Universitá degli Studi di Firenze
Facoltá di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica
V ciclo

MISURA DELLA VITA MEDIA DEI MESONI B CON IL RIVELATORE CDF

candidato: **Bolognesi Valeria**

relatore: Chiar.mo Prof. **Bedeschi Franco**

Anno Accademico 1991/92

Contenuto

1 Previsioni teoriche sulla produzione ed il decadimento dei quarks pesanti **1**

1.1 I decadimenti dei mesoni B 1

1.2 La produzione $b\bar{b}$ agli anelli di collisione $p\bar{p}$ 7

1.3 La produzione inclusiva di J/Ψ agli anelli di collisione $p\bar{p}$ . . . 12

2 Le misure esistenti della vita media dei mesoni B **20**

2.1 Problemi sperimentali 22

2.2 Arricchimento del campione 24

2.3 Estimatori della vita media 25

3 Il rivelatore CDF **34**

3.1 VTPC e VTX 37

3.2 Central Tracking Chamber 39

3.3 SVX 43

3.3.1 L'allineamento di SVX 46

3.4 I calorimetri 51

3.5 Rivelatore centrale dei muoni 51

4 La misura della vita media a CDF **55**

4.1 Introduzione 55

4.2 Definizione del vertice primario d'interazione 56

4.3 La selezione delle J/Ψ 57

4.3.1 L'identificazione dei muoni 57
4.3.2 I tagli di qualitá sulle tracce 63
4.4 Definizione della variabile "pseudo $c\tau$" 65
4.5 Il fit delle distribuzioni sperimentali 72
4.6 Errori sistematici 77
4.7 Conclusioni 89

Introduzione

L'argomento di questa Tesi é la misura simultanea della vita media inclusiva dei mesoni contenenti il quark b e della frazione di J/Ψ provenienti dal decadimento dei mesoni B. Nell'analisi presentata sono stati usati i dati raccolti dall'esperimento CDF all'anello di collisione Tevatron durante il run del 1988-89 e quello corrente, iniziato nel marzo 1992. Si é preferito mostrare in questa Tesi solo i risultati ottenuti dai dati piú recenti, dato che la presenza di un rivelatore di vertice al silicio (SVX) rende molto piú affidabile la misura. Essendo l'attuale run di CDF ancora nella fase di presa dati, tale misura deve essere necessariamente considerata come risultato preliminare. La misura é, infatti basata su un campione ristretto di dati ed i programmi di tracciatura sono ancora in una fase di evoluzione e comprensione; ció si riflette nell'elevato errore sistematico riportato in questa Tesi.

Il campione utilizzato é costituito da J/Ψ ricostruite dal loro decadimento nella coppia $\mu^+\mu^-$. La produzione di J/Ψ al Tevatron é molto piú abbondante che al LEP. Le sorgenti di J/Ψ sono limitate in numero ed hanno caratteristiche molto ben definite. Ció rende il metodo usato in questo lavoro molto competitivo con tecniche basate sul parametro d'impatto, in cui sono, invece, necessarie numerose correzioni, derivate da simulazioni, per potere tener conto di tutte le varie sorgenti di tracce a parametro d'impatto non nullo.

Il valore della vita media viene ottenuto dal fit della distribuzione di una variabile, legata essenzialmente alla distanza tra il vertice primario e quello secondario ricostruito. Il fit fornisce simultaneamente anche la frazione di J/Ψ provenienti da B, presenti nel campione selezionato.

La Tesi si articola in 4 capitoli. Nel primo capitolo vengono discusse le previsioni teoriche riguardanti la produzione dei quarks pesanti agli anelli di collisione adronici ed il loro decadimento. Sono presentati in dettaglio i meccanismi di produzione della J/Ψ. Il secondo capitolo é dedicato ad una

rassegna delle principali misure della vita media degli adroni con b, condotte negli ultimi anni. Le due diverse configurazioni del rivelatore CDF, relative al run 1988-89 ed all'attuale, sono descritte nel terzo capitolo. Nell'ultimo capitolo vengono introdotti i criteri di selezione delle J/Ψ ed i dettagli del metodo usato per il fit. Vengono riportati i risultati preliminari di questa misura e discusse le principali fonti di errore sistematico.

Capitolo 1

Previsioni teoriche sulla produzione ed il decadimento dei quarks pesanti

Tutte le previsioni teoriche presentate in questo capitolo sono ricavate nell'ambito dello Standard Model [1]. Il modello si basa sul gruppo di gauge $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ e sinora ha avuto ampie conferme sperimentali.

1.1 I decadimenti dei mesoni B

Nella descrizione del decadimento degli adroni con b, il modello a spettatore rappresenta una valida prima approssimazione. Nella versione piú semplice del modello a spettatore, la vita media dell'adrone risulta la stessa del quark, in quanto si assume che il quark leggero (o i quarks leggeri, come nel caso del barione Λ_b^0) non rivesta un ruolo importante nel meccanismo del decadimento. Quindi tutti gli adroni B avrebbero la stessa vita media. Sempre secondo il modello a spettatore, si considera valida la cosidetta approssimazione di fattorizzazione: é possibile, cioé, sostituire la coppia leptonica dal W virtuale $l\nu_l$ con quella adronica ud o cs, indipendentemente dal sapore del quark spettatore e da quello dell'altro quark prodotto insieme al W virtuale dal decadimento del b.

Nello Standard Model il decadimento del quark b é descritto come decadimento debole in un quark c o u ed un W virtuale [2], il quale decade a sua volta in un leptone e relativo neutrino oppure in una coppia quark-antiquark (fig. 1.1). Per ogni coppia quark-antiquark esistono 3 possibili stati di colore.

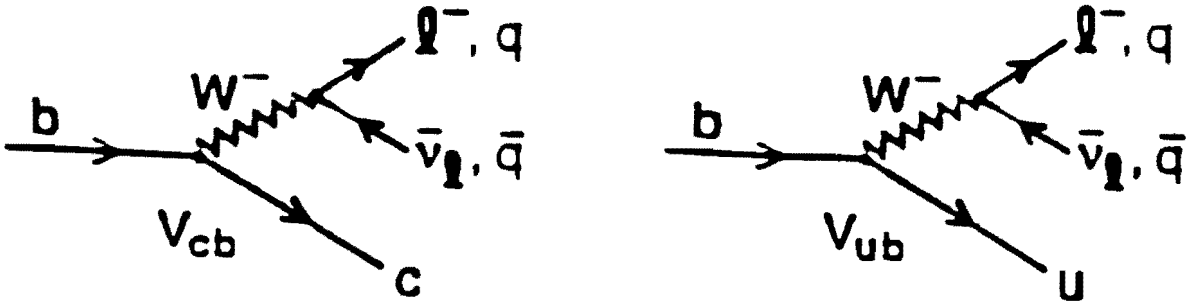


Figura 1.1: Decadimento del quark b nel Modello Standard

L'ampiezza del decadimento semileptonico del quark b si calcola in analogia con quella del decadimento del muone e si esprime in funzione degli elementi della matrice di Kobayashi Maskawa [3]:

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3}\left[|V_{ub}|^2 SF\left(\frac{m_u}{m_b}\right) + |V_{cb}|^2 SF\left(\frac{m_c}{m_b}\right)\right].$$

La funzione SF descrive gli effetti di spazio delle fasi:

$$SF(x) = 1 - 8x^2 + 8x^6 - x^8 - 24x^4 \ln x,$$

per $x = \frac{m_c}{m_b} \simeq \frac{1}{3}$, SF(1/3)=0.49 e per $x = \frac{m_u}{m_b} \simeq 0$, SF(0)=1.

La vita media e le ampiezze totale e parziali di decadimento sono legate dalla relazione

$$\tau_B = \frac{1}{\Gamma_{tot}} = \frac{BR_{sl}}{\Gamma_{sl}} = \frac{BR_{adr}}{\Gamma_{adr}}$$

con $\Gamma_{tot} = \Gamma_{sl} + \Gamma_{adr}$.

Una misura sperimentale del branching ratio e della vita media, quindi, si traduce direttamente nella valutazione di $|V_{ub}|$ e $|V_{cb}|$. Nell'approssimazione a masse nulle per tutti i quarks e leptoni si otterrebbe un valore del BR semileptonico di circa 1/9, in quanto, considerando tutte le possibili combinazioni di leptoni e di quarks ed il fattore di colore 3 per questi ultimi, le frequenze relative alla transizione $W^- \longrightarrow$ coppie fermioniche (ed analogamente per $W^+ \longrightarrow$ coppie fermioniche) stanno nel rapporto

$$e^-\overline{\nu}_e : \mu^-\overline{\nu}_\mu : \tau^-\overline{\nu}_\tau : \overline{u}d : \overline{c}s = 1 : 1 : 1 : 3 : 3.$$

Includendo i fattori di spazio delle fasi, derivanti dalle masse non nulle di quarks e leptoni, tali frequenze relative diventano:

$$e^-\overline{\nu}_e : \mu^-\overline{\nu}_\mu : \tau^-\overline{\nu}_\tau : \overline{u}d : \overline{c}s = 1.0 : 1.0 : 0.2 : 3.5 : 0.8.$$

In base a questi rapporti, si otterrebbe un BR di circa 15 % , mentre il valore sperimentale é minore:

$$BR(B \longrightarrow l\nu_l X) = (10.7 \pm 0.5)\%$$

con $l = e$ oppure μ. La differenza rispetto alla stima teorica viene attribuita ad interazioni di QCD tra i quarks, interazioni che portano ad una maggior probabilitá di decadimento nei canali adronici.

Un'analisi piú realistica del decadimento richiede l'introduzione di altri fattori che contribuiscono alle ampiezze:

1. correzioni di QCD;

2. effetti non spettatori.

Questi fattori danno valori diversi per la vita media dei mesoni carichi e neutri, per cui la misura separata delle $\tau_{B^\pm}$ e τ_{B^0} permetterebbe di verificare e quantificare tali correzioni.

L'ampiezza teorica del decadimento semileptonico dei mesoni B é data da

$$\Gamma_{sl} = \frac{BR_{sl}}{\tau_B} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \times [|V_{ub}|^2 Ph\left(\frac{m_u}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0\right) F_{sl}(b \longrightarrow u) + |V_{cb}|^2 Ph\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_l}{m_b}, 0\right) F_{sl}(b \longrightarrow c)].$$

La funzione Ph(x,y,z) descrive le correzioni complete di spazio delle fasi legate alla massa finita di quarks e leptoni. Nel caso particolare y=z=0, Ph(x,0,0)=SF(x).

Introducendo le correzioni gluoniche radiative all'ordine superiore il valore dei fattori $F_{sl}(b \longrightarrow u)$ e $F_{sl}(b \longrightarrow c)$ passa da 1 a rispettivamente 0.85 e 0.89. Per il decadimento non leptonico si hanno correzioni di QCD molto piú consistenti

$$\Gamma_{adr} = \frac{BR_{adr}}{\tau_B} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} F_{adr} \sum_{q_1,q_2,q_3} |V_{q_1 b}|^2 \left[|V_{q_2 q_3}|^2 Ph\left(\frac{m_{q_1}}{m_b}, \frac{m_{q_2}}{m_b}, \frac{m_{q_3}}{m_b}\right)\right]$$

Figura 1.2: Diagrammi di scambio di un W per mesoni B neutri

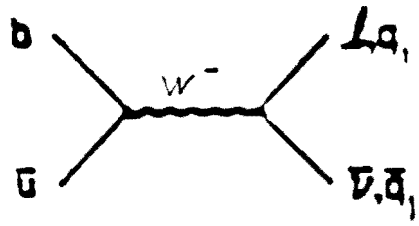


Figura 1.3: Diagramma di annichilazione in un W per mesoni B carichi

con $F_{adr} = 3.5; q_1 = u, c; q_2 = u, c; q_3 = d, s$. I valori calcolati di queste ampiezze dipendono dalla masse dei quarks e dal modello teorico adottato. Per questo motivo, nella stima della vita media si preferisce usare il valore misurato del branching ratio semileptonico e la corrispondente previsione teorica per l'ampiezza parziale di decadimento nella relazione $\tau_B = BR_{sl}/\Gamma_{sl}$.

Nei decadimenti reali intervengono anche effetti non spettatori, cioé processi che coinvolgono i quarks spettatori. L'interferenza tra quarks identici allo stato finale, lo scambio di W e l'annichilazione del sapore rientrano in questo tipo di processi. Tutti questi effetti non spettatori possono rendere la vita media dei mesoni B diversa a seconda del sapore del quark leggero legato al b.

Ad esempio, nel caso del $b\bar{u}(B^+) \longrightarrow c\bar{u}d\bar{u}$, effetti di interferenza dovuti alla presenza di quarks identici allo stato finale potrebbero diminuire l'ampiezza di decadimento del mesone carico, mentre lo scambio di un W, $\bar{b}(B^0) \longrightarrow \bar{c}u$ (fig. 1.2) potrebbe aumentare quella del mesone neutro. Analogamente, nel decadimento del barione Λ_b^0 (udb), il diagramma di scambio puó rendere la vita media inferiore a quella dei mesoni B carichi.

Il diagramma di annichilazione in un W del mesone B carico (fig. 1.3) ha un'ampiezza che risulta proporzionale unicamente al fattore $|V_{bu}|^2$ e la sua esistenza implicherebbe un valore di V_{bu} diverso da 0. Se il quark e l'antiquark nei mesoni B fossero legati solo dall'interazione debole, il canale di

annichilazione sarebbe soppresso a causa dell'elicitá sbagliata, analogamente a quanto accade per il processo $\pi^+ \longrightarrow e^+\nu_e$. Nei processi reali questa soppressione puó essere attenuata da gluoni soffici.

In generale, quindi, $\tau(B^\pm) > \tau(B^0)$, anche se si prevede una differenza non superiore al 10% [11]. Presumibilmente il contributo dell'analogo diagramma di scambio determina una differenza molto maggiore tra la vita media dei D carichi e quella del D neutro, $\tau(D^\pm)/\tau(D^0) \simeq 2.4$.

Recentemente é stata studiata la possibilitá di calcolare V_{cb} dai decadimenti semileptonici dei B in un modo non dipendente dal modello. In primo luogo si osserva che, nel limite formale di masse dei quarks infinite, i fattori di forma adronici [5] possono essere espressi in funzione di un'unica funzione universale $\epsilon(v \cdot v')$, la funzione di Isgur-Wise [6], che dipende solo dalle quadrivelocitá dell'adrone iniziale con b e dell'adrone finale con c ed é normalizzata a rinculo nullo, $v \cdot v' = 1$, corrispondente all'estremo fissato dalla cinematica del decadimento $q^2_{max} = (m_{in} - m_{fin})^2$. Nel modello di Isgur-Wise il modulo quadro della corrente adronica viene espresso in funzione di somme e differenze dei quadrimpulsi del mesone iniziale e di quello finale moltiplicate per i loro fattori di forma. Questi ultimi vengono calcolati usando le funzioni d'onda mesoniche che derivano da un potenziale di QCD dato dalla somma di un termine coulombiano ed uno lineare.

Le principali correzioni da considerare in una trattazione piú realistica sono legate a 2 fattori [7]:

1. la massa finita dei quarks che origina termini del tipo $1/m_Q^n$, n intero;

2. lo scambio di gluoni duri che modifica la struttura del vertice.

E' stato dimostrato che é possibile determinare $|V_{cb}|$ in modo indipendente dal modello nel caso del decadimento $B \longrightarrow D^* l \nu_l$ in quanto il valore di $\epsilon(v \cdot v')$ risulta scarsamente sensibile alle correzioni. Questo non vale, invece, nel caso di $B \longrightarrow D l \nu_l$, per cui la quantificazione delle suddette correzioni implica necessariamente assunzioni dipendenti dal modello adottato. Vicino alla regione a rinculo nullo, inoltre, a causa della cinematica, il decadimento é altamente soppresso. Utilizzando la limitata statistica dei dati sperimentali disponibili, dallo studio dei decadimenti $B \longrightarrow D^* l \nu_l$ si é ottenuto $|V_{cb}| = 0.045 \pm 0.007$, valore leggermente piú preciso di quello corrente riportato nel seguito [8]. Sono giá state comunque sollevate critiche [9] sulla

effettiva validitá dell'assunzione fondamentale su cui si basa questa trattazione, cioé che le masse dei quarks c e b siano sufficientemente elevate da rendere affidabile l'approssimazione a massa infinita.

In sintesi i risultati [10]

$$|V_{us}| = 0.221 \pm 0.003,$$

$$|V_{ub}| = 0.005 \pm 0.003,$$

$$|V_{cb}| = 0.042 \pm 0.012,$$

indicano che l'accoppiamento tra la seconda e la terza generazione é molto piú debole di quello tra la prima e la seconda.

Nel 1983 le collaborazioni MAC e MARKII al PEP riportarono per la prima volta la prova sperimentale che la vita media degli adroni con b vale circa 1 psec. Questo risultato era inatteso perché si prevedeva, invece, un valore di circa 0.1 psec, assumendo che l'accoppiamento tra la seconda e la terza generazione avesse la stessa intensitá di quello tra la prima e la seconda [12]. La risoluzione spaziale dei primi apparati sperimentali era al piú confrontabile con lo spostamento medio nella distribuzione del parametro d'impatto dei leptoni, attribuito ad adroni con vita media lunga. L'effetto era quindi molto sottile e difficile da valutare e l'estrazione del valore di τ_B richiese un grande sforzo per la comprensione della risoluzione sperimentale ed un accurato studio dei meccanismi di produzione e decadimento di tali adroni. Dopo 10 anni di lavoro, gli ultimi risultati da LEP danno τ_B con errori minori del 10%. L'introduzione di sofisticati sistemi di tracciatura ha migliorato almeno di un fattore 10 la risoluzione sperimentale.

Insieme alla misura dei Branching Ratios semileptonici ed alla teoria dei decadimenti semileptonici, le attuali determinazioni di τ_B forniscono lo strumento piú accurato sinora disponibile per estrarre V_{cb}. Attualmente le incertezze in questa estrazione sono dominate dalle correzioni teoriche, e non dagli errori sperimentali sistematici e statistici sulla misura di τ_B. Sono richiesti, infatti, modelli dettagliati delle funzioni d'onda degli specifici adroni in cui si trovano i quarks; i campi dei quarks vanno sostituiti con quelli degli adroni allo stato iniziale e finale. Tuttavia, sinora esistono solo modelli approssimati, basati su parametrizzazioni semiempiriche del potenziale effettivo di QCD.

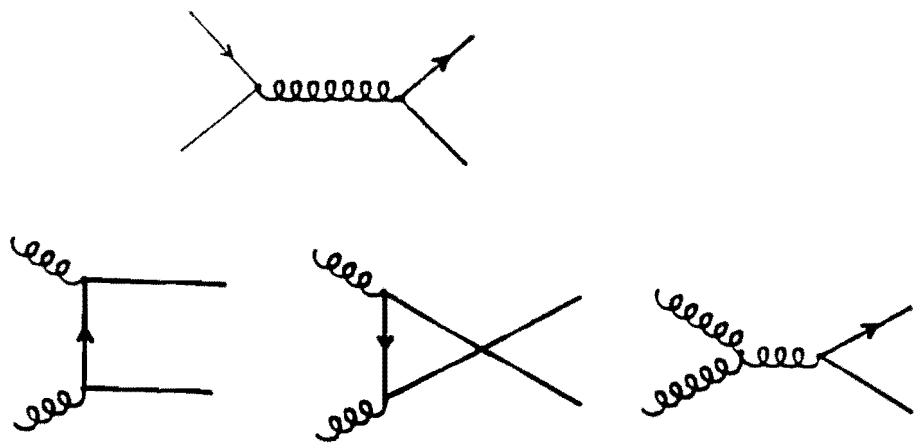


Figura 1.4: Diagrammi di produzione di coppie di quarks pesanti nei processi $2 \longrightarrow 2$ all'ordine piú basso

Considerando la misura del rapporto $|V_{cb}|/|V_{ub}|$ ed imponendo il vincolo dell'unitarietá, la determinazione di $|V_{cb}|$ permette una prima completa valutazione di tutti gli elementi della matrice di Kobayshi Maskawa.

1.2 La produzione $b\bar{b}$ agli anelli di collisione $p\bar{p}$

I processi all'ordine piú basso $O(\alpha_s^2)$ per la produzione di quarks pesanti a livello partonico [21] sono $q\bar{q} \longrightarrow Q\bar{Q}$, $gg \longrightarrow Q\bar{Q}$ (fig. 1.4). Con la lettera q si indica un quark leggero (d, u o s), con Q un quark pesante (c, b o t) e con g un gluone.

Altri processi all'ordine superiore $O(\alpha_s^3)$, come ad esempio l'eccitazione del sapore e la frammentazione, danno importanti contributi. Nel processo di eccitazione del sapore (primo diagramma di fig. 1.5), il quark pesante compare giá nell'adrone incidente, viene eccitato da un gluone proveniente dall'altro adrone ed emerge sul guscio di massa nello stato finale.

Il contributo netto da questo tipo di diagramma é giá incluso come cor-

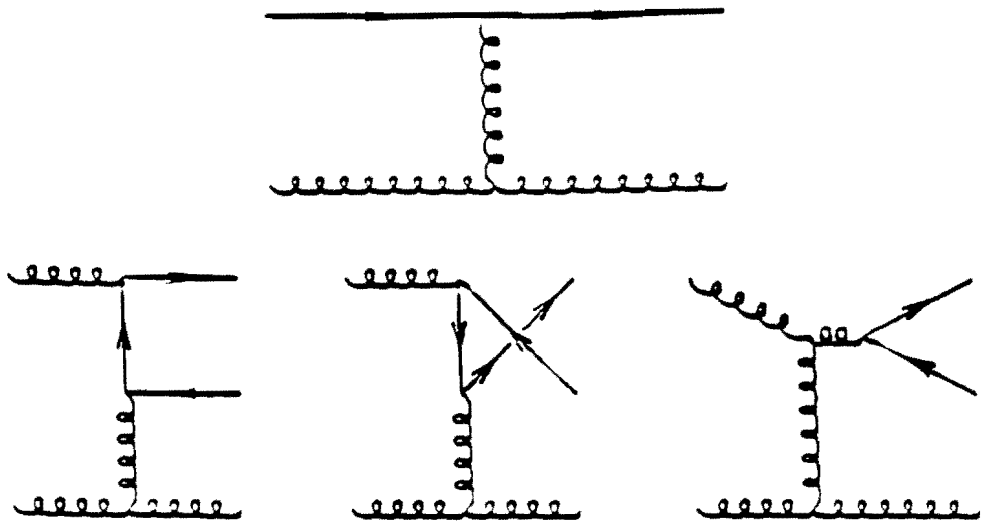


Figura 1.5: Esempi di diagrammi di produzione di coppie di quarks pesanti nei processi 2 $\longrightarrow$3 all'ordine superiore

rezione di ordine superiore al processo di fusione gluone-gluone. Il processo di frammentazione [20] $gg \longrightarrow Q\overline{Q}g$, sebbene formalmente di ordine $O(\alpha_s^3)$, puó essere numericamente importante come l'ordine inferiore $O(\alpha_s^2)$. Si ha, infatti,

$$\sigma(gg \longrightarrow gg) \simeq 10^2 \sigma(gg \longrightarrow q\bar{q})$$

e, a causa di questa elevata sezione d'urto per produzione di gluoni, il processo di frammentazione rimane competitivo rispetto a $q\bar{q}, gg \longrightarrow Q\overline{Q}$, anche se solo una frazione $\frac{\alpha_s(m^2)}{2\pi}$ dei jets gluonici frammenta in una coppia di quarks pesanti. L'inclusione delle correzioni ad ordini superiori modifica sostanzialmente l'andamento della sezione d'urto, principalmente perché la massa del b é ancora bassa, per cui la costante di accoppiamento e di conseguenza il contributo dei termini di ordine superiore hanno un valore piú alto.

La sezione d'urto invariante per la produzione [15] puó essere espressa in termini di somma sui quarks i e j che costituiscono gli adroni incidenti delle convoluzioni tra le funzioni di struttura f(x,Q^2) e le sezioni d'urto dei singoli

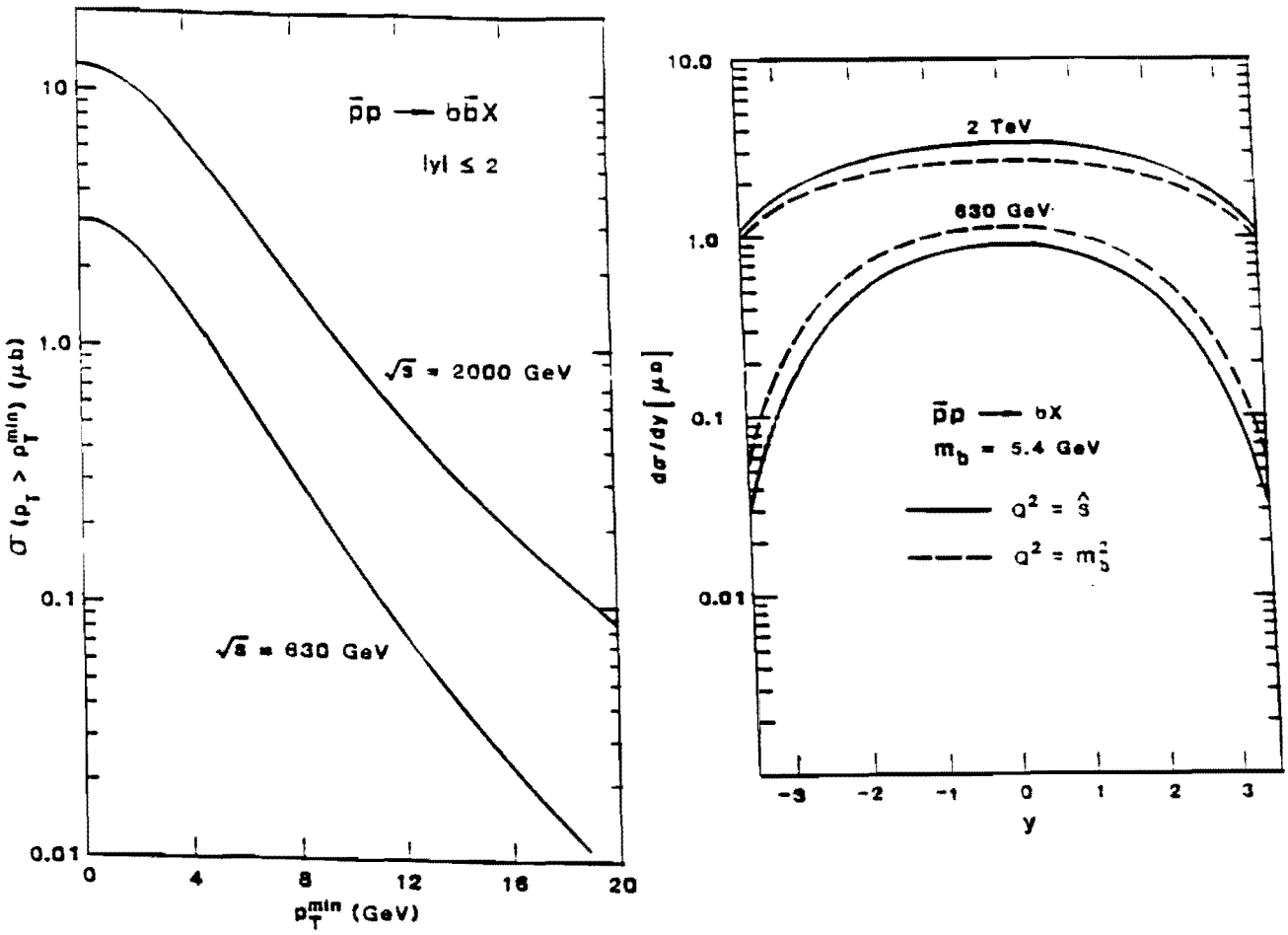


Figura 1.6: Spettro in p_T ed in rapiditá del quark b nel processo $p\bar{p} \longrightarrow b\bar{b}X$ alle energie del Tevatron e $Sp\bar{p}S$

sottoprocessi partonici $\hat{\sigma}(\hat{s})$:

$$\frac{d\sigma}{ds} \propto \sum_{ij} \int dx_1 \int dx_2 f_i\left(x_1, Q^2\right) f_j\left(x_2, Q^2\right) \hat{\sigma}_{ij}(x_1 x_2 s)\delta(x - x_1 - x_2),$$

dove x_1 e x_2 rappresentano le frazioni dell'impulso degli adroni incidenti trasportate dai 2 partoni che interagiscono. $\hat{\sigma}$ é la sezione d'urto per il processo elementare a livello partonico e $\hat{s} = x_1 x_2 s$ la sua energia nel centro di massa.

Si assume implicitamente che la sezione d'urto di ogni sottoprocesso partonico e le funzioni di struttura siano universali e non dipendano dal processo. Nei 2 grafici della fig. 1.6 é illustrata la previsione NDE (da Nason, Dawson e Ellis) all'ordine α_s^3 per lo spettro in p_T ed in rapiditá $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ del

quark b nel processo $p\bar{p} \longrightarrow b\bar{b}X$ rispettivamente alle energie del Tevatron ($\sqrt{s}$ =1.8 TeV) e del S$p\bar{p}$S ($\sqrt{s}$ =630 GeV). La distribuzione in y risulta molto larga e le correlazioni in y tra il quark e l'antiquark sono basse.

Come verrá evidenziato nella descrizione del metodo usato per misurare la vita media del B, per effettuare tale misura é basilare poter disporre di una buona parametrizzazione dello spettro in impulso trasverso dei mesoni con B. Tale spettro dipende da quello previsto per i quarks b e dalla funzione adottata per descrivere il meccanismo della loro adronizzazione. Un attento confronto tra le previsioni teoriche ed i risultati sperimentali, sia pure affetti da notevoli incertezze ed errori, assume, quindi, fondamentale importanza.

Una delle cause dell'incertezza sulla previsione teorica della produzione di b all'energia del Tevatron, $\sqrt{s}$ =1.8 TeV, é il valore molto basso di x a cui le distribuzioni partoniche sono misurate. La sezione d'urto di produzione del b risulta, infatti, sensibile alla funzione di distribuzione gluonica valutata a $x < 10^{-2}$ ed in questa regione non esistono ancora misure sperimentali. Un'altra sorgente d'incertezza é rappresentata dalle interazioni di stato finale tra i quarks prodotti ed i partoni spettatori provenienti dagli adroni incidenti. L'errore teorico comprende anche le incertezze su m_b, sulla scala di rinormalizzazione μ e sul valore di Λ_{QCD} a cui viene calcolata α_s.

Entrambe le collaborazioni UA1[16] e CDF [23] hanno misurato la sezione d'urto di produzione del b (fig. 1.7).

