

# Decadimenti adronici del mesone $B$ a CDFII

Alberto BELLONI

Relatore: Dott. Giovanni PUNZI

Anno Accademico 2000/2001

# Indice

Elenco delle figure	5
Elenco delle tabelle	8
<b>Introduzione</b>	<b>10</b>
<b>1 La violazione di CP</b>	<b>13</b>
1.1 Il Modello Standard . . . . .	13
1.2 La matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa . . . . .	16
1.3 Il triangolo di Bjorken . . . . .	16
1.4 Prima evidenza di violazione di CP . . . . .	18
1.5 La violazione di CP nel sistema dei $B$ . . . . .	19
1.6 Misure di parametri del modello standard da $a_{\text{CP}}^{\pi\pi}$ . . . . .	23
1.7 Problematiche sperimentali . . . . .	25
1.8 Apparatı sperimentali per la fisica del $B$ . . . . .	26
1.8.1 Collisionatori adronici . . . . .	27
1.8.2 $B$ -factories . . . . .	28
1.9 Recenti misure di asimmetria nel sistema dei $B$ . . . . .	28
1.10 Sommario . . . . .	30
<b>2 L'apparato sperimentale</b>	<b>31</b>
2.1 Il complesso di acceleratori . . . . .	31
2.1.1 Linac e Booster . . . . .	33
2.1.2 Main Injector . . . . .	33
2.1.3 Antiproton Source . . . . .	33
2.1.4 TeVatron . . . . .	34
2.1.5 Recycler Ring . . . . .	34
2.2 Il <i>Collider Detector at Fermilab CDF II</i> . . . . .	35

2.3	Tracking . . . . .	36
2.3.1	Layer $\emptyset\emptyset$ (L $\emptyset\emptyset$ ) . . . . .	38
2.3.2	Silicon VerteX detector II (SVXII) . . . . .	38
2.3.3	Intermediate Silicon Layers (ISL) . . . . .	40
2.3.4	Central Outer Tracker (COT) . . . . .	40
2.4	Time Of Flight (TOF) . . . . .	41
2.5	Calorimetria . . . . .	43
2.5.1	Regione Centrale ( $ \eta  < 1$ ) . . . . .	43
2.5.2	Regione delle <i>plugs</i> ( $1.0 <  \eta  < 3.6$ ) . . . . .	44
2.6	Camere a $\mu$ . . . . .	44
2.7	Sommario . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Il Trigger di CDF II</b>	<b>47</b>
3.1	Overview . . . . .	47
3.2	Level1 Trigger . . . . .	48
3.3	Level2 Trigger . . . . .	52
3.4	Level3 Trigger . . . . .	54
3.5	<i>Silicon Vertex Tracker</i> . . . . .	55
3.5.1	La memoria associativa . . . . .	55
3.5.2	Il funzionamento . . . . .	55
3.5.3	Il fit linearizzato . . . . .	60
3.5.4	L'allineamento . . . . .	61
3.6	I trigger per il $B$ adronico . . . . .	62
3.7	Sommario . . . . .	64
<b>4</b>	<b>L'inizio del RunIIa di CDF II</b>	<b>67</b>
4.1	Condizioni del rivelatore e del trigger . . . . .	67
4.2	Struttura dei dati di CDF . . . . .	71
4.3	Strutture dati usate in questo lavoro . . . . .	73
4.4	La produzione dei dati grezzi . . . . .	74
4.5	Il campione di dati . . . . .	75
4.6	Sommario . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Primi test del trigger di L1</b>	<b>77</b>
5.1	Condizione del detector e campione di dati usato . . . . .	77
5.2	Verifica della logica di trigger . . . . .	78
5.3	Risultati . . . . .	81
5.4	<i>Trigger rates</i> per il livello 1 . . . . .	85

5.5	Verifica del funzionamento della scheda L1TRACK . . . . .	86
5.6	Sommario . . . . .	88
<b>6</b>	<b>Primi test del trigger di L2</b>	<b>89</b>
6.1	Overview . . . . .	89
6.2	Confronto SVT–ricostruzione off-line . . . . .	99
6.3	Efficienza dell’algoritmo di matching . . . . .	105
6.4	SVT all’opera . . . . .	108
6.5	Sommario . . . . .	110
<b>7</b>	<b>Ricerca di stati fisici</b>	<b>111</b>
7.1	Le tracce ibride . . . . .	111
7.2	Ricerca del decadimento $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ . . . . .	112
7.3	Ricerca del decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . . . . .	129
7.4	Nuove idee per il L3 . . . . .	134
7.5	Ricerca di decadimenti <i>charmless</i> di mesoni $B$ . . . . .	135
	7.5.1 Il taglio d’isolamento del $B$ . . . . .	137
	7.5.2 Isolamento dei prodotti di decadimento . . . . .	137
	7.5.3 Risultati . . . . .	138
7.6	Sommario . . . . .	138
	<b>Conclusioni</b>	<b>144</b>
	<b>Riferimenti bibliografici</b>	<b>145</b>

# Elenco delle figure

1.1	Il Triangolo di Bjorken, o di Unitarietà . . . . .	18
1.2	Rappresentazione grafica degli operatori efficaci responsabili di violazione di CP . . . . .	19
1.3	Diagrammi ad albero e “a pinguino” per la transizione $b \rightarrow c\bar{c}s$	20
2.1	Il complesso di acceleratori a Fermilab . . . . .	32
2.2	Il rivelatore CDF II . . . . .	35
2.3	<i>Silicon tracking</i> a CDF II . . . . .	37
2.4	Il <i>Silicon VerteX tracker</i> (SVXII) . . . . .	39
2.5	Cella elementare del Central Outer Tracker . . . . .	42
2.6	Sezione dei calorimetri nella regione delle <i>plugs</i> . . . . .	45
3.1	Schema del trigger di primo e secondo livello . . . . .	49
3.2	Il flusso di dati da CDF II fino alla registrazione su nastro, attraverso i tre livelli di trigger . . . . .	50
3.3	Esempio di sequenza di bin colpiti da particelle cariche che attraversano SVXII . . . . .	56
3.4	Sezione di SVXII sul piano $z = 0$ . . . . .	57
3.5	SVT: struttura del flusso di dati . . . . .	58
3.6	Sezione d’urto del trigger a due corpi per i decadimenti del $B$	65
4.1	Luminosità integrata in funzione del tempo per il RunII[1] . . . . .	68
4.2	Turn-on di XFT per diversi valori della soglia . . . . .	69
4.3	Parametro d’impatto delle tracce fittate da SVT, dopo correzione off-line . . . . .	70
4.4	Il taglio sul parametro d’impatto effettuato da SVT . . . . .	72
5.1	Distribuzione in $\Phi_6$ delle tracce perse, trigger bit 19 . . . . .	82
5.2	Distribuzione in $\Phi_6$ delle tracce perse, trigger bit 39 . . . . .	83

5.3	Distribuzione in $\Delta\Phi_6$ delle coppie di tracce che superano il trigger corrispondente al bit 55 . . . . .	84
5.4	Numero di eventi che hanno passato alcuni tra i trigger cinematici definiti dalla scheda L1TRACK . . . . .	87
6.1	Parametro d'impatto <i>vs.</i> angolo azimutale . . . . .	92
6.2	Posizione del centro del fascio sul piano trasverso, $z = 0$ . . . . .	93
6.3	Distribuzione del parametro d'impatto misurato da SVT dopo la correzione in eq.(6.1.1) . . . . .	94
6.4	Inclinazione del fascio sul piano $x-z$ e $y-z$ in funzione del tempo . . . . .	95
6.5	Effetto di non-linearità nel calcolo di $d_0$ . . . . .	97
6.6	Effetto di non-linearità nel calcolo di $\varphi$ . . . . .	98
6.7	Correlazione $p_{SVT}-p_{OFFLINE}$ e distribuzione di $p_{SVT}-p_{OFFLINE}$ . . . . .	100
6.8	Effetto della correzione per la non-linearità . . . . .	102
6.9	Correlazione tra $\langle d_1 d_2 \rangle$ e $\cos\theta$ . . . . .	104
6.10	Efficienza del matching SVT-OFFLINE . . . . .	106
6.11	Wedge (in ordinata, 0-11) e semibarrel (in ascissa, 0-5) attraversati dalle tracce fittate da SVT . . . . .	109
7.1	$M(\pi^+\pi^-)$ . . . . .	113
7.2	$M(\pi^+\pi^-),  d_{SVT}  \geq 100 \mu\text{m}$ . . . . .	114
7.3	Taglio $\mathbf{P}_t(K_S) \cdot \mathbf{X}_v \geq 0$ per eliminare i falsi vertici di decadimento . . . . .	115
7.4	$L_{xy}$ per i candidati $K_S$ e per le sideband . . . . .	116
7.5	$L_{xy}$ per i candidati $K_S$ dopo la sottrazione delle sideband . . . . .	117
7.6	$M(\pi^+\pi^-),  d_{SVT}  \geq 100 \mu\text{m}, L_{xy} \geq 500 \mu\text{m}$ . . . . .	118
7.7	Parametro d'impatto del $K_S$ ricostruito, segnale e sideband . . . . .	120
7.8	Parametro d'impatto dei candidati $K_S$ dopo la sottrazione delle sideband . . . . .	121
7.9	Massa <i>versus</i> parametro d'impatto del candidato K . . . . .	122
7.10	$M(\pi^+\pi^-),  d_{SVT}  \geq 100 \mu\text{m}, L_{xy} \geq 500 \mu\text{m},  d_{K_S}  \leq 120 \mu\text{m}$ . . . . .	123
7.11	Spettro in massa invariante: picco dei $K_S$ . . . . .	124
7.12	Parametro d'impatto per le tracce candidate a ricostruire un $K_S$ . . . . .	125
7.13	Impulso trasverso per i $K_S$ ricostruiti . . . . .	126
7.14	$\chi^2$ per le coppie segnale e per le bande laterali . . . . .	127
7.15	$\chi^2$ per le coppie segnale dopo la sottrazione delle bande laterali . . . . .	128
7.16	Spettro in massa invariante: picco dei $D^0$ . . . . .	130

---

7.17	Plots di massa invariante per $D^0(\overline{D^0}) \rightarrow K^{-(+)}\pi^{+(-)}$ , con corretta e con errata assegnazione di carica . . . . .	131
7.18	Varie statistiche del decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . . . . .	132
7.19	Picco di massa $D^0(\overline{D^0}) \rightarrow K^{-(+)}\pi^{+(-)}$ , analisi con le tracce “full quality” della ricostruzione off-line . . . . .	133
7.20	Plot di massa invariante, dopo L1 scen.A e L2 two-body . . . . .	136
7.21	I coni per il taglio di isolamento . . . . .	139
7.22	Significatività in funzione dei parametri dell’isolamento . . . . .	140
7.23	Distribuzione della variabile d’isolamento $r$ per il candidato $B$ . . . . .	141
7.24	Distribuzione della variabile d’isolamento $r$ per i due pioni . . . . .	142
7.25	Plot di massa invariante dopo l’isolamento . . . . .	143

# Elenco delle tabelle

1.1	Numeri quantici per la materia . . . . .	14
1.2	Parametri di qualità del tagging stimati per CDF II e BABAR	27
1.3	Misure di $\sin 2\beta$ . . . . .	29
1.4	Misure di <i>branching ratios</i> di decadimenti <i>charmless</i> . . . . .	29
1.5	Risultati di BABAR, asimmetria CP nel canale $B \rightarrow \pi\pi$ . . . . .	29
3.1	Possibili modi di funzionamento del TeVatron per il RunII . . . . .	48
3.2	Risoluzioni sui parametri trasversi previste dal progetto di SVT	59
3.3	Trigger per i decadimenti adronici a due e a molti corpi del mesone $B$ . . . . .	64
3.4	Rate di trigger per i decadimenti adronici a due e a molti corpi del mesone $B$ . . . . .	66
4.1	Performance di XFT . . . . .	68
5.1	Caratteristiche del run 124476, utilizzato per la validazione del trigger di primo livello . . . . .	78
5.2	Riassunto dei risultati ottenuti nello studio delle contaminazioni del trigger di Livello 1 . . . . .	81
5.3	Riassunto dei risultati ottenuti nello studio delle inefficienze del trigger di Livello 1 . . . . .	83
5.4	Sezione d'urto di Livello 1 Scenario A . . . . .	85
5.5	Sezioni d'urto e rate dei bit di trigger controllati . . . . .	86
6.1	Caratteristiche dei run usati in questo lavoro . . . . .	90
6.2	Limite superiore alla larghezza delle distribuzioni dei parametri delle tracce fittate di SVT . . . . .	102
6.3	Efficienza del matching SVT – PROD . . . . .	105
6.4	Sezioni d'urto per il trigger di L2 . . . . .	108



---

7.1 Sezioni d'urto per il trigger di terzo livello . . . . . 135

# Introduzione

La fisica del quark  $b$  rappresenta uno dei campi di ricerca più vivaci nella fisica sperimentale delle alte energie, soprattutto per quanto riguarda lo studio della violazione di CP. La violazione di CP può essere incorporata all'interno del Modello Standard attraverso un meccanismo di mescolamento tra i quark che avviene nelle interazioni di corrente carica, mediate da un bosone vettore  $W$ . I parametri del mescolamento sono legati alle asimmetrie CP di vari decadimenti, molti dei quali includono il mesone  $B$ . La sovraderminazione di questi parametri ed il controllo della consistenza delle varie misure permette di determinare parametri fondamentali della teoria e capire se il meccanismo di violazione di CP sia interamente spiegabile all'interno del Modello Standard o se sia necessaria una spiegazione basata su nuova fisica.

Lo studio sperimentale di questo campo della fisica è soggetto a notevoli difficoltà sperimentali, tra cui la piccolezza dei *branching ratios* dei canali di decadimento interessanti.

Il *Collider Detector at Fermilab II* (CDF II) è appena entrato in funzione e promette di essere uno degli esperimenti più rilevanti per la fisica delle particelle elementari nei prossimi anni. Il TeVatron, presso il quale l'esperimento è installato, è un anello di accumulazione che provvede collisioni di protoni e antiprotoni alla energia nel sistema di centro di massa di 2 TeV. In particolare, la possibilità di produrre un campione ricchissimo di mesoni  $B$  di tutte le specie appare estremamente promettente per questo tipo di studi. Nei primi due anni di presa dati si prevede la raccolta di oltre  $6 \cdot 10^{10}$  coppie  $b\bar{b}$ . L'abbondante di fondo di QCD presente ai collider adronici ha limitato nel passato RunI l'attività dell'esperimento CDF a quei canali del  $B$  ben riconoscibili per via della presenza di uno o più leptoni nello stato finale, come  $J/\psi K_s$ , con cui è stata realizzata una delle primissime misure di asimmetria CP. Questa è una limitazione notevole, perché la maggior parte dei canali di interesse hanno stati finali costituiti da sole particelle adroniche. Il pro-

gramma di *B-physics* di CDF II è molto ambizioso e prevede di affrontare per la prima volta lo studio di questi canali, grazie ad un innovativo sistema di trigger basato sul parametro d’impatto (SVT).

Questo sistema, che fa parte del trigger di secondo livello di CDF II, sfrutta i nuovi rivelatori a microstrisce di silicio L $\emptyset\emptyset$ , SVXII e ISL per misurare con elevata risoluzione il parametro d’impatto delle tracce che fitta. La selezione in tempo reale sul parametro d’impatto per individuare la presenza di particelle a lunga vita media sembra essere l’unica strada percorribile ad un collider adronico per raccogliere un campione significativo di particelle *B* in stati finali adronici.

Questo sistema offre a CDF la possibilità di affrontare lo studio di una grande varietà di canali interessanti; tra quelli maggiormente studiati nelle passate simulazioni di CDF sono i decadimenti di *B* neutri in canali *charmless*, che forniscono preziose informazioni sull’angolo  $\gamma$  del triangolo di Bjorken, ed è su questi, in particolare su  $B \rightarrow \pi\pi$ , che si focalizza il lavoro di questa Tesi.

Il decadimento ha *branching ratio* molto piccolo, dell’ordine di  $10^{-6}$ , e deve essere estratto da un notevole fondo di adroni leggeri, molti ordini di grandezza superiore al segnale. Studi di simulazione prevedono la raccolta di un numero di eventi  $B \rightarrow \pi\pi$  pari a 10,000 con i  $2 \text{ fb}^{-1}$  di luminosità integrata previsti nel corso dei primi due anni di presa dati. Questo campione è in grado di fornire misure di asimmetria molto accurate, purché il fondo adronico risulti controllabile. Stime indirette ottenute estrapolando dati del RunI inducono a sperare che questo sia in effetti possibile.

Finalmente nel 2001 CDF II ha iniziato a raccogliere i primi dati, e durante l’autunno 2001 sono stati raccolti i primi campioni di dati con il nuovo trigger adronico. Il lavoro di questa Tesi è concentrato sulla comprensione di questi primi dati e la verifica delle aspettative di design. Lo scopo finale è provare “sul campo” l’efficacia del trigger adronico e mostrare la fattibilità della misura, controllando la consistenza delle stime fatte in precedenza. Questo richiede di verificare il percorso dei dati dall’interazione  $p\bar{p}$ , attraverso il trigger e fino alla produzione ed alla ricostruzione del decadimento  $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

Lo studio del sistema di trigger di CDF II è fondamentale, perché esso è lo strumento principale di cui si è fatto uso. Inoltre, la maggior parte di questo sistema è completamente nuovo e solo parzialmente testato. Numerose verifiche sono quindi necessarie per controllarne il funzionamento e

l'affidabilità.

La statistica finora raccolta con il trigger adronico è molto modesta, ciononostante ha permesso la prima verifica diretta delle prestazioni che CDF II può raggiungere in questo campo. La ricerca di stati fisici ha dato risultati molto incoraggianti. Il più interessante è senz'altro la ricostruzione del primo segnale di  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  raccolto solamente richiedendo la presenza di tracce con parametro d'impatto. È la prima volta che il segnale di  $D^0$  è ricostruito ad un collider adronico senza la richiesta di leptoni nell'evento. Questo apre le porte alla raccolta di grandi campioni di  $B \rightarrow D + X$  con fondo relativamente modesto, e costituisce un buon banco di prova per la ricostruzione di *heavy flavours* in stati finali con due adroni carichi, come  $B^0/\overline{B^0} \rightarrow \pi^+\pi^-$ .

In seguito a questo risultato il candidato ha realizzato il software per la selezione di decadimenti di *heavy flavours* in coppie di adroni carichi al terzo livello di trigger, che è stato inserito nella tabella di trigger ufficiale di CDF II a partire da Gennaio 2002.

A conclusione di questo lavoro, il candidato ha effettuato una ricerca diretta del canale  $B^0/\overline{B^0} \rightarrow \pi^+\pi^-$  nei dati attualmente disponibili. Malgrado la poca statistica a disposizione non consenta ancora di sperare in un segnale, si ottiene l'importante risultato della misura del livello del fondo, che risulta consistente con le stime indirette precedentemente effettuate, e permette di concludere che il primo segnale deve risultare visibile già con campioni modesti, dell'entità di pochi  $\text{pb}^{-1}$ .

# Capitolo 1

## La violazione di CP

In questo capitolo è presentato un breve riassunto del quadro teorico alla base del lavoro di questa Tesi. È introdotto il Modello Standard, ponendo l'accento sulle sue simmetrie, realizzate o meno in natura. L'attenzione si sposta quindi sulla matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa, il triangolo di unitarietà e l'importanza della fisica dei mesoni  $B$  per lo studio delle violazioni di CP nel Modello Standard. La descrizione del sistema dei  $K$  neutri introduce l'analisi delle realizzazioni di CP-violation in natura. Quindi, sarà fornita una panoramica delle possibilità e delle difficoltà legate alla determinazione sperimentale dei parametri del Modello Standard utilizzando decadimenti di  $B$ . Da ultimo, una breve descrizione degli apparati sperimentali dedicati allo studio di  $B$ -physics.

### 1.1 Il Modello Standard

Il Modello Standard (MS) fornisce attualmente la descrizione più accurata delle proprietà delle particelle elementari. Esso è definito da un gruppo di gauge,  $SU_{321} = SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , che costituisce le simmetrie della teoria. Il gruppo di gauge è fattorizzabile a vista; le simmetrie (locali) che vi si riconoscono sono il colore, l'isospin debole e l'ipercarica[2][3]. Le particelle sono assegnate a diverse rappresentazioni del gruppo. A questo livello esse sono prive di massa e la descrizione naturale è in autostati di chiralità (si può vedere, per esempio, [2]) levogiri e destrogiri, rispettivamente doppietti e singoletti per trasformazioni dell' $SU(2)$  di isospin debole. La densità

lagrangiana corrispondente è:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{2}\text{tr}\{\mathcal{G}^{\mu\nu}\mathcal{G}^{\mu\nu}\} - \frac{1}{4}\mathcal{F}^{\mu\nu}\mathcal{F}^{\mu\nu} + i\sum_f\bar{\psi}_f(\not{\partial} - igT^a\mathcal{W}^a - ig'Y\mathcal{B})\psi_f \quad (1.1.1)$$

La notazione è quella comunemente utilizzata. La somma sui fermioni fornisce quarantacinque termini, considerando che le famiglie di leptoni e di quark sono tre. Complessivamente la materia si organizza in quark:

$$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix} \\ u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R \quad (1.1.2)$$

e leptoni:

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L \end{pmatrix} \\ e_R, \mu_R, \tau_R \quad (1.1.3)$$

La tabella (1.1) definisce il tipo di rappresentazione di  $SU_{321}$  alla quale quark e leptoni appartengono. I neutrini  $\nu$  non hanno un corrispettivo *righthanded*,

	Colore	T	Y
$Q$	<b>3</b>	<b>2</b>	1/6
$u, c, t$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	-2/3
$d, s, b$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	1/3
$L$	1	<b>2</b>	1/2
$e, \mu, \tau$	1	1	-1

Tabella 1.1: Numeri quantici per la materia

che avrebbe numeri quantici (1,1,0) e pertanto non interagirebbe. Interazioni di gauge sono infatti presenti quando la rappresentazione trasforma non banalmente secondo il gruppo della simmetria. La non invarianza di  $\mathcal{L}_{MS}$  sotto le trasformazioni discrete di coniugazione di carica **C** e di parità **P** è evidente in modo molto chiaro, poiché **C** e **P** trasformerebbero un neutrino levogiro, rispettivamente, in un antineutrino levogiro e in un neutrino destrógiro, entrambi stati non osservati sperimentalmente in natura. L'applicazione

simultanea di C e P porta un neutrino levogiro in un antineutrino destrorso, stato realizzato, e sorge spontanea la domanda se  $\mathcal{L}_{MS}$  non sia invariante sotto CP, pur non essendolo, *separatamente*, sotto C e P.

L'operatore CP, nella rappresentazione con spinori di Weyl per gli stati della materia, agisce su ogni stato mandandolo nel complesso coniugato, lasciando inalterate le costanti.  $\mathcal{L}_{MS}$  è hermitiana, quindi è invariante sotto CP-parità se e solo se non contiene parametri complessi fisici, la cui fase non possa cioè essere eliminata ridefinendo opportunamente i campi. Si pone il problema di dove possa trovare posto una fase non eliminabile nella Lagrangiana del MS.

In natura le simmetrie di  $SU_{321}$  non sono tutte osservate. L'inserimento nel modello di una particella scalare, il doppietto di Higgs, con numeri quantici  $(1, \mathbf{2}, 1/2)$ , corrispondenti rispettivamente a colore, isospin debole e ipercarica, permette, tramite il meccanismo della rottura spontanea di simmetria, di riprodurre l'osservazione sperimentale, eliminando le simmetrie ridondanti. Il gruppo di simmetria iniziale, come da eq.(1.1.1), ha dodici generatori: otto  $T^a$  generano l' $SU(3)$  di colore, tre  $\sigma^i$  l' $SU(2)$  di isospin debole e  $Y$  l'ipercarica. Dopo la rottura, il gruppo di simmetria si riduce ed alcuni generatori perdono il loro significato originale. I generatori non rotti continuano a generare simmetrie. Quelli che sopravvivono alla rottura dopo l'inserimento del doppietto di Higgs formano l'algebra di  $SU(3) \otimes U(1)$ , che è quindi il gruppo di simmetria residua. I bosoni vettoriali corrispondenti sono  $Z_\mu$ ,  $W_\mu^+$ ,  $W_\mu^-$  e  $A_\mu$ , l'ultimo dei quali rimane a massa 0 (sono rotti solo tre dei dodici generatori di  $SU_{321}$ ). Dopo la rottura di simmetria compare il termine di interazione debole di corrente carica nel settore dei quark:

$$\mathcal{L}_{CC} \propto W_\mu^+ \left( \bar{u}_L^\alpha V^{\alpha\beta} \gamma^\mu d_L^\beta \right) + h.c. \quad (1.1.4)$$

Il numero di fasi non eliminabili mediante ridefinizione dei campi è  $(n-1)(n-2)/2$ , dove  $n$  è il numero di famiglie e corrisponde al numero di valori che possono assumere gli indici  $\alpha$  e  $\beta$  nella eq.(1.1.4). Pertanto è possibile spiegare la violazione di CP all'interno del Modello Standard se il numero di famiglie è almeno 3.

## 1.2 La matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa

La matrice  $3 \times 3$   $V^{\alpha\beta}$  in eq.(1.1.4) è stata introdotta per la prima volta da Kobayashi e Maskawa[4], come estensione della matrice di Cabibbo[5], valida nel caso di due sole generazioni. Essa prende il nome di Matrice di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa (CKM) ed è indicata con  $V_{\text{CKM}}$ . È unitaria, poiché ottenuta moltiplicando le matrici unitarie che cambiano la base nella Lagrangiana. La notazione standard per tale matrice è:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.2.1)$$

La parametrizzazione più comune per questa matrice è quella fornita da Wolfenstein[6]. Essa utilizza i tre parametri reali  $A$ ,  $\rho$  e  $\lambda$  ed il parametro puramente immaginario  $i\eta$ ;  $\lambda$  vale approssimativamente il seno dell'angolo di Cabibbo, gli altri tre hanno modulo dell'ordine dell'unità. Riscrivendo  $V_{\text{CKM}}$  in termini di queste quantità si ottiene:

$$V_{\text{CKM}} \simeq \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.2.2)$$

È evidente la gerarchia tra gli elementi della matrice. In questo sviluppo al terzo ordine si nota come gli unici elementi in cui compare una fase complessa sono quelli che connettono la prima generazione di quark alla terza (le transizioni  $t \rightarrow d$  e  $b \rightarrow u$ ). Non esistono stati legati contenenti un quark top. Risulta pertanto chiara l'importanza dello studio sperimentale degli stati legati del quark bottom, ai fini della comprensione del fenomeno della violazione di CP ed alla verifica della sua eventuale origine in meccanismi al di là del Modello Standard.

## 1.3 Il triangolo di Bjorken

La richiesta di unitarietà per la  $V_{\text{CKM}}$ ,  $V^\dagger V = 1$  e  $VV^\dagger = 1$ , impone alcuni vincoli sugli elementi della matrice stessa. Si può in modo equivalente



richiedere che valgano:

$$\begin{aligned} \sum_k V_{ki} V_{kj}^* &= \delta_{ij} \quad k \in u, c, t \quad i, j \in d, s, b \\ \sum_k V_{ki} V_{li}^* &= \delta_{kl} \quad k, l \in u, c, t \quad i \in d, s, b \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

Le sei equazioni per  $i \neq j$  e  $k \neq l$  (relazioni di ortogonalità tra vettori estraibili dalla matrice CKM) richiedono che la somma di tre numeri complessi sia nulla. Come suggerito da Chau, Keung e Bjorken[7], ognuna di queste equazioni può essere rappresentata da un triangolo nel piano complesso. I triangoli corrispondenti alle equazioni in cui  $i = b, j = d$  e  $k = u, l = t$  sono i più interessanti dal punto di vista sperimentale. Le due equazioni sono uguali, nell'approssimazione di Wolfenstein al secondo ordine in  $\lambda$ ; la rappresentazione grafica corrispondente è comunemente chiamata *triangolo di Bjorken* oppure *di unitarietà* e mette in relazione i termini della matrice  $V_{\text{CKM}}$  che misurano lo stesso ordine di grandezza,  $\lambda^3$ . Questi sono anche i termini attualmente determinati con minore precisione. In genere è rappresentato con la base normalizzata e adagiata sull'asse reale. I tre angoli sono chiamati  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ , come in fig.(1.1). Avere una fase non banale responsabile di violazione di CP equivale a richiedere che almeno uno di essi sia diverso da 0 e  $\pi$ . Essi sono definiti dagli elementi della matrice  $V_{\text{CKM}}$  nel seguente modo:

$$\begin{aligned} \alpha &\doteq \arg \left( -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) \\ \beta &\doteq \arg \left( -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) \\ \gamma &\doteq \arg \left( -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

In termini dei parametri di Wolfenstein si ha:

$$\begin{aligned} \tan \alpha &= \frac{\eta}{\eta^2 - \rho(1 - \rho)} \\ \tan \beta &= \frac{\eta}{1 - \rho} \\ \tan \gamma &= \frac{\eta}{\rho} \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

Il triangolo di Bjorken offre un'ottima prospettiva dal punto di vista di una misura degli angoli  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ , perché si possono attendere valori relativamente grandi. L'intrinseca quasi-degenerazione degli altri triangoli rende più difficili misure significative degli stessi.

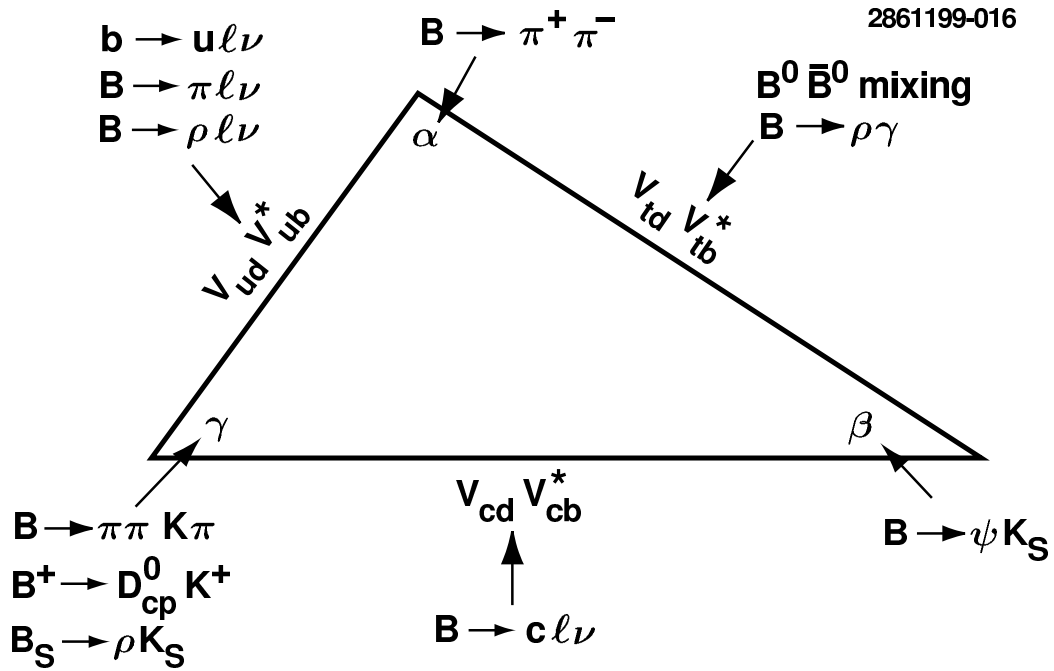


Figura 1.1: Il Triangolo di Bjorken, o di Unitarietà, ed alcuni decadimenti di mesoni  $B$  legati ai suoi parametri

## 1.4 Prima evidenza di violazione di CP

La prima evidenza sperimentale di *CP-violation* risale al 1964, quando Christenson, Cronin, Fitch e Turlay[8] registrarono decadimenti di stati a CP-parità positiva in stati a CP-parità opposta, studiando i mesoni “strani” neutri. Questa osservazione dimostrò che gli autostati di massa  $K_L^0$  e  $K_S^0$  non sono autostati di CP (per inciso, non sono nemmeno autostati dell’interazione debole). Nel sistema dei  $K$  la violazione di CP è descritta dai due parametri complessi  $\epsilon$  e  $\epsilon'$ , definiti dalle seguenti equazioni:

$$\begin{aligned}
 \eta_{+-} &= \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \epsilon + \epsilon' \\
 \eta_{00} &= \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \epsilon - 2\epsilon'
 \end{aligned}
 \tag{1.4.1}$$

Un valore diverso da 0 della parte reale di  $\epsilon$  è un effetto di violazione di CP da *mixing*, oppure *indiretta*(i), causata dalla presenza di una fase complessa non eliminabile nell’operatore efficace che provoca le oscillazioni  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ .  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$  indica invece una violazione di CP *diretta*(ii), dovuta ad una fase

nell'operatore che fa decadere i mesoni strani. Una rappresentazione grafica di (i) e (ii) è data in fig.(1.2). Le misure più recenti[9][10] sono:

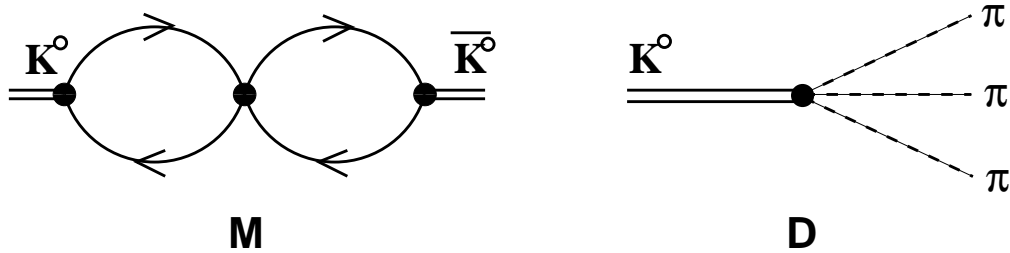


Figura 1.2: Rappresentazione grafica degli operatori efficaci responsabili di violazione di CP: una parte immaginaria nella costante M provoca una violazione di CP indiretta, o da mixing (i), mentre una fase in D è causa di violazione diretta(ii)

$$\begin{aligned} \Re(\epsilon) &= (164.9 \pm 2.5) \cdot 10^{-5} \\ \Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) &\simeq \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = (15.3 \pm 2.6) \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

La violazione di CP nel sistema dei  $K$  è piccola perché gli elementi della matrice  $V_{CKM}$  interessati soddisfano un'equazione corrispondente ad un triangolo quasi degenere. L'attenzione si sposta naturalmente sulle transizioni che coinvolgono la terza generazione, per le quali gli elementi di matrice hanno moduli più piccoli, ma fasi relative grandi, come in fig.(1.1); le asimmetrie proposte sono perciò molto più grandi,  $\mathcal{O}(1)$  invece di  $\mathcal{O}(10^{-3})$ . Appare subito che gran parte dei decadimenti interessanti non contengono leptoni; questa Tesi è centrata sullo studio di questi decadimenti a CDF, che comportano, come si vedrà, delle specifiche difficoltà sperimentali.

## 1.5 La violazione di CP nel sistema dei $B$

Il sistema degli adroni  $B$  offre ottime prospettive per quanto riguarda lo studio della violazione di CP. L'obiettivo principale è effettuare il maggior numero possibile di misure indipendenti dei lati e degli angoli del triangolo di unitarietà. La sovradeterminazione di questi elementi permette il controllo della validità delle predizioni del Modello Standard.

L'eq.(1.3.1) definisce i lati del triangolo di unitarietà come prodotti tra numeri complessi che rappresentano ampiezze per transizioni di corrente carica. La misura degli angoli, come da eq.(1.3.2), è equivalente alla misura

delle fasi relative tra ampiezze di decadimento dei mesoni. Le fasi derivanti dalla matrice  $V_{\text{CKM}}$  sono dette *deboli* e cambiano segno sotto CP. Le fasi che invece derivano dall'interazione degli stati finali sono *forti* e sono CP-invarianti. Indicando con  $\mathcal{A}$  l'ampiezza di un processo e con  $\overline{\mathcal{A}}$  quella del processo CP-coniugato, si avrà:

$$\mathcal{A} = \sum_i \mathcal{A}_i e^{i(\delta_i + \phi_i)} \quad \overline{\mathcal{A}} = \sum_i \mathcal{A}_i e^{i(\delta_i - \phi_i)} \quad (1.5.1)$$

Violazione diretta di CP è indicata da una differenza tra i decadimenti  $B \rightarrow f$  ed il CP-coniugato  $\overline{B} \rightarrow \overline{f}$ , senza contributi da mixing, dove  $B$  indica un generico stato legato del quark  $b$ . Questo richiede  $|\mathcal{A}| \neq |\overline{\mathcal{A}}|$ , il che è possibile se almeno due termini con diverse fasi deboli e forti contribuiscono alle somme in eq.(1.5.1). Per il sistema dei mesoni  $B$  neutri le due ampiezze che rivestono questo ruolo sono il diagramma ad albero ed il diagramma “a pinguino” in figg.(1.3(a))(1.3(b)).

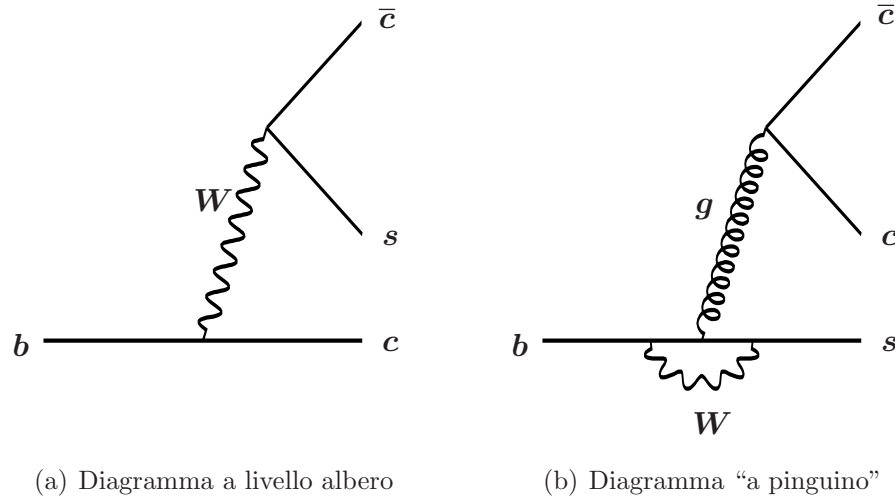


Figura 1.3: Diagrammi ad albero e “a pinguino” per la transizione  $b \rightarrow c\overline{c}s$

Si ha invece violazione di CP dovuta a mixing quando gli autostati di massa e gli autostati della interazione debole non coincidono. L'effetto si può evidenziare nell'interferenza di due canali di decadimento  $B \rightarrow f$  e  $B \rightarrow \overline{B} \rightarrow f$ . Un approccio *à la Schrödinger* fornisce un buon modello fenomenologico per questo effetto. Per l'evoluzione temporale di un generico stato, espresso nella

base degli autovettori di sapore con le due componenti  $(a, b)$ , si ha:

$$i\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} = \left( M - i\frac{\Gamma}{2} \right) \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix} \quad (1.5.2)$$

$M$  e  $\Gamma$  sono matrici hermitiane. Si diagonalizzano simultaneamente con la trasformazione che porta la base degli autostati dell'interazione debole nella base degli stati fisici (per definizione corrispondenti agli stati che diagonalizzano la matrice di massa  $M$ ). La trasformazione può parametrizzarsi nel seguente modo:

$$\begin{aligned} |B_l\rangle &= p|B_0\rangle + q|\overline{B_0}\rangle \\ |B_h\rangle &= p|B_0\rangle - q|\overline{B_0}\rangle \\ \frac{q}{p} &= \sqrt{\frac{M_{12}^* - i\Gamma_{12}^*/2}{M_{12} - i\Gamma_{12}/2}} \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

L'evoluzione temporale di questi stati è semplicemente

$$|B_{l,h}(t)\rangle = e^{(m_{l,h} - i\Gamma_{l,h}/2)t} |B_{l,h}(0)\rangle \quad (1.5.4)$$

dove  $m_{l,h}$  e  $\Gamma_{l,h}$  sono i corrispondenti autovalori di  $M$  e  $\Gamma$ . Uno stato che al tempo  $t = 0$  è puramente  $B^0$  acquista con il passare del tempo una componente non nulla sullo stato  $|\overline{B^0}\rangle$ . Lo stesso accade per uno stato  $|\overline{B^0}\rangle$ . Più in dettaglio, si ha:

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= f_+(t)|B^0\rangle + q/pf_-(t)|\overline{B^0}\rangle \\ |\overline{B^0}(t)\rangle &= p/qf_-(t)|B^0\rangle - f_+(t)|\overline{B^0}\rangle \\ f_{\pm} &= \frac{1}{2}e^{i(m_l+i\Gamma_l/2)t} [1 \pm e^{i(\Delta m+i\Delta\Gamma/2)t}] \\ \Delta m &= m_h - m_l, \quad \Delta\Gamma = \Gamma_h - \Gamma_l \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

Nel caso dei mesoni  $B$  si ha  $\Gamma_l \simeq \Gamma_h$  e  $|M_{12}| \gg |\Gamma_{12}|$ . Le vite medie differiscono poco ed i valori fuori diagonale della matrice  $\Gamma$  sono piccoli perché  $B$  e  $\overline{B}$  hanno pochi canali di decadimento comuni. La situazione è opposta al caso dei kaoni neutri, per i quali i due autostati di massa hanno vite medie molto diverse e la violazione di CP si manifesta nel decadimento degli autostati di CP nei canali comuni a due e tre pioni. Il rapporto  $q/p$  in eq.(1.5.3) si può pertanto scrivere:

$$\frac{q}{p} \simeq \sqrt{\frac{M_{12}^*}{M_{12}}} \doteq e^{-2i\phi_M} \quad (1.5.6)$$

dove  $\phi_M$  sta per *fase nel mixing*. Le  $f_{\pm}$  introdotte prima diventano, in questa approssimazione:

$$\begin{aligned} f_+ &= e^{i(m_l+i\Gamma_l/2)t} \cos\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) \\ f_- &= e^{i(m_l+i\Gamma_l/2)t} \sin\left(\frac{\Delta m}{2}t\right) \end{aligned} \quad (1.5.7)$$

L'ampiezza per una transizione in uno stato finale  $|f\rangle$  è presto calcolabile a partire dalla eq.(1.5.5). Nel particolare caso in cui  $|f\rangle$  è autostato di CP con autovalore  $\eta = \pm 1$ , le ampiezze sono esprimibili in modo semplice:

$$\begin{aligned} A(B \rightarrow f) &= |A|e^{i\delta}e^{-i\Phi_D} \\ A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) &= |A|e^{i\delta}e^{+i\Phi_D} \\ A(\bar{B} \rightarrow f) &= \eta A(\bar{B} \rightarrow \bar{f}) \end{aligned} \quad (1.5.8)$$

$\phi_D$  è la *fase nel decadimento* e cambia segno sotto l'operazione di CP-parità. La larghezza di decadimento assume la forma:

$$\begin{aligned} \Gamma(B(t) \rightarrow f) &\propto e^{-\Gamma t/2}|A|^2 [1 - \eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt)] \\ \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f) &\propto e^{-\Gamma t/2}|A|^2 [1 + \eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt)] \end{aligned} \quad (1.5.9)$$

La violazione di CP nel mixing è contenuta nell'asimmetria nel segno dei due termini proporzionali a  $\eta$ . In genere si fa riferimento alla quantità  $a_{\text{CP}}(t)$ , l'asimmetria dipendente dal tempo, definita come

$$a_{\text{CP}}(t) \doteq \frac{\Gamma(B(t) \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B(t) \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}(t) \rightarrow f)} \quad (1.5.10)$$

Se, oltre ad essere lo stato finale  $|f\rangle$  autostato di CP, si ha che solo una ampiezza contribuisce al decadimento, si ottiene:

$$a_{\text{CP}}(t) = -\eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D) \sin(\Delta mt) \quad (1.5.11)$$

L'eq.(1.5.11) è molto interessante dal punto di vista sperimentale. Per alcuni decadimenti infatti essa è legata in modo diretto ad alcuni angoli del triangolo di Bjorken. Per il *canale aureo*  $B \rightarrow \psi K_S$  (transizione  $b \rightarrow c\bar{c}s$ ) si ha  $a_{\text{CP}}^{\psi K_S}(t) = -\sin 2\beta \sin(\Delta mt)$ . La misura dell'asimmetria  $B/\bar{B} \rightarrow \pi^+\pi^-$ , decadimento originato dalla transizione  $b \rightarrow u\bar{u}d$ , fornisce direttamente  $\beta+\gamma$ .

## 1.6 Misure di parametri del modello standard da $a_{\text{CP}}^{\pi\pi}$

Il decadimento  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  è originato dalla transizione  $\bar{b} \rightarrow u\bar{u}d$ . La sua ampiezza può essere scritta come

$$A(B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \lambda_u^{(d)}(A_{cc}^u + A_{pen}^u) + \lambda_c^{(d)}A_{pen}^u + \lambda_t^{(d)}A_{pen}^t \quad (1.6.1)$$

dove  $\lambda_j^{(d)} = V_{jd}V_{jb}^*$ ,  $A_{cc}^u$  è causata dai contributi corrente-corrente e le ampiezze  $A_{pen}^j$  descrivono topologie *a pinguino* con quark interni  $j$  ( $j \in \{u, c, t\}$ ), tenendo conto sia dei “pinguini” da QCD sia di quelli elettrodeboli. Per il  $B_d$  l’eq.(1.5.10) diventa:

$$\begin{aligned} a_{\text{CP}}(B_d(t) \rightarrow f) &= \frac{\Gamma(B_d^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B_d^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\overline{B}_d^0(t) \rightarrow f)} \\ &= \mathcal{A}_{\text{CP}}^{dir}(B_d(t) \rightarrow f) \cos(\Delta M_{dt}) + \mathcal{A}_{\text{CP}}^{mix}(B_d(t) \rightarrow f) \sin(\Delta M_{dt}) \end{aligned} \quad (1.6.2)$$

Se si utilizza l’unitarietà della matrice CKM e la parametrizzazione di Wolfenstein, valgono le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}^{dir}(B_d(t) \rightarrow f) &= - \left[ \frac{2d \sin \theta \sin \gamma}{1 - 2d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \right] \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{mix}(B_d(t) \rightarrow f) &= \eta \left[ \frac{\sin(\Phi_M^d + 2\gamma) - 2d \cos \theta \sin(\Phi_M^d + \gamma) + d^2 \sin \Phi_M^d}{1 - 2d \cos \theta \cos \gamma + d^2} \right] \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

dove  $\Phi_M^d = 2\beta$  indica la fase di mescolamento, che può essere determinata mediante  $B_d \rightarrow \psi K_S$ . La quantità  $d$  rappresenta il rapporto tra gli elementi di matrice adronici. Per essa vale:

$$de^{i\theta} = \frac{\lambda}{(1 - \lambda^2/2)} \left| \frac{V_{cb}}{V_{ub}} \right| \left( \frac{\mathcal{A}_{pen}^c - \mathcal{A}_{pen}^t}{\mathcal{A}_{cc}^u + \mathcal{A}_{pen}^u - \mathcal{A}_{pen}^t} \right). \quad (1.6.4)$$

Nel caso del decadimento  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $\eta$  è uguale ad 1 e, se il contributo dei *penguin diagrams* è trascurabile, si ha che:

$$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{mix}(B_d(t) \rightarrow \pi^+ \pi^-) = \sin(\Phi_M^d + 2\gamma) = \sin(2\beta + 2\gamma) = -\sin(2\alpha) \quad (1.6.5)$$

se  $\alpha + \beta + \gamma = \pi$ . Per questo motivo l'utilizzo del canale  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  è da molti anni attentamente considerato al fine della determinazione dell'angolo  $\alpha$ . Le osservazioni di CLEO[11][12] nei decadimenti  $B_d \rightarrow K \pi$  hanno dimostrato però che in realtà il contributo dei diagrammi "a pinguino" non è trascurabile e che la fase debole osservata  $\phi_{\pi\pi}$  differisce da  $\beta + \gamma$  per  $\sim 20^\circ$ .

Un metodo molto recente per eliminare l'incertezza dovuta al contributo dei diagrammi "a pinguino" è fondato sulla simmetria, approssimativamente valida, di *U-spin*, lo scambio di quark  $d$  con quark  $s$ , che lega i due decadimenti  $B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$  e  $B_s \rightarrow K^+ K^-$ . Questo metodo è stato inizialmente proposto da Fleischer[13]. L'asimmetria dipendente dal tempo, per il decadimento in un autostato di CP, assume la forma:

$$\begin{aligned} a_{\text{CP}}(B_s(t) \rightarrow f) &= \frac{\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow f) - \Gamma(\overline{B}_s^0(t) \rightarrow f)}{\Gamma(B_s^0(t) \rightarrow f) + \Gamma(\overline{B}_s^0(t) \rightarrow f)} \\ &= 2e^{-\Delta\Gamma_s t} \left[ \frac{\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s(t) \rightarrow f) \cos(\Delta M_s t) + \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_s(t) \rightarrow f) \sin(\Delta M_s t)}{e^{-\Gamma_i^s t} + e^{-\Gamma_h^s t} + \mathcal{A}_{\Delta\Gamma}(B_s(t) \rightarrow f) (e^{-\Gamma_i^s t} - e^{-\Gamma_h^s t})} \right] \end{aligned} \quad (1.6.6)$$

La parametrizzazione di Wolfenstein permette di scrivere:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s(t) \rightarrow f) &= - \left[ \frac{2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \sin \theta' \sin \gamma}{1 - 2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \cos \theta' \cos \gamma + \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d^2} \right] \quad (1.6.7) \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_s(t) \rightarrow f) &= \\ &\eta \left[ \frac{\sin(\Phi_M^s + 2\gamma) + 2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \cos \theta \sin(\Phi_M^s + \gamma) + \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d^2 \sin \phi_s}{1 + 2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \cos \theta \cos \gamma + \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d^2} \right] \\ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\Delta\Gamma}(B_s(t) \rightarrow f) &= \\ &- \eta \left[ \frac{\sin(\Phi_M^s + 2\gamma) + 2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \cos \theta \cos(\Phi_M^s + \gamma) + \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d^2 \sin \Phi_M^s}{1 + 2 \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d \cos \theta \cos \gamma + \frac{1-\lambda^2}{\lambda} d^2} \right] \end{aligned}$$

Le tre osservabili non sono indipendenti e soddisfano l'equazione:

$$\left[ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}} \right]^2 + \left[ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}} \right]^2 + \left[ \mathcal{A}_{\text{CP}}^{\Delta\Gamma} \right]^2 = 1 \quad (1.6.8)$$

La conservazione della simmetria di U-spin prevede  $d = d'$  e  $\theta = \theta'$ . Ora, assumendo la fase di mixing  $\Phi_M^s$  trascurabile (all'interno del MS, nei



limiti della simmetria di U-spin, è uguale a zero), le quattro equazioni per  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$ ,  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$ ,  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{dir}}(B_s \rightarrow K^+K^-)$  e  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{\text{mix}}(B_s \rightarrow K^+K^-)$  costituiscono un sistema con incognite  $d$ ,  $\theta$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ .

Questo metodo di estrazione di  $\beta$  e  $\gamma$  è particolarmente adatto a CDF perché implica solo stati carichi, e richiede mesoni  $B_S$ , che sono prodotti in abbondanza. In [14][15] è spiegato come, assumendo noto il valore di  $\beta$ , si possano estrarre i valori delle altre tre incognite con un fit di minimo  $\chi^2$ . Nella nota[15] è inoltre studiato l'effetto della rottura della simmetria SU(3) di U-spin. È introdotta nel modello una rottura di simmetria del 20% usando le equazioni (1.6.3)(1.6.7) con:

$$\begin{aligned} d' &= d(1.0 \pm 0.2) \\ \theta' &= \theta \pm 10^\circ \end{aligned} \tag{1.6.9}$$

Il fit è rieseguito ignorando la violazione, dopo aver inserito i nuovi valori per  $d'$  e  $\theta'$  nelle eqq.(1.6.3)(1.6.7). La violazione di simmetria imposta è piuttosto generosa, ciononostante gli errori sistematici dovuti alla rottura rimangono inferiori alla incertezza statistica su  $\gamma$ . Il risultato è una misura di  $\gamma$ , il cui valore è atteso intorno a  $60^\circ$ , con un errore inferiore a  $10^\circ$ .

## 1.7 Problematiche sperimentali

Diversi tipi di problemi rendono difficile la misura di queste asimmetrie CP previste dal Modello Standard. Innanzitutto i *branching ratios* per i decadimenti più promettenti —legati in modo più semplice alle quantità di interesse— e per quelli con grande valore di asimmetria attesa sono generalmente molto piccoli. Per esempio,  $\text{B.R.}(B \rightarrow \psi K_S) = (8.9 \pm 1.2) \cdot 10^{-4}$ ,  $\text{B.R.}(B \rightarrow \pi^+\pi^-) = (4.1 \pm 1.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$  [16]. È necessario raccogliere una grande quantità di dati per avere una statistica sufficiente per una misura significativa.

La dipendenza esplicita dal tempo è un altro limite. Si può in effetti misurare l'asimmetria *integrata nel tempo*, sostituendo nella eq.(1.5.10) alle ampiezze  $\Gamma$  ( $\propto dN/dt$ , il numero di decadimenti per unità di tempo) il numero  $N$  di decadimenti misurati. In questo modo però si utilizza meno informazione e la risoluzione su  $\eta \sin(2\Phi_M + 2\Phi_D)$  è peggiore che nel caso di una misura in funzione del tempo, a parità di numero di eventi disponibili.

La misura di asimmetria  $B/\bar{B}$  richiede inoltre non solo la ricostruzione di eventi nel canale di decadimento prescelto, ma anche l'identificazione del

mesone decaduto. Il *flavour tagging* consiste nell'assegnare il sapore corretto (la carica del quark  $b$ ) al mesone ricostruito. Esistono diversi metodi per svolgere questo compito; per misurarne la qualità si utilizzano due parametri: l'efficienza  $\epsilon$  e la diluizione  $\mathcal{D}$ . L'efficienza del tag è definita semplicemente come la frazione di candidati  $B$  ai quali l'algoritmo può essere applicato ( $0 \leq \epsilon \leq 1$ ); per la diluizione si ha  $\mathcal{D} \doteq 2\mathcal{P} - 1$ , dove  $\mathcal{P}$  è la probabilità che il tag sia corretto. Dalla definizione segue che  $\mathcal{D} = 1$  per un algoritmo perfetto, mentre  $\mathcal{D} = 0$  se il sapore è assegnato in modo casuale. La diluizione deve il proprio nome alla seguente relazione:

$$a_{\text{CP}}^{\text{osservata}} = \mathcal{D} a_{\text{CP}}^{\text{vera}} \quad (1.7.1)$$

L'effetto di una probabilità non nulla di *mistag* è la riduzione dell'asimmetria osservata di un fattore  $\mathcal{D}$ . L'errore statistico su  $a_{\text{CP}}^{\text{vera}}$ ,  $\delta a \simeq \sqrt{N^{-1}}$ , dove  $N$  è il numero di candidati  $B$ , sia segnale che fondo, in caso di algoritmo perfetto<sup>1</sup>, diventa:

$$\delta a \simeq \sqrt{\frac{1}{\epsilon \mathcal{D}^2 N}} \quad (1.7.2)$$

Ad un collisionatore adronico, un algoritmo con  $\epsilon \mathcal{D}^2 \geq 1\%$  è di tutto rispetto. Ad una macchina  $e^+e^-$  questo fattore può facilmente raggiungere valori dell'ordine del 10%. CDF ha la grande esperienza di  $B$ -tagging del RunI e gli algoritmi che saranno utilizzati hanno complessivamente  $\epsilon \mathcal{D}^2 \simeq 5\%$ . I metodi per il *flavour tagging* si dividono in due categorie: *same side tags* SST e *opposite side tags* OST, a seconda che utilizzino osservabili inerenti direttamente il mesone decaduto, oppure, sfruttando il fatto che il meccanismo dominante di produzione di quark  $b$  produce coppie, ne inferiscano il sapore identificando l'altro adrone  $B$  prodotto. Una descrizione di alcuni degli algoritmi utilizzati a CDF II si trova in [17]. In tabella (1.2) sono riportati i valori di efficienza, diluizione ed il fattore di qualità  $\epsilon \mathcal{D}^2$  per alcuni metodi usati a CDF II e a BABAR[18], esperimento installato presso il collisionatore  $e^+e^-$  PEP-II.

## 1.8 Apparati sperimentali per la fisica del $B$

Gli esperimenti che attualmente offrono le migliori prospettive per la misura di violazione di CP nei decadimenti del quark  $b$  sono installati presso collisionatori adronici (p.e. CDF II ed i futuri LHCb, Belle) e *Beauty Factories*

---

<sup>1</sup> $\epsilon = 1, \mathcal{D} = 1$

Metodo	CDF II $\epsilon D^2$	BABAR $\epsilon D^2$
	in $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$	in $B \rightarrow D^{(*)-} h^+ (h^+ = \pi^+, \rho^+, a_1^+)$ e $B \rightarrow J/\psi K^{*0} (K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-)$
SemiLeptonic Tag	1.7%	$7.5 \pm 0.5\%$
Jet charge Tag (JQT)	3.0%	
Same Side Tag	4.2%	
Opposite Side Kaon	2.4%	$15.0 \pm 1.0\%$
Neural network 1		$2.5 \pm 0.4\%$
Neural network 2		$1.3 \pm 0.3\%$
Totale	11.3%	$26.3 \pm 1.2\%$

Tabella 1.2: Parametri di qualità del tagging stimati per CDF II e BABAR

(BABAR, Belle), collider  $e^+e^-$  nei quali si producono coppie  $b\bar{b}$  attraverso la risonanza  $\Upsilon(4S)$ . L'ambiente sperimentale e le condizioni in cui si opera sono sensibilmente differenti. Nelle sezioni che seguono sono presentate le due situazioni, per confrontare le differenti caratteristiche, i vantaggi ed i difetti di ciascuna.

### 1.8.1 Collisionatori adronici

Il principale pregio dei collisionatori adronici è la possibilità di produrre un'enorme quantità di eventi  $b\bar{b}$ . La sezione d'urto di produzione del  $b$  nella regione centrale ( $|\eta| \leq 1.0$ , la pseudorapidità  $\eta$  è definita in sez.2.2) è  $\sim 30 \mu\text{b}$ [19][20]. CDF II conta di raccogliere  $1 \text{ fb}^{-1}/\text{yr}$ , che corrispondono a  $3 \cdot 10^{10}$  eventi prodotti all'anno. La sezione d'urto totale per una collisione protone-antiprotone a  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ , tuttavia, è quattro ordini di grandezza superiore ( $\sigma(p\bar{p}) \simeq 100 \text{ mb}$  @  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ ). La sfida consiste nel separare gli eventi interessanti dal fondo. Questa selezione deve essere molto severa e mirata, per avere un fattore di reiezione dell'ordine di  $10^3$ , il che comporta tagli stretti e conseguentemente poco efficienti, con perdita anche di segnale. La situazione è resa più difficile dal comportamento della sezione d'urto per produzione di  $b$  ad alti impulsi. Essa è rapidamente decrescente con l'impulso trasverso del  $b$  prodotto. Gli eventi di  $b$  sono pertanto *soffici*, l'impulso trasverso medio dei mesoni  $B$  è dell'ordine di  $4 \div 5 \text{ GeV}/c$  ed i prodotti del suo decadimento si confondono in mezzo alle particelle del fondo di QCD, di

basso impulso. Questo problema è molto sentito per canali interamente adronici —come  $B \rightarrow \pi\pi$ — che non offrono chiare signature ed in cui i prodotti sono mescolati con un abbondante fondo di particelle di basso impulso.

### 1.8.2 *B-factories*

Le *B-factories* sono collisionatori  $e^+e^-$  presso i quali si producono mesoni contenenti quark  $b$  attraverso il meccanismo risonante:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B_d\bar{B}_d \quad (1.8.1)$$

La massa di  $\Upsilon(4S)$  è 10.58 GeV, appena al di sopra della soglia per la produzione di una coppia  $B_d\bar{B}_d$ , nella quale decade con *branching ratio* superiore al 96%, al 95% di livello di confidenza. La sezione d'urto per la produzione di una coppia di mesoni  $B_d$ , alla risonanza  $\Upsilon(4S)$ , è 1 nb. Non è un valore molto grande, ma si tratta di eventi in cui il fondo è molto limitato. Infatti, poiché  $m(\Upsilon(4S)) - 2m(B_d) < 23 \text{ MeV}/c^2$  non si producono altre particelle nel decadimento del bottomonio. La maggior parte del fondo è costituita da eventi  $e^+e^-$  non risonanti, per i quali si stima che il rapporto segnale:rumore sia 1:3. Ai collider  $e^+e^-$  la piccola sezione d'urto è in parte bilanciata da una maggiore luminosità istantanea della macchina. Tuttavia, anche raccogliendo dati per  $30 \div 100 \text{ fb}^{-1}/\text{yr}$  il numero di eventi  $B\bar{B}$  prodotti è due ordini di grandezza inferiore a quanto può offrire un collisionatore adronico, nello stesso periodo di tempo ( $3 \cdot 10^7 \div 10^8$  contro i  $\sim 3 \cdot 10^{10}$  previsti a CDF II e  $D\emptyset$  nel primo anno di presa dati).

## 1.9 Recenti misure di asimmetria nel sistema dei $B$

Diversi esperimenti, tra cui CDF stesso, hanno pubblicato misure di  $\sin 2\beta$ , utilizzando la asimmetria CP nei decadimenti  $B \rightarrow J/\psi K_S$ ,  $B \rightarrow J/\psi K_L$ . Nella tabella (1.3) sono riportate le misure effettuate. Il rivelatore BABAR ha raccolto un campione di 33 milioni di  $\Upsilon(4S)$  decadute in una coppia  $B\bar{B}$ , in  $30.4 \text{ fb}^{-1}$  di luminosità integrata. La collaborazione Belle, esperimento installato presso il collisionatore  $e^+e^-$  KEKB, ha utilizzato un campione di dati di  $29.1 \text{ fb}^{-1}$ , contenenti 31.3 milioni di coppie  $B\bar{B}$ , raccolti alla risonanza  $\Upsilon(4S)$ .

	$\sin 2\beta$
CDF[21]	$0.79^{+0.41}_{-0.44}$
BABAR[18][22]	$0.34 \pm 0.20^{stat} \pm 0.05^{syst}$
Belle[23]	$0.99 \pm 0.14$
PDG	$0.9 \pm 0.4$

Tabella 1.3: Misure di  $\sin 2\beta$ 

Per quanto riguarda i canali *charmless*, in tab.(1.4) sono riportati i valori dei *branching ratios* di alcuni di questi canali di decadimento, misurati da vari esperimenti. L'esperimento CLEO[24] è stato il primo ad osservare il decadimento  $B \rightarrow \pi\pi$ , in un campione di dati di  $9.16 \text{ fb}^{-1}$ , raccolti alla risonanza  $\Upsilon(4S)$ , presso il collisionatore  $e^+e^-$  CESR.

	<b>B.R. (<math>B \rightarrow \pi^+\pi^-</math>)</b>	<b>B.R. (<math>B \rightarrow K^+\pi^-</math>)</b>	<b>B.R. (<math>B \rightarrow K^+K^-</math>)</b>
CLEO	$4.3^{+1.6}_{-1.4} \pm 0.5$	$17.2^{+2.5}_{-2.4} \pm 1.2$	$< 1.9@90\% \text{ C.L.}$
Belle	$5.6^{+2.3+0.4}_{-2.0-0.5}$	$19.3^{+3.4+1.5}_{-3.2-0.6}$	$< 2.7@90\% \text{ C.L.}$
BABAR	$4.1 \pm 1.0 \pm 0.7$	$16.7 \pm 1.6 \pm 1.3$	$< 2.5@90\% \text{ C.L.}$

Tabella 1.4: Misure di *branching ratios* di decadimenti *charmless*. I numeri in tabella devono essere moltiplicati per  $10^{-6}$ 

Sempre a BABAR sono stati trovati  $65^{+12}_{-11}$  candidati  $\pi^+\pi^-$ , con i quali sono state effettuate le misure per i parametri  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{dir}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$  e  $\mathcal{A}_{\text{CP}}^{mix}(B_d \rightarrow \pi^+\pi^-)$ , due dei quattro necessari alla misura di  $\gamma$  proposta in sez.1.6, riportate in tab.(1.5). La bassa statistica è il maggiore limite alla misura effettuata.

<b>Parametro</b>	<b>Valore centrale</b>	<b>Intervallo C.L. 90%</b>
$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{dir}$	$-0.25^{+0.45}_{-0.47} \pm 0.14$	$[-1.0, +0.47]$
$\mathcal{A}_{\text{CP}}^{mix}$	$0.03^{+0.53}_{-0.56} \pm 0.11$	$[-0.89, +0.85]$

Tabella 1.5: Risultati di BABAR, asimmetria CP nel canale  $B \rightarrow \pi\pi$ ; il fit è eseguito massimizzando la likelihood  $\mathcal{L}$  e l'errore statistico corrisponde alla variazione di una unità di  $-2 \ln(\mathcal{L})$

## 1.10 Sommario

In questo capitolo è descritto il meccanismo che può portare a violazione di CP all'interno del Modello Standard. Sono descritti la matrice  $V_{CKM}$ , responsabile del mescolamento dei quark ed il triangolo di Bjorken o di unitarietà. Infine sono protagoniste le realizzazioni in natura della violazione di CP, e.g. il sistema dei mesoni neutri  $K$ . L'argomento CP-violation e  $B$ -physics è quindi sviluppato a partire dai fondamenti teorici (violazioni dirette e dovute a mescolamento, oscillazioni) e le implicazioni sperimentali per quanto riguarda le verifiche di consistenza del Modello Standard. Infine l'accento si sposta sull'aspetto sperimentale della questione, la descrizione delle problematiche connesse alla misura di asimmetrie che mostrino violazione di CP e delle  $B$ -factories e i collisionatori adronici presso i quali sono installati esperimenti di fisica del  $b$ .

# Capitolo 2

## L'apparato sperimentale

In questo capitolo è descritto lo scenario sperimentale nel quale è ambientato il lavoro di questa Tesi, l'acceleratore *TeVatron* ed il rivelatore CDF II. Il TeVatron, presso il quale il rivelatore CDF II è installato, è parte di un complesso di acceleratori recentemente migliorato per raggiungere nuovi traguardi in energia nel centro di massa e luminosità. Il rivelatore CDF ha subito un sostanziale *upgrade* sulla base dell'esperienza raccolta durante il RunI (1992-1996). Il capitolo presenta le principali caratteristiche di CDF II, sottolineando in particolare le nuove soluzioni adottate rispetto al rivelatore del primo periodo di presa dati.

### 2.1 Il complesso di acceleratori

Il Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) si trova a circa 50 Km ad ovest di Chicago (IL), Stati Uniti. È sede di un complesso di acceleratori, in fig.(2.1), le cui prestazioni sono riassunte da diversi parametri. Particolare attenzione è rivolta alla luminosità ed al range di massa esplorabile. Risultano fondamentali la luminosità istantanea  $\mathcal{L}$  e l'energia disponibile nel centro degli impulsi  $\sqrt{s}$ . Il TeVatron, l'anello presso il quale CDF II è installato, è un collisionatore circolare protone-antiprotone che opera ad un'energia nel sistema del centro di massa di 2 TeV; protoni e antiprotoni sono raccolti in pacchetti.  $\mathcal{L}$  determina i rate con cui si realizzano i processi elementari. Essa è definita[25] come:

$$\mathcal{L} = f \cdot B \cdot \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}}}{2\pi \cdot (\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)}$$

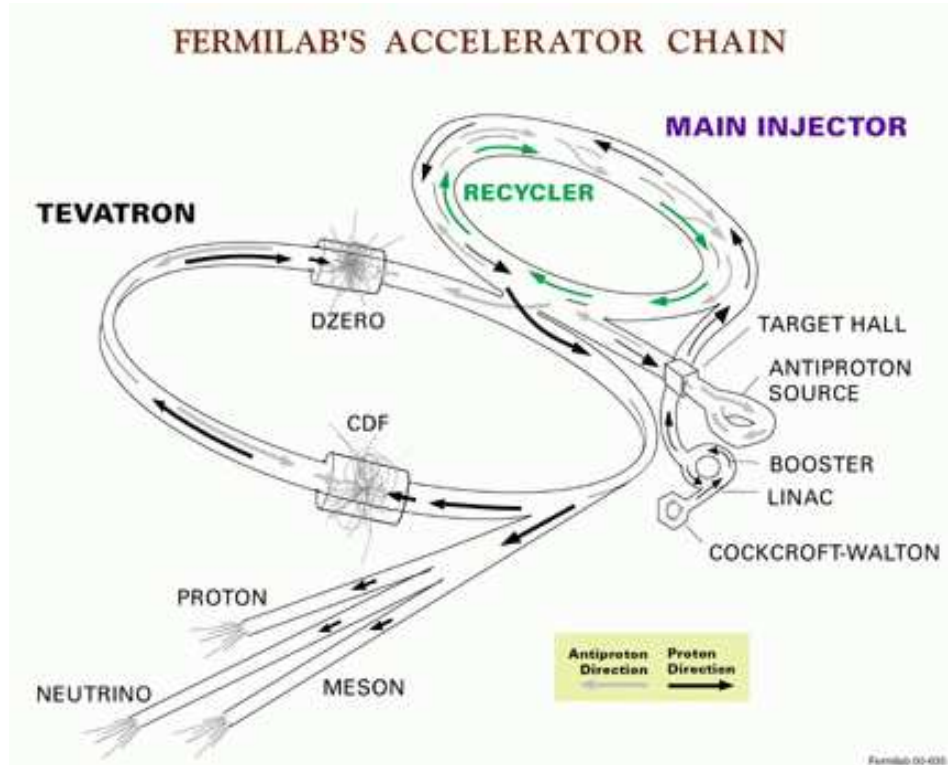


Figura 2.1: Il complesso di acceleratori a Fermilab

dove  $N_p$  ed  $N_{\bar{p}}$  sono rispettivamente il numero di protoni e antiprotoni per pacchetto,  $B$  è il numero di pacchetti che circolano nell'anello,  $f$  la frequenza di rotazione,  $\sigma_p$  e  $\sigma_{\bar{p}}$  la dimensione del fascio di protoni e antiprotoni nel punto di interazione.  $\mathcal{L}$  si misura in  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  e per una interazione con sezione d'urto totale  $\sigma$  il rate  $\mathcal{R}$  è  $\mathcal{R} = \mathcal{L}\sigma$ . Si può pertanto scrivere:

$$n(\tau) = \int_0^\tau \mathcal{L}\sigma dt$$

dove  $n(\tau)$  è il numero di eventi raccolti in un tempo  $\tau$  di un processo con sezione d'urto  $\sigma$ . Questo numero è limitato superiormente dalle caratteristiche della macchina acceleratrice. La disponibilità di antiprotoni è il fattore che limita maggiormente la luminosità al TeVatron. L'upgrade che ha subito il complesso di acceleratori è stato mirato ad aumentare  $\mathcal{L}$  ottimizzando la resa dei processi legati alla produzione ed all'utilizzo di  $\bar{p}$ .



### 2.1.1 Linac e Booster

I protoni sono prodotti a partire da idrogeno gassoso. Ionizzando  $H_2$  si ottengono anioni  $H^-$ . Questi sono accelerati da una macchina elettrostatica di Cockroft–Walton fino ad un'energia di 750 KeV. Un acceleratore lineare (*Linac*) li porta a 400 MeV. Infine gli ioni sono focalizzati su un bersaglio di carbonio. Nell'interazione perdono i due elettroni; i protoni sono quindi iniettati nel *Booster*, un sincrotrone di 75 m di raggio. Qui raggiungono un'energia di 8.9 GeV e sono raccolti in pacchetti, contenenti  $6 \cdot 10^{10}$  protoni circa, prima di passare nel *Main Injector*.

### 2.1.2 Main Injector

Il Fermilab Main Injector (FMI) è un sincrotrone di circonferenza 3319 m. La sua costruzione, accompagnata dall'ammodernamento del sistema di produzione e immagazzinamento di protoni e antiprotoni, apre nuovi scenari di lavoro, con maggiore luminosità istantanea e minore distanza temporale tra due pacchetti (*interbunch spacing*, IBS). Ha il compito essenziale di connettere il Booster ed il TeVatron in maniera ottimale. Durante il RunI questo compito era svolto dal *Main Ring*, acceleratore che occupava lo stesso tunnel del TeVatron. Numerosi problemi erano stati riscontrati, in particolare legati alla inefficienza come iniettore (il Main Ring non era in grado di accettare tutti i protoni trasferiti dal Booster) e ai fondi aggiuntivi che apportava durante la presa dati, condividendo lo stesso tunnel del collisionatore.

Il Main Injector riceve protoni da 8.9 GeV dal Booster —sono richiesti 6 cicli di iniezioni dal Booster per riempire FMI— e li accelera fino a 120 GeV. FMI è capace di produrre pacchetti contenenti fino a  $2 \cdot 10^{11}$  protoni e di immagazzinare fino a  $3 \div 4 \cdot 10^{13}$  particelle, che invia al TeVatron riempiendone l'anello in due cicli. Parte dei protoni che FMI contiene sono inviati alla *Antiproton Source*.

### 2.1.3 Antiproton Source

Protoni a 120 GeV, in serie di 82 pacchetti, sono focalizzati su un bersaglio di nickel. Gli antiprotoni prodotti, con una distribuzione angolare e in impulso molto varia, centrata nella direzione del fascio iniziale di protoni e in 8 GeV/c, sono raccolti e focalizzati con una lente di litio lungo AP2 (una delle linee della Antiproton Source). Alla fine di questa linea sono iniettati in

un *Debuncher*, che ha il compito di formare un fascio di antiprotoni eliminando la struttura in pacchetti. Esso è quindi raffreddato mediante *stochastic cooling* e posto nell'*Accumulator ring* dove per mezzo di campi in radiofrequenza si recupera la struttura a pacchetti. Infine, i pacchetti sono iniettati nuovamente nel FMI per essere portati a 120 GeV.

### 2.1.4 TeVatron

L'acceleratore principale è un collisionatore circolare di raggio 1 Km. Riceve i pacchetti di protoni e antiprotoni dal Main Injector; occorrono due cicli completi di iniezioni dal FMI per riempire il TeVatron. I magneti superconduttori da 5.7 T permettono il raggiungimento del traguardo di 1 TeV per l'energia finale dei pacchetti di protoni ed antiprotoni. TeVatron ha due zone di interazione, in cui i due fasci di particelle e antiparticelle sono fatti collidere. Si tratta di  $D\emptyset$ , sede dell'omonimo esperimento, e  $B\emptyset$ , dove è invece installato CDF II.

### 2.1.5 Recycler Ring

Il *Recycler ring* (RR), che condivide il tunnel del Main Injector, è stato concepito per poter riutilizzare gli antiprotoni che ancora circolano nel TeVatron dopo la degradazione del fascio. Durante il RunI, gli antiprotoni sopravvissuti alle interazioni con protoni erano eliminati su bersagli di piombo. Nel corso del RunII è previsto il loro riciclo. Il Recycler ring è un dispositivo a raffreddamento stocastico che riceve antiprotoni sia dal TeVatron, dove i  $\bar{p}$  rimasti dopo il ciclo di interazioni sono decelerati da 1 TeV fino a 120 GeV, sia dall'anello di accumulazione della Antiproton source. Gli antiprotoni che non hanno interagito nel TeVatron e quelli avanzati dal ciclo di accumulazione precedente sono qui raffreddati, con ottima efficienza, fino a 8 GeV, prima di essere rimessi nel Main Injector per il nuovo ciclo. Il Recycler ring può contenere fino a  $5 \cdot 10^{12}$  antiprotoni. Prima dello sviluppo del progetto di costruzione del RR, la luminosità di progetto per il RunII era  $8 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Ora, il valore atteso per il picco di luminosità è  $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

## 2.2 Il Collider Detector at Fermilab CDF II

CDF II è un rivelatore *general purpose* attrezzato per la misura delle osservabili prodotte nelle collisioni  $p\bar{p}$ . La struttura gode di simmetria cilindrica approssimativa attorno all'asse individuato dalla *beamline* (asse  $z$ ) e di simmetria per riflessione rispetto al piano perpendicolare all'asse  $z$  e passante per il punto d'incontro tra il fascio di protoni e quello di antiprotoni.

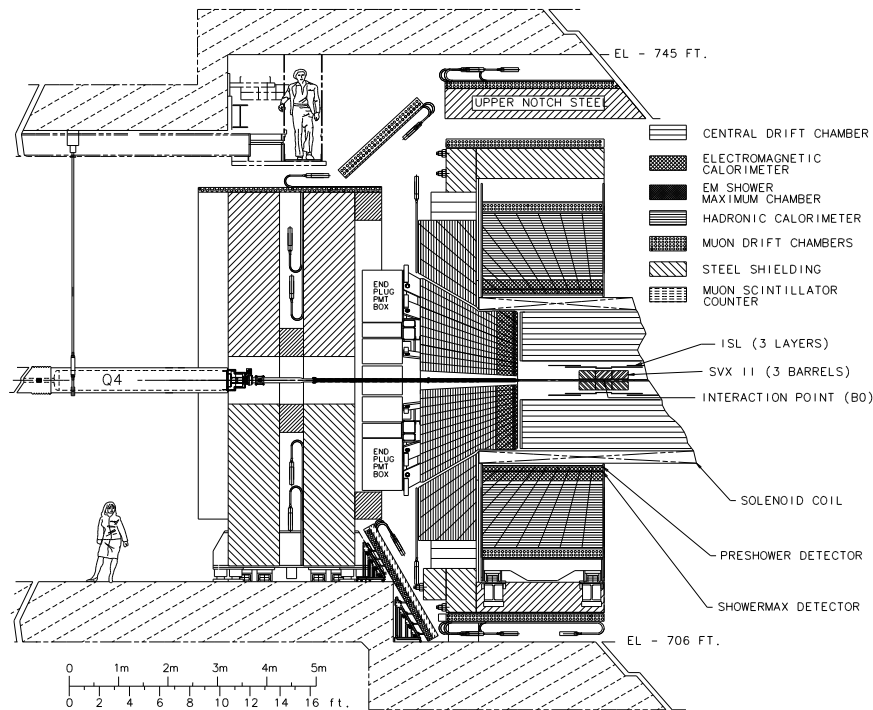


Figura 2.2: Il rivelatore CDF II

Il sistema di coordinate prescelto riflette la simmetria del rivelatore. È una terna cartesiana destrorsa, la cui origine è posta nel centro geometrico del rivelatore, l'asse  $z$  è posto lungo la direzione del fascio, orientato nel verso dei protoni, l'asse  $y$  è verticale e l'asse  $x$  punta verso il centro dell'acceleratore. Si usano le coordinate polari  $r$ ,  $\theta$  e  $\varphi$ ;  $r \in [0, \infty]$ ,  $\theta \in [0, \pi]$  e  $\varphi \in [-\pi, +\pi]$ .

Le sezioni che seguono descrivono più in dettaglio il rivelatore CDF II.

## 2.3 Tracking

Un campo magnetico di 1.4 T è presente all'interno del rivelatore, con linee di forza parallele alla linea del fascio. Per individuare completamente la traccia di una particella carica, che percorre una traiettoria elicoidale, è necessario specificare cinque parametri. Tre di questi sono scelti sul piano di simmetria  $z = 0$ :  $d_0$ ,  $\varphi_0$  e la curvatura  $c$ . Il primo è il parametro d'impatto, ovvero la distanza dell'elica dall'asse  $z$  nel punto di massimo avvicinamento al centro geometrico del rivelatore;  $\varphi_0$  è l'angolo azimutale che caratterizza la proiezione dell'impulso della particella sul piano di simmetria (l'impulso trasverso  $P_t$ ), ortogonale alla linea del fascio, sempre nel punto di massimo avvicinamento; la curvatura determina univocamente dall'impulso trasverso<sup>1</sup>. La traccia si ricostruisce tridimensionalmente fornendo le coordinate  $z_0$  e  $\lambda$ . La prima è la posizione lungo la direzione del fascio di protoni, a partire dal centro di simmetria, nel punto di massimo avvicinamento all'asse del fascio. La seconda è definita come la cotangente di  $\theta_0/2$ , dove  $\theta_0$  è l'angolo polare della tangente alla traiettoria, anche questa misurata nel punto di massimo avvicinamento. Si noti che il punto nel quale si calcolano tutti i parametri della traccia è un'estrapolazione della traiettoria e potrebbe non essere mai stato fisicamente attraversato dalla particella che ha prodotto la traccia.

È molto utilizzata anche la *pseudorapidità*  $\eta$ , definita nel seguente modo:

$$\eta = -\log \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3.1)$$

che per alti impulsi approssima la rapidità

$$y = -\frac{1}{2} \log \frac{E - p_t}{E + p_t} \quad (2.3.2)$$

Il sistema di tracciatura installato a CDF II ha due componenti principali: rivelatori al silicio in prossimità del fascio forniscono precise informazioni sui vertici delle interazioni (L00, SVXII, ISL), una camera a deriva più esterna (COT) rappresenta l'ossatura del sistema di ricostruzione delle traiettorie delle particelle cariche.

---

<sup>1</sup> $c = a/P_t$ , il coefficiente  $a$  è determinato dal campo magnetico applicato alle particelle; a CDF II vale  $a = 2.115939 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}\text{GeV}/c$

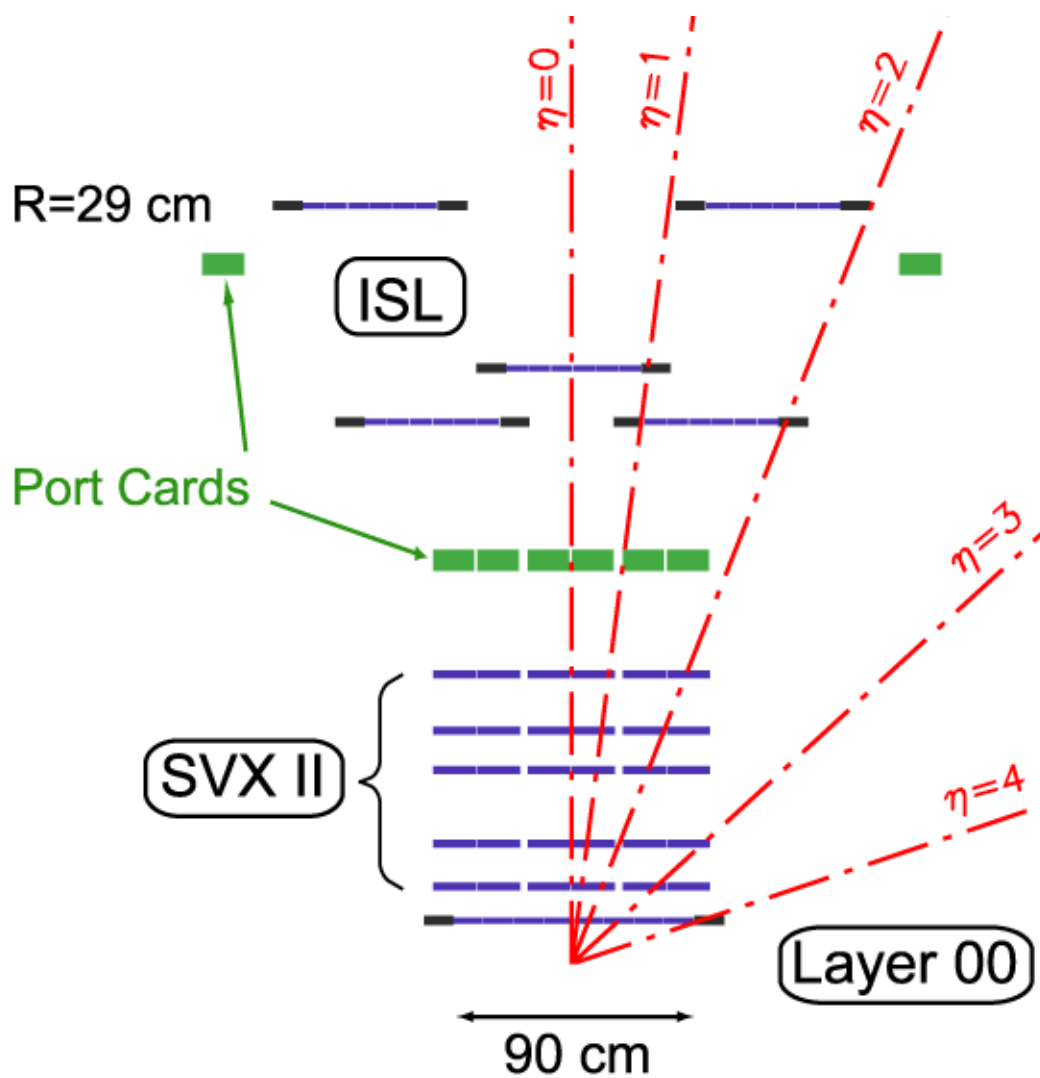


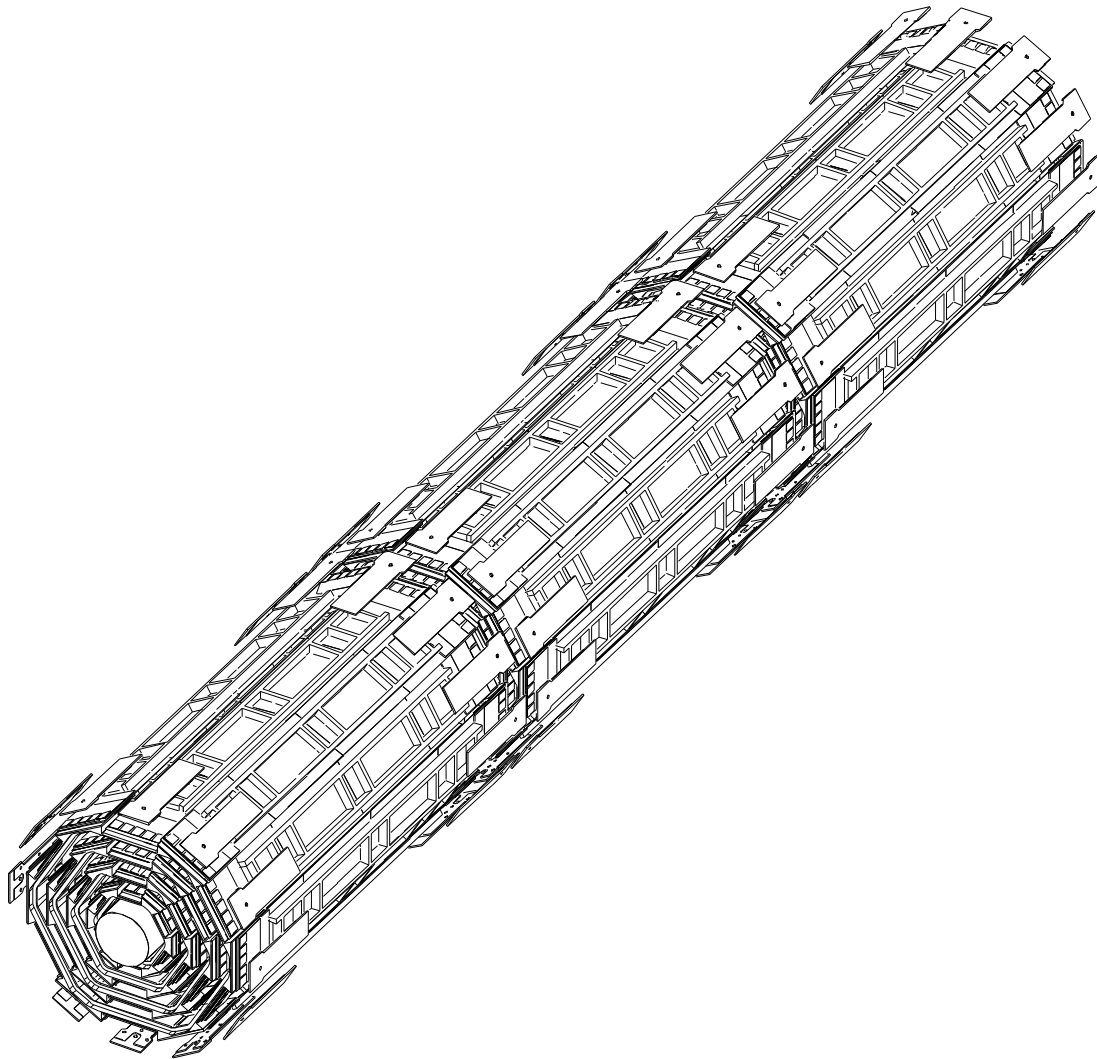
Figura 2.3: Silicon tracking a CDF II. La direzione verticale è espansa rispetto a quella orizzontale per maggiore chiarezza

### 2.3.1 Layer $\emptyset\emptyset$ (L $\emptyset\emptyset$ )

È il primo rivelatore che una particella incontra uscendo dal punto di interazione. L $\emptyset\emptyset$  adotta la tecnologia delle microstrisce di silicio, con opportuni accorgimenti necessari per l'utilizzo così vicino al fascio, e consiste in uno strato di sensori con lettura su singola faccia. Fornisce perciò solo informazioni utili ad una ricostruzione 2D (piano trasverso  $r-\varphi$ ) della traiettoria. Il rivelatore è posto a 1.6 cm dal fascio, che ricopre longitudinalmente per 80 cm. Il *pitch*, la distanza tra due strisce adiacenti, è 25  $\mu\text{m}$ . Il passo di lettura è 50  $\mu\text{m}$ ; la risoluzione prevista è di 6  $\mu\text{m}$  nella ricostruzione del punto d'impatto di una particella carica. L'elettronica deputata alla lettura dei circa 16K canali di L $\emptyset\emptyset$  è situata in un'area meno esposta alla radiazione, separata dai sensori, ai quali è collegata tramite speciali cavi a basso assorbimento. Un sistema di raffreddamento mantiene i sensori a temperature intorno a 0°C, riducendone la sensibilità all'irraggiamento.

### 2.3.2 Silicon VerteX detector II (SVXII)

Questo rivelatore di vertice è costituito da 5 strati a doppia faccia di silicio. Si estende radialmente tra 2.44 cm e 10.6 cm. Le strutture cilindriche che sostengono i rivelatori (i 3 *barrels*) coprono una lunghezza di 87 cm lungo  $z$ , garantendo una buona accettazione geometrica fino a  $|\eta| < 2.0$ . Tre strati hanno sensori che permettono la lettura sul piano trasverso su una faccia (microstrisce parallele all'asse  $z$ ) e della coordinata  $z$  sull'altra (microstrisce ortogonali all'asse del fascio). I sensori dei *layer* 2 e 4 hanno invece sulla seconda faccia microstrisce ortogonali al piano  $r-\varphi'$  (microstrisce con angolo stereo 1.2° rispetto all'asse  $z$ ). Il passo di lettura è di 60; 62; 60; 60; 65  $\mu\text{m}$  sul piano  $r-\varphi$ , 141; 125.5; 60; 141; 65  $\mu\text{m}$  sui piani  $r-z$  /  $r-\varphi'$ . Il passo di lettura per le strisce  $r-z$  è molto maggiore per limitare il numero di canali da leggere, altrimenti eccessivo data l'estensione lungo  $z$ . I rivelatori sono disposti in 12 spicchi ("wedges") mentre i chip di lettura SVX3D si trovano alle estremità di SVXII. La lettura dei suoi oltre 400K canali avviene in meno di 10  $\mu\text{s}$  e permette la formazione di un trigger di secondo livello sul parametro d'impatto (cap.3).



*Figura 2.4: Il Silicon Vertex tracker (SVXII)*

### 2.3.3 Intermediate Silicon Layers (ISL)

Collocato immediatamente all'interno della COT, è un rivelatore al silicio che consiste di tre strati, di cui uno centrale ( $|\eta| < 1$ ) e due laterali ( $1 < |\eta| < 2$ ), disposti in 12 settori azimutali. Esso risponde a due esigenze:

- nella regione  $|\eta| < 1$  il singolo strato di silicio (a doppia faccia) usato insieme a SVXII consente una ricostruzione 3D delle tracce indipendente dalla COT, e irrobustisce la tracciatura con la COT, fornendo una ulteriore misura di posizione;
- nella regione  $1 < |\eta| < 2$ , dove la copertura della COT è incompleta o assente, i due strati di silicio, posti ad una distanza di 20 cm e 28 cm dal fascio, permettono la ricostruzione 3D delle tracce anche in questa regione di pseudorapidità e forniscono a SVXII informazioni aggiuntive senza le quali la risoluzione sul parametro d'impatto che esso può raggiungere non permettono un preciso riconoscimento di vertici secondari di  $B$ ;

L'installazione di ISL permette in questo modo di estendere la possibilità di tracciatura 3D, identificazione di leptoni e  $B$ -tagging alla regione  $|\eta| \leq 2.0$ . ISL impiega rivelatori al silicio a microstrisce, con lettura su doppia faccia. Strisce parallele all'asse  $z$  e altre con angolo stereo di  $1.2^\circ$  permettono una misura di posizione nei piani  $r-\varphi$  e  $r-\varphi'$ . L'unità di lettura è la *ladder*, ognuna costituita da tre sensori e dalla relativa elettronica di lettura, 7 chip SVX3D (4 per le strisce assiali e 3 per quelle stereo). Complessivamente ISL consta di 300 ladder, per un totale di quasi 270,000 canali. Il rivelatore, come anticipato, occupa la regione  $|\eta| < 1.9$ , estendendosi in  $z$  per 175 cm (strato più esterno). L'accettanza azimutale è completa, con i *wedges* adiacenti sovrapposti per 6 mm. La superficie attiva di silicio è circa  $2 \text{ m}^2$ .

### 2.3.4 Central Outer Tracker (COT)

È una camera a deriva composta da 8 *superlayers*, ognuno con 12 strati di fili, attivi e di campo, per un totale di 96 punti di misura. Si estende radialmente da 40 cm a 137 cm e svolge il compito di tracciatore nella regione a grande raggio e a pseudorapidità minore di 1.0. Complessivamente sono presenti oltre 30K fili di segnale. La miscela di gas 50 : 35 : 15 Ar–Et–CF<sub>4</sub> ha velocità di deriva  $v_d \sim 100 \mu\text{m}/\text{ns}$ . Il segnale è raccolto in meno di 100 ns,



è importante notare che questo valore è inferiore all'intervallo di tempo che separa due pacchetti consecutivi, 132 ns nel RunIIb. Il campo di drift, la cui omogeneità è assicurata da circa 33K fili di campo, vale  $\sim 3.5$  kV/cm, l'angolo di Lorentz<sup>2</sup> è 35°. Fogli di Mylar di spessore 250  $\mu$ m sostengono i “pannelli di campo” d'oro. Tali dispositivi svolgono l'importante funzione di isolare anche meccanicamente le celle elettriche, in modo da limitare i danni provocati dall'eventuale rottura di un filo alla sola cella interessata. Complessivamente la COT è composta da 2520 celle, ognuna contenente 12 fili attivi. Il progetto della COT sfrutta l'esperienza della *Central Tracking Chamber* (CTC), che ha avuto un grande successo nel RunI. Uno dei miglioramenti che sono stati apportati riguarda la ricostruzione 3D delle tracce. Informazioni *stereo* (angolo di  $\pm 3^\circ$ ) nel caso della CTC erano fornite da quattro superstrati (complessivamente CTC ne aveva nove) con celle con soli sei fili attivi. COT mantiene il numero di superlayer *stereo*, conservando la struttura in celle con 12 fili di *sense*. In questo modo si può utilizzare la stessa elettronica di lettura e la stessa meccanica per tutti i superstrati.

## 2.4 Time Of Flight (TOF)

Il rivelatore di tempo di volo TOF permette l'identificazione di particelle cariche. Il rivelatore è costituito da 216 barre di scintillatore plastico, di lunghezza 280 cm, installate tra la COT ed il criostato che contiene il solenoide superconduttore, a circa 138 cm dalla zona di interazione. Ogni barra è equipaggiata con due fotomoltiplicatori Hamamatsu. Il disegno dei fotomoltiplicatori è peculiare: i classici dinodi sono sostituiti da una serie di griglie allineate<sup>3</sup>, in modo che la cascata di elettroni si sviluppi longitudinalmente al fascio, parallelamente al campo magnetico. In questo modo si evitano inopportune oscillazioni di guadagno che potrebbero derivare da disuniformità del campo stesso. Un lungo lavoro di test, cui il candidato ha attivamente preso parte, è stato necessario per calibrare tutti i fototubi. Il principio di funzionamento di questo rivelatore è molto semplice. La misura del tempo di volo di una particella dal punto di interazione al rivelatore fornisce la velocità della particella, il raggio di curvatura della traiettoria ricostruita permette il calcolo dell'impulso. Da questi due dati si risale alla massa della particella.

---

<sup>2</sup>è l'angolo di *tilt* di ogni cella rispetto al raggio passante per il centro della stessa

<sup>3</sup>il disegno *fine mesh*

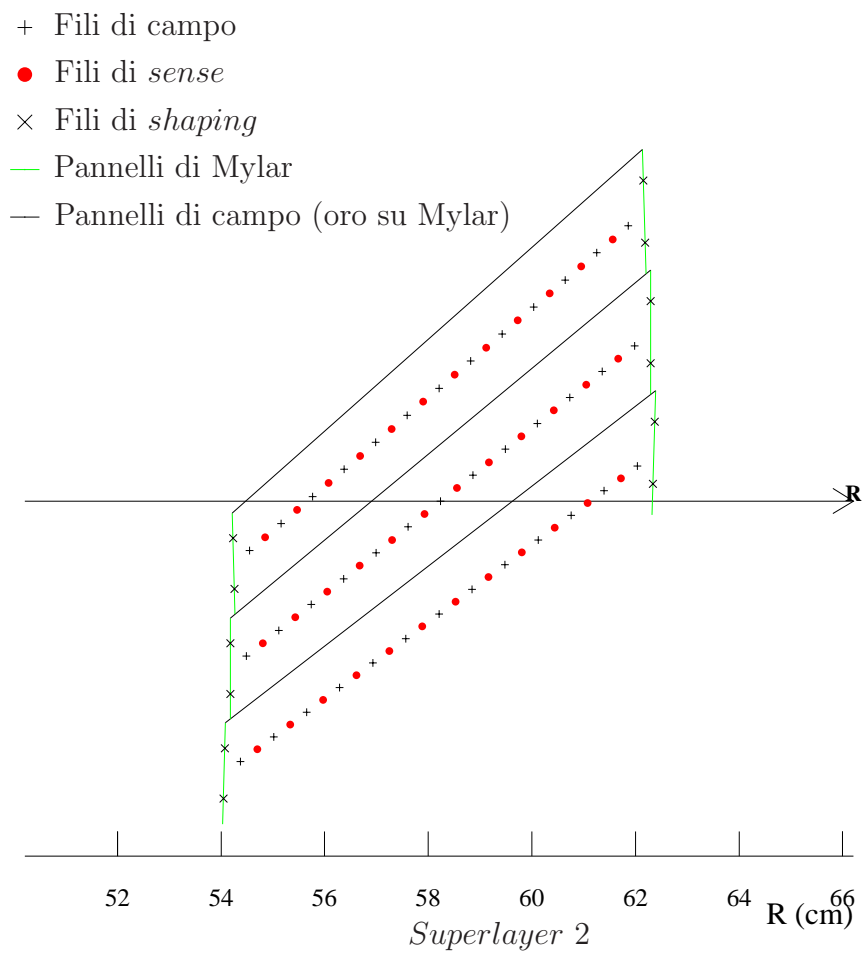


Figura 2.5: Cella elementare del Central Outer Tracker

La risoluzione temporale prevista è di circa 100 ps per la singola particella. Con il TOF si prevede di poter distinguere a  $2.5\sigma$  un  $K$  da un  $\pi$  di 2.0 GeV/c.

