

Università Degli Studi di Bologna

**Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Dottorato di Ricerca in Fisica VI ciclo**

**MISURA DELLA SEZIONE D'URTO DI PRODUZIONE DI
J/ψ E b-QUARK A CDF**

Nicola Turini

Tutore_____

Coordinatore_____

Introduzione	5
1) Produzione di ψ secondo i modelli basati sulla QCD	7
1.1) Produzione diretta di charmonio	7
1.2) Produzione di ψ dal decadimento di mesoni B	10
2) Misure di produzione di charmonio e b-quark ai collider adronici ...	15
2.1) Produzione di J/ψ e ψ' all' $S\bar{p}\bar{p}$ S	15
2.2) Produzione di J/ψ e ψ' a CDF	17
2.3) Produzione di χ_c a CDF	20
2.4) Misura della sezione d'urto di b ai collider adronici	22
2.5) Misura della sezione d'urto di b a UA1	24
2.6) Misura della sezione d'urto di b a CDF	26
3) L'apparato sperimentale	33
3.1) Il Tevatron	33
3.2) CDF (Collider Detector at Fermilab)	36
3.2.1) Il sistema di tracciamento	38
3.2.2) Il rivelatore di vertice SVX	42
3.2.3) Calorimetria	47
3.2.4) Il rivelatore di muoni	49
3.2.5) Il trigger	51
4) Caratteristiche generali sulla misura della sezione d'urto del quark b calcolata utilizzando il campione di J/ψ	53
4.1) Il campione di dati	53
4.2) Caratteristiche generali della misura	57

5) Simulazione, studio delle efficienze e delle accettanze	60
5.1) Montecarlo per la produzione di $B \rightarrow J/\psi + X$	60
5.2) Montecarlo per la produzione di $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	66
5.3) Studio delle accettanze geometriche	67
5.4) Studio delle efficienze di trigger	69
6) La misura della frazione di J/ψ provenienti dal decadimento di mesoni B	73
6.1) La variabile <i>pseudo-$c\tau$</i>	73
6.2) determinazione di F_{corr} dal montecarlo	77
6.3) Il vertice primario di interazione	80
6.4) Il vertice secondario di interazione	83
6.5) Procedure e funzione di <i>fit</i>	84
6.6) Determinazione della vita media inclusiva dei mesoni B	89
6.6.1) La funzione di <i>fit</i>	90
6.6.2) Risultati del <i>fit</i>	91
6.6.3) Analisi degli errori sistematici nella misura della vita media	95
6.7) Misura della frazione integrata in Pt di J/ψ provenienti da decadimento dei B mediante il <i>fit</i>	100
6.7.1) La funzione di <i>fit</i>	100
6.7.2) Risultati del <i>fit</i>	102
6.7.3) Analisi degli errori sistematici nella misura della frazione	105
6.8) Lo spettro in impulso trasverso delle J/ψ	109
6.8.1) Misura della frazione differenziale	109
6.8.2) Misura della frazione integrata in Pt basata sull'analisi degli spettri	112
7) La misura della sezione d'urto dei quark b	115
7.1) Misura della sezione d'urto delle J/ψ dirette e provenienti dal decadimento di mesoni B	115

7.2) Determinazione del rapporto R	120
7.3) Misura della sezione d'urto di produzione del quark b	124
8) Conclusioni	127
Bibliografia	133

Introduzione

Argomento di questa tesi è la presentazione di un'analisi basata sui dati presi durante il run 1992-93 a CDF (Collider Detector at Fermilab), corrispondenti a circa 20 pb^{-1} di luminosità integrata, effettuata su di un campione di $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e la cui finalità è stata quella di studiare la vita media inclusiva dei mesoni B, la misura delle frazioni di ψ provenienti dal decadimento di mesoni B, e la misura della sezione d'urto integrata in P_t del b quark a partire da $P_t = 6 \text{ GeV}/c$.

Da tale analisi si evince che la frazione di ψ da B è molto più bassa rispetto a quella prevista dai modelli teorici, il che può implicare, sia una sottostima dei valori della produzione diretta di *charmonio*, sia una sezione d'urto del quark b più bassa di quanto calcolato in precedenza sfruttando il medesimo canale di decadimento. Questi fatti si rivelano particolarmente interessanti se considera che questo tipo di misura permette di sondare una regione di impulso trasverso relativamente basso. Il canale qui preso in esame è infatti uno dei più puliti per lo studio della produzione di quark pesanti in collisioni adroniche [1].

Il decadimento $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ha la particolarità di essere facilmente riconoscibile a livello di trigger poiché sfrutta la semplice topologia che questi tipi di eventi hanno nelle camere dei μ . Proprio grazie all'efficienza del trigger CDF, in un anno di presa dati, ha registrato circa 70000 eventi di questo tipo.

Vediamo di seguito quali sono le forme di produzione di stati legati $c\bar{c}$. Ci sono due possibili sorgenti di produzione di ψ a grande impulso trasverso (P_t):

1) Produzione diretta di *charmonio*:

$$\begin{array}{llll} gg, q\bar{q} \rightarrow \chi g, & qg \rightarrow \chi q, & \text{con il decadimento} & \chi \rightarrow \psi\gamma \\ gg \rightarrow \psi g, & gg \rightarrow \psi' g & \text{con il decadimento} & \psi' \rightarrow \psi X \end{array}$$

2) Produzione e decadimento di mesoni B:

$$gg, q\bar{q} \rightarrow b\bar{b} X \quad \text{con il decadimento} \quad b \rightarrow B \rightarrow \psi X$$

Le potenzialità connesse allo studio di questi fenomeni dipendono in maniera rilevante dalla possibilità di distinguere i due meccanismi di produzione citati.

Al livello di energia nel centro di massa che si raggiunge al Tevatron, la produzione diretta di *charmonio* è dominata dalla fusione gluone gluone [12] e fornisce informazioni sulla funzione di struttura dei gluoni a bassi x ; tuttavia la produzione di ψ tramite il decadimento di mesoni B contribuisce in maniera non trascurabile alla produzione totale, tanto che questo è uno dei canali preferenziali per lo studio della fisica del quark b . Spesso però è impossibile ricostruire completamente tutti i prodotti di decadimento dei B e lo studio di canali esclusivi di questi mesoni negli stati di *charmonio* risulta abbastanza complicato.

L'analisi proposta sfrutta invece la possibilità di misurare la distanza di decadimento delle J/ψ rispetto al vertice primario di interazione tra protoni e antiprotoni. La notevole precisione sulla ricostruzione delle tracce offerta dal rivelatore di vertice SVX permette di ricavare il vertice secondario prodotto dai due μ . In questa maniera è quindi possibile distinguere tra le ψ primarie, il cui vertice secondario si distribuirà intorno al primario secondo la funzione di risoluzione, e quelle provenienti dal decadimento dei B, che presentano invece una tipica distribuzione in cui i vertici secondari sono spostati in avanti.

Con questo metodo si studiano le abbondanze relative nel campione e si ricava una misura di sezione d'urto in questo caso indipendente dai modelli.

CAPITOLO 1

Produzione di ψ secondo i modelli basati sulla QCD

Nei paragrafi successivi verranno descritti i processi più importanti che concorrono alla produzione di ψ .

1.1 Produzione diretta di charmonio

Stati di *charmonio* ad alto Pt si possono formare direttamente quando una coppia $c\bar{c}$ si lega insieme secondo una probabilità che può essere descritta dalla funzione d'onda di quarkonio [2]. Gli stati in onda P possono poi produrre ψ attraverso il decadimento radiativo $\chi_j \rightarrow \psi\gamma$.

I diagrammi all'ordine più basso dello sviluppo perturbativo di QCD sono generalmente favoriti poiché le correzioni agli ordini superiori vengono soppresse come potenze della massa del quark, tuttavia diagrammi di ordine superiore non sono trascurabili rispetto a questo tipo di produzione.

La sezione d'urto per la produzione diretta all'ordine $O(\alpha_s^3)$ può essere calcolata attraverso l'equazione :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2 dy} \sim K \int_{a,b} dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} ,$$

dove:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} = \alpha_s^3(Q^2, \Lambda^2) |R(0)|^2 |M|^2 ,$$

Dove $d\hat{\sigma}$ è la sezione d'urto a corta distanza dei partoni, $R(0)$ è la funzione d'onda del quarkonio nella sua origine e $|M|^2$ è l'elemento di matrice del processo. In questa espressione le scale Λ , $Q^2(\mu^2)$, e le funzioni di struttura [3,4] $f(x,Q^2)$ sono le principali fonti di incertezza teorica.

I diagrammi all'ordine $O(\alpha_s^3)$ di QCD per la produzione di *charmonio* possono essere così descritti :

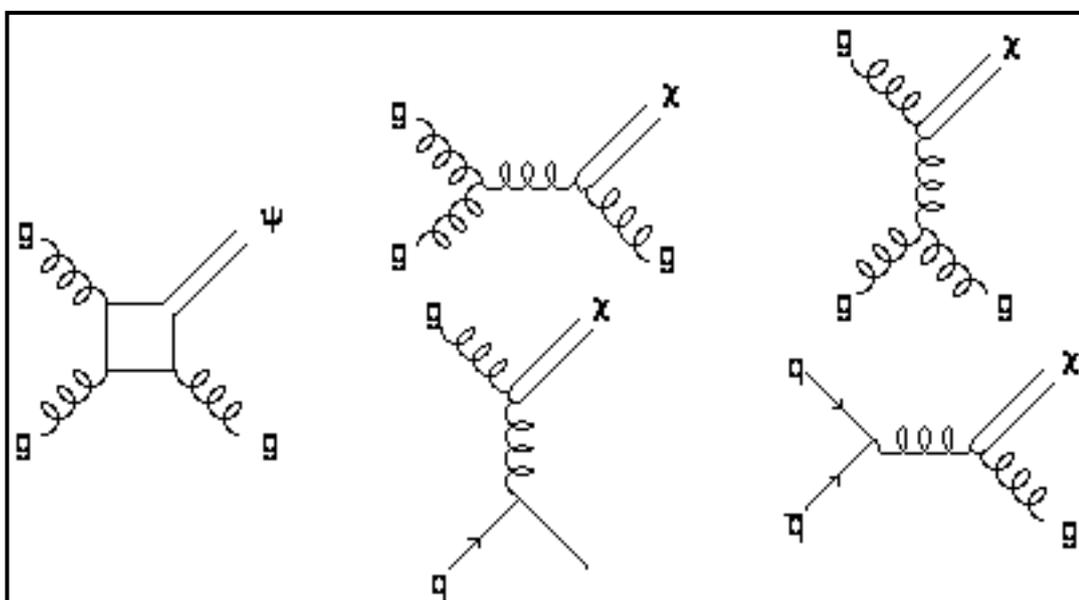


Fig. 1.1 Diagrammi all'ordine $O(\alpha_s^3)$ di QCD per la produzione di *charmonio*

Il caso della ψ' (o $\psi(2S)$) è di particolare interesse poiché questa è un'eccitazione lineare della J/ψ che presenta gli stessi numeri quantici ($J^{PC}=1^{--}$). Si suppone perciò che i diagrammi di produzione diretta di ψ' siano gli stessi della J/ψ mentre è ovvio che le χ , aventi massa inferiore (tab. 1.1,1.2), non possano decadere in ψ' . Questa particolarità della ψ' ci permette di verificare quanto i

processi diretti di creazione di ψ siano numericamente significativi rispetto alla produzione di χ sicuramente dominante all'interno della produzione della J/ψ .

Tab. 1.1

STATO	J^{PC}	MASSA
J/ψ	1^{--}	3.097
ψ'	1^{--}	3.686

Tab. 1.2

STATO	J	MASSA	$BR(\chi_c \rightarrow J/\psi + \gamma)$
χ_{c0}	0	3.415	$(6.6 \pm 1.8) \times 10^{-3}$
χ_{c1}	1	3.510	$(27.3 \pm 1.6)\%$
χ_{c2}	2	3.555	$(13.5 \pm 1.1)\%$

Alla luce dei risultati ottenuti attraverso l'analisi proposta, si verifica che i processi menzionati per la produzione di coppie di $c\bar{c}$ non sono sufficienti a spiegare l'intera produzione di *charmonio* diretto. A questo proposito si può citare un altro tipo di sottoprocesso suggerito recentemente da Braaten e Yuan [5] che contribuisce alla produzione di ψ : i diagrammi di produzione $g \rightarrow \chi, \psi, \psi'$ (Fig. 1.2). Questi diagrammi non sono soppressi dai fattori di forma per alti P_t e possono risultare significativi dal momento che la sezione d'urto all'ordine più basso del processo $gg \rightarrow q\bar{q}$ è centinaia di volte inferiore rispetto al processo $gg \rightarrow gg$.

Tutto ciò può essere certamente rilevante ma non può giustificare interamente l'eccesso di produzione messo in evidenza in questo lavoro. Purtroppo non è stato possibile fare un confronto diretto tra i dati di CDF e i modelli che contengono

questi diagrammi, per cui si può fare solo un commento qualitativo. Sulla base di quanto è stato detto, lo spettro in P_t , includendo anche questo tipo di produzione, dovrebbe risultare più duro rispetto a quello determinato dai soli diagrammi all'ordine $O(\alpha_s^3)$, e questo va nella direzione suggerita dai nostri dati.

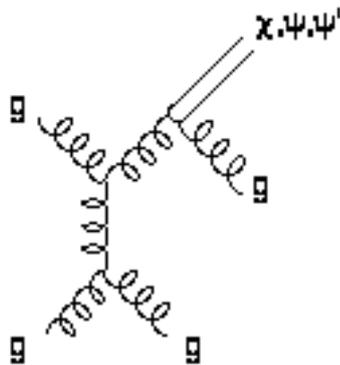


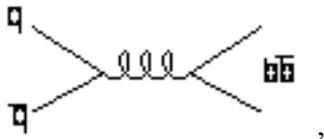
Fig. 1.2, produzione $g \rightarrow \chi, \psi, \psi'$

1.2 Produzione di ψ dal decadimento di mesoni B

In questo paragrafo si discute la produzione di b quark in interazioni $p\bar{p}$ alle energie del Tevatron. Poiché la scala di energia caratteristica μ della reazione è dell'ordine della massa del quark b ($\sim 5 \text{ GeV}/c^2$), che è molto superiore rispetto a quella degli altri quark più leggeri ($m_u \sim 0$, $m_d \sim 0$, $m_s \sim 0.5 \text{ GeV}/c^2$, $m_c \sim 1.5 \text{ GeV}/c^2$), il calcolo perturbativo risulta più corretto di quello eseguito sulla produzione di coppie $c\bar{c}$.

