

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CATANIA

Dottorato di Ricerca in Fisica

Misura dell'andamento temporale
del mescolamento $B_d^0 - \bar{B}_d^0$
all'esperimento CDF

Donatella Lucchesi

Tutore:
Prof. Franco Bedeschi



Coordinatore:
Prof. Massimo di Toro



Tesi per il conseguimento del titolo

VII Ciclo, 1991 - 1994

Ringraziamenti

Sono molte le persone che sento di dover ringraziare e non credo di riuscire a ricordare tutti quanti. Inizio dai professori Angelo Scribano e Giorgio Bellettini che mi hanno dato l'opportunità di lavorare in un esperimento di avanguardia come CDF mettendomi a disposizione tutti i mezzi necessari per portare a termine questa tesi.

Un grazie di cuore va a tutti i miei colleghi italiani e americani con i quali ho collaborato durante questi anni, che mi hanno sempre incoraggiato e con i quali ho diviso le torride estati e i gelidi inverni di Chicago.

Infine ma certamente non per ultimo un grazie enorme al professor Franco Bedeschi. È grazie a lui che questo lavoro è stato possibile. Da lui ho imparato moltissime cose di fisica ma soprattutto ho imparato il “ mestiere”. Spero di poter continuare a collaborare con lui in futuro.

Voglio dedicare la tesi alle persone che mi hanno sempre fatto vedere “il lato buono” delle cose: la mia famiglia e a Saro.

Indice

1	Oscillazioni particella/antiparticella nel contesto del modello Standard	3
1.1	Modello Standard	3
1.1.1	La matrice CKM	5
1.2	Oscillazioni $B^0 - \bar{B}^0$	7
1.2.1	Formalismo generale	7
1.2.2	Implicazioni dalla misura del mescolamento	11
2	Panorama sperimentale	13
2.1	Produzione di $B\bar{B}$	13
2.2	Misure esistenti del mescolamento $B^0\bar{B}^0$	15
2.2.1	Misure integrate sul tempo	16
2.2.2	Misure dipendenti dal tempo	18
3	Il TEVATRON e il rivelatore CDF	25
3.1	Il collider TEVATRON	25
3.2	Il rivelatore CDF	27
3.2.1	Sistema di tracciatura	27
3.2.2	I calorimetri	31
3.2.3	Il rivelatore dei muoni	32
3.3	Trigger	34
3.3.1	Primo livello	34
3.3.2	Secondo livello	34
3.3.3	Terzo livello	36
3.4	Tracciatura con il rivelatore SVX	37
3.4.1	Parametrizzazione delle tracce	37
3.4.2	Algoritmo di ricostruzione e risoluzioni ottenute	37
4	Selezione degli eventi e ricostruzione della lunghezza di decadimento	41
4.1	Selezione dei muoni	41
4.2	Richiesta di un vertice secondario	44
4.2.1	Determinazione del vertice primario	44
4.2.2	Ricerca di vertici di decadimento secondari	45
4.3	Determinazione della lunghezza di decadimento	47

5	Determinazione del tempo proprio	53
5.1	Il Monte Carlo	53
5.2	Calibrazione dei tagli	55
5.3	Il fattore di correzione cinematico	59
5.4	Frazione di decadimenti sequenziali	65
5.5	Determinazione della risoluzione	71
6	Composizione del campione di dati	75
6.1	Studio della frazione di fondo correlato	75
6.1.1	Uso del Montecarlo	75
6.1.2	Estrazione di $f_{c\bar{c}}$ dai dati	77
6.2	Valutazione della frazione di fondo scorrelato	80
7	Estrazione del parametro di mescolamento	85
7.1	Modello teorico per la frazione degli eventi con lo stesso segno	85
7.1.1	Effetti dovuti alla risoluzione	85
7.1.2	Composizione del campione di B	87
7.2	Fit della oscillazione del B_d^0	94
8	Studio dell'errore sistematico	99
8.1	Contributo della funzione di risoluzione	99
8.2	Contributo del <i>charm</i> diretto e del fondo scorrelato	99
8.3	Studio della variazione della frazione di decadimenti sequenziali	103
8.4	Studio della variazione delle frazioni $F_d F_s$	104
8.5	Riassunto degli errori sistematici	106

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi a <i>box</i> per l'oscillazione $B^0\bar{B}^0$	11
1.2	Risultati combinati per χ_s e χ_d . L'area scura è la regione permessa dal Modello Standard sfruttando l'unitarietà della matrice CKM e la misura della massa del <i>top</i>	12
2.1	Correlazione di carica C_Q . Il risultato del fit che include la dipendenza temporale è mostrato come linea continua, mentre la linea tratteggiata è il risultato senza dipendenza temporale.	20
2.2	Correlazione di carica C_Q . I punti sono i dati con sovrainposto il risultato del fit; la linea tratteggiata è la curva aspettata in assenza di dipendenza temporale.	20
2.3	Correlazione di carica in funzione della lunghezza di decadimento del D^0 in cm. Sovrainposto il risultato del fit (curva continua) per $\Delta m = 0.50 \text{ ps}^{-1}$ e il risultato (curva tratteggiata) nell'ipotesi di mescolamento senza di dipendenza temporale.	21
2.4	Frazione degli eventi con lo stesso segno. Sovrainposto è mostrato il risultato del fit ottenuto assumendo un mescolamento massimale per il B_S^0	23
2.5	Rapporto R degli eventi mescolati sul totale. La funzione sovrainposta è il risultato del fit	24
3.1	Schema del Tevatron.	26
3.2	Schema tridimensionale del rivelatore CDF.	28
3.3	Visone schematica di un quarto del rivelatore CDF.	28
3.4	Schema di uno dei moduli del SVX.	30
3.5	Schema dei fili della camera CTC.	31
3.6	Geometria delle camere centrali dei muoni.	33
3.7	Relazione tra l'angolo α misurato dalle camere dei muoni e l'angolo di deflessione β	35
3.8	Efficienza del trigger di livello 1 (alto) e del livello 2 (basso) per stub di muoni.	36
3.9	Distribuzione del parametro di impatto per tracce misurate da SVX rispetto alla posizione media di fasci in funzione dell'impulso.	39
3.10	Risoluzione sul parametro di impatto in funzione dell'impulso ottenuta dai dati.	39

4.1	Impulso trasverso di mesoni B_d^0 ottenuti in interazioni $p\bar{p}$ usando il montecarlo BGENONLY.	42
4.2	Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni provenienti dal decadimento del B_d^0 simulati. Il trigger ha un taglio a 2 GeV/c.	42
4.3	Distribuzione dell'energia depositata nel calorimetro adronico da candidati μ con $P_t > 15$ GeV/c richiedendo il CMP (linea continua) e non facendo tale richiesta (linea tratteggiata).	43
4.4	Ingrandimento di un possibile vertice secondario. La crocetta centrale è la posizione del vertice primario, il circoletto quella del secondario. Le distanze sono in cm. In basso a sinistra è riportato un grafico $D - \phi$, sull'asse verticale è disegnato il parametro di impatto mentre su quello orizzontale si ha ϕ ; I vari puntini rappresentano le tracce.	48
4.5	Ricostruzione dell'evento precedente nel rivelatore dei muoni e nella camera centrale.	49
4.6	Illustrazione schematica della misura della lunghezza di decadimento. Le ellissi grige rappresentano i vertici ricostruiti, le linee continue sono le particelle cariche e quelle tratteggiate corrispondono a tracce estrapolate.	51
5.1	Distribuzione della massa invariante delle tracce associate al vertice del charm. La distribuzione dei dati reali e quella del Monte Carlo sono normalizzate ad area 1.	56
5.2	Impulso trasverso delle tracce associate al vertice del charm. Dati e Monte Carlo normalizzati ad 1 anche in questo caso.	56
5.3	Distribuzione dell'impulso trasverso per il Monte Carlo con sovrapposti i dati per il muone associato al vertice.	57
5.4	Distribuzione dell'impulso trasverso per il Monte Carlo con sovrappos i dati per il muone non associato al vertice.	57
5.5	Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice terziario per i dati. La freccia indica il punto in cui è stato applicato il taglio.	58
5.6	Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice del beauty per i dati.	58
5.7	Massa invariante ricostruita per il Monte Carlo con i dati sovrapposti (entrambe le distribuzioni sono ad area 1). La linea verticale segna il punto oltre al quale si rigettano gli eventi.	60
5.8	Impulso trasverso delle tracce associate al vertice secondario per i dati e il Monte Carlo normalizzati ad 1.	60
5.9	Differenza in valore assoluto tra la coordinata z del vertice primario e quella vertice secondario.	61
5.10	Distribuzione dell'errore sulla lunghezza di decadimento. La linea verticale segna il punto oltre il quale gli eventi vengono tagliati.	61
5.11	Distribuzioni del fattore di correzione F_{corr} . In a) ne è mostrato l'andamento in funzione dell'impulso trasverso ricostruito del B, mentre in b) è in funzione della massa invariante M_{cl} . Il lego plot in basso mostra invece il fattore di correzione in funzione di entrambe le variabili, P_{tcl} e M_{cl}	63

5.12	Distribuzione della pseudo- $c\tau$ ricostruita per il Monte Carlo e il di dati sovrapposti.	64
5.13	Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ	66
5.14	Distribuzione del P_{trel} per i muoni diretti (area bianca) e per i sequenziali (area scura) per il Montecarlo.	67
5.15	Integrale delle distribuzioni in P_{trel} per i muoni diretti e quelli sequenziali. La linea verticale rappresenta il limite inferiore al di sotto del quale gli eventi vengono rimossi.	67
5.16	Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ dopo il taglio a $P_{trel} \geq 1.3$	68
5.17	In alto da sinistra a destra, ditribuzione della massa invariante e dell'impulso trasverso del <i>cluster</i> senza il μ . In basso le medesime distribuzioni per il <i>cluster</i> includendo il μ , quindi per ciò che si ricostruisce del B	69
5.18	Distribuzione, normalizzata ad 1, per i dati e il Montecarlo di λ dopo il taglio in P_{trel}	70
5.19	Distribuzione della risoluzione sulla lunghezza di decadimento per gli eventi Montecarlo	72
5.20	Distribuzione della risoluzione del termine legato al <i>boost</i> dopo aver corretto per le tracce perse	72
5.21	Distribuzione della risoluzione del termine legato al <i>boost</i> dopo aver corretto per le tracce perse	73
5.22	Distribuzione di $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$ per gli eventi simulati.	73
6.1	Parametrizzazione delle distribuzioni in P_{trel} per le varie componenti.	77
6.2	Distribuzione in P_{trel} per i dati con sovrainposto il risultato del fit.	79
6.3	Distribuzione della massa invariante delle coppie di muoni con segno opposto.	81
6.4	Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.15$	83
6.5	Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.13$	83
6.6	Fit a due componenti della distribuzione in parametro di impatto per i muoni dal lato in cui il vertice non è ricostruito.	84
7.1	Funzioni di mescolamento, f_M , per soli B_d^0 al variare della σ	88
7.2	Funzioni di non-mescolamento, f_{NM} , per soli B_d^0 al variare della σ	89
7.3	Frazione degli eventi con lo stesso segno al variare della risoluzione assumendo $\sigma = costante$	91
7.4	Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, al variare della risoluzione assumendo $\sigma = \sigma_0 + 15\% \cdot \lambda$	92
7.5	Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, al variare della risoluzione assumendo $\sigma = \sigma_0 + 30\% \cdot \lambda$	93
7.6	Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, per il Montecarlo con il risultato del fit sovrainposto.	95

7.7	Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, per i dati con i risultati del fit sovrainposti.	97
7.8	$C(\lambda)$ per i dati. Curva continua è data dall'espressione teorica con i valori dei parametri ottenuti dal fit di $Q(\lambda)$, quella tratteggiata è la previsione in assenza di mescolamento	98
8.1	Distribuzione di $Q(\lambda)$ per il Montecarlo con sovrainposto il risultato dei fit fatti variando la risoluzione.	101
8.2	Distribuzione di $Q(\lambda)$ per i dati. Le curve sovrainposte sono ottenute variando la risoluzione su λ nel fit.	102

Elenco delle tabelle

1.1	Principali numeri quantici dei quark. La convenzione è che i numeri quanti del sapore, <i>strange</i> , <i>charm</i> , <i>beauty</i> e <i>top</i> , abbiano lo stesso segno della carica.	4
2.1	Acceleratori che hanno operato negli ultimi dieci anni per la produzione di b-quark; l'energia al quadrato nel centro di massa è S , mentre $\sigma_{b\bar{b}}$, σ_t sono la sezione d'urto di produzione di quark $b\bar{b}$ e totale rispettivamente.	14
3.1	Principali caratteristiche dei calorimetri elettromagnetici ed adronici	32
5.1	Numero di eventi rimasti dopo ciascun taglio per i dati reali e per quelli simulati.	59
7.1	Combinazione delle 4×4 possibilità per la carica dei due muoni con la relativa distribuzione in λ	90
8.1	Riassunto dei valori ottenuti dal fit della distribuzione $Q(\lambda)$ ottenuta dal Montecarlo variando la risoluzione.	100
8.2	Riassunto dei valori ottenuti dal fit della distribuzione $Q(\lambda)$ per i dati variando la risoluzione.	100
8.3	Riassunto dei valori ottenuti dal fit variando le frazioni di fondo	103
8.4	Frazioni dei decadimenti sequenziali ottenute con la versione 8.01 di CLEO	104
8.5	Frazioni dei decadimenti sequenziali ottenute con la versione 9.00 di CLEO	104
8.6	Risultati dei fit con la frazione di sequenziali diminuiti del 20%.	104
8.7	Risultati dei fit con la frazione di sequenziali aumentati del 20%.	105
8.8	Frazione delle speci di B aspettate dopo i tagli dell'analisi	105
8.9	Risultati ottenuti variando la frazione delle speci di B usando la versione 9.00 di CLEO	106
8.10	Risultati ottenuti variando le speci di B usando la versione 8.01 di CLEO. La prima linea (NO) è determinata senza la correzione per i barioni.	106
8.11	Riassunto dei vari errori sistematici su x_d	107

Introduzione

I *quark* b , scoperti nel 1977, costituiscono tutt'ora un interessante laboratorio per lo studio delle interazioni fondamentali. Attraverso l'analisi dei decadimenti dei mesoni B sono stati fatti passi avanti nella comprensione delle interazioni deboli.

Vi sono però molti fenomeni non ancora osservati sperimentalmente, tra i quali la violazione di CP nei decadimenti dei B . Lo studio di questi processi che si presume si verifichino molto raramente richiede un ingente numero di mesoni B .

La più alta sezione d'urto di produzione per coppie $b\bar{b}$ si ha attraverso collisioni adroniche dove si ha però l'inconveniente che è difficile riconoscerli a causa del fondo.

Il recente sviluppo di nuovi tipi di rivelatori ha avuto come conseguenza il miglioramento dei metodi di identificazione dei B sia a livello di *trigger* che di analisi, rendendo gli esperimenti che utilizzano interazioni $p\bar{p}$ veramente competitivi. Questo lavoro di tesi riesce dimostrare che misure di precisione riguardanti i mesoni B possono essere fatte ad un *collider* $p\bar{p}$. La misura descritta riguarda lo studio dell'andamento temporale del mescolamento $B_d^0\bar{B}_d^0$ utilizzando un campione di eventi raccolti dall'esperimento CDF durante la presa dati del 1992-1993. La tesi è così strutturata:

- nel primo capitolo viene inquadrata la misura nell'ambito del Modello Standard mettendone in rilievo la sua importanza, fatta per la prima volta ad un *collider* adronico, mentre nel secondo capitolo sono riportate le misure più recenti dei parametri di mescolamento effettuate da altri esperimenti.
- Il terzo capitolo descrive brevemente i componenti del rivelatore CDF dando un più ampio spazio a quelli che sono stati sfruttati per la misura.
- Dal quarto capitolo inizia la descrizione dell'analisi. Si comincia col mostrare come è stato selezionato un campione di B quasi puro descrivendo i criteri di selezione dei muoni e l'identificazione di vertici secondari. Sempre in questo capitolo viene descritto il metodo utilizzato per fare il fit del vertice secondario.
- Alla determinazione del tempo proprio e del $\beta\gamma$ evento per evento viene dedicato il capitolo 5. È, inoltre, illustrato il metodo utilizzato per ridurre la frazione di decadimenti sequenziali ($b \rightarrow c \rightarrow \mu$) e il suo andamento con il tempo proprio. Sempre in questo capitolo è descritto la determinazione della risoluzione.
- La descrizione dei vari tipi di fondo presenti nel campione selezionato e una stima della loro percentuale si trova nel capitolo 6.

- Il settimo capitolo è dedicato al fit della frazione di eventi con i due muoni dello stesso segno allo scopo di determinare la differenza in massa tra gli stati B_1 e B_2 . Viene descritto il modello sviluppato e il metodo utilizzato per fare il fit.
- Nell'ottavo ed ultimo capitolo viene descritto il modo in cui è stato determinato l'errore sistematico. Un grosso contributo viene dalla non conoscenza della frazione di decadimenti sequenziali e dal fatto che attualmente sono stati determinati solo facendo ricorso al Monte Carlo.

Capitolo 1

Oscillazioni particella/antiparticella nel contesto del modello Standard

Le oscillazioni particella-antiparticella furono ipotizzate per la prima volta nel 1955 da Gell-Mann e Pais [1] studiando le particolari caratteristiche dei mesoni K . Un anno più tardi proprio per questi mesoni si ebbe la prima evidenza sperimentale [2].

Il mescolamento particella-antiparticella trova una chiara spiegazione nel Modello Standard, la teoria che attualmente ha il miglior accordo con le osservazioni sperimentali. Lo studio di questo fenomeno ha permesso la misura di alcuni parametri del modello, in particolare ha reso possibili verifiche della descrizione delle interazioni deboli. Infatti la non-conservazione del sapore in queste interazioni permette trasizioni $B^0 \leftrightarrow \bar{B}^0$ (come pure $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ e $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$). Dalla misura delle caratteristiche di alcuni di questi processi è possibile ricavare la forza di alcuni accoppiamenti deboli legati ai parametri fondamentali del modello.

Per alcune particelle, in particolare i mesoni B_s^0 , non è stato possibile fino ad ora valutare l'entità del mescolamento. Questa misura sarà decisiva per la verifica del Modello Standard e potrebbe essere il punto di partenza per l'introduzione di nuova fisica.

1.1 Modello Standard

Nel Modello Standard i costituenti base della materia sono sei quark e sei leptoni. Questi fermioni, i cui numeri quantici sono riportati in tabella 1.1, vengono raggruppati in tre famiglie: (ν_e, e, d, u) , (ν_μ, μ, s, c) e (ν_τ, τ, b, t) . Le forze attualmente incluse nel modello sono quelle elettromagnetiche, deboli e forti.

Le forze di colore (o forti) sono sentite dai quark e i gluoni ma non dai leptoni. La teoria che descrive questo tipo di interazioni è la cromodinamica quantistica (QCD). Ogni quark ha una sua carica forte che è chiamata colore e i colori possibili sono tre corrispondenti ai tre stati base della rappresentazione fondamentale di $SU(3)$. Questa è una simmetria esatta per le forze forti che conservano tutti i numeri quantici legati al colore. Dal fatto che $SU(3)$ è un gruppo non abeliano segue che i gluoni, mediatori delle forze forti, sono dotati di colore

Numero quantico	Sapore del quark					
	d	u	s	c	b	t
Q carica elettrica	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3	-1/3	+2/3
I isospin totale	1/2	1/2	0	0	0	0
I_3 terza componente dell'isospin	-1/2	+1/2	0	0	0	0
S 'strange'	0	0	-1	0	0	0
C 'charm'	0	0	0	+1	0	0
B 'beauty'	0	0	0	0	-1	0
T 'top'	0	0	0	0	0	+1

Tabella 1.1: Principali numeri quantici dei quark. La convenzione è che i numeri quanti del sapore, *strange*, *charm*, *beauty* e *top*, abbiano lo stesso segno della carica.

e interagiscono tra di loro.

Le forze elettromagnetiche e deboli, unificate nelle elettrodeboli, sono descritte dalla teoria di Weinberg-Salam [3, 4] che si basa sul gruppo di Gauge $SU(2)_L \otimes U(1)$.

La teoria viene formulata come interazione di correnti (neutre e cariche) con i campi. La Lagrangiana dell'interazione ha tre termini: uno elettromagnetico scritto come prodotto della corrente elettromagnetica per il rispettivo campo e due legati all'interazione debole di cui uno è dato dal prodotto della corrente neutra per il campo del bosone intermedio Z^0 e l'altro dal prodotto delle correnti cariche per i campi dei bosoni intermedi W^\pm .

Sia la corrente elettromagnetica che quella neutra sono diagonali rispetto ai leptoni e ai quark mentre quella carica risulta diagonale solo rispetto ai leptoni, i quark vi entrano dopo essere stati trasformati mediante una matrice, nota come matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) che sarà brevemente discussa nel prossimo paragrafo.

Questa matrice è il risultato dell'evoluzione della teoria debole coinvolgente le correnti cariche proposta per la prima volta nel 1963 da Cabibbo. All'epoca le particelle note erano: e, ν_e, μ, ν_μ e i quark u, d, s . Sperimentalmente era stato verificato che il *rate* delle transizioni $e \leftrightarrow \nu_e, \mu \leftrightarrow \nu_\mu$ e $u \leftrightarrow d$ in cui non c'è variazione di stranezza, è approssimativamente lo stesso. D'altra parte si trovava che le transizioni adroniche con variazione di stranezza, note oggi come $u \leftrightarrow s$, hanno un *rate* che è circa 1/4 di quello $u \leftrightarrow d$. Per spiegare ciò Cabibbo propose un modello in cui i quark d e s partecipano alle interazioni deboli "ruotati" di un angolo Θ_c , noto come angolo di Cabibbo. In analogia ai doppietti dei leptoni anche i quark u, d, s vennero organizzati in doppietti:

$$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u \\ d \cos \Theta_c + s \sin \Theta_c \end{pmatrix}$$

L'accoppiamento per i decadimenti con $\Delta S = 0$ è proporzionale a $\cos \Theta_c$ e a $\sin \Theta_c$ per quelli con $\Delta S = 1$. Poiché Θ_c è un angolo piccolo[5] così si spiegano le diversità nei *rate* di decadimento. Con l'introduzione di un quarto quark, il *charm*, da una matrice 1×2 si passò ad una 2×2 che divenne 3×3 con la scoperta del *beauty*.

Il Modello Standard non prevede la grandezza degli elementi della matrice CKM che quindi devono essere determinati sperimentalmente.

1.1.1 La matrice CKM

La matrice CKM è una matrice unitaria 3×3 scrivibile esplicitamente:

$$\mathcal{V} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

Imponendo l'unitarietà e ridefinendo opportunamente le fasi relative dei quark si trova che i parametri indipendenti sono 4 : tre angoli (detti angoli di Eulero) e una fase che non può essere riassorbita nelle fasi dei campi dei quark. Quest'ultima è una potenziale sorgente della violazione di CP; attualmente è la principale contendente per la spiegazione degli effetti di violazione di CP nel sistema dei K e suggerisce le asimmetrie di CP nei decadimenti dei mesoni B .

Come detto in precedenza i vari elementi della matrice CKM devono essere misurati sperimentalmente; di seguito è riportata una breve descrizione della misura di questi elementi nel caso in cui sia stata fatta.

V_{ud}

L'elemento di matrice $|V_{ud}|$ può essere ottenuto in diversi modi tra cui: confronto della intensità di alcuni decadimenti β (transizioni di Fermi super permesse) con quella del decadimento del μ ; misura del *rate* di decadimento del neutrone e studio del decadimento $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$.

La misura più precisa si ottiene con il primo metodo [5] :

$$|V_{ud}| = 0.9744 \pm 0.0010$$

V_{us}

Le principali sorgenti di informazione per transizioni con $\Delta S = 1$ sono due : $K \rightarrow \pi l \nu$ e i decadimenti semileptonici degli iperoni. Mediando queste due misure si ha [7] :

$$|V_{us}| = 0.2205 \pm 0.0018$$

V_{cs}

I decadimenti $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$ e $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e$ hanno come grandezze da determinarsi, V_{cs} e i rispettivi fattori di forma adronici. Combinando le misure fatte in entrambi i canali si ricava [5]

$$|V_{cs}| = 1.01 \pm 0.18$$

V_{cd}

L'elemento V_{cd} può essere ottenuto con buona precisione dallo studio dei decadimenti di mesoni con *charm* privi di particelle strane nello stato finale del tipo $D^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$. La misura viene fatta comparando il suddetto decadimento con $D^0 \rightarrow K^- e^+ \nu_e$, da cui si ottiene $\frac{|V_{cd}|}{|V_{cs}|}$. Usando il valore di V_{cs} citato in precedenza si ottiene [5]

$$|V_{cd}| = 0.204 \pm 0.017$$

 V_{cb}

L'elemento di matrice V_{cb} entra nell'ampiezza di tutti i decadimenti del tipo $b \rightarrow c \bar{\nu}_l l$. In questa misura sono però coinvolte altre grandezze da determinarsi sperimentalmente come la vita media del b e i fattori di forma adronici. Nella referenza [5] viene riportato

$$|V_{cb}| = 0.040 \pm 0.005$$

ottenuto da una combinazione dei risultati di ARGUS e CLEO con l'assunzione che la vita media del B , $\tau_B = 1.54 \text{ ps}$ e con una particolare scelta dei fattori di forma.

 V_{ub}

Lo spettro dei leptoni carichi provenienti dal decadimento $b \rightarrow c \nu l$ ha come limite cinematico $2.46 \text{ GeV}/c$. La presenza di eventi oltre tale limite viene interpretata come $b \rightarrow u \nu l$. Dal fit di questi spettri si possono ricavare informazioni sul contributo relativo di $b \rightarrow u \nu l$ e $b \rightarrow c \nu l$. La media attuale basata sui recenti risultati di ARGUS e CLEO riportata in [7] è :

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.08 \pm 0.02$$

Il fatto che V_{ub} non sia zero è importante ai fini della presenza della violazione di CP nell'ambito del Modello Standard.

 V_{tb}, V_{ts}, V_{td}

Questi elementi non sono attualmente misurabili direttamente. Ci si aspetta che $|V_{tb}| \simeq 1$, $|V_{ts}| \simeq 0.04$ e $|V_{td}| \simeq 0.003$ a 0.017 . Poichè la massa del *top* $m_t > m_w + m_b$ (dove con m_w e m_b è stata indicata la massa del bosone intermedio W e del quark b rispettivamente) il *top* decade principalmente in $W + b$ e il rapporto di decadimento per $W + (s \text{ o } d)$ è minore di 2×10^{-3} [8]. Questo fa svanire ogni speranza di misurare direttamente $|V_{td}|$, ($|V_{ts}|$). Un modo per ottenere informazioni su questi due elementi della matrice CKM è tramite lo studio delle oscillazioni $B_{d(s)}^0 \rightarrow \bar{B}_{d(s)}^0$ dipendente dal tempo come sarà discusso nel prossimo paragrafo e che è lo scopo di questa tesi.

La recente misura della massa del quark top [9], $m_t = 174 \pm 16$ ha permesso di restringere i limiti [7] sul rapporto

$$0.12 \leq \left| \frac{V_{td}}{V_{ts}} \right| \leq 0.34$$

La conoscenza di tutti gli elementi della matrice CKM è importante per diverse ragioni. La sua unitarietà, assunzione fondamentale nel modello, è verificabile solo per le quantità

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.9981 \pm 0.0027$$

e

$$|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2 = 1.06 \pm .37$$

entrambe consistenti con 1. L'estensione di questo controllo agli altri elementi della matrice sarebbe un importante test di consistenza interna del modello.

La violazione di CP come mostrato in precedenza può essere inclusa nel Modello Standard proprio attraverso la matrice di CKM. La determinazione dei parametri legati a questo fenomeno permetterebbe di verificare se la violazione di CP è uno degli elementi del modello o se invece appartiene ad una "fisica nuova".

1.2 Oscillazioni $B^0 - \bar{B}^0$

1.2.1 Formalismo generale

Usiamo come base gli stati $|B^0\rangle$ e $|\bar{B}^0\rangle$. Nel loro sistema di quiete l'evoluzione temporale è data ([10]):

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} = \mathcal{M} \begin{pmatrix} B^0 \\ \bar{B}^0 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

in cui \mathcal{M} è la matrice di massa, che può essere scritta in termini di matrici hermitiane M e $\tilde{\Gamma}$

$$\mathcal{M} = M - \frac{i}{2} \tilde{\Gamma} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2} \Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2} \Gamma_{12}^* & M_{22} - \frac{i}{2} \Gamma_{22} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

L'invarianza sotto CPT impone $\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22}$ da cui si ricava $M_{11} = M_{22} = m$, $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} = \Gamma$, m e Γ corrispondono rispettivamente alla massa e alla larghezza del B^0 . Gli elementi non diagonali possono essere diversi da zero nei casi, come B^0 , D^0 e K^0 , in cui gli stati che decadono sono una coppia particella-antiparticella degeneri rispetto all'Hamiltoniana libera. M_{12} corrisponde a transizioni virtuali mentre Γ_{12} descrive transizioni reali dovute a modi di decadimento comuni al B^0 e al \bar{B}^0 .

La diagonalizzazione di \mathcal{M} richiedendo che CPT sia conservata porta a due autostati B_1 e B_2 che sono combinazioni lineari degli autostati di sapore:

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= p_1 |B^0\rangle + q_1 |\bar{B}^0\rangle \\ |B_2\rangle &= p_2 |B^0\rangle + q_2 |\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.3)$$

in cui $|p_{1,2}|^2 + |q_{1,2}|^2 = 1$ per la normalizzazione degli stati e con autovalori μ_1 e μ_2 rispettivamente. Vi sono inoltre delle fasi arbitrarie che possono essere ridefinite: la fase del $|B_1\rangle$, del $|B_2\rangle$ e quella tra $|B^0\rangle$ e $|\bar{B}^0\rangle$. Per esempio nella referenza [11] viene usata la convenzione per cui p_1 , q_1 e p_2 sono reali e positivi. Non facciamo alcuna scelta di fase per il momento e

diagonalizziamo \mathcal{M} sempre nell'ipotesi che CPT sia conservata, cioè $\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22}$. A questo scopo basta risolvere

$$\begin{pmatrix} \mathcal{M}_{11} & \mathcal{M}_{21} \\ \mathcal{M}_{12} & \mathcal{M}_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_1 & p_2 \\ q_1 & q_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_1 & p_2 \\ q_1 & q_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 \\ 0 & \mu_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Dalla risoluzione del sistema di equazioni in 1.4 si ottiene per gli autovalori

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \mathcal{M}_{11} + \sqrt{\mathcal{M}_{12}\mathcal{M}_{21}} = m_1 - \frac{i}{2}\Gamma_1 \\ \mu_2 &= \mathcal{M}_{11} - \sqrt{\mathcal{M}_{12}\mathcal{M}_{21}} = m_2 - \frac{i}{2}\Gamma_2 \end{aligned} \quad (1.5)$$

con le definizioni

$$\begin{aligned} m_{1,2} &= m \pm \frac{\Delta m}{2} \\ \Gamma_{1,2} &= \Gamma \pm \frac{\Delta\Gamma}{2} \end{aligned} \quad (1.6)$$

e

$$\begin{aligned} \Delta m &= 2\Re\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \\ \Delta\Gamma &= -4\Im\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Sempre risolvendo la 1.4 si possono ricavare i coefficienti degli autovettori

$$\left(\frac{p_1}{q_1}\right)^2 = \frac{\mathcal{M}_{21}}{\mathcal{M}_{12}} = \left(\frac{p_2}{q_2}\right)^2 \quad (1.8)$$

che, scelta la fase tra p_1/q_1 e p_2/q_2 , permette di riscrivere la 1.3 come

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= p_1 \left(|B^0\rangle + \frac{q_1}{p_1} |\bar{B}^0\rangle \right) \\ |B_2\rangle &= p_2 \left(|B^0\rangle - \frac{q_1}{p_1} |\bar{B}^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Se per questo sistema CP è conservata allora $|B_1\rangle$ e $|B_2\rangle$ devono esserne autostati e quindi l'equazione 1.9 si riscrive [11]:

$$\begin{aligned} |B_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|B^0\rangle + |\bar{B}^0\rangle \right) \\ |B_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|B^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

in cui sono state sfruttate anche le normalizzazioni dei due stati. Assumiamo che questa ipotesi sia corretta; infatti CP risulta violata (per poco) solo nei K^0 al momento attuale e le eventuali correzioni dovute a questa violazione risultano comunque trascurabili nella misura della frequenza delle oscillazioni $B^0 - \bar{B}^0$.

Vediamo adesso come si determina la probabilità di avere transizioni $B^0 - \bar{B}^0$ e i parametri a cui questa è legata. Supponiamo di avere al tempo $t = 0$ un B^0 , la densità di probabilità di osservare al tempo t un \bar{B}^0 (B^0) è $\mathcal{P}(t)_{\bar{B}^0}$ ($\mathcal{P}(t)_{B^0}$):

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(t)_{\bar{B}^0} &= \left| \langle \bar{B}^0(t) | B^0(0) \rangle \right|^2 \\ \mathcal{P}(t)_{B^0} &= \left| \langle B^0(t) | B^0(0) \rangle \right|^2\end{aligned}\tag{1.11}$$

che calcolata esplicitamente risulta

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(t)_{\bar{B}^0} &= \frac{1}{4} \frac{2\Gamma_1\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} - 2e^{-\frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{2}t} \cos \Delta m t \right] \\ \mathcal{P}(t)_{B^0} &= \frac{1}{4} \frac{2\Gamma_1\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left[e^{-\Gamma_1 t} + e^{-\Gamma_2 t} + 2e^{-\frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)}{2}t} \cos \Delta m t \right]\end{aligned}\tag{1.12}$$

Nel caso del B^0 è possibile utilizzare una ulteriore approssimazione. Come dimostrato in [12] $\Gamma_{12} \ll M_{12}$. Intuitivamente ciò si può dedurre considerando che il B^0 decade prevalentemente in stati contenenti il quark \bar{c} mentre il \bar{B}^0 in quelli contenenti il c e quindi l'ampiezza dei decadimenti con stati intermedi comuni a entrambi i mesoni, in cui compare Γ_{12} , è trascurabile rispetto a quella dovuta a interazioni virtuali descritte da M_{12} . Questa approssimazione ha come conseguenza [13]

$$\left| \frac{p_1}{q_1} \right| = \left| \frac{p_2}{q_2} \right| \approx 1$$

e gli stati $|B_1\rangle$ e $|B_2\rangle$ diventano automaticamente autostati di CP.

Inserendo questa approssimazione nella formula 1.7 si ottiene

$$\Delta\Gamma \approx 0\tag{1.13}$$

da cui risulta

$$\Gamma_1 \approx \Gamma_2 \approx \Gamma\tag{1.14}$$

e che

$$\Delta m \approx 2|M_{12}|\tag{1.15}$$

Questa approssimazione non può essere fatta nel caso dei mesoni D^0 e K^0 . Infatti questi due sistemi hanno interazioni $K^0 \bar{K}^0$ e $D^0 \bar{D}^0$ con stati intermedi comuni del tipo $\pi\pi$ per niente

trascurabili. Introducendo le approssimazioni 1.13 e 1.14 le equazioni 1.12 si semplificano in

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(t)_{\bar{B}^0} &= \frac{\Gamma}{2} e^{-\Gamma t} (1 - \cos \Delta m t) \\ \mathcal{P}(t)_{B^0} &= \frac{\Gamma}{2} e^{-\Gamma t} (1 + \cos \Delta m t)\end{aligned}\quad (1.16)$$

Quindi la probabilità che un B^0 decada come \bar{B}^0 (B^0) è :

$$\begin{aligned}Pr_{\bar{B}^0} &= \int_0^\infty \mathcal{P}(t)_{\bar{B}^0} dt = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - \frac{\Gamma^2}{(\Delta m)^2} (\Delta m)^2}{\Gamma^2 + (\Delta m)^2} \right] \\ Pr_{B^0} &= \int_0^\infty \mathcal{P}(t)_{B^0} dt = \frac{1}{2} \left[\frac{1 + \frac{\Gamma^2}{(\Delta m)^2} (\Delta m)^2}{\Gamma^2 + (\Delta m)^2} \right]\end{aligned}\quad (1.17)$$

Nella descrizione del mescolamento viene comunemente usato il parametro x definito

$$x = \frac{\Delta m}{\Gamma} \quad (1.18)$$

che inserito nella 1.17 dà:

$$\begin{aligned}Pr_{\bar{B}^0} &= \frac{x^2}{2(1+x^2)} = \chi \\ Pr_{B^0} &= \frac{1}{2} \left(\frac{x^2+2}{1+x^2} \right) = 1 - \chi\end{aligned}\quad (1.19)$$

Un altro parametro spesso usato che descrive il grado di mescolamento è r espresso come la probabilità che un B^0 oscilli in un \bar{B}^0 relativamente alla probabilità che rimanga un B^0 :

$$r = \frac{Pr_{\bar{B}^0}}{Pr_{B^0}} = \frac{x^2}{x^2+2} \quad (1.20)$$

Nel caso di mescolamento completo $r = 1$ mentre in sua assenza $r = 0$.

Per calcolare M_{12} si può far uso dei diagrammi a box di figura 1.1. Indichiamo con B_d^0 i mesoni formati da $\bar{b}d$ e con B_s^0 quelli $\bar{b}s$.

Dal calcolo si ricava, sia per il B_d^0 che per il B_s^0 , che il diagramma che contribuisce maggiormente è quello col quark t in entrambe le linee interne. Con questa approssimazione si ha [13] :

$$\Delta m_{d(s)} = \frac{G_F^2}{6\pi} B_B f_B^2 m_b m_t^2 |V_{tb}^* V_{td(s)}|^2 F \left(\frac{m_t^2}{M_W^2} \right) \eta_{QCD}$$

dove G_F è la costante di Fermi, m_b la massa del quark b e m_t la massa del quark t . Queste grandezze sono misurate sperimentalmente. B_B è un parametro che descrive quanto è accurata l'assunzione di saturazione sul vuoto degli elementi di matrice che si ottengono dai

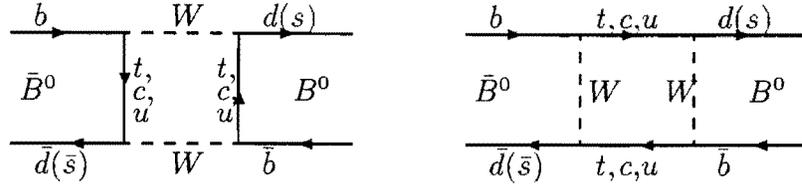


Figura 1.1: Diagrammi a *box* per l'oscillazione $B^0 \bar{B}^0$

diagrammi a *box*, mentre f_B è la costante di decadimento del mesone B . Calcoli di QCD sul reticolo danno [14]

$$f_b = 180 \pm 50 \text{ MeV}$$

$$B_B = 1.0 \pm 0.2$$

$F\left(\frac{m_t^2}{M_W^2}\right)$ è una funzione monotona lentamente decrescente proveniente dal calcolo del diagramma tale che $F(0) = 1$ e $F(1) = 0.75$ [13] mentre η_{QCD} ($0.78 < \eta_{QCD} < 0.85$ [13]) è un fattore che tiene conto delle correzioni di QCD nel calcolo del diagramma a *box*.

1.2.2 Implicazioni dalla misura del mescolamento

Il mescolamento può essere studiato utilizzando due tecniche diverse. La prima (misura dipendente dal tempo) consiste nel determinare direttamente $\Delta m_{d(s)}$ misurando il numero di $B_{d(s)}^0$ e $\bar{B}_{d(s)}^0$ al variare del tempo. La seconda è una tecnica integrata sul tempo e si basa sulla misura di $\chi_{d(s)}$, da cui è possibile ricavare $\Delta m_{d(s)}$ come visto nel paragrafo precedente. Il modo in cui queste misure sono state fatte verrà descritto nel prossimo capitolo.

La conoscenza di $\Delta m_{d(s)}$ permette, in principio, di determinare $|V_{td(s)}|$. In pratica ciò non è possibile per diverse ragioni.

Per quanto riguarda il B_d^0 si ha la misura di Δm_d ma per risalire a $|V_{td}|$ è necessario conoscere $\sqrt{B_B} f_B$ che al momento attuale si stima variare in un intervallo che va da 100 MeV a 300 MeV [13]. L'unica cosa che possiamo affermare è che l'intervallo sperimentale in cui varia $|V_{td}|$ è in accordo con il valore predetto dal Modello Standard imponendo l'unitarietà della matrice CKM.

Nel caso del B_s^0 non si conosce né χ_s né Δm_s . In figura 1.2 sono mostrati i risultati combinati di χ_d e χ_s , legati dalla relazione:

$$\frac{x_d}{x_s} = \frac{\sqrt{\frac{2\chi_d}{1-2\chi_d}}}{\sqrt{\frac{2\chi_s}{1-\chi_s}}} \approx \frac{|V_{td}|^2}{|V_{ts}|^2} \quad (1.21)$$

Date le misure di χ_d (vedi secondo capitolo) e il limite su $|V_{td}|^2 / |V_{ts}|^2 < 0.12$ derivato dall'unitarietà della matrice CKM e dalla misura della massa del *top*, si può ricavare $\chi_s > 0.48$. La misura di $\bar{\chi} = f_{B_d} \chi_d + f_{B_s} \chi_s$ fatta a LEP e ai *collider* adronici non aggiunge

ulteriori informazioni in quanto f_{B_d} e f_{B_s} sono noti con una grossa incertezza. Per x_s si ottiene invece $5.5 < x_s < 20$. Valori così alti del parametro che descrive il mescolamento non possono essere misurati utilizzando la tecnica integrata sul tempo. Come è stato mostrato nella referenza [15] persino con 10^7 eventi $B_s^0 \bar{B}_s^0$ la misura integrata sul tempo di x_s è limitata a $x_s < 4$. In questo caso è indispensabile poter fare la misura dipendente dal tempo. Come si può intuire dalla formula 1.21 la misura simultanea del mescolamento dipendente dal tempo per il B_d^0 e il B_s^0 avrebbe un grosso potere predittivo per gli elementi della matrice di CKM. Quindi lo studio del mescolamento dipendente dal tempo per i mesoni B_d^0 è molto importante in quanto costituisce il primo passo verso la misura di x_s .