Esiste un buon accordo tra la misura ed i calcoli teorici per i dati da UA1. I risultati di CDF e la previsione, invece, non sembrano seguire lo stesso andamento e la normalizzazione assoluta dei calcoli teorici sembra sottostimare la sezione d'urto [24], soprattutto a basso impulso trasverso del b. Tale disaccordo puó essere dovuto alla procedura usata per estrarre la misura della sezione d'urto di produzione inclusiva del b dal campione di elettroni, che si basa su particolari assunzioni sul modello di frammentazione e sulla parametrizzazione delle funzioni di struttura [21]. Il processo di frammentazione é altamente non-perturbativo e viene correntemente descritto solo da modelli fenomenologici. Nel modello di Peterson [14], utilizzato nella procedura citata sopra, la frammmentazione dei quarks pesanti viene descritta in funzione della probabilitá di transizione $Q \longrightarrow Q\bar{q} + q$.

CDF ha estratto la misura della sezione d'urto da campioni esclusivi ($J/\Psi\ K^{\pm}$, $J/\Psi\ K^0_S$) e seminclusivi, comprendenti muoni, J/Ψ, $\Psi(2S)$. Nel prossimo paragrafo verranno discussi i risultati dell'analisi dei campioni com-

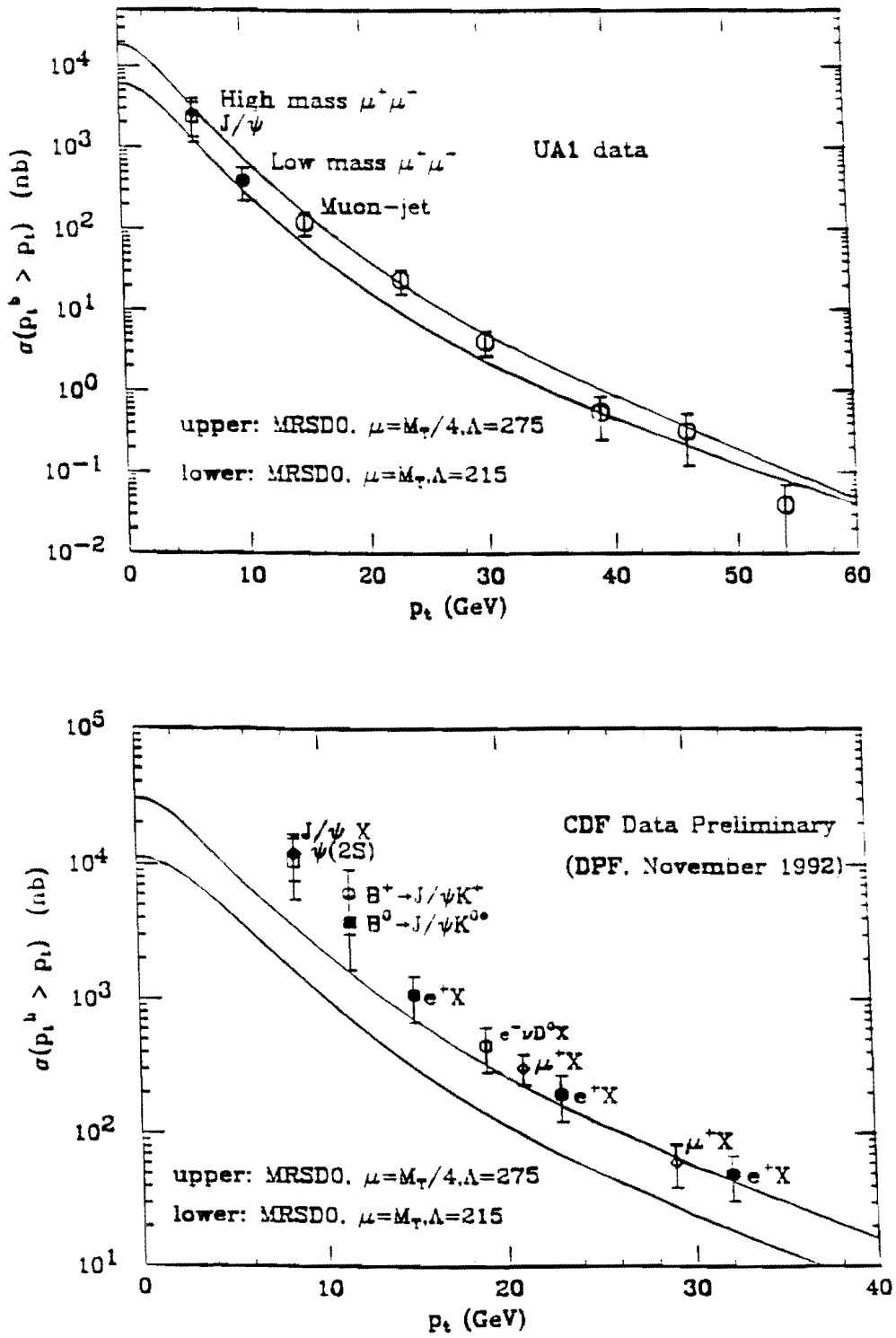


Figura 1.7: Distribuzione integrata in impulso trasverso del quark b dagli esperimenti UA1 e CDF

prendenti la J/Ψ.

1.3 La produzione inclusiva di J/Ψ agli anelli di collisione $p\bar{p}$

Agli anelli di collisione adronici, come il Tevatron, le J/Ψ ad alto impulso trasverso vengono prodotte nei seguenti 3 processi [13]:

1. produzione diretta di stati legati $c\bar{c}$, n^3S_1 con n=1

$$gg \longrightarrow J/\Psi g,$$

   e con n=2 (eccitazione radiale)

$$gg \longrightarrow \Psi' g,$$

   seguito da

$$\Psi' \longrightarrow J/\Psi \pi^+\pi^-$$

2. produzione diretta di stati legati $c\bar{c}$, 1^3P_J

$$gg, q\bar{q} \longrightarrow \chi g$$

   e

$$qg \longrightarrow \chi q$$

   seguiti dal decadimento radiativo

$$\chi \longrightarrow J/\Psi \gamma$$

3. decadimento di mesoni B

$$B \longrightarrow J/\Psi X$$

Nella produzione diretta di charmonio (processi 1 e 2) l'impulso medio delle J/Ψ é basso, dell'ordine della massa della J/Ψ. In tali processi é dominante la fusione gluone-gluone, che dipende prevalentemente dal comportamento della funzione di struttura gluonica a bassi valori di x.

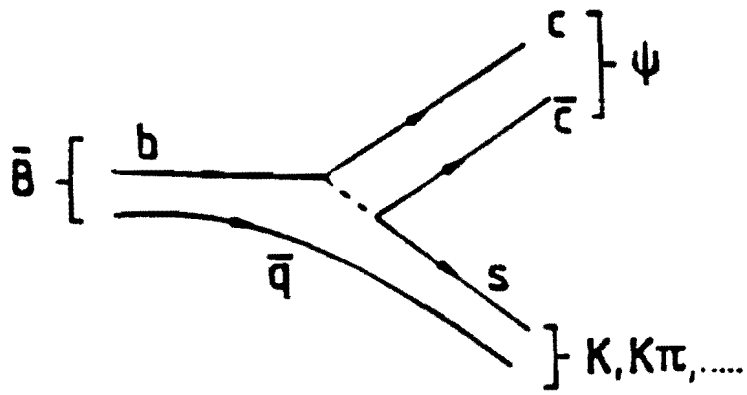


Figura 1.8: Diagramma di decadimento semiinclusivo dei mesoni B in J/Ψ e $\Psi(2S)$

Il branching ratio dei B in J/Ψ (processo 3) é soppresso per quanto riguarda il colore, poiché occorre che il quark c abbia lo stesso colore dell'antiquark $\bar{c}$ (singoletto di colore). Il diagramma che contribuisce maggiormente all'ampiezza di questo decadimento é rappresentato in fig. 1.8.

La misura da ARGUS [18] e CLEO [19] del BR inclusivo $B \longrightarrow J/\Psi$ é di 1.08% ed é consistente con le previsioni del modello a spettatore con la suddetta soppressione di colore e senza correzioni da gluoni duri.

L'impulso delle J/Ψ da B risulta mediamente maggiore di quello delle J/Ψ dai processi 1 e 2, in quanto la scala caratteristica é rappresentata dalla massa del B.

Nella fig. 1.9 vengono illustrate le distribuzioni in p_T ed in y previste per ciascuno dei 3 processi al Tevatron ed al $Sp\bar{p}S$.

Osservando queste distribuzioni si deduce che le frazioni relative attribuite ai singoli processi dipendono dall'energia nel CM e dall'impulso trasverso della J/Ψ. Questo taglio viene sempre applicato, poiché le J/Ψ vengono ricostruite dai loro decadimenti in coppie di leptoni (e^+e^- o $\mu^+\mu^-$), sul cui p_T é basato il trigger che li seleziona.

Qualsiasi analisi che utilizzi un campione di J/Ψ ricostruite in questi canali per determinare ad esempio la sezione d'urto di produzione inclusiva del B [31], si scontra con la necessitá di valutare la frazione F di J/Ψ provenienti da B.

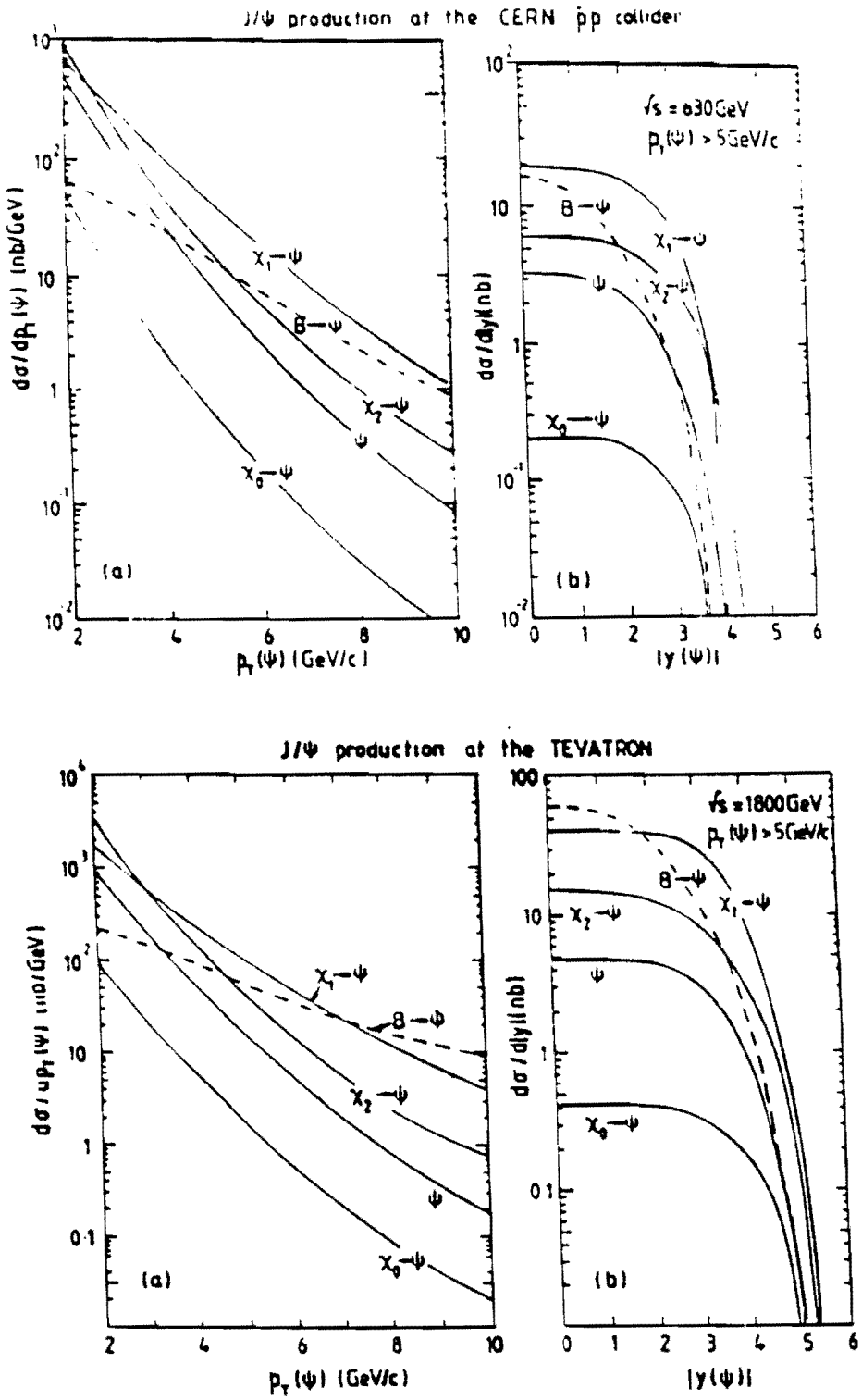


Figura 1.9: Distribuzione prevista in impulso trasverso ed in rapiditá delle J/Ψ prodotte nei processi indicati al $Sp\bar{p}S$ ed al Tevatron

Osservando la fig. 1.9, si vede chiaramente che il valore di F dipende dall'energia totale nel CM e dall'intervallo in impulso trasverso della J/Ψ considerato, in quanto variano le frazioni relative attribuite ai singoli processi di produzione della J/Ψ.

Le recenti misure di CDF (fig. 1.10) sono in disaccordo sia con l'inclinazione sia con la normalizzazione previste dalla teoria NDE [26]. Lo studio del decadimento esclusivo $B \longrightarrow J/\Psi K^{\pm}$ a CDF ha dimostrato che la previsione NDE sottostima la sezione d'urto di produzione del quark b di un fattore 5.5 ± 2.8, il che implicherebbe $F = 75^{+25}_{-40}\%$. Includendo questo fattore nel fit della sezione d'urto di produzione totale della J/Ψ, si é ottenuto il limite superiore di F=60 % [29]. Se questo limite viene superato, si deve considerare l'ipotesi che siano errate non solo la normalizzazione, ma anche la dipendenza dal p_T previste per almeno uno dei 2 processi (produzione da B o da $c\bar{c}$).

Si é cercato di determinare il peso relativo delle componenti 1-2 (charmonio diretto) e 3 (J/Ψ da B) con metodi indipendenti, ma i risultati, riportati nel seguito, sono affetti da grandi incertezze, oltre a non essere direttamente confrontabili a causa delle diverse energie e tagli in p_T.

Recenti calcoli teorici, in corso di pubblicazione, indicherebbero che il processo di "splitting" di un gluone in $c\bar{c}$, seguito dalla formazione degli stati legati χ_c, J/Ψ e $\Psi(2S)$ contribuisce in misura rilevante alla produzione di charmonio diretto ad alto p_T; viene previsto un valore di F inferiore al 30%, sia pure con larghe incertezze [30].

Anche se la risoluzione sperimentale non permette di separare le fonti delle J/Ψ solo sulla base delle distribuzioni in p_T ed in rapiditá, é possibile individuare ed utilizzare alcune differenze nella struttura degli eventi tra i diversi processi di produzione di J/Ψ.

La J/Ψ da χ risulta molto piú isolata di quella da B, in quanto quest'ultima é accompagnata dagli altri prodotti della frammentazione del quark b e dagli altri prodotti del decamento dell'adrone B. Il jet di rinculo che accompagna i decadimenti ha in generale maggiore energia trasversa nel caso del B, in quanto deve bilanciare gli impulsi trasversi di tutti gli adroni da B. Nel processo $\chi \longrightarrow J/\Psi\gamma$ tutta l'attivitá risulta in direzioni opposte rispetto al centro di massa partone-partone e l'"underlying event" é quasi piatto.

Questa diversa tolopogia degli eventi da χ e da B é stata utilizzata per estrarne la frazione relativa, confrontando i dati reali con campioni di dati

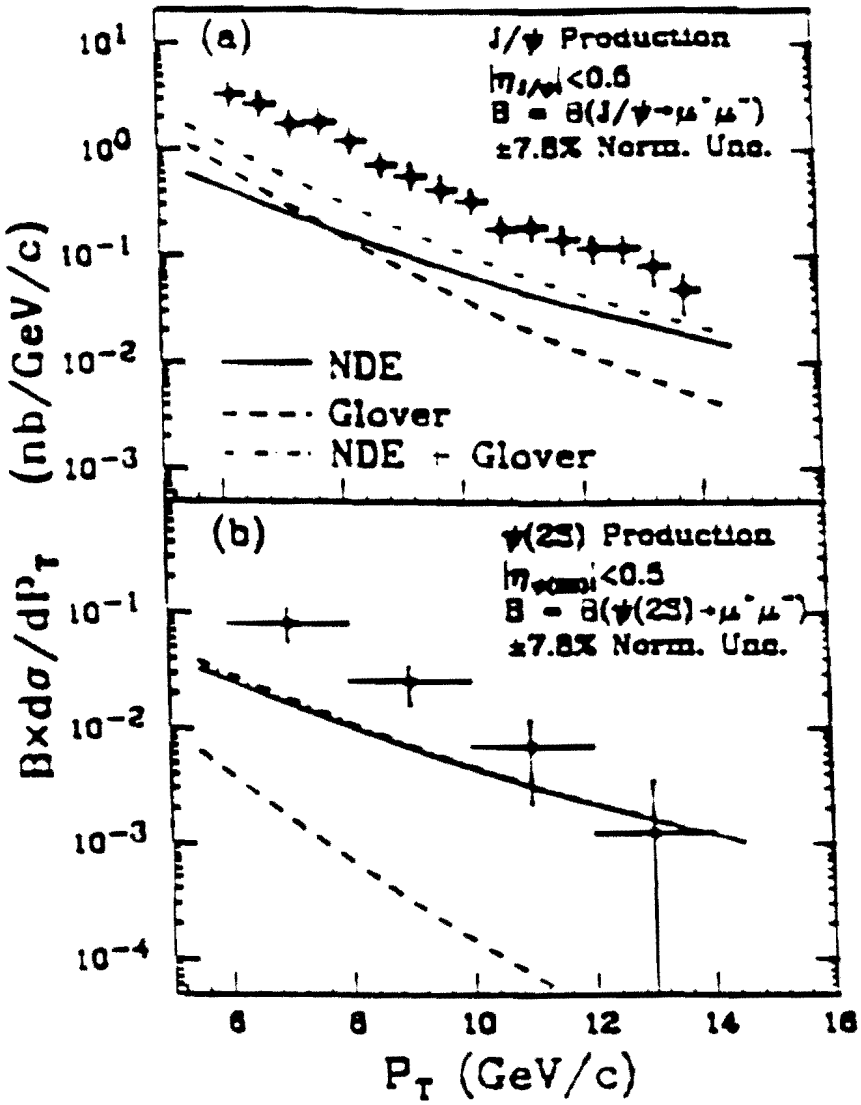


Figura 1.10: Confronto tra la distribuzione in p_T delle J/Ψ e $\Psi(2S)$ misurata a CDF e quella prevista per i processi di decadimento da B (NDE) e da χ (Glover)

da Monte Carlo relativi ai 2 processi di produzione. Si istogramma il numero di tracce cariche aventi $p_T > 1GeV/c$ in intervalli della variabile

$$(\Delta R)^2 = (\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2$$

attorno alla direzione della J/Ψ . La distribuzione prevista da Monte Carlo per i decadimenti da B presenta un picco a $(\Delta R)^2 = 0$ ed un altro meno marcato a $(\Delta R)^2 = (\pi)^2$. Il primo corrisponde ai prodotti della frammentazione del b ed in generale del decadimento dell'adrone B da cui proviene anche la J/Ψ. Il secondo picco corrisponde al jet di rinculo opposto in azimuth e risulta allargato a causa della differenza in pseudorapiditá tra la J/Ψ ed il jet stesso.

Si assume che i dati reali siano una somma pesata dei 2 istogrammi e il peso calcolato della componente da B corrisponde quindi alla frazione F di J/Ψ provenienti da B. Da uno studio di UA1 [17] con questo metodo risulta $F = 0.31 \pm 0.02 \pm 0.12$, dove il primo errore é statistico, il secondo sistematico (fig. 1.11).

Da un'analoga analisi di CDF si ha $F = 0.40 \pm 0.20$ [28].

Se il rivelatore permette una buona identificazione delle particelle, un segnale del decadimento $B \longrightarrow J/\Psi X$ puó essere fornito da particelle strane S vicine alla direzione della J/Ψ e con $M_{inv}(J/\Psi S) \leq m_b$. Il numero di decadimenti esclusivi ricostruiti a CDF é molto basso ed anche incerto a causa del difficile calcolo del contributo del fondo (prevalentemente combinatorio) nel fit della distribuzione in massa invariante [25].

Poiché i quarks b sono sempre prodotti in coppie $b\bar{b}$, l'adrone contenente il secondo b puó decadere semileptonicamente (BR=10 % circa) e dare origine ad un 3° muone nell'evento, oltre ai 2 di segno opposto dalla J/Ψ. Anche in questo caso a CDF la statistica é molto bassa e non é trascurabile la probabilitá che il 3° muone sia in effetti un adrone non ben identificato, in quanto la produzione di J/Ψ sia da χ che da B implica almeno un secondo jet.

Un segnale molto pulito di decadimenti da B é la $\Psi(2S)$ in quanto non é prodotta da χ, ma solo da B con BR ($B \longrightarrow \Psi(2S)X$) = 0.4 %. Analogamente al caso della J/Ψ, il taglio sul p_T dei prodotti di decadimento della $\Psi(2S)$ comporta la selezione di $\Psi(2S)$ ad alto impulso trasverso, in corrispondenza del quale il processo di produzione come charmonio diretto

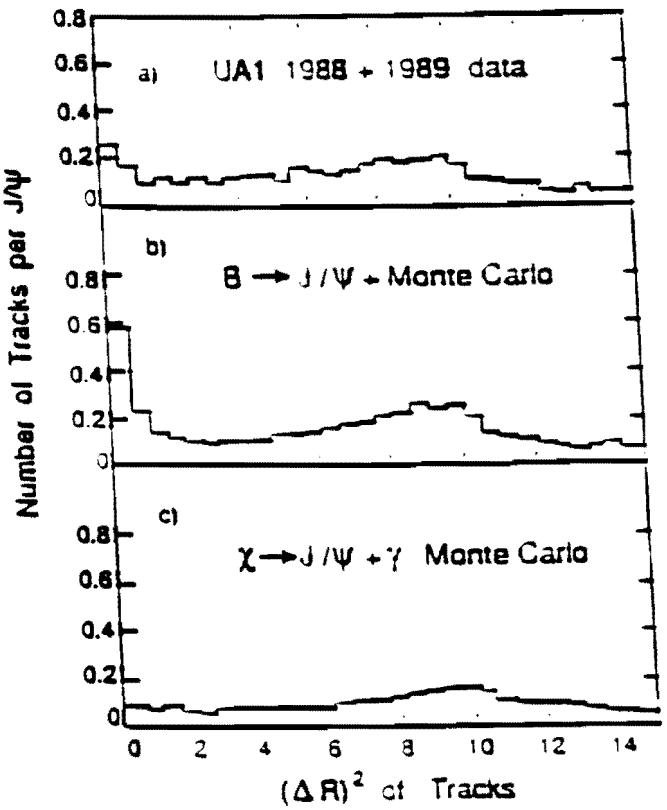


Figura 1.11: Confronto tra le distribuzioni in $(\Delta R)^2$ per J/Ψ da dati reali e per J/Ψ provenienti da B e da χ da campioni separati di Montecarlo

rappresenta un contributo che si é sinora ritenuto trascurabile rispetto al decadimento del B.

Si puó ricostruire la $\Psi(2S)$ dai suoi principali canali di decadimento: $\mu^+\mu^-$ (BR = 0.9 %) e $J\Psi\pi\pi$ seguito da $J/\Psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ (BR=3.5 %).

Ricostruendo i decadimenti $\Psi(2S) \longrightarrow \mu^+\mu^-$ e considerando che cinematica, accettanza ed efficienza per la $\Psi(2S)$ dovrebbero essere uguali a quelle per le J/Ψ nello stesso canale, si valuta $F = 0.64 \pm 0.28 \pm 0.05$ (il primo errore é statistico, il secondo sistematico) [31].

A CDF si é ricostruito il decadimento $\chi \longrightarrow J/\Psi\gamma$. Il segnale osservato [27] nella distribuzione della differenza di massa $\Delta M = M_{inv}(\mu^+\mu^-\gamma) - M_{inv}(\mu^+\mu^-)$ risulta consistente con una mistura di χ_{c1}(3510 MeV) e χ_{c2}(3555 MeV) e si é potuto stimare $F = 0.69 \pm 0.36$.

Nell'ultimo capitolo di questa tesi verrá descritto un metodo di fit in grado di fornire simultaneamente il valore della vita media dei mesoni B e la frazione F di J/Ψ provenienti dal decadimento di tali mesoni.

Capitolo 2

Le misure esistenti della vita media dei mesoni B

Molti esperimenti agli anelli di collisione e^+e^- hanno misurato la vita media del B : MAC [34] , MARKII [35], DELCO [36], e HRS [37] al PEP (Slac,$\sqrt{s}$ = 29 GeV), TASSO [38] e JADE [39] a PETRA (Desy, $\sqrt{s}$= 30-46.8 GeV), L3 [40], DELPHI [41] e ALEPH al LEP (CERN, $\sqrt{s}$ = 91.25 GeV). Nella parte superiore della fig. 2.1 sono riportati i risultati delle misure di vita media, insieme ai relativi errori sistematici e statistici, ottenuti da queste collaborazioni col metodo del parametro d'impatto del leptone, descritto nel seguito. Nella seconda parte sono riportati i risultati ottenuti col metodo del parametro d'impatto degli adroni, descritto anch'esso nel seguito. L'ultima misura é quella preliminare ottenuta con l'analisi descritta in questa Tesi dai dati raccolti a CDF nel run tuttora in corso.

Uno studio della vita media puó basarsi solo su misure di lunghezza di decadimento degli adroni B prodotti ad impulsi piú elevati rispetto a quelli raggiungibili alla soglia della $\Upsilon(4S)$, e quindi ad energie maggiori di quelle a cui hanno lavorato ARGUS e CLEO. In soglia, infatti, i mesoni B prodotti hanno velocitá basse, $\beta \sim 0.06$, ed il loro decadimento avviene troppo vicino al vertice primario per poter essere risolto.

Ad energie piú elevate, come a PEP, PETRA, $Sp\bar{p}S$, TEVATRON, LEP, possono formarsi molti altri stati contenenti il quark b, come mesoni B_d, B_u, B_s, barioni Λ_b, ecc. insieme ai corrispondenti stati eccitati, tutti derivanti dalla frammentazione ed adronizzazione del b e del $\bar{b}$.

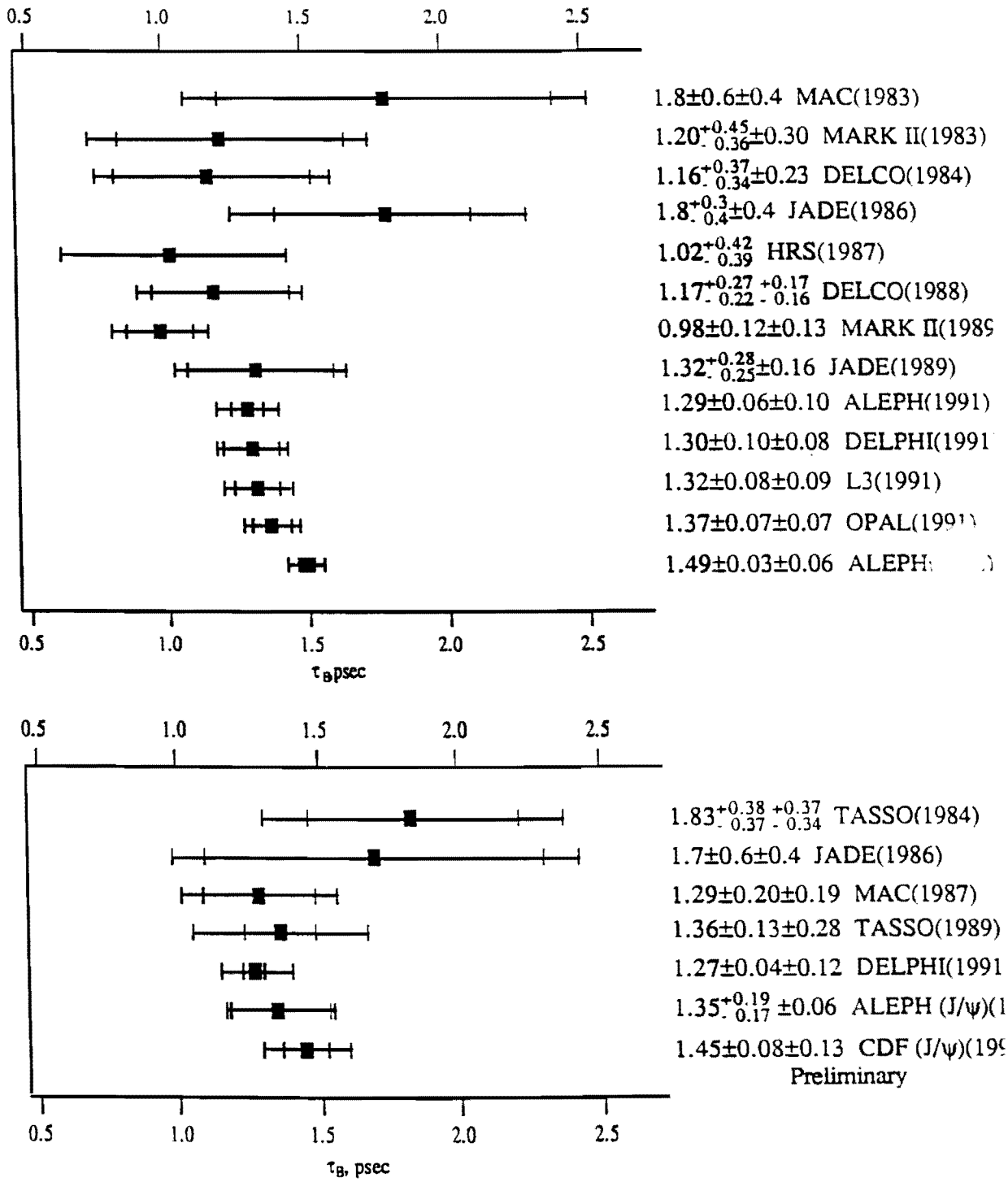


Figura 2.1: Tabelle delle misure sperimentali della vita media dei mesoni B

2.1 Problemi sperimentali

Alle energie di PEP e PETRA, gli eventi $b\bar{b}$ costituiscono solo il 10% degli eventi multiadronici, mentre al polo della Z^0 (LEP1) la percentuale raggiunge il 19% .Il rapporto tra il numero di eventi $b\bar{b}$ e quello di eventi $c\bar{c}$, che costituiscono il principale fondo fisico nella misura di τ_b, é circa $\frac{4}{3}$ al LEP, contro $\frac{1}{4}$ nel continuo ad energie piú basse. Nella prossima sezione verranno illustrati i due principali metodi seguiti per aumentare il rapporto tra il segnale ed il fondo.

