

---

---

**Università degli Studi di Bologna**

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica

**Studio della produzione di  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$   
in reazioni protone–antiprotone  
con basso momento trasferito a  
2 TeV nel centro di massa**

**Tesi di laurea**  
di Manuel Mussini

**Relatore:**

Chiar.mo Prof. **Franco Rimondi**

**Correlatore:**

Dott. **Niccolò Moggi**

---

---

Anno Accademico 2004–2005

II Sessione



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 QCD nella regione non perturbativa</b>	<b>9</b>
1.1 Modello Standard	9
1.2 QCD	11
1.3 Pythia	13
<b>2 TeVatron e CDF II a Fermilab</b>	<b>19</b>
2.1 Il TeVatron	19
2.1.1 Luminosità ed energia nel centro di massa	19
2.1.2 Protoni ed antiprotoni	21
2.1.3 Accelerazione e collisione	24
2.2 CDF II	24
2.2.1 Sistemi di coordinate	25
2.2.2 Rivelatore di vertice al Silicio Layer00	27
2.2.3 Rivelatore di vertice al Silicio centrale	29
2.2.4 Rivelatore di vertice al Silicio intermedio	30
2.2.5 Rivelatore di tracce: camera a deriva	31
2.2.6 Misuratore di tempo di volo	33
2.2.7 Calorimetri	34
2.2.8 Rivelatori di muoni	37
2.2.9 Misuratore di luminosità	37
2.3 Trigger	40
2.3.1 Primo livello	40
2.3.2 Secondo livello	42
2.3.3 Terzo livello	42
2.3.4 Trigger di Minimum Bias	43
<b>3 Ricostruzione Offline e preparazione delle Ntuple</b>	<b>45</b>
3.1 Production	45
3.2 Riduzione dei dati	46
3.3 Ntuple di QCD	46

3.4	Montecarlo	47
<b>4</b>	<b>Selezione del campione</b>	<b>51</b>
4.1	Selezione degli eventi	51
4.2	Selezione dei vertici	52
4.2.1	Classificazione dei vertici	52
4.2.2	Classe 0	55
4.2.3	Criteri di selezione dei vertici primari	59
4.3	Selezione delle tracce primarie	60
<b>5</b>	<b>Analisi e risultati</b>	<b>65</b>
5.1	Analisi	65
5.1.1	Ricerca dei vertici secondari	65
5.1.2	Correzioni	74
5.2	Risultati	82
	<b>Conclusioni</b>	<b>91</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>93</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>95</b>

# Introduzione

Il comportamento dell'interazione forte nella regione dei bassi  $Q^2$  (quadruplo trasferito nell'interazione) non è né descrivibile né prevedibile per via teorica poiché, in queste condizioni dinamiche, la costante di accoppiamento forte  $\alpha_s$  è dell'ordine dell'unità. Non è perciò possibile dedurre le caratteristiche attraverso teorie che utilizzano sviluppi perturbativi, ma è necessario effettuare studi di tipo globale delle quantità fisiche che entrano in gioco nelle interazioni, col fine di confrontarne il comportamento con modelli che aggirano questo problema. I modelli in questione sono di tipo fenomenologico e spesso capaci di descrivere solo aspetti limitati dei fenomeni osservati. Uno di questi modelli, quello utilizzato dal generatore di eventi di Montecarlo (MC) Pythia, tratta le interazioni adrone–adrone ad alta energia come una sovrapposizione di più urti (indipendenti) tra partoni, il cui numero segue un andamento Poissoniano; ciascun urto è dovuto ad una interazione tra due partoni (di valenza o del mare), così da produrre una coppia  $q\bar{q}$  che, attraverso un processo che ne simula l'adronizzazione, permette di ottenere il sistema adronico finale<sup>1</sup>. Le caratteristiche dei sistemi finali dipendono in gran parte dalla parametrizzazione usata per rappresentare gli adroni. Ogni particella è descritta attraverso un set di funzioni di struttura che definiscono la composizione (in termini di flavours) e le interazioni tra i partoni che la compongono; la scelta dell'andamento di queste distribuzioni è riferita ai risultati ottenuti dagli studi sperimentali e solo un loro continuo aggiornamento permette di ottenere un modello sempre più preciso e capace di descrivere al meglio le interazioni nella regione non perturbativa. Accanto a modelli di questo tipo, ve ne sono altri che cercano di trattare i sistemi adronici densi, prodotti nelle interazioni ad altissime energie, attraverso uno studio di tipo termodinamico. In questa ottica l'impulso trasverso medio delle particelle uscenti dal vertice primario svolge il ruolo della temperatura di un sistema termodinamico; la molteplicità dell'interazione rappresenta invece l'entropia del sistema. Le teorie di questo tipo prevedono che sia possibile raggiungere una situazione del tutto simile ad una transizione di fase ottenendo un plasma di quarks e gluoni; con l'aumentare del numero di particelle, il  $\bar{p}_t$  crescerebbe, per poi restare costante in un certo

---

<sup>1</sup>Il generatore di Montecarlo Pythia permette di simulare urti tra diverse tipologie di particella e dovuti a tutte le interazioni fondamentali; in questo caso ci si riferisce alle sole interazioni  $p\bar{p}$  dovute all'Interazione Forte.

intervallo di molteplicità, prima di ricominciare ad aumentare (così come durante una transizione di fase la temperatura resta costante e, un ulteriore assorbimento di energia da parte del sistema, porta ad un aumento dell'entropia totale).

Attualmente, l'unico modo per ottenere informazioni riguardo a ciò che accade in queste condizioni dinamiche è valutare gli andamenti delle distribuzioni inclusive (come ad esempio quelle del  $p_t$ , della molteplicità carica e della pseudorapidità  $\eta$  delle particelle prodotte) e studiare la produzione dei diversi flavours dei quarks e le diverse particelle conosciute. La selezione effettuata dal trigger di Minimum Bias permette di ottenere un set di dati che si presta a questo tipo di analisi. Questa infatti è possibile solo scegliendo campioni di eventi che siano il più possibile rappresentativi della loro distribuzione naturale, limitando al minimo i tagli effettuati al momento della raccolta dei dati, poiché potrebbero modificare l'andamento delle distribuzioni delle diverse grandezze fisiche. La recente entrata in funzione del rinnovato rivelatore CDF II al TeVatron del Fermilab (collisionatore  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV) offre nuove interessanti opportunità per lo studio sperimentale ad energie nel centro di massa fin'ora mai raggiunte in laboratorio. Il rivelatore non possiede però un sistema di Particle ID<sup>2</sup> completo; non è, cioè, in grado di individuare il tipo di particella che ha prodotto un determinato segnale all'interno del rivelatore. Poiché l'obiettivo di questo lavoro è quello di studiare la produzione di particelle con stranezza  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$ , la loro presenza negli eventi può essere stabilita solo attraverso l'individuazione dei loro vertici di decadimento (per comodità, con  $\Lambda^0$  si intenderanno sia la particella sia la sua antiparticella). Per poter effettuare correttamente questo tipo di studi è necessario:

- individuare i vertici secondari del decadimento dei  $K_s^0$  e delle  $\Lambda^0$ ;
- verificare che le particelle di decadimento abbiano le caratteristiche cinematiche (che la  $V^0$  "punti" al vertice  $p\bar{p}$ )<sup>3</sup> e fisiche ( $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ;  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  o  $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$ )<sup>4</sup> compatibili con l'essere originate nel vertice di decadimento;
- minimizzare la presenza di eventuali fondi<sup>5</sup> dal campione delle candidate  $V^0$ ;

---

<sup>2</sup>Il Particle IDentification a CDF II è presente in maniera limitata; l'identificazione è solo in parte resa possibile dal rivelatore di Time Of Flight, da studi accurati del  $\frac{dE}{dx}$  all'interno del sistema di tracciatura e grazie ai rivelatori di muoni posti all'esterno dei calorimetri.

<sup>3</sup>Cioè che i  $K_s^0$  e le  $\Lambda^0$  provengano dal vertice primario (in questo lavoro col termine  $V^0$  ci si riferirà a queste due sole particelle; in letteratura, lo stesso termine è comunemente utilizzato per indicare coppie di tracce di carica opposta che provengono da un vertice comune causato dal decadimento di particelle neutre).

<sup>4</sup>Come noto, le  $V^0$  possono decadere anche in particelle con carica elettrica nulla ( $\pi^0\pi^0$  per i  $K_s^0$ ;  $n\pi^0$  o  $\bar{n}\pi^0$  per le  $\Lambda^0$ ) ma, poiché non sono rivelabili nell'apparato di tracciatura, non sono utilizzabili dall'algoritmo di ricostruzione.

<sup>5</sup>Questi fondi contaminano gli eventi registrati sia per ragioni dipendenti dalla presa dati stessa (casi in cui il trigger ha fallito, interazioni spurie col gas nella beam pipe o con la beam line stessa, urti delle particelle provenienti dal vertice primario coi materiali dei rivelatori, ...) sia a causa della ricostruzione dei vertici secondari (inefficienze, accettanze, ricostruzioni in eccesso, ...).

- studiare le accettanze e le efficienze del rivelatore per questa particolare ricostruzione indiretta.

Il problema principale di questo studio resta, però, la bassa accettazione ed efficienza del rivelatore per questo tipo di processo, con la conseguente difficoltà di analisi. Il mio contributo a questo studio è stato (a partire dalla selezione dei dati effettuata dal gruppo di analisi che si occupa degli studi di QCD):

- studio della classificazione dei vertici dell'evento;
- analisi di eventuali vertici che l'algoritmo standard di ricostruzione non è stato in grado di individuare;
- ricerca dei vertici primari dell'evento ed eliminazione dei vertici spuri non riconducibili ad interazioni  $p\bar{p}$ ;
- individuazione dei vertici secondari riconducibili al decadimento di una  $V^0$ ;
- misura di efficienze ed accettanze in funzione delle variabili di interesse per l'analisi;
- prima misura del Run II della distribuzione inclusiva del  $p_t$  delle  $V^0$ .





# Capitolo 1

## QCD nella regione non perturbativa

Il Modello Standard (SM) è una teoria dei campi quantizzati che descrive le particelle fondamentali e le loro interazioni attraverso teorie di gauge. Queste teorie sono in grado di spiegare molti dei processi fisici che regolano le interazioni fra particelle ad alta energia ma, nonostante ciò, si è verificato che questo modello non è completo; alcune caratteristiche delle interazioni non sono completamente descrivibili, così come non è conosciuta a fondo la distribuzione di materia all'interno delle particelle che questo modello non classifica come elementari.

### 1.1 Modello Standard

Tutta la materia (presente in natura o producibile in laboratorio) è costituita da sistemi di particelle elementari (cioè puntiformi; senza una sottostruttura) governati da quattro interazioni fondamentali. Le particelle elementari del SM sono elencate in Tabella 1.1 e le quattro forze fondamentali tramite le quali interagiscono sono riassunte in Tabella 1.2. Le particelle elementari sono fermioni (particelle con spin  $1/2$ ) e si presentano raggruppate in tre famiglie; ciascuna delle famiglie comprende due doppietti left-handed<sup>1</sup> di isospin debole (uno di leptoni e uno di quarks) più i corrispondenti singoletti right-handed<sup>2</sup>. Secondo il SM le interazioni avvengono attraverso scambi di bosoni (elencati in Tabella 1.2) mediatori delle forze delle quali le particelle possiedono la carica; i quarks possono interagire attraverso tutte e quattro le forze, i leptoni carichi non possiedono carica forte<sup>3</sup>, mentre i neutrini (non avendo carica elettrica) possono avere interazioni solo tramite processi deboli. A questo quadro va aggiunto il meccanismo di Higgs che permette di spiegare le

---

<sup>1</sup>Particelle per cui lo spin è antiparallelo al verso dell'impulso.

<sup>2</sup>Particelle per cui lo spin è parallelo al verso dell'impulso.

<sup>3</sup>Le uniche particelle elementari ad interagire tramite la forza forte sono i quarks.

I	II	III	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
$e_R^-$	$\mu_R^-$	$\tau_R^-$	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$
$u_R$	$c_R$	$t_R$	$+\frac{2}{3}$
$d'_R$	$s'_R$	$b'_R$	$-\frac{1}{3}$

Tabella 1.1: *Particelle elementari del SM suddivise nelle tre famiglie (Q è la carica elettrica).*

Interazione	Bosone mediatore	Massa (GeV/c <sup>2</sup> )	Spin
(QCD) Forte	g (gluone)	0	1
(QED) Elettromagnetica	$\gamma$ (fotone)	0	1
(QFD) Debole	$W^\pm, Z^0$	80, 91	1
Gravitazionale	gravitone	0	2
Higgs	$H^0$	?	0

Tabella 1.2: *Le quattro interazioni fondamentali del SM e i bosoni che le mediano.*

masse dei bosoni vettoriali che mediano la forza debole e dei fermioni elementari; si assume che queste masse siano generate dinamicamente tramite l'interazione con un campo scalare, presente ovunque nello spazio-tempo, mediato dal bosone di Higgs<sup>4</sup>.

## 1.2 QCD

Secondo il SM tutti gli adroni (mesoni e barioni) sono sistemi di quarks legati insieme dalla forza forte; questa forza ha luogo nell'interazione diretta fra due quarks (processi d'urto), tre quarks (all'interno dei barioni), un quark ed un antiquark (nei mesoni) o tra gluoni, poiché portatori di *CARICA DI COLORE*. La carica di colore è la sorgente della forza forte (come quella elettrica lo è di quella elettromagnetica), è posseduta solo dai quarks e si presenta in tre colori chiamati *ROSSO*, *VERDE* e *BLU*<sup>5</sup>.

L'interazione è mediata da 8 gluoni, di massa nulla, che possiedono ciascuno una carica di colore ed una di anti-colore<sup>6</sup>. I 6 *FLAVOURS* dei quarks sono “colorati” con uno dei tre possibili colori e l'interazione tra loro avviene tramite lo scambio di gluoni con i colori adeguati; ad esempio, un quark rosso interagisce con uno blu scambiando un gluone  $r\bar{b}$  o uno  $b\bar{r}$  (da notare che l'interazione cambia il colore dei quarks ma non il loro sapore). L'intensità dell'interazione forte è esprimibile attraverso un parametro adimensionale, chiamato costante d'accoppiamento  $\alpha_s$ , il cui comportamento al variare della scala  $\mu$  (in GeV) è illustrato in Figura 1.1 [1]. A piccole distanze (alti  $Q^2$ )<sup>7</sup>  $\alpha_s$  è sufficientemente piccola da permettere i calcoli, dei processi di interazione, con metodi perturbativi; a grandi distanze (bassi  $Q^2$ ) ciò non è possibile in quanto  $\alpha_s$  è grande. Questo impedisce di calcolare direttamente le masse degli adroni e la maggior parte dei processi che avvengono tra essi. La spiegazione che il SM dà a questo comportamento di  $\alpha_s$  è legato a meccanismi di tipo virtuale che interessano ogni particella. Nella QED, una carica elettrica isolata, come ad esempio un elettrone posto nel vuoto, può emettere fotoni virtuali che possono dar luogo, a loro volta, a coppie elettrone-positrone virtuali; si può perciò pensare che ogni carica elettrica sia in realtà circondata da una nube (detta *MARE*) di queste coppie. A causa dell'attrazione elettrostatica, i positroni tendono ad essere più vicini all'elettrone di quanto non lo siano gli elettroni, come accade ad una carica libera all'interno di un materiale dielettrico; ne risulta una configurazione che tende a schermare la carica elettrica della particella. Se si misura la carica elettrica tramite l'urto con un'altra particella carica, il valore osservato dipenderà da quanto la particella è riuscita a penetrare all'interno della nube: dipenderà dalla distanza di massimo avvicinamento e quindi dal  $Q^2$  trasferito. Per piccole distanze la carica sarà

<sup>4</sup>In realtà il numero di bosoni di Higgs e le loro masse sono ancora oggetto di studi e sono molte le teorie che tentano di fare previsioni a riguardo.

<sup>5</sup>Per gli antiquarks si hanno i rispettivi anti-colori *ANTI-ROSSO*, *ANTI-VERDE* e *ANTI-BLU*.

<sup>6</sup>Gli 8 gluoni sono:  $r\bar{v}$ ,  $r\bar{b}$ ,  $v\bar{r}$ ,  $v\bar{b}$ ,  $b\bar{r}$ ,  $b\bar{v}$  e due combinazioni.

<sup>7</sup>Il  $Q^2$  è il modulo del quadrimpulso trasferito nell'urto:  $Q^2 = \mu^2$ .

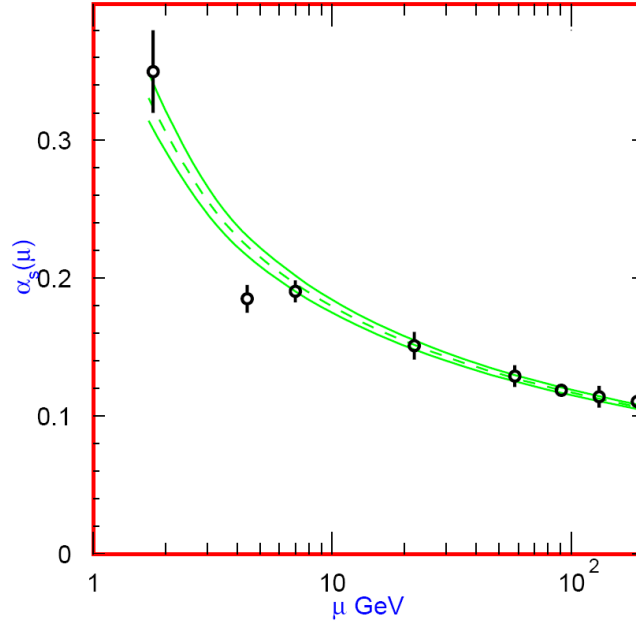


Figura 1.1: *Running della costante di accoppiamento dell'interazione forte  $\alpha_s$  in funzione dell'energia  $\mu$ .*

più elevata di quella valutata a distanze maggiori, con un limite divergente per  $Q^2$  sempre più grandi. Dalla teoria è però possibile ottenere un valore finito attraverso una opportuna rinormalizzazione della carica elettrica dell'elettrone, definita ad una scala arbitraria  $\mu$ ; resta il fatto che la carica elettrica (e quindi la costante di accoppiamento  $\alpha_{em}$ ) non è costante ma dipende dal  $Q^2$  ( $\alpha_{em}(m_e) \simeq \frac{1}{137}$  e  $\alpha_{em}(m_{Z^0}) \simeq \frac{1}{128}$ ) [1]:

$$\alpha_{em}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{1 - \frac{\alpha_{em}(\mu^2)}{3\pi} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1.1)$$

In QCD vi sono effetti di schermatura della carica di colore analoghi a quelli della carica elettrica in QED. Oltre ai cosiddetti *LOOPS FERMIONICI* (nel caso dell'elettrone erano le coppie virtuali  $e^+e^-$ ), poiché anche i gluoni posseggono carica di colore (ne posseggono ben due!), si aggiungono *LOOPS BOSONICI*; questi loops producono però un effetto contrario, di *ANTISCHERMATURA*, che domina la situazione. Ne consegue il cosiddetto *RUNNING* della costante di accoppiamento  $\alpha_s$  [1]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\Lambda^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\Lambda^2)}{12\pi} (11n_c - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow +\infty} \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.2)$$

con  $n_c$  numero di colori (3),  $n_f$  numero di sapori attivi (ad esempio, 5 per  $Q^2 \simeq m_{Z^0}^2$ )

e  $\Lambda$  scala arbitraria che permette la parametrizzazione di  $\alpha_s$ <sup>8</sup>. Risulta che  $\alpha_s$  diminuisce all'aumentare di  $Q^2$  ( $\alpha_s(m_\tau) \simeq 0.36$  e  $\alpha_s(m_{Z^0}) \simeq 0.12$ ) e si parla di *LIBERTÀ ASINTOTICA*, poiché  $\alpha_s \rightarrow 0$  per  $Q^2 \rightarrow +\infty$ . L'aumento di carica di colore effettiva, col diminuire della distanza che separa i due quarks, si può ritenere come un effetto dovuto al vuoto; potrebbe essere la causa del confinamento di quarks e gluoni negli adroni. L'antischermatura rende instabile il vuoto intorno alla carica di colore isolata, causandone l'adronizzazione (cioè la trasformazione dei quarks in adroni). È questa solo una delle diverse ipotesi delle proprietà, ancora non del tutto comprese, di QCD, anche se la possibilità di quarks liberi non è esclusa in modo assoluto; in condizioni di elevate energie ed elevate densità, alcune teorie presuppongono una fase di confinamento con la formazione del *PLASMA DI QUARKS E GLUONI*. A bassi  $Q^2$ ,  $\alpha_s$  è dell'ordine dell'unità e non è possibile descrivere come avvengono ed evolvono le interazioni usando teorie perturbative; in questa direzione intervengono altri modelli teorici. Secondo uno di questi modelli [2] è possibile trattare, i sistemi adronici molto densi creati alle alte energie, come sistemi termodinamici; temperatura ed entropia sono equivalenti al  $\bar{p}_t$ <sup>9</sup> e alla molteplicità delle interazioni. L'esistenza del plasma di quarks e gluoni si evidenzerebbe come una transizione di fase, descritta da un pianerottolo nel grafico del  $\bar{p}_t$  in funzione della molteplicità (così come ad esempio si ottiene per transizioni da liquido a gas nel grafico della temperatura in funzione dell'entropia). Oltre a questo, molti altri modelli cercano di prevedere il comportamento di QCD in queste particolari condizioni; il *DUAL PARTON MODEL* [3], ad esempio, descrive gli urti a bassi  $Q^2$  attraverso una sovrapposizione di urti "soft" periferici. Un altro modello (descritto nei dettagli nel prossimo paragrafo) che sembra avere una buona capacità descrittiva di questi fenomeni è quello utilizzato dal generatore di eventi Montecarlo Pythia [4].

### 1.3 Pythia

Pythia è il generatore di eventi Montecarlo utilizzato in questo lavoro come confronto e verifica dei risultati ottenuti dall'analisi dei dati raccolti da CDF II. La simulazione dell'urto avviene attraverso la suddivisione dell'evoluzione temporale, dei due adroni che prendono parte al processo, in diverse fasi.

- Due particelle dei fasci si muovono l'una verso l'altra. Entrambi gli adroni che si avvicinano sono composti da quarks e gluoni non statici ma dinamici; i partoni sono perciò descritti da funzioni di struttura (chiamate *PDF*<sup>10</sup>) che

---

<sup>8</sup>  $\Lambda$  può essere interpretata come l'energia che separa la regione in cui i quarks sono confinati, da quella in cui possono essere trattati perturbativamente; il suo valore è di circa 200 MeV (valore molto simile alla massa degli adroni più leggeri).

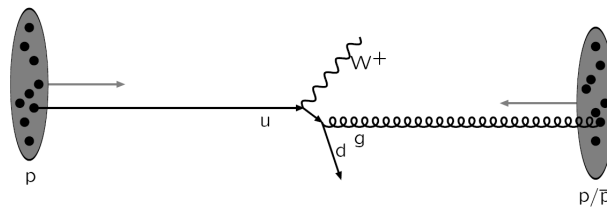
<sup>9</sup> Impulso trasverso medio delle particelle generate nell'interazione.

<sup>10</sup> Parton Density (o Distribution) Functions.

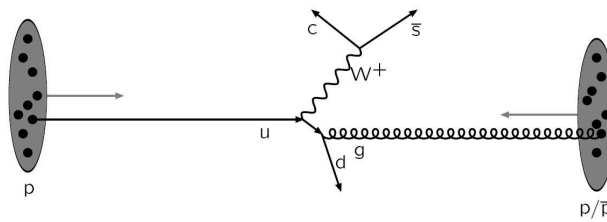
rappresentano la probabilità di avere, ad esempio, un determinato quark con un certo impulso.



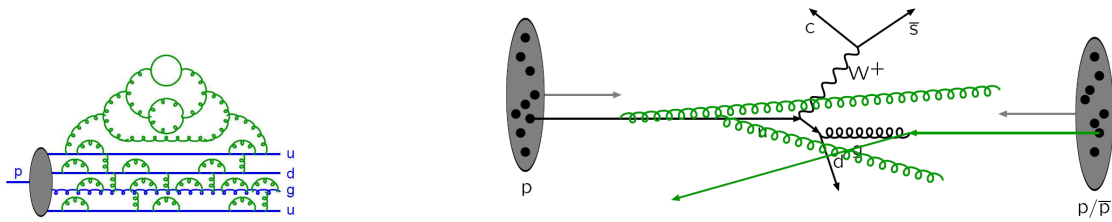
- Avviene una *HARD COLLISION*. Si ha un urto di un partone di ciascuno dei due adroni con, ad esempio, produzione di un bosone W.



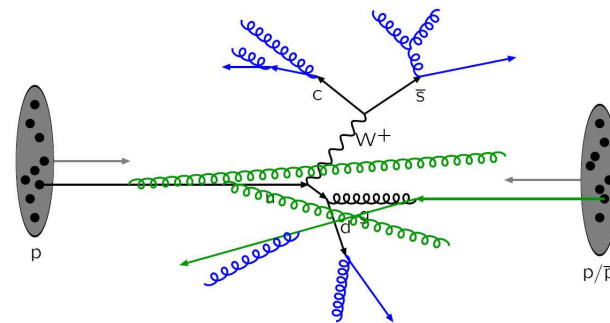
- L'interazione può produrre un certo numero di risonanze che decadono anch'esse in partoni; questi prodotti sono trattati in associazione alla collisione stessa.



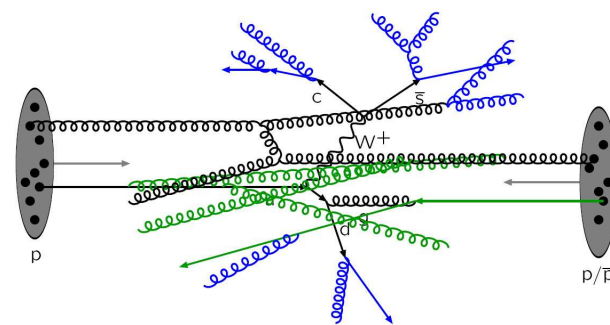
- In realtà è necessario tener conto anche di un altro fenomeno chiamato *RADIAZIONE DELLO STATO INIZIALE*. Poiché i partoni possiedono carica elettrica e/o di colore, i due adroni incidenti sono soggetti a continue fluttuazioni quantistiche dovute ad emissioni e riassorbimenti di gluoni o apparizioni e scomparse di coppie  $q\bar{q}$ ; a causa di questa evoluzione temporale delle due particelle, i partoni che interagiscono nell'urto possono essere sia di valenza sia del mare e possono, ad esempio, emettere dei gluoni prima dell'urto vero e proprio.



- Così come i partoni incidenti, anche quelli uscenti dalla zona di interazione possono irradiare.

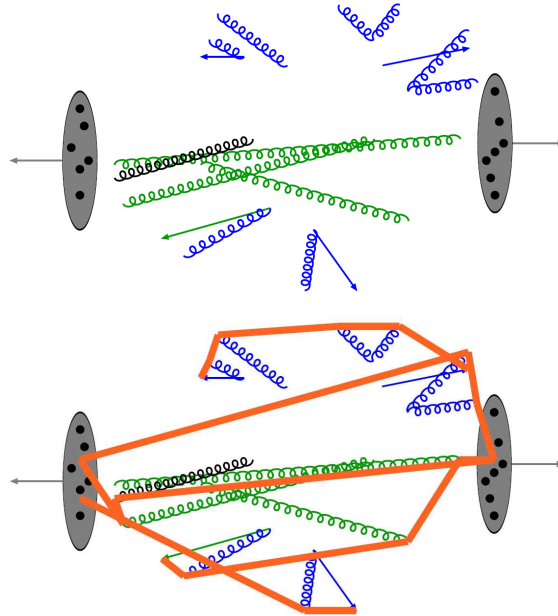


- In aggiunta al processo hard principale, possono avvenire altre interazioni *SEMI-HARD* tra altri partoni degli adroni incidenti (ciascuna con la propria radiazione iniziale e finale); il numero di queste interazioni è descritto dalla distribuzione di Poisson.

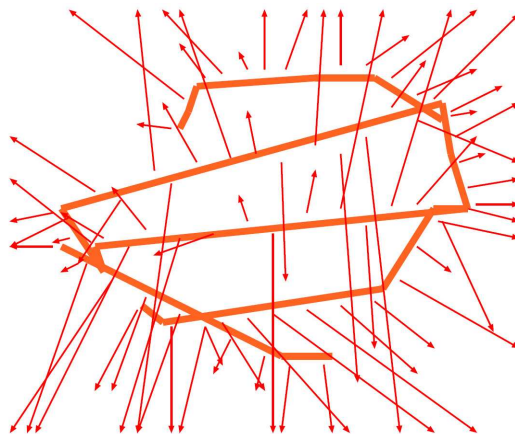


- A causa del confinamento di QCD, i prodotti degli urti non sono né indipendenti né osservabili (comprese le parti restanti dei due adroni che non hanno partecipato direttamente agli urti). I partoni che si allontanano dalla zona di interazione sono rappresentati attraverso il modello a stringhe; allontanandosi

l'uno rispetto all'altro, le linee di campo di colore che li legano (con un'attrazione pari a circa 1 GeV/fm) sono confinate in un "tubo" (dalle dimensioni trasverse di circa 1 fm) che, allungandosi sempre più, subisce delle rotture a causa della creazione di coppie  $q\bar{q}$ . Le stringhe conservano tutte le informazioni riguardo agli scambi di colore QCD.



- Le stringhe frammentano producendo gli adroni (singoletti di colore) che decadranno a loro volta nel complesso delle particelle stabili dello stato finale del processo.





Le sezioni d'urto dei vari processi dipendono, perciò, dalle PDF. Le PDF, tuttavia, derivano solo in parte dalla teoria perturbativa; per la loro definizione sono necessarie alcune condizioni iniziali che queste teorie non sono in grado di prevedere ma, una volta fissate queste condizioni, è possibile descriverne l'evoluzione al variare della risoluzione (cioè al variare del  $Q^2$  scambiato nel processo). L'unico modo per stabilire queste condizioni iniziali è attraverso i risultati delle misure degli esperimenti che si occupano dello studio di queste distribuzioni; sono perciò di fondamentale importanza i continui aggiornamenti disponibili in questa direzione, al fine di aumentare la precisione, la capacità descrittiva e, soprattutto, di sottoporre a verifica questo modello.



# Capitolo 2

## TeVatron e CDF II a Fermilab

In questo capitolo sono descritte le caratteristiche del collisionatore TeVatron e del nuovo rivelatore CDF II. L'acceleratore è stato migliorato rispetto al Run I al fine di incrementarne la luminosità e l'energia nel centro di massa; per sfruttare queste nuove potenzialità offerte dal Run II si è reso necessario rimpiazzare i sottorivelatori deteriorati e migliorare consistenti porzioni del rivelatore preesistente quali il sistema di tracciatura, parte della calorimetria e parte del rivelatore di muoni. Anche il sistema di trigger è stato completamente ridisegnato e ricostruito per poter far fronte all'incremento di luminosità.

