



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

*Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali*

*Corso di Laurea in Fisica*

**Selezioni per lo studio della  
produzione di  $\Sigma_c$  e  $\Sigma_c^*$  in  
interazioni pp a 7 TeV in LHCb**

*Tesi di Laurea*

**Relatore:**

Prof. Biagio Saitta

**Candidato:**

Gian Michele Meloni

**Anno Accademico 2009-2010**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 L'esperimento LHCb</b>	<b>3</b>
1.1 Il rivelatore LHCb . . . . .	3
1.1.1 VELO - Localizzatore di vertici . . . . .	5
1.1.2 I RICH . . . . .	5
1.1.3 Il sistema tracciante . . . . .	6
<b>2 Struttura dei dati e programma</b>	<b>9</b>
2.1 Il Trigger . . . . .	9
2.2 DST stripping09 stream 'Hadronic' . . . . .	10
2.3 Script 'python' per l'analisi del DST . . . . .	13
2.3.1 Ricostruzione della $\Sigma_c$ . . . . .	17
<b>3 Selezione della <math>\Lambda_c^+</math></b>	<b>19</b>
3.1 Analisi della massa invariante della $\Lambda_c$ . . . . .	19
3.2 Analisi dei prodotti di decadimento . . . . .	27
<b>4 Risultati</b>	<b>31</b>
4.1 Stima della produzione della $\Sigma_c$ . . . . .	31
<b>Conclusioni</b>	<b>34</b>



# Elenco delle figure

1.1	Sezione verticale del rivelatore LHCb . . . . .	4
2.1	Struttura schematica di un evento all'interno di un file DST . . . . .	12
2.2	Ciclo logico che seleziona gli eventi che contengono il 'contenitore' dei candidati $\Lambda_c$ . . . . .	15
2.3	Ciclo logico che memorizza le grandezze dei candidati $\Lambda_c$ . . . . .	16
2.4	Ciclo logico che ricostruisce i candidati $\Sigma_c$ . . . . .	18
3.1	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo i tagli di preselezione (Tabella 3.1) . . . . .	22
3.2	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2 . . . . .	24
3.3	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo i tagli della selezione (IIa) riportati in Tabella 3.3 . . . . .	25
3.4	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo i tagli della selezione (IIb) riportati in Tabella 3.3 . . . . .	25
3.5	Distribuzione della massa invariante della $\Lambda_c$ dopo i tagli della selezione (IIc) riportati in Tabella 3.3 . . . . .	26
3.6	Distribuzione della massa invariante della coppia $\pi p$ dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2 . . . . .	28
3.7	Distribuzione della massa invariante della coppia $\pi k$ dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2 . . . . .	29

3.8	Distribuzione della massa invariante della coppia $\pi p$ dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.3 . . . . .	30
3.9	Distribuzione della massa invariante della coppia $\pi k$ dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.3 . . . . .	30
4.1	Differenza di massa invariante tra $\Sigma_c$ e $\Lambda_c$ dopo i tagli descritti in Tabella 4.1 . . . . .	33
4.2	Differenza di massa invariante $\Sigma_c^0$ e $\Lambda_c$ dopo i tagli descritti in Tabella 4.1 . . . . .	33

# Elenco delle tabelle

3.1	Tagli di preselezione sul campione analizzato . . . . .	20
3.2	Tagli della selezione (I) sul campione di dati . . . . .	23
3.3	Tagli della selezione (II) sul campione di dati . . . . .	23
4.1	Criteri di selezione (III) sul campione di $\Lambda_c$ rimanente . . . . .	32



# Introduzione

Lo studio della produzione di barioni e mesoni con charm in collisioni adroniche è di grande interesse per la fisica delle alte energie. E' infatti importante verificare i diversi modelli teorici che ad oggi descrivono, in maniera più o meno soddisfacente, i meccanismi di produzione adronica delle particelle con charm e vengono utilizzati nell'ambito di programmi di simulazione per predire i tassi di abbondanza di queste produzioni. Questo lavoro di tesi si colloca nell'ambito dell'esperimento LHCb con l'obiettivo di muovere i primi passi verso la realizzazione di criteri di selezione dei barioni  $\Sigma_c$  prodotti in collisioni protone-protone con energia nel centro di massa di 7 TeV. I canali di decadimento studiati sono:

$$\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$$

$$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^-$$

per un'analisi mirata ad ottenere, se non il valore assoluto, almeno una stima del rapporto di produzione  $\Sigma_c^*/\Sigma_c$ .

I barioni  $\Sigma$  decadono per interazione forte nel 100% dei casi nel canale  $\Sigma \rightarrow \Lambda\pi$  pertanto sarà essenziale discutere il metodo di selezione delle  $\Lambda_c$ . Per questo si è scelto di studiare in particolare il canale di decadimento

$$\Lambda_c^+ \rightarrow k^- + p + \pi^+$$

poichè esso è composto da un vertice con tre tracce cariche e, per certi versi, sfrutta al meglio le capacità del rivelatore LHCb nella identificazione

delle particelle.

L'analisi del decadimento è affidata ad uno script di nostra creazione in linguaggio 'Python' [1] nella sua implementazione all'interno del pacchetto software di LHCb denominato Gaudi. Lo script è stato eseguito esclusivamente su una macchina locale in cui è stato appositamente importato un campione abbastanza significativo di dati, almeno per i test preliminari.

Questo lavoro di tesi è articolato nella maniera seguente. Il primo capitolo descrive il rivelatore utilizzato nell'esperimento LHCb e più dettagliatamente le componenti di maggiore interesse nell'ambito di questo lavoro. Nel secondo capitolo mostriamo una tipica struttura dati di LHCb e una spiegazione dettagliata del principio di funzionamento del codice che ha il compito di analizzarla. Il terzo e quarto capitolo sono infine dedicati all'analisi del segnale  $\Lambda_c$  e  $\Sigma_c$  con la descrizione dei risultati qualitativi ottenuti.

# Capitolo 1

## L'esperimento LHCb

L'esperimento LHCb è stato concepito essenzialmente per studiare la violazione della simmetria  $CP$  nei decadimenti dei mesoni B e individuare i loro decadimenti rari. L'obiettivo è una conoscenza più approfondita della fisica dei quark nell'ambito del '*Modello Standard*' e la rilevazione di indizi di 'nuova fisica'. Data la copiosa produzione di particelle con charm nelle collisioni pp al Large Hadron Collider al CERN di Ginevra, l'esperimento si candida anche a fare misure accurate di queste produzioni, comprese quelle dei barioni  $\Sigma_c$ ,  $\Sigma_c^*$  e  $\Lambda_c$  che sono oggetto di studio qualitativo di questa tesi.

### 1.1 Il rivelatore LHCb

LHC è il collider adronico sotterraneo attualmente attivo al CERN. Ha una circonferenza di circa 27 km e, in questa prima fase, produce collisioni in fasci di protoni con energia nel centro di massa di 7 TeV. All'interno dei tunnel che ospitano i tubi a vuoto in cui vengono fatti circolare i fasci incidenti sono sistemati i rivelatori, tra cui anche quello dell'esperimento LHCb mostrato nella figura 1.1.

Il rivelatore LHCb ha una geometria proiettata in avanti lungo la direzione di incidenza di uno dei due fasci. Dalla figura possiamo individuare gli

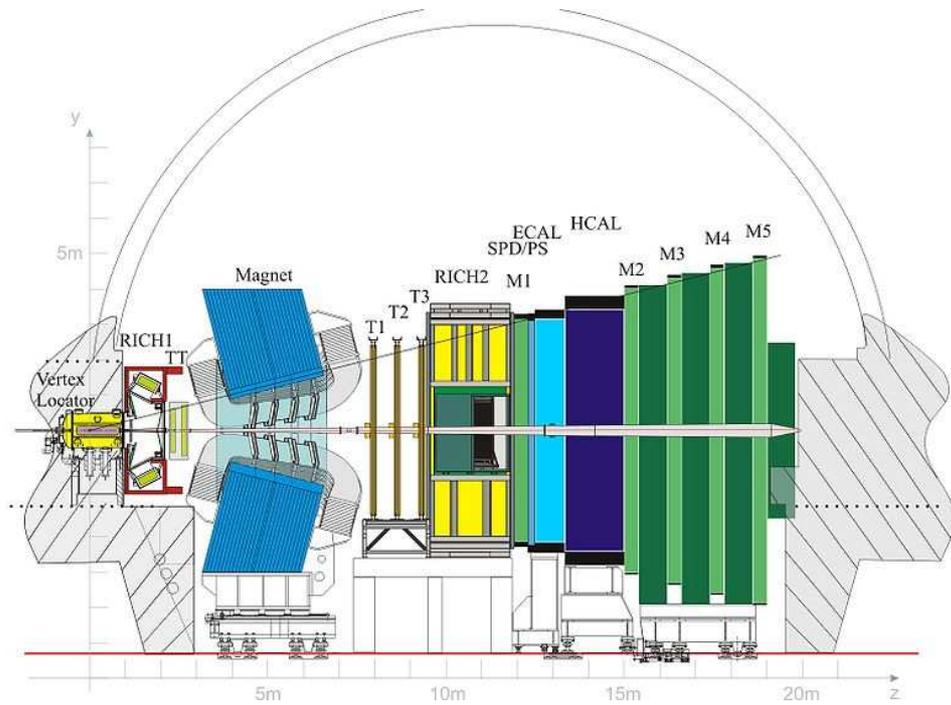


Figura 1.1: Sezione verticale del rivelatore LHCb

apparati fondamentali che lo compongono:

- Il rivelatore di vertice (VELO)
- i rivelatori ad effetto Cherenkov (RICH1 e RICH2)
- il magnete deflettore
- il sistema di tracciamento (T1, T2, T3)
- il calorimetro elettromagnetico (ECAL)
- il calorimetro adronico (HCAL)
- i rivelatori di muoni (M1, M2, M3, M4, M5)

Nel nostro lavoro rivestono particolare importanza il rivelatore di vertici, i rivelatori ad effetto Cherenkov e il sistema di tracciamento, per cui daremo una descrizione solo di queste componenti.

### 1.1.1 VELO - Localizzatore di vertici

Il VELO è il rivelatore di vertice posto attorno alla regione di collisione dei fasci con il compito di effettuare una precisa ricostruzione del vertice primario e dei vertici di decadimento delle particelle prodotte nelle varie interazioni.

Esso è sostanzialmente composto da due metà identiche a simmetria cilindrica poste intorno al fascio; ciascuna di queste due metà è costituita da 25 stazioni formate da una coppia di rivelatori al silicio di forma emicircolare, una a strip circolari (per le misure della coordinata angolare  $\phi$ ) ed una a strip radiali (per la misura di  $r$ ). Il sistema è in comunicazione diretta col vuoto del tubo del fascio e le due metà hanno libertà di movimento in direzione radiale rispetto ad esso.

### 1.1.2 I RICH

L'identificazione delle tracce che arrivano al rivelatore è un requisito fondamentale in LHCb: per gli scopi dell'esperimento è infatti essenziale separare i pioni dai kaoni prodotti, direttamente o indirettamente, nelle collisioni adroniche. Questa operazione è affidata ai due rivelatori RICH.

I RICH basano il loro funzionamento sul principio fisico noto come *Effetto Cherenkov*: particelle in moto in un mezzo con velocità superiore a quella che la luce avrebbe nello stesso mezzo emettono radiazione elettromagnetica in un cono di luce la cui apertura dipende dalla velocità. Rivelatori di questo tipo permettono la separazione dei mesoni  $\pi$  e  $k$  nell'intervallo di energie richiesto dall'esperimento (1-150 GeV). Per ottenere questi risultati è necessario disporre di più mezzi 'radiatori' e questo giustifica la presenza di

due RICH. In entrambi i casi è presente un sistema di specchi che convoglia i fotoni emessi per effetto Cherenkov verso un piano formato da rivelatori (HPD) sensibili al singolo fotone.

I materiali utilizzati nel RICH1 sono un aerogel di silice e il gas  $C_4F_{10}$  che permettono l'identificazione delle particelle nella regione di bassi impulsi (1-60 GeV) con un intervallo di accetanza angolare di 25-300 mrad.

Il mezzo radiatore utilizzato nel RICH2 è invece il gas  $CF_4$  che permette l'identificazione delle particelle nella regione degli alti impulsi (fino ai 150 GeV richiesti) con accetanza angolare compresa tra i 10 mrad e i 120 mrad.

### 1.1.3 Il sistema tracciante

Il sistema di tracciamento è costituito dalle tre stazioni T1, T2 e T3 posizionate a valle del magnete dipolare con il compito di fornire le informazioni di posizione relative al passaggio di particelle cariche. Ogni stazione misura la coordinata  $x$ , lungo il piano di curvatura, e due coordinate stereo spostate angularmente rispetto alla prima di un angolo  $\theta = \pm 5^\circ$  per avere una qualche informazione lungo la direzione  $y$  e risolvere le ambiguità.

Ciascuna stazione è divisa in due parti, una più vicina al fascio (*Inner Tracker*), costituita da rivelatori al silicio, con risoluzione spaziale di  $\sim 50\mu m$  e una più esterna (*Outer Tracker*), costituita da due strati di *straw tubes* sfalsati tra loro, con una risoluzione di  $\sim 200\mu m$ . Questa divisione tiene conto del fatto che la densità delle tracce in un tipico evento è maggiore in prossimità della regione del fascio e decresce approssimativamente con l'inverso del quadrato della distanza da essa.

Le informazioni che provengono dalle stazioni di tracciamento, unite a quelle del VELO e del Trigger Tracker, consentono la ricostruzione delle traiettorie delle tracce cariche e dei loro impulsi.

La ricostruzione dei decadimenti dei barioni  $\Lambda_c$  e  $\Sigma_c$  richiede una precisione elevata della ricostruzione dei vertici primari e secondari, pertanto si utilizzeranno le tracce di classe *long*, cioè tutte quelle che presentano degli hit sia nel VELO che in tutte le stazioni T. Le tracce di classe diversa, la cui ricostruzione è maggiormente affetta da errore, non verranno utilizzate per i nostri scopi.



# Capitolo 2

## Struttura dei dati e programma

### 2.1 Il Trigger

In un evento di collisione protone-protone vengono prodotte un gran numero di particelle: alcune arrivano direttamente ai vari rivelatori e altre, come è il caso per la  $\Sigma_c^{++}$  e la  $\Lambda_c^+$ , decadono prima in prodotti che possono essere anche essi osservati dai rivelatori. Questo numero di tracce, in relazione con l'elevata frequenza di bunch crossing, rappresentano una mole di dati tale da rendere impossibile la scrittura sui dischi di tutti gli eventi. Si pone quindi il problema di dover scremare questa enorme quantità di informazioni in tempi brevissimi (dell'ordine di qualche millisecondo). Una preselezione di questo tipo può essere realizzata introducendo un trigger; è un'operazione molto delicata perchè al termine tutto ciò che non è stato considerato interessante non sarà scritto sul disco e verrà perso per sempre. L'esperimento prevede perciò un trigger, detto *di livello 0 (L0)*, di tipo hardware che lavora sulle informazioni provenienti dal VELO, dai calorimetri e dai rivelatori di muoni per compiere una prima scrematura degli eventi. La frequenza scende così da 40 MHz a qualche MHz e la mole di dati rimanente viene inviata a una farm online composta da centinaia di elaboratori che si occupa di control-

lare che gli eventi rimasti siano effettivamente interessanti e scartare quelli che non vengono ritenuti tali. Con questa operazione la frequenza si riduce ulteriormente fino a circa 2 kHz, compatibile con quella di scrittura su disco.

La frazione di eventi scritti fisicamente sul disco rappresenta ancora una quantità considerevole di informazioni. Un secondo trigger, detto HLT, di tipo software si occupa di applicare, attraverso processi di *stripping*, un set di selezioni inclusive ed esclusive che suddividono i dati in insiemi (*stream*) selezionati per i vari studi.

I dati vengono quindi elaborati in modo da ottenere le prime ricostruzioni delle particelle e dei loro vertici, ed immagazzinati in complesse strutture di dati chiamate DST (*data summary tape*) [2]. All'interno di un DST le informazioni sono 'incapsulate' in una gerarchia di 'contenitori', ognuna con il proprio indirizzo, in una struttura perfettamente intellegibile dai software del framework di LHCb. Avendo un campione di dati a disposizione però anche la singola utenza, come nel nostro caso, può avere accesso alle informazioni contenute nei DST, servendosi dell'ausilio di scripting language di alto livello ad oggetti orientati (come 'Python'), opportunamente implementati nel pacchetto software GAUDI di LHCb.