In media un evento tipico a questi anelli presenta l'adronizzazione della coppia primaria, prodotta nell'annichilazione e^+e^-, in una coppia di mesoni B, che trasportano circa l'80 % dell'energia del fascio. Mediamente 5 adroni leggeri carichi e 3 neutri trasportano il rimanente 20 %. Il branching ratio semileptonico totale dei mesoni B é circa il 22% e per questi decadimenti la molteplicitá media comprende 3.8 neutri ed altrettanti carichi; per quelli totalmente adronici i neutri sono in media 8 ed i carichi 6 [42]. In entrambi i casi si sono considerati tutti i prodotti dei decadimenti sequenziali $b \longrightarrow c \longrightarrow s$ ed i decadimenti semileptonici in τ e relativo neutrino sono stati classificati tra quelli adronici [43]. Con un metodo basato sul Monte Carlo, che include la simulazione della risoluzione e dell'accettanza del rivelatore e dei processi d'interazione che cambiano il numero di particelle, sono stati esclusi dal conteggio i prodotti dei decadimenti in volo e delle conversioni dei fotoni nel tubo del fascio.

L'elevata molteplicitá e la presenza di neutri non rivelati rendono difficile, quindi, la ricostruzione completa degli eventi $b\bar{b}$. D'altra parte, i canali di decadimento in soli prodotti carichi presentano BR molto bassi e sinora é disponibile una limitata statistica.

Da queste argomentazioni si comprende l'importanza di disporre di una calorimetria ed in generale di un rivelatore il piú possibile ermetici e compatti, e di metodi di identificazione e tracciatura, soprattutto sui leptoni, che consentano una buona risoluzione sul p_T e sul parametro d'impatto. Tali risoluzioni sono state migliorate almeno di un fattore 2 includendo rivelatori di vertice, che permettono, inoltre, la ricostruzione dei vertici di decadimento, e riducendo il diametro e lo spessore della beam pipe. Negli esperimenti al LEP si é ottenuta una buona identificazione delle particelle usando la maggior parte delle tecniche sviluppate sinora: Ring Imaging Cerenkov a Delphi,

calorimetro a granularitá fine per distinguere gli elettroni dai pioni ad Aleph, estese camere per muoni e misure dirette della perdita di energia $\frac{dE}{dx}$.

Un altro grande problema é rappresentato dalla determinazione del vertice primario, rispetto a cui si misura il parametro d'impatto o la distanza di decadimento. A PEP e a PETRA la sezione geometrica del fascio era di $400 \times 100 \mu m^2$, e questa indeterminazione sul vertice primario contribuiva in modo rilevante all'errore sulla misura della vita media, poiché gli errori sulle coordinate di tale vertice erano confrontabili con il $c\tau_B = 374\ \mu m$ ed il fattore di Lorenz $\beta\gamma$ per i B prodotti a tali anelli era dell'ordine dell'unitá.

Il vertice primario é stato di solito identificato col centroide medio del fascio, determinato misurando la distanza di massimo avvicinamento tra le 2 tracce nello scattering Bhabha, calcolata su un esteso campione di eventi relativi a questo processo.

Allo scopo di ridurre l'errore sul vertice primario, MARKII ha diviso l'evento in 2 jets, basandosi sul piano perpendicolare al "thrust axis" (l'asse che rende massima la proiezione degli impulsi di tutte le particelle dell'evento), ed ha individuato il vertice comune a tutte le tracce ben ricostruite di ogni jet.

A LEP, invece, poiché la dimensione trasversa dei fasci é $180 \times 20 \mu m^2$, si puó ricostruire bene la posizione del punto d'interazione. Ad Aleph viene attualmente usato un algoritmo [47] che permette di raggiungere una risoluzione sulla posizione del vertice primario di 50 μm in direzione orizzontale e 10 μm in direzione verticale. Tale algoritmo si rivela particolarmente utile in eventi $b\bar{b}$ o $c\bar{c}$, in cui, a causa della lunga vita media degli adroni con b o c, nessuna delle tracce ricostruite proviene direttamente dal vertice primario, ma dai 2 vertici secondari ben separati tra loro. Dopo aver associato le particelle in jets, le tracce in ogni jet vengono proiettate sul piano perpendicolare alla direzione dell'asse del jet stesso. Questa procedura elimina, cosí, ogni dipendenza dalla vita media, nell'approssimazione che l'asse del jet riproduca la direzione dell'adrone con b. Il vertice primario viene poi identificato col punto piú consistente con la proiezione delle tracce e la sezione del fascio, ottenuta mediando ogni 100 decadimenti della Z^0. Il metodo combina, quindi, la posizione media del fascio con l'informazione dalle tracce evento per evento.

2.2 Arricchimento del campione

Attualmente le efficienti tecniche di identificazione delle particelle, la buona risoluzione in parametro d'impatto ed il diffondersi dell'uso di rivelatori di vertici (Delphi, Aleph, CDF) hanno reso possibili le prime ricostruzioni complete di alcuni decadimenti esclusivi del B da segnali di D^*, D^0, J/Ψ, ϕ, K^0_S, Λ.

La richiesta di vertici secondari ben separati dal vertice primario e l'eliminazione dei decadimenti in volo, imponendo un opportuno taglio superiore al parametro d'impatto, si sono rivelati estremamente utili al fine di ridurre il grande fondo combinatorio presente nei tentativi passati di ricostruire tali canali esclusivi.

I campioni semiinclusivi usati nelle analisi descritte nel seguito sono arricchiti di adroni contenenti quarks b, attraverso particolari tagli che dipendono dalla topologia e dalla cinematica previste per il decadimento [44]. I campioni arricchiti con questi tagli contengono una frazione di adroni con b rispetto al fondo maggiore di quella presente prima di applicarli. Ad esempio, nello studio dei decadimenti semileptonici, si é imposto un taglio inferiore all'impulso trasverso del leptone (TASSO, MARKII, HSR). Si é rivelato utile richiedere che il leptone sia circondato da un'intensa attivitá adronica ed imporre un taglio inferiore al suo impulso trasverso rispetto al thrust axis, che si suppone approssimi bene la direzione dell'adrone B e del quark b originari.

Particolarmente interessante é il metodo adottato da MARKII, che ha arricchito il campione di leptoni inclusivi (elettroni e muoni) imponendo i tagli $p > 2$ GeV/c e $p_T > 1$ GeV/c. Le frazioni relative di fondo ed adroni con beauty e charm sono determinati con un fit globale dagli spettri inclusivi in impulso ed impulso trasverso. Si é ottenuto rispettivamente 64 ± 5 % da b, 19 ± 4 % da c e 17 ± 5 % fondo.

Da questo fit si determinano i branching ratios semileptonici degli adroni rispettivamente con b e c e la loro energia media, cioé il $< z >$ della frammentazione. L'informazione relativa all'energia media del B é importante per ricavare la misura della vita media da estimatori come il parametro d'impatto o la lunghezza di decadimento.

In generale, con questo metodo si ottengono campioni arricchiti di B sino ad una frazione del 60%, anche se l'efficienza risulta inferiore rispetto al metodo delle sfericitá boosted, descritto nel seguito: tipicamente 7% contro

12%.

L'asse di sfericitá per un evento a molti adroni é definito come l'asse che rende minima la somma dei quadrati delle componenti degli impulsi perpendicolari ad esso. Dopo aver individuato tale asse, la sfericitá S dell'evento é espressa dalla

$$S = \frac{3\sum_i |p_\perp^i|^2}{2\sum_i |p^i|^2},$$

dove p^i é l'impulso dell'adrone e $p_\perp^i$ la sua componente perpendicolare all'asse di sfericitá. Si prevede che gl eventi $b\bar{b}$ abbiano in media una sfericitá S maggiore rispetto a quelli con quarks piú leggeri. Per questa ragione, TASSO e MAC hanno arricchito il campione, costituito da soli eventi a 2 jets, di adroni con b, imponendo un taglio sul prodotto delle sfericitá boosted. I suoi valori S_1 e S_2 rispettivamente per i 2 jets vengono calcolati trasformando gli impulsi delle tracce in ogni emisfero nel sistema di riferimento in moto lungo l'asse di sfericitá dell'evento, alla velocitá βc prevista per il centro di massa di un jet da b. Confrontando 2 campioni da Monte Carlo di eventi di produzione di quarks b e quarks piú leggeri u-d-s-c (fig. 2.2), si é fissato il valore ottimale di $S_1 \cdot S_2$ a cui tagliare : un taglio tipico é stato $S_1 \cdot S_2 > 0.18$.

JADE, invece, in base al valore del prodotto delle sfericitá boosted, ha stabilito 2 pesi che rappresentano la probabilitá che l'evento sia rispettivamente da b e dai quarks piú leggeri. Questi pesi sono calcolati dalle distribuzioni di Monte Carlo relative a u-d-s-c ed a b.

Il limite principale del metodo della sfericitá boosted é di essere largamente dipendente dal Monte Carlo nella valutazione della frazione di adroni con b nel campione arricchito.

2.3 Estimatori della vita media

Come sottolineato precedentemente, a causa dell'elevata molteplicitá e della non rivelazione dei prodotti neutri, nei campioni semiinclusivi sinora utilizzati é difficile ricostruire completamente gli eventi e, quindi, determinare la vita media del B attraverso l'individuazione del vertice di decadimento e la misura diretta del prodotto $\beta\gamma$ del B. Tuttavia si possono usare le distribuzioni statistiche di alcune variabili per estrarre la misura. Sono stati usati essenzialmente 2 estimatori della vita media:

1. il parametro d'impatto rispetto al vertice primario,

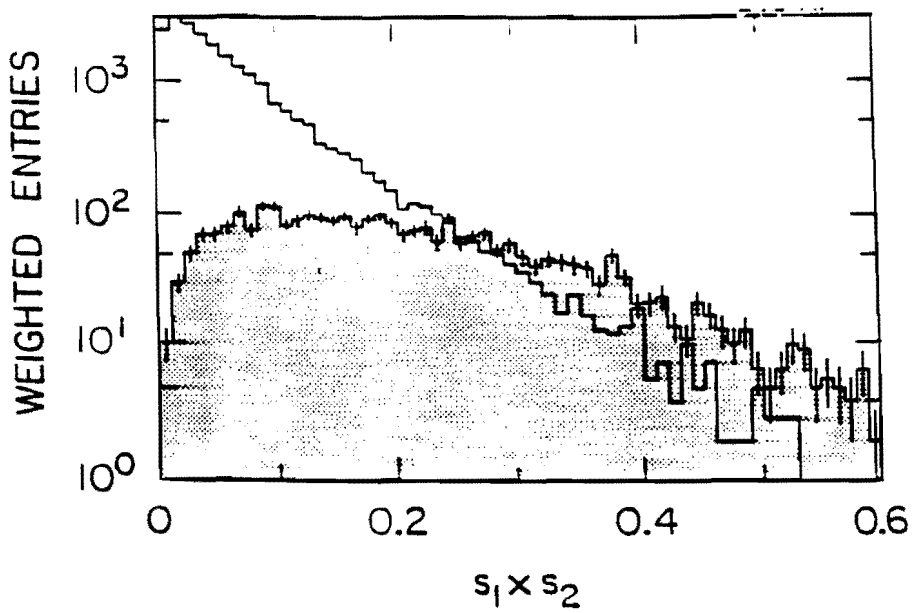


Figura 2.2: Confronto tra il prodotto $S_1 \cdot S_2$ per eventi di Monte Carlo $b\bar{b}$ e *udsc*

2. la lunghezza di decadimento.

Il primo metodo é stato usato, con alcune varianti, da MAC, DELCO, MARKII, HRS e dagli esperimenti al LEP, mentre JADE, TASSO e DELPHI li hanno seguiti entrambi, ottenendo risultati confrontabili.

Come osservato precedentemente, il campione semiinclusivo di eventi con leptoni ad alto p_T risulta arricchito in adroni con b; i leptoni ad alto p_T sono in larga parte prodotti dal loro decadimento semileptonico. Si ritiene che il parametro d'impatto del leptone ad alto p_T sia un buon estimatore della vita media: se si trascurano le masse dei prodotti di decadimento e si integra su tutto lo spazio delle fasi, il parametro d'impatto non dipende dallo spettro in impulso della particella che decade e risulta direttamente proporzionale alla sua vita media. In prima approssimazione

$$\delta = \beta c \gamma \sin \psi \tau$$

dove ψ é l'angolo tra mesone B e leptone ed il fattore $\beta\gamma \sin \psi$ é quasi un invariante relativistico, in quanto l'aumento della lunghezza media di decadimento $\beta c \gamma \tau$ con l'impulso del B é compensato dalla diminuzione dell'angolo ψ, $\sin \psi \propto \gamma^{-1}$.

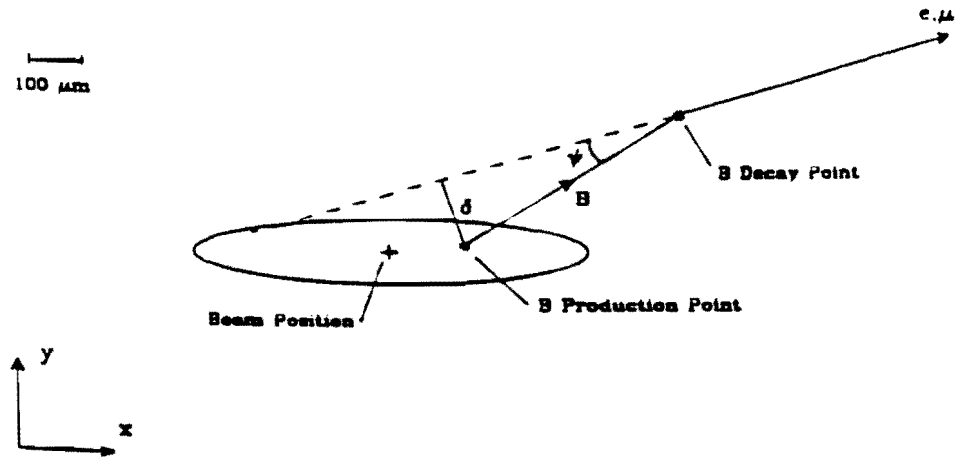


Figura 2.3: Diagramma schematico per la definizione del parametro d'impatto segnato

Le caratteristiche del Monte Carlo usato per valutare questa costante sono importanti perché essa dipende dallo spettro in impulso dei mesoni B e quindi dal meccanismo di frammentazione dei quarks primari. La scelta della funzione di frammentazione influisce sotto diversi aspetti sul valore della vita media: ad esempio se il mesone acquista una frazione maggiore dell'energia del quark b, allora ci saranno meno tracce provenienti dal vertice primario e con parametro d'impatto nullo. Anche l'incertezza sulla reale composizione del campione (frazioni relative di decadimenti da b, c , fondo...) contribuisce all'errore sistematico.

Sperimentalmente, si definisce parametro d'impatto la distanza sul piano perpendicolare ai fasci, dove tipicamente la risoluzione é migliore, tra il vertice primario e la proiezione della traccia del leptone. Il segno attribuito al parametro d'impatto é positivo o negativo a seconda che la traccia intersechi la direzione del B, approssimata dal thrust axis, davanti o dietro il vertice primario (fig. 2.3). Per reali decadimenti, il segno dovrebbe essere positivo, in quanto la lunghezza di decadimento é una quantitá definita positiva, ma la risoluzione sperimentale causa la comparsa di configurazioni a segno negativo.

L'effetto della risoluzione sperimentale in eventi con tracce provenienti solo dal vertice primario dá luogo ad una distribuzione gaussiana centrata sull'origine ($\bar{\delta} = 0$). Si deduce la presenza di decadimenti di particelle a lunga vita media dallo spostamento della distribuzione del parametro d'impatto

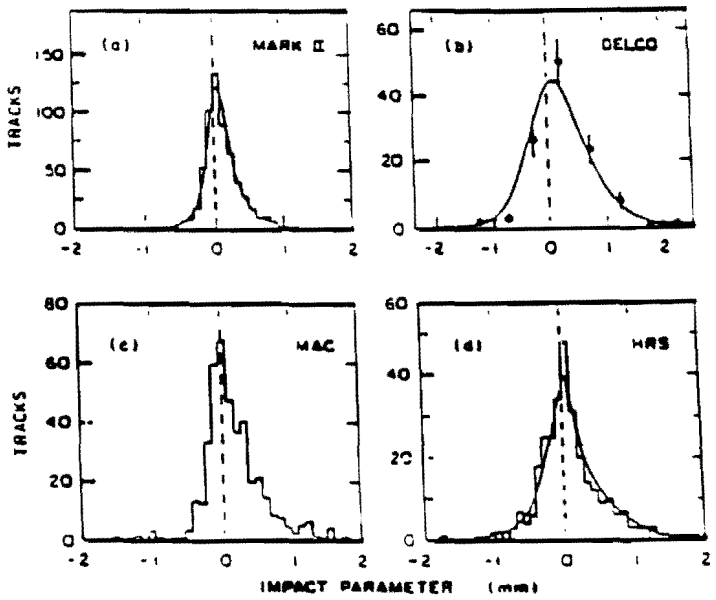


Figura 2.4: Distribuzioni del parametro d'impatto segnato del leptone ottenute agli esperimenti al PEP

segnato (figg. 2.4 e 2.5) verso valori positivi ($\bar{\delta} > 0$).

La distribuzione primaria del parametro d'impatto, generata dal Monte Carlo senza simulare la risoluzione sperimentale, assume solo valori positivi e presenta un andamento esponenziale e la sua media scala linearmente con la vita media di input del Monte Carlo stesso [45]. Tale distribuzione primaria é la combinazione delle distribuzioni in impulso ed in cammino di decadimento del B e della cinematica del decadimento semileptonico. La funzione densitá di probabilitá totale ottenuta dai dati reali é la somma, pesata con le relative frazioni, di tre distribuzioni che rappresentano i contributi dai decadimenti di adroni con b, c, e dal fondo. Il primo contributo viene calcolato dalla convoluzione della distribuzione primaria con una gaussiana che rappresenta la risoluzione sperimentale. La gaussiana é centrata su ogni valore misurato del parametro d'impatto ed ha ampiezza pari al rispettivo errore sperimentale. Il principale limite di questa assunzione é che in generale le risoluzioni sperimentali reali non hanno strettamente andamento gaussiano, ma presentano lunghe code.

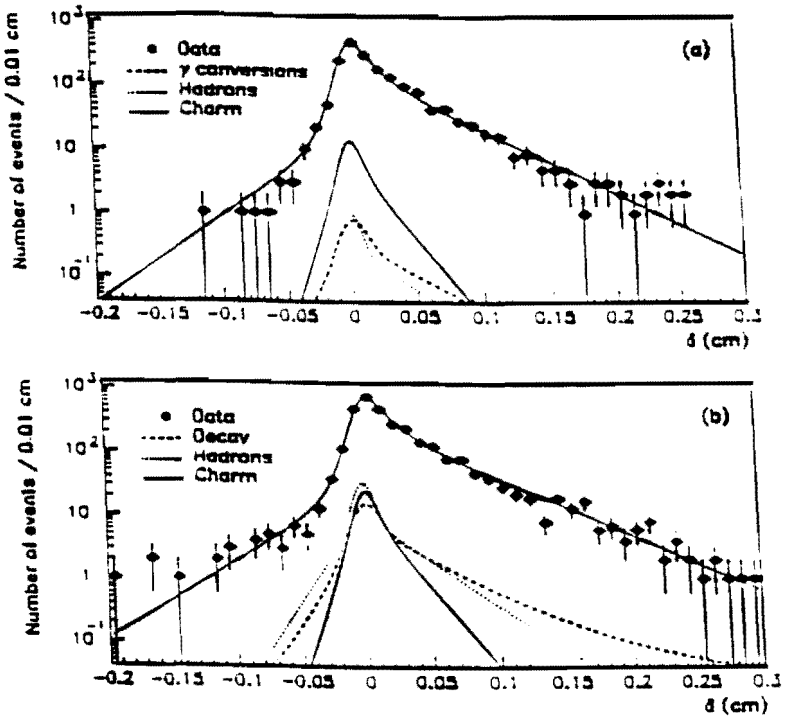


Figura 2.5: Distribuzioni del parametro d'impatto segnato rispettivamente di elettroni e muoni, ottenute ad ALEPH; le curve sotto i punti sperimentali rappresentano la stima delle sorgenti di fondo indicate

TASSO e DELPHI hanno condotto un'ulteriore analisi senza arricchire il campione di B, considerando la distribuzione del parametro d'impatto estesa a tutte le tracce cariche, non solo ai leptoni, in modo da aumentare la sensibilitá a τ_B. La molteplicitá media di particelle cariche nei decadimenti di mesoni B é, infatti, circa 5.75 e quindi il parametro d'impatto delle tracce da B in un evento $b\bar{b}$ entra nella distribuzione circa 11.5 volte, contro le 4.6 per un evento $c\bar{c}$. Questo metodo permette di usare la maggior parte degli eventi $b\bar{b}$ presenti nel campione, cioé ha un'efficienza molto alta, ma la misura di τ_B ottenuta é affetta da un notevole errore sistematico, dovuto all'incertezza sulla frazione relativa di adroni con b e con c, sul τ_c e sul meccanismo di frammentazione.

L'analisi del parametro d'impatto dei leptoni fornisce una misura della τ_B media, pesata dalle ampiezze di produzione delle diverse specie di adroni con b e dai rispettivi branching ratios semileptonici, che sono a loro volta proporzionali alle singole vite medie. Considerando, invece, il parametro d'impatto degli adroni, τ_B risulta pesata dalla molteplicitá media di tracce cariche prodotte nel decadimento delle diverse specie di adroni con b. Nell'ipotesi che tali pesi globali non coincidano accidentalmente nei due casi,si puó dedurre che tra le vite medie delle varie specie non vi siano differenze sostanziali, poiché anche le due misure non sembrano differire significativamente. .

Il metodo della lunghezza di decadimento si basa sulla ricostruzione dei 2 vertici dei jets, in un campione di eventi a 2 jets. L'informazione relativa al vertice del jet viene ricavata basandosi su almeno 3 tracce che abbiano superato i tagli di qualitá. Se 2 vertici cosí ricostruiti si trovano lungo l'asse di sfericitá, se ne misura la distanza sul piano xy , definita pseudolunghezza di decadimento $\mathcal{L}$ (fig. 2.6).

Poiché la frammentazione dei quarks b é dura, dal vertice primario escono in generale poche tracce, per cui $\mathcal{L}$ risulta un buon estimatore della vita media degli adroni contenenti b. In media la distribuzione di $\mathcal{L}$ per eventi da b é spostata verso valori positivi, soprattutto se il campione é stato arricchito di adroni con b.

Sulla misura della lunghezza di decadimento si basa anche l'unica determinazione della vita media del B ottenuta da un esperimento a bersaglio fisso. L'esperimento E653 al Fermilab si é avvalso di un efficiente sistema

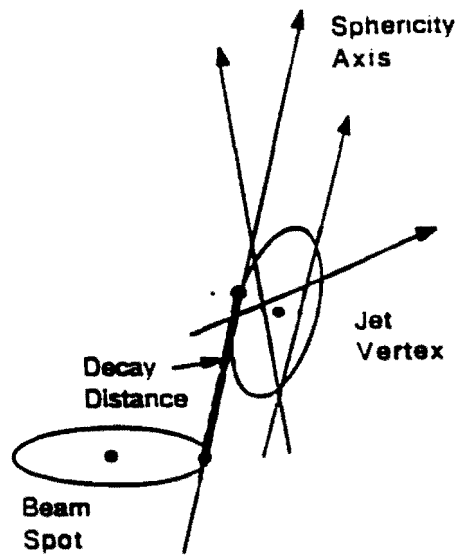


Figura 2.6: Diagramma schematico per la definizione della pseudolunghezza di decadimento $\mathcal{L}$

di tracciatura composto da un'emulsione, un rivelatore a microstrisce in silicio ed una camera a drift immersa in un campo magnetico dipolare per ricostruire con precisione il vertice primario, quelli secondari ed anche quelli terziari. Sono stati individuati 20 eventi $b\bar{b}$, tra quelli contenenti almeno un muone con impulso trasverso maggiore di 8 GeV; in 18 di questi eventi il muone proviene dal decadimento semileptonico di adroni (mesoni o barioni genericamente) con b e 2 sono consistenti con l'ipotesi che il muone provenga dal decadimento sequenziale $b \longrightarrow c \longrightarrow \mu\nu_\mu s$.

I risultati ottenuti da questa limitatissima statistica sono [46]:

$$\tau_B = 1.65^{+0.6}_{-0.4} psec.;\ \tau_{B^0} = 0.95^{+0.5}_{-0.3} psec.;\ \tau_{B^\pm} = 2.5^{+2.0}_{-0.8} psec.$$

Il taglio sul p_T del leptone riduce la statistica disponibile per l'analisi col metodo del parametro d'impatto, dando errori statistici piú elevati. Tuttavia, gli errori sistematici sono piú bassi rispetto al metodo della lunghezza di decadimento. Il calcolo di τ_B con questo metodo dipende piú sensibilmente dall'energia media degli adroni con b, dalle proprietá di frammentazione dei quarks b e c e dalla frazione di B stimata nel campione.

Se si ottengono errori confrontabili con i valori misurati, come é accaduto a MAC, si puó definire una 'trimmed mean' ottenuta escludendo dal calcolo della media una frazione f dei valori negativi del parametro d'impatto piú lontani dallo 0 a sinistra, e la stessa frazione dei valori positivi piú lontani a destra. Il valore usualmente attribuito a tale frazione é del 10%. La vita media viene determinata trovandone il valore di input necessario al Monte Carlo per riprodurre la stessa 'trimmed mean' ricavata dai dati reali. In questa procedura si assume implicitamente che i pochi valori piú alti o piú bassi osservati negli eventi reali siano misure erronee. La 'trimmed mean' risulta quindi un buon estimatore della vita media, protetto dall'influenza della piccola frazione di misure erronee, senza la necessitá di capire completamente gli errori evento per evento.

Recentemente ad ALEPH é stato utilizzato un campione semiinclusivo di J/Ψ per misurare la τ_B, determinando il tempo proprio per ogni evento dalla lunghezza di decadimento l e dal boost di Lorenz $\beta\gamma$ dell'adrone con b [48]. Il prodotto $\beta\gamma$ viene valutato ricostruendo approssimativamente l'impulso del B dal jet che comprende la J/Ψ. Il vertice secondario, cioé il punto di decadimento del B, viene identificato col vertice in cui la J/Ψ decade in e^+e^- o $\mu^+\mu^-$. La lunghezza l viene ottenuta proiettando, sempre nello spazio tridimensionale, il vettore dal vertice primario a quello secondario sulla direzione approssimata del B.

Dopo l'applicazione di opportuni tagli rimangono principalmente 2 tipi di fondo in questo campione:

1. "vere" J/Ψ da gluoni o eventi $c\bar{c}$ (frazione stimata 2%);

2. "false" J/Ψ simulate da dileptoni nel continuo che hanno casualmente massa invariante entro l'intervallo selezionato (frazione stimata $11 \pm 2\%$).

Si é stimato che i dileptoni appartenenti al secondo gruppo provengono prevalentemente dai decadimenti semileptonici sequenziali del B e quindi contengono ancora l'informazione su τ_B.

Il segnale ed il fondo vengono fittati simultaneamente, usando il metodo della maximum likelihood.

Anche per l'analisi descritta in questa tesi si é utilizzato un campione inclusivo di J/Ψ, ricostruite dalla coppia $\mu^+\mu^-$ in cui decadono. Come si dimostrerá in seguito, a CDF questo segnale é molto pulito e presenta solo un ridotto contributo dal processo di Drell Yan non risonante e dai decadimenti semileptonici sequenziali del b e del c.

Oltre a questo fondo di "false" J/Ψ, come discusso nel precedente capitolo si prevede un piú elevato fondo di J/Ψ "vere" dai processi di charmonio diretto e soprattutto dal decadimento radiativo della χ e, quindi, un piú sfavorevole rapporto tra il segnale delle J/Ψ da B ed il fondo.

Capitolo 3

Il rivelatore CDF

Viene presentata nel seguito una breve descrizione del rivelatore CDF: una piú dettagliata descrizione generale si trova in [49]. Si sono trattati in particolare i singoli sistemi che hanno fornito le misure rilevanti per l'analisi descritta in questa tesi.

CDF é un esteso rivelatore che ricopre buona parte dell'angolo solido attorno alla regione d'interazione (fig. 3.1). Il suo principale scopo é di misurare l'energia e l'impulso delle particelle prodotte nella regione d'interazione su una frazione dell'angolo solido piú grande possibile. Per raggiungere questo scopo, la regione d'interazione é stata circondata di strati costituiti da vari rivelatori: camere per la tracciatura, calorimetri a campionamento e rivelatori di muoni.

Poiché le proprietá medie delle collisioni adroniche sono approssimativamente uniformi sia in rapiditá y che in angolo azimutale ϕ, globalmente il rivelatore ha simmetria cilindrica con una segmentazione quasi uniforme in pseudorapiditá ($\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$) ed in ϕ. L'impulso trasverso delle particelle cariche é misurato dalla curvatura delle loro tracce all'interno di un campo magnetico solenoidale di 1.5 Tesla. Tale campo é generato da un magnete superconduttore, di diametro 3 m e lunghezza 5 m, posto attorno al punto d'intersezione dei fasci, con l'asse parallelo ai fasci.

Il sistema di tracciatura centrale é costituito da diverse componenti: la Vertex Time Projection Chamber, la Central Tracking Chamber, le Central Muon Chambers. Nella nuova configurazione del run attuale (fig. 3.2) é stato inserito il Silicon Vertex Detector e la VTPC é stata sostituita dalla VTX [50]. L'uso di un rivelatore al silicio a CDF rappresenta la prima esperienza di questo tipo di rivelatore ad un anello di collisione adronico.