### 2.1 Il TeVatron

Il TeVatron è un collisionatore per protoni ed antiprotoni situato presso il Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) a circa 50 km ad ovest di Chicago (Illinois) negli Stati Uniti. È un sincrotrone a magneti superconduttori di 1 km di raggio in grado di produrre collisioni tra pacchetti (bunches) di protoni e pacchetti di antiprotoni a 1.96 TeV nel centro di massa (la più elevata energia oggi realizzabile in laboratorio). Per ottenere le interazioni  $p\bar{p}$  a questa energia sono necessarie diverse fasi di preparazione e di accelerazione dei pacchetti di particelle; la Figura 2.3 illustra il complesso delle macchine acceleratrici del Fermilab e le fasi di accelerazione dei pacchetti.

#### 2.1.1 Luminosità ed energia nel centro di massa

Due importanti grandezze per descrivere le caratteristiche di un collisionatore sono la luminosità istantanea e l'energia nel centro di massa.

La luminosità istantanea è definita, per il TeVatron, come [5]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_p N_{\bar{p}} f B}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F\left(\frac{\sigma_l}{\beta^*}\right) \quad (2.1)$$

dove  $N_p$  e  $N_{\bar{p}}$  rappresentano il numero di protoni e di antiprotoni presenti in ogni bunch di uno *STORE*<sup>1</sup>,  $f$  la frequenza di rivoluzione dei pacchetti,  $B$  il numero di pacchetti (*BUNCHES*) che circolano nell'anello,  $\sigma_p$  e  $\sigma_{\bar{p}}$  la deviazione standard bidimensionale della distribuzione trasversa di protoni e di antiprotoni nel bunch al punto di interazione ed  $F$  un fattore di forma dipendente dal rapporto tra la deviazione standard della distribuzione longitudinale nel bunch  $\sigma_l$  e la funzione di betatrone  $\beta^*$  nel punto di interazione<sup>2</sup>. È importante notare che la luminosità dipende esclusivamente dalle caratteristiche del collisionatore e che l'equazione 2.1 è anche funzione del tempo; infatti, a causa di diversi fattori sfavorevoli, la funzione decresce esponenzialmente col tempo come mostrato in Figura 2.1. Una volta nota

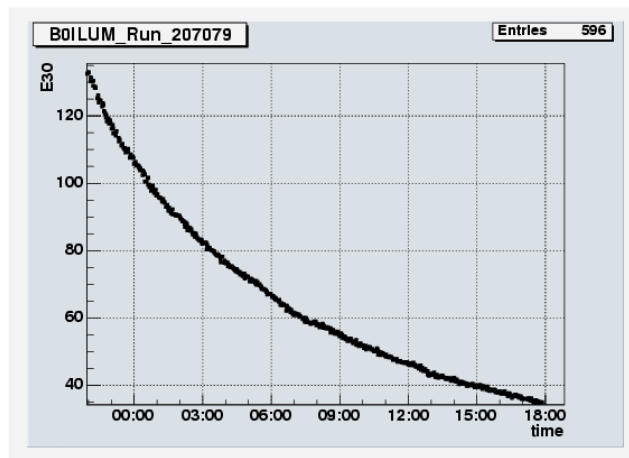


Figura 2.1: Esempio dell'andamento tipico della luminosità istantanea ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) durante uno store (sull'asse delle ascisse il tempo è in ore).

la luminosità istantanea della macchina è facilmente calcolabile il numero di eventi  $n(\Delta T)$ , di un determinato processo fisico con sezione d'urto  $\sigma$ , che avvengono in un intervallo di tempo  $\Delta T$ :

$$n(\Delta T) = \sigma \int_{\Delta T} \mathcal{L}(t) dt \quad (2.2)$$

Per poter avere la maggiore statistica possibile per i vari processi (in particolare per quelli con sezione d'urto molto piccola), è di fondamentale importanza intervenire

<sup>1</sup>Lo store indica l'intero periodo durante il quale i pacchetti sono utilizzabili per ottenere le interazioni; una volta deteriorati è necessario ripetere l'intero processo di accumulazione ed iniziarne uno nuovo (attualmente in media ogni 28-32 ore). Uno store può comprendere più *RUNS*; poiché un run indica un periodo continuativo di presa dati da parte del rivelatore. Può succedere, per diverse ragioni, che sia necessario bloccare la presa dati; questo stop chiude un run e, una volta ripristinate le condizioni di lavoro, ne ha inizio uno nuovo.

<sup>2</sup>Si tratta di una funzione che compare nella soluzione periodica dell'equazione del moto di una particella in un sincrotrone. È una funzione locale del solo reticolo magnetico dell'anello ed è indipendente dalla particella.

sulla luminosità con l'intento di renderla il più grande possibile, ottimizzando le varie quantità che la determinano. In particolare, nel caso del TeVatron, il parametro più critico da gestire è la disponibilità di antiprotoni; i miglioramenti apportati alla macchina per il Run II, come la costruzione del Main Injector e del Recycler Ring, intervengono proprio in questa direzione aumentando il numero di pacchetti circolanti nell'anello (il Main Injector) ed il numero di antiprotoni per pacchetto, riutilizzando, ove possibile e dopo un adeguato processo di raffreddamento (il Recycler), quelli presenti in uno store ormai deteriorato. I perfezionamenti in questa direzione sono continui e, ad oggi, si pongono come obiettivo in luminosità istantanea iniziale di uno store i valori in Tabella 2.1; attualmente uno store consiste in 36 pacchetti di  $270 \cdot 10^9$  protoni e 36 di  $30 \cdot 10^9$  antiprotoni che si incrociano ogni 396 ns ad una luminosità iniziale di circa  $1.7 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (perfettamente in linea con le aspettative). La Figura 2.2 [6] mostra il numero medio di interazioni per *CROSSING*

Anno	$\mathcal{L} [10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
2005	1.5
2006	2.0
2007	2.8
2008	3.0

Tabella 2.1: *Previsioni sulla luminosità istantanea iniziale di uno store.*

(incrocio dei fasci) in funzione della luminosità e del numero di pacchetti circolanti nel TeVatron (6 per il Run I, 36 per il Run II in corso, 108 per una eventuale futura configurazione); la configurazione e la luminosità attuali portano ad un valore medio di circa quattro interazioni per crossing. La seconda grandezza fondamentale che ha avuto un, seppur modesto, incremento grazie alle migliorie apportate dall'upgrade per il Run II, è l'energia nel centro di massa ( $E_{CM} = \sqrt{s}$ ); si è infatti passati da 1.8 TeV raggiunti nel Run I, a 1.96 TeV. È stato possibile incrementare questo valore essenzialmente agendo sui sistemi di raffreddamento dei magneti superconduttori, introducendo compressor a freddo e migliorando il sistema di controllo criogenico. È di fondamentale importanza nella fisica delle particelle poter raggiungere  $\sqrt{s}$  sempre maggiori poiché il suo valore rappresenta il limite superiore nella massa delle particelle che possono essere prodotte in un'interazione.

### 2.1.2 Protoni ed antiprotoni

Poiché gli antiprotoni, pur essendo stabili, annichilano nell'interazione con i protoni della materia ordinaria, non sono direttamente disponibili in natura; è perciò necessario produrli attraverso la reazione  $pp \rightarrow ppp\bar{p} + X$  e separarli dal resto dei prodotti.

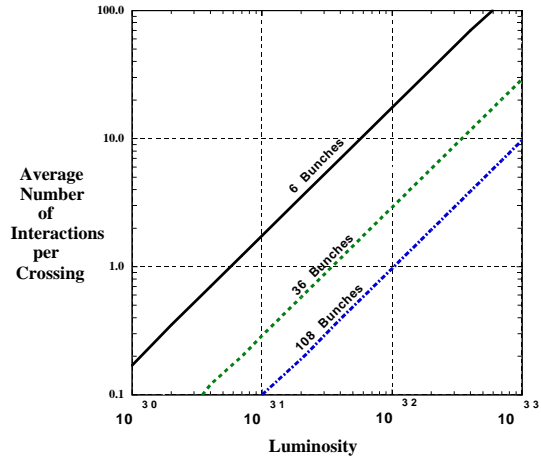


Figura 2.2: Numero medio di interazioni per crossing in funzione della luminosità ( $cm^{-2}s^{-1}$ ) e del numero di pacchetti circolanti nell'anello.

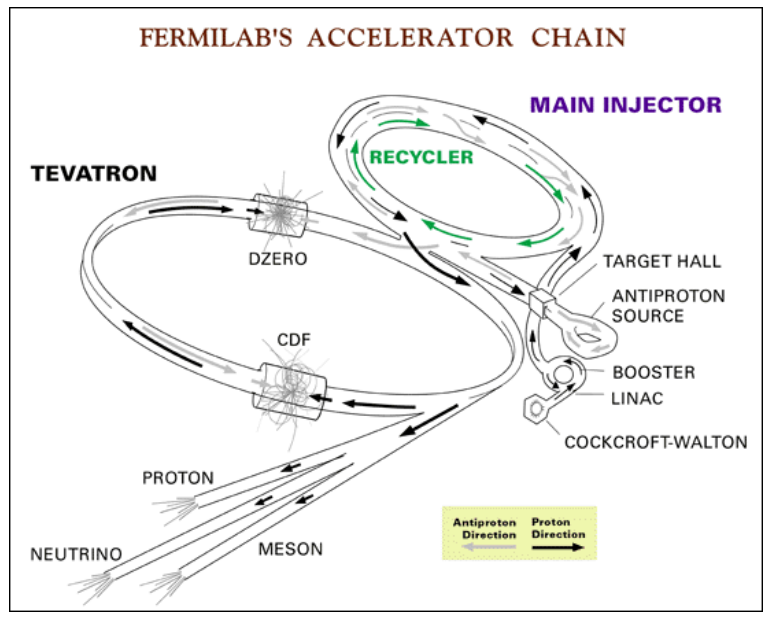


Figura 2.3: Complesso degli acceleratori a Fermilab.

Un gas di Idrogeno subisce una scarica ionizzante in modo da ottenere ioni  $H^-$  che vengono portati, tramite il potenziale positivo di una macchina elettrostatica di *COCKROFT-WALTON*, da 25 keV a 750 keV ed iniettati in un acceleratore lineare (il *LINAC*), di circa 150 m, che li porta fino a 400 MeV. Alla fine del Linac, gli ioni  $H^-$  sono focalizzati contro un bersaglio in carbonio e, nell'interazione con esso, perdono i due elettroni, diventando così un fascio puro di protoni. Il fascio viene ora iniettato in un sincrotrone di 75 m di raggio (il *BOOSTER*) che ne aumenta l'energia fino a 8 GeV e lo separa in pacchetti, ognuno dei quali contiene circa  $5 \cdot 10^{12}$  protoni; i pacchetti passano nel successivo sincrotrone (il *MAIN INJECTOR*) che li porta a 120 GeV di energia. La costruzione del Main Injector è stata la più importante tra le opere di miglioramento della macchina per il Run II ed è stata progettata per risolvere alcuni inconvenienti riscontrati nel Run I, quando il *MAIN RING*, situato nello stesso anello del TeVatron, fungeva da iniettore. Il Main Ring non riusciva ad accettare tutti i protoni che gli erano trasferiti dal Booster e, nel contempo, creava inefficienze e fondi aggiuntivi durante la presa dati essendo situato nello stesso tunnel del collisionatore; il Main Injector rende possibile una interconnessione ottimale tra il Booster ed il TeVatron. Gli antiprotoni sono prodotti focalizzando i protoni su un bersaglio di Nickel mantenuto in rotazione, per aumentarne la resistenza alla radiazione. Sono prodotti in una vasta regione angolare con un impulso medio longitudinale, rispetto ai protoni incidenti, di 8 GeV/c; la separazione dagli altri prodotti avviene mediante una lente di Litio ed un campo magnetico opportuno, ottenendo una struttura a pacchetti di antiprotoni simile a quella dei protoni che li hanno prodotti. I bunches di antiprotoni attraversano il *DEBUNCHER* dove la distribuzione in impulso dei pacchetti viene ristretta mediante la tecnologia del raffreddamento stocastico; questo avviene a spese della dispersione spaziale dei pacchetti che vengono ridotti nuovamente ad un fascio continuo. Gli antiprotoni vengono poi accumulati nell'*ACCUMULATOR* da dove, dopo un ulteriore raffreddamento ed una volta raggiunta una corrente sufficientemente intensa, vengono iniettati nel Main Injector che preparerà i pacchetti da  $30 \cdot 10^9$  antiprotoni per l'iniezione nel TeVatron. È inoltre previsto il riutilizzo degli antiprotoni che ancora circolano nel TeVatron quando la degradazione del fascio ha determinato la fine di uno store. I pacchetti vengono ricompattati e decelerati, in modo da renderli disponibili alla successiva iniezione di protoni, tramite il *RECYCLER RING* (che condivide il tunnel col Main Injector) capace di raffreddare gli antiprotoni con una innovativa tecnologia di raffreddamento elettronico ad alta energia [7]; gli antiprotoni che circolano così nel Recycler provengono sia dall'accumulatore sia dal TeVatron e subiscono lo stesso processo per essere portati a 8 GeV ed essere preparati per l'iniezione per lo store successivo.

Le prime fasi della produzione di protoni coincidono con quelle per la preparazione dei pacchetti di antiprotoni; una volta raggiunta l'energia di 150 GeV nel Main Injector i pacchetti, di  $270 \cdot 10^9$  protoni, sono però direttamente trasferiti nel TeVatron.

### 2.1.3 Accelerazione e collisione

A gruppi di 4 bunches per volta, entrano nel TeVatron prima i 36 pacchetti di protoni (che procedono in senso orario) e poi gli antiprotoni (in senso antiorario) e, in circa 10 s, passano da 150 a 980 GeV collidendo presso i due siti degli esperimenti sull'anello ( $D\bar{0}$  per l'omonimo esperimento e  $B\bar{0}$  per CDF II). Per aumentare al massimo la luminosità nei punti di interazione, alcuni magneti quadrupolari sono collocati alle estremità dei rivelatori lungo la beam pipe<sup>3</sup>; si ottiene una distribuzione longitudinale dei pacchetti, quasi gaussiana, con una deviazione standard di circa 28 cm. Il profilo trasversale del fascio viene modellato attraverso una procedura di *SCRAPING*, che ha il fine di migliorare la forma dei pacchetti e proteggere il rivelatore da eventuali danni dovuti alle code delle distribuzioni che entrano nel volume attivo. Lo scraping viene effettuato muovendo delle placche di acciaio che agiscono come collimatori nel piano trasverso; grazie a questa procedura il profilo trasversale è approssimativamente circolare con una dispersione gaussiana di circa 30  $\mu\text{m}$ . Una volta che il fascio è sufficientemente stretto e le condizioni sono stabili, i rivelatori possono essere accesi per iniziare la presa dati. Il tempo che intercorre tra due incroci successivi dei pacchetti è pari a 396 ns; il numero di interazioni per crossing è distribuito secondo la distribuzione di Poisson ed il suo valore medio è ricavabile, come precedentemente illustrato, dalla Figura 2.2.

## 2.2 CDF II

Lo scopo per cui è stato progettato CDF II [6] è la rivelazione delle particelle secondarie prodotte nelle interazioni  $p\bar{p}$  e la misura degli osservabili fisici ad esse associati. Il rivelatore è in realtà un complesso di più sottomoduli che si presenta simmetrico sia per rotazioni attorno alla direzione del fascio sia per riflessione rispetto al punto di interazione. CDF II è costituito da una parte centrale a struttura cilindrica (con asse coincidente alla traiettoria del fascio) e da due parti laterali simmetriche che completano la copertura dell'angolo solido. La parte centrale è costituita da un sistema di tracciatura di precisione composto da sensori a microstrips di Silicio, seguiti radialmente da una camera a deriva cilindrica; uno strato di scintillatori copre l'esterno della camera ed è utilizzato per misure di tempo di volo; la misura dell'energia delle particelle è realizzata con un sistema di calorimetri (elettromagnetici ed adronici) a campionamento strutturati in torri proiettive rispetto al punto nominale di interazione. Infine, i muoni sono rivelati utilizzando delle camere proporzionali e dei contatori plastici a scintillazione esterni ai calorimetri. L'apparato di tracciatura è immerso in un campo magnetico assiale uniforme, di circa 1.4 T, prodotto da un magnete solenoidale superconduttore di raggio 1.5 m e lunghezza 4.8 m; grazie a questo è possibile effettuare misure dell'impulso delle tracce cariche. Come mostrato

---

<sup>3</sup>I fasci sono contenuti in un tubo di Berillio nel quale è mantenuto il vuoto.



in Figura 2.4, una particella che attraversa trasversalmente l'intero rivelatore troverà perciò lungo il suo cammino:

**L00:** strato di rivelatori al Silicio immediatamente sovrapposto al tubo a vuoto;

**SVX II:** rivelatore di vertice a microstrips di Silicio;

**ISL:** tracciatore intermedio di Silicio;

**COT:** camera di tracciatura a deriva;

**TOF:** scintillatori per la misura del tempo di volo;

**Solenoide:** bobina di materiale superconduttore capace di produrre un campo magnetico uniforme lungo l'asse dei fasci di circa 1.4 T;

**Calorimetri:** torri dei calorimetri, elettromagnetico ed adronico, a campionamento (superiormente ed inferiormente alla bobina del magnete, due barre di ferro di sostegno sono utilizzate per il ritorno del campo magnetico e come materiale passivo dei calorimetri);

**Rivelatori di muoni:** camere proporzionali e scintillatori per il trigger dei muoni.

## 2.2.1 Sistemi di coordinate

CDF II utilizza convenzionalmente i due sistemi di coordinate mostrati in Figura 2.5: coordinate cartesiane e coordinate polari. Le coordinate cartesiane hanno origine nel punto di interazione nominale con l'asse  $z$  tangente ai fasci e verso nella direzione del moto dei protoni, asse  $x$  passante per il centro del TeVatron e con verso uscente ed asse  $y$  orientato verso l'alto; le coordinate polari  $(r, \theta, \phi)$  seguono l'usuale convenzione rispetto a quelle cartesiane. Le particelle cariche compiono, all'interno del campo magnetico, una traiettoria elicoidale con asse parallelo all'asse  $z$  che può essere individuata attraverso 5 parametri:

$z_0$ : coordinata  $z$  del punto di massimo avvicinamento della traccia all'asse dei fasci;

$\cot \theta$ : dove  $\theta$  è l'angolo polare di emissione della traccia;

$\rho$ : curvatura con segno;

$\phi_0$ : angolo azimutale della traccia nel punto di massimo avvicinamento all'asse dei fasci;

$d_0$ : parametro d'impatto, con segno, nel punto di massimo avvicinamento all'asse dei fasci (il segno è attribuito come illustrato in Figura 2.6).

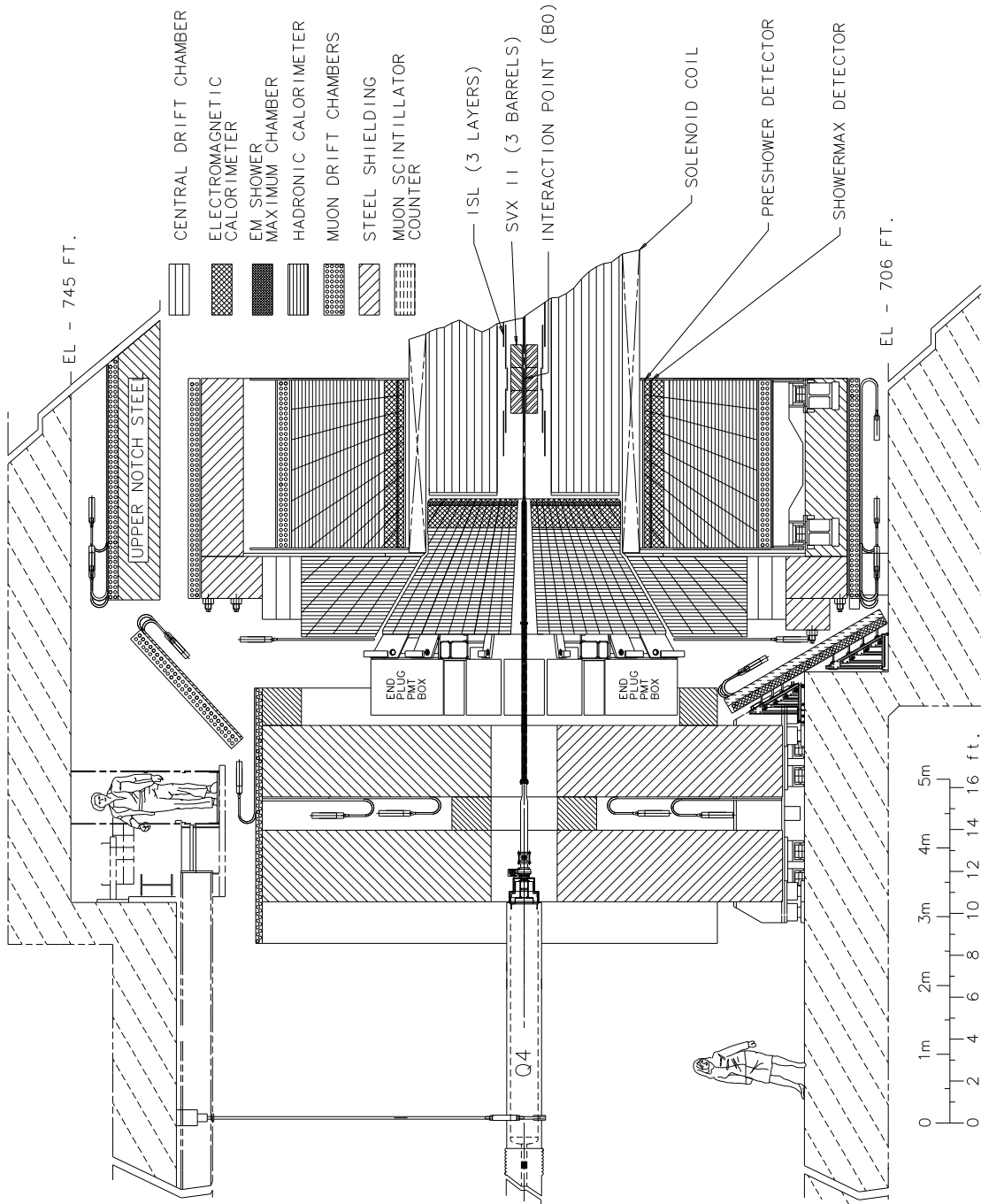


Figura 2.4: Sezione del rivelatore CDF II.

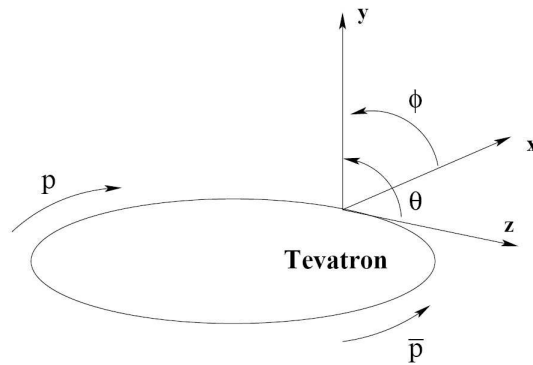


Figura 2.5: *Sistemi di coordinate utilizzati a CDF II.*

Altra variabile fisica di notevole importanza, qui solo definita, ma le cui caratteristiche saranno evidenziate nel Capitolo 5, è la pseudorapidità  $\eta$ :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.3)$$

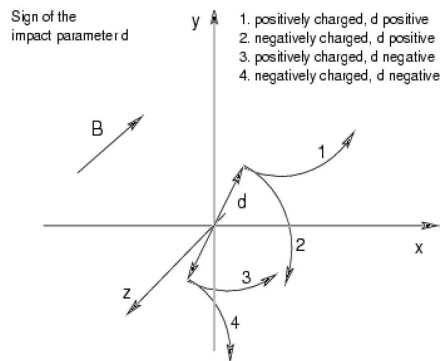


Figura 2.6: *Attribuzione del segno al parametro d'impatto.*

### 2.2.2 Rivelatore di vertice al Silicio Layer00

Il Layer00 (*L00*) [8] è un rivelatore di vertice, al Silicio, costituito da un singolo strato di sensori a microstrips, con lettura su singola faccia, che forniscono una misura solo nel piano  $r - \phi$ . L'uso di una nuova tecnologia consente di polarizzare i sensori fino ad alti voltaggi (circa 500 V) ed ottenere un buon rapporto segnale/rumore anche dopo alte dosi di radiazione (anche 5 MRad). Questo ha permesso

di installarli a poco più di 1 cm dall'asse del fascio, immediatamente sovrapposti alla beam pipe, vicinissimi alla zona di interazione (Figura 2.7). Questa vicinanza

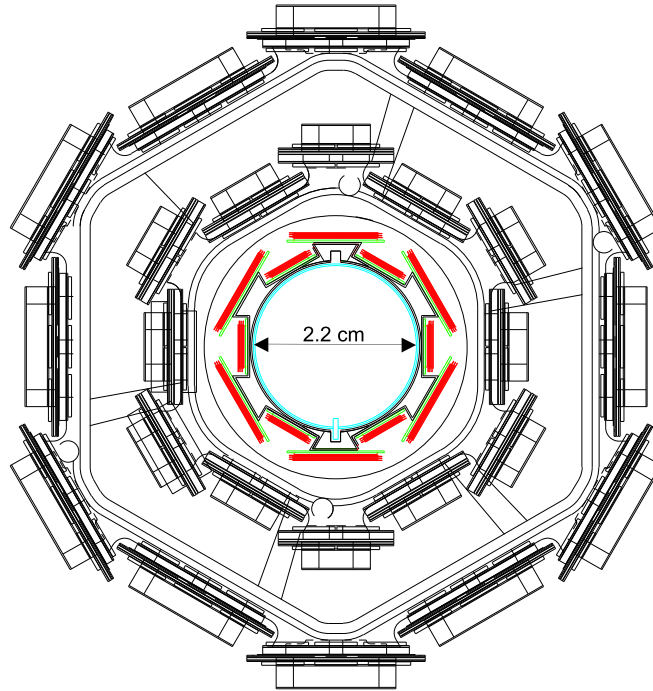


Figura 2.7: *Configurazione di L00.*

è un elemento cruciale per assicurare una buona risoluzione sul parametro d'impatto che, per bassi impulsi, dipende quasi linearmente dalla distanza tra il fascio e il punto di misura più vicino ad esso; lo scopo principale di L00 è di spingere al massimo tale risoluzione, importantissima per l'analisi di particelle che decadono in poche centinaia di  $\mu\text{m}$ . I sensori ricoprono longitudinalmente il tubo del fascio per circa 80 cm, lo spazio tra due strips è  $25 \mu\text{m}$  con un passo di lettura di  $50 \mu\text{m}$ ; la risoluzione prevista nella ricostruzione nel piano trasverso del punto d'impatto delle particelle cariche è di  $6 \mu\text{m}$ . I circa 16,000 canali sono collegati, con speciali cavi a basso assorbimento, all'elettronica di lettura situata in un'area separata e meno esposta alla radiazione; per limitare la sensibilità all'irraggiamento la temperatura di lavoro è  $0^\circ\text{C}$ . Il contributo in termini di lunghezza di radiazione ( $X_0$ ) dovuto al materiale di cui è costituito L00 è stato valutato essere  $0.006 X_0$  per i sensori, che diventa  $0.01 X_0$  nelle regioni dove passano anche i tubi di raffreddamento; il deterioramento introdotto nella risoluzione da tale contributo di massa, dovuto al Multiple Scattering, è molto minore del miglioramento dovuto alla presenza di un segnale così vicino al fascio.

### 2.2.3 Rivelatore di vertice al Silicio centrale

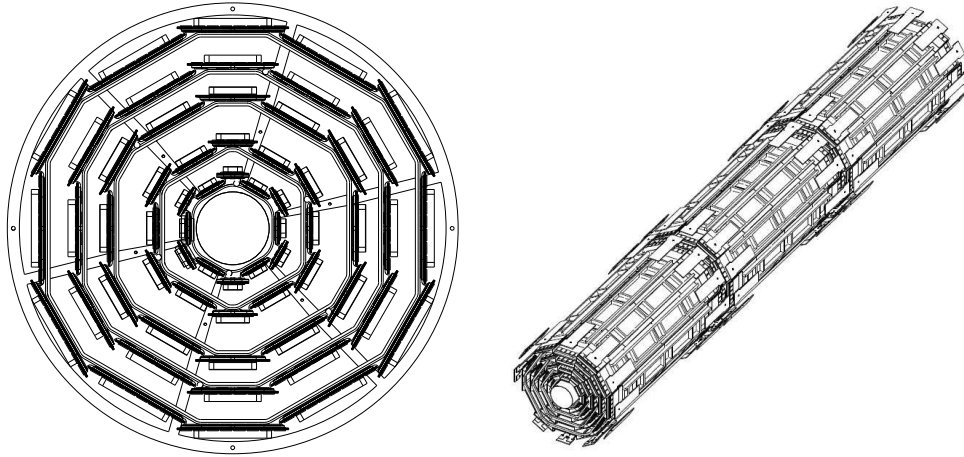


Figura 2.8: *Configurazione di SVX II.*

La Figura 2.8 mostra la configurazione del *Silicon Vertex detector II*; i sensori sono montati su tre *BARRELS* (strutture cilindriche) che, in  $z$ , coprono una lunghezza totale di 96 cm e garantiscono un'accettanza geometrica fino a  $|\eta| \leq 2$ ; in sezione, si può vedere come ogni barrel sia suddiviso in dodici *WEDGES* (spicchi) costituiti da cinque strati di silicio disposti radialmente ad una distanza dall'asse del fascio da 2.4 cm a 10.7 cm. Si tratta di rivelatori a microstrips al Silicio con lettura su doppia faccia. tre di essi consentono la lettura sul piano  $r - \phi$  su una faccia (microstrips parallele all'asse  $z$ ) e della coordinata  $z$  sull'altra (microstrips ortogonali all'asse  $z$ ); i rimanenti due hanno sensori con lettura sul piano  $r - \phi$  su una faccia e  $r - \phi'$  sull'altra (microstrips con un piccolo angolo stereo di  $1.2^\circ$  rispetto all'asse  $z$ ). Questi due strati forniscono una risoluzione modesta in  $z$  ma sono fondamentali per collegare le ricostruzioni sui piani  $r - \phi$  e  $r - z$ . Il passo di lettura è di  $60 \mu\text{m}$  sulle facce  $r - \phi$  mentre varia da  $60 \mu\text{m}$  a  $140 \mu\text{m}$  sui lati  $r - \phi'$  e  $r - z$ , a seconda dello strato su cui è installato il sensore; le simulazioni hanno mostrato che questa configurazione dei sensori permette una ricostruzione tridimensionale delle tracce con un'efficienza quasi uniforme. La risoluzione degli hits in  $r - \phi$  è di circa  $11 \mu\text{m}$ , che porta ad una risoluzione in  $d_0$  di  $15 \mu\text{m}$  per tracce ad alto  $p_t$  e di  $35 \mu\text{m}$  per tracce inferiori ai  $2 \text{ GeV}/c$  a causa del Multiple Scattering (comunque buona se confrontata con valori tipici da misurare, per adroni come il B, dell'ordine dei  $100 \mu\text{m}$ ).

