

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Sezione d'urto di produzione
di mesoni D^0 e D^* in collisioni pp
a $\sqrt{s} = 7$ TeV nell'esperimento LHCb

Relatore:
Prof. Biagio Saitta

Tesi di Laurea di:
Marianna Fontana

Anno Accademico
2009-2010

Indice

Introduzione	1
1 Produzione di flavor pesanti nelle collisioni adroniche	3
1.1 QCD perturbativa e modello a partoni	4
1.2 Modello di Lund	7
1.3 Asimmetria nella produzione di mesoni con charm	8
1.4 I mesoni D^0 e D^*	9
2 L'esperimento LHCb	13
2.1 LHC - Large Hadron Collider	13
2.2 L'esperimento LHCb	15
2.2.1 Il magnete	16
2.2.2 Il sistema di tracciamento	17
2.2.3 Identificazione delle particelle	21
2.2.4 Il Trigger	25
3 Selezione sul campione MC	29
3.1 Effetti di accettazione geometrica	30
3.2 Numero medio di collisioni pp e di vertici primari	32
3.3 Efficienza di ricostruzione	33
3.3.1 D^0, \bar{D}^0	33
3.3.2 D^{*+}	35
3.4 Efficienza di selezione	37
3.4.1 Selezione del canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	37
3.4.2 Selezione del canale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$	52
3.4.3 Composizione del campione MC generato	54

4	Selezione sul campione di dati	55
4.1	Produzione di D^0	55
4.2	Produzione di D^{*+}	66
5	Risultati	77
5.1	Sezione d'urto del mesone D^0	77
5.2	Rapporto di produzione D^{*+}/D^0	81
5.2.1	Produzione dei mesoni D^{*+}	82
5.2.2	Produzione dei mesoni D^0 al vertice primario	84
5.2.3	Rapporto di produzione D^*/D^0	86
	Conclusioni	87
	Bibliografia	88

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman al LO per la produzione di quark pesanti: annichilazione quark-antiquark (a) e fusione gluone gluone (b c d).	5
1.2	Diagrammi di Feynman al NLO per la produzione di quark pesanti: (a b)separazione di gluoni (c d)eccitazione del flavor.	6
1.3	Diagramma di Feynman del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.	10
1.4	Diagramma di Feynman del del mixing $D^0 - \bar{D}^0$.	10
2.1	Complesso degli acceleratori del CERN.	14
2.2	Distribuzione dell'angolo polare dei quark $b(\bar{c})$ prodotti.	15
2.3	Il rivelatore LHCb: sezione verticale.	16
2.4	Struttura del VELO.	18
2.5	Illustrazione schematica dei diversi tipi di tracce. Come riferimento si riporta l'andamento della componente y del campo magnetico in funzione della coordinata z .	20
2.6	Angolo Cherenkov in funzione del momento della particella per i RICH.	22
2.7	Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$.	24
2.8	Schema del trigger utilizzato nell'esperimento LHCb.	26
2.9	Distribuzione dell'impulso trasverso (alto) e significanza del parametro d'impatto (basso) per le tracce che entrano nello <i>stream</i> del D^* dell'HLT.	27
3.1	Distribuzione del numero di vertici primari ricostruiti per il campione MC (blu) e il campione di dati (rosso) per tutte le interazioni pp per evento nel campione MC (alto) e per una sola interazione pp per evento MC (basso).	33

3.2	Efficienza di ricostruzione per D^0 e \bar{D}^0 in funzione dell'impulso trasverso.	35
3.3	Efficienza di ricostruzione per D^0 e \bar{D}^0 in funzione della rapidità.	35
3.4	Spettro dell'impulso del pione proveniente dal D^{*+}	37
3.5	Spettro dell'impulso e dell'impulso trasverso del D^0	37
3.6	Spettro dell'impulso e dell'impulso trasverso del D^0 proveniente dal D^{*+}	38
3.7	Distribuzione del coseno dell'angolo formato dall'impulso ricostruito del D^0 e la sua direzione di volo per il segnale (blu) e per il fondo (rosso).	41
3.8	Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione A.	45
3.9	Distribuzione della variabile ν_{pt} dopo l'applicazione della pre-selezione per il segnale (blu) e per il fondo (rosso).	46
3.10	Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione B.	47
4.1	Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 nel campione preselezionato.	56
4.2	Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 dopo l'applicazione della selezione A.	59
4.3	Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 dopo l'applicazione della selezione B.	62
4.4	Distribuzione del logaritmo naturale del parametro d'impatto per le combinazioni iniziali e per gli eventi che hanno superato la selezione A e la selezione B.	67
4.5	Distribuzione di massa invariante di $K\pi\pi$ dopo la preselezione dei dati.	69
4.6	Distribuzione di massa invariante del $K\pi$ dopo la preselezione dei dati.	69
4.7	Distribuzione della differenza tra la massa invariante $K\pi\pi$ e quella $K\pi$ dopo la preselezione.	70
4.8	Distribuzione della differenza di massa tra D^* e D^0 dopo la selezione.	72

4.9	Distribuzione di massa invariante delle combinazioni di K e π negli intervalli selezionati per il segnale (sinistra) e per il fondo (destra).	72
4.10	Distribuzione di massa invariante delle combinazioni di K e π dopo aver effettuato la sottrazione.	73
4.11	Distribuzione di massa invariante del D^* dopo la selezione. . .	74
4.12	Distribuzione di massa invariante del D^0 nell'intervallo $144 < \Delta M < 147$ MeV.	75
5.1	Sezione d'urto in funzione dell'impulso trasverso per i diversi bin di rapidità: selezione A.	81
5.2	Sezione d'urto in funzione dell'impulso trasverso per i diversi bin di rapidità: selezione B.	82
5.3	Distribuzione di massa invariante del D^* dopo l'applicazione della selezione.	83
5.4	Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione.	84
5.5	Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione.	85

Elenco delle tabelle

1.1	Proprietà dei mesoni D^0 e D^*	9
3.1	Rapporto tra il numero di eventi $D^0 \rightarrow K\pi$ nei quali i prodotti di decadimento sono nell'accettanza di LHCb ed il totale generato nell'intervallo indicato.	31
3.2	Numero di D^0 e \bar{D}^0 generati richiedendo che il numero di interazioni pp sia 1 e che i mesoni abbiano p_T e y nell'intervallo indicato.	32
3.3	Efficienza di ricostruzione per il campione di eventi D^0 e \bar{D}^0 con campo magnetico Up.	34
3.4	Efficienza di ricostruzione per i prodotti di decadimento del D^0 e \bar{D}^0 con campo magnetico Up.	34
3.5	Efficienza di ricostruzione per il campione di eventi D^{*+} per campo magnetico Up e Down.	36
3.6	Efficienza di ricostruzione per i prodotti di decadimento del D^{*+} per campo magnetico Up e Down.	36
3.7	Efficienza di Identificazione delle particelle nel decadimento $D^0 \rightarrow K\pi$	43
3.8	Efficienze di selezione dei singoli tagli per il D^0 e il \bar{D}^0 ed efficienza complessiva di selezione.	44
3.9	Efficienza di selezione per la selezione B.	47
3.10	Efficienza di ricostruzione e selezione per le due selezioni.	48
3.11	Eventi di segnale ottenuti attraverso la sottrazione statistica del fondo.	49
3.12	Efficienza di selezione e ricostruzione del segnale in bin di y e p_T : analisi A.	50

3.13	Efficienza di selezione e ricostruzione del segnale in bin di y e p_T : analisi B.	50
3.14	Efficienza di selezione, ricostruzione, accettazione e PID del segnale: analisi A.	51
3.15	Efficienza di selezione, ricostruzione, accettazione del segnale: analisi B.	51
3.16	Tagli di preselezione effettuati sul campione iniziale.	53
3.17	Efficienza di ricostruzione e selezione per il D^0 proveniente dal D^*	53
3.18	Efficienza di ricostruzione e selezione per il D^0	54
3.19	Composizione del campione di eventi MC generati.	54
4.1	Tagli di preselezione applicati al campione dei dati reali relativi a $1.2nb^{-1}$	56
4.2	Numero di combinazioni di D^0 e \bar{D}^0	57
4.3	Numero di combinazioni che passano i tagli della selezione A per il D^0 e il \bar{D}^0 e loro efficienze.	58
4.4	Numero di combinazioni di segnale di D^0 e \bar{D}^0 e relativa purezza del campione.	60
4.5	Numero di combinazioni che passano i tagli della selezione B per il D^0 e il \bar{D}^0	61
4.6	Numero di combinazioni di segnale di D^0 e \bar{D}^0 e relativa purezza del campione.	62
4.7	Eventi di segnale ottenuti attraverso la sottrazione statistica del fondo.	63
4.8	Numero di eventi di segnale in bin di y e p_T : analisi A	65
4.9	Numero di eventi di segnale in bin di y e p_T : analisi B	65
4.10	Tagli di preselezione applicati al campione dei dati reali relativi a $14nb^{-1}$	68
4.11	Tagli di selezione applicati al canale di decadimento $D^* \rightarrow D^0\pi^+$. 71	
5.1	Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : analisi A. 78	
5.2	Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : analisi B. 79	
5.3	Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : predizioni MC	79

5.4	Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : predizioni di Pythia	80
5.5	Numero di eventi e di combinazioni di D^* e D^0 che passano i tagli della selezione.	83
5.6	Numero di eventi e di combinazioni di D^0 che passano i tagli della selezione.	85
5.7	Composizione del campione di eventi MC generati.	86

Introduzione

Il 21 Novembre 2009 si è aperta una nuova fase per la fisica delle particelle, con la circolazione dei primi fasci di protoni al *Large Hadron Collider* (LHC) di Ginevra. Le prime collisioni a 900 GeV, avvenute il 23 Novembre, seguite dopo una settimana dalle prime collisioni a 2.36 TeV, sono culminate il 30 Marzo 2010 con l'osservazione delle prime interazioni all'energia nel centro di massa di 7 TeV, mai prima esplorata. In questa prima fase, che si è appena conclusa, sono avvenute collisioni protone-protone, corrispondenti ad una luminosità integrata di circa 37 pb^{-1} .

Il programma di ricerca di LHC spazia dalla verifica dell'esistenza del *Bosone di Higgs*, ultimo tassello mancante alla teoria dell'unificazione elettrodebole, fino alla scoperta di cosiddetta *Nuova Fisica*, cioè di fenomeni che non trovano spiegazione nel MS, rendendone dunque necessarie delle estensioni teoriche. Questi effetti potrebbero avere un'evidenza diretta negli esperimenti CMS ed ATLAS, con la produzione di squark e gluini o un'evidenza indiretta attraverso lo studio dei decadimenti rari dei mesoni *B* e *D*. Fra i quattro esperimenti principali, LHCb si candida come ambiente ideale per queste ultime misure, poichè alla luminosità nominale, la produzione di *B* sarà di circa 10^{12} per anno, in grado quindi di fornire statistica sufficiente affinchè anche quei decadimenti con *branching fraction* (BR) molto piccoli divengano accessibili sperimentalmente. Nell'attesa di raggiungere una statistica sufficiente all'analisi della fisica del quark *b*, sta suscitando interesse lo studio della produzione di particelle con *charm* nelle collisioni adroniche, in quanto costituisce un buon test della QCD perturbativa (pQCD). Dal punto di vista teorico esiste una grande varietà di modelli che possono essere applicati in modo più o meno soddisfacente nella descrizione dei processi

di adronizzazione, che grazie alle eccellenti prestazioni di LHCb potrebbero avere una verifica sperimentale.

Il lavoro descritto in questa tesi mira allo studio della produzione dei mesoni D^0 e D^{*+} a $\sqrt{s} = 7$ TeV, nei canali di decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. In particolare è stata misurata la sezione d'urto di produzione doppiamente differenziale del mesone D^0 in un campione corrispondente ad una luminosità integrata di $1.2nb^{-1}$. I risultati ottenuti sono stati confrontati con i valori di modelli teorici basati sulla pQCD e con quelli ottenuti mediante il programma di simulazione PYTHIA, nel quale la produzione di mesoni con charm è basata sul modello teorico di Lund. La produzione del mesone D^{*+} in un campione ad una luminosità integrata uguale a quella del D^0 , ha permesso di determinare il rapporto di produzione al vertice primario tra i due mesoni. Infine lo studio della catena di decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, per un campione corrispondente a $14nb^{-1}$, ha permesso di studiare un metodo per determinare la produzione di D^* e selezionare infine un campione di mesoni D^0 con un grande rapporto segnale-fondo, che potrà essere utilizzato per gli studi futuri sui decadimenti rari del D^0 .

La tesi si articola nel modo seguente: nel primo capitolo vengono discussi i possibili meccanismi di produzione di mesoni con charm. Il secondo capitolo fornisce una breve descrizione dell'esperimento LHCb, analizzando con maggior dettaglio le componenti significative per la rivelazione del decadimento studiato, quali i RICH, il sistema di tracciamento e il trigger. Nel terzo capitolo si analizzano i criteri di selezione per i due canali di interesse applicati al campione Monte Carlo, che hanno consentito di determinare le efficienze di ricostruzione e selezione. Nel quarto capitolo verranno presentati i risultati delle selezioni applicate ai campioni dei dati reali, con i quali sono stati determinati la sezione d'urto di produzione del D^0 e il rapporto di produzione tra D^* e D^0 , esposti nel quinto capitolo.

Capitolo 1

Produzione di flavor pesanti nelle collisioni adroniche

La Cromodinamica Quantistica (QCD) è una teoria di gauge del gruppo non abeliano SU(3) che descrive le interazioni forti tra i quark e i gluoni. La Lagrangiana che descrive la dinamica delle interazioni è:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \sum_q \bar{\psi}_i^q (i\gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m_q \delta_{ij}) \psi_i^q \quad (1.1)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.2)$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - ig_s T_{ij}^a A_\mu^a \quad (1.3)$$

dove g_s è la costante di accoppiamento della QCD, T_{ij}^a e f_{abc} sono rispettivamente le matrici SU(3) e le costanti di struttura, le $\psi_i^q(x)$ sono gli spinori di Dirac a quattro componenti associati a ciascun campo dei quark di colore i e flavor q e $A_\mu^a(x)$ sono gli otto campi di Yang-Mills dei gluoni.

La QCD formulata in termini di quark e gluoni, valida a piccole distanze o equivalentemente a grandi energie, può essere studiata usando delle tecniche perturbative. A grandi distanze invece, in un regime di confinamento, l'accoppiamento diventa grande e i partoni colorati vengono trasformati in adroni senza colore, processo chiamato *adronizzazione* o *frammentazione*. È difficile comprendere questo processo da principi primi, partendo dalla lagrangiana della QCD, e pertanto si sono sviluppati diversi modelli fenomenologici. Lo studio della produzione di quark pesanti, e in particolare del quark *charm*, nelle collisioni adroniche è dunque di grande interesse poichè

costituisce un buon test per una grande varietà di modelli teorici. Fra i principali si ricordano i seguenti:

- Modelli basati sulla QCD perturbativa (pQCD) e il modello a partoni [1];
- Modelli basati sul cosiddetto *Lund string model* [2];

Nei paragrafi a seguire verranno analizzati alcuni aspetti di tali modelli, rilevanti nel comprendere l'importanza delle misure di produzione del quark charm, scopo di questo lavoro di tesi. Il confronto infatti tra la sezione d'urto calcolata teoricamente e i risultati sperimentali permette di comprendere il meccanismo attraverso il quale vengono prodotti i quark pesanti e più specificamente il quark charm.

1.1 QCD perturbativa e modello a partoni

Si considera che la produzione di quark pesanti nelle collisioni adroniche possa essere ben descritta dal modello a partoni. Si fanno cioè delle assunzioni fenomenologiche riducendo l'interazione adrone-adrone alla interazione tra partoni (gluoni, quark leggeri e antiquark). La sezione d'urto dei processi "hard" può quindi essere scritta come la convoluzione degli elementi di matrice al quadrato dei sottoprocessi calcolati nella QCD con le distribuzioni dei partoni degli adroni collidenti.

Un processo generico di produzione di un quark pesante Q di momento p ed energia E è:

$$H_A(P_1) + H_B(P_2) \rightarrow Q(p) + X \quad (1.4)$$

dove H_A e H_B sono gli adroni collidenti. Per quark sufficientemente pesanti la sezione d'urto è calcolabile come una serie perturbativa nella costante di accoppiamento α_s :

$$\sigma = \alpha_s^2(\sigma_0 + \alpha_s\sigma_1 + \alpha_s^2\sigma_2 + \dots) \quad (1.5)$$

I calcoli che arrivano a considerare σ_0 vengono definiti all' *ordine dominante* (LO), quelli fino a σ_1 all' *ordine successivo al dominante* (NLO), quelli fino

a σ_2 all'ordine successivo al successivo (NNLO) e così via. I meccanismi di produzione dei quark pesanti si suddividono solitamente nelle seguenti categorie: creazione del flavor, eccitazione del flavor e splitting dei gluoni. Al LO i contributi alla sezione d'urto provengono dall'annichilazione quark-antiquark e dalla fusione gluone-gluone:

$$gg \rightarrow Q\bar{Q}, \quad q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} \quad (1.6)$$

e dai processi di eccitazione del flavor:

$$qQ \rightarrow qQ, \quad q\bar{Q} \rightarrow q\bar{Q}, \quad gQ \rightarrow gQ \quad (1.7)$$

I diagrammi di Feynman relativi ai primi contributi sono mostrati in Figura 1.1.

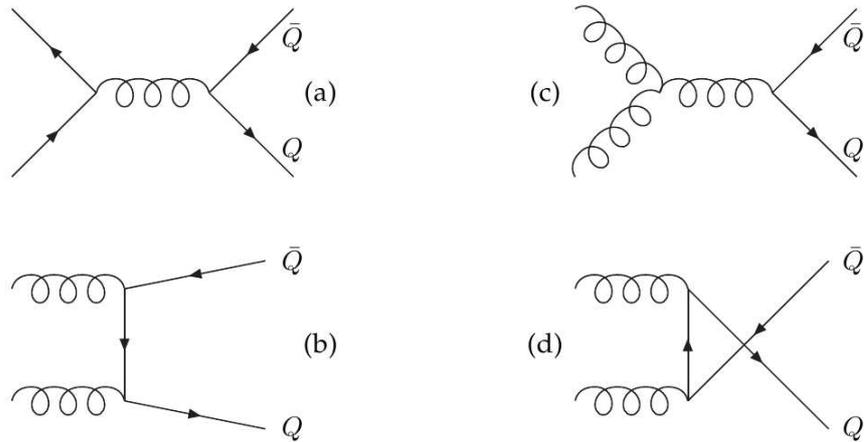


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman al LO per la produzione di quark pesanti: annichilazione quark-antiquark (a) e fusione gluone gluone (b c d).

All'ordine successivo (NLO) gioca un ruolo importante la "radiazione":

$$q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}g, \quad gg \rightarrow Q\bar{Q}g, \quad gq \rightarrow Q\bar{Q}q, \quad g\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}\bar{q} \quad (1.8)$$

I diagrammi di Feynman relativi a questi contributi sono mostrati in Figura 1.2.

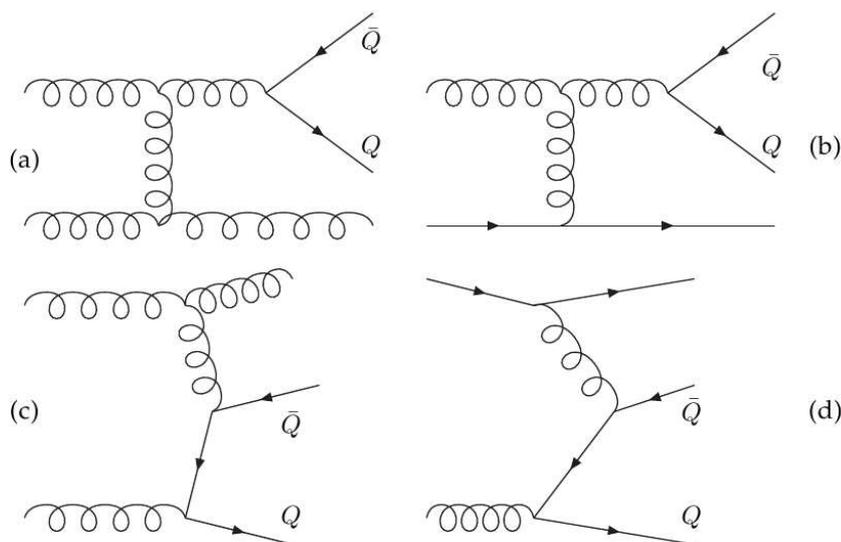


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman al NLO per la produzione di quark pesanti: (a b)separazione di gluoni (c d)eccitazione del flavor.

La formula standard della pQCD per la produzione inclusiva di quark pesanti Q di momento p ed energia E è:

$$\frac{Ed^3\sigma}{d^3p} = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \left[\frac{Ed^3\hat{\sigma}_{ij}(x_1 P_1, x_2 P_2, p, m, \mu)}{d^3p} \right] F_i^A(x_1, \mu) F_j^B(x_2, \mu) \quad (1.9)$$

Le funzioni F_i sono le densità numeriche dei partoni leggeri degli adroni entranti A e B. La massa del quark pesante prodotto è m e μ è la scala alla quale vengono sottratte le divergenze ultraviolette. Il simbolo $\hat{\sigma}$ denota la sezione d'urto a corto range, attraverso la quale è possibile fattorizzare le singolarità nella massa. Poichè la sensitività ad una scala di momento inferiore alla massa del quark pesante è stata rimossa, $\hat{\sigma}$ è calcolabile in una serie perturbativa in $\alpha_s(\mu^2)$. La scala μ è dell'ordine della massa m del quark prodotto e le correzioni all'equazione sono soppresse di potenze della massa del quark prodotto. E' necessario specificare che la sezione d'urto inclusiva per la produzione di un antiquark \bar{Q} differisce, anche se di poco, da quella della produzione di un quark Q ad una data rapidità ed un dato impulso trasverso.

Integrando l'equazione precedente sul momento p otteniamo la sezione d'urto totale per la produzione di coppie di quark pesanti:

$$\sigma(S) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m^2, \mu^2) F_i^A(x_1, \mu) F_j^B(x_2, \mu) \quad (1.10)$$

dove S è la radice quadrata dell'energia nel centro di massa degli adroni collidenti A e B. La sezione d'urto partonica a corto range $\hat{\sigma}$, che riceve contributi dai processi 1.6, 1.7 e 1.8, può essere scritta come:

$$\hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 S, m^2, \mu^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu^2)}{m^2} f_{ij} \left(\rho, \frac{\mu^2}{m^2} \right) \quad (1.11)$$

dove $\rho = 4m^2/s$, s è la radice dell'energia nel centro di massa dei partoni e le f_{ij} sono le funzioni di distribuzione partoniche, che descrivono la probabilità di trovare un partone all'interno della particella del fascio. L'espansione perturbativa delle f_{ij} ha la seguente forma:

$$f_{ij}(\rho, \mu^2/m^2) = f_{ij}^0(\rho) + g^2(\mu^2) + \left[f_{ij}^1(\rho) + \overline{f_{ij}^1}(\rho) \ln(\mu^2/m^2) \right] + O(g^4) \quad (1.12)$$

Per calcolare le f_{ij} in teoria delle perturbazioni è necessario eseguire una normalizzazione e una fattorizzazione delle singolarità di massa, che possono essere ottenute alla scala μ .

