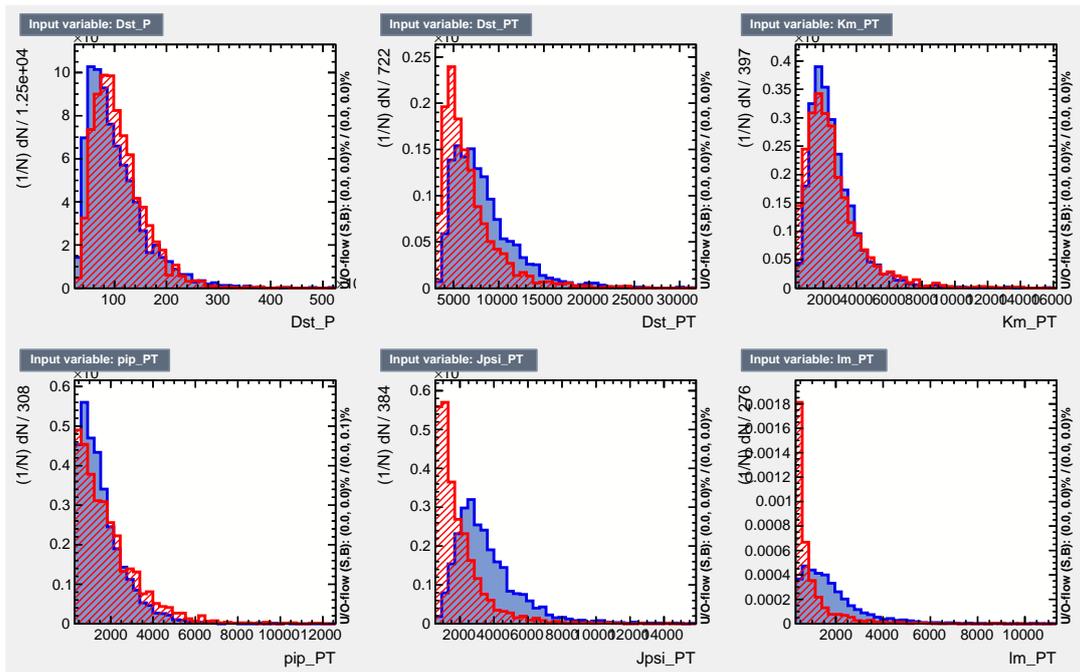


Figura 3.7: Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.

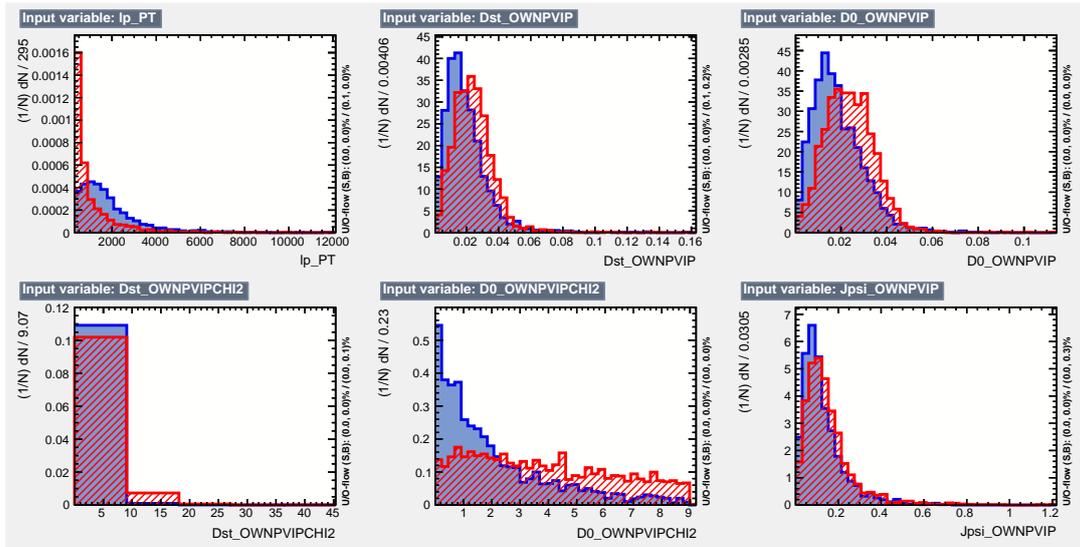


Figura 3.8: Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.