I quark b vengono prodotti sempre in coppia. I diagrammi all'ordine $O(\alpha_s^2)$ sono riportati in Fig. 1.3, mentre i diagrammi più significativi tra quelli all'ordine $O(\alpha_s^3)$ sono riportati in Fig. 1.4

$q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}$:



$gg \rightarrow b\bar{b}$:

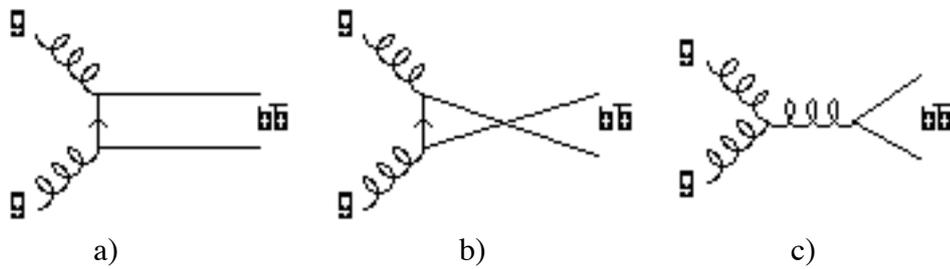


Fig. 1.3, diagrammi di produzione di coppie $b\bar{b}$ all'ordine $O(\alpha_s^2)$

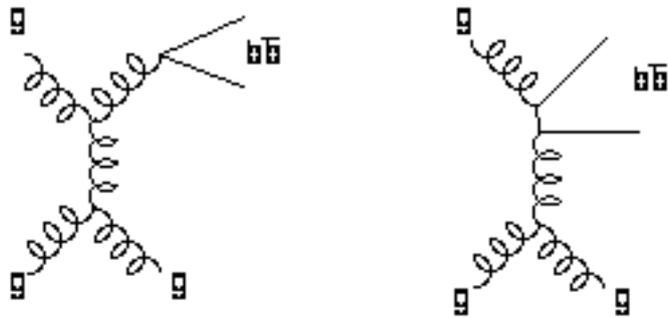


Fig. 1.4, diagrammi più significativi di produzione di coppie $b\bar{b}$ all'ordine $O(\alpha_s^3)$

La produzione di quark b all'ordine $O(\alpha_s^2)$, da parte di coppie di gluoni, è decisamente favorita dalle funzioni di struttura ($\sqrt{Q^2} < 30 \text{ GeV}$) rispetto a quella

dovuta all'annichilazione quark antiquark. In particolare i canali che dominano sono quelli di fusione gluonica nel canale t (Fig. 1.3 a, b). I processi all'ordine superiore non sono assolutamente trascurabili a causa dell'elevata sezione d'urto, sia del processo $gg \rightarrow gg$, che del processo di gluon splitting $g \rightarrow b\bar{b}$.

Il calcolo di questi processi si esegue sulla base delle stesse indicazioni suggerite per la produzione diretta di ψ [1]. Le principali incognite risiedono nelle costanti di rinormalizzazione Λ , μ , e nelle funzioni di struttura.

La successiva frammentazione del quark b in mesone può essere calcolata in due stadi successivi:

- 1) Si determina quanta energia del quark genitore b viene portata via dal mesone B risultante.
- 2) Si accoppia al quark b uno dei quark più leggeri secondo una probabilità che dipende dal tipo di quark leggero.

Per quanto riguarda il primo punto osservazioni sperimentali mostrano che il mesone B porta via la maggior parte dell'energia del quark genitore. Poiché questo processo di frammentazione è altamente non perturbativo, fino ad oggi è stato descritto solo da modelli di tipo fenomenologico.

Il modello che verrà usato nella simulazione sviluppata per questa analisi è quello proposto da Peterson et al. [6], e descrive la frammentazione di quark pesanti in termini di probabilità di transizione per il processo $Q \rightarrow Q\bar{q} + q$, dove Q rappresenta il quark pesante e $Q\bar{q}$ il mesone primario. Si definisce quindi la variabile z , che indica approssimativamente la frazione dell'energia che il mesone B porta via dal quark b:

$$z = \frac{E_m + p_m^l}{E_q + p_q} .$$

Dove la lettera "q" sottoscritta sta ad indicare il quark che frammenta e la lettera "m" il mesone prodotto.

Secondo questo modello la funzione di frammentazione assume la forma:

$$\frac{dN}{dz} \propto \frac{z(1-z)^2}{(\varepsilon z + (1-z)^2)^2} .$$

Dove ε è un parametro sperimentale per il quale ci si attende un valore dell'ordine $\varepsilon_b \sim \frac{M_{\bar{q}}^2}{M_b^2}$, e dove \bar{q} indica il quark che si unisce al b nella formazione del mesone.

Il valore attualmente accettato per ε_b è di 0.006 ± 0.002 [7].

Altri modelli invece si basano sul presupposto che la probabilità di accoppiarsi del quark b a quark più leggeri è proporzionale a e^{-m^2} , in cui m è la massa di quest'ultimi.

Un sistema alternativo può quindi consistere nel determinare sperimentalmente questa probabilità studiando le distribuzioni inclusive di particelle con sapori diversi nei getti adronici; ed è del resto da questo studio che si ricavano i valori attualmente accettati:

$$B_u : B_d : B_s = 0.375 : 0.375 : 0.15 .$$

In base a questi modelli si può stimare, con una certa precisione, la produzione di mesoni B. Per studiare il canale prescelto per l'analisi presentata in questa tesi è sufficiente esaminare il decadimento di questi mesoni nel canale $J/\psi + X$. A questo scopo si sfruttano spettri di J/ψ , prodotte nel centro di massa del mesone B, prodotti da esperimenti che sfruttano collisioni e^+e^- come ARGUS [8], CLEO[9], e ALEPH [10].

Il confronto tra le stime per la produzione di B, basate su QCD perturbativa, con i dati sperimentali tuttavia presenta notevoli sorprese. Dati recentemente

pubblicati da CDF sembrano infatti confermare che, anche per la produzione di b , la teoria sottostimi considerevolmente il valore della sezione d'urto. Infatti, nel canale $B \rightarrow J/\psi X$, si osserva che la misura sperimentale è comunque circa quattro volte superiore rispetto alla più ottimistica delle previsioni. Questa problematica si correla alla comprensione della produzione di *charmonio*, poiché il valore sperimentale si basa sulla stima della frazione di J/ψ da mesoni B a partire da misure non dirette, quali la produzione di χ e ψ' . Per queste ultime si prevede addirittura che l'intera produzione sia dovuta al decadimento di mesoni B . Le discrepanze tendono a diminuire quando si considerino altri tipi di misure della sezione d'urto di b effettuate con metodi alternativi e che si spingono a valori più elevati di P_t .

Questa casistica ha stimolato nuove soluzioni che prendono in considerazione la possibilità che un allargamento della distribuzione in impulso trasverso dei gluoni per piccoli x possa in effetti permettere una sovrapproduzione di *beauty* nella zona più bassa dello spettro in P_t .

CAPITOLO 2

Misure di produzione di charmonio e b-quark ai colliders adronici

Fine di questo capitolo è quello di fornire una panoramica sulle misure della sezione d'urto di charmonio e beauty precedentemente effettuate da UA1 e CDF e di confrontarle con i modelli teorici di QCD descritti nel capitolo precedente.

2.1 Produzione di J/ψ e ψ' all' $S\bar{p}\bar{p}$ S

La misura che descrivo è stata effettuata dalla collaborazione UA1 ad una energia nel centro di massa di $\sqrt{s}=630 \text{ GeV}$ [13] su di un campione di dati raccolti nell'88/89 con una luminosità integrata di 4.7 pb^{-1} .

Il campione di ψ è stato selezionato [14] richiedendo due μ di carica opposta, di cui almeno uno con un impulso trasverso $P_t > 3 \text{ GeV}/c$ e l'altro con $P_t > 2 \text{ GeV}/c$, con una massa invariante del sistema $\mu\mu$ compresa tra 2 e $5 \text{ GeV}/c^2$ ed un impulso $P_t > 5 \text{ GeV}/c$.

Con questo campione viene risolto il picco di massa della J/ψ a $M=3.089 \text{ GeV}/c^2$ con una larghezza gaussiana di $0.148 \text{ GeV}/c^2$. Gli eventi candidati, dopo aver sottratto il fondo, sono $1246 \pm 39 \pm 15$; da questi dati si ricava una sezione d'urto per le J/ψ :

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \sigma_\psi(P_t > 5 \text{ GeV}/c ; |y| < 2.0) = 6.18 \pm 0.24(\text{stat}) \pm 0.81(\text{syst}) \text{ nb}$$

In modo simile è stata stimata la sezione d'urto per il canale $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ con $29 \pm 10 \pm 5$ eventi.

$$\text{BR}(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \sigma_\psi(P_t > 5 \text{ GeV}/c ; |y| < 2.0) = 0.18 \pm 0.06(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst}) \text{ nb}$$

Il confronto tra la sezione d'urto differenziale di produzione di J/ψ misurata da UA1 e calcoli basati su QCD è mostrato in fig.2.1.

Fig.2.1 Sezione d'urto differenziale di produzione di J/ψ a UA1 a confronto con i diversi contributi di QCD

Come si può osservare, l'accordo tra le previsioni e i dati è discreto, anche se si può notare una diversa pendenza delle curve teoriche rispetto all'andamento della misura sperimentale. Infatti per P_t compresi tra 5 e 10 GeV/c i dati sembrano concordare con la curva superiore delle previsioni teoriche, mentre per impulsi più alti la tendenza è opposta.

2.2 Produzione di J/ψ e ψ' a CDF

A CDF sono state studiate, utilizzando i dati raccolti nella campagna dell'1988-89, le seguenti interazioni:

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow J/\psi + x \rightarrow \mu^+\mu^- + X \\ p\bar{p} &\rightarrow \psi' + x \rightarrow \mu^+\mu^- + X \end{aligned}$$

L'analisi è stata eseguita sulla base delle informazioni prodotte dalla camera di tracciatura centrale (CTC) e dalle camere centrali dei muoni (CMU) [15]. I due μ sono stati selezionati attraverso il trigger centrale di dimuoni con l'aggiunta dei seguenti tagli:

- $P_{t\mu} > 3.0 \text{ GeV}/c$ per ciascun muone
- $|\eta^{\psi, \psi'}| \leq 0.5$ e $6 < P_{t\psi, \psi'} < 14.0 \text{ GeV}/c$
- Tagli sulla qualità delle tracce

Sulle due distribuzioni di massa invariante, sia della J/ψ che della ψ' , è stato eseguito un fit con una funzione gaussiana più una distribuzione lineare per il fondo.

Il numero di J/ψ all'interno del picco di massa è di 889 ± 30 , mentre quello delle ψ' è di 35 ± 8 . L'incertezza sistematica più rilevante nella misura della sezione d'urto è dovuta alla determinazione dell'efficienza di trigger ($\pm 9\%$). Un'ulteriore incertezza sistematica risiede nella polarizzazione delle ψ ; infatti, mentre è probabile che il campione prodotto direttamente non sia polarizzato, questo verosimilmente non accade per la componente proveniente dal decadimento dei mesoni B.

Le sezioni d'urto che così si ricavano sono:

$$\text{BR}(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \sigma_{\psi}(P_t > 6 \text{ GeV}/c, |\eta| < 0.5) = 6.88 \pm 0.23(\text{stat})_{-1.08}^{+0.93}(\text{sist}) \text{ nb}$$

$$\text{BR}(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \sigma_{\psi}(P_t > 6 \text{ GeV}/c, |\eta| < 0.5) = 0.232 \pm 0.051(\text{stat})_{-0.032}^{+0.029}(\text{sist}) \text{ nb}$$

La figura 2.2 mostra la sezione d'urto differenziale sperimentale, sia delle J/ψ che delle ψ' , messa a confronto con le previsioni teoriche descritte nel capitolo precedente [1]. In entrambi i casi si nota che la teoria sottostima le misure sperimentali.

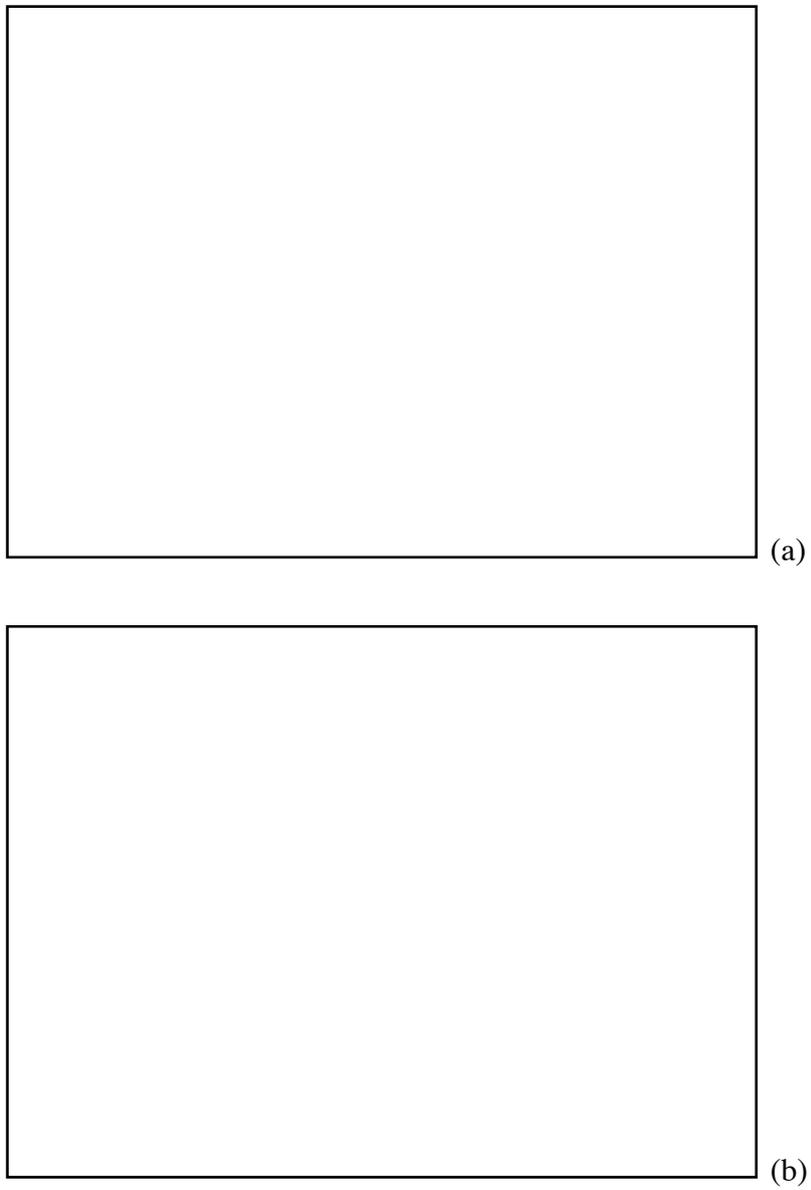


Fig. 2.2 Sezione d'urto differenziale di produzione di J/ψ (a) e di ψ' (b)

2.3 Produzione di χ_c a CDF

Sempre sulla base dei dati raccolti da CDF nel 1988-89, è stato ricostruito il canale esclusivo di decadimento:

$$\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma, J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$$

Il campione di partenza per quest'analisi è quello di J/ψ descritto nel paragrafo precedente.

I fotoni candidati sono stati selezionati richiedendo che un gruppo contiguo (cluster) di torri nel calorimetro elettromagnetico avesse un'energia totale rilasciata di almeno 1 GeV .

La direzione del fotone è definita dalla posizione del "cluster" e dal vertice della coppia di muoni. La differenza di massa tra il sistema $\mu\mu\gamma$ e la coppia $\mu\mu$ è mostrata in fig. 2.3, dove si nota un chiaro picco per $M = 406 \pm 13 \text{ MeV}$. Questo valore è compatibile con le masse degli stati χ_1 e χ_2 .