1.2 Modello di Lund

Questo modello di adronizzazione è alla base dei codici implementati nel programma di simulazione PYTHIA[3], ampiamente usato per generare eventi di fisica delle alte energie. Il modello postula l'esistenza di un singoletto di colore di un quark e un antiquark (q e \bar{q}). Gli studi di QCD su reticolo ipotizzano uno scenario di confinamento lineare, cioè l'energia immagazzinata nel campo di dipolo prodotto dal colore della carica e dell'anticarica cresce linearmente con la separazione delle cariche. Sotto questa assunzione, quando q e \bar{q} si allontanano dal loro comune vertice di produzione, si ha un tubo di flusso tra i due partoni, di dimensioni trasverse di circa 1 fm. Se si assume che il tubo sia uniforme lungo la sua lunghezza, questo inevitabilmente porta al confinamento, con un potenziale che cresce linearmente. Per ottenere una

descrizione causale e Lorentz covariante del flusso di energia, dovuto a questo confinamento lineare, il tubo viene considerato come una stringa relativistica, priva di massa, senza gradi di libertà trasversali. La quantità di energia per unità di lunghezza (*costante di stringa*) può essere dedotta con la spettroscopia adronica e risulta essere $k \sim 1\text{GeV}/\text{fm}$. Tornando al processo di frammentazione, quando q e \bar{q} di allontanano, l'energia potenziale immagazzinata nella stringa cresce e la stringa può rompersi, producendo una nuova coppia q' e \bar{q}' . In questo modo si formano due singoletti di colore $\bar{q}q'$ e $q'\bar{q}$. Se la massa invariante dei frammenti di stringa è abbastanza grande, possono avvenire altre frammentazioni. Attraverso il meccanismo quantistico dell'*effetto tunnel* è infine possibile che si generi la coppia $q\bar{q}'$ che porta alla rottura della stringa. Si può dimostrare che la probabilità di questo effetto è inversamente proporzionale alla massa dei quark costituenti, implicando una soppressione della produzione di quark pesanti. La probabilità di produzione data dal Lund Model per i diversi flavor è:

$$u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$$

Perciò ci si aspetta che il quark charm non venga prodotto nella frammentazione soffice, ma solo nella shower partonica. Quando un quark e un anti-quark di due stringhe adiacenti si combinano la particella che si forma può essere un mesone pseudoscalare o vettoriale.

1.3 Asimmetria nella produzione di mesoni con charm

Teoricamente, i diagrammi della produzione di quark *charm* e *anticharm* non mostrano asimmetrie al LO. I processi NLO introducono una lieve asimmetria nell'impulso dei quark dovuto all'interferenza tra i diversi contributi all'ampiezza. Tuttavia gli esperimenti E769[6], WA89[7], WA92[7] e E791[8] hanno mostrato un effetto di asimmetria nella produzione di mesoni D nettamente maggiore, la cui origine è da ricercarsi in effetti non perturbativi del processo di adronizzazione (string fragmentation) o come una manifestazione di un contenuto intrinseco di charm nel fascio di adroni (intrinsic

charm). Il modello *quark-gluon string* (QGS) dei pomeroni supercritici ([4]) fornisce delle previsioni sull'asimmetria di produzione di adroni con charm e anticharm. E' basato su un'espansione $1/N$ in QCD e considera interazioni adroniche a grande distanza e piccoli impulsi trasversi. I dati raccolti nei collider, costruiti per ottenere energie sempre più elevate, hanno tuttavia mostrato l'influenza di processi cosiddetti "semihard". Il modello chiamato quark-gluon-string-jet (QGSJET), sviluppo del precedente, tiene conto anche di questi processi. Nel modello l'ampiezza di scattering è data da due contributi: uno dovuto alle interazioni descritte dallo scambio di pomeroni soffici e l'altro ai processi semihard. Usando questo modello è stato possibile sviluppare dei codici MC ([5]), per studiare la produzione di adroni con charm in collisioni protone-protone.

1.4 I mesoni D^0 e D^*

I mesoni D sono le particelle più leggere che contengono un quark di tipo *charm* e costituiscono un buon esempio per lo studio dei decadimenti che avvengono attraverso l'interazione debole. In questo lavoro di tesi si studia la produzione dei mesoni D^0 e D^* , le cui caratteristiche principali sono riportate in Tabella 1.4.

Tabella 1.1: Proprietà dei mesoni D^0 e D^* .

Particella	Quark	Massa a riposo (MeV/c^2)	I^G	J^{PC}	C	Vita media(s)
D^0	cu	1864.84 ± 0.17	1/2	0^-	+1	$(4.101 \pm 0.015) \times 10^{-13}$
$D^{*+}(2010)$	cd	2010.27 ± 0.17	1/2	1^-	+1	$(6.9 \pm 1.9) \times 10^{-21}$

D^0

Tra i diversi modi di decadimento del D^0 si è analizzato il canale adronico in $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ed il suo coniugato di carica, avente un branching fraction di $(3.89 \pm 0.05)\%$ e il cui diagramma è mostrato in Figura 1.3. Questo canale è particolarmente interessante e viene utilizzato per lo studio del

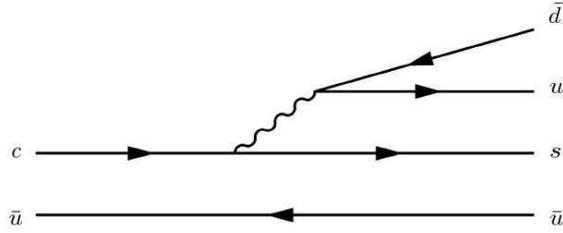


Figura 1.3: Diagramma di Feynman del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

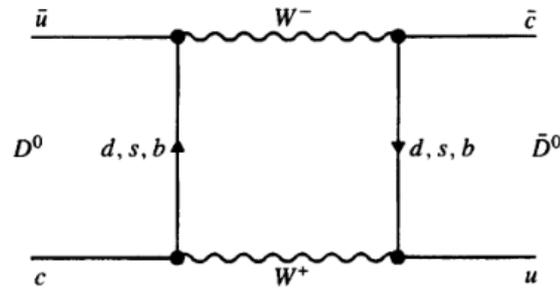


Figura 1.4: Diagramma di Feynman del del mixing $D^0 - \bar{D}^0$.

mixing $D^0 - \bar{D}^0$, che può essere descritto dal diagramma Figura 1.4. La produzione di questa particella avviene principalmente in due modi: può essere direttamente prodotta, o al vertice primario o dal decadimento forte del D^* , oppure provenire dal decadimento di mesoni più pesanti, contententi ad esempio il quark b .

In questo lavoro di tesi si è misurata la sezione d'urto di produzione dei D^0 direttamente prodotti, cercando di sopprimere la componente proveniente dai mesoni B .

D^{*+}

Il D^{*+} è una risonanza del mesone D^+ ; il suo decadimento è controllato dalle interazioni forti, attraverso due canali: $D^0 \pi^+$ con un BR pari a $(67.7 \pm 0.5)\%$ e $D^+ \pi^0$ con BR di $(30.7 \pm 0.5)\%$, fissati dai Coefficienti di Clebsh-Gordon. Poichè il secondo modo non è rivelabile a causa del pione neutro, si è studiata la sezione d'urto di produzione attraverso la catena di decadimenti

$D^0(K^-\pi^+)\pi^+$. Una caratteristica importante di questo decadimento è legato alla differenza di massa tra il D^* e il D^0 . Infatti a causa della cinematica del decadimento questa quantità può essere determinata con una precisione maggiore rispetto alla massa stessa della D^* . Il valore attuale misurato è:

$$m_{D^{*+}} - m_{D^0} = 145.421 \pm 0.010 \text{ MeV}$$

Attraverso l'analisi della catena di decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ è possibile determinare un campione di D^0 con un rapporto segnale-fondo molto elevato. Con questo campione sarà poi possibile studiare i decadimenti rari dei mesoni con charm, che avendo un branching ratio molto piccolo necessitano di purezza molto grande per poter essere rivelati.

Capitolo 2

L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb presso il *Large Hadron Collider* (LHC) di Ginevra è stato ideato per studi di grande precisione sulla violazione di CP e fenomeni rari nei decadimenti degli adroni contenenti quark *beauty*. Tuttavia le caratteristiche che rendono questo detector eccellente per gli studi di fisica del *b*, sono anche quelle necessarie per lo studio della fisica del *charm*.

2.1 LHC - Large Hadron Collider

Il Large Hadron Collider (LHC [9]) è un collider protone-protone e per ioni pesanti, con energie di progetto nel centro di massa rispettivamente di 14 e 5.52 TeV per nucleone e luminosità nominale di $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

L'acceleratore, situato in un tunnel sotterraneo, ha una circonferenza di circa 27 Km ed è costituito da due anelli a sincrotrone paralleli, che si incrociano in 4 punti di collisione, nei quali sono installati gli esperimenti. La curvatura dei fasci si ottiene grazie all'utilizzo di 1232 magneti superconduttori, tenuti a temperature criogeniche (1.9 K) che generano un campo magnetico di 8.4 T. Inoltre un sistema di quadrupoli magnetici, posti prima degli esperimenti, consente la focalizzazione dei due fasci. LHC si avvale dell'SPS come iniettore e della catena di acceleratori mostrati in Figura 2.1. Il fascio di protoni è accelerato inizialmente da un acceleratore lineare (LINAC) fino ad energie di circa 50 MeV, successivamente un acceleratore circolare, detto *booster*, porta l'energia a 1 GeV. I protoni sono quindi iniettati nel

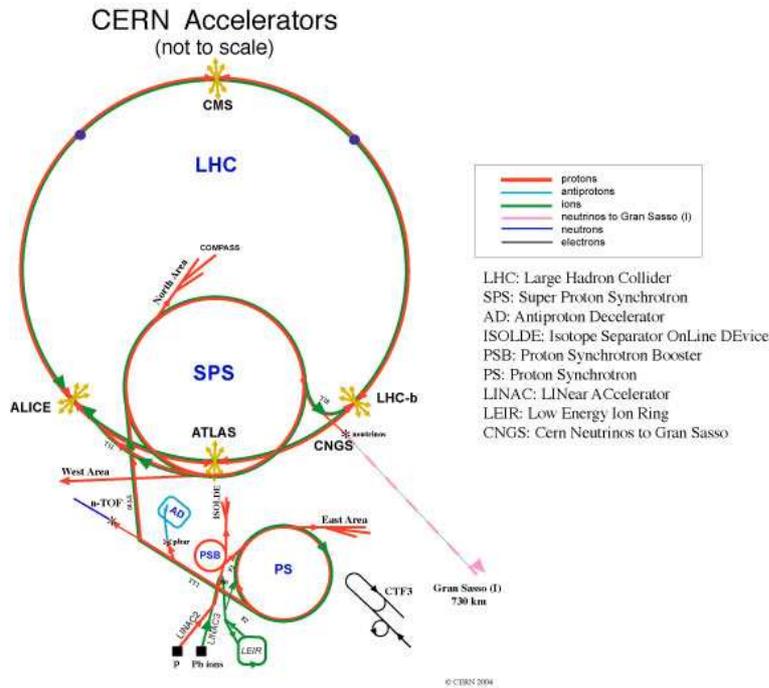


Figura 2.1: Complesso degli acceleratori del CERN.

PS dove raggiungono un'energia di 26 GeV, a questo punto entrano nell'SPS nel quale sono accelerati fino a 450 GeV per essere quindi iniettati in LHC per l'accelerazione finale a 7 TeV. All'interno della *beam pipe* i protoni sono divisi in gruppi, detti *bunches*, distanziati spazialmente e temporalmente (25 ns). Le collisioni fra protoni (*bunch crossing*) avvengono con una frequenza di 40 MHz. Alla luminosità massima $\mathcal{L} = \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ si avranno circa 14 interazioni per *bunch crossing*. LHCb tuttavia è progettato per acquisire dati ad una luminosità $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, in questo modo il numero medio di interazioni per *bunch crossing* diminuisce e la ricostruzione delle tracce risulta più semplice. Nel complesso LHC ospiterà cinque esperimenti: ATLAS e CMS con lo scopo principale della ricerca del Bosone di Higgs, ALICE che studierà interazioni tra ioni pesanti ed in particolare si occuperà dello studio del *Quark Gluon Plasma*, LHCb per lo studio della fisica dei mesoni B e TOTEM per la misura della sezione d'urto totale dei protoni. LHCb verrà descritto in maggior dettaglio poichè il lavoro di tesi svolto s'inquadra nell'ambito di tale esperimento.

2.2 L'esperimento LHCb

Il rivelatore LHCb[10] è uno spettrometro a singolo braccio posto nella regione in avanti delle interazioni pp . La geometria dell'esperimento, simile a quella di un esperimento a bersaglio fisso, è giustificata dal fatto che ad alte energie gli adroni contenenti i quark b e \bar{b} sono prodotti nella regione in avanti o indietro rispetto al punto di collisione, come mostrato dalla distribuzione angolare in Figura 2.2. La sezione verticale del rivelatore è mostrata in Figu-

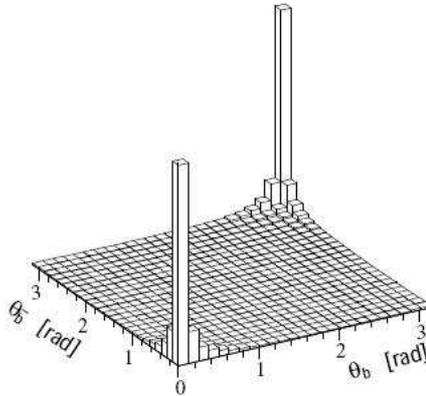


Figura 2.2: Distribuzione dell'angolo polare dei quark $b(\bar{c})$ prodotti.

ra 2.3. Il sistema di coordinate di LHCb è destrorso, con l'asse z che scorre dal punto di interazione verso le camere a muoni lungo la linea del fascio e con l'asse y che punta verso l'alto. Il campo magnetico è tale che la traiettoria delle particelle cariche abbia curvatura solo nel piano $x-z$ (piano curvante) e non siano incurvate nel piano $y-z$ (piano non curvante). La copertura angolare va da 10 mrad a 300 mrad nel piano $x-z$ e da 10 mrad a 250 mrad nel piano $y-z$. Questo equivale ad una copertura in pseudo-rapidità η fra 1.9 e 4.9 ¹. La figura mostra alcune componenti fondamentali dell'apparato, che sono qui di seguito elencate:

- il rivelatore di vertice (VELO)[11];
- i rivelatori ad effetto Cherenkov RICH1 e RICH2[12];

¹La pseudorapidità è definita come $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, dove θ è l'angolo formato dalla traiettoria della particella con l'asse z

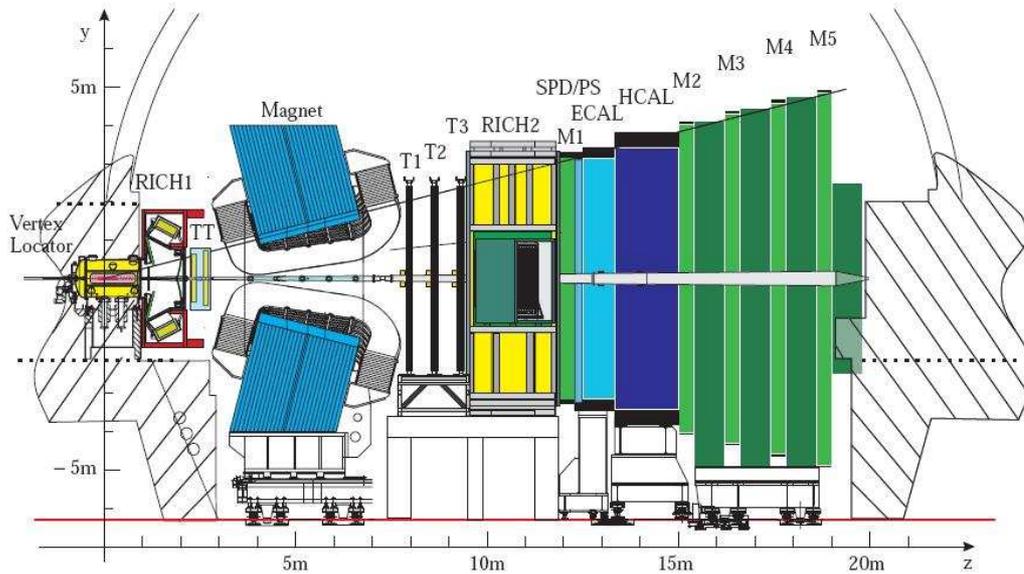


Figura 2.3: Il rivelatore LHCb: sezione verticale.

- il magnete[13];
- il sistema di tracciamento (T1,T2,T3)[14][15];
- i calorimetri elettromagnetico (ECAL) e adronico (HCAL)[16];
- il rivelatore di muoni (M1,M2,M3,M4,M5)[17].

Il sistema di identificazione delle particelle e quello di tracciamento rivestono particolare importanza per questo lavoro di tesi e pertanto saranno descritti in maggior dettaglio.

2.2.1 Il magnete

LHCb utilizza un magnete dipolare per misurare il momento delle particelle cariche, la cui apertura definisce una zona d'accettazione di $\pm 250\text{mrad}$ nel piano verticale e $\pm 300\text{mrad}$ nel piano orizzontale. Il magnete è orientato in modo tale da curvare le particelle cariche nel piano $x-z$. L'intensità massima del campo magnetico è di 1.1T , mentre il campo integrato sul cammino medio compiuto da una particella che ha avuto origine nel vertice primario è di $\sim 4\text{Tm}$ per consentire una risoluzione del 0.4% per la misura di impulsi

fino a 200 GeV. Per le misure di asimmetria CP è importante il controllo degli effetti sistematici del rivelatore, che può essere ottenuto modificando periodicamente l'orientazione del campo magnetico.

2.2.2 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento è costituito dal rivelatore di vertice (VELO) e da quattro stazioni traccianti: il *Tracker Turicensis* (TT) posizionato prima del magnete dipolare e le stazioni T1-T3 poste dopo il magnete. Questo sistema tracciante fornisce informazioni sul passaggio di particelle cariche tra il VELO e i calorimetri e consente la ricostruzione dell'impulso e delle traiettorie.

II VELO

L'abilità di ricostruire vertici primari e secondari di decadimenti di adroni che contengono i quark b e c ed escludere le tracce non originate nel vertice primario è fondamentale per l'esperimento LHCb. Questo avviene ad opera del *VErtex LOcator* (VELO), che fornisce misure precise delle coordinate delle tracce utilizzate per ricostruire i vertici di produzione e di decadimento degli adroni, per fornire una misura accurata del loro tempo di vita e per misurare il parametro d'impatto delle particelle usate per ricostruire il decadimento. Le informazioni provenienti dal VELO vengono inoltre utilizzate per il trigger di alto livello (HLT).

Il VELO consiste in due metà identiche poste attorno al fascio. Ciascuna metà è costituita da 25 stazioni formate da una coppia di rivelatori al silicio di forma emicircolare, una a strip circolari ed una a strip radiali che permettono la misura delle coordinate r e ϕ (Figura 2.4). I sensori sono posti ad una distanza radiale dal fascio, più piccola dell'apertura richiesta da LHC durante l'iniezione del fascio, e possono essere spostati radialmente rispetto ad esso. I rivelatori sono montati su un supporto che mantiene il vuoto attorno ai sensori, separato dal vuoto del fascio da un sottile foglio d'alluminio corrugato. Lo scopo è quello di minimizzare il materiale attraversato da una particella carica prima che questa attraversi il sensore e la geometria è tale da permettere alle due metà del VELO di sovrapporsi quando il esso è chiuso.

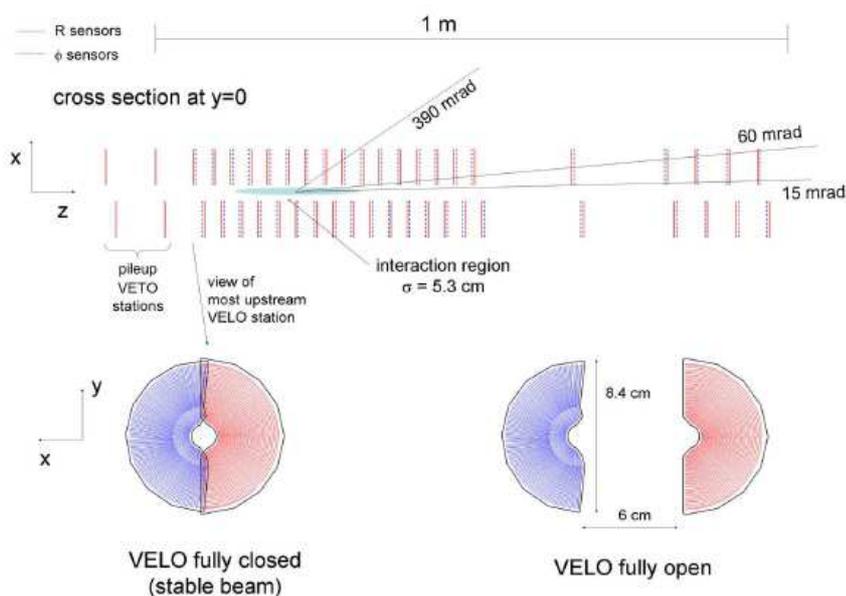


Figura 2.4: Struttura del VELO.

Il VELO ricopre l'accettanza dei rivelatori posti prima del magnete, cioè rivela particelle nell'intervallo di pseudorapidità $1.6 < \eta < 4.9$ e particelle emergenti dal vertice primario contenute nell'intervallo $|z| < 10.6$ cm. La risoluzione del rivelatore è pari a $42\mu\text{m}$ nella direzione z e di $10\mu\text{m}$ nella direzione perpendicolare al fascio. La risoluzione lungo la direzione del fascio è pari a $50\mu\text{m}$ per il vertice primario e $150\mu\text{m}$ per il vertice secondario. Si otterrà inoltre una risoluzione di $20\mu\text{m}$ per la ricostruzione del parametro d'impatto rispetto al vertice primario delle tracce a più alto impulso trasverso.

Le Camere traccianti

Il sistema di tracciamento è costituito da quattro camere traccianti: il *Turicensis Tracker* (TT) e le camere T1-T3.

Il TT è collocato tra il RICH1 e l'ingresso del magnete. Esso serve a ricostruire le tracce di basso impulso che, deviate dal magnete, non arrivano alle altre stazioni di tracciamento, e per assegnare informazioni di impulso trasverso alle tracce con alto parametro d'impatto. Le altre tre stazioni traccianti (T1, T2, T3) misurano la coordinata x della particella e due coor-

dinate *stereo* spostate angularmente rispetto alla prima di un angolo $\theta = \pm 5^\circ$ in modo da avere una qualche informazione lungo la direzione y e risolvere le ambiguità.

Poichè la densità di tracce in un tipico evento varia come $1/r^2$ (dove r è la distanza dall'asse z) e sono quindi necessarie diverse risoluzioni, il Tracker è distinto in due parti:

- *Inner Tracker*: è la regione vicino al fascio, costituita da rivelatori al silicio, e ha una risoluzione spaziale di $\sim 75\mu\text{m}$;
- *Outer Tracker*: posto più esternamente, è investito da una luminosità più bassa ed è costituito da due strati di *straw tubes* (rivelatori a gas) sfalsati tra loro. La risoluzione è di $\sim 200\mu\text{m}$.