## 2.5 Calorimetria

I nuovi scenari di lavoro hanno reso necessario rivedere il settore calorimetrico del rivelatore CDF II. In particolare, i calorimetri a gas che erano presenti a CDF, nella regione  $|\eta| > 1.0$ , sono incompatibili con i *crossing rates* del RunII. Tutta la calorimetria di CDF II è basata su scintillatori. Si tratta di calorimetri a campionamento, nei quali strati di scintillatore plastico sono alternati a strati di assorbitore. Lo scintillatore raccoglie l'energia della cascata di particelle secondarie generata dall'interazione della primaria nel calorimetro. La regione  $|\eta| < 3.6$  è coperta, con misure elettromagnetiche e adroniche separate. L'apparato è organizzato in torri proiettive, con base nel piano  $\eta$ - $\varphi$ . Ciascuna torre è suddivisa in profondità in due compartimenti: vicino al fascio quello per la misura della componente elettromagnetica, di seguito la sezione che misura la componente adronica della cascata. È naturale procedere separatamente alla descrizione delle due zone angolari in cui è diviso l'apparato calorimetrico.

### 2.5.1 Regione Centrale ( $|\eta| < 1$ )

La calorimetria è rimasta quella del rivelatore originale CDF. Si hanno torri calorimetriche a campionamento con base nel piano  $\eta$ - $\varphi$  di area  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 15^\circ$ . Il settore EM è affidato ad una successione di strati attivi di scintillatore (5 mm) alternati a strati passivi di piombo ( $0.6X_0^4$  ciascuno). Complessivamente, per incidenza normale, si ha massa per  $19X_0$  e  $1\lambda^5$ . Due strati di camere a fili (un *preshower* tra il criostato ed il calorimetro; uno strato a  $6X_0$  dal punto d'interazione, distanza alla quale lo sciame raggiunge il massimo sviluppo) contribuiscono a discriminare adroni e oggetti elettromagnetici. È infatti raro che un adrone interagisca nella bobina del magnete, mentre un altro elemento di distinzione da fotoni ed elettroni è la forma della cascata nel punto di massimo sviluppo. Analogamente, il calorimetro adronico è costituito da strati di ferro (2.54 cm) e scintillatore (10 mm), alternati per  $4.5\lambda$ .

<sup>4</sup> $X_0$  è la lunghezza di radiazione, per il piombo  $X_0 = 0.56$  cm

<sup>5</sup> $\lambda$  è la lunghezza di interazione nucleare,  $\lambda_{Pb} = 17.09$  cm

### 2.5.2 Regione delle *plugs* ( $1.0 < |\eta| < 3.6$ )

È questa la regione che ha subito maggiori cambiamenti in seguito all'upgrade di CDF. Le torri proiettive, di base  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \div 0.16 \times 7.5^\circ$  per  $1.1 < |\eta| < 2.1$  e  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \div 0.6 \times 15^\circ$  per  $2.1 < |\eta| < 3.6$ , sono strutturate in maniera analoga a quelle della regione centrale. La sezione elettromagnetica è costituita da un calorimetro a campionamento la cui unità è costituita da uno strato di piombo ( $0.8X_0$ , 4.5 mm) ed uno di scintillatore (4 mm). Le unità installate sono 23, per uno spessore complessivo di  $21X_0$ ,  $1\lambda$ . Le piastrelle di scintillatore del primo strato sono più spesse, 10 cm, e sono lette singolarmente, svolgendo la funzione di un preshower. A  $6X_0$  di profondità è situato un rivelatore di posizione, fatto di strisce di scintillatore, anch'esse a lettura indipendente. La risoluzione sull'energia elettromagnetica è  $15.5\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$  (misura effettuata con test su fascio di elettroni, [26]). Il calorimetro adronico è sempre un dispositivo a campionamento, con 23 strati. Ogni strato è formato da 6 mm di scintillatore e 5 cm di ferro, per uno spessore di  $7\lambda$ . La risoluzione per pioni incidenti è risultata  $78\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ [26].

## 2.6 Camere a $\mu$

L'identificazione dei muoni è molto importante per la fisica del  $B$  ed a CDF ha sempre avuto un ruolo di primo piano. La maggior parte della  $B$ -physics fatta nel RunI ha infatti sfruttato campioni in cui era richiesta la presenza di muoni. L'obiettivo è stato la ricostruzione di decadimenti semileptonici di mesoni  $B$  e, nel campione con due muoni, la ricerca di  $\psi$ , dalle quali partiva la ricostruzione di  $B \rightarrow \psi K_S$ . Le misure di vita media di  $B$  neutri e carichi e la misura di  $\sin 2\beta$  del RunI sono state ottenute facendo largo uso di questi campioni. I trigger sui muoni avranno certamente una grande rilevanza anche nel corso del RunII.

CDF II utilizza 4 sistemi di scintillatori e camere proporzionali per la rivelazione dei muoni nella regione  $|\eta| < 2.0$ . Nella regione centrale ( $|\eta| < 0.6$ ) le camere CMU e CMP, a  $5.5\lambda$  e  $7.8\lambda$  (sono separate da una parete di 60 cm di ferro), misurano le coordinate  $z$  e  $\varphi$  della traccia candidata  $\mu$ . Le camere CMP, che si trovano a circa 5 m dal fascio, sono accoppiate a contatori a scintillazione. Le camere CMX, alla stessa distanza radiale di quelle CMP, coprono la regione  $0.6 < |\eta| < 1.0$ . Due strati di contatori a scintillazione ri-

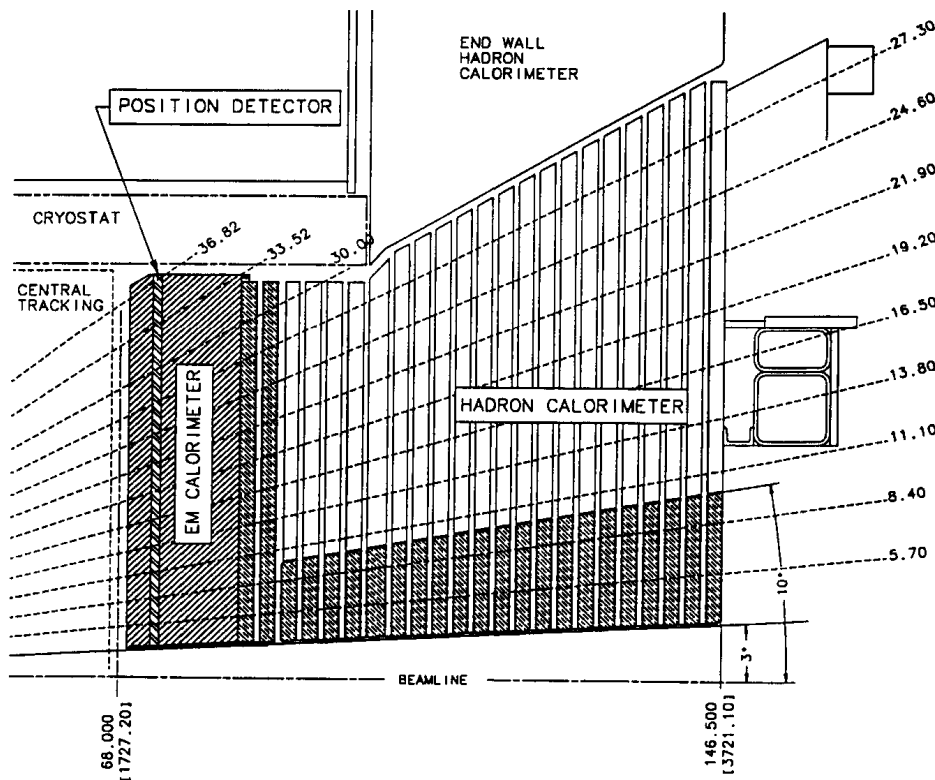


Figura 2.6: Sezione dei calorimetri nella regione delle *plugs*

vestono le superfici interna ed esterna di queste camere. Infine l'*Intermediate MUon system* IMU, finemente segmentato nella coordinata  $\varphi$ , fornisce copertura sufficiente a identificare come  $\mu$  o adroni tracce ad alto  $P_t$  con pseudorapidità compresa tra 1.5 e 2.0. L'IMU consiste in 4 strati *staggered* di camere a deriva ed uno strato di contatori a scintillazione, montati sul raggio esterno dei due toroidi che, magnetizzati, costituivano lo spettrometro per  $\mu$  FMU nel vecchio rivelatore CDF. I magneti toroidali non saranno utilizzati per misure d'impulso nel corso del RunII perché SVXII e ISL garantiscono prestazioni migliori se il muone ha impulso inferiore a 50 GeV oppure pseudorapidità inferiore a 1.5.

## 2.7 Sommario

È stato presentato il complesso di acceleratori di cui il TeVatron è parte. Il Main Injector ed il nuovo Recycler Ring permettono un notevole incremento della disponibilità di antiprotoni. I nuovi scenari di lavoro (maggior energia nel sistema del centro di impulsi, maggiore luminosità istantanea, minore interbunch spacing rispetto al RunI) hanno richiesto un sostanziale upgrade del rivelatore, le cui principali caratteristiche sono qui descritte.

# Capitolo 3

## Il Trigger di CDF II

Il sistema di selezione degli eventi da registrare per l'analisi, il *trigger*, riveste un ruolo importante in molti esperimenti di fisica delle alte energie, ma la questione è particolarmente delicata presso un collisionatore adronico, dove la frequenza di interazione è molti ordini di grandezza superiore alla frequenza di registrazione e analisi di dati praticamente realizzabile.

### 3.1 Overview

La luminosità di progetto del RunII è dell'ordine di  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La scrittura su nastro dei dati non può procedere a velocità superiore a  $\sim 50 \text{ ev/s}$ . La sezione d'urto anelastica di un processo  $p\bar{p}$  è 60 mb quando  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$ . Dalla regola mnemonica::

$$1 \mu\text{b} \equiv 1 \text{ Hz quando } \mathcal{L} = 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (3.1.1)$$

si ricava che la frequenza di interazioni è  $\sim 8 \text{ MHz}$ . È pertanto indispensabile operare una selezione severa e salvare solo gli eventi fisicamente più interessanti. Il compito del sistema di trigger consiste proprio nell'operare la selezione degli eventi da portare su nastro, al rate massimo di  $\sim 50 \div 75 \text{ Hz}$ .

Il trigger di CDF II è strutturato in tre livelli. I primi due livelli sono realizzati in *hardware* e consistono di numerose schede appositamente progettate che consentono di operare molte selezioni indipendenti in parallelo. Il terzo livello è invece implementato in *software*: una *farm* di processori commerciali, con sistema operativo LINUX, analizza le tracce ricostruite e può operare tagli molto raffinati.

Il trigger di CDF II è concepito per essere senza tempo morto (*deadtimeless*). È strutturato a pipeline ed ogni livello ha *buffers* a disposizione in modo da evitare, il più possibile, la sovrapposizione di eventi, cioè l'arrivo di ulteriori dati da analizzare mentre il trigger è ancora impegnato ad elaborare la decisione per l'evento precedente. L'intervallo temporale che il trigger impiega per decidere se accettare o meno l'evento arrivato —la *latenza*— costituisce *tempo morto*, se non ci sono buffer di attesa, durante il quale il trigger è come spento e rigetta qualsiasi evento si possa presentare. Il grafico in fig.(3.2) riassume il percorso degli eventi dall'acquisizione del dato grezzo da parte di CDF II fino alla registrazione su supporto magnetico, evidenziando l'aspetto del *timing*.

La struttura a buffer opera la *derandomizzazione* degli eventi che passano il trigger. Il rate di trigger è infatti il numero medio di eventi che superano il trigger per unità di tempo. Il numero di eventi che si presentano al primo livello è distribuito in modo poissoniano. Il buffering rimuove parzialmente la distribuzione degli eventi, perché essi possono accumularsi, per quanto il buffer è capace di memorizzarne, per essere passati al secondo livello e da questo al terzo con una distribuzione in frequenza più uniforme.

Durante il corso del RunII sono previste diverse possibili configurazioni del TeVatron in luminosità istantanea e intervallo temporale tra un pacchetto ed il successivo. Quelle standard sono tre, in tab.(3.1) sono riportati i valori di luminosità, distanza temporale tra i pacchetti (*interbunch spacing*, IBS) e numero medio di interazioni per ogni collisione tra pacchetti di  $p$  e  $\bar{p}$ .

## 3.2 Level1 Trigger

L'interbunch spacing, la distanza temporale tra un pacchetto di  $p(\bar{p})$  ed il successivo, attualmente è  $392 \mu\text{s}$  e per il RunIIb è  $132 \text{ ns}$ . È un intervallo troppo breve per poter elaborare una decisione, anche con elettronica dedicata. Il sistema di trigger L1 è perciò organizzato con una pipeline a 42 stadi.

Scenario	IBS [ns]	$\mathcal{L}$ [ $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	$\langle N_{p\bar{p}} \rangle$
“A”	396	$\leq 1$	2
“B”	132	$1 \div 2$	2
“C”	396	$1 \div 2$	5

Tabella 3.1: Possibili modi di funzionamento del TeVatron per il RunII



## RUN II TRIGGER SYSTEM

Detector Elements

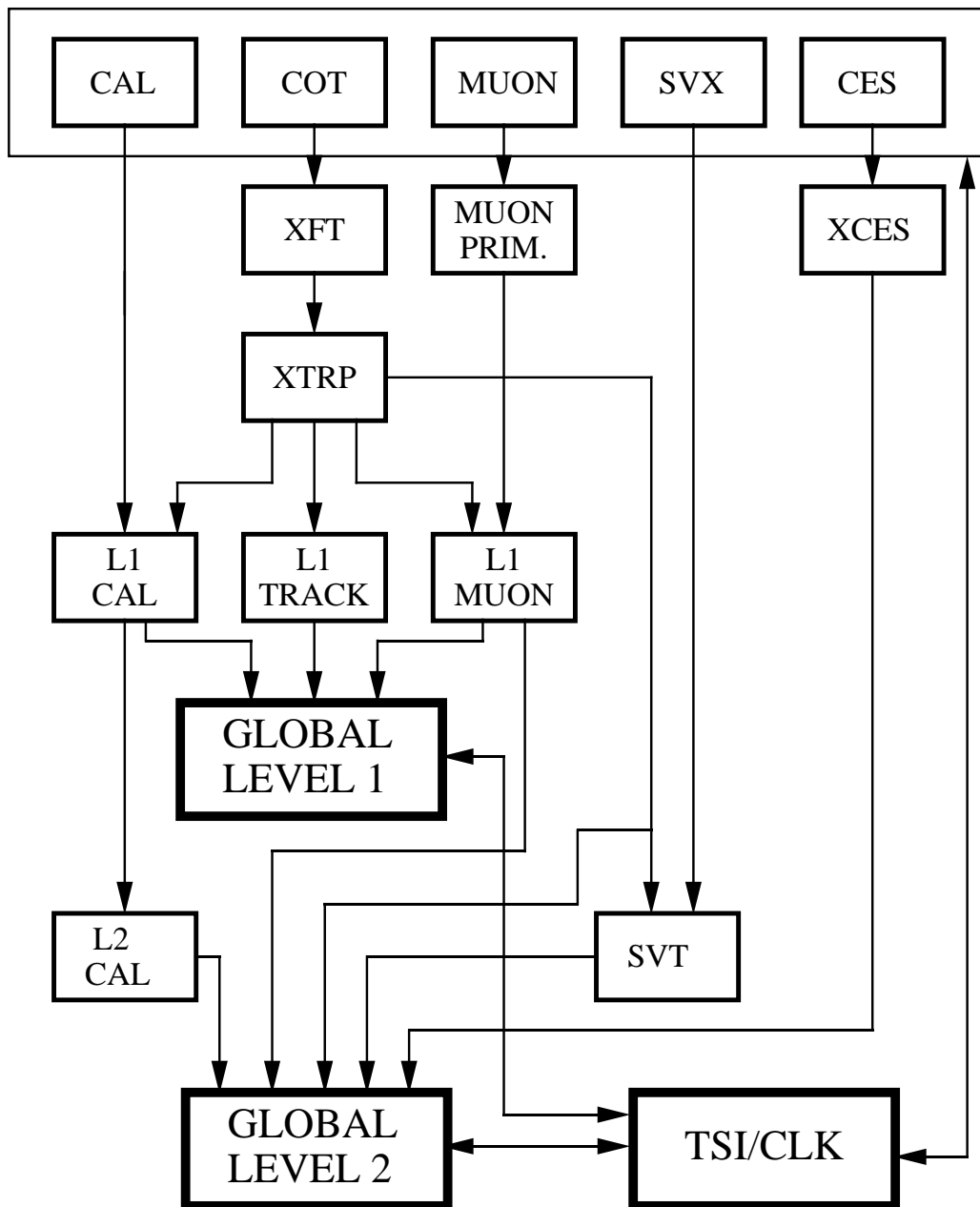
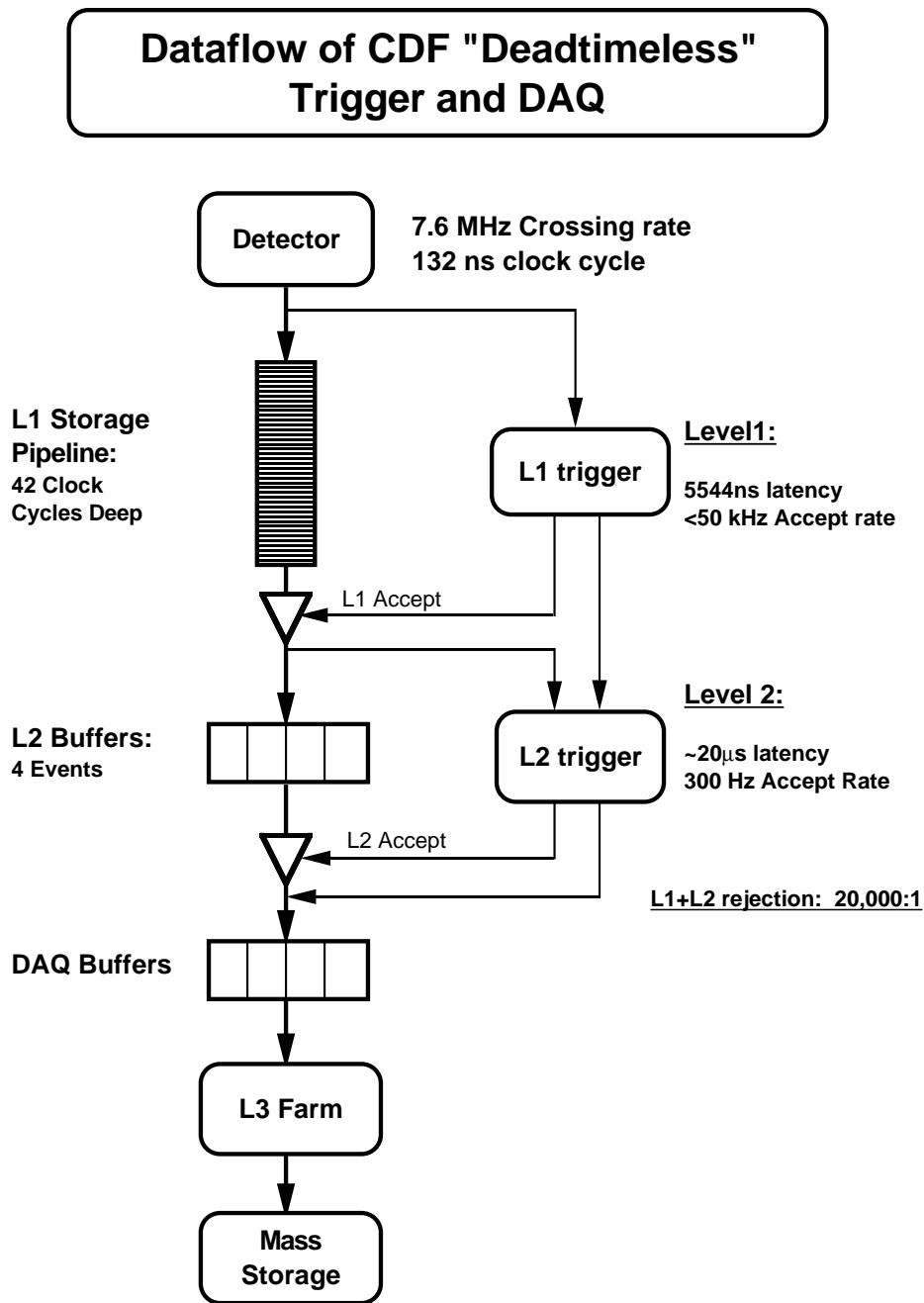


Figura 3.1: Schema del trigger di primo e secondo livello



*Figura 3.2:* Il flusso di dati da CDF II fino alla registrazione su nastro, attraverso i tre livelli di trigger

La decisione del L1 è presa entro  $5.5 \mu\text{s}$ , tempo che l'evento impiega ad arrivare all'ultimo stadio della pipeline ( $42 \cdot 132 \text{ ns} = 5544 \text{ ns}$ ), dopo il quale, se il trigger non segnala che l'evento deve essere conservato, è rigettato. A CDF II il trigger di primo livello è interamente *hardware*. Sono state sviluppate appositamente schede per prendere la decisione di trigger. L'input a queste schede proviene dai calorimetri, dalla camera di tracciatura COT e dalle camere per muoni. La maggiore novità rispetto al RunI è rappresentata dall'*eXtremely Fast Tracker* (XFT). Questo processore riesce a ricostruire bidimensionalmente una traccia utilizzando i punti lasciati sui quattro strati assiali della COT in  $2.7 \mu\text{s}$ , permettendo un matching tra le tracce ed i segnali nei calorimetri e nelle camere a  $\mu$ , per un efficiente riconoscimento di muoni, elettroni e candidati *jets* già al primo livello di trigger. XFT, che raccoglie l'eredità del *Central Track Finder*, che lavorava a livello 2 nel RunI, ha le seguenti prestazioni previste:

- efficienza del 96% nel *track finding*;
- risoluzione nella misura d'impulso  $\Delta P_t/P_t^2 < 2\%$  per GeV/c;
- risoluzione nella misura dell'angolo azimutale  $\sigma_\varphi < 8 \text{ mrad}$ ;
- $P_t$  minimo per una traccia XFT 1.5 GeV/c.

La decisione di tenere o rigettare un evento è basata sul numero e sulla energia di questi oggetti nell'evento stesso.

La formazione del segnale di trigger comincia da XFT. Esso divide logicamente la COT in 288 segmenti, da  $1.25^\circ$  ciascuno, ed in ogni segmento è permesso avere una sola traccia. Ad ogni bunch crossing XFT invia le tracce trovate all'*eXTRaPolation unit* (XTRP), che ha il compito di distribuire l'informazione della traccia XFT ai sottosistemi che costituiscono il trigger di livello 1 e 2:

- L1CAL;
- L1MUON;
- L1TRACK;
- SVT (sez.3.5).

L1CAL è il trigger calorimetrico: i cluster di energia rilasciata nei calorimetri e le tracce corrispondenti costituiscono un oggetto di tipo elettrone o jet; L1MUON utilizza segmenti di traccia nelle camere per muoni e costruisce oggetti di tipo muone; L1TRACK è un trigger che sfrutta direttamente le informazioni fornite da XFT per fare tagli di tipo cinematico. Le tracce sono inoltre inserite in un buffer, per poter essere inviate a SVT in caso di accettazione dell'evento a livello 1.

I moduli dei tre sottosistemi producono ciascuno dei bit che la *Level 1 Decision Card* (FRED) combina per generare la decisione di trigger di livello 1. La scheda FRED può ricevere fino a 64 bit di trigger da moduli PreFRED (moduli di tipo L1MUON, L1CAL oppure L1TRACK), che combina con AND e OR in sottoinsiemi da 8 bit per generare fino a 64 trigger diversi. Ogni trigger può essere inoltre prescalato in maniera indipendente dagli altri. Il *prescaling* con fattore  $n$  consiste nel far passare il trigger solo ad un evento ogni  $n$  soddisfacenti le richieste del trigger. In questo modo si possono artificialmente limitare i rate di trigger eccessivamente alti. La definizione di una buona strategia di trigger naturalmente consiste nel cercare richieste sull'evento che abbassino il rate, con buona efficienza per il segnale, senza dover ricorrere a questo artificio, che riduce dello stesso fattore segnale e fondo.

Il massimo rate di entrata nel secondo livello di trigger è 50 KHz, il rate di uscita dal primo livello deve rispettare questo limite.

### 3.3 Level2 Trigger

Il trigger di secondo livello consiste di diversi sottosistemi che forniscono l'input ai processori programmabili del *Global Level-2 decision board*. I sottosistemi sono cinque:

**L2CAL** Il sistema L2CAL si occupa del *clustering* dell'energia rilasciata nelle torri calorimetriche. L'algoritmo di *cluster finding* è implementato a livello hardware con una architettura a pipeline. La ricerca di un cluster parte dalle torri con energia superiore ad una certa soglia (tipicamente alcuni GeV). Queste sono il "seme" del cluster (*seed towers*); il cluster è definito sommando alla torre iniziale tutte le torri che superano una soglia inferiore (*shoulder towers*) e che formano con essa una regione

contigua. La ricerca è condotta in parallelo per tutte le torri-seme. La calorimetria a L2 permette la definizione di trigger per i *jets*.

**L2XCES** L'energia rilasciata nei rivelatori situati nei calorimetri elettromagnetici nel punto di massimo sviluppo dello sciame è utilizzata per ridurre i rate dei trigger di L1 basati sulla presenza di oggetti elettromagnetici come fotoni o elettroni. La richiesta di energia sopra una certa soglia (alcuni GeV) elimina il fondo dovuto alla possibile scarica di qualcuno dei fototubi che leggono le strisce di scintillatore plastico che costituiscono il CES (CEntral Shower maximum). I segnali in quattro celle CES adiacenti sono sommati e comparati con una soglia per formare un bit XCES, con segmentazione azimutale di  $2^\circ$ . Questa risoluzione è molto superiore a quella delle torri del calorimetro elettromagnetico e permette una migliore distinzione degli elettroni dal fondo, effettuata operando un matching con le tracce XFT.

**L2SVT** La parte più innovativa del sistema di trigger di secondo livello è il *Silicon Vertex Tracker* (SVT). Esso raccoglie le informazioni di XFT e SVXII e può ricostruire, anche se solo in 2D, le tracce che colpiscono almeno quattro layer di SVXII con una risoluzione paragonabile a quella della ricostruzione *off-line* (si veda sez.3.5 per una descrizione più approfondita di SVT e cap.6 per il confronto con la ricostruzione *off-line*). Questo permette di riconoscere tracce non provenienti dal vertice primario, il che è la base per i trigger su *B* adronici.

**L2Tracking** Questo modulo riceve le tracce XFT da XTRP immediatamente dopo l'accettazione dell'evento a L1. Si occupa di trasmettere le informazioni delle tracce XFT alle schede che compongono il *Global Level 2*.

**L2Muon** Anche questo dispositivo, come il precedente L2Tracking, è semplicemente un'interfaccia tra le schede del sistema che analizza i dati relativi ai muoni ed il modulo che prende la decisione globale del trigger L2.

La latenza del secondo livello, il tempo impiegato ad elaborare una decisione, è di  $20 \mu\text{s}$ . I primi  $10 \mu\text{s}$  sono a disposizione dei sottosistemi del trigger per leggere i dati dal rivelatore e compiere le loro elaborazioni, i restanti dal sistema che prende la decisione globale del secondo livello per decidere se

accettare o meno l'evento. Durante questi ultimi  $10 \mu\text{s}$  i sottosistemi di L2 cominciano ad analizzare l'evento successivo. Si tratta pertanto di una pipeline a due stadi. La latenza è l'inverso della banda passante del primo livello. Questa condizione non sarebbe realizzabile senza la possibilità di accumulare gli eventi in memorie locali, se non al prezzo di avere il trigger "morto" per la maggior parte del tempo. Il livello 2 può contare su quattro buffer, che permettono il mantenimento della frazione di tempo morto inferiore al 10%.

Il limite che il rate d'uscita dal livello 2 deve rispettare è fissato dalla capacità di input di L3, che è di circa 300 Hz.

### 3.4 Level3 Trigger

Il terzo livello di trigger è costituito da una *farm* di processori commerciali. Essi lavorano in parallelo e ognuno si occupa di analizzare un evento per volta. L'evento è ricostruito quasi completamente. Un algoritmo di trigger, lo stesso per tutte le CPU, decide se registrarlo o meno. La struttura dell'algoritmo è basata sul pacchetto software di CDF II per l'analisi off-line. Si tratta di un sistema modulare, composto principalmente da moduli che si occupano di ricostruzione e moduli che operano da filtro per gli eventi. I processori del terzo livello ricostruiscono in 3D tutte le tracce, benché la risoluzione sia per ora quella della COT<sup>1</sup>, poiché al momento della stesura di questa Tesi l'utilizzo dell'informazione dei rivelatori al silicio per la ricostruzione delle tracce a L3 richiede troppo tempo di calcolo.

Il trigger di L3 ha innanzitutto a disposizione le quantità sulle quali sono stati operati i tagli di trigger dei primi due livelli, con una migliore risoluzione, perché può sfruttare le informazioni di tutto il rivelatore. La ricostruzione 3D delle tracce permette, per esempio, tagli in massa invariante. Inoltre, a questo livello le corrispondenze tra i dati provenienti dai calorimetri e dalle camere per muoni e le tracce 3D sono molto solide, per l'identificazione di muoni ed oggetti elettromagnetici.

Il passaggio successivo alla registrazione su disco dei dati, alla frequenza di 50 Hz, è la ricostruzione *off-line* delle tracce utilizzando tutte le banche dati disponibili<sup>2</sup>. In questa fase l'estrazione di informazioni da SVXII, L00, ISL occupa la frazione dominante del tempo complessivo di elaborazione.

<sup>1</sup>queste tracce sono indicate come "L3"

<sup>2</sup>questo step produce le tracce "PROD"

## 3.5 *Silicon Vertex Tracker*

Il Silicon Vertex Tracker rappresenta la principale innovazione introdotta nel corso dell'*upgrade* da CDF a CDF II. Esso utilizza l'informazione del trigger di primo livello (le tracce nella COT fornite dall'XFT) ed i punti sui piani del rivelatore SVXII per calcolare i parametri delle tracce con ottima risoluzione. Svolge questo compito in brevissimo tempo,  $\sim 10 \mu\text{s}$ , permettendo l'utilizzo del suo output per la formazione del trigger di secondo livello, di cui costituisce una parte di grande importanza.

### 3.5.1 La memoria associativa

Il problema principale che si deve affrontare nel momento in cui si tenta la ricostruzione di tracce all'interno del rivelatore è l'assegnazione degli *hits* nelle varie parti dello stesso alla traccia corretta. Tutti gli algoritmi di ricostruzione off-line si avvalgono di complicate equazioni vincolari per risolvere il problema. Questo procedimento richiede un lungo tempo di computazione. Il meccanismo di funzionamento di SVT sfrutta un algoritmo a due step, il primo a risoluzione limitata, legata alla dimensione dei *bins* nei quali si dividono, arbitrariamente, i piani di SVXII, per il riconoscimento delle tracce ed il secondo a piena risoluzione per il fit finale. A seguito di una complessa procedura di ottimizzazione delle performance di SVT, il valore della dimensione dei bin è stato fissato a  $250 \mu\text{m}^3$ . Ogni traccia individua una combinazione di bin nei quattro strati di SVXII ed il numero complessivo di combinazioni possibili è *finito*. Generando tutte queste combinazioni e confrontandole con quella lasciata dalla particella è possibile, in linea di principio, ottenere i parametri della traccia senza eseguire alcun calcolo. I chip costruiti appositamente della *memoria associativa* hanno proprio il compito di effettuare questo confronto in parallelo. Il principale ostacolo da affrontare è rappresentato dal numero elevato di combinazioni da processare, numero che cresce molto velocemente aumentando la dimensione dei bin.

### 3.5.2 Il funzionamento

SVT è progettato come rivelatore a sei strati, di cui cinque sono gli strati reali di SVXII, mentre il sesto è  $(c, \Phi_6)$ , coordinate misurate da XFT. In fig.(3.5)

---

<sup>3</sup>si veda pag.59

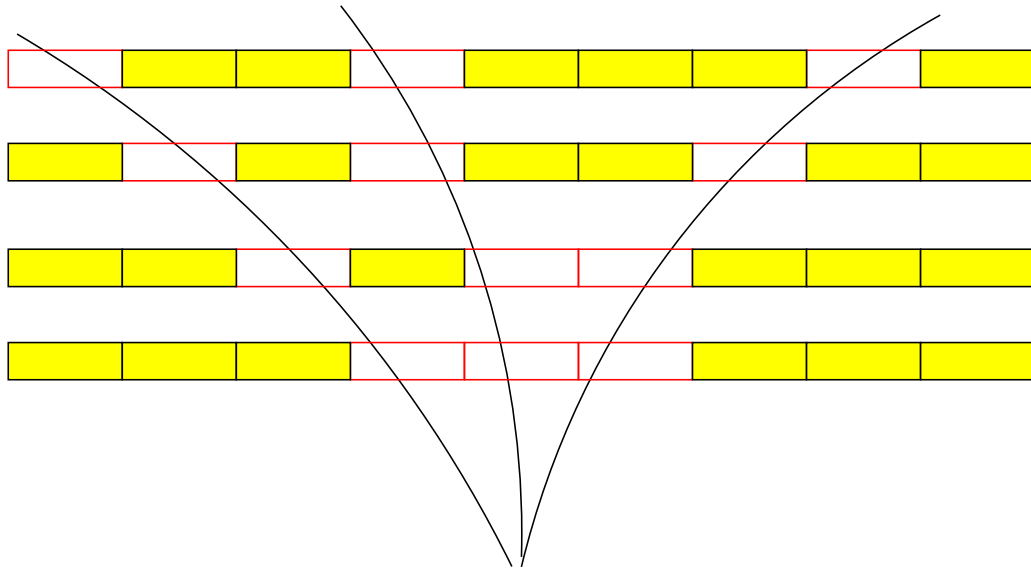


Figura 3.3: Esempio di sequenza di bin colpiti da particelle cariche che attraversano SVXII

è rappresentato il percorso dei dati in SVT, dai segnali in SVXII e dalle tracce dell'eXtremely Fast Tracker fino alle tracce ricostruite sul piano trasverso, che SVT fornisce in  $10 \mu\text{s}$ . Dal punto di vista dell'elettronica, SVXII è strutturato in 6 *semibarrels*, ciascuno a sua volta diviso in 12 “spicchi”, letti indipendentemente. In totale, le linee parallele sono 72; i dati digitalizzati sono inviati agli *Hit Finders*. Una particella carica che attraversa uno strato di SVXII eccita in media due o tre microstrisce vicine, che formano un *cluster*. Il compito di ciascun Hit Finder, uno per ogni linea di lettura, è determinare il baricentro in energia di ogni cluster (*hit*). Le coordinate degli hit e le tracce XFT sono quindi mandate contemporaneamente alla memoria associativa e all'*Hit Buffer*.

La memoria associativa svolge la prima parte della *pattern recognition* confrontando, in modo parallelo, la sequenza di bin colpiti associata ad ogni traccia con sequenze memorizzate. In questa fase, la risoluzione con cui sono individuati i bin non è la massima possibile per le caratteristiche di costruzione di SVXII ( $\sim 15 \mu\text{m}$ , per singolo hit). Per non avere un numero eccessivo di combinazioni da leggere e confrontare si utilizzano sequenze di bin di larghezza  $250 \mu\text{m}$ , uno su ogni strato di rivelatore usato da SVT (le *roads*). Le schede di memoria associativa selezionano per ogni evento le road, se ce ne fossero, che hanno almeno un hit su ogni bin. I numeri identificativi delle



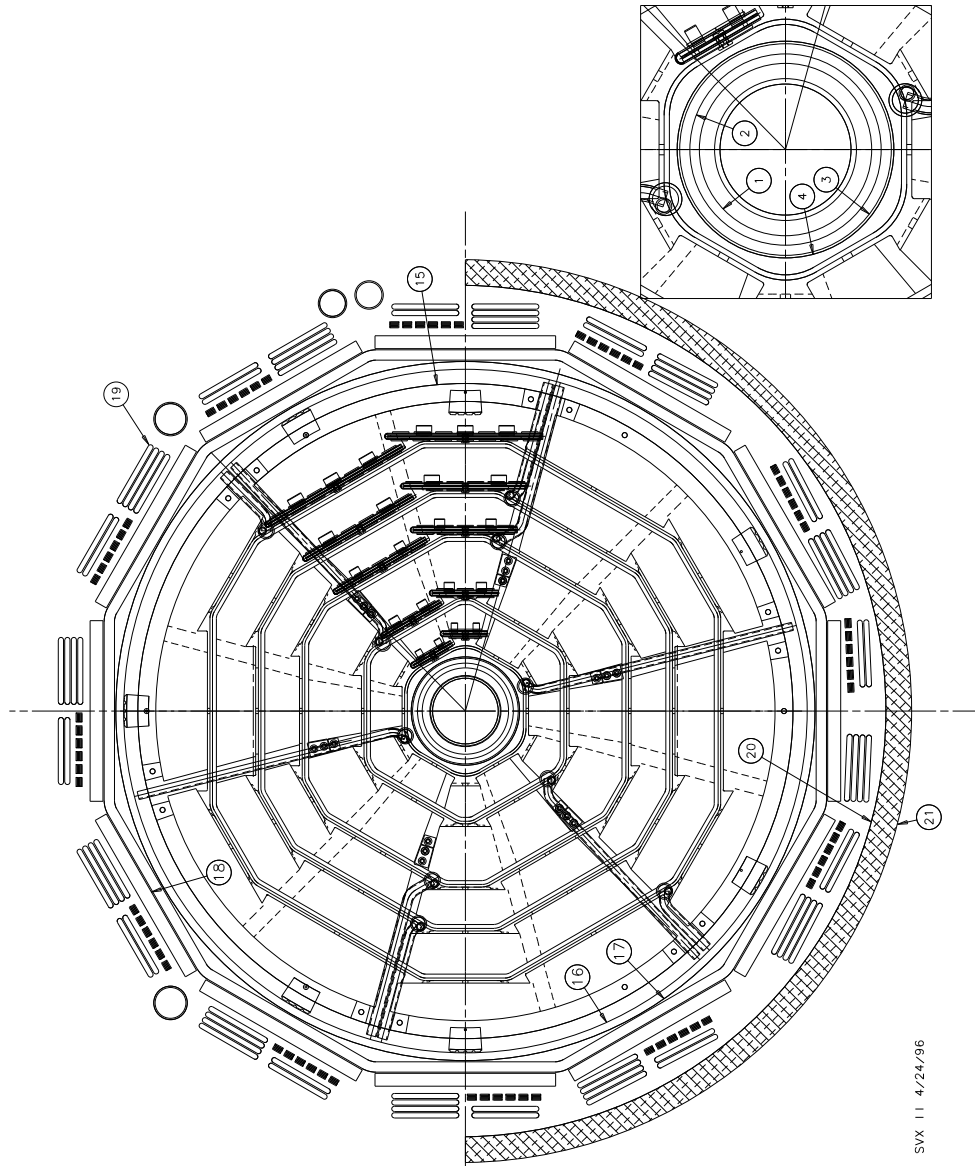


Figura 3.4: Sezione di SVXII sul piano  $z = 0$

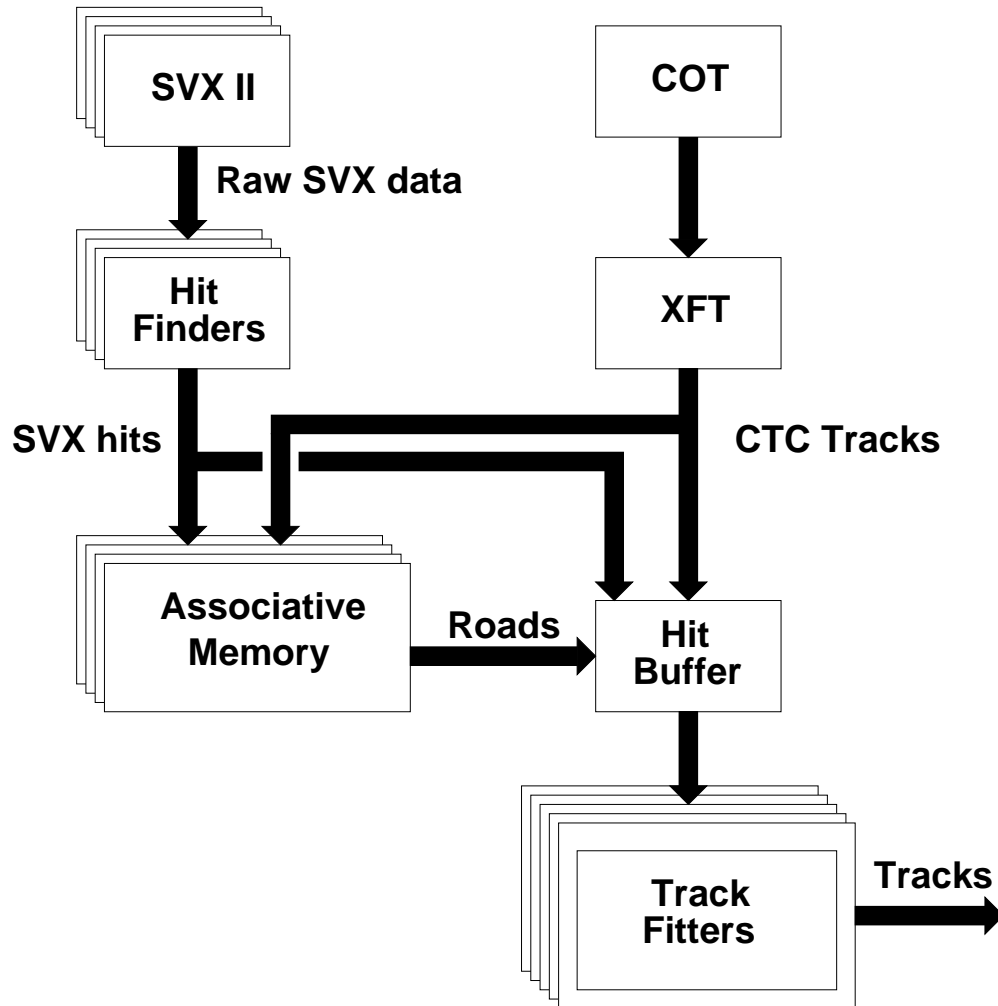


Figura 3.5: SVT: struttura del flusso di dati

road colpite sono trasmesse all'Hit Buffer, che riassocia ad ogni road gli hit e la traccia XFT che la hanno generata. Il pacchetto così fatto è mandato alle *Track Fitter boards* per la seconda fase del processo di tracciatura.

I Track Fitter raffinano il processo di ricostruzione della traccia raggiungendo la massima risoluzione spaziale ottenibile da SVXII. Si tratta di processori custom realizzati con dispositivi logici programmabili (FPGA); ne è installato uno per ogni wedge. Per ogni combinazione di *hits*, uno per piano, all'interno della road, il Track Fitter esegue un fit linearizzato e calcola i parametri sul piano trasverso (parametro d'impatto<sup>4</sup>,  $P_t$ ,  $\varphi_0$ ). Le risoluzioni previste sulla misura di questi parametri sono riassunte in tab.(3.2).

	SVT
$\sigma_d$	35 $\mu\text{m}$
$\sigma_{P_t}$	0.3% $P_t^2$ per GeV/c
$\sigma_\varphi$	1 mrad

Tabella 3.2: Risoluzioni sui parametri trasversi previste dal progetto di SVT

L'impulso trasverso minimo accettato da SVT è fissato a 2 GeV/c. I parametri d'impatto superiori a 1 mm sono esclusi dall'accettanza dei pattern nelle memorie associative e l'efficienza della ricostruzione scende per alti valori di  $d_0$ , cioè per tracce provenienti da vertici secondari dati da particelle a lunga vita media.

Sono state svolte accurate simulazioni di SVT e SVXII per determinare la dimensione ottimale delle road. Da un lato, road più larghe consentono di limitare il numero di combinazioni da memorizzare nella memoria associativa. D'altra parte in questo modo si appesantisce il lavoro che i Track Fitter devono svolgere, perché aumentando la larghezza delle road cresce la probabilità di avere combinazioni multiple di hit nella stessa road, a scapito della velocità del processo di track fitting nel suo insieme. Infine, l'elenco delle tracce trovate è passato alla *Ghostbuster Board* (GB).

Il compito principale della Ghostbuster Board, dal quale prende il nome, è eliminare eventuali duplicati di tracce. Ogni traccia SVT è fittata a partire da una traccia XFT, individuata in maniera univoca dal *wedge* di XFT che ha attraversato. Il numero di sezioni angolari in cui è diviso XFT, 288 per 360°, rappresenta il numero massimo di tracce che possono essere ricostruite in un

<sup>4</sup>per SVT è definito  $d_0 \doteq (\mathbf{r} \times \mathbf{P}_t) \cdot \hat{\mathbf{z}} / P_t$

evento. È possibile che SVT effettui più di un fit per la stessa traccia XFT, “duplicandola”. SVT utilizza, per i fit, gli hit in quattro strati su cinque. La configurazione scelta per i dati presi nell’estate 2001 prevedeva l’utilizzo dei segnali nei quattro strati più interni di SVXII. Ora, è possibile avere due road che condividono gli stessi bin sui primi quattro strati, ma bin diversi sul quinto strato. In questa situazione, i Track Fitter eseguono due fit, uno per road, a partire dalla stessa traccia XFT. GB è programmata per eliminare il peggiore di questi due fit. Inoltre, la GB è utilizzata per effettuare alcune trasformazioni sui parametri delle tracce che riceve come input. Per esempio, il valore del parametro di impatto è ricalcolato sottraendo la posizione del fascio<sup>5</sup>. Durante il periodo iniziale del RunII, la GB è stata utilizzata per generare il bit del trigger globale di L2, in sostituzione della logica deputata a tale scopo che non era ancora presente.

### 3.5.3 Il fit linearizzato

Per ogni traccia si misurano  $n$  coordinate, mentre i parametri indipendenti con cui la traccia è determinata sono  $m$ . Nel caso specifico di SVT,  $n$  è uguale a 6 (quattro hit nei layer di SVXII, la curvatura e  $\Phi_6$  della traccia XFT), mentre  $m$  è 3 perché si parametrizza la traccia solo sul piano trasverso; le coordinate scelte sono  $d_0$ ,  $P_t$  e  $\varphi$ . Siano  $\mathbf{p}$  il vettore  $(d_0, P_t, \varphi)$  nello spazio dei parametri e  $\mathbf{y}$  il vettore contenente le misure, appartenente allo spazio  $\mathbb{R}^n$  delle misure. Esiste necessariamente una relazione che lega  $\mathbf{p}$  a  $\mathbf{y}$ , esprimibile in termini di  $n$  equazioni  $\mathbf{y} = \mathbf{y}(\mathbf{p})$ . Eliminando i parametri si ottengono  $n - m$  equazioni vincolari  $f_k(\mathbf{y})$ <sup>6</sup>, che possono essere linearizzate fornendo:

$$f_k(\mathbf{y}) = \hat{f}_k = \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{y} + c_k \quad (3.5.1)$$

dove i vettori  $\mathbf{v}_k$  e le costanti  $c_k$  sono esclusivamente dipendenti dalla geometria. Si può mostrare[27] che i  $\mathbf{v}_k$  sono gli autovettori con autovalore nullo della matrice di covarianza

$$M_{il} = \langle y_i y_j \rangle - \langle y_i \rangle \langle y_j \rangle \quad (3.5.2)$$

dove la media  $\langle \rangle$  è fatta sulle diverse tracce. La situazione presentata è valida a condizione che la risoluzione del detector sia perfetta. Nel caso reale, la

---

<sup>5</sup>il confronto è in fig.(6.1)

<sup>6</sup> $k \in \{1..n - m\}$

finitezza della risoluzione fa sì che gli  $n - m$  autovalori di  $M$  cui si è interessati non siano esattamente nulli; essi sono comunque molto più piccoli degli altri  $m$  e pertanto facilmente individuabili. Una volta noti i vettori  $\mathbf{v}_k$ , le costanti sono presto calcolate:

$$c_k = -\mathbf{v}_k \cdot \langle \mathbf{y} \rangle \quad (3.5.3)$$

Un punto  $\mathbf{y}$  nello spazio delle misure individua una traccia fisica se soddisfa  $f_k(\mathbf{y}) = 0 \forall k$ . Tenendo in conto la risoluzione finita del rivelatore, è possibile definire una quantità  $\chi^2$  - *like* nel modo seguente:

$$\chi^2 \doteq \sum_{k=1}^{n-m} \frac{\hat{f}_k}{\lambda_k} \quad (3.5.4)$$

dove  $\lambda_k$  sono gli autovalori quasi-nulli di  $M$ . Nei capitoli che seguono si farà spesso riferimento alla quantità definita nella eq.(3.5.4), sulla quale si opereranno tagli di qualità sulle tracce.