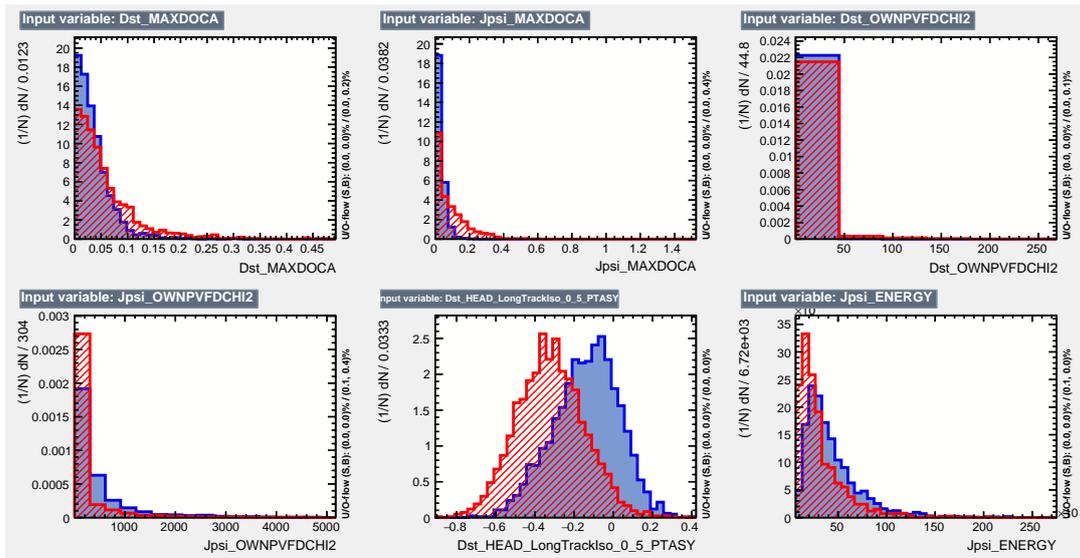


Figura 3.9: Distribuzioni delle variabili utilizzate per il training dei BDT per eventi di segnale (in blu) e di fondo (in rosso) poste a confronto.

3.3.3 Classificazione e Output dei BDT

Una volta completata la fase di *training*, il classificatore BDT è stato applicato al campione di dati reali del blocco 8 provenienti dal rivelatore LHCb. Per valutare l'efficacia

dell'addestramento, è stato analizzato l'output della risposta del BDT per i due insiemi di eventi etichettati come segnale e fondo. In Fig.3.10 sono riportate le distribuzioni della variabile di risposta del BDT (*BDT response*): gli eventi di segnale (in blu) mostrano una concentrazione predominante verso valori positivi, mentre quelli di fondo (in rosso) tendono a popolarsi verso valori negativi. La netta separazione tra le due curve indica che il classificatore ha appreso in maniera efficace le caratteristiche discriminanti, riducendo la sovrapposizione e migliorando la capacità di separazione segnale-fondo come desiderato.