La ricostruzione software delle tracce utilizza le informazioni del VELO, del TT, dell'IT e dell'OT per costruire a partire dagli hits le traiettorie delle particelle dal VELO ai calorimetri. Le tracce, definite a seconda degli hit rilasciati nei diversi traccianti, possono essere classificate come (Figura 2.5):

- *Long Tracks*: presentano hit nel VELO e in tutte le stazioni T. Tipicamente solo queste tracce sono utilizzate per la ricostruzione dei decadimenti, in quanto si richiede una precisione elevata nella ricostruzione dei vertici secondari;
- *Upstream Tracks*: attraversano il VELO e le stazioni del TT. Hanno generalmente un basso impulso e vengono deviate dal campo magnetico. Ad ogni modo possono passare attraverso il RICH1 e dar luogo a fotoni Cherenkov. Possono quindi essere usate per studiare il fondo negli algoritmi di identificazione delle particelle nel RICH;
- *Downstream Tracks*: sono le tracce che attraversano solo le stazioni TT e T;
- *VELO Tracks*: sono le tracce misurate solo nel VELO utili per la ricostruzione del vertice primario;

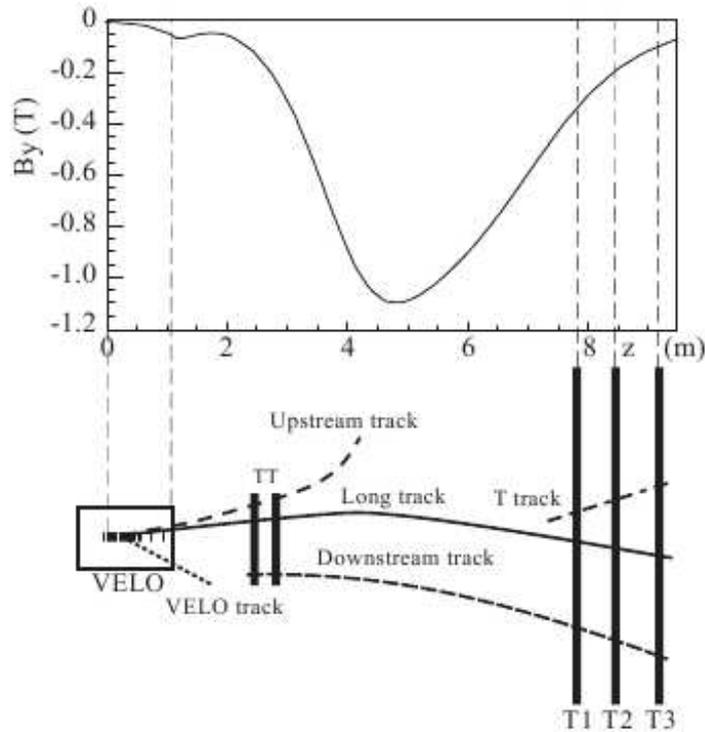


Figura 2.5: Illustrazione schematica dei diversi tipi di tracce. Come riferimento si riporta l'andamento della componente y del campo magnetico in funzione della coordinata z .

- *T Tracks*: sono quelle misurate solo nelle stazioni T, prodotte tipicamente in interazioni secondarie.

La ricostruzione avviene in due fasi: nella prima vengono ricercati i cosiddetti “semi” di traccia, separatamente nel VELO e nelle stazioni, pertanto si parlerà di *VELO seeds* e di *T seeds*; nella seconda fase si ricostruisce la traccia vera e propria.

- *VELO seeds*: sono segmenti di tracce rettilinei, ricostruiti utilizzando le coordinate radiali e angolari dei cluster di energia depositata in VELO.
- *T seeds*: sono ricostruiti usando i cluster nei tracker, si tratta di parametrizzazioni paraboliche, in quanto il valore del campo magnetico, sebbene ridotto in questa zona, non è ancora trascurabile. Può esse-

re effettuata una stima dell'impulso assumendo che la traccia abbia origine dalla posizione nominale del vertice di interazione.

- *Ricerca di tracce lunghe*: si sceglie un VELO seed e gli si assegna a turno uno degli hit su una singola stazione T. A questo punto è possibile definire un impulso e quindi la traiettoria della particella. Per questa traiettoria si cercano quindi degli hit nelle altre stazioni, includendo la TT. Se un numero sufficiente di hit è ritenuto compatibile con la traiettoria la traccia è ricostruita, o quantomeno è ritenuta tale. In questo modo viene ricostruito all'incirca il 90% delle tracce lunghe. La procedura viene ripetuta per tutti i VELO seeds. A questo punto, scartando tutti gli hit nelle stazioni che sono stati già assegnati ad una traccia, si può ricostruire un ulteriore 5% di tracce lunghe sfruttando i T seeds, estrapolandone una traccia e richiedendo che la stessa sia compatibile con un VELO seed.

La risoluzione in impulso è dipendente dall'impulso stesso della particella e va dallo 0.35% per bassi impulsi allo 0.55% per grandi impulsi.

2.2.3 Identificazione delle particelle

L'identificazione delle particelle (PID) è un requisito estremamente importante per LHCb. Le particelle cariche (e , μ , π , K , p) vengono identificate combinando le informazioni provenienti dai RICH, dai calorimetri e dal sistema di rivelatori per muoni, che verranno di seguito descritti.

I RICH

Per analizzare i decadimenti adronici di interesse per questa questa tesi è indispensabile poter separare i pioni dai kaoni. Questo scopo è ottenuto attraverso dei rivelatori ad effetto Cherenkov (RICH). Il RICH rivela le immagini di anelli (sezioni di cono) di fotoni emessi da particelle cariche che attraversano uno strato di radiatore posto al suo ingresso. I fotoni vengono deviati da due serie di specchi (prima sferici poi piani) verso dei fotodiodi ibridi segmentati (HPD), che sono schermati perchè sensibili ai campi magnetici.

Per identificare particelle in un ampio intervallo di impulsi sono necessari tre diversi radiatori: aerogel (indice di rifrazione $n = 1.03$) per i bassi impulsi, C_4F_{10} gassoso ($n = 1.0014$) per quelli intermedi e CF_4 per i grandi impulsi. Poichè vi è una forte correlazione tra l'angolo polare delle particelle e il loro impulso, il RICH è diviso in due parti che coprono due diverse regioni di angolo polare (e conseguentemente di impulso) delle particelle (Figura 2.8):

- Il RICH1 collocato a monte del magnete, subito dopo il VELO, usa sia aerogel che C_4F_{10} come radiatori. Essendo posto prima del magnete è capace di rivelare anche particelle che verranno portate fuori accettazione dal campo magnetico. Copre la regione di bassi impulsi (1-60 GeV/c) e di grandi angoli polari (30-300 mrad).
- Il RICH2, a valle del magnete, usa C_4F_{10} come radiatore e copre la regione di alti impulsi (15-100 GeV/c) e bassi angoli polari (15-120 mrad).

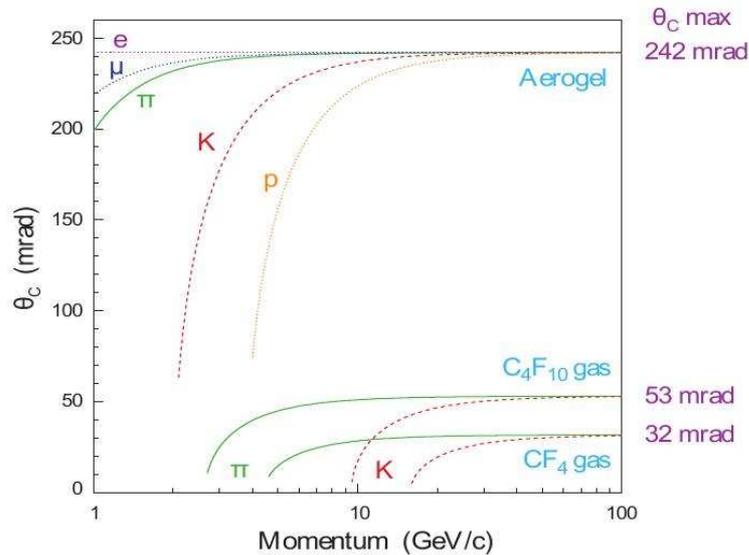


Figura 2.6: Angolo Cherenkov in funzione del momento della particella per i RICH.

Entrambi i rivelatori sono posti fuori del magnete, in regioni di basso campo magnetico, sia per evitare che le tracce siano incurvate mentre

attraversano i radiatori, sia perchè i rivelatori di fotoni sono sensibili al campo.

L'algoritmo di base per l'identificazione delle particelle utilizza un approccio basato su una *log-likelihood*. La struttura degli hit osservati nei RICH viene confrontata alla struttura che ci si aspetta sotto una certa serie di ipotesi e la likelihood viene costruita in base a questo confronto. L'efficienza media di identificazione dei kaoni con impulso compreso tra 2 e 100 GeV/c è del 95% con il corrispondente valore di misidentificazione dei pioni del 5%.

I calorimetri

Il sistema di calorimetri permette di identificare elettroni, fotoni (ECAL) e adroni (HCAL) e di misurarne posizione e impulso. Davanti ai calorimetri è posto un rivelatore a pad scintillante (SPS), che distingue le particelle cariche dalle neutre. Esso è costituito da uno strato di piombo di 12mm seguito da 15mm di scintillatore.

ECAL è un calorimetro elettromagnetico di tipo segmentato, che consiste in strati di materiale scintillante, spessi 4 mm, alternati a strati di piombo spesso 2mm. Il suo spessore in z è pari a 25 lunghezze di radiazione. Rivela fotoni e elettroni attraverso lo sciame elettromagnetico di e^+e^- e di γ .

La risoluzione in energia è pari a $\sigma(E)/E = 9\%(E)^{-1/2} \oplus 0.8\%$.

HCAL è un calorimetro adronico a campionamento, costituito da piastre di ferro dello spessore di 16mm, che costituiscono il materiale passivo, e da piani di materiale scintillante di 4mm come materiale attivo. La sua lunghezza è pari a 1.6m per un totale di $5.6\lambda_I$. La risoluzione in energia è pari a $\sigma(E)/E = 69\%(E)^{-1/2} \oplus 9\%$.

Il rivelatore di muoni

Il rivelatore per muoni è posto all'estremo del rivelatore LHCb: esso ha la funzione di rivelare muoni, uniche particelle cariche a poter attraversare i calorimetri quasi senza interagire. I dati forniti si rivelano utili, oltre che per l'analisi offline, anche per il trigger, infatti è possibile rivelare muoni con un grande impulso trasverso con un'efficienza del 95%, ad una frequenza di eventi

fino a 10MHz alla luminosità nominale di LHCb. Il 99% dei muoni rivelati, sono risolti temporalmente a 20ns, in modo tale che sia possibile assegnare gli hits al bunch crossing corrispondente. L'intero sistema è composto da cinque stazioni (M1-M5) (vedi Figura 2.7) posizionate al di là del calorimetro adronico, ad eccezione della prima, M1, che è posta davanti al calorimetro elettromagnetico. A partire da M2, dopo ogni stazione è posto un assorbitore

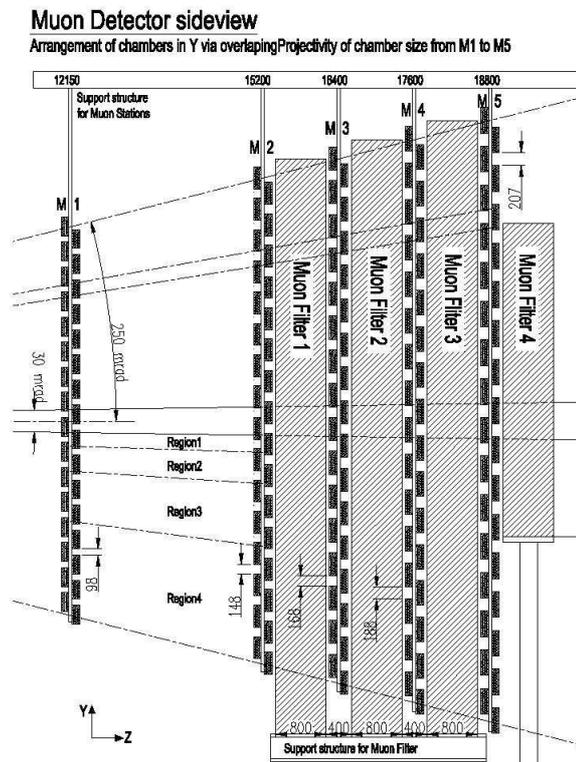


Figura 2.7: Vista laterale del rivelatore di μ nel piano $y - z$.

di ferro dello spessore di 80cm atto ad attenuare particelle diverse dai muoni e provenienti dal calorimetro. Ogni stazione è divisa in quattro regioni, R1-R4, che hanno dimensioni che aumentano al crescere della distanza dal fascio. La rivelazione degli hits è affidata a camere proporzionali multifilo ad eccezione della regione R1 di M1, che è equipaggiata con rivelatori a tripla GEM, che hanno risposte migliori in regimi di alto flusso come quelli presenti nella regione antistante i calorimetri.

2.2.4 Il Trigger

In generale un buon trigger deve selezionare eventi di interesse rigettando il fondo e mantenendo bassa la frequenza degli eventi. La luminosità nominale di LHCb pari a $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ è molto più bassa rispetto a quella massima programmata per LHC. Oltre a ridurre il rischio di danneggiamenti del rivelatore e dell'elettronica questo consente di avere un numero di interazioni per *bunch crossing* dominato da una singola interazione, facilitando in questo modo l'acquisizione e la ricostruzione. La frequenza di bunch crossing, pari a 40 MHz, non consente di registrare tutti gli eventi, quindi il ruolo del trigger è quello di decidere se un evento può o meno essere salvato mantenendo alta l'efficienza sul segnale che si studiano. Alla luminosità nominale la frequenza di incrocio dei fasci con una interazione visibile dallo spettrometro è circa 10 MHz. Il trigger ha il compito di ridurre questo valore a circa 2 kHz, frequenza alla quale i dati vengono registrati su disco. Questa riduzione nella frequenza è ottenuta attraverso due livelli di trigger. Il primo, detto di livello zero (*L0*), è di tipo hardware e compie una prima selezione degli eventi, riducendo la frequenza da 40 MHz a ≤ 1 MHz. Il trigger L0 si basa sulle informazioni provenienti dal *Pile-up Veto* del VELO, dal sistema dei calorimetri e dal sistema dei rivelatori di muoni. Le richieste effettuate sulle particelle in esame riguardano l'impulso trasverso e l'energia trasversa. Il secondo stadio detto *High Level Trigger (HLT)* è di tipo software e processa eventi che hanno superato in precedenza L0, portando la frequenza a valori inferiori, in modo che complessivamente si registrino eventi a circa 2 kHz. L'HLT è diviso ulteriormente in due livelli: HLT1 e HLT2. L'HLT1 riduce la frequenza da 1 MHz a circa 30 kHz, che è una frequenza sufficientemente bassa da permettere l'intera ricostruzione (*full pattern recognition*). Esso applica una successione di algoritmi in parallelo (*alleys*) a seconda del tipo di candidato proveniente da L0: da prima si procede con la conferma della particella candidata dal livello L0 e si aggiungono progressivamente informazioni dal VELO e dalle stazioni di tracciamento, applicando tagli sul parametro d'impatto o sull'impulso trasverso. Se l'evento viene selezionato da almeno una *alley*, allora passa all'HLT2. Questo secondo stadio effettua un controllo

completo dell'evento, per trovare tutte le tracce associate all'evento preso in considerazione, usando se necessario anche le tracce del VELO. Quindi applica un set di selezioni inclusive ed esclusive, che devono ridurre la frequenza a circa 2 kHz, a cui i dati vengono scritti su nastro. I 2 kHz finali dell'HLT2 si suddividono in quattro insiemi (*stream*) di selezioni.

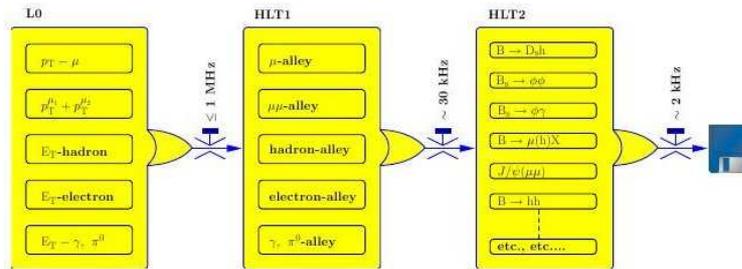


Figura 2.8: Schema del trigger utilizzato nell'esperimento LHCb.

Nel corso della presente tesi riveste particolare importanza lo stream a 300 Hz dedicato al canale $D^* \rightarrow D^0(hh)\pi$. Questo è il trigger che seleziona il campione di interesse per la fisica del charm. L'informazione sull'identificazione delle particelle proveniente dal RICH non viene utilizzata da questo trigger, che considera le combinazioni di $K\pi$, πK , KK e $\pi\pi$, come possibili candidati a dare la massa del D^0 e seleziona una terza traccia che è il pione soffice candidato a provenire dal decadimento del D^* . Affinchè le particelle passino il trigger vengono imposti dei tagli laschi sull'impulso trasverso e sulla significanza del minimo parametro d'impatto (Figura 2.9), sulla massa del D^0 e sulla differenza di massa tra D^0 e D^* . Con le prestazioni di LHCb il numero di D^* non provenienti da decadimenti di mesoni B, per una luminosità integrata di $2fb^{-1}$ è previsto essere pari a 10^8 , utili per gli studi sulla fisica del *charm* e per la calibrazione dei RICH.

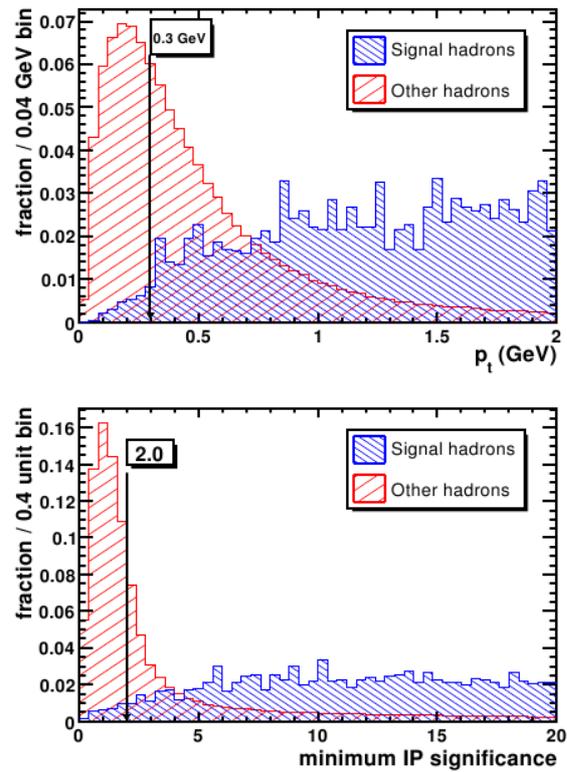


Figura 2.9: Distribuzione dell'impulso trasverso (alto) e significanza del parametro d'impatto (basso) per le tracce che entrano nello *stream* del D^* dell'HLT.

Capitolo 3

Selezione sul campione MC

Lo studio dei campioni Monte Carlo (MC) in fisica delle alte energie è particolarmente importante, poichè intende fornire una simulazione quanto più accurata del rivelatore e dell'interazione delle particelle con esso. Sul campione di eventi simulati è possibile testare le strategie di analisi, che verranno poi applicate sui dati reali, e di interpretare i risultati nell'ambito dei modelli teorici, all'interno e oltre il Modello Standard, attraverso i quali vengono generati gli eventi. I campioni MC utilizzati per questo lavoro di tesi sono stati generati mediante il programma PYTHIA [3], nell'ambito del framework di LHCb e gli eventi simulati sono organizzati in modo da poter essere processati con il software di analisi ROOT [18].

La generazione si sviluppa a partire dalla simulazione completa nel vuoto dell'interazione pp e pertanto in ogni evento ci sarà un certo numero di particelle primarie prodotte, tra le quali le coppie dei mesoni di interesse. In ogni evento è presente almeno un mesone che decade nel canale su cui si vuole effettuare l'analisi, mentre gli altri decadono secondo i propri *branching fraction* negli altri canali. I mesoni con charm così prodotti possono avere avuto origine al vertice primario oppure essere a loro volta prodotti di decadimento di adroni più pesanti, quali ad esempio i mesoni B .

In questo lavoro sono stati presi in considerazione i mesoni D^0 e D^* ed in particolare i canali di decadimento:

- $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ + \text{c.c.}$
- $D^{*+} \rightarrow D^0(K^- \pi^+) \pi^+$

Ai campioni utilizzati è stato imposto un taglio durante la generazione, considerando solo gli eventi per i quali ognuna delle particelle nello stato finale avesse un impulso tale da risultare all'interno dell'accettanza angolare di LHCb; questo corrisponde all'intervallo $1.9 < \eta < 4.9$ in pseudorapidità. Successivamente è stata simulata, mediante l'uso di GEANT 4 [19], la risposta del rivelatore al passaggio delle particelle prodotte da interazioni pp a 3.5 TeV per fascio, con la configurazione di "VELO chiuso" e nelle configurazioni di campo magnetico orientato verso il basso e verso l'alto.

Tutti i risultati mostrati nei paragrafi successivi si riferiranno all'analisi effettuata separatamente per i due canali di interesse. Per confrontare infine i risultati con le predizioni della QCD, la sezione d'urto di produzione verrà misurata in bin di impulso trasverso (p_T) e rapidità (y), definita come $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$. Sono stati considerati solo impulsi trasversi compresi tra 0 e 8 GeV/c e valori di rapidità tra 2 e 5.

3.1 Effetti di accettanza geometrica

Come detto in precedenza, a livello di generazione si è effettuato un taglio, considerando solamente eventi per i quali i prodotti del decadimento del canale in esame si trovassero nell'accettanza di LHCb. L'efficienza di questo taglio è stata studiata a livello di generazione, considerando il rapporto tra il numero di eventi in cui i prodotti di decadimento si trovano nell'accettanza geometrica e il numero di eventi totali generati nell'intervallo specifico di p_T e y . La Tabella 3.1 mostra l'effetto di questa accettanza geometrica per il D^0 .

Tabella 3.1: Rapporto tra il numero di eventi $D^0 \rightarrow K\pi$ nei quali i prodotti di decadimento sono nell'accettazione di LHCb ed il totale generato nell'intervallo indicato.

p_T (GeV/c)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.759 ± 0.004	0.916 ± 0.003	0.950 ± 0.002	0.909 ± 0.003	0.774 ± 0.005	0.472 ± 0.007
$1 < p_T < 2$	0.796 ± 0.004	0.939 ± 0.002	0.969 ± 0.002	0.938 ± 0.003	0.827 ± 0.005	0.559 ± 0.007
$2 < p_T < 3$	0.859 ± 0.004	0.968 ± 0.002	0.983 ± 0.002	0.960 ± 0.003	0.885 ± 0.006	0.642 ± 0.011
$3 < p_T < 4$	0.903 ± 0.005	0.984 ± 0.002	0.992 ± 0.002	0.970 ± 0.004	0.913 ± 0.007	0.762 ± 0.015
$4 < p_T < 5$	0.946 ± 0.005	0.994 ± 0.002	0.999 ± 0.001	0.989 ± 0.003	0.962 ± 0.007	0.766 ± 0.023
$5 < p_T < 6$	0.957 ± 0.006	0.998 ± 0.002	0.999 ± 0.001	0.990 ± 0.005	0.983 ± 0.007	0.882 ± 0.027
$6 < p_T < 7$	0.974 ± 0.007	0.998 ± 0.002	1.000 ± 0.000	1.000 ± 0.000	1.000 ± 0.000	0.953 ± 0.026
$7 < p_T < 8$	0.984 ± 0.007	1.000 ± 0.000	0.995 ± 0.005	1.000 ± 0.000	1.000 ± 0.000	0.917 ± 0.046

3.2 Numero medio di collisioni pp e di vertici primari

Nel lavoro di questa tesi si è assunto che il campione di eventi generati e ricostruiti simulasse correttamente la fisica delle interazioni pp e la risposta del rivelatore al passaggio delle particelle. D'altra parte il MC è stato prodotto con un numero medio di interazioni pp per evento ν uguale ad 1, mentre il numero medio di interazioni pp per bunch crossing nei dati analizzati è dell'ordine di 0.01 e pertanto molto più piccolo. Inoltre il numero di vertici primari ricostruiti è legato al numero di interazioni pp . In Figura 3.1 è mostrata la distribuzione del numero di vertici primari per evento per il campione MC e per i dati. Nella figura in alto si può osservare che i due andamenti sono diversi per i due campioni; per questo motivo si è deciso di considerare solo eventi MC generati con una sola collisione pp . Nella figura in basso è mostrata la distribuzione precedente con l'aggiunta di questo taglio, selezione che porta ad un accordo migliore.