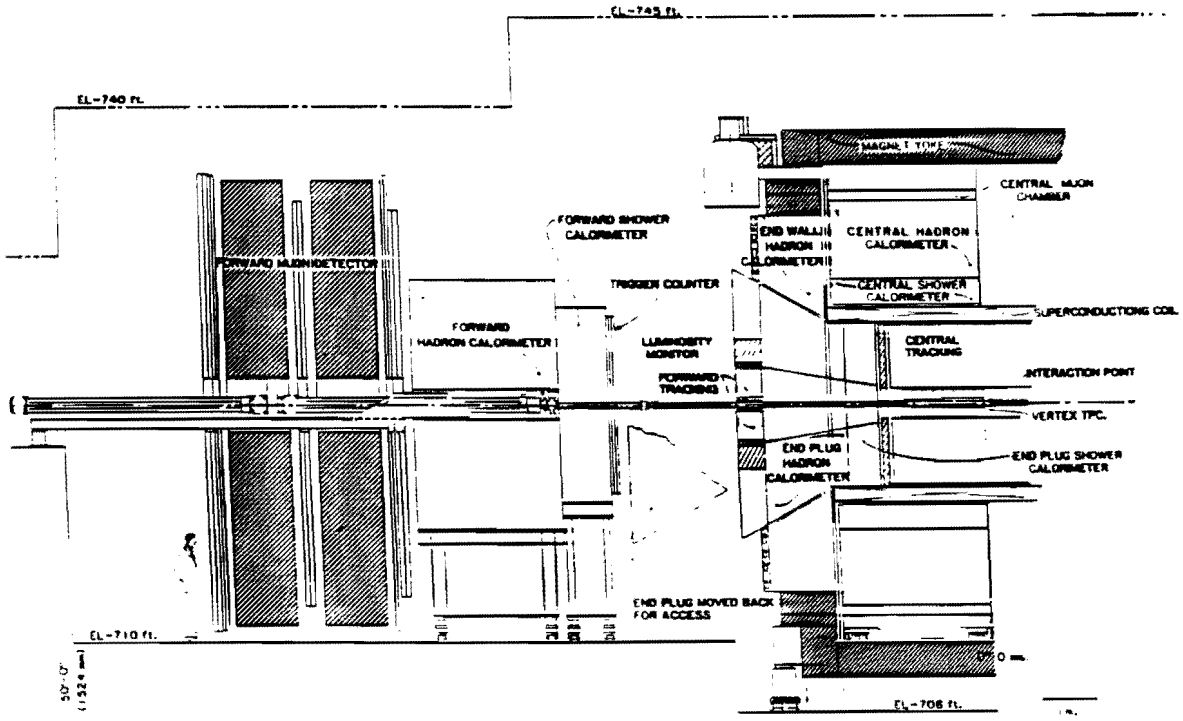


Figura 3.1: Il rivelatore CDF nella configurazione del run 1988-89

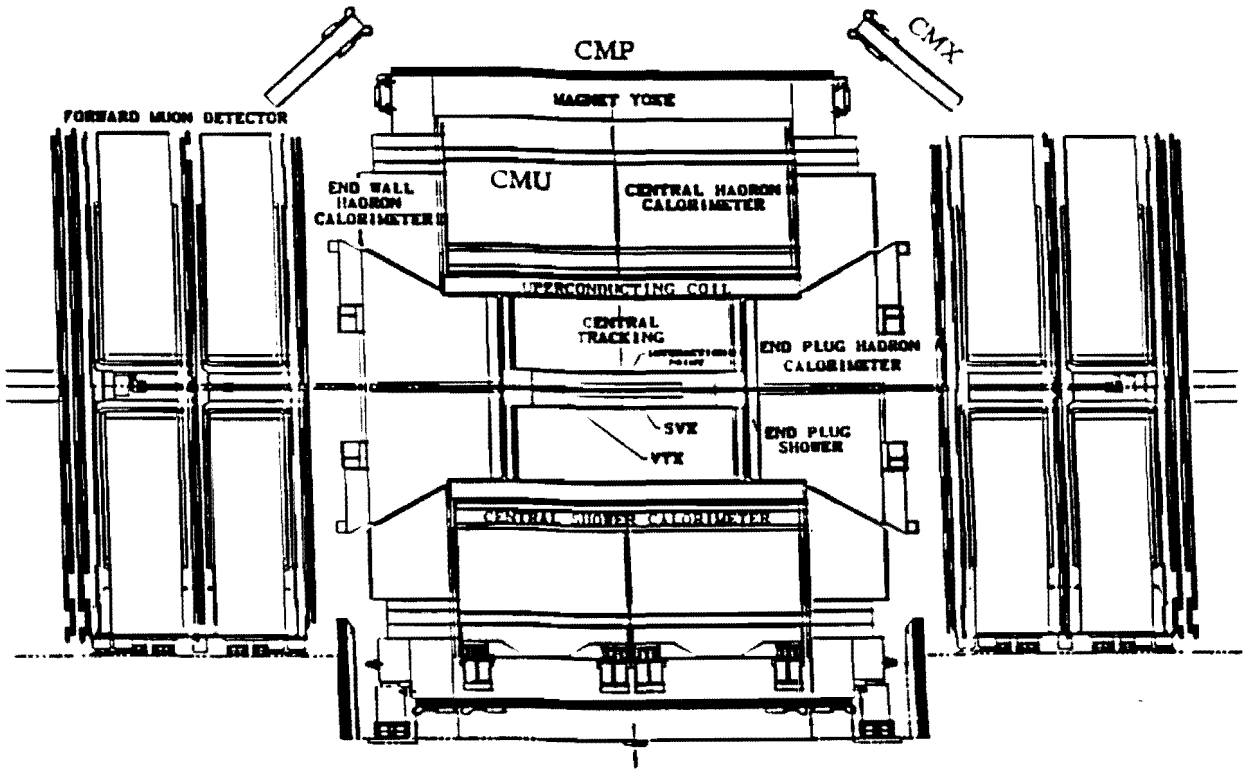


Figura 3.2: Il rivelatore CDF nella configurazione del run attuale

Nel seguito ci si riferirá sempre al sistema di riferimento convenzionale di CDF. L'asse z é definito dalla direzione dei fasci nel punto d'interazione e la sua orientazione dal verso dei protoni. L'asse y é verticale orientato verso l'alto e l'asse x punta verso l'esterno nella direzione radiale del Tevatron. I tre assi formano una terna destrorsa. L'origine di questo riferimento é il centro nominale del rivelatore, che non coincide necessariamente col punto d'interazione. L'angolo azimutale ϕ é misurato sul piano xy in senso antiorario a partire dall'asse x, mentre l'angolo θ sul piano yz a partire dall'asse z.

3.1 VTPC e VTX

Nella configurazione del run precedente (1988-89), la regione d'interazione era circondata dalle camere a proiezione temporale VTPC [51], ora sostiuite dalle VTX. Entrambi i sistemi sono costituiti da moduli separati di camere a proiezione temporale montate lungo l'asse z su una lunghezza complessiva di 2.8 m che copre bene l'estesa regione d'interazione. Il principale scopo é, infatti, la misura della coordinata z del vertice primario, la cui distribuzione al Tevatron ha andamento gaussiano con una σ di circa 35 cm, e l'identificazione di interazioni multiple in uno stesso incrocio dei fasci ("beam crossing"). Queste informazioni sono di primaria importanza in qualsiasi ricostruzione off-line dell'evento. L'intervallo in angolo polare ricoperto dall'intero sistema é $3.5° < \theta < 176.5°$, corrispondente a $|\eta| < 3.5$.

Ogni modulo é diviso in due regioni di deriva da una griglia centrale ad alto voltaggio; all'estremitá di ogni regione si trovano i fili sensibili, sistemati in ottanti (fig. 3.3). I moduli adiacenti sono ruotati l'uno rispetto all'altro di un angolo $\phi_0 = \arctan(0.2) \sim 11.3°$ attorno all'asse del fascio. Per le tracce che attraversano almeno 2 moduli, questo accorgimento elimina completamente l'inefficienza ai bordi degli ottanti ed é stato mantenuto nella VTX.

La sostituzione della VTPC con la VTX si é resa necessaria per permettere l'inserimento del SVX nella zona centrale e per mantenere sotto controllo le distorsioni spaziali del campo elettrico, dovute agli ioni positivi nelle due regioni di deriva all'interno di ogni modulo. L'aumento di queste distorsioni, previsto a causa dell'incremento della luminositá dai $10^{30} cm^{-2} sec^{-1}$ del run precedente ai $10^{31} cm^{-2} sec^{-1}$ di quello attuale, avrebbe pregiudicato

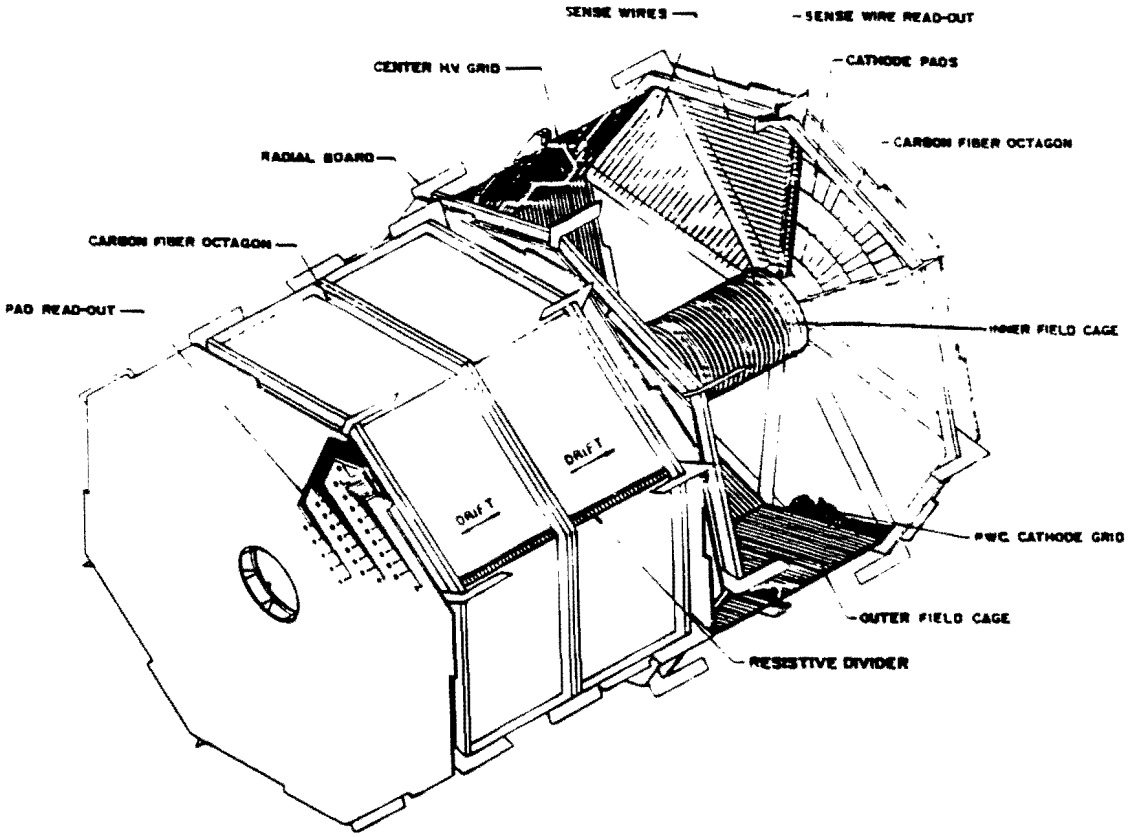


Figura 3.3: Due moduli adiacenti della Vertex Time Projection Chamber nella configurazione del run 1988-89

irrimediabilmente il funzionamento della VTPC. Le distanze di deriva hanno dovuto essere ridotte da 15 a 4 cm ed il numero dei moduli, dei fili e dei canali di lettura aumentato corrispondentemente. L'accorciamento delle distanze di deriva e l'aumento dell'intensitá del campo elettrico riducono le distorsioni causate dagli ioni positivi di quasi 2 ordini di grandezza.

L'accuratezza spaziale della VTX raggiunge i 200 μm nella direzione dei fasci incidenti, per $\phi = 90°$ e le interazioni multiple nello stesso incrocio tra i fasci possono essere separate se i loro vertici distano piú di 3 mm.

3.2 Central Tracking Chamber

La Central Tracking Chamber (CTC) é una camera a drift cilindrica molto estesa (raggio di 1.3 m e lunghezza nella direzione z di 3.2 m) che riempie la maggior parte del volume all'interno del campo magnetico e fornisce una buona risoluzione spaziale e sulla proiezione dell'impulso sul piano xy [52]. La CTC é stata, infatti, progettata per misurare i parametri delle tracce ad alto impulso trasverso, anche entro jets ad elevata densitá, dove é necessaria una buona risoluzione, e fornisce le informazioni sia per la tracciatura che per il trigger.

La camera consiste di 84 strati di fili sensibili raggruppati in 9 superstrati, di cui 5 sono costituiti da 12 fili assiali e gli altri 4 di 6 fili inclinati alternativamente di + e $-3°$ rispetto alla direzione del fascio. Questi 4 superstrati di fili inclinati forniscono l'informazione sulla coordinata z con una risoluzione molto inferiore a quella sul piano $r - \phi$. La risoluzione sulle coordinate x e y dei punti misurati dalla CTC, infatti, é di circa 200 μm, mentre quella sulla coordinata z é dell'ordine di 200 $\mu m / \sin 3° \simeq 4\ mm$.

La suddivisione in celle, illustrata in fig. 3.4, permette di limitare il tempo totale di deriva e di mantenere il campo di deriva il piú possibile uniforme. La notevole uniformitá del campo elettrico viene assicurata da speciali classi di fili, indicati sempre in fig. 3.4. Tutte le celle della camera sono inclinate in modo da formare un angolo di 45° con la linea radiale, allo scopo di mantenere le traiettorie degli elettroni di deriva approssimativamente azimutali in presenza dell'intenso campo magnetico e di avere una relazione lineare tra il tempo e la distanza, all'interno di ogni cella (fig. 3.5).

La risoluzione in impulso trasverso della CTC é legata alla sua risoluzione spaziale sul piano xy, in quanto il p_T della traccia é inversamente proporzio-

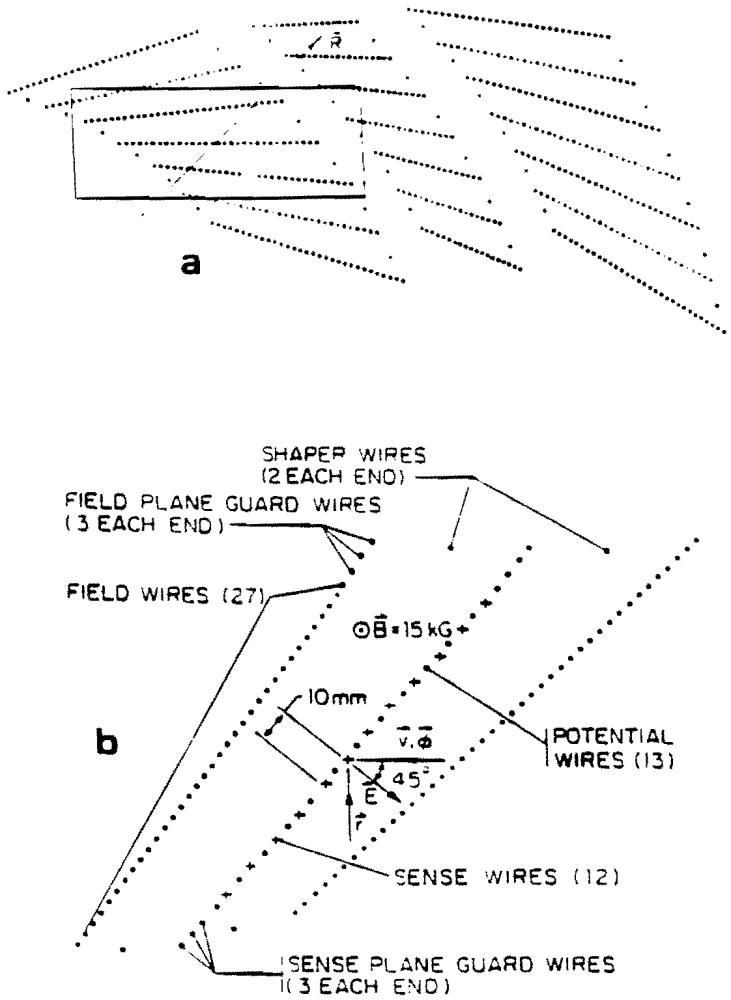


Figura 3.4: Schema di una cella nella Central Tracking Chamber

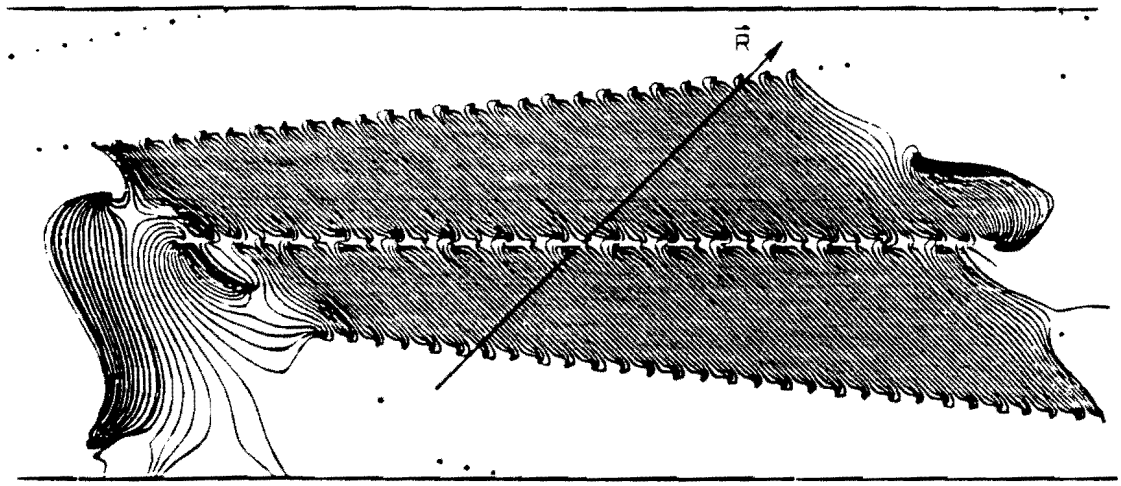


Figura 3.5: Andamento delle traiettorie di deriva all'interno di una cella della CTC

nale alla sua curvatura. Si é calcolato che

$$\frac{\delta p_T}{p_T^2} \leq 0.002(GeV/c)^{-1}$$

nella regione angolare $30° < \theta < 150°$, mentre nei 2 intervalli adiacenti, $20° < \theta < 40°$ e $140° < \theta < 160°$, la risoluzione si riduce a

$$\frac{\delta p_T}{p_T^2} \geq 0.004(GeV/c)^{-1}.$$

Nella fig. 3.6 sono illustrate le risoluzioni sull'impulso, sul parametro d'impatto, sull'angolo θ rispetto alla linea del fascio e sulla coordinata z di massimo avvicinamento al fascio per ogni traccia proveniente dall'asse del fascio, in funzione dello strato attraversato. I parametri meccanici e quelli relativi al funzionamento globale sono riportati nella seguente tabella.

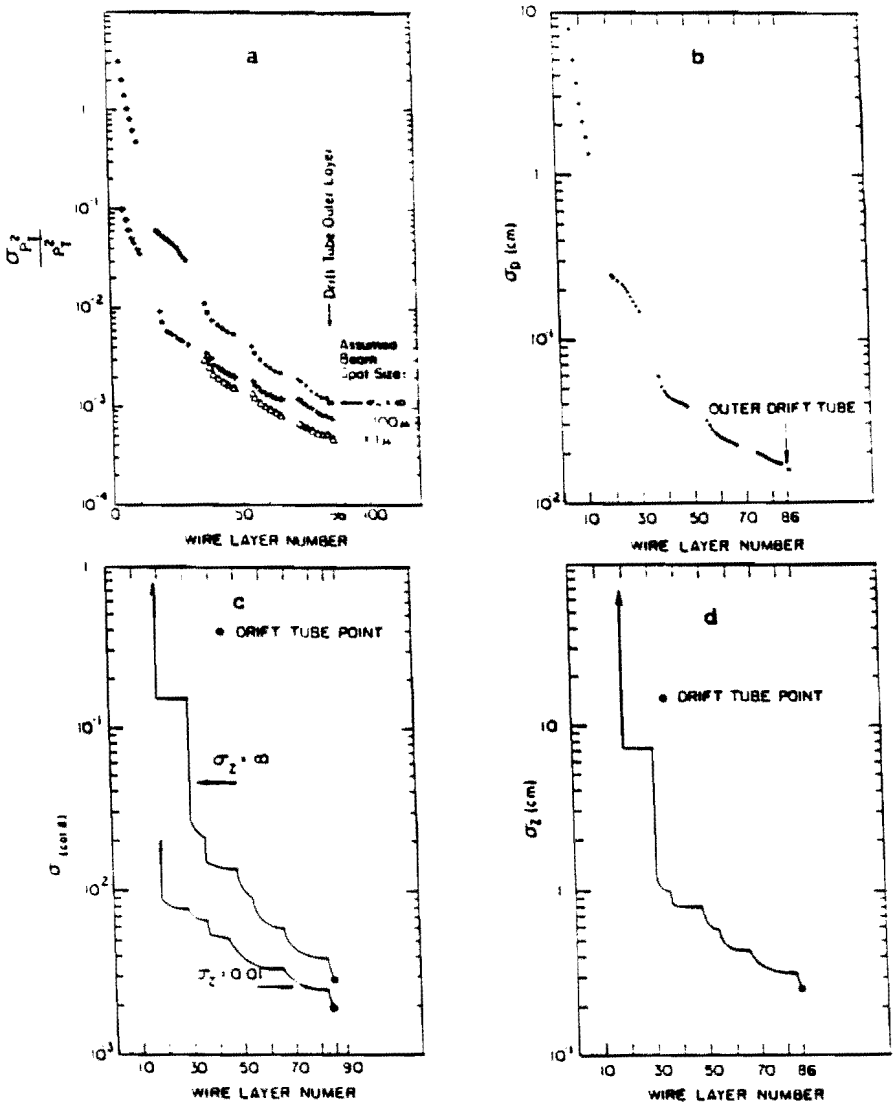


Figura 3.6: Risoluzione della CTC stimata in funzione dello strato attraversato a) sull'impulso trasverso. b) sul parametro d'impatto. c) sulla $\cot\theta$. d) sulla coordinata longitudinale z

Risoluzione	$< 200\mu m$ per filo
Efficienza	> 0.98 per punto
Risoluzione per traccia doppia	< 5 mm o 100 nsec
Massima distanza di deriva	40 mm
Angolo stereo	$\pm 3°$
Risoluzione in z	$< 200\mu m/\sin 3° = 4$ mm
Numero di strati	84
Numero di superstrati	9
Numero di celle per superstrato	30,42,48,60,72,84,96,108,120
Numero di fili di lettura per cella	12,6,12,6,12,6,12,6,12
Spaziatura dei fili di lettura	10 mm sul piano dei fili
Lunghezza dei fili	3214.0 mm
Gas	argon-etano-alcol (49.6:49.6:0.8)
Campo di deriva	$E_0 \sim 1350\ V/cm$
Uniformita' del campo	$dE_0/E_0 \sim 1.5$ % (rms)

3.3 SVX

SVX [54] é il primo rivelatore incontrato dalle particelle provenienti dal punto d'interazione. La massa del SVX é stata mantenuta piú bassa possibile, per ridurre l'effetto del multiple scattering, che peggiora la risoluzione nella misura della posizione per tracce a basso impulso trasverso e per evitare un aumento del numero di interazioni adroniche e conversioni di fotoni, fondo che influirebbe anche sul resto di CDF. L'intero sistema SVX, compresi i cavi, i tubi per il raffreddamento e l'elettronica, corrisponde al 3% di una lunghezza di radiazione per una particella che attraversa un modulo in direzione radiale.

SVX [55] é costituito da 4 strati di rivelatori a microstrisce a singola faccia in silicio, aventi le strisce orientate lungo z. Il passo tra le microstrisce é di 60 μm sui tre strati interni e di 55 μm su quello piú esterno. Lo strato piú interno si trova a 2.84 cm dalla linea del fascio, mentre quello piú esterno a 7.86 cm. Gli strati sono disposti in due strutture poligonali a 12 lati, che sottendono ciascuno 30° in ϕ, attorno al tubo del fascio (fig. 3.7). Queste due strutture separate, poste simmetricamente ai due lati del punto d'interazione nominale, sono lunghe ciascuna 28.4 cm, allo scopo di avere una buona accettanza geometrica entro $|\eta| \leq 2$, nonostante l'ampio intervallo in z entro cui varia il vertice primario. (fig. 3.8). L'estensione nella direzione z dei moduli é coperta da tre rivelatori, lunghi ciascuno 8.5 cm; per limitare il

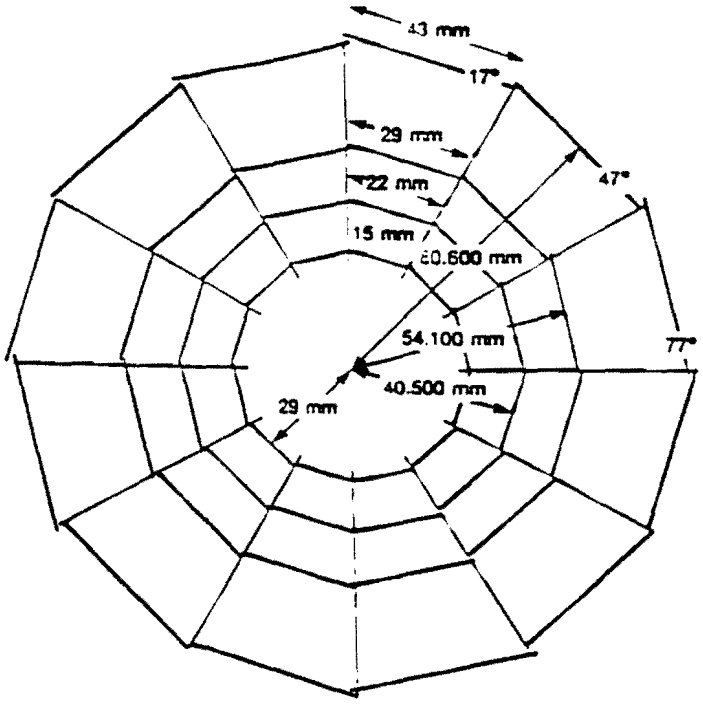


Figura 3.7: Disposizione degli strati in $r - \phi$ in ciascun modulo di SVX

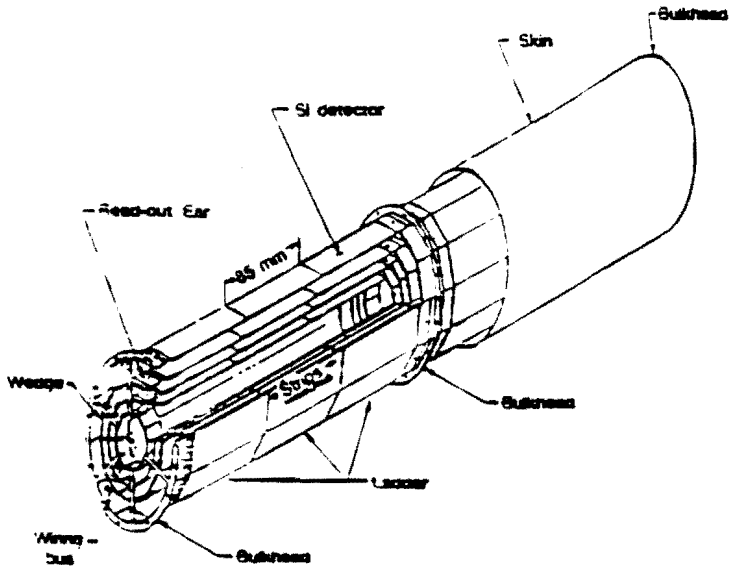


Figura 3.8: Vista d'insieme dei 2 moduli del SVX

numero dei canali di lettura, le microstrisce nei tre rivelatori adiacenti sono collegate elettricamente ed i segnali sono letti solo all'estremitá esterna di entrambi i moduli. Nel run del 1989-90 il rivelatore CDF ha avuto un totale di 100000 canali ed altri 46000 sono stati associati a SVX nell'attuale run. Su uno stesso chip di lettura sono integrate funzioni sia analogiche che digitali: vengono lette infatti le altezze analogiche dei canali che superano una soglia prefissata ed anche quelle dei canali immediatamente adiacenti, oltre ai loro indirizzi codificati in forma digitale. Interessando, quindi, solo una frazione limitata di canali, l'intera operazione di lettura dei segnali dal rivelatore per un evento tipico viene completata in meno di 3 msec. La velocitá tipica di lettura dell'informazione sia digitale che analogica é 1.5 μsec per canale. La misura dell'altezza di ogni canale sopra soglia e di quelli adiacenti permette di calcolare il baricentro di carica ed individuare con maggior precisione, quindi, la posizione del hit nel piano xy. A causa dell'orientazione delle strisce lungo z, SVX puó fornire solo le coordinate trasverse di tali punti e determinare la precisione della misura dei parametri trasversi delle tracce, in particolare sul parametro d'impatto e sull'angolo ϕ. La coordinata z degli hits viene valutata per estrapolazione della traccia dalla CTC.

Allo scopo di semplificare il "pattern recognition" in presenza di un'alta densitá di tracce, la tracciatura in SVX é stata associata a quella nella CTC, che fornisce anche una misura precisa del p_T, grazie al grande braccio di leva. Le tracce fittate dalla CTC vengono estrapolate indietro, in modo da comprendere gli hits nel SVX. L'algoritmo di ricostruzione aggiunge gli hits di SVX ad ogni traccia individuata nella CTC: il processo iterativo comincia cercando tra gli hits sul livello piú esterno di SVX quello piú consistente con la traccia nella CTC. Ad ogni passaggio ad un livello piú interno, la traccia viene rifittata includendo tutti gli hits che le sono stati associati e si aggiunge alla matrice degli errori sui suoi parametri un termine relativo al multiple scattering.

Un unico strato sarebbe sufficiente per estrapolare la traccia dalla CTC e questo strato dovrebbe essere il piú vicino possibile al punto d'interazione. In questa prospettiva l'informazione fornita da SVX é ridondante, ma tale ridondanza protegge contro il rumore, gli eventuali canali morti o malfunzionamenti dell'elettronica su qualche strato, ecc...

3.3.1 L'allineamento di SVX

L'allineamento interno tra le singole componenti del SVX é stato curato con la massima attenzione e misurato nella fase di costruzione e montaggio, per mezzo di sofisticati dispositivi meccanici ed ottici [56]. Dalle misure é emerso che SVX é stato costruito globalmente entro ± 50 microns rispetto al progetto originale. Si é accuratamente mantenuto anche l'allineamento globale di SVX rispetto alla CTC ed alla VTX. In questa fase si é ottimizzato il metodo per soddisfare a due richieste complementari tra loro: quella di minimizzare le forze nel montaggio e quella di garantire la riproducibilitá e la stabilitá del sistema.

Poiché nella fase di presa dati le condizioni operative di SVX cambiano rispetto alle fasi precedenti, si rivela necessario verificare e ridefinire, sulla base delle tracce ricostruite, l'allineamento precedentemente ottenuto. Si parte dai valori iniziali delle costanti di allineamento ottenuti durante l'assemblaggio e l'istallazione dei moduli, per calcolare poi le correzioni all'allineamento usando tracce di buona qualitá ricostruite in SVX.

Come descritto precedentemente, la tracciatura in SVX si basa direttamente su quella nella CTC. La procedura di allineamento deve, quindi,

evitare che qualsiasi effetto sistematico nella CTC influenzi pesantemente le costanti di allineamento del SVX.

La procedura di allineamento offline di SVX é suddivisa in tre parti, che vengono ripetute in modo da garantire e verificare la stabilitá della soluzione, in quanto i 3 passaggi non sono indipendenti tra loro. Nella prima fase, i due moduli vengono trattati come corpi rigidi indipendenti ed allineati alla CTC. Nella seconda fase gli strati sensibili all'interno di ciascun modulo vengono allineati tra loro utilizzando le tracce con 4 hits nello stesso settore di SVX, corrispondente a $\Delta\phi = 30°$. La terza fase, non ancora verificata, prevede l'allineamento relativo tra i settori all'interno di ogni modulo. Si assume che i tre rivelatori in silicio adiacenti collegati ad un unico chip di lettura siano perfettamente allineati.