Il numero di particelle osservato all'interno del picco di segnale è di 67 ± 8 . E' stata ricavata quindi la sezione d'urto per la produzione di χ :

$$\text{BR}(\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) \times \sigma(\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma; P_{t,\chi} > 7 \text{ GeV}/c, |\eta| > 0.5) = 3.2 \pm 0.4 \pm 1.1 \text{ nb}$$

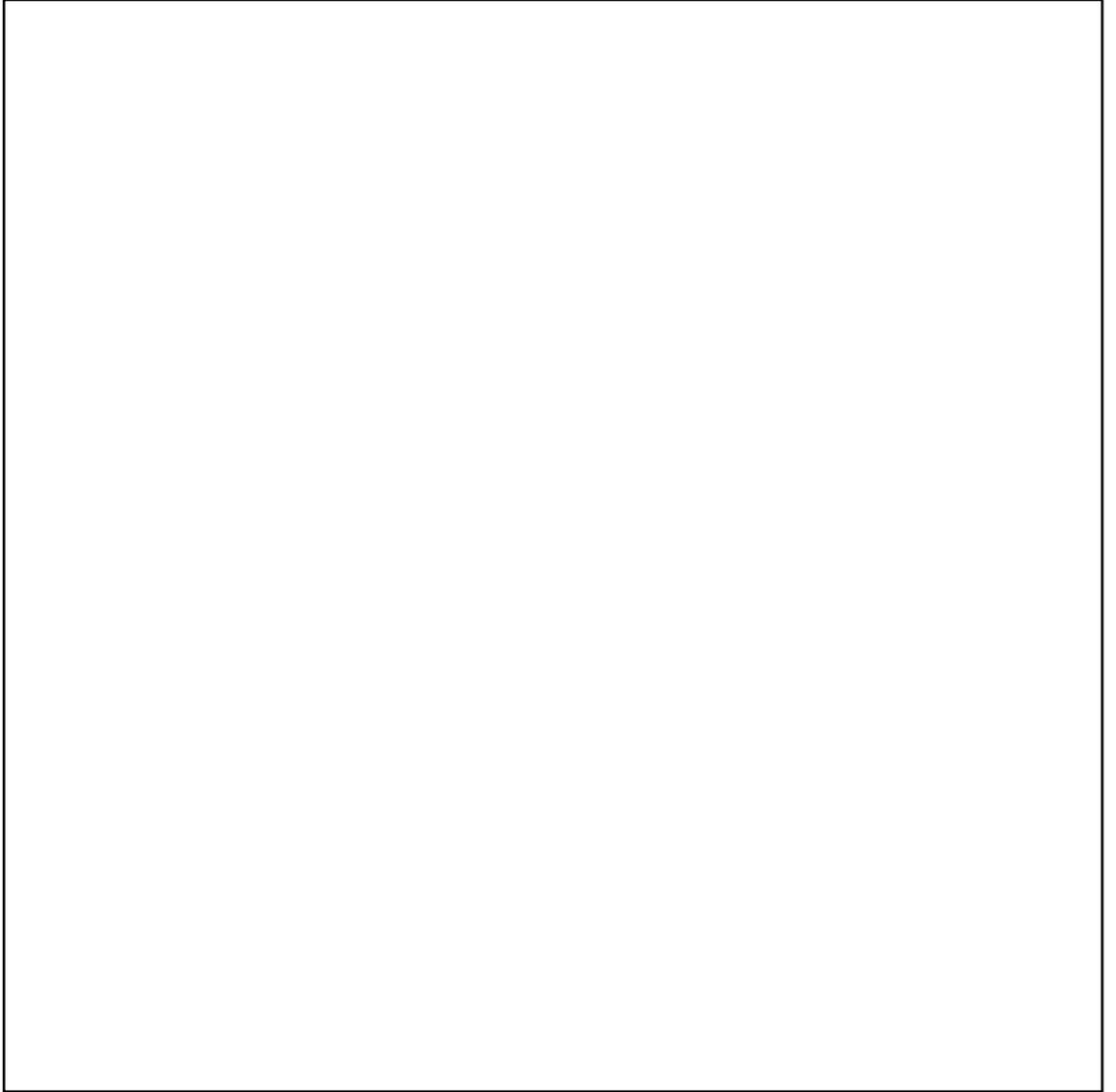


Fig. 2.3 Differenza di massa tra il sistema $\mu\mu\gamma$ e quello $\mu\mu$

2.4 Misura della sezione d'urto di b ai colliders adronici

La misura della sezione d'urto ai colliders adronici viene effettuata mediante la selezione di campioni arricchiti di mesoni B. La selezione avviene attraverso signature tipiche, risolte già al livello di trigger, nei seguenti canali di decadimento:

- 1) Canali inclusivi
- 2) Canali seminclusivi
- 3) Canali esclusivi

Nel primo tipo rientrano tutti quei triggers in cui si selezionano leptoni ad alto impulso trasverso ($P_t > 10-12 \text{ GeV}/c$). Questi leptoni hanno un'alta probabilità di provenire dal decadimento di b poiché lo spettro dei decadimenti semileptonici di questo quark è decisamente più duro di quello dei decadimenti di quark più leggeri. Con questo tipo di segnatura è possibile disporre di un'alta statistica che risulta preziosa in una zona dove la sezione d'urto è molto bassa. Tuttavia è necessaria un'accurata analisi del fondo che diviene dominante qualora ci si spinga ad impulsi trasversi più bassi.

Nel secondo caso rientrano invece signature in cui si ricercano combinazioni di particelle che hanno alta probabilità di provenire dal decadimento dei b. Fanno parte di questa categoria i doppi decadimenti leptonici ($b \rightarrow \mu c + X$, $c \rightarrow \mu + X$), il decadimento di B in ψ ed il decadimento in un leptone + D_0 . Queste signature sono caratterizzate da una statistica relativamente elevata e possono spingersi fino a P_t bassi, dell'ordine di $5-6 \text{ GeV}/c$.

Infine ci sono i decadimenti completamente ricostruiti di mesoni B, come $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ e $B^0 \rightarrow J/\psi K^{0*}$. In questo caso abbiamo un'alta selettività ed un fondo molto contenuto; purtroppo la statistica disponibile è in genere molto bassa limitando così la precisione della misura della sezione d'urto.

2.5 Misura della sezione d'urto di b a UA1

I canali studiati a UA1 sono i seguenti [16]:

- 1) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \mu X$,
- 2) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow J/\psi X$ in cui $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$,
- 3) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow c\mu X$ in cui $c \rightarrow \mu X$ (dimuoni a bassa massa invariante),
- 4) $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ in cui $b \rightarrow \mu X$ e $\bar{b} \rightarrow \mu X$ (dimuoni ad alta massa invariante).

Nel primo caso la selezione è stata effettuata su un campione di $\mu+jet$ in cui $Pt^\mu > 10 \text{ GeV}/c$, $|\eta^\mu| < 1.5$, $E_t^{jet} > 10 \text{ GeV}/c^2$ e $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 1.0$.

Il numero di eventi che soddisfano queste richieste è di 6103. Dopo aver sottratto il fondo dovuto a W e Z, UA1 ha eseguito un fit sulla distribuzione del momento trasverso del μ rispetto all'asse del jet al fine di estrarre la frazione di eventi contenenti b. Le incertezze sistematiche di questo tipo di approccio risiedono per la maggior parte nella conoscenza dello spettro in Pt del quark b (20%) e nella scala di E_t del jet (12%).

Nel secondo caso l'analisi procede come descritto nel paragrafo 2.1 al fine di selezionare il campione delle J/ψ . Viene quindi stimata la frazione F_B di J/ψ provenienti dal decadimento di B mediante uno studio sull'isolamento delle tracce delle J/ψ . L'idea di fondo sulla quale si basa questo tipo di analisi risiede nel fatto che, mentre normalmente le J/ψ prodotte dai B sono associate alle tracce degli altri prodotti di decadimento del mesone parente, nel caso di una J/ψ prodotta direttamente o comunque derivante dal decadimento radiativo di χ , si ha un'alta probabilità di isolamento.

Questo tipo di studio ha portato alla misura della frazione F_B nel campione prescelto e risulta essere:

$$F_B = 31 \pm 2 \pm 12.$$

Nel terzo caso è stato selezionato un campione di dimuoni, richiedendo $P_{t^{\mu}} > 3 \text{ GeV}/c$ e $2m_{\mu} < M_{\mu\mu} < 6 \text{ GeV}/c^2$, contenente 1278 eventi di segno opposto e 251 dello stesso segno. Per ricavare la frazione di segnale è stato stimato il fondo parametrizzando tutte le varie sorgenti di quest'ultimo in un fit.

Nel quarto caso sono stati selezionati 2444 eventi richiedendo che la coppia di muoni presentasse $P_{t^{\mu}} > 3 \text{ GeV}/c$ e $6 < M_{\mu\mu} < 35 \text{ GeV}/c^2$.

Mediante un'analisi simile a quella descritta al primo punto, vengono selezionati gli eventi non isolati che provengono dal decadimento di b , separandoli dal fondo composto da coppie $c\bar{c}$ e da decadimenti in volo di π e K .

La sezione d'urto integrale di produzione di b quark, dedotta da queste analisi, viene riportata alla tabella 2.1

Tabella 2.1

tipo di misura	$P_{t_{\min}} (\text{GeV}/c)$	sezione d'urto (nb)
J/ψ	6.0	2360 ± 1215
dimuoni con alta massa	6.0	2660 ± 1330
dimuoni con bassa massa	10	390 ± 170
μ +jet		
$P_{t^{\mu}} = 10-15 \text{ GeV}/c$	15	120 ± 38
$P_{t^{\mu}} = 15-20 \text{ GeV}/c$	23	24 ± 8
$P_{t^{\mu}} = 20-25 \text{ GeV}/c$	30	4.1 ± 1.4
$P_{t^{\mu}} = 25-30 \text{ GeV}/c$	39	0.55 ± 0.3
$P_{t^{\mu}} = 30-35 \text{ GeV}/c$	46	0.32 ± 0.2
$P_{t^{\mu}} = 35-40 \text{ GeV}/c$	54	0.04 ± 0.03

2.6 Misura della sezione d'urto di b a CDF

Le misure di sezione d'urto a CDF sono state prodotte sfruttando i dati raccolti nel 1988/89 corrispondenti ad una sezione d'urto integrata di circa 4.4 pb^{-1} . I canali prescelti per queste misure sono [17]:

- a) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^+X$,
- b) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^- \nu D^0 X$,
- c) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \mu^+ X$,
- d) $p\bar{p} \rightarrow B^+ \rightarrow J/\psi K^+$,
- e) $p\bar{p} \rightarrow B^0 \rightarrow J/\psi K^{0*}$,
- f) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow J/\psi X$ con $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- g) $p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \psi' X$ con $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$

a) La misura viene effettuata su di un campione di elettroni inclusivi selezionati con una soglia in P_t di trigger di $12 \text{ GeV}/c$ in un intervallo di rapidità $|\eta| < 1$. Dopo la sottrazione delle conversioni dei fotoni nel calorimetro elettromagnetico centrale e dei W e gli Z , si ottiene lo spettro in P_t riportato in fig. 2.2. Nel grafico vengono mostrate le previsioni del montecarlo ISAJET per la produzione da b (linea continua) e per la produzione da c (linea tratteggiata). Si osserva che circa l'80% degli elettroni del campione selezionato provengono dai decadimenti semileptonici dei quark b . Per poter verificare la correttezza di questa previsione sulla frazione, si è scelto un sottocampione tale da far risultare evidente la provenienza dell'elettrone dal decadimento di un b . Si è cercato quindi il quark c prodotto nel decadimento semileptonico dei b , ovvero si sono cercati i D^0 , attraverso il canale $K^-\pi^+$ selezionando tracce della camera centrale all'interno di un cono di apertura 0.6 nello spazio $\eta-\phi$ intorno all'elettrone, e se ne è misurata la contaminazione da coppie $K^+\pi^-$.

Dal medesimo campione si è ricavata la sezione d'urto anche per il caso previsto dal punto b).

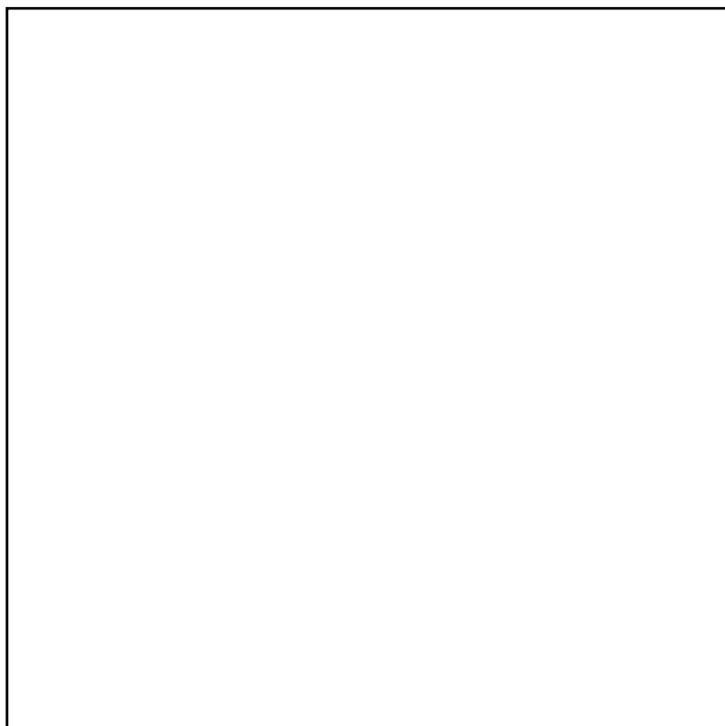


Fig. 2.2. Spettro inclusivo di elettroni

c) Viene scelto un campione di eventi contenenti un μ con un impulso trasverso di almeno $12 \text{ GeV}/c$. Vengono poi applicati tagli sulla qualità delle tracce dei leptoni, in maniera da discriminare il più possibile sia i muoni provenienti dal decadimento in volo di K e π , che il segnale prodotto da falsi μ simulati da π che attraversano il calorimetro (punch trough). A questo scopo è stato applicato un taglio sulla traccia del μ richiedendo che il parametro d'impatto,

nel piano perpendicolare al fascio fosse inferiore a 0.15 cm, e in z a meno di 10 cm. Il valore della sezione d'urto risultante da questi dati è mostrato nella tabella 2.2.

d) Si tratta di un canale esclusivo all'interno del quale si ricercano tutti i candidati K^\pm nel campione di J/ψ selezionate tramite il trigger di dimuoni. Si richiede che l'impulso del sistema $K^\pm \mu\mu$ sia superiore a $9 \text{ GeV}/c$. Da un fit gaussiano sul picco di massa invariante si ricavano 14.1 ± 4.3 eventi.

e) Ad un campione identico a quello precedente si richiede che una coppia $K^\pm \pi^\mp$ cada in una finestra di $50 \text{ MeV}/c^2$ intorno alla massa del K^{0*} . Il fit gaussiano stima 11.4 ± 4.9 eventi.

f) g) La misura che qui si presenta, come pure le precedenti, è ottenuta dall'analisi dei dati prodotti nell'88-89, in assenza del rivelatore di vertice.

Per determinare la sezione d'urto di produzione di quark b, si utilizzano i campioni di J/ψ e ψ' selezionati secondo i criteri descritti nel paragrafo 2.2.

Le frazioni di ψ provenienti dal decadimento di mesoni B sono state calcolate utilizzando tre metodi diversi. Per due di questi si suppone che la produzione diretta di J/ψ e ψ' sia trascurabile; è stato infatti assunto che l'unico meccanismo di produzione di ψ' fosse quello dovuto a decadimento di mesoni B, mentre per le J/ψ che anche i decadimenti di χ_c potessero concorrere alla produzione.

Metodo 1 È stato calcolato il rapporto, R, tra il numero di B^\pm ricostruiti nel canale esclusivo $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ e il numero di B che decadono in $J/\psi X$ secondo la formula:

$$R = \frac{\text{BR}(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm) \epsilon(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm)}{\text{BR}(B^\pm \rightarrow J/\psi X) \epsilon(B^\pm \rightarrow J/\psi X)}$$

Il numero totale di J/ψ provenienti da B è dato da:

$$N_{\psi(B)} = \frac{N_{B^\pm}}{\epsilon_{B^\pm} \langle R \rangle R_{B^\pm}}$$

dove è ϵ_{B^\pm} l'efficienza di ricostruzione di B^\pm e R_{B^\pm} la frazione di mesoni carichi in mesoni B. Si è determinato dunque che:

$$F_B = \frac{N_{\psi(B)}}{N_{\psi}^{\text{tot}}} = 0.83 \pm 0.43$$

dove N_{ψ}^{tot} è il numero totale di J/ψ selezionate con gli stessi tagli usati per il campione di B^\pm .