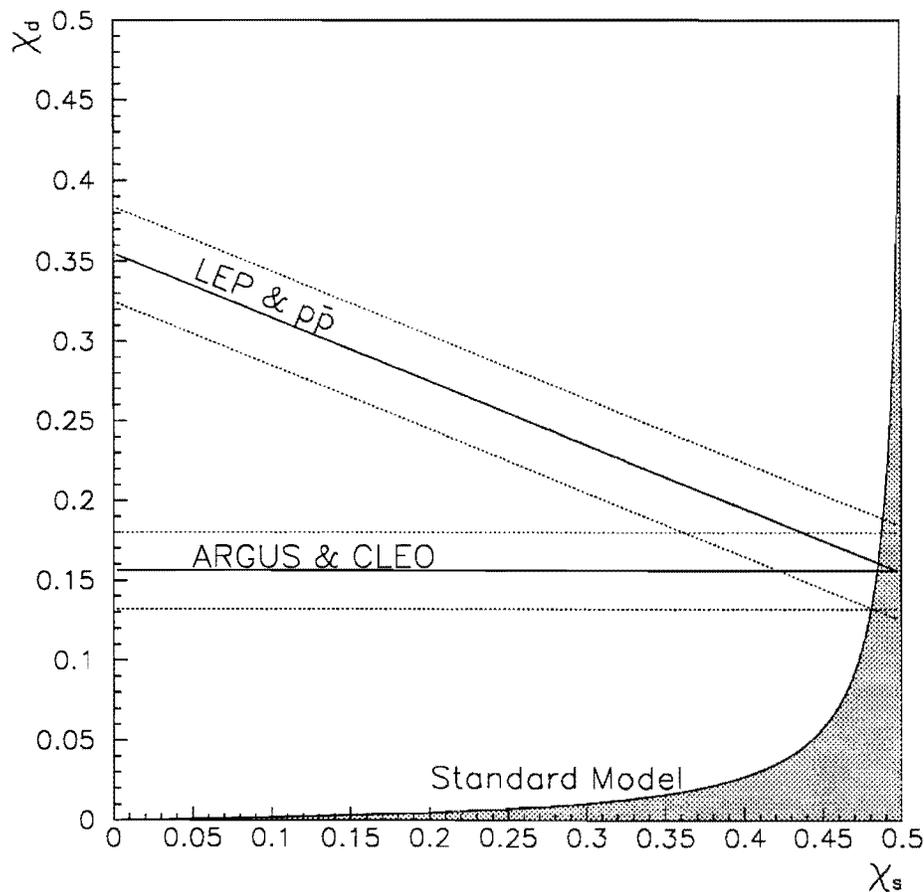


Figura 1.2: Risultati combinati per χ_s e χ_d . L'area scura è la regione permessa dal Modello Standard sfruttando l'unitarietà della matrice CKM e la misura della massa del *top*.

Capitolo 2

Panorama sperimentale

La misura del mescolamento $B^0\bar{B}^0$ viene fatta in modo diverso a seconda di come sono stati prodotti i mesoni B . In interazioni e^+e^- all'energia della $\Upsilon(4s)$ si producono o B_d^0 e \bar{B}_d^0 o B^+ e B^- per cui una volta identificati i B^0 risulta facile studiarne il mescolamento. In annichilazioni $p\bar{p}$ o e^+e^- all'energia della Z^0 il mescolamento $B^0\bar{B}^0$ si manifesta mediante la presenza di due adroni B (che possono essere sia B_d^0 che B^\pm che B_s^0 che barioni) ciascuno contenente un quark b o un \bar{b} . Di entrambi gli adroni devo essere ricostruiti completamente i prodotti di decadimento o almeno identificato il sapore. La misura dei parametri legati al mescolamento viene fatta confrontando il numero di eventi “mescolati” rispetto al numero di eventi “non-mescolati” oppure rispetto al totale.

2.1 Produzione di $B\bar{B}$

La produzione di mesoni B avviene tramite molteplici processi. Una delle sorgenti molto sfruttate è il decadimento della Z^0 prodotta al LEP in collisioni e^+e^- dove si ha una sezione d'urto di produzione di coppie di quark b $\sigma_{b\bar{b}} \sim 7.0 \text{ nb}$ [16] i quali poi frammentano in mesoni B .

Sempre utilizzando questo tipo di interazioni ma ad una energia più bassa, si produce la $\Upsilon(4S)$ che decade circa metà delle volte in coppie $B_d^0\bar{B}_d^0$ (non sono ammessi decadimenti in $B_s^0\bar{B}_s^0$ per la conservazione dell'energia). Anche se la sezione d'urto di produzione è più bassa ($\sigma_{b\bar{b}} \sim 1 \text{ nb}$ [16]) la $\Upsilon(4S)$ risulta una chiara sorgente di mesoni B^0 dal momento che non vi sono altre particelle oltre questa coppia e che $\sigma_{b\bar{b}}$ è circa un quarto della sezione d'urto totale. Queste due caratteristiche facilitano l'identificazione e la ricostruzione di tali adroni.

Senza dubbio la vera fabbrica di coppie $b\bar{b}$ sono le macchine adroniche. La sezione d'urto di produzione va da circa $2 \cdot 10^4 \text{ nb}$ al *collider* $Spp\bar{S}$ del CERN, a circa $6 \cdot 10^4 \text{ nb}$ al TEVATRON di FERMILAB [16]. L'alta sezione d'urto di produzione deve però essere rapportata alla sezione d'urto totale, in questo caso le macchine adroniche sono sfavorite rispetto a quelle e^+e^- come mostrato in tabella 2.1, a meno che non ricorra all'uso di rivelatori ed algoritmi disegnati per massimizzare tale rapporto.

I mesoni B vengono prodotti, in annichilazioni $p\bar{p}$ (come in quelle e^+e^- all'energia della

Acceleratore	Locazione	$\sqrt{S}(GeV)$	$\sigma_{b\bar{b}}(nb)$	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_t$
CESR	Cornell, USA	10.5	1.15	0.25
DORIS	DESY, Germania	10.5	1.15	0.25
PEP	SLAC, USA	29.0	0.04	0.09
PETRA	DESY, Germania	35.0	0.03	0.09
TRISTANO	KEK, Giappone	55.2	0.013	0.09
LEP	CERN, Svizzera	90.0	7.0	0.215
$Spp\bar{S}$	CERN, Svizzera	630	$\approx 2 \cdot 10^4$	$\approx 3 \cdot 10^{-4}$
TEVATRON	FERMILAB, USA	1800	$\approx 5 \cdot 10^4$	$\approx 7 \cdot 10^{-4}$

Tabella 2.1: Acceleratori che hanno operato negli ultimi dieci anni per la produzione di b-quark; l'energia al quadrato nel centro di massa è S , mentre $\sigma_{b\bar{b}}$, σ_t sono la sezione d'urto di produzione di quark $b\bar{b}$ e totale rispettivamente.

Z^0) durante il processo di frammentazione del quark b . Gli adroni includono, partendo dagli stati con massa più bassa, $B^+(\bar{b}u)$, $B_d^0(\bar{b}d)$, $B_s^0(\bar{b}s)$, $\Lambda_b^0(udb) \dots$ con le loro antiparticelle.

La frammentazione di *quark* e gluoni in adroni avviene a grandi distanze, dove la QCD perturbativa non può essere applicata. Per descrivere questo processo sono stati sviluppati diversi modelli ([18], [19] e [20]); nel caso dei quark pesanti viene utilizzata la funzione di frammentazione di Peterson [17], ottenuta calcolando la probabilità di transizione $Q \rightarrow Q\bar{q}+q$ in cui Q è il *quark* pesante e q quello leggero:

$$f(z) \propto \frac{1}{z [1 - (1/z) - \epsilon_Q/(1-z)]^2} \quad (2.1)$$

dove

$$z = \frac{(E + P_{\parallel})_{adrone}}{(E + P)_{quark}} \quad (2.2)$$

è il rapporto tra la somma dell'energia e dell'impulso parallelo alla direzione di frammentazione portata dall'adrone primario e la somma dell'energia e dell'impulso del *quark* tenendo conto della radiazione nello stato iniziale, del Bremsstrahlung gluonico e della radiazione fotonica nello stato finale. Il parametro di frammentazione ϵ_Q per ciascun *quark* pesante è dato $\epsilon_Q \approx M_q^2/M_Q^2$, rapporto tra i quadrati delle masse dei *quark* leggeri e pesanti che formano il mesone primario.

Nel caso del *quark* b nella referenza [21] si riportano i valori

$$\begin{aligned} \langle z_b \rangle &= 0.83 \pm 0.01 \pm 0.02 \\ \epsilon_b &= 0.006 \pm 0.001 \pm 0.002 \end{aligned} \quad (2.3)$$

Sfruttando questo modello si ricavano le abbondanze relative delle varie specie di adroni B :

$$B_u : B_d : B_s : B_{barioni} = 0.375 : 0.375 : 0.15 : 0.10 \quad (2.4)$$

Queste frazioni sono state verificate dagli esperimenti LEP che hanno riportato per la frazione di $B_{\text{barioni}} 0.11 \pm 0.04$, per il $B_s^0 0.15 \pm 0.04$ da cui si ricava 0.37 ± 0.03 per il B_d^0 e B_u permettendo un 5% di differenza tra il *rate* di produzione di B carichi e neutri [36]. Purtroppo queste frazioni non sono ancora state misurate in annichilazioni $p\bar{p}$ ma poiché il processo di frammentazione è lo stesso ci si aspetta che non siano molto diverse.

2.2 Misure esistenti del mescolamento $B^0\bar{B}^0$

La determinazione, sia dipendente dal tempo che integrata, del parametro $x_{d(s)}$ richiede la conoscenza del sapore dei mesoni B sia al momento della produzione che a quello del decadimento.

Nel decadimento della $\Upsilon(4S) \rightarrow B_d^0\bar{B}_d^0$, la coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$ è prodotta coerentemente con momento angolare orbitale 1 e C-parità -1. Ciò implica che quando uno dei due mesoni decade come B_d^0 l'altro deve essere un \bar{B}_d^0 . Questo sistema si comporta come se fosse un sistema ad una particella e la probabilità di osservare una coppia $B_d^0\bar{B}_d^0$ è esattamente la probabilità per il \bar{B}_d^0 di decadere come B_d^0 . La grandezza misurata sperimentalmente, R , è definita come il rapporto tra il numero di eventi in cui vi è stato mescolamento e quello in cui non vi è stato :

$$R = \frac{N_{B^0B^0} + N_{\bar{B}^0\bar{B}^0}}{N_{B^0\bar{B}^0}} \quad (2.5)$$

è uguale ad r definito in 1.20.

Nel decadimento della Z^0 o in interazioni $p\bar{p}$ non si dispone di una sorgente di puri B_d^0 si hanno anche B_s^0 , B^\pm e barioni. Un B neutro (che può mescolare) può essere prodotto in associazione con un altro B neutro o carico o con un barione. In questo caso si può dimostrare [69] che

$$R = \frac{2r}{1+r^2} \quad (2.6)$$

ma risulta più difficile distinguere gli eventi mescolati da quelli non. In questi casi viene spesso usata la probabilità assoluta di mescolamento χ definita in 1.19. che corrisponde al rapporto tra gli eventi mescolati rispetto a tutti gli eventi che contengono un quark b :

$$\chi = \frac{N_{BB} + N_{\bar{B}\bar{B}}}{N_{b\bar{b}}} \quad (2.7)$$

Sperimentalmente la quantità misurata è $\bar{\chi}$: una combinazione lineare di χ_d e χ_s dovuti al diverso mescolamento di questi due mesoni:

$$\bar{\chi} = F_d\chi_d + F_s\chi_s \quad (2.8)$$

in cui F_d e F_s sono le frazioni relative di B_d^0 e B_s^0 rispettivamente prodotti nella frammentazione del quark b .

L'identificazione dei mesoni B^0 e del sapore è fatta utilizzando i vari canali di decadimento.

- Decadimenti esclusivi

Il B^0 è completamente o quasi completamente ricostruito ed è facile distinguerlo da un \bar{B}^0 con una bassa percentuale di errore. L'efficienza di ricostruzione molto spesso è piuttosto bassa e ciò rende limitati in statistica questi campioni.

- Decadimenti inclusivi

I decadimenti più utilizzati sono quelli semileptonici $B^0 \rightarrow l^+ + X$, $\bar{B}^0 \rightarrow l^- + X$ in quanto la carica del leptone è strettamente correlata con il sapore del quark b . L'unica richiesta che viene fatta sui leptoni è che abbiano alto impulso trasverso (dove per alto si intende superiore al GeV anche se la soglia cambia da esperimento ad esperimento). In questo caso la statistica è piuttosto alta ma si perde in purezza dal momento che vi sono altre sorgenti di leptoni e che non sono distinguibili dai B .

- Decadimenti semi-inclusivi

L'utilizzo di questi decadimenti è un compromesso tra i due metodi citati in precedenza. Spesso si richiede la presenza di un leptone di alto impulso trasverso e di un D .

2.2.1 Misure integrate sul tempo

Queste misure sono state fatte sia ai *collider* e^+e^- che $p\bar{p}$ a diverse energie. Particolarmente facile risulta lavorare all'energia della $\Upsilon(4S)$, in cui si producono solo $B_d^0\bar{B}_d^0$ come visto in precedenza. Gli eventi appaiono abbastanza puliti e il poco fondo presente proveniente da interazioni e^+e^- può essere facilmente studiato ad energie nel centro di massa inferiori a quella della $\Upsilon(4S)$.

Nel 1987 la collaborazione ARGUS [23] riportò una chiara evidenza sperimentale di oscillazioni $B_d^0\bar{B}_d^0$ mostrando un evento con due B_d^0 completamente ricostruiti.

Lo studio di tali oscillazioni è continuato alla $\Upsilon(4S)$ e le misure più recenti e più precise di χ_d provengono dalle collaborazioni ARGUS [24] e CLEO [25] rispettivamente,

$$\chi_d = 0.155 \pm 0.046 \pm 0.039$$

$$\chi_d = 0.149 \pm 0.023 \pm 0.019 \pm 0.010$$

Da queste misure si ricava per x_d [5]

$$x_d = 0.69 \pm 0.18 \text{ per ARGUS}$$

$$x_d = 0.65 \pm 0.10 \text{ per CLEO}$$

Ai *collider* $p\bar{p}$ il mescolamento è studiato sfruttando i decadimenti semileptonici, data la stretta correlazione tra la carica del leptone e il sapore del B gli eventi in cui c'è stata oscillazione si presentano con due leptoni con la stessa carica, mentre in assenza di mescolamento

la carica è opposta.

La grandezza direttamente misurata è :

$$\tilde{R} = \frac{N(l^+l^+) + N(l^-l^-)}{N(l^+l^-)}$$

dove entrano anche i leptoni provenienti da altre sorgenti. Particolare importanza la rivestono i decadimenti sequenziali in cui il muone proviene dal *charm* che è a sua volta uno dei prodotti del decadimento del *b*. Definiamo frazione di decadimenti sequenziali f_s :

$$f_s = \frac{N(b \rightarrow c \rightarrow \mu)}{N(b)} \quad (2.9)$$

La prima misura di R , fu fatta al *collider* $p\bar{p}$ del CERN dalla Collaborazione UA1 nel 1987 [26] sfruttando l'eccesso di eventi con due muoni con la stessa carica. Il valore riportato dalla stessa collaborazione ottenuto in analisi seguenti è

$$R = 0.42 \pm 0.07 \pm 0.03. [27]$$

L'esperimento CDF che sfrutta un altro *collider* adronico, il TEVATRON, ha studiato le oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ utilizzando eventi con coppie di elettroni e elettrone muone riportando

$$R = 0.556 \pm 0.048_{-0.042}^{+0.035} [28].$$

I valori previsti in assenza di mescolamento sono $R = 0.26 \pm 0.03$ all'energia di UA1 e $R = 0.23 \pm 0.06$ per l'energia di CDF [27] per il contributo dei decadimenti sequenziali e del *charm* diretto ($c\bar{c}$). Questi valori di R sono comunque dipendenti dai tagli di analisi che cambiano le frazioni di sequenziali e di $c\bar{c}$ contenute nel campione. Confrontando i valori previsti di R e quelli misurati se ne deduce che il mescolamento è necessario.

Noto R è possibile risalire al valore di $\bar{\chi} = p_d\chi_d + p_s\chi_s$:

$$\begin{aligned} UA1 & : \bar{\chi} = 0.158 \pm 0.059 [27] \\ CDF & : \bar{\chi} = 0.176 \pm 0.031 \pm 0.032 [28] \end{aligned}$$

Tutti gli esperimenti LEP hanno misurato $\bar{\chi}$. I valori sono riassunti come segue:

Esperimento	$\bar{\chi}$
DELPHI	$0.121_{-0.040}^{+0.044} \pm 0.017 [29]$
OPAL	$0.143_{-0.021}^{+0.022} \pm 0.007 [30]$
L3	$0.121 \pm 0.017 \pm 0.006 [31]$
ALEPH	$0.129 \pm 0.022 [32]$

DELPHI, OPAL, L3 hanno utilizzato eventi con due leptoni nello stato finale mentre ALEPH ha usato la tecnica della *jet charge* di cui sarà discusso in seguito.

2.2.2 Misure dipendenti dal tempo

Lo studio delle oscillazioni $B^0\bar{B}^0$ dipendenti dal tempo è relativamente recente ma molto importante in quanto permette di misurare direttamente x_d e x_s . Di seguito vengono riportati i risultati pubblicati da diverse collaborazioni LEP.

Utilizzo delle correlazioni D^* - leptone

La presenza di un $D^{*\pm}$ serve per identificare il sapore del B_d^0 ($B_d^0 \rightarrow D^{*-} X$; $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+} X$) al momento del decadimento mentre il leptone nell'emisfero opposto dà informazioni sul sapore alla produzione. Il $D^{*\pm}$ viene riconosciuto attraverso il decadimento $D^{*\pm} \rightarrow D^0\pi$ e con $D^0 \rightarrow K\pi, K\pi\pi\pi$ e $K\pi\pi^0$. L'identificazione del leptone avviene con tecniche diverse da esperimento a esperimento.

In assenza di mescolamento dalla parte del leptone una coppia $D^{*-}l^+$ rivela un evento in cui è avvenuto mescolamento mentre se si ha $D^{*-}l^-$ significa che non c'è stato alcun mescolamento o che entrambi hanno mescolato.. Se il campione così selezionato avesse purezza perfetta la funzione di correlazione di carica,

$$C_Q = \frac{N^{++/--} - N^{+-}}{N^{++/--} + N^{+-}} \quad (2.10)$$

sarebbe semplicemente $C_Q = \cos \Delta mt$. In pratica si deve tener conto della presenza del fondo che proviene dal *charm*, dagli errori nell'identificare i leptoni a causa dei decadimenti sequenziali e dal fondo scorrelato che contribuiscono a ridurre l'ampiezza dell'oscillazione.

ALEPH

La collaborazione ALEPH ([33]) usando questa tecnica ricostruisce un campione di circa 660 coppie D^*l con un rapporto segnale rumore di circa 1.9 in media. Il leptone deve avere un impulso trasverso rispetto all'asse del *jet* di almeno $0.75 \text{ GeV}/c$ per eliminare i decadimenti sequenziali e un impulso totale minimo di $3 \text{ GeV}/c$.

L'impulso del B_d^0 non è ricostruito e l'analisi viene fatta utilizzando la lunghezza di decadimento al posto del tempo proprio, con la frequenza di oscillazione che si trasforma in $\Delta m/\hbar c\beta\gamma$, dove $\beta\gamma$ è il boost di Lorenz.

Il vertice del D^* non può essere ricostruito con l'appropriata precisione poichè il pione lento presente nel decadimento $D^* \rightarrow D^0\pi$ è quasi parallelo al D^0 e quindi la somma della lunghezza di decadimento del B_d^0 e del D^0 appare nell'analisi come parametro.

In figura 2.1 sono mostrati i dati con il risultato del fit sovrainposto. La frequenza di oscillazione, ottenuta dal fit (un *unbinned maximum likelihood*), corrisponde ad una differenza in massa

$$\Delta m_d = \left[0.52_{-0.11}^{+0.10} \text{ (stat.) } \quad {}_{-0.03}^{+0.04} \text{ (sist.)} \right] \text{ ps}^{-1}$$

Utilizzando $\tau_B = 1.44 \pm 0.15 \text{ ps}$, si ricava :

$$x_d = 0.75_{-0.14}^{+0.15} \text{ (stat.) } \quad {}_{-0.05}^{+0.08} \text{ (sist.)}$$

OPAL

Poichè il campione di eventi a disposizione di questa collaborazione è piuttosto limitato, viene ricostruito solo il D^{*+} mediante il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ con il $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. La presenza del pione a basso impulso in questo decadimento impedisce del tutto l'identificazione del vertice del \bar{B}^0 e viene usato il vertice del D^0 come migliore approssimazione.

Nell'emisfero opposto al D^* viene poi cercato un leptone, sfruttando tecniche piuttosto complicate nell'identificazione. Per ridurre il numero di decadimenti sequenziali si richiede che l'impulso trasverso rispetto all'asse del *jet* sia maggiore di $0.75 \text{ GeV}/c$; mentre l'impulso totale deve essere maggiore di $3 \text{ GeV}/c$.

Dal fit della correlazione di carica C_Q , espressa in funzione della lunghezza di decadimento dal momento che $\beta\gamma$ non viene misurato, la collaborazione OPAL ottiene [34]

$$\Delta m_d = [0.57 \pm 0.11(\text{sta.}) \pm 0.02(\text{sist})] \text{ ps}^{-1}$$

col quale si ricava con la stessa vita media usata da ALEPH

$$x_d = 0.82 \pm 0.16 (\text{stat}) \pm 0.03 (\text{sist.}) \pm 0.09 (\text{sist. su } \tau_B)$$

Il risultato del fit è mostrato in figura 2.2

Utilizzo delle correlazioni D^* - Carica media dell'evento

Lo studio del mescolamento sfruttando questa tecnica è stato fatto dalla collaborazione DELPHI [35]. Il sapore del B^0 al momento del decadimento e la relativa lunghezza di decadimento è data dalla ricostruzione del D^* . Questa particella viene ricostruita sfruttando il decadimento $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ seguito dal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ e i coniugati di carica per il D^{*-} . La grandezza $X_E = E_{D^*}/E_{fascio}$ è richiesta minore di 0.5 per ridurre la contaminazione dei D^* provenienti da *charm* diretto.

Il sapore del B^0 al momento della sua produzione può essere ottenuto dalla variabile C_H definita per ciascun emisfero

$$C_H = \frac{\sum_i (p_i \cdot e_s)^k q_i}{\sum_i (p_i \cdot e_s)^k}$$

in cui e_s è il vettore unitario dell'asse di sfericità, p_i e q_i sono l'impulso e la carica della traccia i -esima. Un valore di 0.6 è stato scelto per k , il fattore peso e la somma è fatta su tutte le tracce di un emisfero. Per migliorare l'efficienza di riconoscimento del B^0 invece di C_H è stata usata la differenza ΔC_H tra la carica nell'emisfero opposto al D^* e la carica dell'emisfero contenente il D^* .

Un evento è da considerarsi "mescolato" se ΔC_H ha segno opposto rispetto al D^* . Analogamente sarà "non-mescolato" quando ΔC_H e D^* hanno lo stesso segno per la carica. Con queste definizioni si può definire la correlazione di carica analogamente a 2.10.

Poichè il vertice di decadimento del B^0 non viene individuato $\beta\gamma$ non può essere misurato direttamente e il tempo proprio utilizzato nel fit è parametrizzato $t \simeq \frac{m_B}{p_B} d$ in cui d è la lunghezza di decadimento ricostruita m_B è la massa e p_B l'impulso del \bar{B} . Quest'ultimo viene approssimato con $p_B \simeq 0.7 E_{fascio}$.

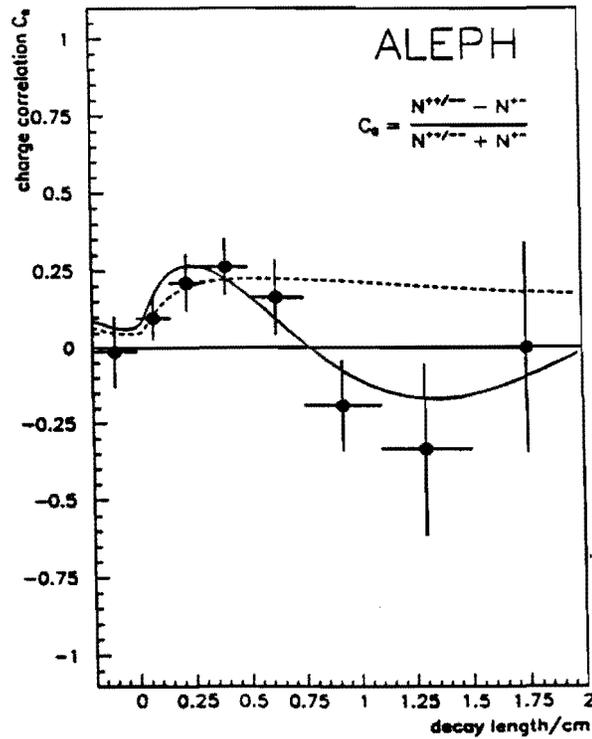


Figura 2.1: Correlazione di carica C_Q . Il risultato del fit che include la dipendenza temporale è mostrato come linea continua, mentre la linea tratteggiata è il risultato senza dipendenza temporale.

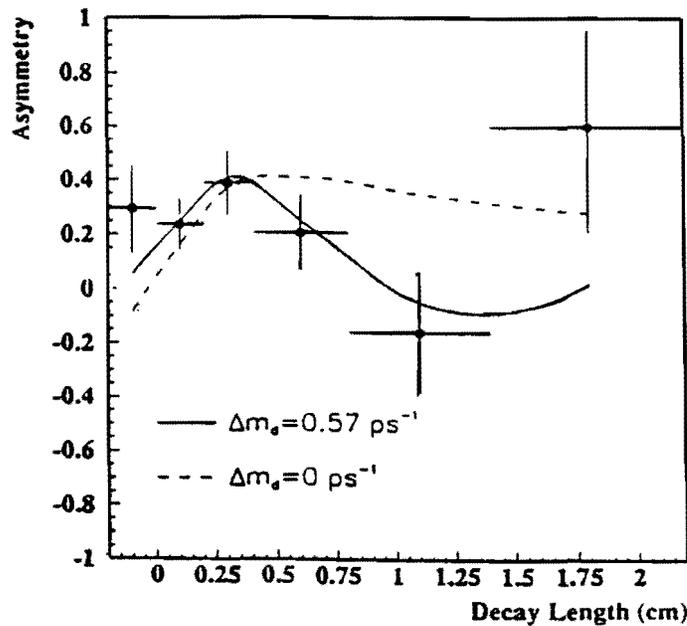


Figura 2.2: Correlazione di carica C_Q . I punti sono i dati con sovrapposto il risultato del fit; la linea tratteggiata è la curva aspettata in assenza di dipendenza temporale.

Il risultato del fit mostrato in figura 2.3 dà

$$\Delta m_d = [0.50 \pm 0.12 (stat.) \pm 0.06 (sist.)] ps^{-1}$$

dal quale si ricava usando una vita media $\tau_b = 1.44 \pm 0.15 ps$

$$x_d = 0.72 \pm 0.17 (stat) \pm 0.09 (sist.)$$

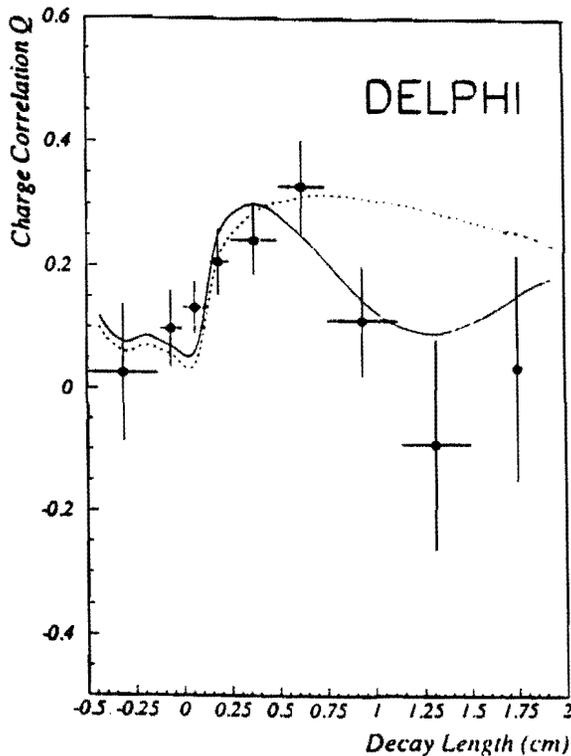


Figura 2.3: Correlazione di carica in funzione della lunghezza di decadimento del D^0 in cm. Sovrainposto il risultato del fit (curva continua) per $\Delta m = 0.50 ps^{-1}$ e il risultato (curva tratteggiata) nell'ipotesi di mescolamento senza di dipendenza temporale.

Utilizzo delle correlazioni leptone - leptone

Questa misura fatta dalla collaborazione ALEPH ([36]) è molto simile a quella usata in questa tesi. Base dell'analisi è un campione di eventi con due leptoni (che danno il sapore del B) con $p_t > 1.25 GeV$ dove p_t è l'impulso del leptone relativamente all'asse del jet . Il vertice di decadimento del mesone B viene ricostruito con una tecnica inclusiva: prima si cerca il vertice terziario del $charm$ escludendo il leptone poi la traccia risultante viene congiunta con quella del leptone. L'intersezione delle due dà il vertice di decadimento, sfruttando il quale si può determinare la lunghezza di decadimento d . Il tempo proprio è

quindi $t = \frac{d}{p/m}$. L'impulso del B , p , viene stimato usando il leptone, la traccia del *charm*, la frazione dell'energia elettromagnetica totale e la tecnica dell'energia mancante per l'energia del neutrino.

Le varie sorgenti di fondo sono state studiate ed ne è stata parametrizzata la distribuzione del tempo di decadimento. La dipendenza temporale del mescolamento appare nella frazione degli eventi con lo stesso segno

$$\frac{N(l^\pm l^\pm)(t)}{N_{tot}} = Q(t)$$

Allo scopo di ottenere la frequenza dell'oscillazione è stato fatto un fit (usando la tecnica *unbinned maximum likelihood*) a $Q(t)$ lasciando come parametri liberi Δm_d , τ_B mentre τ_{B_d}/τ_B la frazione di B_d^0 e di B_s^0 nel campione usato e la frazione di fondo dovuto ai decadimenti sequenziali sono state limitate entro errori gaussiani. Si assume inoltre che il mescolamento del B_s^0 sia massimo. La frequenza ottenuta dal fit corrisponde ad una differenza di massa per B_1^0 e B_2^0

$$\Delta m_d = 0.53_{-0.06}^{+0.07} \text{ (stat.) } {}_{-0.10}^{+0.11} \text{ (sist.) } \text{ ps}^{-1}$$

che corrisponde

$$x_d = 0.76 \pm 0.10 \text{ (stat.) } \pm 0.16 \text{ (sist.)}$$

facendo uso del già citato τ_B .

In figura 2.4 è visualizzato il risultato del fit alla quantità $Q(t)$ e il contributo a quest'ultima delle varie sorgenti di fondo.

Dalla stessa analisi, lasciando Δm_s come parametro libero nel fit, si ottiene un limite per il mescolamento nel B_s^0

$$\Delta m_s > 1.8 \text{ ps}^{-1} \quad 95\% C.L.$$

che implica $x_s > 2$.

Metodo della jet-charge

Questa è una nuova tecnica (almeno per quanto riguarda lo studio del mescolamento) che ha dato buoni risultati; è stata usata sia della collaborazione OPAL che ALEPH.

OPAL

Questo metodo è stato sfruttato per studiare il mescolamento nel sistema B_d^0 . Per ogni evento si richiede che vi sia almeno un decadimento del tipo $B_d^0 \rightarrow D^{*\mp} l^+ X$ con il $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$ e il $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$ [37]. Con questa richiesta si è sicuri di selezionare un campione eventi con mesoni B_d^0 con alta purezza e si può risolvere la cinematica associata al vertice di decadimento a meno dell'energia persa a causa del neutrino.

Il sapore del B al momento del decadimento è dato dal segno della carica del leptone. Per identificare il sapore al momento della produzione viene usata la differenza tra la carica del *jet* generato dal quark e quella del *jet* prodotto dell'antiquark.

La carica del *jet* è definita

$$Q_{jet} = \sum_{i=1}^n q_i \left(\frac{p_i^l}{E_{beam}} \right)^k$$

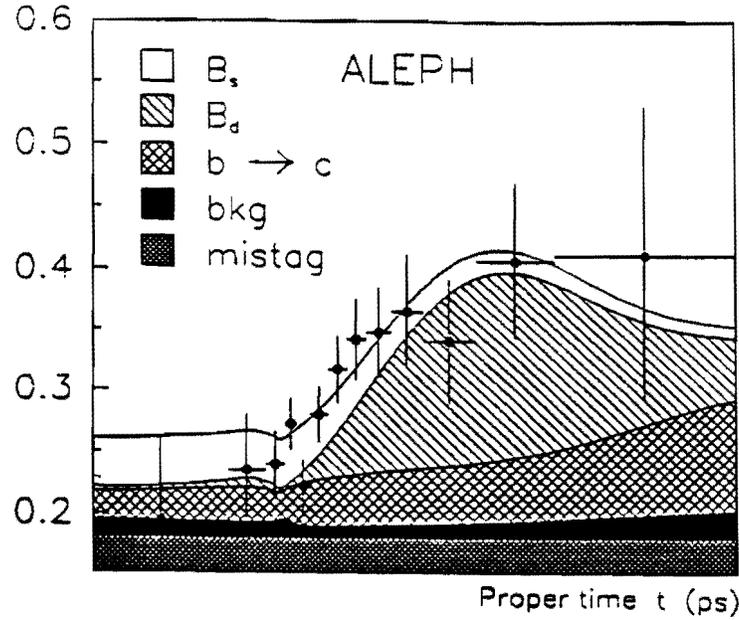


Figura 2.4: Frazione degli eventi con lo stesso segno. Sovrainposto è mostrato il risultato del fit ottenuto assumendo un mescolamento massimale per il B_S^0

dove E_{beam} è l'energia del fascio q_i e p_i^{\parallel} sono la carica e la componente parallela all'asse del *jet* dell'impulso della i -esima particella e k è un fattore peso. La somma è fatta su tutte le tracce cariche associate con lo stesso *jet*. Facendo uso di questa carica si definisce

$$Q_{2jet} = Q_{jet}^{k=0}(B_d^0) - 10Q_{jet}^{k=1}(opp)$$

che corrisponde alla differenza tra la carica del *jet* del B_d^0 e quella del *jet* opposto a quest'ultimo. Il segno di Q_{2jet} è usato per ricavare il sapore del B al momento della produzione. In figura 2.5 è mostrato il rapporto, R , tra il numero di eventi in cui è avvenuto il mescolamento e il totale. Il fit su R ha dato

$$\Delta m_d = 0.508 \pm 0.075 (stat.) \pm 0.025 (sist.) \text{ ps}^{-1}$$

che, usando $\tau_B = 1.44 \pm 0.15 \text{ ps}$ corrisponde a

$$x_d = 0.73 \pm 0.11 (stat.) \pm 0.08 (sist.)$$

ALEPH

L'analisi descritta utilizza un grande campione di dati (1991-1993) [38]. Si richiede la presenza di un leptone con alto impulso trasverso ($p_t > 2 \text{ GeV}/c$ per gli elettroni e $p_t > 3 \text{ GeV}/c$ per i muoni) come indicazione della presenza di mesoni B . I *jet* presenti nell'evento vengono classificati come *stessa parte*, s , o *parte opposta*, o , a seconda che si trovino vicini o

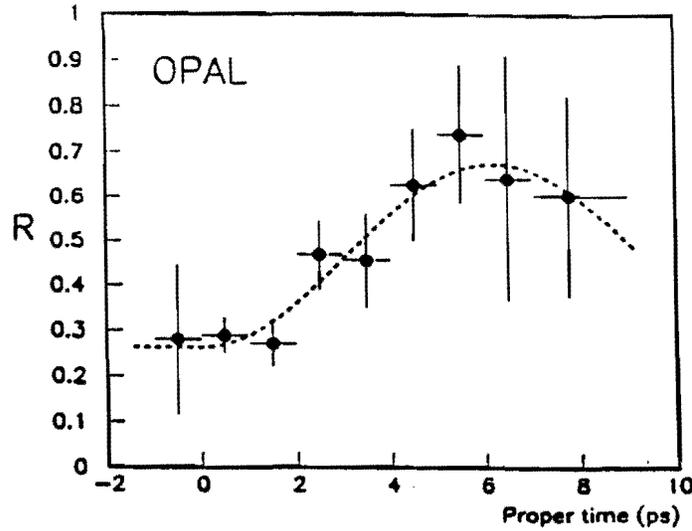


Figura 2.5: Rapporto R degli eventi mescolati sul totale. La funzione sovrainposta è il risultato del fit

nell'emisfero opposto rispetto al leptone. La determinazione del tempo proprio viene fatta in maniera analoga all'analisi che utilizza le correlazioni leptone-leptone. Il segno della carica del leptone indica lo stato finale di particella/antiparticella. Lo stato iniziale è determinato usando il metodo della *jet-charge* in entrambi i due emisferi dell'evento. La carica del *jet* è definita

$$Q_{jet} = \frac{\sum_{i=1}^n y_i q_i}{\sum_{i=1}^n y_i}$$

in cui q_i è la carica della particella i -esima e y_i ne è la rapidità

$$y_i = \ln \frac{E_i + P_i^l}{E_i - P_i^l}$$

dove E_i e P_i^l sono l'energia e la componente lungo l'asse del *jet* per la i -esima particella. La somma è fatta su tutte le tracce cariche di un *jet*. In questa analisi la carica viene pesata con la rapidità piuttosto che con l'impulso come era stato fatto dalla collaborazione OPAL. Per distinguere eventi in cui è avvenuto il mescolamento viene usata la grandezza

$$Q = Q_{jet}^s - Q_{jet}^o$$

combinata con il segno della carica del leptone. Con un fit *maximum likelihood* alla quantità R (= eventi mescolati sul totale) si ricava il limite inferiore

$$\Delta m_s > 6.0 \text{ ps}^{-1}$$

con un livello di confidenza del 95% e assumendo una vita media per il B_s , $\tau_{B_s} = 1.5 \text{ ps}$ diventa

$$x_s > 9.0$$

Capitolo 3

II TEVATRON e il rivelatore CDF

In questo capitolo viene brevemente descritto il *collider* adronico TEVATRON e il rivelatore CDF utilizzati per la produzione e la rivelazione dei dati su cui si basa questo lavoro. Una descrizione dettagliata di tutto l'apparato può essere trovata in [59], qui è riportata solo una descrizione generale che dà maggior rilievo ai componenti del rivelatore che sono direttamente coinvolti in questo lavoro di analisi.

3.1 Il collider TEVATRON

Il successo del *collider* adronico del Fermilab è legato al fatto di riuscire a produrre con alta frequenza collisioni di protoni e antiprotoni di alta energia.

Proprio l'energia è uno dei parametri critici per la produzione di W , *quark* pesanti come il *top* e il *beauty* e per la produzione di particelle supersimmetriche. In ciascuno di questi casi si ha bisogno di uno stato iniziale energetico e, poichè la distribuzione partonica nel protone è piccata a piccoli x = impulso del partone/impulso del protone, un alto flusso di partoni energetici richiede protoni molto energetici. Attualmente il TEVATRON è l'acceleratore con la più alta energia nel centro di massa, $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$.

Per osservare processi con piccole sezioni d'urto di produzione si ha bisogno di un'alta frequenza di collisioni $p\bar{p}$. Il parametro che descrive questa frequenza è la luminosità, definita come $N = L\sigma$, dove N è il numero di eventi prodotti per secondo per un dato stato finale, σ è la sezione d'urto di produzione per tale stato finale e L è la luminosità in $\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Per un acceleratore dove le particelle sono distribuite in pacchetti lungo l'anello la luminosità può essere espressa :

$$L = \frac{N_p N_{\bar{p}} B f_0}{4\pi s^2}$$

in cui N_p ($N_{\bar{p}}$) è il numero di protoni (antiprotoni) in ciascun pacchetto, B è il numero di pacchetti di protoni (o antiprotoni), f_0 è la frequenza di rivoluzione dell'acceleratore (50 KHz) e s è la dimensione trasversa dei pacchetti. Per avere un'alta luminosità è importante avere pacchetti con un alto numero di particelle con una piccola sezione trasversa. Descriviamo brevemente come ciò avviene al TEVATRON, mostrato in figura 3.1.

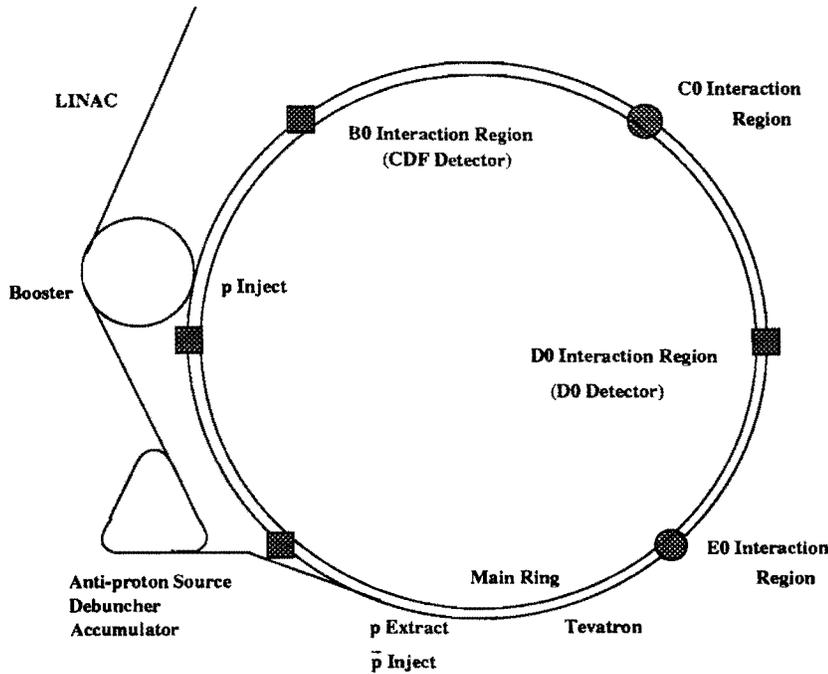


Figura 3.1: Schema del Tevatron.