L'allineamento globale viene ottenuto richiedendo che ogni modulo misuri una linea del fascio consistente con quella individuata usando solo l'informazione dalla CTC. Per ogni modulo si determinano 5 dei 6 parametri relativi ai gradi di libertá. Come posizione del modulo lungo l'asse z si assume la misura effettuata in fase di montaggio. La linea del fascio viene misurata per gli stessi eventi 2 volte: la prima usando solo tracce ricostruite nella CTC e la seconda includendo l'informazione da SVX. La differenza tra le due misure fornisce le correzioni dovute alla traslazione lungo gli assi x e y ed alle rotazioni sui piani xz e yz del modulo rispetto alla CTC. La rotazione attorno all'asse z viene determinata ottimizzando la continuitá in ϕ fra le tracce nella CTC ed i 4 hits in SVX associati ad esse. Si ottiene un allineamento tra i 2 moduli attorno ai 10 μm sia lungo l'asse x che lungo l'asse y, inferiore alla risoluzione spaziale tipica. Non si sono trovati spostamenti sistematici in funzione del tempo.

Per l'allineamento interno tra gli strati in ogni settore si usano tracce di buona qualitá nella CTC, aventi $p_T > 3.5$ GeV/c, cui corrispondano 4 hits nello stesso settore di SVX. Il taglio sul p_T elimina le tracce non ben misurate a causa dello scattering multiplo. Alle tracce selezionate viene imposto di intersecare la sezione del fascio, di avere il p_T misurato dalla CTC e di passare per il punto individuato dall'hit sul livello piú esterno.

Ai 3 strati interni, trattati come corpi rigidi, vengono dati 5 gradi di libertá:

1. traslazione perpendicolare alle strisce,

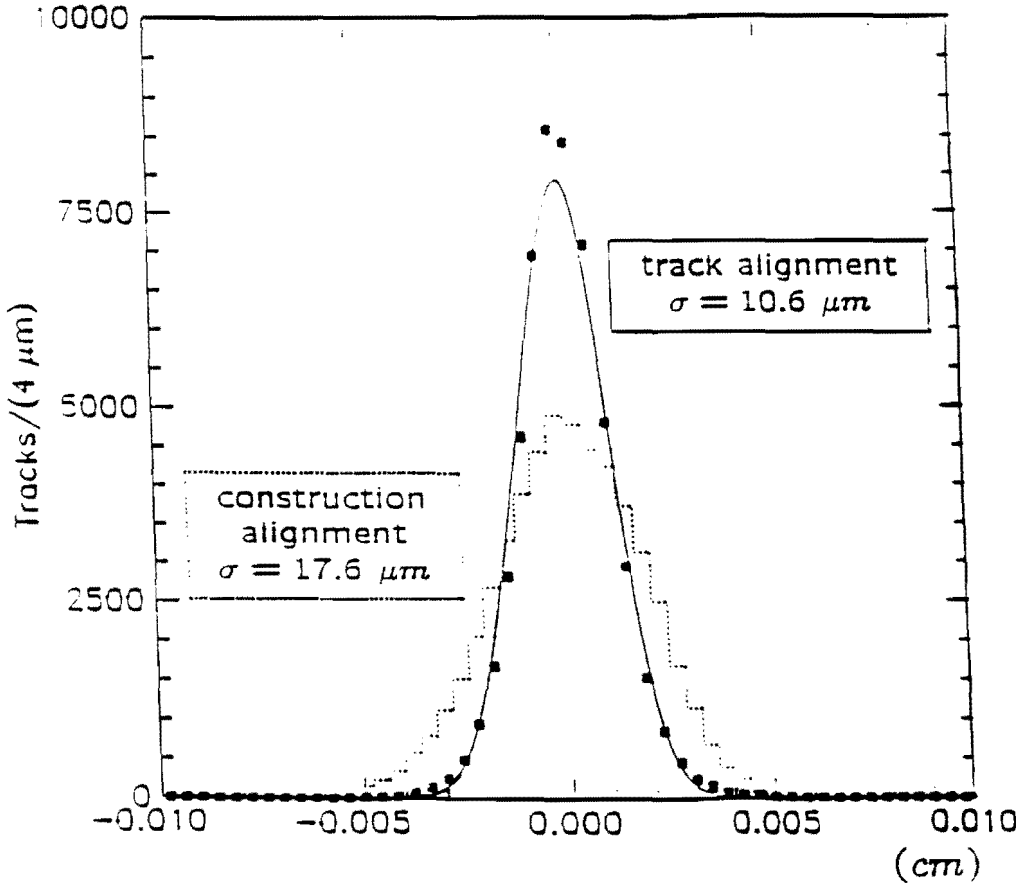


Figura 3.9: Distribuzione dei residui delle tracce usate per l'allineamento interno in ogni settore di SVX; ogni traccia fornisce 4 valori che entrano negli istogrammi, uno per ogni strato.

2. rotazione nel piano dei silici,
3. traslazione radiale perpendicolare al piano dei silici,
4. rotazione attorno ad un asse parallelo alle strisce
5. rotazione attorno ad un asse perpendicolare alle strisce e parallelo al piano dei silici.

Si minimizza il χ^2 delle tracce, includendo, oltre ai 5 parametri che descrivono ogni traccia, anche quelli relativi alle suddette trasformazioni. L'ampiezza della distribuzione dei residui, fittata con una gaussiana, passa da 17.6 μm a 10.6 μm dopo l'allineamento con le tracce (fig. 3.9).

Tale valore corrisponde ad una risoluzione di circa 13 μm sul parametro d'impatto per tracce ad alto p_T, circa 40 volte migliore di quella senza SVX.

Dopo l'allineamento interno viene ripetuto quello tra i 2 moduli, seguito di nuovo da quello interno. I risultati si mantengono stabili, confermando la buona convergenza della procedura.

Si sta studiando la stabilitá dell'algoritmo confrontando tra loro le costanti di allineamento ottenute da runs diversi, da condizioni iniziali diverse, dalle tracce ricostruite e dai dispositivi ottici.

Le verifiche della qualitá dell'allineamento interno sono state concentrate sul parametro d'impatto e sull'angolo azimutale, senza richiedere la perfetta comprensione dell'allineamento relativo tra il SVX e la CTC. Per questi controlli si sono usati 3 campioni di tracce ricostruite dal fit che comprende gli hits sia in SVX che nella CTC :

1. leptoni ad alto impulso trasverso ($p_T > 21$ GeV/c) dal decadimento del W;
2. elettroni inclusivi a $p_T > 10$ GeV/c;
3. decadimenti di Dalitz e $Z^0, \Upsilon \longrightarrow \mu^+\mu^-$.

I leptoni nel primo campione non risentono molto dello scattering multiplo e provengono tutti dal vertice primario. Le distribuzioni dei residui sono descritte da gaussiane centrate a 0 e di larghezza tra 13.5 e 16.5 μm a seconda del numero dello strato. Ció corrisponde ad una risoluzione spaziale media leggermente peggiore di quella trovata dall'allineamento interno e si spiega col fatto che la risoluzione misurata con le tracce ricostruite sulla base dell'informazione combinata di SVX e CTC puó essere degradata da effetti di non allineamento tra settori in SVX o tra tali settori e la CTC. Il parametro d'impatto segnato d_0 medio é centrato a 0 entro $7\mu m$, mentre la larghezza di tale distribuzione risulta dominata dalla sezione del fascio e non fornisce, quindi, alcuna informazione attendibile sulla risoluzione intrinseca di SVX.

Il campione inclusivo di elettroni contiene una notevole componente non proveniente dal vertice primario, costituita da decadimenti semileptonici di adroni con b e con c e da conversioni di fotoni. Tale campione, quindi, non é stato usato per studiare la risoluzione su d_0, bensí per valutare le deviazioni relative tra i settori in SVX, grazie alla elevata statistica raggiunta. Si é studiata per gli elettroni ed i positroni, in funzione del settore in SVX, la distribuzione di d_0, misurato a partire dal fit combinato CTC-SVX per la traccia e dalla posizione del fascio determinata da SVX. Il valore di d_0, quindi,

dipende principalmente dall'informazione da SVX. Si sono notate differenze dell'ordine di $20\mu m$, attribuibili all' allineamento non perfetto tra i settori del SVX.

Il terzo campione é stato selezionato allo scopo di misurare direttamente la risoluzione intriseca σ_{d_0}, in modo indipendente dalla sezione del fascio (dimensione trasversa $\sim 35\mu m$). Nel caso della Z^0 si misura la somma tra i parametri d'impatto segnati dei 2 muoni, che escono preferibilmente in direzioni antiparallele. Per questo campione $\sigma_{d_0} = 16\mu m$, leggermente superiore ai $13\mu m$ previsti per tracce ad alto p_T. Ancora una volta, tale discrepanza viene attribuita all' allineamento non perfetto tra i settori del SVX.

Per le coppie di Dalitz si considera, invece, la differenza tra i parametri d'impatto segnati, in quanto i 2 leptoni tendono ad emergere parallelamente. Essi hanno distribuzioni in p_T diverse tra loro, anche se vengono solitamente rivelati nello stesso settore. Si puó allora assumere che $\sigma_{d_0} = 13\mu m$ per il leptone a $p_T > 10$ GeV/c, il che implica $\sigma_{d_0} = (44 \pm 14)\mu m$ per l'altro leptone a basso p_T, attorno a 1-2 GeV/c.

Dal campione $\Upsilon \longrightarrow \mu^+\mu^-$ si calcola la distribuzione della distanza di decadimento bidimensionale L_{xy}, definita come la proiezione del vettore nel piano trasverso dal vertice primario a quello di decadimento della Υ sulla direzione individuata dal p_T della Υ stessa. Entro la limitata statistica di questo campione, non si é notato alcun effetto sistematico sulla misura di L_{xy}.

L'allineamento relativo tra SVX e CTC riveste notevole importanza, poiché gli hits in SVX vengono usati anche per migliorare la risoluzione in impulso, grazie all'allungamento del braccio di leva. Dall'analisi del suddetto campione inclusivo di elettroni ad alto p_T emerge un'incertezza sistematica di circa 100 μm sull'allineamento relativo tra la CTC e SVX. Questo errore si traduce in una deviazione di pochi punti percentuali nella risoluzione sul p_T per tracce di leptoni ad elevato p_T, ma non ha nessuna significativa implicazione sulle distribuzioni del parametro d'impatto e della lunghezza di decadimento. Si é verificato che l'effetto sulla misura del p_T introdotto da questa incertezza risulta completamente trascurabile nella determinazione della vita media inclusiva del B dal campione di decadimenti $J/\Psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$, in quanto i 2 muoni hanno impulso trasverso relativamente basso e carica opposta.

3.4 I calorimetri

I calorimetri adronico ed elettromagnetico sono costituiti da 4 componenti: il calorimetro centrale e laterale [57] [58], in cui gli scintillatori fungono da elementi attivi, ed i calorimetri in avanti e indietro [61] e ad angoli intermedi che usano camere proporzionali [59] [60]. Questi calorimetri sono simmetrici e forniscono una completa copertura azimutale. I calorimetri con scintillatori coprono la regione centrale, $30° < \theta < 150°$, mentre quelli con camere proporzionali coprono le regioni adiacenti $2° < \theta < 30°$ e $150° < \theta < 178°$ (figg. 3.1 e 3.2).

Tutti i calorimetri hanno una geometria a torri proiettive, in cui ogni modulo é un elemento di angolo solido che punta alla regione d'interazione. Ogni elemento misura 0.1 in unitá di η $\times$ 15° nella regione centrale e 5° in quella in avanti in ϕ. Queste dimensioni sono un compromesso tra la richiesta di alta granularitá e la necessitá di limitare il numero di zone inerti tra le torri. Ogni torre ha un contatore per cascate elettromagnetiche in corrispondenza al rispettivo settore del calorimetro adronico.

La risoluzione sulla misura dell'energia in risposta ad una particella singola é illustrata nella seguente tabella, insieme ad altri parametri caratteristici. Le particelle di prova sono stati gli elettroni per i calorimetri elettromagnetici ed i pioni per quelli adronici.

	EM centrale	H centrale
copertura in $\|\eta\|$	0-1.1	0-0.9
torre $\Delta\eta \times \Delta\phi$	$0.1 \times 15°$	$0.1 \times 15°$
numero di strati	31	32
assorbitore	Pb	Fe
σ_E/E a 50 GeV	2%	11%
$\sigma_x \times \sigma_y$ a 50 GeV (in cm^2)	0.2×0.2	10×5

3.5 Rivelatore centrale dei muoni

All'esterno del campo magnetico, nella regione in rapiditá $|y| \leq 0.7$, che corrisponde a $55° \leq \theta \leq 125°$, si trova il sistema centrale di camere a drift per la rivelazione dei muoni [53]. Queste camere identificano i muoni in

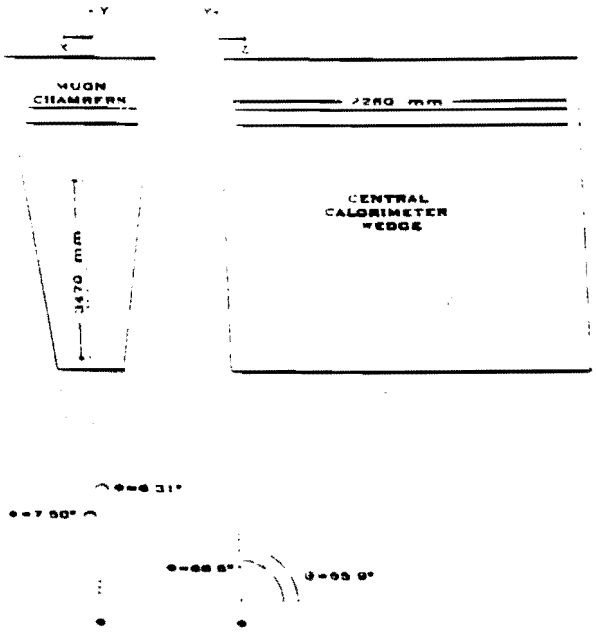


Figura 3.10: Posizione delle camere per i muoni rispetto al calorimetro centrale

base al loro attraversamento delle 5.4 lunghezze di assorbimento per pioni rappresentate dal calorimetro centrale, misurano le loro posizione e direzione e forniscono il segnale per il primo livello di trigger, per quelli il cui p_T supera una soglia fissata. Il rivelatore é collocato all'esterno del calorimetro adronico centrale ad una distanza radiale di 3.47 m ed é segmentato in ϕ in cunei di apertura 12.6°, che partono dalla parte esterna del calorimetro centrale (fig.3.10). Questa disposizione lascia uno spazio di 2.4° in ϕ tra ogni cuneo dove non c'é copertura per i muoni. La geometria risulta dunque proiettiva e le camere sono disposte in modo che i fili a due a due siano allineati lungo linee radiali che puntano al vertice d'interazione nominale. Ogni cuneo é ulteriormente suddiviso in ϕ in 3 moduli di 4.2° ciascuno, che formano una singola unitá. Ogni modulo é costituito da 4 piani di camere a drift rettangolari. Due dei 4 fili in camere alterne si trovano lungo una 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'ambiguitá riguardo a quale lato dei fili é passata la particella, individuando quale coppia di fili é stata raggiunta per prima dagli elettroni di deriva. Come verrá dimostrato nel prossimo capitolo, la direzione α della traccia sul piano

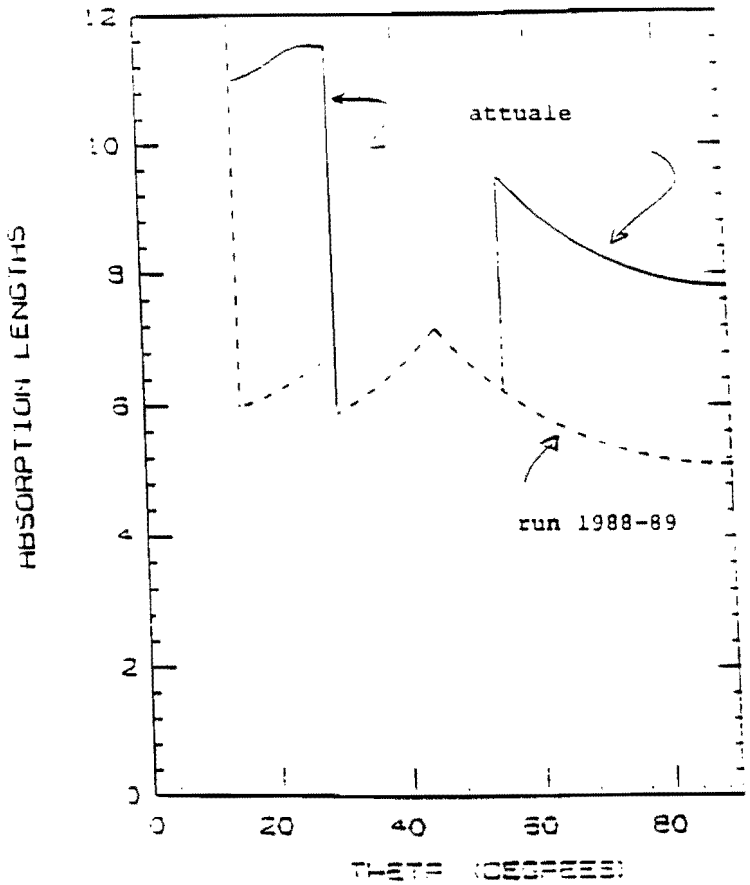


Figura 3.11: Confronto tra il numero di lunghezze di assorbimento in funzione dell'angolo θ, nela configurazione del 1988-89 ed in quella attuale

r-ϕ permette di risalire alla deflessione subita nel campo magnetico centrale, inversamente proporzionale all'impulso trasverso.

Per affrontare l'aumento della luminositá ed aumentare la copertura geometrica, nel sistema dei muoni sono stati introdotti nuovi importanti elementi.

In primo luogo é stato inserito nella zona centrale ($|\eta| \leq 0.6$) uno strato addizionale di acciaio (CMP), spesso 60 cm, allo scopo di migliorare il trigger centrale. La copertura geometrica del CMP é circa il 70% di quella del CMU nell'angolo ϕ e circa l'87% nell'angolo θ. Questo strato di acciaio corrisponde a circa 3 lunghezze d'interazione per pioni, mediando su θ (fig. 3.11) ed é seguito da 4 strati di tubi a drift. Considerando che la frequenza del trigger per singoli muoni é dominata dal segnale di adroni, si é ottenuta una riduzione di questo fondo di un fattore $e^{-3} \simeq 1/20$. Per raggiungere le camere, senza

CMP il muone doveva avere un $p_T > 1.4$ GeV/c. Dopo l'inserimento del CMP, il p_T richiesto é almeno 1.8 GeV/c e tale innalzamento permette di ridurre il fondo dai decadimenti in volo di kaoni e pioni. Questa riduzione complessiva del fondo si rivela estremamente importante, in quanto ha permesso di

1. abbassare la soglia in p_T imposta dal trigger al livello 1 per i muoni centrali da 3 a 2 GeV/c;

2. affrontare adeguatamente l'aumento della luminositá con una frequenza di trigger per muoni centrali al livello 2 ridotta di piú di un ordine di grandezza;

3. avere un segnale piú pulito anche da muoni vicini ad un'intensa attivitá adronica.

Nuove camere (CMX) estendono la copertura geometrica e la possibilitá di trigger sino a $|\eta| \leq 1$. L'assenza di copertura per muoni nell'intervallo di θ da 17° a 55° provocava la non rivelazione di segnali, particolarmente grave nella ricerca dei dimuoni, in quanto la loro probabilitá di essere rivelati é il prodotto di quelle singole. Dopo l'inserimento del CMX, l'accettanza per i dimuoni é cresciuta di circa un fattore 4.

Il nuovo sistema di camere per i μ richiede complessivamente 3300 canali.

Capitolo 4

La misura della vita media a CDF

4.1 Introduzione

Il campione di J/Ψ di CDF ha un'elevata statistica, circa 3000 nel run del 1988-89 e giá circa 6000 nell'attuale run, grazie ai miglioramenti sia del trigger che della copertura del sistema dei μ. Questo permette una determinazione inclusiva della vita media del B e della frazione di B presente nel campione con un errore statistico migliore del 10%.

L'idea principale di quest'analisi é che sia possibile selezionare in modo abbastanza semplice il contributo delle J/Ψ originate dal decadimento di un mesone B da quelle provenienti da altri contributi. Vi sono, infatti, solo 4 componenti nel campione:

a. J/Ψ da B

b.1. J/Ψ da decadimenti di χ

b.2. dimuoni da Drell-Yan che simulano la J/Ψ, poiché la loro massa invariante si trova casualmente intorno alla massa della J/Ψ

c. false J/Ψ simulate da 2 μ di segno opposto provenienti dal decadimento di due particelle distinte, la cui massa invariante si trova casualmente intorno alla massa della J/Ψ.

Le J/Ψ del tipo a. sono caratterizzate dal fatto di avere una lunghezza di decadimento media non nulla e, quindi, di essere prodotte in un punto

diverso dal vertice primario d'interazione. Quelle del tipo b. provengono direttamente dal vertice primario. Quelle del tipo c. rappresentano un fondo fisico, che, pur non avendo caratteristiche precise sul vertice di decadimento, puó tuttavia essere sottratto, assumendo che si possa determinarne la forma e la consistenza dallo studio delle bande laterali della distribuzione di massa invariante dei 2 muoni.

Il procedimento della misura consiste in un fit della distribuzione della distanza di decadimento della J/Ψ, tenendo conto in modo opportuno di tutte le componenti di cui sopra.

Un'analisi su queste linee conduttrici era stata portata avanti per il campione di dati di CDF del run del '88/89. Questo ha permesso di sviluppare la maggior parte dei programmi di analisi e di simulazione relativi a questo progetto. Purtroppo, a causa dell'insufficiente risoluzione spaziale della CTC, non é stato possibile tenere sotto controllo gli effetti sistematici sulla misura del parametro d'impatto ad un livello sufficiente per potere eseguire una misura soddisfacente. In particolare, l'elevata occupazione degli strati piú interni della CTC rende necessario che il programma di ricostruzione delle tracce "guidi" la ricostruzione verso il vertice d'interazione; questo introduce la tendenza a ricostruire le tracce con un parametro d'impatto piú piccolo di quello vero e incide sensibilmente nella misura della vita media.

L'analisi é stata ripetuta su un campione di dati raccolti quest'anno con il SVX installato. L'elevata granularitá, la vicinanza al punto d'interazione e la risoluzione di questo rivelatore rendono la misura molto piú precisa ed annullano i problemi precedentemente incontrati con la CTC. Nel seguito saranno riportati solo i risultati ottenuti con il campione di dimuoni, corrispondente ai primi 2 pb^{-1} raccolti quest'anno da CDF, per non introdurre inutili ripetizioni nell'esposizione.

4.2 Definizione del vertice primario d'interazione

La zona luminosa di CDF é rappresentabile come una linea non necessariamente parallela all'asse dei rivelatori di tracciatura (CTC e SVX). Tale linea é parametrizzata con 4 parametri: le due intercette a z=0, x_0 e y_0, e le pendenze della retta nei piani x-z e y-z. La retta puó in generale variare a

seconda del numero di "store", dove per "store" si intende tutto il periodo dal momento dell'iniezione di protoni ed antiprotoni nell'acceleratore al momento in cui il fascio viene eliminato. In genere vi é piú di un run per store. E' stata anche verificata una debole dipendenza della posizione del fascio dall'etá dello store. Per questo i parametri della linea del fascio vengono determinati per ogni run e quindi immessi in una banca dati.

Si determina la posizione della linea del fascio usando solo tracce con l'informazione del SVX per avere il massimo della risoluzione disponibile. Data l'alta statistica utilizzata per ogni run (in media circa 5000 eventi per run), la risoluzione sui parametri della linea del fascio risulta inferiore ai 5 μm per tutti i parametri. La procedura permette, inoltre, di determinare simultaneamente la larghezza (r.m.s.) della sezione trasversa della zona luminosa, che in media risulta di circa 40 μm.

4.3 La selezione delle J/Ψ

Nella configurazione del rivelatore durante questo run, la tracciatura viene fatta utilizzando gli hits nella CTC e nel SVX. L'identificazione dei muoni é affidata al sistema dei μ con le sue estensioni, descritte nel capitolo precedente.

4.3.1 L'identificazione dei muoni

I muoni sono particelle cariche penetranti. Il fondamentale segnale del passaggio di un muone a CDF é la continuitá spaziale tra una traccia nella CTC e nelle camere dei μ ed un piccolo segnale nel calorimetro adronico, che ne indica la ridotta perdita di energia per interazioni coulombiane multiple.

La maggior parte di particelle cariche prodotte nelle collisioni $p\bar{p}$ sono pioni, kaoni e protoni; i leptoni ad alto impulso trasverso, ad esempio maggiore di 2.5 GeV, sono rari. Questo implica che qualsiasi processo in cui una minima frazione degli adroni simula un segnale di μ puó dare origine ad un significativo fondo.

Le varie sorgenti di fondo possono essere classificate in diversi gruppi [62]:

1. errata identificazione di un adrone che non interagisce;

2. estensione della cascata dal calorimetro adronico alle camere dei muoni;

3. decadimenti in volo di pioni o kaoni;
4. raggi cosmici;
5. errata associazione tra i segmenti della traccia nella CTC e nelle camere dei muoni.

Gli adroni interagiscono principalmente col materiale del calorimetro ed in generale tutte le particelle secondarie vengono completamente assorbite, ma nello 0.45 % dei casi raggiungono le camere dei μ. L'accordo casuale tra il segnale dalla camera ed una traccia nella CTC puó produrre un candidato μ. Anche gli adroni neutri possono contribuire a questo tipo di fondo. Il fondo causato dall'errata identificazione degli adroni é particolarmente importante soprattutto quando si cercano muoni inclusi in jets e questo caso si presenta anche nello studio dei decadimenti $B \longrightarrow \mu\nu_\mu X$ e $B \longrightarrow J/\Psi X$, $J/\Psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$.

L'inserimento del CMP e del CMX ha migliorato notevolmente la regezione del fondo di "punch-through" nella zona centrale del rivelatore. La distribuzione della perdita di energia totale nei calorimetri adronico ed elettromagnetico é ora consistente, infatti, con quella prevista per una particella al minimo di ionizzazione e presenta un massimo a 2.4 GeV (fig. 4.1).

Per quanto riguarda i decadimenti in volo di pioni e kaoni, si é calcolato che la probabilitá di decadimenti in muoni é $0.027/p_T$ per i pioni e $0.127/p_T$ per i kaoni e, assumendo che le frazioni relative di particelle prodotte nell'interazione $p\bar{p}$ siano 21% kaoni, 21% protoni e 58% pioni, si ottiene una probabilitá media di $0.042/p_T$ [63].

I raggi cosmici che attraversano CDF provocano segnali nelle camere dei muoni con una frequenza di circa 1000 al secondo. Tuttavia, a causa della richiesta coincidenza col beam crossing entro una stretta finestra temporale e della soglia in impulso trasverso imposta dal trigger, la contaminazione risultante da questa sorgente é veramente molto ridotta ed é, inoltre, facilmente identificabile nell'analisi offline del campione.