Metodo 2 Sono stati selezionati due campioni di J/ψ e ψ' attraverso il decadimento in $\mu^+\mu^-$ con gli stessi tagli di Pt per ciascun muone ($Pt > 3 \text{ GeV}/c$).

Dalla relazione:

$$\frac{F_B \langle N_{J/\psi} \rangle}{N_{\psi'}} = \frac{\text{BR}(B^\pm \rightarrow J/\psi X) \epsilon_{J/\psi X}}{\text{BR}(B^\pm \rightarrow \psi' X) \epsilon_{\psi' X}}$$

dove $\epsilon_{J/\psi X}$ e $\epsilon_{\psi' X}$ sono le efficienze calcolate attraverso il montecarlo, si è ricavato che $F_B = 0.70 \pm 0.33$.

Metodo 3 Attraverso l'analisi del decadimento $\chi_c \rightarrow J/\psi \gamma$ descritto nel paragrafo 2.3 si è calcolato che la frazione di J/ψ da χ vale:

$$F_\chi = \frac{N_\chi}{\epsilon_\chi \langle N_{J/\psi} \rangle} = 0.29 \pm 0.10$$

dove ϵ_χ è l'efficienza nella ricostruzione della χ_c data la J/ψ . Ne consegue quindi che $F_B = 0.71 \pm 0.24$.

La media pesata di questi tre valori è $F_B = 0.73 \pm 0.18$.

Date le notevoli incertezze, sia di ordine statistico che sistematico, nella valutazione di questa frazione, il risultato non è mai stato utilizzato nel calcolo della sezione d'urto.

Nella tabella 2.2 sono riportati i valori della sezione d'urto di produzione di quark b misurati da CDF. Nella figura 2.3 sono rappresentati gli stessi valori ai quali sono inoltre state sovrapposte le due linee continue che delimitano la regione prevista dai modelli di QCD perturbativa [1]. Si può osservare che soprattutto per bassi valori di P_t , vi è un evidente disaccordo tra dati sperimentali e previsioni teoriche.

Va infine notato che la frazione di ψ e ψ' da decadimento di B (F_B) usata in questo grafico è stata stimata in base ad un modello simile a quello descritto nel primo capitolo, senza includere però il contributo delle ψ e ψ' prodotte direttamente.

Lo studio del medesimo canale, effettuato sulla base dei dati raccolti nel 92-93 dopo l'inserimento del rivelatore di vertice (SVX), conduce ad una misura della frazione, sia delle J/ψ che delle ψ' , indipendente da ogni modello e marcatamente inferiore. Questo fatto induce a ritenere la produzione diretta di J/ψ e ψ' molto più rilevante di quanto precedentemente supposto.

Tab. 2.2

Tipo di misura	$P_{t_{\min}}(GeV/c)$	Sezione d'urto (nb)
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^+$ con $P_{t_b}=15-23 GeV/c$	15	1010 ± 270
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^+$ con $P_{t_b}=23-32 GeV/c$	23	168 ± 43
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^+$ con $P_{t_b} > 32 GeV/c$	32	37 ± 10
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow e^- \nu D^0 X$	19	436 ± 157
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \mu^+$ con $P_{t_b}=12-17 GeV/c$	12	$(3.83 \pm 0.58) \times 10^3$
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \mu^+$ con $P_{t_b}=17-22 GeV/c$	17	$(0.54 \pm 0.15) \times 10^3$
$p\bar{p} \rightarrow B^+ \rightarrow J/\psi K^+$	9	$(6.1 \pm 3.1) \times 10^3$
$p\bar{p} \rightarrow B^0 \rightarrow J/\psi K^{0*}$	11.5	$(3.8 \pm 2.2) \times 10^3$
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow J/\psi X$ con $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	8.5	$(18.9 \pm 4.8) \times 10^3$
$p\bar{p} \rightarrow b \rightarrow \psi' X$ con $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$	8.5	$(10.5 \pm 5.0) \times 10^3$

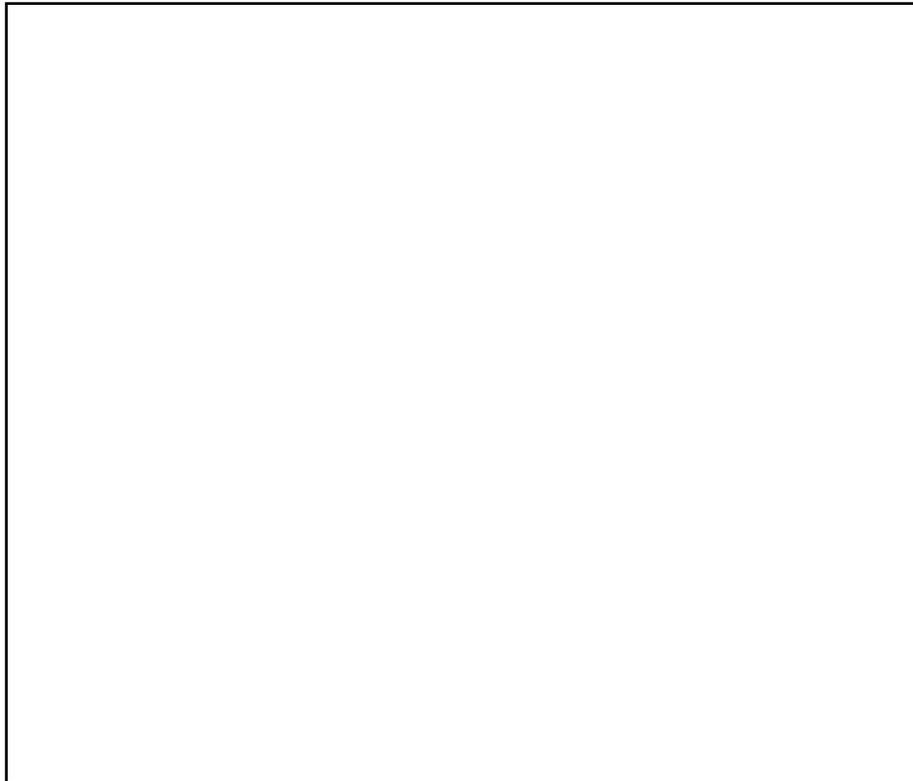


Fig. 2.3 Sezione d'urto di produzione di quark b a CDF.

CAPITOLO 3

L'apparato sperimentale

3.1 Il Tevatron

Il "Tevatron Collider" al Fermilab è un acceleratore che induce collisioni di protoni e antiprotoni all'energia del centro di massa di 1.8 TeV .

Fino al 1992 CDF (Collider Detector al Fermilab) è stato il maggiore rivelatore in funzione presso il "Tevatron". Con il "Run 1.a" (1992-1993) è stato attivato anche un altro grande rivelatore, D0.

Lo schema del "Collider" è riportato in fig. 3.1.

Il "Tevatron" è un sincrotone a magneti superconduttori installato nello stesso tunnel del vecchio acceleratore a magneti convenzionali, "Main Ring".

I protoni acquistano un'energia di 900 GeV attraverso una serie di passaggi successivi. Una sorgente di H^- fornisce gli ioni che vengono accelerati prima a 750 33KeV da un acceleratore elettrostatico (Cockroft-Walton), poi fino a 200 MeV in un LINAC. All'uscita di questo vengono strappati dallo ione i due elettroni, ottenendo il fascio di protoni.

Questi vengono quindi iniettati nel "Booster" che li porta a 8 GeV e poi nel "Main Ring" che li accelera a 150 GeV.

Su un bersaglio di Tungsteno viene fatto incidere un fascio di protoni, estratto dal "Main Ring" a 120 GeV per la produzione di antiprotoni. Questi sono focalizzati in un fascio attraverso una lente al Litio e iniettati nel "Debuncher" e nel "Accumulator". Qui la dispersione in momento del fascio viene ridotta per raffreddamento stocastico e gli antiprotoni possono essere accumulati fino ad ottenere una densità di circa 10^{10} antiprotoni per pacchetto.

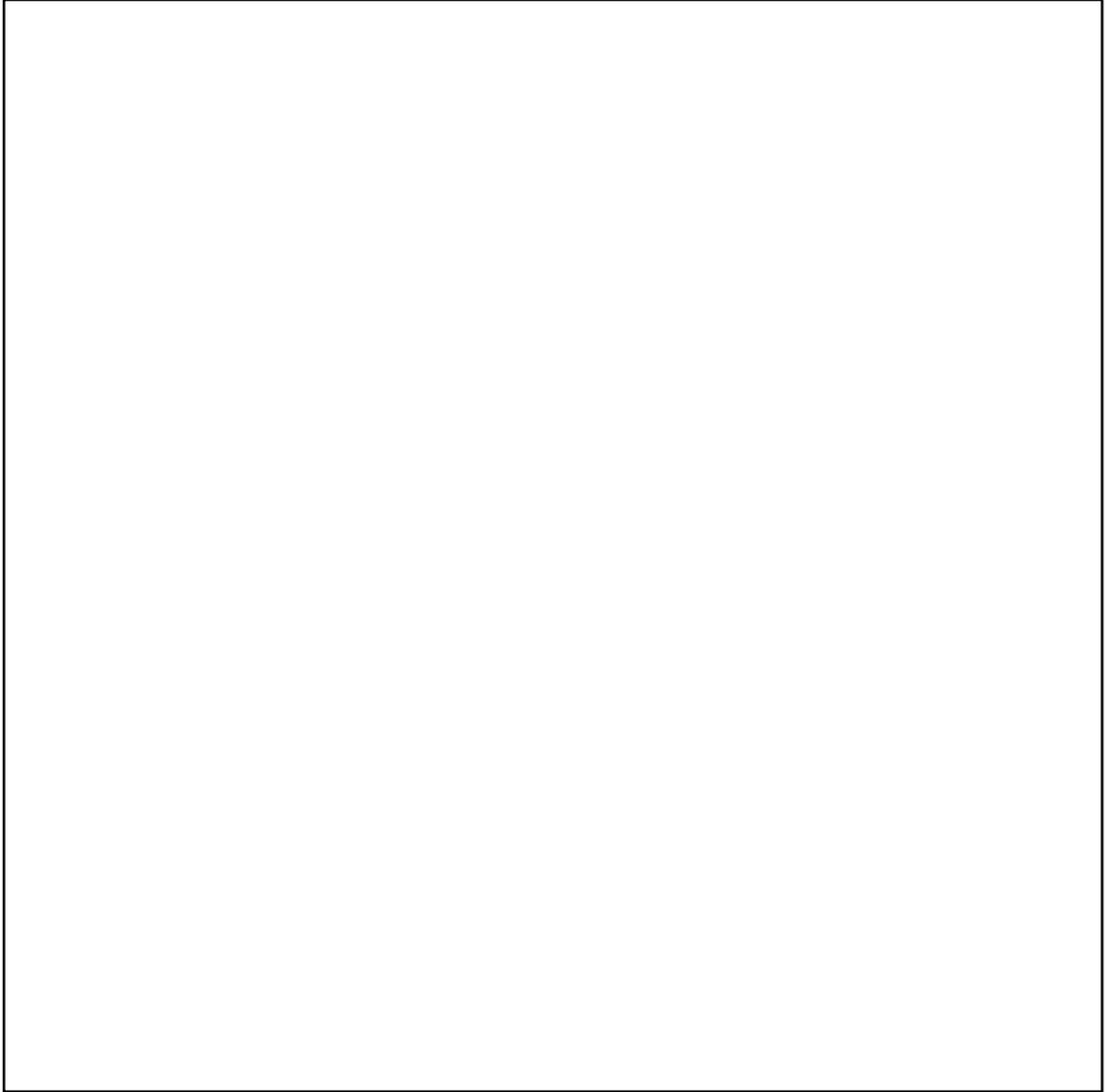


Fig. 3.1 II Tevatron

Durante l'iniezione i pacchetti di protoni e antiprotoni vengono trasferiti nel "Tevatron" per essere accelerati da 150 *GeV* a 900 *GeV* ruotando contemporaneamente e in senso opposto. L'intervallo di tempo tra due collisioni di pacchetti successivi è di circa 3.5 μ s.

In un Collider il parametro più importante, oltre all'energia nel centro di massa, è la luminosità L .

Essa è definita dalla seguente relazione:

$$3.1) \quad N = \sigma \cdot L$$

Dove N è il numero di eventi nell'unità di tempo e σ è la sezione d'urto di produzione.

Nel caso di un acceleratore in cui le particelle vengano distribuite in pacchetti e non uniformemente lungo l'anello, la luminosità può essere espressa in buona approssimazione come:

$$3.2) \quad L = \frac{N_p \cdot N_{\bar{p}} \cdot B \cdot v}{4\pi \cdot \sigma^2}$$

Dove:

N_p : è il numero di protoni per pacchetto ($12 \cdot 10^{10}$)

$N_{\bar{p}}$: è il numero di antiprotoni per pacchetto ($4 \cdot 10^{10}$)

B : è il numero totale di pacchetti

v : è la frequenza di rivoluzione dell'acceleratore (50 KHz)

σ : è la dimensione trasversa del pacchetto

Nel "Run" appena terminato è stata raggiunta una luminosità che presentava un valore di picco di $9 \times 10^{30} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ed un valore medio di circa $3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

La luminosità effettiva integrata dall'esperimento CDF è stata di circa 22 pb^{-1} .

3.2 CDF (Collider Detector at Fermilab)

CDF [15] è un rivelatore a simmetria assiale posto nel punto di interazione del "Tevatron" B0; il peso complessivo dello strumento è di circa 5000 tonnellate.

Obiettivo principale del rivelatore è quello di misurare l'energia e l'impulso di particelle prodotte nella regione di interazione e di identificare i leptoni. A questo scopo CDF adotta sia un sistema di tracciatura immerso in un campo magnetico, sia un sistema di calorimetri a campionamento posti all'esterno delle camere centrali oltre ad una complessa struttura di camere per il riconoscimento dei μ .

Una schema complessivo della regione centrale ($|\eta| < 3$) è mostrato in Fig. 3.2.

Il sistema di coordinate adottato per CDF è così definito: l'asse z è posto lungo la direzione del fascio dei protoni; l'asse x è posto orizzontalmente verso l'esterno dell'anello; l'asse y è posto verticalmente verso l'alto; l'asse polare θ viene misurato rispetto all'asse z; l'angolo azimutale ϕ viene misurato nel piano trasverso xy ed è uguale a 0 sull'asse positivo delle x; r indica la distanza radiale nel piano trasverso xy.

Il rivelatore è diviso in tre parti: due spettrometri, uno orientato in avanti e l'altro all'indietro che coprono la regione angolare $2^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ e $170^\circ \leq \theta \leq 178^\circ$ ed un rivelatore centrale che copre la zona $10^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$.