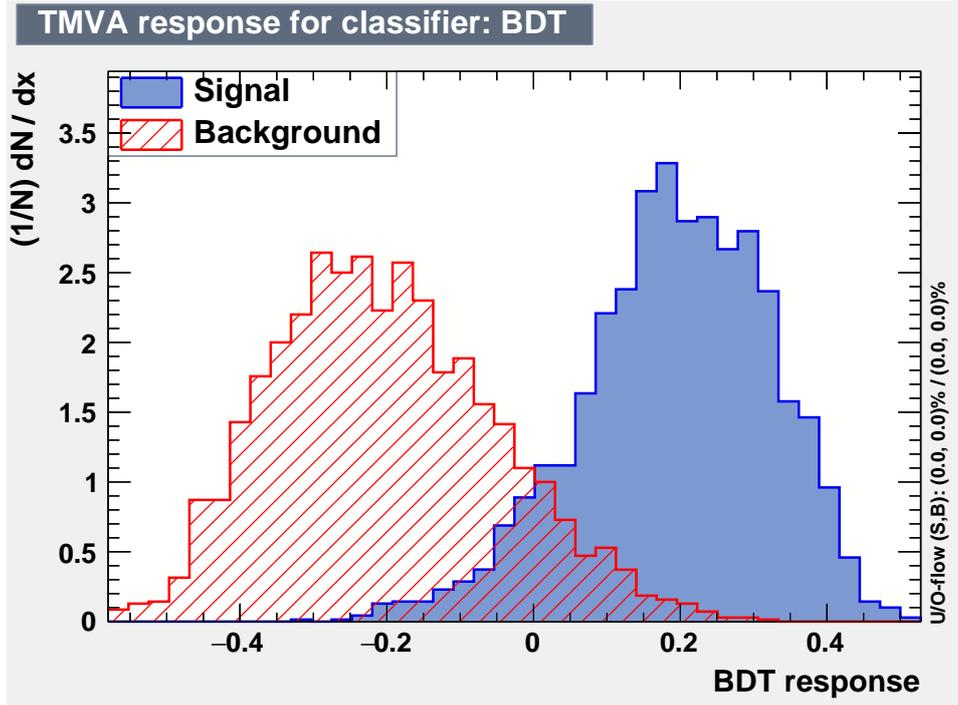


Figura 3.10: Distribuzioni della risposta del BDT per il segnale (blu) e il fondo (rosso) ottenute con il *framework* TMVA. La separazione netta conferma la buona qualità dell'addestramento.

Per l'applicazione della classificazione all'analisi dei dati reali è necessario scegliere un valore di soglia da imporre sulla variabile di output del BDT in grado di massimizzare la sensibilità statistica. La scelta più comoda e veloce per farlo, come anticipato in Sez. 3.3.1, è adottare il taglio che massimizza la significanza, definita come:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (3.6)$$

dove S e B rappresentano rispettivamente il numero di eventi di segnale e di fondo sopravvissuti al taglio. I valori di iniziali S e B sono stati stimati tramite un fit preliminare alla distribuzione di massa invariante del D^0 effettuato *prima* dell'applicazione

del BDT. Il fit è riportato in Fig. 3.11 e dettagli della procedura e del modello utilizzato sono descritti nella Sez. 3.4.1. In Fig.3.12 sono invece riportate le curve di efficienza e purezza per segnale e fondo in funzione del valore di taglio, insieme all'andamento della significanza. L'algoritmo individua il massimo $\mathcal{S}_{\max} \approx 17.32$ per un taglio pari a 0.0463 sull'output del BDT, che viene quindi scelto come soglia ottimale.

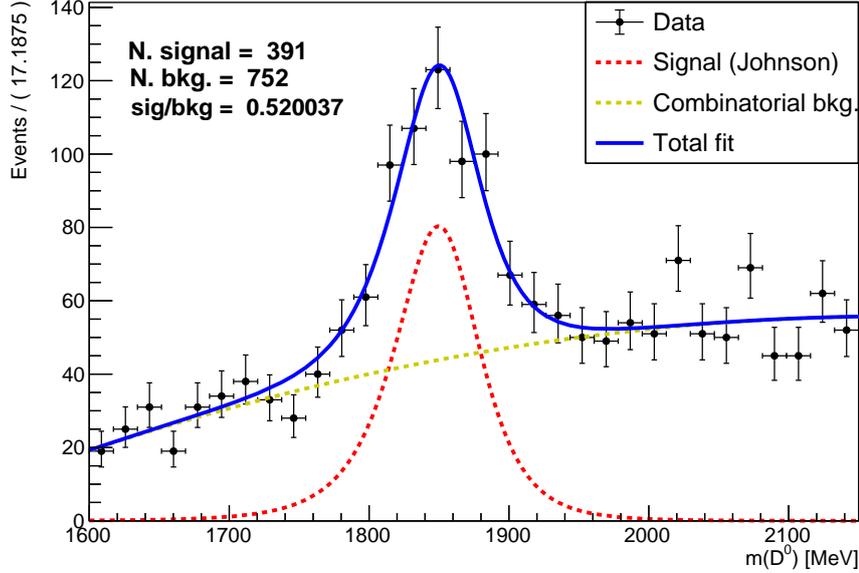


Figura 3.11: Distribuzione della massa invariante del D^0 (prima della selezione con il BDT) per la categoria "brem1" (in nero) e relativo fit ai dati (in blu). In rosso è raffigurata la componente di segnale descritta dalla Johnson; in giallo la componente di fondo combinatorio descritta dal polinomio di Chebychev di secondo ordine. Sono anche riportati il numero di eventi di segnale e di fondo stimati a seguito del fit, relativi solo all'intervallo di segnale $1700 < m(D^0) < 2000 \text{ MeV}/c^2$.