## 2.2 DST stripping09 stream 'Hadronic'

Per la nostra analisi ci siamo serviti di un campione di dati appartenente al DST relativo allo stripping09 con trigger '*Hadronic*'. Questo paragrafo ha l'obiettivo di mostrare al lettore la struttura schematica degli oggetti presenti all'interno di questo tipo di file [3] in maniera che sia più comprensibile il funzionamento dello script che effettua l'analisi, descritto nel paragrafo successivo.

Superficialmente il file DST si presenta come una sequenza ordinata di 'contenitori'; ognuno di questi 'contenitori' corrisponde a un evento ('/Event')

che è stato ritenuto interessante e selezionato mediante trigger software.

La figura 2.1 mostra uno schema stilizzato della struttura di un tipico evento all'interno del DST.

Come si vede in figura, ogni evento è a sua volta costituito di altri 'contenitori'; è in questi oggetti che possono essere trovate le quantità di interesse. Nella lista seguente ci limiteremo a descrivere solo quelli che si sono rivelati utili agli scopi della nostra analisi:

- **'/Event/Rec/Header'** è il 'contenitore' che nella figura è segnato come *'Header'*; contiene tutti i riferimenti utili all'identificazione dell'evento quali il nome fisico, il run a cui appartiene e le informazioni del trigger con cui è stato selezionato.
- **'/Event/Best/Track'** può essere identificato nella figura come *'Track'*; qui sono presenti le tracce arrivate al rivelatore durante l'interazione corrispondente all'evento in questione. A questo livello non c'è stato alcun tipo di ricostruzione, nè l'ipotesi di massa è stata ancora avanzata. Sono però disponibili le informazioni su carica e impulso provenienti dal sistema tracciante.
- **'/Event/Hadronic/Rec/Vertex/Primary'** lo abbiamo indicato come *'Primary vertex'*; qui ci sono le informazioni sulle coordinate dei vertici primari ricostruiti nel VELO per l'evento in questione, e i relativi  $\chi^2$  che ne stimano la bontà di ricostruzione.
- **'Hadronic/Phys/LambdacComb/Particles'** rappresenta nella figura uno dei 'contenitori' *'Particle reconstructed'* in cui sono memorizzate le informazioni sulle particelle ricostruite, in questo caso un candidato  $\Lambda_c^+$  decaduto in un  $\pi^+$ , un protone e un  $k^-$ . Può contenere a sua volta più candidati, che abbiamo identificato con *'Particle candidate'*, in base a quanti ne sono stati ricostruiti per l'evento. A questo livello

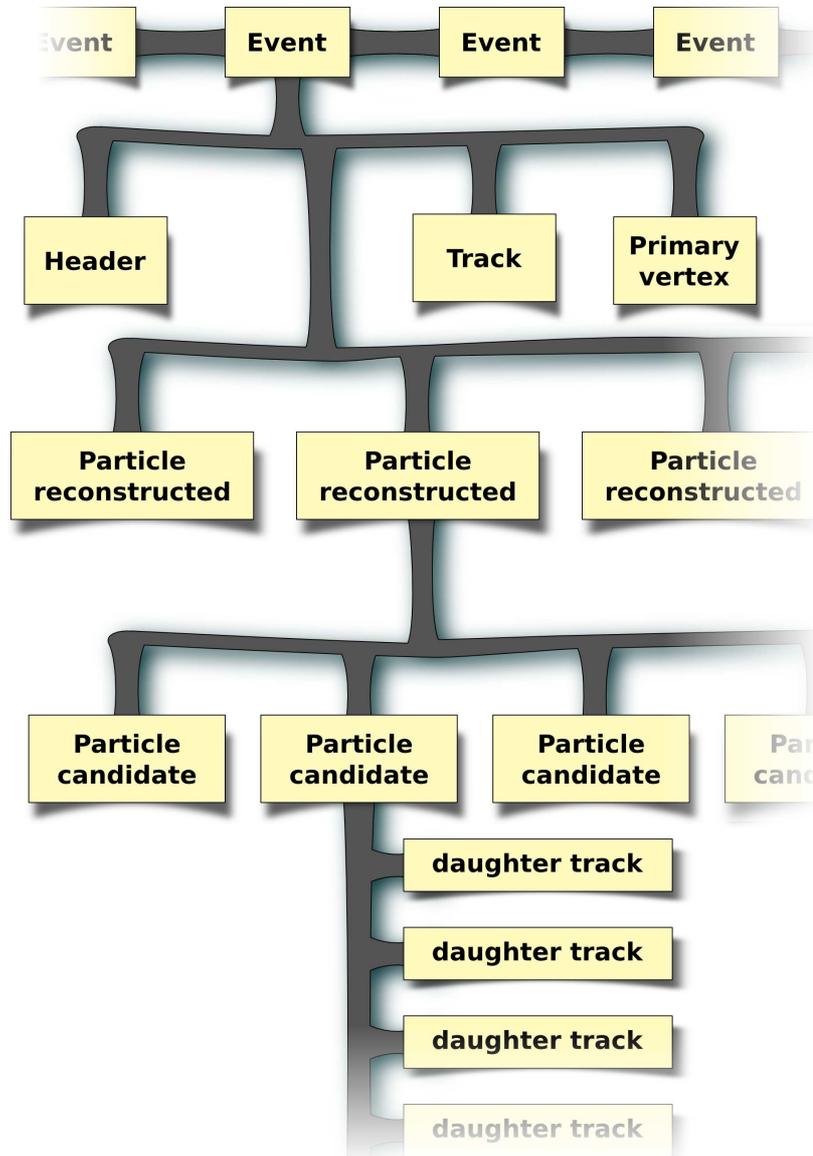


Figura 2.1: Struttura schematica di un evento all'interno di un file DST

le tracce sono state ricostruite ed è stata avanzata l'ipotesi di massa utilizzando le informazioni dei rivelatori Cherenkov. Possiamo trovare una grande varietà di informazioni relative alla particella ricostruita: l'identificazione, la carica, la massa, il quadrimpulso di Lorentz e la posizione del suo vertice di decadimento con relativo  $\chi^2$  sono quelle che hanno interessato maggiormente la nostra analisi. Infine ogni candidato  $\Lambda_c$  contiene un vettore composto di tre 'contenitori' ('*daughter track*') che contengono ciascuno caratteristiche analoghe per ognuna delle figlie del decadimento. Queste figlie sono tracce contenute in '/Event/Best/Track' e su cui è stata applicata la ricostruzione.

E' importante notare che la massa attribuita alle tracce cariche nei RICH è solo un'ipotesi massa. La funzione di Likelihood (L) rappresenta la verosimiglianza di questa ipotesi e ogni traccia ricostruita ha inizialmente una  $L_p$ ,  $L_K$  e  $L_\pi$ . La massa viene assegnata in base al rapporto tra i logaritmi (che si traduce in una differenza di logaritmi) di  $L_p$  (o  $L_K$ ) e  $L_\pi$ . Se questa quantità è ragionevolmente  $> 0$  si assegna alla traccia la massa del protone (o del kaone) piuttosto che del pione e viceversa se è  $< 0$ . Si sceglie il pione come particella di riferimento perchè è la più comune.

## 2.3 Script 'python' per l'analisi del DST

'Python' è un linguaggio di programmazione dinamico orientato agli oggetti, versatile per molti tipi di sviluppo software in quanto offre un forte supporto all'integrazione con altri linguaggi e programmi. Si tratta di un linguaggio interprete che necessita solo di un programma per compilare ed eseguire le istruzioni del codice sorgente. Ragionando in termini di C++, non si ha quindi una fase di compilazione che trasforma la sorgente in eseguibile, ma tutto viene automaticamente gestito dall'interprete. Inoltre 'Python' supporta le classi, l'ereditarietà e si caratterizza per il binding dinamico. Tutte

le funzioni sono virtuali; la memoria viene gestita automaticamente e non esistono specifici costruttori o distruttori, mentre esistono diversi costrutti per la gestione delle eccezioni.

Lo script da noi creato prevede inizialmente tutta una serie di importazioni di moduli del software di LHCb indispensabili per la lettura del DST. Questo ci permette di settare le configurazioni del framework di LHCb, importare le classi necessarie e utilizzare i tool di software specifici che ci permettono di aprire il file DST e dialogare con i suoi contenuti.

Il corpo centrale del nostro codice si compone essenzialmente di tre cicli for concatenati, che si occupano rispettivamente della selezione degli eventi, dell'analisi delle particelle  $\Lambda_c$  e della ricostruzione dei barioni  $\Sigma_c$ . Procediamo con una breve descrizione del principio di funzionamento di ciascuno di questi cicli.