In Tabella 3.2 è mostrato il numero di eventi del campione generato con le richieste aggiuntive di avere una sola interazione pp per evento, che i D^0 siano direttamente prodotti (provengano dal vertice primario o da mesoni più pesanti con charm) ed infine vengono considerati gli eventi negli intervalli di impulso trasverso e di rapidità precedentemente menzionati. Il valore finale ottenuto è quello rispetto al quale verranno determinate le efficienze di ricostruzione.

Tabella 3.2: Numero di D^0 e \bar{D}^0 generati richiedendo che il numero di interazioni pp sia 1 e che i mesoni abbiano p_T e y nell'intervallo indicato.

	D^0	\bar{D}^0	Totali
Numero mesoni	315781	320103	635884
$0 < p_T < 8 \text{ GeV}/c$			
$2 < y < 5$	278839	283110	561949

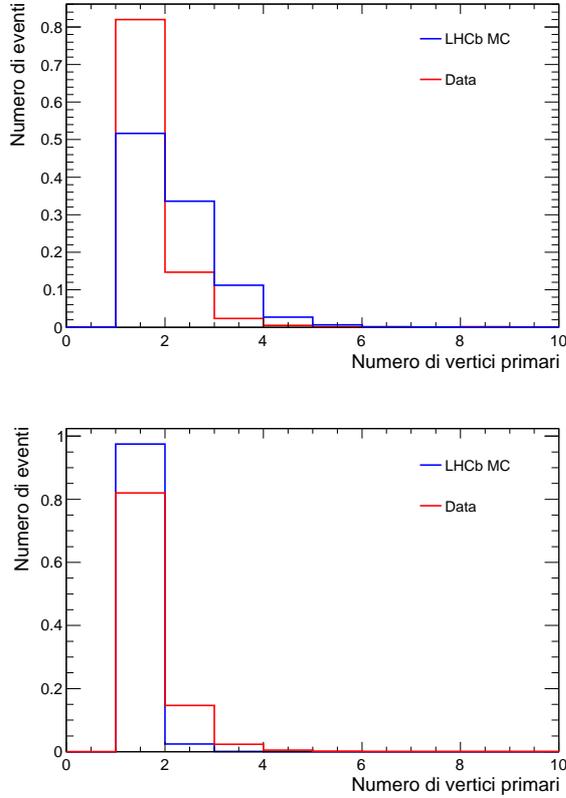


Figura 3.1: Distribuzione del numero di vertici primari ricostruiti per il campione MC (blu) e il campione di dati (rosso) per tutte le interazioni pp per evento nel campione MC (alto) e per una sola interazione pp per evento MC (basso).

3.3 Efficienza di ricostruzione

3.3.1 D^0 , \bar{D}^0

Un evento generato, che contiene un D^0 (\bar{D}^0), si definisce **ricostruito** se le tracce dei prodotti di decadimento sono state entrambe ricostruite. La efficienza di ricostruzione è determinata considerando il rapporto tra il numero di D^0 (\bar{D}^0) ricostruiti e il numero di D^0 (\bar{D}^0) generati. Le efficienze di ricostruzione per i mesoni D^0 e \bar{D}^0 sono riportate in Tabella 3.3.1 e si riferiscono solamente al campione con il campo magnetico orientato verso l'alto.

Si può osservare che l'efficienza di ricostruzione dei D^0 è maggiore di

Tabella 3.3: Efficienza di ricostruzione per il campione di eventi D^0 e \bar{D}^0 con campo magnetico Up.

	D^0	\bar{D}^0
$p_T - y$	278839	283110
Ricostruiti	186639	185342
ϵ_{Reco}	$(66.93 \pm 0.09)\%$	$(65.47 \pm 0.09)\%$

quella dei \bar{D}^0 . Questo fatto può essere compreso osservando le efficienze di ricostruzione dei prodotti di decadimento, riportate in Tabella 3.3.2.

Tabella 3.4: Efficienza di ricostruzione per i prodotti di decadimento del D^0 e \bar{D}^0 con campo magnetico Up.

	D^0	\bar{D}^0
ϵ_{Reco}	$K^- : (77.17 \pm 0.08)\%$	$K^+ : (78.52 \pm 0.08)\%$
ϵ_{Reco}	$\pi^+ : (80.28 \pm 0.07)\%$	$\pi^- : (78.11 \pm 0.08)\%$

Poichè i prodotti di decadimento sono fra loro correlati, appare chiaro che l'efficienza complessiva di ricostruzione per i D^0 e i \bar{D}^0 non sia data dal prodotto delle efficienze dei prodotti del decadimento. Infine si osserva che le particelle positive hanno un'efficienza maggiore rispetto alle negative: questo è legato alla sezione d'urto di interazione con il materiale del rivelatore, maggiore per le particelle negative, che si riflette in una ricostruzione peggiore.

Nel seguito dell'analisi rivestiranno particolare importanza l'impulso trasverso e la rapidità. Per mettere in evidenza eventuali effetti sistematici tra D^0 e \bar{D}^0 si riportano dunque gli andamenti dell'efficienza di ricostruzione in funzione di queste variabili (Figura 3.2, Figura 3.3).

Si può osservare che per entrambe le distribuzioni l'andamento tra D^0 e \bar{D}^0 è lo stesso, sebbene i valori assunti dal D^0 siano sistematicamente maggiori rispetto a quelli del \bar{D}^0 .

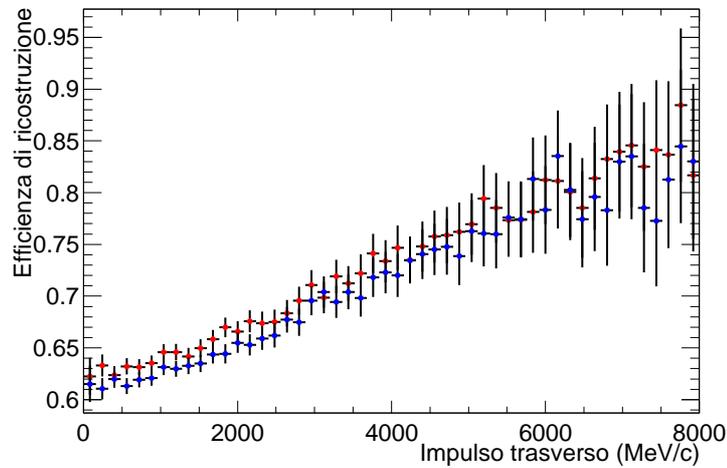


Figura 3.2: Efficienza di ricostruzione per D^0 e \bar{D}^0 in funzione dell'impulso trasverso.

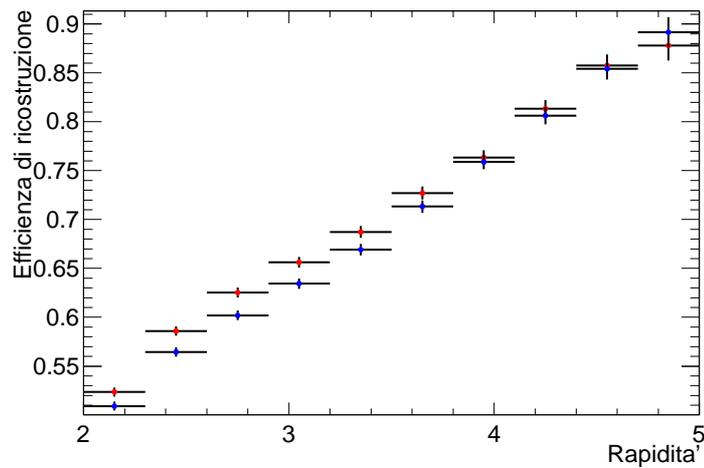


Figura 3.3: Efficienza di ricostruzione per D^0 e \bar{D}^0 in funzione della rapidità.

3.3.2 D^{*+}

Le efficienze di ricostruzione per il D^{*+} sono riportate in Tabella 3.3.2 e si riferiscono ai campioni con campo magnetico orientato verso l'alto e verso il basso rispettivamente. L'efficienza di ricostruzione per le due configurazioni di campo risulta uguale entro gli errori, pertanto non si riscontra alcun effetto

Tabella 3.5: Efficienza di ricostruzione per il campione di eventi D^{*+} per campo magnetico Up e Down.

	Up	Down
Iniziali	813039	930258
Ricostruiti	344889	395731
ϵ_{Reco}	$(42.42 \pm 0.05)\%$	$(42.54 \pm 0.05)\%$

sistematico legato ad esso.

Per completezza si riportano le efficienze di ricostruzione dei prodotti di decadimento del D^{*+} in Tabella 3.3.2.

Tabella 3.6: Efficienza di ricostruzione per i prodotti di decadimento del D^{*+} per campo magnetico Up e Down.

	Up	Down
$\epsilon_{Reco} D^0$	$(67.25 \pm 0.05)\%$	$(67.37 \pm 0.05)\%$
$\epsilon_{Reco} \pi^+$	$(58.10 \pm 0.05)\%$	$(58.27 \pm 0.05)\%$

Si osservi come l'efficienza di ricostruzione del pione proveniente dal D^* sia sensibilmente più piccola rispetto a quella del D^0 . Questo effetto è chiaramente legato allo spettro d'impulso del pione, che risulta essere molto soffice, come mostrato in Figura 3.4.

Si può inoltre notare che l'efficienza di ricostruzione del D^0 proveniente dal D^* è pressochè uguale a quella del D^0 analizzato in precedenza. Questo può essere confermato dal confronto fra le distribuzioni di impulso e di impulso trasverso per il D^0 prodotto direttamente o proveniente dal decadimento del D^* , riportate rispettivamente nelle Figura 3.5, Figura 3.6.

Si nota che gli spettri sono pressochè identici. In particolare quantitativamente i valori medi risultano $P = 3018 \pm 24 \text{ MeV}/c$ e $3045 \pm 17 \text{ MeV}/c$ $p_t = 2050 \pm 1 \text{ MeV}/c$ e $2055 \pm 1 \text{ MeV}/c$, pressochè identici entro gli errori.

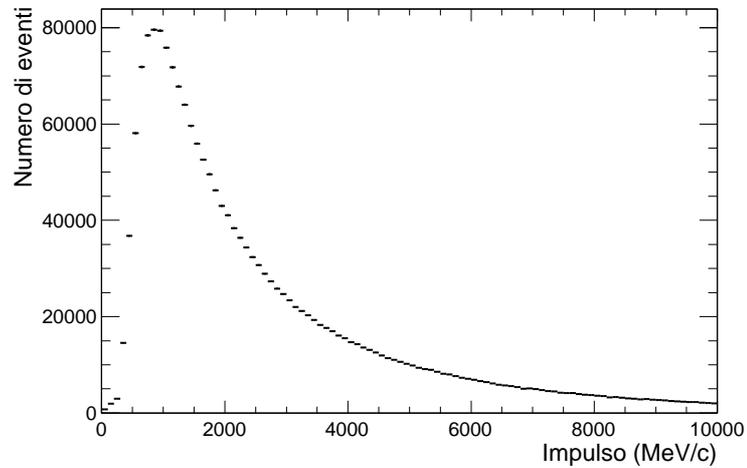


Figura 3.4: Spettro dell'impulso del pione proveniente dal D^{*+} .

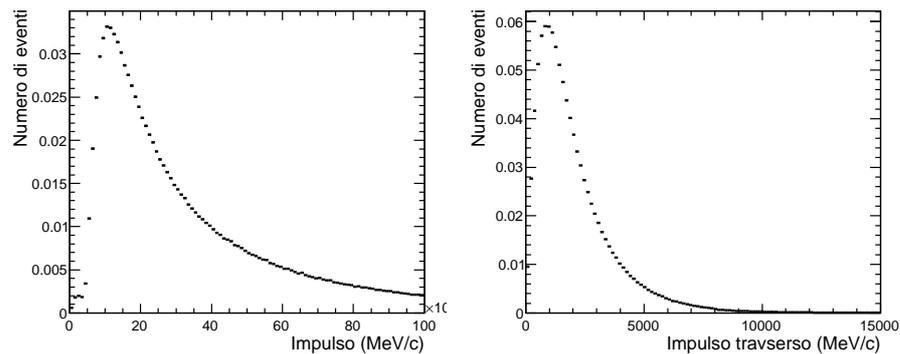


Figura 3.5: Spettro dell'impulso e dell'impulso trasverso del D^0 .

3.4 Efficienza di selezione

3.4.1 Selezione del canale $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

In questa sezione vengono presentati i criteri utilizzati per due differenti selezioni operate sul decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (e sul suo coniugato di carica), che hanno finalità differenti:

- La selezione di un campione “puro” di mesoni D^0 , cioè con un grande rapporto segnale-fondo. Questo tipo di selezione sarà in generale utile

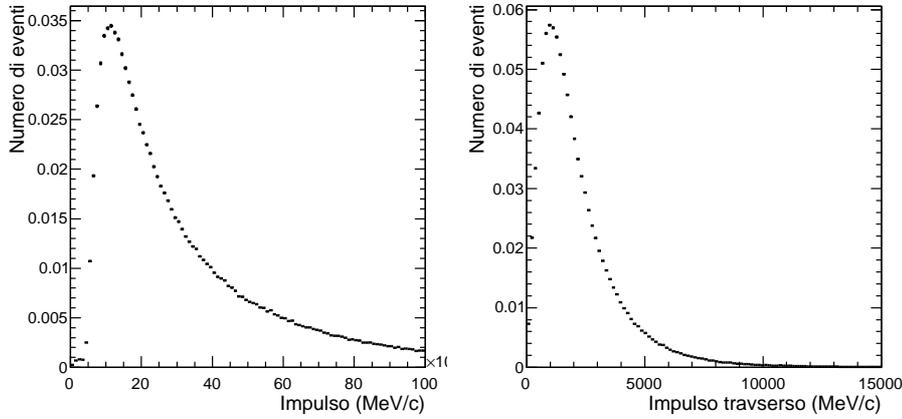


Figura 3.6: Spettro dell'impulso e dell'impulso trasverso del D^0 proveniente dal D^{*+} .

quando la statistica di LHCb sarà tale da raggiungere sensibilità per eventuali decadimenti rari;

- La selezione di un campione di mesoni D^0 che può essere utilizzato per la misura sulla sezione d'urto di produzione, totale e differenziale;

Le due selezioni, sebbene effettuate in linea di principio per scopi differenti, possono comunque essere utilizzate per confrontare i risultati sulla sezione d'urto. Prima di effettuare la selezione vera e propria il campione iniziale di eventi ricostruiti è stato “preselezionato” per limitare lo spazio disco occupato e velocizzare l'analisi, con delle richieste già abbastanza stringenti su alcune grandezze utilizzate poi per la selezione vera e propria. Questo riduce il campione a circa il 52% di quello iniziale e ricostruito. La preselezione effettuata ha permesso di diminuire notevolmente la molteplicità delle combinazioni per evento, su cui successivamente sono stati imposti tagli di ottimizzazione che solo marginalmente contribuiscono ulteriormente a diminuire la molteplicità delle combinazioni.

Dopo la ricostruzione e la preselezione il campione contiene 135360 eventi corrispondenti a 193900 combinazioni (96470 per il D^0 e 97430 per il \bar{D}^0) e su di esso è stata effettuata la selezione.

I tagli, effettuati già a partire dalla preselezione, hanno lo scopo di sopprimere le diversi sorgenti di fondo per il segnale:

- Combinazioni casuali di kaoni e pioni che formano un buon vertice e hanno una massa invariante all'interno di un intervallo selezionato;
- D^0 che non sono direttamente prodotti al vertice primario o provenienti dal decadimento del D^* , ma provenienti da decadimenti di mesoni più pesanti come i B .

In quella che sarà chiamata Selezione A, le grandezze utili a migliorare la selezione del fondo sono:

1. Significanza del parametro d'impatto delle tracce dei prodotti di decadimento;
2. Significanza del parametro d'impatto della traccia del D^0 ;
3. Significanza della separazione tra il vertice primario e il vertice di decadimento del D^0 ;
4. χ^2 del vertice del D^0 ricostruito a partire dalle tracce dei prodotti di decadimento;
5. Puntamento della traccia del D^0 al vertice di decadimento;
6. Impulso trasverso (p_T) dei prodotti di decadimento;
7. Identificazione delle particelle.

Per quella che verrà chiamata selezione B, le grandezze utili sono:

- Distanza del vertice formato dalle tracce dei prodotti di decadimento dal vertice primario;
- Distanza tra le tracce dei prodotti di decadimento;
- Una combinazione delle condizioni 1-2 e 6 indicate nella selezione precedente.

Nelle seguenti sottosezioni si tratteranno separatamente i tagli utilizzati nelle due selezioni motivandone la scelta e mostrando i loro effetti.

Selezione A

Significanza del parametro d'impatto

Il parametro d'impatto rispetto al vertice primario è definito come la distanza fra la traiettoria ricostruita di una particella ed il vertice primario d'interazione. Le particelle prodotte al vertice primario avranno dunque un piccolo parametro d'impatto, al contrario delle particelle prodotte a vertici secondari. La significanza di questa quantità rispetto allo zero è stata utilizzata per selezionare i D^0 direttamente prodotti, rispetto a quelli provenienti da decadimenti di mesoni più pesanti. La stessa variabile inoltre consente di escludere i kaoni e i pioni prodotti nel vertice primario, selezionando quelli che provengono dal decadimento del D^0 .

Significanza della separazione tra il vertice primario e il vertice di decadimento

Il D^0 ha una vita media $\tau = (410.1 \pm 1.5)10^{-15}s$ e pertanto, alle energie in gioco, ci si aspetta che il vertice di decadimento sia ragionevolmente separato dal vertice primario. Per imporre questa condizione si è deciso di utilizzare la significanza della separazione tra i due vertici definito come:

$$\chi_{VD}^2 = [(p_1 - p_2)]^T [(cov)^{-1}] [(p_1 - p_2)] \quad (3.1)$$

dove p_1 e p_2 indicano rispettivamente la posizione del vertice primario e del vertice di decadimento e cov è la matrice di covarianza ad essi legata.

χ^2 del vertice del D^0

La ricostruzione di un vertice di decadimento viene effettuata attraverso una procedura di fit a partire dalle tracce ricostruite dei prodotti di decadimento. A tale fit sarà quindi associato un χ^2 , legato alla bontà di quanto effettivamente tali tracce convergano a formare un vertice. Una richiesta su questa grandezza (χ_{vertex}^2) è stata quindi effettuata per escludere il fondo combinatoriale di kaoni e pioni.

Puntamento della traccia del D^0 al vertice di decadimento

Un taglio particolarmente utile per rigettare i D^0 provenienti da particelle che vivono più a lungo, come i mesoni B , è quello sul coseno dell'angolo formato dall'impulso ricostruito del D^0 e la sua direzione di volo ($DIRA$), determinata attraverso il vertice primario e il vertice di decadimento. Dalla distribuzione di questa variabile (Figura 3.7) si può osservare che non vi sono eventi con il coseno negativo: questo è dovuto al fatto che il tempo di vita della D^0 è relativamente lungo e che quindi il vertice primario viene sempre ricostruito prima di quello secondario, per cui la separazione è definita sempre positiva.

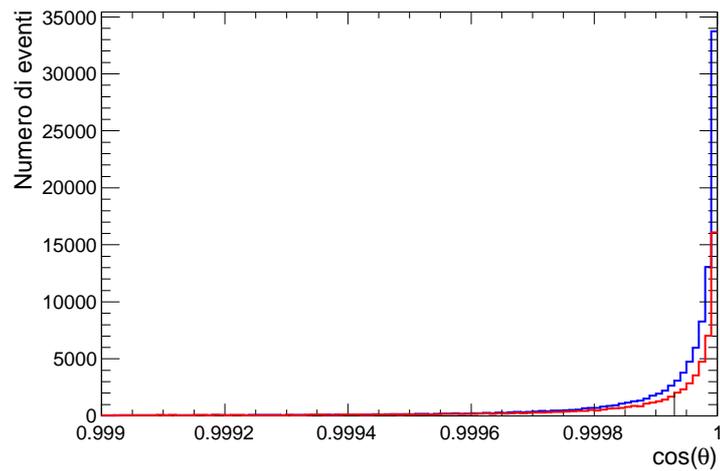


Figura 3.7: Distribuzione del coseno dell'angolo formato dall'impulso ricostruito del D^0 e la sua direzione di volo per il segnale (blu) e per il fondo (rosso).

Impulso trasverso dei prodotti di decadimento

Per escludere ulteriormente il fondo combinatoriale di kaoni e pioni con un impulso troppo soffice per poter provenire dal decadimento di un D^0 si è operato un taglio sul loro impulso trasverso, imponendo che $p_T > 0.7 GeV/c$.

Identificazione delle particelle

L'identificazione dei kaoni e dei pioni avviene grazie ai rivelatori ad effetto Cherenkov (RICH). L'algoritmo di base per l'identificazione utilizza un approccio basato su una *log-Likelihood*: la struttura degli hit osservati nei RICH viene cioè confrontata alla struttura che ci si aspetta sotto una certa serie di ipotesi e la likelihood viene costruita in base a questo confronto. La identificazione viene effettuata attraverso una selezione sul logaritmo del rapporto delle funzioni di Likelihood, che esprimono la probabilità di una data ipotesi di massa, confrontata con quella del pione, che tipicamente viene presa come ipotesi di riferimento:

$$\Delta \log \mathcal{L} = \log \frac{\mathcal{L}_x}{\mathcal{L}_\pi}$$

Considerando come ipotesi di massa per la particella x quella del kaone, il rapporto tra le likelihood sarà tanto maggiore e positivo quanto più grande è la probabilità che la particella sia effettivamente un kaone e tanto maggiore e negativo quanto più la probabilità si allontana da questa ipotesi. Nella selezione in esame si è considerata una selezione sulla identificazione dei kaoni (richiedendo che la $\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ fosse maggiore di zero) e per i pioni (richiedendo che la $\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ fosse minore di zero). L'efficienza di selezione di questo taglio tuttavia non viene correttamente riprodotta dal campione MC, poichè le simulazioni sono state effettuate con le prestazioni nominali dei RICH, che sperimentalmente non sono ancora state raggiunte. Pertanto essa viene misurata direttamente dai dati. Il metodo consiste nell'utilizzare campioni purissimi di decadimenti delle particelle K_S^0 , $\phi(1020)$ e Λ^0 per ottenere campioni puliti di pioni, kaoni e protoni. Le efficienze di selezione richiedendo simultaneamente che la $\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ del kaone fosse maggiore di zero e la $\Delta \log \mathcal{L}_{K\pi}$ del pione fosse minore di zero, vengono fornite in bin di impulso trasverso e di rapidità e sono riportate in Tabella 3.7.