Produzione di pacchetti di protoni

Ioni H^- , prodotti dalla ionizzazione di idrogeno gassoso, vengono portati all'energia di 750 KeV con un acceleratore *Cockroft – Walton* e poi accelerati fino a 200 MeV con un acceleratore lineare (*Linac*, vedi figura 3.1) Questi ioni dopo essere stati focalizzati vengono fatti interagire su una targhetta di Carbonio, dove per la perdita di due elettroni diventano protoni. A questo punto i protoni sono trasferiti in un acceleratore circolare (*Booster*), dove raggiungono un'energia di 8 GeV e vengono raggruppati in pacchetti di circa 10^{10} particelle. I pacchetti sono poi accelerati fino a 150 GeV nel *Main Ring*, un anello delle stesse dimensioni del TEVATRON con cui divide il tunnel. Da qui sono poi trasferiti nel TEVATRON per l'accelerazione finale a $900 \text{ GeV}/c^2$

Produzione di pacchetti di antiprotoni

Quando i protoni raggiungono 120 GeV nel *Main Ring* alcuni pacchetti vengono estratti e fatti incidere su una targhetta di Tungsteno.

Gli antiprotoni prodotti con impulso vicino a 8 GeV vengono trasportati nel *Debuncher*; all'ingresso gli antiprotoni hanno la stessa struttura a pacchetti del fascio di protoni che ha colpito la targhetta. Una opportuna rotazione nello spazio delle fasi fa sì che i pacchetti si allarghino spazialmente con un conseguente restringimento della distribuzione in impulso. L'anello di accumulazione (*Accumulator*) riceve gli antiprotoni dal *Debuncher* e li conserva fino a che non sono più di 2×10^{11} . Durante il processo di accumulazione gli antiprotoni

vengono anche “raffreddati”, cioè ne viene ridotta la dispersione in impulso in tutte e tre le dimensioni in modo da facilitarne il trasferimento al *Main Ring*. Il raffreddamento avviene tramite una tecnica nota come *Stochastic Cooling*[40].

Il processo successivo è quello di trasferire protoni e antiprotoni nel TEVATRON. Per primi vengono iniettati nel TEVATRON sei pacchetti di protoni di circa 10^{11} particelle, di seguito sono trasferiti sei pacchetti di antiprotoni di circa 10^{10} particelle che viaggiano in senso contrario rispetto ai protoni. I due fasci vengono portati a 900 GeV ciascuno per mezzo di campi di radiofrequenze e fatti collidere in due punti dell’anello: B0 e D0. L’intervallo di tempo tra due collisioni è di $3.5\ \mu\text{s}$.

Durante il run Ia (20 Aprile 1992 - 31 Maggio 1993) la massima luminosità raggiunta fu di $9.22 \times 10^{30}\ \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. La luminosità integrata è stata di 31.7pb^{-1} e ciò che CDF è stato capace di scrivere su nastro corrisponde a circa $20\ \text{pb}^{-1}$.

Il run IB, iniziato nel novembre del 1993 e ancora in corso ha registrato un record in luminosità : $1.5 \times 10^{31}\ \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Agli inizi di Gennaio del 1995 la luminosità integrata è $\sim 42\text{pb}^{-1}$ mentre ciò che è stato scritto su nastro corrisponde a circa 35pb^{-1} .

3.2 Il rivelatore CDF

Il rivelatore CDF [59] (Collider Detector at Fermilab) mostrato in figura 3.2 è un rivelatore a 4π progettato per lo studio di interazioni $p\bar{p}$. Ha sia una simmetria azimutale che avanti-dietro. Un solenoide superconduttore lungo 4.8 metri e con un diametro di 1.5 metri genera un campo magnetico di 1.4 Tesla e contiene il sistema di tracciatura usato per rivelare le particelle cariche e misurarne il loro impulso.

Attorno al solenoide vi sono i calorimetri elettromagnetico ed adronico usati nella rivelazione degli elettroni e dei getti adronici. Dietro i calorimetri si trovano le camere a deriva usate nella identificazione dei muoni. In figura 3.3 è mostrata una vista del rivelatore riportante anche l’orientazione del sistema di riferimento. Lo zero si trova nel centro del rivelatore e l’asse $+z$ è lungo la linea del fascio nella direzione di moto dei protoni. L’angolo polare θ è misurato rispetto alla direzione del fascio ed è definito con $\theta = 0$ lungo l’asse $+z$. L’angolo azimutale ϕ gira attorno all’asse z in verso orario partendo dall’asse x . Le coordinate maggiormente usate che sono in un qualche modo naturali per un *collider* fanno uso della pseudorapidità η ($\eta = -\ln \tan \theta/2$), dell’impulso trasverso (componente dell’impulso ortogonale all’asse del fascio) e dell’angolo azimutale.

3.2.1 Sistema di tracciatura

All’interno del campo magnetico del solenoide vi sono tre rivelatori per particelle cariche, il rivelatore di vertice SVX, la camera a proiezione temporale VTX e quella centrale CTC.

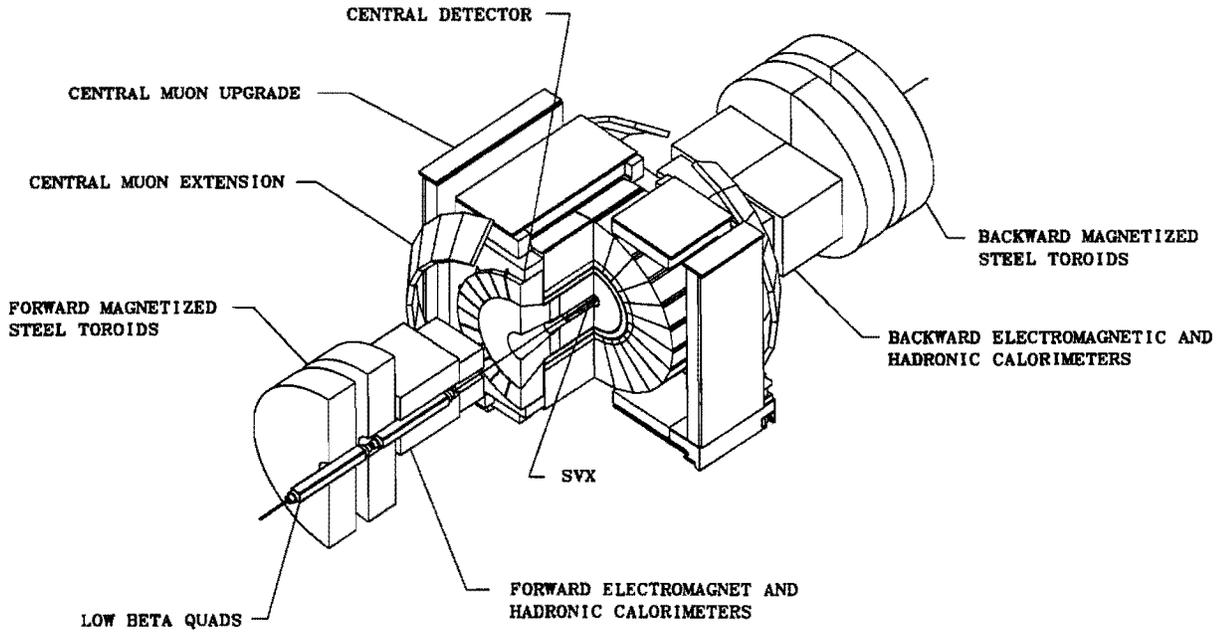


Figura 3.2: Schema tridimensionale del rivelatore CDF.

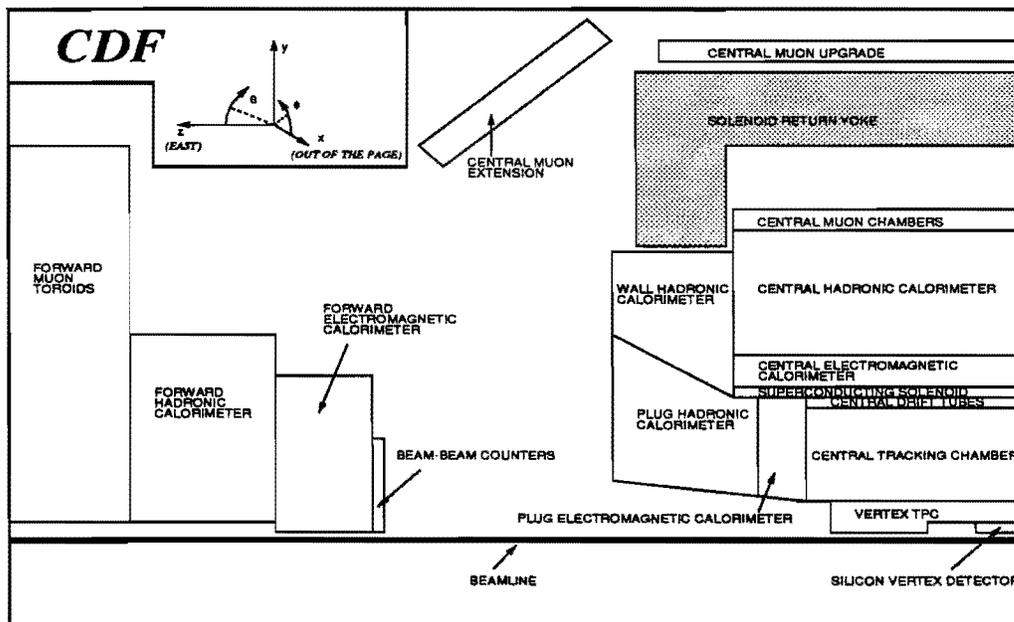


Figura 3.3: Visione schematica di un quarto del rivelatore CDF.

Rivelatore di vertice al silicio, SVX

Il rivelatore di vertice [41], installato nel 1992, si trova subito dopo la *beampipe* di berillio che ha un raggio di 1.9 cm. È costituito da due moduli cilindrici identici che si incontrano a $z = 0$ ed è lungo 51 cm. Poiché le interazioni $p\bar{p}$ si disperdono con una deviazione standard di circa 30 cm lungo la linea del fascio l'accettanza geometrica dell'SVX risulta circa il 60%. SVX è costituito da quattro strati di rivelatori a *microstrip* a singola faccia in silicio. La quantità di materiale che costituisce SVX è stata minimizzata perché i vertici secondari da interazioni nel rivelatore e le conversioni di fotoni in coppie costituiscono una sorgente di fondo per l'analisi e per il *trigger*. Inoltre lo *scattering* multiplo limita la risoluzione in posizione per le tracce a basso P_t . Per questa ragione la *beampipe* è costituita di berillio e la struttura di supporto dei singoli cristalli di silicio è di rohacell e fibra di carbonio.

Ciascun cilindro è diviso in 12 settori (*wedge*) di 30° in ϕ e ogni settore ha quattro strati a distanza rispettivamente di 3.0, 4.2, 6.8 e 7.9 cm dalla linea del fascio. Per limitare il numero di canali da leggere 3 *microstrip* lunghe 8.5 cm sono state assemblate in linea e i loro elettrodi sono stati uniti mediante microsaldature. Il passo delle strisce è $60\ \mu\text{m}$ eccetto quello più esterno in cui il passo è di $55\ \mu\text{m}$. Il rivelatore così costruito dà informazioni solo nel piano $r - \phi$. La struttura di uno dei due cilindri è mostrata in figura 3.4.

Per ogni *microstrip* si possono leggere la posizione spaziale $r - \phi$ e la carica elettrica rilasciata in essa dalle particelle cariche che l'attraversano. Tipicamente la carica totale rilasciata da particelle al minimo viene divisa tra 1, 2 o 3 *strip*. La posizione del punto in cui la particella ha attraversato il cristallo viene presa uguale alla posizione del *cluster*, calcolato come centro di gravità delle cariche delle *strip* interessate. La risoluzione in posizione dei *cluster* con una sola *strip* è $\sim 15\ \mu\text{m}$, in accordo col passo delle *strip* ($60\ \mu\text{m}/\sqrt{12}$); per i *cluster* di 2 *strip* è $\sim 13\ \mu\text{m}$, in quanto l'uso del centro di gravità migliora la risoluzione e nel caso di *cluster* di 3 *strip* è $\sim 25\ \mu\text{m}$. Poiché il *chip* di lettura si trova sul rivelatore stesso e non è resistente alle radiazioni è soggetto ai danneggiamenti da radiazione durante la presa dati. Per questo motivo il rapporto segnale-rumore è sceso da 9 all'inizio della presa dati a 6 alla fine.

SVX non è inserito in alcun trigger, l'unica richiesta che viene fatta è che l'informazione sia acquisita in circa 2 *ms*. Ciò rende impossibile leggere tutti i canali. Per ridurre sia il tempo di lettura che le dimensioni dei dati viene usata la lettura *sparsa*, cioè sono lette solo le *strip* il cui contenuto in carica supera una certa soglia variabile. In questo modo il tempo di lettura e la quantità di dati sono determinati dal numero effettivo di *strip* colpite da particelle e non dal numero di canali. Poiché l'occupazione media di SVX è inferiore al 10% il tempo di lettura è di $\sim 0.77\text{ms}$.

Camera a proiezione temporale, VTX

All'esterno dell'SVX è locata la VTX (*Vertex Time Projection Chamber*) [42], costituita da 8 camere ottagonali a deriva a proiezione temporale. Il raggio esterno è di 22 cm e la copertura in η è $|\eta| < 3.25$. Con questo rivelatore è possibile avere informazioni nel piano $r - z$ in particolare viene usato per la misura del vertice di interazione $p\bar{p}$ lungo l'asse z con una risoluzione dell'ordine di 1 mm.

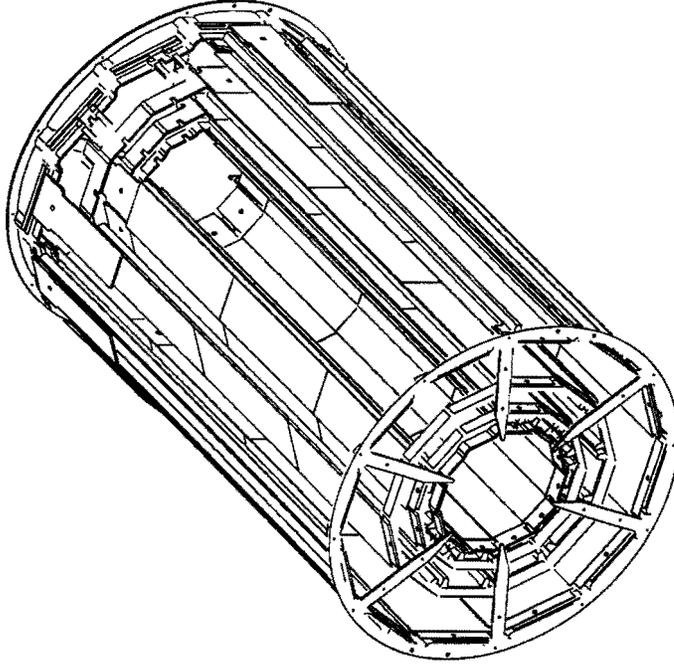


Figura 3.4: Schema di uno dei moduli del SVX.

Camera centrale, CTC

L'SVX e la VTX sono montati all'interno della camera centrale [43] che è una camera a deriva lunga 3.2 m con il raggio esterno di 132 cm che è equivalente alla regione $|\eta| < 1$. Contiene 84 strati cilindrici concentrici di fili organizzati in 9 super-strati (figura 3.5). In 5 di questi super-strati, per un totale 60 strati, i fili sono paralleli alla direzione del fascio (assiali) e danno informazioni nel piano $r - \phi$ con una risoluzione sul singolo *hit* di circa $200 \mu\text{m}$. Nei rimanenti 4 super-strati (24 strati) i fili formano un angolo di $+3$ o -3 gradi rispetto all'asse della camera (stereo) e permettono la ricostruzione della traccia nel piano $r - z$ con una risoluzione di circa 4 mm. L'interno è riempito da una miscela di gas argon/etano/etanolo in proporzioni 49.6%/49.6%/0.8%. La risoluzione in impulso per tracce isolate è

$$\frac{\delta P_t}{P_t^2} = 0.002 \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

aggiungendo l'informazione del SVX questa risoluzione raggiunge

$$\frac{\delta P_t}{P_t} = \left[(0.0009 P_t)^2 + (0.0066)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

dove P_t è in GeV/c . Durante l'ultima presa dati a 54 strati è stata aggiunta l'elettronica necessaria per la misura delle perdite di energia per ionizzazione ($\frac{dE}{dx}$) permettendo una parziale discriminazione tra elettroni, pioni carichi e kaoni con impulso minore di pochi GeV/c .

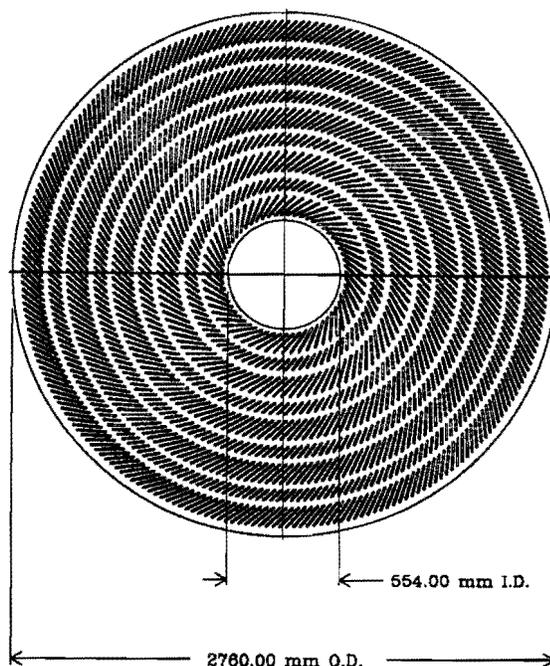


Figura 3.5: Schema dei fili della camera CTC.

3.2.2 I calorimetri

Il solenoide e la camera centrale sono circondati da calorimetri a campionamento che coprono 2π in ϕ e in pseudorapidità, η , da -4.2 a 4.2. Ogni calorimetro è segmentato in ϕ e in pseudorapidità in modo da formare delle torri proiettive che puntano al vertice di interazione nominale, cioè l'origine del sistema di riferimento. Vi sono tre regioni calorimetriche separate in η , quella centrale, *end-plug* e in avanti. Ogni regione ha un calorimetro elettromagnetico (CEM [44], PEM [45], FEM [46]) seguito da uno adronico (CHA/WHA [47], PHA [49], FHA [48]); in tabella 3.1 sono riassunte alcune caratteristiche: copertura in η , lo spessore e la risoluzione. Quest'ultima è data in termini di E_t , proiezione dell'energia osservata (E) nella direzione dell'asse del fascio ($E_t = E \sin \theta$). Il CEM usa piombo come assorbitore e scintillatore come materiale attivo, mentre per il CHA e il WHA il piombo è stato sostituito dal ferro. Per questi tre calorimetri la segmentazione in η e in ϕ è $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 15^\circ$, mentre nella regione in avanti e nella *plug* $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 5^\circ$. Il materiale assorbitore è ancora piombo per il PEM e il FEM e ferro per il PHA e il FHA e camere proporzionali costituiscono il mezzo attivo in questa regione.

A una profondità di circa sei lunghezze di radiazione nel CEM, circa la lunghezza della massima espansione dello sciame elettromagnetico, si trovano delle camere proporzionali (CES) che permettono la misura della posizione degli sciami in z e in $r - \phi$ aiutando nella distinzione tra γ e π^0 . Ulteriori camere proporzionali si trovano tra il CEM e il solenoide

Calorimetro	Regione in η	Risoluzione in energia	Spessore
CEM	$ \eta < 1.1$	$13.7\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$18 X_0$
PEM	$1.1 < \eta < 2.4$	$22\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$18-21 X_0$
FEM	$2.2 < \eta < 4.2$	$26\%/\sqrt{E_t} \oplus 2\%$	$25 X_0$
CHA	$ \eta < 0.9$	$50\%/\sqrt{E_t} \oplus 3\%$	$4.5 \lambda_0$
WHA	$0.7 < \eta < 1.3$	$75\%/\sqrt{E_t} \oplus 4\%$	$4.5 \lambda_0$
PHA	$1.3 < \eta < 2.4$	$106\%/\sqrt{E_t} \oplus 6\%$	$5.7 \lambda_0$
FHA	$2.4 < \eta < 4.2$	$137\%/\sqrt{E_t} \oplus 3\%$	$7.7 \lambda_0$

Tabella 3.1: Principali caratteristiche dei calorimetri elettromagnetici ed adronici

(CPR) [50] per misurare lo sciame nella fase iniziale. Queste camere danno informazioni solo $r - \phi$.

3.2.3 Il rivelatore dei muoni

All'esterno del campo magnetico, proprio subito dopo il CHA ad una distanza di 3.5 m dall'asse del fascio si trova il sistema centrale di camere a deriva per la rivelazione dei muoni [51], CMU. Il rivelatore è segmentato in ϕ in 48 cunei di apertura 12.6° che partono dalla parte esterna del calorimetro. Questa disposizione lascia uno spazio di 2.4° in ϕ tra ogni cono dove non c'è copertura per i muoni. Ogni cono è ulteriormente diviso in ϕ in 3 moduli di 4.2° ciascuno, che formano una singola unità come mostrato in figura 3.6. Ogni modulo consiste di 4 strati di camere a deriva rettangolari. Due dei 4 fili in camere alterne si trovano lungo la linea radiale, gli altri 2 fili su una seconda linea radiale spostata dalla precedente di 2 mm, misurati al centro del modulo. Con questa configurazione si risolve l'ambiguità destra-sinistra individuando quale coppia di fili è stata raggiunta per prima dagli elettroni di deriva. La copertura in η del CMU è $|\eta| < 0.65$ meno le regioni morte tra i cunei e la zona polare a $\theta = 90^\circ$ tra i due archi del calorimetro.

Nella presa dati del 1992 il rivelatore dei muoni ha subito alcuni miglioramenti [42].

In primo luogo è stato inserito nella zona centrale dopo le camere uno strato addizionale di ferro che corrisponde a 3 lunghezze di interazione pioniche che vanno ad aggiungersi alle 5.4 lunghezze di assorbimento costituite dai calorimetri. Dopo il ferro sono stati messi altri 4 strati di camere (CMP [52]) a deriva e la richiesta che il μ sia visto anche in queste camere riduce notevolmente il fondo da pioni non interagenti. Il muone che per arrivare fino al CMU doveva avere un impulso trasverso di 1.4 GeV necessita di un P_t di 2.8 GeV per essere rivelato nel CMP.

Il secondo miglioramento consiste nell'ampliamento della copertura geometrica. Sono state installate nuove camere a deriva (CMX [53]) disposte a *sandwich* tra due strati di scintillatori (CSX) che coprono la zona che va da $0.6 < |\eta| < 1.0$.

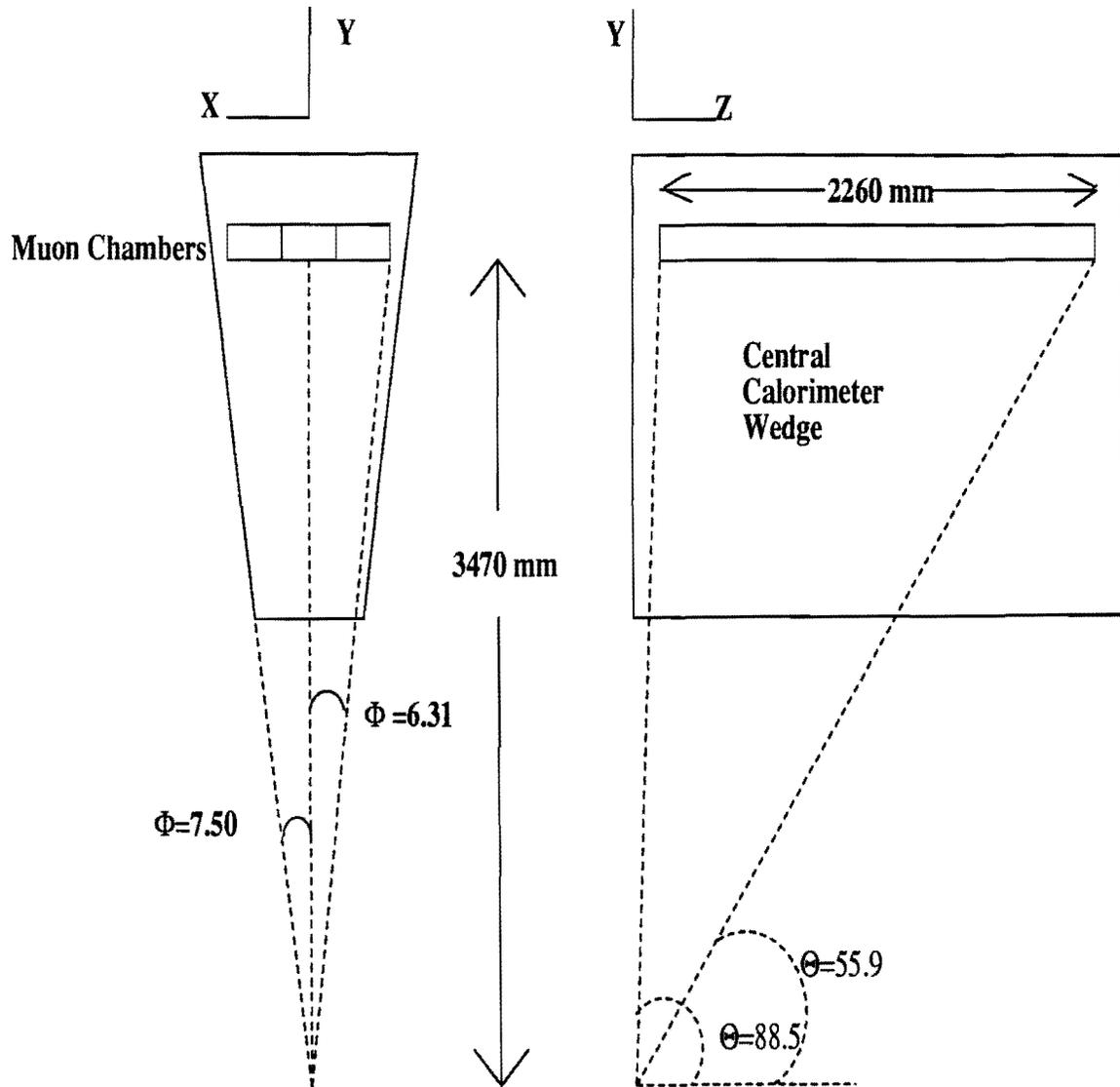


Figura 3.6: Geometria delle camere centrali dei muoni.

3.3 Trigger

Il *rate* di interazione al Tevatron ad una luminosità di $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ è di circa 130 KHz mentre il *rate* a cui si può scrivere su nastro è dell'ordine di pochi Hz quindi c'è bisogno di un trigger piuttosto selettivo per ottenere l'adeguato fattore di riduzione. Inoltre il trigger è molto importante per selezionare eventi di interesse tra i molteplici stati finali prodotti in una interazione $p\bar{p}$.

Durante la presa dati del 1992-1993 CDF ha utilizzato un trigger a tre livelli [54]. Ogni livello è un OR logico di molti altri trigger atti a selezionare eventi con elettroni, muoni o *jet*.

Il segnale, proveniente da un canale del rivelatore, viene mandato a dei preamplificatori che hanno due uscite: una veloce utilizzata dal trigger e l'altra dove il segnale viene conservato fino a che non è stata presa una decisione da parte del trigger.

Vengono brevemente descritti i tre livelli del trigger riservando maggior attenzione al trigger che ha permesso di selezionare gli eventi utilizzati in questa analisi: il trigger centrale dei dimuoni chiamato TWO_CMU_ONE_CFT.

3.3.1 Primo livello

Il livello più basso, il 'livello 1', utilizza le uscite veloci del calorimetro per il trigger sugli elettroni e sui *jet*. L'informazione dei calorimetri viene sommata in 'torri' di $(\Delta\eta = 0.2) \times (\Delta\phi = 15^\circ)$.

A questo livello un μ viene identificato come un segmento di traccia chiamata *stub* ricostruita nelle apposite camere. Il trigger dei dimuoni richiede che due *stub* siano riconosciute dall'elettronica del livello 1 descritta in [55].

A luminosità di $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il livello 1 ha un *rate* di circa 1 KHz.

3.3.2 Secondo livello

Il secondo livello, 'livello 2', si basa su un processore veloce il CFT (*central fast tracker*) le cui caratteristiche sono descritte in [56]. Il CFT permette la ricostruzione di tracce con $P_t > 2.5 \text{ GeV}/c$ nella CTC usando solo le informazioni in $r - \phi$ dei 5 superstrati assiali. Queste informazioni sono rese accessibili in $2.5 \mu\text{s}$ al trigger di livello 2. La risoluzione in impulso è $\frac{\sigma_{P_t}}{P_t} \approx 3\%$.

Per l'identificazione degli elettroni la lista di tracce data dal CFT viene confrontata con la lista dei depositi di energia (*cluster*) localizzati nei calorimetri per i quali sono stati precedentemente determinati E_t , ϕ medio e η medio.

A livello 2 il trigger dei dimuoni richiede che almeno una delle *stub* presenti nel CMU sia associata con una traccia nella CTC trovata dal CFT. In figura 3.7 è schematizzato il modo in cui l'angolo α , angolo che la *stub* forma rispetto alla direzione radiale, viene misurato e la relazione che esso ha con l'impulso della traccia. La relazione che l'angolo di deflessione β

che la traccia subisce nella CTC grazie al campo magnetico, B , e l'impulso trasverso P_t è :

$$\sin \frac{\beta}{2} = \frac{eLB}{2P_t}$$

in cui e è la carica della particella associata alla traccia, $L = 1.44$ m è il raggio esterno della CTC. La relazione tra l'angolo β e l'angolo α è :

$$D \sin \alpha = L \sin \frac{\beta}{2}$$

in cui $D = 3.470$ m è il raggio delle camere dei μ . Nell'approssimazione di piccoli angoli si ricava:

$$\alpha \approx \frac{eL^2B}{2DP_t}$$

ed è proprio questa definizione approssimata di α che viene utilizzata dall'elettronica del livello 2 per controllare l'associazione delle *stub* con le tracce trovate dal CFT.

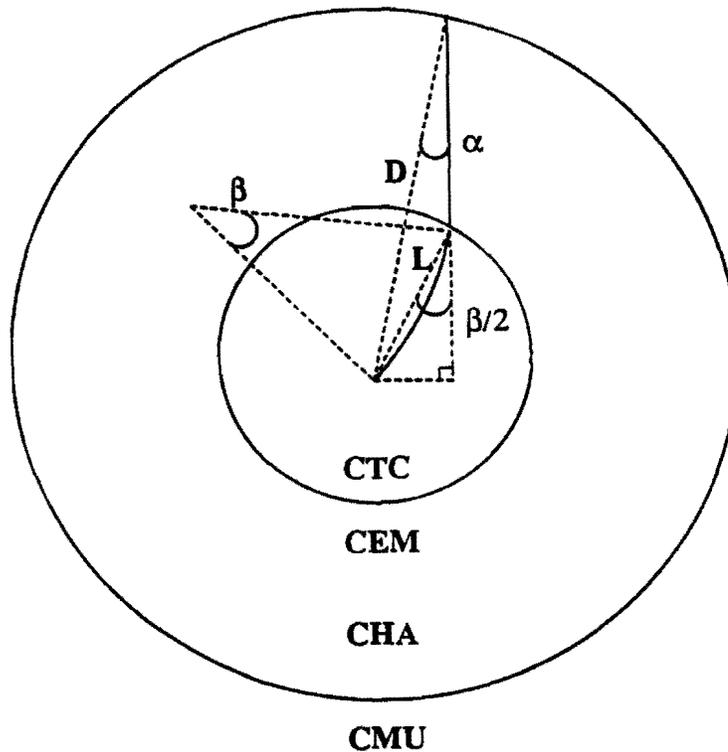


Figura 3.7: Relazione tra l'angolo α misurato dalle camere dei muoni e l'angolo di deflessione β .

In figura 3.8 sono mostrate le curve di efficienza per il livello 1 e il livello 2 del trigger dei dimuoni.

Ad una luminosità di $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ l'uscita globale del livello 2 ha un *rate* di ~ 12 Hz.

3.3.3 Terzo livello

Il 'livello 3' è costituito da algoritmi di ricostruzione *software*. L'evento che ha passato il 'livello 2' viene analizzato da questi algoritmi che girano su processori commerciali (*Power Servers multi-cpu Silicon Graphics*) con una potenza combinata di un miliardo di istruzioni al secondo. Gli algoritmi utilizzati sono identici a quelli che vengono usati nella ricostruzione *offline* degli eventi. La maggior parte del tempo di esecuzione è usato per la ricostruzione tridimensionale delle tracce nella CTC. Il 'livello 3' ha un *rate* di circa 5 Hz, e gli eventi sono poi scritti su nastro.

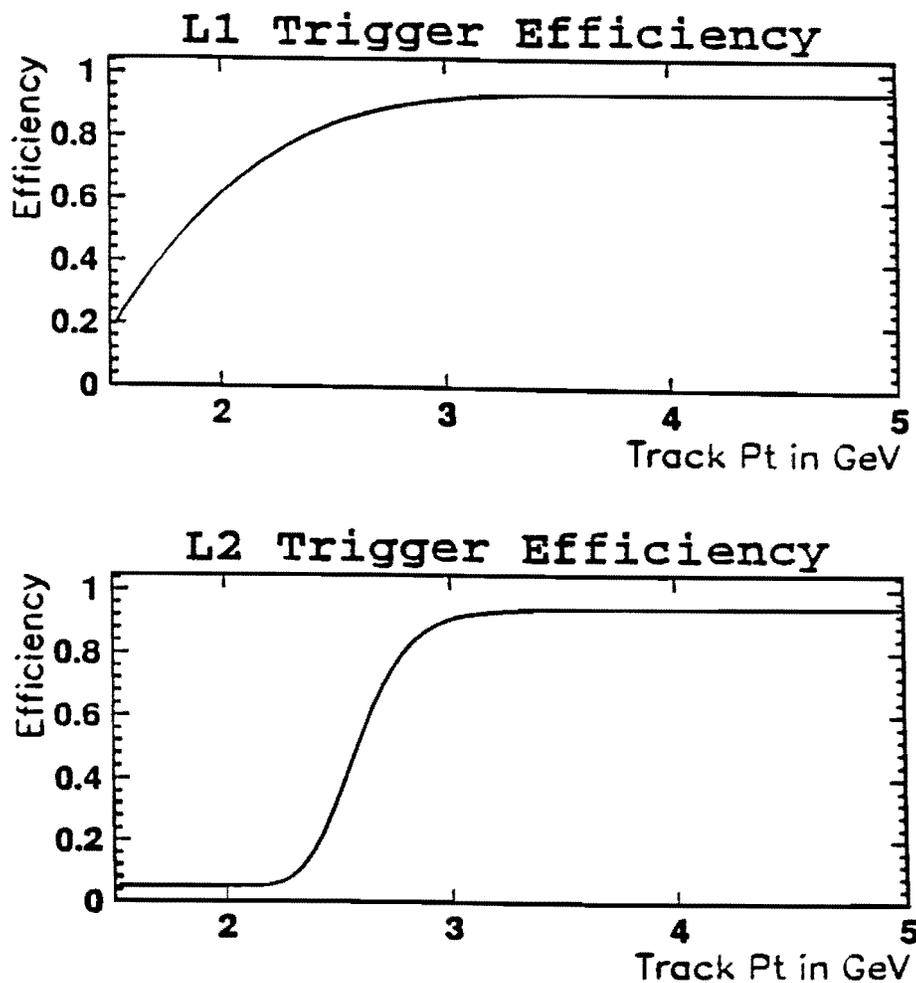


Figura 3.8: Efficienza del trigger di livello 1 (alto) e del livello 2 (basso) per stub di muoni.

3.4 Tracciatura con il rivelatore SVX

3.4.1 Parametrizzazione delle tracce

In un campo magnetico omogeneo le particelle cariche si muovono lungo un'elica di asse parallelo al campo magnetico. Tale traiettoria viene parametrizzata a CDF utilizzando 5 parametri:

$$\vec{\alpha} = (\cot \theta, C, z_0, D, \phi_0) \quad (3.1)$$

dove

- $\cot \theta$: cotangente dell'angolo polare nel punto di minima distanza dall'asse z
- C : metà curvatura (stesso segno della carica elettrica)
- Z_0 : coordinata z nel punto di minima distanza trasversa dall'asse z
- D : parametro di impatto (la minima distanza tra l'elica e l'asse z nel piano trasverso)
- ϕ_0 : direzione azimutale nel punto di minima distanza trasversa all'asse z

La direzione del campo magnetico è verso $z < 0$. La curvatura per definizione ha lo stesso segno della carica elettrica Q della particella. Se (x_0, y_0) è il centro della traiettoria della particella proiettata nel piano trasverso allora il parametro di impatto, variabile segnata, è calcolato come segue:

$$D = Q \cdot \left(\sqrt{x_0^2 + y_0^2} - \rho \right) \quad (3.2)$$

in cui $\rho = \frac{1}{|2C|} = \frac{1}{2QC}$ è il raggio del cerchio.

Usando la parametrizzazione 3.1 è possibile ricavare le equazioni che descrivono la traiettoria della traccia in funzione della distanza R dall'asse z [57]:

$$\begin{aligned} \phi(R, \vec{\alpha}) &= \phi_0 + \sin^{-1} \left(\frac{CR + (1 + CD) D/R}{1 + 2CD} \right) \\ Z(R, \vec{\alpha}) &= z_0 + \frac{\cot \theta}{C} \sin^{-1} \left(C \sqrt{\frac{R^2 - D^2}{1 + 2CD}} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

3.4.2 Algoritmo di ricostruzione e risoluzioni ottenute

Una descrizione completa e dettagliata dell'algoritmo utilizzato per la ricostruzione delle tracce e il confronto con altri algoritmi si trova in [57] ed in [58]; qui viene data una breve descrizione delle idee principali.

L'algoritmo usato è noto come *metodo progressivo* poichè inizia con il risultato del fit della CTC esterna a SVX rispetto al punto di interazione. Intorno alla traccia della CTC viene definita una strada di dimensioni basate sulla sua matrice di covarianza e all'interno di questa strada si cercano i punti misurati da SVX, cioè i *cluster* di carica ricostruiti, *hit*. Ogni volta che si trova un *hit* viene rifatto il fit della traccia calcolandone i nuovi parametri e la nuova traccia candidata viene propagata all'interno di SVX fino allo strato successivo.

Questo metodo ha diversi vantaggi. È un metodo veloce e stabile; fa uso del rivelatore più esterno dove l'informazione risulta più chiara. Vengono seguite tracce reali all'interno

di SVX e quindi combina il fit delle tracce all'identificazione degli *hit*; inoltre tien conto in modo adeguato dello *scattering* multiplo.

Particolarmente importante è la misura del parametro di impatto. Come verrà descritto nella sezione 4.2.1 il profilo del fascio nel piano trasverso può essere descritto da una gaussiana in entrambe le dimensioni con una sigma, σ_{fasci} di circa $36 \mu m$, che è piccola rispetto alla risoluzione in parametro di impatto di tracce a basso P_t . In figura 3.9 è mostrata la variazione del parametro di impatto calcolato rispetto alla posizione media del fascio per tracce SVX che hanno passati dei tagli di qualità. Si osserva che la distribuzione si allarga a basso P_t , dove domina lo *scattering* multiplo e si restringe ad alto P_t dove vince l'effetto dominante è la larghezza dei fasci. Assumendo che la maggior parte delle tracce venga da interazioni primarie dei fasci la distribuzione osservata in parametro di impatto è la convoluzione di due gaussiane: distribuzione effettiva del parametro di impatto e distribuzione dei fasci. La larghezza della distribuzione in parametro di impatto può essere determinata come segue: si divide la distribuzione in figura 3.9 in intervalli di $100 MeV/c$ in P_t e si proietta sull'asse delle ordinate (D). La sigma della distribuzione fittata σ è correlata alla sigma sul parametro di impatto, σ_D e a quella sui fasci dalla relazione

$$\sigma^2 = \sigma_D^2 (P_t) + \sigma_{fasci}^2 \quad (3.4)$$

La figura 3.10 mostra la risoluzione sul parametro di impatto in funzione dell'impulso ottenuta con questa tecnica. Si può notare chiaramente il degrado della risoluzione per bassi P_t a causa dello *scattering* multiplo. La risoluzione asintotica per tracce di alto impulso è dell'ordine di $10 \mu m$ ottenuto facendo un fit alla sudetta distribuzione della forma

$$\sigma_d(P_t) = A + B \frac{1}{P_t} \quad (3.5)$$

Il risultato ottenuto è $A \approx 10 \mu m$ e $B \approx 41 \mu m GeV/c$. A , la risoluzione asintotica ($P_t \rightarrow \infty$) dipende dalla distanza del primo piano di misura dal punto di interazione e dalla risoluzione intrinseca del rivelatore. La pendenza B è una funzione della quantità di materiale che causa lo *scattering* multiplo.

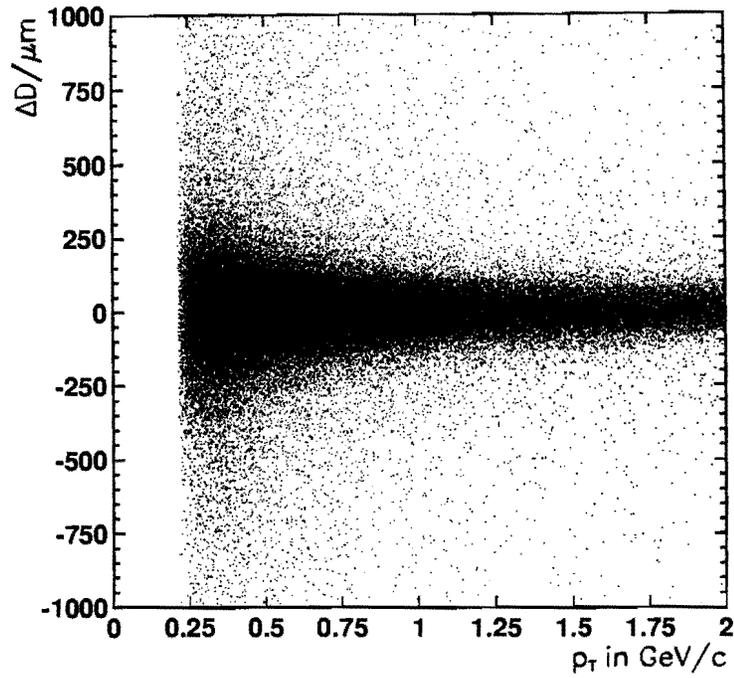


Figura 3.9: Distribuzione del parametro di impatto per tracce misurate da SVX rispetto alla posizione media di fasci in funzione dell'impulso.