## 2.2.4 Rivelatore di vertice al Silicio intermedio

L'*Intermediate Silicon Layers* è un rivelatore a microstrips di silicio disposto ad una distanza radiale intermedia tra SVX II e la COT; come mostrato in Figura 2.9

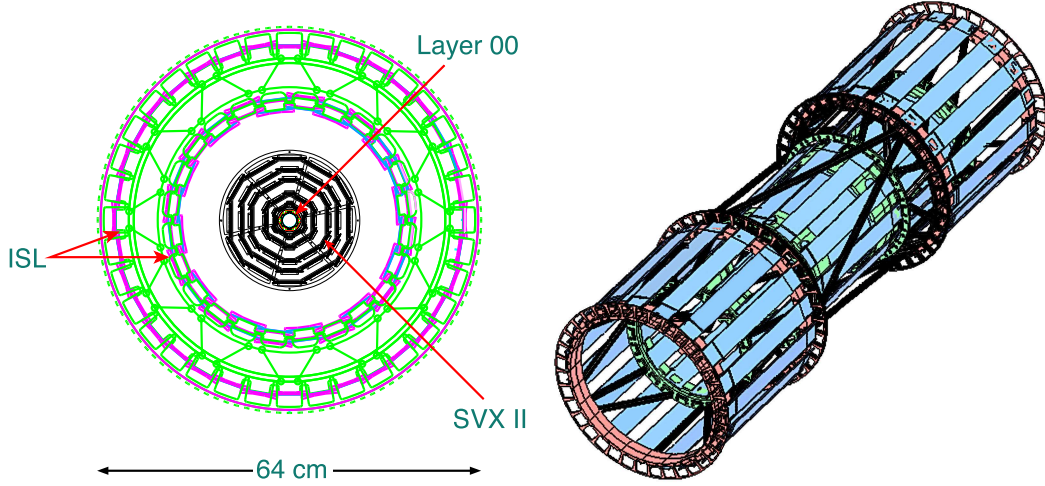


Figura 2.9: Configurazione di ISL.

copre la regione di pseudorapidità  $|\eta| \leq 2$  ed impiega rivelatori con lettura su doppia faccia: nel piano  $r - \phi$  con microstrips parallele all'asse  $z$  mentre nel piano  $r - \phi'$  inclinate con un angolo stereo di  $1.2^\circ$ . La distanza radiale dall'asse del fascio è diversa nelle due regioni di pseudorapidità delimitate da  $|\eta| \leq 1$ : nella zona centrale (dove l'informazione fornita dalla COT è più completa) ISL consiste in un singolo strato di sensori ad un raggio di 22 cm; nelle due regioni a  $|\eta| > 1$  un primo strato si trova a 20 cm ed un secondo a 28 cm dal fascio. L'estensione in  $z$  è circa di 2 m per una superficie attiva totale di  $3.5 \text{ m}^2$  (corrispondente a circa 300,000 canali di acquisizione) e l'accettanza in  $\phi$  è completa (questo si ottiene sovrapponendo per 6 mm i sensori di uno "spicchio" con quello adiacente eliminando così eventuali zone di inefficienza). Una particella carica, prima di entrare nella COT, lascia

	COT	COT + SVX II + ISL
$\delta p_t/p_t^2 [(\text{GeV}/c)^{-1}]$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$\delta d_0 [\mu\text{m}]$	554	47
$\delta z_0 [\mu\text{m}]$	$5 \cdot 10^3$	30
$\delta \cot(\theta)$	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$

Tabella 2.2: Risoluzioni sulla tracciatura.

mediamente tredici punti di misura nei tracciatori al Silicio (L00, SVX II, ISL)

rendendo così possibile una ricostruzione della traccia indipendente da altre parti del rivelatore nella regione  $|\eta| \leq 2$ ; inoltre, questa capacità migliora i fit globali nella regione centrale, aggiungendo informazioni molto precise tra camera a deriva e vertice, così come mostrato in Tabella 2.2.

## 2.2.5 Rivelatore di tracce: camera a deriva

La *Central Outer Tracker* è una camera a deriva che riempie il volume compreso tra un raggio interno di 40 cm ed uno esterno di 138 cm nell'intervallo  $|z| \leq 155$  cm (pari alla regione con  $|\eta| \leq 1$ ); è lo strumento principale per la misura della direzione e dell'impulso delle particelle cariche a CDF II; come illustrato nelle Figure 2.10

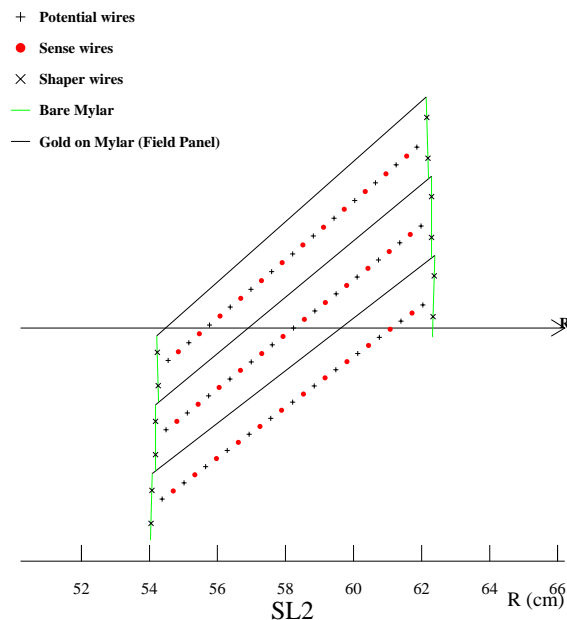


Figura 2.10: *Configurazione delle celle della COT.*

e 2.11, la camera è composta da otto *LAYERS* (quattro assiali e quattro stereo) ciascuno costituito da dodici strati di fili sensibili alternati, sullo stesso piano, da fili per la creazione del campo di drift. Per rendere possibile il suo utilizzo in condizioni di alta luminosità (con eventi ogni 132 ns per la configurazione a 108 pacchetti circolanti nel TeVatron) le dimensioni delle celle sono state ridotte da 3.6 cm (questa era la dimensione delle celle della *CTC* nel Run I) a 0.88 cm che, grazie ad una velocità di drift di  $88 \mu\text{m}/\text{ns}$ , riduce il tempo massimo di drift a 100 ns. Il volume della COT è riempito con una miscela, ad elevata velocità di drift, di Argon:Etano: $\text{CF}_4$  in proporzioni 50:35:15 (in realtà è presente anche una piccola

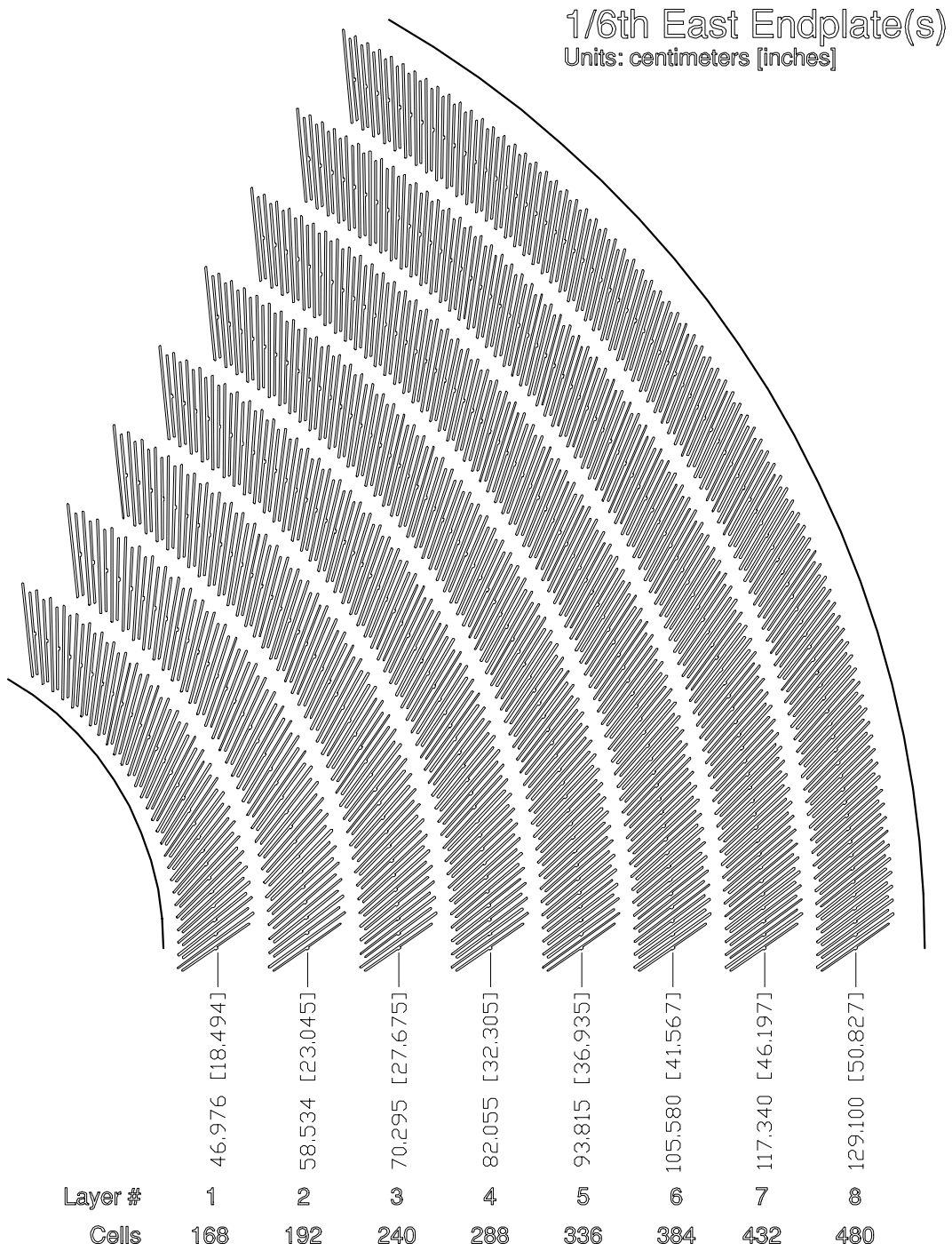


Figura 2.11: Configurazione della COT.



percentuale di Isobutano con funzione di quenching) all'interno del quale, i fili di campo, producono un campo di deriva pari a circa 2.5 kV/cm. Sia i fili sensibili sia quelli di campo hanno la parte interna (di 40  $\mu\text{m}$ ) in Tungsteno e sono rivestiti da uno strato dorato (di 450 Å di spessore) e sono posti in tensione (pari a circa 138 g) tra le due basi della camera; a  $z = 0$  è posto un sostegno per mantenere i fili ad una distanza di 0.35 cm l'uno dall'altro. I quattro layers assiali si alternano con quelli stereo (inclinati di circa  $\pm 3^\circ$  rispetto all'asse  $z$ ) e forniscono 96 stadi di misura, per un totale di circa 63000 canali (la lettura dell'informazione utilizza un sistema di TDC). La risoluzione sulla singola misura è valutata in circa 180  $\mu\text{m}$  (che scende a 170  $\mu\text{m}$  per tracce con  $p_t \geq 2.0$  GeV/c) che porta alla risoluzione sull'impulso trasverso descritta nella Tabella 2.2.

## 2.2.6 Misuratore di tempo di volo

Il rivelatore del *Time Of Flight* [9], in Figura 2.12, è posizionato nel piccolo spazio che separa la COT dal criostato del solenoide superconduttore; è costituito da

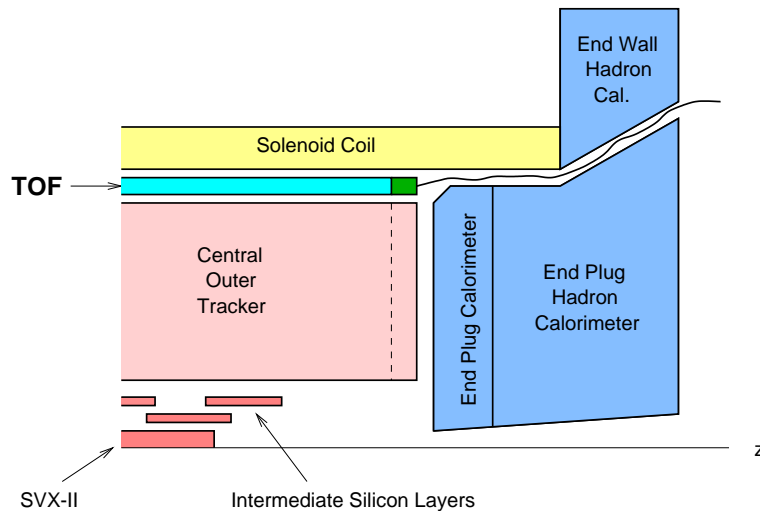


Figura 2.12: *Configurazione del TOF.*

216 barre di scintillatore lunghe circa 280 cm e distanti, mediamente, 138 cm dal fascio e allineate lungo la sua direzione. Ad entrambe le estremità sono collegati i fotomoltiplicatori che ne raccolgono i segnali; il suo compito è quello di misurare il tempo che intercorre tra il tempo 0 dell'incrocio dei fasci (l'urto) ed i segnali che le particelle lasciano nell'attraversarlo, per valutarne la velocità e, conoscendo la misura dell'impulso data dalla tracciatura ( $p \cos \theta = q B r$ ), la massa. Quest'ultima può essere determinata una volta noti l'impulso  $p$ , il cammino percorso  $l$  e il tempo

di volo  $t$ :

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\frac{c^2 t^2}{l^2} - 1} \quad (2.4)$$

## 2.2.7 Calorimetri

Subito all'esterno del solenoide è situato il sistema dei calorimetri. Il sistema comprende una parte centrale a struttura cilindrica con asse coincidente con la traiettoria dei fasci e due parti laterali (*END PLUGS*) che ne completano la copertura in angolo solido. Le funzioni dei calorimetri sono quelle di misurare l'energia rilasciata dalle particelle (cariche e non) prodotte nelle interazioni ed individuare e misurare l'energia totale dei singoli getti.

Si tratta di un calorimetro a campionamento costituito di strati di scintillatore plastico alternati da strati di assorbitore passivo; è diviso in parte anteriore (calorimetro elettromagnetico) e parte posteriore (calorimetro adronico) così che i diversi depositi di energia nei due comparti (dovuti a diversi processi di interazione col materiale del rivelatore) permette di distinguere fotoni ed elettroni da particelle adroniche. L'apparato è segmentato in torri proiettive, con base rettangolare nel piano  $\eta - \phi$  e con l'asse passante nel punto di interazione nominale, che riportano ciascuna la suddivisione in parte elettromagnetica (la più vicina al fascio) ed adronica. Strettamente collegati al complesso calorimetrico, due sottorivelatori (il *PRESHOWER* e lo *SHOWER MAXIMUM*) effettuano misure fondamentali riguardo all'evoluzione degli sciami. Il Preshower è una matrice di scintillatori posti nell'intercapedine tra il calorimetro elettromagnetico e la parete esterna del criostato; è suddiviso in 54 "piastrelle" che permettono di rivelare gli sciami iniziati nella bobina del magnete<sup>4</sup>. Lo Shower Maximum è invece una coppia di camere a fili (con celle di circa 1.7 cm), una ortogonale all'altra, immersa nel corpo del calorimetro elettromagnetico ad una distanza di circa  $6 X_0$  dal fascio; è utilizzato per la misura dello sviluppo del profilo laterale degli sciami permettendo di discriminare tra sciami prodotti da adroni e sciami prodotti da elettroni o fotoni (e spesso permette anche di misurare la direzione dell'elettrone o del fotone). Lo spessore totale per una traiettoria ortogonale al fascio corrisponde a circa  $19 X_0$  o, equivalentemente, a  $1 \lambda$  (lunghezze di interazione). La calorimetria nella zona centrale ( $\eta \leq 1$ ) e quella nelle regioni laterali ( $\eta \leq 3.6$ ) sono differenti sia per la struttura sia per caratteristiche costruttive.

La calorimetria nella zona centrale (Figura 2.13) è rimasta quella utilizzata nel Run I; si tratta di calorimetri a campionamento con torri che hanno nel piano  $\eta - \phi$  una sezione di area  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.11 \times 15^\circ$ . La misura della componente elettromagnetica dell'energia degli sciami in questa zona è affidata ad una successione di strati di piombo, come assorbitore, alternati a scintillatore, come materiale attivo. La regione successiva (esterna al calorimetro elettromagnetico) è il calorimetro adronico

---

<sup>4</sup>Grazie al Preshower si ha un notevole aumento dell'efficienza nella distinzione tra adroni e fotoni/elettroni, dato che è raro che gli adroni interagiscano nella bobina.

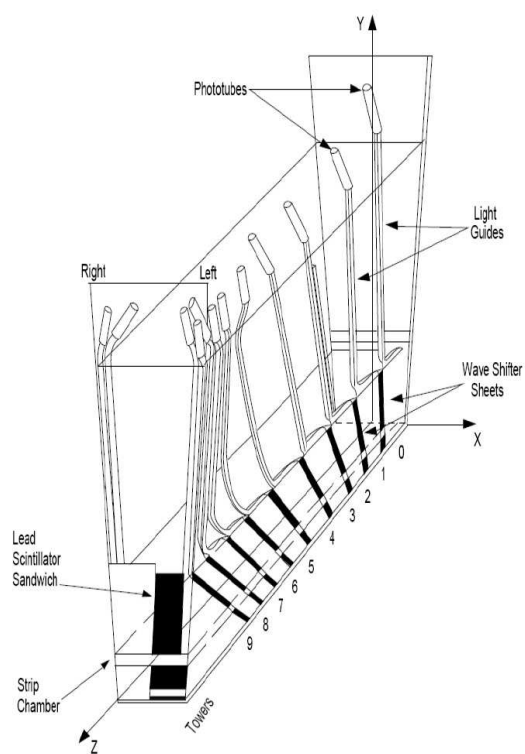


Figura 2.13: *Configurazione dei calorimetri nella regione centrale.*

nel quale il materiale assorbitore è il ferro che si alterna a strati di scintillatore. Lo spessore totale del rivelatore centrale di adroni corrisponde a circa  $4.5 \lambda$ . Le End

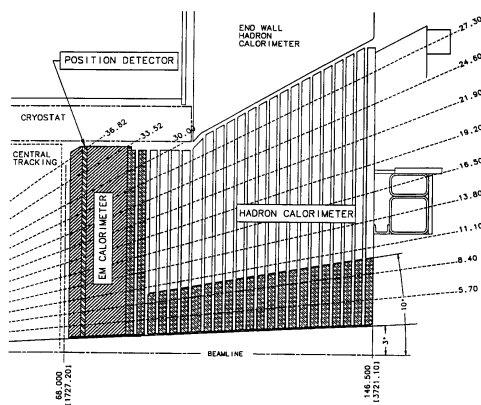


Figura 2.14: Configurazione delle End Plugs.

Plugs (Figura 2.14) sono invece costituite da mosaici di piastrelle di scintillatore compenstrate da fibre ottiche; lo scintillatore emette luce, al passaggio di particelle, che viene assorbita e modificata in frequenza per passare così, tramite fibre ottiche, ai fotomoltiplicatori. Qui la segmentazione in celle cambia a seconda della regione con celle, le cui dimensioni in  $\Delta\eta \times \Delta\phi$ , variano da  $0.1 \times 7.5^\circ$  a  $0.64 \times 15^\circ$ . La parte elettromagnetica consiste in una successione di 23 strati di piombo di 4.5 mm (inseriti tra due fogli di acciaio di 0.5 mm) alternati da 4 mm di scintillatore; nel primo strato (il più vicino al fascio) lo scintillatore ha uno spessore di 10 mm per una migliore identificazione di cascate elettromagnetiche generate nel solenoide (Preshower). A circa  $6 X_0$  uno degli strati di scintillatore è suddiviso in sbarrette, lette indipendentemente, per misurare, anche in questo caso, la distribuzione trasversa della cascata (Shower Maximum). La risoluzione sull'energia nelle plug è stata misurata utilizzando un fascio puro di elettroni ed è circa  $15.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$  e lo spessore totale di materiale è pari a circa  $21 X_0$  (equivalente a circa  $1 \lambda$ ). Il calorimetro adronico è invece una successione di 23 strati di 5 cm di ferro alternati a 23 strati di scintillatori spessi circa 6 mm; nella regione  $3^\circ \leq |\theta| \leq 10^\circ$  vi sono due dischi in acciaio (MINI PLUGS) per aumentare la massa di assorbitore a piccoli angoli (dove le particelle sono mediamente più energetiche). La segmentazione in torri ricalca quella del calorimetro elettromagnetico, lo spessore di materiale attraversato ortogonalmente alla faccia della cella equivale a  $7 \lambda$  e la risoluzione, per pioni incidenti, è risultata essere pari a (quella di progetto)  $78\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ .

Nella Tabella 2.3 sono riassunte le caratteristiche principali delle varie porzioni dei calorimetri:

	CEM	CHA + WHA	PEM	PHA
$\sigma_E/E$	14%/ $\sqrt{E} \oplus 2\%$	75%/ $\sqrt{E} \oplus 3\%$	15.5%/ $\sqrt{E} \oplus 1\%$	78%/ $\sqrt{E} \oplus 5\%$
Spessore	19 $X_0 = 1 \lambda$	4.5 $\lambda$	21 $X_0 = 1 \lambda$	7 $\lambda$

Tabella 2.3: *Parametri dei calorimetri. CEM e PEM sono la componente elettromagnetica del calorimetro per la zona centrale e per le plugs; CHA + WHA e PHA per le corrispondenti componenti adroniche.  $X_0$  indica il numero di lunghezze di radiazione e  $\lambda$  quello di lunghezze di interazione.*

## 2.2.8 Rivelatori di muoni

CDF II utilizza, per la rivelazione dei muoni, un sistema di camere proporzionali accoppiate a contatori a scintillazione nell'intervallo di pseudorapidità  $|\eta| \leq 2$ , collocate a differenti distanze dal fascio, a seconda della porzione di angolo solido che ricoprono (come visibile in Figura 2.15). Le camere proporzionali misurano le coordinate  $z$  e  $\phi$  della traccia candidata  $\mu$ ; i contatori hanno, invece, funzione di trigger e di veto per segnali spuri. Il ferro del calorimetro, quello di ritorno del magnete ed ulteriori pareti d'acciaio costituiscono gli assorbitori che separano il rivelatore di muoni dalla zona di interazione di circa  $5.5 \lambda$ . Nella regione  $|\eta| \lesssim 0.6$  sono presenti due sistemi per la rivelazione dei muoni: le camere CMU a circa 3.5 m dal fascio e, dopo una parete di ferro di 60 cm per ridurre le contaminazioni dovute agli adroni che hanno attraversato indenni l'intero calorimetro, le camere CMP che distano circa 5 m dal fascio (la cui superficie esterna è ricoperta da uno strato di contatori a scintillazione). Alla stessa distanza ma nella regione  $0.6 \lesssim |\eta| \lesssim 1$  la copertura è ottenuta con le camere CMX rivestite con due strati di contatori sulla superficie interna ed esterna. Le camere IMU, infine, occupano la regione  $1 \lesssim |\eta| \lesssim 1.5$ ; sono segmentate finemente nella coordinata  $\phi$ .

## 2.2.9 Misuratore di luminosità

Il monitoring della luminosità a CDF II è affidato ad una matrice di contatori Čerenkov gassosi: i *CLC* (Čerenkov Luminosity Counters). Questo rivelatore è separato in due sottorivelatori identici (*EAST* e *WEST*) posti nell'intercapedine (di  $3^\circ$ ) tra le endplugs del calorimetro e la beam pipe (così come mostrato in Figura 2.16); ognuno di essi è costituito da 48 contatori disposti su tre anelli concentrici (16 contatori per anello). Ogni contatore è costituito da un tubo di alluminio (di circa 2 m) a forma di tronco di cono e riempito con Isobutano. I tubi sono proiettivi rispetto al punto di interazione con la base minore rivolta verso il centro di CDF II; i fotoni Čerenkov prodotti dalle particelle cariche, in ciascuno di essi, sono raccolti sulla base maggiore da dei fotomoltiplicatori e il loro segnale in uscita è utilizzato sia per la misura di luminosità sia per misure di timing. Questo rivelatore riveste un

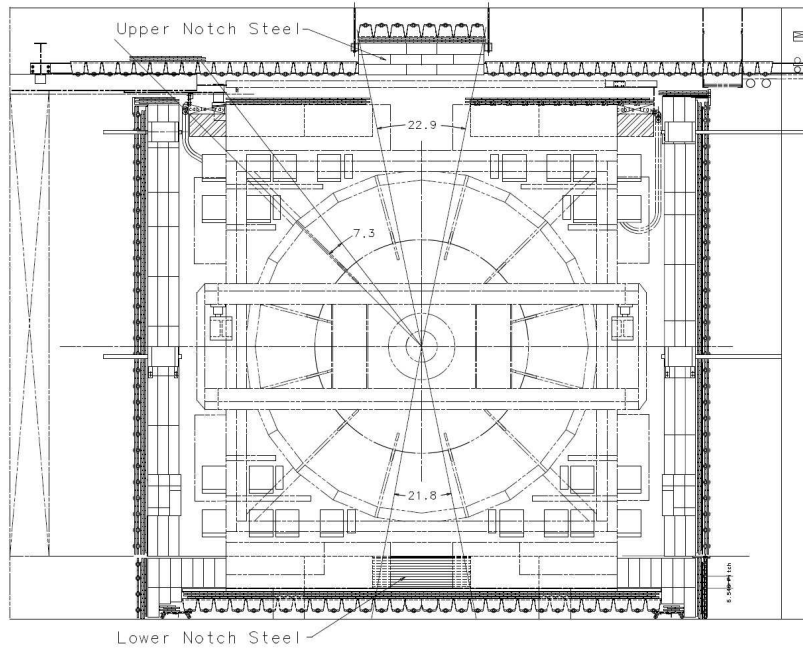
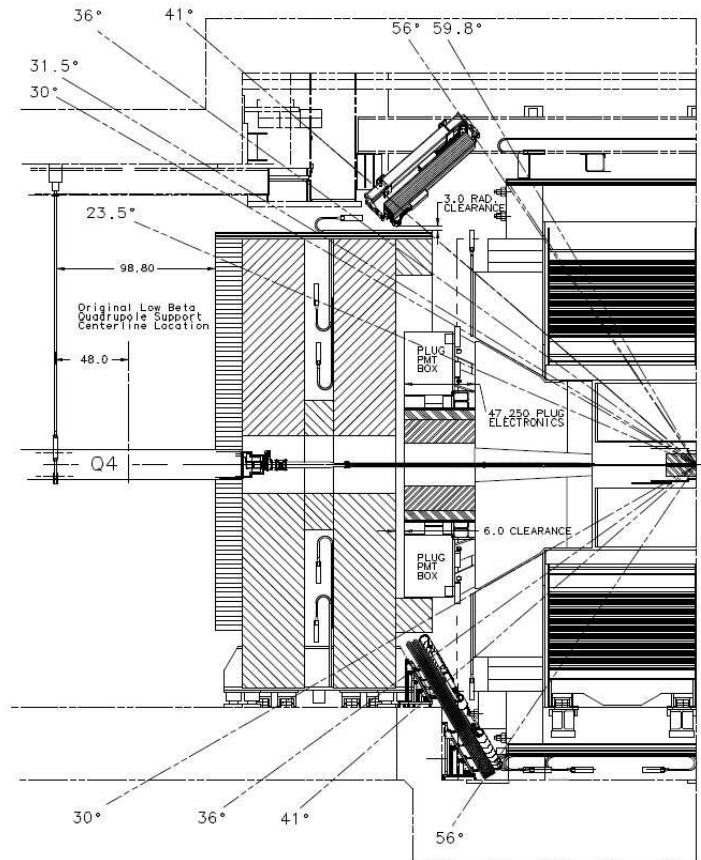


Figura 2.15: Configurazione dei rivelatori di muoni.

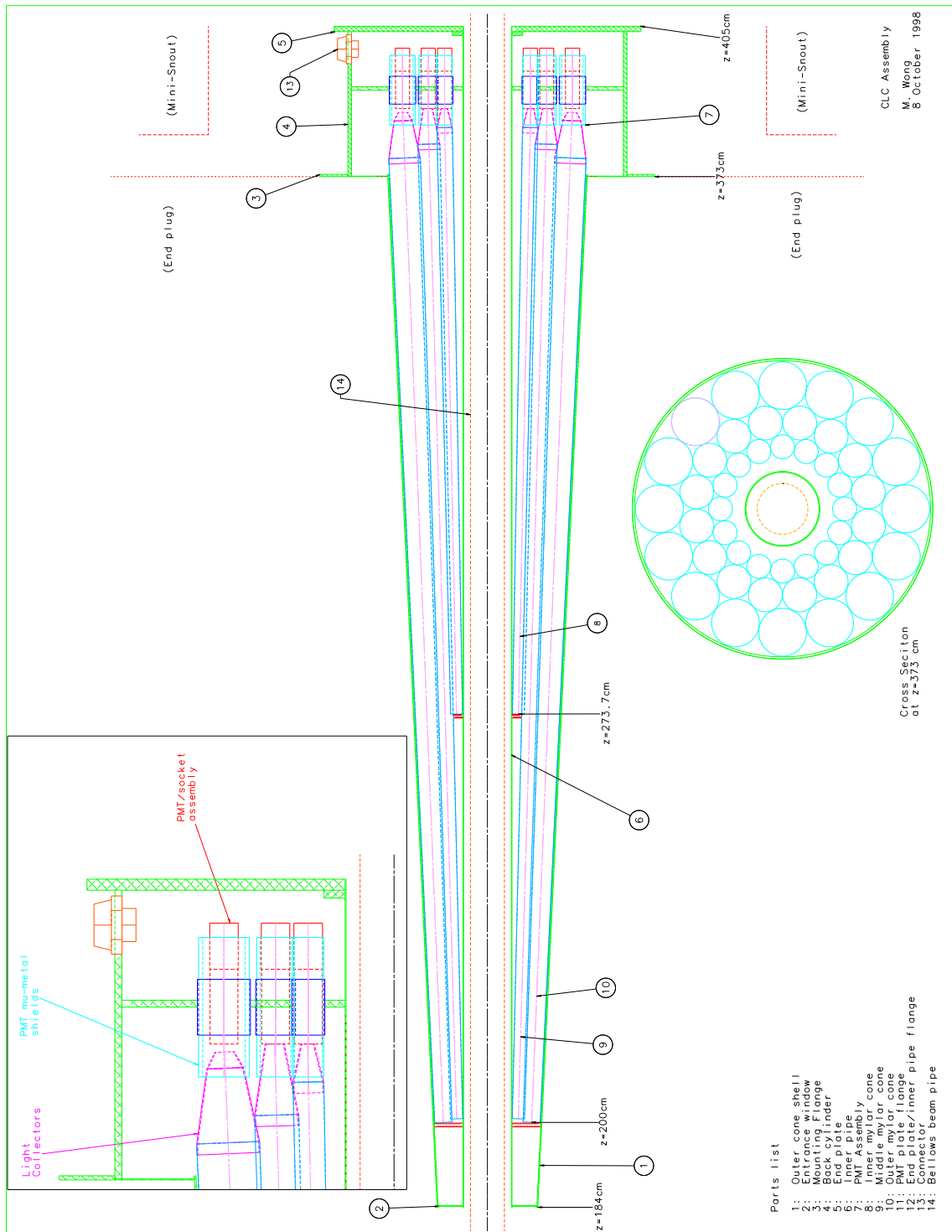


Figura 2.16: Configurazione del misuratore di luminosità.

ruolo di fondamentale importanza per l'analisi presentata in questo lavoro poiché la selezione effettuata dal trigger di Minimum-Bias si basa sul numero di conteggi e sulle ampiezze dei segnali che esso fornisce.