### 3.5.4 L'allineamento

Una trattazione completa del problema dell'allineamento è molto al di là degli obiettivi di questa Tesi. È comunque importante accennare brevemente alla problematica. Come si vedrà nel cap.6, le condizioni in cui si raccolgono i dati sono diverse da quelle ideali. Il progetto prevede la condizione ottimale in cui il fascio è allineato all'asse di SVXII ed il centro del fascio passa per il centro del sistema di coordinate di CDF II. Sono permessi piccoli scostamenti da questa condizione ideale, all'interno di un margine di tolleranza. Molti studi con simulazioni Monte Carlo hanno permesso l'analisi del comportamento del rivelatore in diverse situazioni di allineamento, consentendo di fissare le tolleranze[27]. Nella pratica, lo spostamento del centro del fascio dal centro geometrico di CDF II e SVXII provoca errate misure di parametro d'impatto. Lo stesso effetto è, in misura minore, provocato dal disallineamento lungo  $z$  (la zona di interazione si estende per alcune decine di cm lungo la direzione del fascio). Un'analisi più completa dei due contributi è presentata nella sezione 6.1.

Dal punto di vista del fit descritto in sez.3.5.3, gli effetti dello spostamento del fascio ed il disallineamento lungo  $z$  sono profondamente diversi. È facile convincersi che il meccanismo con cui il fit è realizzato, cioè la determinazione degli autovettori corrispondenti agli autovalori quasi-nulli della

matrice di covarianza  $M$ , definita in eq.(3.5.2), ne risentirà in qualche modo. In [27] sono descritti gli studi che sono stati effettuati. Sono state generate migliaia di rivelatori disallineati in maniera casuale, per ognuno di essi è stato generato un campione di tracce con il quale è stata costruita la matrice di covarianza  $M'$ . I numeri  $\mathbf{v}_i \cdot M' \cdot \mathbf{v}_i / \mathbf{v}_i^2$ , dove  $\mathbf{v}_i$  sono gli autovettori di  $M$ , la matrice di covarianza per il rivelatore allineato, confrontati con gli autovalori di  $M$ ,  $\lambda_i$ , misurano il deterioramento causato dal disallineamento. Gli autovalori di  $M'$ ,  $\lambda' = \mathbf{v}'_i \cdot M' \cdot \mathbf{v}'_i / \mathbf{v}'_i{}^2$ , confrontati con i  $\lambda_i$ , forniscono una misura del deterioramento che non può essere eliminato nemmeno usando il miglior set di costanti  $\mathbf{v}'_i$ , autovalori di  $M'$ . Il disallineamento lungo  $z$  è inoltre drammatico perché rompe la simmetria cilindrica del sistema fascio-rivelatore. Gli autovalori quasi-nulli non sono più tre, ma ne resta solamente uno, perché per individuare una traiettoria in tre dimensioni servono cinque parametri. Il disallineamento tra il fascio e l'asse di SVXII è tollerabile se è minore di  $\sim 100 \mu\text{rad}$ .

### 3.6 I trigger per il $B$ adronico

Lo spettro dell'impulso trasverso delle particelle cariche originate da una collisione  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$  è rapidamente decrescente con  $P_t$ , approssimativamente come  $P_t^{-8}$ . Per i prodotti di un decadimento di  $B$  lo spettro è significativamente più "duro", a causa della pesantezza del quark  $b$ . La selezione di eventi con tracce che superino una certa soglia in impulso trasverso è il primo passo per ridurre il fondo ai decadimenti cui si è interessati. La soglia scelta parte da  $2 \text{ GeV}/c$  per lo Scenario A, come in tab.(3.3).

Studi di Monte Carlo mostrano che lo spettro dell'angolo di apertura tra le due tracce originate da  $B \rightarrow h^+h^-$  è praticamente piatto tra  $10^\circ$  e  $160^\circ$  [28][29]. Per il fondo, si hanno due picchi a  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , dovuti a combinazioni di tracce nello stesso getto o in *back-to-back jets*. Il picco a bassi angoli è anche causato dall'alto rate di tracce false in regioni densamente popolate di segnali. La selezione di trigger sviluppata per il  $B$  adronico [30] prevede perciò un taglio inferiore ed uno superiore a  $\Delta\varphi$ . Per i decadimenti del  $B$  neutro in due corpi, i tagli sono rispettivamente  $20^\circ$  e  $135^\circ$ . Per i decadimenti in più di due corpi (*multi-body decays*), in particolare quelli del  $B_s$ , per i quali la coppia di tracce ricostruisce, come è evidente, solo parzialmente l'evento, la selezione degli eventi è effettuata richiedendo  $2^\circ \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ .

Il rate del trigger a due tracce è ancora troppo elevato per il limite di ban-

da uscente fissato per il primo livello e non potrebbe essere utilizzato senza *prescale*. Il problema è risolto imponendo un ulteriore taglio a soglia sulla somma degli impulsi trasversi delle tracce. Nella tabella (3.3) si nota che la risposta all'aumento del rate di trigger dovuto all'incremento della luminosità è sempre l'innalzamento della soglia per i tagli in  $P_t$ . Il rate del trigger di L1 dopo queste selezioni (e la richiesta che le due tracce appartengano a particelle di carica opposta) è 25 KHz.

Al secondo livello SVT determina il parametro d'impatto. L'effetto della richiesta che  $d_0$  per le due tracce di trigger sia superiore a  $100 \mu\text{m}$  è drammatico: il rate di fondo diminuisce di tre ordini di grandezza, al prezzo di una efficienza sul segnale del 10%.

Nel caso di decadimenti in due corpi, la coppia di tracce di trigger ricostruisce completamente l'evento ed è possibile effettuare altri tagli cinematici. L'imposizione di un limite superiore per il parametro d'impatto del candidato  $B$  ricostruito equivale alla richiesta che il candidato  $B$  provenga dal vertice primario d'interazione, da un processo del tipo  $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$ . Il canale a molti corpi non ha a disposizione questa leva. La risposta è l'innalzamento a  $120 \mu\text{m}$  del limite inferiore sul parametro d'impatto delle tracce di trigger.

Un quantità facilmente calcolabile dai processori del secondo livello e che fornisce un taglio molto utile è il prodotto scalare  $\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{X}_v$ , dove  $\mathbf{X}_v$  è la posizione di un vertice secondario sul piano trasverso e  $\mathbf{P}_t$  è l'impulso trasverso della particella che ha originato il vertice. Per il segnale assume valori essenzialmente positivi, poiché le particelle escono dal vertice secondario puntando verso l'esterno, mentre questo è vero solo nel 50% dei casi quando si tratta di combinazioni casuali di fondo. La selezione di L2 per i decadimenti a due corpi ha rate 36 Hz quando  $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , quella per i canali a più corpi ha rate 64 Hz.

Il trigger di L3 richiede la conferma dei tagli effettuati ai primi due livelli con tracce ricostruite dallo stesso software usato off-line. Per il canale ricostruito completamente,  $B \rightarrow \pi\pi$ , del quale si interessa il lavoro di questa Tesi, è facile ridurre il rate con un taglio sulla massa invariante della coppia di tracce dei prodotti di decadimento del candidato  $B$ . La sezione d'urto del trigger per i decadimenti a molti corpi è invece ancora elevata, dopo la conferma a L3 dei tagli di L1 e L2. La strategia dei tagli a L3 per questo "path" è necessariamente più complicata data la varietà di decadimenti che si desidera ricercare e non è ancora stata definita nei dettagli. Una discreta frazione del campione raccolto a L2 con la selezione "multi-body" è costituito

da  $B$ , piuttosto che da quark leggeri. I primi dati, raccolti a bassa luminosità, saranno un campione di studio per la definizione dei tagli di L3 per il canale multi-body.

Nei primi due anni di presa dati CDF II prevede di raccogliere  $2 \text{ fb}^{-1}$  di luminosità integrata. Questo campione contiene  $\sim 10^{11}$  coppie  $B_d^0 \bar{B}_d^0$ . L'efficienza sul segnale  $\pi^+ \pi^-$  della strategia di trigger definita fino ad ora è  $\sim 1\%$ . Il numero di eventi  $B\bar{B} \rightarrow \pi\pi$  che si attende di raccogliere è  $\sim 8000$ .

### 3.7 Sommario

Il sistema di trigger di CDF II è estremamente articolato. Le prestazioni che sono richieste sono del resto molto elevate. La struttura è a tre livelli, di cui due hardware ed il terzo software, caratterizzati da un'architettura a buffer. SVT merita particolare attenzione perché è uno strumento fondamentale per lo studio che si intende fare. In questo capitolo si descrive il trigger di CDF II e

<b>L1</b>	
scenario A	scenario B
due tracce XFT con $P_t \geq 2.00 \text{ GeV}$ , $\Delta\varphi \leq 135^\circ$ , carica opposta, $P_t^1 + P_t^2 \geq 5.5 \text{ GeV}$	due tracce XFT con $P_t \geq 2.25 \text{ GeV}$ , $\Delta\varphi \leq 135^\circ$ , carica opposta, $P_t^1 + P_t^2 \geq 6.0 \text{ GeV}$
scenario C	
	due tracce XFT con $P_t \geq 2.50 \text{ GeV}$ , $\Delta\varphi \leq 135^\circ$ , carica opposta, $P_t^1 + P_t^2 \geq 6.5 \text{ GeV}$
<b>L2</b>	
two-body trigger	multi-body trigger
due tracce SVT, conferma tagli di L1, $20^\circ \leq \Delta\varphi \leq 135^\circ$ , $100 \mu\text{m} \leq  d_0  \leq 1 \text{ mm}$ $\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{X}_v \geq 0$ $ d_B  \leq 140 \mu\text{m}$	due tracce SVT, conferma tagli di L1, $2^\circ \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ , $120 \mu\text{m} \leq  d_0  \leq 1 \text{ mm}$ $\mathbf{P}_t \cdot \mathbf{X}_v \geq 0$
<b>L3</b>	
due tracce L3 conferma dei tagli L1 e L2, $ m(\pi\pi) - m_B  \leq 500 \text{ MeV}/c^2$	due tracce L3 conferma dei tagli L1 e L2, $L_{xy}?$

Tabella 3.3: Trigger per i decadimenti adronici a due e a molti corpi del mesone  $B$



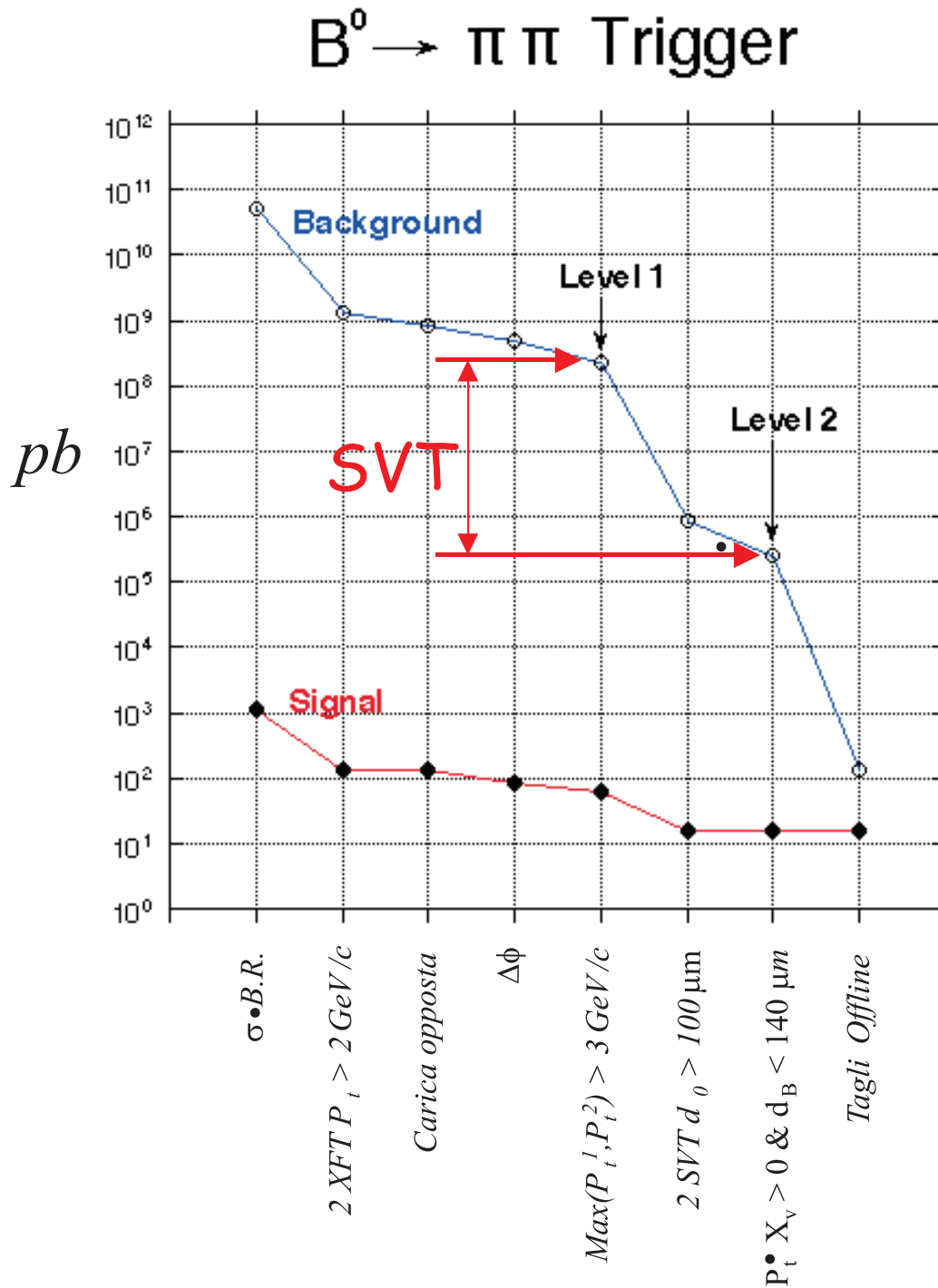


Figura 3.6: Sezione d'urto del trigger a due corpi per i decadimenti del  $B$

Trigger	Rate (@ $\mathcal{L}10^{32}$ )	Sez. d'urto
L1	25 KHz	250 $\mu$ b
L2 two body	36 Hz	360 nb
L2 multi-body	64 Hz	640 nb
L3 two-body	$\sim 1$ Hz	$\sim 10$ nb
L3 multi-body	$< 10$ Hz	$< 100$ nb

*Tabella 3.4:* Rate di trigger per i decadimenti adronici a due e a molti corpi del mesone  $B$

la strategia ufficiale della selezione per l'isolamento del segnale di decadimenti adronici del mesone  $B$ .

# Capitolo 4

## L'inizio del RunIIa di CDF II

Dopo aver presentato l'apparato sperimentale come da progetto, questo capitolo descrive lo stato operativo del rivelatore all'inizio del RunIIa. I campioni di dati raccolti, la luminosità integrata a disposizione, la produzione dei *raw data* sono gli argomenti più diffusamente trattati.

### 4.1 Condizioni del rivelatore e del trigger

Il Recycler Ring non è entrato in funzione, per cui attualmente la luminosità istantanea  $\mathcal{L}$  è ancora circa un ordine di grandezza inferiore alle attese di progetto. Il grafico in fig.(4.1) mostra la luminosità integrata nel corso del RunII fino a metà Dicembre 2001. La riga superiore rappresenta la luminosità fornita dal TeVatron, la riga inferiore la *live luminosity*, quella raccolta con il rivelatore acceso e nel tempo vivo del trigger. Per il RunII si prevede di raccogliere  $\sim 2 \text{ fb}^{-1}$  totali di luminosità integrata nel corso di due anni di presa dati. La camera a deriva COT è pienamente funzionante. I rivelatori al silicio sono tuttora sotto attenta osservazione. Solo le parti ad alta pseudorapidità di ISL sono accese, a causa di problemi al sistema di raffreddamento che impediscono l'attivazione delle altre parti del rivelatore. SVXII è attivo, anche se alcuni settori sono spenti. Alcune parti del  $L\theta\theta$  stanno entrando in funzione solo al momento della stesura.

La situazione del sistema di trigger riflette parzialmente quella del detector. Lo status del trigger di L1 è ottimo. Le performance[31] misurate di XFT sono riassunte nella tabella (4.1), dove sono riportate per un confronto anche le previsioni del progetto. Nella figura (4.2) è rappresentato il *turn-on* di

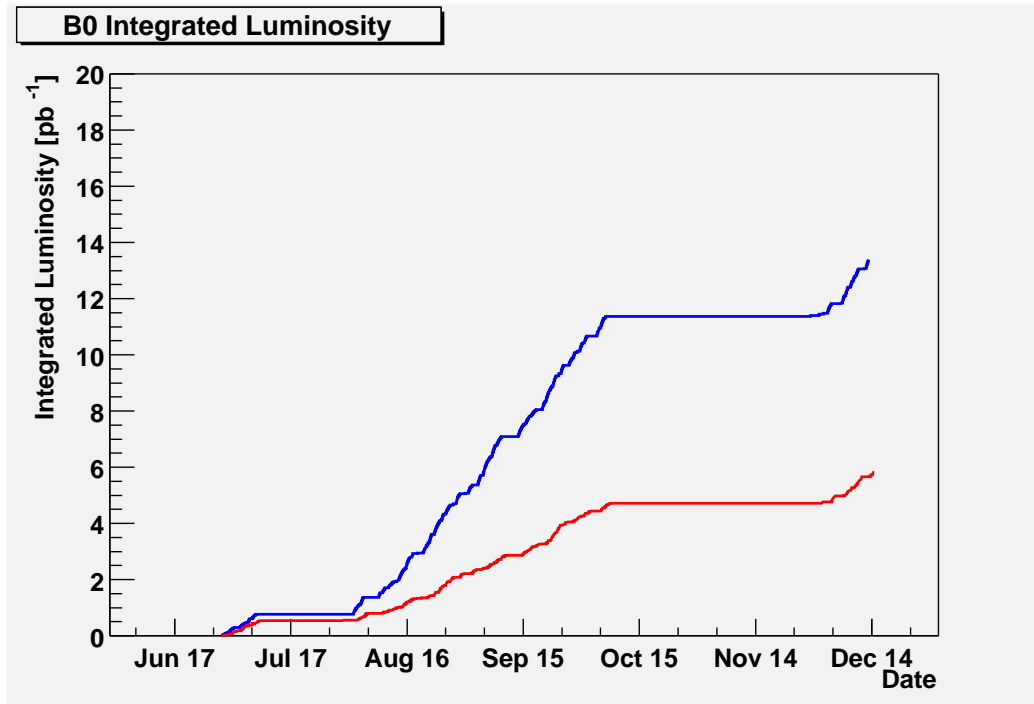


Figura 4.1: Luminosità integrata in funzione del tempo per il RunII[1]

XFT, per diversi valori della soglia in impulso. In ascissa l'impulso trasverso delle tracce XFT, in ordinata l'efficienza di XFT, definita come il rapporto tra in numero delle tracce trovate dalla ricostruzione offline che hanno una corrispondente traccia XFT ed il numero complessivo delle tracce offline. La forma della curva di *turn on* fornisce una misura della risoluzione con cui XFT determina gli impulsi trasversi. La verifica diretta del funzionamento della logica del trigger globale, che sarà descritta nel prossimo capitolo, ha inoltre dato ottimi risultati.

Le prestazioni di SVT come tracciatore sono state oggetto di attento studio. Il grafico nella figura (4.3) rappresenta la distribuzione del parametro

Parametro	Design	Attuale
$\sigma_{P_t}/P_t^2$ per GeV/c	< 2%	$1.64 \pm 0.01\%$
$\sigma_\varphi$	< 8 mrad	$5.09 \pm 0.03$ mrad
Track finding efficiency	96%	$96.1 \pm 0.1\%$

Tabella 4.1: Performance di XFT

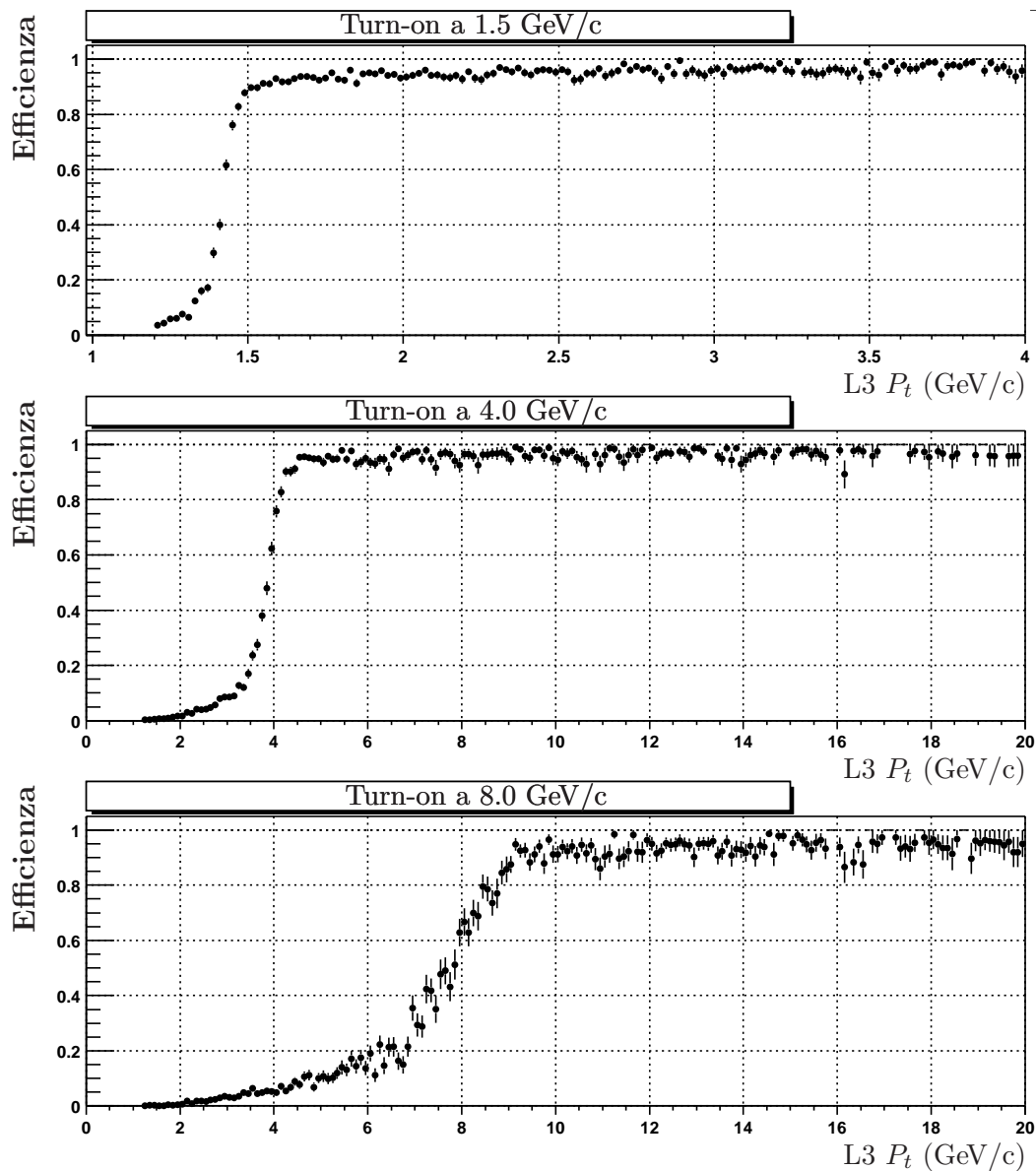
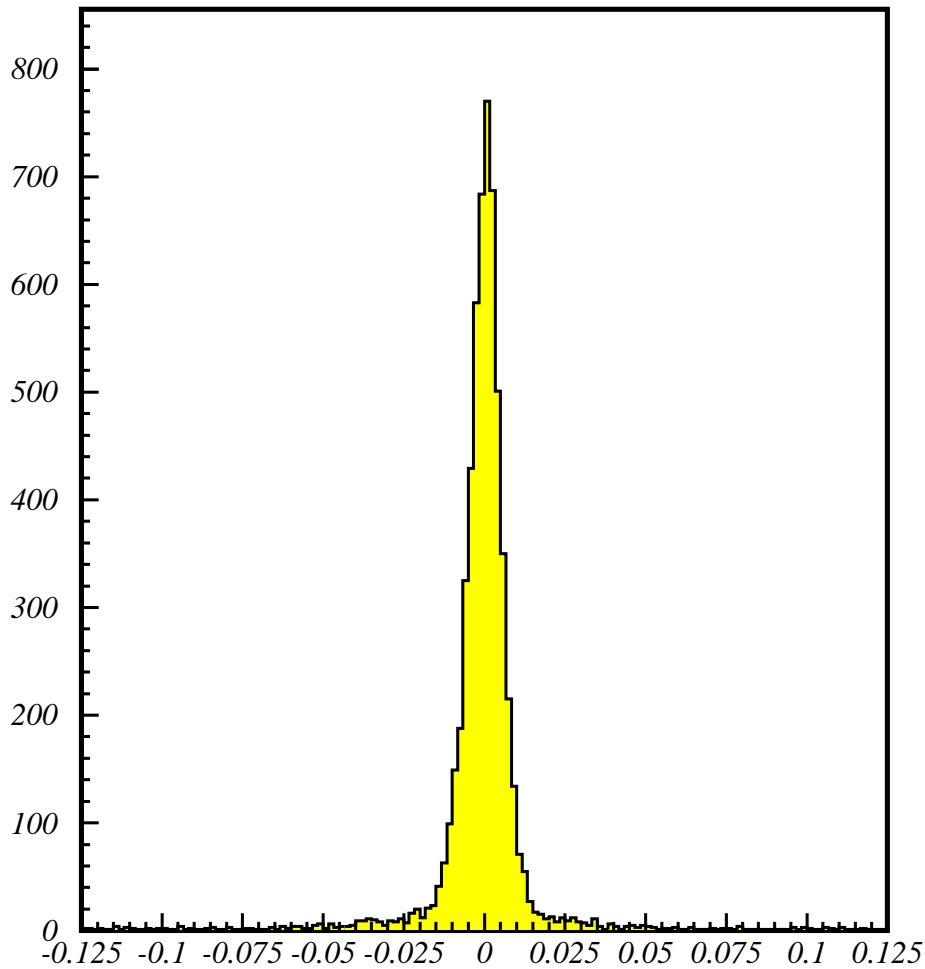


Figura 4.2: Turn-on di XFT per diversi valori della soglia

d'impatto delle tracce fittate da SVT, dopo alcune correzioni, che saranno dettagliatamente descritte nella sez.6.1, che richiedono il fit della posizione del fascio fatta off-line. La distribuzione è con buona approssimazione gaus-



*Figura 4.3:* Parametro d'impatto delle tracce fittate da SVT, con  $\chi^2 < 10$  e  $P_t > 2$  GeV/c, dopo correzione off-line per lo spostamento del fascio dall'origine del sistema di coordinate ed il disallineamento lungo  $z$

siana, con  $\sigma = 48 \mu\text{m}$ . Questa larghezza è il risultato della convoluzione tra la larghezza naturale del fascio e la risoluzione di SVT nella misura del parame-

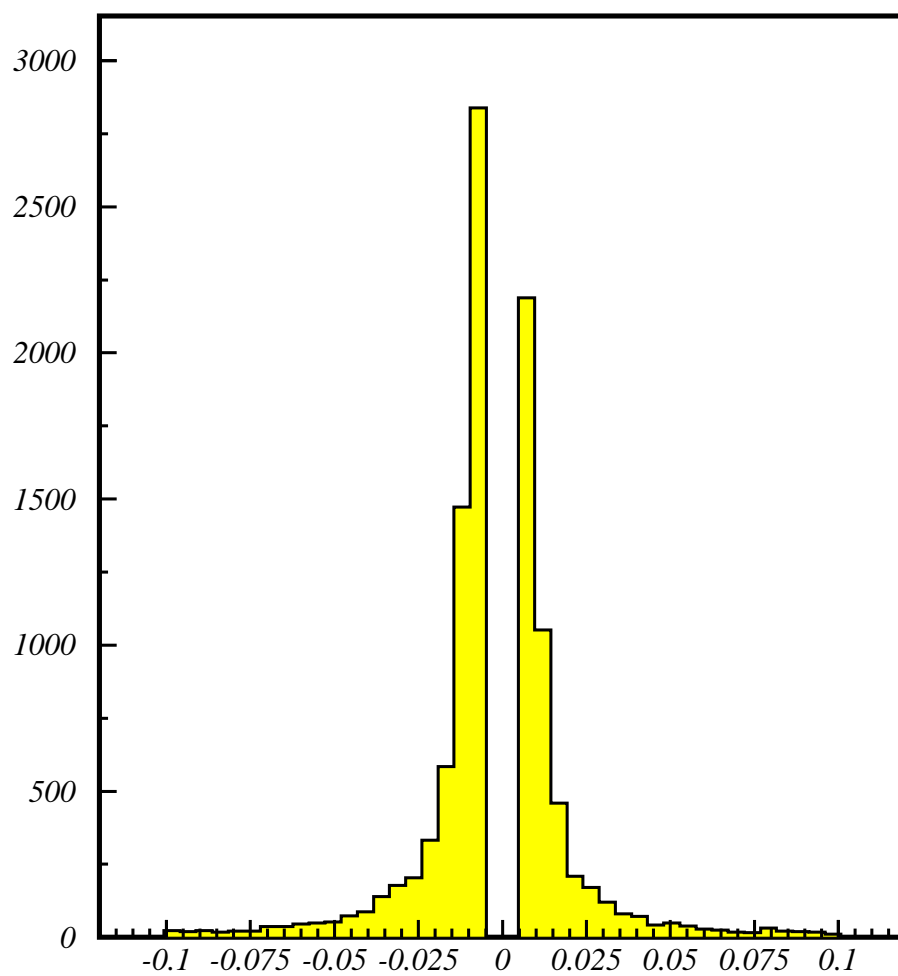
tro d’impatto. Nel capitolo 6 si determinerà la larghezza naturale del fascio e si mostrerà che la risoluzione con cui SVT determina questo parametro nel piano trasverso rispetta le specifiche di progetto.

Il secondo livello di trigger è stato per lungo tempo configurato in modo da far passare automaticamente gli eventi che avevano superato i tagli di L1. Martedì 18 Ottobre 2001 sono state raccolte alcune migliaia di eventi nei quali SVT ha fatto tagli in parametro d’impatto, a  $50 \mu\text{m}$ , e  $\chi^2$ . Il test è stato superato egregiamente, come dimostra il grafico in fig.(4.4). Vi è rappresentato, per ogni evento, il secondo maggiore parametro d’impatto tra le tracce fittate da SVT. L’assenza di entrate nella regione  $|d_0^{2nd}| < 50 \mu\text{m}$  è prova del corretto funzionamento del trigger. Buona parte della logica di L2 è entrata in funzione in modo regolare al momento della stesura.

## 4.2 Struttura dei dati di CDF

Gli eventi che superano i tre livelli di trigger sono registrati su nastro alla frequenza di 50 Hz. I dati così raccolti (*raw data*) contengono le informazioni su ogni evento provenienti dalle diverse parti del rivelatore (bit di trigger, segmenti di traccia nelle camere a  $\mu$ , informazioni calorimetriche, time of flight...). Questi dati sono raccolti in *Storable banks*. La banca “storable” raccoglie l’output della parte di rivelatore cui fa riferimento e lo organizza nel modo più comodo, a seconda del tipo di informazione registrata. L’utente finale che si occupa di analisi dati e del controllo delle performance del rivelatore ha a disposizione funzioni scritte in C++ che accedono in modo standard al contenuto delle banche. La strutturazione di questi dati segue un protocollo “a oggetti”. Il modo specifico con cui avviene l’accesso ai dati è incapsulato in una struttura che “nasconde” l’organizzazione interna dei dati e mette a disposizione dell’utente funzioni in un formato standard che si occupano della lettura e scrittura dei dati. Ogni evento occupa circa 300 Kbyte di memoria su nastro.

La presa dati è divisa in intervalli temporali denominati *runs*, di durata variabile. Ogni run è a sua volta diviso in *run sections*, l’unità cui corrisponde un file di dati ( $\sim 1$  Gbyte, qualche migliaio di eventi). Il run è stato concepito come set di eventi presi in condizioni sperimentali circa costanti, in termini di configurazione del detector ed energia nel sistema del centro di massa. All’uscita dal rivelatore i dati sono suddivisi in diversi *streams* a seconda del trigger che hanno passato. Gli stream presenti ad oggi sono A, B, E, F,



*Figura 4.4:* Il taglio sul parametro d'impatto effettuato da SVT. In ascissa, la scala è in cm, in ordinata il numero di eventi. Il run è il 127526



I, J. Lo stream A, detto anche *express line*, si differenzia dagli altri perché contiene eventi che passano selezioni di trigger con piccolo rate,  $< 2\%$  della banda passante totale. I dati dell'express line sono analizzati per primi allo scopo di monitorare il funzionamento del rivelatore.

### 4.3 Strutture dati usate in questo lavoro

Per ogni evento sono riempite e registrate circa 20 banche di tipo "storable". Il lavoro di questa Tesi si concentrerà nei prossimi capitoli sullo studio del trigger e sulla verifica del funzionamento di SVT. L'attenzione si focalizza su alcune banche, in particolare su quelle che contengono le decisioni di trigger e i dati sulla base dei quali queste decisioni sono state prese.

Le banche che interessano maggiormente per lo studio del primo livello di trigger sono TFRD, XFLD e XTRD.

La banca TFRD contiene tutti i bit di trigger del primo livello. In precedenza, si è sottolineata la complessità del trigger di CDF II. Ogni livello è definito da tabelle di trigger con richieste differenti, in particolare il primo livello è configurabile con fino a 64 diversi schemi di richieste. L'evento è registrato se supera *almeno* uno degli schemi di trigger. Inoltre, come si è visto a pag.52, i trigger di L1 possono essere prescalati in maniera indipendente. Nella banca TFRD sono registrati, per ogni evento, i valori dei bit di trigger di tutti i diversi schemi. Il significato del bit di trigger è semplice: il valore 1 indica che l'evento soddisfa le richieste dello schema corrispondente, il valore 0 indica la situazione opposta. Nel caso di trigger prescalati, la banca registra due bit: il bit *unprescaled* ed il bit *prescaled*. Il primo è 1 quando l'evento soddisfa le richieste del trigger; il secondo è settato a 1 nel caso che l'evento abbia superato il trigger prescalato, cioè solamente per un evento ogni  $n$  che hanno il bit *unprescaled* uguale a 1, dove  $n$  è il fattore di *prescale*. La decisione globale del trigger di livello 1 è l'OR logico di tutti i *prescaled bits*.

Le banche XFLD e XTRD contengono i dati delle tracce trovate al primo livello. XFLD contiene l'output di XFT, in forma di elenchi di tracce di cui è indicata la curvatura,  $\Phi_6$ ,  $\varphi$  ed il settore angolare nel quale la traccia è passata (XFT è diviso in 288 settori ed è possibile avere al più una traccia per settore). Un altro interessante dato è lo *short bit*. Esso indica se la traccia sia stata fittata da XFT usando tutti i quattro strati assiali della COT. In

questo caso, esso vale 1, mentre l'eventualità opposta è segnalata da questo bit settato a 0.

XTRD contiene l'uscita di XTRP. In linea di principio non dovrebbe esserci alcuna differenza tra il contenuto delle due banche. Per gli studi che saranno descritti più avanti sul funzionamento della logica del trigger L1, è stato necessario usare il contenuto delle banche XTRD perché è questo l'input fornito ai sottosistemi del trigger, come si può vedere in fig.(3.1).

La banca SVTD contiene tutte le informazioni relative alla tracciatura effettuata da SVT. Sono disponibili gli elenchi delle tracce fittate da SVT con i rispettivi parametri in 2D, parametro d'impatto, curvatura (impulso), angolo azimutale. È inoltre possibile conoscere, per ogni traccia, ulteriori informazioni relative ai segnali che la particella ha lasciato nel rivelatore SVXII ed al processo di fit eseguito da SVT : le coordinate dei segnali sugli strati assiali di SVXII, il wedge ed i barrel che la traccia ha attraversato, la road che è stata associata ai segnali in SVXII, il valore del  $\chi^2$  del fit, i parametri della traccia XFT che ha fatto da "seme" per il fit.

La *Cdf Track Collection* contiene tutta l'informazione di *tracking* di cui si può avere bisogno per un'analisi di fisica. Essa è la struttura ufficiale in cui sono organizzati gli elenchi di tracce. I dati grezzi che hanno appena passato il terzo livello di trigger contengono collezioni di tracce indicate come "L3". Si tratta delle tracce fittate in tre dimensioni dai processori di L3. Per ogni traccia, alla quale è assegnato un numero identificativo, sono registrati i parametri, la matrice di covarianza del fit, le informazioni dei segnali che la particella ha lasciato nel rivelatore (a questo livello sono elenchi di segnali nella COT). Dopo la produzione (prossima sezione, 4.4), ad ogni traccia è anche assegnato il numero identificativo dell'algoritmo con il quale è stata processata e le coordinate dei segnali nei rivelatori al silicio che le sono stati associati<sup>1</sup>.

## 4.4 La produzione dei dati grezzi

La fase seguente la raccolta dati è la produzione *offline*. I file di dati grezzi appena usciti dal trigger di terzo livello contengono in maniera implicita tutte le informazioni necessarie per l'analisi e la ricerca di eventi di fisica in termini di banche dati ed i fit primitivi delle tracce eseguiti dai processori dell'ultimo

---

<sup>1</sup>contenuti nelle banche SIXD, di cui non è stato fatto alcun uso diretto

livello di trigger. È necessario leggere le banche per estrarne i contenuti significativi e ricalcolare i parametri delle tracce già trovate, aggiungendo le nuove informazioni. Le prime tracce sono etichettate con “L3”, nome del processo che le ha generate. I nuovi fit sono registrati in fondo al *record* dell’evento e sono di tipo “PROD”. Le tracce della produzione offline rappresentano, in termini di risoluzione nei parametri, il massimo raggiungibile da CDF II. La parte più difficile del processo di ricostruzione offline è l’estrazione di informazione dalle banche relative ai rivelatori al silicio. Questa operazione e il *data handling*<sup>2</sup> impegnano la quasi totalità del *processing time*.

## 4.5 Il campione di dati

Il lavoro di questa Tesi è concentrato sul trigger a due tracce, che può essere utilizzato per selezionare i decadimenti adronici del mesone  $B$ . Gli eventi che superano questo trigger arricchiscono lo stream B, ma in condizioni stabili costituiranno uno stream indipendente (“H”). Le richieste per questo trigger sono riportate in tab.(3.3).

Le analisi di canali fisici che saranno presentate nel cap.7 sono state effettuate su un campione di dati raccolto tra il 5 Ottobre 2001 ed il 6 Ottobre. In questo periodo sono stati registrati diversi run con SVT in funzione. Questi dati sono stati utilizzati per verificare il funzionamento e misurare le performance del trigger in  $\chi^2$  e parametro d’impatto. Il campione comprende i run 127844, 128350, 128442, 128446 e 128449, per complessivi  $\sim 700K$  eventi. La luminosità integrata a disposizione, tenuto conto del prescaling, ammonta a  $\sim 16.4 \text{ nb}^{-1}$ . La sola presenza di due tracce fittate da SVT era necessaria perché l’evento fosse registrato. Il campione dei run speciali è molto importante per studi di *turn-on* di trigger e efficienza.

Il campione a due tracce è molto limitato, se confrontato con la luminosità complessivamente fornita dal TeVatron, circa  $13 \text{ pb}^{-1}$ . Diversi problemi all’hardware di CDF II hanno impedito la raccolta di un campione maggiormente significativo. La presa dati è iniziata nel Marzo 2001. Durante l’estate, un problema di sincronizzazione tra SVT e XTRP impediva l’utilizzo delle tracce XFT per i fit di SVT, che ha quindi funzionato in modalità *silicon only*. Il Silicon Only Mode utilizza solo i segnali lasciati sugli strati di silicio di SVXII. La risoluzione in curvatura (impulso) e conseguentemente quel-

---

<sup>2</sup>accesso, lettura e scrittura dei dati su disco

la in parametro d'impatto sono scarse a causa del piccolo braccio di leva a disposizione, 10 cm. La misura di queste risoluzioni ha fornito i seguenti valori:

$$\begin{aligned}\sigma_d &= 8.9\%P_t^2 \text{ per GeV}/c \\ \sigma_{P_t} &= 50 \mu\text{m} \\ \sigma_\varphi &= 2 \div 3 \text{ mrad}\end{aligned}\tag{4.5.1}$$

Inoltre, la scheda L1TRACK, che effettua al primo livello i tagli previsti in tab.(3.3) per l'isolamento del campione di  $B$  adronici, non era ancora stata installata. In Settembre il problema di sincronizzazione è stato risolto e la scheda L1TRACK installata. La scheda *Global Level2*, che si occupa di elaborare la decisione complessiva del trigger di secondo livello, non era ancora funzionante. Il compito di generare il bit del trigger di L2 è stato assolto dalla Ghostbuster Board, in sez.3.5.2, convenientemente programmata. SVT è perciò stato usato per la raccolta del campione a due tracce solo per periodi molto limitati. Inoltre, il trigger per i  $B$  adronici non è stato, in questo periodo, una priorità per CDF II. La maggior parte dei dati registrati fino ad ora consiste in campioni raccolti con i trigger per i muoni (sono già disponibili larghi campioni di  $J/\psi$  completamente ricostruite) e per i *jets*. Quando tutti i problemi legati al trigger di livello 2 sono stati risolti, è stata permessa la raccolta dei run speciali, che hanno sfruttato tutta la banda uscente dal trigger di L1, per motivi tecnici limitata a 1.5 KHz contro i 50 KHz previsti, per raccogliere il campione di due tracce.

## 4.6 Sommario

Questo capitolo ha presentato la condizione in cui si trova l'esperimento CDF II all'inizio della presa dati del RunII. La situazione è positiva, soprattutto per quanto riguarda lo status dei trigger di primo e secondo livello, oggetto dell'attenzione del lavoro di questa Tesi. Quindi, è descritta la struttura secondo la quale i dati del rivelatore sono organizzati per la scrittura su nastro. Infine, è fatto un cenno alla produzione dei dati, ovvero all'estrazione di tutte le informazioni sull'evento che CDF II raccoglie. La prima fase del RunII è descritta a partire dalle condizioni del rivelatore fino alla descrizione dei dati che saranno utilizzati per le analisi.

# Capitolo 5

## Primi test del trigger di L1

In questo capitolo si descriveranno i test che sono stati effettuati per verificare il corretto funzionamento del trigger di primo livello e misurare direttamente per la prima volta i *rates* del trigger a due tracce, lavoro al quale il candidato ha contribuito attivamente.

### 5.1 Condizione del detector e campione di dati usato

Per la prima volta il 16 Agosto 2001 sono stati inseriti, nella tabella PHYSICS\_0\_01\_v24, alcuni schemi di trigger di L1 con richieste sulle tracce. Solo pochi Hz di banda passante sono stati messi a disposizione, ma tutti gli eventi che superavano questi trigger di primo livello sono stati registrati su nastro e parte di essi è stata utilizzata per i primi test del trigger di L1.

Il campione utilizzato è costituito da circa 50K eventi, raccolti durante il run 124476. Le caratteristiche del run sono riassunte in tab.(5.1). La scheda L1TRACK<sup>1</sup> non era disponibile durante il run 124476. Il trigger è stato realizzato con l'uso dei sistemi calorimetrici L1CAL e L1MUON. Il trigger di secondo livello non era ancora attivo. Il rate di uscita dal secondo livello è uguale al rate di uscita dal primo perché in questo run il trigger L2 era perciò configurato in modo da far passare automaticamente tutti gli eventi che avevano superato il primo livello.

---

<sup>1</sup>nello schema in fig.(3.1)

	124476
Live time	02 : 24 : 50.9
L1 accepts	2,205,041
L2 accepts	2,205,025
Rate L1 [Hz]	222.9
Rate L2 [Hz]	222.9
$\mathcal{L}_{inizioRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	5.455
$\mathcal{L}_{fineRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	4.928
$\mathcal{L}_{int} [\text{nb}^{-1}]$	44.719
$\sqrt{s} [\text{GeV}]$	1957.08

Tabella 5.1: Caratteristiche del run 124476, utilizzato per la validazione del trigger di primo livello

## 5.2 Verifica della logica di trigger

È necessario controllare che il trigger di livello 1 sia ragionevolmente efficiente e puro. La procedura standard di verifica consiste nel contare quanti eventi hanno passato il trigger senza possedere i requisiti necessari (*contaminazioni*) e quanti non lo hanno passato pur soddisfacendo le richieste del trigger (*inefficienze*). Quest’ultimo numero non fornisce che un’indicazione dell’efficienza, propriamente intesa, del trigger. Una misura dell’effettivo valore dell’efficienza deve utilizzare un campione di dati di *minimum bias*, per il quale cioè le richieste di trigger siano state minimali, per non introdurre bias dovuti al modo con cui sono stati scelti gli eventi.

Il calcolo dell’efficienza di un trigger fatto su un campione raccolto utilizzando anche altri trigger potrebbe avere bias (positivi o negativi) dovuti a correlazioni tra i trigger. Questo è perciò un test generale della logica del trigger, un controllo dei malfunzionamenti dell’hardware. È un test che non deve essere sottovalutato, trattandosi di un sistema di trigger appena installato. A questo scopo è stata effettuata la verifica di alcuni bit (19, 39, 53, 55) della *trigger table* PHYSICS\_0\_01\_v24, ovvero il controllo della decisione dei trigger corrispondenti ai quattro bit. Si ricordi che fino a 64 diversi trigger possono essere memorizzati nelle *decision board* di L1 (FRED). I quattro schemi (“*path*”) analizzati sono:

**Bit 19** L1\_TAU0\_PT8\_PS250: almeno una traccia con  $P_t > 8 \text{ GeV}/c$ , segnale calorimetrico “TAU” con soglia  $0 \text{ GeV}/c$ , *prescaling* con fattore 250;

**Bit 39** L1\_CMU0\_PT8\_PS250: almeno una traccia con  $P_t > 8$  GeV/c, segnale nelle camere a  $\mu$  CMU con soglia 0 GeV, *prescaling* con fattore 250;

**Bit 53** L1\_CEM0\_PT4\_PS1K: almeno una traccia con  $P_t > 4$  GeV/c, segnale calorimetrico CEM con soglia 0 GeV, *prescaling* con fattore 1000;

**Bit 55** L1\_TWO\_TAU0\_PT2\_OPPQ\_PS500: almeno due tracce con  $P_t > 2$  GeV/c, carica opposta, segnale calorimetrico “TAU” con soglia 0 GeV, *prescaling* con fattore 500.

In fig.(3.1) si possono riconoscere i percorsi che generano questi *paths*. L’informazione calorimetrica delle camere centrali<sup>2</sup> (come indica la **C** prefissa alla sigla per i calorimetri elettromagnetici, che la nomenclatura non distingue da quelli adronici) passa dalle schede L1CAL direttamente all’unità che darà la decisione globale del primo livello. Inoltre, il trigger sull’impulso dell’oggetto elettromagnetico è generato utilizzando L1CAL e le informazioni sulle tracce XFT, passate alla stessa scheda L1CAL attraverso XTRP. Il trigger indicato con TAU è un altro trigger calorimetrico, pensato per la selezione del  $\tau$ , anche questo “preso a prestito” qui semplicemente per motivi di convenienza tecnica. Analogamente, il trigger per muoni è definito dai dati che la scheda L1MUON fornisce alla unità finale. Le informazioni della camera centrale per muoni arrivano direttamente da L1MUON, i dati cinematici seguono il percorso COT  $\rightarrow$  XFT  $\rightarrow$  XTRP  $\rightarrow$  L1MUON  $\rightarrow$  Global Level 1.

L’analisi procede utilizzando i parametri delle tracce contenuti nelle banche XTRD per controllare, *off-line*, se l’evento avesse dovuto o meno superare il trigger. Quindi, si controlla se la decisione è consistente con il dato contenuto nella banca TFRD, i bit di trigger *prescaled* e *unprescaled*. Eventuali discrepanze indicherebbero necessariamente un malfunzionamento dell’hardware. Nella sez.4.3 è descritto il contenuto delle banche XTRD e TFRD. Le incongruenze tra il bit con la decisione del Livello 1 e quello *off-line* sono state classificate in due categorie:

**Contaminazioni** Il FRED accetta l’evento (controllo sui bit prescalati), contrariamente all’*off-line*; è il caso in cui il trigger di Livello 1 è scattato senza che alcuna traccia soddisfacesse alle richieste.

**Inefficienze** L’*off-line* segnala la presenza di tracce che avrebbero dovuto far scattare il trigger, ma il bit del trigger non prescalato non è settato a 1;

---

<sup>2</sup> $|\eta| < 1.0$

è la situazione che si presenta quando il trigger è inefficiente. Per calcolare un valore *unbiased* dell'inefficienza del trigger sarebbe comunque necessario l'utilizzo di un campione *minimum bias*.