In assenza di multiple scattering, esiste una semplice relazione geometrica tra l'angolo α della traccia carica con le linee radiali passanti per le coppie alterne di fili ed il suo impulso trasverso. L'angolo β di cui é deflessa la traccia all'interno del campo magnetico B, che si estende fino ad un raggio

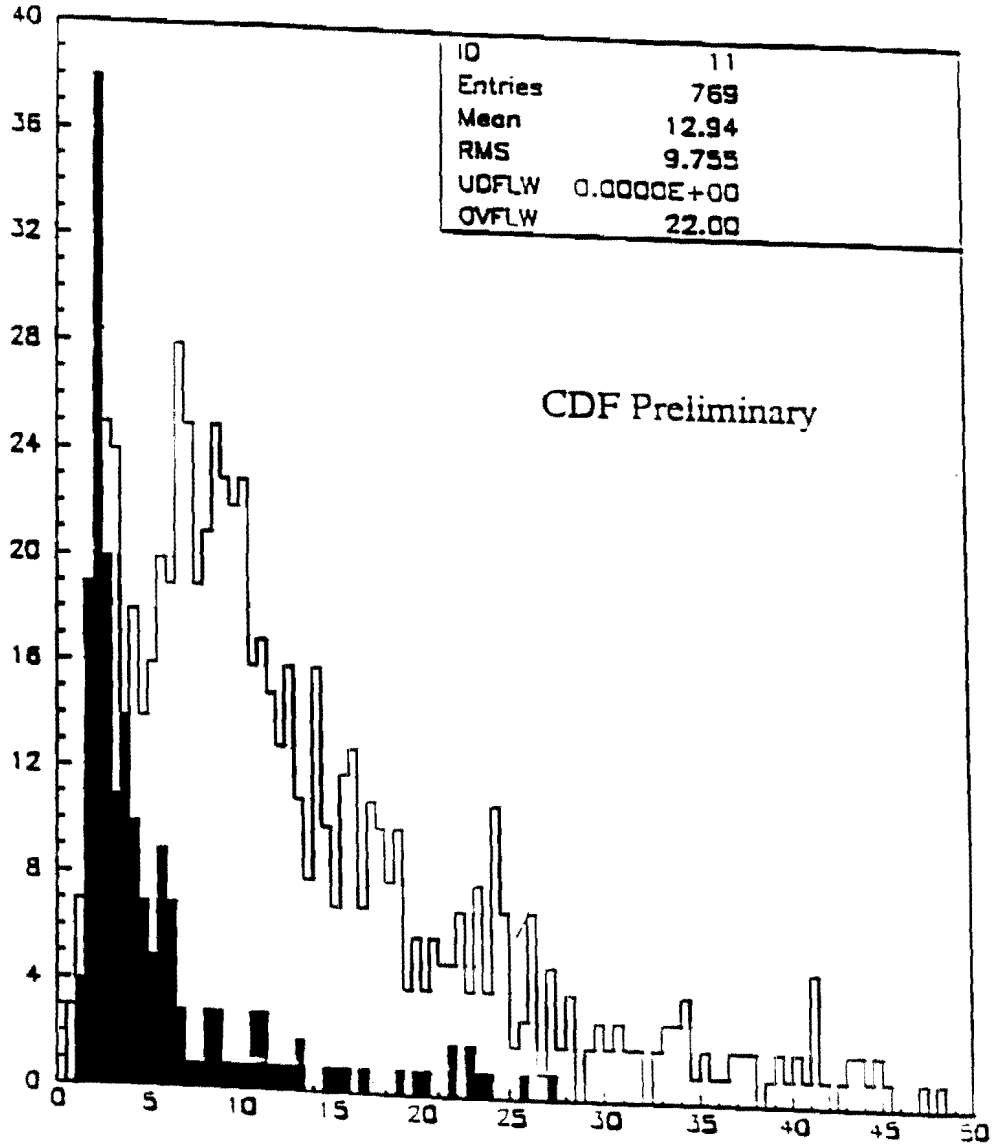


Figura 4.1: Energia totale (in GeV) depositata nei calorimetri adronico ed elettromagnetico delle particelle identificate come muoni prima (area bianca) e dopo (area scura) l'upgrade del sistema di identificazione dei μ

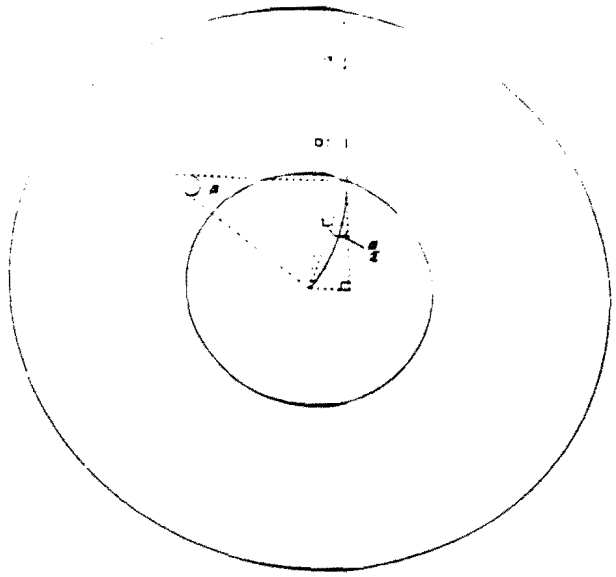


Figura 4.2: Proiezione sul piano $r - \phi$ della traccia di un muone

L, é legato al suo impulso trasverso dalla relazione:

$$\sin\frac{\beta}{2} = \frac{eLB}{2p_T}.$$

Assumendo che il campo magnetico al di fuori del solenoide sia rigorosamente nullo e, quindi, la traccia nella regione esterna sia rettilinea, si ottiene:

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

dove D é il raggio esterno delle camere dei μ (fig. 4.2). I valori numerici sono L=1.44 m, B=1.4116 T e D=3.47 m. Per piccoli angoli, misurati in milliradianti, si ha, quindi,

$$\alpha \simeq \frac{eL^2B}{2Dp_T} \sim \frac{140}{p_T}.$$

PNelle camere dei μ si misura α in base alla differenza Δt tra i tempi di deriva in strati alterni:

$$\alpha = \frac{v\Delta t}{H}$$

dove H=55 mm é la differenza radiale tra 2 fili sensibili e $v = 50\ \mu m/nsec$ é la velocitá di deriva degli elettroni di ionizzazione nella mistura di argon ed

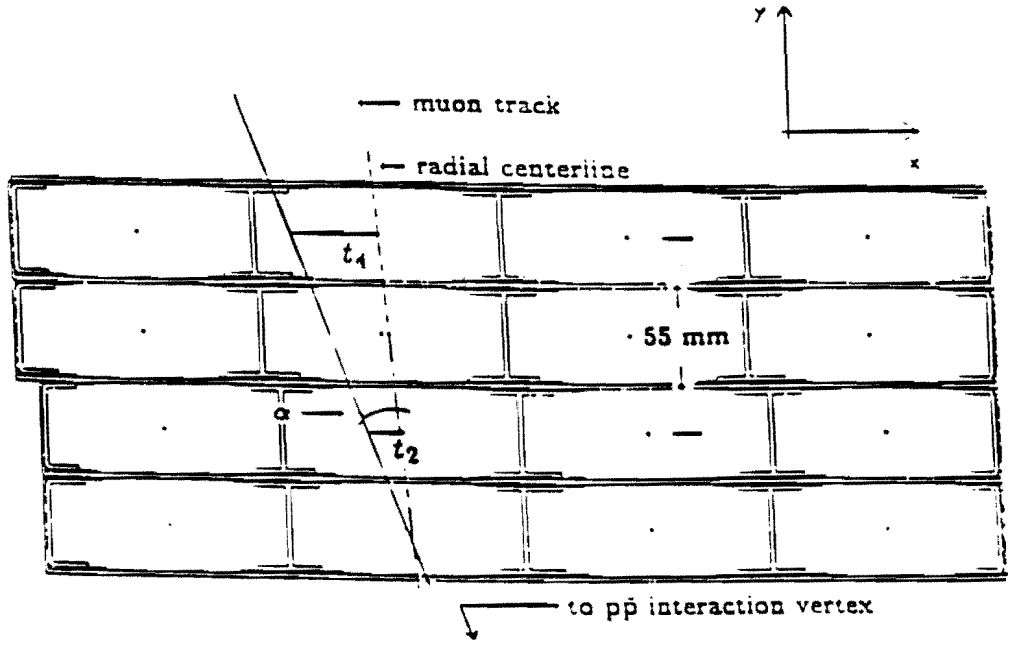


Figura 4.3: Passaggio di un muone nella torre proiettiva delle camere centrali

etano che riempie le camere. Ogni torre, formata da 4 camere sovrapposte, fornisce due misure indipendenti di α.

Il trigger di livello 1 per i muoni centrali [64] richiede che gli hits associati alla traccia siano in coincidenza in 2 dei 4 strati della camera entro una finestra temporale Δt_{max} determinata dalla soglia in p_T prefissata. Deve essere soddisfatta la condizione

$$MIN(|t_4 - t_2|, |t_3 - t_1|) < \Delta t_{max}$$

dove $|t_4 - t_2|$ e $|t_3 - t_1|$ sono le differenze tra i tempi nei 2 strati alterni (fig.4.3).

Poiché i muoni subiscono multiple scattering, é possibile che un μ con p_T iniziale sopra la soglia del trigger formi un angolo α che non soddisfa la suddetta condizione sui tempi e viceversa per un μ con p_T iniziale sotto tale soglia. In presenza di multiple scattering, infatti, α ha una distribuzione gaussiana, la cui media coincide col valore dato sopra e la cui ampiezza é

$$\sigma_\alpha = \frac{13.6 MeV/c}{\beta p}\sqrt{\frac{x}{X_0}}\left[1 + 0.2\ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right].$$

Per il trigger in base a cui sono stati selezionati i muoni usati in quest'analisi, si é posto $\Delta t_{max} = 70$ $nsec$. che corrisponderebbe ad una soglia in p_T di 2 GeV/c, ma si raggiunge un'efficienza vicina al 100% solo in corrispondenza di 2.5 GeV/c [62]. I dimuoni di segno opposto sono una combinazione di almeno 1 CMU (muone rivelato nelle camere centrali) con un altro muone che puó essere CMU o CMX (rivelato nel Muon Extension). I CMU possono anche attraversare il CMX o il CMP ed essere rivelati da questi componenti.

Il trigger al livello 2 per i muoni combina le informazioni dalle camere con quelle dal Central Fast Tracker (CFT) [65], che ricostruisce le tracce dagli hits della CTC.

La soglia in p_T fissata per questo livello é di 2.5 GeV/c.

Il CFT passa la lista delle tracce individuate al Muon Matchbox. Questo componente cerca di associare le tracce della CTC al segnale del μ, usando particolari tabelle contenenti l'informazione sulla curvatura e sui possibili effetti del multiple scattering.

Il trigger al livello 3 per la selezione delle J/Ψ richiede, infine, che la massa invariante dei dimuoni sia compresa tra 2.8 e 4.5 GeV/c^2.

Nella ricostruzione offline dell'evento vengono scritti e registrati insiemi strutturati di misure, dette banche, organizzate secondo le componenti del rivelatore da cui sono state effettuate oppure secondo le singole tracce cui sono state associate.

Per i muoni, in particolare, la banca CMUO descrive le banche CMUS (relative ai segmenti della traccia nelle camere), che sono state associate alle CTCS (relative ai segmenti della traccia nella CTC). Nelle banche CMUO sono registrati i valori delle differenze in pendenza ed intercetta in x e z (ΔS_x, ΔI_x, ΔS_z, ΔI_z) fra la traccia estrapolata dalla CTC ed il segmento ricostruito nelle camere centrali, nel CMX o nel CMP. Gli errori $\sigma_{\Delta S_x}$, $\sigma_{\Delta I_x}$, $\sigma_{\Delta S_z}$, $\sigma_{\Delta I_z}$, relativi a tali differenze, vengono calcolati sommando in quadratura l'incertezza dovuta al multiple scattering a quella intrinseca legata alla risoluzione sperimentale.

In questo calcolo si considera, inoltre, la perdita di energia subita dai muoni, che nella zona centrale attraversano il solenoide ed i calorimetri elettromagnetico ed adronico. Gli errori ottenuti sono, quindi, dipendenti dall'impulso trasverso e dall'angolo θ.

Come precedentemente notato, la banca CMUO puó corrispondere non solo a reali muoni, ma anche ad adroni interagenti o no ed a decadimenti in

volo di pioni e kaoni.

Allo scopo di ridurre il fondo, nell'analisi vengono applicati particolari tagli, detti "matching cuts" [67]. I seguenti tagli sono stati applicati ai dimuoni di segno opposto con almeno un μ di $p_T > 2.5$ GeV/c nel campione usato in questa analisi:

1. $\left|\frac{\Delta I_x}{\sigma_{\Delta I_x}}\right|^2 < 9$ e $\left|\frac{\Delta I_z}{\sigma_{\Delta I_z}}\right|^2 < 9$ per i CMU;
2. $\left|\frac{\Delta I_x}{\sigma_{\Delta I_x}}\right|^2 < 9$ per i CMP;
3. $\left|\frac{\Delta I_x}{\sigma_{\Delta I_x}}\right|^2 < 12$ per i CMX.

Oltre a questi tagli, é stato richiesto che l'energia persa dal μ nella torre calorimetrica attraversata sia consistente con l'ipotesi di particella al minimo. I valori fissati per questi tagli sono stati determinati confrontando le distribuzioni delle variabili per i dimuoni corrispondenti al picco della J/Ψ con le rispettive bande laterali. La distribuzione in massa invariante ottenuta dopo l'applicazione di questi tagli, oltre alla richiesta che entrambi i μ siano ricostruiti anche nell'SVX, é mostrata in fig.4.4.

Si é fatto un fit di tale distribuzione con una gaussiana piú un fondo lineare. Da questo fit si ottiene una larghezza di 17 MeV/c^2 per la J/Ψ ed un rapporto tra fondo e segnale del 6%, in una finestra di $\pm$ 50 MeV/c^2 intorno al valore centrale della massa della J/Ψ.

4.3.2 I tagli di qualitá sulle tracce

Ai muoni sono stati imposti anche i tagli di qualitá approntati per tracce nella CTC.

La traccia deve soddisfare i seguenti requisiti (il conteggio degli hits associati alla traccia si riferisce solo a quelli usati nel fit per ricostruire la singola traccia):

1. ricostruzione in 3 dimensioni, cioé informazione valida sia sul piano $R - \phi$ che lungo l'asse z dei fasci;
2. almeno metá degli hits previsti nella mappa di ricostruzione effettivamente usati nel fit;
3. almeno 3 hits nel SVX;

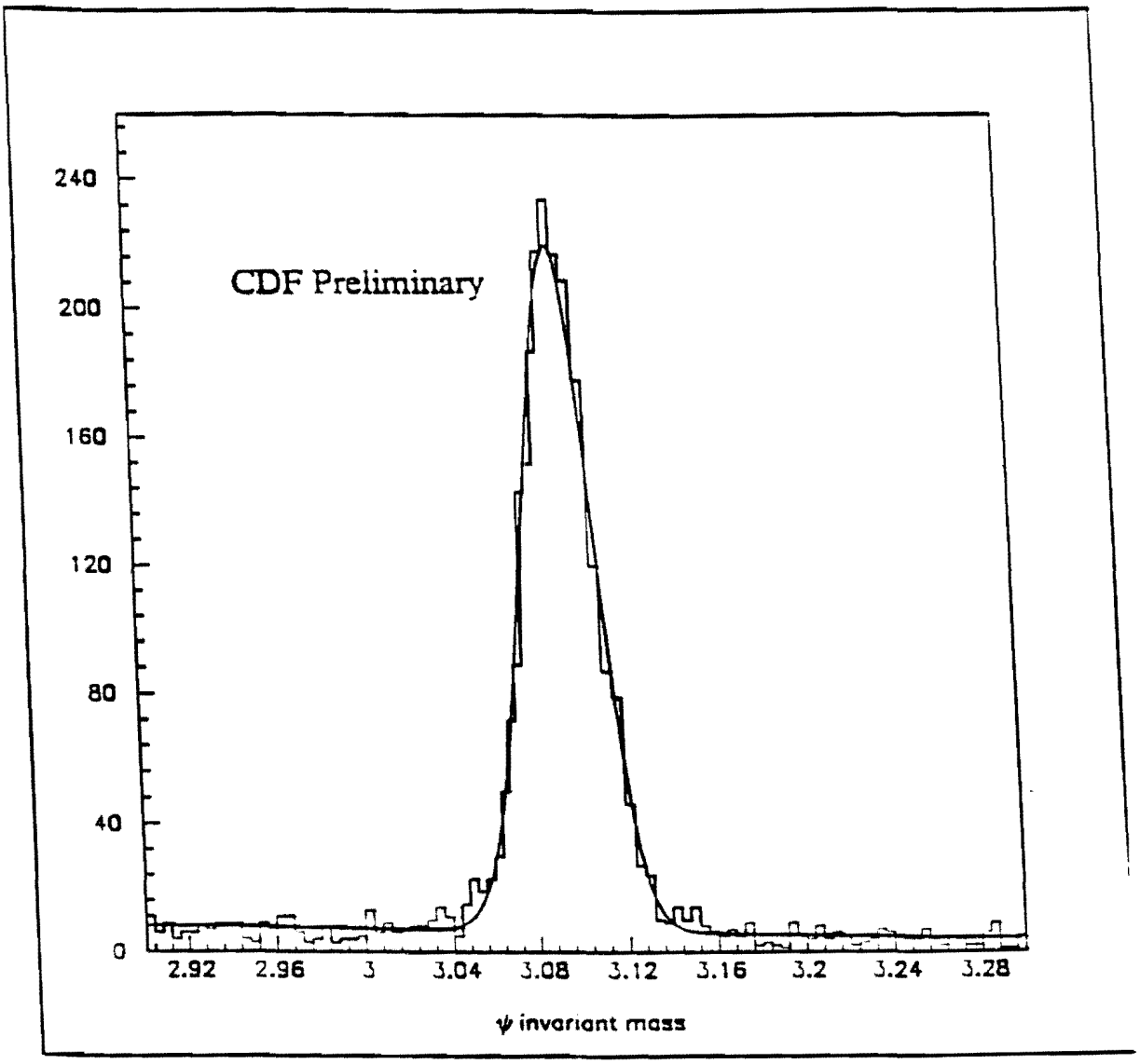


Figura 4.4: Distribuzione della massa invariante di coppie di muoni di segno opposto

4. χ^2 nel SVX minore di 20 per ogni traccia.

I matching cuts ed i tagli di qualitá sono molto stringenti e permettono di ottenere un buon campione di dimuoni, con massa invariante attorno alla $m_{J/\Psi}$. Il campione contiene, quindi, solo J/Ψ, una frazione di dimuoni reali da Drell-Yan ed un'altra frazione di dimuoni che generano "false" J/Ψ, prodotti principalmente nei decadimenti sequenziali dei quarks b e c, tutti con massa invariante all'interno della finestra selezionata.

4.4 Definizione della variabile "pseudo $c\tau$"

Per ogni coppia di μ di segno opposto, che soddisfano ai requisiti descritti nella sezione 2 di questo capitolo, viene effettuato un fit per determinarne il vertice comune. L'algoritmo di fit consiste nel minimizzare la somma dei χ^2 delle tracce al variare delle coordinate del vertice comune, che viene assunto come vincolo per il fit [68]. Non viene imposto alcun vincolo ulteriore al fit del vertice per evitare di introdurre effetti sistematici difficili da valutare. Si assume che tale vertice comune costituisca il punto di produzione e di decadimento della J/Ψ e che la somma vettoriale degli impulsi dei 2 muoni fornisca quello della J/Ψ.

Se un adrone con b ha massa m_B ed impulso p^B e percorre, prima di decadere, una distanza L, misurata nel sistema del laboratorio, il suo cammino proprio $c\tau$ é data da

$$c\tau = L\,\frac{m_B\,c}{p^B}$$

. Questa espressione é perfettamente equivalente a

$$c\tau = L_T\,\frac{m_B\,c}{p_T^B}$$

dove p_T^B rappresenta l'impulso trasverso della particella che decade e L_T é la lunghezza del suo cammino proiettato sul piano trasverso, sempre misurata nel sistema del laboratorio. Per questo motivo, é possibile usare per la misura della vita media solo le proiezioni degli impulsi e delle distanze sul piano xy, dove la risoluzione sperimentale del rivelatore é molto migliore rispetto a quella sulle componenti lungo l'asse z. La risoluzione longitudinale, data solo dagli strati stereo della CTC, é piuttosto scarsa, $\sigma_z \sim 0.5$ cm, mentre sul piano xy SVX fornisce una risoluzione spaziale dell'ordine di 13 μm.

Viene quindi calcolata la lunghezza di decadimento nel piano trasverso come distanza tra il vertice comune ricostruito e la linea del fascio calcolata allo z corrispondente. La z utilizzata per il calcolo delle coordinate del vertice primario é $z_{J/\Psi}$. Si assume, infatti, che l'eventuale spostamento in z della J/Ψ sia piccolo, se paragonato alla risoluzione in z delle camere centrali.

Si definisce il vettore lunghezza di decadimento $\vec{R}$ della J/Ψ come:

$$\vec{R} = \vec{x}_{J/\Psi} - \vec{x}_{prim},$$

dove la differenza viene calcolata solo per le componenti trasverse. Per passare da $\vec{R}$ alla lunghezza di decadimento del mesone B, a rigore si dovrebbe proiettare questo vettore lungo la sua direzione di volo. Essendo il B solo parzialmente ricostruito, non si riesce a ricostruire la sua direzione di volo e si assume che quella della J/Ψ ne sia una ragionevole approssimazione. Questa approssimazione é stata verificata con una simulazione di Montecarlo, constatando che l'angolo d'apertura tra la direzione del B e quella della J/Ψ (fig. 4.5) ha un valor medio di circa 7^0 e massimo di 20^0. Si definisce, quindi, una lunghezza trasversa di decadimento come:

$$L_{xy} = \frac{\vec{R} \cdot \vec{p}_T^{J/\Psi}}{|\vec{p}_T^{J/\Psi}|}$$

Per ottenere una distribuzione che, per la componente di J/Ψ da B nel campione, si comporti in maniera semplice e sia descrivibile tipicamente con un'esponenziale con pendenza $c\tau_B$, si deve correggere L_{xy} per il fattore:

$$\beta_T\gamma = p_T^B/m_B.$$

Di nuovo, peró, non é possibile valutare direttamente questo fattore, perché il B viene ricostruito solo parzialmente e non si dispone, quindi, della misura del suo impulso trasverso. Poiché l'adrone con b non viene completamente ricostruito, inoltre, non se ne conosce il sapore, cioé se si tratta di B_u, B_d o B_s, e conseguentemente neppure il valore della massa. Si assume che circa il 75 % degli adroni con b rivelati a CDF siano mesoni B_u e B_d e si approssima m_B con la loro massa (m_B = 5.278 GeV). Essendo la massa della J/Ψ grande, relativamente a quella degli altri prodotti del decadimento del mesone B, viene naturale approssimare il $\beta_T\gamma$ del B con quello della J/Ψ e definire una "pseudo lunghezza propria di decadimento" λ come:

$$\lambda = L_{xy} \cdot \frac{m_{J/\Psi}}{p_T^{J/\Psi}}$$

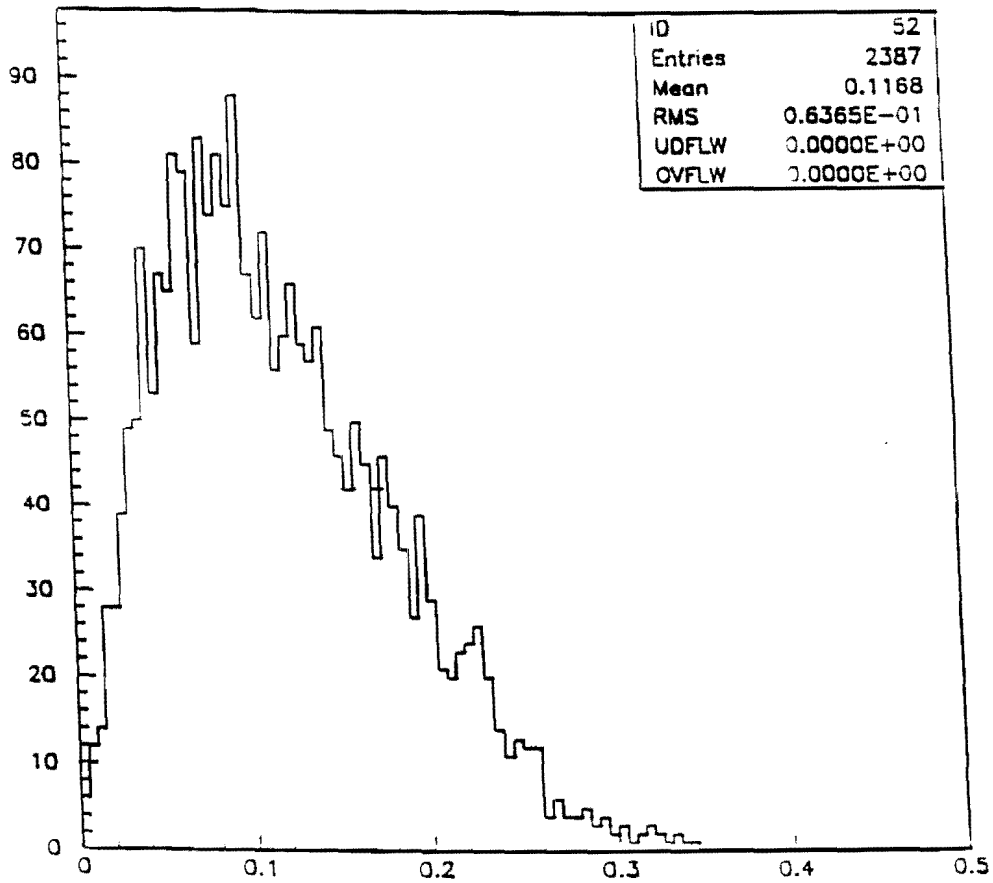


Figura 4.5: Distribuzione dell'angolo, misurato in radianti, tra la direzione di volo del B e quella della J/Ψ, dal campione di Monte Carlo prima della simulazione completa del rivelatore

Si é, quindi, definita una variabile abbastanza vicina ad una lunghezza propria di decadimento, ma si sono introdotte anche molte approssimazioni. Si cerca, allora, di correggere questa variabile in modo da renderla il piú possibile analoga a quella desiderata. A tal fine si usa una simulazione Montecarlo [69]. Si generano quarks b con una distribuzione basata sui calcoli di QCD all'ordine $O(\alpha^3)$ di Nason, Dawson ed Ellis [21] e la loro successiva adronizzazione segue la funzione di frammentazione di Peterson [14]. I mesoni B vengono fatti decadere poi nei canali comprendenti le J/Ψ. Si estrae il corrispondente impulso della J/Ψ nel sistema di riferimento del B da cui proviene, secondo la distribuzione d'impulso misurata da CLEO, illustrata in fig. 4.6, e si assume una distribuzione angolare uniforme nel centro di massa del B. Successivamente si impone che la J/Ψ decada in $\mu^+\mu^-$, nell'ipotesi che non sia polarizzata.

Si ottiene in tal modo un campione di mesoni B e di J/Ψ provenienti dal loro decadimento utilizzabile per calcolare il fattore di correzione alla variabile λ. A tale scopo si calcola, allora,

$$\lambda_{true} = \frac{m_B \vec{R} \cdot \vec{p_T^B}}{|\vec{p_T^B}|^2}$$

e

$$F_{corr}(p_T^{J/\Psi}) = \frac{\lambda}{\lambda_{true}},$$

dove F_{corr} é il fattore di correzione cercato, definito in funzione dell'impulso trasverso della J/Ψ. La dipendenza di F_{corr} dal p_T é mostrata in fig. 4.7. Tale fattore presenta una variazione abbastanza brusca a bassi p_T e si stabilizza su un valore costante di circa 0.8. Il suo andamento risulta facilmente parametrizzabile con un'esponenziale descrescente piú una costante.

In conclusione, dunque, la "pseudo lunghezza propria di decadimento corretta", o piú brevemente "pseudo $c\tau$", viene definita come:

$$\lambda_{corr} = L_{xy} \cdot \frac{m_{J/\Psi}}{p_T^{J/\Psi} F_{corr}(p_T^{J/\Psi})}$$

La fig. 4.8 illustra le distribuzioni di λ_{true} e λ_{corr} ottenute con il Monte Carlo. Entrambe le distribuzioni sono in ottimo accordo con i fits esponenziali sovrapposti e le pendenze delle due curve sono consistenti tra loro al livello del 3%.

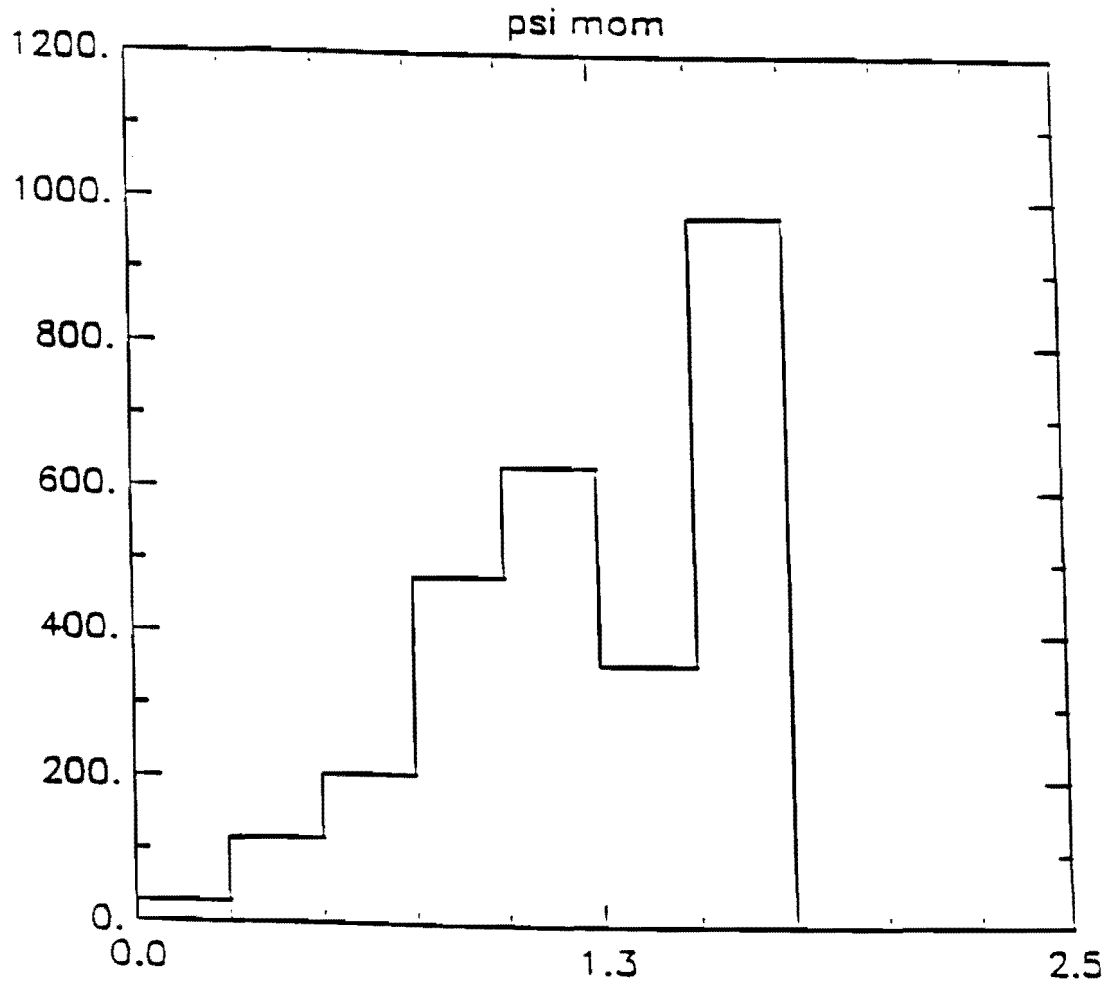


Figura 4.6: Distribuzione dell'impulso della J/Ψ nel sistema di riferimento del B da CLEO

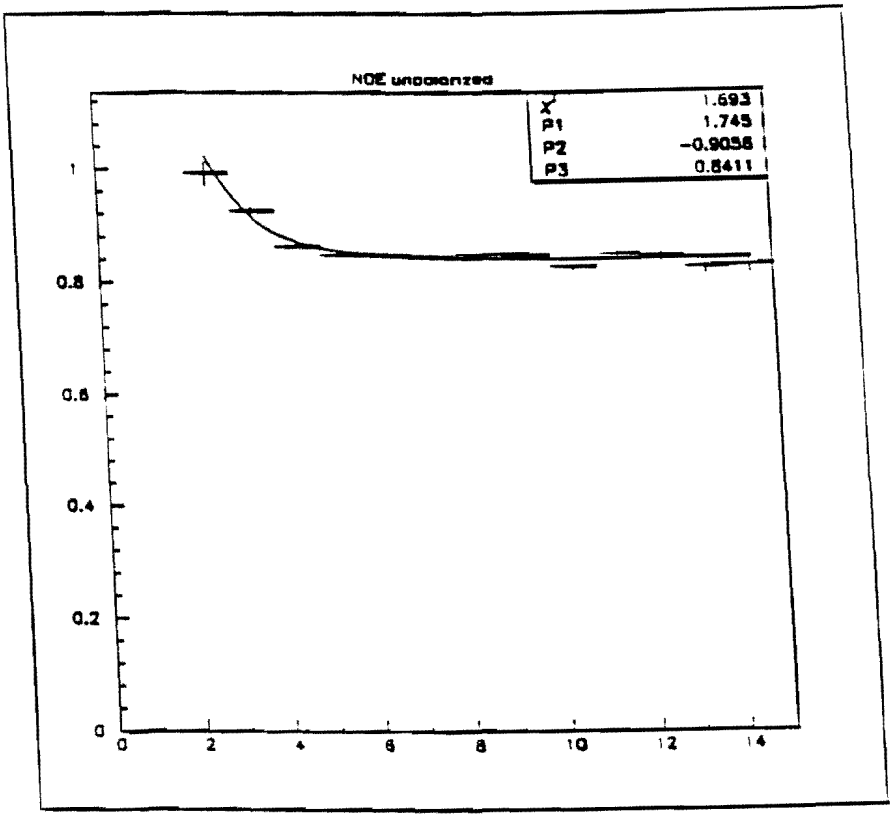


Figura 4.7: Andamento del fattore adimensionale F_{corr} in funzione dell'impulso trasverso della J/Ψ in GeV/c