## 2.3 Trigger

La frequenza totale delle interazioni si ottiene moltiplicando la sezione d'urto totale inelastica per urti  $p\bar{p}$  per la luminosità istantanea. La frequenza di intersezione dei fasci è pari a circa 2.5 MHz (nella configurazione attuale a 36 bunches) e la maggior parte delle intersezioni produce almeno una collisione alla luminosità attuale; questa è perciò la frequenza di ingresso che il trigger *deve* essere in grado di gestire<sup>5</sup>.

A CDF II la scrittura degli eventi su nastro magnetico per l'analisi offline procede ad una frequenza massima di circa 50 Hz; ciò significa che solo una frazione estremamente piccola degli eventi può essere registrata su nastro per l'analisi successiva. Questo non costituisce, in linea di principio, un problema perché i processi fisicamente interessanti costituiscono solo una piccola frazione del totale; è necessaria però un'accurata discriminazione degli eventi precedente all'acquisizione dei dati. Si devono, cioè, registrare su nastro solo quegli eventi che sembrano essere interessanti; questa scelta deve essere operata sulla base delle informazioni che giungono in tempo reale dalle diverse parti del rivelatore ed è proprio questo il compito del trigger. Il trigger di CDF II è strutturato in tre livelli in grado di compiere delle operazioni di complessità crescente che richiedono un tempo di elaborazione progressivamente maggiore. Un evento esaminato da un certo livello passa a quello successivo solo se alcune grandezze significative soddisfano le richieste prestabilite. Per far sì che il sistema funzioni in modo corretto, si devono eseguire delle selezioni che permettano di ridurre la frequenza dei dati, in ingresso ad ogni livello, ad una (di uscita) compatibile alle capacità di analisi del livello successivo. Nella Figura 2.17 sono rappresentati uno schema a blocchi del sistema di trigger dal punto di vista del flusso dei dati (sinistra) e dei componenti associati ai vari rivelatori (destra).

### 2.3.1 Primo livello

Il primo livello del trigger è in grado di utilizzare l'informazione parziale della COT, dei calorimetri e delle camere dei muoni per individuare singole tracce o depositi di energia candidati ad essere poi riconosciuti come elettroni, fotoni, muoni o getti adronici. Il processore *XFT* (eXtremely Fast Tracker) permette di ricostruire in due dimensioni (nel piano trasverso  $x - y$ ) tracce nella COT, con un impulso superiore a 1.5 GeV/c, entro 2.7  $\mu\text{m}$  dall'interazione. Per il riconoscimento di elettroni e muoni, le tracce XFT vengono poi correlate in posizione con i depositi elettromagnetici nei

---

<sup>5</sup>In realtà il trigger è in grado di gestire una frequenza di ingresso tre volte maggiore; cioè quella necessaria per la configurazione a 108 pacchetti circolanti nel Tevatron.



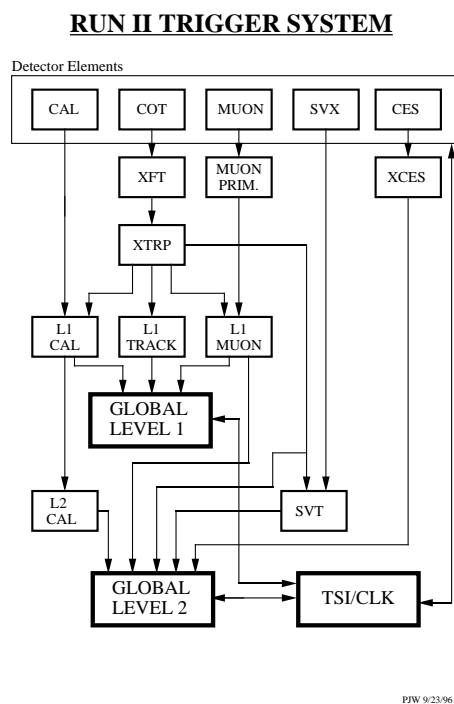
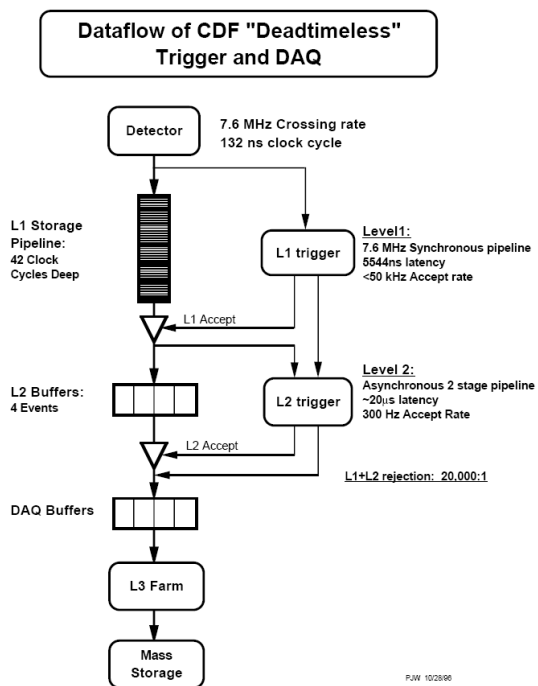


Figura 2.17: Schema dei tre livelli del trigger.

calorimetri ed i segmenti di traccia nelle camere dei muoni (è possibile formare il trigger di primo livello anche solo sulla base della presenza di tracce nella COT). Il tempo che il primo livello impiega per raggiungere la decisione è di circa  $5 \mu\text{s}$ ; questo implica che ogni sezione del rivelatore CDF II deve avere la possibilità di campionare i segnali distinti acquisiti in 42 urti tra pacchetti successivi (quanti ne avvengono nell'intervallo di  $5 \mu\text{s}$  con 132 ns di intervallo tra i pacchetti). Per questa ragione tutti i sistemi di lettura a CDF II sono dotati di registri di scorrimento a 42 celle, dove immagazzinano l'informazione in attesa del segnale di trigger, che abilita la lettura dell'evento selezionato per il secondo livello (la cui frequenza massima di dati che possono essere accettati è circa 100 KHz), senza arrestare il funzionamento dei registri di scorrimento.

### 2.3.2 Secondo livello

Il secondo livello di trigger correla l'informazione fornita dai calorimetri, dai rivelatori di muoni e dai sistemi di tracciatura della COT e del Silicio per individuare con più precisione oggetti di interesse fisico (elettroni, muoni, fotoni, getti, energia trasversa mancante, ...) in varie combinazioni tra loro. Al secondo livello gli algoritmi che gestiscono l'informazione calorimetrica sono in grado di ricostruire completamente i getti, sommando l'informazione relativa alle singole torri. Per il Run II è stato aggiunto al trigger di secondo livello il *Silicon Vertex Tracker* (SVT), un processore per il riconoscimento di eventi che contengono vertici secondari (in particolare quelli associati al decadimento di particelle con sapore  $b$ ).

### 2.3.3 Terzo livello

Quest'ultimo livello di trigger, costituito da una serie di processori commerciali operanti in parallelo (*FARM*), elabora i dati in uscita dal secondo livello ricostruendo completamente gli eventi con un software in linguaggio C++, molto simile a quello usato nelle analisi offline dei dati. In particolare è possibile eseguire la ricostruzione di tutte le tracce cariche, utilizzando sia l'informazione della COT sia quella di SVX II. In questo modo si hanno a disposizione metodi molto potenti per l'identificazione del segnale: tra questi rientrano i tagli sulle masse invariante ricostruite a partire dai quadrimpulsi delle tracce e le richieste di qualità dei fit tridimensionali dei vertici. Rispetto all'offline, però, la limitazione in tempo di analisi impone richieste implementabili meno complesse. Gli eventi accettati anche dal terzo livello vengono scritti su memorie permanenti ad una frequenza di 50 Hz. Il sistema di acquisizione dati di CDF II supporta il funzionamento simultaneo di un gran numero di selezioni di trigger differenti ( $> 100$ ); tra questi, anche quello di *MINIMUM BIAS* utilizzato in questa analisi.

### 2.3.4 Trigger di Minimum Bias

Il trigger utilizzato per la raccolta dei dati presentata in questa tesi è il trigger di *MINIMUM BIAS*; questo trigger, per accettare un evento, richiede la coincidenza di almeno un *HIT* in entrambi i CLC (EAST e WEST) ed è attivo ad una frequenza costante di 1 Hz. Un hit è definito come un segnale di almeno 250 conteggi ADC in coincidenza con l'incrocio dei fasci. Questa è una richiesta quasi minimale<sup>6</sup> che permette di introdurre tagli preliminari trascurabili nella presa dati, eliminando comunque la maggioranza dei crossing che non hanno portato ad urti tra le particelle. Questo tipo di selezione accetta un grosso numero di eventi ed è per questo che la sua frequenza di attivazione è così bassa; in linea di principio, i dati ottenuti sono però privi di qualsiasi selezione che potrebbe modificare le distribuzioni naturali delle grandezze fisiche interessanti per l'analisi. L'efficienza di questo trigger è stimata essere circa il 98% per eventi (inelastici) con energia rilasciata nei calorimetri pari ad almeno 10 GeV e mediamente circa il 95% per eventi (inelastici) più "soffici" [10]. Nel complesso il campione selezionato è composto da una maggioranza di eventi inelastici non diffrattivi ma contiene anche una frazione di eventi diffrattivi ed una quantità trascurabile di interazioni tra i fasci e le molecole di gas residuo presente nella beam pipe.

---

<sup>6</sup>Esiste anche un trigger *ZERO BIAS* che non ha richieste di alcun tipo; semplicemente, la presa dati viene attivata nella piccola finestra temporale di incrocio dei fasci.



## Capitolo 3

# Ricostruzione Offline e preparazione delle Ntuple

Una volta selezionati i dati, gli eventi vengono ricostruiti e catalogati su nastro in base ai triggers che li hanno accettati. Ciascun gruppo di analisi può accedere ai nastri ed estrarne le informazioni necessarie per gli studi in corso; a tal fine sono disponibili diversi *TOOLS* (cioè programmi scritti in C++) per la riduzione dei dati provenienti da ricostruzioni offline. Di fondamentale importanza sono anche i dati ottenuti dalle simulazioni Montecarlo; attraverso un programma di generazione di eventi  $p\bar{p}$  e di simulazione del comportamento delle particelle prodotte in un'interazione a CDF II, si ha a disposizione un valido riferimento come controllo dei risultati ottenuti sui dati reali.

### 3.1 Production

Il sistema operativo principale utilizzato per il Run II è UNIX; diverse *UNIX-FARMS* hanno il compito di ricostruire, evento per evento, l'elevato numero di interazioni acquisite dai tre livelli di trigger. La ricostruzione dei dati viene comunemente chiamata *PRODUCTION* e consiste nella trasformazione delle informazioni dei rivelatori (conteggi, tensioni, ...) in informazioni che rappresentano quantità fisiche di tipo elementare (tracce di particelle, energie) o complesso (vertici, jets). I servers delle farms dedicate a questo importante processo, ricevono i dati *RAW*<sup>1</sup> direttamente dai robots che gestiscono i nastri magnetici. Una volta processati i dati, i risultati ottenuti sono scritti sullo stesso robot (ma non sullo stesso file e non sullo stesso nastro per evitare incompatibilità tra i diversi formati delle informazioni<sup>2</sup>). Sempre

---

<sup>1</sup>Questi dati sono le misure ottenute direttamente dai vari sensori, del complesso di rivelatori, che sono stati attivati dal passaggio delle particelle prodotte in ciascun evento. Si faccia riferimento al Paragrafo 2.3.3.

<sup>2</sup>Un database centrale conserva i riferimenti tra i files con la ricostruzione degli eventi e i corrispondenti dati raw.

in questo stadio i dati sono anche suddivisi nelle diverse *PHYSICS STREAMS*, che raccolgono gli eventi processati per gruppi omogenei di triggers (Minimum Bias e jet triggers, candidati *b*, candidati *t*, ...) e alle quali i diversi gruppi di lavoro potranno accedere per l'analisi.

## 3.2 Riduzione dei dati

Un evento a CDF II, mediamente complesso, occupa circa 250 KB (di soli dati raw) quando registrato su nastro; è facilmente intuibile come lo spazio per il salvataggio dei dati, necessario per raccogliere le sole informazioni in uscita dai sensori del rivelatore, sia da misurare in Terabytes<sup>3</sup> (per due anni circa di presa dati sono previsti circa 160 TB di soli dati raw). Questi valori raddoppiano quando si aggiungono i risultati della Production e le diverse Physics Streams, arrivando circa a 300 TB (questi numeri corrispondono ad un volume di dati di circa  $2 \text{ (fb)}^{-1}$ ); risulta perciò impraticabile l'idea di utilizzare direttamente questi nastri per le varie analisi<sup>4</sup>. Se da un lato ogni evento è descritto interamente e parte della ricostruzione è già disponibile, dall'altro il volume dei dati a cui accedere e la conseguente lentezza dei processi di analisi, obbligano i vari gruppi alla creazione di tools adeguati per la loro riduzione. A CDF II si è deciso di ridurre i dati in files di formato conveniente detti *NTUPLE*; ciascun gruppo di lavoro ha cioè messo a punto dei programmi scritti in C++ che estraggono, dai valori registrati per ogni evento, le sole grandezze realmente utili per gli scopi dei vari studi.

## 3.3 Ntuple di QCD

Il formato utilizzato dal gruppo di QCD, nell'ambito del quale si svolge il lavoro di questa analisi, si chiama *STNTUPLE*<sup>5</sup> [11]; si tratta di un contenitore di tipo generale che permette di suddividere i dati provenienti da ciascun sottorivelatore in *BLOCCHI*. Questa struttura permette di immagazzinare quantità di informazioni relativamente grandi mantenendo una buona velocità di accesso ai dati ed è perciò la più adatta allo studio del campione di Minimum Bias che richiede l'analisi dell'evento nella sua globalità. Le STNtuple sono prodotte da un tool software che fa parte del framework di *ROOT*<sup>6</sup> [12]; contengono, infatti, le varie grandezze fisiche suddivise nella tipica struttura ad *albero* che questo programma utilizza. I *rami* di questo

---

<sup>3</sup>1 TB =  $1 \cdot 1024^4$  bytes =  $1.1 \cdot 10^{12}$  bytes.

<sup>4</sup>Resta tuttavia possibile accedere a questi dati.

<sup>5</sup>In realtà col termine STNTUPLE si identificano due diversi oggetti strettamente in relazione tra loro: sia il formato dei files sia l'insieme di utilities per leggere i dati stessi.

<sup>6</sup>ROOT (sviluppato da ricercatori del CERN e del Fermilab) è un ambiente (framework) C++, object-oriented, utilizzato in tutto il mondo nell'analisi dati nella fisica delle alte energie.

albero sono i vari *BLOCCHI* di dati che sono logicamente correlati tra loro<sup>7</sup>; quelli utilizzati in questa analisi sono i seguenti:

**HeaderBlock:** contiene informazioni generiche degli eventi come il numero del run, di evento, la luminosità istantanea, ...;

**TriggerBlock:** permette di ricavare i dati sui triggers passati dall'evento;

**ZVertexBlock:** presenta le informazioni relative alla ricostruzione dei vertici primari dell'evento (quanti vertici sono stati ricostruiti, quante tracce sono state utilizzate per la loro ricostruzione, la posizione dei vertici, ...);

**TrackBlock:** descrive completamente la ricostruzione delle tracce (i cinque parametri della traiettoria elicoidale, il numero di hits lasciati nelle varie parti del sistema di tracciatura, i parametri del fit della sua ricostruzione, ...); ci si riferirà alle tracce raccolte in questo blocco come *tracce* (o *particelle ricostruite*).

Grazie a ROOT è possibile gestire completamente l'analisi degli eventi delle STNtuple che si intendono utilizzare semplicemente creando una libreria (scritta in C++) adatta per i tools messi a disposizione dalle STNtuple. Nei prossimi capitoli saranno descritti in dettaglio sia i metodi di analisi sia gli algoritmi utilizzati nella creazione delle librerie per l'analisi delle  $V^0$ , oggetto di questo lavoro. Le STNtuple utilizzate in questa analisi sono estratte dal "physics stream" *gmb0d*. Si tratta di circa 450 files delle dimensioni di 1 GByte ciascuno, che contengono, in totale, 18,112,060 eventi raccolti nel periodo tra il 4 febbraio 2002 e il 22 agosto 2004 per una luminosità integrata di  $378 \text{ (pb)}^{-1}$ . La luminosità istantanea all'inizio di ciascuno store, in questo periodo, era compresa tra circa  $20 \cdot 10^{30}$  e circa  $100 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

## 3.4 Montecarlo

Basandosi sulle conoscenze attuali derivate dagli studi dei processi fisici, sono stati sviluppati programmi capaci di:

- riprodurre le caratteristiche cinematiche e dinamiche dei vari processi fisici che, nel caso della fisica delle particelle elementari, significa produzione e decadimento delle particelle da studiare;
- simulare gli effetti del passaggio delle particelle attraverso le varie parti del rivelatore (questo significa riprodurre il loro comportamento dal punto di vista della perdita di energia, cambiamenti di direzione, urti, decadimenti e tutto quello che è riconducibile ad interazioni col materiale dei vari sensori).

---

<sup>7</sup>Questo elenco illustra solo i blocchi utilizzati per l'analisi qui presentata; in realtà la struttura dell'albero è molto più ricca. Presenta infatti informazioni sui getti (ricostruiti con vari algoritmi), sulle varie parti del calorimetro, sulle ricostruzioni degli elettroni, dei fotoni, dei muoni, ... .

Il primo passo è chiamato *GENERAZIONE* (e le particelle presenti a questo stadio verranno identificate come *particelle generate*) ed è svolto da programmi molto complessi che utilizzano il metodo Montecarlo per simulare la produzione di particelle create nell'urto  $p\bar{p}$ . Questi riuniscono le conoscenze relative ad un grande numero di processi fisici e ne riproducono le caratteristiche cinematiche come, ad esempio, la produzione dei bosoni  $Z^0$  da interazioni protone-antiprotone; ciò significa, conoscendo le energie dei protoni e degli antiprotoni incidenti, assegnare una certa energia alla  $Z^0$  prodotta (in accordo con la PDF per urti protone-antiprotone.), un certo impulso, ecc. Il generatore Montecarlo utilizzato in questo lavoro è Pythia 6.203 (il suo funzionamento è stato descritto nel Paragrafo 1.3).

Una volta disponibili le caratteristiche cinematiche delle particelle generate, questi dati vengono elaborati da un altro programma: il *SIMULATORE*; ci si riferirà a tutte le particelle che prenderanno parte a questa fase come *particelle simulate*: saranno particelle di questo tipo tutte quelle con vita media sufficientemente lunga da poter essere osservate direttamente dall'apparato sperimentale e tutti i loro prodotti di decadimento presenti all'interno del volume sensibile del rivelatore. Il simulatore riproduce la fisica delle interazioni che le particelle generate subiranno attraverso i materiali dei vari rivelatori, i loro decadimenti e la quantità di energia depositata in ogni componente. Il simulatore contiene una completa parametrizzazione dell'intero rivelatore CDF II dal punto di vista dei materiali e della geometria di ciascuna parte di esso. I dati forniti dalla simulazione hanno esattamente la stessa struttura di quelli, raw, ottenuti da misure reali e subiscono lo stesso processo di ricostruzione (con lo stesso codice della Production!). Il confronto tra i risultati delle simulazioni con i dati reali ha come scopi sia la valutazione delle efficienze (quella intrinseca del rivelatore ma anche quella dei vari processi di ricostruzione offline) e dei backgrounds non stimabili direttamente dai dati, sia la previsione di come appariranno (visti dal rivelatore) i vari processi fisici. Il simulatore utilizzato in questa analisi è quello correntemente utilizzato a CDF ("CdfSim") [13].

Le STNtuple ottenute da eventi generati dal Montecarlo (e simulati dal simulatore), presentano due rami aggiuntivi:

**GenpBlock:** contiene tutte le informazioni relative alle particelle prodotte nelle interazioni  $p\bar{p}$  generate da Pythia (tipo di particelle generate, quadrimpulso iniziale di ciascuna particella, ecc);

**ObspBlock:** descrive la simulazione del comportamento delle particelle generate (posizione del vertice di provenienza e vertice di decadimento, ecc)<sup>8</sup> e contiene l'elenco di tutte le particelle osservabili e dei loro prodotti di decadimento con i relativi quadrimpulsi.

---

<sup>8</sup>Sarebbe più corretto riferirsi alle particelle raccolte in questo ramo, come *osservabili* invece che simulate; poichè però, ai fini di questa analisi, questa distinzione non porta ad alcun tipo di fraintendimento, saranno chiamate simulate per evidenziarne la provenienza da dati Montecarlo.



Altra caratteristica delle STNtuple Montecarlo è che nel blocco TrackBlock è aggiunta una informazione che collega una traccia ricostruita alla particella simulata che “dovrebbe”<sup>9</sup> averla originata (questa informazione sarà importante nella valutazione delle efficienze e delle accettanze).

Al momento della stesura di questa tesi, sono stati generati e completamente ricostruiti circa 1,500,000 eventi di Minimum Bias ma la produzione è tuttora in corso per permettere di migliorare le misure di efficienza. Il generatore (Pythia 6.203) è stato configurato sulla base degli studi [14] e produce distribuzioni inclusive che rappresentano bene i dati (meno bene le correlazioni tra le particelle dello stato finale).

---

<sup>9</sup>Non è, infatti, certo che ogni particella simulata lasci un segnale ricostruibile all’interno del sistema di tracciatura (ad esempio una particella con carica elettrica nulla), così come non è certo che una traccia ricostruita derivi da una particella simulata (ad esempio a causa di errori nella ricostruzione); tuttavia, anche se non infallibile, la corrispondenza è altamente affidabile e largamente utilizzata.



# Capitolo 4

## Selezione del campione

A partire dalle STNtuple di QCD, per ottenere gli eventi di interesse, è necessario effettuare delle selezioni a due differenti livelli:

**Selezione degli eventi:** significa, cioè, scartare dal set di dati utilizzato tutte le informazioni provenienti da runs non buoni, da eventi che non hanno soddisfatto il trigger di Minimum Bias o da situazioni in cui il trigger ha fallito;

**Selezione dei vertici:** attraverso le sue caratteristiche, distinguere se un vertice è rappresentativo di una interazione primaria  $p\bar{p}$  o se è attribuibile al decadimento di una particella (o a urti spuri).

È infine necessario definire un criterio di selezione delle tracce, per stabilire se queste rappresentano particelle create nell'interazione primaria o in vertici secondari.

### 4.1 Selezione degli eventi

La prima selezione prevede i seguenti passi:

- Sono scartati tutti i runs non contenuti nella GOODRUNLIST [15] fornita dal gruppo di QCD<sup>1</sup>. In questo elenco compaiono solo quei runs in cui è attivo anche il rivelatore di vertice SVX, così da assicurare la miglior ricostruzione possibile delle tracce prodotte dalle particelle cariche. Dalla lista sono inoltre esclusi tutti quei runs durante i quali, per qualunque motivo, la risposta dei rivelatori sia risultata inattendibile. I runs presi in considerazione sono quelli compresi tra il 138,425 ed il 186,598.
- Sono scartati tutti gli eventi che non hanno soddisfatto il trigger di Minimum Bias.

---

<sup>1</sup>Il gruppo di QCD mette a disposizione diverse GOODRUNLISTS che contengono elenchi di runs scelti con differenti criteri.

- Sono scartati tutti gli eventi accettati dal trigger ma che non contengono tracce ricostruite.

Questa selezione preliminare permette di individuare un campione di 15,997,249 eventi.

## 4.2 Selezione dei vertici

Per individuare le interazioni primarie  $p\bar{p}$  è necessario verificare che la selezione elimini, dagli eventi da accettare, anche tutti i vertici dovuti ad interazioni secondarie, urti col gas della beam pipe, urti con la beam pipe o con i materiali dei sensori, ecc.

La probabilità di avere  $k$  vertici primari (interazioni  $p\bar{p}$ ) in un evento è descritta dalla distribuzione di Poisson (in quanto si tratta di eventi casuali ma con media temporale definita):

$$P(k) = \frac{\bar{n}^k}{k!} \cdot e^{-\bar{n}} \quad (4.1)$$

dove  $\bar{n}$  è il numero medio di vertici primari per crossing, che dipende dalla luminosità. Tuttavia, in questo lavoro è stato deciso di limitare l'analisi agli eventi che presentano un unico vertice ricostruito. La scelta è dovuta al fatto che la presenza di un secondo vertice introduce una notevole quantità di complicazioni che richiedono uno studio accurato per essere comprese al meglio. In particolare i fondi dovuti a tracce spurie e l'efficienza di ricostruzione di particelle secondarie possono essere molto differenti in presenza o meno di altre interazioni  $p\bar{p}$ . Queste differenze, inoltre, sono funzione della distanza tra i vertici primari delle interazioni generate dall'incrocio dei fasci oltre che del loro numero<sup>2</sup>. Si rende ora necessario uno studio approfondito delle caratteristiche fisiche e geometriche dei vertici primari presenti nelle interazioni: il numero di eventi così selezionati risulta essere di 14,762,995.

### 4.2.1 Classificazione dei vertici

All'interno delle Stntuple di QCD, i vertici presenti in un evento sono classificati tramite un valore attribuitogli al momento della loro individuazione dallo stesso algoritmo di ricostruzione [17]. La *CLASSE* di un vertice (così sarà chiamato il valore appena introdotto) dipende sia dal numero di tracce intervenute nella sua ricostruzione sia dalla qualità delle tracce stesse. Quest'ultima quantità è determinata dal numero di hits lasciati nel sistema di tracciatura e dal  $\chi^2$  della ricostruzione (a cinque parametri) della traiettoria elicoidale che la particella percorre all'interno del rivelatore (poiché immersa in un campo magnetico uniforme). Per poter prender parte alla ricostruzione di un vertice, la traccia deve soddisfare due requisiti minimi:

---

<sup>2</sup>Uno studio preliminare degli eventi a più vertici ricostruiti e di un loro confronto con il Montecarlo è discusso in [16].

- deve distare in  $d_0$  dal fascio (parametro d’impatto) non più di 1 cm;
- deve avere un  $p_t$  minimo di 200 MeV/c.

A ciascuna traccia che possieda queste caratteristiche minime viene attribuito un parametro di qualità a seconda della quantità di informazioni disponibili per la sua misura all’interno del rivelatore come illustrato in Tabella 4.1.

Tracce	Assiali	Stereo	$\chi^2/DoF^a$	Qualità
COT-only	3 segmenti <sup>b</sup> COT	3 segmenti COT	< 4	6
COT & SVX	3 segmenti COT	3 segmenti COT	< 4	6
SVX-only	5 hits	3 hits	< 8	4
COT & SVX	2 segmenti COT  4 hits	2 segmenti COT  3 hits	< 4  < 8	2

<sup>a</sup>Gradi di libertà (Degrees of Freedom).

<sup>b</sup>Per segmento si intende una cella di un layer che abbia un segnale in almeno cinque fili.

Tabella 4.1: *Attribuzione della qualità alle tracce.*

L’algoritmo di ricostruzione dei vertici può ora essere attivato e, al termine dell’individuazione dei candidati, la somma delle qualità delle tracce identificate come provenienti da ciascuno di essi, ne determinerà la classe. Se al termine del processo non è stato possibile ricostruire neanche un vertice, la traccia COT con  $p_t$  maggiore (se presente e se in possesso delle caratteristiche minime) è sufficiente per determinare la presenza di una interazione; se, infine, non è stato ancora possibile individuare la posizione del processo (che ha soddisfatto le richieste del trigger e che ha attivato la registrazione delle misure effettuate dai vari rivelatori) l’evento viene classificato come contenente un singolo vertice di classe 0<sup>3</sup>. A conferma di quanto descritto fin qui, la Figura 4.1 mostra la distribuzione delle classi dei vertici per eventi a singolo vertice; da notare:

- la classe è sempre definita da un numero pari: ciò è dovuto al fatto che la qualità di ciascuna traccia associata al vertice può essere solo 2, 4 o 6 e la classe ne è la somma;

<sup>3</sup>Eventi classificati come “a singolo vertice di classe 0” rappresentano in realtà un insieme più ampio di situazioni. Appartengono a questa categoria: eventi per i quali il trigger è stato soddisfatto per ragioni non attribuibili ad una reale interazione  $p\bar{p}$  (o comunque ad una non rivelabile), interazioni che hanno generato particelle con caratteristiche insufficienti da permetterne l’individuazione, situazioni in cui l’algoritmo ha fallito la ricostruzione, . . . . Rientreranno, perciò, in questa tipologia di vertici: eventi senza interazione, eventi con singola interazione non individuabile, eventi con due o più interazioni non individuabili (questa possibilità non è affatto da escludere a priori!), . . . .

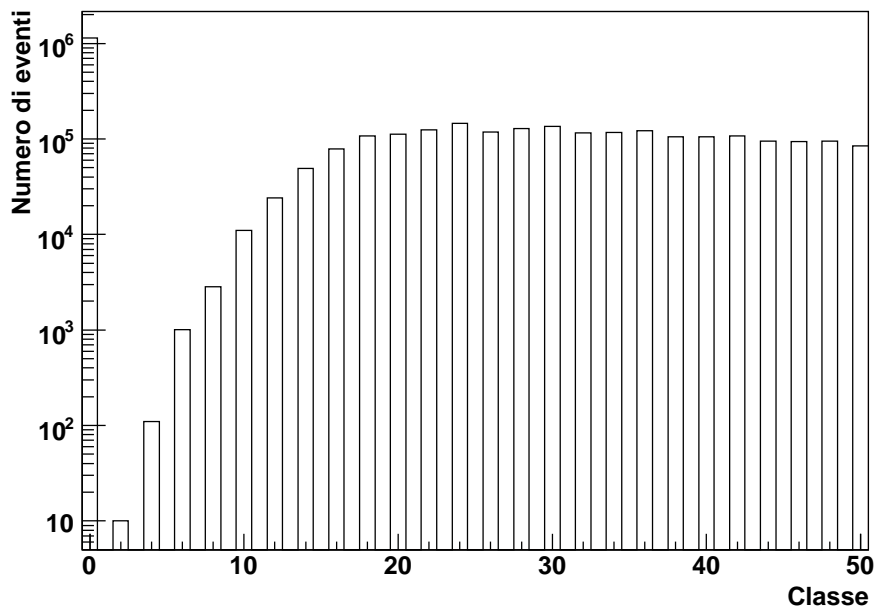
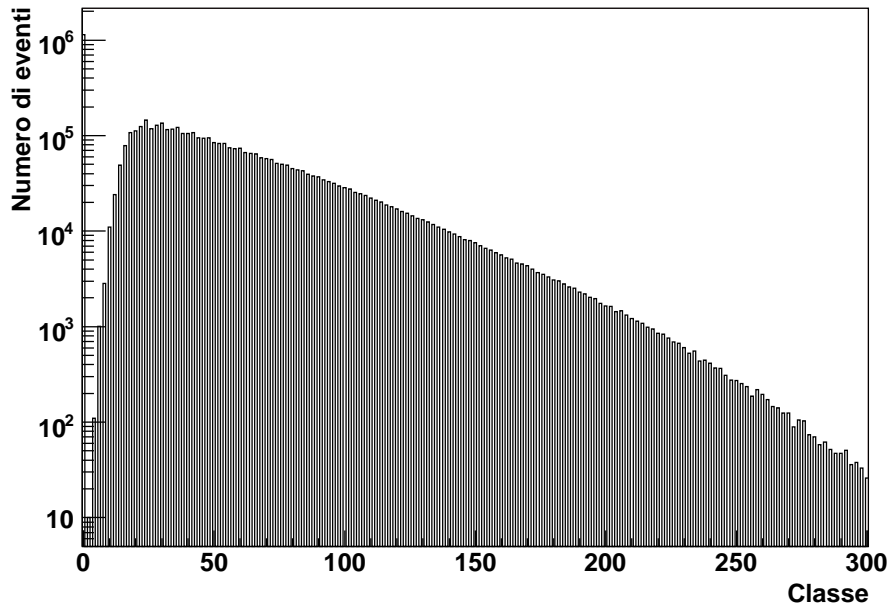


Figura 4.1: *Distribuzione delle classi del vertice per eventi a singolo vertice.*

- il picco in corrispondenza della classe 0: come già descritto, causato da un ampio numero di situazioni nelle quali l'algoritmo standard non ha saputo ricostruire neanche un vertice;
- le classi da 2 a 18: vertici ricostruiti grazie, al massimo, a 9 tracce (ricordando che la qualità minima di una traccia è 2). Sono una piccola percentuale degli eventi a singolo vertice ed il loro numero cresce rapidamente al crescere della classe del vertice fino a raggiungere un massimo;
- le classi maggiori di 18: un grande numero di tracce partecipa all'individuazione dell'interazione  $p\bar{p}$  aumentando la precisione nella valutazione della posizione del vertice (il numero di eventi per ciascuna classe decresce quasi esponenzialmente con l'aumentare della classe stessa; l'andamento è simile a quello tipico della distribuzione in molteplicità poiché ad essa direttamente connesso).