Il bit di trigger prescalato può essere 0 anche nel caso che siano presenti tracce soddisfacenti alle richieste del trigger corrispondente. È questo il caso in cui l'evento è stato scritto su nastro perché ha superato qualche altro trigger, simultaneamente attivo durante la presa dati. La spiegazione è abbastanza semplice. Per esempio, il trigger prescalato L1\_TAU0\_PT8\_PS250 scatta una volta ogni 250 eventi in cui le richieste effettive del trigger (TAU0\_PT8) sono soddisfatte. Come si è visto, in ogni tabella di trigger compaiono diverse selezioni. Un evento è scritto su nastro se soddisfa *almeno* una selezione di trigger. Ora, è possibile che un evento in cui compare una traccia con impulso trasverso superiore a 8 GeV/c e con segnale calorimetrico TAU superiore alla soglia, 0 GeV, abbia il bit corrispondente al trigger TAU0\_PT8\_PS250 settato a 0. È il caso in cui l'evento è tra i 249 non selezionati per passare il trigger prescalato. Se però l'evento ha superato anche qualche altro trigger (la presenza di un segnale con soglia 0 in una camera CMU è sufficiente a metterlo nell'insieme di eventi candidati a passare il trigger L1\_CMU0\_PT8\_PS250), allora è registrato su nastro. Un “*volunteer*” è un evento che sia stato registrato per questo motivo e che sia utilizzato per le misure insieme agli eventi che hanno superato il trigger prescalato (TAU0\_PT8\_PS250) che esso, pur soddisfacendo le richieste del trigger (TAU0\_PT8), *non* ha superato perché non è stato l'evento scelto, in modo casuale, in un insieme di 250 eventi soddisfacenti le richieste di TAU0\_PT8. Per le misure di fisica l'uso dei volontari è esplicitamente vietato dagli standard di CDF II perché è causa di notevoli complicazioni quando si devono calcolare sezioni d'urto, rate ed efficienze. Sarebbe infatti necessario calcolare la probabilità di soddisfare determinate richieste e di essere registrati perché se ne hanno soddisfatte differenti.

I fattori di *prescale* sono molto alti per questa tabella di trigger perché, come già detto, il trigger di secondo livello non è implementato. In questa situazione, l'unico modo per contenere il rate di entrata al terzo livello di trigger entro il limite della banda passante disponibile è ricorrere al *prescaling*.

È molto importante notare che la procedura adottata verifica la logica del trigger indipendentemente da eventuali difetti nelle parti che si occupano della parte cinematica, XTRP e XFT, che hanno subito altre verifiche. Infatti, essa consiste nel leggere i dati immediatamente prima che siano mandati



nell'unità per la decisione finale e nel controllarne corrispondentemente la decisione del trigger.

## 5.3 Risultati

Le tabelle (5.2)(5.3) mostrano i risultati di questo primo test di trigger con tracce. I grafici con le distribuzioni in  $\Phi_6$ <sup>3</sup> delle tracce perse (le inefficienze) riflettono il particolare stato di funzionamento del rivelatore. La maggiore densità di tracce mancanti per  $330^\circ \leq \Phi_6 \leq 360^\circ$  nel caso di trigger che richiedono informazioni calorimetriche (TAU, CEM) è conseguenza del mascheramento delle torri calorimetriche che coprono gli ultimi  $30^\circ$ <sup>4</sup>. Le informazioni riguardanti l'energia ceduta ai calorimetri non sono associate alla traccia corrispondente ed il trigger (che pure richiede il rilascio di energia con soglia 0) non è superato. In fig.(5.1) il *binning* è tale che ad ogni canale corrisponde una unità di lettura indipendente di XFT. Complessivamente XFT può individuare al massimo 288 tracce per evento, una per ogni canale disponibile. In unità di  $\Phi_6$  ogni canale copre  $1.25^\circ$ . I due *spikes* a sinistra indicano un'anomalia nei corrispondenti canali di XFT. La apparente assenza di

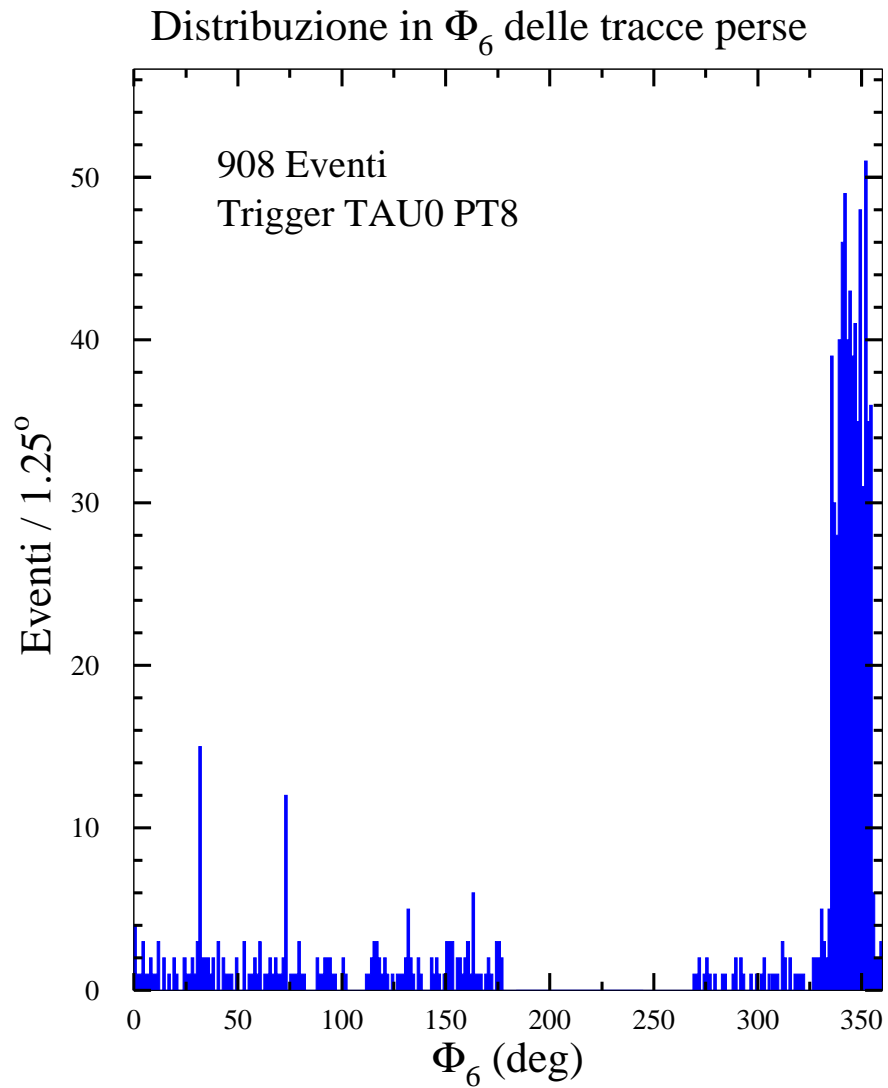
Contaminazioni	FRED FIRED (PS)	OFFLINE FIRED	OFFLINE NOT FIRED
L1_TAU0_PT8_PS250	3417 eventi	3416	1
L1_CMU0_PT8_PS250	3682	3680	2
L1_CEM0_PT4_PS1K	4983	4980	3
L1_TWO_TAU0_PT2_OPPQ_PS500	10405	10392	13

Tabella 5.2: Riassunto dei risultati ottenuti nello studio delle contaminazioni del trigger di Livello 1

inefficienze per  $180^\circ \leq \Phi_6 \leq 270^\circ$  è dovuta alla mancanza di tracce in questa regione angolare. Il trigger utilizza solo tracce “*long*” (con almeno 4 hit nei *superlayers* di COT). Durante il run utilizzato per la validazione, il secondo *superlayer* del quadrante C della COT era spento e tutte le tracce con  $\varphi$  nell'intervallo corrispondente sono classificate come “*short*” e pertanto non potevano far scattare il trigger. Si ricorda che complessivamente i *superlayer* di COT sono 8. Quattro di essi forniscono informazioni sul piano  $r-\varphi$ , le

<sup>3</sup>il parametro angolare misurato sul sesto *superlayer* della COT

<sup>4</sup>la copertura di una torre del *Central Calorimeter* è  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.11 \times 15^\circ$



*Figura 5.1:* Distribuzione in  $\Phi_6$  delle tracce perse dal trigger corrispondente al bit 19, ovvero le tracce con  $P_t$  superiore a 8 GeV/c in eventi per i quali il bit di trigger off-line è 1, mentre quello on-line non prescalato è 0

Inefficienze	OFFLINE FIRED	FRED FIRED (UPS)	FRED NOT FIRED (UPS)
L1_TAU0_PT8_PS250	16751 eventi	16246	505
L1_CMU0_PT8_PS250	16751	16718	33
L1_CEMO_PT4_PS1K	30960	30344	616
L1_TWO_TAU0_PT2_OPPQ_PS500	29770	28949	821

Tabella 5.3: Riassunto dei risultati ottenuti nello studio delle inefficienze del trigger di Livello 1

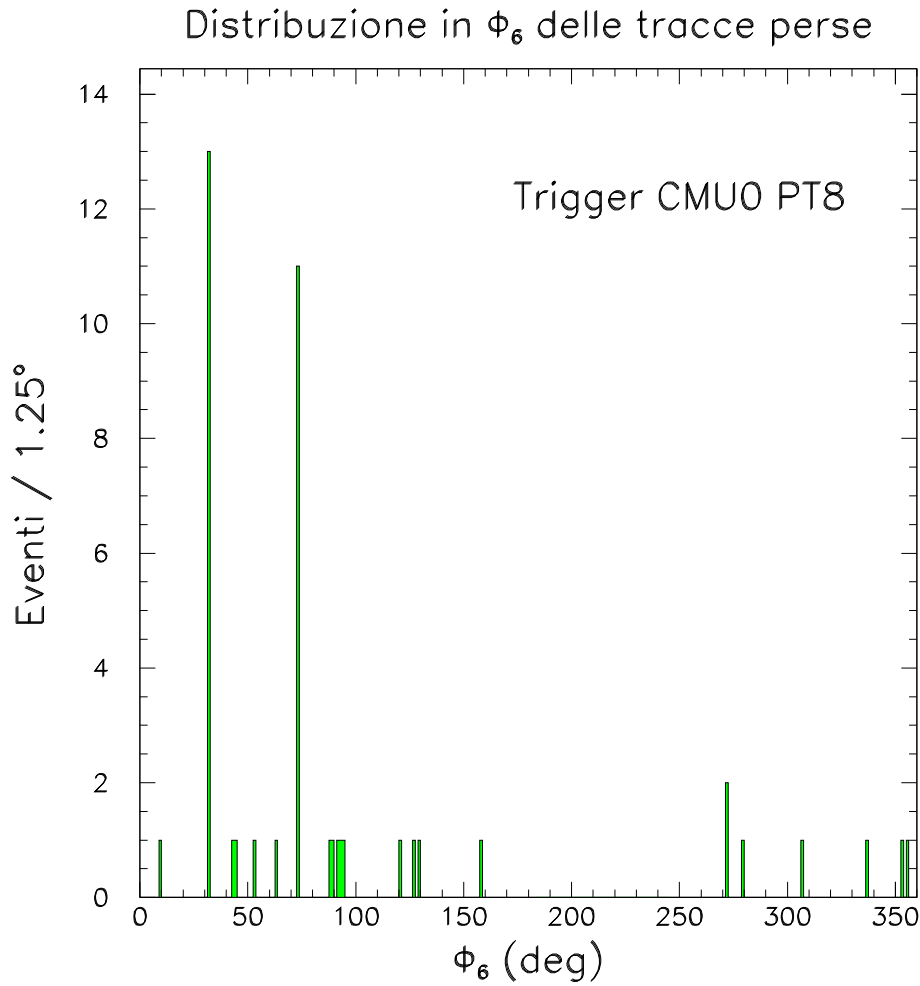
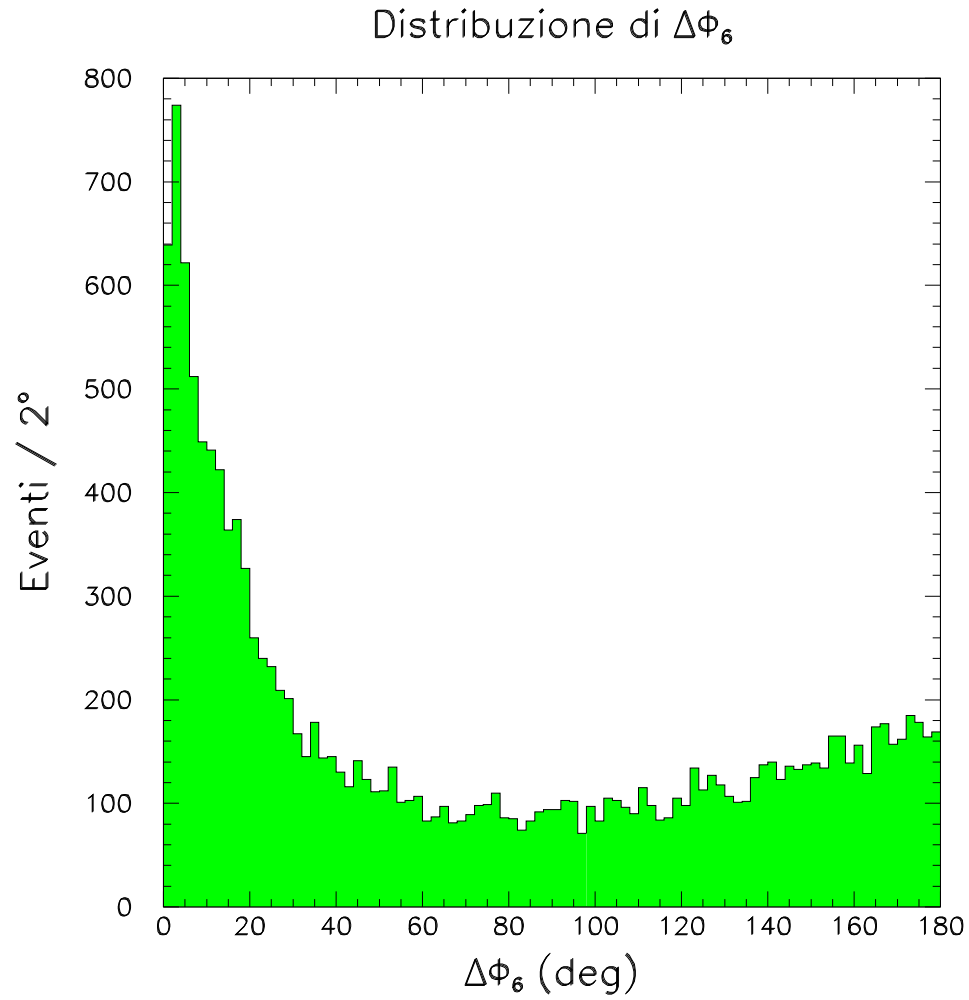


Figura 5.2: Distribuzione in  $\Phi_6$  delle tracce perse dal trigger corrispondente al bit 39, ovvero le tracce con  $P_t$  superiore a 8 GeV/c in eventi per i quali il bit di trigger off-line è 1, mentre quello on-line non prescalato è 0



*Figura 5.3:* Distribuzione in  $\Delta\Phi_6$  delle coppie di tracce che superano il trigger corrispondente al bit 55

uniche disponibili al primo livello di trigger. I restanti, con angolo stereo di  $\pm 3^\circ$ , ricostruiscono la traccia nel piano  $r-\varphi'$ ; la tracciatura 3D non è però disponibile al trigger L1, per il quale solo l'informazione fornita dai 4 superlayer  $r-\varphi$  è utilizzabile. La distribuzione delle inefficienze del trigger con richieste per le camere a  $\mu$  CMU è caratterizzata solo dall'anomalia nei due canali di XFT, come si vede in fig.(5.2).

In fig.(5.3) è rappresentata la distribuzione dell'angolo di apertura tra le coppie di tracce che hanno fatto scattare il trigger L1\_TWO\_TAU0\_PT2\_OPPQ\_PS500. Questa ha la stessa forma tipica osservata nel RunI, con un picco a piccoli angoli dovuto a *jets* ed un meno pronunciato eccesso a  $180^\circ$  dovuto alla correlazione angolare di coppie di jet *back-to-back*.

## 5.4 *Trigger rates* per il livello 1

Il controllo dei malfunzionamenti dell'hardware del trigger di livello 1 assicura che il sistema è funzionante entro limiti accettabili e mostra effetti spiegati da problemi hardware precedentemente noti. È possibile perciò procedere ad una prima stima del rate. La definizione del trigger adronico di primo livello è molto delicata perché non sono molte le informazioni a disposizione sulle quali operare tagli. La frequenza massima con cui L2 può accettare eventi è 50 KHz ed è necessario che i rate dei vari trigger di L1 rientrino, complessivamente, in questo limite. La strategia di tagli per l'isolamento dei canali di decadimento adronici di mesoni  $B$  è particolarmente sensibile a questo problema, poiché il rate di uscita stimato per il trigger a due tracce è ai limiti del consentito. La verifica della correttezza della stima è molto importante; se ciò non fosse stato vero, sarebbe stato necessario pensare a tagli più stretti, al prezzo di una minore efficienza sul segnale. Inoltre, essa dimostra anche che XFT funziona ragionevolmente bene e che il rate di tracce false, il maggiore problema da affrontare, è sotto controllo. In tabella (5.5) sono riportati sezioni d'urto e rate corrispondenti per i quattro trigger studiati.

Scenario A	250 $\mu\text{b}$
------------	-------------------

Tabella 5.4: Sezione d'urto di Livello 1 Scenario A

Non si può fare un confronto diretto con la sezione d'urto, riportata in tab.(5.4), prevista per il trigger adronico di primo livello nello scenario "A", definito nella tabella (3.3). Il trigger le cui richieste sono maggiormente simili

Trigger	Sez. d'urto PS	Rate PS	Sez. d'urto UPS
L1_TAU0_PT8_PS250	248.82 nb	1.12 Hz	62.21 $\mu\text{b}$
L1_CMU0_PT8_PS250	268.52 nb	1.21 Hz	67.13 $\mu\text{b}$
L1_CEMO_PT4_PS1K	364.32 nb	1.65 Hz	364.32 $\mu\text{b}$
L1_TWO_TAU0_PT2_OPPQ_PS500	760.84 nb	3.44 Hz	380.42 $\mu\text{b}$

Tabella 5.5: Sezioni d'urto e rate dei bit di trigger controllati, dove “PS” indica il trigger prescalato, “UPS” quello non prescalato

è L1\_TWO\_TAU0\_PT2\_OPPQ\_PS500, che è leggermente più inclusivo, perché non effettua alcun taglio sull'angolo di apertura della coppia di tracce di trigger. Dalla figura (5.4) si può però notare che il rapporto tra il numero di eventi che hanno passato L1\_TWO\_TAU0\_PT2\_OPPQ\_PS500 ed il numero di quelli che soddisfano le richieste del trigger adronico di L1 nello scenario “A” (bit 7) è consistente con il rapporto tra le sezioni d'urto corrispondenti alle due selezioni di trigger.

## 5.5 Verifica del funzionamento della scheda L1TRACK

La validazione dei trigger calorimetrici ha consentito la verifica del funzionamento della logica del livello 1. Il controllo dei rate di alcuni trigger L1 rinnova la fiducia nel funzionamento di XFT, anche alla luce degli ultimi studi di performance riportati in tab.(4.1). L'ultima componente da verificare è la scheda che si occupa dei trigger cinematici, utilizzando esclusivamente dati provenienti da XTRP. Il controllo che è stato effettuato è indiretto. In fig.(5.4) sono riportati gli eventi che hanno superato alcuni dei trigger cinematici di L1. Il numero 7 usa i tagli “ufficiali” per il  $B$  adronico (nello scenario A). I rate e le sezioni d'urto corrispondenti sono perfettamente consistenti con le previsioni fornite da simulazioni della logica del trigger eseguite off-line. I punti corrispondenti ai dati ed i risultati della simulazione sono sovrapposti nella figura. La piccola deviazione dati/simulazione per l'ultimo trigger è stata ricondotta ad un piccolo errore nel protocollo di trasmissione dei dati delle tracce da XTRP alla scheda L1TRACK[32], successivamente eliminato con la riprogrammazione della logica interna della scheda. Dopo di questo la scheda è stata stabilmente in funzione nella presa dati fino ad oggi.

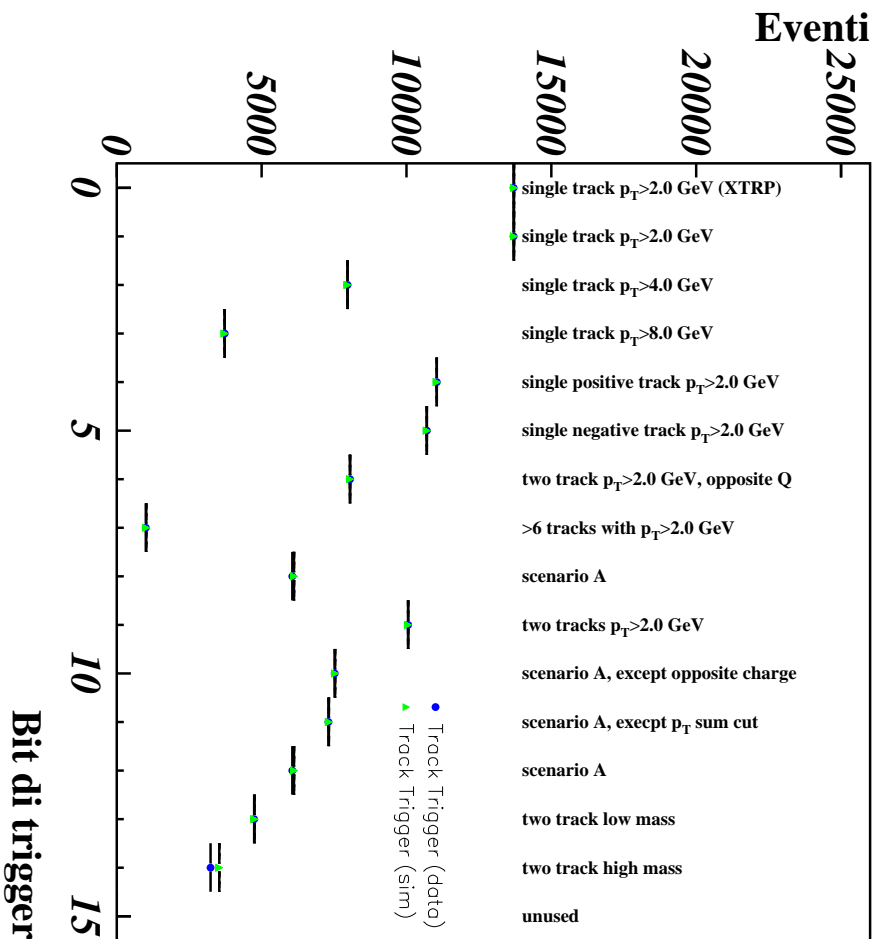


Figura 5.4: Numero di eventi che hanno passato alcuni tra i trigger cinematici definiti dalla scheda L1TRACK

## 5.6 Sommario

Ora, l'attenzione si sposta sul controllo delle prestazioni delle parti dell'apparato sperimentale dalle quali dipende in modo diretto la possibilità di effettuare gli studi di fisica cui si interessa questa Tesi. Il controllo del funzionamento della logica del trigger di primo livello e la verifica che i rate del trigger siano consistenti con le stime precedenti riveste un ruolo fondamentale. Questo vale a maggior ragione nel caso di CDF II, dove il trigger di L1 è un sistema installato per la prima volta. Inoltre, la previsione per il rate del trigger "ufficiale" per i decadimenti adronici del  $B$  fornisce un valore pericolosamente vicino ai limiti permessi. Il controllo della accuratezza della stima dà fiducia nella possibilità di poter effettivamente attuare le strategie studiate da lungo tempo.



# Capitolo 6

## Primi test del trigger di L2

La selezione on-line dei canali di decadimento adronici del  $B$  si avvale di SVT. Questo capitolo descrive gli studi svolti dal candidato sui primi dati di CDF II raccolti con una selezione basata su SVT.

### 6.1 Overview

Il primo controllo delle performance di SVT all'interno del trigger di secondo livello è stato effettuato utilizzando dati di run raccolti tra il 22 Settembre ed il 6 Ottobre 2001. Nella tabella (6.1) sono riportate le caratteristiche dei run utilizzati. Alcuni run della tabella riportano la nota "SVT trigger". Si tratta di run speciali, acquisiti appositamente per gli studi qui descritti, in cui non vi erano altri trigger attivi oltre al trigger di  $B$  adronico, per permettere la raccolta di un campione ricco in breve tempo. Per il passaggio di L2 è richiesta la presenza nell'evento di almeno due tracce fittate da SVT. Confrontando i rate dei primi livelli di trigger con i valori riportati, per esempio, nella tabella (5.1), è subito evidente che per questi run il trigger di secondo livello *non* accetta automaticamente tutti gli eventi passati da L1. Questa richiesta è sufficiente per abbassare i rate a livelli accettabili, senza necessità di tagliare su  $d_0$ , il che è stato fatto off-line, usando però le quantità disponibili anche on-line, da SVT. Si noti che per il run 127844 il rate del trigger di livello 1, 1.5 KHz, era il massimo raggiungibile, dati alcuni problemi hardware, sulla banda passante di L1 al momento della acquisizione del run. Al momento della scrittura, L1 è in grado di operare alla frequenza di disegno di 50 KHz. La Global L2 Decision Board non era ancora in funzione

	<b>127354</b>	<b>127840</b>	<b>127844</b>	<b>128350</b>
Live time	07:25:44.5	00:51:16.8	00:43:59.5	02:14:20.0
L1 accepts	6,612,165	1,178,533	3,790,151	7,572,898
L2 accepts	6,612,127	1,178,521	102,766	396,028
Rate L1 [Hz]	245.7	362.5	1,523.3	871.5
Rate L2 [Hz]	245.7	362.5	34.7	45.6
$\mathcal{L}_{inizioRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	4.958	5.302	4.648	4.751
$\mathcal{L}_{fineRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	3.524	4.983	4.384	3.891
$\mathcal{L}_{int}[\text{nb}^{-1}]$	112.127	15.881	11.836	33.691
$\sqrt{s}$ [GeV]	1956.94	1957.08	1957.08	1957.08
Note			SVT trigger $\theta_x \simeq 0 \mu\text{m}$ $\theta_x \simeq 0 \mu\text{m}$ soglia in $P_t$ per SVT:2.4 GeV/c	SVT trigger $\theta_x \simeq 600 \mu\text{m}$ $\theta_y \simeq 150 \mu\text{m}$
	<b>128442</b>	<b>128446</b>	<b>128449</b>	
Live time	00:27:54.1	00:08:47.6	00:30:20.1	
L1 accepts	1,468,250	385,971	1,270,873	
L2 accepts	102,828	30,038	101,050	
Rate L1 [Hz]	768.1	591.9	578.9	
Rate L2 [Hz]	53.8	46.1	46.0	
$\mathcal{L}_{inizioRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	4.293	4.082	3.975	
$\mathcal{L}_{fineRun}[10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	4.150	4.066	3.584	
$\mathcal{L}_{int}[\text{nb}^{-1}]$	7.126	2.135	7.154	
$\sqrt{s}$ [GeV]	1957.08	1957.08	1957.08	
Note	SVT trigger $\theta_x \simeq 600 \mu\text{m}$ $\theta_y \simeq 150 \mu\text{m}$	SVT trigger $\theta_x \simeq 600 \mu\text{m}$ $\theta_y \simeq 150 \mu\text{m}$	SVT trigger $\theta_x \simeq 600 \mu\text{m}$ $\theta_y \simeq 150 \mu\text{m}$	

Tabella 6.1: Caratteristiche dei run usati in questo lavoro;  $\theta_x$  e  $\theta_y$  sono definiti nell'eq.(6.1.2)

quando sono stati raccolti i run in tabella<sup>1</sup>. La Ghostbuster Board di SVT, descritta nella sez.3.5.2, è stata opportunamente programmata per generare direttamente il bit del trigger globale di L2 e interfacciata direttamente al *trigger supervisor*, permettendo l'acquisizione di questo primo importante campione di dati da trigger adronico.

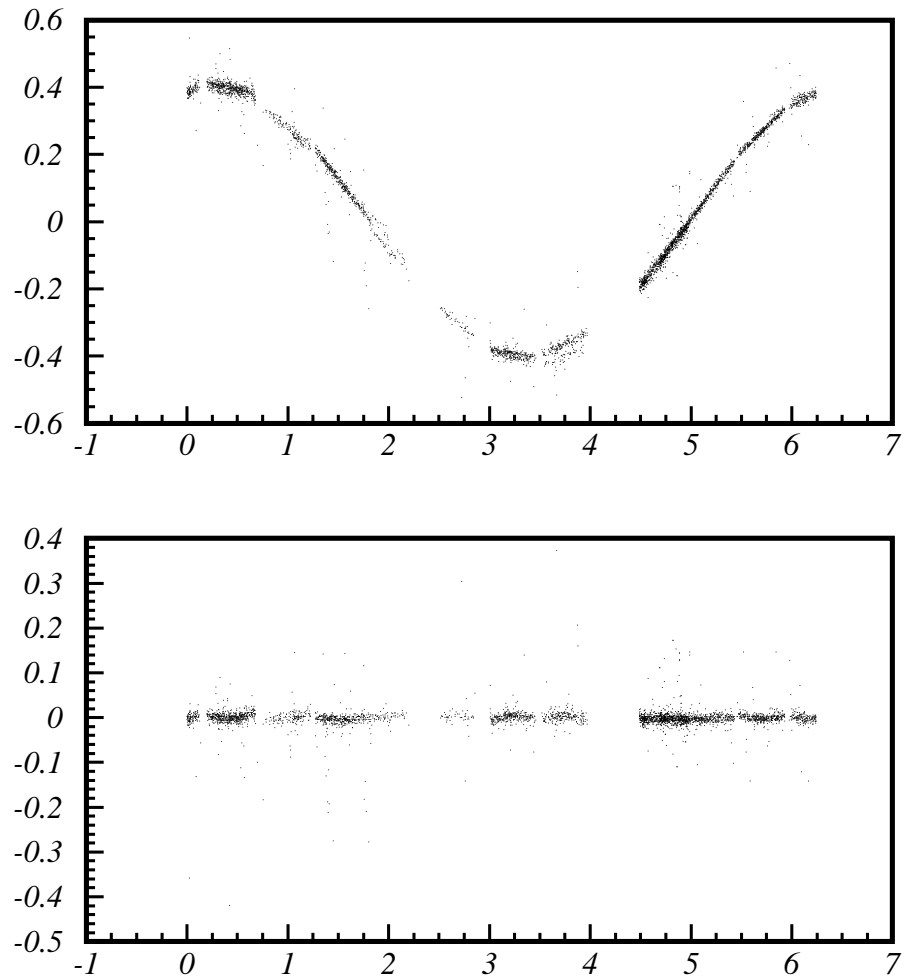
Un elemento indispensabile all'utilizzo di SVT come trigger è la misura *on-line* delle condizioni del fascio del TeVatron. La posizione del fascio non è infatti costante nel tempo. Il plot di  $d_0$  vs.  $\varphi_0$  delle tracce trovate da SVT — fig.(6.1)— mostra immediatamente la posizione del centro del fascio rispetto al centro geometrico del rivelatore, che definisce il sistema di riferimento. È facile vedere che il parametro d'impatto di una traccia, calcolato rispetto ad un punto differente dal suo vertice di produzione, è una funzione sinusoidale della coordinata azimutale  $\varphi$ . Al primo ordine, trascurando effetti di curvatura della traccia, il parametro d'impatto è corretto per lo spostamento del fascio in modo semplice:

$$d_0^{true'} = d_0^{meas} + x_{beam} \sin(\varphi) - y_{beam} \cos(\varphi) \quad (6.1.1)$$

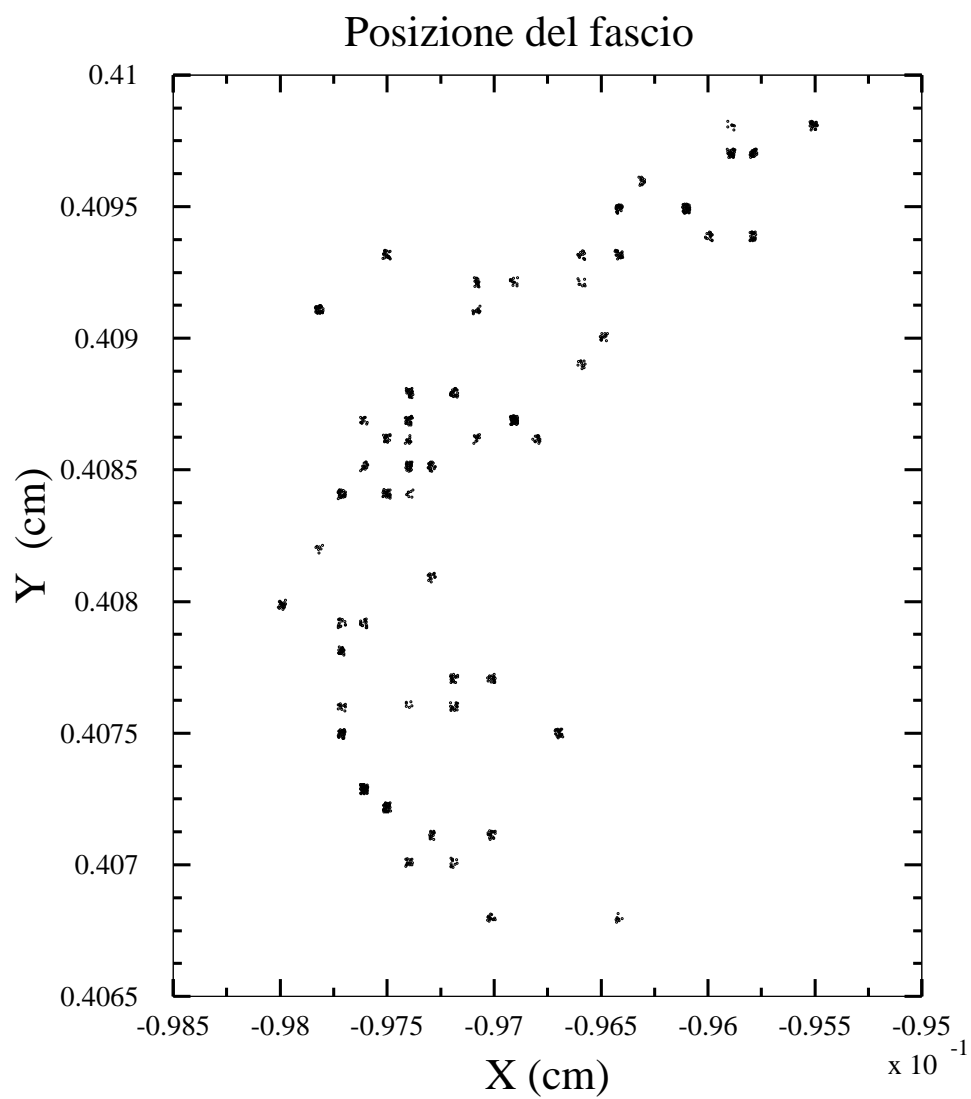
In fig.(6.2) sono registrate le coordinate del centro del fascio nel piano  $z = 0$ , per il run 127844. Ogni punto in fig.(6.2) corrisponde ad una nuova posizione del fascio, ricalcolata ogni mille eventi circa dalle CPU del *crate* in cui sono installate le schede che compongono SVT, utilizzando tracce fittate da SVT. Le CPU eseguono il fit della funzione  $d_0(\varphi)$  con una funzione sinusoidale  $d_0(\varphi) = r \sin(\varphi - \varphi_{beam})$ , dove  $r$  e  $\varphi_{beam}$  sono le coordinate (polari) del centro del fascio nel sistema di coordinate che ha origine nel centro geometrico del rivelatore. Il range di spostamenti è  $\pm 15 \mu\text{m}$ , per le coordinate  $x$  e  $y$ , da confrontarsi con la larghezza trasversa del fascio, circa due volte maggiore, come sarà determinata più avanti. Anche l'allineamento con il fascio lungo  $z$  deve essere tenuto sotto controllo. La situazione è in questo caso molto più delicata, come mostra la figura (6.4). La distribuzione dei parametri d'impatto misurati da SVT dopo la correzione (6.1.1), usando tutte le tracce ricostruite con  $\chi^2 < 10$  e  $P_t > 2 \text{ GeV}/c$ , in un run nel quale il fascio era disallineato ben oltre le tolleranze massime previste, è larga  $70 \mu\text{m}$ , in fig.(6.3). Il disallineamento lungo  $z$  introduce un ulteriore termine correttivo al parametro d'impatto. La formula completa per la correzione da apportare

---

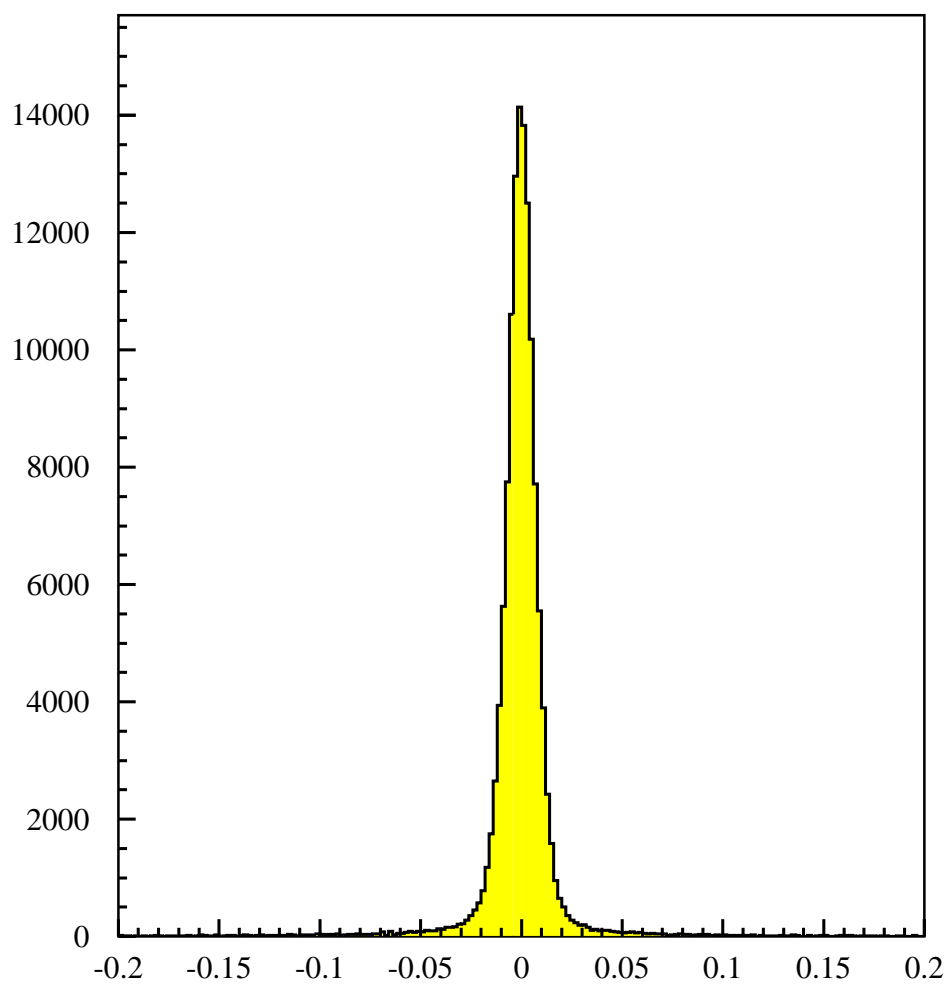
<sup>1</sup>La Global L2 Decision Board è entrata in funzione al momento della stesura finale di questa Tesi



*Figura 6.1:* Parametro d'impatto *vs.* angolo azimutale: la curva sinusoidale è un effetto dovuto allo spostamento del centro del fascio in  $z = 0$  rispetto al centro nominale del rivelatore. Sotto, dopo la sottrazione della posizione del fascio eseguita dalla Ghostbuster Board. La scala sull'asse delle ascisse è in rad, in ordinate cm



*Figura 6.2:* Posizione del centro del fascio sul piano trasverso,  $z = 0$ ; ad ogni punto corrisponde un evento e la posizione del fascio è fittata ogni migliaio di eventi dai processori del L2



*Figura 6.3:* Distribuzione del parametro d'impatto misurato da SVT dopo la correzione in eq.(6.1.1)

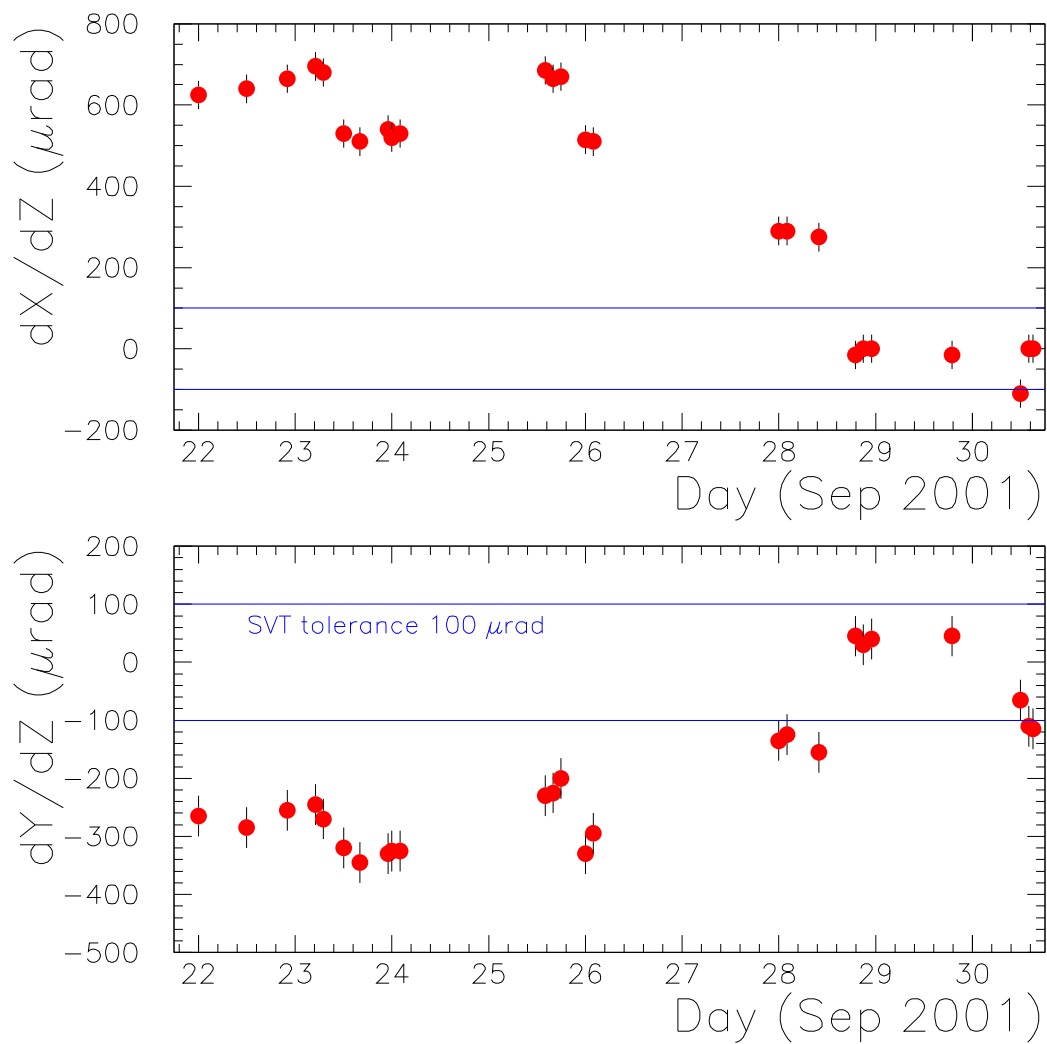


Figura 6.4: Inclinazione del fascio sul piano  $x$ - $z$  e  $y$ - $z$  in funzione del tempo

è:

$$d_0^{true} = d_0^{meas} + (x_{beam} + z_0 \cdot \tan \theta_x) \sin(\varphi) - (y_{beam} + z_0 \cdot \tan \theta_y) \cos(\varphi) \quad (6.1.2)$$

dove  $z_0$  è la coordinata della traccia, mentre  $\theta_x$  e  $\theta_y$  parametrizzano il disallineamento lungo  $z$  del fascio. La distribuzione di  $d_0$  per i run a basso “*beam tilt*” è larga  $59 \mu\text{m}$ . SVT non ha a disposizione il parametro  $z_0$ , pertanto l’effetto del disallineamento lungo  $z$  è un incremento della larghezza della distribuzione di  $d_0$  che non può essere corretto a L2 e deve essere tenuto sotto controllo limitando l’angolo tramite una azione correttiva sui magneti del TeVatron; è stato calcolato che la tolleranza di SVT a questo effetto è  $\pm 100 \mu\text{m}$ .

La correzione in eq.(6.1.1) è assolutamente indispensabile, data la quantità dello spostamento del fascio dall’origine nominale. Questa correzione è effettuata on-line dalla Ghostbuster Board. Sempre in fig.(6.1), in basso, è riportata la distribuzione di  $d_0$  dopo l’intervento della Ghostbuster Board.

La simulazione del comportamento di SVT con un campione di tracce generate da un Monte Carlo mostra alcuni effetti di non-linearità che derivano dall’aver effettuato i fit delle tracce in SVT con un algoritmo linearizzato. In figg.(6.6)(6.5) sono riportati  $\varphi_{MC} - \varphi_{SVT}$  e  $d_0^{MC} - d_0^{SVT}$  in funzione di  $\varphi_{MC}$ , per i wedge 1, 2 e 3. A posteriori, osservando queste distribuzioni, si scopre che la prima correzione per questo effetto sul parametro di impatto si apporta moltiplicando  $d_0^{SVT}$  per il coseno dell’angolo compreso tra la traccia e l’asse del wedge, sul piano trasverso. Si ha quindi:

$$d_0^{corr} = d_0^{uncorr} \cos(\varphi - n\pi/6) \quad (6.1.3)$$

dove  $n$  è il numero del wedge per il quale passa la traiettoria. Questa non-linearità è proporzionale al valore di  $d_0$  rispetto all’origine nominale delle coordinate. L’effetto di questa correzione è perciò tanto maggiore quanto il fascio è distante dall’asse del wedge, nel piano trasverso. La distribuzione di  $d_0$  per il run 127844, nel quale il fascio è allineato lungo  $z$ , e per il wedge 3, per il quale l’effetto di non-linearità è minimo, è in fig.(4.3). La curva è notevolmente più stretta, la larghezza è  $48 \mu\text{m}$ . La correzione da applicare all’angolo azimutale misurato da SVT è differente. La quantità che SVT misura è una funzione della tangente dell’angolo azimutale. La funzione plottata in fig.(6.6) è approssimativamente:

$$f(\varphi) = \varphi - \tan \varphi \quad (6.1.4)$$



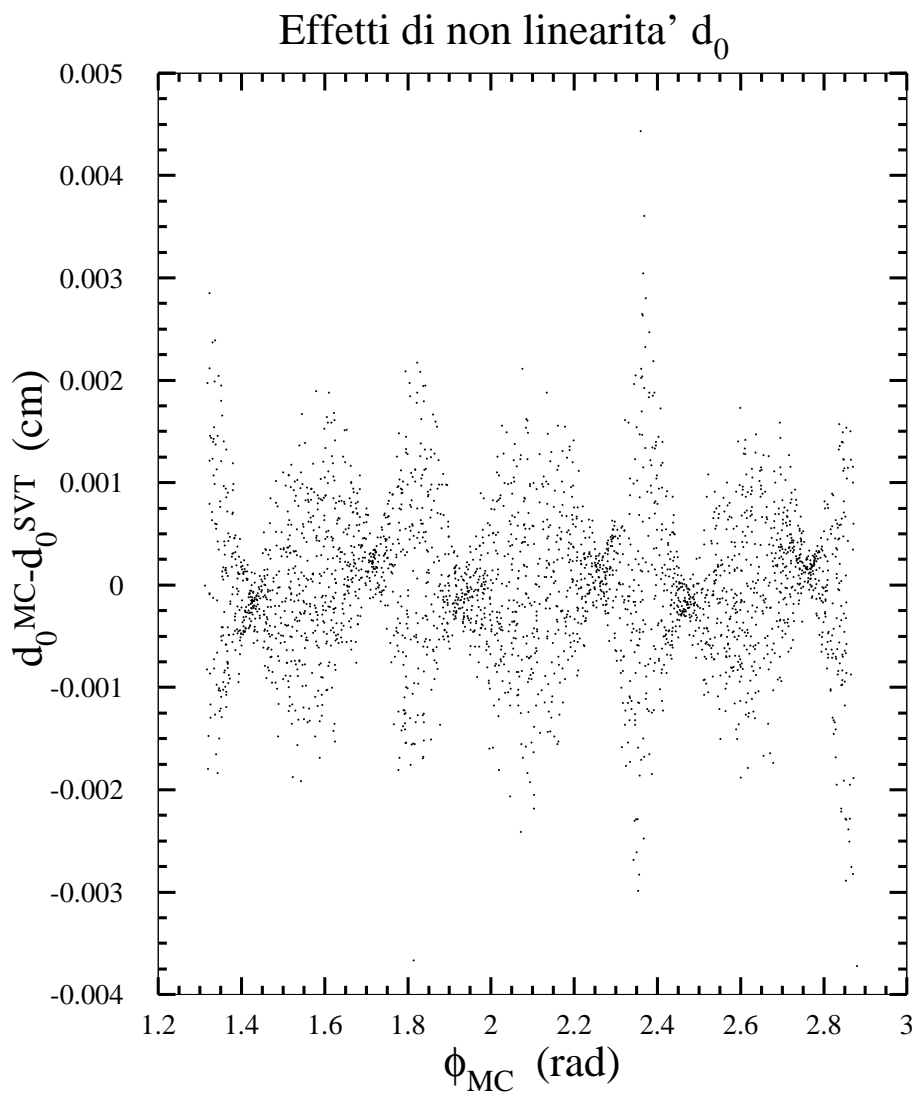
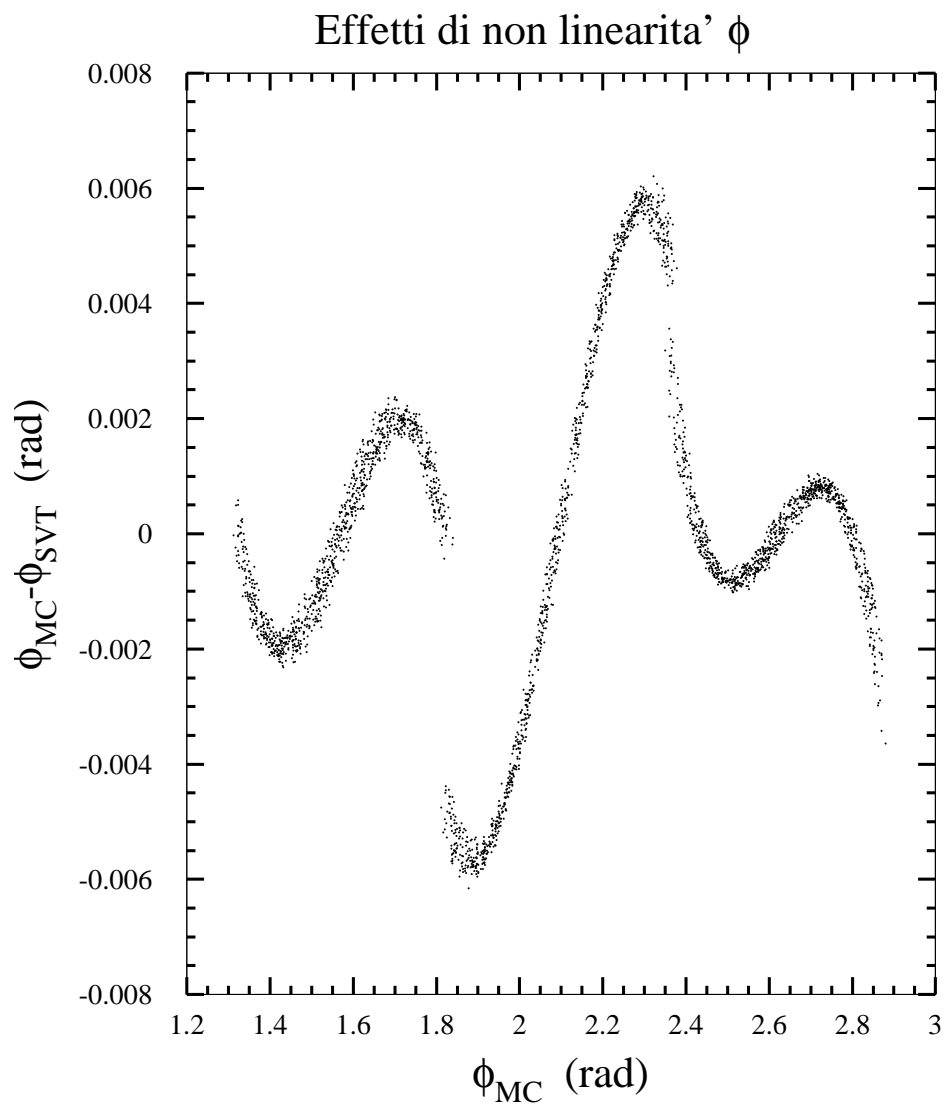


Figura 6.5: Effetto di non-linearità nel calcolo di  $d_0$



*Figura 6.6:* Effetto di non-linearità nel calcolo di  $\varphi$ : il wedge centrale, il numero 4, è diverso dal 3 e dal 5 per motivi di geometria, come si può vedere nella fig.(3.4)

È possibile intuire l'origine di questa non-linearità ricordando che le quantità che SVT effettivamente misura sono le distanze degli *hits* dall'asse del wedge. L'angolo azimutale reale è dato dall'arcotangente di  $x/r$ , dove  $x$  è la coordinata misurata ed  $r$  è la distanza radiale alla quale è posto il wedge. Il parametro d'impatto è invece legato alla proiezione di  $x$  sul versore che individua il punto di massimo avvicinamento della traiettoria al centro geometrico di CDF II, supposto coincidere con il vertice di interazione primario nel Monte Carlo.