Tabella 3.7: Efficienza di Identificazione delle particelle nel decadimento $D^0 \rightarrow K\pi$.

p_T (GeV/c)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.657 ± 0.021	0.801 ± 0.011	0.868 ± 0.011	0.885 ± 0.012	0.860 ± 0.019	0.810 ± 0.028
$1 < p_T < 2$	0.708 ± 0.028	0.820 ± 0.016	0.882 ± 0.016	0.888 ± 0.018	0.831 ± 0.024	0.577 ± 0.015
$2 < p_T < 3$	0.781 ± 0.038	0.885 ± 0.032	0.915 ± 0.032	0.893 ± 0.038	0.698 ± 0.033	0.163 ± 0.002
$3 < p_T < 4$	0.820 ± 0.060	0.923 ± 0.061	0.920 ± 0.064	0.842 ± 0.064	0.381 ± 0.014	0.004 ± 0.001
$4 < p_T < 5$	0.833 ± 0.078	0.942 ± 0.086	0.914 ± 0.092	0.759 ± 0.076	0.169 ± 0.004	-
$5 < p_T < 6$	0.836 ± 0.089	0.952 ± 0.101	0.908 ± 0.107	0.697 ± 0.074	0.116 ± 0.002	-
$6 < p_T < 7$	0.846 ± 0.096	0.960 ± 0.110	0.901 ± 0.117	0.651 ± 0.072	-	-
$7 < p_T < 8$	0.870 ± 0.105	0.962 ± 0.115	0.900 ± 0.120	-	-	-

Dopo aver effettuato la selezione A, senza quest'ultima condizione sull'identificazione delle particelle, il campione finale consiste di 60407 combinazioni (30045 per il D^0 e 30362 per il \bar{D}^0) per 39829 eventi, pari ad una molteplicità di 1.5. In Tabella 3.8 si riportano i tagli effettuati e le efficienze di selezione sul campione totale per i D^0 e i \bar{D}^0 , da cui si evince che le efficienze per il D^0 e il \bar{D}^0 sono uguali.

Tabella 3.8: Efficienze di selezione dei singoli tagli per il D^0 e il \bar{D}^0 ed efficienza complessiva di selezione.

Taglio	D^0	\bar{D}^0
$IP_{sig}(D^0) < 9$	$(84.2 \pm 0.1)\%$	$(84.4 \pm 0.1)\%$
$IP_{sig}(h) > 9$	$(72.3 \pm 0.1)\%$	$(72.2 \pm 0.1)\%$
$VD_{sig} > 16$	$(90.45 \pm 0.09)\%$	$(90.59 \pm 0.09)\%$
$\chi^2_{vertex} < 9$	$(93.58 \pm 0.08)\%$	$(93.67 \pm 0.08)\%$
$\cos(\theta) > 0.99993$	$(63.2 \pm 0.2)\%$	$(63.4 \pm 0.2)\%$
$pt(h) > 0.7 \text{ GeV}/c$	$(64.4 \pm 0.2)\%$	$(64.2 \pm 0.2)\%$
Efficienza globale	$(31.1 \pm 0.1)\%$	$(31.2 \pm 0.1)\%$

In Figura 3.8 si riporta la massa invariante per le combinazioni di D^0 e \bar{D}^0 che hanno passato la selezione. La linea continua è il risultato di un fit approssimato solo per indicazione qualitativa. È opportuno ribadire che il taglio sulla PID non è stato applicato al campione MC, pertanto il suo effetto non è visibile nella distribuzione mostrata dopo la selezione, che presenta ancora un fondo combinatoriale che si estende al di fuori della zona di massa del D^0 . D'altra parte si mostrerà l'effetto di questo taglio sul campione dei dati reali, considerando l'efficienza misurata dai dati reali.

Selezione B

Questa seconda selezione è basata principalmente su variabili geometriche e su altre costruite a partire da combinazioni di esse.

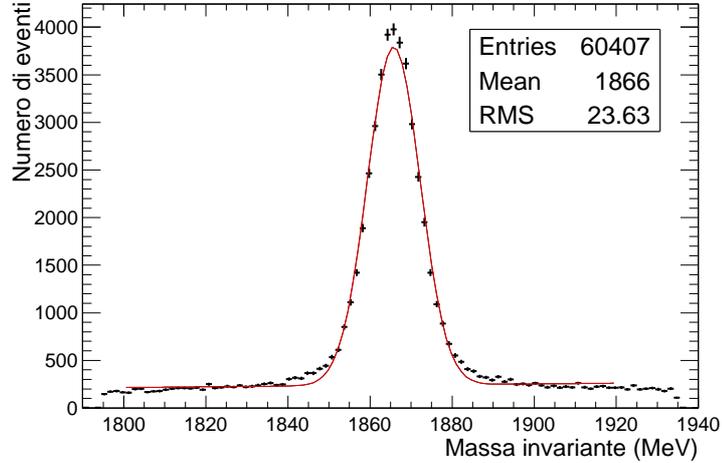


Figura 3.8: Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione A.

Distanza di minimo approccio

La distanza di minimo approccio (DOCA) è definita come la distanza tra le traiettorie dei due prodotti di decadimento del D^0 . Questo taglio è stato effettuato già in fase di preselezione, richiedendo $DOCA < 1mm$, in modo da eliminare una gran parte di fondo combinatoriale.

Distanza tra vertice primario e vertice di decadimento

Lo scopo del taglio su questa variabile è simile a quello effettuato nella selezione A sulla significanza della distanza tra vertice primario e vertice di decadimento, dove però adesso viene considerata la distanza effettiva, non quanto essa sia significativamente diversa da zero. In questo modo si cercano dei vertici di decadimento del D^0 separati dal vertice primario a causa del suo tempo di vita.

Combinazione di variabili cinematiche e geometriche

La variabile principale per questa seconda selezione è una combinazione di variabili geometriche e cinematiche definita come:

$$\nu_{pt} = \ln(\nu \cdot p_T^+ \cdot p_T^-) \quad (3.2)$$

dove p_T^\pm è il momento delle tracce positive e negative dei prodotti del decadimento, mentre ν è una composizione di variabili geometriche definita come:

$$\nu = \ln\left(\frac{IP^- \cdot IP^+}{IP^2 + DOCA^2}\right) \quad (3.3)$$

dove IP^\pm è il parametro d'impatto della traccia positiva e negativa rispetto al vertice primario (e ci si aspetta che sia "grande" per il decadimento di interesse) e IP è il parametro d'impatto del D^0 rispetto al vertice primario (che ci aspettiamo essere piccolo). Si richiede che la quantità ν sia positiva affinché l'argomento di ν_{pt} sia positivo. Il valore del taglio per questa variabile è stato scelto massimizzando il rapporto segnale-rumore e si è dunque imposto che $\nu_{pt} > 15$. In Figura 3.9 è mostrata la distribuzione dopo l'applicazione della preselezione. Il taglio effettuato migliora solo leggermente il rapporto

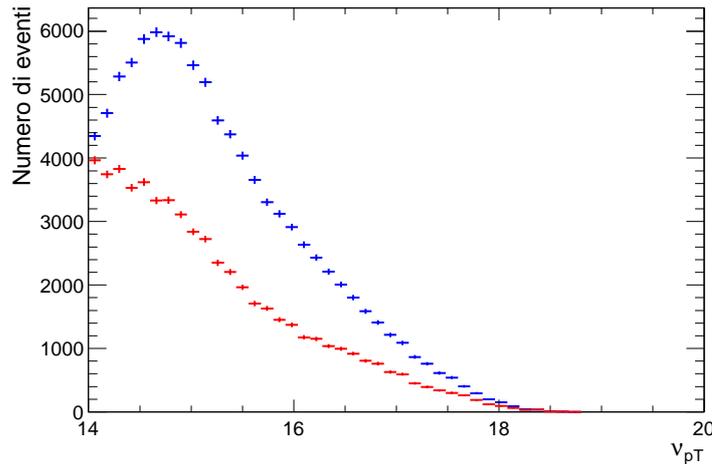


Figura 3.9: Distribuzione della variabile ν_{pt} dopo l'applicazione della preselezione per il segnale (blu) e per il fondo (rosso).

tra il segnale e il fondo passando da 1.7 a 2.0, poichè la riduzione maggiore era già stata ottenuta con la preselezione.

Dopo la selezione B il numero finale di eventi è 47259 per un totale di 68285 combinazioni ed una molteplicità di 1.4. I tagli effettuati e il numero di combinazioni presenti dopo la preselezione e la selezione sono mostrati in Tabella 3.9. Anche in questo caso le efficienze della selezione B per il D^0 e il

Tabella 3.9: Efficienza di selezione per la selezione B.

Taglio	D^0	\bar{D}^0
Preselezionati	96470	97430
DoCA > 1mm	92603	93574
FL > 1mm	89538	90505
$\nu_{pt} > 15$	34526	34718
Totali	34048	34237
Efficienza globale	$(35.3 \pm 0.2)\%$	$(35.1 \pm 0.2)\%$

\bar{D}^0 sono uguali entro gli errori.

In Figura 3.10 è mostrata la massa invariante per le combinazioni di D^0 e \bar{D}^0 che hanno passato la selezione B.

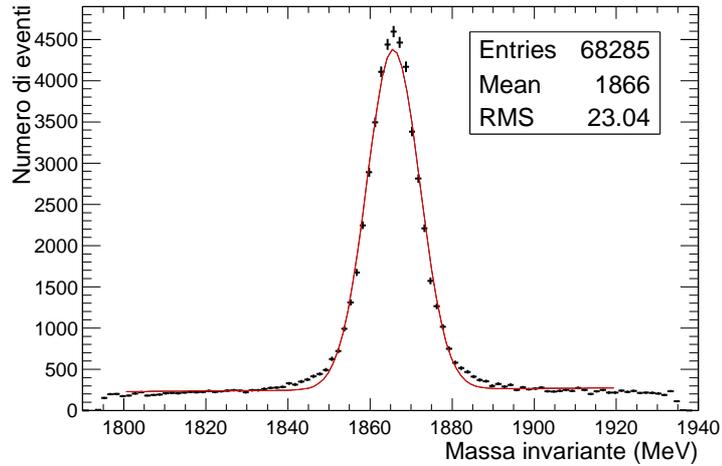


Figura 3.10: Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione B.

In Tabella 3.10 sono mostrati i risultati riassuntivi sul numero di eventi selezionati e le efficienze globali che includono anche quelle di ricostruzione e che saranno utilizzate per la determinazione della sezione d'urto. Si può osservare che le efficienze di ricostruzione e selezione per D^0 e \bar{D}^0 risultano uguali entro gli errori per ciascuna selezione.

Tabella 3.10: Efficienza di ricostruzione e selezione per le due selezioni.

	D^0	\bar{D}^0	Totali
Iniziali	929596	939301	1868897
Num. int. $pp=1$	278839	283110	561949
Ricostruiti	186639	185342	371981
ϵ_{Reco}	$(66.93 \pm 0.09)\%$	$(65.47 \pm 0.09)\%$	$(66.19 \pm 0.06)\%$
Preselezionati	96470	97430	193900
Selezione A (No PID)	30045	30362	60407
Selezione B	34048	34237	68285
ϵ_A Sel	$(31.1 \pm 0.1)\%$	$(31.2 \pm 0.1)\%$	$(31.2 \pm 0.1)\%$
ϵ_B Sel	$(35.3 \pm 0.2)\%$	$(35.1 \pm 0.2)\%$	$(35.2 \pm 0.1)\%$
ϵ_A Presel+Sel+Reco	$(10.78 \pm 0.06)\%$	$(10.72 \pm 0.06)\%$	$(10.75 \pm 0.04)\%$
ϵ_B Presel+Sel+Reco	$(12.21 \pm 0.06)\%$	$(12.19 \pm 0.06)\%$	$(12.20 \pm 0.04)\%$

Estrazione del segnale del D^0

Dopo aver determinato le efficienze di ricostruzione e selezione, è necessario estrarre il numero di D^0 del segnale, che, unitamente alla relativa efficienza, serviranno a correggere il numero di D^0 del segnale dei dati reali. Tra i diversi metodi per l'estrazione del segnale si è fatto uso della *sottrazione statistica del fondo*: si considerano una finestra di massa per il segnale e una per le sideband del fondo. Si fa l'assunzione che il fondo sia lineare nell'intero intervallo e che il suo comportamento sia lo stesso all'interno della finestra di massa. Si cerca quindi di eliminare il fondo sotto il picco del segnale sottraendo gli eventi presenti nelle sideband con un peso opportuno. Data la distribuzione di massa invariante del D^0 , si è considerata una finestra di massa compresa nell'intervallo $1845 < M_{D^0} < 1885$ MeV, determinata a partire dalla risoluzione sulla massa invariante ($\sigma \sim 6.5$ MeV) e dal valore misurato e riportato in letteratura (PDG) per la massa del D^0 . Si è quindi considerata una finestra di $\sim \pm 3\sigma$, corrispondenti a circa ± 20 MeV. Come finestra del fondo si sono invece considerati gli intervalli $1800 < M_{D^0} < 1820$ MeV e $1900 < M_{D^0} < 1920$ MeV, ciascuno di larghezza pari a 20 MeV. In questa maniera il fattore di peso, da utilizzare nella sottrazione statistica, uguale al rapporto tra la larghezza dell'intervallo nella finestra di massa e la

larghezza delle due sideband, risulta uguale a 1. In Tabella 3.11 è mostrato il numero di combinazioni nelle finestre considerate e il numero di combinazioni di segnale, risultato della sottrazione. Si può osservare che la molteplicità

Tabella 3.11: Eventi di segnale ottenuti attraverso la sottrazione statistica del fondo.

Intervallo di massa	Selezione A	Selezione B
1845 – 1885 MeV	45063	51915
1800 – 1820 MeV e 1900 – 1920 MeV	5583	5977
Combinazioni segnale	39480 ± 225	45938 ± 241

delle combinazioni di segnale per le due selezioni è rispettivamente 0.99 e 0.97. Statisticamente dunque il fondo combinatoriale dei K e dei π è stato correttamente sottratto dalle combinazioni di segnale.

Come anticipato in precedenza, i risultati della sezione d'urto verranno forniti in bin di p_T e y e pertanto anche le efficienze sono state determinate in questi intervalli. Queste sono state ottenute dal rapporto fra il numero di eventi di segnale, dopo la sottrazione statistica del fondo in ciascun intervallo di p_t e y , diviso il numero di eventi generati nello stesso intervallo. Le efficienze complessive (che includono anche la ricostruzione e la selezione) sono riportate in Tabella 3.12 e Tabella 3.13, rispettivamente per l'analisi A e l'analisi B. Per entrambe le selezioni si è inoltre tenuto conto del fattore di correzione relativo all'accettanza geometrica dei prodotti di decadimento e solo per l'analisi A anche delle efficienze di PID. I risultati sono mostrati nelle Tabella 3.14, Tabella 3.15.

Tabella 3.12: Efficienza di selezione e ricostruzione del segnale in bin di y e p_T : analisi A.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.012 ± 0.001	0.027 ± 0.001	0.039 ± 0.001	0.046 ± 0.001	0.036 ± 0.001	0.013 ± 0.001
$1 < p_T < 2$	0.015 ± 0.001	0.042 ± 0.001	0.055 ± 0.001	0.058 ± 0.001	0.039 ± 0.001	0.012 ± 0.001
$2 < p_T < 3$	0.040 ± 0.001	0.091 ± 0.002	0.122 ± 0.002	0.108 ± 0.002	0.070 ± 0.002	0.022 ± 0.002
$3 < p_T < 4$	0.079 ± 0.002	0.162 ± 0.003	0.200 ± 0.004	0.185 ± 0.004	0.117 ± 0.004	0.034 ± 0.004
$4 < p_T < 5$	0.121 ± 0.004	0.220 ± 0.005	0.255 ± 0.006	0.227 ± 0.007	0.165 ± 0.007	-
$5 < p_T < 6$	0.165 ± 0.006	0.272 ± 0.007	0.301 ± 0.009	0.271 ± 0.010	0.167 ± 0.011	-
$6 < p_T < 7$	0.190 ± 0.008	0.262 ± 0.010	0.307 ± 0.012	0.258 ± 0.013	-	-
$7 < p_T < 8$	0.233 ± 0.012	0.302 ± 0.014	0.299 ± 0.016	-	-	-

Tabella 3.13: Efficienza di selezione e ricostruzione del segnale in bin di y e p_T : analisi B.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.004 ± 0.000	0.005 ± 0.000	0.004 ± 0.000	0.004 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.000 ± 0.000
$1 < p_T < 2$	0.018 ± 0.001	0.033 ± 0.001	0.030 ± 0.001	0.026 ± 0.001	0.014 ± 0.001	0.004 ± 0.001
$2 < p_T < 3$	0.069 ± 0.002	0.128 ± 0.002	0.143 ± 0.002	0.121 ± 0.003	0.079 ± 0.003	0.023 ± 0.002
$3 < p_T < 4$	0.147 ± 0.003	0.261 ± 0.004	0.286 ± 0.004	0.264 ± 0.005	0.188 ± 0.005	0.054 ± 0.004
$4 < p_T < 5$	0.216 ± 0.005	0.352 ± 0.006	0.396 ± 0.007	0.363 ± 0.008	0.276 ± 0.009	0.083 ± 0.008
$5 < p_T < 6$	0.283 ± 0.007	0.431 ± 0.008	0.467 ± 0.009	0.420 ± 0.011	0.318 ± 0.013	0.081 ± 0.011
$6 < p_T < 7$	0.322 ± 0.010	0.447 ± 0.011	0.508 ± 0.013	0.438 ± 0.015	0.346 ± 0.019	0.135 ± 0.021
$7 < p_T < 8$	0.385 ± 0.013	0.517 ± 0.015	0.502 ± 0.017	0.516 ± 0.021	0.347 ± 0.027	0.201 ± 0.033

Tabella 3.14: Efficienza di selezione, ricostruzione, accettazione e PID del segnale: analisi A.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.006 ± 0.000	0.020 ± 0.001	0.032 ± 0.001	0.037 ± 0.001	0.024 ± 0.001	0.005 ± 0.000
$1 < p_T < 2$	0.008 ± 0.000	0.032 ± 0.001	0.047 ± 0.001	0.048 ± 0.001	0.027 ± 0.001	0.004 ± 0.000
$2 < p_T < 3$	0.027 ± 0.002	0.078 ± 0.003	0.109 ± 0.004	0.093 ± 0.004	0.043 ± 0.003	0.002 ± 0.000
$3 < p_T < 4$	0.059 ± 0.005	0.147 ± 0.010	0.182 ± 0.013	0.151 ± 0.012	0.041 ± 0.002	0.000 ± 0.000
$4 < p_T < 5$	0.095 ± 0.009	0.206 ± 0.019	0.233 ± 0.024	0.170 ± 0.018	0.027 ± 0.001	-
$5 < p_T < 6$	0.132 ± 0.015	0.258 ± 0.028	0.273 ± 0.033	0.187 ± 0.021	0.019 ± 0.001	-
$6 < p_T < 7$	0.157 ± 0.019	0.251 ± 0.030	0.276 ± 0.037	0.168 ± 0.021	-	-
$7 < p_T < 8$	0.200 ± 0.026	0.290 ± 0.037	0.267 ± 0.038	-	-	-

Tabella 3.15: Efficienza di selezione, ricostruzione, accettazione del segnale: analisi B.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	0.003 ± 0.000	0.005 ± 0.000	0.004 ± 0.000	0.003 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.000 ± 0.000
$1 < p_T < 2$	0.014 ± 0.001	0.031 ± 0.001	0.029 ± 0.001	0.024 ± 0.001	0.011 ± 0.001	0.002 ± 0.000
$2 < p_T < 3$	0.059 ± 0.001	0.124 ± 0.002	0.140 ± 0.002	0.116 ± 0.002	0.070 ± 0.002	0.015 ± 0.001
$3 < p_T < 4$	0.133 ± 0.003	0.256 ± 0.004	0.284 ± 0.004	0.256 ± 0.005	0.171 ± 0.005	0.041 ± 0.003
$4 < p_T < 5$	0.204 ± 0.005	0.350 ± 0.006	0.396 ± 0.007	0.359 ± 0.008	0.266 ± 0.009	0.064 ± 0.006
$5 < p_T < 6$	0.271 ± 0.007	0.430 ± 0.008	0.467 ± 0.009	0.416 ± 0.011	0.312 ± 0.013	0.071 ± 0.010
$6 < p_T < 7$	0.313 ± 0.010	0.446 ± 0.011	0.508 ± 0.013	0.438 ± 0.015	0.346 ± 0.019	0.129 ± 0.021
$7 < p_T < 8$	0.379 ± 0.014	0.517 ± 0.015	0.500 ± 0.017	0.516 ± 0.021	0.347 ± 0.027	0.185 ± 0.032

3.4.2 Selezione del canale $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$

In questa sezione vengono presentati i risultati di una selezione sulla catena di decadimenti $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$, utilizzata per determinare il rapporto di produzione tra i mesoni D^* e D^0 . Questo rapporto infatti, nell'ipotesi che le efficienze di ricostruzione e selezione dei D^0 provenienti dal D^* e di quelli direttamente prodotti al vertice siano uguali, dipende unicamente dall'efficienza di ricostruzione del pione proveniente dal D^* . Gli eventi sono stati ricostruiti richiedendo che una coppia di tracce di kaoni e pioni formasse il vertice di decadimento del D^0 a cui si aggiunge ulteriormente un pione proveniente dal vertice primario, in modo da formare la massa del D^* . È stato già mostrato che l'efficienza di ricostruzione del D^0 non dipende dalla sua origine (vertice primario o D^*). Questo deve essere tuttavia ancora dimostrato per le efficienze di selezione. La selezione effettuata utilizza dei tagli simili a quelli della selezione A, precedentemente esposta. Il campione di eventi ricostruiti utilizzato per questa analisi è stato generato con il campo magnetico orientato verso l'alto ed è il risultato di una preselezione operata sul campione iniziale, con le condizioni riportate in Tabella 3.16.

Dal numero di combinazioni di D^0 dopo la preselezione, sono stati scelti quelli con impulso trasverso e rapidità negli intervalli rispettivamente tra 2 e 8 GeV/c e tra 2 e 5, ottenendo la riduzione del campione indicata nella Tabella 3.17. A questi sono state applicate le selezioni indicate nella tabella,

Tabella 3.16: Tagli di preselezione effettuati sul campione iniziale.

Grandezza	Taglio
$IP_{sig}(D^0)$	< 10
VD_{sig}	> 16
χ_{vertex}^2	< 1400
$\cos(\theta)$	> 0.5
pt(h)	$> 1 \text{ MeV/c}$
pt(D^0)	$> 1800 \text{ MeV/c}$

con i risultati numerici indicati sui singoli tagli e con l'efficienza complessiva riportata alla fine.

Tabella 3.17: Efficienza di ricostruzione e selezione per il D^0 proveniente dal D^* .

Comb.Preselezionate	317589
Comb. $p_T - y$	252117
$IP_{sig}(D^0) < 9$	237799
$IP_{sig}(h) < 9$	88584
$\chi_{vertex}^2 < 9$	209930
$\cos(\theta) > 0.99993$	142765
pt(h) $> 750 \text{ MeV/c}$	197202
Selezione	58032
ϵ Sel	$(23.02 \pm 0.08)\%$
ϵ Presel+Sel+Reco	$(7.14 \pm 0.05)\%$

I risultati di questa stessa selezione applicata al campione di D^0 precedentemente analizzato sono mostrati in Tabella 3.18. Si può osservare che le efficienze complessive di ricostruzione e selezione per i D^0 dei due campioni sono le stesse e pertanto è giustificata l'affermazione che la determinazione del rapporto tra il D^* e il D^0 , sarà influenzata solo dall'efficienza di ricostruzione del pione soffice proveniente dal D^* .

Tabella 3.18: Efficienza di ricostruzione e selezione per il D^0 .

Comb.Preselezionate	96470
Comb. $p_T - y$	48884
$IP_{sig}(D^0) < 9$	41974
$IP_{sig}(h) < 9$	35698
$\chi^2_{vertex} < 9$	47651
$\cos(\theta) > 0.99993$	35856
$pt(h) > 750 \text{ MeV}/c$	37333
Selezione	19564
$\epsilon \text{ Sel}$	$(40.0 \pm 0.2)\%$
$\epsilon \text{ Presel+Sel+Reco}$	$(7.02 \pm 0.05)\%$

3.4.3 Composizione del campione MC generato

Dal campione di eventi generati MC è possibile determinare la provenienza del mesone D^0 . I valori forniti sono frutto dei modelli teorici implementati in Pythia e consentono di fare delle previsioni circa il numero di mesoni attesi e sul rapporto di produzione tra il D^* e il D^0 . In Tabella 3.19 è indicata la provenienza dei D^0 nel campione utilizzato.