Applicando questo taglio al campione di dati reali, precedentemente sottoposto ai criteri di preselezione e alla selezione sulla massa invariante della coppia di elettroni $675 < m(e^+e^-) < 875 \text{ MeV}/c^2$, si ottiene la distribuzione mostrata in Fig. 3.13. Il confronto tra la distribuzione della massa invariante del D^0 prima e dopo il taglio evidenzia una drastica riduzione del fondo combinatorio, in particolare nella regione ad alte masse ($m > 1900 \text{ MeV}/c^2$). Permane tuttavia una componente residua di fondo, dovuta principalmente a eventi di mis-identificazione di particelle e a decadimenti parzialmente ricostruiti, poiché meno sensibili alla discriminazione del BDT.

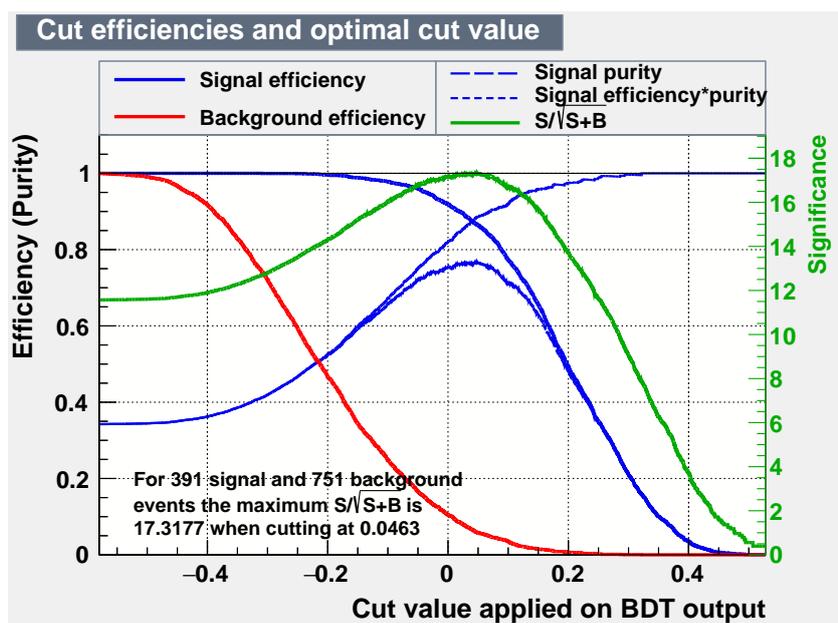


Figura 3.12: Andamenti di efficienza e purezza per segnale (in blu) e fondo (in rosso), e significanza \mathcal{S} (in verde) in funzione del taglio sul valore di output del BDT. Il massimo di significanza è raggiunto per un taglio a 0.0463.