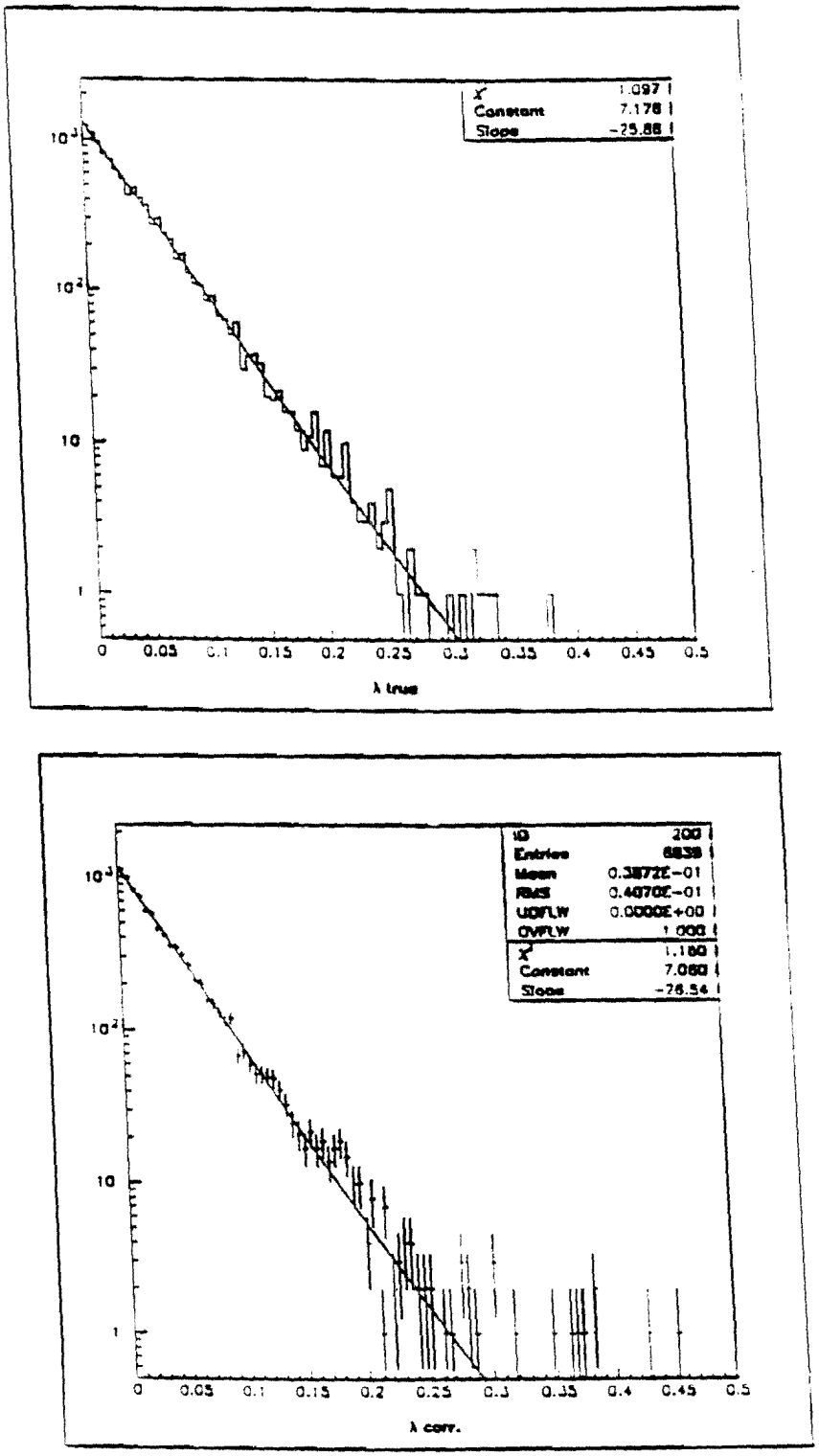


Figura 4.8: Distribuzioni di λ_{true} e λ_{corr} da Monte Carlo in scala semilogaritmica

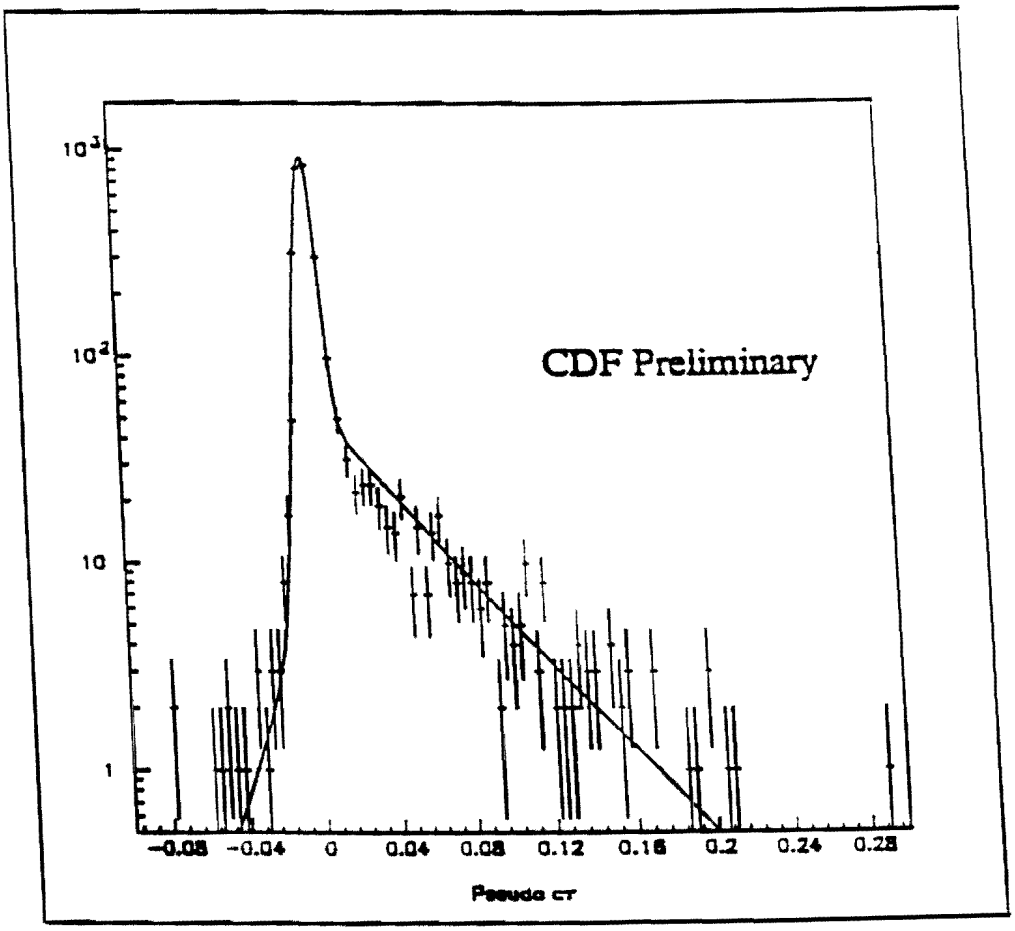


Figura 4.9: Distribuzione di λ_{corr} per i dati sperimentali in scala semilogaritmica

4.5 Il fit delle distribuzioni sperimentali

La distribuzione di λ_{corr} per i dati di CDF é mostrata in fig. 4.9.

Si distinguono chiaramente i contributi della componente esponenziale e di quella gaussiana. La componente gaussiana presenta, tuttavia, delle code visibili. Questo é dovuto sia al fondo di "false" J/Ψ, che al fatto che λ_{corr} non ha un errore uniforme. Per potere tenere conto di questi problemi si deve ricorrere ad un "unbinned maximum likelihood fit". Ció significa che ogni punto entra indipendentemente, insieme all'errore ad esso associato, nel fit con la distribuzione specificata dal modello adottato. Nel seguito viene definito il modello e viene descritta la funzione di likelihood da massimizzare.

La funzione di distribuzione viene espressa con la formula seguente:

$$f(\lambda_{corr}; f_B, c\tau) = f_{bg} g_{bg}(\lambda_{corr}) + (1 - f_{bg}) \times$$
$$\left[(1 - f_B) \frac{e^{-\frac{\lambda_{corr}^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} + f_B \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma c\tau} \int_0^{+\infty} e^{-\bar{\lambda}_{corr}/c\tau} e^{\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_{corr} - \bar{\lambda}_{corr}}{\sigma}\right)^2} d\bar{\lambda}_{corr} \right]$$

dove:

- f_{bg} é la frazione di "false" J/Ψ, che viene stimata dall'analisi delle bande laterali rispetto al picco di J/Ψ, descritta nel seguito;
- $g_{bg}(\lambda_{corr})$ é la distribuzione delle "false" J/Ψ, che viene anch'essa stimata dall'analisi delle bande laterali del picco di J/Ψ, descritta nel seguito:
- f_B é la frazione di J/Ψ provenienti dal decadimento di mesoni B;
- σ rappresenta l'errore calcolato su λ_{corr};
- $c\tau$ rappresenta la lunghezza propria di decadimento dei mesoni B.

Come si puó notare, questa funzione di distribuzione contiene 3 termini. Il primo termine descrive il fondo di "false" J/Ψ, il secondo descrive il contributo delle J/Ψ che provengono dal vertice d'interazione primario ed é rappresentato da una gaussiana centrata a 0, mentre il terzo descrive il contributo della componente di B a vita media non nulla ed é rappresentato dalla convoluzione di una gaussiana con un'esponenziale. Dopo un opportuno cambiamento di variabile nell'integrale, la formula sopra diventa:

$$\begin{aligned} f(\lambda_{corr}; f_B, c\tau) &= f_{bg} g_{bg}(\lambda_{corr}) + (1 - f_{bg}) \times \\ &\left[(1 - f_B) \frac{e^{-\frac{\lambda_{corr}^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} + f_B \frac{e^{\frac{\sigma^2}{2(c\tau)^2} - \frac{\lambda_{corr}}{c\tau}}}{\sqrt{2\pi}c\tau} \int_{\frac{\sigma}{c\tau} - \frac{\lambda_{corr}}{\sigma}}^{\infty} e^{-y^2/2} dy \right]. \end{aligned}$$

Prima di potere eseguire il fit, si deve determinare la frazione e la forma del fondo e disporre di una stima accurata dell'errore di misura per λ_{corr}.

La distribuzione del fondo viene ricavata dall'istogramma dei λ_{corr} relativi alle coppie di μ che si trovano all'interno delle finestre di massa invariante $2.9 < M_{inv} < 3.0$ e $3.2 < M_{inv} < 3.3$. Tale distribuzione é mostrata in fig. 4.10 e ad essa é sovrapposta una parametrizzazione data dalla somma di una

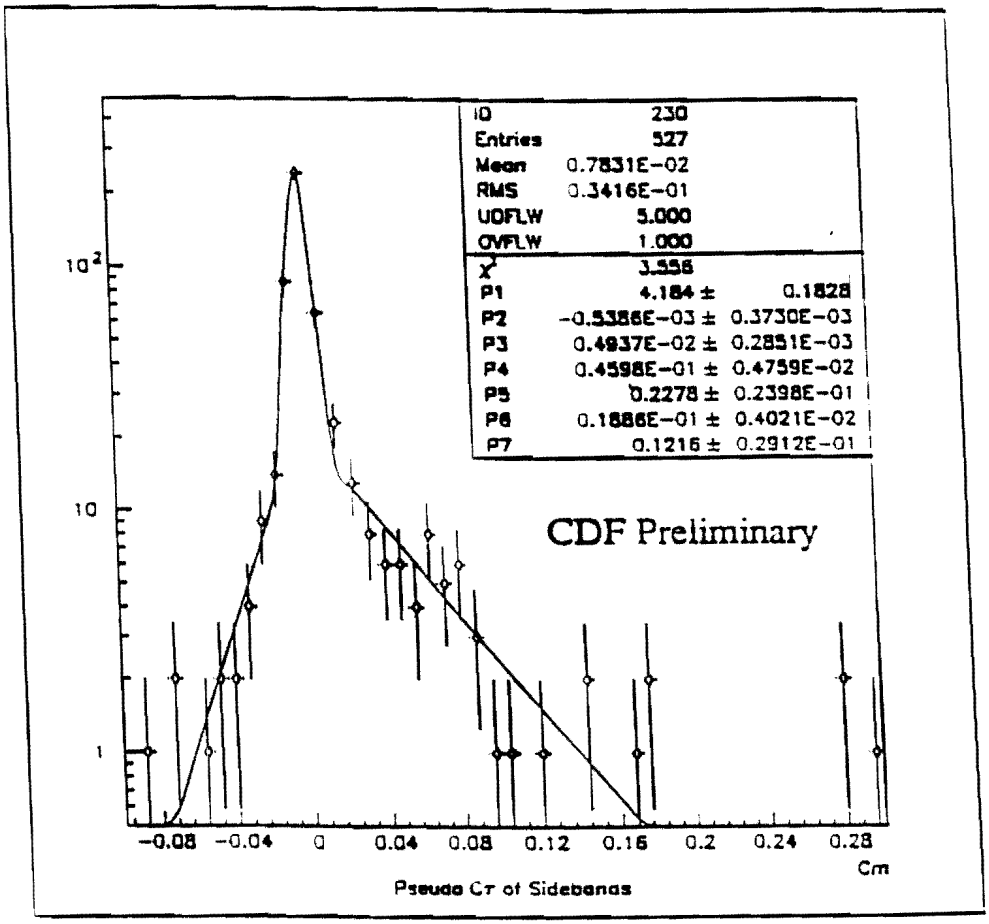


Figura 4.10: Distribuzione di λ_{corr} per le bande laterali in scala semilogaritmica

gaussiana nella parte centrale, un'esponenziale con pendenza negativa, che descrive le code a λ_{corr} positivo, ed una con pendenza positiva, che descrive le code a λ_{corr} negativo.

La formula utilizzata é la seguente:

$$g_{bg}(\lambda_{corr}) = (1 - f_1 - f_2)\frac{e^{-\frac{\lambda_{corr}^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} + \frac{f_1}{\lambda_1}e^{-\frac{\lambda_{corr}}{\lambda_1}}$$

per $\lambda_{corr} \geq 0$ e

$$g_{bg}(\lambda_{corr}) = (1 - f_1 - f_2)\frac{e^{-\frac{\lambda_{corr}^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} + \frac{f_2}{\lambda_2}e^{\frac{\lambda_{corr}}{\lambda_2}}$$

per $\lambda_{corr} < 0$.

Si puó osservare che questa distribuzione ha vita media non nulla, come ci si attende, considerando che un'elevata frazione di questo fondo é costituito da muoni provenienti da decadimenti sequenziali di quarks pesanti. Sono visibili chiaramente lunghe code a valori negativi di λ_{corr}. Le configurazioni che danno valori di λ_{corr} negativi si presentano ad esempio quando i due μ provengono dal decadimento di due particelle distinte.

La frazione f_{bg} del fondo contenuto nella zona del picco della J/Ψ é dato dal rapporto tra il numero di eventi contenuti nella finestra di massa delle bande laterali (2 finestre larghe 100 MeV/c^2) diviso per 2 e il numero di eventi contenuto nella finestra di massa che definisce il segnale (una finestra larga 100 MeV/c^2 centrata intorno al valor medio della massa della J/Ψ). Il valore di f_{bg} é 8.6% nel campione utilizzato per questa analisi.

Il grande braccio di leva delle camere centrali di CDF e l'elevato valore del campo magnetico del solenoide permettono di avere una misura estremamente accurata dell'impulso, in particolare a quello tipico dei μ di questo campione di J/Ψ. Si puó, quindi, trascurare il contributo dell'errore di misura sugli impulsi dei muoni nella valutazione dell'errore su λ_{corr}. I contributi a tale errore provengono, quindi, solo dall'errore sul fit del vertice comune dei due μ e dalla sezione trasversa del fascio.

Nella propagazione degli errori, si considera il termine di correlazione xy solo per la componente dovuta al fit del vertice, mentre si suppone che le larghezze in x e in y del fascio non siano correlate tra loro. Con queste premesse, l'errore su λ_{corr} é esprimibile come:

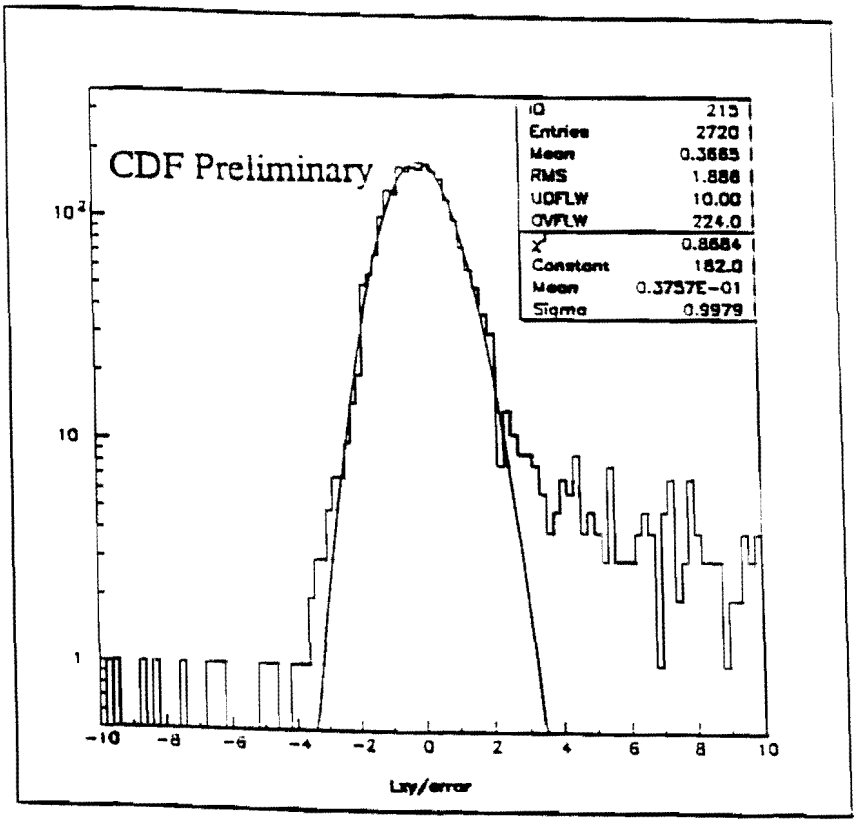


Figura 4.11: Distribuzione di L_{xy} pesata con il fattore $1/\sigma_{L_{xy}}$

$$\sigma^2_{\lambda_{corr}} = \left[\frac{m_{J/\Psi}}{p^2_{T\ J/\Psi} F_{corr}(p_{T\ J/\Psi})}\right]^2 \times$$
$$\left[(\sigma_{xv} p_{x\ J/\Psi})^2 + 2\sigma_{xyv} p_{x\ J/\Psi} p_{y\ J/\Psi} + (\sigma_{yv} p_{y\ J/\Psi})^2 + (\sigma_{xp} p_{x\ J/\Psi})^2 + (\sigma_{yp} p_{y\ J/\Psi})^2\right]$$

dove:

- $\sigma_{xv}, \sigma_{yv}, \sigma_{xyv}$ sono rispettivamente gli errori sulla componente x e y del vertice dei 2 μ ed il termine di correlazione;

- σ_{xp}, σ_{yp} sono le larghezze in x e y della sezione del fascio.

Per verificare la qualitá del calcolo degli errori, si é fatto un fit gaussiano della distribuzione di L_{xy} diviso per il corrispondente errore, calcolato escludendo le code della distribuzione (vedi fig. 4.11). L'ampiezza della gaussiana risulta molto vicina a 1, confermando l'accuratezza della valutazione degli errori esposta precedentemente.

Come ulteriore controllo, é stata studiata la distribuzione del χ^2 del fit del vertice comune e del χ^2 del segmento delle tracce ricostruito nel SVX. In entrambi i casi abbiamo fatto un fit con la distribuzione di χ^2 prevista per il corrispondente numero di gradi di liberta' (1 per il fit del vertice e 4 per il fit delle tracce) ed un opportuno fattore di scala. Il risultato, mostrato in fig. 4.12, fornisce un fattore di scala di 0.72 (consistente nei due casi), che corrisponde ad una sottostima degli errori di circa il 18%.

Questo induce ad ipotizzare che vi sia una qualche forma di compensazione quando si aggiunge il contributo dell'errore sul vertice primario, probabilmente leggermente sovrastimato. Entrambi gli effetti possono essere legati ad imperfezioni residue sulle calibrazioni di SVX e CTC, che sono in corso di studio. L'effetto di compensazione osservato, comunque, rende questi effetti trascurabili ai fini della misura della vita media.

Si dispone, ora, di tutti gli elementi necessari per potere eseguire il fit della distribuzione sperimentale di λ_{corr}. Si definiscono la funzione di likelihood come:

$$L = \prod_{1}^{N} f(\lambda^{(i)}_{corr}, \sigma^{(i)}_{\lambda_{corr}}; f_B, c\tau)$$

e la corrispondente log-likelihood come:

$$\mathcal{L} = -2log(L).$$

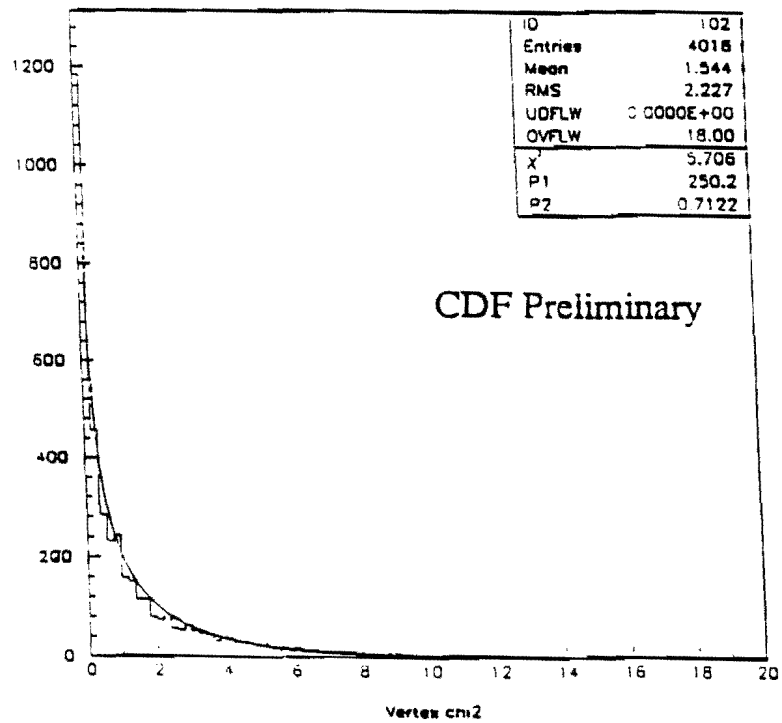
Minimizzando $\mathcal{L}$ rispetto ai parametri f_B e $c\tau$, si ottengono i risultati descritti nella tabella seguente, in base a cui viene ottenuta la curva sovrapposta all'istogramma relativo ai dati in fig. 4.9.

Parametro	Valore	Errore
$c\tau$	436 μm	$\pm 28\mu m$
f_B	19.7%	$\pm$ 1.2%

4.6 Errori sistematici

Gli errori sistematici su questa misura si possono ricondurre a 3 categorie fondamentali:

i . effetti legati alla dipendenza del fattore di correzione dal modello utilizzato per valutarlo e quindi dalla scelta del meccanismo di produzione dei quarks b e sul decadimento dei mesoni B e delle J/Ψ;



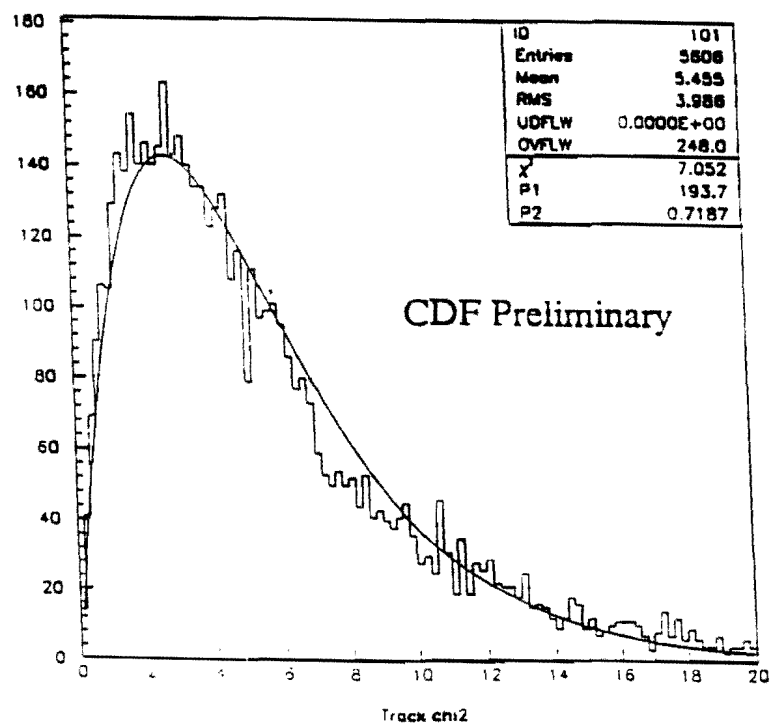


Figura 4.12: Andamento del χ^2 relativo: a) al fit del vertice comune ai 2 muoni di segno opposto e b) alla ricostruzione della traccia nel SVX

ii . effetti legati ad eventuali code nella funzione di risoluzione, dovute ad errori di tracciatura o a residui effetti sistematici nell'allineamento di CTC e SVX;

iii. effetti legati a deformazioni delle distribuzioni, dovute alla logica del trigger.

Il contributo all'errore sistematico relativo alla prima categoria é stato valutato variando alcuni parametri della simulazione, rimanendo sempre entro ipotesi "ragionevoli". In particolare si sono utilizzati due modelli dinamici diversi per simulare la distribuzione in p_T del quark b: uno é rappresentato dalla distribuzione standard NDE e l'altro da una legge di potenza del tipo:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \frac{A}{(p_T^2 + m_b^2)^n}$$

dove n é stato ottimizzato per dare la migliore parametrizzazione dei risultati di CDF relativi alla sezione d'urto del b, n=3.0 $\pm$ 0.4 [31]. Si é, inoltre, variato il modello di decadimento delle J/Ψ, assumendo alcuni casi limite di polarizzazione, misurata nel sistema di riferimento a riposo del B da cui proviene: J/Ψ non polarizzate, J/Ψ polarizzate con $\Gamma_L/(\Gamma_L + \Gamma_T) = 0.46$ e J/Ψ polarizzate con $\Gamma_L/(\Gamma_L + \Gamma_T) = 0.92$, dove Γ_L e Γ_T indicano rispettivamente le frazioni di J/Ψ polarizzate longitudinalmente e trasversalmente. Questi limiti sulle polarizzazioni sono derivati dalle piú recenti misure di CLEO sulla polarizzazione della J/Ψ in decadimenti esclusivi ed inclusivi di mesoni B. I limiti indicati si estendono a $\pm\sigma$, rispetto al valore attualmente fornito dall'esperimento CLEO. La specifica polarizzazione della J/Ψ influenza la distribuzione angolare dei muoni in cui decade. Si é calcolato il fattore di correzione F_{corr}, in funzione di $p_T^{J/\Psi}$, per ogni combinazione di modelli di produzione di b e di polarizzazione della J/Ψ (in tutto 6 combinazioni). Si é valutata la media aritmetica dei 6 fattori di correzione e si é fatto il grafico dei rapporti tra ognuno di questi fattori e il fattore di correzione medio. Il risultato é riprodotto in fig. 4.13. Oltre allo spettro piú recente di CLEO, si é provato anche l'analogo spettro ottenuto da ARGUS e si é registrata una differenza dell'1% nei risultati. Come si puó notare, la variazione di tale rapporto rispetto alla media é entro il 3 % indipendentemente dall'intervallo in $p_T^{J/\Psi}$. Viene, quindi, attribuito un errore sistematico del 3% alla dipendenza dal modello della vita media.

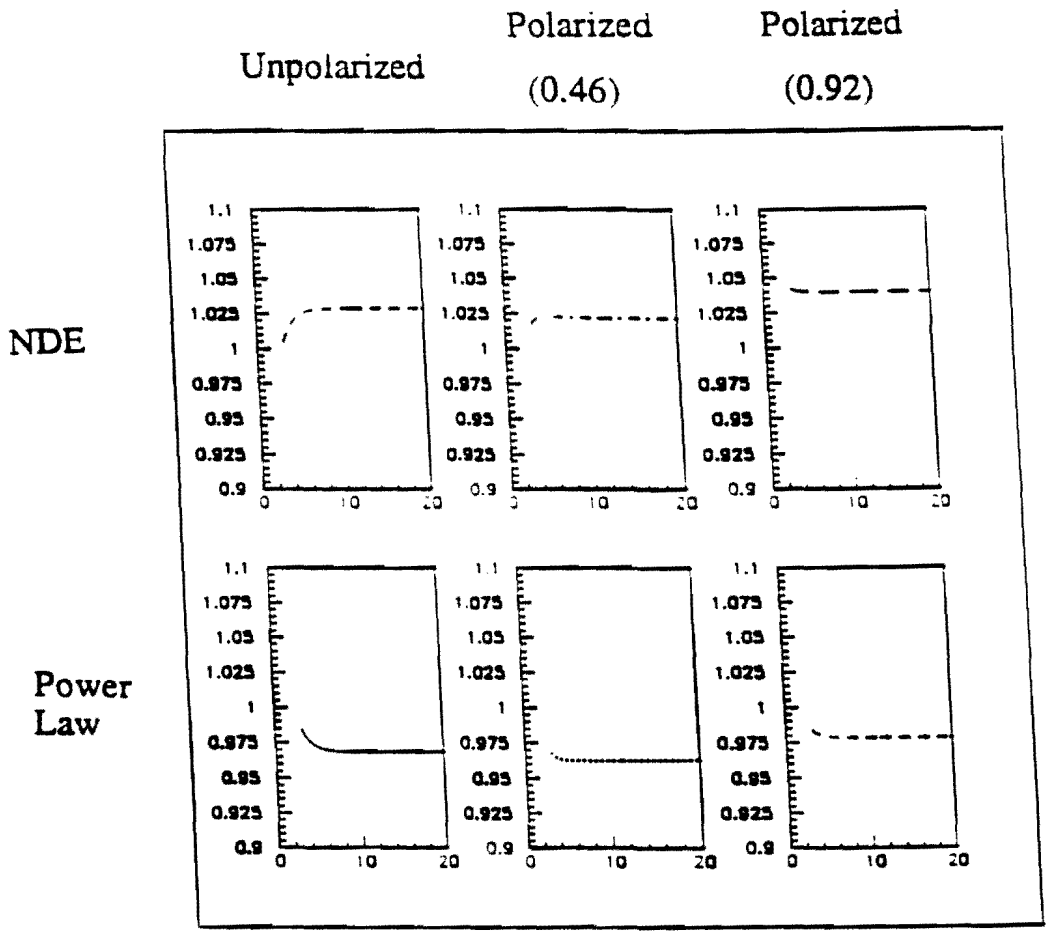


Figura 4.13: Andamento del rapporto tra i fattori di correzione, ottenuti per ogni combinazione tra modello di produzione del b e stato di polarizzazione della J/Ψ, e quello medio, in funzione di $p_T^{J/\Psi}$. La prima riga orizzontale é ottenuta dal modello NDE, la seconda dalla legge di potenza: la prima colonna corrisponde a J/Ψ non polarizzate, la seconda a J/Ψ polarizzate con $\Gamma_L/(\Gamma_L + \Gamma_T) = 0.46$ e la terza a J/Ψ polarizzate con $\Gamma_L/(\Gamma_L + \Gamma_T) = 0.92$.