#### 4.2.2 Classe 0

Per questa classe di vertici, è stato necessario mettere a punto uno specifico algoritmo di ricostruzione capace di rintracciare i vertici che il tool delle STNtuple non è stato in grado di individuare. Per far ciò occorre imporre richieste meno stringenti (rispetto a quelle dell'algoritmo delle STNtuple) sulle caratteristiche delle tracce ma, allo stesso tempo, eliminare vertici che non hanno nulla a che vedere con i processi fisici di interesse per l'analisi. Il *PrimaryVertex* (questo è il nome dell'algoritmo creato per lo scopo) procede alla ricostruzione nel seguente modo:

- Assegna i valori per *D-Window* (quello utilizzato è 1 cm) e *Z-Window* (5 cm) da utilizzare nella ricostruzione. Sono le "finestre" in parametro d'impatto e distanza in z per accettare o scartare una traccia. È immediata la ragione per cui una traccia che nasce lontana dal fascio non può provenire da un'interazione primaria (D-Window); l'utilizzo della finestra in z pone un limite all'assegnazione di una traccia ad un vertice (se la distanza di una traccia dal vertice è maggiore di questo valore, la traccia non appartiene al vertice).
- Scarta le tracce con parametro d'impatto superiore a D-Window.
- Scarta le tracce che non possiedono almeno uno di questi due requisiti minimi (come segnali lasciati nel sistema di tracciatura):
  - a - almeno 2 segmenti (con almeno 5 hits) nei layers assiali della COT ed almeno altri due segmenti stereo della COT;
  - b - almeno 2 segmenti (con almeno 5 hits) nei layers assiali della COT ed almeno un segmento stereo della COT *accompagnato* da almeno 4 hits stereo di SVX.

- Ad ogni traccia rimasta, assegna un valore pari al numero di tracce che distano da essa meno di Z-Window.
- Incrementa questo valore di un peso che dipende sia dagli hits lasciati all'interno del sistema di tracciatura sia dal  $p_t$  della traccia stessa.

L'algoritmo porta a solo tre situazioni:

- 1 - Il caso più generale è quello in cui è stata individuata la traccia “vincitrice” (cioè quella che ha ottenuto il valore più alto) circondata da altre  $n$ . La posizione sull'asse  $z$  sarà il risultato di una media delle  $z_0$  delle tracce che la circondano (compresa la vincitrice stessa) pesata dai loro errori:

$$z = \frac{\sum_{i=0}^n \frac{z_{0,i}}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=0}^n \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (4.2)$$

L'errore sulla posizione del vertice è valutato come:

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=0}^n \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (4.3)$$

dove  $\sigma_i$  è l'errore associato alla  $z_0$  di ciascuna traccia.

- 2 - Se la traccia vincitrice non è circondata da altre, la posizione del vertice sarà data dalla  $z_0$  della traccia stessa così come l'errore.
- 3 - Se nessuna traccia ha passato i tagli minimi, ancora una volta, non è possibile ricostruire in modo soddisfacente il vertice dell'interazione e l'evento è scartato.

L'asimmetria del vertice  $\eta_s$ <sup>4</sup> è definita come:

$$\eta_s = \frac{\eta_+ - \eta_-}{\eta_+ + \eta_-} \quad (4.4)$$

dove  $\eta_+$  ( $\eta_-$ ) indica il numero di tracce, che hanno partecipato alla ricostruzione, che hanno  $\eta$  positiva (negativa). La distribuzione della posizione dei vertici lungo l'asse  $z$  risultante da questa ricostruzione è mostrata in Figura 4.2. Ciò che il grafico evidenzia è che i vertici di classe 0 non sono distribuiti come ci si aspetta che si comportino quelli provenienti da interazioni primarie  $p\bar{p}$ . È facile individuare

---

<sup>4</sup>Come sarà descritto in dettaglio più avanti, questo parametro sarà utilizzato per individuare i vertici secondari.



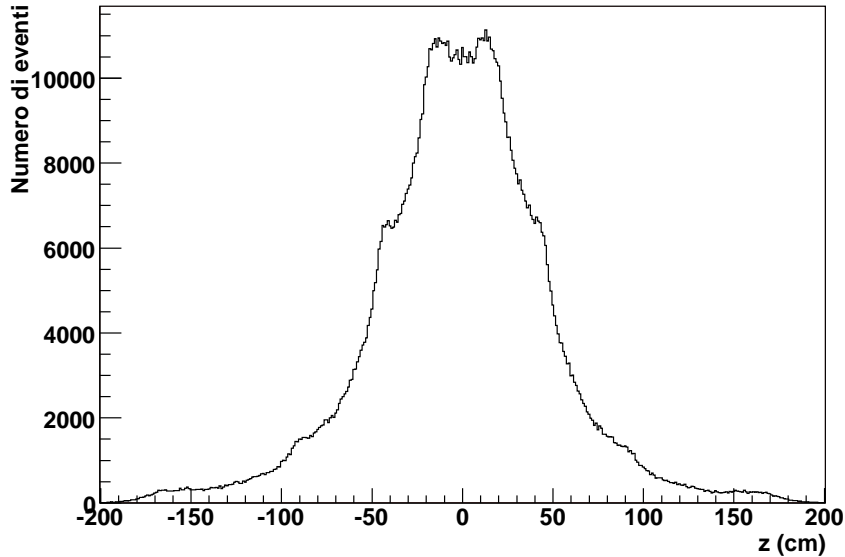


Figura 4.2: *Distribuzione della posizione dei vertici di classe 0 lungo l'asse z.*

6 picchi in corrispondenza di particolari valori di  $z$  ed è altrettanto evidente la simmetria di questa distribuzione rispetto allo 0. Le cause della presenza dei picchi a (circa)  $\pm 15$  cm,  $\pm 45$  cm e  $\pm 90$  cm sono facilmente comprensibili se ci si riferisce alle descrizioni dei rivelatori al Silicio presentate nel Capitolo 2; questi valori, infatti, individuano esattamente la posizione del materiale di sostegno di questi sensori. La ricostruzione di vertici in queste posizioni deriva perciò, in gran parte, dalle tracce generate nell'urto di una particella contro i sostegni in prossimità della beam pipe. Situazioni di questo tipo dovrebbero però essere facilmente individuabili grazie al valore  $\eta_s$  precedentemente definito; le tracce provenienti da questi urti hanno, in generale, una distribuzione spaziale fortemente asimmetrica (in avanti rispetto alla particella incidente) e, perciò, un valore di  $\eta_s$  prossimo a 1 (o -1). La Figura 4.3 riporta il comportamento della stessa distribuzione in Figura 4.2 dopo aver introdotto un taglio per  $|\eta_s| = 1$ ; a conferma di quanto detto in precedenza, i vertici totalmente asimmetrici ripropongono lo stesso andamento visto prima del taglio (come mostra il confronto in Figura 4.4), mentre la parte restante del campione evidenzia la presenza, in questa classe di vertici, di buoni candidati di interazioni primarie. Da sottolineare però l'elevato numero di eventi scartati da questo taglio; essendo i vertici di classe 0 circa il 22% del totale e scartando solo i casi di totale asimmetria (74% circa), il contributo di questa classe è pari a circa il 5.7% sul totale degli eventi. La reale capacità di ricostruzione del PrimaryVertex è stata testata sui dati Montecarlo. In questo set di eventi, il 9% circa di essi è ricostruito come singolo vertice di classe 0; nel 98% dei casi la ricostruzione ha rintracciato una interazione che, l'80% delle

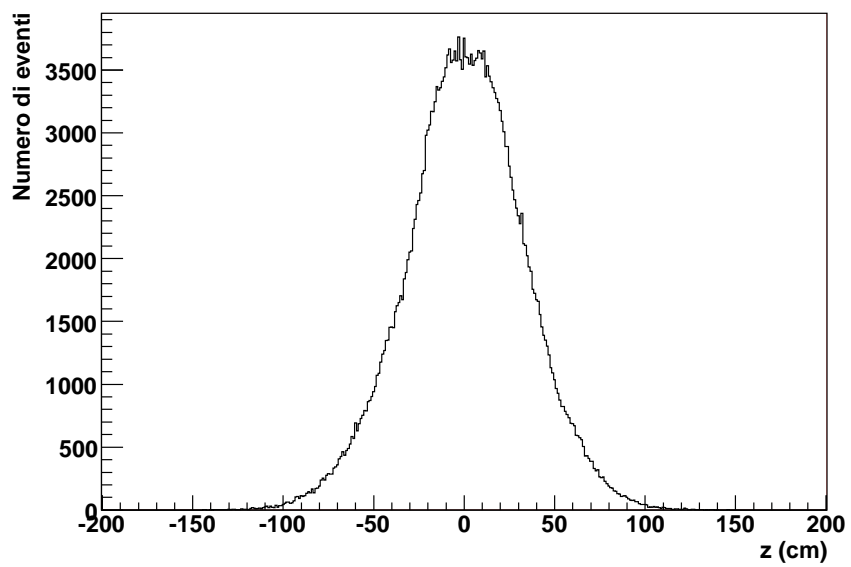
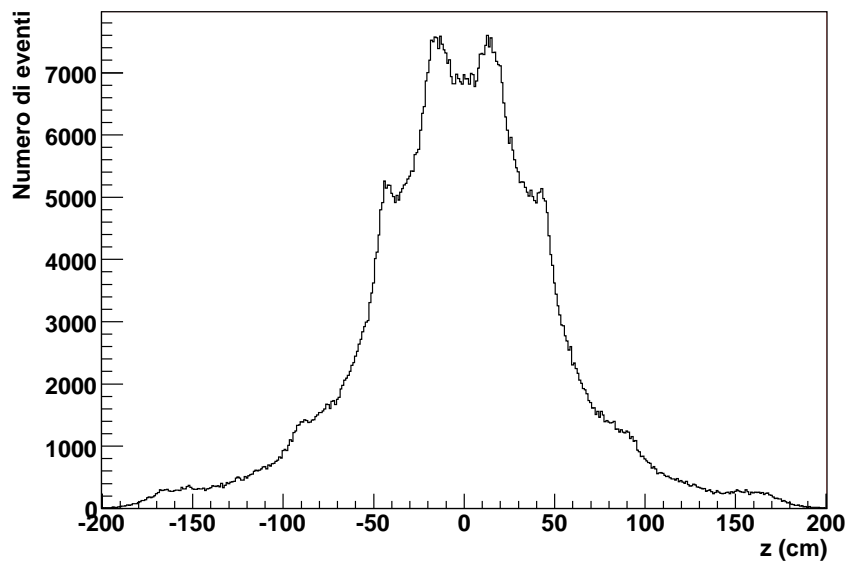


Figura 4.3: *Distribuzione della posizione dei vertici di classe 0 lungo l'asse z per vertici totalmente asimmetrici e non.*

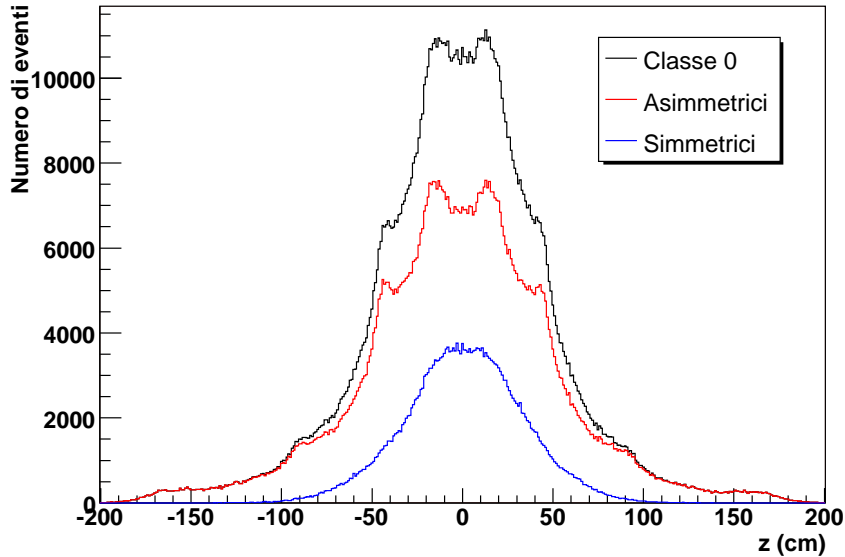


Figura 4.4: *Distribuzione della posizione dei vertici, di classe 0, lungo l'asse z per tutti i vertici, per quelli totalmente asimmetrici e per quelli non asimmetrici.*

volte, si trova entro 2 cm da quella generata. Circa il 44% dei vertici ricostruiti sono totalmente asimmetrici e, per il 40% di essi, la ricostruzione avviene a oltre 2 cm dal vertice generato; al contrario, il 95% dei restanti vertici *non* totalmente asimmetrici (circa il 5.3% del totale) è ricostruito entro 2 cm da quello reale. La distribuzione lungo l'asse z dei vertici di classe 0 ricostruiti oltre i 2 cm è sostanzialmente piatta con alcuni piccoli picchi in corrispondenza dei sostegni dei barrels di SVX.

### 4.2.3 Criteri di selezione dei vertici primari

Con l'obiettivo di affinare ulteriormente la purezza del campione sono stati provati diversi criteri di selezione (carica del vertice, impulso totale del vertice, ...) ma il taglio di asimmetria riportato nel paragrafo precedente è risultato l'unico realmente efficace nell'eliminazione dei secondari e delle false interazioni  $p\bar{p}$ ; si è deciso di selezionare i vertici primari nel seguente modo:

- applicare l'algoritmo PrimaryVertex per rintracciare la posizione delle interazioni per vertici (delle STNtuple) di classe 0;
- mantenere i vertici di classe qualunque scartando, però, quelli con  $|\eta_s| = 1$ ;
- eliminare tutti i vertici che distano lungo l'asse z di oltre 60 cm dall'origine del sistema di riferimento di CDF II.

La scelta di non considerare gli eventi con posizione del vertice sull'asse  $z$  oltre 60 cm è giustificata principalmente da due ragioni:

- fuori dall'intervallo  $|z| \leq 60$  cm, l'efficienza del sistema di tracciatura è più bassa e decresce rapidamente rischiando di compromettere il risultato dell'analisi;
- poiché la  $\sigma_z$  della distribuzione delle particelle nei pacchetti di protoni ed antiprotoni è 28 cm, in questo intervallo rientrano circa il 97% delle interazioni. Gli urti dovuti alle code dei pacchetti rappresentano perciò un volume di dati trascurabile.

Per completezza, nelle Figure 4.5 e 4.6, sono riportati i risultati del taglio in asimmetria per gli altri gruppi di classi; è importante notare il ripresentarsi della stessa struttura a picchi della componente asimmetrica e come la percentuale dei vertici asimmetrici diminuisca all'aumentare della classe dei vertici. In Figura 4.6 è anche mostrato il comportamento complessivo dei vertici (prima del taglio in  $z$ ) di classe qualunque; i vertici riconosciuti e utilizzati, in questo lavoro, come primari sono quelli descritti dal grafico in blu. Al termine di questa ulteriore selezione il campione si riduce a 9,602,321 eventi.

### 4.3 Selezione delle tracce primarie

Una volta individuata la posizione dell'urto  $p\bar{p}$  è indispensabile capire se una traccia proviene da quel vertice o da un altro. In un evento, infatti, sono ricostruite tracce associate a particelle con diverse provenienze; nel blocco delle tracce rientrano particelle generate nel vertice primario, particelle provenienti da vertici secondari (prodotti di decadimento di altre particelle), particelle prodotte in urti secondari (con altre tracce o coi materiali del rivelatore), particelle deflesse<sup>5</sup>, ecc . Risulta perciò ovvia la necessità di stabilire un criterio che permetta di selezionare le sole tracce provenienti dal vertice primario e che allo stesso tempo ne assicuri caratteristiche minime di qualità, al fine di evitare l'introduzione di fondi o di errori eccessivi nel loro utilizzo (ad esempio, una quantità che necessita questo tipo di selezione è la molteplicità carica del vertice). I tagli sono sia di tipo geometrico sia di tipo cinematico; così come la provenienza della traccia e la posizione del vertice devono essere compatibili (entro gli errori di ricostruzione e in relazione all'algoritmo di ricostruzione) anche l'impulso, la direzione iniziale ed i segnali lasciati nel sistema di tracciatura, così da garantire una qualità minima della ricostruzione della traccia. Gli studi in merito a questo tipo di problemi hanno permesso di fissare i seguenti limiti di accettazione per una traccia:

---

<sup>5</sup>Se una particella viene deflessa (ad esempio nel materiale di sostegno di SVX II) a causa di scattering Coulombiano, può accadere (se la deflessione è apprezzabile) che il sistema di tracciatura ricostruisca due tracce indipendenti.

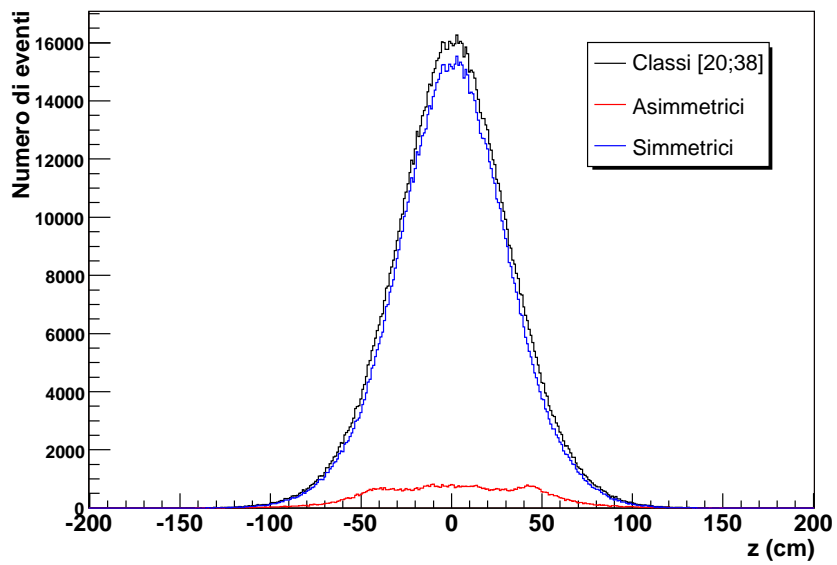
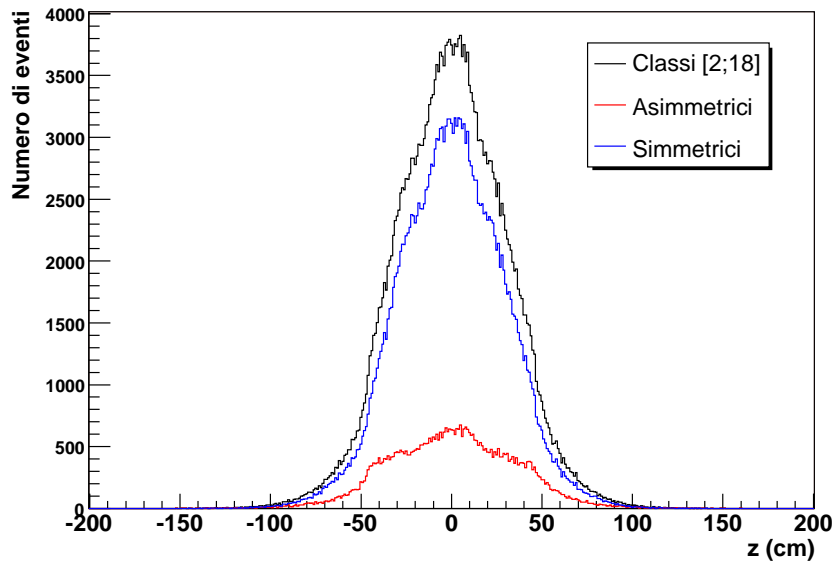


Figura 4.5: Distribuzioni della posizione lungo l'asse  $z$  dei vertici selezionati e scartati dal taglio in asimmetria per i gruppi di classi [2;18] e [20;38].

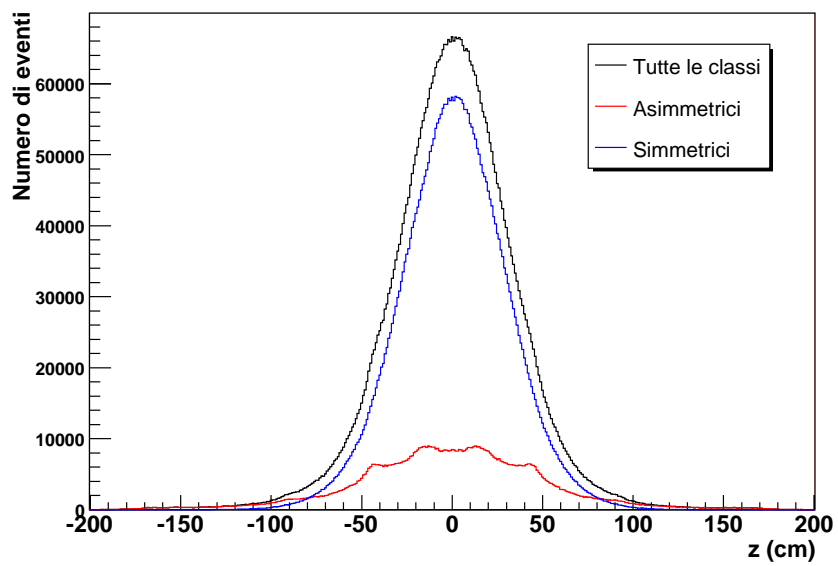
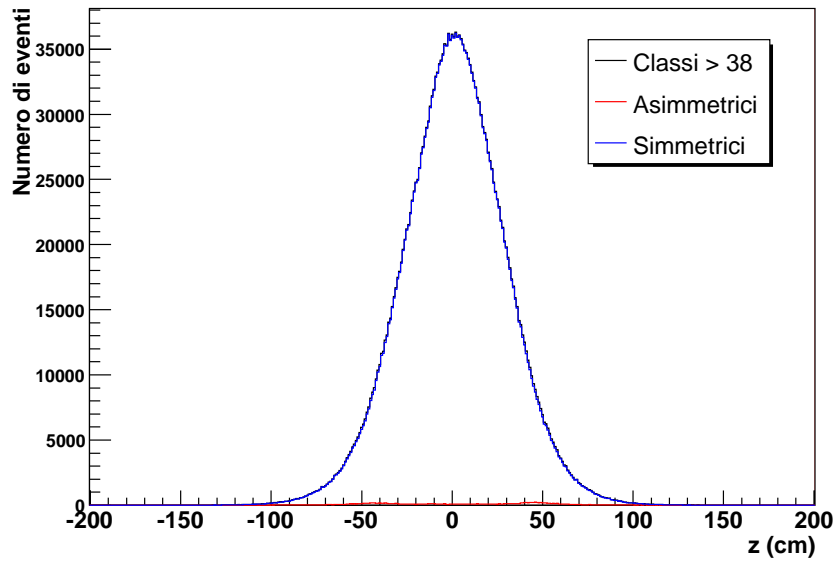


Figura 4.6: *Distribuzioni della posizione lungo l'asse z dei vertici selezionati e scartati dal taglio in asimmetria per le classi superiori alla 38 (sopra) e per la totalità delle classi (sotto).*

- Almeno 2 segmenti (con almeno 5 hits) nei layers assiali della COT *ed* almeno altri due segmenti stereo della COT; in alternativa: almeno 2 segmenti (con almeno 5 hits) nei layers assiali della COT *ed* almeno un segmento stereo della COT *accompagnato* da almeno 4 hits stereo di SVX;
- $|\Delta Z| = |z_0^{traccia} - z^{vertice}| \leq 3.5$  cm dove  $z_0^{traccia}$  è la coordinata z nel punto di massimo avvicinamento della traccia al fascio e  $z^{vertice}$  la coordinata del vertice;
- $|d_0| \leq e^{-1.2 \cdot |\Delta Z| - 0.95}$  cm dove  $d_0$  è il parametro d'impatto della traccia<sup>6</sup>. La motivazione del particolare tipo di taglio in  $d_0$  è facilmente intuibile dalla Figura 4.7 che mostra la distribuzione delle tracce nelle due variabili in questione. Una selezione di questo tipo risulta molto più accurata di un tipico taglio come quello indicato dal rettangolo rosso e permette di escludere tracce non significative (che verrebbero invece considerate con l'altro taglio).

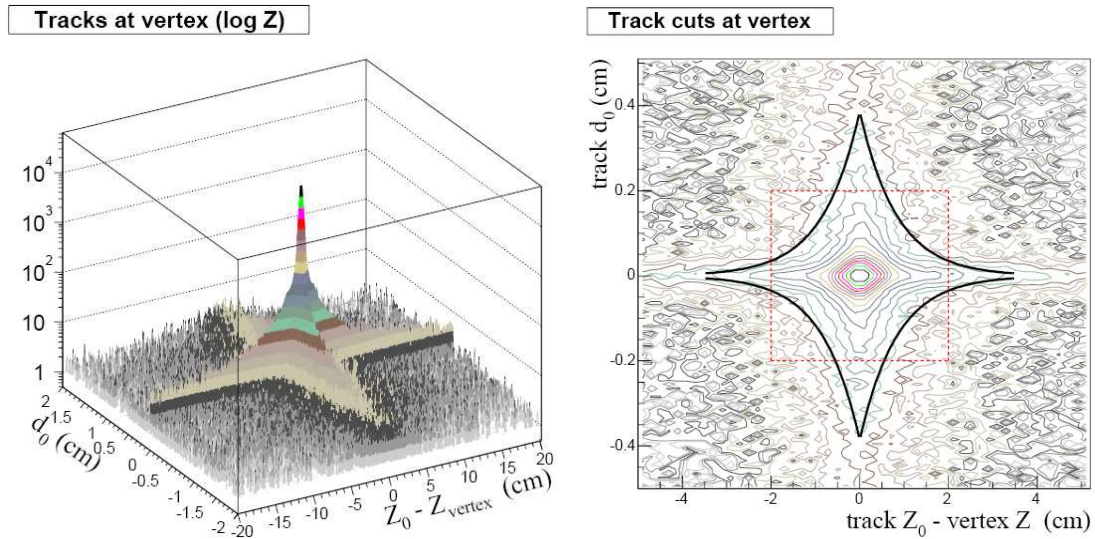


Figura 4.7: *Posizione delle tracce al vertice.*

- $p_t > 0.4$  GeV/c;
- $|\eta| \leq 1$ .

I tagli in  $p_t$  ed  $\eta$  garantiscono la massima efficienza di tracking (circa il 98 %).

<sup>6</sup>Affinché l'espressione abbia senso,  $|\Delta Z|$  è da considerarsi adimensionale in questo calcolo.





# Capitolo 5

## Analisi e risultati

L'obiettivo di questa analisi è lo studio della produzione delle particelle neutre con stranezza  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$ . Ci si riferisce comunemente al decadimento di queste particelle col termine  $V^0$  a causa della particolare topologia con cui si presenta nei sistemi di tracciatura: la particella neutra uscente dal vertice primario decade, dopo un tratto rettilineo, in due particelle di carica opposta che appaiono come tracce divergenti uscenti da uno stesso punto (il vertice secondario); questa configurazione ricorda fortemente una  $V$  il cui vertice è diretto nella direzione dell'interazione primaria (per questa ragione solitamente si dice che “*la  $V^0$  punta al vertice primario*”). Per osservare queste particelle è necessario utilizzare un metodo di ricostruzione indiretto che permette di individuare le  $V^0$  prodotte attraverso la misura dei loro prodotti di decadimento.

### 5.1 Analisi

#### 5.1.1 Ricerca dei vertici secondari

*CTVMFT* [18] è il pacchetto software utilizzato per l'individuazione dei vertici secondari; questo algoritmo (scritto in FORTRAN e adattato per essere sfruttato in codice scritto in C++) ricostruisce il vertice che origina un certo numero di tracce secondarie partendo dalle caratteristiche di queste ultime. Nel caso di interesse per questo lavoro, passando in ingresso due tracce e assegnando loro una massa, è possibile ottenere le caratteristiche cinematiche (ad esempio l'impulso) e geometriche (ad esempio il parametro d'impatto) della particella neutra iniziale. La ricostruzione dei candidati a vertici secondari avviene attraverso i seguenti passi:

1. **Scelta delle tracce.** Al fine di limitare gli errori di ricostruzione ed evitare di introdurre vertici fittizi, è necessario porre dei limiti di accettazione per le tracce utilizzabili per l'analisi. Solo tracce con le seguenti caratteristiche sono state utilizzate:

- $|\eta| \leq 1.5$ ;
- $p_t \geq 240$  MeV/c;
- **Tracce COT-Only:** almeno 2 segmenti nei layers assiali ed almeno 2 in quelli stereo con almeno 5 hits ciascuno; **Tracce SVX-Only:** almeno 4 hits assiali ed almeno 2 stereo se  $|\eta| \leq 1$  mentre almeno 4 assiali ed almeno 3 stereo se  $|\eta| > 1$ ; **Tracce COT+SVX:** se non soddisfano le richieste COT-Only, almeno 2 segmenti nei layers assiali ed almeno 1 in quelli stereo con almeno 5 hits ciascuno in aggiunta ad almeno 4 hits stereo nel Silicio;

Dall'insieme di tutte le tracce presenti nell'evento viene così individuato un gruppo di tracce utilizzabili per la ricostruzione.