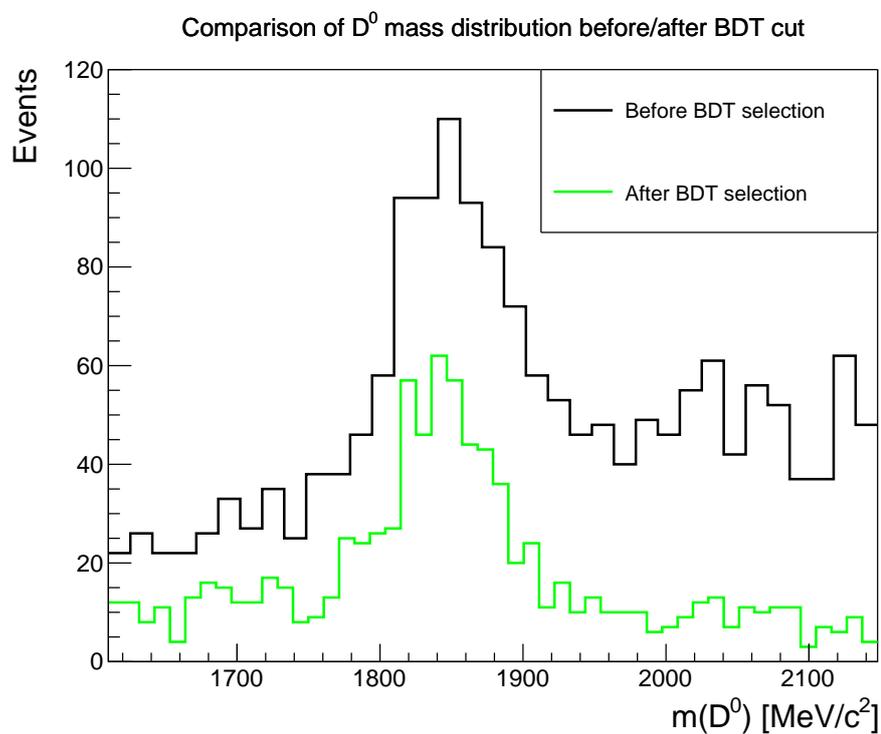


Figura 3.13: Distribuzione della massa invariante del D^0 prima (in nero) e dopo (in verde) il taglio ottimizzato con il BDT. La soppressione del fondo combinatorio è evidente, specialmente per $m > 1900 \text{ MeV}/c^2$.

3.4 Estrazione del numero di eventi

Una volta ottenuto l'istogramma che rappresenta la distribuzione della massa invariante del D^0 per gli eventi selezionati, il passo successivo per determinare il numero totale di eventi di segnale consiste nell'effettuare un fit a questa distribuzione. Il fit è stato realizzato utilizzando RooFit [16], una libreria che mette a disposizione un *toolkit* integrato in ROOT progettato per la trattazione statistica e il fitting di dati, con particolare attenzione alle analisi in fisica delle alte energie. RooFit è stato originariamente sviluppato per la collaborazione BaBar, un esperimento di fisica delle particelle presso lo *Stanford Linear Accelerator Center*. Esso consente di costruire modelli analitici complessi a partire da distribuzioni di probabilità elementari e di combinarle in modo modulare, includendo eventuali vincoli sui parametri e la gestione simultanea di più osservabili. Il *toolkit* è progettato per rappresentare fedelmente le forme attese dei dati, comprendendo sia il segnale sia le componenti di fondo, ed effettuare la stima dei parametri tramite procedure di massima verosimiglianza o minimizzazione del χ^2 . Oltre al fitting, fornisce strumenti per generare campioni di dati simulati con metodi Monte Carlo e per visualizzare in modo immediato la corrispondenza tra modello e distribuzione sperimentale.

3.4.1 Modello e strategia di fit

La distribuzione della massa invariante del D^0 in questa analisi è stata modellata come la somma di due componenti principali, una di segnale e una di fondo:

$$f(m, \vec{\alpha}, \vec{\beta}) = N_S S(m, \vec{\alpha}) + N_B B(m, \vec{\beta}) \quad (3.7)$$

dove $S(m, \vec{\alpha})$ rappresenta la funzione di segnale e $B(m, \vec{\beta})$ quella di fondo, mentre m rappresenta la massa invariante e $\vec{\alpha}$ e $\vec{\beta}$ l'insieme dei parametri delle due componenti. N_S e N_B corrispondono invece al numero di eventi associati rispettivamente al segnale e al fondo, e sono parametri liberi del fit che vanno determinati.

La scelta della funzione di segnale è ricaduta sulla RooJohnson, la cui espressione analitica è ([17]):

$$\mathcal{J}(x; \mu, \sigma, \gamma, \delta) = \frac{\delta}{\sigma \sqrt{2\pi} \sqrt{1+z^2}} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}(\gamma + \delta \sinh^{-1}(z))^2\right], \quad z = \frac{x - \mu}{\sigma} \quad (3.8)$$

dove μ e σ rappresentano la media e la deviazione standard di una Gaussiana, mentre γ e δ sono rispettivamente i parametri che descrivono l'asimmetria e la forma delle code della funzione. Questa funzione è in grado di descrivere code asimmetriche sia verso destra che verso sinistra e risulta particolarmente utile nel caso di distribuzioni di massa affette da bremsstrahlung o da imperfezioni nella ricostruzione delle tracce. Questa scelta consente di modellare in modo più accurato la forma reale del picco del segnale rispetto a una semplice Gaussiana simmetrica, garantendo una migliore stabilità del fit.

La componente di background è stata modellata con un semplice polinomio di Chebyshev di primo ordine:

$$P(m) = 1 + c_0 \cdot t(m) \quad (3.9)$$

dove $t(m)$ rappresenta la variabile di massa invariante riscalata nell'intervallo $[-1, +1]$. Questa funzione è adatta a descrivere distribuzioni lisce e monotone, tipiche del contributo combinatorio, senza introdurre oscillazioni. Le altre componenti di fondo, date dal *mis-ID* e dal parzialmente ricostruito, sono state ignorate in questa analisi in quanto trascurabili rispetto al fondo combinatorio.