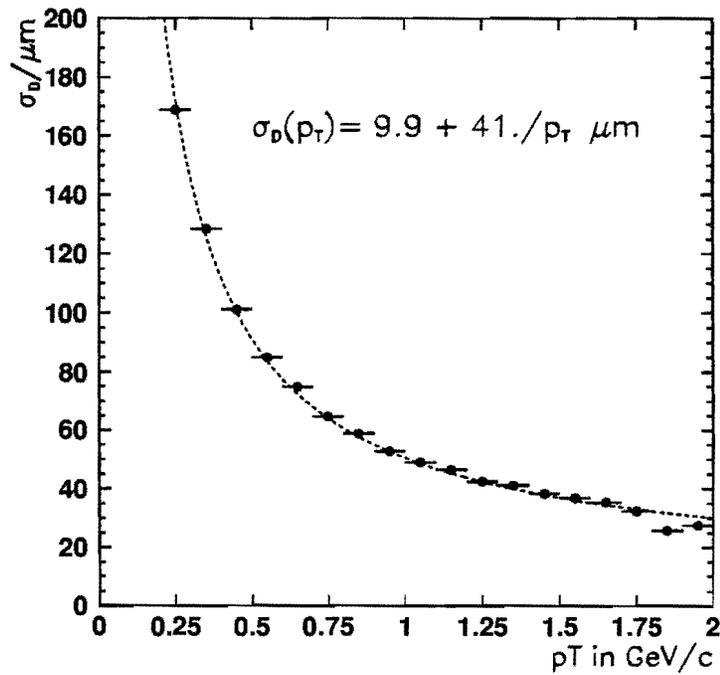


Figura 3.10: Risoluzione sul parametro di impatto in funzione dell'impulso ottenuta dai dati.

Capitolo 4

Selezione degli eventi e ricostruzione della lunghezza di decadimento

Base di questa analisi è un campione di eventi con due muoni di impulso $> 2 \text{ GeV}/c$ che sono indicazione della presenza di decadimenti di particelle pesanti come il B . Per almeno uno di questi B è necessario che sia ricostruito il vertice di decadimento. In questo capitolo viene descritto come sono stati selezionati eventi con almeno due muoni di buona qualità e nei quali fosse possibile ricostruire almeno un vertice di decadimento secondario. Viene illustrato inoltre il metodo che è stato usato per la ricostruzione della lunghezza di decadimento.

4.1 Selezione dei muoni

L'impulso medio dei mesoni B ottenuti in interazioni $p\bar{p}$ è non è molto alto, $5 \text{ GeV}/c$ in media, rispetto alla sua massa ($5279.0 \text{ MeV}/c^2$ [5]) come si vede dalla figura 4.1 nella quale è mostrato l'impulso trasverso per mesoni $B_d^0 \rightarrow \mu + X$ con la richiesta che il muone sia centrale, cioè $|\eta| < 0.6$. Conseguenza diretta di ciò è che il *boost* medio di Lorentz è ~ 1 , piccolo rispetto a quello dei B che provengono dal decadimento della Z^0 . Per questo motivo la lunghezza di decadimento media risulta piuttosto corta come verrà mostrato in seguito il che fa sì che sia difficile ricostruirli con ottima precisione. Inoltre essi decadono formando dei *mini-jet* in alcuni casi ma molto spesso anche quest'ultimi sono assenti e quindi non si può sfruttare l'informazione dei *jet* nella selezione degli eventi.

L'impulso trasverso dei muoni provenienti dal decadimento di tali B è piuttosto basso, come si può vedere dalla figura 4.2, rispetto all'impulso medio dei leptoni provenienti dal decadimento di particelle pesanti come per esempio il W . È necessario perciò identificare 'buoni' μ scendendo il più possibile in P_t . Per far ciò è stato utilizzato un filtro noto come SLT (*Soft Lepton Tagger*); ne descriviamo qui le caratteristiche principali, una discussione completa può essere trovata in [60, 9]. Poichè in media muoni con P_t inferiore a circa $2.8 \text{ GeV}/c$ si fermano nel ferro tra il CMU e il CMP per identificare muoni con $2 < P_t < 3 \text{ GeV}/c$ si è usato solo il CMU. Se invece la traccia ha $P_t > 3 \text{ GeV}/c$ ed è all'interno del volume fiduciale del CMU e del CMP è richiesta una buona associazione tra i segmenti di traccia

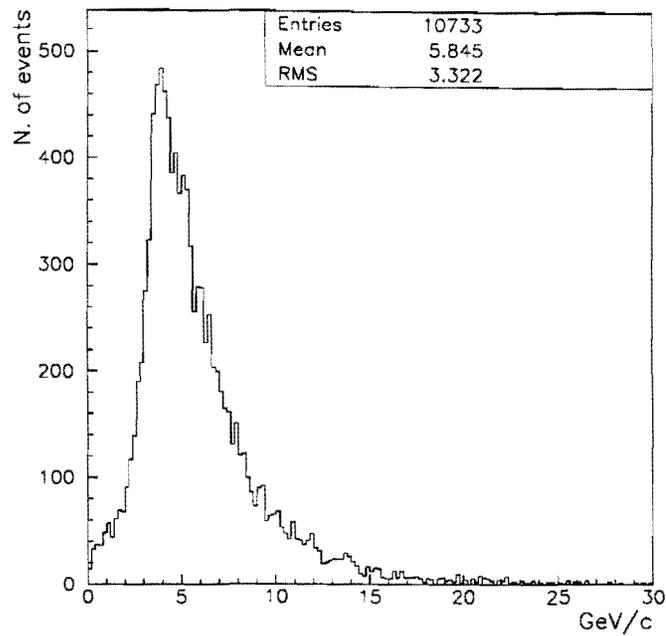


Figura 4.1: Impulso trasverso di mesoni B_d^0 ottenuti in interazioni $p\bar{p}$ usando il montecarlo BGENONLY.

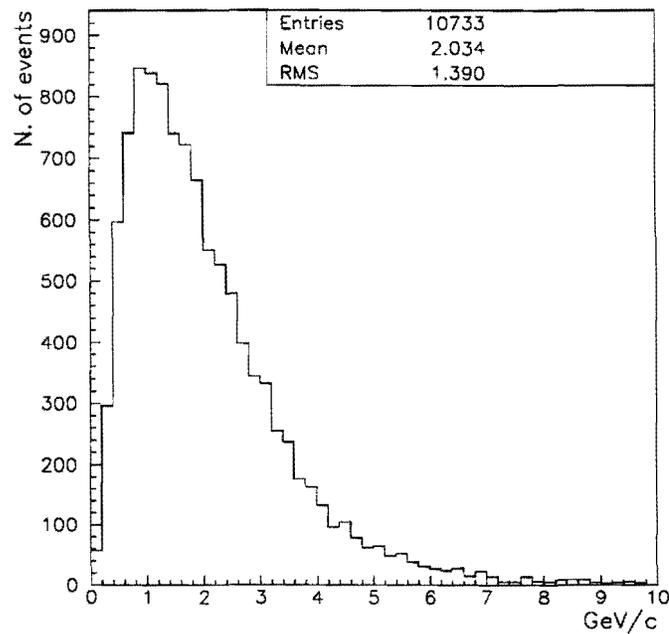


Figura 4.2: Distribuzione dell'impulso trasverso dei muoni provenienti dal decadimento del B_d^0 simulati. Il trigger ha un taglio a 2 GeV/c.

nel CMU e nel CMP.

I segmenti di traccia ricostruiti nelle camere dei μ devono essere associati con almeno una traccia estrapolata dalla CTC per essere identificati come muoni. Questa associazione è fatta in posizione e in direzione (ϕ). La misura di ϕ nelle camere dei muoni ha una risoluzione Gaussiana più una componente non Gaussiana che diventa sempre più importante all'aumentare dell'impulso trasverso della particella. Nella selezione fatta con SLT non si richiede alcuna associazione in ϕ se la traccia è CMU e CMP, si ha una richiesta se la traccia è solo CMU, taglio che viene rimosso quando l'impulso trasverso è maggiore di $10 \text{ GeV}/c$.

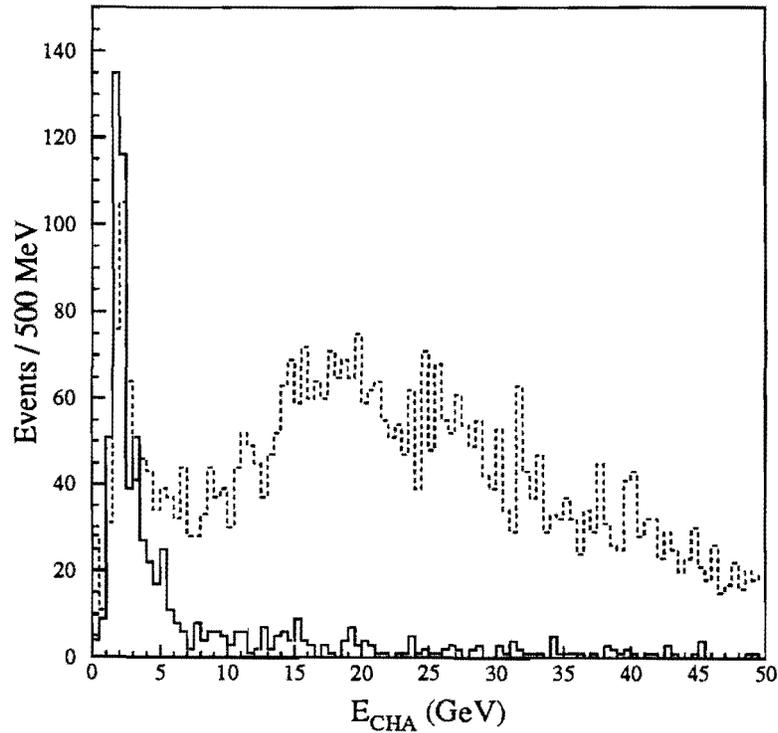


Figura 4.3: Distribuzione dell'energia depositata nel calorimetro adronico da candidati μ con $P_t > 15 \text{ GeV}/c$ richiedendo il CMP (linea continua) e non facendo tale richiesta (linea tratteggiata).

A differenza dei μ provenienti dal decadimento del W quelli che vengono dal B non sono isolati e quindi il taglio sull'isolamento, cioè la richiesta che siano particelle al minimo di ionizzazione, non può essere utilizzato per ridurre il fondo da *punch-through*. Questi ultimi sono adroni che interagiscono poco nel calorimetro e arrivano nelle camere esterne simulando un μ . Questo tipo di fondo viene drasticamente ridotto richiedendo che il μ sia anche CMP come è visibile dalla figura 4.3 in cui è mostrato il rilascio di energia adronica per due campioni di muoni con impulso maggiore di $15 \text{ GeV}/C$: quelli che sono CMU e CMP e quelli invece solo CMU. L'alto *rate* nella coda ad alte energie nella distribuzione dei

solo-CMU corrisponde ai *punch-through* che scompaiono richiedendo che il μ sia anche CMP. Ma richiedere la conferma del CMP corrisponde a mettere un taglio in P_t a circa $2.8 \text{ GeV}/c$ cosa che vorremmo evitare per mantenere alta la statistica. Il filtro SLT per rigettare questo tipo di fondo richiede che il numero di *hit* nel ADC e nel TDC delle camere CMU siano almeno 3 su 4. L'efficienza di questo filtro è stata calcolata su un campione di $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. I valori trovati sono $(98. \pm 1.)\%$ per il CMP e $(96.1 \pm 0.2)\%$ per il CMU.

Il campione di eventi che abbiamo utilizzato è stato raccolto col trigger dei dimuoni come detto in precedenza; allo scopo di eliminare le J/Ψ presenti e gli eventi in cui i due muoni provengono da un decadimento in cascata del tipo $B \rightarrow \mu DX$ con $D \rightarrow \mu X$ si è richiesto che la massa invariante dei due μ fosse maggiore di 4 GeV . Rimangono ancora le Υ che spariranno con la richiesta di un vertice secondario. Il campione iniziale era costituito da circa 500000 eventi (dimuoni con il taglio sulla massa invariante) che si è ridotto a 112393 richiedendo che almeno due muoni per evento passino i tagli descritti in precedenza.

4.2 Richiesta di un vertice secondario

Prima di procedere alla determinazione della lunghezza di decadimento gli eventi vengono ulteriormente selezionati. Per l'analisi che vogliamo fare è indispensabile ricostruire almeno un vertice secondario per evento. Fare direttamente un fit su tutte le tracce dell'evento per selezionare quelle che sono associabili ad un vertice secondario non darebbe alcun risultato in quanto il combinatorio in questi eventi è troppo alto. Si è quindi sviluppato un algoritmo che per individuare possibili vertici secondari. In questo modo il campione risulta anche arricchito in B . Infatti studi fatti su Montecarlo e dati hanno mostrato che in campioni di muoni inclusivi con $P_t > 8 \text{ GeV}/c$ il contenuto di B non è superiore al 40% [61]. Nel nostro caso sono stati applicati tagli di qualità sui muoni cosa che porterebbe a pensare ad un più alto contenuto in B ma il P_t dei μ è molto più basso favorendo la presenza di *charm* e di K rispetto al B .

4.2.1 Determinazione del vertice primario

La regione luminosa di CDF è piuttosto lunga. La probabilità di interazione in funzione di z ha una distribuzione Gaussiana con una sigma di circa 30 cm. Il fascio è una linea retta e può essere spostato rispetto all'asse z e non esserne parallelo. Il fascio ha una forma circolare nel piano xy e in entrambe le direzioni può essere descritto da una distribuzione gaussiana con sigma di $36 \mu\text{m}$.

L'algoritmo utilizzato [62] sfrutta la relazione che c'è tra D , parametro di impatto, e ϕ per tracce che provengono da uno stesso vertice. Trascurando la curvatura della traccia il parametro di impatto per tracce che provengono dal vertice primario può essere parametrizzato

$$D(\phi_0, Z_0) = -x_0 \cdot \sin \phi_0 - a_x \cdot \sin \phi_0 \cdot Z_0 + y_0 \cdot \cos \phi_0 + a_y \cdot \cos \phi_0 \cdot Z_0 \quad (4.1)$$

in cui x_0 e y_0 sono la posizione del fascio a $z = 0$ e a_x e a_y la pendenza del fascio in x e y . La quantità da minimizzare è

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{D_i - D(\phi_0, Z_0)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.2)$$

dove $\sigma_i^2 = \sigma_D^2 + 2 \cdot \sigma_{fascio}^2$. Il fit viene fatto iterativamente, usando tracce che hanno 4 *hit* nel rivelatore SVX, impulso trasverso maggiore di 1 *GeV/c* e distano dalla posizione nominale meno di 0.2 *cm*. La posizione del fascio viene determinata *run per run* con una variazione dell'ordine di 5 μm in x e 11 μm in y da un *run* all'altro. Durante uno stesso *run* la variazione è minore di 4 μm .

Nota la posizione del fascio per $z = 0$ è possibile ricavarla per un dato z . la linea media dei fasci è una retta nei piani $x - z$ e $y - z$ e quindi:

$$x_{fasci} = x_0 + a_x \cdot z_{fasci} \quad y_{fasci} = y_0 + a_y \cdot z_{fasci}. \quad (4.3)$$

Nel caso specifico di cui stiamo trattando lo z_{fasci} viene preso come la media dello z_0 dei due muoni cioè:

$$z_{fasci} = \frac{z_{0\mu 1} + z_{0\mu 2}}{2} = z_{vp} \quad (4.4)$$

In più si verifica che z_{fasci} non disti più di 5 *cm* dalla posizione in z del fascio trovata con le VTX. In questo modo evento per evento abbiamo la posizione del vertice primario. Altri metodi [63] sono stati sviluppati per la determinazione del vertice primario che si basano sul fit delle tracce dell'evento con basso parametro di impatto; questo metodo non è stato utilizzato in quest'analisi per evitare effetti sistematici come l'inclusione di tracce a basso parametro di impatto provenienti dal decadimento del B nel fit del primario.

4.2.2 Ricerca di vertici di decadimento secondari

L'algoritmo utilizzato nella ricerca dei vertici secondari è uno di quelli utilizzati nella ricerca del *top* per individuare B in decadimenti $t \rightarrow W + jet$ ed è stato ampiamente discusso altrove [63, 9]. Qui di seguito viene data una breve descrizione sottolineando in modo particolare i cambiamenti che sono stati fatti per adattarlo alla ricerca di B di ben più basso impulso.

Definizione dello spazio Azimut-Parametro di impatto

La prima cosa che viene fatta nella ricerca dei vertici secondari consiste nel ricalcolare i parametri di ciascuna traccia rispetto al vertice primario individuato. L'equazione 3.4 può essere riscritta nel modo seguente:

$$\left(\frac{CR^2 + (1 + CD) D}{1 + 2CD} \right) = -R \sin(\phi_0 - \phi(R)) \quad (4.5)$$

dove R è la nuova distanza di ciascuna traccia dal vertice primario.

Nel caso di tracce che provengono dal decadimento di adroni b decaduti entro il primo strato del rivelatore SVX, cioè con $R < 2.8 \text{ cm}$ si può dimostrare che $|CD| \ll 1$ e che $|C|R^2 \ll |D|$. Con queste approssimazioni l'equazione 4.5 diventa per tracce appartenenti al decadimento:

$$D = -R_B \sin(\phi_0 - \phi_B) \quad (4.6)$$

in cui R_B è la distanza trasversa di decadimento, ϕ_B la direzione azimutale di volo dell'adrone b e D e $\phi = \phi_0$ sono i parametri delle tracce figlie. Le coordinate del vertice secondario nel piano trasverso sono:

$$(R_B \cdot \cos(\phi_B), R_B \cdot \sin(\phi_B)) \quad (4.7)$$

La risoluzione sul parametro di impatto, σ_D è:

$$\sigma_D^2 = \sigma_{D_0}^2 + \sigma_{yy}^{(VP)} \cos^2 \phi + \sigma_{xx}^{(VP)} \sin^2 \phi - 2\sigma_{xy}^{(VP)} \cos \phi \sin \phi \quad (4.8)$$

in cui σ_{D_0} è la risoluzione sul parametro di impatto della traccia rispetto al vecchio sistema di riferimento, il centro nominale di CDF, e $\sigma_{xx}^{(VP)}$, $\sigma_{xy}^{(VP)}$, $\sigma_{yy}^{(VP)}$ (in cm^2) sono gli elementi (1, 1), (1, 2), (2, 2) della matrice di covarianza del vertice primario.

Selezione delle tracce

Il secondo passo nella ricerca dei vertici secondari è la selezione di tracce di buona qualità incompatibili con il vertice primario e incostitenti con decadimenti $K_s \rightarrow \pi\pi$ e $\Lambda \rightarrow \pi p$. Le richieste fatte si riassumono come segue:

- 1) $P_t^{traccia} > 400 \text{ MeV}/c$; è l'impulso minimo sotto al quale una traccia spiralizza nella CTC, questa richiesta equivale a imporre che la traccia abbia attraversato tutta la CTC e sia quindi possibile ricostruirla completamente;
- 2) $N_{hit\ svx}^{traccia} \geq 3$ di cui almeno 2 non condivisi con altre tracce e non contenenti *strip* malfunzionanti;
- 3) $\left(\frac{\chi^2}{N_{hit}}\right)_{svx}^{traccia} < 6$ ciò significa che la traccia è stata ben misurata;
- 4) $|Z_{VP} - z_0^{traccia}| < 10 \text{ cm}$ cioè la traccia è consistente con l'interazione $p\bar{p}$ a cui appartiene il vertice primario determinato;
- 5) $\frac{|D|}{\sigma_D} > 2$. si richiede che la traccia non sia compatibile col vertice primario nel piano trasverso; questa richiesta viene rimossa per il μ in quanto si assume che esso provenga dal decadimento del B ; questo taglio era a 2.5 per i B di alto impulso;
- 6) $|D| < 0.2 \text{ cm}$ questo taglio serve per eliminare tracce mal misurate e i decadimenti del K_s e Λ ; per queste due particelle viene applicato un taglio specifico rimuovendo tutte le coppie di tracce che hanno una massa invariante consistente con quella del K_s e della Λ e la cui risultante è compatibile con il vertice primario, $\left(\frac{|D|}{\sigma_D}\right)_{K_s,(\Lambda)} > 2.5$

L'algoritmo

L'ultimo passo nella ricerca di eventi con vertici secondari consiste nell'identificazione di almeno 3 tracce di cui 1 è il μ , consistenti con un vertice comune nel piano trasverso. Nel caso dell'analisi di eventi $W + jet$ si usa anche la richiesta che la direzione dell'impulso totale sia contenuta nel cono $\eta - \phi$ di un jet , questo cono, nel nostro caso, viene fatto coincidere con metà emisfero in quanto in tali eventi molto spesso non vi sono jet e il decadimento del B è molto aperto. Per identificare tali vertici secondari si sfrutta l'equazione 4.6. Tracce provenienti dallo stesso vertice secondario a distanza R_B dal primario e ad angolo azimutale ϕ_B , appartengono alla stessa sinusoide nello spazio $D - \phi$. In questo spazio tracce provenienti dal vertice primario sono raggruppate attorno a $D = 0$ (asse ϕ) con deviazioni dovute alla risoluzione finita sul parametro di impatto. Se l'evento contiene un vertice secondario ci sono tracce spostate dall'asse ϕ , a seconda della grandezza relativa di σ_d e R_B . La significatività di questa deviazione dipende dal P_t della traccia. Infatti mentre il valor medio del parametro di impatto, $\langle |D| \rangle$, non dipende da P_t ($R_B \propto P_t$ e $|\phi - \phi_B| \propto 1/P_t$) σ_D cresce sensibilmente al diminuire di P_t (vedi figura 3.10).

Nel piano $D - \phi$ le tracce provenienti dal decadimento del B si trovano preferenzialmente attorno nella parte della sinusoide attorno ϕ_B a pendenza negativa, con un piccolo angolo di dispersione. In un intorno di ϕ_B l'equazione 4.6 può essere approssimata con una retta:

$$D \sim -R_B (\phi - \phi_B) \quad (4.9)$$

Per identificare un vertice secondario si considerano tracce che passano i tagli descritti in precedenza e si cercano quelle che nella rappresentazione $D - \phi$ soddisfano questa relazione tra D e ϕ . In questo modo non viene determinata la posizione del vertice secondario ma solo identificate le tracce che potrebbero formarne uno. In figura 4.4 è mostrato un ingrandimento di un possibile vertice secondario identificato da $D - \phi$ per un evento del campione selezionato. La figura 4.5 mostra come appare l'evento nel rivelatore dei muoni e nella camera centrale.

Degli eventi selezionati con SLT solo 13951 risultano con un possibile vertice secondario senza però aver esplicitamente richiesto che il muone vi appartenga.

4.3 Determinazione della lunghezza di decadimento

La determinazione del vertice secondario con buona precisione è un requisito importante per la determinazione dell'oscillazione in funzione del tempo proprio. Per questo motivo si cerca di fare il fit del vertice secondario con accuratezza.

Il punto di partenza per ogni evento è l'insieme di tracce correlate secondo $D - \phi$. Si fa poi l'ipotesi che di queste tracce il μ provenga dal decadimento del B mentre le altre siano originate da un decadimento terziario che nella maggior parte dei casi dovrebbe essere un D . Uno schema di questo decadimento è mostrato in figura 4.6. Il fit vien fatto seguendo questa assunzione in due passi:

- A si esclude il μ dalla lista delle tracce e si fa un fit alle rimanenti assumendo che siano dei π ; se ne calcola poi la risultante dell'impulso; possiamo così caratterizzare il risultato del fit come una nuova traccia che chiameremo traccia del *charm*;

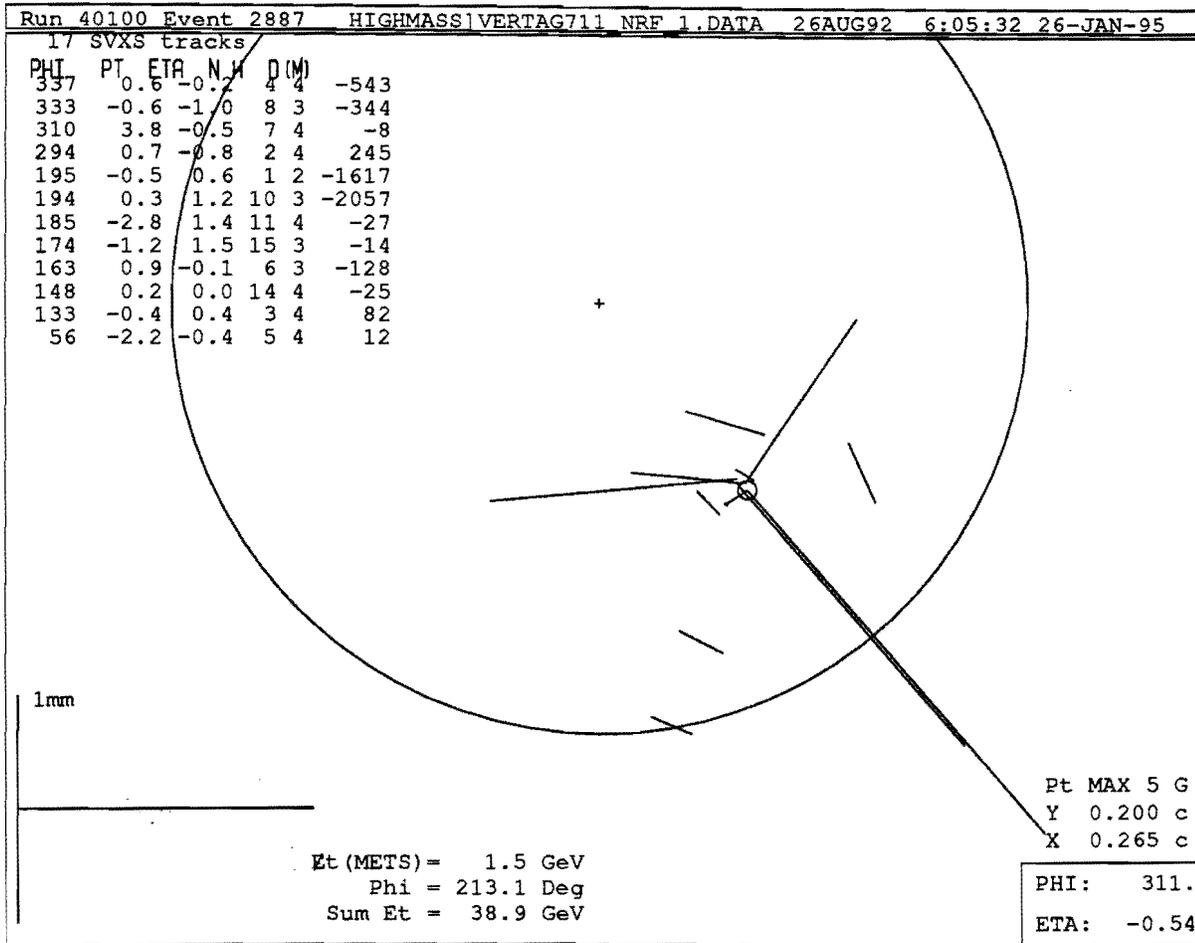


Figura 4.4: Ingrandimento di un possibile vertice secondario. La crocetta centrale è la posizione del vertice primario, il circoletto quella del secondario. Le distanze sono in *cm*. In basso a sinistra è riportato un grafico $D - \phi$, sull'asse verticale è disegnato il parametro di impatto mentre su quello orizzontale si ha ϕ ; I vari puntini rappresentano le tracce.

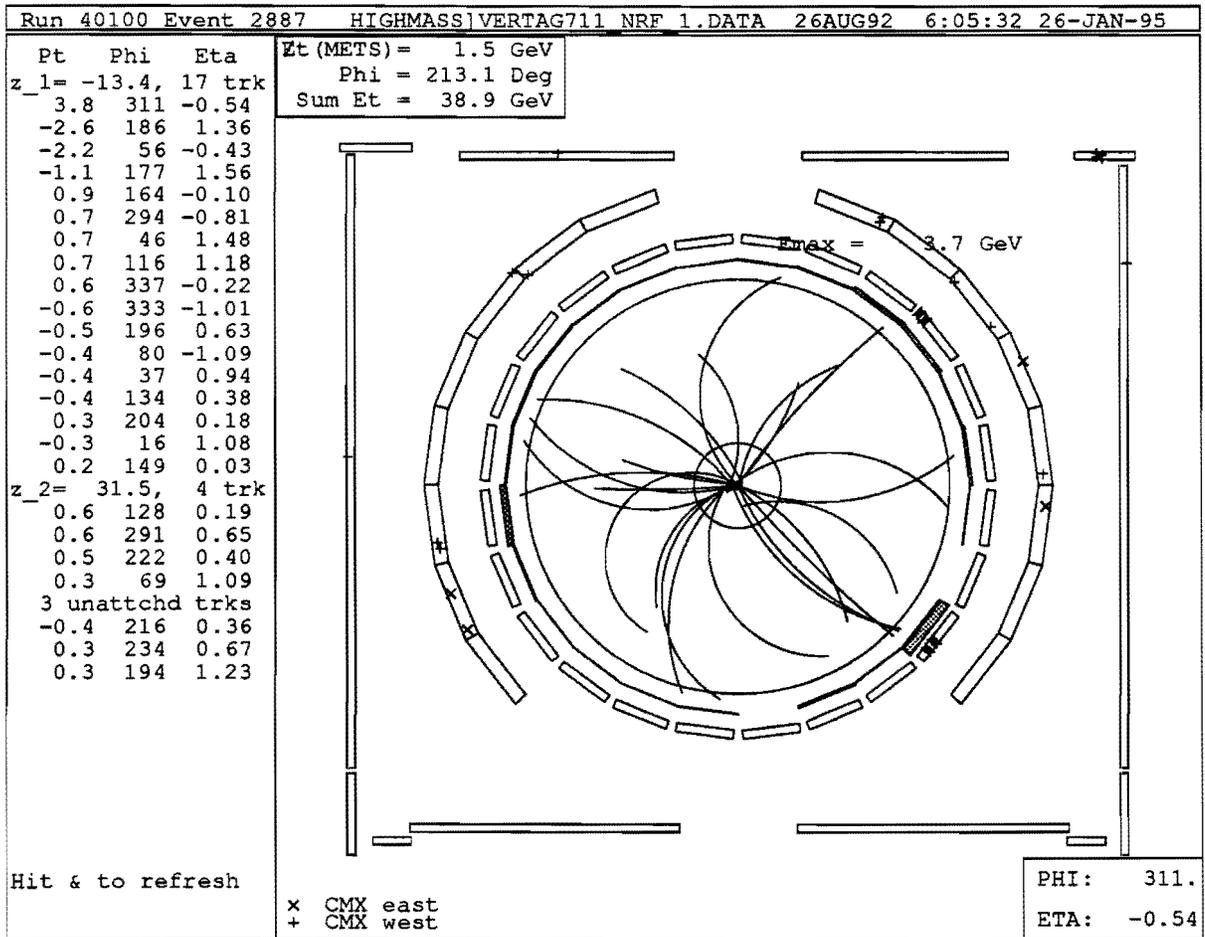


Figura 4.5: Ricostruzione dell'evento precedente nel rivelatore dei muoni e nella camera centrale.

B la traccia del *charm* è estrapolata indietro alla posizione del muone e viene fittata con quest'ultimo per dare la posizione del vertice secondario.

Se nell'evento è presente una seconda lista di tracce correlate in $D - \phi$ con il μ incluso si ripete la procedura . In questo caso viene ricostruito il vertice di decadimento per entrambi i B . Nel caso che il vertice sia solo uno (maggioranza delle volte) rimane da determinare il muone che dà il sapore del B al momento della produzione. Tra tutti quelli che hanno passato i criteri di selezione descritti nella sezione 4.1 si richiede che il secondo μ formi con il primo una massa invariante $\geq 5 \text{ GeV}/c^2$. Se più di un muone soddisfa questa richiesta si sceglie quello con impulso trasverso maggiore.

Dei 13951 eventi selezionati con l'algoritmo $D - \phi$ solo in 8881 è possibile ricostruire un vertice secondario seguendo i criteri sopra descritti. Di questi 815 (9.2 %) hanno due vertici di decadimento ricostruiti.

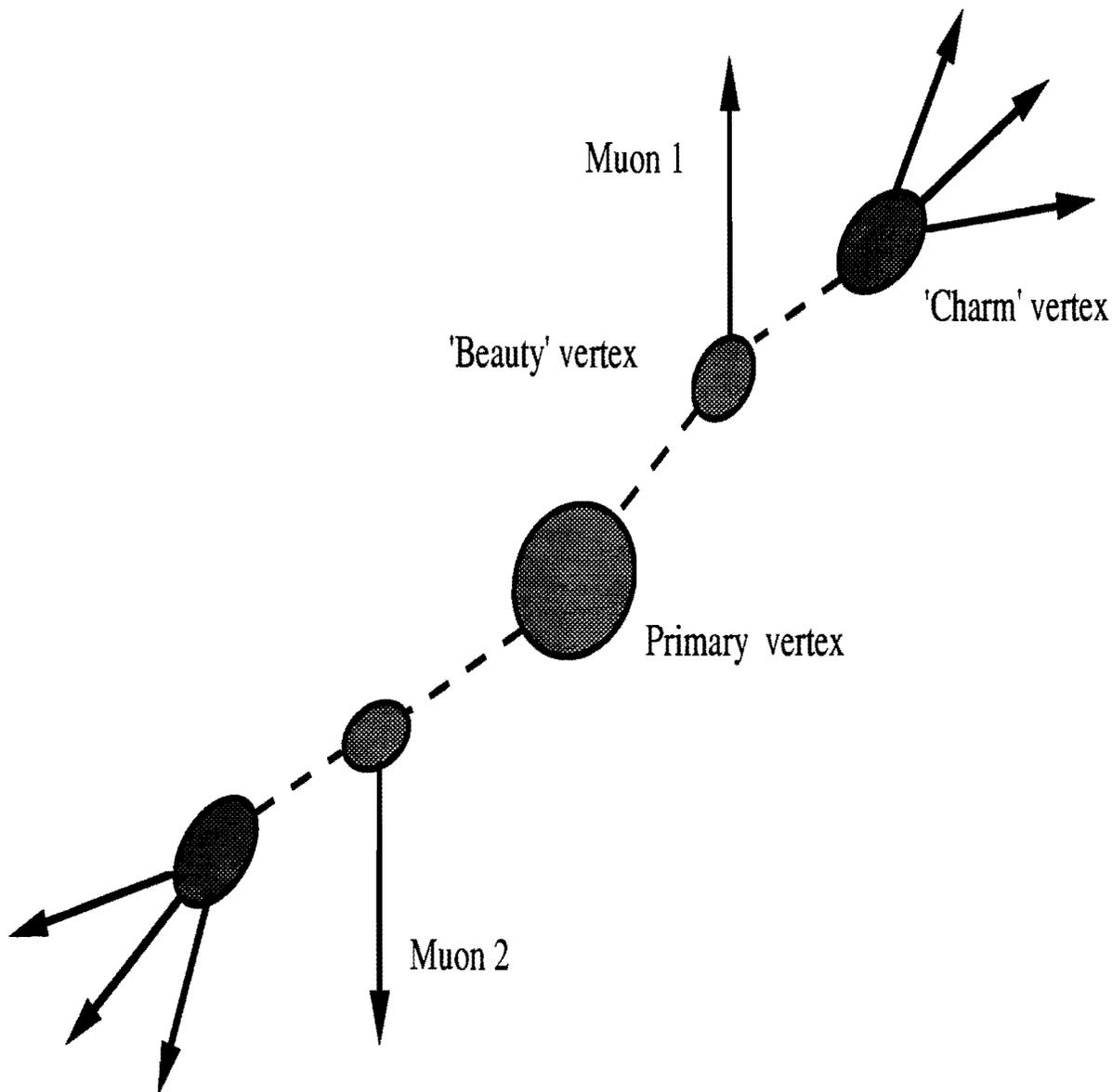


Figura 4.6: Illustrazione schematica della misura della lunghezza di decadimento. Le ellissi grige rappresentano i vertici ricostruiti, le linee continue sono le particelle cariche e quelle tratteggiate corrispondono a tracce estapolate.

Capitolo 5

Determinazione del tempo proprio

Nota la lunghezza di decadimento d si può risalire al tempo proprio se è possibile determinare $\beta\gamma$. Come già visto nel secondo capitolo $t = \frac{d}{\beta\gamma}$, in cui $\beta\gamma = \frac{p_B}{M_B}$. Poichè nella nostra ricostruzione la cinematica non è chiusa, cioè i vari prodotti del decadimento non sono completamente ricostruiti, $\beta\gamma$ non può essere misurato, se ne conosce solo una stima. Si deve quindi far ricorso al Monte Carlo per correggere il valore trovato.

Sui dati simulati vengono inoltre ottimizzati i tagli da fare per ripulire il campione da quegli eventi che sono stati mal ricostruiti o che sono compatibili con l'essere fondo. Sempre con l'ausilio del Monte Carlo viene determinata la frazione dei decadimenti sequenziali: cioè nei casi in cui il μ selezionato proviene dal *charm* anzichè dal B ($b \rightarrow c \rightarrow \mu$). Inoltre è sul Monte Carlo che si misura la risoluzione.

5.1 Il Monte Carlo

Il Monte Carlo utilizzato è uno di quelli comunemente usati dalla collaborazione CDF e da questa supportato. Per la generazione si è ricorsi a ISAJET [64], per simulare i decadimenti del B e di altre particelle si è fatto uso di CLEO [65]. Il tutto poi è stato passato attraverso la simulazione del rivelatore CDF fatta dal programma CDFSIM.

Il generatore ISAJET

ISAJET è un programma Monte Carlo che simula interazioni $p\bar{p}$ e pp ad alte energie. Gli eventi vengono generati in 4 passi distinti.

- 1) Il primo passo nella generazione di un evento è la generazione di uno *scattering* duro secondo una sezione d'urto della forma:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot F(x_1, Q^2) \cdot F(x_2, Q^2) \quad (5.1)$$

dove σ_0 è la sezione d'urto calcolata nella teoria di QCD perturbativa, $F(x, Q^2)$ è una funzione di struttura che incorpora le violazioni di scala di QCD, x_1, x_2 sono le frazioni di impulso come descritto nel modello a partoni e infine Q^2 è il quadrimpulso trasferito.

In particolare i processi che sono stati simulati per ottenere $b\bar{b}$ sono processi di QCD a tutti gli ordini in α^2 che danno luogo a due *quark* b nello stato finale. Vengono trascurate le masse dei quark più leggeri a partire dal *beauty*, mentre si tiene conto delle masse b e del *top*. Le funzioni di struttura usate sono quelle di Eichten, Hinchliffe, Lane e Quigg.

- 2) Dopo la generazione primaria vengono aggiunte le correzioni radiative di QCD allo stato finale e a quello iniziale. Ciò è necessario per avere la corretta struttura dell'evento specialmente nel caso di alte energie.
- 3) I *quark* leggeri e i gluoni frammentano all'interno del Monte Carlo in adroni seguendo il modello di Feynman e Field, calibrati sui risultati di UA1/UA2 e CDF. Per i *quark* pesanti invece è usata la formula di Peterson (vedi sezione 2.1)
- 4) Alla fine all'evento vengono aggiunte altre particelle assumendo che queste siano distribuite come in un evento *minimum bias* all'energia rimasta in gioco (*underlying event*).

CLEO : i decadimenti

Il generatore CLEO è stato interfacciato ai generatori di CDF e adattato al *software* standard di CDF per generare i decadimenti del *beauty* e del *charm*. Questo Monte Carlo è stato scritto usando i *branching ratio* dei decadimenti dei mesoni contenenti i *quark* b e c misurati dall'esperimento CLEO. Inoltre sono inclusi nel Monte Carlo gli spettri in impulso sperimentali dei vari prodotti di decadimento ottenuti sempre da questo esperimento. CLEO risulta quindi un Monte Carlo alquanto affidabile per la riproduzione dei decadimenti di mesoni B e D .

Il simulatore CDFSIM

Dopo che gli eventi sono stati generati ne viene simulato il comportamento all'interno del rivelatore CDF. Ciascuna particella viene propagata attraverso il rivelatore fino a che non decade o subisce una conversione o produce sciami nel calorimetro o esce dal rivelatore stesso.

Nel suo cammino ogni particella può subire diversi effetti. Le particelle cariche perdono energia in accordo con le formule standard (es. Bethe-Bloch); inoltre possono deviare dal loro cammino per fenomeni di *scattering* multiplo. I fotoni convertono in coppie elettrone positrone. Le particelle che hanno una vita media finita dopo che hanno viaggiato per una data lunghezza decadono in accordo la distribuzione di probabilità esponenziale. Quando una particella incontra del materiale (in particolare nei calorimetri) dà origine a sciami in accordo con le appropriate lunghezze di radiazione e di assorbimento.

Per calibrare i tagli da fare sui dati e per determinare sia il fattore di correzione cinematico che le risoluzioni è stato generato un campione di eventi che avesse circa la stessa statistica dei dati reali. Nella generazione si è richiesto che i due muoni presenti nell'evento fossero centrali, che avessero impulso trasverso maggiore di $2 \text{ GeV}/c$ e che $P_t^{b1,min} = P_t^{b2,min} = 4 \text{ GeV}/c$, dove $P_t^{b,min}$ è l'impulso minimo del *quark* b . Sono stati generati 45639 eventi; la sezione d'urto di

produzione $b\bar{b}$ in ISAJET è $0.1636 \times 10^{-2} \text{ mb}$ e l'efficienza dei tagli imposti è 2.064×10^{-3} . Sfruttando la relazione:

$$N_{eventi} = L \cdot \sigma_{prod.} \cdot \epsilon_{tagli} \quad (5.2)$$

in cui L è la luminosità integrata, $\sigma_{prod.}$ è la sezione d'urto di produzione e ϵ_{tagli} è l'efficienza dei tagli applicati si ricava una luminosità integrata $L = 13.5 \text{ (pb}^{-1}\text{)}$.

Dopo aver richiesto che almeno due muoni per evento soddisfacessero le richieste del filtro SLT, sono rimasti 33419 eventi.

Gli eventi rimasti sono stati passati attraverso l'algoritmo $D - \phi$ per la ricerca di possibili vertici secondari. Il vertice primario viene direttamente preso dalle banche di generazione. Solo nel 34% di essi, cioè 11453 eventi, è stato individuato un possibile vertice di decadimento. Si è poi proceduto alla ricostruzione della lunghezza di decadimento usando la tecnica utilizzata per i dati. A questo punto il numero di eventi è rimasto 8817.

5.2 Calibrazione dei tagli

Nel processo di determinazione della lunghezza di decadimento vengono ricavate anche altre grandezze che sono utili per caratterizzare il campione e che possono essere utilizzate per aumentarne la purezza.