Dal momento che la produzione di interazioni adroniche ad alta energia è distribuita piuttosto uniformemente in rapidità ed angolo azimutale, per il rivelatore si è optato in favore di una configurazione cilindrica segmentata quasi uniformemente in angolo azimutale ϕ e pseudorapidità $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

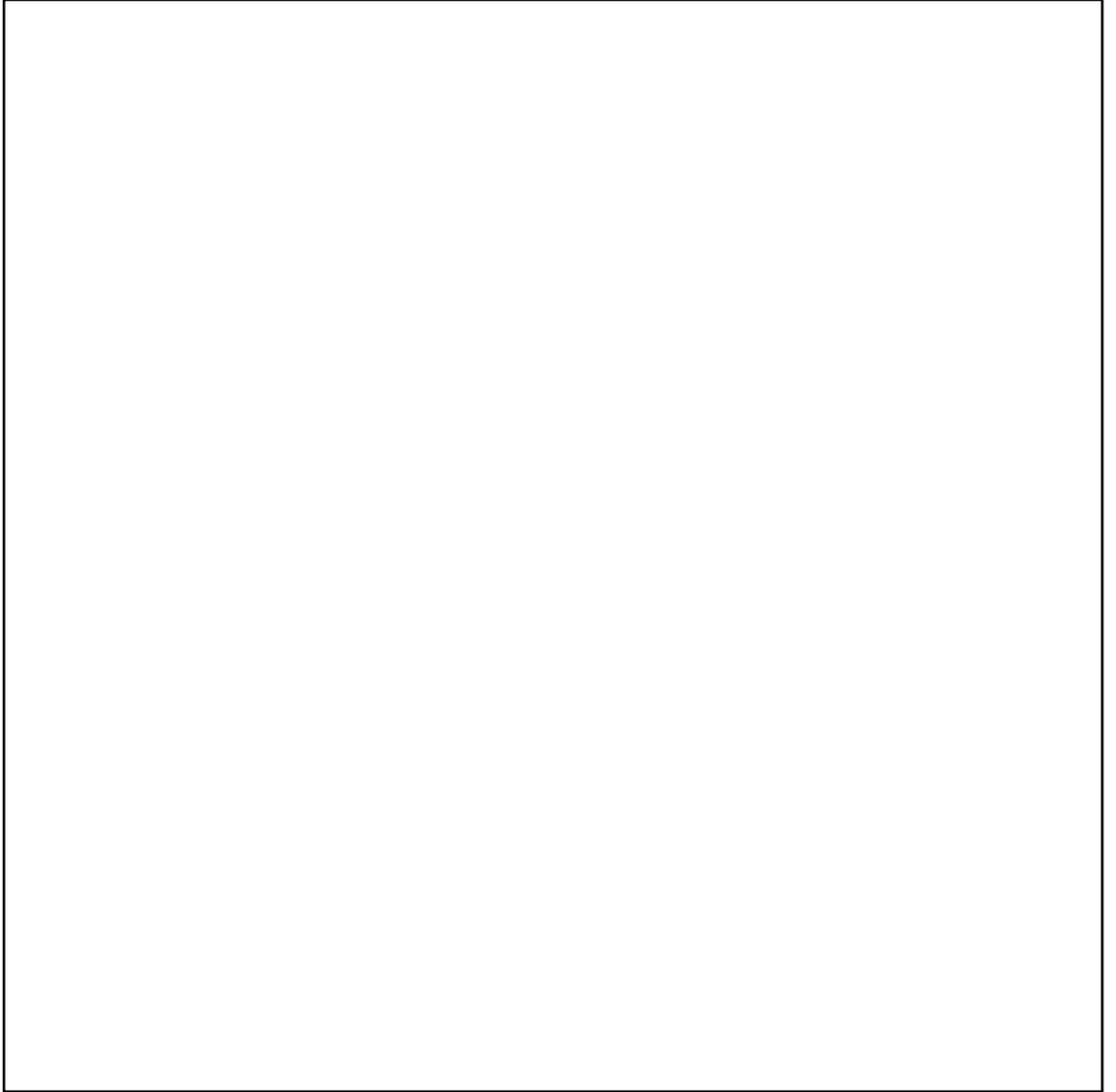


Fig. 3.2 Rivelatori centrali di CDF.

In conclusione, una particella, proveniente dalla zona di interazione, incontra in successione i seguenti rivelatori: il sistema di tracciamento, i calorimetri, le camere dei μ .

3.2.1 Il sistema di tracciamento

L'impulso delle particelle cariche viene misurato dalla curvatura delle tracce prodotta da un campo magnetico assiale $B \sim 1.5$ T generato da un solenoide superconduttore. Il magnete, di forma cilindrica, ha un diametro di 3 m e una lunghezza di 5 m ed è posto intorno al punto nominale di interazione tra protoni ed antiprotoni con l'asse parallelo alla direzione del fascio.

Il valore dell'impulso trasverso è dato da:

$$3.3) \quad P_t = 0.3 e B r$$

dove e è la carica della particella espressa in unità di carica dell'elettrone; P_t è l'impulso trasverso espresso in GeV/c ; B è il campo magnetico espresso in Tesla; r è il raggio di curvatura espresso in metri.

La ricostruzione delle tracce in CDF è eseguita da tre rivelatori. In prossimità della regione di interazione si trova il "Silicon Vertex Detector" (SVX) [20,21] intorno al quale si dispone la "Vertex Tracking Chamber" (VTX) [18] che è a sua volta inserita nella "Central Tracking Chamber" (CTC) la quale occupa gran parte del volume delimitato dal magnete.

Vediamo ora la struttura di VTX e CTC, mentre quella di SVX sarà trattata separatamente nel paragrafo successivo.

VTX (Fig. 3.3) Si tratta di una camera a deriva (Time Projection Chamber) costituita da 28 moduli a simmetria ottagonale che coprono interamente la regione

$|\eta| \leq 3.5$. La VTX fornisce una ricostruzione tridimensionale delle tracce : 8412 fili disposti tangenzialmente nei moduli ricostruiscono la traccia nelle coordinate r-z; l'informazione in ϕ è invece ottenuta tramite la rotazione alternata dei moduli di 11.3° attorno all'asse z.

Essa svolge l'importante funzione di restituire la posizione tridimensionale del vertice primario d'interazione con una risoluzione di 0.5 mm.

CTC (Fig. 3.4) La "Central Tracking Chamber" è una camera a deriva di forma cilindrica molto estesa (raggio 1.3 m, lunghezza 3.2 m) la quale fornisce, con una buona risoluzione, la posizione e l'impulso di particelle cariche che attraversano la regione $|\eta| \leq 1.2$. La CTC è costituita da 84 file circolari di fili sensibili raggruppati in 9 strati di due tipi diversi:

1) 5 strati assiali di 12 file ciascuno che forniscono l'informazione sul piano r- ϕ con una risoluzione di 200 μm .

2) 4 strati "stereo" di 6 file ciascuno inclinati alternativamente di $\pm 3^\circ$ rispetto alla direzione del fascio. Questi quattro strati determinano la coordinata z delle tracce con una risoluzione di $0.2 \text{ mm} / \sin 3^\circ = 4 \text{ mm}$.

Lo strato presenta una struttura radiale inclinata di 45° allo scopo di mantenere le traiettorie degli elettroni di deriva approssimativamente azimutali in presenza del campo magnetico. Il tempo massimo di deriva è di 800 ns ($v_{\text{deriva}} \sim 50 \mu\text{m/s}$).

La risoluzione in impulso della CTC è $\sigma_{p_t}/p_t \sim 0.002 \times p_t$ dove p_t è misurata in GeV/c .

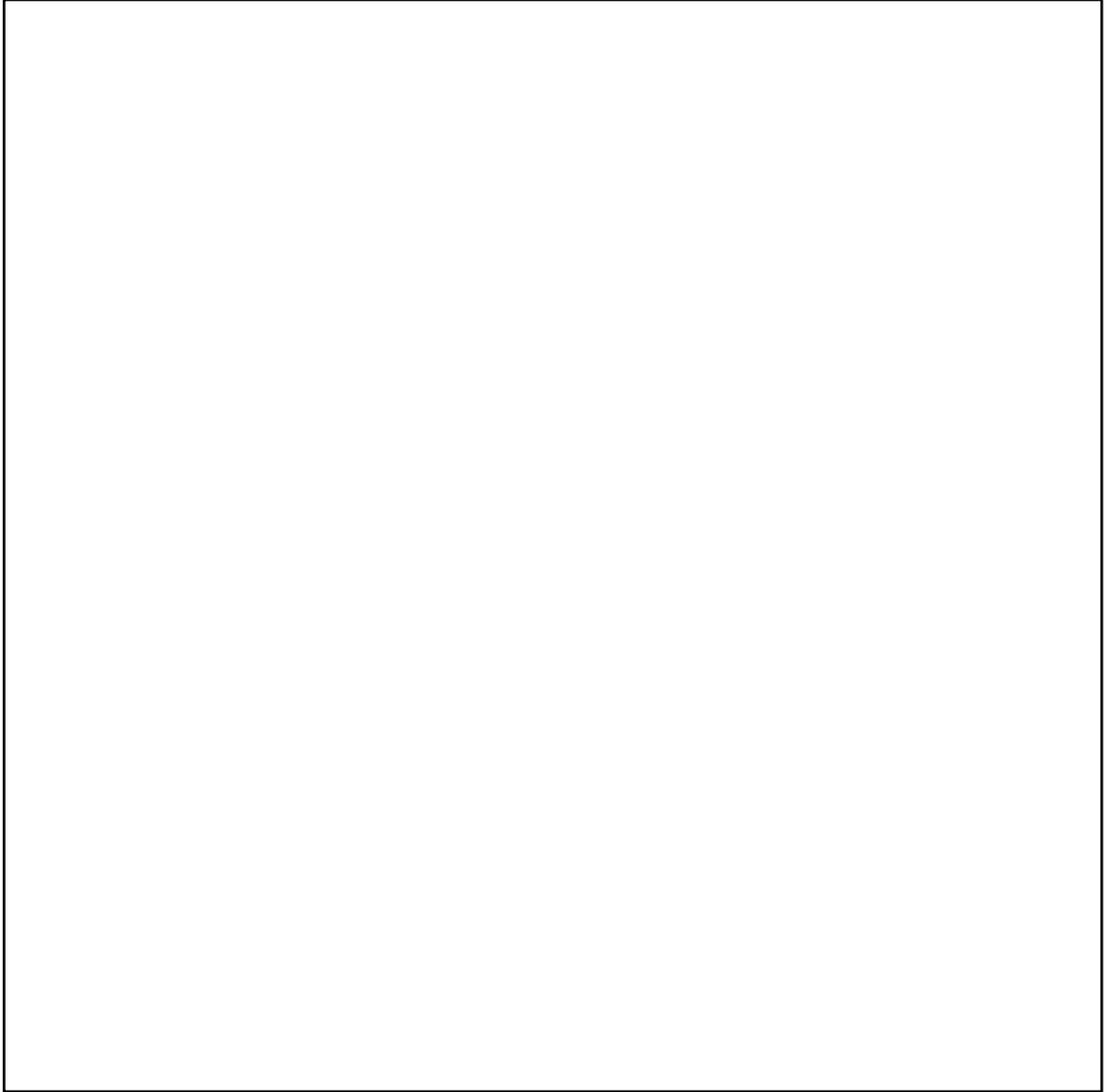


Fig. 3.3 Due moduli della VTX.

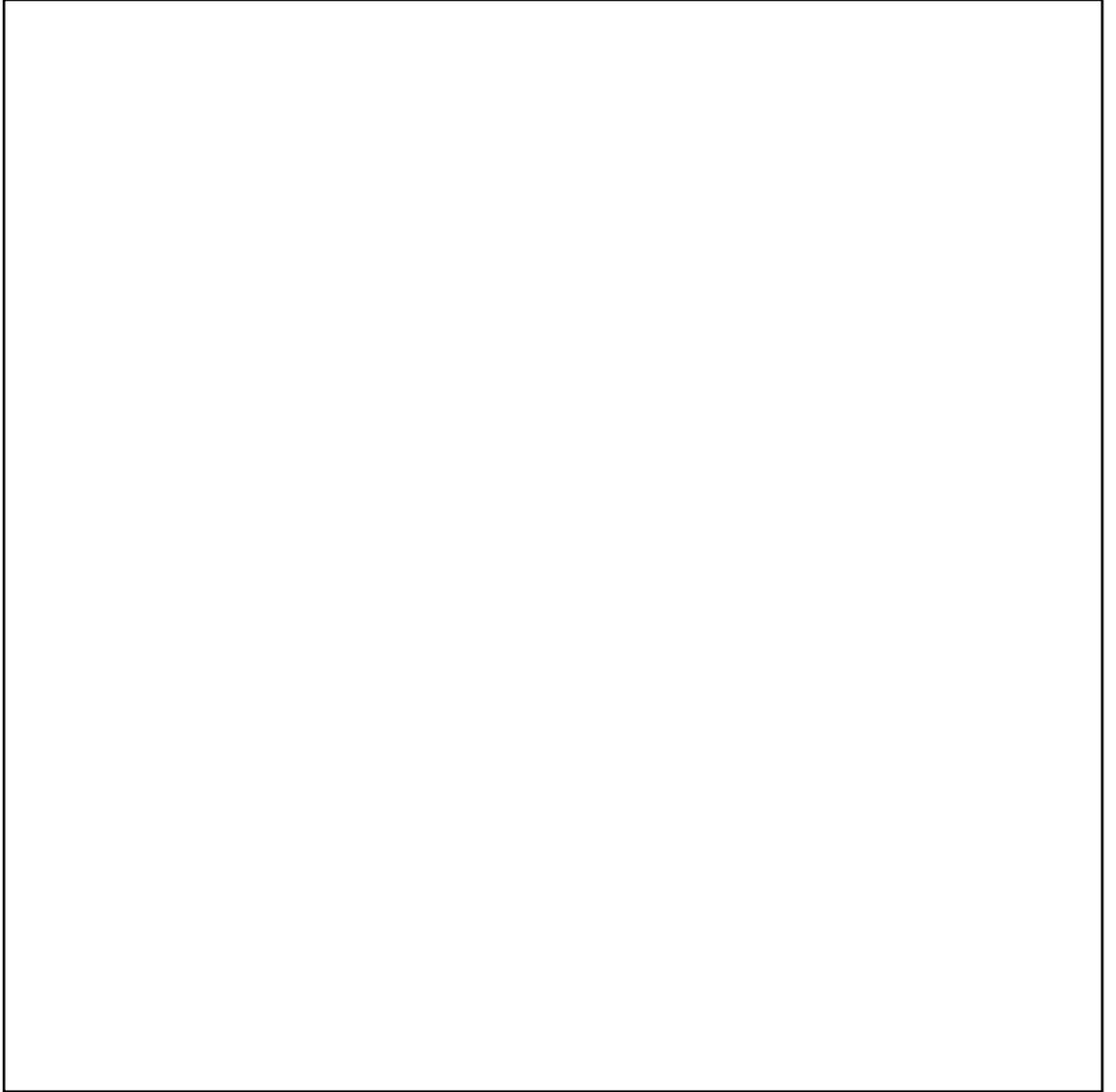


Fig. 3.4 Camera centrale di tracciamento (CTC).

3.2.2 Il rivelatore di vertice SVX

Compito del rivelatore di vertice è misurare la posizione delle particelle prodotte nelle collisioni, ricostruendo le tracce provenienti dalla zona di interazione con un'accuratezza tale da permettere la distinzione di vertici secondari posti a distanze non inferiori a $10\text{-}20\mu\text{m}$ dal vertice primario [21]. Questo è di particolare importanza per il riconoscimento di tracce provenienti dal decadimento di particelle con vite medie dell'ordine di $10^{-12}/10^{-13}$ s. La tecnologia usata per la costruzione di questo rivelatore è quella dei rivelatori a "microstrips" di Silicio.

Nella Fig. 3.5 viene mostrata la struttura di un modulo di SVX. Il rivelatore è collocato con il suo centro nel punto nominale di interazione a B0. Esso consiste di due moduli a forma di dodecaedro posti l'uno di fronte all'altro con gli assi coincidenti tra di loro e con la direzione del fascio. Ogni modulo, lungo 25.5 cm, è costituito da quattro strati di rivelatori con "microstrip" parallele al fascio.

Poiché la regione di interazione si estende longitudinalmente attorno al punto nominale di B0 con una σ di circa 30 cm, l'accettanza geometrica dell'SVX è pari a circa il 60%.