Tabella 3.19: Composizione del campione di eventi MC generati.

Provenienza		Percentuale
Vertice primario	243619	13.04%
$D^*(2010)^+$	293837	15.72%
$D^*(2010)^-$	297035	15.89%
$D^*(2010)^0$	870321	46.57%
Mesoni D	96206	5.2%
Altro	66907	3.58%
Totale	1868897	100%

Capitolo 4

Selezione sul campione di dati

In questo capitolo verranno mostrati i risultati ottenuti attraverso l'applicazione ai dati reali delle selezioni già presentate per il campione MC.

4.1 Produzione di D^0

Per l'analisi del canale del D^0 sono stati utilizzati i dati collezionati nell'esperimento LHCb in collisioni pp ad una energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 7$ TeV. Gli eventi analizzati sono quelli acquisiti nella configurazione nella quale il campo magnetico era orientato verso l'alto, il VELO completamente chiuso e corrispondono ad una luminosità integrata di $(1.20 \pm 0.12)nb^{-1}$. Il campione inoltre è stato ottenuto con una configurazione di trigger cosiddetta *microbias*, che non essendo particolarmente selettivo ha un'efficienza praticamente del $\sim 100\%$. Dal punto di vista tecnico i dati analizzati sono quelli processati attraverso la procedura di stripping RecoStripping-05 su cui è stata effettuata un'ulteriore preselezione data dall'OR logico di due selezioni, indicate nella Tabella 4.1. I dati così ottenuti constano di 433093 eventi pari a 539810 combinazioni di massa $K \pi$ che corrispondono ad una molteplicità di 1.2.

La distribuzione di massa invariante che si ottiene nel campione preselezionato è mostrata in Figura 4.1, nella quale il segnale di interesse è già evidente sebbene con un rapporto segnale-fondo non favorevole. L'applicazione delle selezioni A e B avrà lo scopo di migliorare tale rapporto.

Nei paragrafi successivi sono mostrati gli effetti dei tagli delle due selezioni

Tabella 4.1: Tagli di preselezione applicati al campione dei dati reali relativi a $1.2nb^{-1}$.

Selezione A	Selezione B
$IP\chi^2(D^0) < 30$	DoCa < 1mm
$IP\chi^2(h) > 9$	FL > 1mm
$\chi^2_{vertex} < 20$	$\nu_{pt} > 14$
$\cos(\theta) > 0.999$	
$pt(h) > 0.5 \text{ GeV}/c$	

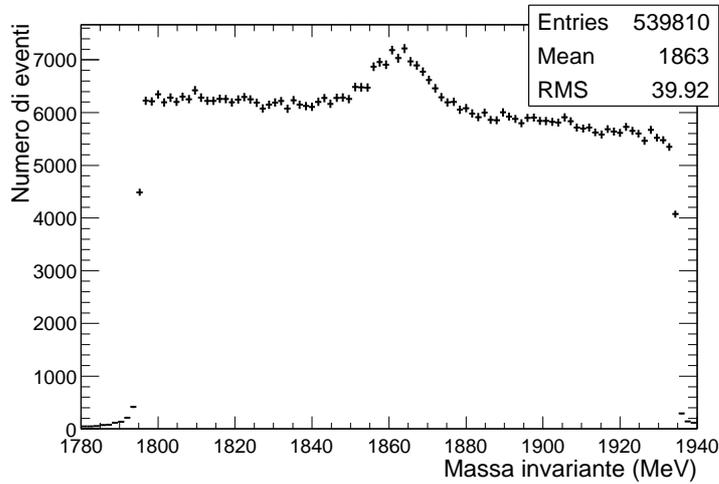


Figura 4.1: Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 nel campione preselezionato.

sul campione dei dati reali. Poichè i risultati che si otterranno nella selezione dovranno essere corretti per le efficienze determinate in precedenza nei bin di impulso trasverso e rapidità di interesse, occorre considerare i dati in questi intervalli. In Tabella 4.2 è mostrato il campione di eventi in questi intervalli.

Selezione A

Al campione di eventi negli intervalli di p_T e y d'interesse sono stati applicati i tagli della selezione A, aggiungendo anche il criterio per la identificazione

Tabella 4.2: Numero di combinazioni di D^0 e \bar{D}^0 .

	D^0	\bar{D}^0	Totali
Iniziali	270401	269409	539810
$0 < p_T < 8 \text{ MeV}/c$ $2 < y < 5$	262679	261530	524209

delle particelle prodotte nel decadimento (K, π). In Tabella 4.3 sono riportati gli effetti dei tagli, per i D^0 e i \bar{D}^0 separatamente.

Tabella 4.3: Numero di combinazioni che passano i tagli della selezione A per il D^0 e il \bar{D}^0 e loro efficienze.

Taglio	D^0	\bar{D}^0	Totali
Iniziali	262679	261530	524209
$IP\chi^2(D^0) < 9$	185830 (70.74 ± 0.08)%	184900 (70.70 ± 0.09)%	370730 (70.72 ± 0.06)%
$IP\chi^2(h) > 9$	125452 (47.8 ± 0.1)%	124988 (47.8 ± 0.1)%	250440 (47.77 ± 0.07)%
$VD\chi^2 > 16$	168259 (64.05 ± 0.09)%	167530 (64.06 ± 0.09)%	335789 (64.06 ± 0.07)%
$\chi^2_{vertex} < 9$	227547 (86.63 ± 0.07)%	226589 (86.64 ± 0.07)%	454136 (86.63 ± 0.05)%
$\cos(\theta) > 0.99993$	129090 (49.1 ± 0.1)%	128322 (49.1 ± 0.1)%	257412 (49.10 ± 0.07)%
$pt(h) > 0.7 \text{ GeV}/c$	108743 (41.4 ± 0.1)%	108339 (41.4 ± 0.1)%	217082 (41.41 ± 0.07)%
PID K > 0	88125 (33.55 ± 0.09)%	91315 (34.92 ± 0.09)%	179440 (34.23 ± 0.07)%
PID $\pi < 0$	129159 (49.2 ± 0.1)%	132527 (50.8 ± 0.1)%	261686 (49.92 ± 0.07)%
Complessivo	2332 (0.89 ± 0.02)%	2253 (0.86 ± 0.02)%	4585 (0.9 ± 0.1)%

Si può osservare che sebbene nel MC il taglio sul puntamento fosse risultato il più efficace, nei dati il suo effetto è confrontabile con il taglio sul χ^2 del parametro d'impatto degli adroni di decadimento e meno efficace di quello sull'impulso trasverso. Sperimentalmente il più severo risulta essere quello sulla identificazione delle particelle, che contribuisce, come vedremo ad aumentare la purezza del campione. Le distribuzioni di massa invariante, per le combinazioni di D^0 e \bar{D}^0 , che hanno passato la selezione nell'intervallo di massa $1800 < M_{D^0} < 1920$ MeV, sono mostrate in Figura 4.2. Le curve continue sono il risultato di un fit con una gaussiana più un polinomio di primo grado, che ben descrivono i dati. L'area sotto la curva gaussiana permette di stimare il numero di eventi di segnale e questo sarà poi confrontato con il metodo indicato in precedenza della sottrazione del fondo attraverso una sua stima nelle sideband.

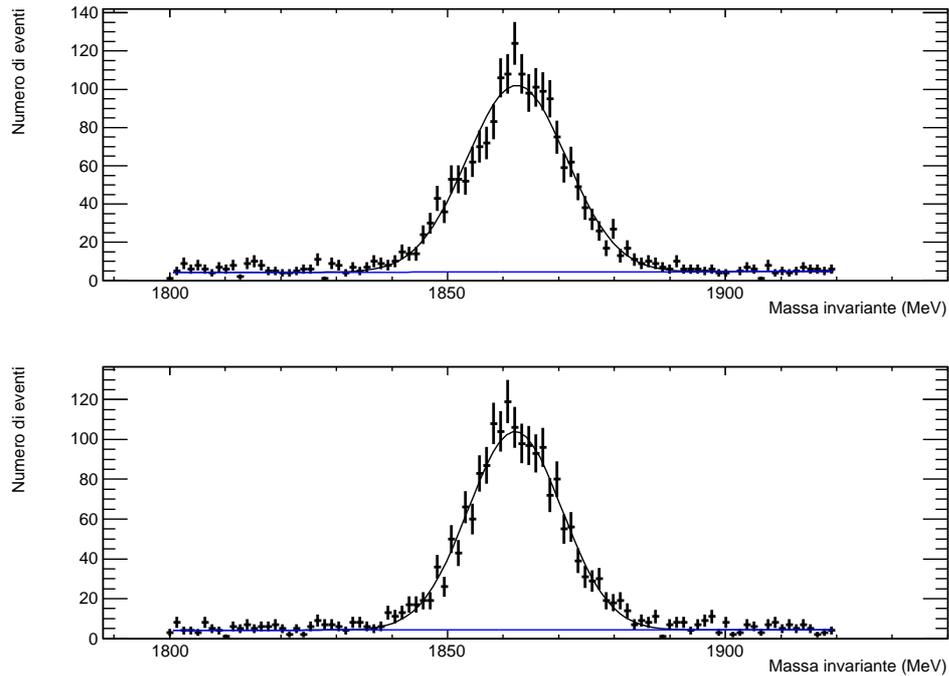


Figura 4.2: Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 dopo l'applicazione della selezione A.

Il numero di eventi di segnale determinato a partire dall'area della gaus-

siana è riportato in Tabella 4.4 separatamente per il D^0 e il \bar{D}^0 , unitamente alla purezza del campione.

Tabella 4.4: Numero di combinazioni di segnale di D^0 e \bar{D}^0 e relativa purezza del campione.

	D^0	\bar{D}^0
Segnale	1736 ± 46	1670 ± 42
Purezza	12.1	11.9

Selezione B

Negli stessi intervalli di p_T e y sono stati applicati i tagli della selezione B, i cui effetti sono riportati in Tabella 4.5, per i D^0 e i \bar{D}^0 separatamente.

Tabella 4.5: Numero di combinazioni che passano i tagli della selezione B per il D^0 e il \bar{D}^0 .

Taglio	D^0	\bar{D}^0	Totali
Iniziali	262679	261530	524209
DoCA > 1mm	262600 (99.970 ± 0.003)%	261444(99.967 ± 0.004)%	524044(99.969 ± 0.002)%
FL > 1mm	256060(97.48 ± 0.03)%	254813(97.43 ± 0.03)%	510873(97.46 ± 0.02)%
$\nu_{pt} > 15.3$	13681(5.21 ± 0.01)%	13472(5.15 ± 0.04)%	27153(5.18 ± 0.03)%
Totale	13577(5.17 ± 0.04)%	13362(5.11 ± 0.04)%	26939(5.14 ± 0.03)%

Si osserva che la selezione sulla variabile ν_{pt} si mostra molto potente nel rigettare da sola gran parte delle combinazioni.

In Figura 4.3 si riporta la massa invariante per le combinazioni di D^0 e \bar{D}^0 che hanno passato la selezione. Le considerazioni riguardo alle funzioni di fit e all'intervallo di massa considerato sono analoghe a quelle fatte per la selezione A. Il numero di eventi di segnale e la purezza sono riportati in Tabella 4.6 per il D^0 e il \bar{D}^0 .

Tabella 4.6: Numero di combinazioni di segnale di D^0 e \bar{D}^0 e relativa purezza del campione.

	D^0	\bar{D}^0
Segnale	2532 ± 93	2243 ± 94
Purezza	0.74	0.65

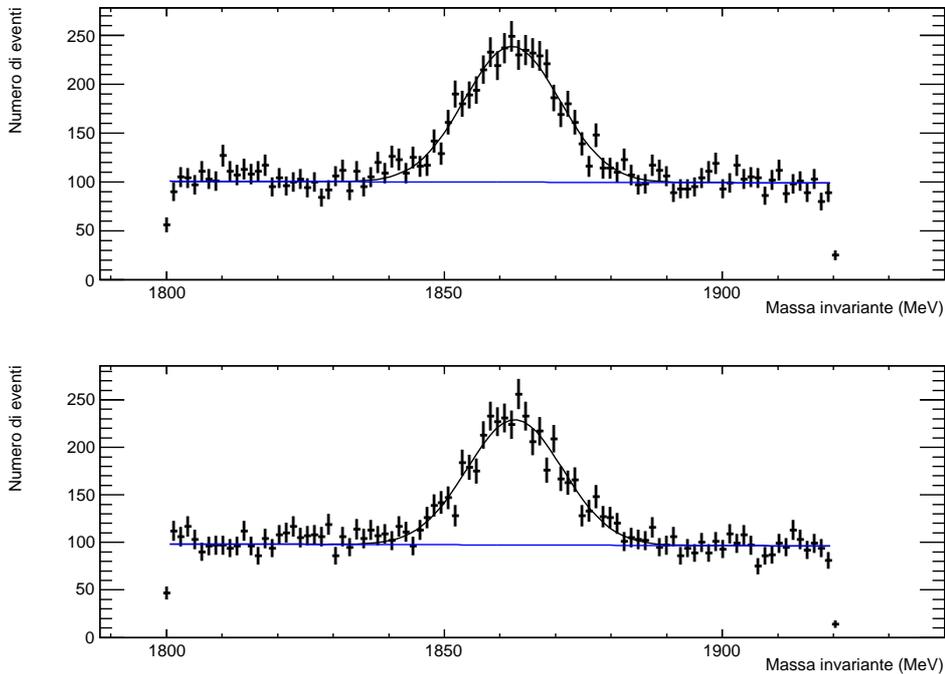


Figura 4.3: Distribuzione di massa invariante del D^0 e del \bar{D}^0 dopo l'applicazione della selezione B.

Dal confronto dei risultati delle selezioni (A + PID) e B, mostrate nelle Tabella 4.4 e Tabella 4.6, osservando in particolare il diverso livello del fondo, appare giustificata l'affermazione fatta in precedenza sull'effetto che la identificazione delle particelle ha sulla purezza del campione. Per entrambe le selezioni gli effetti dei tagli sulle masse invarianti di D^0 e \bar{D}^0 sono gli stessi, pertanto nei paragrafi successivi l'analisi verrà svolta considerando la somma degli eventi di D^0 e \bar{D}^0 .

Numero di eventi di segnale

Analogamente a quanto fatto per i campioni MC, si è cercato di determinare il numero di eventi di segnale utilizzando il metodo della sottrazione statistica del fondo. Data la distribuzione di massa invariante della D^0 , la finestra di massa selezionata è compresa nell'intervallo $1840 < M_{D^0} < 1880$ MeV, identica a quella usata nel MC. Anche nel caso della finestra del fondo sono stati considerati i medesimi intervalli della distribuzione MC, $1800 < M_{D^0} < 1820$ MeV e $1900 < M_{D^0} < 1920$ MeV, ciascuno di larghezza pari a 20 MeV e quindi con un fattore di peso nella sottrazione pari a 1. In Tabella 4.7 è mostrato il numero di eventi nelle finestre considerate e il numero di eventi di segnale dopo la sottrazione.

Tabella 4.7: Eventi di segnale ottenuti attraverso la sottrazione statistica del fondo.

Intervallo	Selezione A	Selezione B
$1840 < M < 1880$ MeV	3635	10761
$1800 < M < 1820$ MeV e $1900 < M < 1920$ MeV	339	6306
Eventi segnale	3298 ± 63	4469 ± 130

I numeri così ottenuti sono identici entro gli errori a quelli ottenuti attraverso il calcolo dell'area della gaussiana. Dal confronto dei risultati delle selezioni A e B si osserva che, sebbene la selezione A abbia un numero di eventi di segnale inferiore, l'errore percentuale risulta migliore di quello ottenuto attraverso la selezione B con più eventi. Questa è una conseguenza della diversa purezza dei due campioni. In generale, nelle ipotesi considerate

di larghezza delle sideband uguale alla larghezza della finestra di segnale, si può dimostrare che l'errore percentuale sugli eventi di segnale è dato da:

$$\frac{\sigma}{N_{sig}} = \sqrt{\frac{S+2}{N_{sig}S}} \quad (4.1)$$

dove S è il rapporto segnale-fondo. Questa formula mostra che non sempre massimizzare il numero di eventi di segnale minimizza l'errore statistico sul risultato.

Le Tabella 4.8, Tabella 4.9. mostrano il numero di eventi ottenuti in intervalli di impulso trasverso e di rapidità, a questi saranno applicate le efficienze precedentemente determinate per la stima della sezione d'urto differenziale.

Tabella 4.8: Numero di eventi di segnale in bin di y e p_T : analisi A

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	17 ± 5	52 ± 9	92 ± 12	106 ± 14	62 ± 12	11 ± 6
$1 < p_T < 2$	31 ± 6	142 ± 13	243 ± 17	187 ± 16	77 ± 10	7 ± 4
$2 < p_T < 3$	66 ± 9	224 ± 15	294 ± 18	228 ± 16	54 ± 9	7 ± 3
$3 < p_T < 4$	70 ± 9	172 ± 13	209 ± 15	148 ± 13	28 ± 7	-
$4 < p_T < 5$	61 ± 8	123 ± 11	114 ± 11	81 ± 9	16 ± 4	3 ± 2
$5 < p_T < 6$	30 ± 6	74 ± 9	57 ± 8	34 ± 6	5 ± 3	-
$6 < p_T < 7$	26 ± 5	32 ± 6	34 ± 6	17 ± 4	4 ± 2	-
$7 < p_T < 8$	14 ± 4	25 ± 5	14 ± 4	6 ± 2	1 ± 1	-

Tabella 4.9: Numero di eventi di segnale in bin di y e p_T : analisi B

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	11 ± 7	3 ± 10	4 ± 9	12 ± 8	8 ± 5	3 ± 3
$1 < p_T < 2$	56 ± 11	116 ± 16	151 ± 19	40 ± 18	36 ± 13	4 ± 6
$2 < p_T < 3$	206 ± 20	334 ± 28	356 ± 32	230 ± 31	55 ± 22	14 ± 9
$3 < p_T < 4$	187 ± 21	327 ± 33	294 ± 33	252 ± 33	64 ± 24	10 ± 10
$4 < p_T < 5$	141 ± 19	217 ± 27	182 ± 29	168 ± 28	67 ± 18	-
$5 < p_T < 6$	82 ± 16	130 ± 23	124 ± 23	103 ± 22	40 ± 13	11 ± 7
$6 < p_T < 7$	62 ± 14	39 ± 19	65 ± 19	50 ± 18	9 ± 11	9 ± 6
$7 < p_T < 8$	37 ± 11	44 ± 16	35 ± 15	41 ± 15	29 ± 9	4 ± 4

Dal confronto dei risultati fra le due selezioni si evince che la selezione A è più efficiente a basso p_t (0-2 GeV/c). Cosa peraltro già documentata dalle efficienze determinate dal MC.

Sottrazione della componente secondaria del charm

Le selezioni effettuate hanno lo scopo di ridurre oltre le combinazioni spurie di kaoni e pioni, anche la componente dei D^0 non prodotta direttamente, ma proveniente da decadimenti di particelle più pesanti, come per esempio i mesoni B . Dal campione MC degli eventi generati, la frazione che ci si attende sia prodotta direttamente è circa il 97%. La contaminazione dovuta a D^0 provenienti da decadimenti di mesoni più pesanti è dunque circa il 3% all'origine e questa viene ridotta in seguito alle selezioni applicate. Essa può tuttavia essere stimata dai dati reali, attraverso la distribuzione del parametro d'impatto. Per le particelle prodotte al vertice primario la distribuzione di questa ha un picco intorno allo zero, mentre per la frazione proveniente dai B , ci si attende che questa distribuzione sia spostata verso valori positivi. In Figura 4.4 è mostrata la distribuzione del logaritmo naturale per gli eventi iniziali e per quelli che hanno passato le due selezioni, dopo aver effettuato la sottrazione statistica del fondo. Si può osservare che prima della selezione la distribuzione presenta degli eventi riconducibili alla componente dei D^0 non direttamente prodotti al vertice primario (coda a grandi valori del $\ln(\text{IP})$). Questa componente viene notevolmente diminuita per effetto delle selezioni effettuate e pertanto si è deciso di non considerare, nel numero di eventi di segnale precedentemente determinato, le correzioni dovute a questo contributo

4.2 Produzione di D^{*+}

In questa sezione si analizzerà la produzione dei mesoni D^{*+} utilizzando dati acquisiti corrispondenti ad una luminosità integrata di $14nb^{-1}$, con campo magnetico orientato verso l'alto e verso il basso e il VELO completamente chiuso.

Il campione di questi dati è stato utilizzato per due scopi differenti:

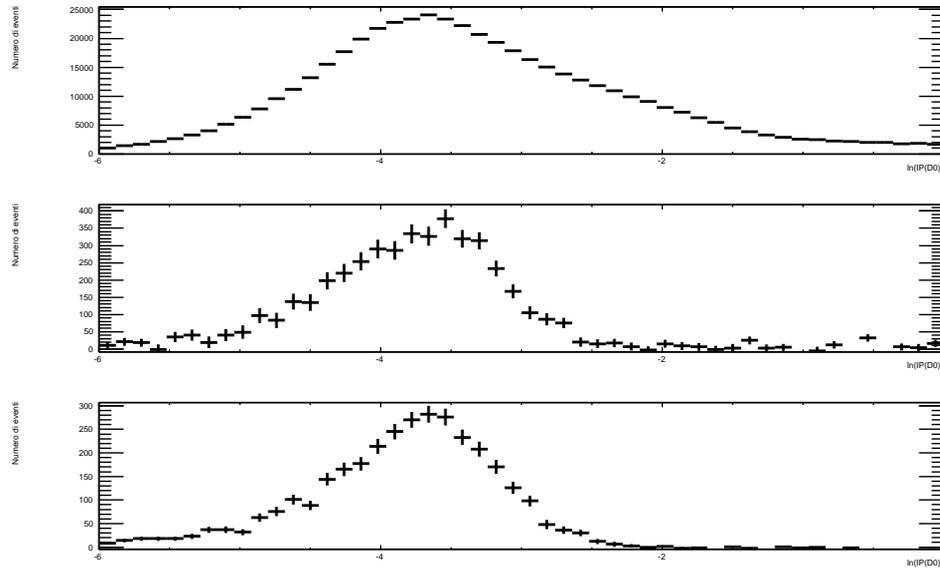


Figura 4.4: Distribuzione del logaritmo naturale del parametro d’impatto per le combinazioni iniziali e per gli eventi che hanno superato la selezione A e la selezione B.

- Con i dati corrispondenti alla luminosità integrata di $1.2nb^{-1}$ (quella del campione già analizzato per i D^0) si è determinato il numero di D^* prodotti al vertice primario stimando quindi il numero di D^0 provenienti dal decadimento del D^* e quelli direttamente prodotti;
- Con i dati corrispondenti alla luminosità integrata di $14nb^{-1}$ è stato provato un metodo di selezione utile sia per determinare il numero di D^* prodotti e quindi misurare la sezione d’urto di produzione, sia per ottenere un campione estremamente puro (*tagged*) di D^0 per studi di decadimenti rari.

I dati analizzati sono stati processati attraverso la procedura di stripping RecoStripping-06, su cui è stata effettuata una preselezione i cui tagli sono mostrati in Tabella 4.10.

Il campione è stato costruito richiedendo che una coppia ($K-\pi$) formasse un vertice e avesse una massa invariante nell’intervallo $1765 < M < 1965$ MeV. A questa coppia viene aggiunto un pione alla volta, e se la massa

Tabella 4.10: Tagli di preselezione applicati al campione dei dati reali relativi a $14nb^{-1}$.