Fit Preliminari

Prima di procedere al fit completo sui dati, in Fig. 3.14 è stato effettuato un fit preliminare della sola componente di segnale ottenuta dagli eventi simulati, già presentata in Fig. 3.3 (categoria "brem1"), modellata solo con la Johnson, al fine di determinare i valori ottimali dei parametri di forma γ e δ . Sotto al grafico con il fit è riportata anche la distribuzione dei *pulls*, definiti come la differenza tra i dati e il modello normalizzata all'incertezza statistica di ciascun bin. Questa grandezza permette di valutare visivamente la bontà dell'adattamento e di identificare eventuali deviazioni sistematiche. Dato che il campione simulato descrive accuratamente i dati, per il fit ai dati reali il valore di γ e δ è stato fissato a quello determinato dall'adattamento ai dati simulati.

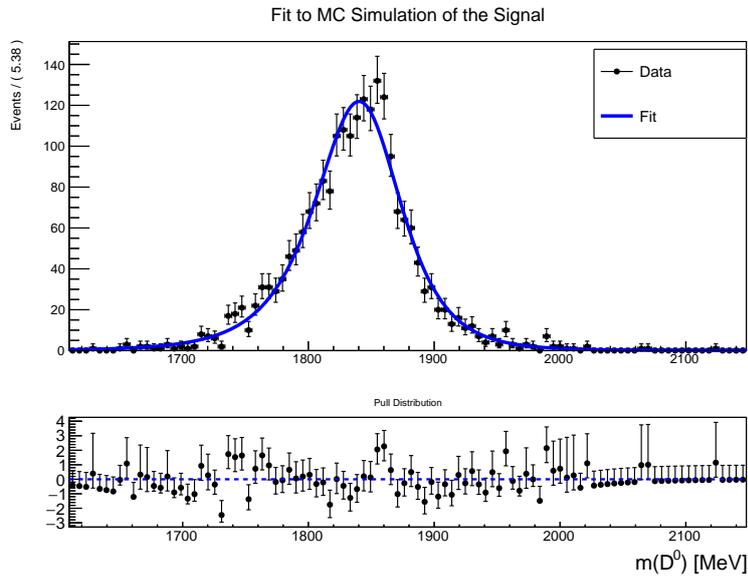


Figura 3.14: Distribuzione della massa invariante del D^0 per eventi di segnale simulati con metodi Monte Carlo per la categoria "brem1" e relativo fit ai dati sull'intervallo $1610 < m(D^0) < 2148$ MeV/ c^2 (in blu). In basso è riportato il grafico dei pull.

Successivamente è stato eseguito un secondo fit preliminare alla distribuzione di massa invariante del D^0 sui dati reali *prima* dell'applicazione del taglio sul BDT, riportato in Fig. 3.11. In questo caso la componente di segnale è stata modellata con la funzione di Johnson, mantenendo fissati i parametri di forma γ e δ ai valori determinati dal fit sui dati MC, mentre il fondo combinatorio è stato descritto con un polinomio di Chebychev di secondo ordine:

$$P(m) = 1 + c_0 \cdot t(m) + c_1 \cdot (2t^2(m) - 1) . \quad (3.10)$$

Da questo fit si è ottenuta una stima preliminare del numero di eventi nelle due componenti principali, $S = 391$ e $B = 751$ nella regione di segnale $1700 < m(D^0) < 2000$ MeV/ c^2 . Questi valori sono stati utilizzati per il calcolo della significanza e per l'ottimizzazione del taglio sul BDT discussa nella Sez. 3.3.1.