Le tracce vengono ricostruite in due dimensioni nel piano $r\text{-}\phi$ mentre non si ha alcuna informazione su z . Tutti i cristalli di Silicio sono lunghi 8.5 cm e spessi $300\ \mu\text{m}$, mentre larghezza, raggio, numero di "strips" e loro passo variano a seconda degli strati. I valori sono riportati in tabella 3.1.

Tab. 3.1

strato	larghezza in μm	zona attiva in μm	raggio in μm	passo in μm	canali
0	16040	15300	29899	60	256
1	23720	22980	30660	60	384
2	31400	30660	57022	60	512
3	42925	42185	78508	55	768

Si noti che il raggio del primo strato è di soli 3 centimetri, e ciò è importante per avere una buona risoluzione sul parametro di impatto delle tracce.

I rivelatori sono connessi elettricamente l'uno all'altro a gruppi di tre lungo la direzione del fascio, formando quella che viene definita una *ladder* (Fig.3.5).

Il numero totale di *ladders* è quindi di $12 \text{ facce} \times 4 \text{ strati} \times 2 \text{ moduli} = 96$.

La lettura delle informazioni delle *ladders* viene eseguita da chip di 128 canali ciascuno all'interno dei quali sono integrate funzioni sia analogiche che digitali. Ogni canale ha un amplificatore di carica ad alto guadagno a cui fa seguito una serie di circuiti digitali che supervisionano la lettura dei segnali.

Il sistema di lettura impiegato è di tipo *sparse data scan*, cioè vengono lette le altezze di impulso dei canali che superano una certa soglia prefissata come pure quella dei canali immediatamente adiacenti, oltre ai loro indirizzi codificati in forma digitale.

In questo modo, per ogni evento, si legge soltanto una frazione limitata di canali in un tempo di lettura che non supera i 3 ms nonostante i suoi 46080 canali complessivi.

La misura dell'altezza di impulso di ogni canale sopra soglia e di quelli adiacenti permette di calcolare il baricentro di carica e di individuare la posizione dell'hit con una maggiore precisione.

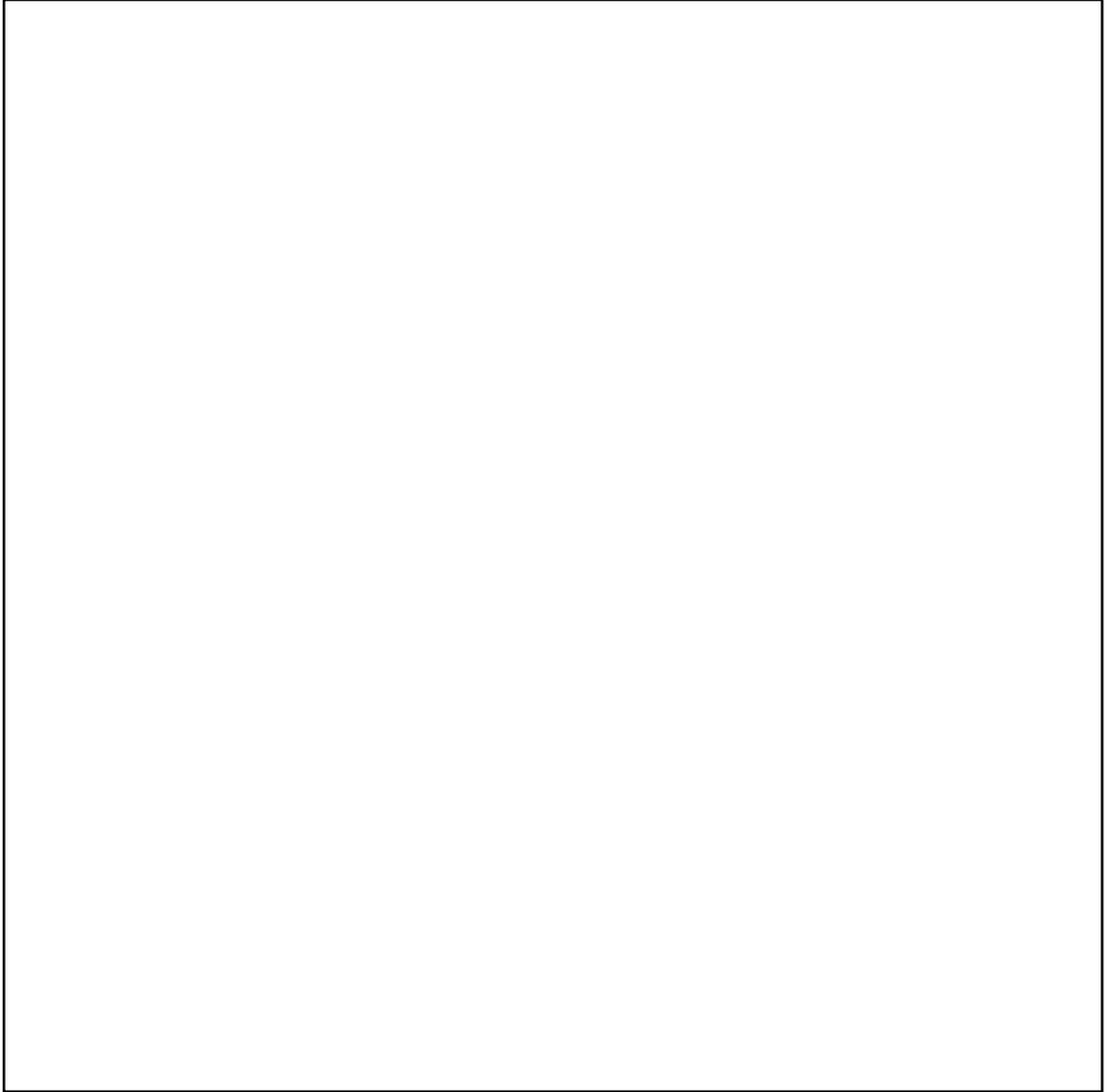


Fig. 3.5 Vista di un modulo dell'SVX

Uno studio sull'energia rilasciata dalle particelle cariche in un singolo strato dell'SVX ha mostrato una tipica distribuzione di Landau con il valore più probabile a circa 110 conteggi di ADC (~ 20000 elettroni) corrispondente ad un rapporto segnale rumore di 9:1.

La massa dell'SVX è stata mantenuta il più bassa possibile, sia per ridurre l'effetto dello "scattering" multiplo, il quale peggiora la risoluzione qualora si misuri la posizione di tracce di particelle a basso impulso, sia per diminuire il numero di interazioni adroniche e conversioni di fotoni.

L'intero sistema SVX, compresi i cavi, i tubi di raffreddamento e l'elettronica, corrisponde al 3% di una lunghezza di e stata associata a quella della CTC: l'algoritmo di ricostruzione aggiunge ad una traccia individuata nella CTC un "hit" alla volta. Il processo iterativo comincia cercando tra gli "hits" sullo strato più esterno dell'SVX. Ad ogni passaggio ad uno strato più interno, viene eseguito nuovamente il "fit" della traccia aggiungendo ai parametri della matrice degli errori un termine relativo allo "scattering" multiplo. In definitiva, vengono quindi registrate tracce con almeno due "hits" nell'SVX.

Sebbene l'allineamento delle singole componenti dell'SVX sia stato curato con la massima attenzione in fase di costruzione, è stato necessario procedere al riallineamento utilizzando i fit delle tracce. Tale procedura si articola in due parti: nella prima fase i due moduli vengono trattati come corpi rigidi indipendenti e allineati alla CTC (allineamento globale). A tale scopo si richiede che ogni modulo misuri una posizione del fascio compatibile con quella determinata utilizzando la sola informazione della CTC e ottimizzando la continuità in ϕ tra le tracce nella CTC e quelle dell'SVX. Nella seconda fase le "ladders" vengono allineate tra di loro utilizzando tracce ricostruite nel solo SVX (allineamento interno).

In Fig. 3.6 viene mostrata la distribuzione dei residui, cioè delle distanze tra gli "hits" ed i punti in cui la traccia ricostruita interseca le "ladders" prima e dopo aver operato le correzioni per l'allineamento interno.

Con un semplice montecarlo si può verificare che la larghezza della distribuzione dei residui corrisponde ad una risoluzione spaziale di 13 μm .

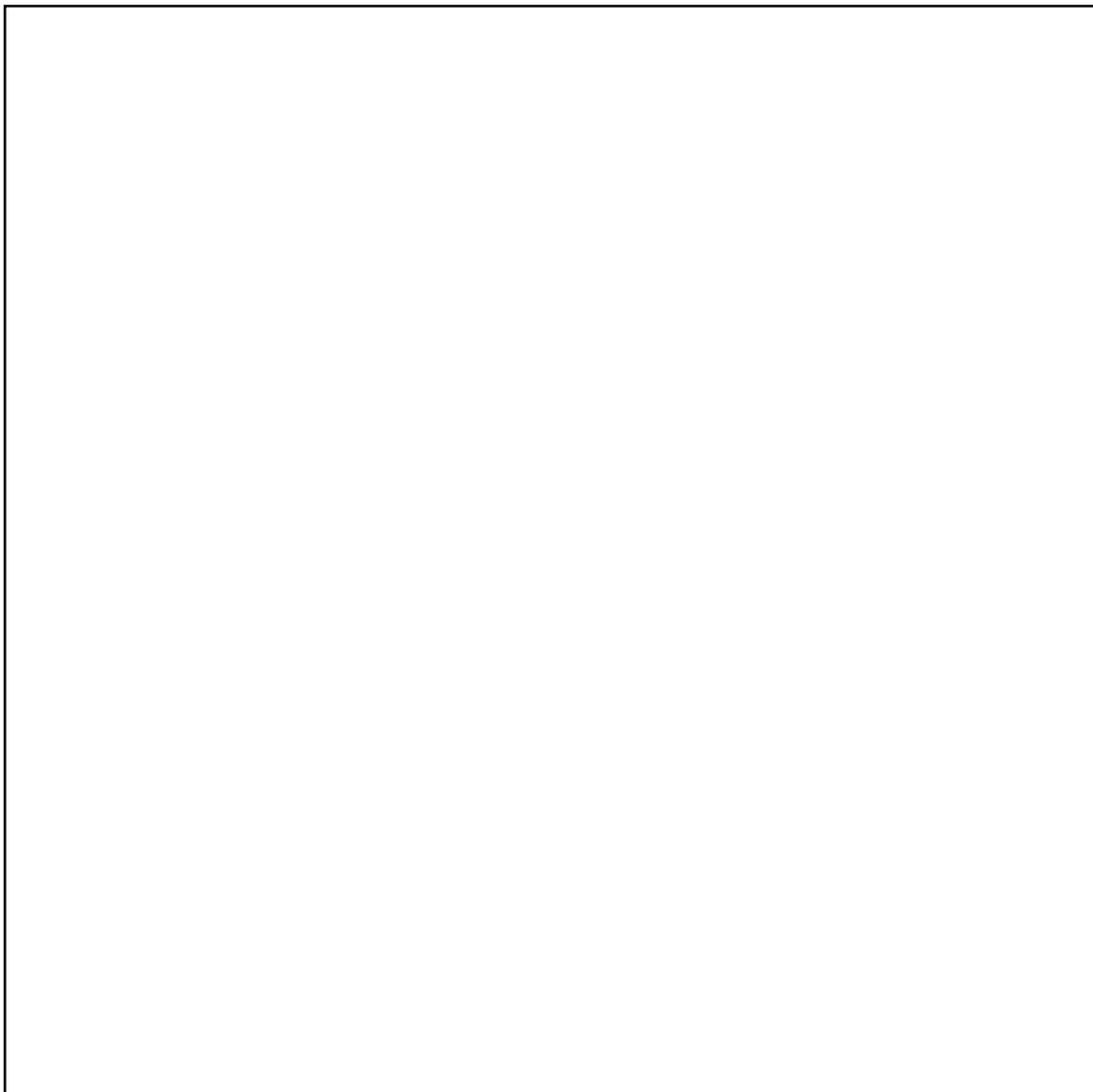


Fig. 3.5 Distribuzione dei residui prima e dopo le correzioni dell'allineamento.

3.2.3 Calorimetria

A seconda dell'angolo polare coperto in CDF, la calorimetria è suddivisa in tre regioni (*Central, End-plug, Forward*) che complessivamente coprono ± 4 unità di rapidità e l'intero angolo 2π in ϕ [15].

Tutti i calorimetri hanno una geometria a torri proiettive; ogni torre è un elemento di angolo solido visto dalla regione di interazione. La segmentazione delle torri è tale che i getti interessino normalmente più di una torre.

Il calorimetro centrale ha simmetria cilindrica e fornisce una copertura in θ da 30° a 150° . Esso è posto immediatamente all'esterno del solenoide superconduttore. Ciascun modulo è organizzato in 24 settori lungo ϕ . Ogni settore contiene un certo numero di torri di dimensione $\Delta\eta = 0.1$ unità di rapidità e $\Delta\phi = 15^\circ$.

La parte elettromagnetica (CEM) è costituita da scintillatori alternati ad assorbitori di piombo per complessivi $\approx 20 X_0$ (lunghezza di radiazione).

Nella parte adronica (CHA) gli scintillatori sono invece intercalati da lastre di ferro. Il calorimetro centrale fornisce per ogni torre una misura per il CEM ed una per il CHA. Inoltre dal CEM si ricava una misura ad alta risoluzione del profilo dello sciame grazie ad una camera proporzionale posta in ogni torre a $6 X_0$ in corrispondenza del massimo sviluppo dello sciame.

Una descrizione riassuntiva dei calorimetri impiegati a CDF è illustrata alla Fig. 3.7.

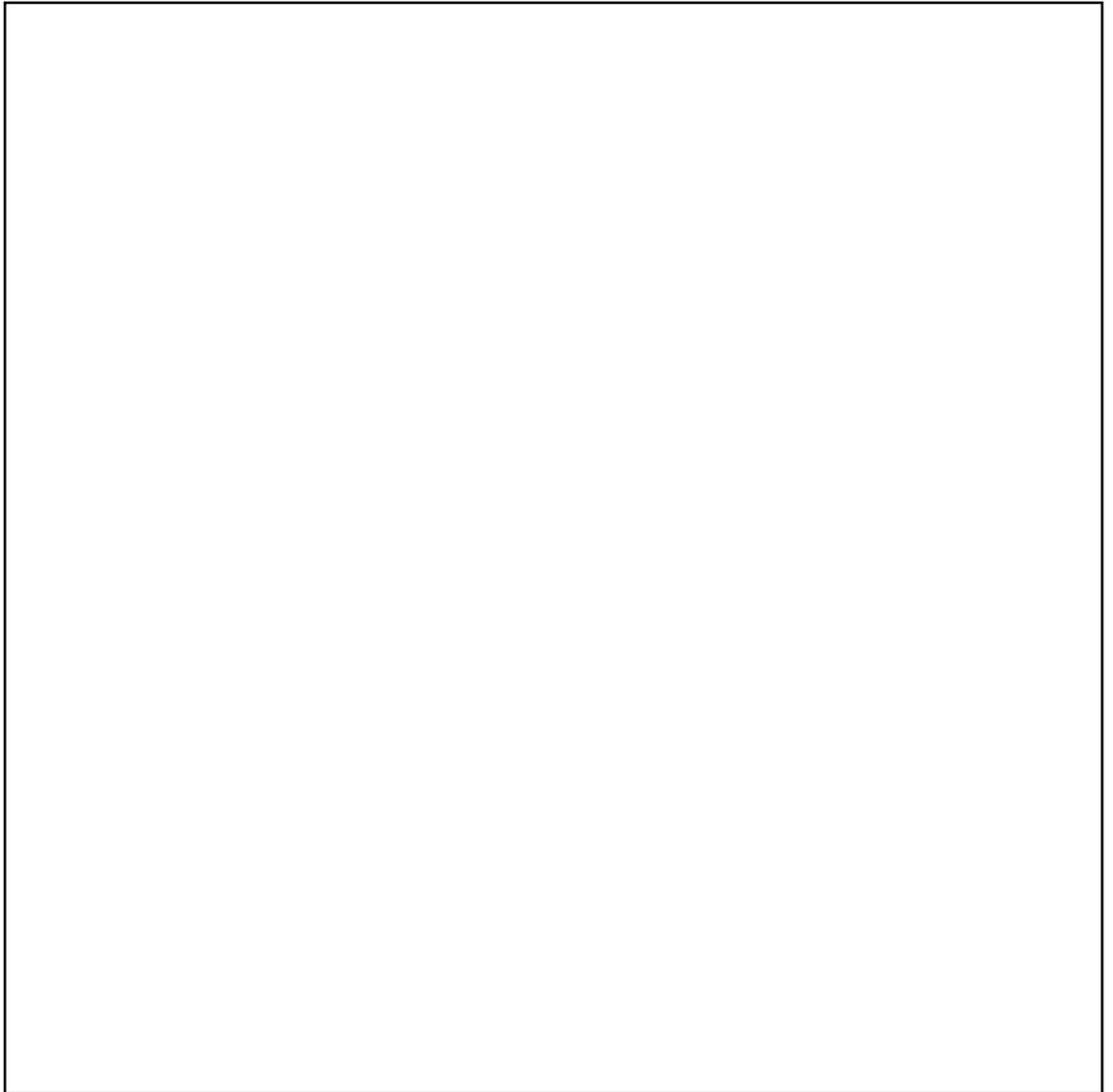


Fig. 3.7 Caratteristiche dei calorimetri di CDF

3.2.4 Il rivelatore di muoni

Il rivelatore centrale di muoni (CMU) è un sistema di camere a deriva formato da 48 moduli posti all'esterno dei settori del calorimetro adronico. Alla Fig. 3.8 viene mostrata la disposizione dei moduli rispetto al calorimetro centrale.