2. **CTVMFT.** Le combinazioni di coppie di tracce di carica opposta<sup>1</sup> sono passate in ingresso al tool di ricostruzione insieme alla posizione del vertice primario (col relativo errore associato). Grazie a queste sole informazioni, CTVMFT, è in grado di effettuare una ricostruzione (esclusivamente di tipo geometrico!) nell'ipotesi che le due tracce provengano da uno stesso punto (il vertice secondario): la ricostruzione avviene, per approssimazioni successive, riadattando (entro gli errori) i parametri delle eliche, supponendo che abbiano origine in un punto in comune. Se le tracce sono totalmente incompatibili con la suddetta

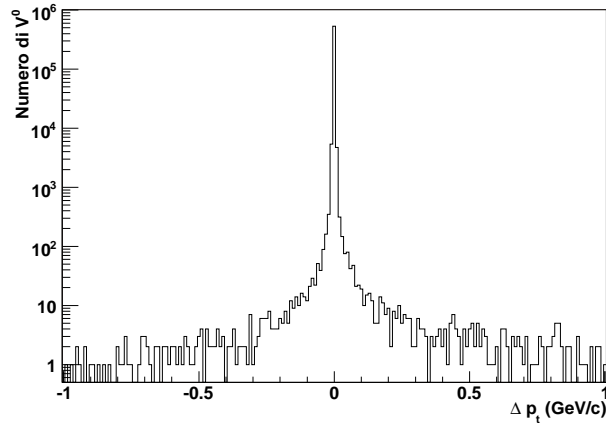


Figura 5.1: *Variazione del  $p_t$  a causa del fit.*

posizione, la ricostruzione non è possibile e la coppia di tracce non può essere

<sup>1</sup>I punti dal 2 al 5 sono eseguiti iterativamente su tutte le possibili coppie di tracce con carica opposta che hanno passato i tagli descritti al punto 1.

considerata come prodotta da una candidata  $V^0$ ; invece, se il fit converge, CT-VMFT, restituisce i parametri variati delle due (nuove) tracce (come verifica che l'algoritmo non introduca dei bias, in Figura 5.1 è riportata la variazione del  $p_t$  che le tracce subiscono a causa del fit).

3. **Ipotesi di  $K_s^0$ .** Poiché nel caso del  $K_s^0$  il decadimento cercato è  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , alle due tracce viene assegnata la massa del pione carico<sup>2</sup> ed è così possibile ottenere dall'algoritmo il quadrimpulso della particella iniziale (la candidata a  $K_s^0$ ) da cui potrebbero provenire le due tracce. Nelle Figure dalla 5.2 alla 5.4 sono mostrate le distribuzioni di alcune importanti grandezze (ai fini della successiva selezione) restituite dal fit: massa, probabilità associata alla ricostruzione e coordinata z dell'intersezione della traiettoria di volo della particella ricostruita con l'asse del fascio.

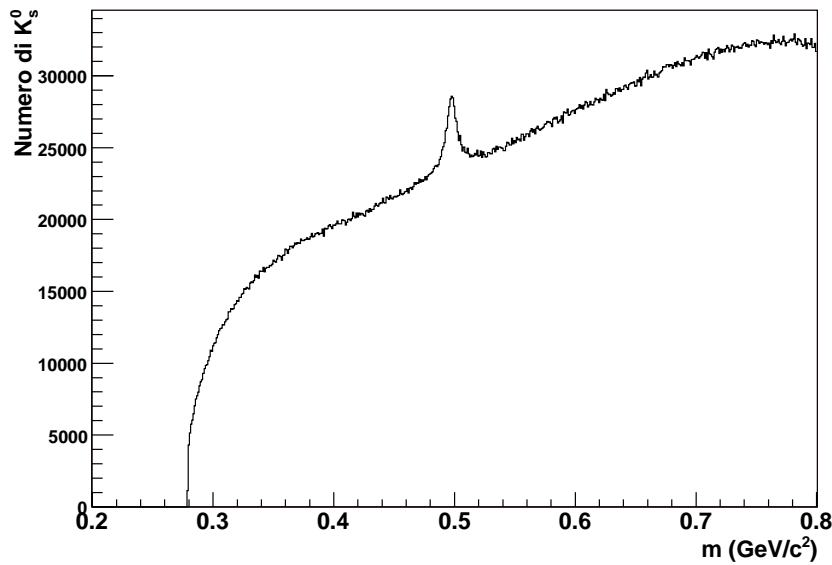


Figura 5.2: Massa associata ottenuta nell'ipotesi che la particella ricostruita sia un  $K_s^0$ .

4. **Ipotesi di  $\Lambda^0$ .** Si utilizzano le stesse due tracce ipotizzando ora che il decadimento sia dovuto ad una  $\Lambda^0$ ; ciò viene fatto, considerando il decadimento carico di questa particella ( $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$  o  $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$ ), assegnando alla traccia

---

<sup>2</sup>Come riportata sul PDG.

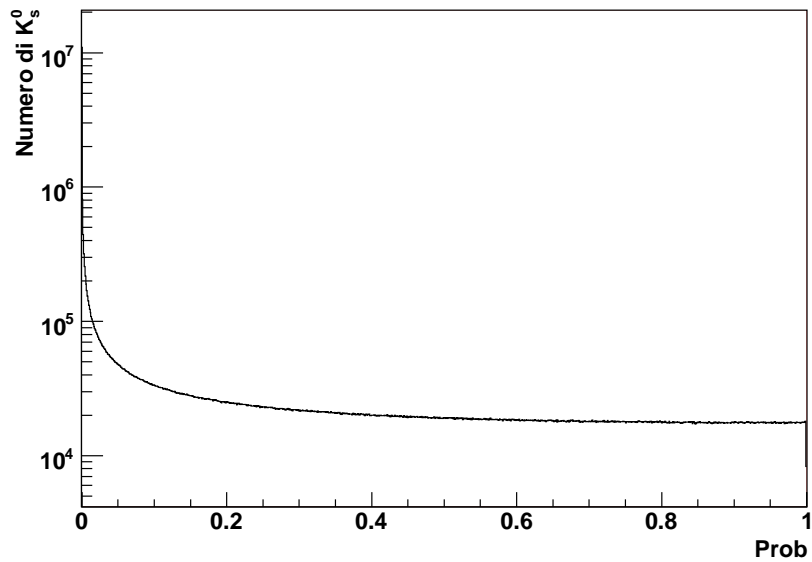


Figura 5.3: Probabilità associata alla ricostruzione nell'ipotesi che la particella ricostruita sia un  $K_s^0$ .

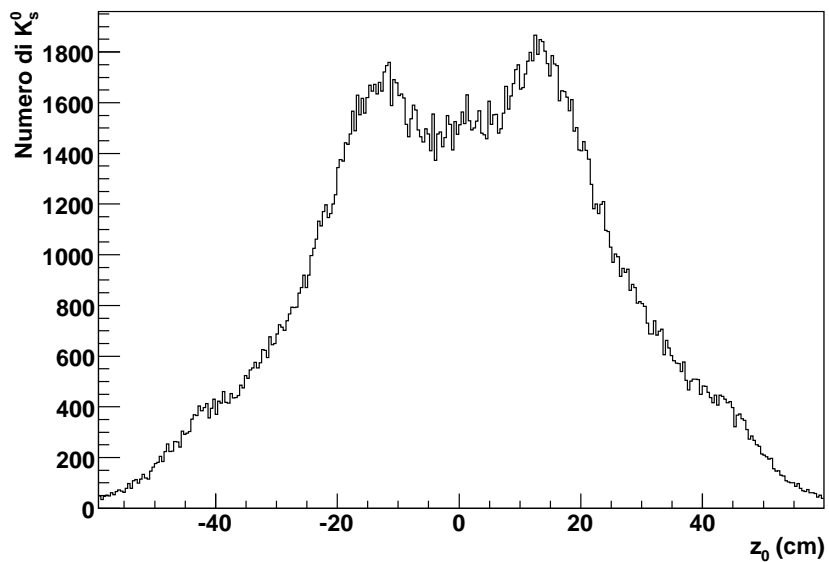


Figura 5.4:  $z_0$  della particella nell'ipotesi che la particella ricostruita sia un  $K_s^0$ .

con  $p_t$  maggiore la massa del  $p$  ( $\bar{p}$ ) e all'altra quella del  $\pi^-$  ( $\pi^+$ )<sup>3</sup>. Nelle Figure dalla 5.5 alla 5.7 sono riportate le distribuzioni, introdotte al punto precedente, per le  $\Lambda^0$ .

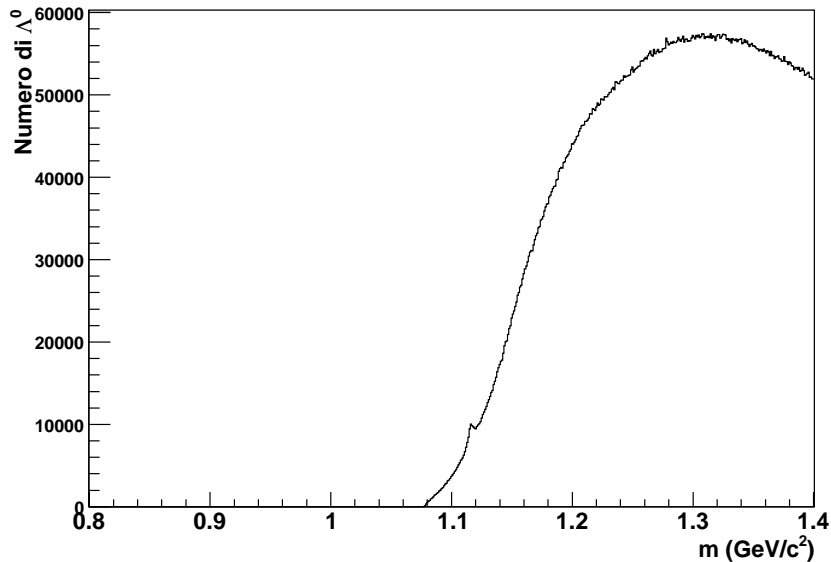


Figura 5.5: *Massa associata ottenuta nell'ipotesi che la particella ricostruita sia una  $\Lambda^0$ .*

5. **Scelta del fit.** Come detto al punto 1, la massa associata attribuita alla coppia di tracce non è un parametro del fit; l'unico elemento in grado di indicare quale sia, tra le due attribuzioni di massa, quella da scegliere, è la probabilità di ricostruzione associata ai due casi. La  $V^0$  sarà perciò attribuibile ad un  $K_s^0$  ( $\Lambda^0$ ) se la sua ricostruzione ha una probabilità maggiore rispetto a quella relativa ad una  $\Lambda^0$  ( $K_s^0$ ). Infine, sono anche da eliminare i casi in cui due  $V^0$  sono state ottenute a partire da una traccia comune; siccome questa situazione presenta similitudini alla precedente, il criterio di scelta è lo stesso: la  $V^0$  con probabilità maggiore sarà considerata mentre l'altra sarà scartata. Nelle Figure 5.8 e 5.9 è mostrata la posizione nel piano trasverso delle candidate ricostruite.

Come appare evidente dalle Figure 5.2 e 5.5, le distribuzioni di massa associata sono dominate dal fondo combinatoriale che, a sua volta, include parte delle ricostruzio-

<sup>3</sup>L'assunzione è statisticamente corretta poiché, da un confronto coi dati Montecarlo, risulta errata solo nello 0.15% dei casi. Risulta perciò un errore trascurabile che, però, permette di evitare una ulteriore ricostruzione che nel 99.85% dei casi è inutile.

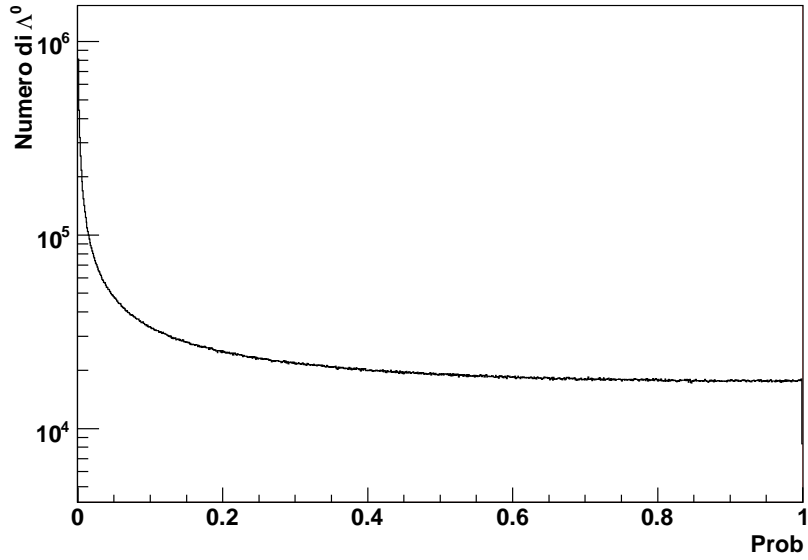


Figura 5.6: *Probabilità associata alla ricostruzione nell'ipotesi che la particella ricostruita sia una  $\Lambda^0$ .*

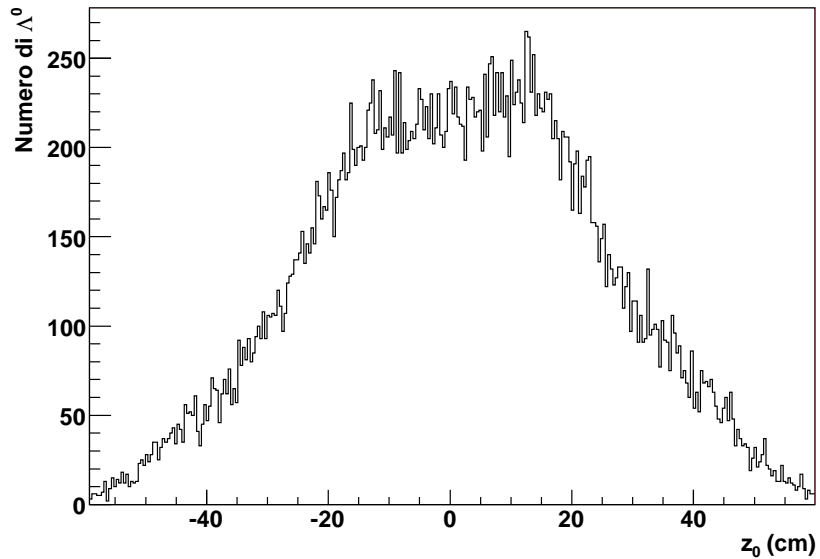


Figura 5.7:  *$z_0$  della particella nell'ipotesi che la particella ricostruita sia una  $\Lambda^0$ .*

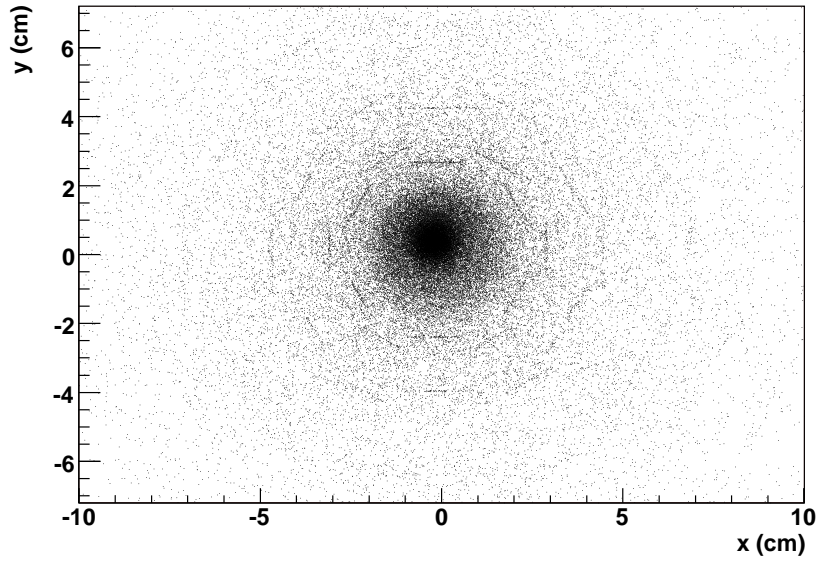


Figura 5.8: *Posizione del vertice secondario nel piano trasverso per i candidati  $K_s^0$ .*

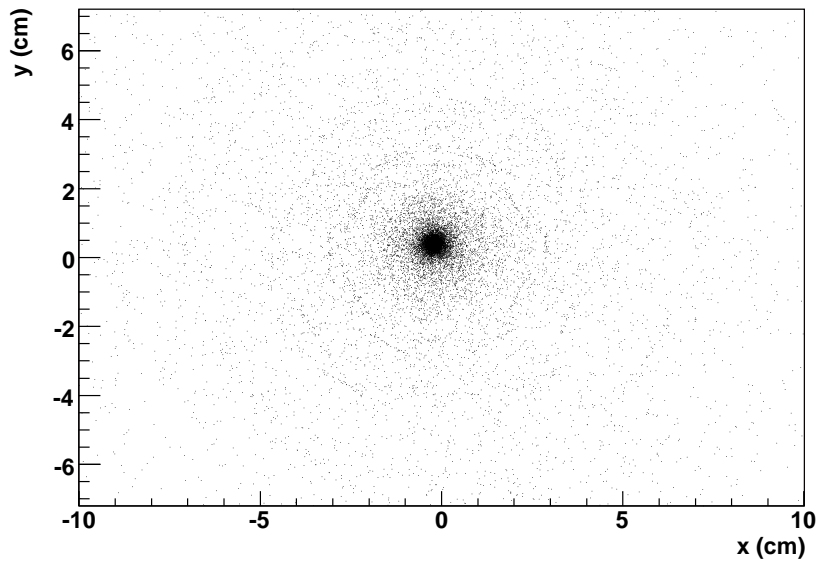


Figura 5.9: *Posizione del vertice secondario nel piano trasverso per le candidate  $\Lambda^0$ .*

ni sbagliate. L'isolamento dei buoni candidati  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$  si ottiene con la seguente procedura:

- si eliminano tutte le candidate con probabilità della ricostruzione inferiore al 5%;
- si eliminano tutte le candidate la cui massa ricostruita non è compatibile con quella della  $V^0$  corrispondente entro  $3\sigma$ ; cioè se:

$$\frac{|m_{rec} - m_{pdg}|}{\sigma_{m_{rec}}} > 3 \quad (5.1)$$

dove  $m_{rec}$  è la massa ottenuta dalla ricostruzione,  $m_{pdg}$  è quella attesa (riportata sul PDG) e  $\sigma_{m_{rec}}$  è l'errore associato a  $m_{rec}$ .

Grazie a questi tagli si elimina una parte importante del fondo ma, le Figure 5.8 e 5.9, evidenziano la presenza di altro fondo che non è completamente eliminabile con questi tagli. La posizione sul piano trasverso dei vertici secondari mostra, infatti, zone spaziali favorite ed è facilmente verificabile che queste zone coincidono con la posizione dei sensori dei rivelatori al Silicio<sup>4</sup>; l'eliminazione di questa componente (e un perfezionamento del taglio precedente) avviene introducendo ulteriori richieste sulle caratteristiche delle  $V^0$ . Si eliminano quelle per le quali:

- $L_{xy} = \frac{(\vec{x}_{sec} - \vec{x}_{pri}) \cdot \vec{p}_{xy}}{p_t} < 1$  cm dove  $\vec{x}_{sec}$  e  $\vec{x}_{pri}$  sono le posizioni nel piano trasverso del vertice secondario e di quello primario, mentre  $\vec{p}_{xy} = (p_x^{V^0}; p_y^{V^0}; 0)$ ;
- $p_t^{V^0} < 400$  MeV/c;
- $|\eta^{V^0}| > 1$ ;
- $|d_0^{V^0}| > 0.7$  cm (parametro d'impatto della linea di volo della  $V^0$ );
- $\Delta Z^{V^0} = |z_0^{V^0} - z^{vetice}| > 5$  cm dove la  $z_0^{V^0}$  è la coordinata  $z$  della linea di volo nel punto di massimo avvicinamento all'asse  $z$ .

La conferma, che quanto detto fin'ora permette di ottenere il risultato cercato, viene dall'applicazione delle stesse selezioni sui dati Montecarlo: la Figura 5.10 mostra la posizione sul piano trasverso dei vertici secondari esclusi dai tagli, la Figura 5.11 quelli accettati e la Figura 5.12 conferma che le  $V^0$  non primarie sono generate in urti spuri coi materiali del rivelatore.

---

<sup>4</sup>Se una particella proveniente dal vertice primario urta del materiale, può essere semplicemente deflessa o generare un certo numero di altre particelle; poiché anche queste possono essere individuate dal rivelatore e possedere le caratteristiche per essere utilizzate nella ricostruzione, aumenta il numero di vertici fittizi (FAKES) in queste particolari regioni spaziali.



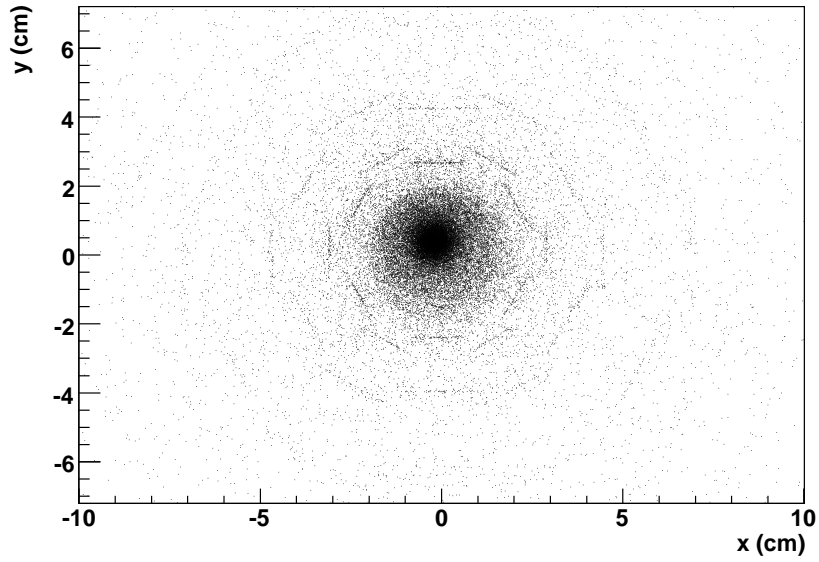


Figura 5.10: *Posizione dei vertici secondari eliminati dai tagli per dati Montecarlo.*

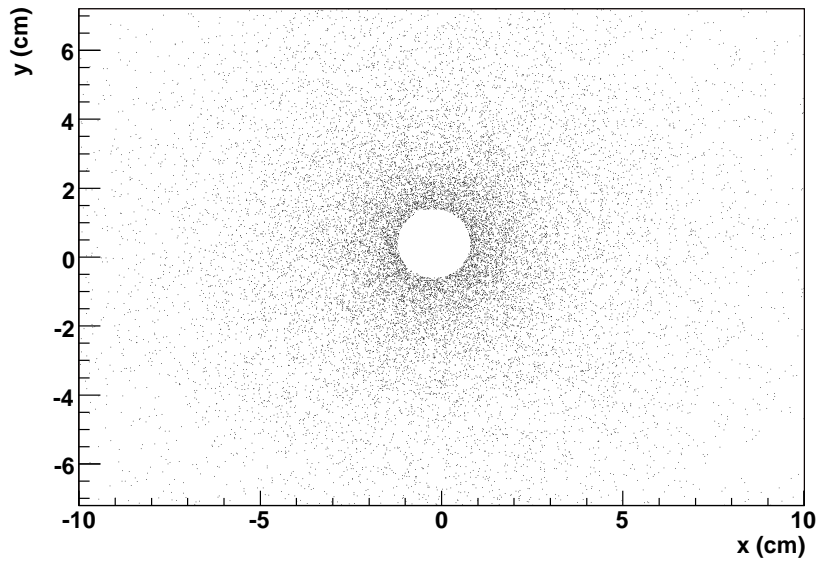


Figura 5.11: *Posizione dei vertici secondari accettati dai tagli per dati Montecarlo.*

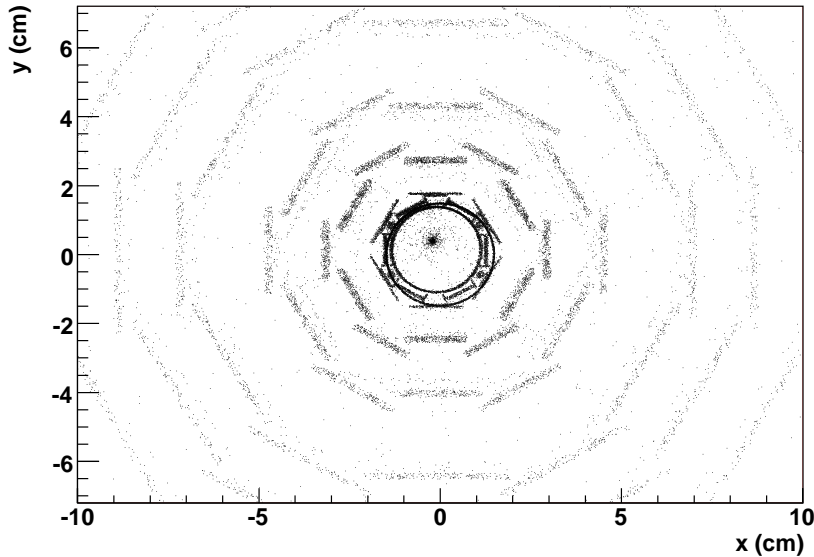


Figura 5.12: Posizione delle  $V^0$  generate da particelle non primarie.

### 5.1.2 Correzioni

La probabilità di ricostruire una  $V^0$  reale è influenzata da diversi fattori (sia geometrici sia cinematici) ed è perciò indispensabile valutare, con i dati Montecarlo, le correzioni da apportare a ciascuna delle distribuzioni di interesse. Per la distribuzione inclusiva di una variabile generica  $x$  (ad esempio  $\eta$ ), il fattore di correzione si può scrivere come:

$$C(x) = \frac{1 - F(x)}{\varepsilon(x) \cdot A(x)} \quad (5.2)$$

Con  $\varepsilon(x)$  efficienza,  $A(x)$  accettazione e  $F(x)$  percentuale di *FAKES* (cioè di candidate ricostruite che però non corrispondono a nessuna  $V^0$  simulata). In questo paragrafo si descriveranno in dettaglio queste quantità ed il metodo utilizzato per calcolarle.

#### Riconoscimento dei vertici secondari

La stima di queste quantità è stata fatta utilizzando il campione di MC che permette un confronto tra le particelle ricostruite e quelle veramente prodotte. Tale confronto avviene attraverso tre passi logici:

1. Utilizzando le informazioni delle tracce si procede alla ricostruzione delle  $V^0$  ed alla loro suddivisione nelle due componenti (da ora ci si riferirà ad esse come  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$  ricostruite). A questo livello si utilizzano i tagli base della ricostruzione come descritto nei 5 punti al Paragrafo 5.1.1.

2. Nel blocco delle particelle simulate si individuano le  $V^0$  provenienti dall'interazione primaria  $p\bar{p}$  e si separano in due gruppi ( $K_s^0$  e  $\Lambda^0$  simulate). Oltre alle  $V^0$  generate direttamente nell'interazione, sono da considerare primarie anche quelle provenienti dal decadimento di risonanze e quelle che vengono dai decadimenti di particelle a bassa vita media<sup>5</sup> ( $K^*$ ,  $\Sigma^0$ , ...) poiché non risolvibili dal sistema di tracciatura; il contributo di quest'ultima componente è valutabile in poco meno del 3% del totale delle  $V^0$  primarie. I tagli utilizzati per le particelle simulate sono gli stessi applicati, come descritto nel punto precedente, a quelle ricostruite.
3. Si cerca una corrispondenza (*MATCH*) tra particelle ( $K_s^0$  e/o  $\Lambda^0$ ) ricostruite e simulate. Si è deciso di ritenere che una particella ricostruita corrisponde ad una simulata quando  $\eta$  e  $\phi_0$  della seconda sono compatibili a quelli della prima entro gli intervalli seguenti:

$$\begin{cases} \eta^{rec} - \sigma_\eta \leq \eta^{sim} \leq \eta^{rec} + \sigma_\eta \\ \phi_0^{rec} - \sigma_{\phi_0} \leq \phi_0^{sim} \leq \phi_0^{rec} + \sigma_{\phi_0} \end{cases} \quad (5.3)$$

con  $\sigma_\eta = 0.1$  e  $\sigma_{\phi_0} = 0.1$  rad per i  $K_s^0$  mentre  $\sigma_\eta = 0.07$  e  $\sigma_{\phi_0} = 0.07$  rad per le  $\Lambda^0$ .

Le ampiezze di questi intervalli sono state ottenute da una valutazione delle risoluzioni delle  $V^0$  attraverso i dati Montecarlo nel seguente modo:

- sono state scartate le tracce che non possiedono i requisiti minimi di qualità (come illustrato nel punto 1 del Paragrafo 5.1.1);
- sono state scartate le tracce non associate a particelle simulate;
- sono state scartate le tracce associate a particelle simulate che non sono prodotti di decadimento di una  $V^0$  primaria;
- si è ricostruita la  $V^0$  con CTVMFT a partire dalle due tracce;
- si sono valutate le risoluzioni in  $\eta$  e  $\phi_0$  come deviazione standard delle distribuzioni (Figure 5.13 e 5.14) delle differenze tra il valore della particella simulata e quello ottenuto dalla ricostruzione.

Per i  $K_s^0$  è stato scelto di utilizzare  $2\sigma$  delle distribuzioni mentre per le  $\Lambda^0$ , poiché la statistica è molto bassa, circa  $2.5\sigma$ . Al termine del confronto, ciascuna particella sarà etichettata da uno dei tre possibili esiti che può aver dato il matching:

- un  $K_s^0$  ( $\Lambda^0$ ) ricostruito ed il corrispondente simulato con cui c'è stato riscontro, sono identificati come *FOUND*;

---

<sup>5</sup>Si considerano primarie tutte le  $V^0$  che provengono dal decadimento di particelle con vita media inferiore a  $3 \cdot 10^{-10}$  s.