## Selezione degli eventi

Il ciclo più esterno si occupa di selezionare gli eventi che contengono candidati  $\Lambda_c$ . Poichè i file DST contengono una grande quantità di selezioni al proprio interno non è detto che ogni evento che controlliamo sia relativo allo stripping effettuato per la  $\Lambda$ . Nel caso specifico del campione di dati da noi utilizzato, per esempio, il numero di eventi interessanti ricopre solo il  $\sim 16\%$  degli eventi totali. Come si vede nella figura 2.2 il funzionamento di questa parte del codice è molto semplice:

il ciclo scorre lungo tutti gli eventi e un controllo logico verifica la presenza del 'contenitore' dei candidati  $\Lambda$ ; in caso di risposta negativa il ciclo riprende controllando l'evento successivo e ignora il resto delle istruzioni, mentre in caso di risposta affermativa prosegue con l'analisi dei candidati  $\Lambda$  che sono stati trovati.

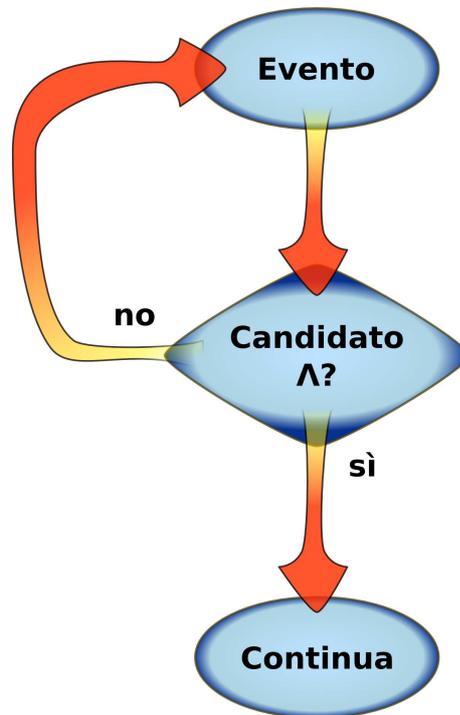


Figura 2.2: Ciclo logico che seleziona gli eventi che contengono il 'contenitore' dei candidati  $\Lambda_c$

### Analisi dei candidati $\Lambda_c$

Le ricostruzioni delle particelle e dei loro vertici memorizzate all'interno di un DST avvengono secondo criteri selettivi. Durante questa operazione di preselezione si sceglie comunque di non irrigidire eccessivamente tali scelte in maniera da permettere all'utente di programmare la propria selezione a seconda delle esigenze della sua analisi. Accade però che alcune combinazioni di tracce possano casualmente rientrare entro i criteri della preselezione e vengano additate come candidati erroneamente, formando il cosiddetto *fondo combinatoriale*. Un semplice esempio di fondo può essere il caso di due diverse combinazioni di tracce con una traccia in comune che soddisfano le richieste

della preselezione; dei due candidati che si formano almeno uno deve essere falso perchè non è possibile che una particella provenga contemporaneamente da due vertici di decadimento.

La distribuzione delle grandezze dei veri candidati solitamente ha un andamento preciso, mentre nel caso del fondo esso risulta casuale e può discostarsi dal segnale che si intende studiare. Il principio alla base di questo tipo di analisi è quello di imporre un taglio su una quantità selezionata in una regione della distribuzione in cui si addensano le combinazioni di fondo, ma che sia povera di veri candidati.

In questa seconda fase del programma ci occupiamo di compiere questa selezione. Il principio di funzionamento è descritto nella figura 2.3.

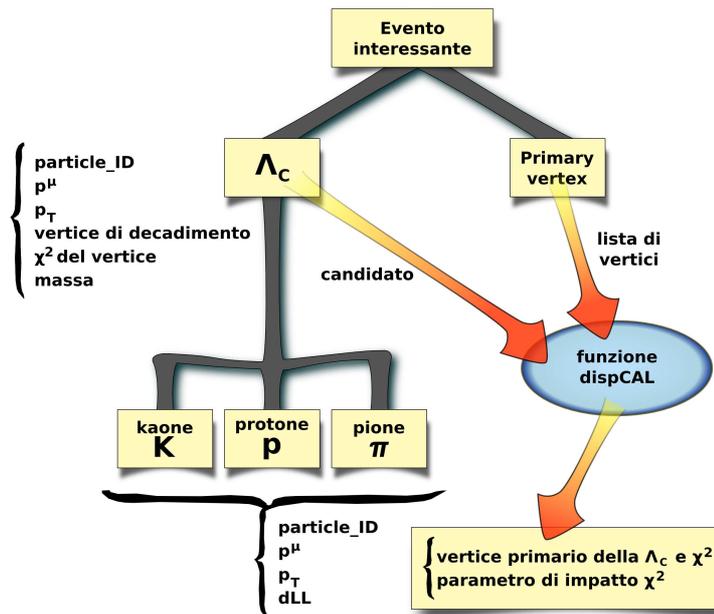


Figura 2.3: Ciclo logico che memorizza le grandezze dei candidati  $\Lambda_c$

Per ogni evento interessante, un secondo ciclo scorre i vari candidati  $\Lambda_c$  alla ricerca di alcune quantità interessanti: il particleID che identifica la par-

ticella, il quadrimpulso ( $P^\mu$ ), la componente trasversa dell'impulso ( $P_T$ ), la massa ( $M_\Lambda$ ), il vertice del decadimento e il relativo  $\chi^2$ . Ogni candidato viene contemporaneamente confrontato con la lista dei vertici del 'contenitore' 'Primary vertex' tramite la funzione *dispCAL* che seleziona il vertice primario migliore per quel candidato, il parametro d'impatto (la minore distanza tra la direzione dell'impulso e la congiungente tra i vertici) e i relativi  $\chi^2$ . Infine un ciclo secondario scorre i 'contenitori' dei prodotti di decadimento per ottenere le informazioni sull'identificazione della particella (particleID), i momenti ( $P^\mu$  e ( $P_T$ )) e l'ipotesi di massa scritta nella forma dLL (differenza dei logaritmi delle funzioni di Likelihood).

In questa parte del programma si applica anche la selezione ai vari candidati per mettere in evidenza il segnale dal fondo combinatoriale. La descrizione dei criteri di selezione utilizzati non sono oggetto di discussione di questo capitolo e vengono rimandati al successivo.

### 2.3.1 Ricostruzione della $\Sigma_c$

I candidati  $\Lambda_c$  che sopravvivono alla selezione del ciclo precedente sono il segnale che utilizziamo nella ricostruzione della  $\Sigma_c$ . Come abbiamo detto, nella totalità dei casi  $\Sigma_c$  decade nel canale  $\Sigma \rightarrow \Lambda\pi$  in tempi brevissimi tali da potere assumere che il vertice del loro decadimento coincide entro gli errori strumentali con il vertice primario dell'evento.

Le informazioni sulla ricostruzione dei  $\pi$  provenienti dai vertici primari non sono incluse direttamente nel DST ma è possibile utilizzare dei tool che si occupano di eseguirla manualmente e aggiungere il 'contenitore' relativo alla ricostruzione di queste particelle per ogni singolo evento. Alle importazioni di inizio programma sono state pertanto aggiunte le istruzioni atte a questo compito.

Il funzionamento del terzo e ultimo ciclo del nostro script è spiegato in figura 2.4.