L'effetto di un offset nella posizione del fascio e di un disallineamento è il peggioramento della risoluzione con cui SVT determina il parametro d'impatto delle tracce che fitta. La correzione off-line di questo effetto rimane un test delle capacità di SVT in una situazione ideale, in cui il fascio è allineato e passa per l'origine del sistema di coordinate di CDF II. È però necessario che queste correzioni siano fatte on-line, perché il trigger sul parametro d'impatto è definito sulle quantità che SVT calcola a L2.

Un intervento *hardware* sul fascio è stato ottenuto per centrarlo nell'origine e allinearlo con l'asse  $z$  il più possibile, date le limitazioni meccaniche del sistema.

## 6.2 Confronto SVT–ricostruzione off-line

È stato realizzato un modulo AC++ (l'ambiente in cui sono sviluppati i programmi del software ufficiale di CDF II), che ha come input file di dati nel formato standard di CDF II e produce file di uscita contenenti simultaneamente i dati relativi alle tracce ricostruite dall'*off-line* e quelli delle tracce SVT. La prima fase di questo controllo ha utilizzato i dati del run 127354.

Il principale strumento necessario per effettuare un controllo accurato sulla qualità della ricostruzione *on-line* effettuata da SVT è un opportuno algoritmo di *matching* che associa ad una traccia SVT una traccia della produzione *off-line*. Un plot di  $p_{SVT} - p_{PROD}$ <sup>2</sup> costruito utilizzando tutte le  $\#tracce_{SVT} \cdot \#tracce_{PROD}$  coppie possibili presenta un picco centrato in 0. La richiesta di una certa qualità per quanto riguarda la ricostruzione di SVT ( $\chi_{SVT}^2 < 12$ ) ed un primitivo tentativo di matching ( $|\varphi_{SVT} - \varphi_{PROD}| < 0.01$  rad,  $|c_{SVT} - c_{PROD}| < 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>) sono sufficienti a eliminare gran parte del fondo. È importante notare che il fondo è mol-

---

<sup>2</sup> $p$  è un parametro qualsiasi della ricostruzione 2D della traccia

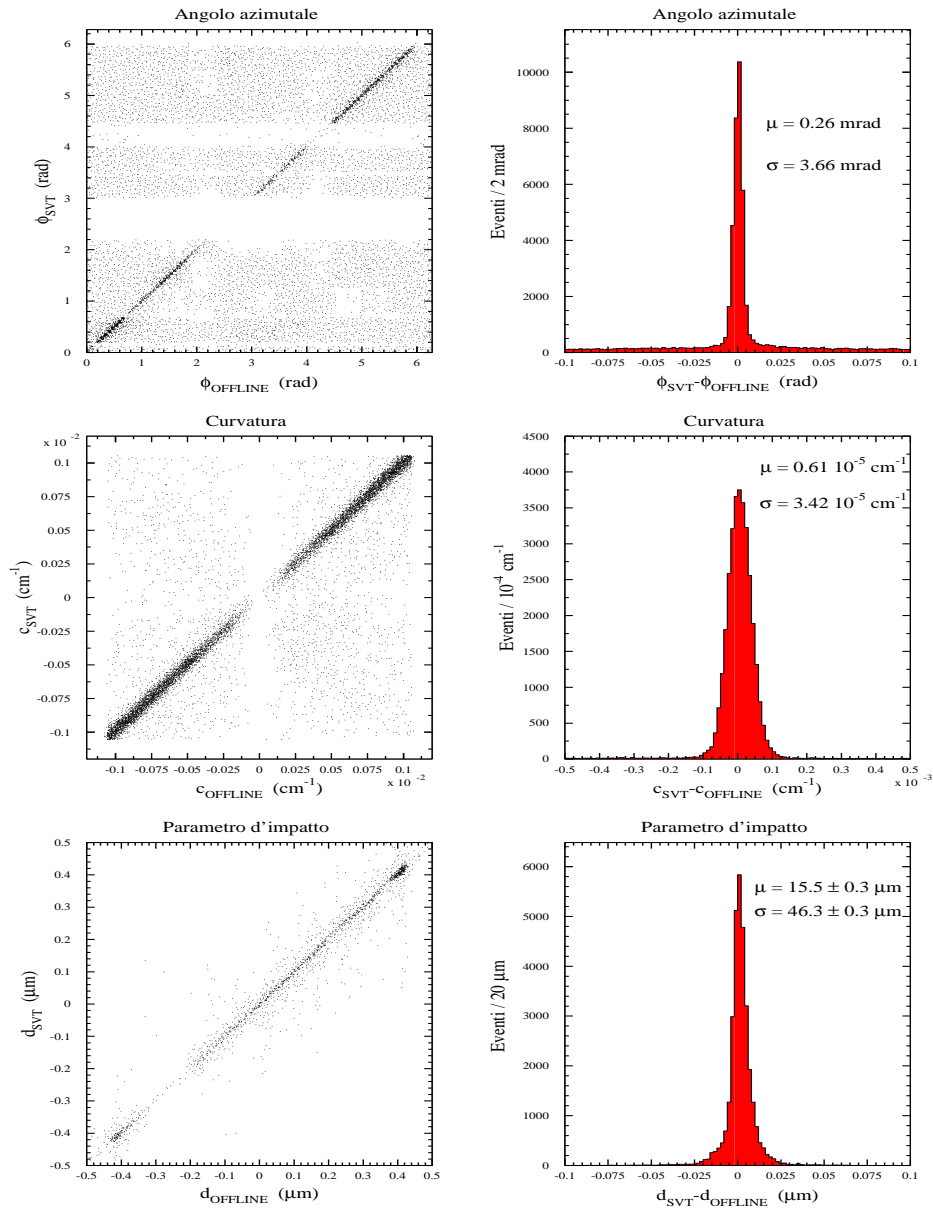


Figura 6.7: Correlazione tra i parametri di traccia calcolati da SVT e quelli dell'analisi off-line; distribuzione della differenza  $p_{SVT} - p_{OFFLINE}$

to limitato perché significa che i fit di SVT e quelli dell'off-line sono sempre consistenti. La ricostruzione *on-line* di SVT è di accuratezza comparabile a quella dell'analisi *off-line*. Gli istogrammi contengono solo le coppie con tracce PROD ricostruite con qualità *OutsideIn3D*. La ricostruzione di queste tracce ha potuto utilizzare hit nei rivelatori al silicio, ed è pertanto molto più accurata di quella corrispondente a ricostruzione *COT only*, effettuata on-line dai processori di trigger di L3.

Per ogni parametro di traccia si controllano la distribuzione della quantità  $p_{SVT} - p_{PROD}$  e si produce un istogramma bidimensionale per  $p_{SVT}$  vs.  $p_{PROD}$ , per le coppie traccia<sub>SVT</sub>–traccia<sub>PROD</sub> che soddisfano i criteri precedentemente descritti.

Il primo plot dà un'idea dell'accordo tra le due ricostruzioni. Poiché esso rappresenta la distribuzione di una variabile ottenuta come differenza di due statistiche gaussiane correlate, perché ottenute dagli stessi dati, la larghezza della distribuzione non è limitata inferiormente; solo una questione di fit produce la differenza. Potenzialmente, si potrebbe ottenere una distribuzione di  $\Delta d_0$  con larghezza nulla. Non ci si aspetta che i bias siano esattamente nulli, poiché l'algoritmo di SVT lascia una certa indeterminazione su di essi; inoltre, la ricostruzione off-line cerca di correggere la posizione degli hit su SVXII per alcuni effetti come l'effetto Hall, che SVT intenzionalmente trascurava, e preferisce incorporare nelle correzioni di allineamento. In particolare, questa correzione introduce uno shift su  $d_0$  di  $\sim 12 \mu\text{m}$  (da Monte Carlo).

Il secondo grafico permette di evidenziare l'eventuale presenza di errori dovuti a calibrazioni, fattori di scala, offset, indicati da deviazioni del coefficiente angolare della retta dall'unità. In fig.(6.7) i risultati per curvatura, parametro di impatto e angolo azimutale. Il plot per la curvatura è fatto richiedendo il matching  $|\varphi_{SVT} - \varphi_{PROD}| < 0.01$  rad, quello per  $d_0$  richiede anche il matching in  $c$ ,  $|c_{SVT} - c_{PROD}| < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ .

Il confronto con l'off-line mette in evidenza gli effetti della correzione per la non-linearità discussa nella sezione precedente. La condizione che massimizza gli effetti di non-linearità è realizzata, nel run 127354, dal wedge 1. In fig.(6.8) la distribuzione della differenza tra il parametro d'impatto calcolato da SVT e quello calcolato dall'analisi off-line si stringe notevolmente correggendo  $d_0^{SVT}$  nel modo indicato nella eq.(6.1.3).

La larghezza delle distribuzioni in fig.(6.7) permette di fissare un limite superiore alla larghezza delle distribuzioni dei parametri delle tracce fittate

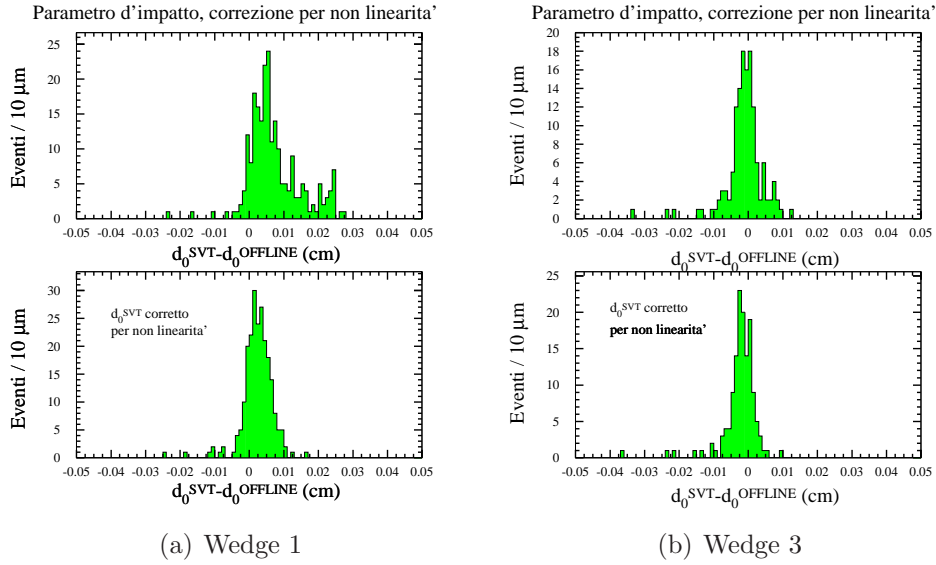


Figura 6.8: Effetto della correzione per la non-linearità

da SVT. Infatti, nella peggiore delle ipotesi si ha:

$$\sigma_{SVT}^2 = \sigma_{OFFLINE}^2 + \sigma_{fit}^2 \quad (6.2.1)$$

dove  $\sigma_{fit}$  è la larghezza delle distribuzioni in fig.(6.7). I limiti superiori per le  $\sigma_{SVT}$  sono riportati in tab.(6.2).

	$\sigma_{MAX}^{SVT}$
$\sigma_{\varphi_0}$	3.79 mrad
$\sigma_{P_t}/P_t^2$	1.67% per GeV/c
$\sigma_{d_0}$	54.9 $\mu\text{m}$

Tabella 6.2: Limite superiore alla larghezza delle distribuzioni dei parametri delle tracce fittate di SVT

La distribuzione del parametro d'impatto calcolato da SVT e corretto *off-line* con il fit della posizione e dell'inclinazione del fascio è approssimativamente gaussiana con larghezza 48  $\mu\text{m}$ , come in fig.(4.3). Questo valore risulta dalla convoluzione della risoluzione di SVT con la larghezza naturale del fascio. La risoluzione sul parametro d'impatto di progetto di SVT è 35  $\mu\text{m}$ . È necessario determinare in maniera indipendente la larghezza del fascio per verificare se le prestazioni del progetto siano state raggiunte o meno. Un metodo interessante per determinare la dispersione del fascio in modo

indipendente è spiegato in [29]. Si può dimostrare che la correlazione tra i parametri d'impatto di una coppia di tracce  $\langle d_1 d_2 \rangle$ , dove la media è fatta sulle diverse coppie, è proporzionale al coseno dell'angolo di apertura della coppia. Il coefficiente angolare di proporzionalità è  $\sigma_{Beam}^3$ , la dispersione del fascio. In figura (6.9), il fit lineare di  $\langle d_1 d_2 \rangle$  vs.  $\cos \theta$  fornisce:

$$\sigma_{beam} = 33 \mu\text{m} \quad (6.2.2)$$

Ora, la risoluzione di SVT è  $\sigma_{SVT} = \sqrt{\sigma_{obs}^2 - \sigma_{beam}^2}$  e sostituendo i valori determinati in precedenza si ha:

$$\sigma_{SVT} = 35 \mu\text{m} \quad (6.2.3)$$

perfettamente in accordo con la previsione, in tab.(3.2).

---

<sup>3</sup> $\sigma_{Beam} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$

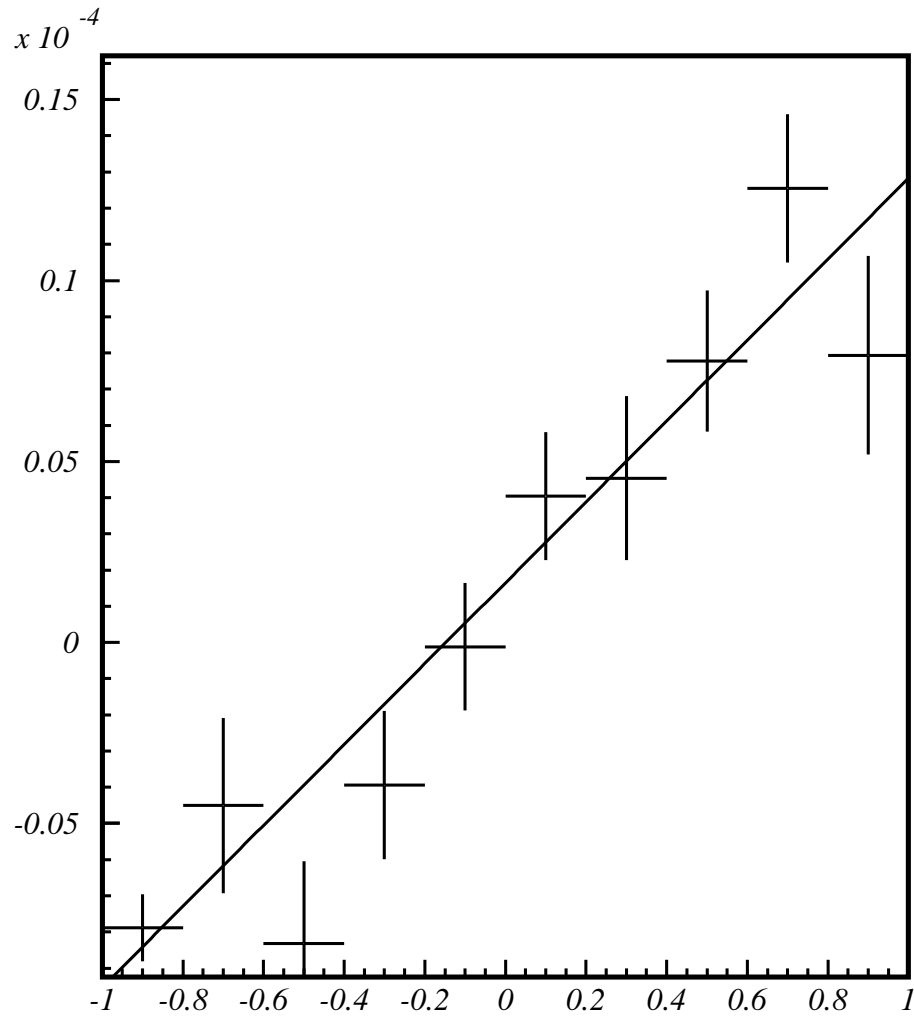


Figura 6.9: Correlazione tra  $\langle d_1 d_2 \rangle$  e  $\cos \theta$ . In ascissa,  $\cos \theta$  in radianti; in ordinata la scala è in  $\text{cm}^2$



## 6.3 Efficienza dell'algoritmo di matching

Il confronto tra tracce SVT e off-line riveste inoltre una discreta importanza per verificare l'efficienza della ricostruzione *on-line* effettuata da SVT. È necessario non solo assicurare che i parametri di traccia forniti da SVT siano in buon accordo con quanto prodotto dalla ricostruzione ufficiale, per verificare i tagli di secondo livello effettuati sulla base dei primi, ma anche controllare l'efficienza della ricostruzione di SVT, in termini del numero di tracce PROD che trovano un corrispondente nel set di tracce SVT e viceversa. I risultati di questi controlli sono riportati in tab.(6.3).

Wedge 1	SVT → OFFLINE	OFFLINE → SVT
$\chi^2_{SVT} \leq 25$	60%	81%
$\chi^2_{SVT} \leq 15$	56%	84%
$\chi^2_{SVT} \leq 25$ , XFT track	68%	
$\chi^2_{SVT} \leq 15$ , XFT track	64%	
$\chi^2_{SVT} \leq 25$ , XFT track, 4 SI-hits	78%	
$\chi^2_{SVT} \leq 15$ , XFT track, 4 SI-hits	74%	

Tabella 6.3: Efficienza del matching SVT – PROD

L'efficienza di SVT rispetto alla produzione off-line è definita nel seguente modo:

$$\varepsilon_{SVT \rightarrow OFFLINE} \doteq 1 - \frac{\#\text{tracce OFFLINE} \in \mathcal{B} \text{ senza alcun corrispondente in SVT}}{\#\text{tracce OFFLINE} \in \mathcal{B}}. \quad (6.3.1)$$

$\mathcal{B}$  è l'insieme delle tracce OFFLINE soddisfacenti set di richieste differenti nel corso dello studio effettuato. La ricostruzione con algoritmo *OutsideIn3D* e l'impulso trasverso superiore a 2 GeV/c sono le richieste comuni a tutti i set. Si nota come l'efficienza scenda quando il taglio in  $\chi^2$  si fa più stretto. I grafici (6.10) mostrano come il numero di tracce per le quali si trova un solo corrispondente rimanga pressoché costante per i due tagli in  $\chi^2$ . Stringendo il taglio, il numero di tracce che trovano due corrispondenti decresce considerevolmente, mentre sale quello delle tracce senza corrispondente. Il fenomeno è dovuto alla presenza di tracce duplicate da SVT. Si tratta di coppie di tracce con i parametri molto vicini tra loro; tipicamente la traccia falsa ha valori

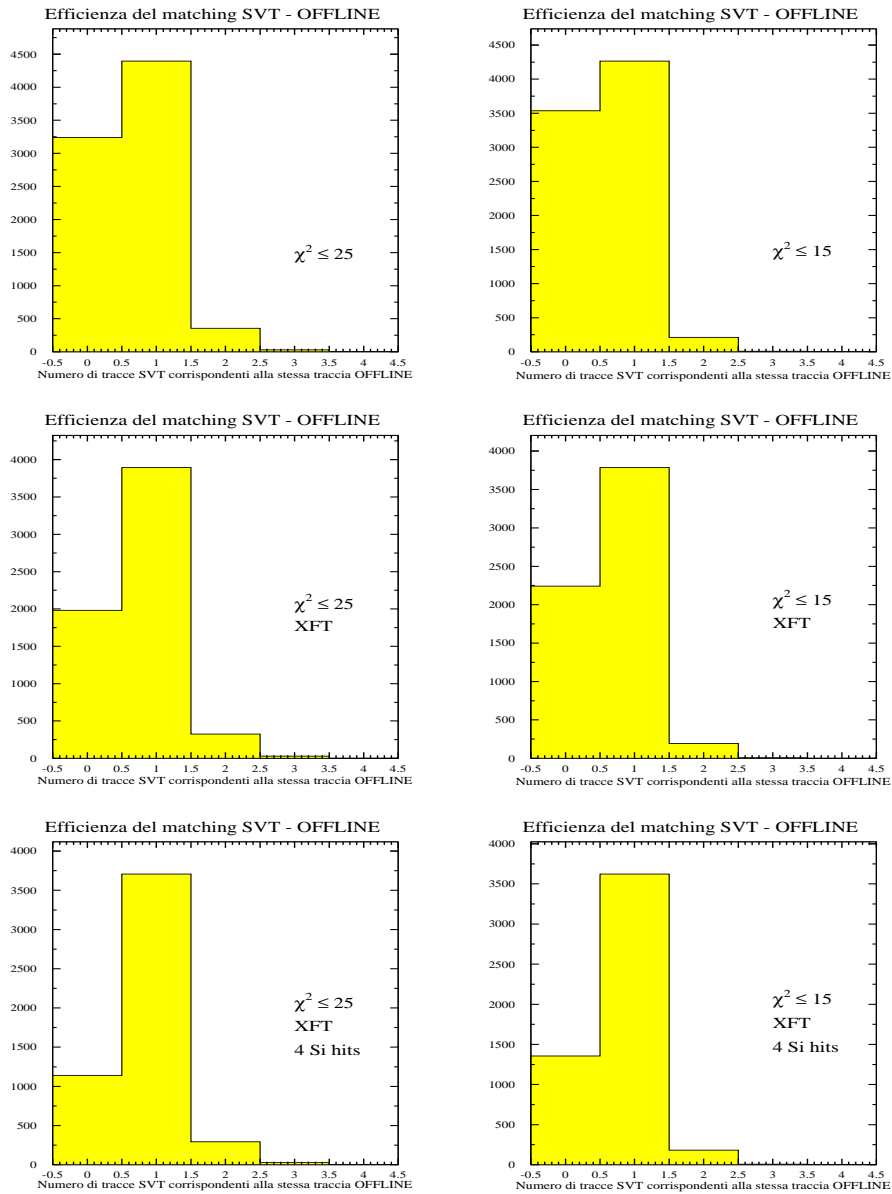


Figura 6.10: Efficienza del matching SVT-OFFLINE

elevati di  $\chi^2$ . Un semplice conteggio delle tracce viste sia da SVT che dalla produzione non fornisce direttamente indicazioni sull'efficienza del *tracking* effettuato da SVT. Esso riceve in input tracce XFT<sup>4</sup> ed esegue fit solo se è presente una traccia di questo tipo. L'efficienza di XFT (che comunque è prevista essere molto alta, superiore al 96%) entra nel conteggio. Per misurare la vera efficienza di SVT, senza contributi di inefficienza da XFT, si deve richiedere anche la presenza di una traccia XFT con parametri vicini a quelli della traccia PROD. Un altro fattore di inefficienza per così dire intrinseca è legato a richieste specifiche di SVT. Per eseguire un fit esso richiede almeno quattro hit e in layer specificati, mentre l'*off-line* non ha particolari richieste. Si ricorda inoltre che i 12 wedge di SVT sono letti in maniera indipendente, perciò se una particella ne colpisce diversi i segnali non possono essere in alcun modo collegati per fare un fit. La traccia è persa. Finalmente, si stima l'efficienza di SVT come tracciatore *on-line* contando il numero di tracce SVT, wedge per wedge, con  $\chi^2 \leq 15$  e  $P_t \geq 2.0$  GeV/c, che soddisfano  $|\phi_{SVT} - \phi_{PROD}| \leq 0.01$  rad e  $|c_{SVT} - c_{PROD}| \leq 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>, per ogni traccia PROD ricostruita con algoritmo *OutsideIn3D*, con impulso trasverso superiore a 2.0 GeV/c, con almeno 4 hits in SVXII e per la quale esista una traccia XFT con  $|\phi_{PROD} - \phi_{XFT}| \leq 0.01$  rad e  $|c_{PROD} - c_{XFT}| \leq 10^{-4}$  cm<sup>-1</sup>. Si ricava il valore finale di 74% per l'efficienza del tracking di SVT. Questo valore è soddisfacente perchè in questi run l'efficienza geometrica dei pattern utilizzati nella memoria associativa per la ricostruzione era 85%; questo era dovuto alla necessità di coprire una vasta regione di parametro d'impatto, ancora a causa del notevole spostamento del fascio dall'origine (per un fascio centrato, questo numero sarebbe > 95%). La restante inefficienza è stata successivamente spiegata sulla base delle soglie di *hit-finding* in SVT, che erano più alte di quelle usate nell'*off-line*; esse sono state abbassate in vista dei nuovi run.

L'efficienza  $\varepsilon_{OFFLINE \rightarrow SVT}$  è definita in modo analogo a (6.3.1):

$$\varepsilon_{OFFLINE \rightarrow SVT} \doteq 1 - \frac{\#\text{tracce SVT} \in \mathcal{C} \text{ senza alcun corrispondente in SVT}}{\#\text{tracce SVT} \in \mathcal{C}}. \quad (6.3.2)$$

$\mathcal{C}$  è il set di tracce SVT con  $P_t \geq 2$  GeV/c e  $\chi^2$  tale da soddisfare il taglio richiesto, 15 o 25 nell'analisi effettuata. Il numero di tracce SVT che

<sup>4</sup>sono le tracce bidimensionali fittate dall'eXtremely Fast Tracker utilizzando solo i 4 hit assiali nella COT

trovano più di una corrispondente nell'insieme  $\mathcal{C}$  è una frazione dell'ordine dello 0.1%. Questo è confortante perché indica che l'alto valore di efficienza di matching OFFLINE  $\rightarrow$  SVT non è dovuto alla presenza, per esempio, di tracce duplicate erroneamente scritte sui file di dati.

## 6.4 SVT all'opera

È ora possibile fornire qualche stima di sezione d'urto di trigger di L2. I numeri riportati rappresentano valori grezzi. Per calcolarli, sono stati utilizzati i run speciali e apportate le correzioni in quel momento effettuate on-line a L2 per lo spostamento del fascio, in eq.(6.1.1). La sezione d'urto per la

	Sez. d'urto $\sigma$
L1 Scenario A @ L2	30.67 $\mu\text{b}$
L2 Two-body trigger	49.28 nb
L2 Multi-body trigger	264.14 nb

*Tabella 6.4:* Sezioni d'urto per il trigger di L2; il primo valore è la sezione d'urto per la selezione che conferma a L2 sulle tracce SVT le richieste che il trigger per il  $B$  adronico nello scenario A esige a L1 per le tracce XFT

conferma a L2 dei tagli del trigger adronico di L1 è circa un decimo di quella dello stesso trigger a L1 a causa della non completezza della copertura di SV-XII. Il calcolo del fattore correttivo non è diretto. L'accettanza geometrica di un rivelatore per una traccia è molto semplice da calcolare, in quanto proporzionale all'angolo solido sotto il quale la parte attiva di rivelatore è vista dal centro dell'interazione. Nel caso di una coppia la situazione è differente. È chiaro che l'accettanza è una funzione dell'angolo di apertura della coppia. Se il rivelatore fosse diviso in due settori angolari, di cui uno acceso e l'altro spento, l'accettanza per due tracce *back-to-back* sarebbe zero, mentre se le due tracce fossero collimate sarebbe del 50% (la situazione non è molto diversa dall'averne un'unica traccia). Un metodo per correggere la non completezza dell'accettanza in situazioni come questa consiste nel pesare gli eventi in cui si ha una coppia con angolo d'apertura  $\Delta\varphi$  con un fattore uguale all'inverso della probabilità di trovare una coppia con tale angolo d'apertura, data la geometria del rivelatore attivo. Ora, questo metodo fornisce il giusto fattore correttivo nel caso che, per ogni evento, esista solo *una* coppia soddisfacente

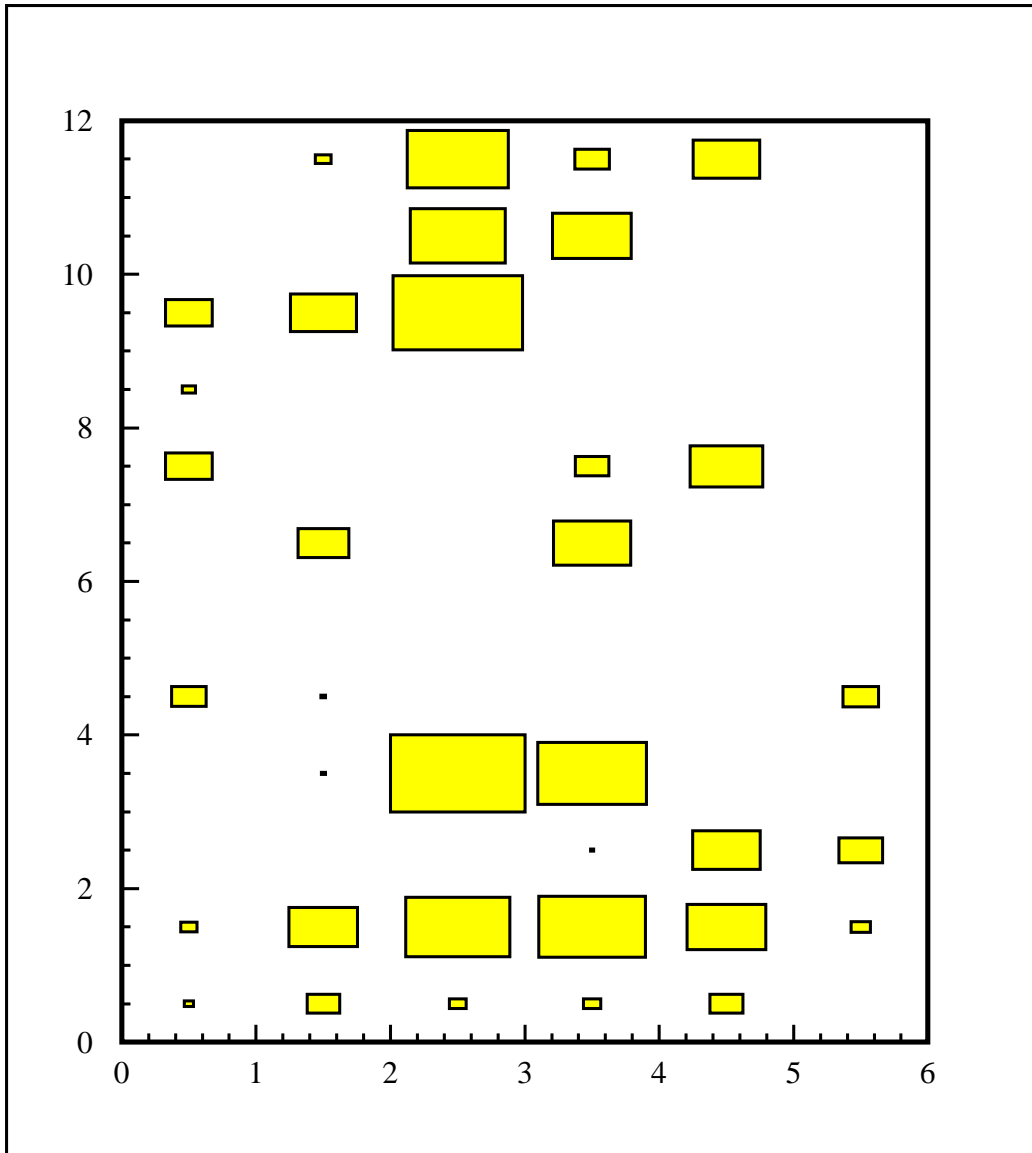


Figura 6.11: Wedge (in ordinata, 0–11) e semibarrel (in ascissa, 0–5) attraversati dalle tracce fittate da SVT

le richieste di trigger. La correzione è sovrastimata se le coppie sono più di una. Nel limite in cui in ogni evento ci sia un numero di coppie che possono fare da trigger molto superiore all'inverso della probabilità di rivelare tali coppie, il rate di trigger non è influenzato dalla incompletezza della copertura. Riscalare il fattore correttivo calcolato in precedenza, dividendolo per il numero medio per evento delle coppie che possono far scattare il trigger, non è necessariamente corretto. Inoltre, quando la stessa traccia appartiene a due coppie differenti si introducono correlazioni i cui effetti sono difficili da quantificare. Sarebbe necessario perciò ricorrere ad una simulazione Monte Carlo. Tuttavia, per una stima approssimativa è possibile valutare l'accettanza per due tracce nei primi due trigger a circa il 13%, il che produce come stima dei rate ad accettazione completa il valore di  $\sim 236 \mu\text{b}$  e  $\sim 369 \text{nb}$  per i primi due trigger, che sono del tutto compatibili con le aspettative, in tab.(3.4). Per l'ultimo trigger si deve notare che il fattore con cui correggere l'accettanza non è 1/13%. L'accettanza è funzione dell'angolo di apertura tra le tracce e questo trigger richiede  $2^\circ \leq \Delta\varphi \leq 90^\circ$ , mentre la stima del 13% è fatta per  $20^\circ \leq \Delta\varphi \leq 160^\circ$ . L'accettanza per coppie di tracce con angolo di apertura compreso tra  $2^\circ$  e  $90^\circ$  è del 30%, da cui il valore  $\sim 880 \text{nb}$  per la stima del rate dell'ultimo trigger.

## 6.5 Sommario

In questo capitolo sono state descritte le procedure adottate per verificare il corretto funzionamento di SVT, su cui si basa la decisione del trigger di livello 2 a CDF. La validazione del trigger di secondo livello passa attraverso il matching tra le tracce fittate *on-line* da SVT e quelle prodotte dall'analisi *off-line*. Un semplice algoritmo con il quale far corrispondere le tracce nei due set permette il calcolo della efficienza di SVT come tracciante *on-line*.

# Capitolo 7

## Ricerca di stati fisici

Il passo ulteriore, dopo il controllo effettuato della qualità della ricostruzione *on-line* di SVT, consiste nel muovere i primi passi verso la fisica che si aspetta di ottenere da SVT, cercando di ricostruire degli stati fisici, basandosi su una selezione fondata sul parametro d'impatto. Questo, oltre a costituire un'ottimo test complessivo di tutto il sistema, è molto importante per verificare la effettiva possibilità di estrarre segnali di *heavy flavours* dal ricco fondo di QCD tipico dei collisionatori adronici, usando il parametro d'impatto. Questa fattibilità è stata finora basata su estrapolazioni ed evidenze indirette, sia pure a partire da dati reali. Poiché i campioni a disposizione sono ancora molto piccoli, non si può sperare di ricostruire adroni  $B$ ; tuttavia si possono cercare decadimenti più "facili" che si basino sugli stessi elementi.

### 7.1 Le tracce ibride

Il linea di principio è naturale che per questo lavoro si faccia ricorso alle tracce ricostruite dal programma ufficiale di tracciatura off-line. Tuttavia, il lavoro descritto in questo capitolo è stato basato unicamente su tracce disponibili a livello di trigger. I motivi sono vari: in primo luogo, la produzione della tracciatura è partita solo dopo un certo tempo, e l'analisi qui presentata ha permesso di trovare dei risultati utili immediatamente. Inoltre, questo permette di verificare più a fondo la qualità delle tracce di trigger, ed in particolare permette di comprendere che cosa sia possibile fare al terzo livello del trigger per selezionare gli eventi interessanti in maniera efficace, il che, come visto in precedenza, è un problema ancora aperto.

Allo scopo di ricostruire stati fisici, l'informazione 2D fornita da SVT non è sufficiente. A partire dai dati grezzi prodotti dal terzo livello di trigger, che contengono tracce L3, ricostruite utilizzando i segnali nella COT, si può però costruire una traccia tridimensionale che combini le informazioni 2D contenute nella banca SVTD e le informazioni stereo delle tracce COT. Il fitting 3D completo effettuato utilizzando gli hit nei rivelatori al silicio richiede un tempo di calcolo attualmente incompatibile con il L3. Le tracce L3 sono già fittate in tre dimensioni nella COT. Il matching permette però l'uso del parametro d'impatto calcolato da SVT, con risoluzione molto migliore di quella raggiungibile dalla COT. Considerando anche il contributo della larghezza naturale del fascio,  $\sigma_{d_0^{SVT}}$  vale  $48 \mu\text{m}$ , contro la risoluzione dell'ordine del cm per  $d_0^{COT}$ . In questo modo è possibile selezionare efficacemente stati con vita media, i cui prodotti di decadimento hanno mediamente alto parametro d'impatto.

## 7.2 Ricerca del decadimento $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$

La prima e più facile ricostruzione da tentare in un trigger basato sul parametro d'impatto sembra  $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , assegnando la massa di un pione carico a entrambe le tracce. Nelle interazioni adroniche,  $K_S$  sono prodotti in abbondanza. Molti di essi, che hanno  $c\tau = 2.676 \text{ cm}$ , sfuggono però al trigger a causa della limitazione superiore a 2 mm per i parametri d'impatto misurabili da SVT. Il valore nominale è 1 mm, come spiegato a pag.59, ma non è ancora mai stato usato. La distribuzione in impulso dei  $K_S$  ricostruiti è in fig.(7.13). Il valore medio di  $P_t$  è  $\sim 6.5 \text{ GeV}/c$ ,  $\gamma_t \simeq 13$ . Il cammino medio sul piano trasverso è  $\sim 36 \text{ cm}$ , perciò sono pochi i  $K_S$  ricostruibili con tracce SVT —lo strato più interno di SVXII è distante 3 cm dalla linea del fascio.

Sono state selezionate coppie di tracce COT+SVT per le quali la coppia di tracce SVT supera alcuni tagli di qualità:  $\chi^2$  della ricostruzione in SVT minore o uguale a 10, impulso trasverso superiore alla soglia di 2 GeV/c e curvatura di segno opposto.

La prima distribuzione di massa che si ottiene è rappresentata in fig.(7.1). Non mostra alcuna caratteristica particolare.

Il taglio in parametro d'impatto calcolato da SVT permette di individuare immediatamente il picco intorno a  $0.5 \text{ GeV}/c^2$ , corrispondente alla massa del  $K_S$ . La richiesta è che entrambe le tracce abbiano  $|d_0|$  maggiore o uguale a



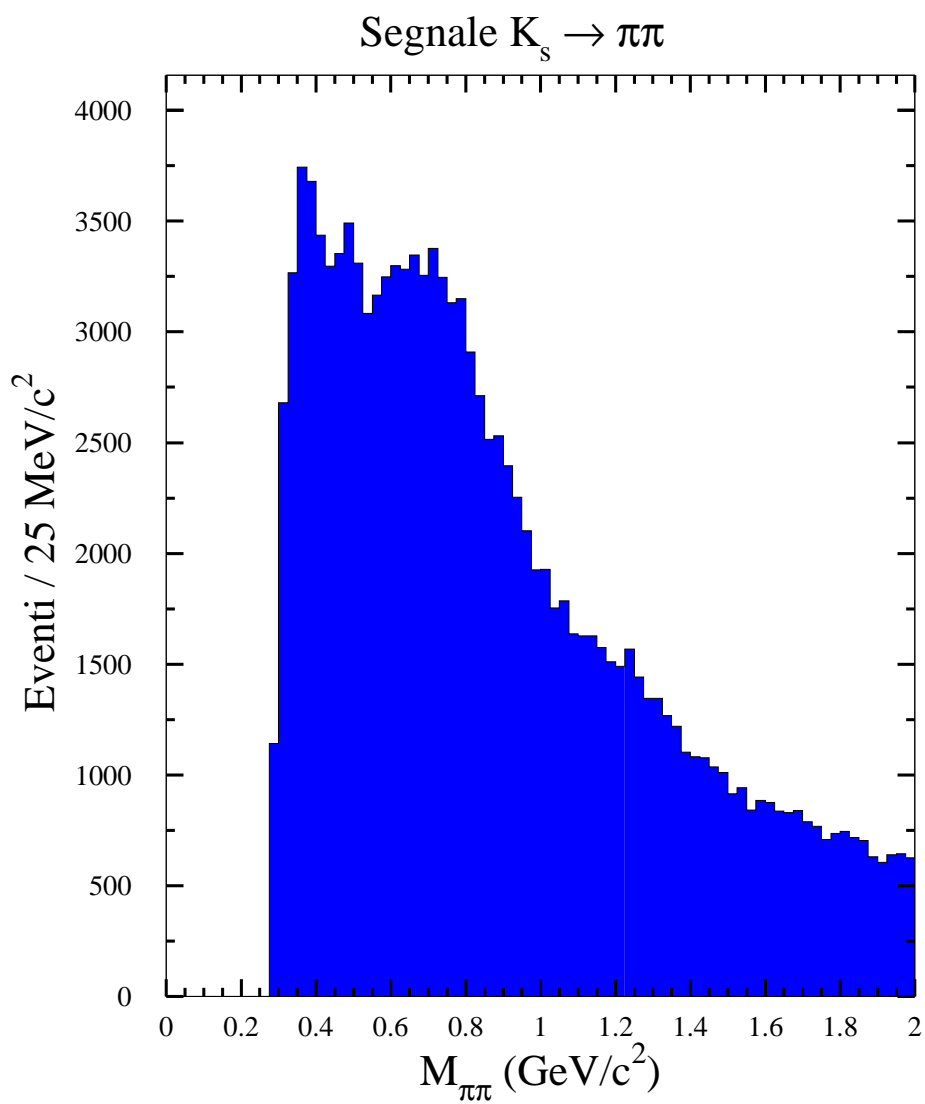
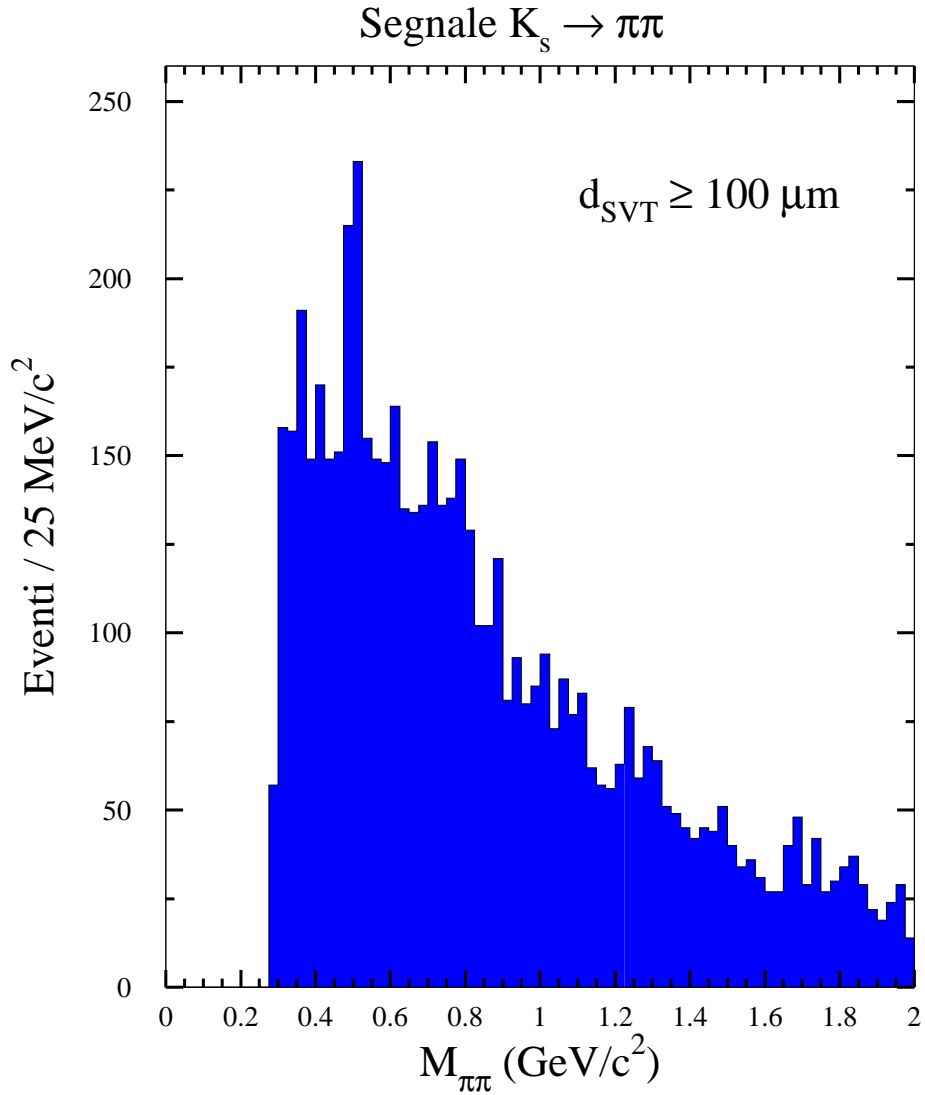


Figura 7.1: Massa invariante di coppia di pioni

100  $\mu\text{m}$ . La distribuzione di massa dopo questo taglio è in fig.(7.2). Si nota ora un chiaro eccesso di eventi intorno a  $M(\pi^+\pi^-) = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ .



*Figura 7.2:* Massa invariante di coppia di pioni, dopo la richiesta di parametro d'impatto superiore a 100  $\mu\text{m}$  per le due tracce SVT

La lunghezza di decadimento del candidato  $K_s$  proiettata lungo la sua direzione di moto è una variabile molto usata per definire tagli. Essa è definita

come segue:

$$L_{xy} \doteq \frac{\mathbf{P}_t(K_S) \cdot \mathbf{X}_v}{|\mathbf{P}_t(K_S)|} \quad (7.2.1)$$

Questa quantità è essenzialmente maggiore di zero per il segnale (il kaone decade “in avanti”) mentre è equiprobabilmente positiva o negativa per eventi di fondo. È stato scelto un limite inferiore a  $500 \mu\text{m}$  per  $L_{xy}$ , che si aspetta sia molto efficiente per  $K_S$  reali. I grafici in fig.(7.4) rappresentano la distribuzione di  $L_{xy}$  per il segnale e per le bande laterali, rappresentate insieme per un confronto immediato. La regione del segnale è definita da  $|m(\pi\pi) - \mu| \leq 2\sigma$ , le sideband contigue da  $2\sigma \leq |m(\pi\pi) - \mu| \leq 4\sigma$ .  $\mu$  e  $\sigma$  sono i parametri del fit gaussiano in fig.(7.11), l’ultimo eseguito dopo tutti i tagli, alcuni dei quali saranno descritti nei prossimi paragrafi. In fig.(7.5) è presentata la differenza tra i due istogrammi per notarne le caratteristiche peculiari. Per il segnale, la distribuzione è fortemente spostata verso valori positivi. Effetti di *smearing* possono far assumere valori negativi a  $L_{xy}$  per un decadimento fisico; questo fatto ed il piccolo fondo nella regione del segnale può spiegare la presenza di entrate per  $L_{xy} < 0$ . La distribuzione nel caso delle bande laterali ha un piccolo bias verso valori positivi di  $L_{xy}$ , dovuta a decadimenti da *heavy flavours*.