Una differenza del 3% tra le pendenze delle curve che descrivono le distribuzioni di λ_{true} e λ_{corr} ottenute con il Monte Carlo é giá stata citata nella sezione 4 di questo capitolo e questo valore va aggiunto all'errore sistematico dipendente dal modello. Per controllare ulteriormente tale attribuzione, si sono generati diversi campioni di Monte Carlo e si sono fittate le relative distribuzioni di λ_{corr} con funzioni esponenziali. Si é cambiato il punto iniziale del fit da 0 a 400 μm, allo scopo di controllare eventuali variazioni della pendenza. Tutti i risultati indicano che tali variazioni si mantengono entro il 3 % del valore di $c\tau$ usato come input del Monte Carlo. Si é, inoltre, suddiviso l'intervallo di λ_{corr} in molte parti, che sono state fittate separatamente per tener conto dell'aumento della pendenza per alti valori di λ_{corr}. La variazione dei risultati del fit che usa questa parametrizzazione é minore del suddetto errore del 3%. Per verificare i modelli di produzione adottati, si é confrontata la distribuzione in p_T delle J/Ψ reali con quella prevista dal Monte Carlo. La legge di potenza segue bene l'andamento dei dati reali, mentre lo spettro previsto dal modello NDE sembra troppo duro (fig. 4.14). Per le J/Ψ che hanno $\lambda_{corr} > 400\mu m$, provenienti principalmente dal decadimento dei B, invece, il modello NDE descrive bene i dati reali, mentro l'altro spettro appare troppo soffice (fig. 4.15). Considerando che un errore sul fattore di correzione cambia solo la scala delle ascisse nella distribuzione di pseudo $c\tau$, si deduce che tutti questi effetti influiscono solo sulla misura della vita media e non sulla determinazione di f_B.

Eventuali code nella curva di risoluzione del SVX possono essere causate da molti fattori: errori nell'assegnazione degli hits alle tracce, sovrapposizione di tracce vicine che alterano la determinazione del baricentro di carica e quindi della posizione del hit, e residue imprecisioni nell'allineamento del rivelatore di vertice. Tutti questi effetti possono generare code non gaussiane che alterano i risultati del fit. Si é verificato, infatti, che una variazione del 5% sulla scala di L_{xy} produce una variazione del 4% sulla vita media e del 5% su f_B. Tale errore sistematico potrá essere ridotto, quando i programmi sia di tracciatura che di allineamento saranno meglio compresi e perfezionati.

Come accennato nella sezione 5 di questo capitolo, il fit gaussiano alla distribuzione della quantitá $L_{xy}/\sigma_{L_{xy}}$ fornisce una larghezza unitaria, dopo l'esclusione delle code. Questo implica che per le J/Ψ provenienti dal vertice

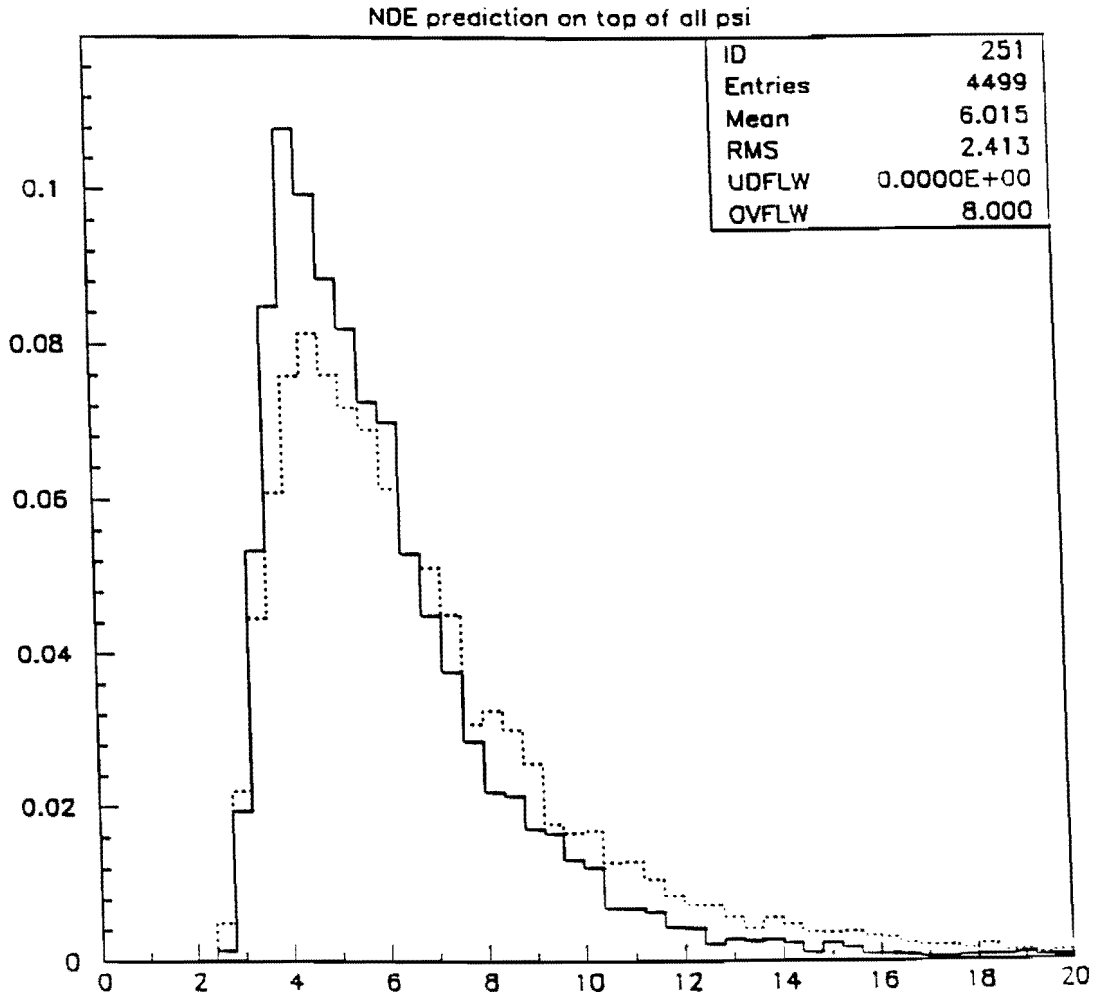


Figura 4.14: Distribuzione in p_T delle J/Ψ; la linea continua rappresenta i dati reali, quella tratteggiata la previsione NDE.

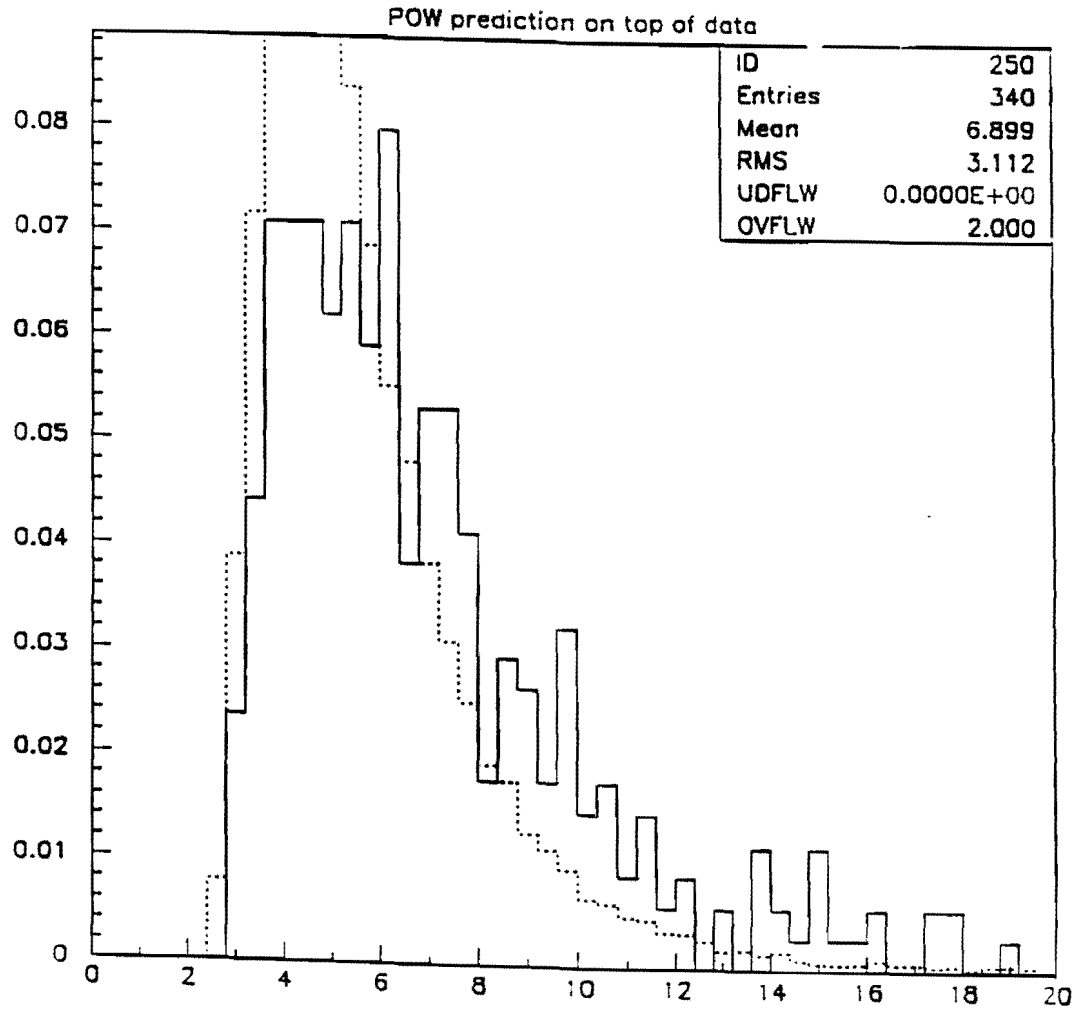


Figura 4.15: Distribuzione in p_T delle J/Ψ; la linea continua rappresenta i dati reali, quella tratteggiata la previsione della legge di potenza.

primario, che costutuiscono la maggior parte del campione, il calcolo dell'errore é appropriato. Ció viene confermato anche dall'analisi della distribuzione di $L_{xy}/\sigma_{L_{xy}}$ per un campione, ancora molto limitato, di $\Upsilon \longrightarrow \mu^+\mu^-$, in cui i dimuoni provengono direttamente dal vertice primario. Entrambe le distribuzioni non cambiano anche se si moltiplicano per 2 gli errori della CTC, prima di ricostruire il segmento della traccia in SVX. La stessa stabilitá si nota al variare dei tagli che selezionano il campione delle J/Ψ usate. Lo spostamento rispetto a 1 della larghezza della distribuzione é al massimo del 2%. Solo applicando i tagli piú stringenti per la selezione dei 2 muoni si ottiene una larghezza di 0.95. Si assume, quindi, che l'incertezza sugli errori di tracciatura produca un errore sistematico del 2% sulla vita media e del 2.5% sulla frazione.

L'effetto di code non gaussiane sul fit consiste nel diminuire il valore della vita media ed aumentare quello della frazione, in quanto le code devono venire riassorbite nella parte esponenziale della funzione utilizzata per il fit, dato che la componente gaussiana non riesce a descriverle adeguatamente. La seconda ragione per cui il loro peso risulta rilevante é che l'esponenziale, la cui pendenza determina il $c\tau$, é convoluta con la distribuzione gaussiana di risoluzione e risulta, quindi, abbassata nella parte vicina all'origine.

Un fit "binned" della distribuzione della pseudo $c\tau$ tende al contrario a sovrastimare la vita media. La funzione usata per questo tipo di fit consiste, infatti, in una somma pesata di una componente gaussiana di larghezza variabile e di una componente esponenziale, non convoluta con una gaussiana. Il fit binned si rivela molto piú insensibile all'effetto delle code della curva di risoluzione, che vengono in questo caso facilmente riassorbite nella larghezza della gaussiana ed in parte descritte dalla camponente esponenziale vicino a 0, questa volta non abbassata dalla risoluzione. Il risultato di questo fit binned, illustrato in fig.4.16, viene riportato nella seguente tabella:

Parametro	Valore	Errore
$c\tau$	467 μm	$\pm 32\mu m$
f_B	17.0%	$\pm$ 1.1%

Si é deciso, quindi, di considerare la differenza tra i valori forniti rispettivamente dai due fit come valutazione dell'errore sistematico dovuto alle code della funzione di risoluzione ed altri effetti non ancora compresi. Tale errore

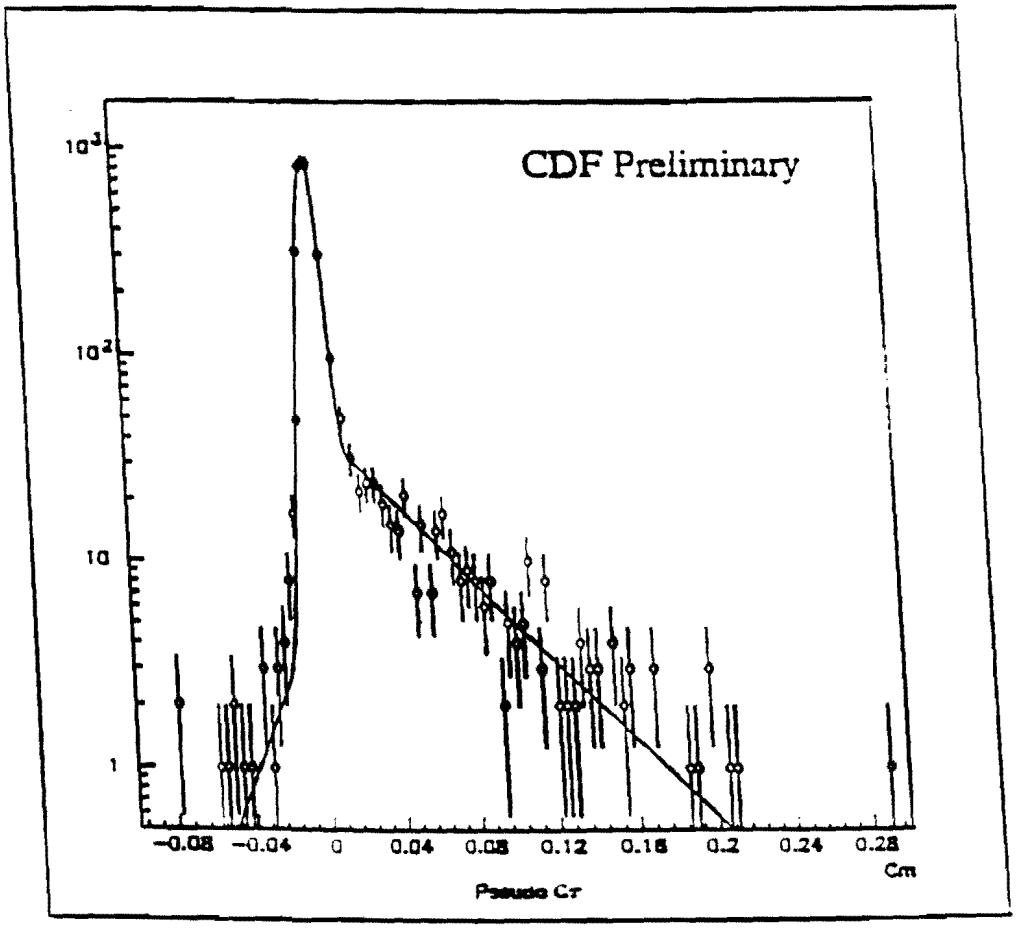


Figura 4.14: Fit binned alla distribuzione della pseudo $c\tau$

sistematico é del 3.5% sulla vita media e corrisponde ad una variazione assoluta del 3% sulla frazione. Si prende il valore medio dei risultati dei fit binned ed unbinned come migliore stima della misura.

La distribuzione di λ_{corr} comprende code residue a valori negativi, che solo parzialmente possono essere attribuiti a contributi dal fondo. Circa la metá di tali valori sono spiegabili con errori di tracciatura residui, che vengono peraltro drasticamente ridotti dai tagli di selezione delle tracce. La contaminazione residua é responsabile delle code non gaussiane nella funzione di risoluzione e, per tenerne conto, si é aggiunta ad essa una componente esponenziale. L'effetto sulla misura della vita media dipende dalla pendenza di tale esponenziale: basse pendenze tendono ad aumentare la vita media e viceversa. Poiché la sistematica in questa regione é molto limitata, non é possibile ottenere dal fit un affidabile valore della pendenza e si attribuisce a questa incertezza un errore sistematico del 4.5%.

Per valutare eventuali non allineamenti tra i settori di SVX, si é studiata l'andamento della media settore per settore della distribuzione del parametro d'impatto degli elettroni dal W Si é ripetuta l'analisi per la misura di $c\tau$, dopo aver corretto il parametro d'impatto dei 2 muoni coi fattori relativi ai settori, misurati da tale andamento. Si é osservata al massimo una variazione della vita media del 2%. Si attribuisce, quindi, un errore sistematico del 2% al non allineamento residuo tra i settori di SVX.

La terza sorgente di errori sistematici é legata al trigger. E' possibile, infatti, che gli algoritmi di tracciatura utilizzati a livello di trigger, necessariamente piú rudimentali di quelli offline, possano privilegiare nell'acquisizione dati le J/Ψ con parametro d'impatto piú piccolo, come precedentemente accennato. Per verificare l'entitá di questa distorsione, si é considerato un campione di jets, che permette di avere un'elevata molteplicita' di tracce, e si é studiato l'andamento dell'efficienza del CFT (Central Fast Tracker) in funzione del parametro d'impatto. Ad ogni traccia ricostruita di p_T superiore a 2 GeV/c, si cerca di associarne una trovata dal CFT, richiedendo che nella ricostruzione di entrambe vengano utilizzati gli stessi hits sullo strato piú esterno delle CTC. Il rapporto fra il numero delle tracce che soddisfano questo criterio e quello totale delle tracce utilizzate fornisce una stima dell'efficienza. L'efficienza ha un valore in media intorno all'80%, consistente

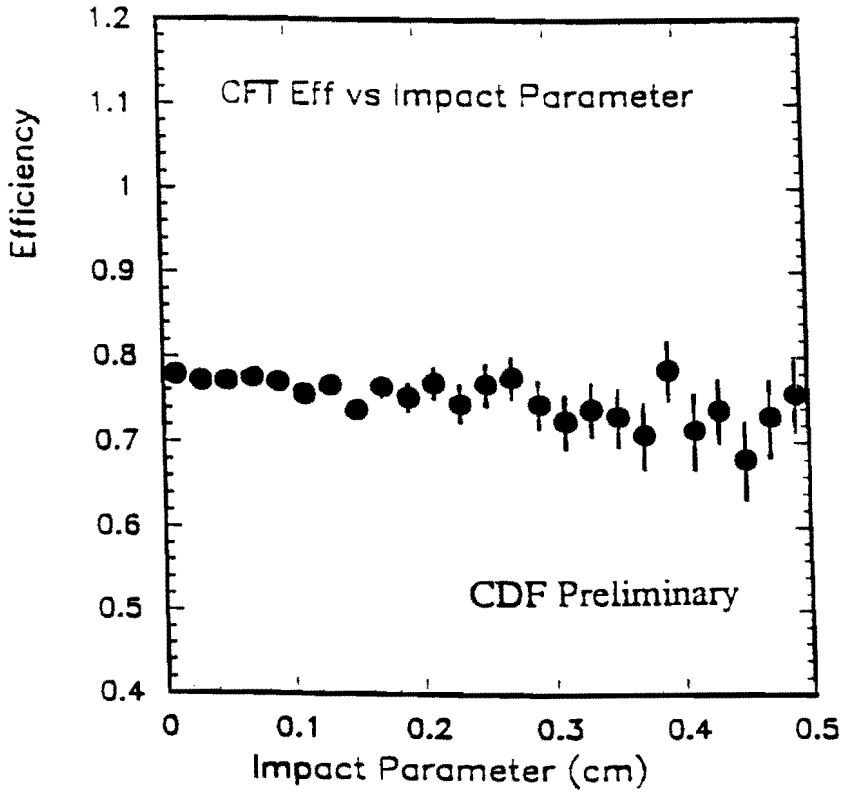


Figura 4.17: Efficienza del Central Fast Tracker in funzione del parametro d'impatto in un campione di jets

con il fatto che la soglia di trigger é fissata a 2.5 GeV/c per il p_T e, quindi, a 2 GeV/c non si é ancora raggiunta la completa efficienza. L'andamento dell'efficienza col parametro d'impatto é mostrato in fig. 4.17. All'interno degli errori statistici, non si nota nessuna seria dipendenza dell'efficienza dal parametro d'impatto nell'intervallo da 0 a 2 mm, che contiene piú del 99% dei parametri d'impatto delle tracce nel campione delle J/Ψ. Si deduce, quindi, che gli effetti della logica del CFT sono trascurabili rispetto agli altri errori sistematici, precedentemente considerati. Per il trigger a livello 3 si osserva una simile variazione dell'efficienza in funzione del parametro d'impatto delle tracce. Dopo aver applicato la curva di efficienza misurata ad entrambi i muoni dalla J/Ψ in un campione di Monte Carlo, si é fittata la distribuzione del $c\tau$ vero del B con un'esponenziale, la cui pendenza é risultata inferiore del 2% rispetto all'originale. Si assume il 2% come errore sistematico corrispondente all'efficienza del trigger a livello 3.

Il risultato finale di questa misura, che comprende anche gli errori sia statistici che sistematici, é allora:

$$c\tau(\mu m) = 451 \pm 30(Stat.) \pm 34(Sist.)$$
$$F_B(\%) = 18.4 \pm 1.0(Stat.) \pm 3.0(Sist.)$$

4.7 Conclusioni

Si é effettuata una misura preliminare della vita media inclusiva e della frazione di B nel campione di J/Ψ, ottenuto a CDF durante la prima parte dell'attuale run di presa dati.

La vita media risultante, $\tau = 1.50 \pm 0.10 \pm 0.11$ é in buon accordo con gli ultimi risultati degli esperimenti LEP, anche se gli errori sia statistici che sistematici sono ancora di circa un fattore 2 piú elevati. Questo costituisce, comunque, un risultato preliminare. Entro la fine del run si prevede una statistica almeno 5 volte maggiore ed una notevole riduzione dell'errore sistematico, grazie al progressivo miglioramento della comprensione dei rivelatori di tracciatura.

La frazione di B misurata in questa analisi risulta, invece, decisamente inferiore rispetto a quella che ci si attendeva da una estrapolazione dei risultati del run precedente [70], nonostante che essi fossero affetti da errori molto piú elevati. La soglia in $p_T^{J/\Psi}$, che dipende da quella fissata per il trigger dei muoni, era di 6 GeV/c nel run precedente, mentre in quello attuale é di 3 GeV/c. L'estrapolazione per p_T da 6 a 3 GeV/c fornisce $f_B = 48 \pm 17\%$, valore che va confrontato con il 18.4 % ottenuto in questa analisi. Questa discrepanza ha importanti implicazioni nella misura della sezione d'urto di B a basso impulso trasverso ed apre un interessante capitolo di ricerca sui meccanismi di produzione diretta di J/Ψ.

Bibliografia

[1] S. Weinberg
Phys.Rev.Lett. 19(1967)1264

[2] H. Schroder
Physics of B mesons ; DESY 88-101 (1988) SLAC-PUB-5671(1991)

[3] M. Kobayashi e K. Maskawa
Prog.Theo.Phys. 49(1973)652

[4] W. B. Atwood e J. A. Jaros
SLAC-PUB-5671 (ottobre 1991)

[5] M. E. Luke
Phys. Lett. B252(1990)447

[6] N. Isgur e M. B. Wise
Phys. Lett. B237(1990)527

[7] E. Eichten e B. Hill
Phys. Lett. B234(1990)511

[8] M. Neubert
Phys. Lett. B264(1991)455

[9] P. Ball
V_{cb} from semileptonic B decays and the reliability of the infinite quark mass limit: HD-THEP-92-10

[10] Particle Data Group
Phys. Lett. D45 (1992)

[11] G. Altarelli, S. Petrarca
Phys. Lett. B261(1991)303

[12] R.M. Ong
SLAC-REPORT-320(1987)

[13] W.J. Stirling et al.
Z. Phys. C38(1988)473

[14] C. Peterson et al.
Phys. Rev. D27(1983)105

[15] G.Altarelli et al.
Nucl. Phys. B308(1988)724

[16] C. Albajar et al.
Phys.Lett. B 186(1987)238

[17] C. Albajar et al.
Phys.Lett. B 256(1991)113

[18] H.Albrecht et al.
Phys. Lett. B199(1987)452

[19] P.Haas et al.
Phys. Rev. Lett. 55(1985)1248

[20] E.L. Berger
ANL-HEP-CP-87-53

[21] P. Nason, S. Dawson, R.K. Ellis
The one particle inclusive differential cross section heavy quark production in hadronic collisions ; Nuclear Physics B327 (1989), 49-92

[22] J.H. Kuhn, P.M. Zerwas
Z physics at LEP 1 ; vol.1 CERN89-08(1989), 267

[23] *A measurement of the Bottom Quark production in 1.8 TeV proton-antiproton collisions using semileptonic decay electrons* ; CDF internal note 1653 (dicembre 1991)

[24] P. Sinervo
B-physics at Colliders in Proc. Les Rencontres de physique de la Vallée d'Aoste (3-9 marzo 1991)

[25] *Update on the B Cross Section from exclusive decays* ; CDF internal note 1507 (luglio 1991)

[26] *J/Ψ production : theory/data comparison* ; CDF internal note 1794 (luglio 1992)

[27] *Fraction of J/Ψ coming from χ in $p\overline{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV* ; CDF internal note 1526 (agosto 1991)

[28] *Measuring the b quark production Cross Section* ; CDF internal note 1184 (luglio 1990)

[29] T. A. Fuess
Inclusive J/Ψ, $\Psi(2S)$ and b-Quark Production in pbar p Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV Proc. Division of Particles and Fields (DPF'92) Meeting (10-14 novembre 1992) FERMILAB-CONF-92/336-E.

[30] M. L. Mangano
On the B and J/Ψ Cross Section Measurements at UA1 and CDF ; IFUP-TH 2/93 (gennaio 1993)

[31] *b quark production Cross Section from inclusive J/Ψ and Ψ'* ; CDF internal note 1765 (agosto 1992)

[32] R.M. Ong
SLAC-PUB-4503(1987)

[33] L.Lyons e D.H.Saxon
Rep.Prog.Phys. 57(1989)1015

[34] W.W. Ash et al.
Phys. Rev. Lett. 58(1987)640

[35] R.A.Ong et al.
Phys. Rev. Lett. 62(1989)1236

[36] D.E. Klein et al.
Phys. Rev. D37(1988)41

[37] J.M.Brom et al.
Phys. Lett. B195(1987)301

[38] M.Althoff et al.
Phys. Lett. B149(1984)524

[39] J.Allison et al.
Z Phys. C48(1990)401

[40] B. Adeva et al.
L3 PREPRINT 32 (3-7-1991)

[41] P. Abreu et al.
CERN-PPE/91-131 (22-8-1991)

[42] R. Giles et al.
Phys. Rev. D30(1984)2279

[43] M. S. Alam et al.
Phys. Rev. Lett. 49(1982)357

[44] R.M. Ong
SLAC-PUB-4503(1987)

[45] L.Lyons e D.H.Saxon
Rep.Prog.Phys. 57(1989)1015

[46] N. R. Stanton
Beauty pairs and charm semileptonic decays from Fermilab E653: 3rd Topical Seminar on Heavy Flavours (San Miniato, Italy) giugno 1991

[47] D. Brown
ALEPH 92-47
PHYSICS 92-42 (19-3-1992)

[48] ALEPH Collaboration
Measurements of B lifetime and branching fractions with the J/Ψ tag in Z^0 decays (10-6-1992)

[49] F. Abe et al., CDF collaboration.
The CDF Detector: An Overview ; NIM A271 (1988)387

[50] CDF note CDF/DOC/CDF/CDFR/1039

[51] F. Snider et al.
The CDF vertex time projection chamber system ; NIM A268 (1988)75

[52] F. Bedeschi et al.
Design and construction of the CDF central tracking chamber ; NIM A268 (1988)50

[53] G. Ascoli et al.
CDF central muon detector ; NIM A268 (1988)33

[54] W. C. Carithers et al.
The CDF SVX: a silicon vertex detector for a hadronic collider ; NIM A289 (1990)388

[55] CDF note CDF/PUB/SEC-VTX/CDFR/772

[56] CDF note CDF/SEC-VTX/ANAL/PUBLIC/1948

[57] C. Balka et al.
The CDF central electromagnetic calorimeter ; NIM A267 (1988) 272

[58] S. Bertolucci et al.
The CDF central and endwall hadron calorimeter ; NIM A267 (1988) 301

[59] Y. Fukui et al.
CDF end plug electromagnetic calorimeter using conductive plastic proportional tubes ; NIM A267 (1988) 280

[60] G. Brandenburg et al.
An electromagnetic calorimeter for the small angle regions of the Collider Detector at Fermilab ; NIM A267 (1988) 257

[61] S. Cihangir et al.
The CDF forward/backward hadron calorimeter ; NIM A267 (1988) 249

[62] *Efficiency of the level 1 central muon trigger*;
CDF/MUON/ANAL/CDFR/937

[63] *A proposal to upgrade the CDF muon system*;
CDF/DOC/MUON/CDFR/773

[64] G. Ascoli et al.,
CDF Central Muon level 1 trigger electronics ; NIM A269 (1988), 63

[65] G. W. Foster et al.,
A fast hardware track finder for the CDF Central Tracking Chamber ;
NIM A269 (1988), 93

[66] *Measuring the Dimuon Central 3 trigger efficiency*;
CDF/ANAL/HEAVY FLAVOR/GROUP/1625

[67] *Multiple scattering of central muons*;
CDF/MUON/ANAL/CDFR/1430

[68] P. Billoir et al.
NIM A241 (1985), 115

[69] *A Monte Carlo for studying B meson production and decay*;
CDF/ANAL/HEAVY FLAVOR/GROUP/1626

[70] *Estimation of the fraction of J/Ψ's from B decays in the 1992 data*;
CDF/ANAL/HEAVY FLAVOR/CDFR/1625