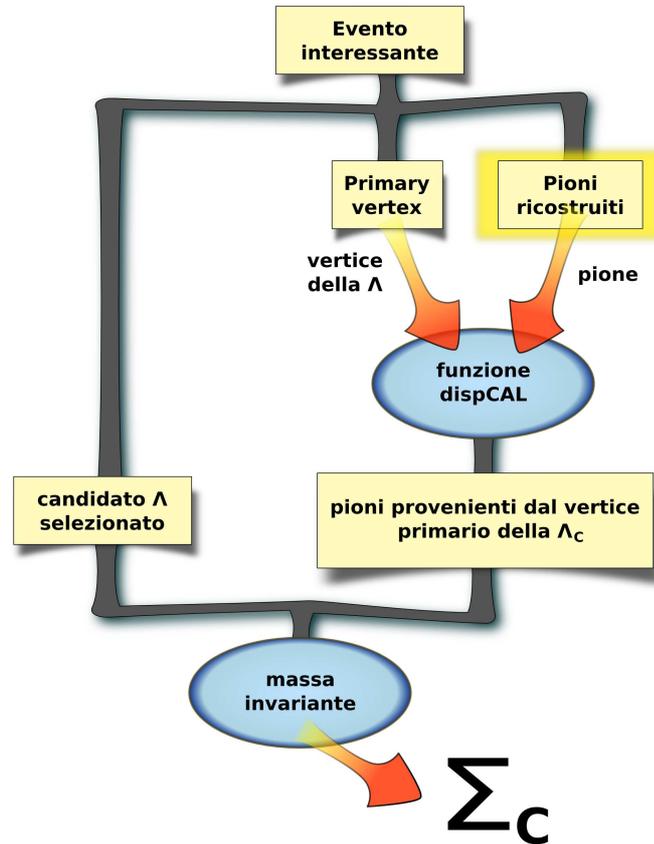


Figura 2.4: Ciclo logico che ricostruisce i candidati  $\Sigma_c$

Per ogni candidato  $\Lambda_c$  superstite il ciclo controlla quali  $\pi$  provengono dallo stesso vertice primario attraverso la funzione `dispCAL`, già menzionata. Una volta selezionati i pioni si procede con il calcolo della massa della  $\Sigma_c$ . L'operazione utilizzata si chiama 'massa invariante':

$$M_{\Sigma}^2 = (P_{\Lambda}^{\mu} + P_{\pi}^{\mu})^2 = m_{\Lambda}^2 + m_{\pi}^2 + 2(E_{\Lambda}E_{\pi} - \vec{p}_{\Lambda} \cdot \vec{p}_{\pi})$$

# Capitolo 3

## Selezione della $\Lambda_c^+$

### 3.1 Analisi della massa invariante della $\Lambda_c$

In questo capitolo presentiamo i risultati qualitativi ottenuti applicando al campione di dati in nostro possesso diversi tipi di selezione con l'obiettivo di osservare evidenze di un segnale di  $\Lambda_c$  chiaro da potere essere utilizzato per la selezione della  $\Sigma_c$ . Il campione di eventi di segnale analizzato è stato processato attraverso la procedura di stripping *'Reco05-Stripping09-Merged-Hadronic non prescalato'* e si riferisce a interazioni pp a  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  in condizioni sperimentali di VELO completamente chiuso e campo magnetico orientato verso il basso. Questo campione è costituito da 100 frammenti del DST menzionato, corrispondenti allo 0.5% del totale, appositamente importati sulla macchina locale. Ognuno di questi frammenti contiene circa il 16% di eventi che presentano almeno una combinazione favorevole. Il campione da analizzare contiene 712813 interazioni pp con un numero di candidati  $\Lambda_c$  pari a 977266. La molteplicità media per singolo evento è  $\mu = 1.371$ . I dati analizzati hanno già subito una preselezione i cui criteri sono mostrati nella tabella 3.1 e sono stati verificati nel corso del nostro lavoro.

Descriviamo brevemente i criteri della preselezione:

Taglio	Valore del taglio
Finestra di massa invariante	$\pm 50 MeV$
$\chi^2$ distanza di volo	$> 8$
$\chi^2$ vertice di decadimento	$< 20$
$\cos(\alpha)$	$> 0.9997$
LL(k) - LL( $\pi$ ) per il kaone	$> 10$
LL(k) - LL( $\pi$ ) per il pione	$< 10$
LL(p) - LL( $\pi$ ) per il protone	$> 10$
Massima DOCA	$< 0.25 mm$
$P_T$ del protone	$> 500 MeV$
Tempo di vita	$0 < \tau < 6\tau_0$

Tabella 3.1: Tagli di preselezione sul campione analizzato

- **Finestra di massa invariante  $\pm 50 MeV$** ; Il valore teorico della massa è  $2286.46 \pm 0.14 MeV$ , mentre la risoluzione in massa del rivelatore è  $\sigma \sim 8 MeV$ . Considerando una finestra di massa di  $\pm 3\sigma$  si è ragionevolmente sicuri di non trovare veri candidati  $\Lambda_c$  al di fuori di essa. Si è preferito lasciare due finestre di fondo a monte e valle del picco di segnale. La scelta di questo criterio ovviamente aumenta notevolmente il fondo, ma presenta il vantaggio di poter utilizzare il metodo della 'sideband subtraction', in caso di distribuzione lineare della massa del fondo, per stimare la presenza dei candidati fasulli nella finestra del segnale.
- **$\chi^2$  distanza di volo  $> 8$** ; Con questo criterio si richiede una buona significatività nella ricostruzione della distanza di volo ( $c\tau$ ) della particella  $\Lambda_c$ .
- **$\chi^2$  vertice di decadimento  $< 20$** ; Si considerano le  $\Lambda_c$  che presentano

un vertice di decadimento ben ricostruito

- $\cos(\alpha) > 0.9997$ ;  $\alpha$  è l'angolo formato tra la direzione di volo e la direzione dell'impulso misurato. E' un angolo di puntamento al vertice primario che con questo taglio si richiede essere  $\leq 24mrad$ .
- **LL(k) - LL( $\pi$ ) per il kaone**  $> 10$ ; Si rafforza l'ipotesi di massa del kaone rispetto al  $\pi$ .
- **LL(k) - LL( $\pi$ ) per il pione**  $< 10$ ; Si rafforza l'ipotesi di massa del  $\pi$  rispetto al kaone.
- **LL(p) - LL( $\pi$ ) per il protone**  $> 10$ ; Si rafforza l'ipotesi di massa del protone rispetto al  $\pi$ .
- **Massima DOCA**  $< 0.25mm$ ; Rappresenta la massima distanza nello spazio tra le direzioni delle particelle in volo. Con questo taglio si richiede che i prodotti di decadimento abbiano traiettorie molto vicine in maniera che puntino effettivamente ad un vertice comune.
- **$P_T$  del protone**  $> 500MeV$ ; Questo è un tipo di taglio che agisce pesantemente sul fondo, perchè questo è costituito principalmente di particelle che arrivano dal vertice primario e che sono caratterizzate quindi da piccoli impulsi trasversi.
- **Tempo di vita**  $0 < \tau < 6\tau_0$ ; con questo taglio si cerca di limitare la contaminazione presente nel campione da parte di particelle  $\Lambda_c$  provenienti dal decadimento della  $\Lambda_b$ .

Nella figura 3.1 è mostrata la distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli di preselezione (elencati in Tabella 3.1) già implementati nel campione di dati. Va osservato che, per ragioni statistiche, nel campione non abbiamo fatto alcuna distinzione tra le particelle  $\Lambda_c$  e le corrispondenti

antiparticelle. Questa assunzione sarà ovunque vera in questo lavoro. Come si vede il numero di combinazioni accettate è enorme e il segnale è totalmente oscurato dal fondo combinatoriale.

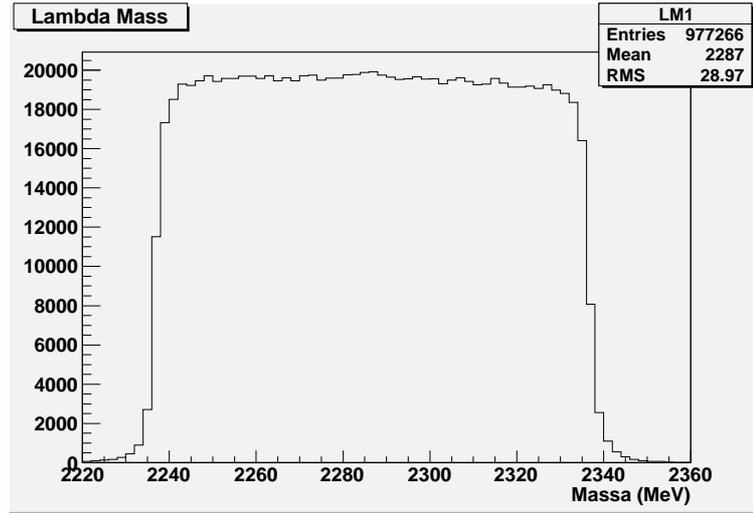


Figura 3.1: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli di preselezione (Tabella 3.1)

I dati sono stati ulteriormente processati per estrapolare il segnale dal fondo combinatoriale. La selezione (I) da noi imposta, i cui criteri sono descritti nella tabella 3.2, irrigidisce principalmente i tagli sulla identificazione delle particelle. Una selezione restrittiva sui prodotti di decadimento ha l'effetto di diminuire considerevolmente il numero di candidati favorevoli per evento. Tagli più selettivi vengono applicati anche sulla ricostruzione del vertice di decadimento della  $\Lambda_c$  e sul puntamento al vertice primario, che ora si richiede essere  $\alpha \leq 14mrad$ .