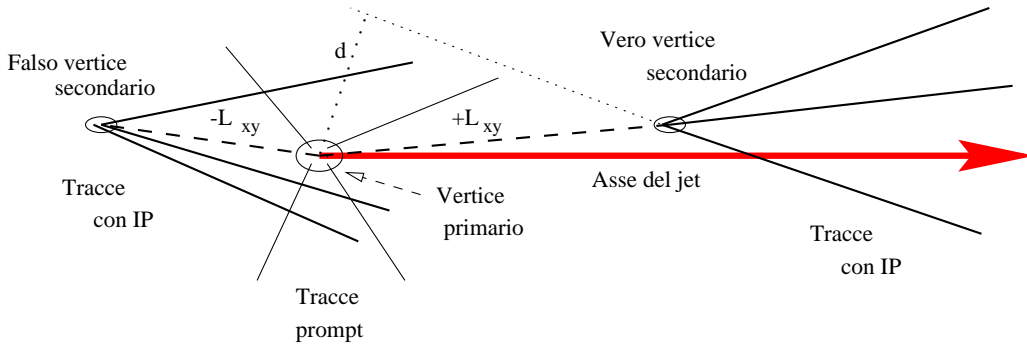


Figura 7.3: Taglio  $\mathbf{P}_t(K_S) \cdot \mathbf{X}_v \geq 0$  per eliminare i falsi vertici di decadimento

Un ulteriore taglio è applicato al parametro d’impatto del  $K_S$  ricostruito. La quantità è così definita:

$$d_{K_S} \doteq \frac{|\mathbf{P}_t(K_S) \times \mathbf{X}_v|}{|\mathbf{P}_t(K_S)|} \quad (7.2.2)$$

dove  $\mathbf{P}_t(K_S)$  è l’impulso del  $K_S$  ricostruito e  $\mathbf{X}_v$  è il vertice del decadimento ipotizzato. È stato deciso di richiedere  $|d_{K_S}| \leq 120 \mu\text{m}$ , perché i  $K_S$  sono ten-

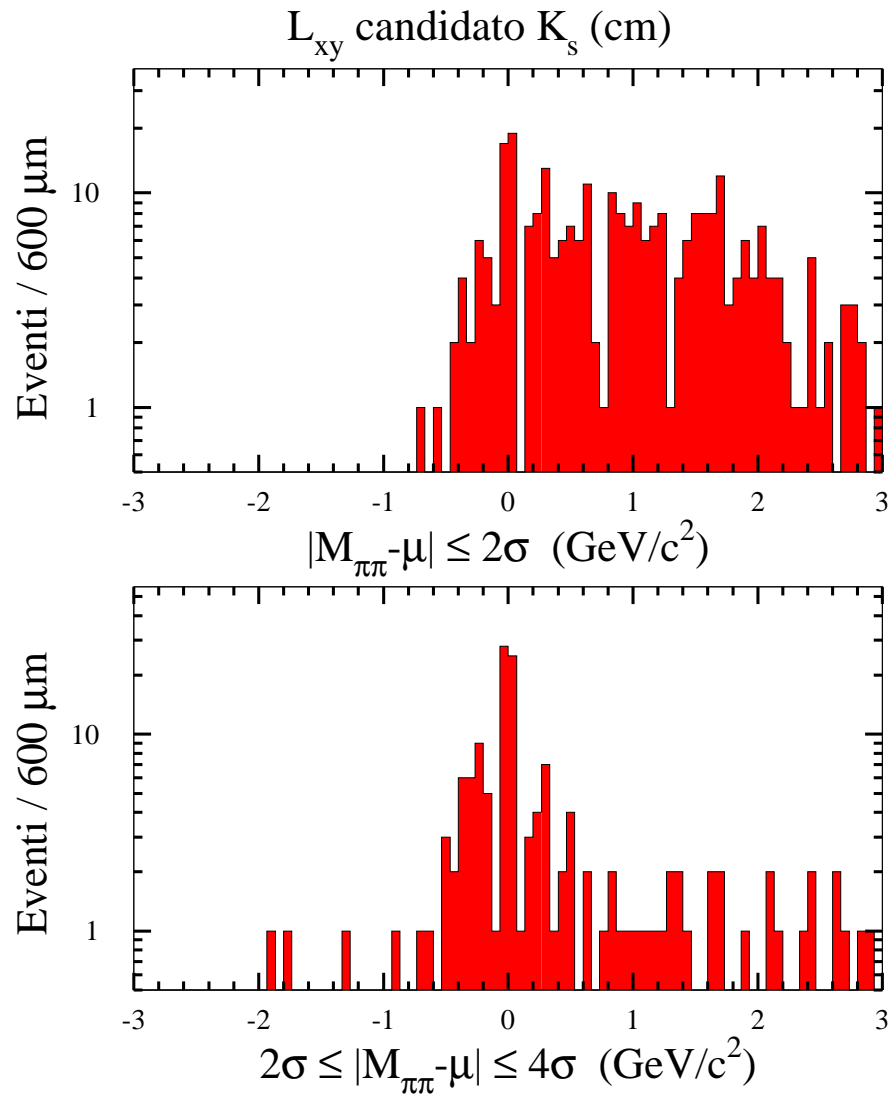


Figura 7.4: In alto,  $L_{xy}$  per i candidati  $K_S$ . In basso,  $L_{xy}$  per le sideband

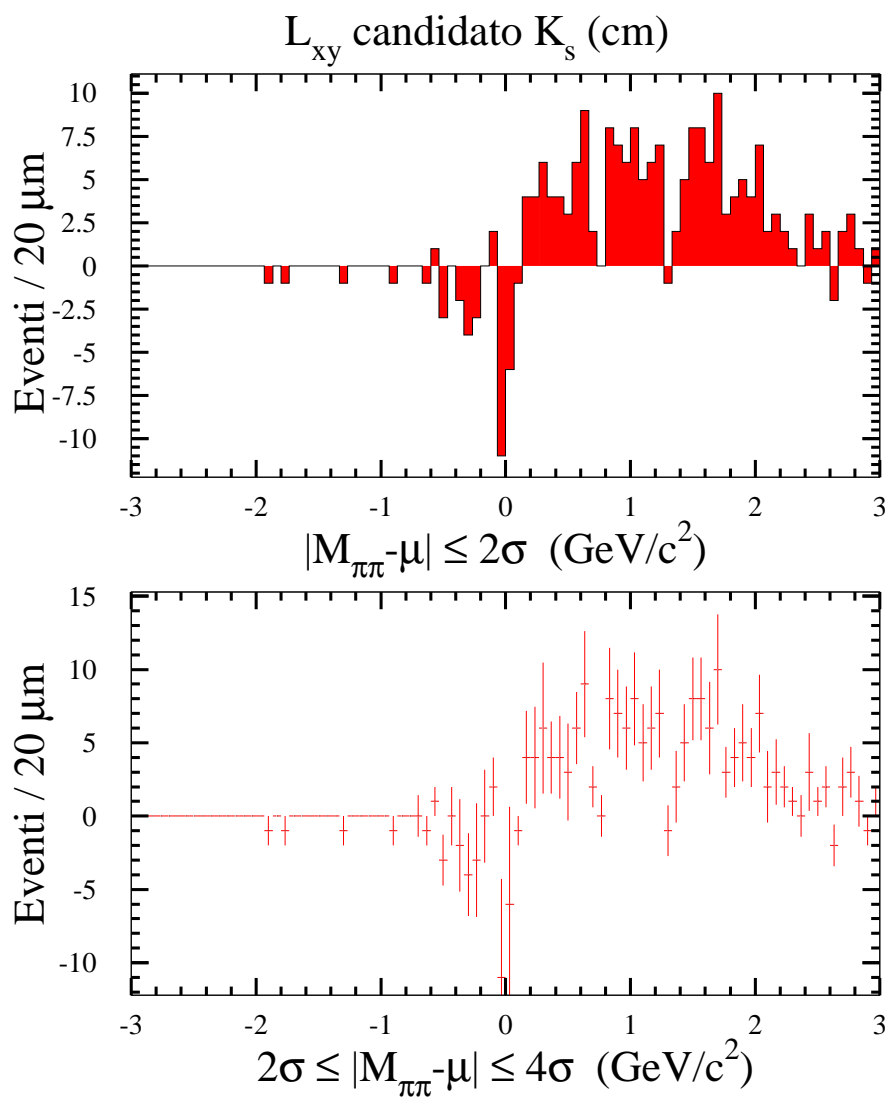
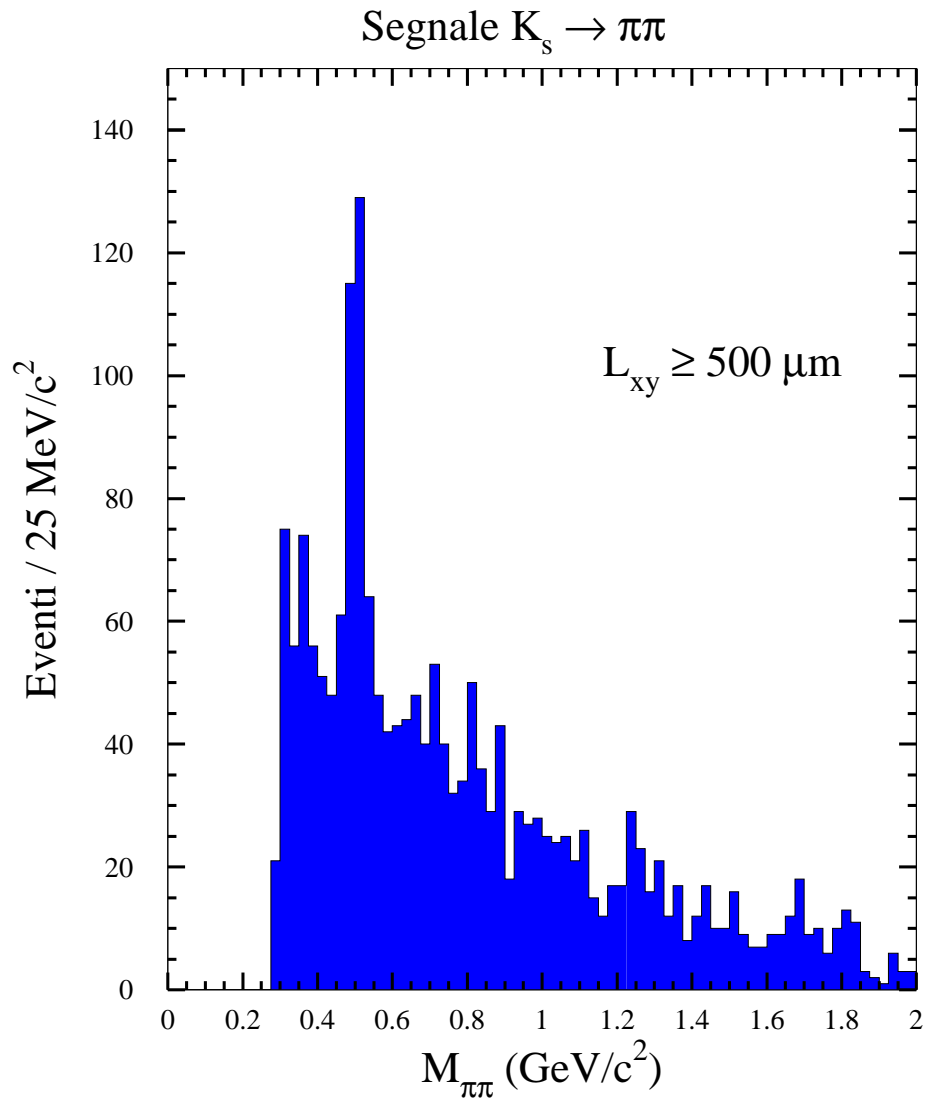


Figura 7.5:  $L_{xy}$  per i candidati  $K_S$  dopo la sottrazione delle sideband. In basso lo stesso istogramma con bande d'errore



*Figura 7.6:* Massa invariante di coppia di pioni, dopo il taglio in parametro di impatto e la richiesta  $L_{xy} \geq 500 \mu\text{m}$

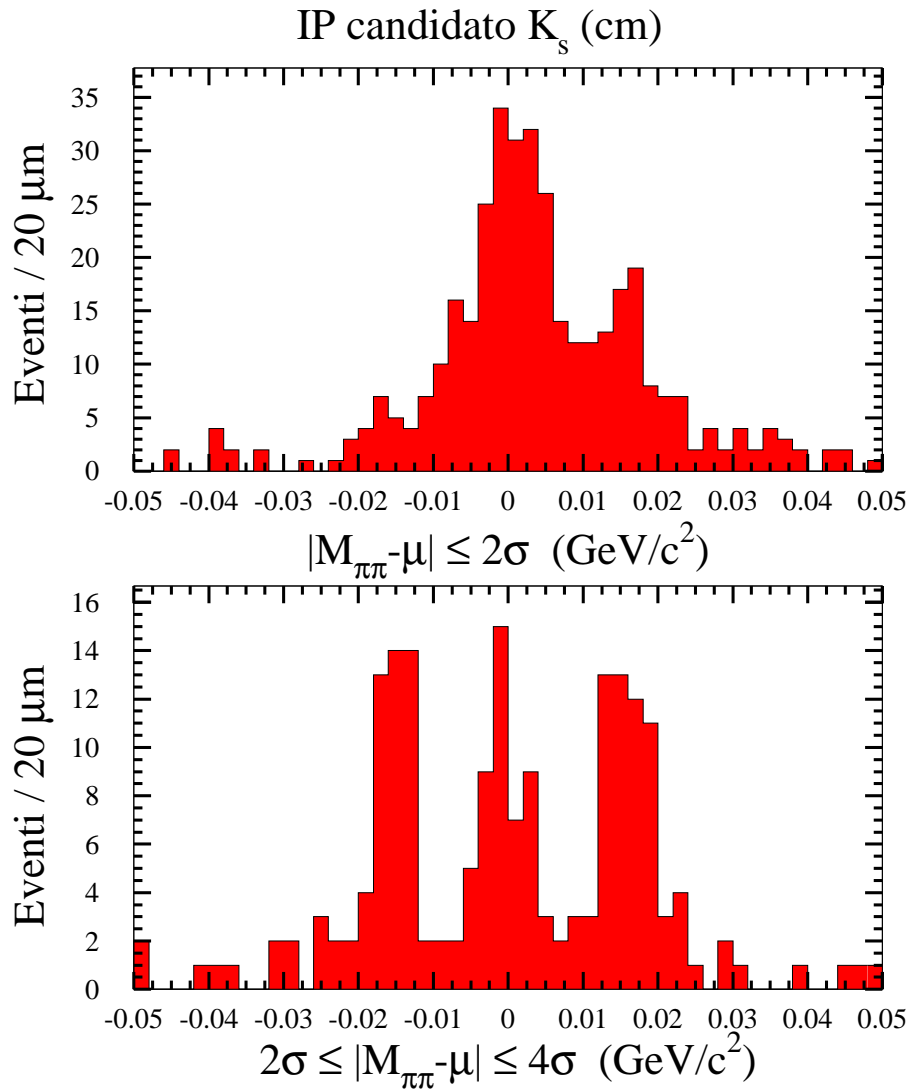
denzialmente prompt, prodotti cioè nel vertice primario dell'interazione  $p\bar{p}$ . Il taglio sul parametro d'impatto della particella ricostruita è tra le richieste previste per il trigger del  $B$  adronico. In fig.(7.7), in alto, la distribuzione di  $d_{K_S}$  per i candidati  $K_S$  (coppie *segnale*), mentre, in basso, è rappresentata la stessa quantità per le *sideband* contigue. La struttura particolare delle distribuzioni è facilmente spiegabile. Il picco nell'origine rappresenta gli eventi reali, in cui il kaone proviene dal vertice primario d'interazione ed ha pertanto parametro d'impatto compatibile con 0. I due picchi laterali invece sono dovuti ad un effetto di bias causato dalla scelta del set di tracce tra le quali cercare le coppie che ricostruiscono un  $K_S$ . È stato infatti operato un taglio sul parametro d'impatto calcolato da SVT a  $100 \mu\text{m}$ . I picchi laterali sono l'effetto del taglio su  $d_0$  per due tracce con i parametri d'impatto con lo stesso segno (le due tracce sono "dalla stessa parte" rispetto al vertice primario). Lo scatter plot  $M(\pi\pi)$  vs.  $d_{K_S}$  in fig.(7.9) mostra un addensamento attorno a  $(0, m_{K_S})$ . È un altro modo per vedere come i candidati  $K_S$  più autorevoli abbiano in preferenza piccoli valori per il parametro di impatto. Tagliando a  $120 \mu\text{m}$  si migliora notevolmente il rapporto segnale/rumore nella regione del picco di massa.

In fig.(7.11) si vede un ingrandimento della regione del  $K_S$ . Il fit definitivo, nella stessa figura, fornisce i seguenti valori:

$$\mu_K = 495.8 \text{ MeV}/c^2 \quad \sigma_K = 19.8 \text{ MeV}/c^2 \quad (7.2.3)$$

Nei grafici in fig.(7.12) si nota come la distribuzione del parametro d'impatto per le tracce che ricostruiscono la massa del  $K$  a meno di due deviazioni standard (da fit) sia praticamente uniforme, mentre quella per le coppie di tracce nelle *sidebands* del picco di massa decresca molto rapidamente. La distribuzione uniforme è chiara evidenza del fatto che il vertice da cui proviene la coppia di tracce è generato da una particella a lunga vita media. È opportuno ricordare ancora una volta che il picco di massa appare chiaramente visibile solo dopo il taglio nel parametro d'impatto calcolato da SVT; è questo il primo esempio di un segnale selezionato on-line e off-line *solo* grazie alla informazione di SVT.

Le distribuzioni di  $\chi^2$  per le coppie segnale e per le *sideband* permettono di discriminare ulteriormente i due set di tracce. In fig.(7.14) si nota come il fondo nel plot di massa contenga una maggiore frazione di tracce con alti  $\chi^2$ ; la differenza delle distribuzioni mostra che pochissime tracce vere hanno  $\chi^2 \gtrsim 10$ .



*Figura 7.7:* Parametro d'impatto del  $K_S$  ricostruito. In alto, distribuzione per il segnale; in basso, per le sideband



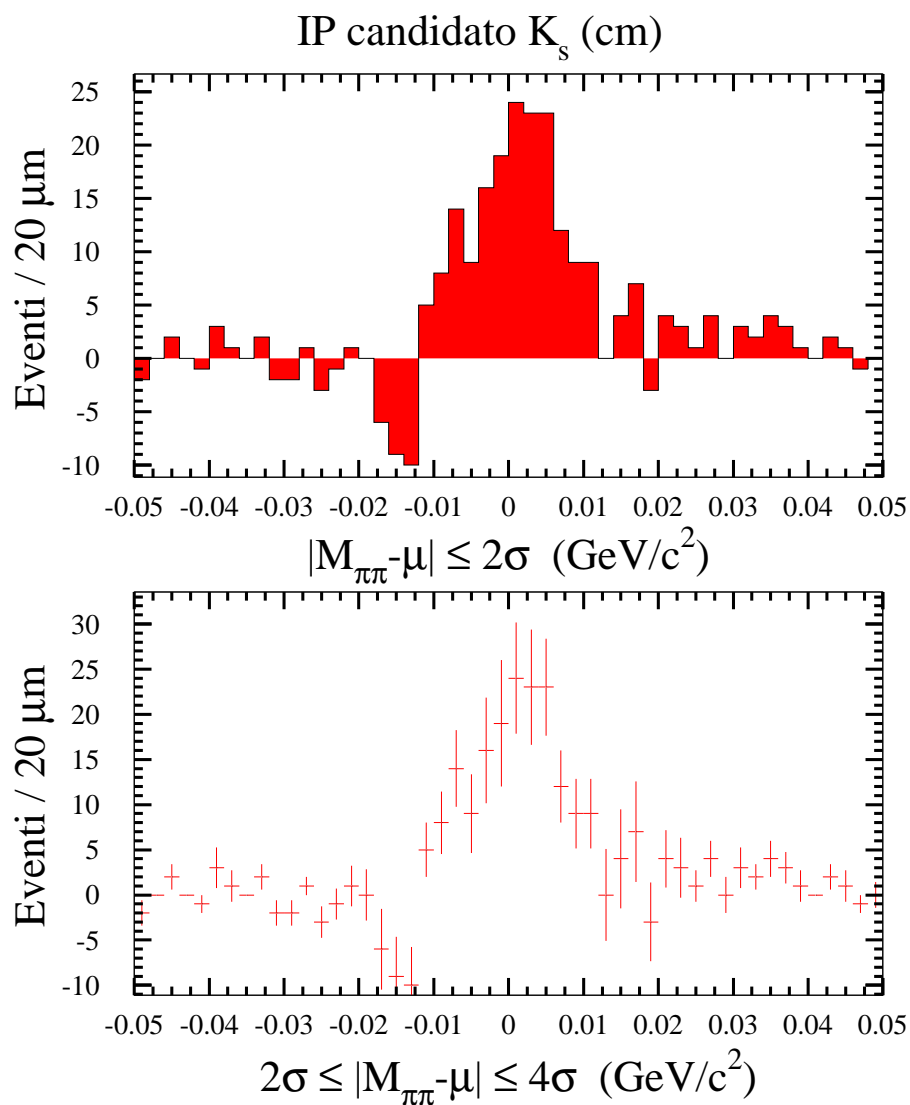
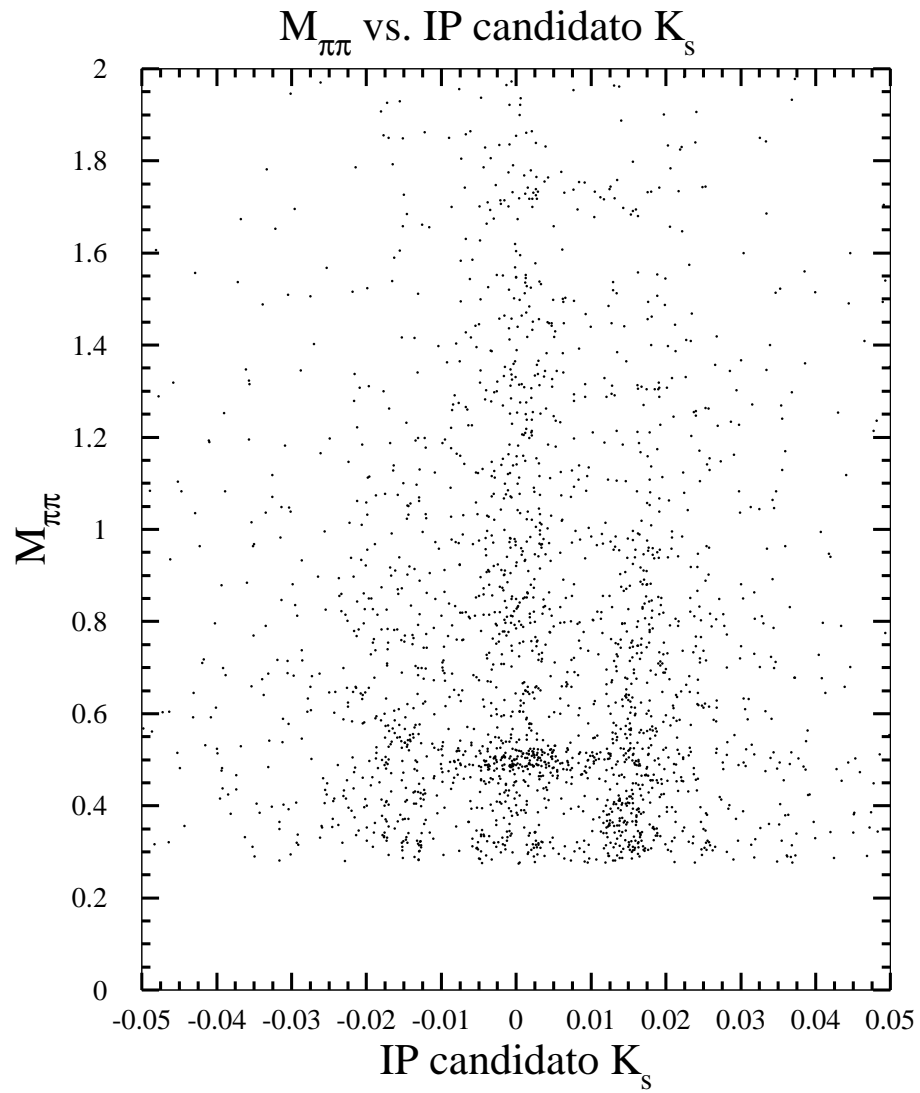


Figura 7.8: Parametro d'impatto dei candidati  $K_S$  dopo la sottrazione delle sideband. Sotto, lo stesso istogramma con bande d'errore



*Figura 7.9:* Massa *versus* parametro d'impatto del candidato K: si nota l'aumento di densità in un intorno di  $(0, m_{K_S})$

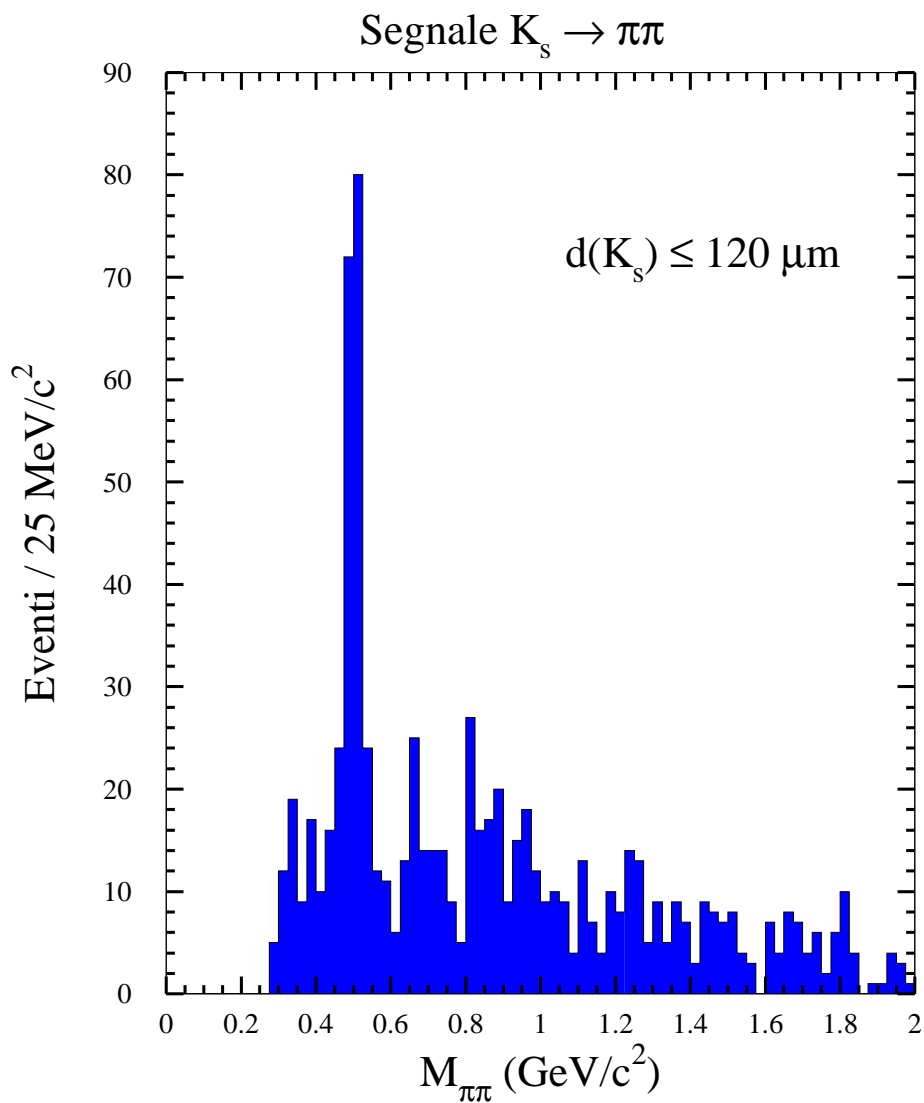


Figura 7.10: Massa invariante di coppia di pioni, dopo il taglio in parametro di impatto e la richiesta  $L_{xy} \geq 500 \mu\text{m}$  e  $|d_{K_S}| \leq 120 \mu\text{m}$

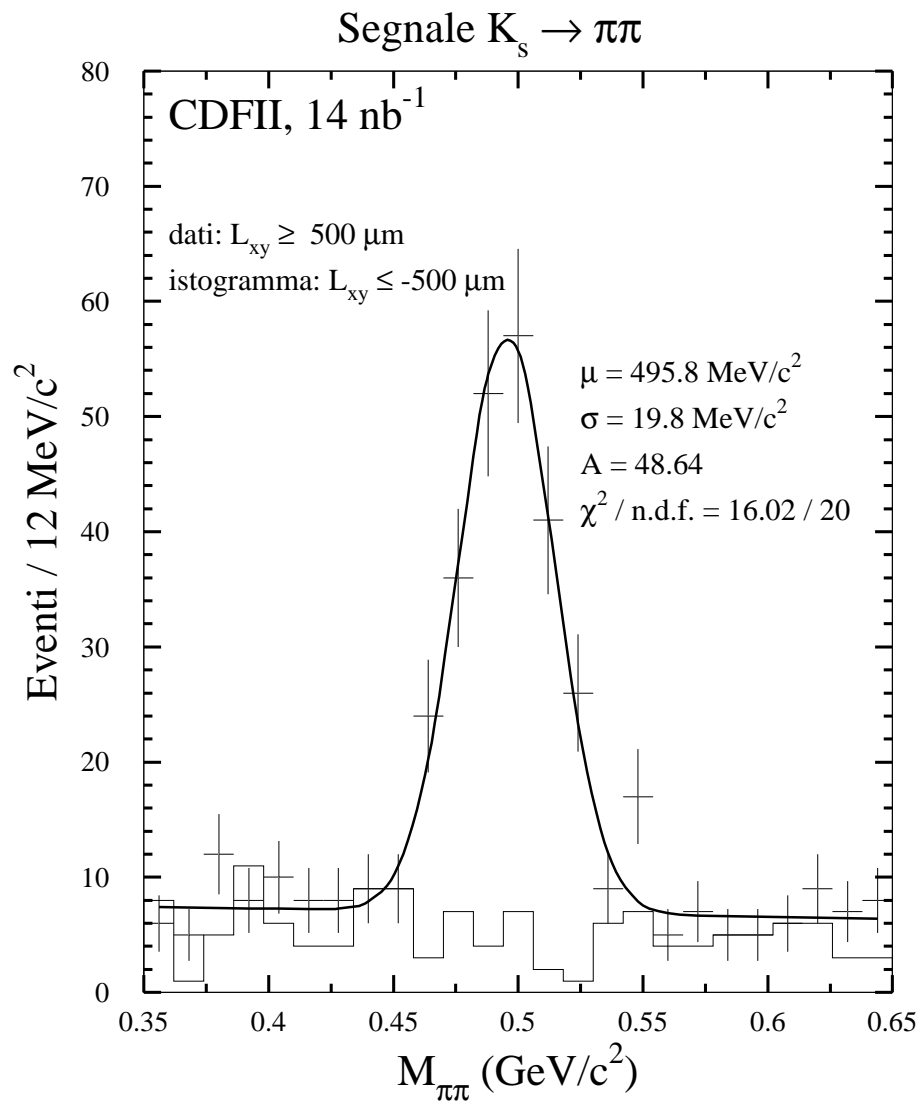
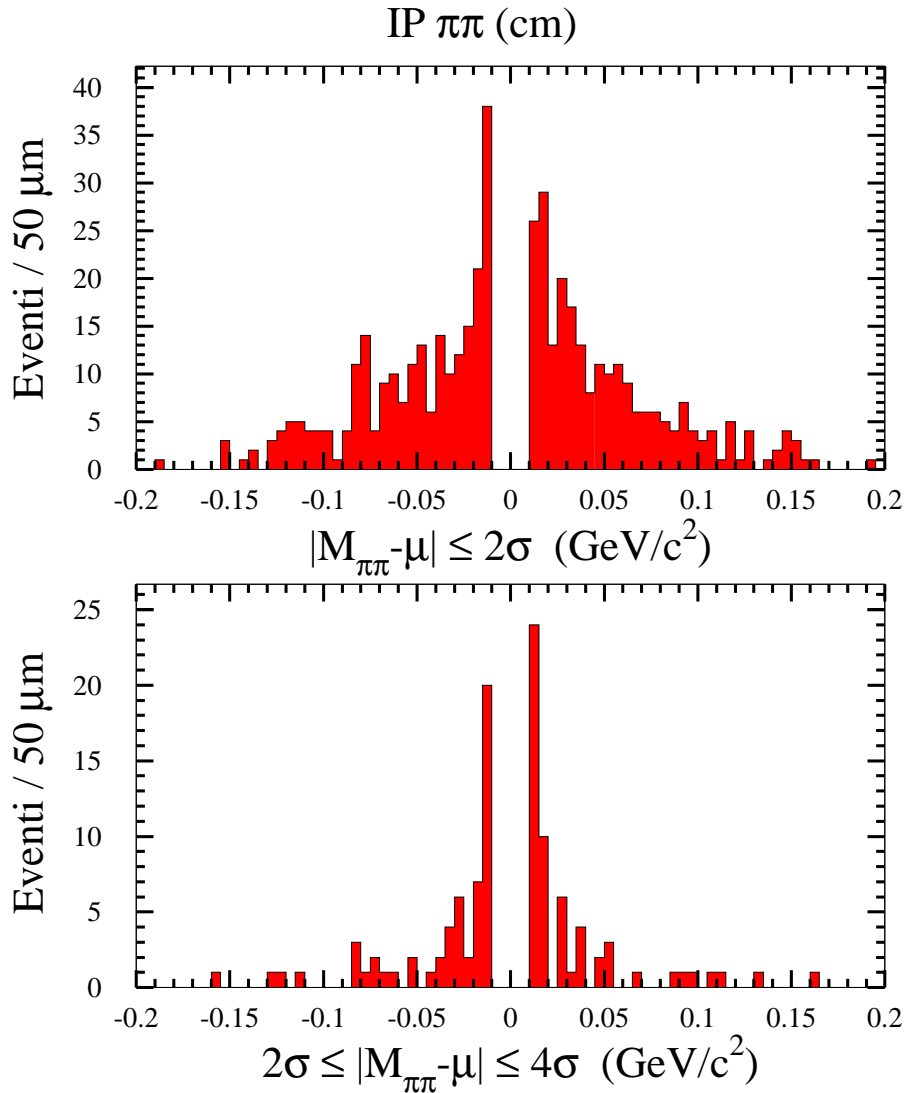


Figura 7.11: Spettro in massa invariante: picco dei  $K_S$ . Si è ricostruito il canale  $K \rightarrow \pi^+\pi^-$  costruendo il fit 3D delle tracce combinando le informazioni 2D di SVT e quelle stereo delle tracce L3



*Figura 7.12:* Parametro d'impatto per le tracce candidate a ricostruire un  $K_S$ . In alto, la distribuzione di  $d_0$  per le coppie candidate a ricostruire un  $K_S$  è molto larga, mentre quella per le coppie nelle sideband del plot di massa in fig.(7.11) è rapidamente decrescente

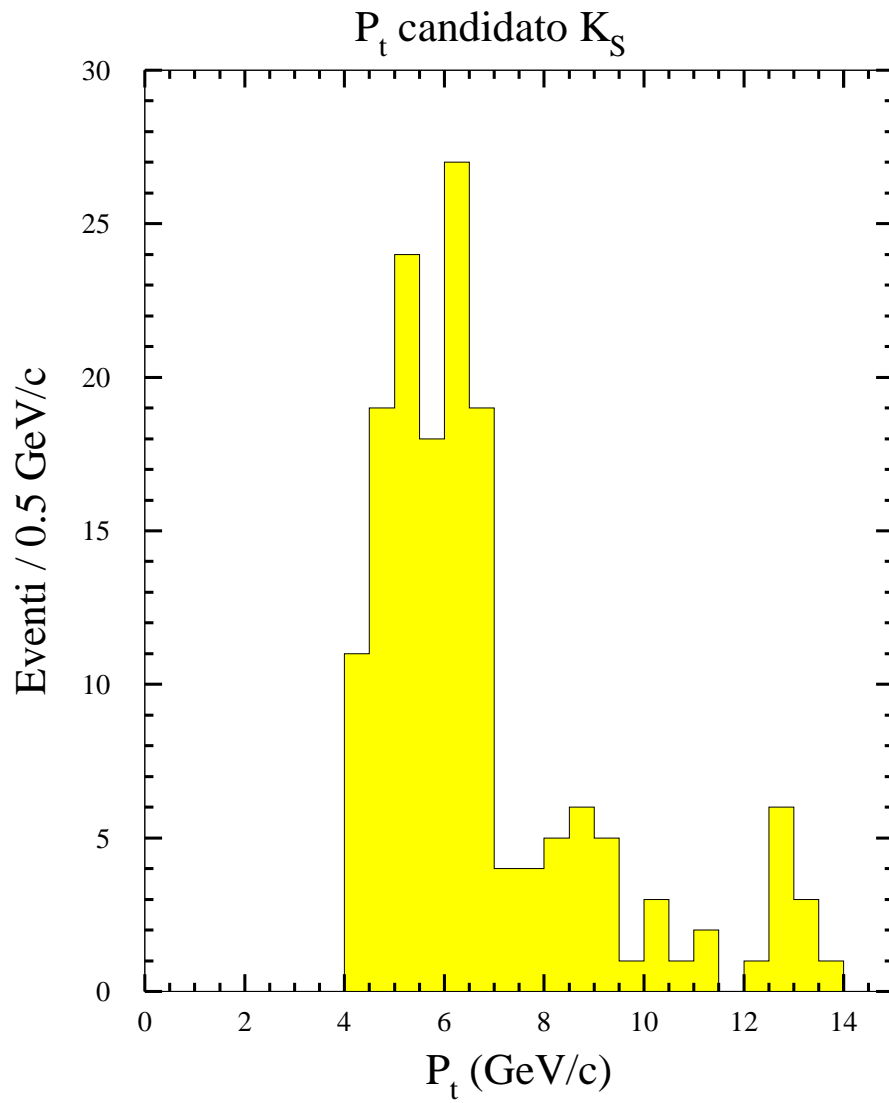


Figura 7.13: Impulso trasverso per i  $K_S$  ricostruiti

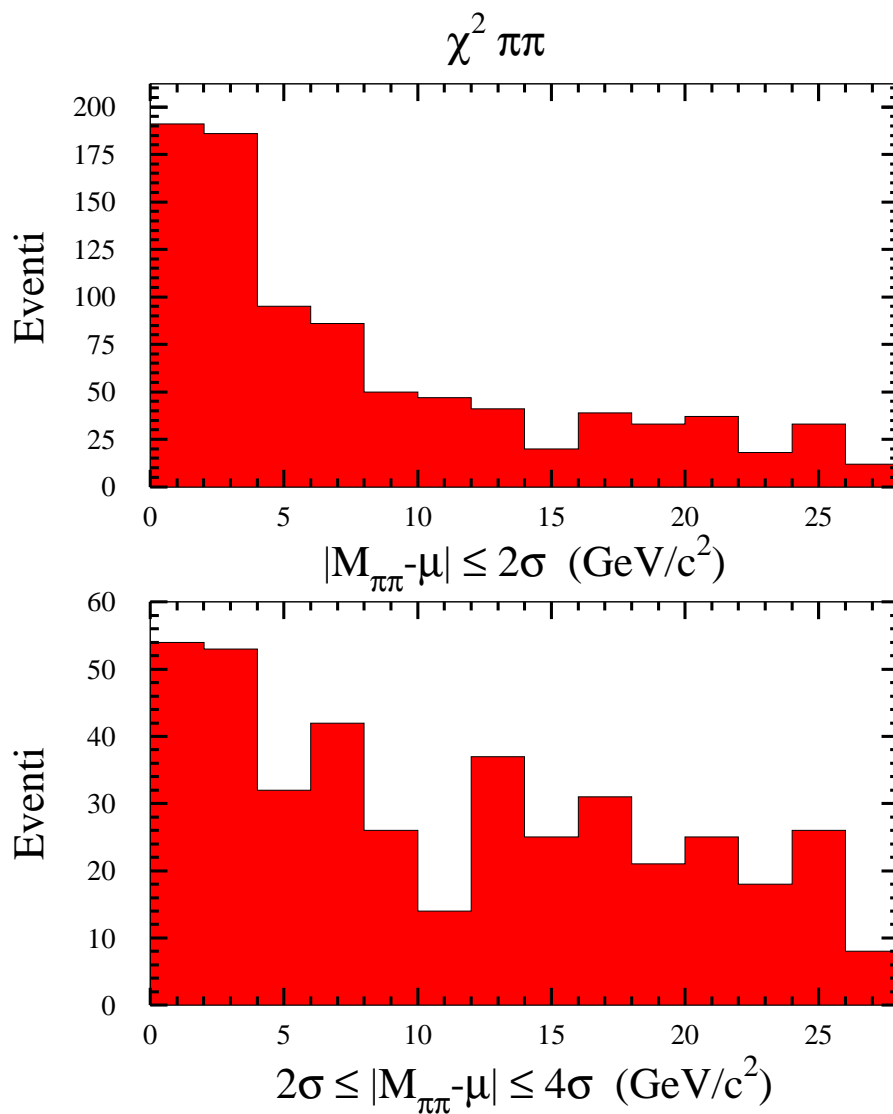


Figura 7.14: Sopra,  $\chi^2$  per le coppie segnale. Sotto, la stessa quantità per le coppie che formano le bande laterali

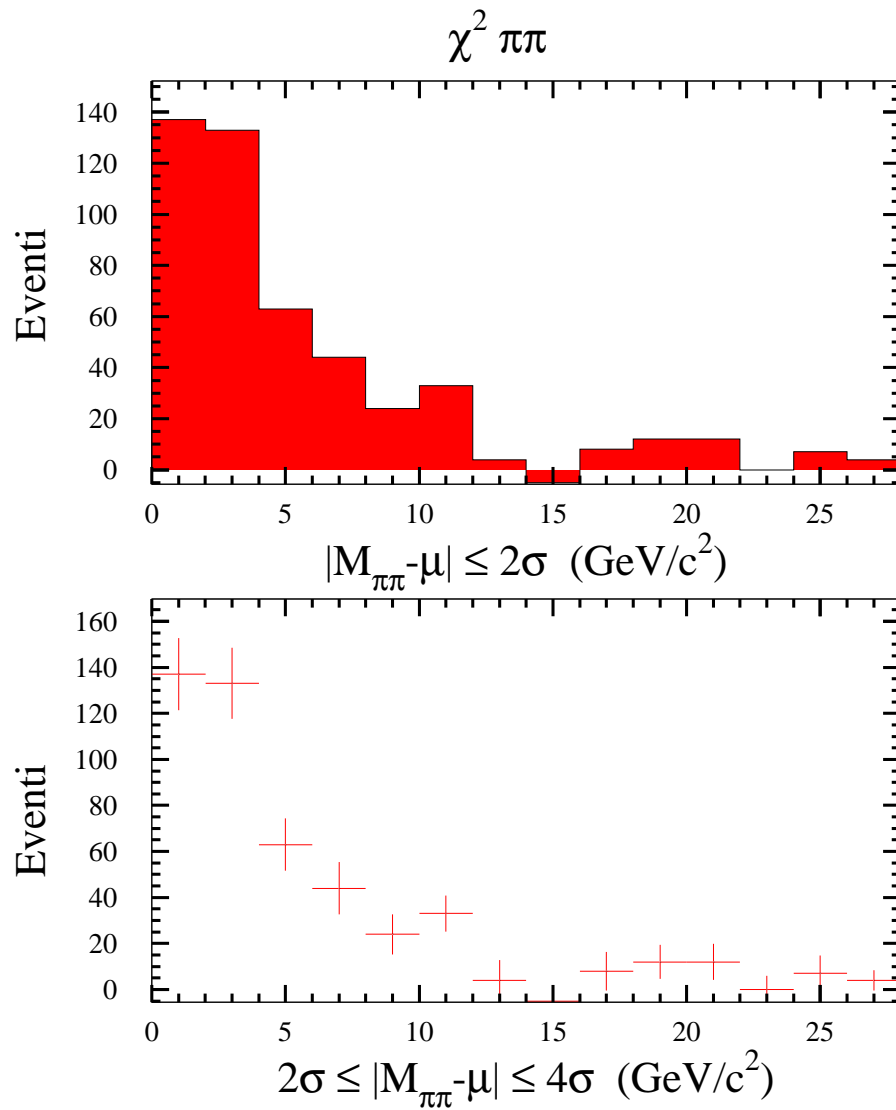


Figura 7.15:  $\chi^2$  per le coppie segnale dopo la sottrazione delle bande laterali. In basso, lo stesso istogramma con barre d'errore



### 7.3 Ricerca del decadimento $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

L'analisi effettuata per ricercare il decadimento del  $K_S$  in due pioni carichi è stata ripetuta tentando la ricostruzione del canale  $K\pi$  per i mesoni  $D^0$  e  $\overline{D^0}$ . Anche in questo caso si è ottenuto un ottimo risultato. Il picco di massa è ben visibile, il rapporto segnale–fondo è 1:1. I risultati del miglior fit sono

$$\mu_D = 1.853 \text{ GeV}/c^2 \quad \sigma_D = 17.63 \text{ MeV}/c^2 \quad (7.3.1)$$

Si deve sottolineare che, per ragioni cinematiche, anche le coppie  $K^- \pi^+$  con le cariche assegnate nel modo sbagliato (i.e.  $K^+ \pi^-$ , candidate a ricostruire un  $\overline{D^0}$ ) contribuiscono in parte al picco di massa. In fig.(7.17) in alto si trova la distribuzione di massa per le coppie di tracce nelle quali è assegnata la massa del  $K$  alla traccia a curvatura minore di zero (i.e. la traccia appartiene ad una particella di carica negativa). In basso, la distribuzione di massa, invertendo l'assegnazione, per le coppie che nel plot superiore hanno una massa invariante compresa tra  $\mu_D - \sigma_D$  e  $\mu_D + \sigma_D$ . È chiaro che nel plot di massa invariante entrambe le assegnazioni di carica contribuiscono alla formazione del picco. Questo fatto sarà tenuto nel debito conto in un calcolo di rate di produzione.

Gli istogrammi che seguono rappresentano le distribuzioni delle quantità caratteristiche che sono state studiate nel caso del decadimento del  $D^0$ . Una ulteriore variabile interessante per questo canale è  $L$ , definita come la distanza tra il vertice di decadimento del mesone e il centro del fascio. La bassa statistica non permette di distinguere differenti caratteristiche nelle distribuzioni della stessa quantità per il picco e per le sideband.

Successivamente, la ricostruzione off-line ha prodotto i file di dati degli special run. Un'analisi effettuata usando le tracce di qualità massima che il software di CDF II può fornire produce il picco di massa del  $D^0$  mostrato in fig.(7.19). La larghezza è circa metà di quella ottenuta con la procedura delle tracce ibride a causa soprattutto della migliore risoluzione in curvatura e dell'uso di un vero fit di vertice. I parametri ottenuti sono in ottimo accordo con i valori indicati da Particle Data Group ( $m_{D^0} = 1864.5 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ ) e studi Monte Carlo ( $\sigma_{MC} \sim 9 \text{ MeV}/c^2$ ).