3.4.2 Esiti del Fit Finale

Una volta determinati i parametri γ e δ della distribuzione di Johnson mediante il fit alla sola componente di segnale simulata, tali valori sono stati fissati e utilizzati nel fit alla distribuzione di massa invariante del D^0 su cui è stato applicato il taglio ottimale sull'output del BDT, riportata in Fig. 3.13 (in verde). In questo modo, la forma del segnale è vincolata a quella attesa sulla base della simulazione, riducendo il numero di gradi di libertà e stabilizzando la procedura di minimizzazione. Il risultato del fit ai dati è riportato in Fig. 3.15. Il modello complessivo descrive in maniera soddisfacente la distribuzione osservata: la curva totale segue fedelmente l'andamento dei dati entro le incertezze statistiche, sia nella regione di picco che nelle code, mentre le singole componenti riproducono correttamente le caratteristiche attese dal punto di vista fisico. L'andamento dei residui normalizzati (*pulls*) non mostra deviazioni sistematiche significative, a conferma della bontà dell'adattamento. Inoltre, in Tab. 3.1 sono riportati i parametri ottenuti come output del fit, insieme alle rispettive incertezze statistiche.

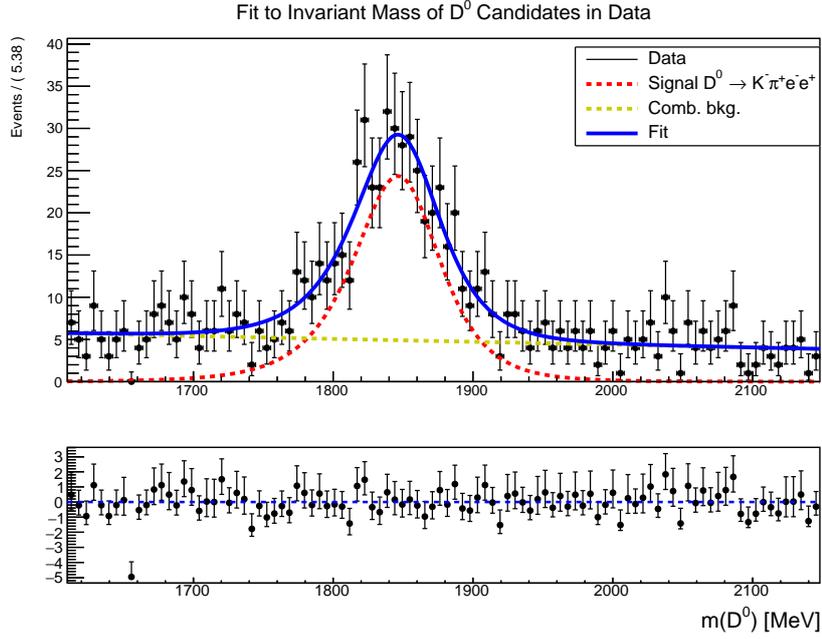


Figura 3.15: Distribuzione della massa invariante del D^0 per la categoria "brem1" e relativo fit ai dati sull'intervallo $1610 < m(D^0) < 2148$ MeV/ c^2 (in blu). Sono mostrate anche le singole componenti di segnale (in rosso) e del fondo combinatorio (in giallo). In basso è riportato il grafico dei pull.

Parametro	Valore con incertezza
μ	1851 ± 3
σ	48 ± 4
δ (c)	1.40 ± 0.09
γ (c)	0.20 ± 0.06
c_0	-0.19 ± 0.08
N_B	479 ± 31
N_S	395 ± 30

Tabella 3.1: Valori dei parametri ottenuti dal fit ai dati reali, con le rispettive incertezze statistiche. I parametri δ e γ sono stati mantenuti costanti (c) durante il fit, fissati ai valori ottenuti dal fit della sola componente di segnale simulata.

Il fit ha mostrato una convergenza regolare e una matrice di covarianza completa e accurata. Le incertezze sui parametri sono finite e compatibili con la statistica disponibile, e le correlazioni tra parametri si mantengono in valori moderati. Il valore del χ^2

ridotto è risultato essere: $\frac{\chi^2}{NDF} = 0.66$, a conferma di un buon adattamento del fit ai dati forniti. Il numero di eventi di segnale: $N_S = 395 \pm 30$, stimato integrando la sola componente di segnale sul range di massa considerato, rappresenta il risultato principale di questa analisi preliminare.