I candidati che sopravvivono ai tagli della selezione (I) sono 132709, pari al 13.6% delle combinazioni iniziali. Come si vede nella figura 3.2 non si ha ancora evidenza di un primo picco di segnale.

Taglio	Valore del taglio
$\chi^2$ vertice di decadimento	$< 10$
$\cos(\alpha)$	$> 0.9999$
LL(k) - LL( $\pi$ ) per il $\pi$	$< 0$
LL(p) - LL( $\pi$ ) per il $\pi$	$< 0$

Tabella 3.2: Tagli della selezione (I) sul campione di dati

I candidati sono stati ulteriormente processati mediante una selezione ancora più restrigente. Questa seconda selezione (II) è composta di tre tagli in successione, nell'ordine riportato nella tabella 3.3. Il primo richiede in maniera ancora più decisa che le  $\Lambda_c$  siano separate dal vertice primario, e questo è ragionevole dato che la sua distanza di volo calcolata è  $c\tau = 59.9\mu m$ . Al campione rimanente si richiede che le particelle provenienti dal vertice di decadimento abbiano un impulso trasverso superiore ai 500 MeV. Infine applicheremo un taglio molto severo sull'identificazione del protone e del kaone.

Taglio	Valore del taglio
$\chi^2$ della distanza di volo (IIa)	$> 32$
$P_T$ dei prodotti di decadimento (IIb)	$> 500 MeV$
LL(p) - LL( $\pi$ ) per il protone e LL(k) - LL( $\pi$ ) per il kaone (IIc)	$> 20$

Tabella 3.3: Tagli della selezione (II) sul campione di dati

Nelle figure 3.3-3.5 sono mostrate le distribuzioni di massa relative a ogni singolo taglio. Come si nota in figura 3.3 la richiesta che il vertice della  $\Lambda$  fosse ben separato dal vertice primario ha sfoltito il campione dell'85%. Le combinazioni di fondo sono diminuite in maniera significativa fino a rivelare

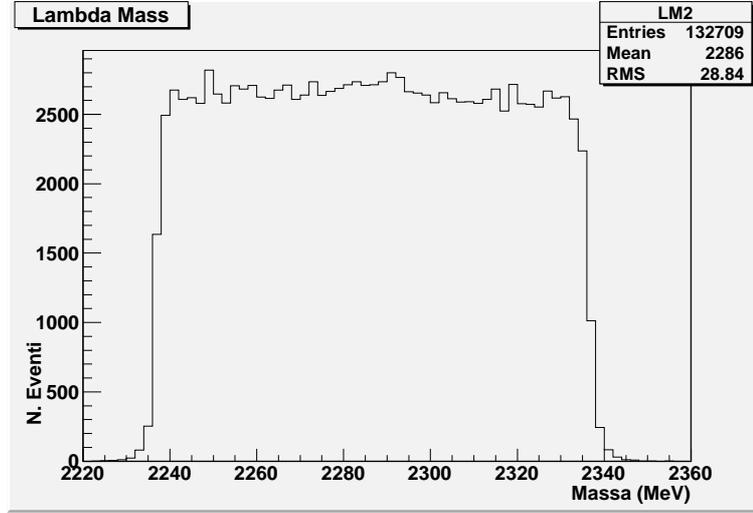


Figura 3.2: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2

un primo picco di segnale. Il rapporto segnale fondo non è comunque ancora favorevole. La figura 3.4 ci mostra invece i risultati del taglio sugli impulsi dei prodotti di decadimento applicati al campione rimanente. Come ci aspettavamo una grande quantità di candidati appartenenti al fondo combinatoriale che statisticamente doveva essere caratterizzato da impulsi trasversi piccoli è stato eliminato dalla selezione. Il picco di segnale appare indiscutibilmente anche se il rapporto segnale fondo di  $\sim 2$  ancora non ci soddisfa. I risultati ottenuti applicando l'ultima selezione (IIc) sono infine mostrati in figura 3.5. Il campione dei candidati si è ridotto notevolmente rispetto ai valori iniziali della preselezione, riducendosi a 888 unità. Il picco dopo quest'ultima selezione è però ormai ben distinto dal fondo combinatoriale e possiamo fare una stima dei candidati che abbiamo osservato.

Le conclusioni che possiamo trarre da questa selezione della  $\Lambda_c$  è che il rapporto segnale-fondo è circa  $\sim 4$  e che il fondo ha una distribuzione costante. Possiamo quindi utilizzare il metodo della 'sideband subtraction'

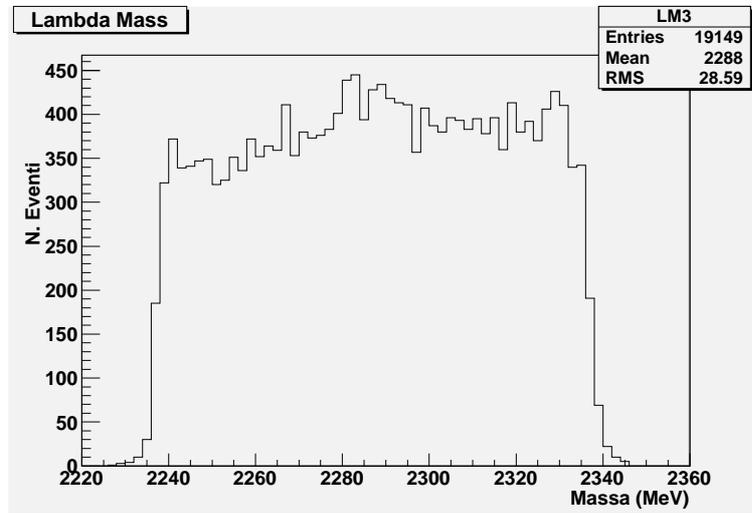


Figura 3.3: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli della selezione (IIa) riportati in Tabella 3.3

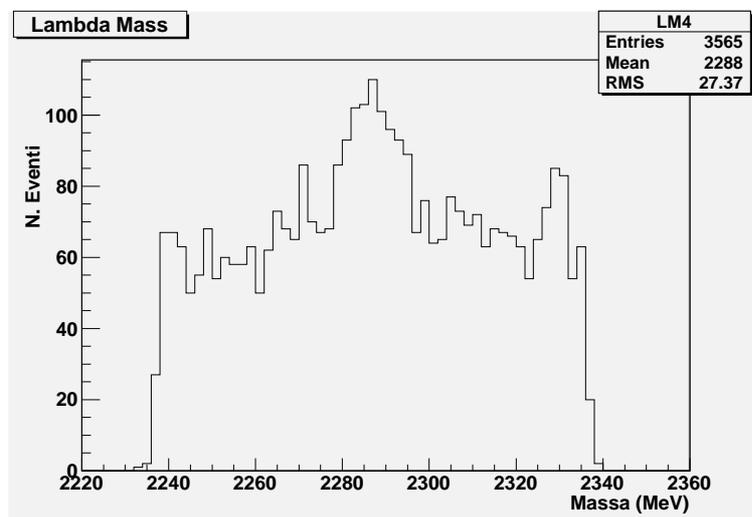


Figura 3.4: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli della selezione (IIb) riportati in Tabella 3.3

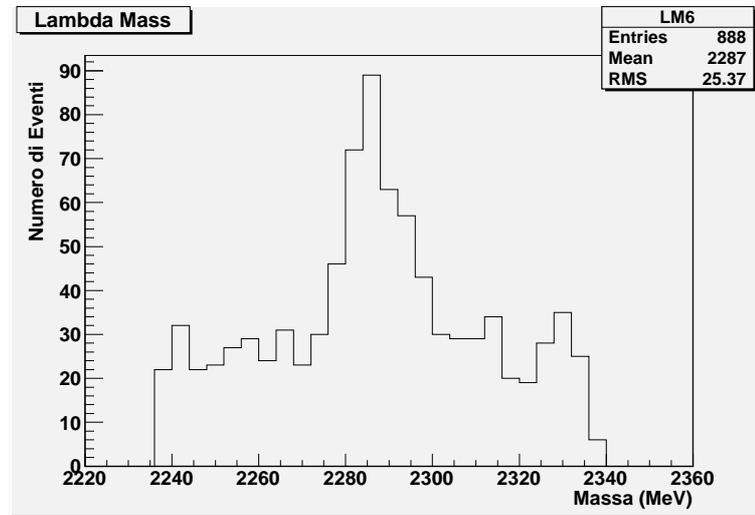


Figura 3.5: Distribuzione della massa invariante della  $\Lambda_c$  dopo i tagli della selezione (IIc) riportati in Tabella 3.3

per dare una stima indicativa del numero di particelle  $\Lambda_c$  che siamo riusciti a selezionare con il nostro lavoro. Assumendo un fondo costante di 24 eventi per bin nell'intervallo considerato, il numero di candidati stimato è circa 340.