Fra queste grandezze vi sono la massa invariante delle tracce che appartengono al vertice di decadimento terziario, quello che è stato chiamato *charm*, e l'impulso trasverso di questo insieme di particelle. In figura 5.1 e 5.2 sono mostrate queste due distribuzioni per il Monte Carlo (linea continua) e per i dati sovrapposti (punti). Per quanto riguarda l'impulso trasverso si può notare che l'accordo tra dati e Monte Carlo è piuttosto buono; un pò meno per la distribuzione in massa invariante. In quest'ultima c'è da notare che dovrebbe essere visibile il picco del D ma che ciò non accade nemmeno sul Monte Carlo. Questo è imputabile sia al fatto che nel fit del vertice assumiamo che tutte le particelle escluso il muone siano dei pioni sottostimando perciò la massa dell'ipotetico D , sia al fatto che nella maggior parte dei casi il decadimento non è completamente ricostruito perchè vengono perse le tracce a impulso più basso. Inoltre può capitare che siano aggiunte tracce spurie, cioè non appartenenti al decadimento.

Le figure 5.3 e 5.4 mostrano il confronto da dati e Monte Carlo per l'impulso trasverso del μ . L'accordo è buono per quanto riguarda il muone associato al vertice ricostruito e un po' meno per l'altro dove è più facile avere muoni falsi.

In figura 5.5 è mostrato il χ^2 per grado di libertà del vertice di decadimento terziario. Questa distribuzione presenta una lunga coda ad alti valori che corrispondono a vertici mal ricostruiti. Per eliminare gli eventi in cui il fit è peggiore si richiede che χ^2 per grado di libertà sia inferiore o uguale ad 8.

Non viene applicata alcuna richiesta al χ^2 del vertice del secondario, *beauty*. Come spiegato nella sezione 4.3 questo vertice si ottiene dal fit di due tracce che nello spazio si incontrano sempre. La distribuzione ottenuta, come mostrato in figura 5.6, è compatibile con quella di un χ^2 ad un grado di libertà.

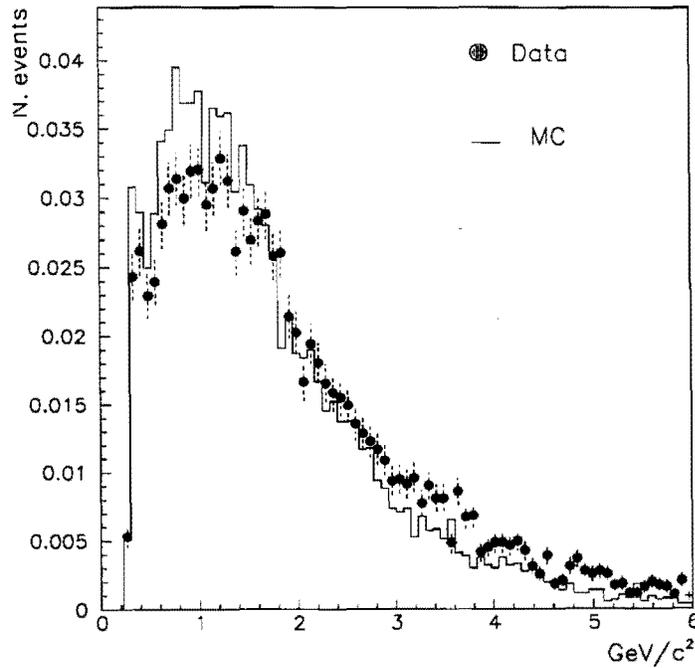


Figura 5.1: Distribuzione della massa invariante delle tracce associate al vertice del *charm*. La distribuzione dei dati reali e quella del Monte Carlo sono normalizzate ad area 1.

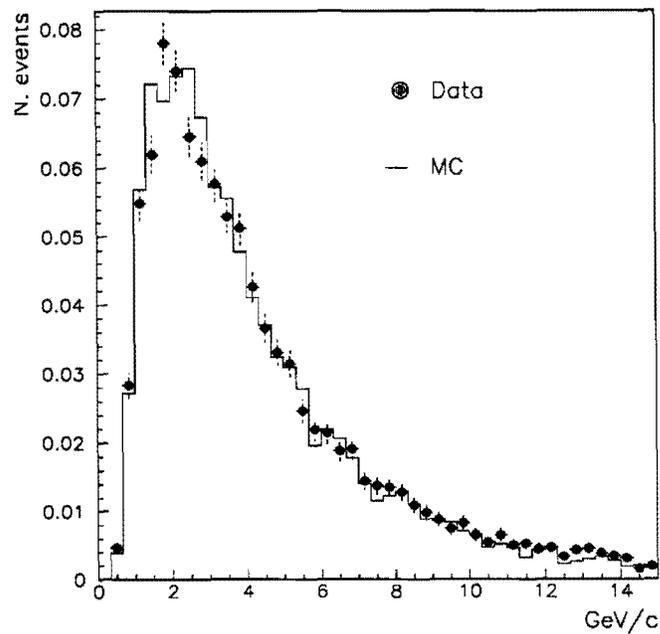


Figura 5.2: Impulso trasverso delle tracce associate al vertice del *charm*. Dati e Monte Carlo normalizzati ad 1 anche in questo caso.

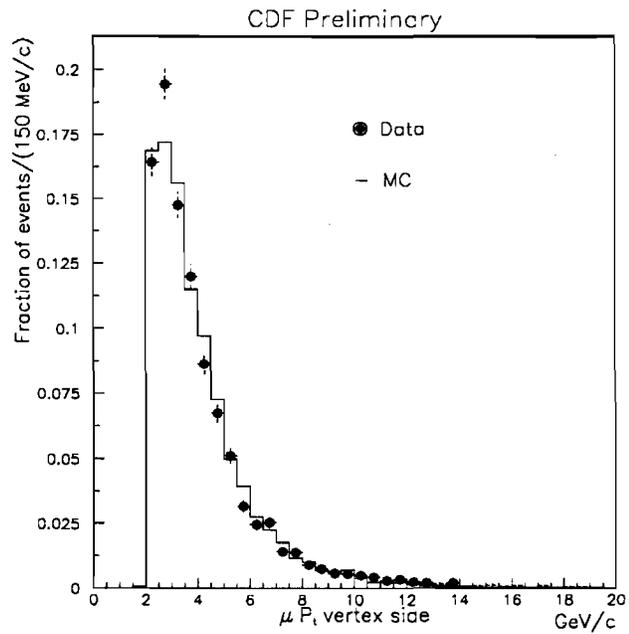


Figura 5.3: Distribuzione dell'impulso trasverso del muone associato al vertice per il Monte Carlo con sovrapposti i dati.

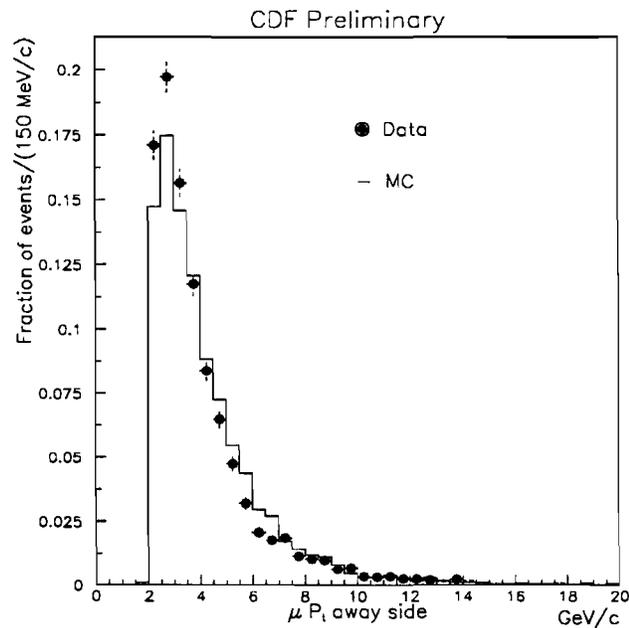


Figura 5.4: Distribuzione dell'impulso trasverso del muone non associato al vertice per il Monte Carlo con sovrapposti i dati.

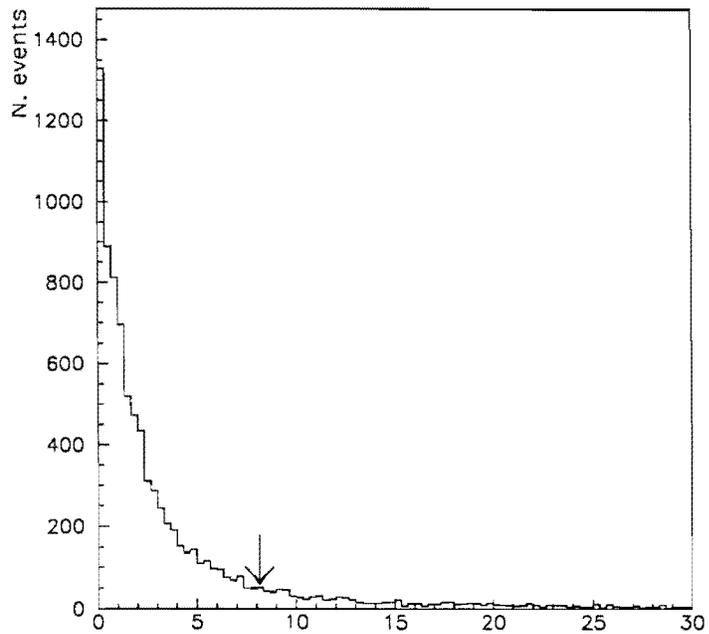


Figura 5.5: Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice terziario per i dati. La freccia indica il punto in cui è stato applicato il taglio.

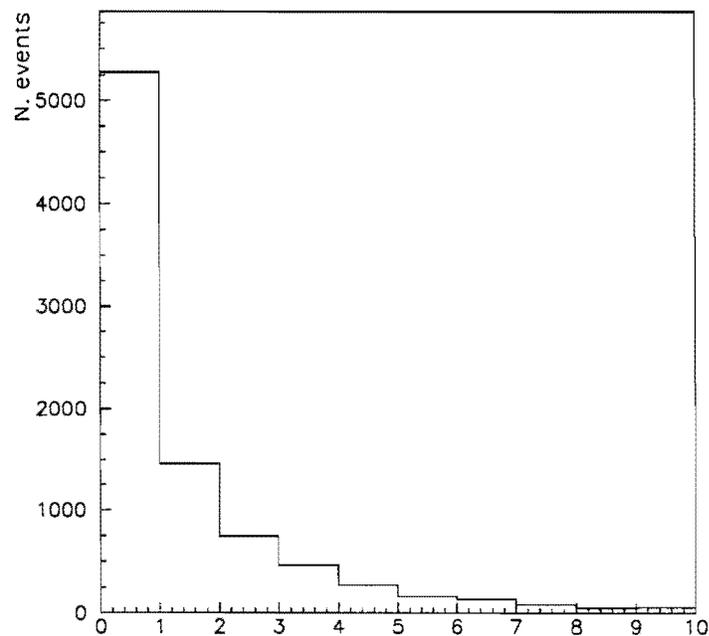


Figura 5.6: Distribuzione del χ^2 per grado di libertà del vertice del beauty per i dati.

	N ^o . di eventi Dati	N ^o . di eventi Monte Carlo
Prima dei tagli	8881	8817
$\chi_{ter}^2 < 8$	7563	6628
$ Z_{primario} - Z_{secondario} < 5cm$	8873	8815
$M_{cl} \leq 5GeV/c^2$	7435	8026
$\sigma_d < 0.05cm$	7563	8058

Tabella 5.1: Numero di eventi rimasti dopo ciascun taglio per i dati reali e per quelli simulati.

Come fatto notare in precedenza il decadimento del B non viene completamente ricostruito. Ciò fa sì che la massa invariante ricostruita, M_{cl} , non abbia un picco a $5.28 GeV/c^2$. Come si può vedere dalla figura 5.7 sia nel Monte Carlo che nei dati la massa invariante ricostruita è, nella maggior parte dei casi, inferiore a quella nominale del B . Le cause sono le stesse che abbiamo citato nel caso del $charm$. Vi è poi una coda ad alte masse ($> 5GeV/c^2$) che appare più consistente negli eventi reali rispetto a quelli simulati; questi eventi vengono rimossi richiedendo che $M_{cl} \leq 5. GeV/c^2$. In figura 5.8 è mostrato l'impulso trasverso ricostruito del B , p_{tcl} . L'accordo con il Monte Carlo pare piuttosto buono ancor prima di effettuare i tagli descritti in precedenza.

La lunghezza di decadimento è ricostruita nel piano trasverso all'asse del fascio e non vi sono richieste in z . Per evitare casi in cui la lunghezza di decadimento è ragionevole in xy ma il vertice primario e quello secondario sono molto lontani in z si impone che $|Z_{primario} - Z_{secondario}| \leq 5 cm$, richiesta che comunque elimina pochi eventi. La larghezza di questa distribuzione, mostrata in figura 5.9, è dominata dalla risoluzione della CTC, che come visto nel capitolo 3 è circa $0.5 cm$.

L'ultima grandezza su cui viene applicato un taglio è l'errore sulla lunghezza di decadimento nel piano trasverso, \vec{R}_v , definita come la distanza del vertice secondario dal primario. L'errore, la cui distribuzione è mostrata in figura 5.10, si ottiene propagando gli errori sul vertice primario e secondario tenendo conto delle correlazioni. Si richiede che tale errore si inferiore od uguale a $500 \mu m$.

In tabella 5.1 viene riportato il numero di eventi che rimane dopo ciascuno dei tagli descritti sia per i dati simulati che per quelli reali. La richiesta che tutti i requisiti siano soddisfatti riduce il campione di dati a 5601 eventi mentre gli eventi simulati rimasti sono 5650. C'è da notare inoltre che dopo aver effettuato questa selezione l'accordo tra dati e Monte Carlo migliora notevolmente.

5.3 Il fattore di correzione cinematico

Per passare dalla lunghezza di decadimento nel piano trasverso al tempo proprio del B occorre conoscere il *boost* di Lorentz, dato da $\beta\gamma = p_{tB^0}/M_{B^0}$. Dal momento che la cinematica dei

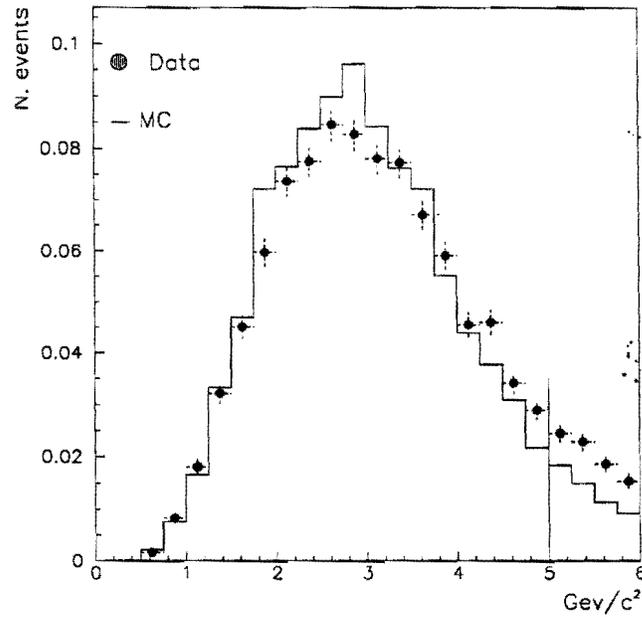


Figura 5.7: Massa invariante ricostruita per il Monte Carlo con i dati sovrapposti (entrambe le distribuzioni sono ad area 1). La linea verticale segna il punto oltre al quale si rigettano gli eventi.

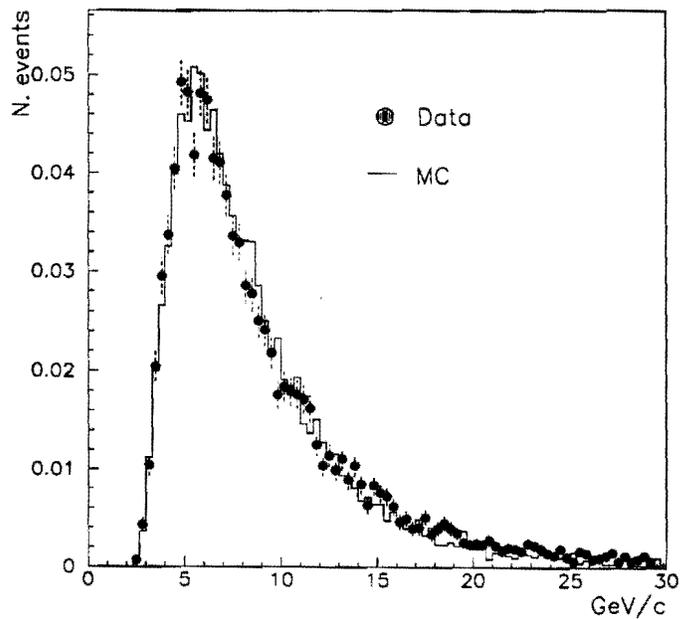


Figura 5.8: Impulso trasverso delle tracce associate al vertice secondario per i dati e il Monte Carlo normalizzati ad 1.

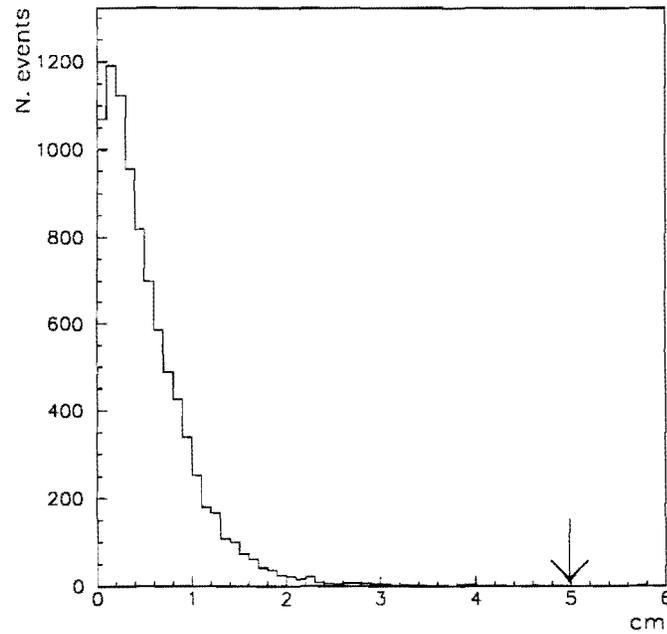


Figura 5.9: Differenza in valore assoluto tra la coordinata z del vertice primario e quella vertice secondario.

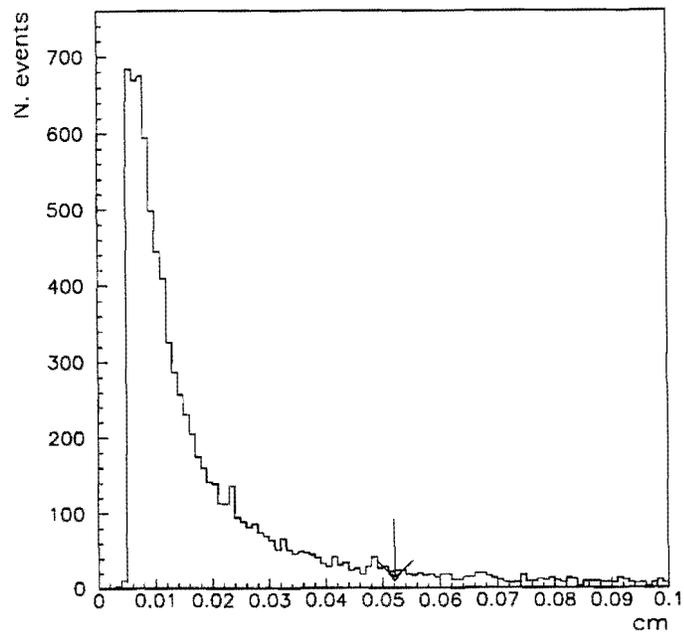


Figura 5.10: Distribuzione dell'errore sulla lunghezza di decadimento. La linea verticale segna il punto oltre il quale gli eventi vengono tagliati.

decadimenti di cui stiamo trattando non è chiusa $\beta\gamma$ può essere solo approssimato e per ottenere il giusto valore si fa ricorso al Monte Carlo.

Definiamo la lunghezza di decadimento proiettata L_{xy} ,

$$L_{xy} = \frac{\vec{p}_{tcl} \cdot \vec{R}_v}{p_{tcl}} \quad (5.3)$$

in cui \vec{R}_v è la distanza nel piano trasverso del vertice secondario dal primario. Nel far ciò si assume che la direzione di volo del B sia uguale a quella del *cluster* ricostruito; questa approssimazione è abbastanza buona in quanto le tracce perse nella ricostruzione del B corrispondono a particelle soffici che si sono portate via poco impulso trasverso. Si definisce poi pseudo- $c\tau$, λ

$$\lambda = L_{xy} \cdot \frac{M_{B^0}}{p_{tcl}} \cdot F_{corr}(p_{tcl}, M_{cl}) \quad (5.4)$$

in cui M_{B^0} è la massa del B^0 ($5.278 \text{ GeV}/c^2$) riportata nel *Particle Data Book* [5]. F_{corr} è un fattore di correzione cinematico definito

$$F_{corr} = \frac{\lambda_{vera}}{\lambda_{misurata}} \quad (5.5)$$

rapporto tra pseudo- $c\tau$ vera, ottenuta dal Monte Carlo senza gli effetti dovuti alla simulazione del rivelatore, e quella misurata nel Monte Carlo per gli stessi eventi dopo però che hanno passato sia la simulazione del rivelatore che la selezione dell'analisi.

Il campione di eventi simulato (come pure quello reale) è costituito sia da μ diretti che da quelli sequenziali. Il fattore di correzione è diverso per queste due classi di eventi; nel dover fare una scelta abbiamo deciso di determinare F_{corr} sulla prima classe, cioè eventi in cui il muone proviene direttamente dal b . In questa analisi sarebbe importante ridurre il più possibile il numero di decadimenti sequenziali e avere un campione di puri $b \rightarrow \mu$ e quindi appare più sensato utilizzare questa definizione per determinare il fattore di correzione.

Il fattore di correzione così determinato è mostrato in figura 5.11 in funzione dell'impulso trasverso e della massa invariante del *cluster*. Come si può notare dalla figura 5.11(a) F_{corr} cresce (cioè la correzione è più piccola) all'aumentare dell'impulso e diventa costante (intorno a 0.8) per impulsi trasversi ricostruiti più grandi di $15 \text{ GeV}/c$. Andamento analogo lo ha in funzione della massa invariante M_{cl} anche se la salita in questo caso è più graduale, figura 5.11(b). Il lego plot nella stessa figura indica che il fattore di correzione è rilevante a piccole masse e impulsi. Infatti in questo caso è più facile perdere delle particelle in quanto aventi impulsi troppo bassi il che porta a una sovrastima di pseudo- $c\tau$. Questo plot mostra chiaramente che F_{corr} dipende principalmente dalla massa invariante ricostruita; per masse vicine ai $5 \text{ GeV}/c^2$ il fattore di correzione varia tra 0.8 e 1. al variare dell'impulso trasverso, mentre per masse intorno ai $2 - 3 \text{ GeV}/c^2$ F_{corr} è compreso tra 0.5 e 0.7

Noto il fattore di correzione dobbiamo determinare pseudo- $c\tau$ sui dati reali. Evento per evento a seconda del p_{tcl} e M_{cl} viene letto l'istogramma di figura 5.11(c) ed estratto il rispettivo F_{corr} .

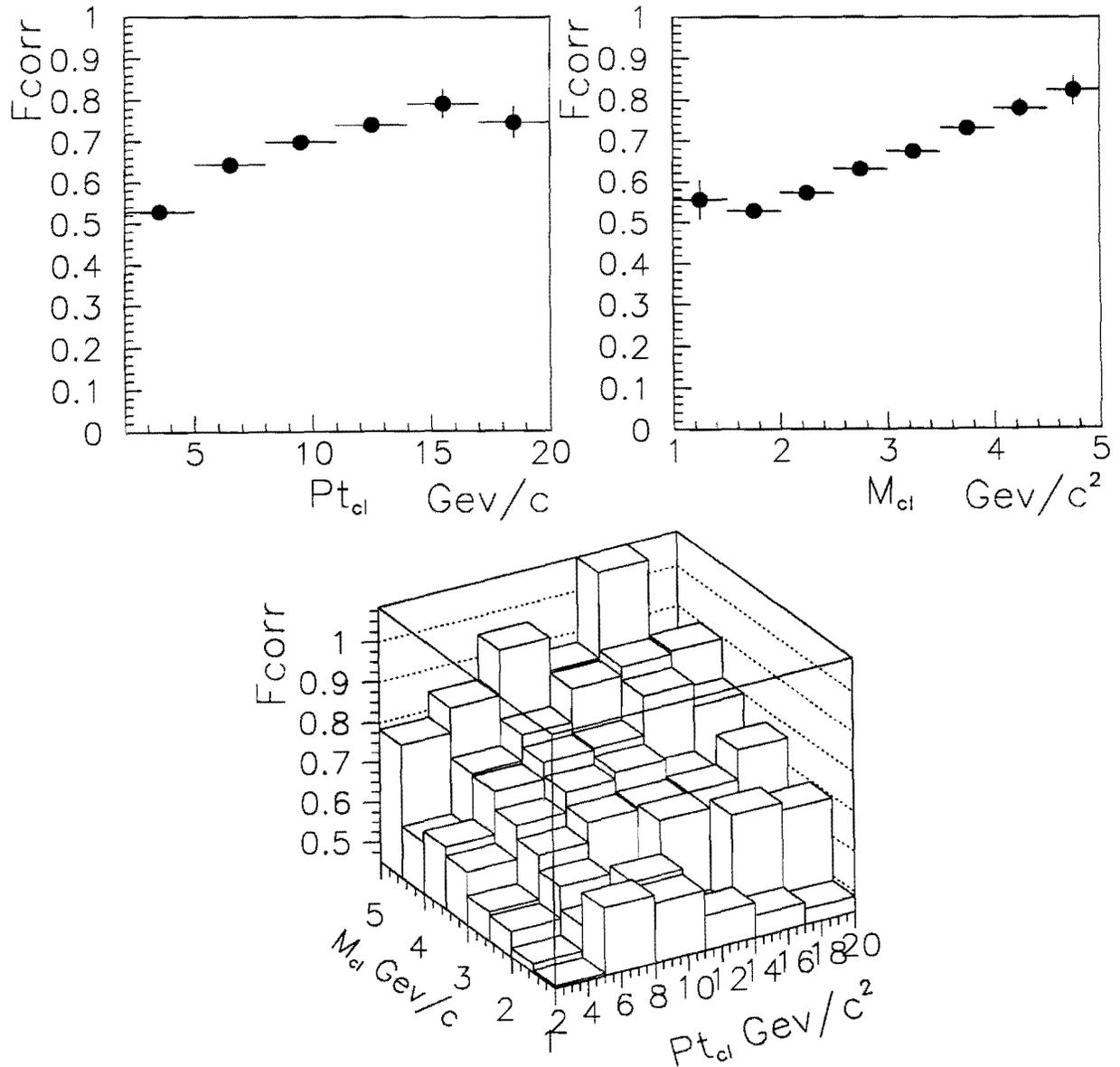


Figura 5.11: Distribuzioni del fattore di correzione F_{corr} . In a) ne è mostrato l'andamento in funzione dell'impulso trasverso ricostruito del B , mentre in b) è in funzione della massa invariante M_{cl} . Il lego plot in basso mostra invece il fattore di correzione in funzione di entrambe le variabili, $P_{t,cl}$ e M_{cl} .

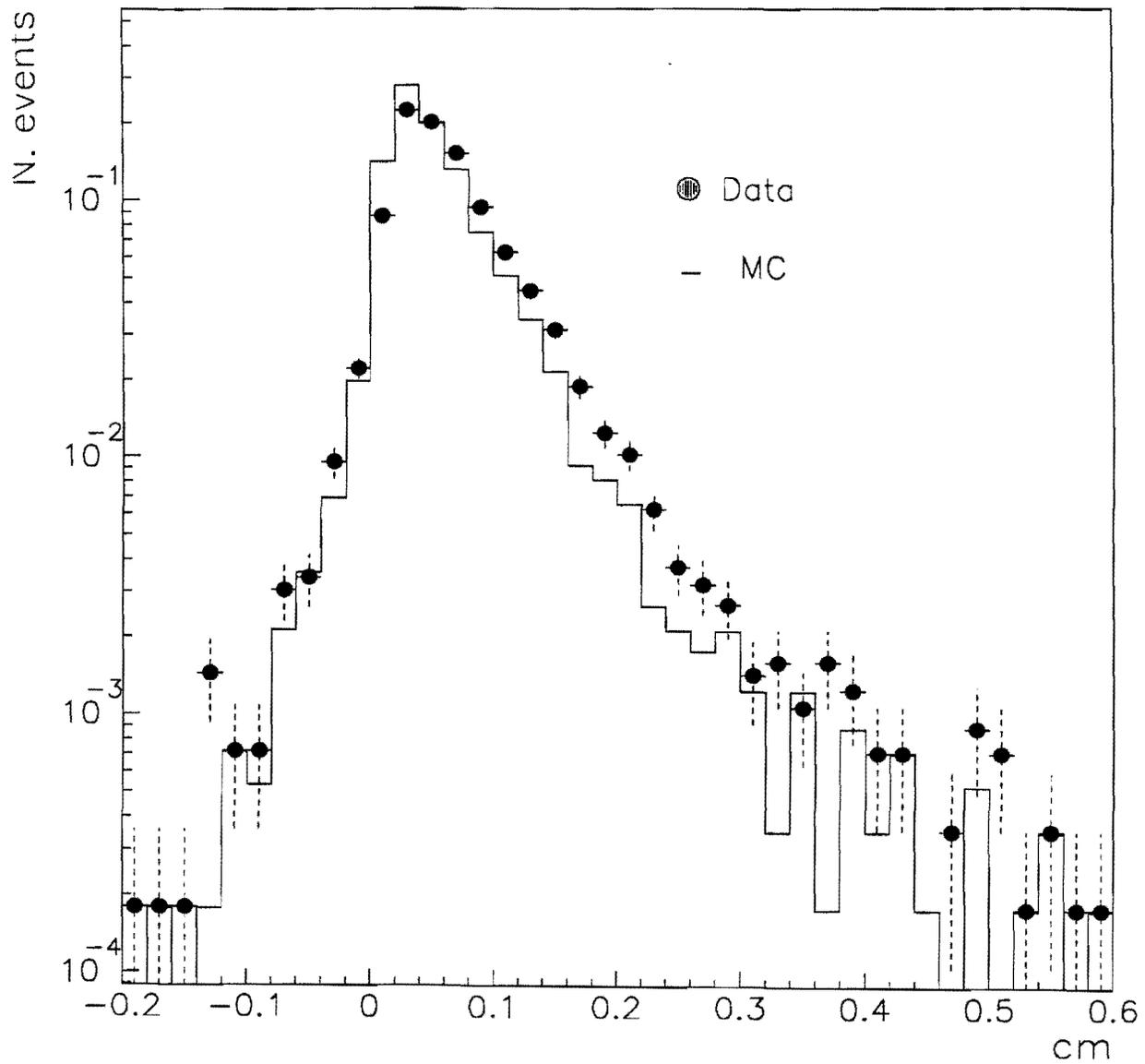


Figura 5.12: Distribuzione della pseudo- $c\tau$ ricostruita per il Monte Carlo e il di dati sovrapposti.

Questa procedura è stata applicata sia ai dati reali che a quelli simulati. La distribuzione della pseudo- $c\tau$ ottenuta è mostrata in figura 5.12. Vi è un buon accordo tra dati e Monte Carlo. Entrambi hanno una coda a grandi λ causata prevalentemente dai decadimenti sequenziali.

5.4 Frazione di decadimenti sequenziali

La percentuale dei decadimenti sequenziali è un parametro importante nello studio del mescolamento sia integrato che dipendente dal tempo. Come abbiamo visto nel secondo capitolo questi decadimenti possono simulare un mescolamento e contribuiscono alla “diluizione” dell’effetto che stiamo cercando di evidenziare. Usiamo la definizione di f_s descritta dalla formula 2.9 I due muoni degli eventi selezionati non sono tra di loro equivalenti. Uno di essi è associato ad un vertice secondario mentre l’altro ha solo passato i tagli di qualità. Questo fa sì che la frazione dei decadimenti sequenziali non sia la stessa dalla parte col vertice secondario (f_s) e dall’altra, indicata con g_s . Le frazioni di sequenziali vengono determinate facendo uso del Monte Carlo che risulta abbastanza affidabile per questo scopo grazie al buon accordo che c’è tra gli spettri in impulso dei muoni per i dati e il Monte Carlo stesso (vedi figure 5.3 e 5.4). Si ricava che g_s è uguale al 19.8% mentre $f_s = 27.8\%$. Questo ci dimostra che anche se la tecnica usata per fare il fit del secondario è piuttosto raffinata eventi con una lunghezza di decadimento più lunga in media (come i sequenziali), vengono ricostruiti più efficientemente degli altri. In più c’è da notare che f_s non è indipendente da λ , ma anzi il suo andamento, mostrato in figura 5.13, è tale da simulare l’effetto del mescolamento. Per tutte queste ragioni si è stato necessario cercare di ridurre la frazione dei decadimenti sequenziali. La grandezza che più efficientemente permette di abbassare i sequenziali senza ridurre drasticamente il numero degli eventi è la componente ortogonale alla direzione di volo del *charm* dell’impulso del muone, chiamato P_{trel} . In un certo senso è simile al P_{trel} usato dagli esperimenti LEP descritti nel secondo capitolo. In quest’ultimo caso i B^0 provengono dal decadimento della Z^0 e hanno un impulso trasverso dell’ordine di 40 GeV/c portandoli a decadere in *jet* piuttosto collimati. L’asse del *jet* identifica con buona approssimazione la direzione del B^0 . La componente dell’impulso del leptone ortogonale all’asse del *jet* è molto diversa a seconda che esso provenga da un b o da un c . Con dei tagli ben calibrati in questi casi si può ridurre la percentuale dei sequenziali a meno del 10% perdendo pochissimi muoni diretti. Purtroppo nel nostro caso i B^0 sono molto più soffici e raramente si hanno *jet* ben definiti nello stato finale. Il P_{trel} definito rispetto all’asse del *charm* ha, però, ancora un certo potere discriminatorio fra i due campioni come si può vedere dalla figura 5.14 in cui sono mostrate le distribuzioni di P_{trel} per i muoni che provengono direttamente dal b e quelli sequenziali.

La figura 5.15 riporta le medesime distribuzioni integrate. Sarebbe ottimale poter richiedere un $P_{trel} \geq 2$, ma in questo modo la statistica verrebbe ridotta più del 60%. Una scelta di compromesso è stata $P_{trel} \geq 1.3$. Come si può vedere dalla figura 5.15 questa richiesta taglia il circa il 65% dei sequenziali e circa il 22% dei diretti.

In figura 5.16 è riportata la frazione dei sequenziali, f_s in funzione di λ dopo il taglio. In

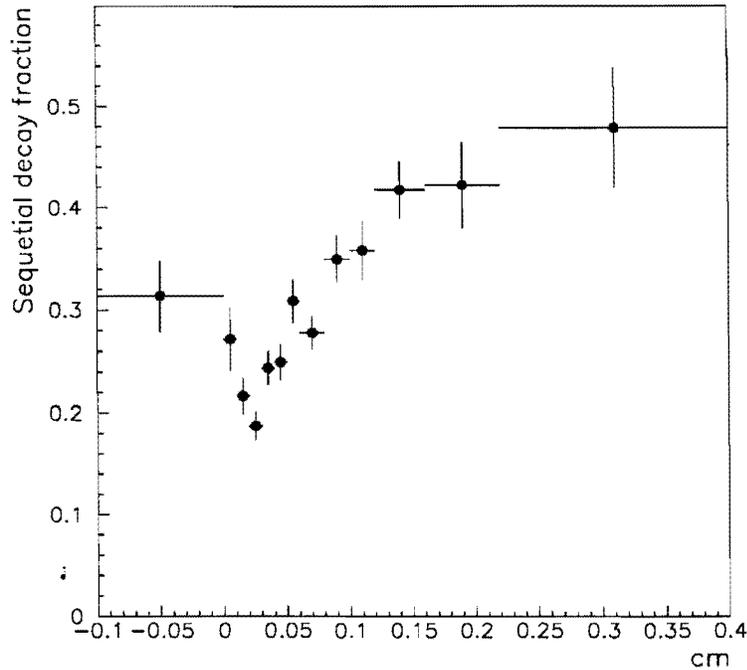


Figura 5.13: Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ .

media f_s si è ridotto al 15.1% ma ciò che molto importante è che il suo andamento con λ è diventato molto più piatto, praticamente a 0.1 cm f_s ha raggiunto il suo valore di saturazione. f_s viene parametrizzato con la curva sovrainposta alla distribuzione in figura 5.16 e utilizzata poi nel fit finale come sarà discusso nel capitolo 7. Dal lato in cui il vertice secondario non viene ricostruito la frazione dei sequenziali è $g_s = 19.4\%$, in accordo col valore prima dei tagli. Verrà usata in seguito una frazione media di sequenziali, a_s , definita

$$a_s = g_s(1 - f_s) + f_s(1 - g_s)$$

che tiene conto della asimmetria della frazione di sequenziali.

Dopo il taglio in $P_{tr\text{el}}$ il numero di eventi rimasto scende a 3873 e quelli simulati sono 3943. In figura 5.17 sono mostrate alcune distribuzioni che caratterizzano il campione dopo aver applicato anche il taglio in $P_{tr\text{el}}$. L'accordo tra dati e Montecarlo risulta molto migliorato. Questo ci permette di affermare che il Montecarlo utilizzato riproduce bene i dati reali dopo i vari tagli e quindi può essere utilizzato nella determinazione di alcune grandezze necessarie per l'analisi non misurabili sui dati come ad esempio le risoluzioni. Come si può vedere dalla figura 5.18 la distribuzione in pseudo- $c\tau$ viene migliorata dalla richiesta di un $P_{tr\text{el}}$ minimo. Sparisce la coda ad alte λ sia nei dati che nel Montecarlo; la risoluzione finita fa sì che eventi con pseudo- $c\tau$ piccole vengano misurati a pseudo- $c\tau$ negative.

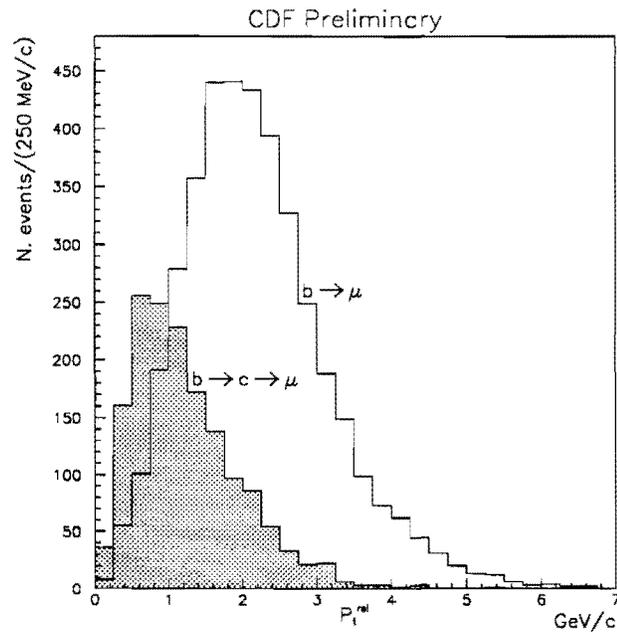


Figura 5.14: Distribuzione del P_{trel} per i muoni diretti (area bianca) e per i sequenziali (area scura) per il Montecarlo.

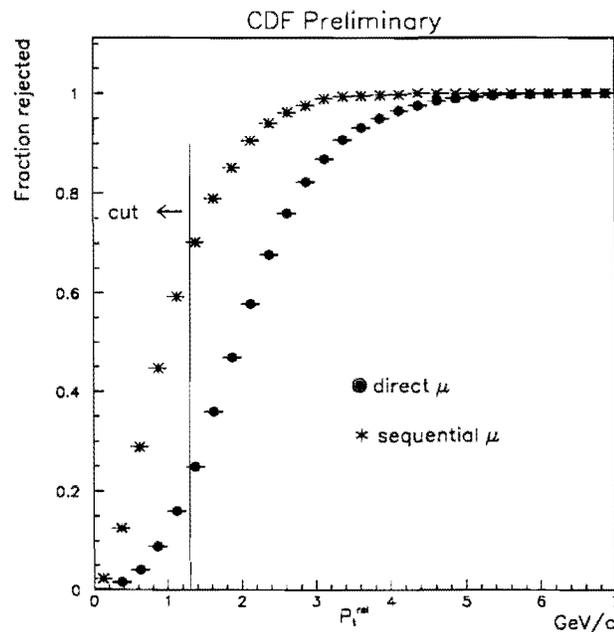


Figura 5.15: Integrale delle distribuzioni in P_{trel} per i muoni diretti e quelli sequenziali. La linea verticale rappresenta il limite inferiore al di sotto del quale gli eventi vengono rimossi.

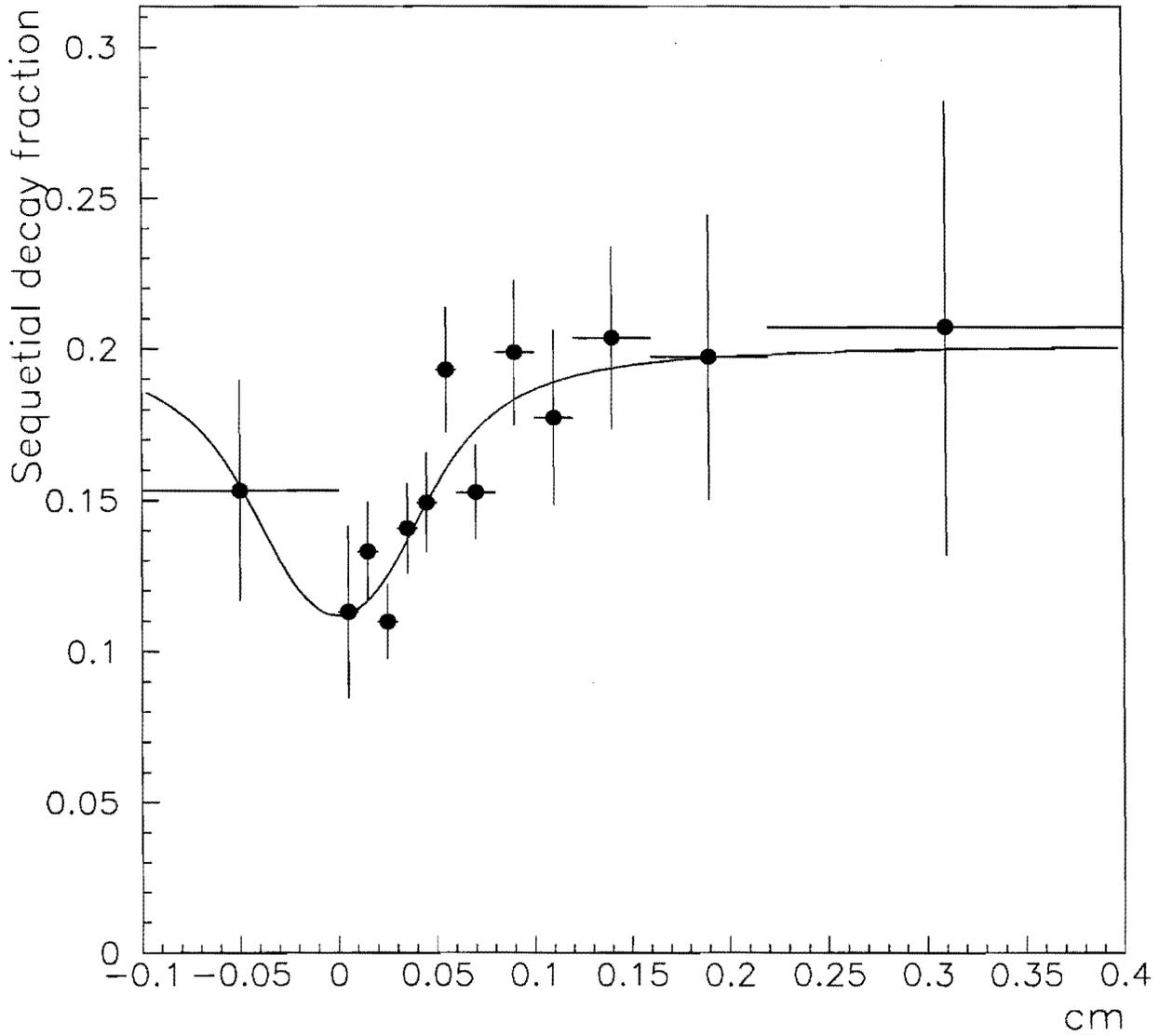


Figura 5.16: Frazione dei decadimenti sequenziali in funzione di λ dopo il taglio a $P_{tr\ell} \geq 1.3$.