Ogni modulo è costituito da quattro piani di camere a deriva rettangolari segmentati in ϕ in tre torri di 4.2° ciascuna. Le camere misurano quattro punti della traiettoria di una particella con una precisione di $250 \mu\text{m}$, usando l'informazione fornita dal tempo di deriva. La coordinata z viene misurata con una risoluzione di 1.2 mm utilizzando la divisione di carica. Nel complesso il sistema centrale di rivelazione di muoni copre l'84% della regione angolare $56^\circ < \theta < 124^\circ$, che corrisponde a $|\eta| < 0.7$ unità di rapidità. L'efficienza di rivelazione dei muoni per il CMU cresce con l'impulso e risulta 0.93 per muoni con un impulso trasverso maggiore $3 \text{ GeV}/c$.

Nel sistema di rivelazione di muoni sono stati introdotti nuovi elementi a partire dalla campagna di presa dati 1992-93: innanzi tutto sono state inserite nuove camere di μ (CMP), che coprono circa il 70 % in ϕ e l'87% in θ della geometria del CMU, e posizionate ad una distanza maggiore dal calorimetro dietro ad uno strato addizionale di acciaio spesso 60 cm . Per i pioni questo strato d'acciaio corrisponde a circa tre lunghezze di interazione, e ciò contribuisce ad abbassare il flusso di π che ciò nonostante riescono a raggiungere le camere (*Punch through*) di un fattore $e^{-3} \approx 1/20$. Inoltre sono state installate nuove camere in avanti (CMX) che estendono la copertura geometrica fino a valori di $41^\circ < \theta < 55^\circ$. Con l'introduzione del CMX l'accettanza per i dimuoni è incrementata di un fattore 4.

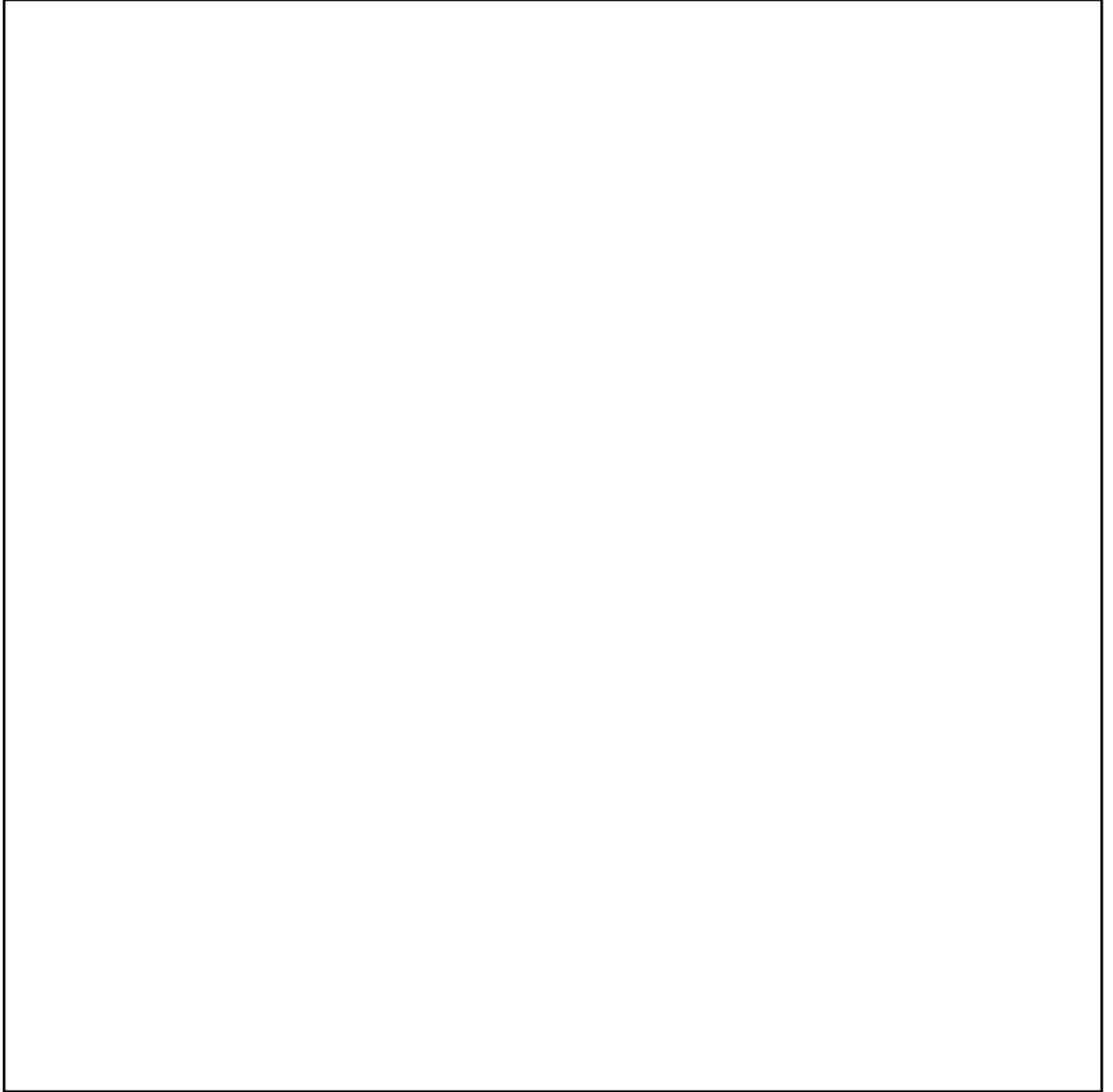


Fig. 3.8 Disposizione dei moduli delle camere centrali dei muoni

3.2.5 Il trigger

Il trigger di CDF si sviluppa su tre livelli [22]; i primi due sono costituiti da appositi dispositivi elettronici, mentre il terzo è formato da un codice software di filtraggio.

Il primo livello attua una selezione degli eventi, in tempi molto brevi, basata su informazioni provenienti dai calorimetri e dalle camere dei μ ; il secondo invece è composto da molteplici sottosistemi che compiono selezioni separate a seconda del campione prescelto; il terzo, infine, esegue un'analisi preliminare dei dati raccolti dai primi due livelli.

Data la complessità del trigger di CDF, in questa sede ci limiteremo a descrivere gli algoritmi di selezione del campione utilizzato per quest'analisi.

Il periodo intercorrente tra due interazioni successive al "Tevatron" è di circa 3.3 μ s; il primo livello utilizza un tempo minore per prendere la propria decisione.

Il trigger di primo livello per la selezione di coppie di muoni richiede che siano presenti nell'evento due tronconi di tracce in due torri distinte delle camere di μ , questo implica un taglio sull'impulso trasverso delle tracce di 1.5 GeV/c , che è il valore dell'impulso trasverso minimo affinché un muone attraversi tutto il materiale collocato tra la zona d'interazione e le camere stesse.

Al secondo livello almeno uno dei due tronconi si associa a tracce ricostruite nella CTC con un $P_t > 2.5 GeV/c$. L'impulso delle tracce viene misurato dal CFT (Central Fast Trigger) basandosi sui tempi di deriva della carica dei fili della camera centrale.

Il terzo livello, infine, richiede che la carica dei due muoni sia opposta e che la massa invariante del sistema sia compresa tra 2.8 e 3.4 GeV/c^2 .

La Fig. 3.9 mostra il risultato del fit dell'efficienza di trigger dei primi due livelli per i muoni in funzione di P_t .

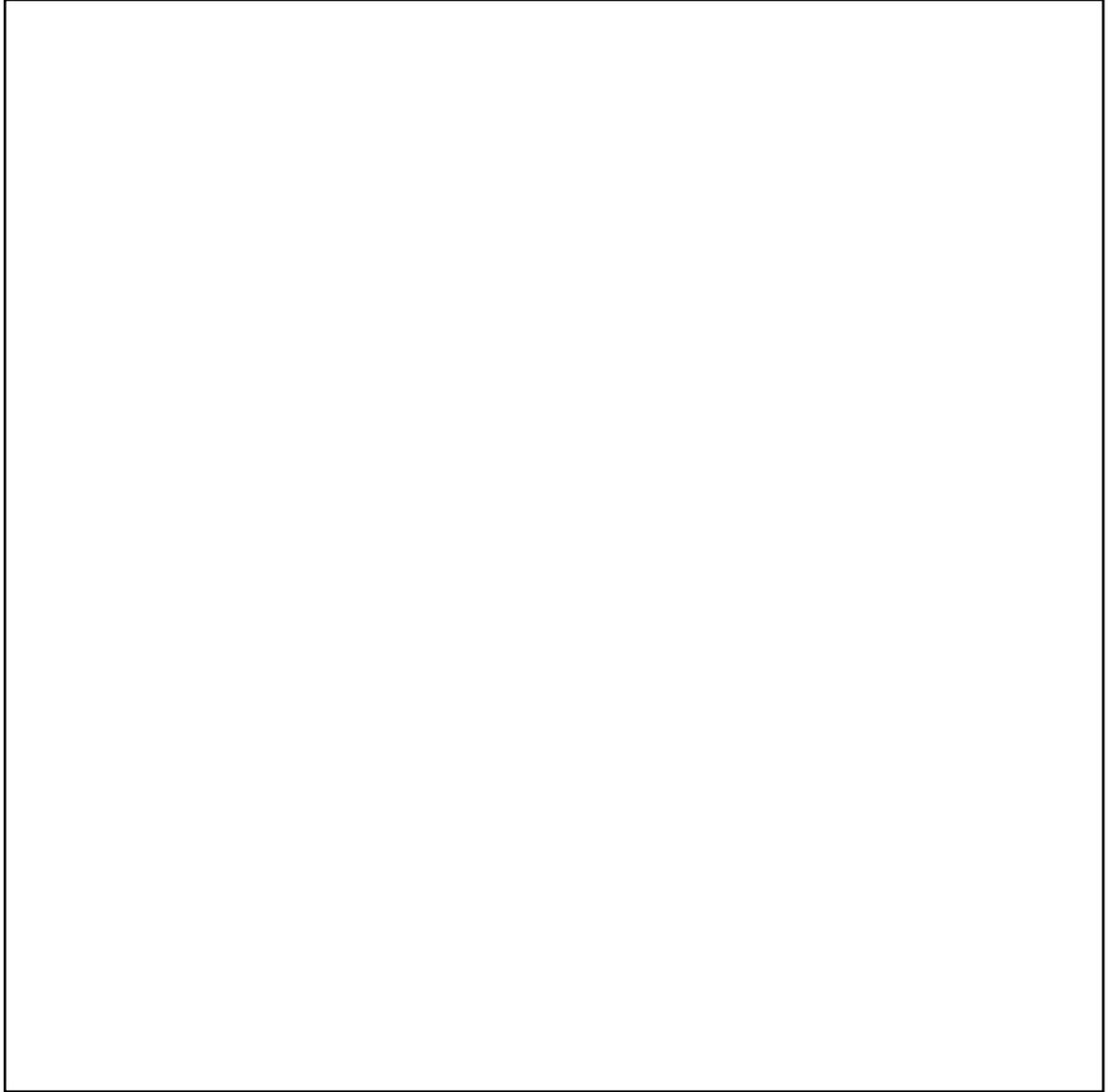


Fig. 3.9 Fit delle efficienze del trigger per il primo ed il secondo livello.

CAPITOLO 4

Caratteristiche generali sulla misura della sezione d'urto del quark b calcolata utilizzando il campione di J/ψ

In questo capitolo verranno descritti la struttura dei dati ed il metodo che hanno permesso la misura della sezione d'urto del quark b.

In un primo paragrafo viene presentato il campione di dimuoni raccolto nella campagna di presa dati del 1992-1993, mentre in un secondo paragrafo vengono introdotte tutte le variabili sperimentali che determinano la misura.

4.1 Il campione dei dati

Si tratta del campione di dati raccolto durante il "Run 1.a" [28,29], ovvero il primo dei tre periodi programmati a partire dal 1992 fin a tutto il 1995 di presa dati degli esperimenti al collider, attualmente operativi presso il Tevatron di Fermilab. In questa campagna di acquisizione CDF ha avuto l'opportunità di sperimentare per la prima volta, come descritto nel capitolo precedente, il rivelatore di vertice a microstrip di silicio SVX. Inoltre sono stati effettuati notevoli miglioramenti, rispetto alla campagna del 1988-89, nella capacità di rilevamento dei μ . Questi miglioramenti, oltre ad accrescere l'accettanza geometrica complessiva delle camere, hanno premesso di abbassare notevolmente le soglie del trigger. Questo fatto, più di ogni altro, ha permesso di raddoppiare l'efficienza rispetto alla configurazione del 1988-89 nella selezione di J/ψ , facendo guadagnare, oltre che aumentare la statistica di questo tipo di eventi, nuove informazioni a più bassi impulsi trasversi. Infatti se si considera lo spettro in Pt delle J/ψ prodotte da mesoni B, si nota che esso presenta il valore massimo intorno a $2-3 \text{ GeV}/c$, mentre la selezione effettuata nella configurazione del 1988-89 richiedeva, per problemi di soglie, J/ψ di almeno $6 \text{ GeV}/c$.

Il trigger nell'ultima configurazione [25] richiede che almeno due μ passino la selezione al livello 1, ovvero che esistano due "gambe" in due torri distinte delle camere dei μ . Le torri occupano 5° in ϕ e vanno da 0 a 0.6 e da 0 a -0.6 unità di rapidità. Questa richiesta applica un taglio implicito a $1.5 \text{ GeV}/c$ nel Pt dei μ , dovuto al fatto che le camere si trovano all'esterno dei calorimetri centrali.

Un'ulteriore richiesta prevede che almeno uno dei due μ passi il livello 2 del trigger, questo implica che il μ deve avere un impulso trasverso di almeno $2.5 \text{ GeV}/c$. La richiesta risulta quindi essere più selettiva in quanto l'algoritmo di "Central Fast Tracking" deve trovare una traccia nella camera centrale che si accoppi bene con la gamba delle camere dei μ .