## 3.2 Analisi dei prodotti di decadimento

Misure effettuate sul canale di decadimento  $\Lambda_c^+ \rightarrow k^- + p + \pi^+$  affermano che coppie di prodotti dello stato finale possono provenire da decadimenti risonanti delle particelle  $\Delta(1232)^{++}$ ,  $k^*(892)^0$  e  $\Lambda(1520)$ . I *'branching fractions'* predicono che il decadimento della  $\Lambda_c^+$  avviene:

- nel  $\sim 55\%$  dei casi attraverso decadimenti non risonanti ( $\Lambda_c^+ \rightarrow k^- + p + \pi^+$ )
- nel  $\sim 17\%$  dei casi attraverso la risonanza della  $\Delta(1232)^{++}$  nel canale di decadimento  $\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$
- nel  $\sim 21\%$  dei casi attraverso la risonanza del  $k^*(892)^0$  nel canale di decadimento  $k^{0*} \rightarrow k^- \pi^+$
- nel  $\sim 8\%$  dei casi attraverso la risonanza della  $\Lambda(1520)$  nel canale di decadimento  $\Lambda \rightarrow pk^-$

Nelle figure 3.6-3.7 mostriamo le distribuzioni di massa invariante dei prodotti di decadimento rispettivamente nelle finestre (1100-1800 MeV) per la coppia  $p \pi$  e (700-1400 MeV) per la coppia  $\pi k$ . Non è mostrata la distribuzione di massa invariante della coppia  $p k$ , poichè è priva di strutture visibili. Come si nota anche in quelli mostrati non ci sono evidenze particolari dei segnali delle particelle risonanti. Questo probabilmente è dovuto alla poca statistica a nostra disposizione.

Il fatto interessante è il picco che si nota in figura 3.6 corrispondente al valore della massa tra protone e pioni pari a 1345 MeV. Questo picco era già stato osservato [4] e sebbene se ne sospettasse l'origine strumentale non si era trovata una spiegazione convincente che adesso siamo in grado di dare.

All'interno di una combinazione, la **stessa** traccia è presente sia come protone che come pioni. La ricostruzione di queste due particelle avrà le

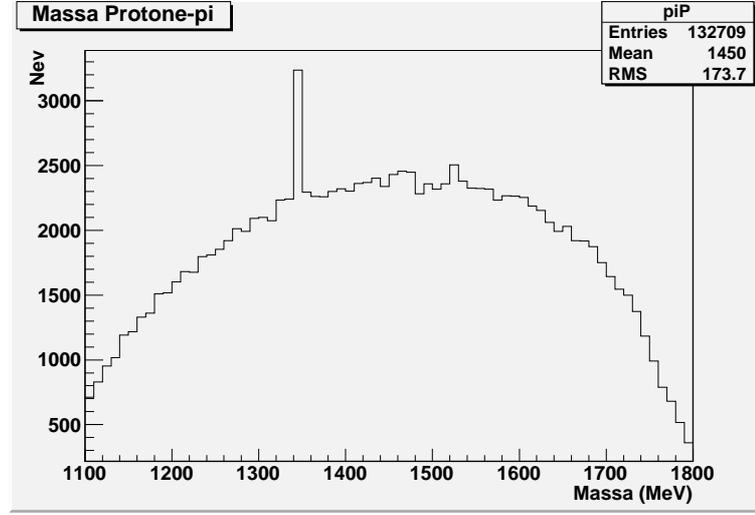


Figura 3.6: Distribuzione della massa invariante della coppia  $\pi p$  dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2

stesse componenti di impulso ma diversa componente energetica all'interno del quadripulso di Lorentz. La componente dell'energia infatti deriva dall'ipotesi di massa fatta sulla traccia. L'operazione di massa invariante

$$M^2 = m_p^2 + m_\pi^2 + 2(E_p E_\pi - \vec{p}_p \cdot \vec{p}_\pi)$$

eseguita su due particelle che hanno lo stesso impulso e diversa energia si semplifica notevolmente e per grandi impulsi diviene:

$$M^2 \sim 2(m_p^2 + m_\pi^2)$$

che nel caso del protone ( $m_p = 938.27 MeV$ ) e del pione ( $m_\pi = 139.6 MeV$ ) equivale a un valore di 1341.5 MeV, proprio la massa a cui viene osservato il picco trovato sperimentalmente.

Mostriamo infine nelle figure 3.8-3.9 le distribuzioni di massa corrispondenti alle figure 3.6-3.7, dopo avere applicato i tagli delle selezioni IIa, IIb e IIc. Non vi è evidenza per decadimento attraverso la risonanza  $\Delta(1232)^{++}$

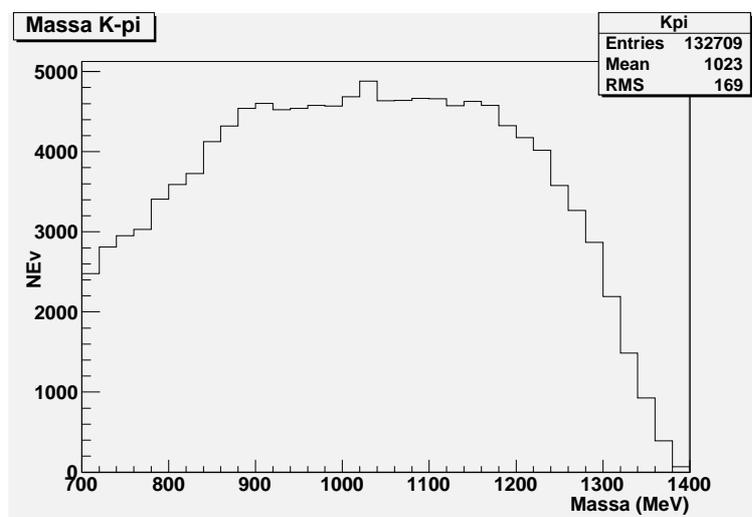


Figura 3.7: Distribuzione della massa invariante della coppia  $\pi k$  dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.2

mentre è presente una debole evidenza per decadimenti attraverso la risonanza  $k^*(892)^0$ .

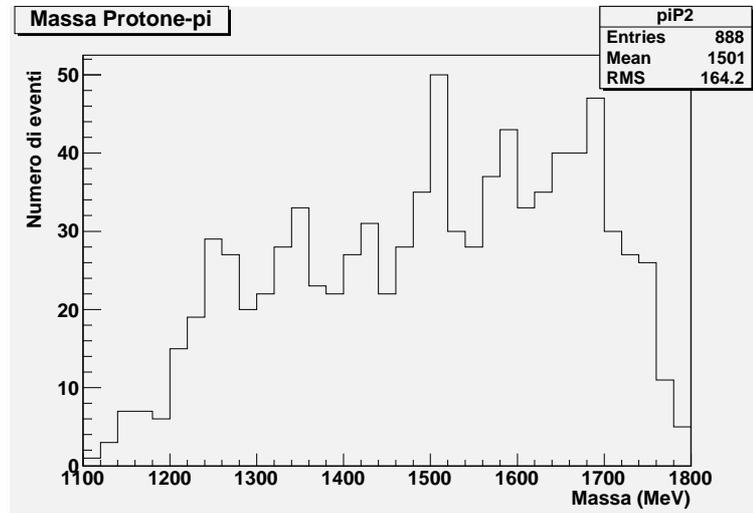


Figura 3.8: Distribuzione della massa invariante della coppia  $\pi p$  dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.3

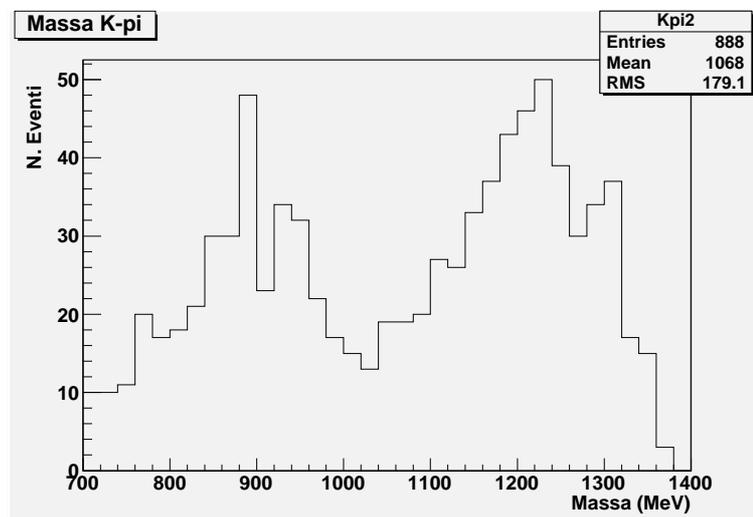


Figura 3.9: Distribuzione della massa invariante della coppia  $\pi k$  dopo i tagli della selezione (I) riportati in Tabella 3.3

# Capitolo 4

## Risultati

### 4.1 Stima della produzione della $\Sigma_c$

In questo capitolo descriviamo il metodo utilizzato per la ricerca di candidati  $\Sigma_c^*$  e  $\Sigma_c$  nel campione di dati. Entrambi questi barioni decadono in  $\Lambda_c + \pi$  quindi gli stati finali da analizzare sono gli stessi.