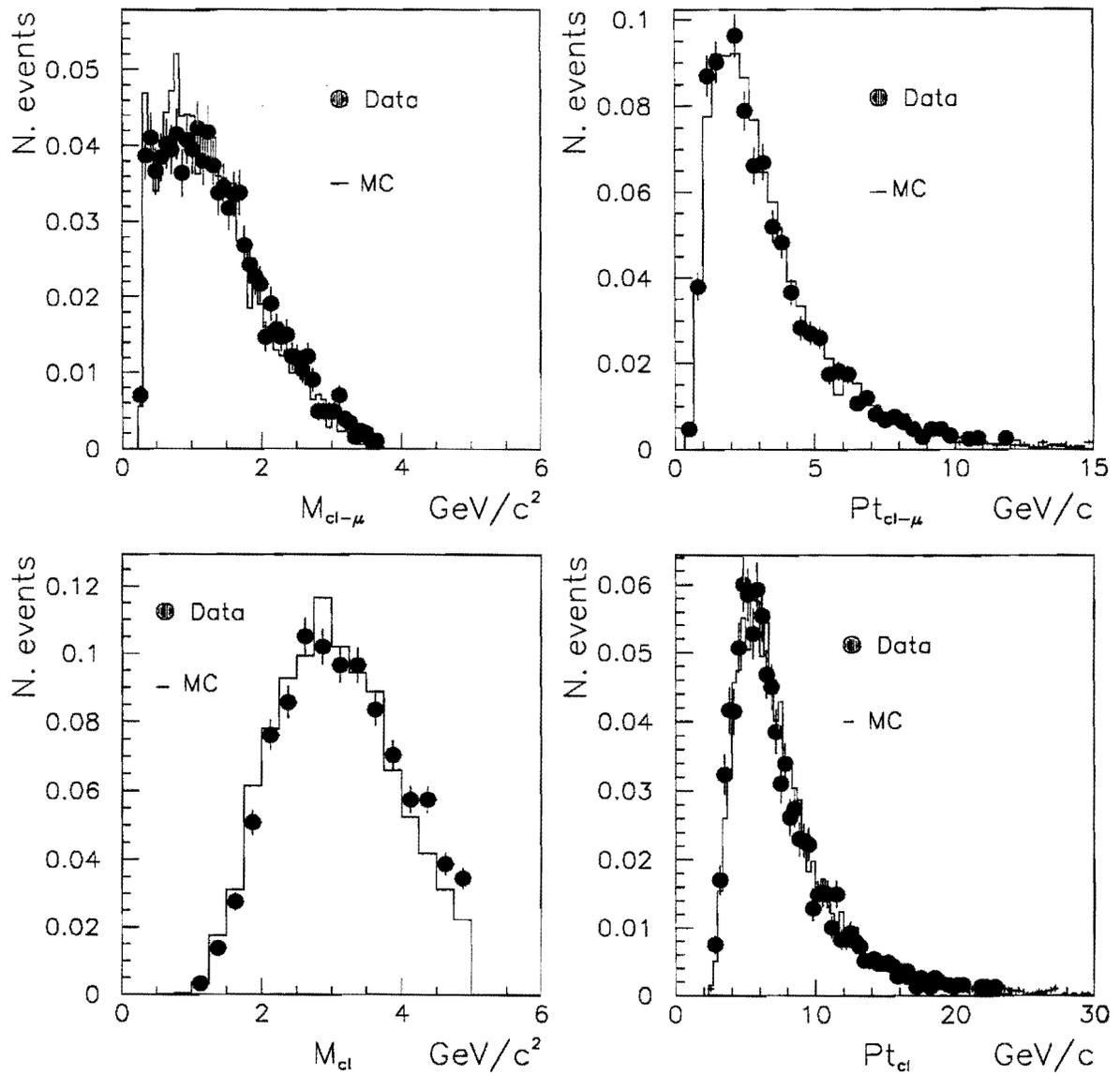


Figura 5.17: In alto da sinistra a destra, distribuzione della massa invariante e dell'impulso trasverso del *cluster* senza il μ . In basso le medesime distribuzioni per il *cluster* includendo il μ , quindi per ciò che si ricostruisce del B .

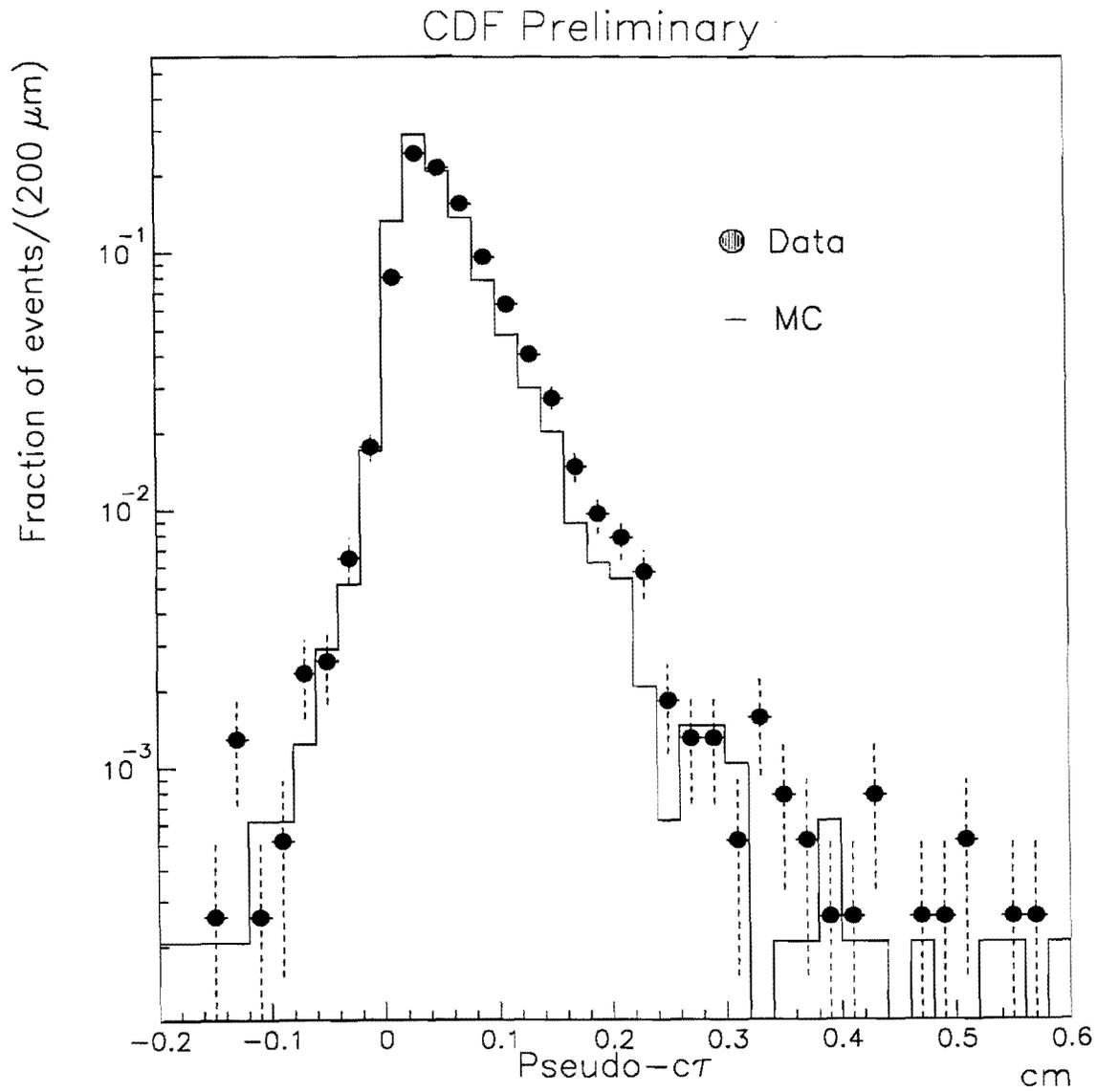


Figura 5.18: Distribuzione, normalizzata ad 1, per i dati e il Montecarlo di λ dopo il taglio in P_{trel} .

5.5 Determinazione della risoluzione

Come appena visto nella sezione precedente a causa di una risoluzione finita si hanno alcuni eventi anche a pseudo- $c\tau$ negative. L'effetto della risoluzione sulla frazione degli eventi con lo stesso segno in funzione di λ può essere drammatico. Se la risoluzione è troppo bassa l'andamento oscillante può essere completamente distrutto. Questi effetti saranno approfonditi nel capitolo 7 quando sarà discusso il modello adottato per il fit; diamo qui di seguito una descrizione di come è stata determinata la risoluzione su pseudo- $c\tau$.

Per ogni evento abbiamo $\lambda = F \cdot d$ dove d è la lunghezza di decadimento proiettata nella direzione di volo del *cluster* e $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$. La variazione di λ può essere scritta

$$\Delta\lambda = F\Delta d + \lambda \frac{\Delta F}{F} \quad (5.6)$$

Dalla formula 5.6 appare chiaramente che vi sono due termini che contribuiscono alla risoluzione: uno dipendente dalla lunghezza di decadimento proiettata e l'altro dal *boost* e dal fattore di correzione. Entrambi sono stati studiati facendo ricorso al Montecarlo.

La risoluzione sulla lunghezza di decadimento è mostrata in figura 5.19. Per ogni evento che abbia superato i tagli descritti in precedenza si fa il grafico della lunghezza di decadimento misurata (dopo che ha passato la simulazione del rivelatore e tutti i programmi di selezione) meno quella vera ottenuta dal Montecarlo. Questa distribuzione è stata parametrizzata con la somma di due Gaussiane di larghezza $98.6 \mu m$ e $413.8 \mu m$, centrate rispettivamente a $29 \mu m$ e $98 \mu m$; di questo *offset* si è tenuto conto poi nel fit dei dati. Nel 57.2% dei casi si ha la prima Gaussiana mentre nei restanti 42.8% la seconda.

Anche ΔF viene studiato sul Montecarlo. Con la definizione 5.5 del fattore di correzione si ha

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\left(\frac{M_B}{P_{tcl}} \cdot F_{corr} - \left(\frac{M_B}{P_{tB}} \right)_{vero} \right)}{\left(\frac{M_B}{P_{tB}} \right)_{vero}} \quad (5.7)$$

La sottoscritta *vero* indica che è stato determinato dal Montecarlo senza simulazione del rivelatore mentre l'altro termine è ottenuto tramite la solita procedura di analisi. La distribuzione di $\frac{\Delta F}{F}$, riportata in figura 5.20, è piuttosto asimmetrica con una coda positiva dovuta agli eventi in cui si è corretto troppo. Questa distribuzione è stata fittata con la somma di due gaussiane; la larghezza ottenuta è di .178 e .30, la media -.114 e .207 con frazioni del 71.0% e 29.0% rispettivamente. In figura 5.21 è mostrata la distribuzione di $\sigma_\lambda/\Delta\lambda$ in cui $\sigma_\lambda = \lambda - \lambda_{vero}$ con $\lambda_{vero}(\lambda)$ ottenuta dal Montecarlo senza (con) la simulazione del rivelatore. Questa distribuzione ci mostra quanto bene abbiamo determinato la risoluzione su pseudo- $c\tau$.

Al momento di usare la risoluzione determinata la formula 5.6 viene riscritta:

$$\Delta\lambda = \bar{F}\Delta d + \lambda \frac{\Delta F}{F} \quad (5.8)$$

nella quale abbiamo sostituito F con \bar{F} , che equivale ad assumere che F sia costante per tutti gli eventi. Questa approssimazione è abbastanza buona in quanto F non varia molto da evento ad evento (vedi figura 5.22).

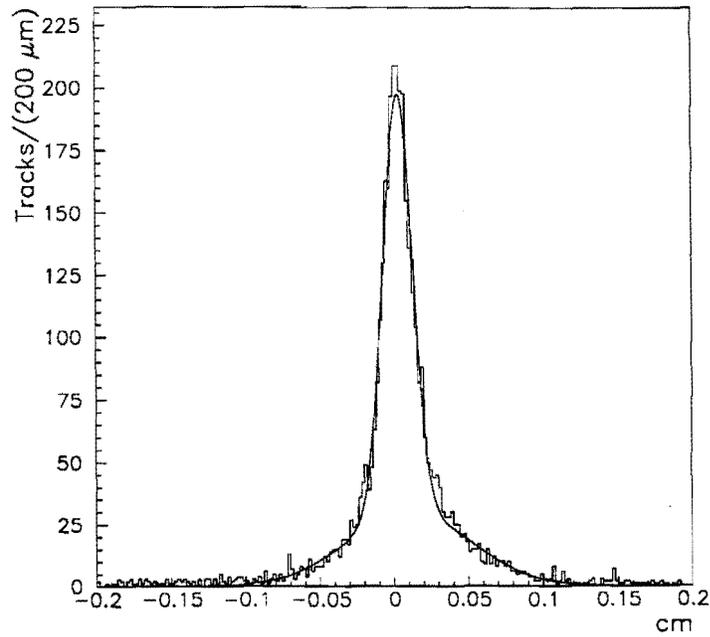


Figura 5.19: Distribuzione della risoluzione sulla lunghezza di decadimento per gli eventi Montecarlo .

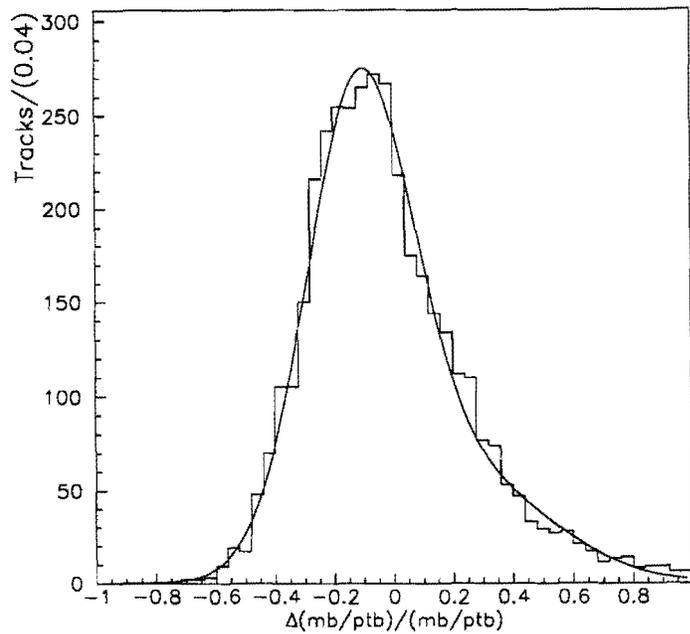


Figura 5.20: Distribuzione della risoluzione del termine legato al *boost* dopo aver corretto per le tracce perse .

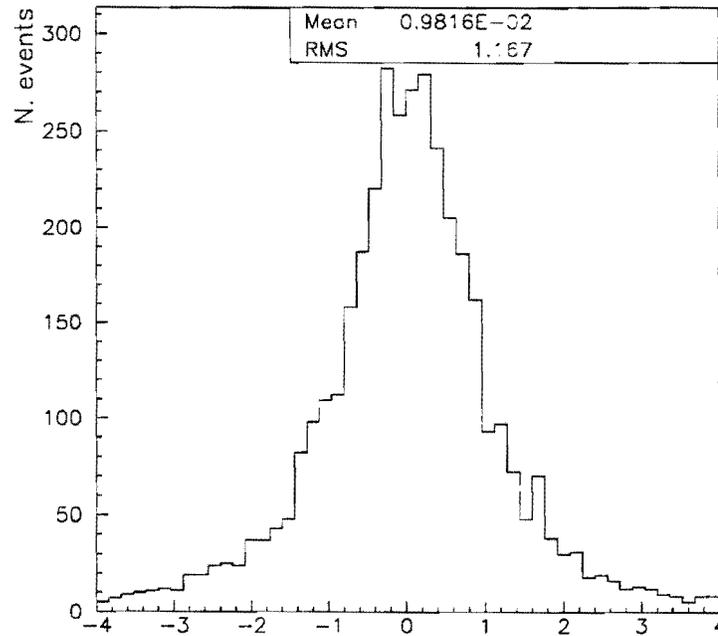


Figura 5.21: Distribuzione della risoluzione del termine legato al *boost* dopo aver corretto per le tracce perse .

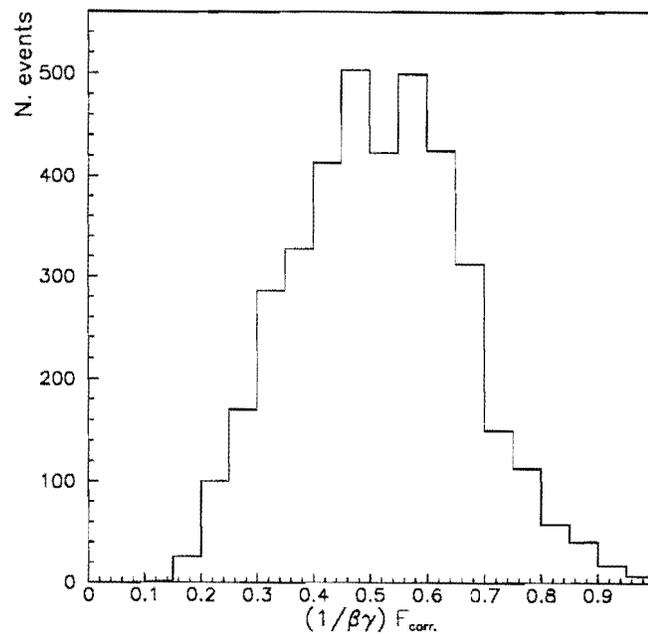


Figura 5.22: Distribuzione di $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$ per gli eventi simulati.

Capitolo 6

Composizione del campione di dati

Nell'analisi della correlazione di carica dei μ è molto importante riuscire a determinare la purezza del campione. Il fondo da studiare è di due tipi : correlato e scorrelato. Per fondo correlato si intendono eventi con due muoni che non provengono dal decadimento del B^0 ma da altre particelle. Ne sono esempi i mesoni con *charm*, la Υ e il *Drell – Yan*. Fanno invece parte del fondo scorrelato gli eventi in cui uno o entrambi i muoni sono falsi o ottenuti dai decadimenti in volo dei K e delle π .

6.1 Studio della frazione di fondo correlato

Una sorgente di muoni sempre con segno opposto è il *charm* diretto, cioè *quark* c o \bar{c} prodotti in interazioni $p\bar{p}$ che poi adronizzano in mesoni D . I D^\pm decadono con una vita media di $1.057 ps$ e i D^0 di $0.415 ps$. In media l'impulso dei muoni provenienti dal *charm* è piuttosto basso e la richiesta di un impulso trasverso minimo di $2 GeV/c$ ne elimina la maggior parte. Definiamo

$$f_c = \frac{N_{ev}(c\bar{c} \rightarrow \mu^+\mu^-)}{N_{ev}(totali)} \quad (6.1)$$

Se la frazione f_c rimasta dopo tutti i tagli non è troppo alta è possibile rinunciare alla conoscenza precisa di tale valore e lasciarlo come parametro libero nel fit. C'è comunque bisogno di determinare l'ordine di grandezza di questa frazione. Questo studio è stato fatto utilizzando due metodi diversi che hanno portato a risultati compatibili tra loro.

6.1.1 Uso del Montecarlo

È stato generato un campione di 3909 eventi $c\bar{c}$ usando il generatore ISAJET. La sezione d'urto di produzione $c\bar{c}$ in ISAJET è di $0.4873 \times 10^{-2} mb$ e l'efficienza dei tagli applicati è 1.102×10^{-4} per cui sfruttando la relazione 5.2 il numero di eventi generati corrisponde ad una luminosità integrata di $7.28 (pb^{-1})$.

Questi dati sono poi stati simulati usando lo stesso Montecarlo usato per i mesoni B ed è stata applicata la stessa selezione che è stata usata per i dati. La richiesta di avere due

muoni di buona “qualità” porta il campione a 2556 eventi che passati attraverso l’algoritmo $D - \phi$ si riducono a 325. Dopo la ricostruzione della lunghezza di decadimento rimangono 219 eventi che diventano 144 dopo aver applicato i tagli usuali descritti nella sezione 5.2. La richiesta che P_{rel} sia maggiore di 1.3 porta ad un campione di finale di 60 eventi.

Il nostro scopo è di determinare il numero di eventi $c\bar{c}$, $N_{c\bar{c}}$ rispetto al numero di $b\bar{b}$, $N_{b\bar{b}}$. Per la stessa luminosità integrata L , questo rapporto si può scrivere:

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})tagli} \cdot \epsilon_{(c\bar{c})analisi} \cdot \sigma_{(c\bar{c})prod.}}{\epsilon_{(b\bar{b})tagli} \cdot \epsilon_{(b\bar{b})analisi} \cdot \sigma_{(b\bar{b})prod.}} \quad (6.2)$$

in cui $\epsilon_{(c\bar{c})tagli}$ ($\epsilon_{(b\bar{b})tagli}$) è l’efficienza dei tagli a livello di produzione per il c (b), $\epsilon_{(c\bar{c})analisi}$ ($\epsilon_{(b\bar{b})analisi}$) è l’efficienza di tutti i tagli a livello di analisi per il c (b) e $\sigma_{(c\bar{c})prod.}$ ($\sigma_{(b\bar{b})prod.}$) è la sezione d’urto di produzione di $c\bar{c}$ ($b\bar{b}$). Le efficienze sono determinabili facilmente dal Montecarlo. Quelle dei tagli in produzione sono già state determinate e per quelle dell’analisi basta considerare il numero di eventi che rimane dopo tutti i tagli rispetto al totale. Riassumendo si ha :

$$\begin{aligned} \epsilon_{(c\bar{c})tagli} &= 1.102 \times 10^{-4} \\ \epsilon_{(b\bar{b})tagli} &= 2.064 \times 10^{-3} \\ \epsilon_{(c\bar{c})analisi} &= 1.53 \times 10^{-2} \\ \epsilon_{(b\bar{b})analisi} &= 7.11 \times 10^{-2} \end{aligned}$$

Con questi valori l’equazione 6.2 diventa

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = 1.49 \times 10^{-2} \cdot \frac{\sigma_{(c\bar{c})prod.}}{\sigma_{(b\bar{b})prod.}} \quad (6.3)$$

Resta da determinare il rapporto tra le sezioni d’urto di produzione del c e del b . La sezione d’urto correlata di produzione di $b\bar{b}$ è stata misurata da CDF ([66]) essere $2.00 \pm 0.38 \pm 0.37 \mu b$ per $P_t^{b1,min} = 6.5 \text{ GeV}/c$ e $P_t^{b2,min} = 6.5 \text{ GeV}/c$ che risulta più alta di quella del Montecarlo nonostante quest’ultima abbia un $P_t^{b,min}$ inferiore. Non vi sono attualmente misure per la sezione d’urto di produzione di $c\bar{c}$ a *collider* adronici. La teoria in questo caso ci aiuta ben poco. Le incertezze nella determinazione della sezione d’urto di produzione di $b\bar{b}$ sono dello stesso ordine di grandezza degli errori sperimentali e nel caso del *charm* l’errore può essere più del 100%. Poiché non vi è un valore misurato che possiamo utilizzare per ricavare il rapporto tra le due sezioni d’urto prendiamo quelle usate dal generatore ISAJET. Il fatto che utilizziamo il rapporto tra le due dovrebbe ridurre l’errore perché alcuni dei parametri sconosciuti si cancellano. Rimane, comunque sconosciuto l’errore che dobbiamo assumere almeno del 100%.

Con i valori in precedenza citati per le due sezioni d’urto si ottiene

$$\frac{\sigma_{c\bar{c}prod.}}{\sigma_{b\bar{b}prod.}} = 2.98 \quad (6.4)$$

che inserito nell'equazione 6.3 dà

$$\frac{N_{c\bar{c}}}{N_{b\bar{b}}} = 0.034 \quad (6.5)$$

Poiché f_c è la frazione di *charm* diretto rispetto al totale degli eventi si ricava che f_c è inferiore al 3.4%. Purtroppo non siamo in grado di quantificare la precisione con cui questo numero è noto.

6.1.2 Estrazione di $f_{c\bar{c}}$ dai dati

La stima della frazione di *charm* diretto può essere fatta usando contemporaneamente i dati e il Montecarlo. Come è visto nella sezione 5.4 la distribuzione in $P_{tr\ell}$ per i muoni diretti e quelli sequenziali sono molto diverse; per i muoni che provengono dal *charm* diretti ci si aspetta che sia ancora diversa come mostrato da studi precedenti [67]. In figura 6.1 è mostrata la parametrizzazione delle distribuzioni in $P_{tr\ell}$ per le varie componenti come si ottiene dal Montecarlo. In questo caso la distribuzione dei μ che provengono direttamente dal *charm* non si distingue molto da quelli sequenziali. Questo effetto è causato dai criteri di selezione. La richiesta di un impulso trasverso minimo di $2 \text{ GeV}/c$ per i due muoni porta a selezionare eventi $c\bar{c}$ con un *boost* più elevato; inoltre la necessità di avere almeno un vertice di decadimento secondario ricostruito fa sì che il campione finale sia arricchito di eventi con una lunghezza di decadimento maggiore. Quindi il *charm* diretto che rimane nel nostro campione ha caratteristiche piuttosto peculiari create dalla selezione degli eventi. Anche se il potere discriminatorio della variabile $P_{tr\ell}$ è enormemente ridotto possiamo fare un fit a più componenti della distribuzione in $P_{tr\ell}$ ottenuta dai dati. Facendo un fit delle distribuzioni in $P_{tr\ell}$ del Montecarlo si determinano le parametrizzazioni delle varie componenti, che risultano:

$$\begin{aligned} b & : f(x) = \alpha e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-x_1)^2}{\sigma_1^2}} + \beta e^{-\frac{1}{2} \frac{(x-x_2)^2}{\sigma_2^2}} \\ bc & : f(x) = N_1 x e^{-\mu_1 x} \\ c & : f(x) = N_2 x^2 e^{-\mu_2 x} \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} \alpha & = 0.408, \quad \beta = 0.089, \quad x_1 = 1.881, \quad x_2 = 2.997, \quad \sigma_1 = 0.7232, \quad \sigma_2 = 1.169 \\ N_1 & = 2.0564, \quad \mu_1 = 1.434 \\ N_2 & = 7.1479, \quad \mu_2 = 2.427 \end{aligned}$$

dove con b si sono indicati i muoni diretti, bc quelli sequenziali e con c quelli provenienti dal *charm* diretto. Facciamo poi un fit a tre componenti dei dati lasciando come parametri liberi la frazione di b e quella di c . Fissiamo la frazione di sequenziali a 0.278, valore che si ricava dal Montecarlo prima di aver applicato il taglio in $P_{tr\ell}$. In figura 6.2 è mostrata la distribuzione in $P_{tr\ell}$ per i dati con il risultato del fit sovrapposto dal quale si ricava:

$$f_c = 0.01 \pm 0.01$$

L'errore è solo statistico ottenuto dal fit assumendo di conoscere esattamente la frazione di sequenziali. Il valore di f_c misurato corrisponde alla frazione di *charm* diretto nei dati prima del taglio in P_{trel} , per determinare questa frazione dopo il taglio assumiamo che il campione sia formato da *b* e *charm* cioè

$$N_{ev}(totali) = N_b + N_c$$

In pratica stiamo affermato che la frazione di fondo scorrelato è trascurabile, ipotesi che sarà discussa nel prossimo paragrafo. Comunque l'inserimento di una percentuale di fondo scorrelato renderebbe la frazione di *charm* diretto ancora più bassa, quindi l'ipotesi fatta è sicuramente conservativa. Con queste assunzioni si ha

$$f_c = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c}{\epsilon_{(b\bar{b})P_{trel}} N_b + \epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c} \quad (6.6)$$

in cui $\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}}$ e $\epsilon_{(b\bar{b})P_{trel}}$ sono le efficienze del taglio per i *c* e i *b* rispettivamente.; queste sono misurabili sfruttando il Montecarlo e si ottiene

$$\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} = 0.42 \pm 0.04$$

$$\epsilon_{(b\bar{b})P_{trel}} = 0.698 \pm 0.006$$

Trascurando $\frac{N_c}{N_b}$ rispetto ad 1 l'equazione 6.6 diventa:

$$f_c = \frac{\epsilon_{(c\bar{c})P_{trel}} N_c}{\epsilon_{(b\bar{b})P_{trel}} N_b} \quad (6.7)$$

Il rapporto $\frac{N_c}{N_b}$ nella formula 6.7 corrisponde al valore di f_c prima del taglio in P_{trel} che scalato con le appropriate efficienze da:

$$f_c = 0.006 \pm 0.006 \quad (6.8)$$

in cui l'errore è ancora solo statistico.

Da questo studio si ricava anche che la frazione di fondo scorrelato dal lato in cui è stato ricostruito il vertice deve essere dell'ordine del %. Infatti ci si aspetta che la distribuzione in P_t^{rel} per il fondo sia molto più simile a quella del *charm* diretto che non a quella del *b* e quindi in questo modo poniamo un limite superiore alla frazione di fondo correlato dalla parte del vertice.

La frazione di Υ e *Drell - Yan* presente nel campione dovrebbe essere inferiore a quella di *charm* diretto in quanto in questo caso non ci si aspetta un vertice secondario. La Υ è una risonanza che si presenta ad una energia di $9.46 \text{ GeV}/c^2$ con una larghezza sperimentale di circa $50 \text{ MeV}/c^2$ [68]. Questa risonanza non è presente nel campione da noi selezionato come si può osservare in figura 6.3, dove è riportata la distribuzione in massa invariante dei due muoni aventi carica opposta ($M_{\mu^+\mu^-}$). Il numero di eventi compresi in una finestra di tre sigma attorno a $9.46 \text{ GeV}/c^2$ (posizione nominale del picco) è $51. \pm 7$ Per determinare quanti

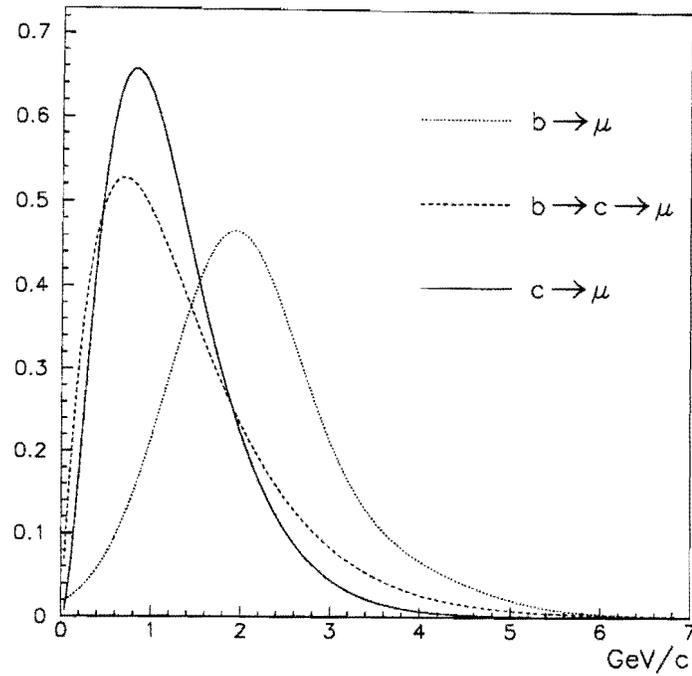


Figura 6.1: Parametrizzazione delle distribuzioni in P_{trel} per le varie componenti.

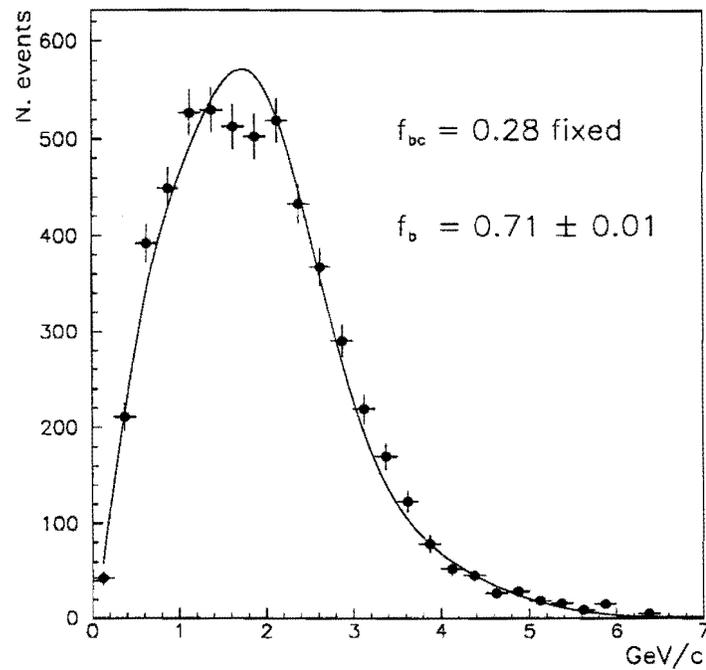


Figura 6.2: Distribuzione in P_{trel} per i dati con sovrapposto il risultato del fit.

di questi provengono dal decadimento della Υ contiamo gli eventi nelle bade laterali definite $9.01 < M_{\mu^+\mu^-} < 9.31$ e $9.61 < M_{\mu^+\mu^-} < 9.91$. Nella prima banda vi sono 56 ± 7 eventi mentre nella seconda 43 ± 7 che corrispondono ad una media di 50 ± 7 . Quindi gli eventi presenti nella regione della Υ sono compatibili con fondo. Da questo si ricava che l'efficienza della nostra analisi per muoni diretti è circa zero. Questo fa sì che anche la frazione di *Drell - Yan* che ci si aspetta sia del tutto trascurabile.

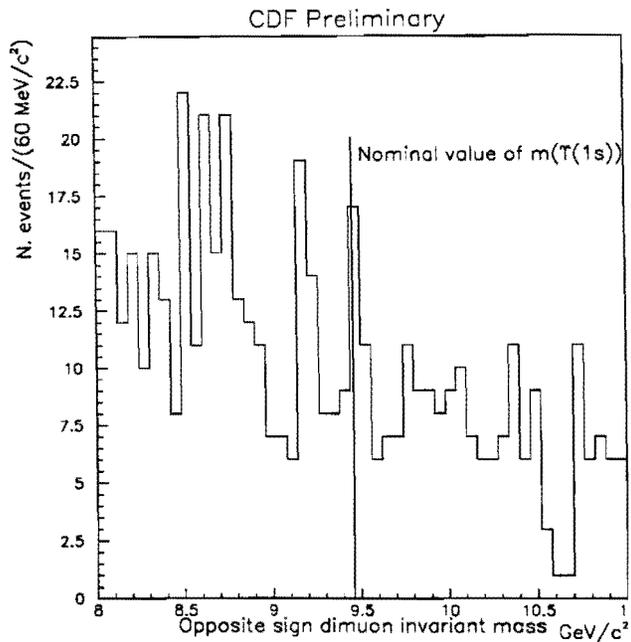


Figura 6.3: Distribuzione della massa invariante delle coppie di muoni con segno opposto.

6.2 Valutazione della frazione di fondo scorrelato

Dalla discussione fatta nei paragrafi precedenti è emerso che il fondo correlato contribuisce in modo diverso al numero di muoni con lo stesso segno e a quelli con segno diverso. Vi è però un fondo, che abbiamo definito scorrelato, che per la sua natura contribuisce allo stesso modo alle due classi di muoni. Rientrano in questa categoria i muoni falsi, la cui maggior parte dovrebbero essere stati eliminati dalla selezione fatta, e tutte le altre coppie di muoni non provenienti da $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, Υ e *Drell - Yan*. Come per il *charm* diretto, c'è comunque la necessità di determinare almeno indicativamente la percentuale di questo fondo. Per far ciò utilizziamo direttamente i dati sfruttando due metodi diversi anche se nel fit finale ne verrà usato solo uno.

Il primo metodo si basa sul confronto tra il numero di eventi con due muoni con lo stesso segno e quelli con i due muoni di segno opposto. Il numero di eventi con lo stesso segno, N^{ls} , e quelli con segno opposto, N^{os} può essere scomposto nelle seguenti componenti:

$$N^{ls} = N^{tot} f_b f_{mix} + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \quad (6.9)$$

$$N^{os} = N^{tot} f_b f_{nomix} + N^{tot} f_c + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \quad (6.10)$$

dove abbiamo definito N_{tot} il numero totale di eventi, f_b la frazione di eventi contenute il quark b , f_c la frazione di *charm* e f_{bck} la percentuale di fondo scorrelato; f_{mix} e f_{nomix} sono rispettivamente la probabilità di avere un evento con due muoni dello stesso segno e di segno opposto provenienti da mesoni B tenendo presenti anche i decadimenti secondari, quindi il primo termine nella equazione 6.9 dà il numero di eventi con due muoni dello stesso segno che provengono da B ; analogamente il primo termine nella equazione 6.10 per gli eventi con due muoni con la stessa carica. Una discussione particolareggiata di come si ricavano queste frazioni sarà fatta nel capitolo 8, al momento assumiamole :

$$f_{mix} = 2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi}) + a_s(1 - 2\bar{\chi})^2 \quad (6.11)$$

$$f_{nomix} = \bar{\chi}^2 + (1 - \bar{\chi}) - a_s(1 - 2\bar{\chi})^2 \quad (6.12)$$

Le due equazioni 6.9 e 6.10 devono essere risolte tendo presente la condizione

$$f_b + f_c + f_{bck} = 1 \quad (6.13)$$

con la quale le 6.9 6.10 si riscrivono

$$N^{ls} = N^{tot} (1 - f_c - f_{bck}) f_{mix} + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \quad (6.14)$$

$$(6.15)$$

$$N^{os} = N^{tot} (1 - f_c - f_{bck}) f_{nomix} + N^{tot} f_c + \frac{1}{2} N^{tot} f_{bck} \quad (6.16)$$

Sottraendo la 6.16 dalla 6.15 si ottiene:

$$f_{bck} = 1 - \frac{2f_{mix}}{f_{mix} - f_{nomix}} f_c + \frac{N^{os} - N^{ls}}{N^{tot} (f_{mix} - f_{nomix})} \quad (6.17)$$

che diventa, esplicitando f_{mix} e f_{nomix} :

$$f_{bck} = 1 - 2 \left(\frac{2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi}) + a_s(1 - 2\bar{\chi})^2}{(1 - 2\bar{\chi})^2 (2a_s - 1)} \right) f_c + \frac{N^{os} - N^{ls}}{N^{tot} (1 - 2\bar{\chi})^2 (2a_s - 1)} \quad (6.18)$$

Questa equazione dipende da diversi parametri. Dai dati prendiamo i valori di N^{ls} e N^{os} . Rimangono come parametri liberi la frazione di decadimenti sequenziali a_s , la percentuale

di *charm* e il parametro di mescolamento $\bar{\chi}$. In figura 6.4 e 6.5 sono mostrate le frazioni di fondo scorrelato in funzione della frazione di decadimenti sequenziali. La linea verticale rappresenta il valore misurato sul Montecarlo per a_s . In figura 6.4 la percentuale di fondo viene mostrata ponendo $\bar{\chi} = 0.15$; anche per una frazione di *charm* diretto dell'ordine dell'1%, limite massimo stimato dai dati, la frazione di fondo è trascurabile. Inserendo questi valori nella 6.18 otteniamo infatti $f_{bck} \sim 0.002$. Se invece se assume $\bar{\chi} = 0.13$ con un errore di 0.015, otteniamo delle frazioni di fondo più significative come mostrato in figura 6.5. Ponendo $a_s = 0.286 \pm 0.006$, ottenuto dal Montecarlo, i valori di f_{bck} si riassumono come segue al variare di f_c :

f_c	f_{bck}
0.000 (costante)	0.07 ± 0.10
0.01 ± 0.01	0.11 ± 0.10
0.006 ± 0.006	0.09 ± 0.10

L'errore ottenuto, piuttosto grosso, è dovuto alle grandi incertezze con cui sono noti f_c e $\bar{\chi}$; il risultato è comunque che la frazione del fondo scorrelato è piuttosto piccola. Bisogna però notare che vi è una forte dipendenza da $\bar{\chi}$ che può influenzare il risultato finale. Inoltre con questo metodo non riusciamo a discriminare tra il lato in cui il vertice è ricostruito e l'altro.

Per questi motivi si è utilizzato un altro metodo. Abbiamo studiato la distribuzione del parametro di impatto del μ dal lato dove non vi è il vertice ricostruito per stabilire la frazione di fondo. La distribuzione in parametro di impatto per i muoni provenienti da B è stata ottenuta dal Monte Carlo mentre per il fondo si sono utilizzati i dati. Un muone falso viene identificato come un μ che ha $P_t > 3 \text{ GeV}/c$ che dovrebbe essere rivelato nel CMP ma non lo è.

Un fit a due componenti dei dati usando le parametrizzazioni descritte dà $f_{bck} = 12 \pm 3.4\%$. L'errore include l'errore statistico sulle parametrizzazioni, il 6% di incertezza sulla vita media del B e il 2% di incertezza sulla forma del fondo. In figura 6.6 è mostrato il risultato del fit con i dati sovrapposti.