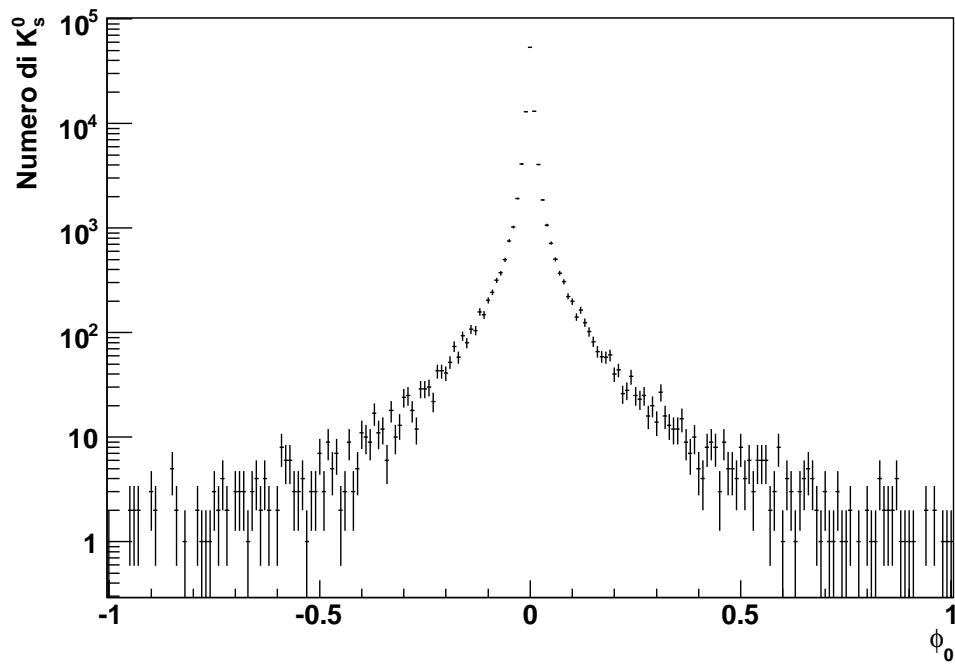
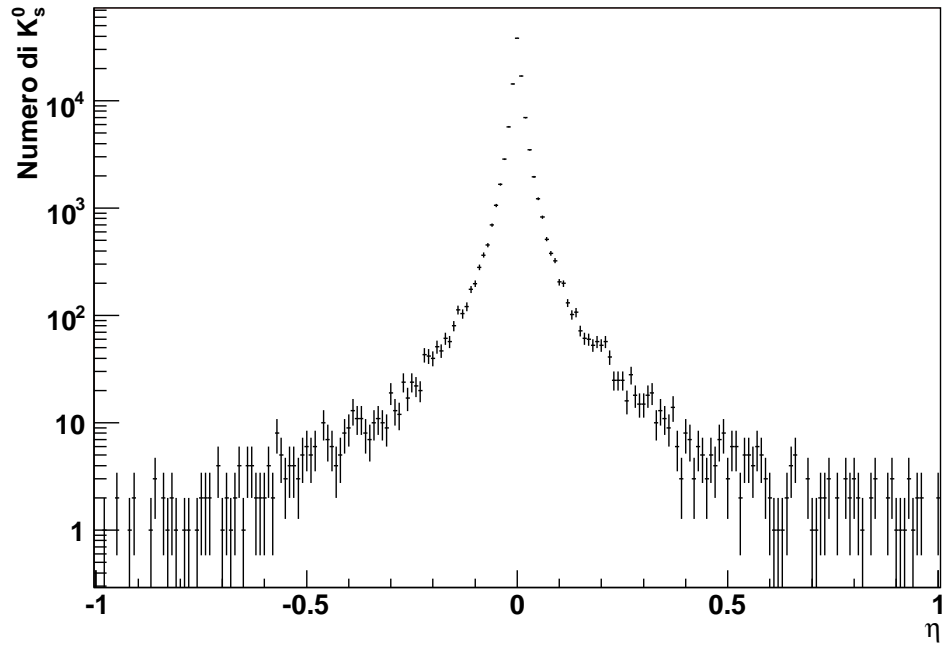


Figura 5.13: Risoluzioni in  $\eta$  e  $\phi_0$  per  $K_s^0$ .

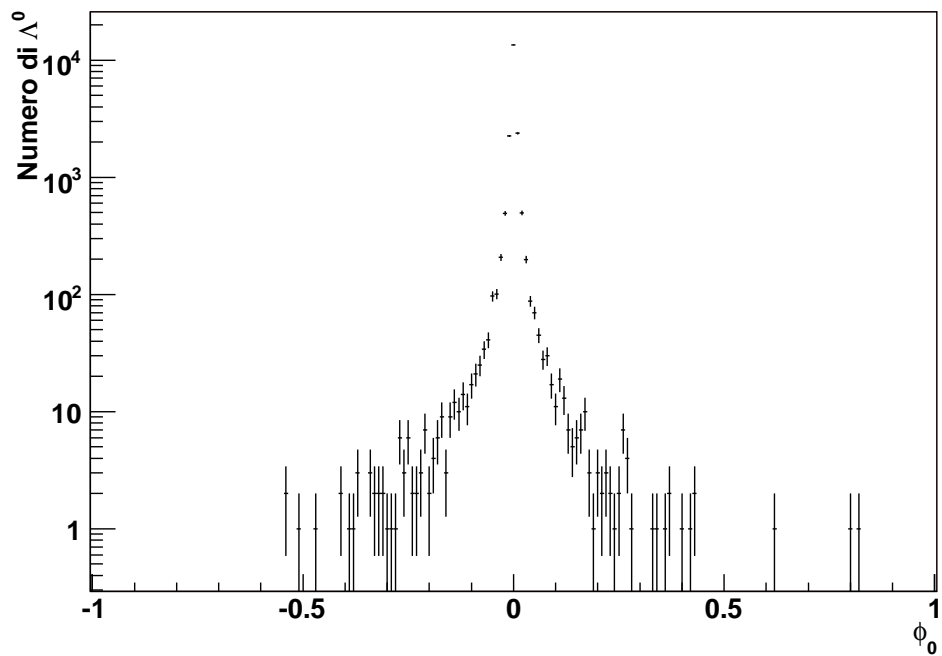
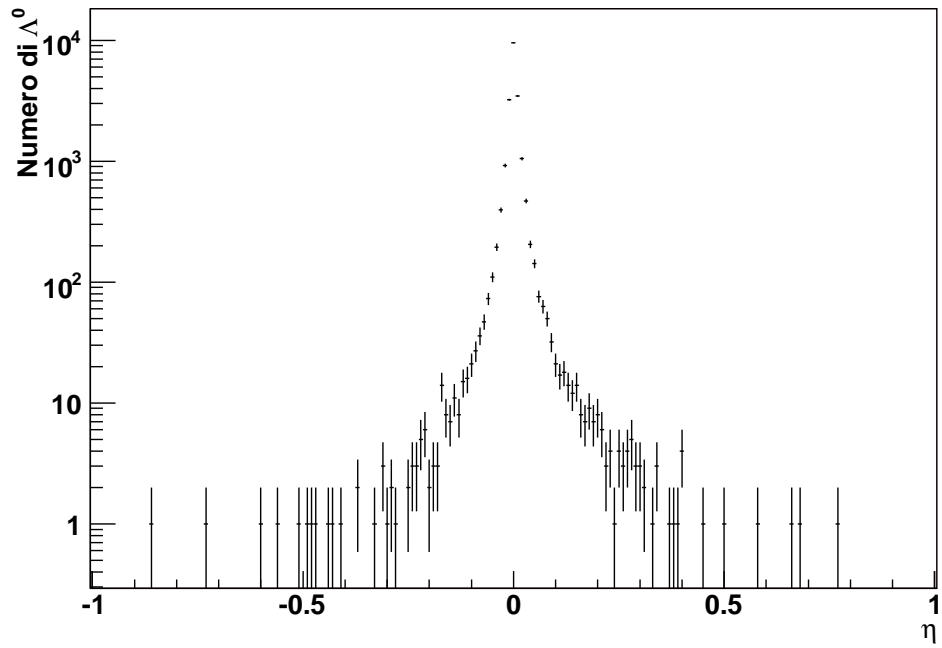


Figura 5.14: *Risoluzioni in  $\eta$  e  $\phi_0$  per le  $\Lambda^0$ .*

- un  $K_s^0$  ( $\Lambda^0$ ) ricostruito che non ha avuto match con nessun  $K_s^0$  ( $\Lambda^0$ ) simulato ma che è compatibile con una  $\Lambda^0$  ( $K_s^0$ ), sarà identificato come *CONTAMINATED* insieme alla corrispondente  $\Lambda^0$  ( $K_s^0$ ) simulata;
- le restanti  $V^0$  ricostruite che non hanno avuto un confronto positivo con nessuna  $V^0$  simulata, saranno chiamate *FAKES*; le  $V^0$  simulate saranno invece identificate come *MISSED*.

Si ottengono così 6 gruppi ed il numero di particelle in ciascuno di essi varia a seconda dell'ampiezza degli intervalli, definiti dall'Equazione 5.3, utilizzati per associare le particelle. Da un'analisi attenta della formula del fattore di correzione è facile verificare come le variabili che vi compaiono siano altamente correlate, poiché variazioni al numeratore sono compensate dal denominatore (ad esempio un restringimento delle finestre per il matching porterebbe ad un incremento della percentuale di FAKES ma ad una corrispondente diminuzione dell'efficienza lasciando sostanzialmente invariata la frazione).

## Efficienze

Si è utilizzata la seguente definizione di efficienza:

$$\varepsilon(x) = \frac{FOUND(x)_{ric}}{TOT(x)_{sim}} \quad (5.4)$$

dove  $TOT(x)_{sim}$  è la somma di tutte le distribuzioni per le particelle simulate:

$$TOT(x)_{sim} = FOUND(x)_{sim} + MISSED(x)_{sim} + CONTAMINATED(x)_{sim} \quad (5.5)$$

e il pedice “*ric*” indica che le distribuzioni a cui ci si riferisce sono quelle per le particelle ricostruite mentre “*sim*” per le simulate.

Per la distribuzione al numeratore si sono applicati gli stessi tagli utilizzati sui dati:

- $p_t^{V^0} > 400$  MeV/c (impulso trasverso della  $V^0$ );
- $|\eta^{V^0}| \leq 1$  (intervallo di pseudorapidità per la  $V^0$ );
- $L_{xy}^{V^0} \geq 1$  cm (come definito nel Paragrafo 5.1.1);
- $d_0^{V^0} \leq 0.7$  cm (parametro d'impatto della linea di volo della  $V^0$ );
- probabilità della ricostruzione  $\geq 5\%$ ;
- compatibilità in massa entro  $3\sigma$ ;
- $p_t > 240$  MeV/c per i prodotti di decadimento;

- $|\eta| \leq 1.5$  per i prodotti di decadimento.

Per il denominatore, invece, si sono utilizzati i seguenti:

- $p_t^{V^0} > 400$  MeV/c;
- $|\eta^{V^0}| \leq 1$ ;
- $L_{xy}^{V^0} \geq 1$  cm;
- $p_t > 240$  MeV/c per i prodotti di decadimento;
- $|\eta| \leq 1.5$  per i prodotti di decadimento.

Con questa definizione, l'efficienza (mostrata in Figura 5.15) rappresenta la percentuale di  $V^0$  rintracciate dall'algoritmo di ricostruzione, tra tutte quelle realmente simulate che passano i tagli fiduciali. Gli errori in figura (distribuzione in  $p_t$ ) sono stimati con propagazione degli errori statistici bin per bin; la statistica degli eventi simulati di Montecarlo al di sopra di  $p_t > 2$  GeV/c diminuisce drasticamente. Al di sopra di questo valore e fino a 4 GeV/c i dati sono stati oggetto di una procedura di interpolazione dei valori fluttuanti disponibili, a loro volta raccordati con quelli ben determinati a  $p_t < 2$  GeV/c; nella zona di  $p_t$  più elevati le efficienze sono state valutate per estrapolazione dai precedenti e gli è stato attribuito un errore crescente in accordo con la diminuzione della statistica.

### Vertici secondari fittizi

$F(x)$  (introdotta nell'Equazione 5.2) è definita come:

$$F(x) = \frac{FAKES(x)_{ric} + CONTAMINATED(x)_{ric}}{TOT(x)_{ric}} \quad (5.6)$$

dove  $TOT(x)_{ric}$  è la somma di tutte le distribuzioni per le ricostruite:

$$TOT(x)_{ric} = FOUND(x)_{ric} + FAKES(x)_{ric} + CONTAMINATED(x)_{ric}; \quad (5.7)$$

in alternativa, è possibile valutare l'intero numeratore dell'Equazione 5.2 come:

$$1 - F(x) = \frac{FOUND(x)_{ric}}{TOT(x)_{ric}}. \quad (5.8)$$

Per ottenere queste distribuzioni (Figura 5.16) si sono applicati gli stessi tagli descritti al paragrafo precedente.

Da sottolineare la scelta di trattare la componente CONTAMINATED come una seconda sorgente di FAKES; ai fini delle correzioni da applicare ai dati, appare ovvio come questo sia il modo più immediato per tenere conto di queste ricostruzioni (e matching) errate. Anche in questo caso si è proceduto ad una valutazione per interpolazione ed estrapolazione per  $p_t$  superiori a 2 GeV/c.

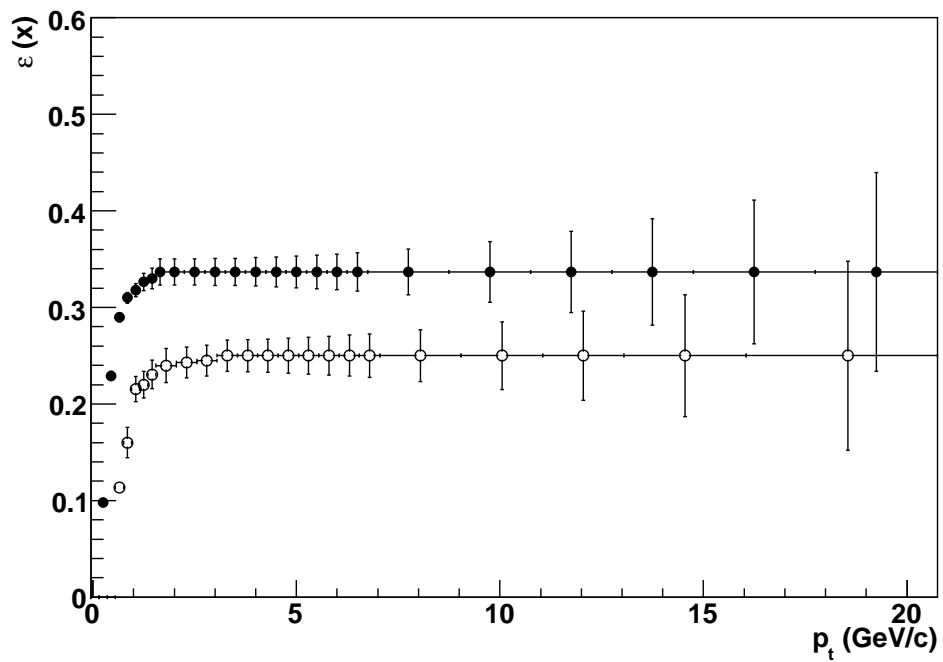
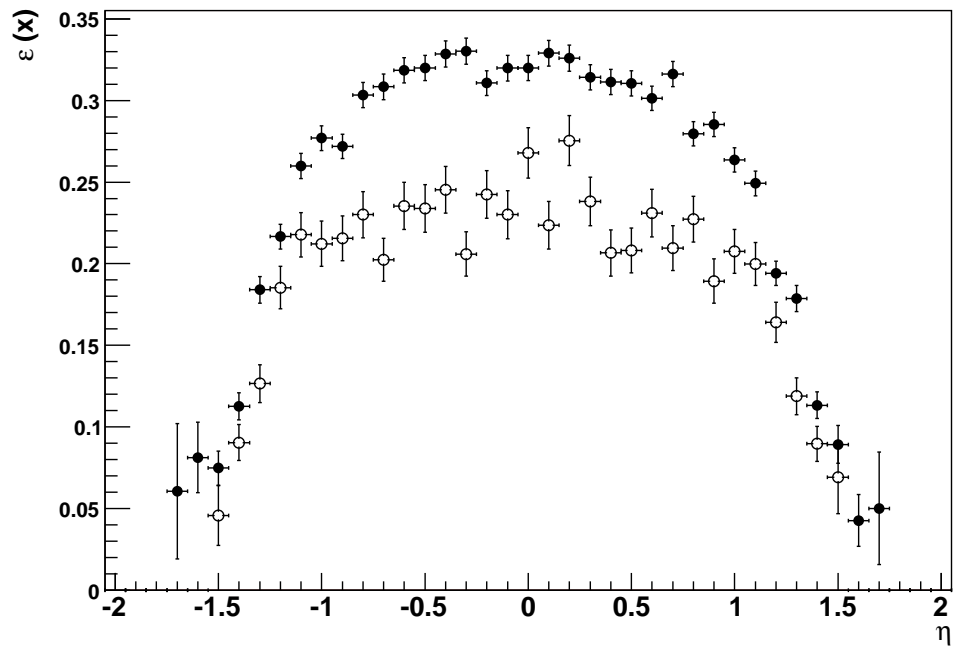


Figura 5.15: Efficienze ( $\varepsilon(x)$ ) per le distribuzioni inclusive di  $\eta$  (sopra) e  $p_t$  (sotto) per  $K_s^0$  (punti pieni) e  $\Lambda^0$  (punti vuoti).



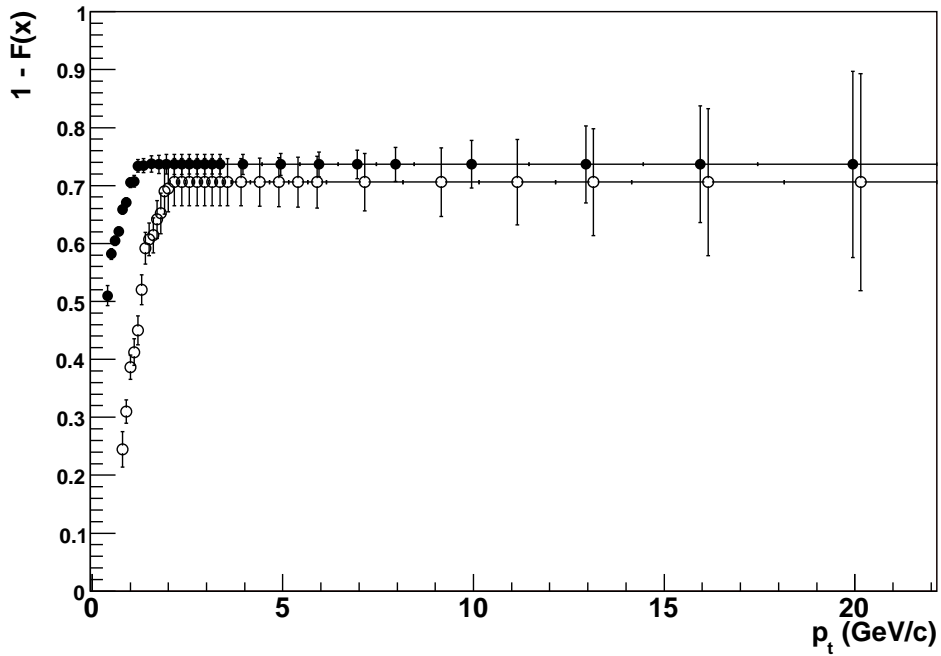
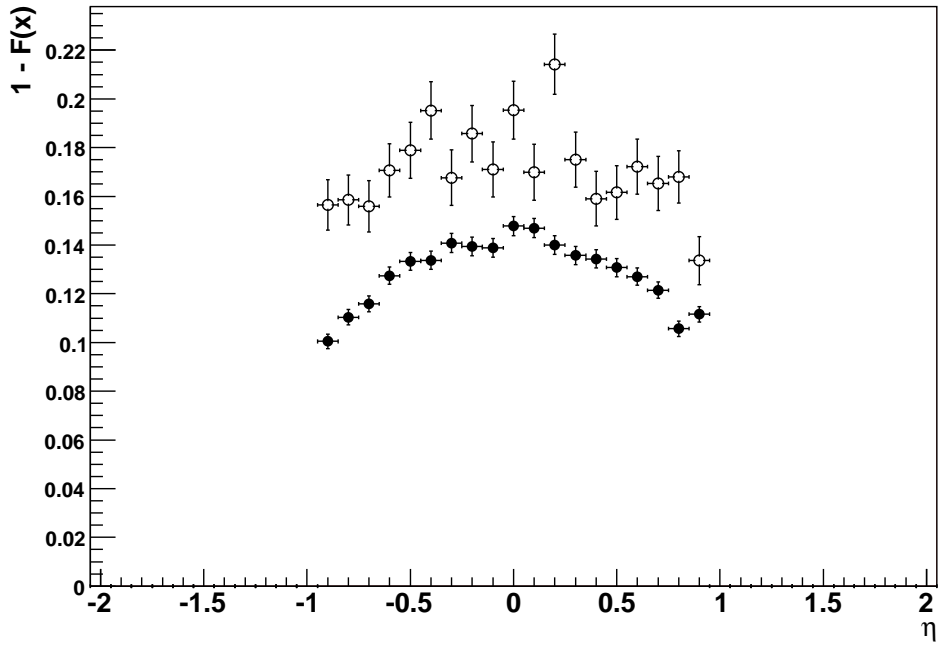


Figura 5.16: Percentuale di FOUND ( $1 - F(x)$ ) per le distribuzioni inclusive di  $\eta$  (sopra) e  $p_t$  (sotto) per  $K_s^0$  (punti pieni) e  $\Lambda^0$  (punti vuoti).

## Accettanze

La definizione utilizzata per l'accettanza è:

$$A(x) = \frac{TOT(x)_{sim}}{SIMULATE(x)} \quad (5.9)$$

dove il numeratore corrisponde (anche nei tagli) al denominatore dell'efficienza e  $SIMULATE(x)$  rappresenta le particelle simulate che hanno passato i soli tagli fiduciali:

- $p_t^{V^0} > 400 \text{ MeV}/c$ ;
- $|\eta^{V^0}| \leq 1$ .

L'accettanza (Figura 5.17) è perciò rappresentativa della percentuale di particelle prodotte (simulate) nella regione fiduciale (in  $p_t$  ed  $\eta$ ) che hanno soddisfatto anche le richieste in  $L_{xy}$ ,  $d_0$  e  $\Delta Z$ ; illustra cioè la percentuale di particelle prodotte che soddisfano i tagli applicati, rispetto al totale simulato in questa regione di  $p_t$  ed  $\eta$ . Come negli altri due casi, l'accettanza per  $p_t$  superiori a 2 GeV/c è stata valutata per interpolazione ed estrapolazione.

## Correzione

Il calcolo illustrato nell'Equazione 5.2 porta alle correzioni mostrate in Figura 5.18. Come si può notare, la correzione è particolarmente grande per  $p_t \lesssim 1 \text{ GeV}/c$ . In funzione di  $p_t$  decresce fino a divenire costante oltre i 3 GeV/c (2 GeV/c per le  $\Lambda^0$ ). In funzione di  $\eta$  è circa costante in tutto l'intervallo di accettanza. La correzione globale vale  $8.24 \pm 0.01$  per i  $K_s^0$  e  $15.16 \pm 0.02$  per le  $\Lambda^0$ .

## 5.2 Risultati

Come controllo incrociato dell'attendibilità del campione selezionato e del metodo utilizzato per le correzioni sono state analizzate la distribuzione di massa e del tempo di vita delle  $V^0$  individuate dalla ricostruzione.

Le distribuzioni di massa (Figura 5.19) permettono di valutare le masse invarianti delle  $V^0$  in  $m_{K_s^0} = (0.498 \pm 0.008) \text{ GeV}/c^2$  e  $m_{\Lambda^0} = (1.116 \pm 0.003) \text{ GeV}/c^2$ , in perfetto accordo con quelle riportate sul PDG (gli errori sono solamente statistici).

Il tempo di vita invariante per trasformazioni di Lorentz (*PROPER LIFETIME*) può essere calcolato come:

$$t = \frac{m \cdot L_{xy}}{p_t \cdot c} \quad (5.10)$$

dove  $m$  è la massa della particella e  $c$  la velocità della luce nel vuoto. Le distribuzioni di proper lifetime hanno un andamento di tipo esponenziale:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (5.11)$$

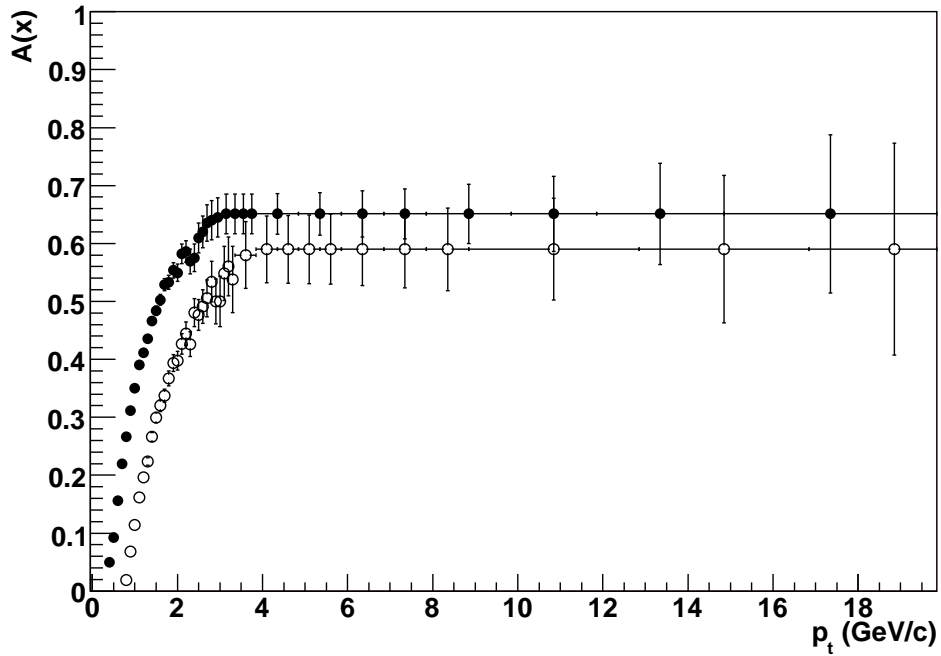
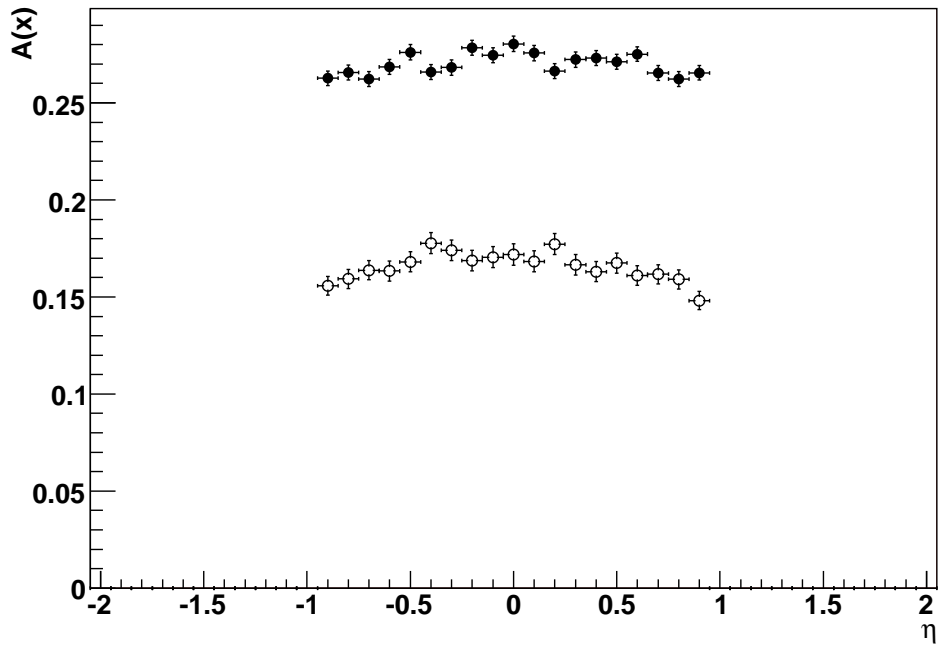


Figura 5.17: Accettanze( $A(x)$ ) per le distribuzioni inclusive di  $\eta$  (sopra) e  $p_t$  (sotto) per  $K_s^0$  (punti pieni) e  $\Lambda^0$  (punti vuoti).

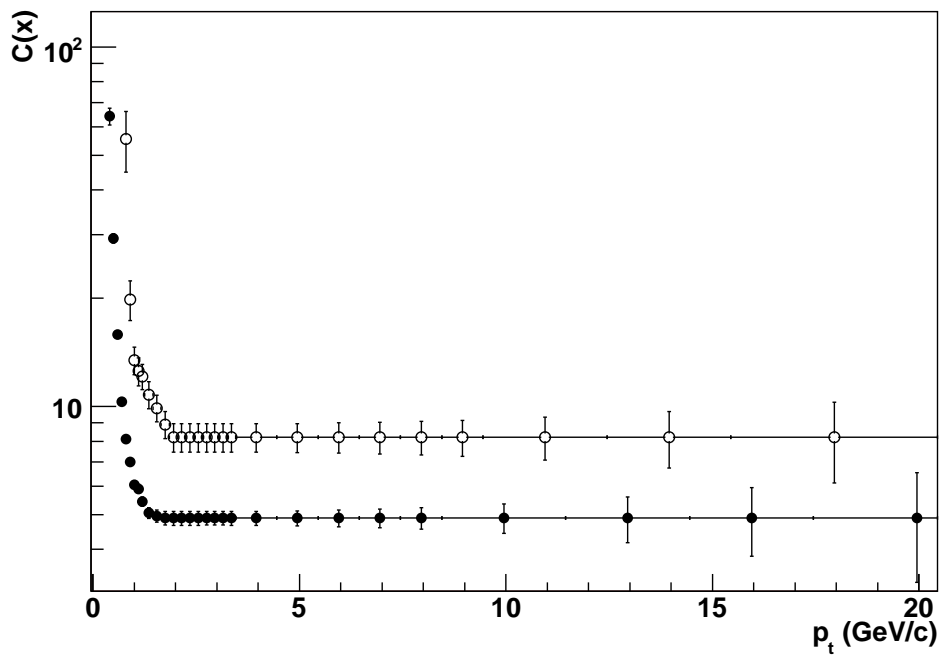
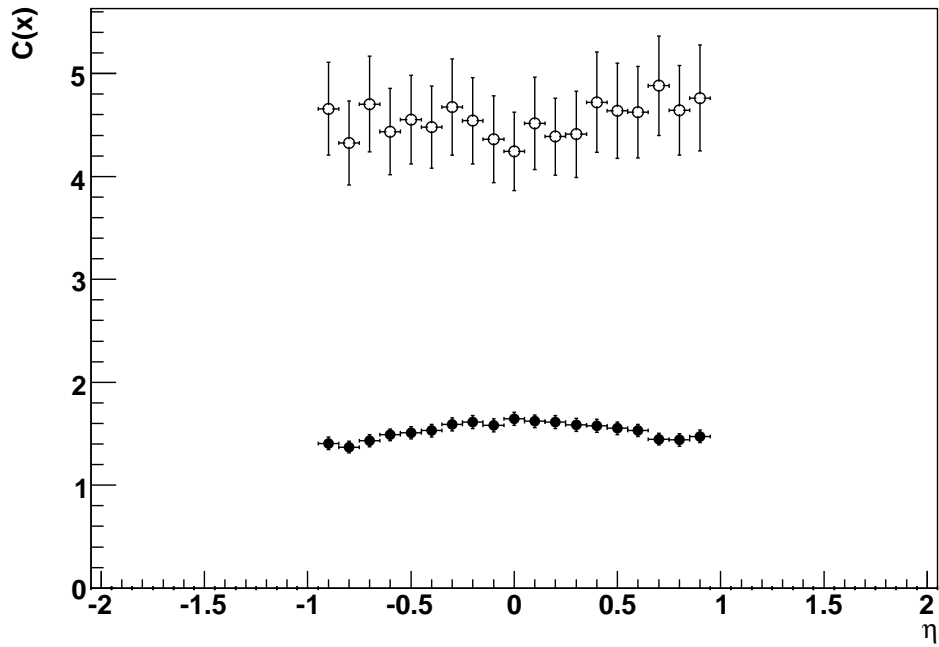


Figura 5.18:  $C(x)$  per le distribuzioni inclusive di  $\eta$  (sopra) e  $p_t$  (sotto) per  $K_s^0$  (pallino pieno) e  $\Lambda^0$  (pallino vuoto).