Particella	Taglio
D^*	$\chi_{vertex}^2 < 20$ $1900 < M < 2120\text{MeV}$
D^0	$\chi_{vertex}^2 < 20$ $pt > 1800 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2 < 10$ $1765 < M < 1965\text{MeV}$ $VD_{sig} > 15$
$K - \pi$	$pt > 750 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2 > 1$
π_s	$pt > 110 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2 < 10$

invariante delle tre particelle è compresa nell'intervallo $1900 < M < 2120$ MeV, la combinazione viene considerata accettabile. Il campione iniziale contiene 43474 combinazioni di D^* e 37863 combinazioni di D^0 per 36428 eventi. La molteplicità delle combinazioni è dunque 1.19 per le combinazioni con tre particelle e 1.03 per quelle $K^-\pi^+$.

Nelle Figura 4.5 e Figura 4.6 sono mostrate le distribuzioni di massa invariante $K^-\pi^+\pi^+$ e $K^-\pi^+$ dopo la preselezione.

Le richieste effettuate sugli intervalli di massa invariante nel quale devono ricadere la coppia $K\pi$ e la combinazione $K\pi\pi$ hanno un effetto sulla distribuzione della loro differenza di massa, che deve essere compresa nell'intervallo $135 < \Delta M < 155$ MeV. Nella Figura 4.7 è mostrata la distribuzione di questa differenza dopo la preselezione. Si può osservare che la distribuzione del fondo della ΔM non è lineare, ma cresce per valori più grandi della differenza di massa. Questo è legato al fatto che la combinazione di massa invariante di tre particelle deve essere necessariamente maggiore della massa invariante delle prime due.

Le sorgenti di fondo per il segnale del D^* , chiaramente presente, possono essere individuate in:

- Combinazioni di D^0 veri e pioni non provenienti dal D^* ;

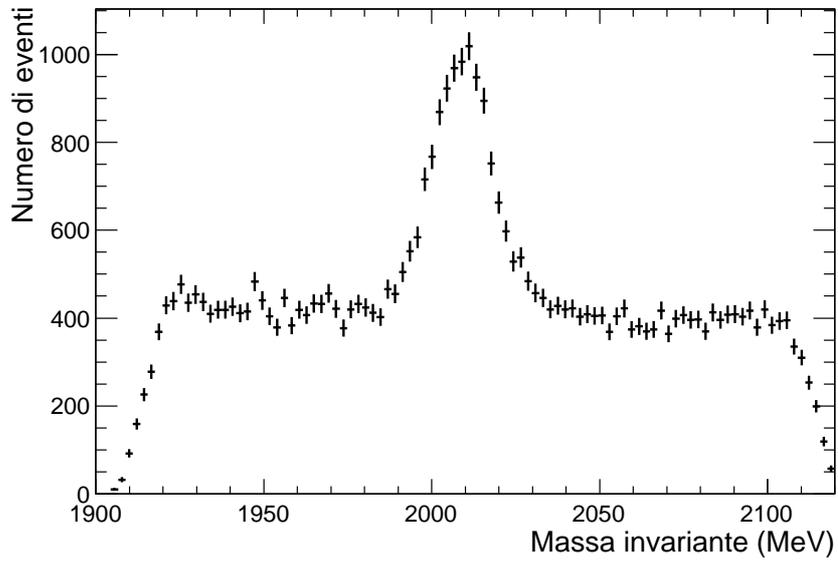


Figura 4.5: Distribuzione di massa invariante di $K\pi\pi$ dopo la preselezione dei dati.

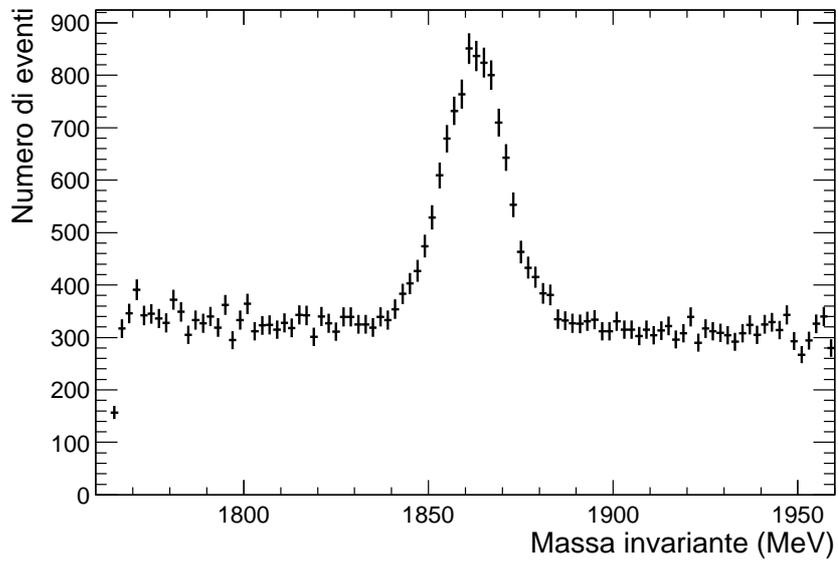


Figura 4.6: Distribuzione di massa invariante del $K\pi$ dopo la preselezione dei dati.

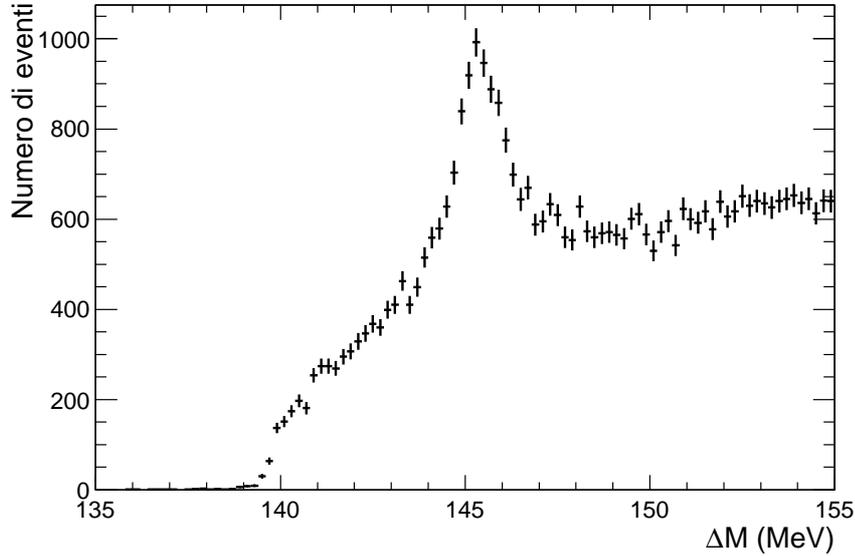


Figura 4.7: Distribuzione della differenza tra la massa invariante $K\pi\pi$ e quella $K\pi$ dopo la preselezione.

- Combinazioni di D^0 non provenienti dal D^* e pioni veri;
- Fondo combinatoriale.

Il numero di D^* di segnale non può tuttavia essere determinato a partire dalla sua distribuzione di massa invariante. Il taglio sulla ΔM ha infatti come effetto quello di diminuire artificialmente il fondo presente nelle sideband di fondo della distribuzione del D^* . L'idea del metodo utilizzato è quella di effettuare due sottrazioni:

- Con la prima si sottrae il fondo dovuto alle combinazioni non vere di D^0 e di π ;
- Con la seconda si sottrae il fondo combinatoriale di K e π del D^0 .

Prima di effettuare queste sottrazioni si è deciso di operare una selezione, in modo da ridurre il fondo iniziale. Poiché il decadimento analizzato contiene il D^0 è apparso ragionevole utilizzare parte dei tagli di selezione precedentemente analizzati legati alla significanza del parametro d'impatto

del D^0 e dei suoi prodotti di decadimento, alla significanza della separazione tra vertice del D^0 e vertice del D^* , e sul χ^2 dei fit utilizzati per formare il vertice delle combinazioni a due tracce di K e π e quello a tre tracce con l'aggiunta alle precedenti particelle di un terzo pione. Si è inoltre fatta una richiesta sulla finestra di ΔM , considerando l'intervallo $140 < \Delta M < 150$ MeV. I tagli effettuati sono riportati in Tabella 4.11. Dopo aver effettuato

Tabella 4.11: Tagli di selezione applicati al canale di decadimento $D^* \rightarrow D^0\pi^+$.

Grandezza	Taglio
$IP_{sig}(D^0)$	< 9
$IP_{sig}(h)$	> 9
VD_{sig}	> 16
$\chi_{D^0vertex}^2$	< 9
$\chi_{D^*vertex}^2$	< 16

la selezione il numero di combinazioni di D^* e di D^0 è rispettivamente di 6729 e 6229 per 6128 eventi. Le molteplicità dunque si riducono a 1.10 e 1.02.

Nella Figura 4.8 è mostrata la distribuzione di ΔM dopo la selezione. Si può osservare che i tagli effettuati sono stati particolarmente efficaci nel rigettare il fondo.

Gli eventi di fondo legati alle combinazioni del D^0 o del pione non provenienti dal D^* possono essere sottratti nel modo seguente. Nella distribuzione di ΔM si considerano un intervallo per il segnale e un intervallo per le sideband di fondo. Nel nostro caso gli intervalli selezionati sono $143 < \Delta M < 148$ MeV per il segnale e $140 < \Delta M < 143$ MeV e $148 < \Delta M < 150$ MeV per le sideband. Poichè il fondo non è lineare ed è legato alla massa del pione, si ipotizza che esso possa essere descritto da una funzione proporzionale a $\sqrt{\Delta M - M_\pi}$, dove M_π è la massa del pione. Questa è la curva mostrata nella Figura 4.8. La distribuzione di massa invariante delle combinazioni di K e π nei due intervalli considerati è mostrata nella Figura 4.9. La distribuzione sulla destra della figura, può essere sottratta da quella sulla sinistra, considerando un peso (0.5), dato dal rapporto dell'integrale della funzione utilizzata

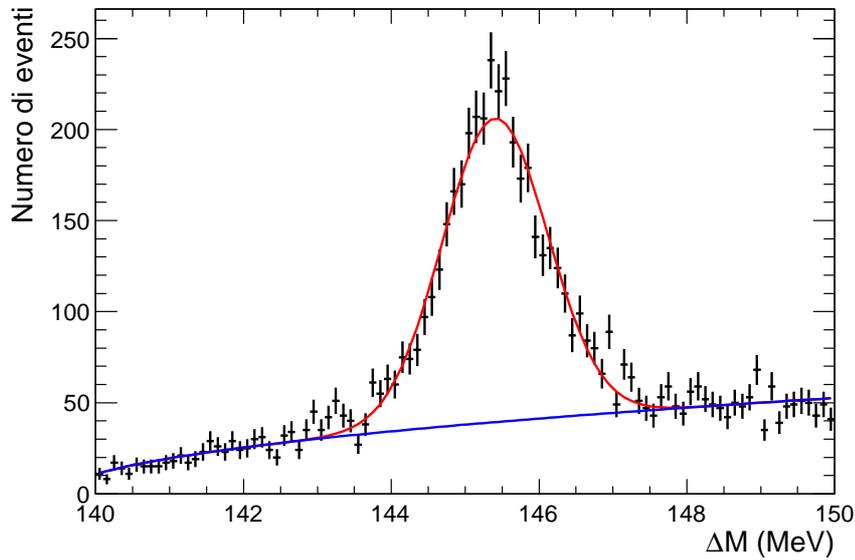


Figura 4.8: Distribuzione della differenza di massa tra D^* e D^0 dopo la selezione.

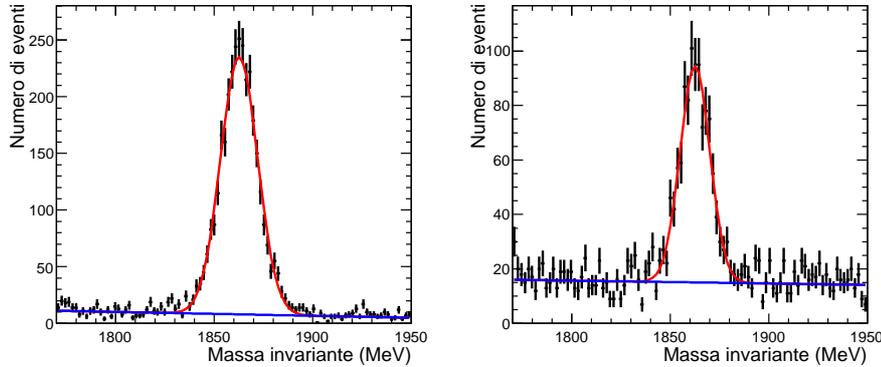


Figura 4.9: Distribuzione di massa invariante delle combinazioni di K e π negli intervalli selezionati per il segnale (sinistra) e per il fondo (destra).

per fittare il fondo nelle sideband e nella zona di segnale. Il risultato della sottrazione è mostrato nella Figura 4.10. Si può osservare che il rapporto segnale-fondo è molto elevato e che il livello del fondo è pressochè nullo.

Il numero di D^* prodotti può dunque essere determinato effettuando la seconda sottrazione per eliminare il fondo combinatoriale del D^0 . Questo

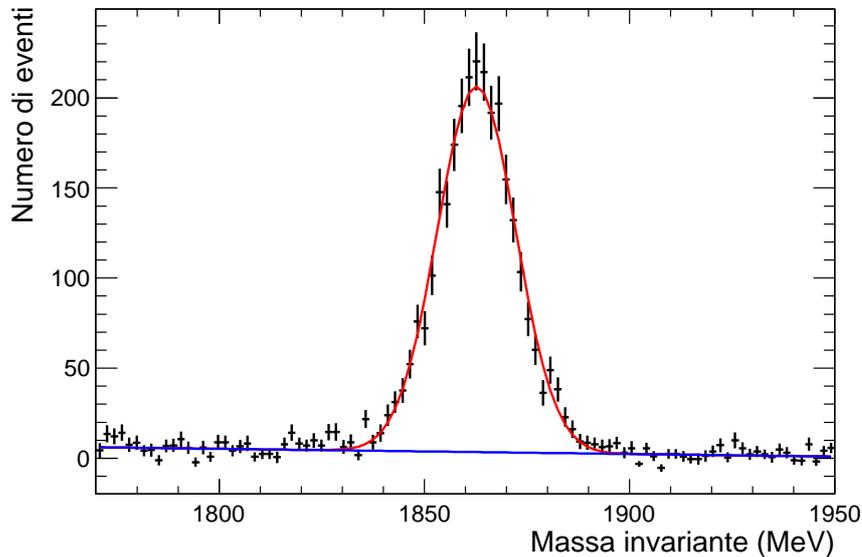


Figura 4.10: Distribuzione di massa invariante delle combinazioni di K e π dopo aver effettuato la sottrazione.

si può ottenere fittando la distribuzione con una gaussiana per descrivere il segnale ed una retta per descrivere il fondo (come mostrato in figura). Il numero di D^* prodotte è pari all'area della gaussiana:

$$N(D^*) = 2589 \pm 59 \quad (4.2)$$

Questo valore può essere confrontato con quello che si otterrebbe fittando la distribuzione di massa invariante del D^* dopo aver effettuato la selezione, mostrata in Figura 4.11. Anche in questo caso la distribuzione è stata fittata utilizzando una gaussiana per il segnale e una retta per il fondo. Il numero di D^* di segnale in questo caso è 6729 ± 184 . Questo conferma che l'introduzione di un taglio sulla ΔM produce un bias che diminuisce artificialmente il fondo nelle sideband della massa invariante del D^* .

Questo metodo di estrazione del segnale per la D^* può essere utilizzato per due scopi:

- Misure di sezione d'urto di produzione del D^* ;
- La selezione di un campione molto puro di D^0 per l'analisi dei decadi-

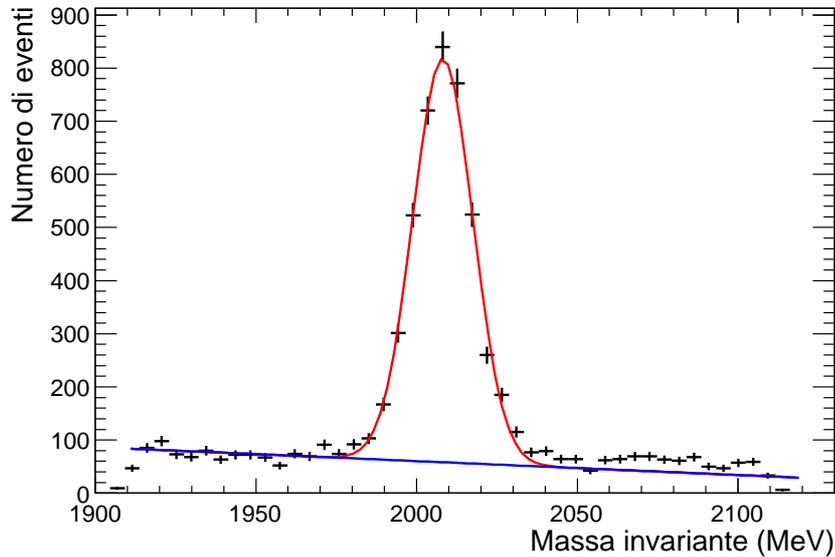


Figura 4.11: Distribuzione di massa invariante del D^* dopo la selezione.

menti rari dei mesoni D. È infatti interessante notare che il rapporto segnale-fondo nella distribuzione in Figura 4.10 è pari a 31.9. Questo valore può essere confrontato con quello ottenuto nell'analisi del D^0 tramite la selezione A (uguale a 12.1), che utilizzava come taglio di selezione anche l'identificazione delle particelle, che rimuove gran parte delle combinazioni di fondo.

Questo è ulteriormente corroborato dai risultati illustrati nella Figura 4.12, dove la massa invariante della combinazione $K-\pi$ è mostrata per $144 < \Delta M < 147$ MeV. Da questa si ottengono 2870 ± 64 eventi di segnale (cfr. 2589 ± 59 stimati in precedenza) ed un rapporto segnale-fondo di 15.

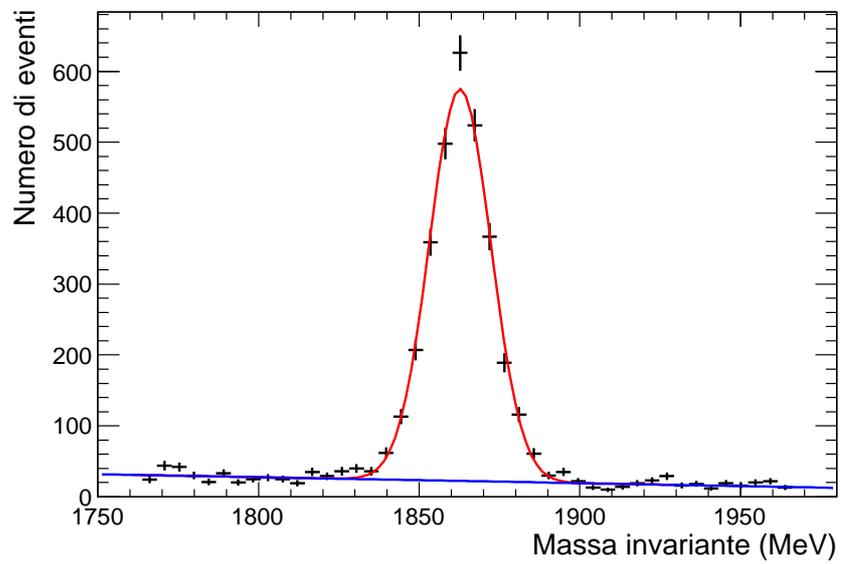


Figura 4.12: Distribuzione di massa invariante del D^0 nell'intervallo $144 < \Delta M < 147$ MeV.

Capitolo 5

Risultati

In questo capitolo verranno mostrati i risultati della sezione d'urto di produzione del mesone D^0 e del rapporto tra D^* e D^0 .

5.1 Sezione d'urto del mesone D^0

La sezione d'urto di produzione è definita dalla relazione:

$$\sigma = \frac{N}{\epsilon_{tot} \cdot BF \cdot L_{int}} \quad (5.1)$$

dove N è il numero di particelle selezionate, ϵ_{tot} è l'efficienza totale che include accettazione, ricostruzione, selezione e trigger. BF è il prodotto dei branching ratios del decadimento considerato e L_{int} è la luminosità integrata.

I risultati sulla sezione d'urto del D^0 vengono forniti in bin di impulso trasverso e rapidità a partire dai valori del numero di eventi corretti per le efficienze precedentemente calcolate e conoscendo il branching ratio del canale in esame e la luminosità integrata degli eventi considerati:

$$BR = 0.0389 \pm 0.0005 \quad L = (1194.0 \pm 119.4)\mu b^{-1}$$

Si ricorda che per questo campione la configurazione di trigger era *microbias* e la sua efficienza viene considerata 100%.

Nelle Tabella 5.1, Tabella 5.2 si riportano i risultati della sezione d'urto per le due selezioni nei bin di p_T (1,8) GeV/c e di y (2,4.5) che possono essere confrontati con i valori teorici della pQCD (Tabella 5.3) e di Pythia (Tabella 5.4).

Tabella 5.1: Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : analisi A.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$
$0 < p_T < 1$	62.56 ± 19.80	56.02 ± 11.22	62.27 ± 10.65	62.13 ± 10.46	55.34 ± 11.98
$1 < p_T < 2$	79.07 ± 18.71	95.16 ± 13.15	110.32 ± 13.81	84.01 ± 11.40	61.86 ± 10.82
$2 < p_T < 3$	52.82 ± 9.23	61.56 ± 7.95	57.87 ± 7.20	52.85 ± 6.97	26.77 ± 5.56
$3 < p_T < 4$	25.75 ± 4.60	25.11 ± 3.64	24.67 ± 3.51	21.10 ± 3.28	14.85 ± 4.12
$4 < p_T < 5$	13.76 ± 2.68	12.83 ± 2.12	10.55 ± 1.83	10.25 ± 1.88	12.84 ± 3.70
$5 < p_T < 6$	4.90 ± 1.18	6.17 ± 1.17	4.50 ± 0.94	3.92 ± 0.90	5.66 ± 3.07
$6 < p_T < 7$	3.57 ± 0.90	2.75 ± 0.66	2.65 ± 0.65	2.18 ± 0.63	0.00 ± 0.00
$7 < p_T < 8$	1.51 ± 0.47	1.86 ± 0.48	1.13 ± 0.39	0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

Tabella 5.2: Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : analisi B.