Queste conclusioni sulla composizione del fondo sono state controllate in modo qualitativo guardando la asimmetria di carica dei muoni. Poichè il *rate di punch through* è più alto per kaoni positivi che negativi ci si aspetta una chiara asimmetria in presenza di fondo. Quello che misuriamo sui dati è $2.45 \pm 1.6\%$ dal lato in cui il vertice è ricostruito e $3.02 \pm 1.6\%$ dall'altro. Poichè i muoni falsi sono principalmente primari ripetiamo la misura dell'asimmetria dopo aver richiesto che il parametro di impatto del muone sia più piccolo di $100 \mu m$. Troviamo che l'asimmetria è $1.7 \pm 2.4\%$ dal lato con il vertice ricostruito e $5.6 \pm 2.1\%$. L'indicazione che possiamo ricavare è che il fondo da μ falsi è piuttosto piccola e comunque è concentrata dal lato in cui il vertice non viene ricostruito. Questo risultato è in accordo con quanto determinato in precedenza con metodi indipendenti.

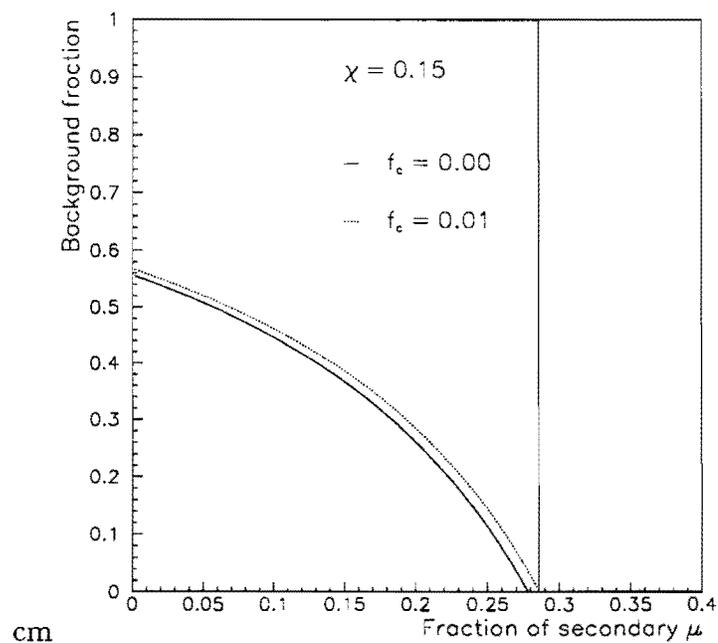


Figura 6.4: Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.15$.

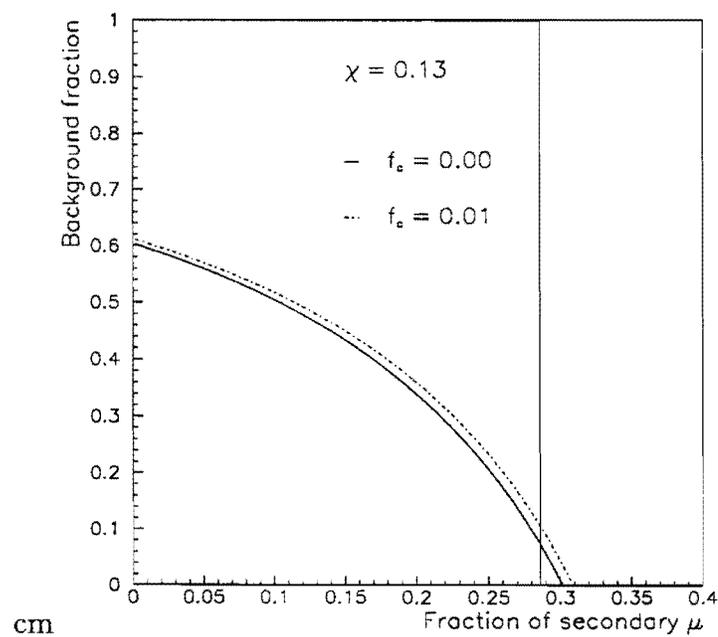


Figura 6.5: Frazione di fondo scorrelato in funzione della percentuale di decadimenti sequenziali per $\bar{\chi} = 0.13$.

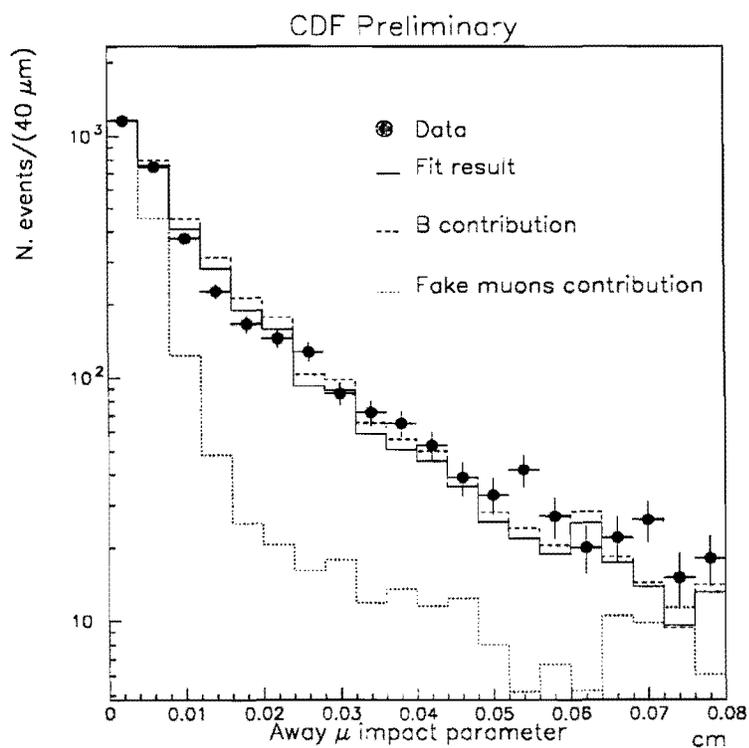


Figura 6.6: Fit a due componenti della distribuzione in parametro di impatto per i muoni dal lato in cui il vertice non è ricostruito.

Capitolo 7

Estrazione del parametro di mescolamento

Le formule 1.16 descritte nel primo capitolo ci danno la probabilità per un B^0 di oscillare o non oscillare in un \bar{B}^0 in funzione del tempo proprio. Per fare il fit della frazione degli eventi con lo stesso segno in funzione di pseudo- $c\tau$ è necessario capire come questa formula si trasforma per tener conto di molteplici effetti tra cui il fatto che i B^0 sono due ed entrambi posso mescolare; il campione selezionato non ha solo $B_{d(s)}^0$ ma anche B_u e barioni; che la frazione di sequenziali dipende da pseudo- $c\tau$ e che la risoluzione sperimentale è finita.

7.1 Modello teorico per la frazione degli eventi con lo stesso segno

Per un fascio puro di B_i^0 ($i = d, s$) a $t = 0$ la densità di mesoni che decadono ad un tempo t dopo essersi trasformati in \bar{B}_i^0 rispetto alla densità totale sarebbe, seguendo le formule 1.16, semplicemente $1/2(1 - \cos \Delta mt)$. Sperimentalmente però non è possibile selezionare un campione così fatto. Nell'analisi di cui stiamo discutendo non conosciamo il sapore del B né nello stato iniziale né in quello finale, cerchiamo quindi di sfruttare le correlazioni di carica tra i due muoni. Questo genera delle ambiguità che devono essere descritte dalla funzione usata nel fit. Le formule finora citate assumono di avere una risoluzione infinita, che chiaramente non riflette la situazione sperimentale.

7.1.1 Effetti dovuti alla risoluzione

Fissiamo come punto di partenza le funzioni di mescolamento normalizzate a 1:

$$\begin{aligned} f_M^i(t) &= \frac{1}{2\tau\chi_i} e^{-t/\tau} (1 - \cos(\Delta mt)) \\ f_{NM}^i(t) &= \frac{1}{2\tau(1 - \chi_i)} e^{-t/\tau} (1 + \cos(\Delta mt)) \end{aligned} \quad (7.1)$$

La funzione di risoluzione, come visto nella sezione 5.5 può essere scomposta in due termini: uno dovuto alla lunghezza di decadimento proiettata e l'altro al fattore cinematico. Indichiamo con P_d la distribuzione del primo e con P_F la distribuzione del secondo. La distribuzione di $\Delta\lambda$, dove con λ ricordiamo si è indicata la pseudo- $c\tau$, quindi si può scrivere, ricordando la 5.6:

$$\frac{dP}{d\Delta\lambda}(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy P_d(x) P_F(y) \delta(\bar{F}x + \lambda y - \Delta\lambda) \quad (7.2)$$

\bar{F} è il valore medio della distribuzione $F = \frac{1}{\beta\gamma} \cdot F_{corr}$ ed è stato determinato nella sezione 5.5.

Poichè le distribuzioni di P_d e P_F sono approssimabili con somme di Gaussiane si può scrivere:

$$\begin{cases} P_d(x) = \sum \alpha_i G\left(\frac{x-\mu_{di}}{\sigma_{di}}\right), & \sum \alpha_i = 1 \\ P_F(y) = \sum \beta_j G\left(\frac{y-\mu_{Fj}}{\sigma_{Fj}}\right), & \sum \beta_j = 1 \end{cases}$$

dove abbiamo indicato con $G\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)$ la distribuzione Gaussiana di media μ e sigma σ . Sostituendo nell'equazione 7.2 e integrando rispetto ad x si ottiene

$$\frac{dP}{d\Delta\lambda}(\lambda) = \sum_{i,j} \alpha_i \beta_j \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{\bar{F}} G\left(\frac{\lambda \cdot y - \Delta\lambda - \bar{F}\mu_{di}}{\bar{F}\sigma_{di}}\right) \cdot G\left(\frac{y - \mu_{Fj}}{\sigma_{Fj}}\right) \quad (7.3)$$

L'integrale che rimane è la convoluzione di due Gaussiane che dà come risultato una Gaussiana. Quindi la distribuzione di $\Delta\lambda$ è

$$\frac{dP}{d\Delta\lambda}(\lambda) = \sum_{i,j} \alpha_i \beta_j G\left(\frac{\Delta\lambda - \mu_{ij}}{\sigma_{ij}}\right) \quad (7.4)$$

in cui le medie e le larghezze sono date

$$\begin{cases} \mu_{ij} = \bar{F}\mu_{di} + c\tau\mu_{Fj} \\ \sigma_{ij}^2 = \bar{F}^2\sigma_{di}^2 + (\lambda)^2\sigma_{Fj}^2 \end{cases} \quad \forall i,j \quad (7.5)$$

e i cui valori sono stati misurati sul Montecarlo e sono riportati nella sezione 5.5.

Per includere gli effetti della risoluzione nelle funzioni 7.1 bisogna fare la convoluzione di quest'ultime con una distribuzione Gaussiana. Il modo in cui questa convoluzione è stata fatta è stato ampiamente descritto in [69] e in [70] riportiamo qui solo i risultati:

$$\begin{aligned} f_M^i(t, \sigma) &= \frac{1}{2\chi_i} \left[E(t, \sigma) - \frac{C(t, \sigma)}{1 + x_i^2} \right] \\ f_{NM}^i(t, \sigma) &= \frac{1}{2(1 - \chi_i)} \left[E(t, \sigma) + \frac{C(t, \sigma)}{1 + x_i^2} \right] \end{aligned} \quad (7.6)$$

in cui

$$E(t, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\tau}} \int_0^\infty e^{-\frac{z}{\tau}} \cdot e^{-\frac{(t-z)^2}{2\sigma^2}} dz = \frac{1}{2\tau} e^{\frac{\sigma^2}{2\tau^2} - \frac{t}{\tau}} \left[1 - \Phi\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sigma}{\tau} - \frac{t}{\sigma}\right)\right) \right]$$

è la convoluzione di un esponenziale negativo con una Gaussiana con la definizione di

$$\Phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-u^2} du$$

e

$$C(t, \sigma) = \frac{1 + x^2}{\sqrt{2\pi\sigma\tau}} \int_0^\infty e^{-\frac{z}{\tau}} \cdot e^{-\frac{(t-z)^2}{2\sigma^2}} \cos(\Delta mz) dz$$

è la convoluzione di un'esponenziale negativo con una Gaussiana con un coseno. Per i mesoni B_d^0 l'andamento delle funzioni f_M e f_{NM} è mostrato nelle figure 7.1 e 7.2 rispettivamente. Si nota chiaramente come al degradarsi della risoluzione i massimi e i minimi tendono ad appiattirsi fino quasi a scomparire per σ molto grandi. Nell'analisi che è stata effettuata non è possibile distinguere tra mesoni B_d^0 e B_s^0 e quindi le funzioni di mescolamento e di non-mescolamento devono essere mediate sulle due specie di B . Ridefiniamo quindi f_M e f_{NM} come segue

$$\begin{aligned} f_M(t, \sigma) &= [F_d \chi_d f_M^{(d)}(t, \sigma) + F_s \chi_s f_M^{(s)}(t, \sigma)] / \bar{\chi} \\ f_{NM}(t, \sigma) &= [(1 - F_d - F_s) E(t, \sigma) + F_d (1 - \chi_d) f_{NM}^{(d)}(t, \sigma) + \\ &\quad F_s (1 - \chi_s) f_{NM}^{(s)}(t, \sigma)] / (1 - \bar{\chi}) \end{aligned} \quad (7.7)$$

in cui F_d è la frazione di B_d^0 e F_s quella di B_s^0 .

7.1.2 Composizione del campione di B

Supponiamo di avere un campione di soli B , intendendo con ciò che vi sono B^\pm , $B_{d(s)}^0$ e barioni. Trascuriamo per il momento gli effetti dovuti al fondo che comunque è in piccola percentuale come visto nel capitolo 6. Assumiamo inoltre che ognuno dei due muoni dell'evento sia associato con un solo B , assunzione che risulta vera per come è stata fatta la ricostruzione della lunghezza di decadimento. Il problema è determinare la distribuzione in pseudo- $c\tau$ degli eventi in cui entrambi i muoni hanno lo stesso segno, che indichiamo con LS, e di quelli in cui i μ hanno segno opposto, OS. Indichiamo inoltre con "B ricostruito" il lato in cui il muone risulta associato con un vertice secondario e con "B identificato" il lato invece in cui il vertice non c'è. Il muone da entrambi i lati può provenire da B^0 che hanno subito mescolamento (M) o che non lo hanno subito (NM) ed entrambi possono essere μ primari (P) o secondari (S), cioè provenienti da un decadimento sequenziale. Ricordiamo che in quest'ultimo caso ($b \rightarrow c \rightarrow \mu$) il segno della carica del muone è opposto a quello che avrebbe se provenisse dal b . Per ciascun μ abbiamo 4 diverse possibilità; nella tabella 7.1.2 sono descritte le 4×4 possibilità totali che ci dicono per ogni configurazione di carica dei due muoni che tipo di distribuzione in pseudo- $c\tau$ deve essere usata.

Dobbiamo adesso determinare la frazione di ciascuna componente da uno dei due lati; assumendo di avere f_s sequenziali si avrà per esempio che la frazione di primari che hanno subito mescolamento sono $(1 - f_s) \bar{\chi}$. Le frazioni per ciascuna componente sono riassumibili come segue

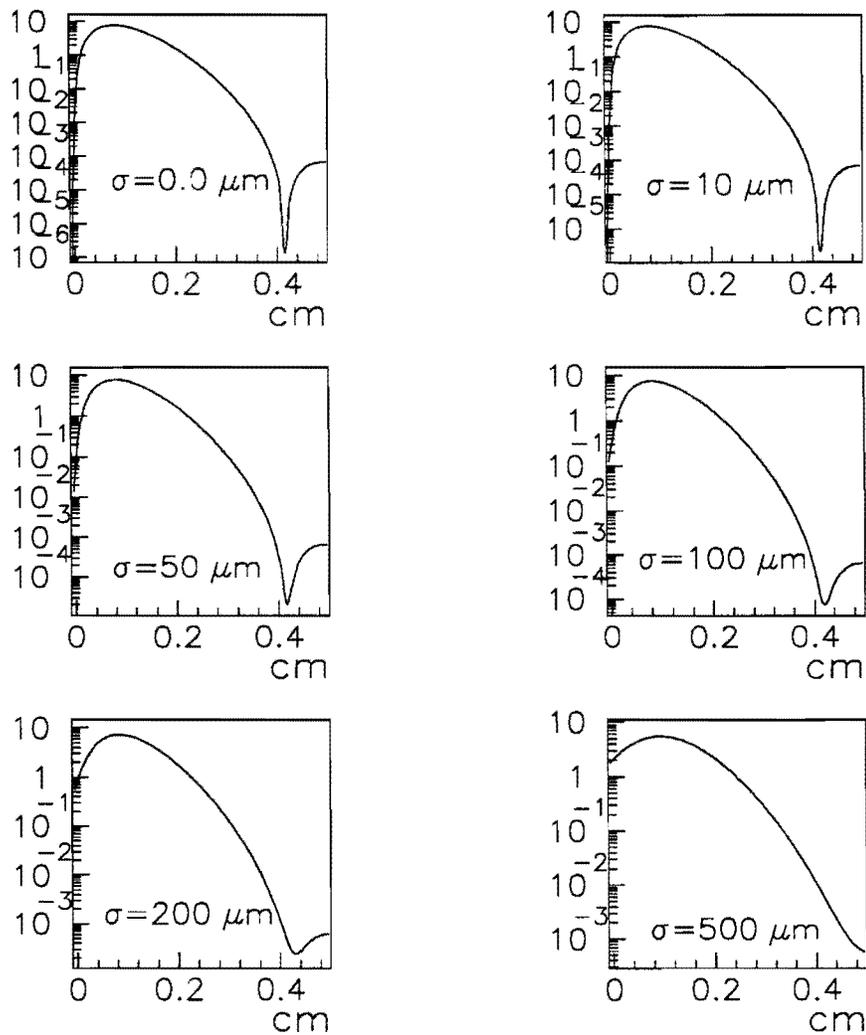


Figura 7.1: Funzioni di mescolamento, f_M , per soli B_d^0 al variare della σ .

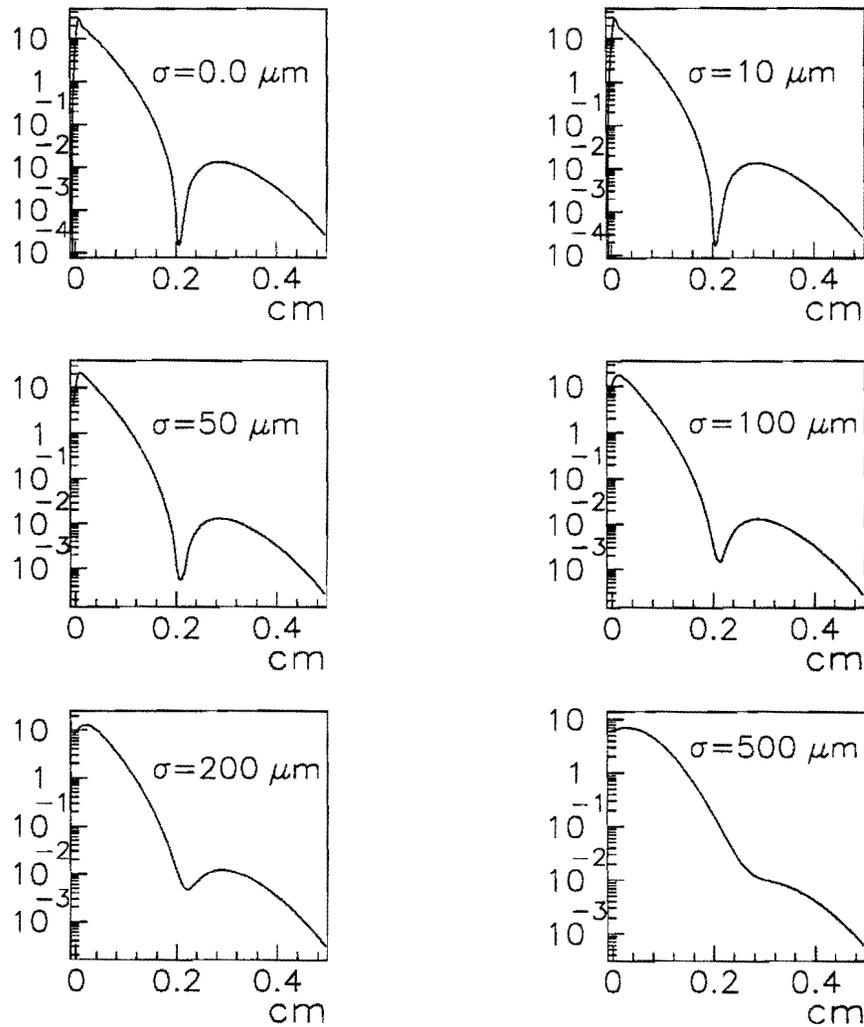


Figura 7.2: Funzioni di non-mescolamento, f_{NM} , per soli B_d^0 al variare della σ .

B identificato	B ricostruito			
	MP	NMP	MS	NMS
MP	OS f_M	LS f_{NM}	LS f_M	OS f_{NM}
NMP	LS f_M	OS f_{NM}	OS f_M	LS f_{NM}
MS	LS f_M	OS f_{NM}	OS f_M	LS f_{NM}
NMS	OS f_M	LS f_{NM}	LS f_M	OS f_{NM}

Tabella 7.1: Combinazione delle 4×4 possibilità per la carica dei due muoni con la relativa distribuzione in λ

$$\begin{aligned}
 \text{MP} &= (1 - f_s)\bar{\chi} \\
 \text{NMP} &= (1 - f_s)(1 - \bar{\chi}) \\
 \text{MS} &= f_s\bar{\chi} \\
 \text{NMS} &= f_s(1 - \bar{\chi})
 \end{aligned}$$

Con l'aiuto della tabella 7.1.2 e utilizzando le frazioni appena determinate si possono esprimere le frazioni di muoni con lo stesso segno e di segno opposto in funzione dei vari parametri:

$$\begin{aligned}
 F^{LS}(t, \sigma) &= \bar{\chi}((1 - \bar{\chi}) - a_s(1 - 2\bar{\chi}))f_M(t, \sigma) + (1 - \bar{\chi})(\bar{\chi} + a_s(1 - 2\bar{\chi}))f_{NM}(t, \sigma) \\
 F^{OS}(t, \sigma) &= \bar{\chi}(\bar{\chi} + a_s(1 - 2\bar{\chi}))f_M(t, \sigma) + (1 - \bar{\chi})((1 - \bar{\chi}) - a_s(1 - 2\bar{\chi}))f_{NM}(t, \sigma) \quad (7.8)
 \end{aligned}$$

in cui a_s è la frazione di sequenziali definita nella sezione 5.4. Con la normalizzazione che abbiamo scelto risulta :

$$F^{OS}(t, \sigma) + F^{LS}(t, \sigma) = E(t, \sigma)$$

La distribuzione

$$Q(t) = \frac{F^{LS}(t, \sigma)}{E(t, \sigma)} \quad (7.9)$$

è mostrata in figura 7.3 per risoluzioni costanti, $\sigma = 0.0, 100., 200.$ e $500 \mu m$; le frazioni di B_d^0 e B_s^0 sono state poste $F_d = 0.375$, $F_s = 0.15$ mentre la frazione di decadimenti sequenziali a_s è stata messa uguale a zero. In questo caso $x_d = 0.67$ e $x_s = 5$. Si può notare come l'oscillazione del B_s^0 viene lentamente cancellata dall'aumento della σ e per grandi valori viene introdotto un cambiamento di fase che muove anche il primo massimo dell'oscillazione del B_d^0 . L'effetto su $Q(t)$ di aggiungere alla risoluzione un termine proporzionale a λ è mostrato in figura 7.4. La risoluzione è stata parametrizzata $\sigma = \sigma_0 + 15\% \cdot \lambda$ e σ_0 è stata variata da 0 a $500 \mu m$. L'oscillazione del B_s^0 è ancora identificabile per $\sigma_0 = 0.$ e $\sigma_0 = 100.$ a λ molto piccole ma scompare del tutto quando si passa a σ_0 maggiori. In figura 7.5 il termine proporzionale a pseudo- $c\tau$ è stato posto pari al 30%. L'effetto del mescolamento del B_s^0 è, in questo caso, marginale. Il picco stesso dell'oscillazione del B_d^0 viene appiattito fino a non distinguersi più dal minimo successivo previsto a circa $0.4 cm$.

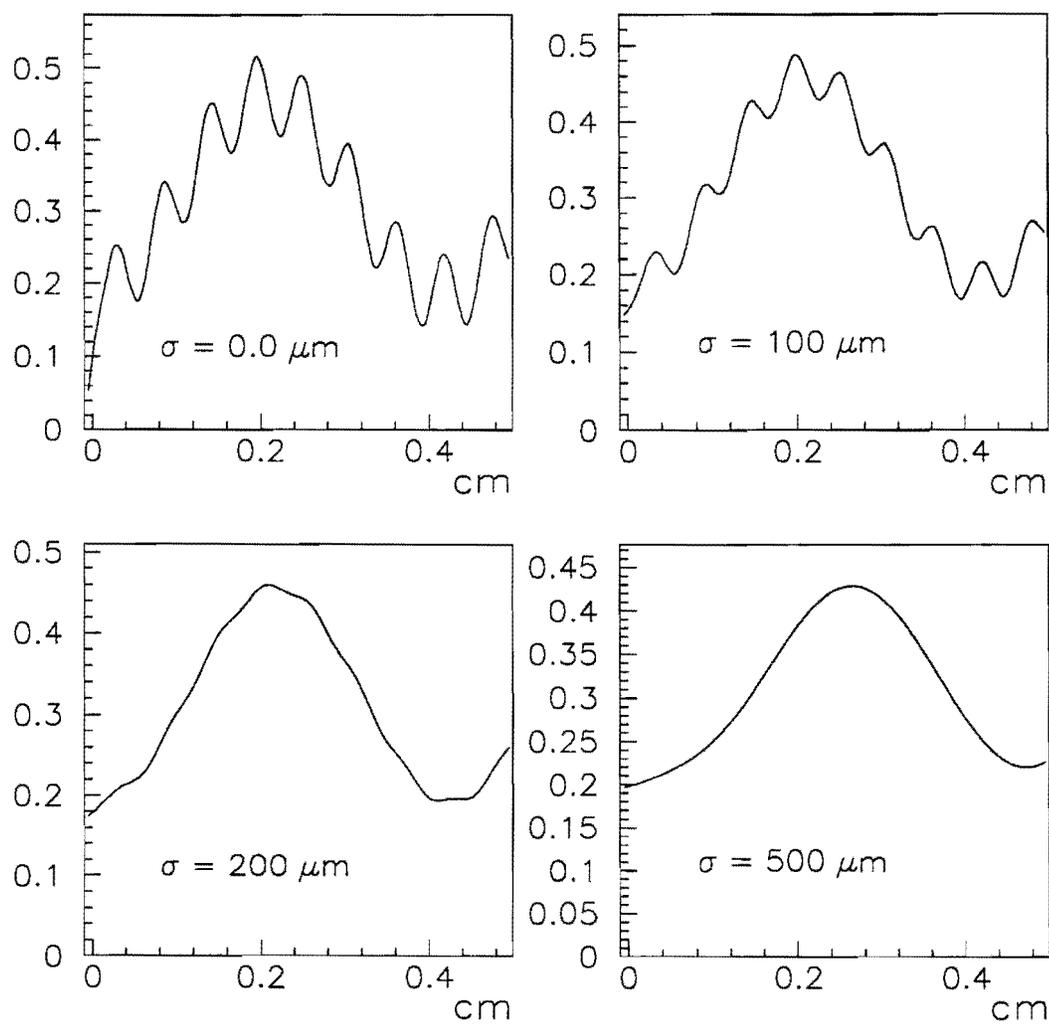


Figura 7.3: Frazione degli eventi con lo stesso segno al variare della risoluzione assumendo $\sigma = \text{costante}$.

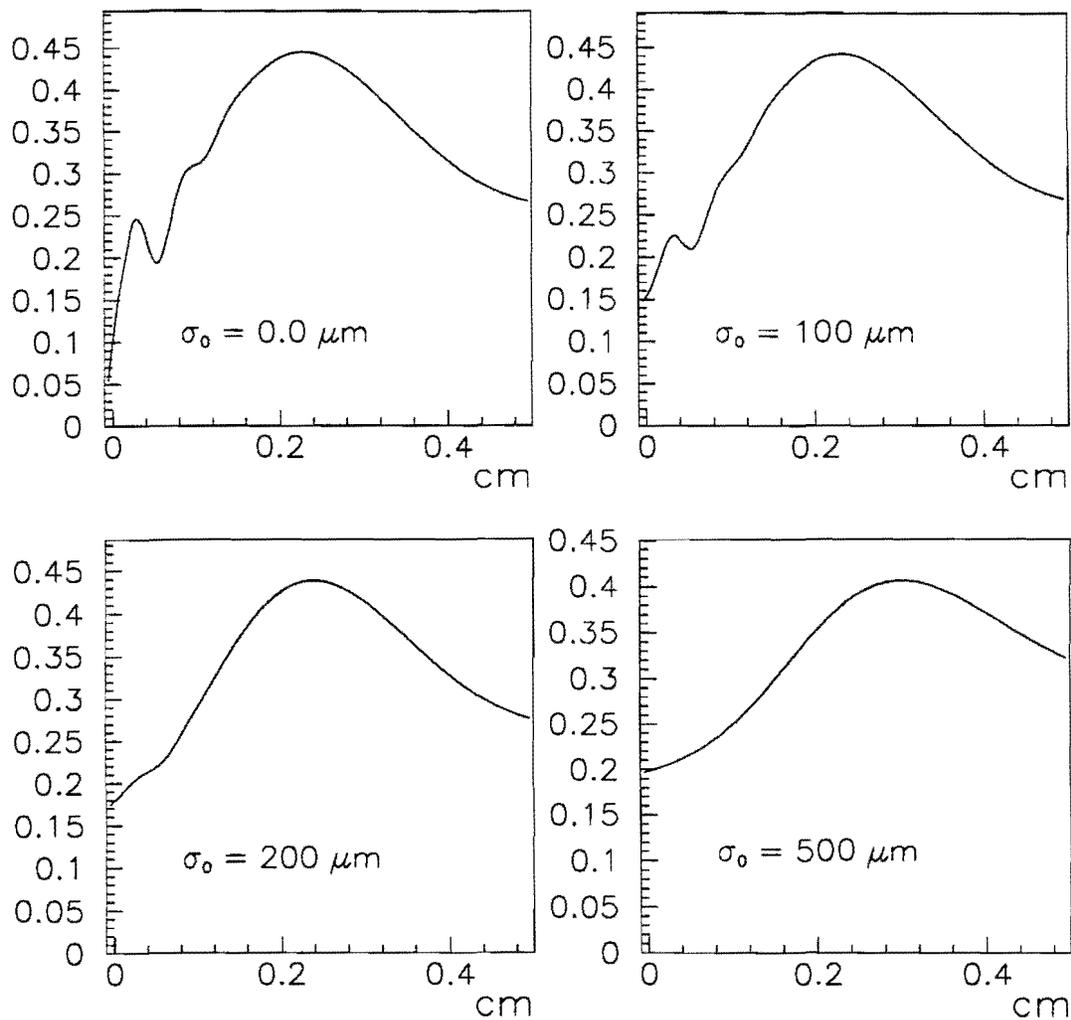


Figura 7.4: Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, al variare della risoluzione assumendo $\sigma = \sigma_0 + 15\% \cdot \lambda$.

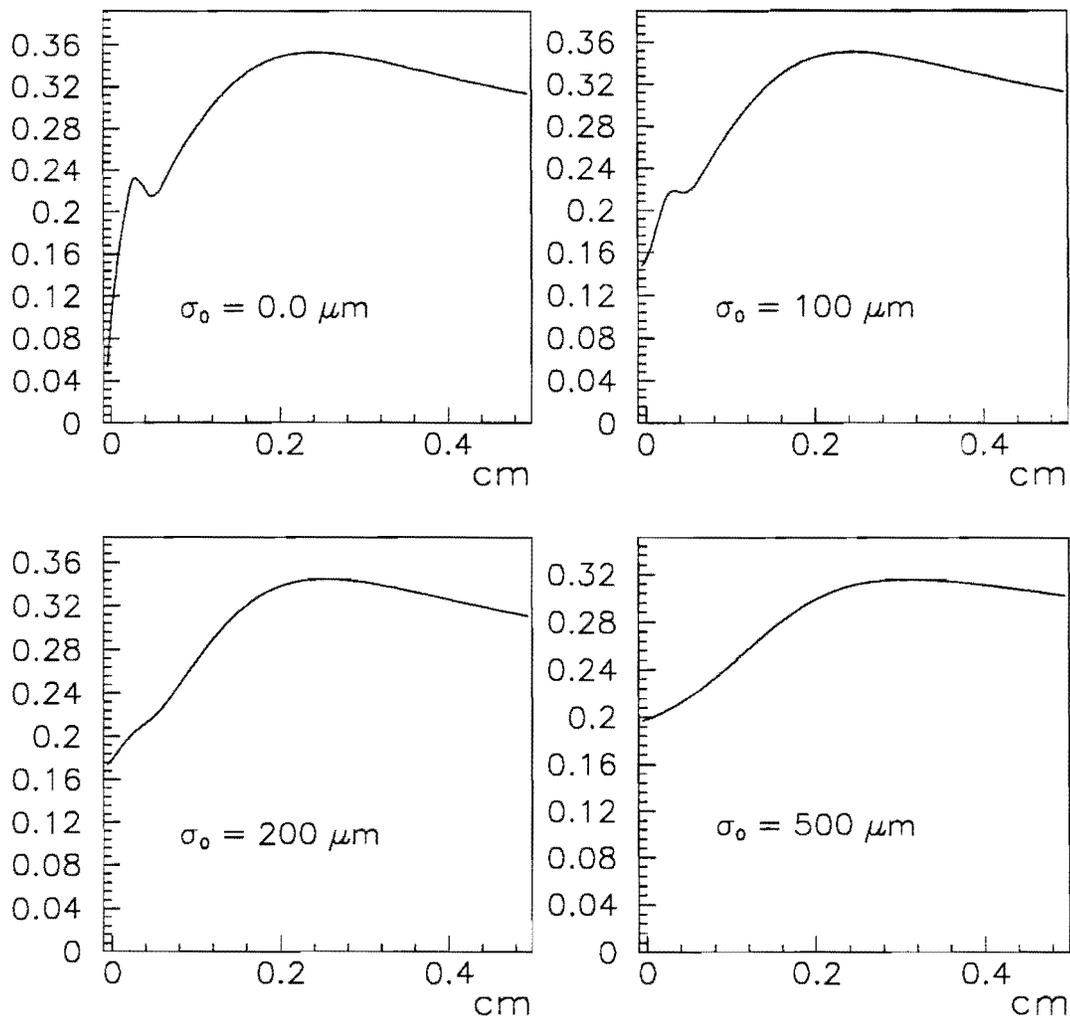


Figura 7.5: Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, al variare della risoluzione assumendo $\sigma = \sigma_0 + 30\% \cdot \lambda$.

7.2 Fit della oscillazione del B_d^0

Come primo passo abbiamo cercato di fare il fit della frazione $Q(t)$ sul Montecarlo dove non vi è alcun tipo di fondo. Facciamo un fit di tipo minimo χ^2 *binned*. La funzione teorica è quella riportata in 7.9 in cui nella formula di a_s , f_s viene sostituito con l'espressione dipendente da λ determinata tramite il Montecarlo nella sezione 5.4. La funzione da minimizzare è definita:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_i - Y_i)^2}{E_i^2} \quad (7.10)$$

in cui l'indice i rappresenta i vari *bin* in λ che sono stati usati, Q_i è il valore della funzione teorica in quel particolare *bin*, Y_i è il valore dell'istogramma e E_i è l'errore statistico per ogni punto assunto Gaussiano. I parametri liberi del fit sono: le frazioni di B_d^0 e B_s^0 , le loro vite medie e infine Δm_d e Δm_s . Lasciamo come unico parametro libero del fit Δm_d ; utilizzando il Montecarlo stesso fissiamo gli altri parametri come segue:

Parametro	Vincolo
$c\tau_{B_d} = c\tau_{B_s}$	$0.0432 \pm 0.0007 \text{ cm}$
F_d	0.408 ± 0.008
F_s	0.207 ± 0.007

lasciandoli variare entro il loro errore. Questo viene fatto riscrivendo 7.10 come

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Q_i - Y_i)^2}{E_i^2} + \frac{(c\tau - c\tau_{B_d^{in}})^2}{\sigma_{c\tau_{B_d^{in}}}^2} + \frac{(F_d - F_{din})^2}{\sigma_{F_d^{in}}^2} + \frac{(F_s - F_{sin})^2}{\sigma_{F_s^{in}}^2} \quad (7.11)$$

in cui $c\tau_{B_d^{in}}$, F_{din} , F_{sin} sono i valori fissati e le sigma il loro errore. Si assume $\chi_s = 0.5$ cioè che sia massimo il mescolamento nel B_s^0 ; le frazioni F_d e F_s , misurate sul Montecarlo stesso, risultano un po' più alte dei valori inseriti a livello di generazione perché mancano gli iperoni in quanto il simulatore li pone a vita media zero e quindi non sono tracciati. Il risultato del fit, mostrato in figura 7.6 (linea continua), è:

Parametro	Risultato del fit
Δm_d	$0.566 \pm 0.078 (ps^{-1})$
$c\tau_{B_d}$	$0.0432 \pm 0.0007 (cm)$
F_d	0.408 ± 0.008
F_s	0.207 ± 0.007

Con un $\chi^2 = 7.094$ e 12 gradi di libertà. Questo implica che $x_d = 0.81 \pm 0.11$ che è leggermente più alto del valore iniziale $x_d = 0.67$. C'è da considerare a tal proposito, che inizialmente $x_s = 20 \Rightarrow \chi_s = 0.49875$ che inserito nel fit abbassa leggermente il valore di x_d .

Usiamo la stessa tecnica per fare il fit sui dati. Come visto nel capitolo 6 la percentuale di fondo che ci aspettiamo nel campione selezionato è piuttosto bassa, quindi assumiamo per il momento di avere solo B . Assumiamo massimo il mescolamento del B_s^0 , quindi poniamo $\chi_s = 0.5$ e cerchiamo di ridurre il numero di parametri liberi imponendo dei vincoli fisici su alcune grandezze:

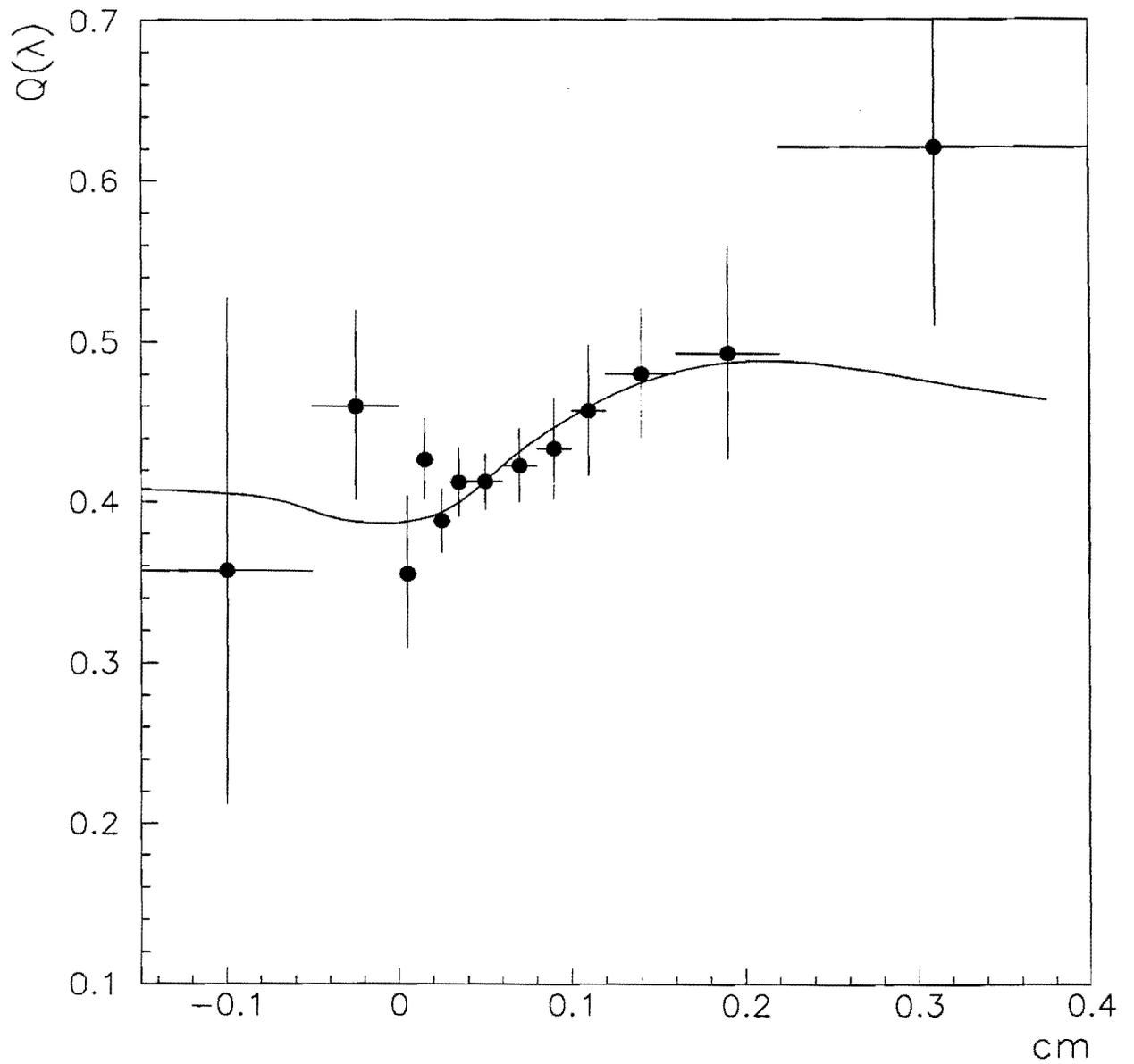


Figura 7.6: Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, per il Montecarlo con il risultato del fit sovrainposto.