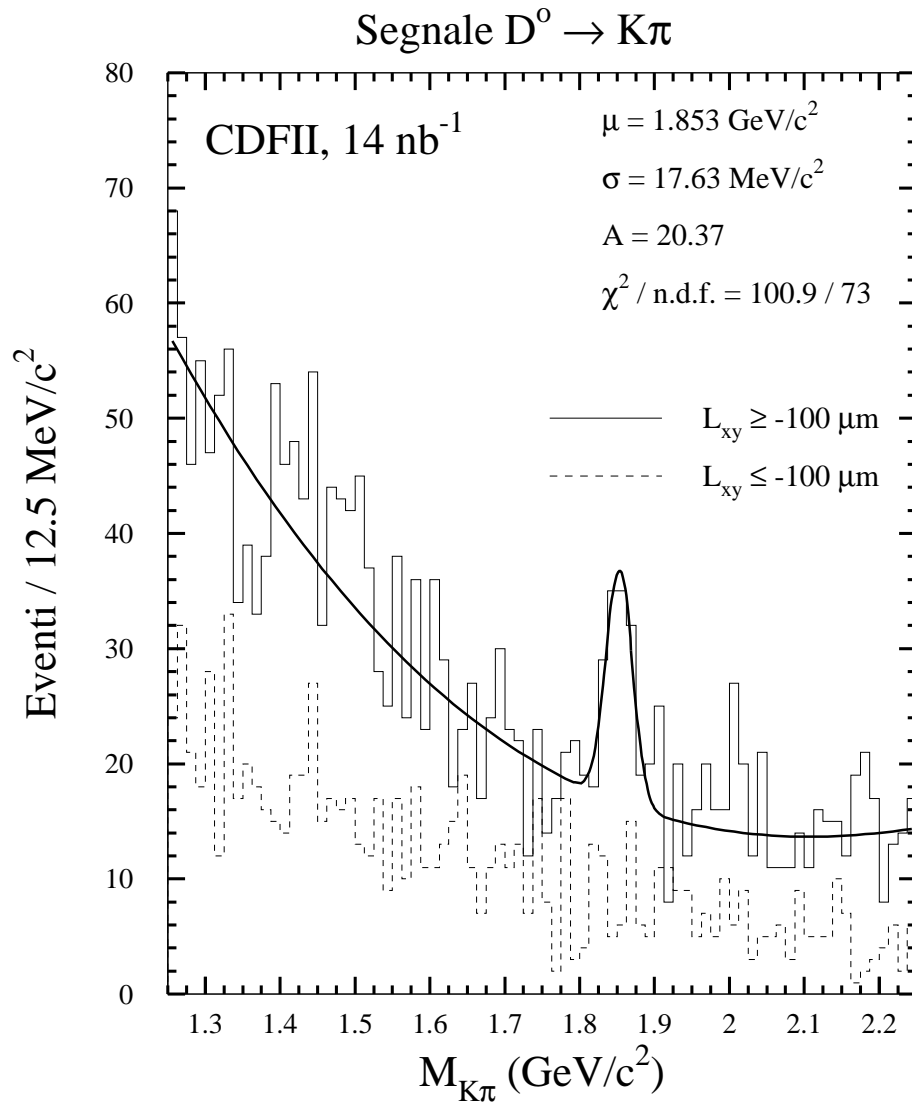


Figura 7.16: Spettro in massa invariante: picco dei  $D^0$ ; si è ricostruito il canale di decadimento  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$

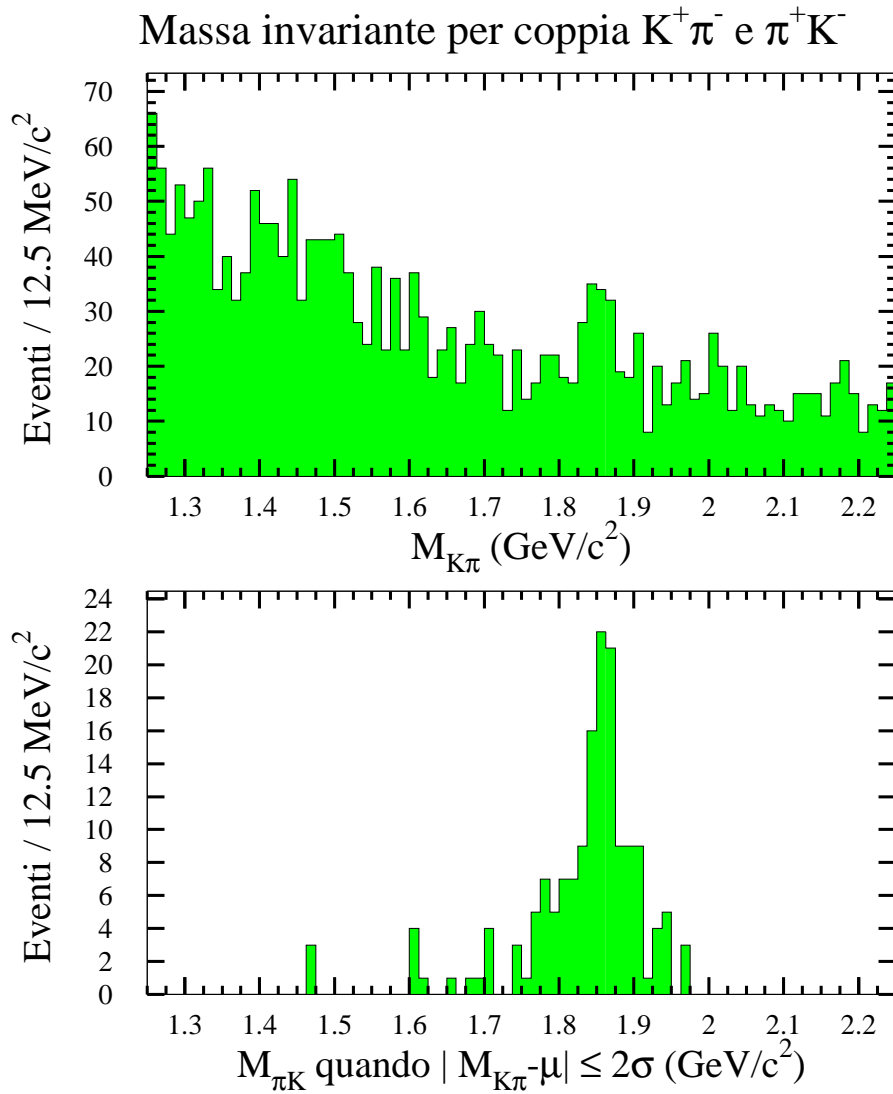


Figura 7.17: In alto, plot di massa invariante per coppia  $K^\pm \pi^\mp$ ; in basso,  $M(K^\mp \pi^\pm)$  quando  $|M(K^\pm \pi^\mp) - \mu_D| \leq 2\sigma_D$

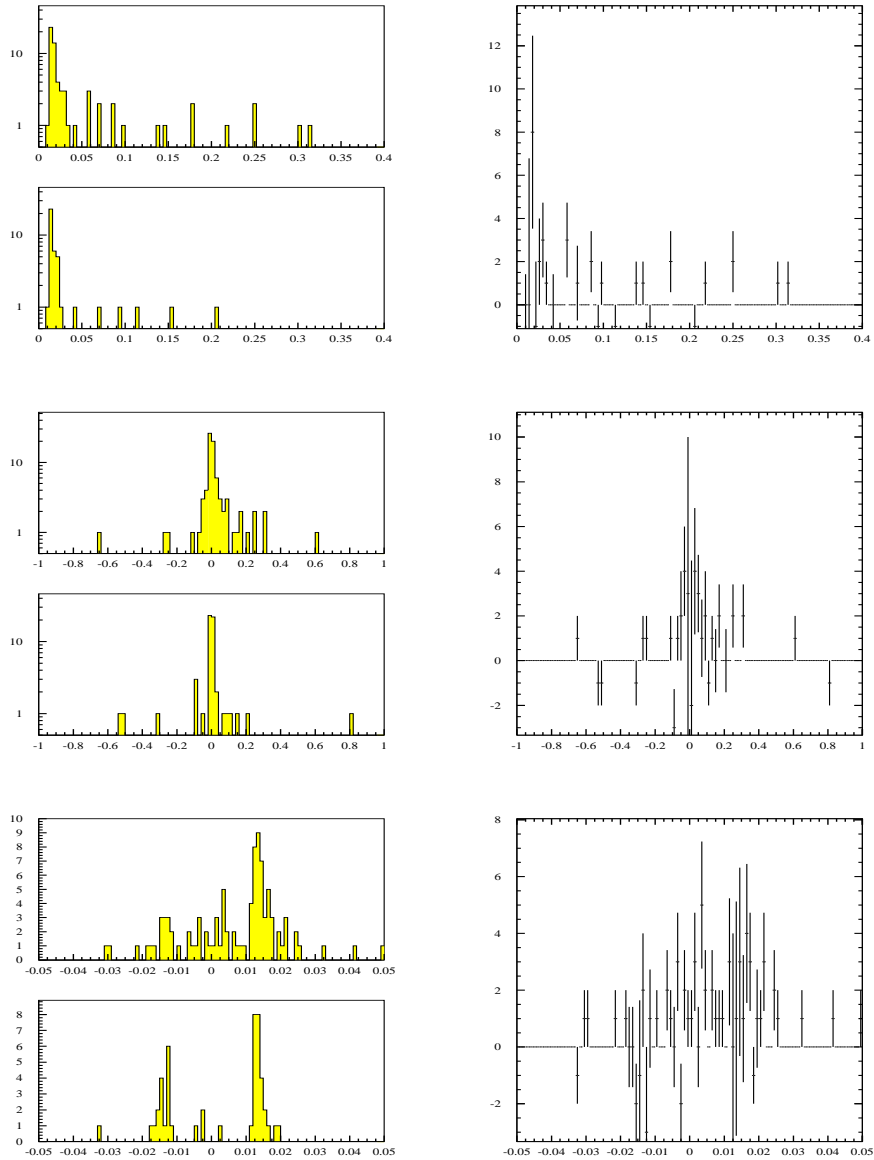


Figura 7.18: Varie statistiche del decadimento  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ : dall'alto,  $L$ ,  $L_{xy}$  e  $d_{D^0}$ . A sinistra: le coppie segnale in alto e le sideband  $3\sigma \leq |m(K\pi) - \mu| \leq 5\sigma$  in basso. A destra: plot sottratti. In ascissa, la scala è sempre in cm

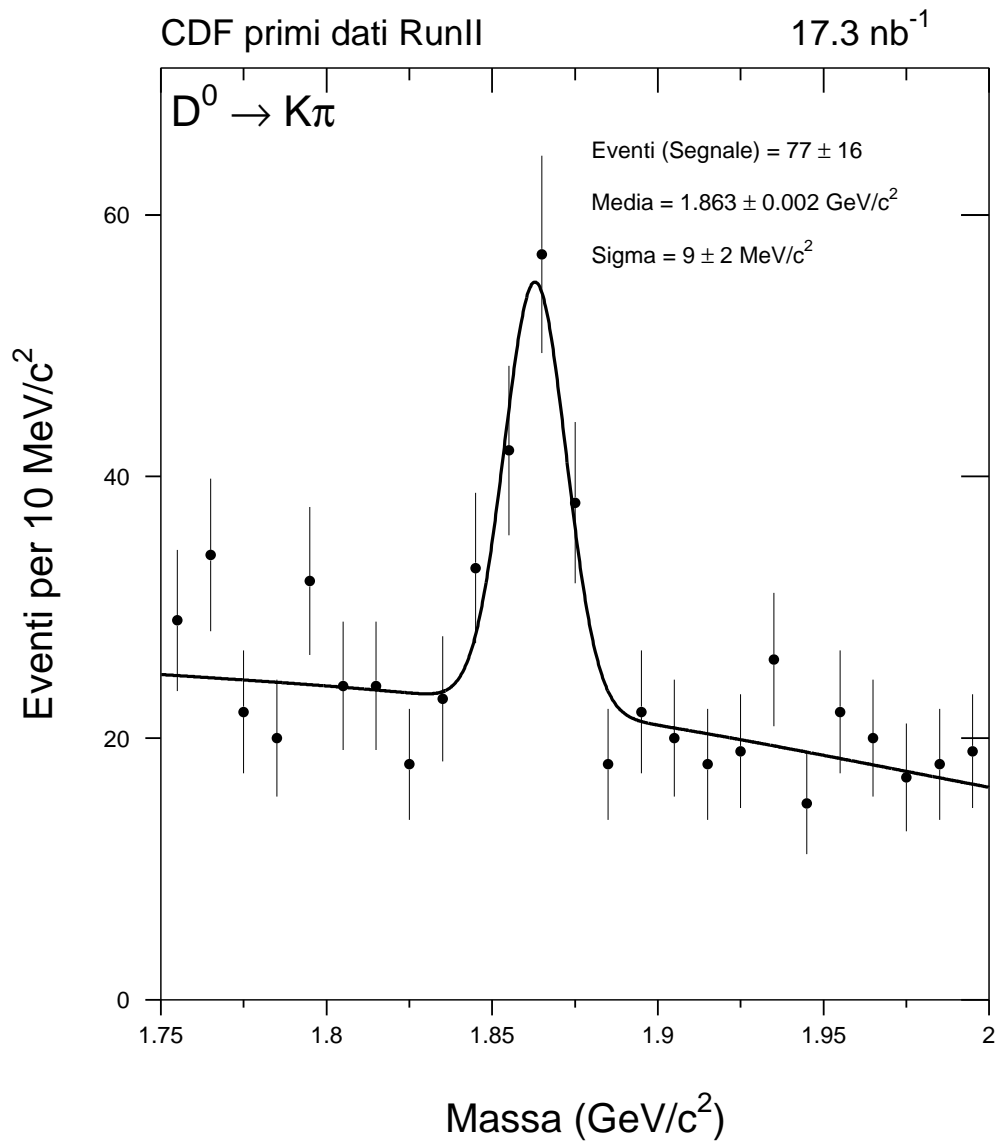


Figura 7.19: Picco di massa  $D^0(\overline{D}^0) \rightarrow K^{-(+)}\pi^{+(-)}$ , analisi con le tracce “full quality” della ricostruzione off-line

## 7.4 Nuove idee per il L3

La tecnica di matching tra SVT e COT usata fino ad ora mette a disposizione al terzo livello di trigger una classe di tracce di buona qualità che possono essere utili in molte applicazioni. L'esito dei controlli effettuati dà fiducia sulla possibilità di utilizzare tali tracce per la selezione di raffinati trigger di livello 3. In particolare, diventa possibile selezionare il  $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ , che è l'obiettivo finale di questo lavoro, senza la necessità della tracciatura off-line completa. Questo è molto importante perché il campione adronico è grosso. Anche quando il tracking off-line sarà più veloce di ora, poter risparmiare una grande quantità di CPU a L3 è sicuramente un grande vantaggio.

Il  $D^0$  era già stato visto a CDF in campioni per i quali era richiesta la presenza di un leptone. Si sfrutta il decadimento semileptonico  $B \rightarrow l\nu D^0$ , selezionando gli eventi in cui è presente un leptone e cercando di ricostruire il mesone  $D^0$  all'interno di un cono centrato attorno al leptone di trigger. Il picco del mesone  $D$  in un campione in cui non si è utilizzato il leptone è una novità assoluta. Il segnale è inoltre molto pulito. Da qui l'idea di inserire un nuovo trigger di massa al L3. Il candidato ha contribuito a scrivere e testare una routine in linguaggio C++ che effettua il matching tra le tracce L3 e le tracce SVT. La routine è stata inserita tra le funzioni del trigger L3, che, si ricorda, è esclusivamente software, per essere utilizzata nella definizione di trigger che eseguono tagli in massa invariante a livello 3.

In tab.(7.1) sono riportate le sezioni d'urto di alcuni trigger di massa che sono stati presi in considerazione. Il calcolo di queste sezioni d'urto è stato effettuato utilizzando il run 127844. I valori ottenuti devono essere corretti per la non completezza dell'accettazione geometrica di SVXII, il cui contributo è difficilmente stimabile<sup>1</sup>. Per ottenere i rate si usa la relazione (3.1.1). I rate corrispondenti alle sezioni d'urto in tab.(7.1) sono dell'ordine di alcuni mHz.

Il trigger con taglio  $|m(K\pi) - m_{D^0}| \leq 50 \text{ MeV}/c^2$  è molto promettente. Innanzitutto, la possibilità di registrare a livello di trigger un numero enorme di  $D^0/\overline{D^0}$  apre chiaramente le porte ad infinite opportunità di analisi di fisica. L'analisi compiuta con le tracce SVT+COT ha permesso la raccolta di circa 35 eventi di segnale in soli  $14 \text{ nb}^{-1}$  di luminosità integrata. Nei primi  $100 \text{ pb}^{-1}$  che CDF II integrerà, il RunIIa, si attendono 200K  $D^0$  completamente ricostruiti. Il rate di trigger è inoltre abbastanza limitato da poter

---

<sup>1</sup>si veda sez.6.4

essere inserito tra i trigger della express line<sup>2</sup>, come monitor per la qualità del sistema di trigger in generale e di SVT. Fino a pochi mesi fa era assolutamente impensabile poter utilizzare un picco di decadimento adronico di *D* per monitor.

Il trigger per il  $D^0$  dà fiducia per la definizione degli altri trigger di massa, nella regione  $m_B$ . Infatti esso fornisce un picco ben visibile, che scompare se le condizioni sperimentali cambiano in qualche modo (problemi al detector, disallineamenti del fascio ...). I trigger nella regione di alta massa operano tagli in una regione in cui non si distingue alcun segnale. Non c'è alcun altro modo diretto per verificare che essi stiano funzionando correttamente, eliminando gli eventi che effettivamente non si vuole conservare e selezionando quelli di interesse fisico. I trigger definiti in tab.(7.1) sono stati inseriti nella tabella di trigger che sarà utilizzata a partire da Gennaio 2002.

	Taglio	Sez. d'urto $\sigma$
$D^0$ trigger	$ m(K\pi) - m_{D^0}  \leq 50 \text{ MeV}/c^2$	1.65 nb
$B^0 \rightarrow \pi\pi$ trigger	$ m(\pi\pi) - m_{B^0}  \leq 500 \text{ MeV}/c^2$	5.8 nb
$\pi\pi$ high mass trigger	$4.5 \text{ GeV}/c^2 \leq m(\pi\pi) \leq 6 \text{ GeV}/c^2$	7.8 nb

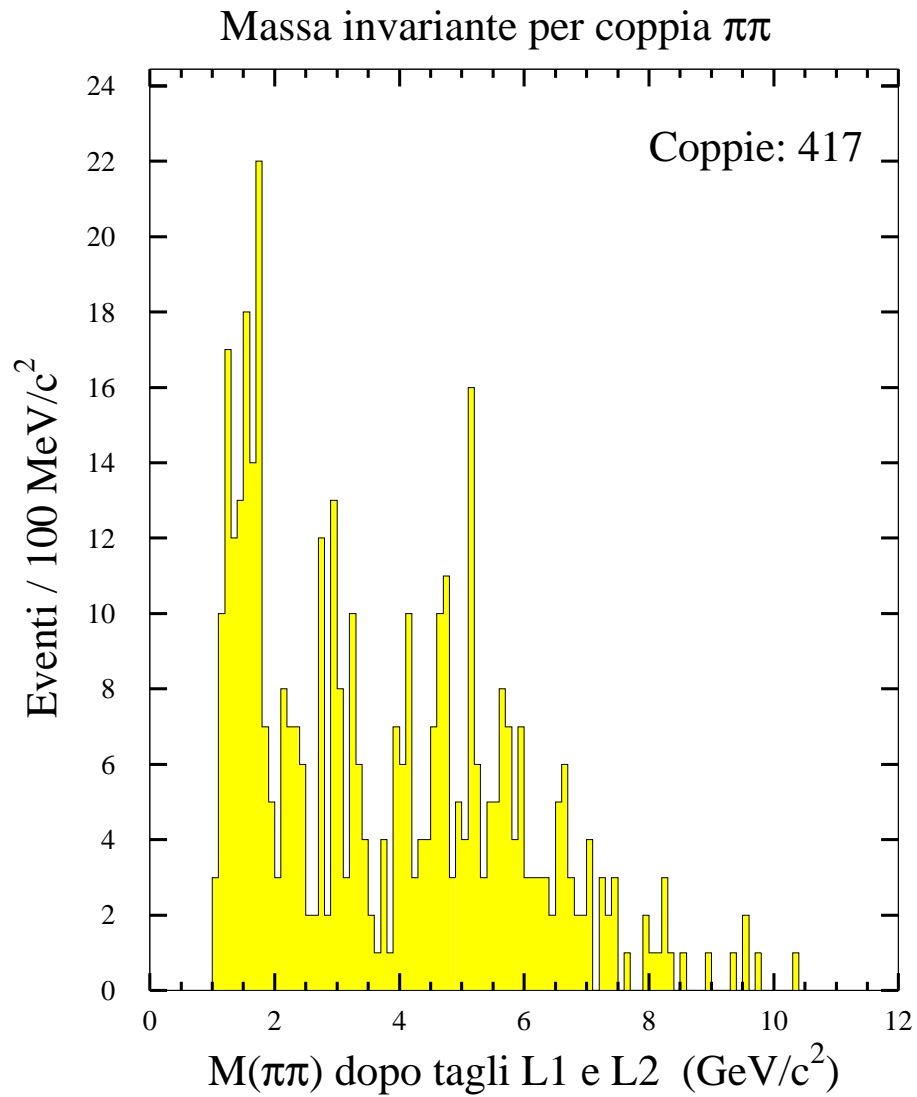
Tabella 7.1: Sezioni d'urto per il trigger di terzo livello

In tab.(7.1) sono riportate le stime per le sezioni d'urto senza correzioni, calcolate utilizzando solo il run 127844. In fig.(7.20) il plot di massa invariante per coppie di tracce che hanno superato i tagli di L1 Scenario A e L2 Two-body, descritti in tab.(3.3). Il numero di entrate è naturalmente superiore al numero di eventi che passano le richieste del trigger, perché per ogni evento può entrare nel plot più di una coppia di tracce e non solo la coppia di trigger. Non è comunque detto che questa entri nel plot perché è anche necessario che si realizzi il matching tra le tracce COT e quelle SVT.

## 7.5 Ricerca di decadimenti *charmless* di mesoni *B*

Le analisi effettuate utilizzando le tracce di trigger sono state ripetute con le tracce prodotte dalla ricostruzione ufficiale di CDF II. Stime del fondo di QCD nella finestra di massa invariante  $|m(\pi\pi) - m_B| < 500 \text{ MeV}/c^2$  sono

<sup>2</sup>si veda sez.4.5



*Figura 7.20:* Plot di massa invariante per la ricostruzione del canale  $B \rightarrow \pi\pi$ , dopo i tagli di primo (scen. A) e secondo livello (two-body trigger), descritti in tab.(3.3)



state fatte estrapolando misure fatte in diversi intervalli di massa, riscalate opportunamente. Si tratta pertanto di stime indirette da verificare con i dati. La misura della quantità di fondo è stata effettuata sul campione di run speciali in tab.(6.1), 600K eventi per  $14 \text{ nb}^{-1}$  di luminosità integrata. L'analisi ha lo scopo di testare la possibilità di isolare il segnale di decadimenti  $\Lambda_b \rightarrow p\pi$  e  $B \rightarrow K\pi, \pi\pi$  dal fondo di QCD.

### 7.5.1 Il taglio d'isolamento del $B$

A CDF è stato dettagliatamente studiato un taglio cinematico particolare per lo studio dei decadimenti dei mesoni  $B$ [33]. Si sfrutta il fatto che i mesoni  $B$  prodotti sono spesso isolati nell'evento. Quando il quark  $b$  frammenta, una grossa frazione dell'energia è presa dal mesone  $B$ . Un grosso contributo al fondo è dato da coppie casuali di adroni provenienti da jet. In questa situazione, le coppie di tracce che costituiranno il fondo sono circondate da molte altre tracce. Si definisce una variabile cinematica che misura l'“isolamento” del candidato  $B$  e si effettuerà un efficace taglio su questa quantità. La variabile prescelta per il taglio è definita come segue:

$$r \doteq \frac{P_t(B_{\text{cand}})}{P_t(B_{\text{cand}}) + \sum P_t} \quad (7.5.1)$$

La somma è estesa a tutte le tracce che entrano in un cono costruito nello spazio  $\eta$ - $\varphi$  con asse lungo la direzione di moto del candidato  $B$  e raggio  $(\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2)^{1/2}$  uguale a 1.

### 7.5.2 Isolamento dei prodotti di decadimento

Come già detto, il taglio di isolamento sulla traccia del  $B$  ricostruito è abbastanza standard a CDF. In [34] è svolto il primo studio, su dati di Monte Carlo, degli effetti della richiesta di isolamento per i prodotti di decadimento, i.e. i due pioni. La distribuzione di  $\Delta\varphi$ , angolo di apertura tra le due tracce di  $\pi$ , è praticamente uniforme tra  $10^\circ$  e  $160^\circ$ . I pioni hanno massa trascurabile rispetto alla massa del  $B$  ( $0.139 \text{ GeV}/c^2 \ll 5.279 \text{ GeV}/c^2$ ) e cinematicamente non ci sono angoli limite. Anche per essi può avere senso richiedere che siano isolati, perché quando il mesone  $B$  decade essi sono spesso lanciati all'esterno del getto prodotto dalla frammentazione del quark  $b$ .

La figura (7.22) mostra l'andamento funzionale della significatività  $S/\sqrt{S+B}$ , dove  $S$  è il numero di eventi di segnale,  $B$  il numero di even-

ti di fondo, al variare del taglio inferiore sulla variabile di isolamento. Il raggio dei coni attorno al candidato  $B$  ed alle tracce dei due pioni è fissato, rispettivamente, ad  $r_B = 1$  ed a  $r_T = 0.4$ . La coppia 0.4 e 0.6 per il taglio inferiore su  $r_B$  e  $r_T$  massimizza la significatività. Gli effetti di questo taglio sono stati studiati sul campione di dati descritto in tab.(6.1).

### 7.5.3 Risultati

Per il campione di dati a disposizione, il numero di eventi attesi nella finestra di massa di  $1 \text{ GeV}/c^2$  centrata alla massa del  $B_d$ , ottenuto riscaldando il valore ottenuto dalle precedenti stime con simulazioni Montecarlo, è 0.07, dopo i tagli di isolamento sui prodotti di decadimento. La statistica è ancora troppo bassa per poter effettivamente vedere alcun segnale. L'analisi effettuata è perciò ad uno stadio preliminare. Il plot di massa, consistentemente con le attese, è vuoto; sembra pertanto che la situazione possa essere tenuta sotto controllo. I dati che saranno raccolti nei prossimi mesi dovrebbero essere più che sufficienti per individuare il segnale di  $B \rightarrow \pi\pi$ .

## 7.6 Sommario

Si vedono all'opera gli strumenti messi a punto e testati nei capitoli 5 e 6. Il test del buon accordo tra i fit di SVT e la completa analisi off-line suggerisce di tentare lo sfruttamento della misura di parametro d'impatto fornita da SVT con ottima risoluzione con le tracce prodotte dal terzo livello del trigger. Definendo una corrispondenza tra le tracce SVT e quelle L3, per formare *tracce ibride* COT+SVT, è possibile costruire masse invarianti e fare richieste di vita media per lo stato ricostruito, operando selezioni su parametri che utilizzano  $d_0$  misurato da SVT. In questo modo, è stato possibile ricostruire i canali di decadimento  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . È rilevante che i picchi di massa siano individuabili *solamente* in seguito all'imposizione di condizioni sul parametro di impatto misurato da SVT e sulla lunghezza di decadimento proiettata  $L_{xy}$  dello stato ricostruito, parametro calcolato con il valore di  $d_0$  misurato da SVT. È altrettanto importante sottolineare la straordinarietà del primo picco di  $D^0$  ricostruito in un campione adronico. Lo studio effettuato utilizza esclusivamente informazioni disponibili ai processori del trigger L3. È naturale pensare di definire trigger in massa invariante, la cui utilità è supportata anche dalle stime di rate calcolate. La sezione d'urto del trigger che

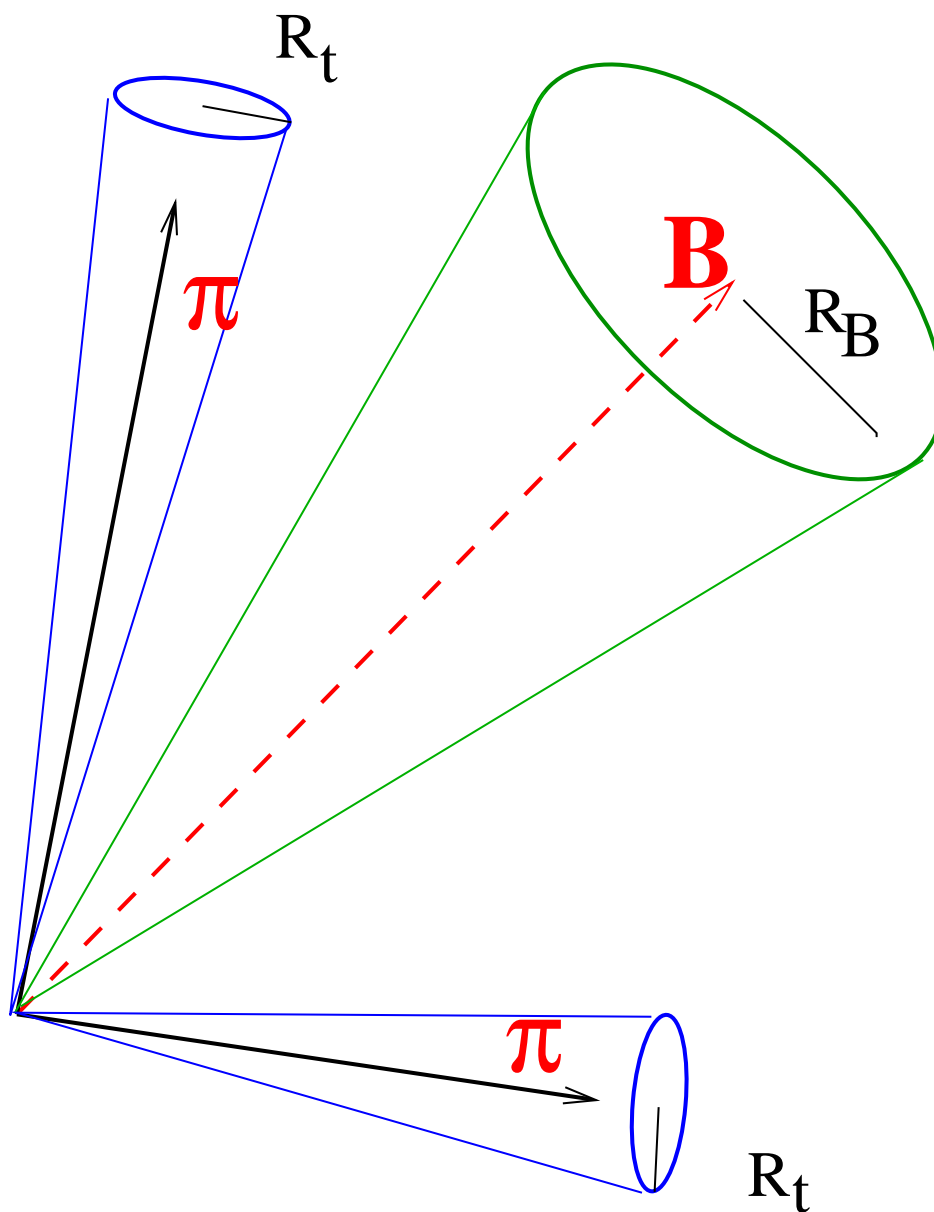


Figura 7.21: I coni per il taglio di isolamento

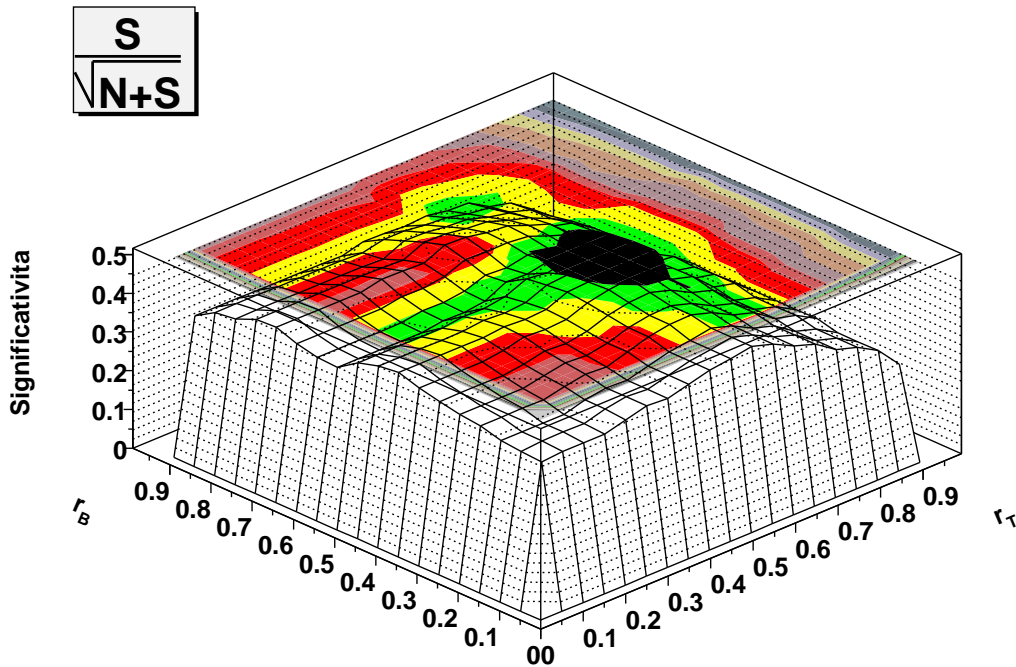


Figura 7.22: Significatività in funzione dei parametri dell'isolamento: il taglio di isolamento è stato effettuato massimizzando questa quantità

richiede la presenza nell'evento di una coppia di tracce con massa invariante in un intorno della massa del  $D^0$ , assegnate alle due particelle la massa di un kaone e la massa di un pione carichi, è abbastanza bassa perché il trigger possa essere inserito tra quelli della express line. Il picco di massa del  $D^0$  può essere utilizzato per monitorare il funzionamento del trigger. L'utilizzo delle tracce ricostruite dalla produzione off-line di CDF II, i fit di massima qualità che CDF II può eseguire, permette il primo tentativo di ricostruzione del canale  $B \rightarrow \pi\pi$  con dati veri. Il confronto con le previsioni degli studi precedenti, basati su dati di Monte Carlo o su estrapolazioni di dati del RunI, presi ad un valore diverso di  $\sqrt{s}$ , è fondamentale per capire se ci sono possibilità di estrarre il picco di massa del canale ricostruito dal fondo di QCD, in larga parte sconosciuto. L'esito dello studio è consistente con le previsioni, il che permette di guardare al futuro con ottimismo; i dati che CDF II raccoglierà nei prossimi mesi saranno sufficienti ad individuare il segnale di  $B \rightarrow \pi\pi$  e a permettere le prime misure di asimmetria CP in questo canale.

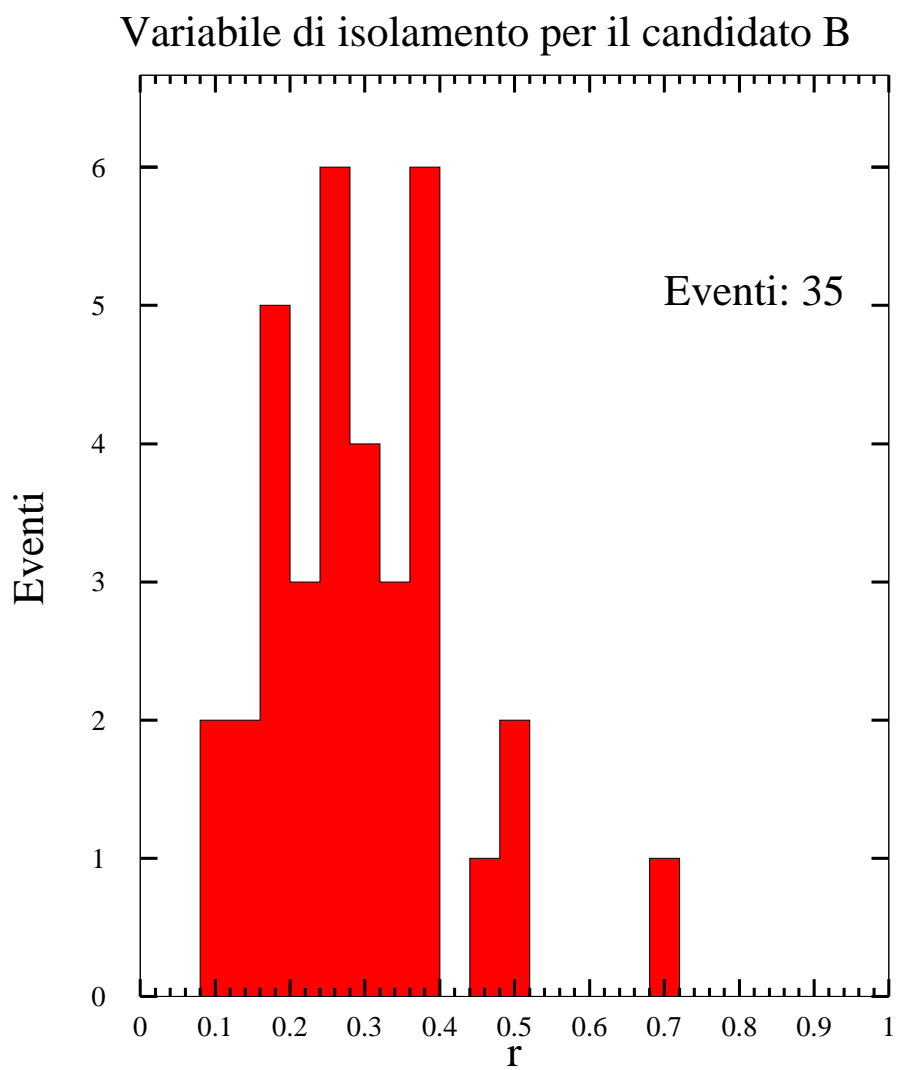


Figura 7.23: Distribuzione della variabile d'isolamento  $r$  per il candidato  $B$

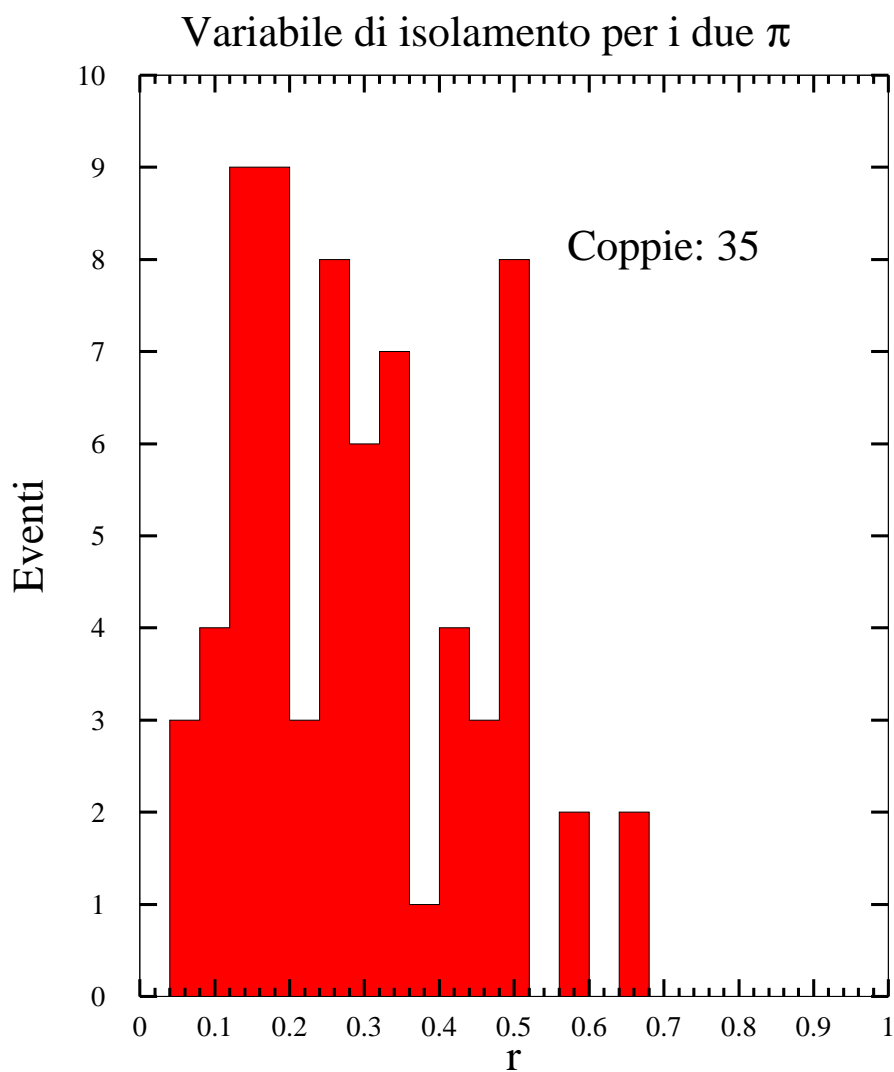
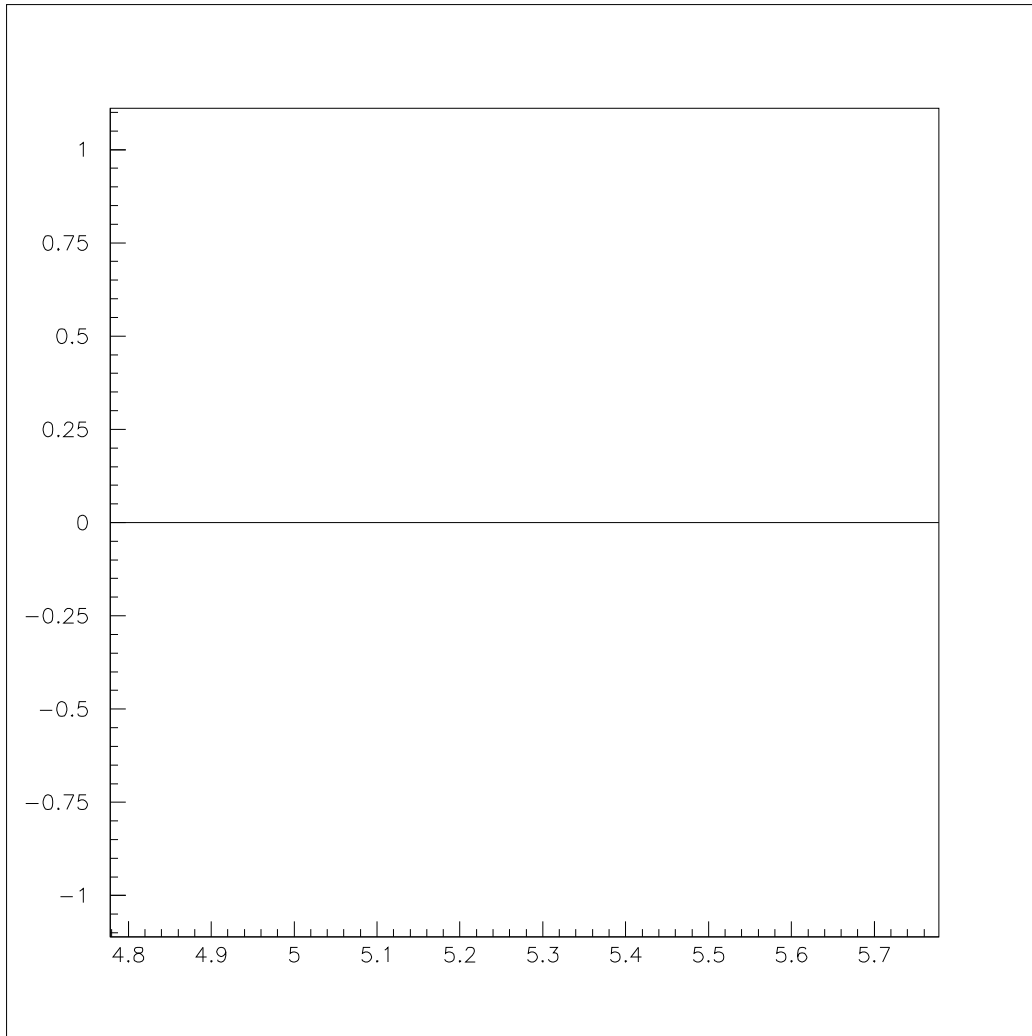


Figura 7.24: Distribuzione della variabile d'isolamento  $r$  per i due pioni



*Figura 7.25:* Distribuzione della massa invariante in un intorno della massa del  $B_d$  dopo il taglio di isolamento

# Conclusioni

L'esperimento CDF II, dopo molti anni di design e costruzione, ha iniziato a raccogliere i primi dati. Malgrado il rivelatore ed il trigger non siano ancora completamente operativi, appare già chiaro che sono in grado di fornire le prestazioni previste e si avviano ad una rapida messa in opera completa.

Il lavoro di questa Tesi aveva come motivo di fondo la ricerca dei canali di decadimento adronici *charmless* del mesone  $B$ .

La principale difficoltà da affrontare è la separazione del segnale dal fondo a livello di trigger. La questione, che è molto sentita ad un collisionatore adronico per quasi tutti i canali in studio, è particolarmente delicata nel caso di decadimenti rari come quello cui si è interessati.

La strategia del trigger per  $B$  adronici messa a punto nel corso degli anni passati è stata qui per la prima volta messa alla prova con i dati reali del RunII. Una parte consistente del lavoro svolto è stata dedicata alla prima verifica del funzionamento dell'*hardware*. I rate del trigger adronico sono risultati in accordo sorprendentemente buono con i valori nominali previsti. Utilizzando l'informazione del terzo livello di trigger, sono stati ricostruiti i decadimenti  $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$  e  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ , quest'ultimo mai ricostruito prima ad un collisionatore adronico senza richiedere la presenza di leptoni. È stato realizzato ed implementato un apposito trigger per questi eventi, che ci si può aspettare diventi un sottocampione molto importante del campione di  $B$  adronici generici, e che è stato incluso tra i campioni standard per il monitor *on-line* della performance del rivelatore e del trigger.

E' stata inoltre eseguita la prima misura diretta del fondo al campione del  $B^0 \rightarrow h^+h^-$ , utilizzando la ricostruzione completa con il software di produzione di CDF II, che è anche questa risultata consistente con le precedenti stime provenienti da estrapolazioni dei dati del RunI.

Ci sono quindi tutti gli elementi per aspettarsi un ricco programma di fisica con i  $B$  adronici a CDF II.



# Bibliografia

- [1] Thanks to Koji Sato.
- [2] R. Barbieri. The Standard Model of electroweak interactions. In *European School of High-energy Physics, Sorrento - CERN, Geneva*, volume CERN-95-04, pages 43–117, 1995.
- [3] S. Weinberg. *The quantum theory of fields*. Cambridge University Press, 1995.
- [4] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652–657, 1973.
- [5] N. Cabibbo. UNITARY SYMMETRY AND LEPTONIC DECAYS. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531–532, 1963.
- [6] Lincoln Wolfenstein. PARAMETRIZATION OF THE KOBAYASHI-MASKAWA MATRIX. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1945, 1983.
- [7] Ling-Lie Chau and Wai-Yee Keung. COMMENTS ON THE PARAMETRIZATION OF THE KOBAYASHI-MASKAWA MATRIX. *Phys. Rev. Lett.*, 53:1802, 1984.
- [8] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay. EVIDENCE FOR THE 2 PI DECAY OF THE K(2)0 MESON. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138–140, 1964.
- [9] A. Apostolakis et al. Determination of the T- and CPT-violation parameters in the neutral kaon system using the Bell-Steinberger relation and data from CPLEAR. *Phys. Lett.*, B456:297–303, 1999.
- [10] A. Lai et al. A precise measurement of the direct CP violation parameter  $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ . 2001.

- [11] Y. Kwon et al. Study of charmless hadronic  $B$  decays into the final states  $K\pi$ ,  $\pi\pi$ , and  $KK$ , with the first observation of  $B \rightarrow \pi^+\pi^-$  and  $B \rightarrow K^0\pi^0$ . 1999.
- [12] Wei-Shu Hou, James G. Smith, and Frank Wurthwein. Determination of the phase of  $V(ub)$  from charmless hadronic  $B$  decay rates. 1999.
- [13] Robert Fleischer. New strategies to extract beta and gamma from  $B_d \rightarrow \pi^+\pi^-$  and  $B_s \rightarrow K^+K^-$ . *Phys. Lett.*, B459:306–320, 1999.
- [14] M. Tanaka. CDF: Run II Physics Projections. In *Beauty-2000: 7<sup>th</sup> Conference on B-Physics at Hadron Machines*, September 2000.
- [15] F. Wurthwein. Measuring  $\gamma$ , the phase of  $V_{ub}$ , to better than  $10^\circ$  in Run2. CDF-Note 5271, 2000.
- [16] B. Aubert et al. Measurement of branching fractions and search for CP-violating charge asymmetries in charmless two-body  $B$  decays into pions and kaons. *Phys. Rev. Lett.*, 87:151802, 2001.
- [17] *CP Violation in B Decays at the Tevatron*, August 1999. FERMILAB-CONF-99/239-E, presented at Kaon '99, Chicago, Illinois.
- [18] B. Aubert et al. Study of CP-violating asymmetries in  $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^+\pi^-$  decays. 2001.
- [19] K. Byrum. Charmonium production,  $b$  quark and  $B$  meson production and  $b\bar{b}$  correlations at CDF. In *Proceedings of the XXVII International Conference on High Energy Physics*, page 989, Glasgow, UK, July 1995.
- [20] P.T. Lukens.  $B$  production at CDF. In *Proceedings of the X Topical Workshop on  $p\bar{p}$  Collider Physics*, Fermilab, USA, May 1995.
- [21] CDF Collaboration. *Phys. Rev.*, D61:072005, 2000.
- [22] Philip J. Clark. CP violation in  $B$  decays at the BABAR experiment. 2001.
- [23] K. Abe et al. Observation of large CP violation in the neutral  $B$  meson system. *Phys. Rev. Lett.*, 87:091802, 2001.
- [24] D. Cronin-Hennessy et al. Observation of  $B \rightarrow K^\pm\pi^0$  and  $B \rightarrow K^0\pi^0$ , and evidence for  $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ . *Phys. Rev. Lett.*, 85:515–519, 2000.

- [25] Fermilab Beam Division. Run II Handbook.
- [26] G. Apollinari. Test beam results for the CDF plug upgrade calorimeter. CDF-Note 4240.
- [27] S. Belforte, M. Dell'Orso, S. Donati, G. Gagliardi, S. Galeotti, P. Gianetti, N. Labanca, E. Meschi, F. Morsani, D. Passuello, G. Punzi, L. Ristori, G. Sciacca, F. Spinella, N. Turini, and A.M. Zanetti. The SVT Technical Design Report. CDF-Note 3108, October 1996.
- [28] S. Donati and G. Punzi. Two Track trigger with full SVT simulation. CDF-Note 3780, 1998.
- [29] S. Donati. *Una strategia per la misura della asimmetria CP nel decadimento  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  a CDF*. PhD thesis, Università degli Studi di Pisa, 1997.
- [30] Update to Proposal P-909: Physics Performance of the CDF II Detector with An Inner Silicon Layer and A Time of Flight Detector. January 1999. Submitted to the Fermilab Director and PAC.
- [31] Evelyn Thomson. Comunicazione privata.
- [32] Kevin Pitts. Comunicazione privata.
- [33] G. Bauer. A study of the isolation of B mesons. CDF-Note 3684, 1996.
- [34] F. Giordano. Selezione e ricostruzione di decadimenti di  $B$  in due adroni a CDFII, 2001.