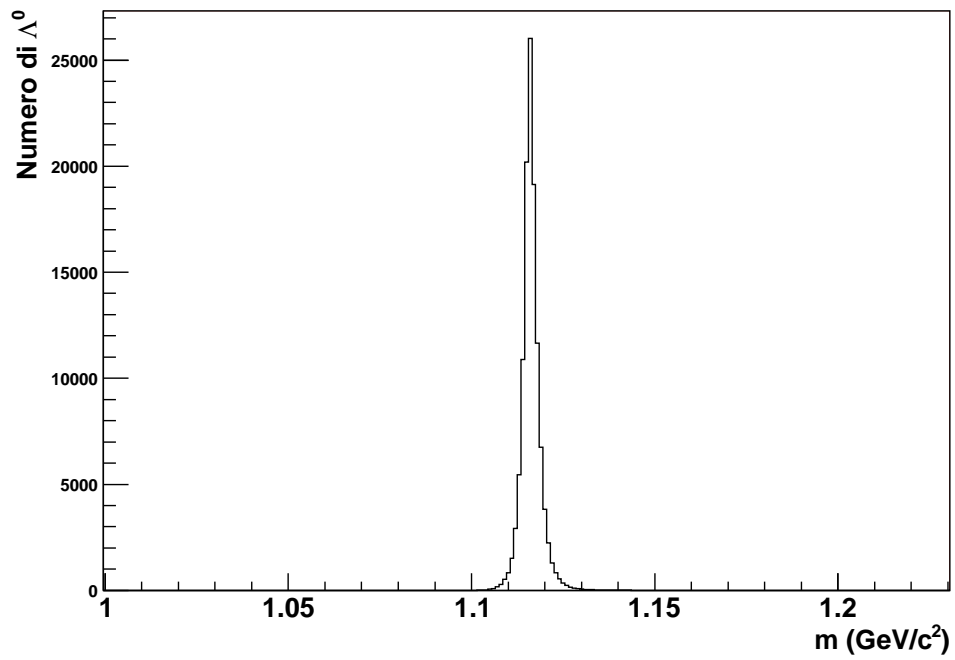
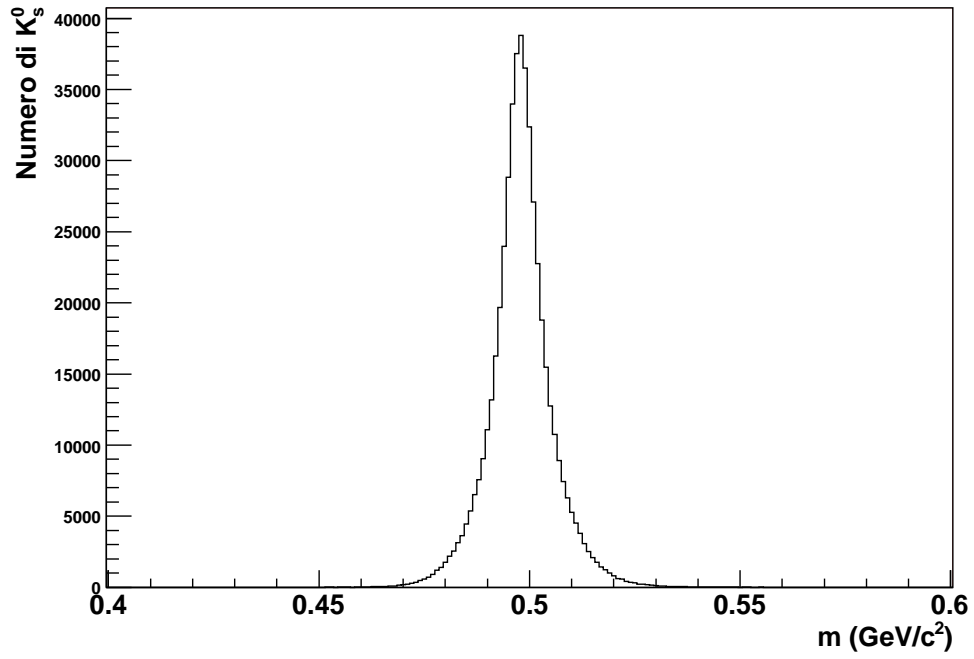


Figura 5.19: Massa delle candidate accettate dopo i tagli (sopra i  $K_s^0$  e sotto le  $\Lambda^0$ ).

dove  $\tau$  è la vita media,  $N(t)$  il numero di particelle presenti al tempo  $t$  e  $N(0)$  il numero di particelle presenti a  $t = 0$ . Con un fit di questo tipo alle distribuzioni corrette (Figura 5.20) si ottiene una vita media pari a  $\tau_{K_s^0} = (0.895 \pm 0.017) \cdot 10^{-10}$  s e  $\tau_{\Lambda^0} = (2.63 \pm 0.12) \cdot 10^{-10}$  s che sono perfettamente compatibili con i valori riportati nel PDG.

La Figura 5.21 rappresenta la misura della distribuzione di  $p_t$  invariante, per le  $V^0$  accettate dalla nostra selezione, prima e dopo l'applicazione della correzione MC. Da un confronto con le stesse distribuzioni ottenute nel Run I [19] appare evidente l'ampliamento del range in  $p_t$  fino a circa 20 GeV/c; questo miglioramento ed un incremento nella precisione dei risultati sono principalmente dovuti al notevole aumento di statistica a disposizione, ma anche ad una migliorata risoluzione nel tracciamento delle particelle cariche grazie all'aumento del numero di strati di Silicio. Questo ha permesso di individuare un interessante appiattimento della distribuzione dei  $K_s^0$  per  $p_t$  superiori ai 15 GeV/c; tuttavia questa zona è ancora troppo soggetta ad errori introdotti dalla procedura di correzione dovuta dalla bassa statistica di MC a disposizione, ed è tuttora in fase di studio.

Le distribuzioni invarianti del  $p_t$  (Figura 5.22) sono state fittate con una funzione della forma [20]:

$$E \frac{d^3 N_{V^0}}{dp^3} = A \left( \frac{p_0}{p_0 + p_t} \right)^n \quad (5.12)$$

dove  $E$  è l'energia della particella,  $N_{V^0}$  il numero di  $K_s^0$  o  $\Lambda^0$  e  $p_0$ ,  $A$  e  $n$  sono parametri liberi; partendo dai parametri restituiti dal fit è possibile valutare il  $p_t$  medio come:

$$\bar{p}_t = 2 \frac{p_0}{n - 3} \quad (5.13)$$

Nella Tabella 5.1 sono riportati alcuni di questi risultati ottenuti per diversi intervalli di  $p_t$ . Per quanto riguarda i  $K_s^0$ , nell'intervallo tra 0.6 e 15 GeV il fit converge con ottimo valore di  $\chi^2$  e fornisce un  $\bar{p}_t = (0.66 \pm 0.03)$  GeV/c. Abbiamo notato che questo valore differisce sensibilmente da quello ottenuto allargando l'intervallo a  $p_t = 0.5$  GeV/c; in quest'ultimo caso  $\bar{p}_t = (0.72 \pm 0.03)$  GeV/c risultando comunque compatibile con quello (Tabella 5.2) pubblicato nel Run I (una misura in un intervallo più piccolo e con minore statistica); la discepanza, entro  $2\sigma$ , di questi risultati è in fase di studio. In linea di principio non vi è motivo di escludere dal fit il primo bin ma è chiaro che in questa regione di bassi  $p_t$  la correzione MC è molto forte: piccole incertezze sulle distribuzioni MC possono essere amplificate nel processo di correzione ed introdurre errori piuttosto grandi sui risultati. Uno studio più accurato dei sistematici legati al MC ed alla correzione va oltre gli scopi di questa tesi ed è attualmente in corso. Per quanto riguarda i  $\Lambda^0$  non si osservano variazioni significative nel  $p_t$  medio variando l'intervallo di fit; i risultati sono compatibili con quelli del Run I<sup>6</sup>.

---

<sup>6</sup>Altre misure dello stesso tipo sono state eseguite in [21]; tuttavia non sono confrontabili a quelle

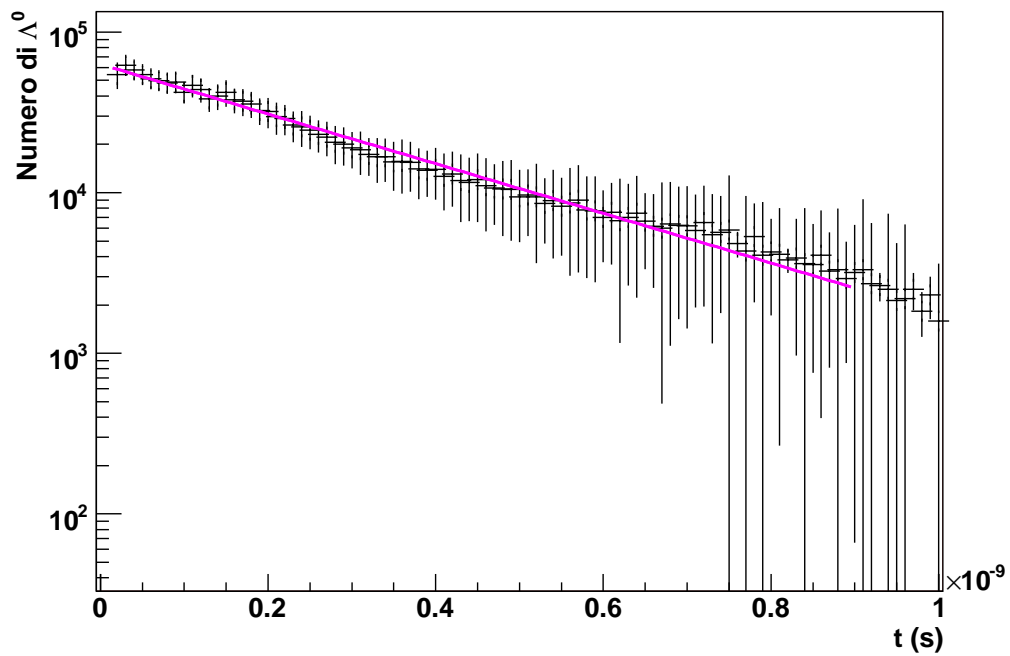
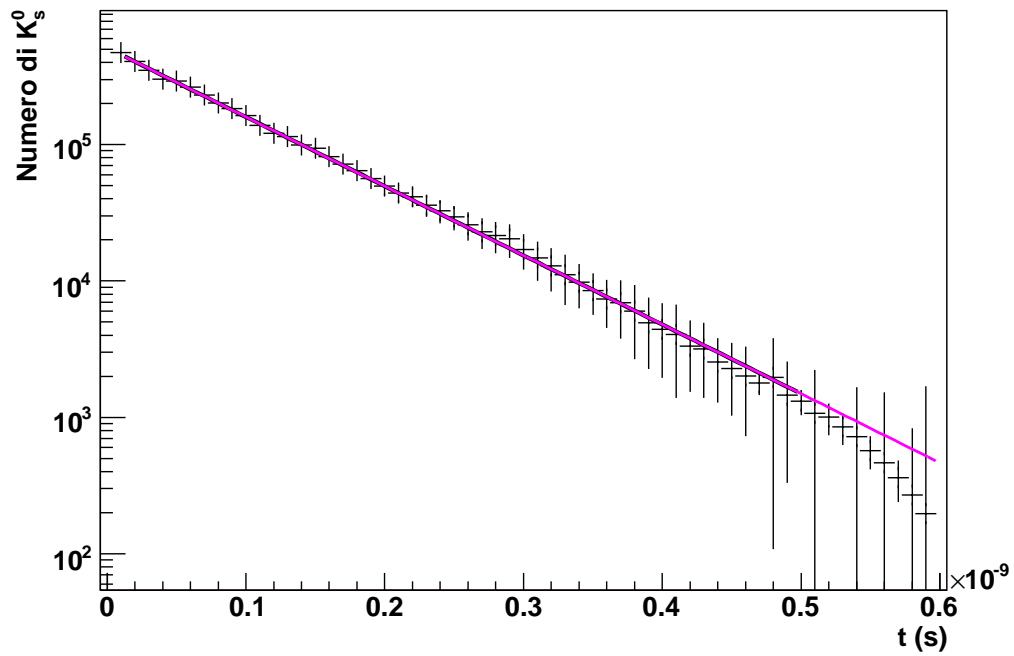


Figura 5.20: *Distribuzioni corrette della proper lifetime per i  $K_s^0$  (sopra) e le  $\Lambda^0$  (sotto).*

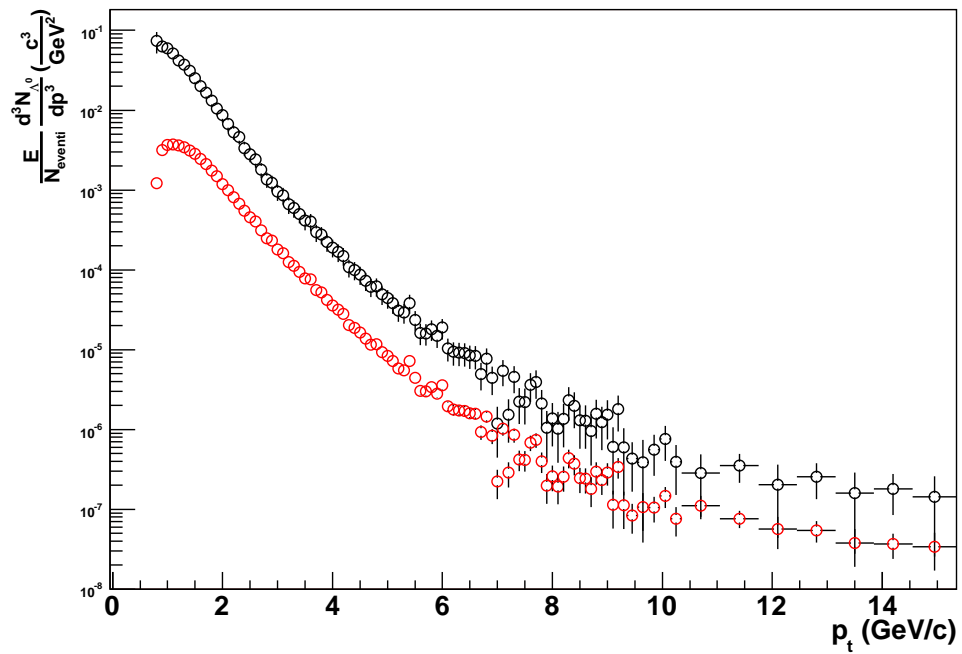
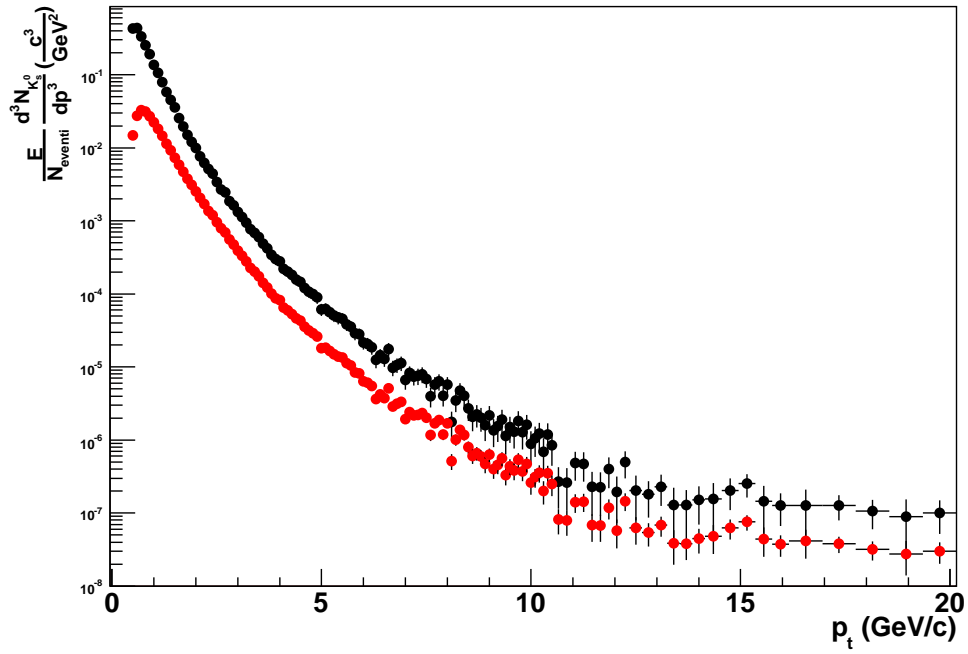


Figura 5.21: Distribuzione inclusiva invariante del  $p_t$  prima (in rosso) e dopo (in nero) la correzione (sopra i  $K_s^0$  e sotto le  $\Lambda^0$ ).



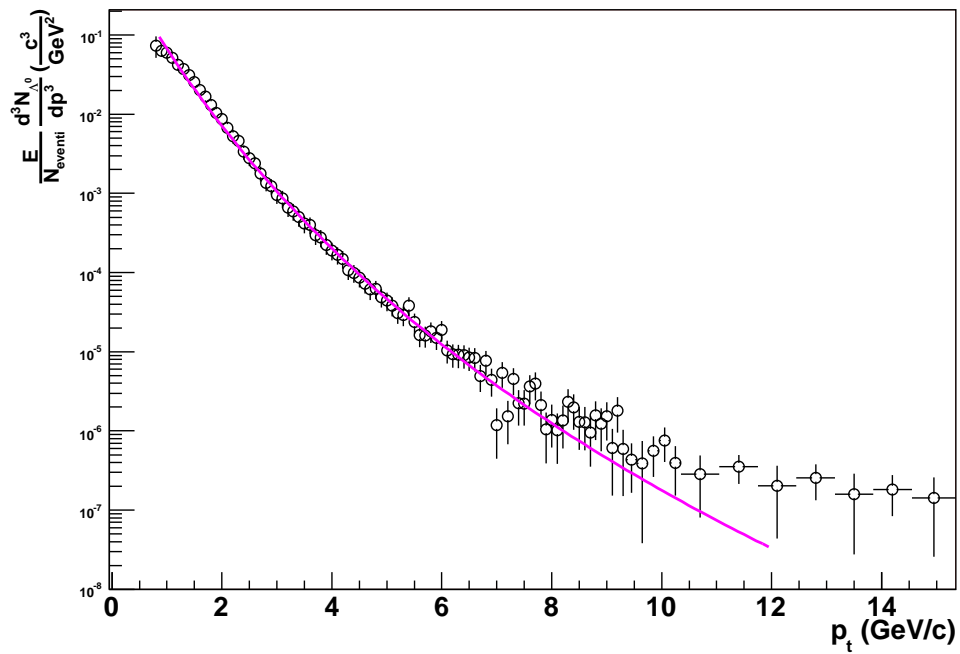
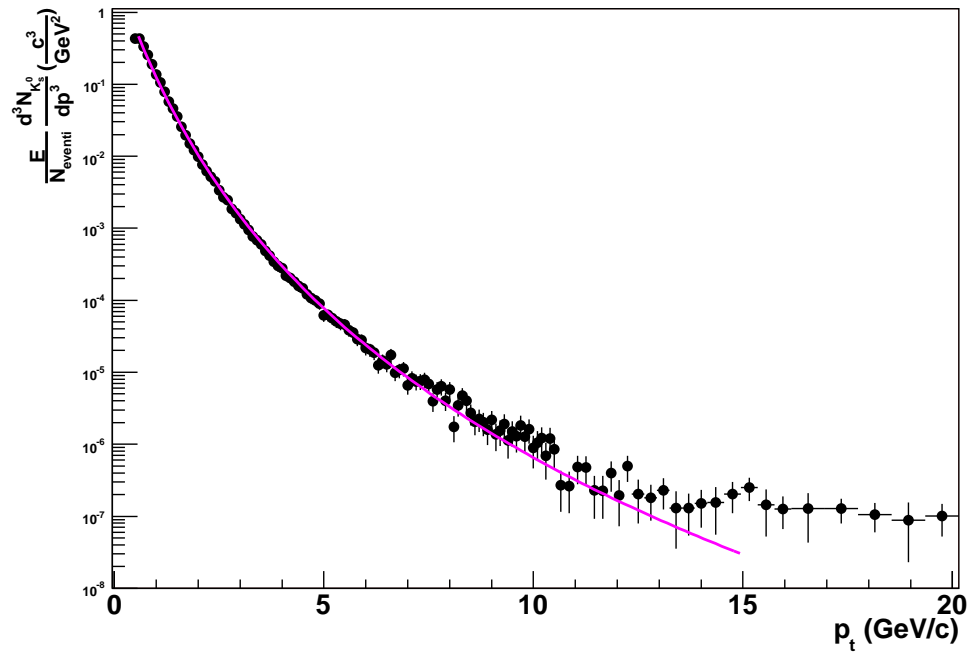


Figura 5.22: *Fit alla distribuzione inclusiva invariante del  $p_t$ .*

$V^0$	Intervallo (GeV/c)	$p_0$ (GeV/c)	$n$	$\bar{p}_t$ (GeV/c)	$\chi^2/N_{d.o.f.}$
$K_s^0$	0.5 - 15	$2.16 \pm 0.08$	$9.02 \pm 0.17$	$0.72 \pm 0.03$	188/115
$K_s^0$	0.6 - 15	$1.76 \pm 0.08$	$8.33 \pm 0.15$	$0.66 \pm 0.03$	79/114
$K_s^0$	0.8 - 9.5	$1.57 \pm 0.10$	$8.04 \pm 0.19$	$0.62 \pm 0.04$	34/85
$\Lambda^0$	0.8 - 12	$4.3 \pm 0.5$	$12.9 \pm 1.0$	$0.87 \pm 0.13$	76/90
$\Lambda^0$	1.1 - 7.5	$4.3 \pm 0.7$	$13.4 \pm 1.3$	$0.84 \pm 0.16$	31/62

Tabella 5.1: *Risultati dei fit per la distribuzione invariante di  $p_t$ .*

$V^0$	Intervallo (GeV/c)	$p_0$ (GeV/c)	$n$	$\bar{p}_t$ (GeV/c)	$\chi^2/N_{d.o.f.}$
$K_s^0$	0.8 - 9.5	$3.29 \pm 0.08$	$11.7 \pm 0.1$	$0.75 \pm 0.07$	67/67
$\Lambda^0$	1.1 - 7.5	$12.4 \pm 0.1$	$28.6 \pm 0.09$	$0.97 \pm 0.09$	41/45

Tabella 5.2: *Risultati dei fit per la distribuzione invariante di  $p_t$  ottenuti nel Run I.*

---

qui presentate poichè effettuate ad energie nel centro di massa diverse (546 GeV e 900 GeV).

# Conclusioni

L'obiettivo principale di questa tesi è lo studio della produzione delle particelle neutre con stranezza  $K_s^0$  e  $\Lambda^0$  e della distribuzione della loro frequenza di produzione in funzione dell'impulso trasverso. Partendo dalla selezione dei dati effettuata dal gruppo che si occupa degli studi di Cromodinamica Quantistica ho contribuito a questo lavoro sotto vari aspetti.

Ho affrontato preliminarmente un'analisi dei vertici primari delle interazioni  $p\bar{p}$  raccolte con il trigger di Minimum Bias che ha messo in luce alcune zone di inefficienza dell'algoritmo standard usato dalla collaborazione CDF. Uno studio più attento delle caratteristiche di tali vertici ha permesso lo sviluppo di un algoritmo più sensibile alle interazioni di bassa molteplicità (dominanti nel campione) ed una migliore riduzione dei vertici secondari o spuri.

L'elevata efficienza ed il fondo trascurabile nel ritrovamento del vertice dell'evento hanno permesso un'analisi più accurata delle particelle strane ( $K_s^0$  e  $\Lambda^0$ ) prodotte in interazioni di Minimum Bias. Mi sono poi dedicato allo studio delle selezioni (tagli cinematici) necessarie alla individuazione dei vertici di decadimento di queste particelle ed alla separazione del segnale dal fondo combinatorio. Partendo dalle procedure di base già sviluppate per il Run I, ho messo a punto un procedimento di calcolo delle efficienze e delle accettanze utilizzando dati simulati con Montecarlo, ottenendo le correzioni da apportare al campione di dati selezionato per l'analisi.

L'efficienza di ritrovamento di un  $K_s^0$  o di una  $\Lambda^0$  è complessivamente piuttosto bassa ed è fortemente dipendente dal valore dell'impulso trasverso. Essa risulta globalmente essere  $0.31 \pm 0.01$  per i  $K_s^0$  e  $0.22 \pm 0.02$  per le  $\Lambda^0$ .

Le sorgenti di contaminazione sono state studiate con analoghe procedure sempre utilizzando dati di Montecarlo; considerando anche l'efficienza, il fattore di correzione globale risulta essere di  $8.24 \pm 0.01$  per i  $K_s^0$  e  $15.16 \pm 0.02$  per le  $\Lambda^0$ .

Come risultato di questo studio si è ottenuta la misura delle distribuzioni inclusive invarianti di  $p_t$  per i  $K_s^0$  e per le  $\Lambda^0$  (la prima per il Run II). I valori ottenuti mostrano una buona confrontabilità coi valori precedentemente pubblicati per il Run I.

Per quanto riguarda i  $K_s^0$  si è ottenuta una misura del  $p_t$  medio di  $0.72 \pm 0.03$  GeV/c che è in accordo con quello pubblicato nella precedente analisi; altrettanto si può dire per quanto riguarda le  $\Lambda^0$  per le quali la misura del  $p_t$  medio risulta valere  $0.87 \pm 0.13$  GeV/c.

Il notevole aumento di statistica dovuto al maggior volume di dati disponibile e l'alta qualità delle informazioni ricostruite hanno permesso di ottenere una precisione fin'ora mai raggiunta in macchine adroniche ed un allargamento dello spettro della misura fino a 20 GeV/c. Discrasie minori sono attualmente in fase di studio. Si evidenzia una coda sostanzialmente piatta per  $p_t$  superiori ai 15 GeV/c; questa regione richiede tuttavia una maggiore statistica Montecarlo al fine di valutare più accuratamente le correzioni da applicare.

Questi risultati, pur essendo tuttora suscettibili di miglioramento sia per quanto riguarda il processo di correzione nelle regioni più critiche di  $p_t$  sia per una valutazione delle incertezze sistematiche, mostrano miglioramenti sostanziali rispetto alle misure fin'ora pubblicate.

# Bibliografia

- [1] S. Eidelman *et al.* Phys. Lett. **B582** (2004) 1.
- [2] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.
- [3] A. Capella *et al.*, Phys. Lett. **B93** (1980) 146.
- [4] T. Sjöstrand, P. Edén, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Physics Commun. **135** (2001) 238.
- [5] FERMILAB-DESIGN-1983-01.
- [6] FERMILAB-Pub-96/390-E (1996);  
D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D71**, 032001
- [7] <http://www-ecool.fnal.gov/>
- [8] Nota interna CDF 4924.
- [9] Nota interna CDF 5096.
- [10] Nota interna CDF 5861;  
Nota interna CDF 6054.
- [11] <http://fcdfwww.fnal.gov/cdfopr/Stntuple/index/index.html>
- [12] <http://root.cern.ch/>
- [13] [http://www-cdf.fnal.gov/cdfsim/cdfsim\\_main.html](http://www-cdf.fnal.gov/cdfsim/cdfsim_main.html)
- [14] R.Field, FERMILAB-CONF-02-009-E e D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D70**, (2004) 072002.
- [15] <http://www-cdf.fnal.gov/internal/dqm/goodrun/good.html>
- [16] Nota interna CDF numero 7838.
- [17] Nota interna CDF 7227.

- [18] Nota interna CDF numero 1996;  
Nota interna CDF numero 5729;  
Nota interna CDF numero 7537.
- [19] D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D72** (2005) 052001.
- [20] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B118** (1982) 167;  
F. Abe *et al.*, Phys Rev. Lett. **61** (1988) 1819.
- [21] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. **D40** (1989) 3791;  
S. Banerjee *et al.*, E735 Collaboration, Phys Rev. Lett. **62** (1989) 12;  
T. Alexopoulos, II Int. Conf. on Phys. and Astrophys. of Quark-Gluon Plasma,  
Calcutta, January 1993.

# Ringraziamenti

Ovviamente il primo grazie DEVE andare ai miei genitori che hanno avuto un'enorme pazienza nell'accompagnarmi in questa strada, così lontana dai loro pensieri, che ha deciso di allungarsi sempre più.

Un bacione a mia nonna che ce l'ha fatta a tenere a botta fino a questo giorno, sperando nel suo impegno a prolungare questa attesa alla fine del dottorato e oltre; un pensiero va anche al nonno.

Grazie a Secondo, Nicoletta, Sandro e Giulia (e Melania!!!) per l'affetto sincero che non mancano mai di dimostrarmi e per le forniture di prosciutto e purè; grazie anche alla Deanna e a Gian Luca che mi sono più vicini di quanto non sembra. Alla Vittorina! Meno male che al mondo esistono persone come lei che non hanno paura di dire sempre quello che pensano nonostante il rischio di essere fraintese! Grazie a Fausto e Maria Rosa che sono un po' la mia seconda famiglia e a Vito e Angiolina. Grazie alla Kyna (la Bisighina), Zeus (il Ciccio), Jimmy, Mina e Mino; i primi per la gioia e la tranquillità che mi hanno regalato, i secondi per le unghie nelle gambe e le smiagate a ora di cena.

È ora il turno di colleghi e superiori: grazie al Prof. Rimondi e al pazientissimo Niccolò. Insieme ai Dott. Deninno e Zucchelli meritano un grandissimo GRAZIE per avermi permesso di realizzare l'unico sogno che inseguo da quando ho 11 anni; entrare, anche se solo in punta di piedi, nella porticina che conduce all'immenso mondo della Fisica, è stata un'enorme soddisfazione. In questo periodo MOLTO tribolato sono stati tutti veramente gentili e disponibili con me in ogni momento.

È doveroso ringraziare il Prof. Cornia e la Prof. Santi; il primo per aver cresciuto e consolidato la mia curiosità verso il mondo e la seconda per avermi insegnato come fare a raccontarla. Entrambi mi hanno dimostrato quanto ci si sente bene quando si fa ciò che si ama (l'invidia nei loro confronti è grande!).

Grandi Daniele e Antonio!!! I primi anni a Modena sarebbero stati molto duri senza un amico con cui condividere gli stessi dubbi e soddisfare le stesse curiosità (peccato che ultimamente ci siamo un po' persi per strada); trasferendomi a Bologna

ho avuto la grande fortuna di trovare un altro amico altrettanto valido e vicino in dubbi e difficoltà (un'intelligenza così acuta e aperta a confronti è merce molto rara e pregiata! Spero proprio di riuscire a coltivare ancora questa amicizia!).

Grazie a tutte le persone che non mi hanno capito, a cui non sono simpatico o che non mi ritengono alla loro altezza; è proprio quello che voglio da loro.

Infine il ringraziamento più sentito va alla mia topolona! Miii finalmente siamo arrivati in fondo! Il prossimo obiettivo è riuscire a costruire qualcosa di veramente importante con te, Killer e Cleopatra! Grazie per essere stata tanto paziente con me soprattutto negli ultimi mesi!

Un mega ringraziamento anche a tutti coloro che ho dimenticato o che ho omesso volutamente!

Alla prossima!

Bye...