Parametro	Vincolo
$c\tau_{B^0}$	0.0438 ± 0.0025
F_d	0.373 ± 0.030
F_s	0.150 ± 0.044

Le vite medie dei B_d^0 e B_s^0 sono state poste uguali, in prima approssimazione, ed è stato utilizzato il valore misurato a CDF [71]. I valori delle frazioni F_d e F_s , non sono ancora stati misurati a CDF e quindi si usano i risultati delle misure di LEP [33], che comunque non dovrebbero essere molto diversi da quelli ai *collider* $p\bar{p}$. I risultati del fit si riassumono come segue:

Parametro	Risultato del fit
Δmd	0.438 ± 0.090 (ps^{-1})
$c\tau_{B^0}$	0.0438 ± 0.0025 (cm)
F_d	0.373 ± 0.030
F_s	0.150 ± 0.032

con $\chi^2 = 8.78$ e 11 gradi di libertà che corrisponde ad un livello di confidenza del 67.7%. Questi valori danno $x_d = 0.64 \pm 0.14$; l'errore non è solo statistico ma contiene anche le incertezze sistematiche su τ_B . Il risultato del fit è mostrato in figura 7.7 come curva solida sovrapposta ai punti che invece rappresentano i dati. Il nostro risultato è in ottimo accordo con i valori pubblicati da CLEO e ARGUS ed è consistente con le misure del mescolamento dipendente dal tempo effettuate a LEP (vedi secondo capitolo).

Come controllo della robustezza del nostro segnale di mescolamento abbiamo ripetuto il fit imponendo $\Delta md = 0.$; il risultato è mostrato in figura 7.7 come linea tratteggiata. I dati sono chiaramente inconsistenti con questa assunzione dal momento che sono sistematicamente sopra la curva del fit. Inoltre in questo caso la frazione di B_s viene spinta fino al 23.8%, due sigma più alta del valore nominale. Il livello di confidenza in questo caso è 4.9% ottenuto con $\chi^2 = 21.13$ e 11 gradi di libertà.

La curva punteggiata in figura 7.7 rappresenta la predizione teorica di ciò che avremmo in assenza di mescolamento cioè con $x_d = 0$ e $x_s = 0$. In questo caso la dipendenza temporale è dovuta alla variazione con $c\tau$ della frazione di decadimenti sequenziali.

Una delle grandezze in cui si manifesta il mescolamento è la differenza tra il numero di muoni di segno opposto e quello di muoni con lo stesso segno,

$$C(t) = \frac{F^{OS}(t) - F^{LS}}{E(t)}$$

La distribuzione di $C(t)$ è mostrata in figura 7.8. Con il tratto continuo è stata disegnata la curva teorica in cui i parametri sono stati posti uguali al risultato del fit di $Q(t)$. La curva tratteggiata è la previsione teorica in caso di assenza di mescolamento

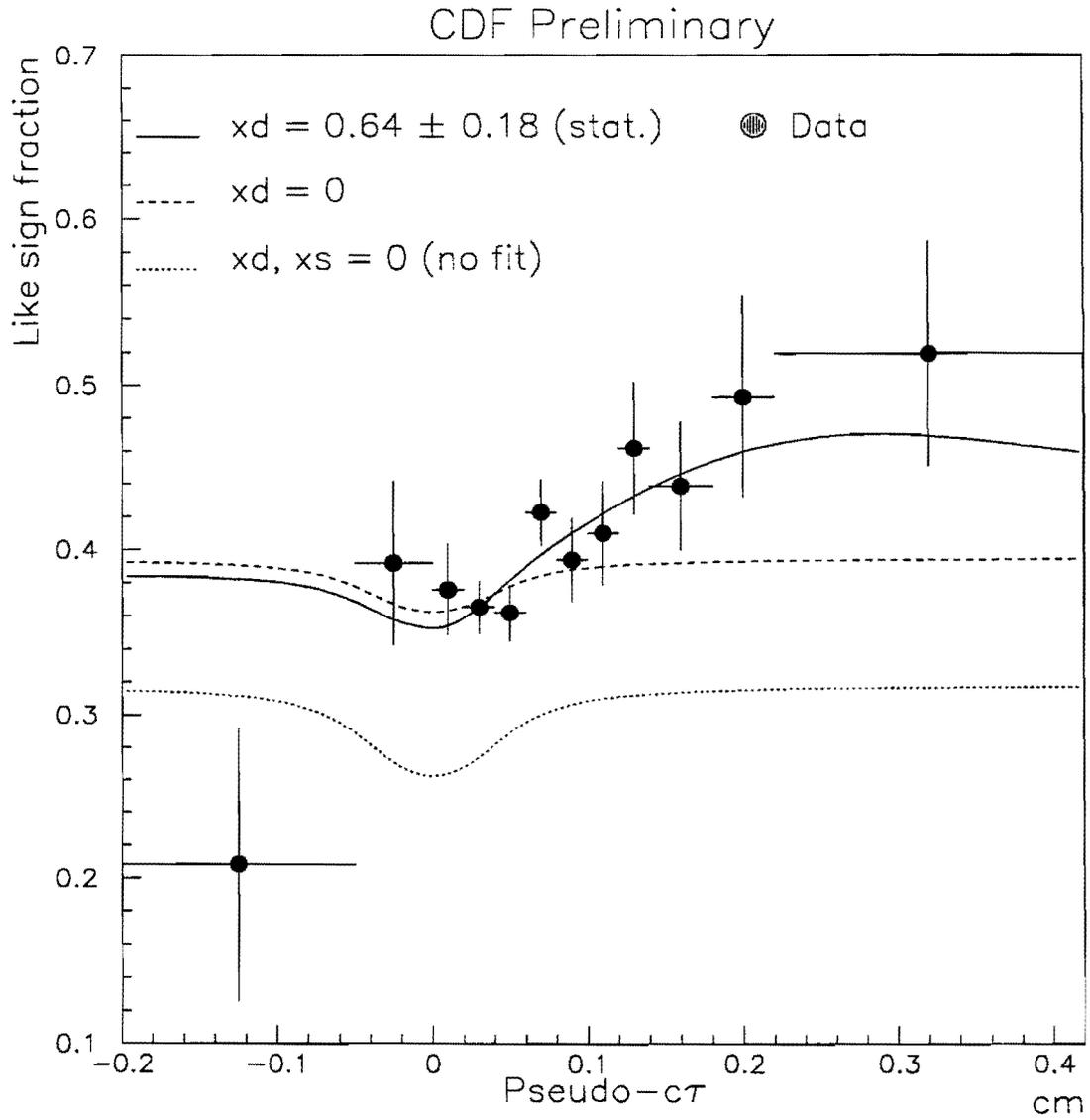


Figura 7.7: Frazione degli eventi con lo stesso segno, $Q(t)$, per i dati con i risultati del fit sovrainposti.

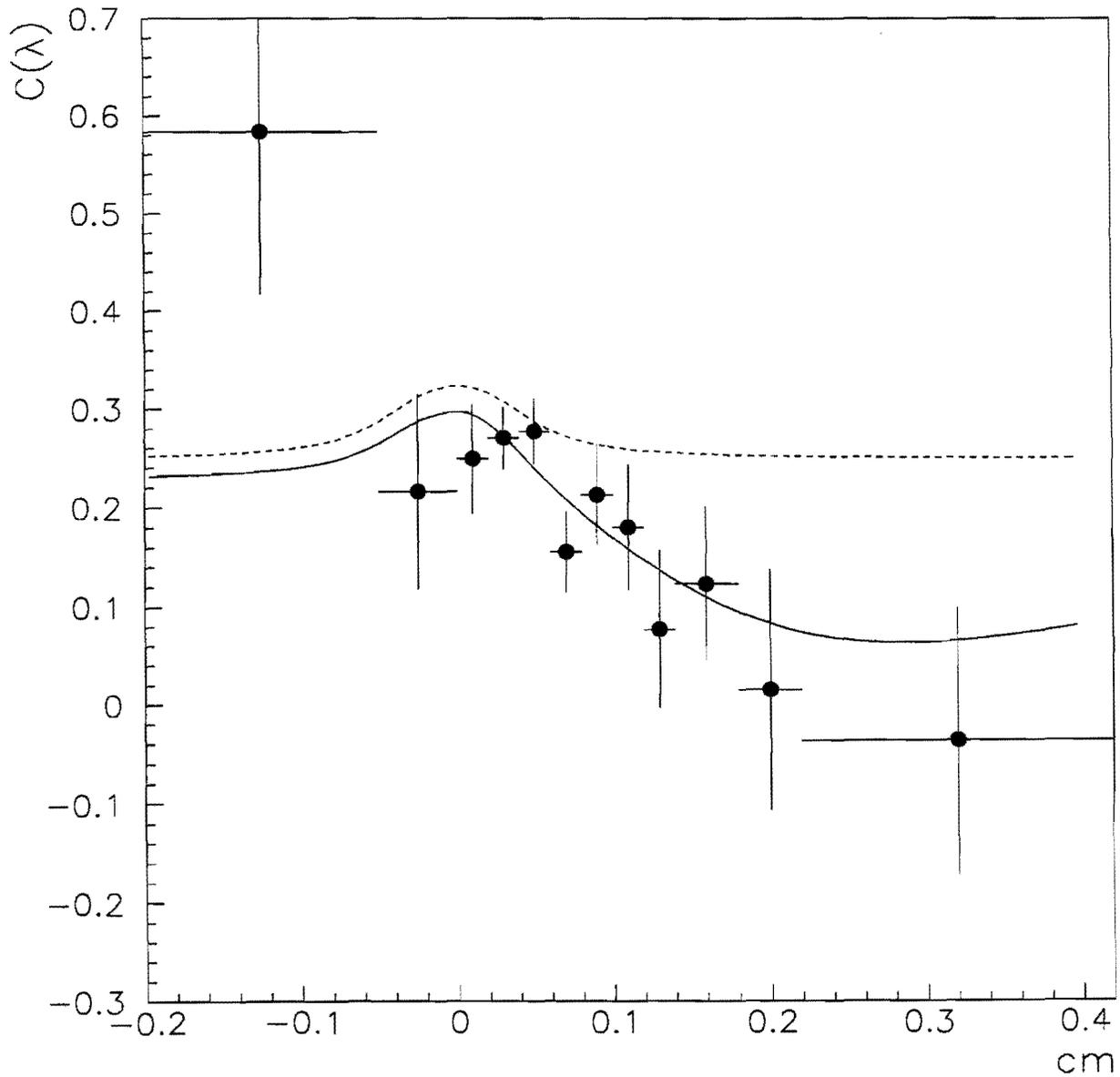


Figura 7.8: $C(\lambda)$ per i dati. Curva continua è data dall'espressione teorica con i valori dei parametri ottenuti dal fit di $Q(\lambda)$, quella tratteggiata è la previsione in assenza di mescolamento

Capitolo 8

Studio dell'errore sistematico

I contributi all'errore sistematico provengono da diverse sorgenti più o meno ben studiabili. Prenderemo in esame gli effetti dovuti al *charm* diretto, al fondo scorrelato e alla risoluzione. Cercheremo di capire l'effetto dei vari tagli di analisi sulle frazioni di B_d^0 e B_s^0 .

8.1 Contributo della funzione di risoluzione

La funzione di risoluzione è stata determinata sfruttando il Montecarlo che come abbiamo visto descrive bene il nostro campione di dati. Dobbiamo capire quanto il nostro risultato è sensibile alla variazione della risoluzione. Nella funzione di risoluzione è stata cambiata la sigma data dall'equazione 7.5 aggiungendovi due fattori di scala in modo da avere:

$$\sigma_{ij}^2 = sc_d^2 \bar{F}^2 \sigma_{di}^2 + sc_F^2(\lambda)^2 \sigma_{Fj}^2 \quad (8.1)$$

Rifacciamo il fit sul Montecarlo variando uno ad uno i due fattori di scala e poi entrambi. In tabella 8.1 sono riassunti i risultati; il numero a cui è uguale il fattore di scala, quando diverso da 1, è il valore a cui converge il fit. In figura 8.1 è mostrata la distribuzione $Q(\lambda)$ per il Montecarlo con sovrainposte le curve ottenute dal fit tramite le quali si visualizza quanto poco vari il risultato del fit al variare della risoluzione.

Esattamente la stessa procedura viene applicata ai dati. I risultati sono riportati nella tabella 8.1 Osserviamo che la variazione di Δmd o equivalentemente di x_d appare all'interno dell'errore statistico del fit ottenuto senza variare la risoluzione. Gli errori molto grandi, ottenuti dal fit per i vari fattori di scala, mostrano come il fit è poco sensibile ai dettagli delle funzioni di risoluzione. I risultati di questi fit sono mostrati in figura 8.2.

8.2 Contributo del *charm* diretto e del fondo scorrelato

Rimane da studiare l'effetto su x_d dell'introduzione di una certa quantità di *charm* diretto e di fondo scorrelato. Con l'aggiunta di queste due componenti la frazione degli eventi con lo

Fattore di scala	$\Delta m_d (ps^{-1})$	χ^2	Gradi di libertà
$sc_F = 1.0$ $sc_d = 2.2 \pm 1.9$	0.596 ± 0.090	6.7	11
$sc_d = 1.0$ $sc_F = 1.1 \pm 0.6$	0.577 ± 0.095	7.1	11
$sc_d = 2.2 \pm 1.9$ $sc_F = 0.97 \pm 0.67$	0.594 ± 0.099	6.7	10

Tabella 8.1: Riassunto dei valori ottenuti dal fit della distribuzione $Q(\lambda)$ ottenuta dal Montecarlo variando la risoluzione.

Fattore di scala	$\Delta m_d (ps^{-1})$	x_d	χ^2	Gradi di libertà	C.L.
$sc_d = 0.87 \pm 2.63$ $sc_F = 1.0$	0.44 ± 0.10	0.64 ± 0.16	8.37	10	59.2%
$sc_d = 1.0$ $sc_F = 0.39 \pm 3.95$	0.39 ± 0.13	0.57 ± 0.19	8.12	10	61.7%
$sc_d = 0.99 \pm 2.89$ $sc_F = 0.39 \pm 2.74$	0.40 ± 0.14	0.58 ± 0.21	8.12	9	52.2%

Tabella 8.2: Riassunto dei valori ottenuti dal fit della distribuzione $Q(\lambda)$ per i dati variando la risoluzione.

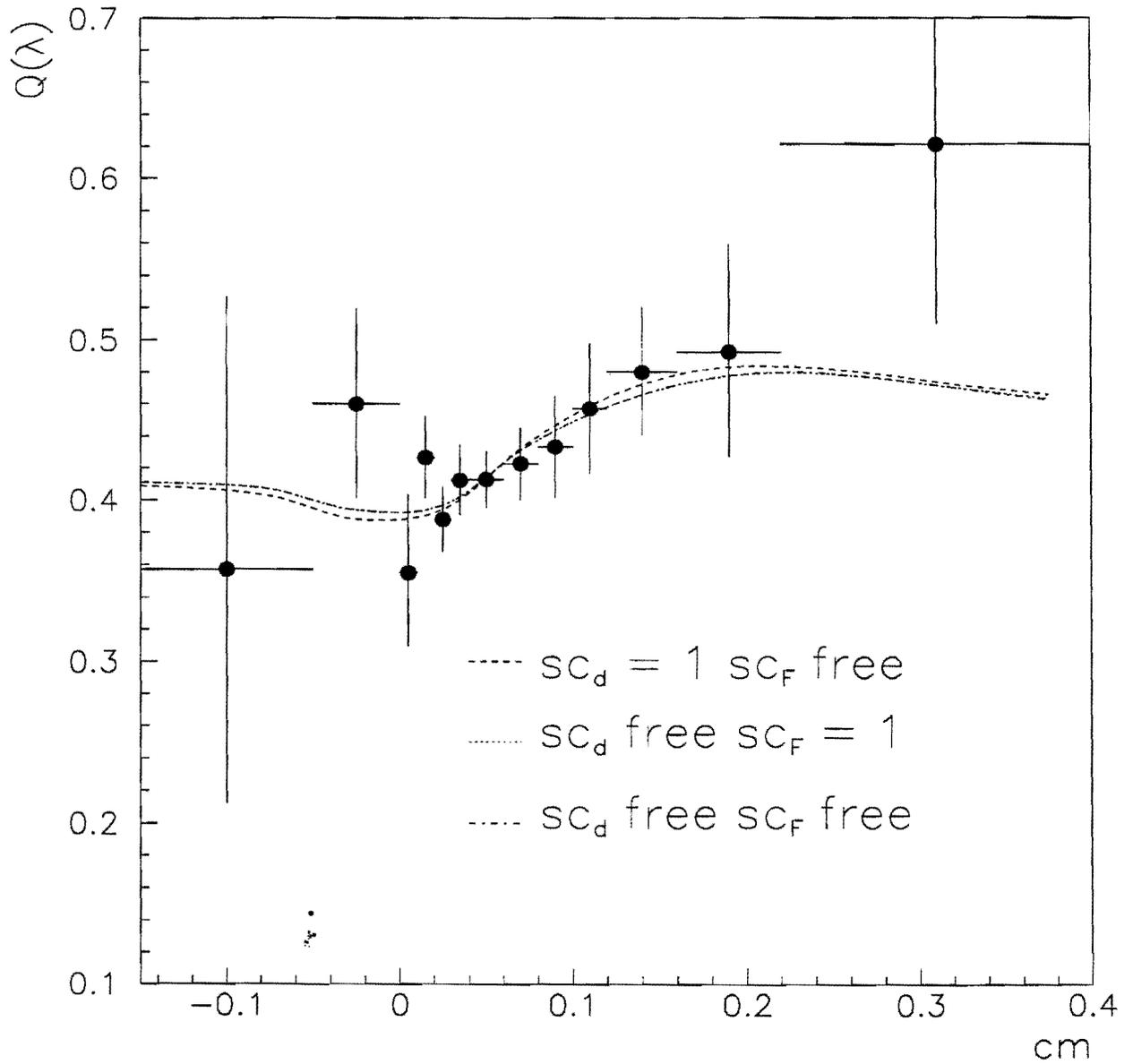


Figura 8.1: Distribuzione di $Q(\lambda)$ per il Montecarlo con sovrainposto il risultato dei fit fatti variando la risoluzione.

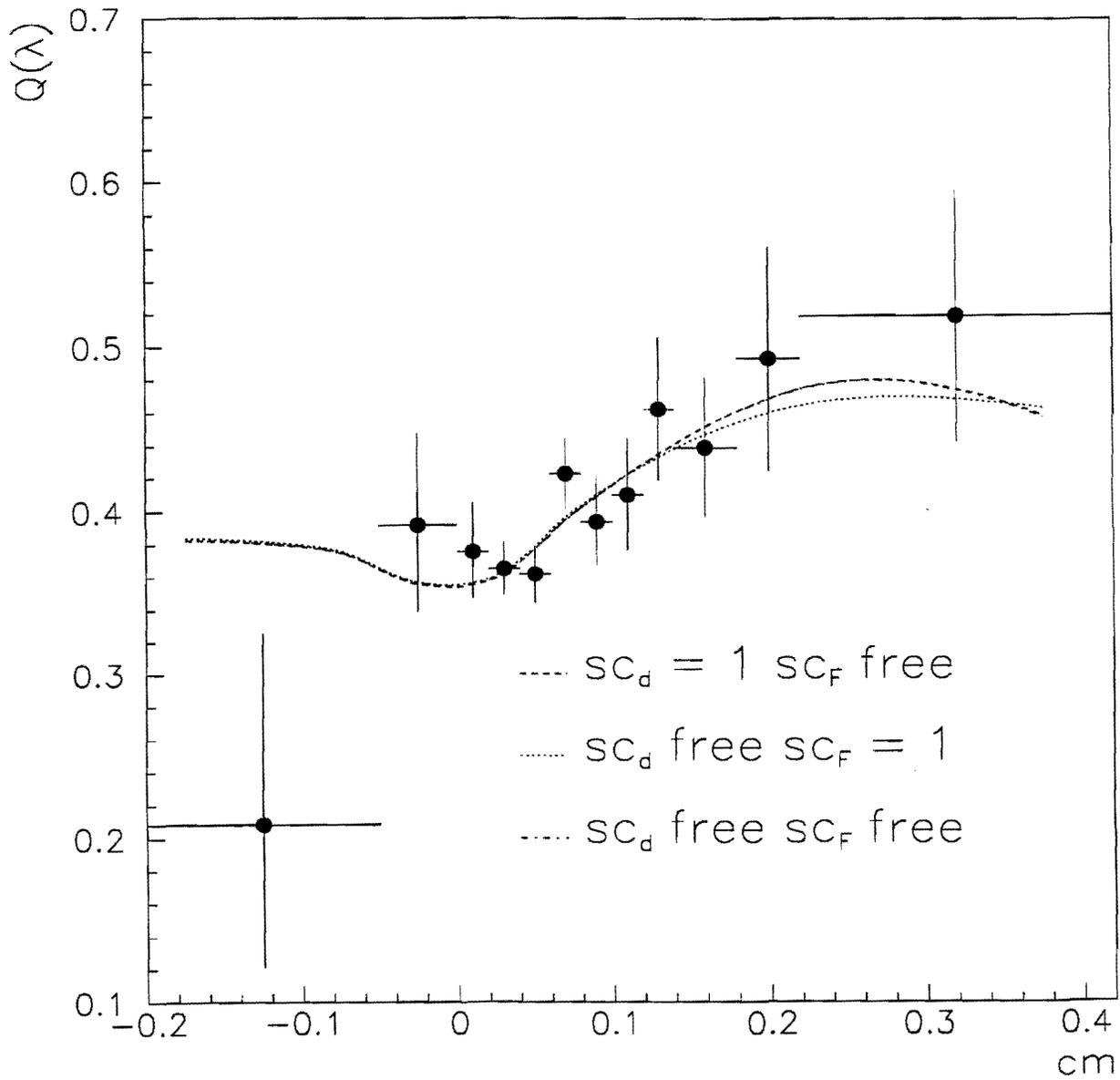


Figura 8.2: Distribuzione di $Q(\lambda)$ per i dati. Le curve sovrainposte sono ottenute variando la risoluzione su λ nel fit.

Frazione di fondo	Frazione di <i>charm</i>	$\Delta md(ps^{-1})$	x_d	χ^2	ndof	C.L
Fisso a 0	$0.7 \pm 0.5\%$	0.445 ± 0.096	0.65 ± 0.14	8.37	10	59.3%
$12 \pm 3.4\%$	Fisso a 0	0.343 ± 0.096	0.57 ± 0.14	8.94	11	62.7%
$12 \pm 3.4\%$	$0.7 \pm 0.5\%$	0.397 ± 0.096	0.58 ± 0.14	8.72	10	55.9%
$2.3 \pm 16\%$ (fit)	$0.7 \pm 0.5\%$	0.438 ± 0.123	0.64 ± 0.18	8.36	9	49.8%

Tabella 8.3: Riassunto dei valori ottenuti dal fit variando le frazioni di fondo

stesso segno riportata in 7.9 diventa

$$\bar{Q}(t) = \frac{(1 - f_c)((1 - f_{bck})Q(t) + f_{bck}/2)}{1 - f_c + f_c E_c(t)/E_b(t)} \quad (8.2)$$

in cui E_b e E_c sono le distribuzioni in $c\tau$ per il B e il *charm* senza effetti di mescolamento, f_c è la frazione di *charm* mentre f_{bck} quella di fondo. La vita media del *charm* diretto viene lasciata come parametro libero nel fit. Si usa come valore di partenza $205 \mu m$. Le frazioni f_c e f_{bck} sono poste uguali a $0.7 \pm 0.5\%$ e $12 \pm 3.4\%$ rispettivamente, (vedi capitolo 6) e lasciate variare entro l'errore aggiungendo altri due termini gaussiani al χ^2 . Dal momento che la frazione di falsi μ influenza il valore di $\bar{\chi}$ il fit è abbastanza sensibile a questo parametro. Per questo motivo abbiamo rifatto il fit senza il vincolo su f_{bck} per vedere quale valore fosse preferito dai dati. Riassumiamo in tabella 8.2 i risultati dei vari fit. I dati sembrano preferire una frazione di fondo più bassa di quella stimata nel capitolo 6. Questa è comunque solo una considerazione qualitativa dal momento che l'errore sulla frazione di fondo è molto alto.

8.3 Studio della variazione della frazione di decadimenti sequenziali

I risultati dei nostri fit dipendono in modo molto esplicito dal valore di f_s e g_s . Queste frazioni sono state stimate solo utilizzando il Monte Carlo e quindi dipendono anche dal Monte Carlo usato che nel nostro caso è la versione 8.01 di CLEO. Come controllo abbiamo rimisurato, con una statistica molto più bassa, queste frazioni usando la versione più recente di CLEO, 9.00. I due risultati sono in accordo. In tabella 8.4 sono riportate le frazioni di sequenziali di entrambi i lati quello con il vertice ricostruito e non, prima e dopo il taglio in P_t^{rel} per la versione 8.01 di CLEO mentre la tabella 8.5 raccoglie quelle ottenute con la versione 9.00. Allo scopo di capire l'errore sistematico dovuto alla variazione della frazione di decadimenti sequenziali abbiamo variato questa frazione di $\pm 20\%$ e rifatto i vari fit. Quando la frazione di sequenziali viene diminuita del 20% dobbiamo ricalcolare la frazione di *charm* diretto che ci aspettiamo facendo un nuovo fit alla distribuzione in P_t^{rel} con la frazione di sequenziali fissa al 22%. In questo caso la frazione di *charm* è $f_c = 6.0 \pm 1.0\%$ che dopo il taglio in P_t^{rel} diventa $f_c = 4.0 \pm 0.6\%$. Il contenuto di *charm* diretto non viene rivalutato quando la frazione di sequenziali è aumentata del 20% in quanto in questo caso ci aspetta una

	Prima del taglio in P_t^{rel}	Dopo il taglio in P_t^{rel}
f_s	$27.8 \pm 0.6\%$	$15.1 \pm 0.6\%$
g_s	$19.8 \pm 0.6\%$	$19.4 \pm 0.6\%$

Tabella 8.4: Frazioni dei decadimenti sequenziali ottenute con la versione 8.01 di CLEO

	Prima del taglio in P_t^{rel}	Dopo il taglio in P_t^{rel}
f_s	$28 \pm 3\%$	$16 \pm 3\%$
g_s	$20 \pm 3\%$	$17 \pm 3\%$

Tabella 8.5: Frazioni dei decadimenti sequenziali ottenute con la versione 9.00 di CLEO

frazione più piccola di *charm* che è permessa da $f_c = 0.7 \pm 0.5\%$. I risultati dei fit sono riassunti in tabella 8.6 e 8.7.

Frazione di fondo	Frazione di <i>charm</i>	$\Delta md(ps^{-1})$	x_d	χ^2	ndof	C.L.
Fissato a 0	Fissato a 0	0.52 ± 0.09	0.76 ± 0.14	9.18	11	60.5%
Fissato a 0	$4 \pm 0.6\%$	0.60 ± 0.12	0.88 ± 0.18	10.53	10	39.5%
$12 \pm 3.4\%$	Fissato a 0	0.48 ± 0.09	0.70 ± 0.14	8.20	11	69.6%
$12 \pm 3.4\%$	$4 \pm 0.6\%$	0.54 ± 0.12	0.79 ± 0.18	8.92	10	54.1%
$27 \pm 14\%$ (fit)	$4 \pm 0.6\%$	0.45 ± 0.15	0.66 ± 0.22	8.03	9	53.2%

Tabella 8.6: Risultati dei fit con la frazione di sequenziali diminuiti del 20%.

8.4 Studio della variazione delle frazioni F_d F_s

Una delle incertezze di cui soffre questo lavoro è la misura delle frazioni di B_d^0 e B_s^0 . Fino ad ora sono stati usati i valori misurati da ALEPH a livello di produzione. Come riportato in [36] F_s viene estratto indirettamente sfruttando le seguenti misure:

- i prodotti dei *branching ratio* $F_s Br(B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ X) Br(D_s^- \rightarrow \Phi \pi^-) = (4.1 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ ricavati dall'analisi delle correlazioni D_s^+ leptone [72];
- i prodotti dei *branching ratio* $F_s Br(B_s^0 \rightarrow D_s^- X) Br(D_s^- \rightarrow \Phi \pi^-) = (4.8 \pm 1.0) \times 10^{-3}$ ottenuti da studi di produzione inclusiva di D_s^+ [73]
- il *branching ratio* $Br(D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+) = 0.033 \pm 0.007$ [74]

Frazione di fondo	Frazione di <i>charm</i>	$\Delta md(ps^{-1})$	x_d	χ^2	ndof	C.L.
Fissato a 0	Fissato a 0	0.33 ± 0.10	0.48 ± 0.15	10.14	11	51.8%
Fissato a 0	$0.7 \pm 0.5\%$	0.34 ± 0.10	0.49 ± 0.15	9.75	10	46.3%
$12 \pm 3.4\%$	Fissato a 0	0.28 ± 0.11	0.40 ± 0.16	12.36	11	33.7%
$12 \pm 3.4\%$	$0.7 \pm 0.5\%$	0.28 ± 0.11	0.41 ± 0.16	11.70	10	30.5%
$\approx 0.0 \pm 0.1\%$ (fit)	$0.7 \pm 0.5\%$	0.34 ± 0.10	0.49 ± 0.15	9.75	9	37.1%

Tabella 8.7: Risultati dei fit con la frazione di sequenziali aumentati del 20%.

Viene assunto poi che il *branching ratio* semileptonico inclusivo per gli adroni b è 0.11 ± 0.005 e che la frazione sia dei decadimenti semileptonici che inclusivi del B_s^0 che danno un D_s^- è 0.85 ± 0.15 . Unendo tutte queste misure ed assunzioni si ottiene $F_s = 0.15 \pm 0.04$.

Sfruttando un metodo simile a quello descritto per le correlazioni Λ - leptone, viene trovata una frazione di barioni di 0.11 ± 0.04 [73]. Da ciò si ricava $F_d = 0.37 \pm 0.03$, lasciando la frazione di B_u uguale a quella di B_d^0 entro un 5%.

Queste frazioni utilizzate nei nostri fit potrebbero subire modificazioni per i tagli dovuti all'analisi. Allo scopo di studiare l'errore sistematico dovuto alla non conoscenza delle frazioni di B sono state determinate, facendo uso del Monte Carlo, le efficienze relative della nostra analisi per le diverse specie di B . Utilizzando queste efficienze ci siamo calcolati come viene modificata la frazione misurata a LEP di ogni singola specie per i tagli della nostra analisi. Questo esercizio è stato fatto due volte per la versione 8.01 e 9.00 di CLEO. In questo modo non dipendiamo più dalle frazioni di B definite all'interno del generatore ISAJET. I risultati sono riportati nella tabella 8.8.

Tipo di B	CLEO versione 8.01	CLEO versione 9.00	LEP
B_u	34.8%	38.1%	$37.3 \pm 3.0\%$
B_d	38.8%	42.5%	$37.3 \pm 3.0\%$
B_s	24.3%	12.1%	$15.0 \pm 4.0\%$
Barioni	2%	7.2%	$10.4 \pm 4.0\%$

Tabella 8.8: Frazione delle specie di B aspettate dopo i tagli dell'analisi

Si osserva che le frazioni di B_d e B_s sono in accordo, entro gli errori sperimentali, con quelle misurate a LEP per la versione 9.00 di CLEO mentre c'è una visibile discrepanza nel caso del B_s e dei barioni per la versione 8.01. La prima discrepanza è dovuta al fatto che per errore in questa versione il *branching ratio* semileptonico per il B_s è circa il 16%. Questo errore è stato corretto nella versione 9.00. La bassa frazione di barioni è invece imputabile al fatto che erroneamente sono stati fatti decadere con una vita media troppo corta impedendone la ricostruzione, problema che è stato risolto nella nuova versione. Ci si aspetta comunque che l'efficienza di ricostruzione dei barioni-B sia più bassa di quella delle

altre specie in quanto nella catena di decadimento la maggior parte dell'impulso è portato via dai barioni o dal protone rendendo lo spettro delle altre tracce più soffice e quindi meno facilmente ricostruibili. Inoltre la vita media della Λ_B è più corta di quella dei mesoni.

Abbiamo ripetuto il fit della frazione degli eventi con i due muoni con lo stesso segno usando le frazioni ottenute scalando quelle di LEP con le efficienze determinate con la versione 9.00 di CLEO. Il risultato è riportato in tabella 8.9.

Δmd	x_d	χ^2	ndof	C.L.
0.40 ± 0.09	0.58 ± 0.14	8.27	11	68.9%

Tabella 8.9: Risultati ottenuti variando la frazione delle specie di B usando la versione 9.00 di CLEO

Lo stesso esercizio è stato fatto usando le efficienze determinate con la versione 8.01 di CLEO. In questo caso il fit è stato ripetuto anche con la correzione per i barioni mancanti. I risultati, riportati in tabella 8.10, mostrano che l'alta efficienza per il B_s non ha un enorme impatto sul fit. Comunque questi valori con sono stati utilizzati nella determinazione dell'errore sistematico dal momento che dipendono da un errore nel Monte Carlo.

Versione di CLEO	Correzione	$\Delta md(ps^{-1})$	x_d	χ^2	ndof	C.L.
8.01	NO	0.33 ± 0.09	0.48 ± 0.13	10.0	11	53.0%
8.01	YES	0.36 ± 0.09	0.53 ± 0.14	9.43	11	58.2%

Tabella 8.10: Risultati ottenuti variando le specie di B usando la versione 8.01 di CLEO. La prima linea (NO) è determinata senza la correzione per i barioni.

8.5 Riassunto degli errori sistematici

Riassumiamo in questa sezione i vari errori sistematici e l'errore globale. Il risultati vengono riportati per x_d

Allo scopo di determinare l'errore sistematico bisogna definire il valore centrale. Una scelta ragionevole è il risultato ottenuto nella ultima linea della tabella 8.2 in cui il fondo viene lasciato come parametro libero del fit. L'errore sistematico viene definito come la massima deviazione dal valore centrale ottenuta lasciando variare alcuni dei parametri. Nel caso della frazione dei sequenziali questo metodo porterebbe a prendere dei fit che non hanno molto senso fisico e quindi si è assunta come incertezza sistematica la variazione che subisce x_d ottenuto dal fit in cui sia la frazione del fondo che quella del *charm* sono vincolate quando viene variata di $\pm 20\%$ la frazione di sequenziali.

Descrizione	Errore sistematico (-)	Errore sistematico (+)
Fattore di scala sulla risoluzione	-0.07	+0.00
Frazione di decadimenti sequenziali	-0.17	+0.21
Fondi	-0.07	+0.01
Frazione delle varie specie di B	-0.06	+0.00
Totale	-0.21	+0.21

Tabella 8.11: Riassunto dei vari errori sistematici su x_d

Tutti gli errori sistematici (+ e -) sono, infine sommati in quadratura. I risultati della procedura descritta sono riportati in tabella 8.11. Diamo quindi il risultato finale:

$$x_d = 0.64 \pm 0.18(stat.) \pm 0.21(sist.)$$

Conclusioni

In questa tesi è stata descritta la misura del parametro di oscillazione dei mesoni B_d^0 . È stato analizzato un campione di eventi contenenti due muoni e applicati diversi tagli di selezione per ridurre il fondo da falsi μ . Per gli eventi in cui è stato possibile identificare un vertice secondario è stata ricostruita la lunghezza di decadimento nel piano trasverso all'asse del fascio.

Con l'aiuto del Montecarlo si è determinato il $\beta\gamma$ per ciascun evento in modo da avere il tempo proprio. Sempre sfruttando i dati simulati è stata determinata la risoluzione su pseudo- $c\tau$. Dai dati invece è stata stimata la frazione di fondo correlato e fondo scorrelato presente dopo i vari tagli.

Il fit della frazione di eventi con due muoni con lo stesso segno ha dato, per un $\tau_B = 1.46 ps$

$$x_d = 0.64 \pm 0.18(stat.) \pm 0.21(sist.)$$

in pieno accordo con i risultati di LEP e CLEO e con errori comparabili a quelli ottenuti da ALEPH con l'analisi dei dileptoni. Ci aspettiamo di ridurre considerevolmente l'errore sistematico con una migliore comprensione del Monte Carlo, dei vari fondi, delle funzioni di risoluzione e in particolare della frazione dei decadimenti sequenziali. L'errore statistico sarà significativamente ridotto con l'aggiunta dei dati del run 1B.

Bibliografia

- [1] M. Gell-Mann and A. Pais Phys. Rev. 97 (1985) 1387.
- [2] K. Lande, E. T. Booth, J. Impeduglia, L. M. Lederman, W. Chinowsky, Phys. Rev. 103 (1956) 1901.
- [3] Elementary Particle Theory ed. N. Savaratholm, p. 367
- [4] S. Weinberg Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [5] Review of Particle Properties, Phys. Rev. D (1994)
- [6] L. Wolfenstein Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945
- [7] A. Ali and D. London CERN-TH-7248/94 UdeM-LPN-TH-94-197
- [8] J. L. Rosner in "B Decays" World Scientific (1993).
- [9] F. Abe et al. Phys. Rev. D 50 (1994) 2966 and F. Abe et al. Phys. Rev. Lett. 73, (1994) 225
- [10] V. F. Weisskopf and E. P. Wigner, Z. Physik 63, (1930) 54, 65, (1930) 18.
- [11] J. S. Bell and J. Steinberger in CP Violation, edited by L. Wolfenstein Vol. 5
- [12] I.I. Bigi et al in CP Violation ed. C. Jarlskog World Scientific, Singapore, (1989) 175.
- [13] S. Stone "B Decays" World Scientific (1993)
- [14] R. Sommer, DESY Report 94-011 (1994)
- [15] K. Lingel et al. CESR-B Physics Working Group, Cornell preprint, CLNS 91-1043, January 1991.
- [16] M. Artuso in "B Decays" edited by S. Stone World Scientific (1993) .
- [17] C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 105.
- [18] R. D. Field, R. P. Feynman, Nucl. Phys. B 136 (1978) and P. Hoyer et al. Nucl. Phys. B 61 (1979) and A. Ali et al. Phys. Lett. 93B (1990).

- [19] B. Anderson et al. Phys. Rep. 97 (1983) and T. Sjöstrand Comp. Phys. Commun. 27 (1982).
- [20] M. Bowler Z Phys. C 11 (1981).
- [21] J. Chrin, Z. Phys. C 36 (1987) 163.
- [22] H. Schröder in "B Decays" edited by S. Stone World Scientific (1993).
- [23] C. Albajar et al., Phys. Lett. B 186 (1987) 247.
- [24] R. Albrecht et al., (ARGUS coll.), Phys. Lett. B 324 (1994) 249.
- [25] J. Bartelt et al., (CLEO coll.), Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1680.
- [26] C. Albajar et al., (UA1 coll.) Phys. Lett. B 186 (1987) 247.
- [27] M. Shochet Fermilab-Conf-91/341-E .
- [28] F. Abe et al., (CDF coll.) Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3351.
- [29] P. Abreu et al. (DELPHI coll.) Phys. Lett. B 301 (1993) 145.
- [30] R. Akers et al. (OPAL coll.) Z. Phys. C 60 (1993) 199.
- [31] Adeva et al. (L3 coll.) Phys. Lett. B 288 (1992) 395.
- [32] D. Buskulic (Aleph coll.) Phys. Lett. B 284 (1992) 177.
- [33] D. Buskulic (Aleph coll.) Phys. Lett. B 313 (1993) 498.
- [34] R. Akers et al. (OPAL coll.) Phys. Lett. B 336 (1994) 585.
- [35] P. Abreu et al. (DELPHI coll.) Phys. Lett. B 338 (1994) 409.
- [36] D. Buskulic (Aleph coll.) Phys. Lett. B 322 (1994) 441.
- [37] R. Akers et al. (OPAL coll.) Phys. Lett. B 327 (1994) 411
- [38] O. Hayes et al. ALEPH internal Note N. 94-148. Results shown to the Glasgow conference.
- [39] F. Abe et al. Nucl. Inst. and Meth. A271 (1988) 387-403.
- [40] S. Van der Meer Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 699.
- [41] D. Amidei et al. Nucl. Inst. and Meth. A350 (1994) 73-130.
- [42] CDF internal note N. 1172 (Proposal for an upgrade CDF Detector).

- [43] F. Bedeschi et al. Nucl. Inst. and Meth. A268 (1988) 50-74.
- [44] L. Balka et al. Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 272-279.
- [45] Y. Fukui et al. Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 280-300.
- [46] G. Brandenburg et al. Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 257-271.
- [47] S. Bertolucci et al. Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 301-314.
- [48] S. Cihangir et al. Nucl. Inst. and Meth. A267 (1988) 249-256.
- [49] M.E.B. Franklin et al. Proceedings of the 7th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics, Fermilab pubblicato da World Scientific (1988) 420.
- [50] CDF Internal note N. 1248.
- [51] G. Ascoli et al. Nucl. Inst. and Meth. A268 (1988) 33-40.
- [52] CDF Internal note N. 1500 e 1964.
- [53] CDF Internal note N. 1614.
- [54] D. Amidei et al. Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 51-62.
- [55] G. Ascoli et al. Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 63-67.
- [56] G. Foster et al. Nucl. Inst. and Meth. A269 (1988) 93-100.
- [57] F. Bedeschi, CDF internal note N. 371 (1985); H. Wenzel CDF internal note N. 1790 (1992).
- [58] Nucl. Inst. and Meth. A241 (1985) 115.
- [59] F. Abe et al. Nucl. Inst. and Meth. A271 (1988) 387-403.
- [60] C. Campagnari et al. CDF Internal note N. 2098.
- [61] F. Bedeschi et al. CDF Internal note N. 2912.
- [62] H. Wenzel CDF internal note N. 1924.
- [63] S. Dell'Agnello, tesi di dottorato - report INFN PI/AE 94/10.
- [64] F. E. Paige and S. D. Protopopescu BNL Report N. 38034, 1984.
- [65] S. Behrends et al. Phys. Rev. Lett. 59, (1987) 407; see also Cornell Preprint CLNS 90/988.

- [66] Proc. eighth meeting of DPF or APS (DPF'94), Univ. of NEW MEXICO, ALBUQUERQUE, NM, AUGUST 2-6,1994. FERMILAB-CONF-94/241-E
- [67] CDF Internal note N. 2190 R. Mattingly and P. Sphicas
- [68] CDF Internal note N. 2644, K. Ohl, V. Papadimitriou, T. Rodrigo.
- [69] F. Bedeschi, D. Lucchesi, G. Wang CDF Internal Note N. 2644
- [70] F. Bedeschi, M. Caldarelli, D. Lucchesi CDF Internal Note N. 2859
- [71] F. Abe et al. Phys. Rev. Lett. 71, (1993) p. 3421
- [72] D. Buskulic et al. (ALEPH coll.) Phys. Lett. B 294 (1992) 145 P. Acton et al. (OPAL coll.) Phys. Lett. B 295 (1992) 357.
- [73] F. Pierre Proc. of V Int. Symp. on Heavy Flav. Phys., Montreal (1993)
- [74] P. Burchat, Proc. of V Int. Symp. on Heavy Flav. Phys., Montreal (1993)