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$
$0 < p_T < 1$	86.00 ± 54.84	14.23 ± 46.75	22.35 ± 52.50	75.60 ± 49.11	155.64 ± 97.00
$1 < p_T < 2$	83.94 ± 18.96	81.16 ± 13.92	111.22 ± 17.98	35.86 ± 16.97	68.71 ± 25.72
$2 < p_T < 3$	74.84 ± 10.54	58.18 ± 7.75	54.68 ± 7.48	42.64 ± 7.27	17.00 ± 7.11
$3 < p_T < 4$	30.26 ± 4.62	27.46 ± 3.93	22.32 ± 3.38	21.18 ± 3.52	8.05 ± 3.08
$4 < p_T < 5$	14.89 ± 2.51	13.34 ± 2.15	9.90 ± 1.87	10.08 ± 1.98	5.43 ± 1.60
$5 < p_T < 6$	6.51 ± 1.42	6.50 ± 1.32	5.72 ± 1.23	5.33 ± 1.25	2.76 ± 0.96
$6 < p_T < 7$	4.26 ± 1.05	1.88 ± 0.93	2.75 ± 0.84	2.46 ± 0.91	0.56 ± 0.69
$7 < p_T < 8$	2.10 ± 0.67	1.83 ± 0.68	1.51 ± 0.65	1.71 ± 0.63	1.80 ± 0.58

Tabella 5.3: Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : predizioni MC

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	63.00 ± 122.00	62.00 ± 121.00	60.00 ± 122.00	56.00 ± 119.00	51.00 ± 112.00	0.54 ± 63.00
$1 < p_T < 2$	102.00 ± 41.00	96.00 ± 39.00	88.00 ± 36.00	78.00 ± 33.00	65.00 ± 29.00	0.58 ± 122.00
$2 < p_T < 3$	59.00 ± 142.00	53.00 ± 134.00	47.00 ± 124.00	39.00 ± 110.00	30.00 ± 94.00	0.43 ± 142.00
$3 < p_T < 4$	27.00 ± 63.00	24.00 ± 57.00	20.00 ± 50.00	16.00 ± 42.00	12.00 ± 33.00	0.31 ± 59.00
$4 < p_T < 5$	13.00 ± 41.00	11.00 ± 37.00	8.90 ± 32.00	6.80 ± 26.00	4.70 ± 20.00	0.22 ± 41.00
$5 < p_T < 6$	6.30 ± 23.00	5.30 ± 20.00	4.20 ± 17.00	3.10 ± 14.00	2.00 ± 10.00	0.16 ± 23.00
$6 < p_T < 7$	3.30 ± 15.00	2.70 ± 13.00	2.10 ± 11.00	1.50 ± 8.00	0.94 ± 6.00	0.12 ± 15.00
$7 < p_T < 8$	1.90 ± 9.00	1.50 ± 8.00	1.10 ± 7.00	0.78 ± 6.00	0.47 ± 5.00	0.09 ± 9.00

Tabella 5.4: Sezione d'urto di produzione (μb) in bin di y and p_T : predizioni di Pythia

p_T (GeV)	$2 < y < 2.5$	$2.5 < y < 3$	$3 < y < 3.5$	$3.5 < y < 4$	$4 < y < 4.5$	$4.5 < y < 5$
$0 < p_T < 1$	107.87 ± 0.54	98.80 ± 0.52	88.27 ± 0.49	76.21 ± 0.46	62.14 ± 0.41	41.00 ± 107.87
$1 < p_T < 2$	124.12 ± 0.58	110.73 ± 0.55	95.28 ± 0.51	79.27 ± 0.47	61.03 ± 0.41	84.00 ± 124.12
$2 < p_T < 3$	68.44 ± 0.43	60.34 ± 0.41	50.88 ± 0.37	40.38 ± 0.33	29.49 ± 0.28	41.00 ± 68.44
$3 < p_T < 4$	35.36 ± 0.31	30.82 ± 0.29	25.27 ± 0.26	19.63 ± 0.23	13.50 ± 0.19	15.00 ± 35.36
$4 < p_T < 5$	18.63 ± 0.22	16.30 ± 0.21	12.99 ± 0.19	9.32 ± 0.16	6.39 ± 0.13	5.00 ± 18.63
$5 < p_T < 6$	10.04 ± 0.16	8.38 ± 0.15	6.53 ± 0.13	4.60 ± 0.11	2.88 ± 0.09	2.20 ± 10.04
$6 < p_T < 7$	5.72 ± 0.12	4.77 ± 0.11	3.62 ± 0.10	2.57 ± 0.08	1.50 ± 0.06	1.00 ± 5.72
$7 < p_T < 8$	3.34 ± 0.09	2.70 ± 0.09	2.00 ± 0.07	1.47 ± 0.06	0.76 ± 0.05	0.50 ± 3.34

Nelle regioni di rapidità e impulso trasverso nelle quali si ha sufficiente statistica le sezioni d'urto ottenute con i due metodi di selezione sono consistenti fra loro ed in buon accordo con le predizioni teoriche del modello riportato in [20]. Mentre l'accordo è peggiore con le predizioni di Pythia. Nelle zone dove la statistica è più limitata non si possono trarre delle conclusioni. La selezione A per p_t compresi tra 0 e 1 fornisce risultati costanti al variare della rapidità.

Nelle Figura 5.1, Figura 5.2 si riporta l'andamento della sezione d'urto in funzione dell'impulso trasverso per i diversi bin di rapidità.

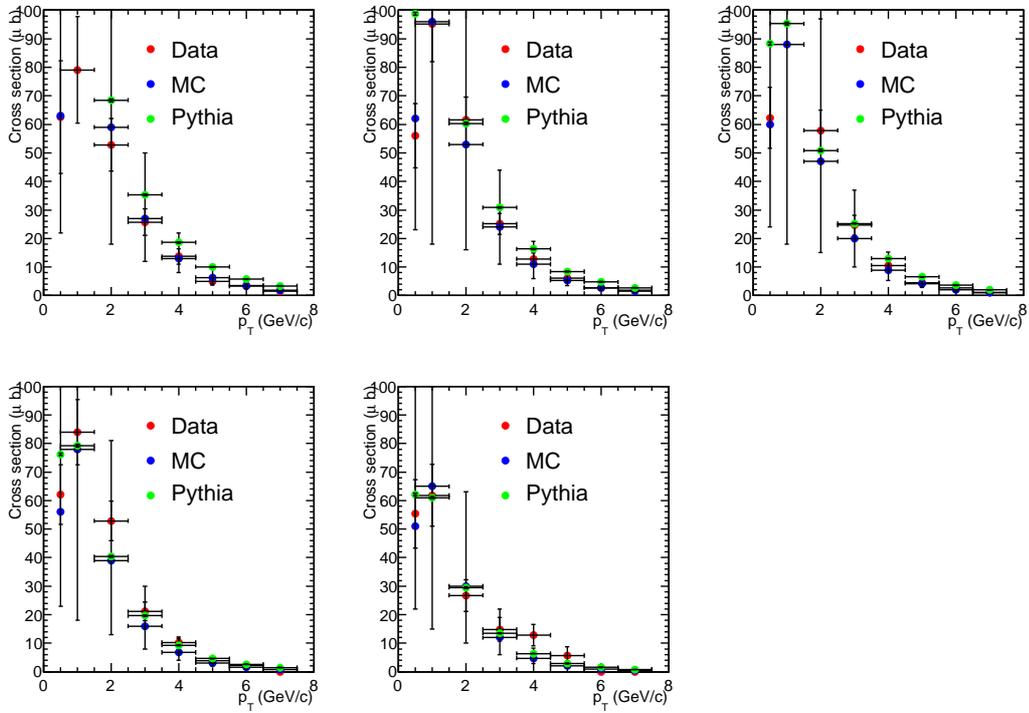


Figura 5.1: Sezione d'urto in funzione dell'impulso trasverso per i diversi bin di rapidità: selezione A.

5.2 Rapporto di produzione D^{*+}/D^0

In questa sezione verranno presentati i risultati sul rapporto di produzione al vertice primario dei mesoni D^* e D^0 , utilizzando però il campione di

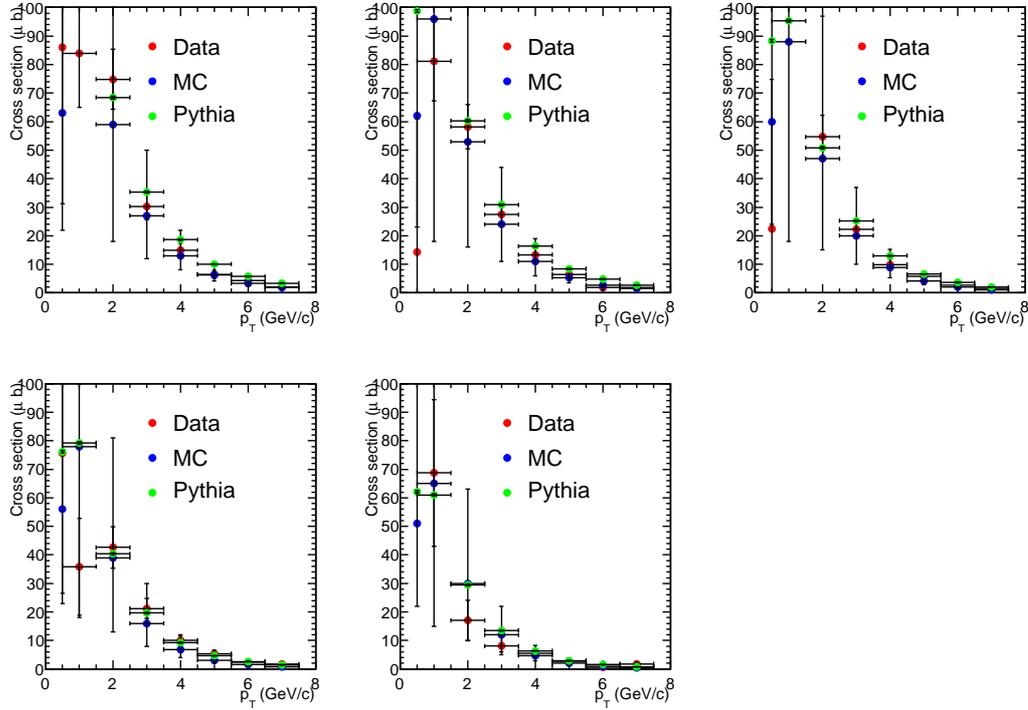


Figura 5.2: Sezione d'urto in funzione dell'impulso trasverso per i diversi bin di rapidità: selezione B.

dati limitatamente alla luminosità integrata di $1.2nb^{-1}$, per il quale è stato analizzato il campione di D^0 nel cap.4.

5.2.1 Produzione dei mesoni D^{*+}

Questo campione ridotto di eventi contiene a livello di preselezione 4725 combinazioni di D^* e 4071 combinazioni di D^0 per un totale di 3938 eventi. Su questi è stata applicata la selezione discussa nel cap. 3 al paragrafo 3.4.2, con la richiesta aggiuntiva dell'identificazione delle particelle. È stato considerato un intervallo di impulso trasverso e di rapidità del D^0 compresi rispettivamente tra 2 e 8 GeV e tra 2 e 5 e una finestra di ΔM compresa tra 140 e 150 MeV. Gli effetti della selezione sul numero di eventi e le combinazioni di D^* e D^0 sono mostrati in Tabella 5.5.

Si osservi che la selezione ha permesso di ottenere una molteplicità delle

Tabella 5.5: Numero di eventi e di combinazioni di D^* e D^0 che passano i tagli della selezione.

	Eventi	D^*	D^0
Iniziali	3938	4725	4071
$2 < p_T < 8\text{GeV}$			
$2 < y < 5$	2099	2411	2142
$140 < \Delta M < 150\text{MeV}$			
$IP_{sig}(D^0) < 9$	1979	2272	2017
$IP_{sig}(h) < 9$	724	817	740
$VD_{sig} > 16$	2016	2312	2055
$\chi_{vertex}^2 < 9$	1825	2090	1858
$\cos(\theta) > 0.99993$	889	1011	911
$PIDK > 0 - PID\pi < 0$	773	872	778
Selezione	265	288	266

combinazioni per evento rispettivamente di 1.1 e 1 per il D^* e per il D^0 .

Le distribuzioni di massa invariante del D^* e del D^0 dopo la selezione sono mostrate nelle Figura 5.5, Figura 5.4.

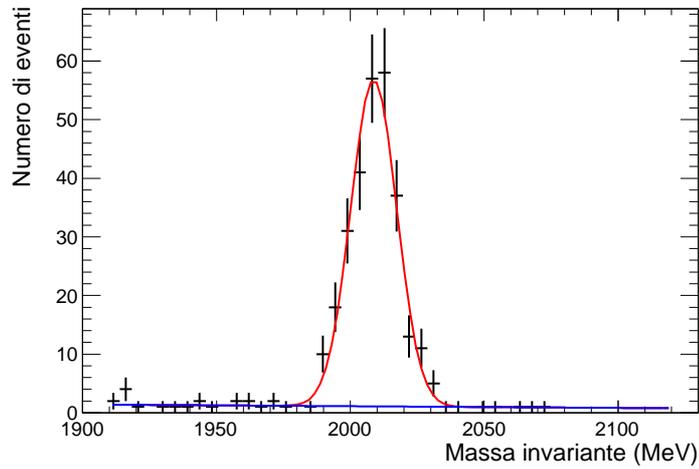


Figura 5.3: Distribuzione di massa invariante del D^* dopo l'applicazione della selezione.

Il numero di D^0 di segnale può essere determinato attraverso un fit alla distribuzione di massa invariante, utilizzando una gaussiana per descrivere il

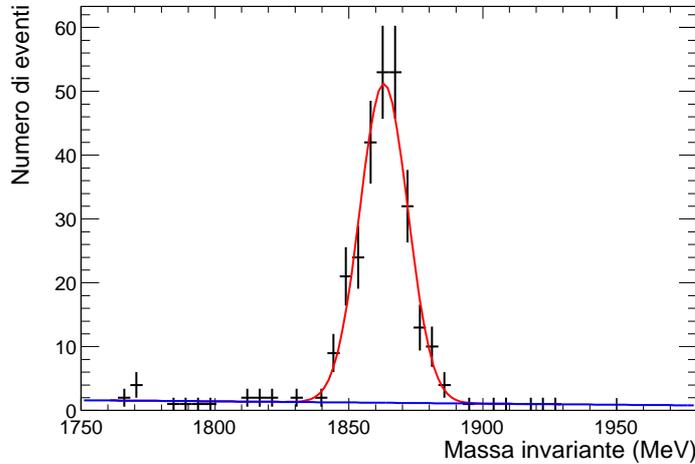


Figura 5.4: Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione.

segnale ed una retta per il fondo. L'integrale della gaussiana pari al numero di eventi di segnale risulta essere 178 ± 14 .

L'efficienza di ricostruzione del pione proveniente dal D^* , richiedendo che il D^0 ricada negli intervalli di impulso trasverso e rapidità considerati, è stata stimata da MC e risulta essere $\epsilon_{Rec\pi} = (58.10 \pm 0.05)\%$.

5.2.2 Produzione dei mesoni D^0 al vertice primario

La produzione di D^0 al vertice primario può essere ottenuta considerando la differenza tra il numero totale di D^0 prodotti e il numero di D^0 provenienti dal D^* , determinato nella sezione precedente. Il valore mancante è stato ottenuto a partire dal campione di D^0 analizzato in precedenza, effettuando la stessa selezione. Gli effetti di questa selezione sono mostrati in Tabella 5.6. Anche in questo campione la molteplicità delle combinazioni per evento è pari a 1.

La distribuzione di massa invariante fittata del D^0 è mostrata nella Figura 5.5.

Mediante il fit si ottiene un numero di D^0 pari a 1073 ± 55 . Poichè è stato mostrato che le efficienze complessive di rivelazione per D^0 provenienti dal

Tabella 5.6: Numero di eventi e di combinazioni di D^0 che passano i tagli della selezione.

	Eventi	D^0
Iniziali	253786	270401
$2 < p_T < 8\text{GeV}$ $2 < y < 5$	102379	108601
$IP_{sig}(D^0) < 9$	74699	76862
$IP_{sig}(h) < 9$	36057	40504
$VD_{sig} > 16$	57377	62596
$\chi_{vertex}^2 < 9$	92133	95796
$\cos(\theta) > 0.99993$	57989	60979
$p_T(h)$	41839	45045
$PIDK > 0 - PID\pi < 0$	18082	18534
Selezione	1301	1318

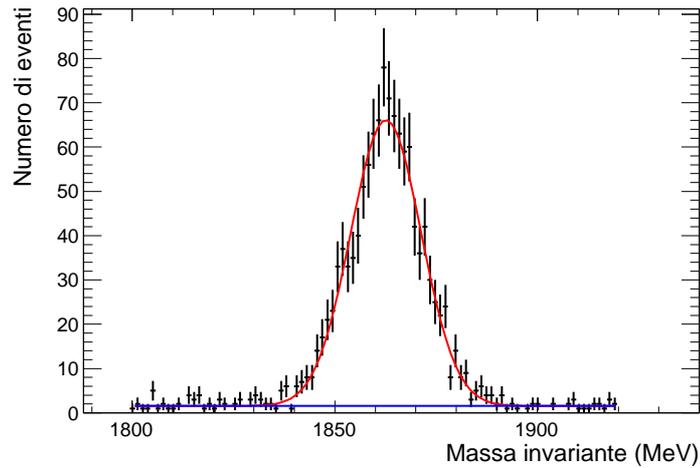


Figura 5.5: Distribuzione di massa invariante del D^0 dopo l'applicazione della selezione.

vertice primario o dal decadimento del D^* sono uguali, è possibile determinare il numero N' di D^0 non originati dal D^* semplicemente dalla differenza di questi due numeri (il numero assoluto si otterrebbe dividendo per l'efficienza). Il risultato di tale sottrazione è:

$$N' = D_{tot}^0 - D_{D^*}^0 = 895 \pm 57 \quad (5.2)$$

5.2.3 Rapporto di produzione D^*/D^0

Il rapporto fra il numero di D^0 provenienti dal D^* ed i rimanenti è uguale a:

$$\frac{D_{D^*}^0}{\epsilon_{Recos\pi} N'} = 0.34 \pm 0.05 \quad (5.3)$$

Questo valore può essere confrontato con quello che ci si attende teoricamente a partire dalla composizione degli eventi MC generati (già indicata nel cap.3). Per comodità si riporta nella Tabella 5.7 la composizione relativa soltanto al D^0 . Da questa informazione si deduce che il rapporto sopraindicato vale 0.46.

Tabella 5.7: Composizione del campione di eventi MC generati.

Provenienza		Percentuale
Vertice primario	121426	13.06%
$D^*(2010)^+$	293837	31.6%
$D^*(2010)^0$	432647	46.57%
Altro	96206	10.3%
Totale	929596	100%

Assumendo il BR del $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ (67.7%) si ottiene per il rapporto delle sezioni d'urto di produzione $\sigma(D^*)/\sigma(D^0\text{nonda}D^*) = 0.50 \pm 0.07$.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi si è studiata la produzione di mesoni con charm nelle interazioni pp a $\sqrt{s} = 7$ TeV nell'esperimento LHCb. Attraverso una simulazione sono stati identificati dei criteri per la identificazione del D^0 e del D^* e ne sono state determinate le efficienze. Questi criteri applicati ai dati reali hanno portato ad una misura della sezione d'urto di produzione del D^0 in funzione dell'impulso trasverso e della rapidità del mesone con charm. Essa risulta in discreto accordo con un modello teorico, mentre vi sono delle discrepanze rispetto al generatore Pythia comunemente usato.

È stato anche portato a termine un metodo per la identificazione del canale di decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ tramite la tecnica consueta di una selezione sulla differenza di massa. Questo permette di selezionare un campione particolarmente puro di D^0 identificato dal decadimento stesso. Su un campione limitato di dati è stato possibile stimare il rapporto fra il numero di D^0 provenienti dal D^* ed i rimanenti, dai quali si è misurato il rapporto fra le sezioni d'urto di produzione ottenendo il valore 0.50 ± 0.07 .

Bibliografia

- [1] P.Nason, S.Dawson and R.Ellis, Nucl.Phys.B 303, 607 (1988)
- [2] B.Andersson et al.Phys.Rep. 97, 33 (1983)
- [3] T.Sjostrand, S.Mrenna, and P.Z. Skands, PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP 05 (2006) 0, 26
- [4] N.N.Kalmykov, S.S.Ostapchenko and A.I.Pavlov,Nucl.Phys.B (Proc.Suppl.) 52 B, 17 (1997)
- [5] U.D.Goswami and K.Boruah, 29th International Cosmic Ray Conference Ray Pune (2005) 9, 21-24
- [6] G.A.Alves et al.,Phys.Rev.Lett. 77, 2388 (1996)
- [7] M.I. Adamovich et al., Eur. J. Phys. C 8, 593 (1999); Phys. Lett.B 328, 256 (1995)
- [8] E.M.Aitala et al., Phys.Lett. B 411, 230 (1997)
- [9] O.S.Bruning,P.Collider, P. Lebrum, S.Myers, R.Ostojc, J.Poole, and P.Proudlock, LHC Design Report. CERN, Geneva, 2004.
- [10] The LHCb Collaboration et al 2008 JINST 3 S08005
- [11] *LHCb VELO (VErtex LOcator) Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-011.
- [12] *LHCb RICH Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.
- [13] *LHCb magnet Technical Design Report* , CERN-LHCC-2000-007.

- [14] *LHCb inner tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2002-029.
- [15] *LHCb outer tracker Technical Design Report* , CERN-LHCC-2001-024.
- [16] *LHCb calorimeters Technical Design report*, CERN-LHCC-2000-036.
- [17] *LHCb muon system Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-010.
- [18] *Root.cern.ch/tutorials*.
- [19] S.Agostinelli et al., *Geant4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A 506 n0.3(2003) 250-303.
- [20] M. Cacciari, S. Frixione, M. Mangano, P.Nason and G. Ridolfi, private communication.

Ringraziamenti

Questa pagina è dedicata a tutte le persone grazie al cui supporto è stato possibile portare avanti il mio lavoro di tesi.

Desidero ringraziare il Prof. Saitta e l'intero gruppo LHCb di Cagliari per avermi dato la possibilità di svolgere questo lavoro nella collaborazione di un esperimento a livello internazionale. E' stato molto emozionante analizzare i primi dati dell'esperimento e so che senza il vostro lavoro precedente questo non sarebbe stato possibile.

Il secondo ringraziamento va al mio supertutor Francesco. Non mi basterà l'intera vita per ringraziarti di tutto e non mi bastano le parole per descrivere la nostra amicizia. Grazie per le nostre discussioni di fisica, per le nostre discussioni di politica, per i concerti, per i libri, per le cene, per gli infiniti caffè. Grazie per il rosso :)

Anche in questo caso non mi basterà una vita per ringraziare abbastanza due persone davvero speciali, le mie splendide sorelle.

Hvala Jelena cause you're a rare pearl. Even if we're so far we're always together with heart. Hvala for your humility and bravery. Hvala cause you've encouraged me in many situations and always supported my causes. Hvala for our special summer at cern, for our days in Belgrad, for rakjia, for balcan dance. Hvala for our Bella Ciao :)

Grazie Doro perchè la nostra è una affinità elettiva. Grazie per essere sempre così spontanea e diretta, grazie per le tue idee, grazie perchè sei una splendida pazzarella. Grazie per le nostre manifestazioni, le nostre assemblee, le nostre avventure, i nostri abbracci. Grazie perchè ci basta uno sguardo per farci scendere le lacrime :)

Non potrei non dare un ringraziamento speciale alla mia compagna di studi

Francesca, che mi è stata accanto dal primo giorno di Università. Grazie per aver condiviso con me questi anni, per le nostre sempre interessanti discussioni, per aver condiviso l'emozione di vedere i picchi di massa nei dati reali, ma anche lo stress nell'analizzarli.....ma forse non è ancora ora di tagliare il cordone ombelicale :)

E' giunto il momento di ringraziare tutte le persone che hanno partecipato e partecipano alla meravigliosa avventura del collettivo Redshift. Voglio ringraziarvi uno per uno: Francesco e Dorothea (anche per questo), Roberto, Alessandro, Francesca (anche per la nostra rappresentanza), Matteo (anche perchè sei un teorico davvero brillante), Paola (anche per la musica e i libri), Riccardo (anche per le chiose), Sonja, Paolo, Sara, Francesca, Silvia, Francesco, Alberto. Grazie perchè avremo bisogno di tutta la nostra intelligenza, grazie perchè avremo bisogno di tutto il nostro entusiasmo, grazie perchè avremo bisogno di tutta la nostra forza. :)

Ringrazio anche tutti gli amici e i colleghi che mi hanno sempre supportato in questi anni e spronato a fare sempre meglio.

Grazie ai miei genitori (e dai includiamo anche mio fratello), perchè sin da quando ero piccola mi hanno educato all'importanza della cultura e dello studio. Senza il loro aiuto e supporto non sarei sicuramente arrivata a questo traguardo.

L' ultimo ringraziamento va infine alla mia rivoluzione più bella, Gabriele Trotsky. Grazie perchè ogni giorno sei una scoperta nuova. Grazie per il tuo profondo senso critico e la serietà in politica, ma anche il tuo indescribibile umorismo. Ogni giorno con te è colmo di riflessione e allegria. Grazie per i mattoni, per i treni, per i Doors. Grazie perchè il mondo ha bisogno di rivoluzionari :)