Conclusioni

Questa analisi del decadimento raro $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ e^+ e^-$ è stata condotta con l'obiettivo di isolare e stimare il numero di eventi di segnale presenti in un blocco di dati raccolti dall'esperimento LHCb durante il Run 3. Il procedimento ha previsto innanzitutto l'utilizzo dei campioni simulati tramite Monte Carlo, sui quali sono stati applicati i tagli di preselezione e il *truth-matching* per identificare correttamente la componente di segnale. In questa fase è stata inoltre effettuata una separazione dei candidati in base alla presenza o meno del fenomeno di *bremsstrahlung*, così da gestire in modo più accurato la ricostruzione degli elettroni. Successivamente, l'attenzione si è spostata sui dati reali, sui quali sono stati applicati criteri di preselezione analoghi e, in seguito, un algoritmo di classificazione basato su *Boosted Decision Trees*, con lo scopo di ridurre in maniera significativa la componente di fondo combinatorio. L'ultimo passo dell'analisi ha previsto l'adattamento di funzioni analitiche appropriate alle distribuzioni di massa, che hanno consentito di descrivere separatamente il contributo del segnale e delle diverse fonti di fondo. Il risultato principale ottenuto è stata la stima del numero di eventi di segnale nell'intervallo di massa selezionato per la coppia di elettroni ($675 < m(e^+e^-) < 875$ MeV/ c^2), pari a:

$$N_{segnale} = 395 \pm 30$$

Questo valore rappresenta un primo risultato significativo per lo studio del canale in questione, che pur essendo caratterizzato da un *branching ratio* molto ridotto, riveste un ruolo importante sia come riferimento per la misura di altri processi collegati, sia come possibile finestra sull'esistenza di fenomeni oltre il Modello Standard.

In conclusione, il lavoro svolto costituisce il primo passo necessario verso l'analisi completa dei decadimenti rari del mesone D^0 in due elettroni e due mesoni. Le tecniche sviluppate in questa fase preliminare gettano le basi per studi futuri più estesi, capaci di sfruttare la totalità dei dati raccolti nel Run 3 e di aumentare la sensibilità a eventuali deviazioni teoriche.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare innanzitutto il mio relatore, il Dott. Fabio Ferrari, per la disponibilità e il supporto costante durante lo svolgimento di questo progetto. Un sentito ringraziamento va anche ai miei correlatori: il Prof. Angelo Carbone, per avermi fornito la preziosa opportunità di intraprendere questo lavoro, e il Dott. Alberto Bellavista, per la guida attenta e i consigli sempre puntuali che mi hanno accompagnato lungo tutte le fasi di questo lavoro.

Ringrazio i colleghi e gli amici, dentro e fuori dal corso di Fisica, per l'aiuto, il confronto e il supporto continuo.

Infine, un ringraziamento speciale va alla mia famiglia, per l'incoraggiamento costante, la pazienza e l'affetto che mi hanno sempre trasmesso in questi anni.

Leonardo

Bibliografia

- [1] Nicola Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531–533, Jun 1963.
- [2] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285–1292, Oct 1970.
- [3] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652–657, 1973.
- [4] A. Ceccucci (CERN), Z.Ligeti (LBNL), and Y.Sakai (KEK). CKM Quark-Mixing Matrix. *Particle Data Group*, April 2024.
- [5] R.L. Workman and others (Particle Data Group). Review of particle physics. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2024:083C01, 2024.
- [6] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008.
- [7] A. Augusto Alves, Jr. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3:S08005, 2008.
- [8] The LHCb Collaboration. The LHCb Upgrade I. *JINST*, 19(5):P05065, 2024.
- [9] K. Akiba et al. The LHCb VELO Upgrade module construction. *JINST* 19, 2024.
- [10] T. Evans, C. Fitzpatrick, and J. Horswill. An automated bandwidth division for the lhcb upgrade trigger. *Computing and Software for Big Science*, 9(1), May 2025.
- [11] Alessandro Scarabotto. Search for rare four-body charm decays with electrons in the final state and long track reconstruction for the lhcb trigger. *PhD thesis, Sorbonne Université*, 2023.
- [12] R. Brun and F. Rademakers. ROOT — An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 389:81–86, 1997.
- [13] A. Hoecker et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. *arXiv:physics/0703039*, 2007.

- [14] Yann Coadou. *Boosted Decision Trees*, page 9–58. WORLD SCIENTIFIC, February 2022.
- [15] Corrado Gini. *Variabilità e mutabilità: Contributo allo Studio delle Distribuzioni e delle Relazioni Statistiche*. Tipografia di C. Cuppini, Bologna, 1912. Anno III, parte II.
- [16] Wouter Verkerke and David Kirkby. *The RooFit Toolkit for Data Modeling*, 2003. Version included in ROOT.
- [17] N. L. Johnson. Systems of frequency curves generated by methods of translation. *Biometrika*, 36(1/2):149–176, 1949.