I modelli teorici prevedono una produzione relativamente abbondante di queste particelle. Infatti risultati di una simulazione che utilizza il modello *PYTHIA* [4] predicono che nell'urto pp a  $\sqrt{s} = 7TeV$ , la  $\Lambda_c^+$  viene prodotta:

- nel  $\sim 48\%$  dei casi direttamente dal vertice primario
- nel  $\sim 15\%$  dei casi dai decadimenti dei barioni  $\Sigma_c^{++}$ ,  $\Sigma_c^+$  e  $\Sigma_c^0$  con frazioni del 5% per ognuno di essi
- nel  $\sim 30\%$  dei casi dai decadimenti delle  $\Sigma_c^{*++}$ ,  $\Sigma_c^{*+}$  e  $\Sigma_c^{*0}$  (anche in questo caso la frazione complessiva è equamente distribuita fra i tre stati di carica)
- nel  $\sim 7\%$  dei casi in decadimenti che non sono di nostro interesse

Assumendo parità di efficienza di rivelazione del pione ( $\sim 50\%$ ) e delle  $\Lambda_c$  prodotte nei decadimenti delle varie  $\Sigma$ , i modelli predicono che la pro-

duzione di particelle  $\Sigma_c^*$  è circa il doppio delle  $\Sigma_c$ . E' stato mostrato [4] che questo rapporto non viene alterato dalle selezioni sperimentali imposte dal rivelatore, quindi è ragionevole attendersi un piccolo segnale dovuto a queste particelle.

Tutti i pioni provenienti dal vertice primario sono stati combinati con la  $\Lambda_c$  per formare candidati  $\Sigma$  e la loro massa invariante calcolata. Vale la pena osservare a questo punto che le  $\Sigma_c^+$  non sono rivelabili poichè decadono in un pione neutro di più difficile ricostruzione e da noi non utilizzato.

E' noto che la differenza di massa tra la  $\Sigma_c$  e la  $\Lambda_c$  [5] è misurata con maggiore precisione e fornisce un elemento più potente di discriminazione.

Con una selezione (III) leggermente diversa da quella finora utilizzata per le  $\Lambda_c$  i cui criteri sono riportati nella tabella 4.1 si è ottenuto per questa differenza di massa la distribuzione mostrata in figura 4.1.

Taglio	Valore del taglio
$\chi^2$ vertice di decadimento della $\Lambda_c$	$< 5$
$\cos(\alpha)$	$> 0.99995$
$P_T$ dei prodotti di decadimento della $\Lambda_c$	$> 700 MeV$
$\chi^2$ della distanza di volo della $\Lambda_c$	$> 42$

Tabella 4.1: Criteri di selezione (III) sul campione di  $\Lambda_c$  rimanente

Si nota un eccesso di eventi in corrispondenza di  $\Delta m = 167$  MeV cioè alla differenza fra le masse della  $\Sigma_c$  e la  $\Lambda_c^+$  (o le loro antiparticelle). Non si notano evidenze per un eccesso di eventi in corrispondenza della differenza di massa tra la  $\Sigma_c^*$  e la  $\Lambda_c^+$  pari a 232 MeV. Questo costituisce un'indicazione qualitativa che la produzione di  $\Sigma_c^*$  non sia due volte quella della  $\Sigma_c$  come predetto dai modelli teorici. Nella figura 4.2 è mostrata la stessa differenza di massa limitatamente al campione di carica nulla. Il picco a 167 MeV è

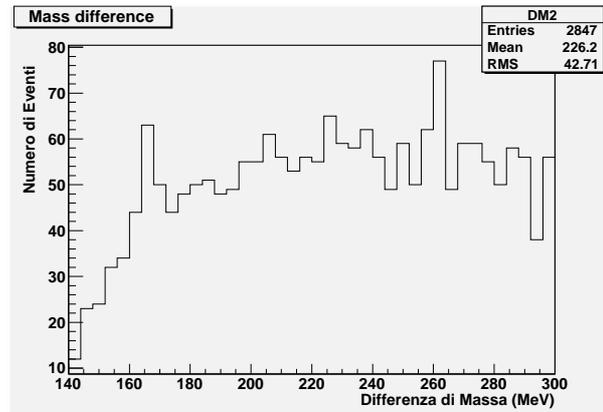


Figura 4.1: Differenza di massa invariante tra  $\Sigma_c$  e  $\Lambda_c$  dopo i tagli descritti in Tabella 4.1

sicuramente meno pronunciato e risulta un po' più evidente quello a 232 MeV sebbene non si possano trarre conclusioni a causa della statistica limitata.

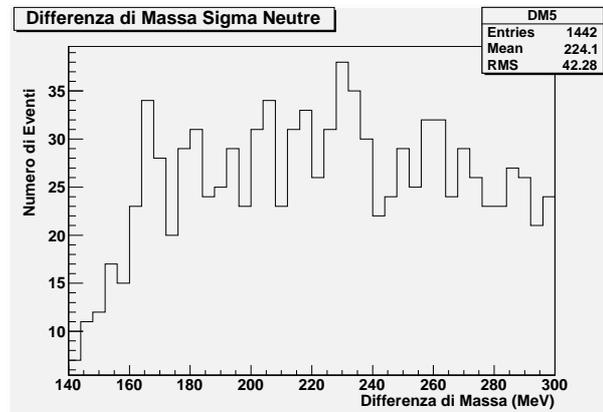


Figura 4.2: Differenza di massa invariante  $\Sigma_c^0$  e  $\Lambda_c$  dopo i tagli descritti in Tabella 4.1

Dalla figura 4.1 possiamo stimare grossolanamente che il numero di sigma prodotte è di circa 35. Tuttavia per stimare il rapporto  $\Sigma_c / \Lambda_c$  occorrerebbe una valutazione delle efficienze e accettanze che non è scopo di questo lavoro.



# Conclusioni

In questo lavoro di tesi è stato implementato con successo un codice nel linguaggio Python, all'interno del pacchetto software di LHCb Gaudi, con il quale è stato possibile accedere ai dati dell'esperimento selezionati attraverso il trigger software denominato Hadronic.

Con questo è stato selezionato un campione di barioni  $\Lambda_c$  la cui evidenza è chiarissima nonostante la statistica fosse limitata a meno dell'1% dei dati. Sono stati inoltre identificati criteri di selezione per i barioni  $\Sigma_c$  dei quali è stata osservata una seppur debole evidenza. Questa qualitativamente sembra escludere che il rapporto di produzione  $\Sigma_c^* / \Sigma_c$  sia 2 come predetto da modelli teorici.

E' stato mostrato che l'analisi può essere effettuata su macchine locali e questo permetterà di estenderla a un campione statisticamente più significativo.



# Bibliografia

- [1] Guido van Rossum, Fred L. Drake, Jr; *Il tutorial di Python v2.3.4*;  
<http://docs.python.it> (2004)
- [2] Gloria Corti, Pavel Binko; LHCb Event data model;  
Presentazione (2000) <https://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Meetings/SoftwareWeeks/apr2000/>
- [3] Thomas Ruf; *DST as Big NTuple*; Presentazione (2009) [lhcb-reconstruction.web.cern.ch/lhcb-reconstruction/Python/](http://lhcb-reconstruction.web.cern.ch/lhcb-reconstruction/Python/)
- [4] Francesca Dordei; *Produzione di barioni con charm a  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  in LHCb*; Tesi di laurea, Università degli studi di Cagliari (2010)
- [5] *Review of particle physics*, Physics Letters B, 667 (2008)