Il livello 3 richiede infine che i due m siano di segno opposto e che la massa invariante del sistema rientri in una finestra che va da 2.8 a $3.3 \text{ GeV}/c^2$.

Con questo tipo di trigger sono stati raccolti alla fine del "Run" circa 70000 eventi.

A causa dell'accettanza geometrica della camera centrale di tracciatura (CTC), e soprattutto per l'accettanza delle camere centrali dei μ (CMU), il campione è stato ristretto a J/ψ con $|\eta| < 0.6$ unità di rapidità.

Il campione così scelto contiene per la maggior parte muoni provenienti dal decadimento di J/ψ , tuttavia rimane una certa percentuale di eventi in cui altre sorgenti riproducono la stessa topologia. Questi eventi hanno origine in gran parte da produzione di dimuoni da Drell-Yan, doppi decadimenti semileptonici di mesoni B, e varie combinazioni di queste sorgenti di μ a basso impulso trasverso con tracce di π , che con una certa probabilità, possono raggiungere le camere dei μ (Punch Trough). Questo fondo tuttavia si distingue da quello di J/ψ vere e proprie in quanto la distribuzione di massa invariante tende a coprire in maniera uniforme la finestra prescelta dal trigger (Fig. 4.1).

Successivamente sono stati effettuati tagli sulla qualità delle tracce in maniera da rimuovere falsi eventi introdotti da errori di tracciatura. A questo proposito si richiede che il fit tra le tracce nella camera centrale (CTC) e le tracce ricostruite

nelle camere dei μ abbia un $\chi^2 < 9$ nella direzione ortogonale al fascio e un $\chi^2 < 12$ nella direzione parallela al fascio. Viene applicato un taglio successivo in cui si richiede che esista almeno un μ con un impulso trasverso $P_t > 2.8 \text{ GeV}/c$ e l'altro con un $P_t > 2 \text{ GeV}/c$.

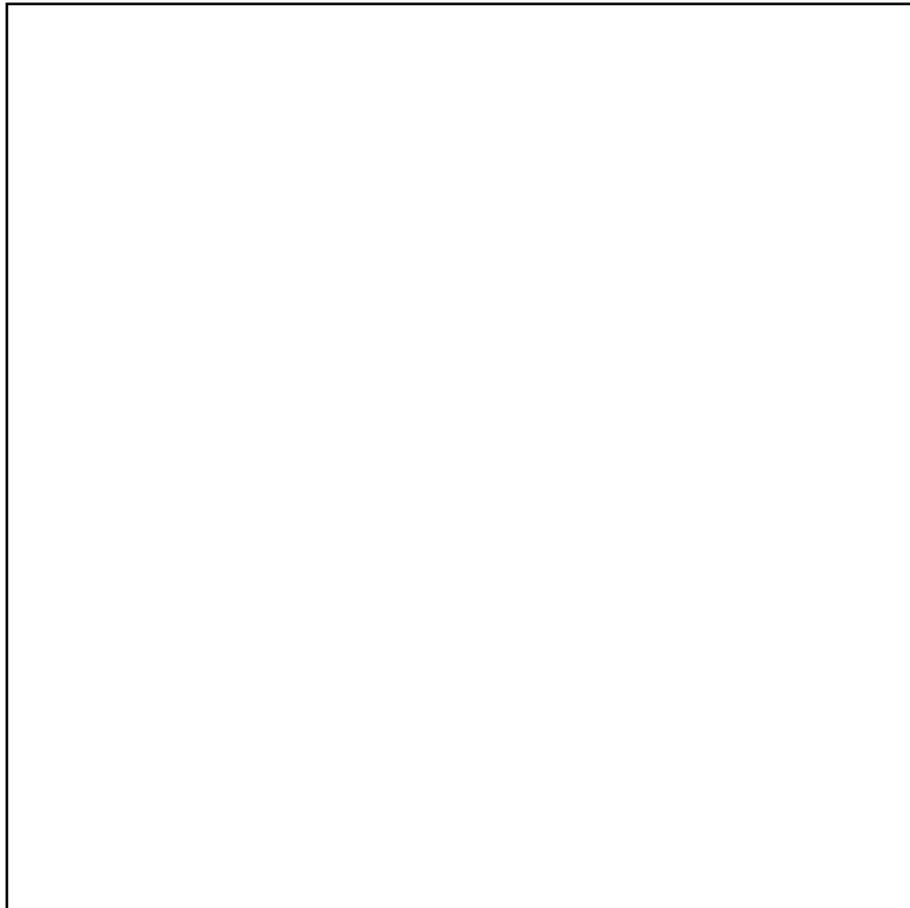


Fig. 4.1 Massa invariante delle J/ψ

Quest'ultima richiesta è molto simile ma un poco più selettiva rispetto a quella del trigger e permette di esaminare zone cinematiche dei μ dove l'efficienza del

trigger è saturata, inoltre tale richiesta ha una certa capacità di abbassare il rapporto fondo su segnale senza produrre grossi effetti sul campione di J/ψ nelle finestre cinematiche prescelte per la misura della sezione d'urto.

Come si può vedere alla figura 4.1 allo spettro in massa invariante può essere sovrapposto un "fit" di una gaussiana con una σ di $21 \text{ MeV}/c^2$ alla quale si aggiunge una retta che riproduce il fondo. Vengono quindi scelte tre regioni di $100 \text{ MeV}/c^2$, di cui una centrata intorno al valore nominale della massa della J/ψ e due nelle bande laterali:

- a) $3.046 < M(\mu^+\mu^-) < 3.146$,
- b) $2.92 < M(\mu^+\mu^-) < 3.02$,
- c) $3.172 < M(\mu^+\mu^-) < 3.272$.

Si stima quindi il numero di J/ψ come:

$$4.1) N_{J/\psi} = N_a - \frac{1}{2} (N_b + N_c)$$

Dove N_a è il numero di eventi nella regione a), N_b è il numero di eventi nella regione b) e N_c è il numero di eventi nella regione c).

E' stato contato il numero di queste particelle in varie regioni cinematiche per poter effettuare la misura della sezione d'urto dal valore minimo di P_t al valore massimo, al fine di poter confrontare i valori così ricavati con analoghe misure effettuate con metodi diversi.

4.2 Caratteristiche generali della misura

La sezione d'urto σ_{ψ_B} di J/ψ provenienti dal decadimento di mesoni B integrata da un certo $P_t = P'$, in un intervallo di rapidità $|\eta| < \eta'$, può essere scritta nel seguente modo:

$$4.2) \sigma_{\psi_B}(P_t > P', |\eta| < \eta') \times B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{1}{L} \int_{P'} \frac{dN}{dP_t} \frac{fb}{\varepsilon} dP_t$$

dove $B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ è il "Branching ratio" per il decadimento della J/ψ in due muoni, L è la luminosità integrata in base alla quale si è raccolto il nostro campione, $\frac{dN}{dP_t}$ è lo spettro in P_t delle J/ψ , fb è la frazione di J/ψ provenienti dal decadimento di mesoni B ed ε è il prodotto di tutte le efficienze e dell'accettanza angolare del detector per i decadimenti $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Generalmente fb e ε sono funzioni di P_t .

La dipendenza della frazione dall'impulso trasverso con cui vengono prodotte le ψ è dovuta essenzialmente dal fatto che i diversi processi che compongono l'intero campione contribuiscono in maniera diversa alla sezione d'urto totale. In generale si può dire che la produzione diretta di charmonio è favorita per impulsi trasversi bassi, mentre all'aumentare del P_t la produzione dovuta al decadimento del beauty diventa sempre più significativa. Questo fatto si riflette con una dipendenza di fb da P_t che è monotona crescente.

La dipendenza dell'accettanza del detector da P_t è invece dovuta alla topologia degli eventi. Gli eventi a basso impulso hanno infatti generalmente i due muoni ad un angolo relativo di apertura più alto, questo determina una minor probabilità di essere rivelati dalle camere centrali dei μ . Mano a mano che l'impulso cresce, l'accettanza, nell'intervallo di rapidità prescelto, tende ad 1. L'efficienza del trigger dipende dal P_t dei muoni in quanto la probabilità che tutti e due raggiungano le camere decresce per μ soffici.

L'integrale nella formula 4.2 tiene conto di queste dipendenze al variare dell'impulso delle J/ψ . La misura di sezione d'urto eseguita in precedenza da CDF, sfruttando il campione di dimuoni raccolti nella campagna del 1988-89, non conteneva la misura diretta della funzione $fb(P_t)$, che era stimata tramite modelli teorici. Nella campagna del 1992-93, come è stato più volte menzionato, si è introdotto il rivelatore di vertice SVX, strumento ideale per il riconoscimento dei decadimenti dei mesoni B. Mediante lo studio della lunghezza di decadimento di tutte le J/ψ che rientrano nell'accettazione geometrica del rivelatore di vertice è possibile separare la componente dovuta alla produzione diretta, che risulta distribuita secondo la funzione di risoluzione di SVX, da quella dovuta dal decadimento del beauty la cui lunghezza di decadimento risulta spostata in avanti di centinaia di micron. Questo metodo verrà descritto in maniera particolareggiata nel capitolo 6.

Al fine di separare le varie componenti all'interno dell'integrale della formula 4.2 possiamo derivare le seguenti variabili sperimentali:

$$4.3) \langle Fb \rangle_{P_t} = \frac{\int_{P'} \frac{dN}{dP_t} fb \, dP_t}{\int_{P'} \frac{dN}{dP_t} \, dP_t}$$

$$4.4) \langle \epsilon \rangle_{P_t}^{-1} = \frac{\int_{P'} \frac{dN}{dP_t} \frac{fb}{\epsilon} \, dP_t}{\int_{P'} \frac{dN}{dP_t} fb \, dP_t}$$

Con queste variabili l'integrale di 4.2 diviene:

$$4.5) \int_{P'} \frac{dN}{dPt} \frac{fb}{\epsilon} dPt = \langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1} \langle Fb \rangle_{Pt} \int_{P'} \frac{dN}{dPt} dPt$$

La variabile $\langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1}$ è l'inverso del prodotto di tutte le efficienze del detector, mentre la variabile $\langle Fb \rangle_{Pt}$ è la frazione di J/ψ da B integrata in Pt. La prima può essere ricavata da uno studio di simulazione e analisi su campioni diversi, mentre la seconda può essere misurata direttamente sul nostro campione.

CAPITOLO 5

Simulazione, studio delle efficienze e delle accettanze.

In questo capitolo si descrive la simulazione che è stata usata per lo studio delle accettanze e delle efficienze del detector [29].

In particolare sono stati analizzati la risposta del trigger e l'effetto della geometria delle camere di tracciatura sul campione finale, al variare dell'impulso trasverso delle J/ψ e dei due muoni.

5.1 Montecarlo per la produzione di $B \rightarrow J/\psi + X$ e $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

La simulazione si articola in cinque punti:

- a) generazione dello spettro in Pt e rapidità del quark b secondo i modelli di QCD
- b) generazione dell'impulso e della rapidità del quark
- c) frammentazione del quark in un adrone B
- d) decadimento del mesone in J/ψ

e) decadimento della J/ψ in $\mu^+\mu^-$

a) La dipendenza da P_t dello spettro del quark b è determinata secondo il modello descritto nel paragrafo 1.2 e calcolata con un programma Fortran [1,30].

Si sono scelti i valori dei parametri di rinormalizzazione tra quelli che sembrano essere i più naturali nell'ambito di QCD, $\Lambda_{\text{QCD}} = 215 \text{ MeV}$ e $\mu = m_T$ e quelli che meglio descrivono gli ultimi dati sperimentali prodotti da CDF nello studio della sezione d'urto, $\Lambda_{\text{QCD}} = 275 \text{ MeV}$ e $\mu = m_T/4$. Queste due coppie di valori

vengono prese come riferimento inferiore e rispettivamente superiore per la stima dell'incertezza teorica nella simulazione. In figura 5.1 vengono mostrati sovrapposti i due spettri prodotti per le due prescrizioni di Λ_{QCD} e μ .

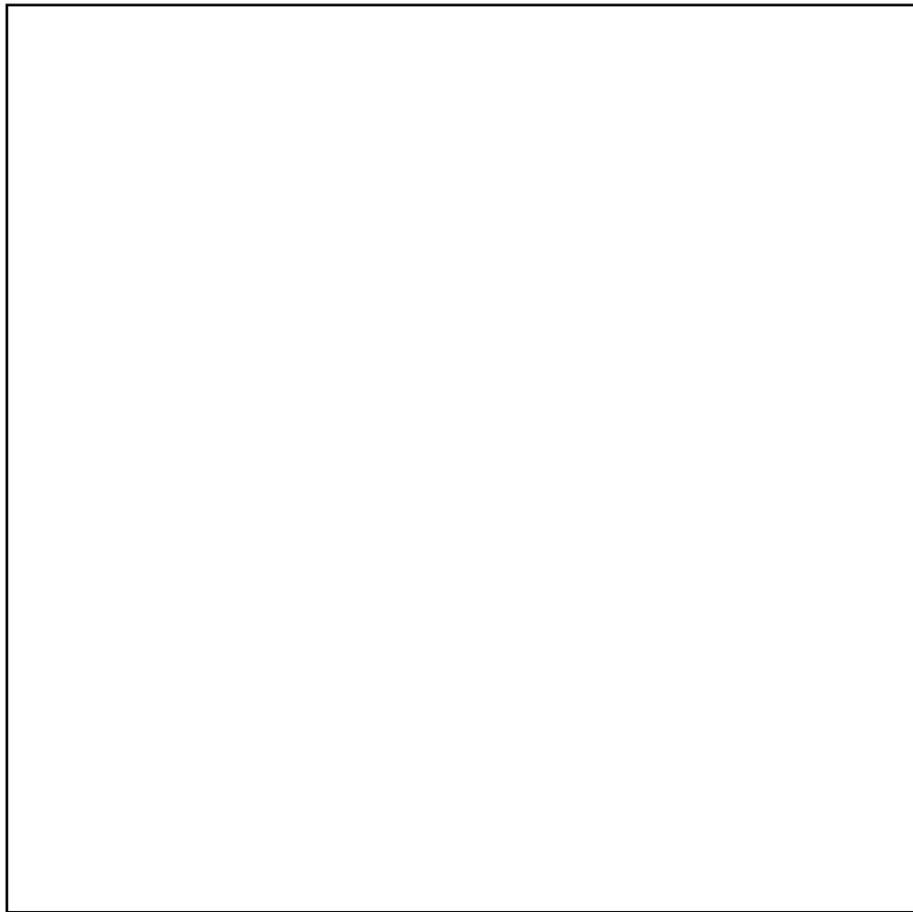


Fig. 5.1 Spettro in P_t del quark b . Vengono mostrate le distribuzioni per le due coppie di valori dei parametri di rinormalizzazione usati.

In entrambi i casi la rapidità risulta compatibile con una distribuzione piatta nella regione di accettazione del rivelatore. Tuttavia, se si spinge lo studio in una

regione di rapidità $|y| < 1$, si apprezza un piccolo effetto di decrescita. Questa distribuzione è però poco correlata all'impulso trasverso del quark e per questo è stata comunque usata, nella simulazione, una distribuzione piatta per la rapidità. La differenza osservata tra i due modelli viene stimata come errore sistematico.

b) I quark b di massa uguale a $4.75 \text{ MeV}/c^2$ vengono generati casualmente con un impulso trasverso la cui probabilità è proporzionale alle distribuzioni cinematiche sopra citate.

Inoltre, per effettuare lo studio degli effetti del trigger e della geometria di CDF, sono state prodotti quark b con uno spettro piatto tra 1 e $40 \text{ GeV}/c$ in maniera da esplorare l'efficienze per i quark ad alto P_t .

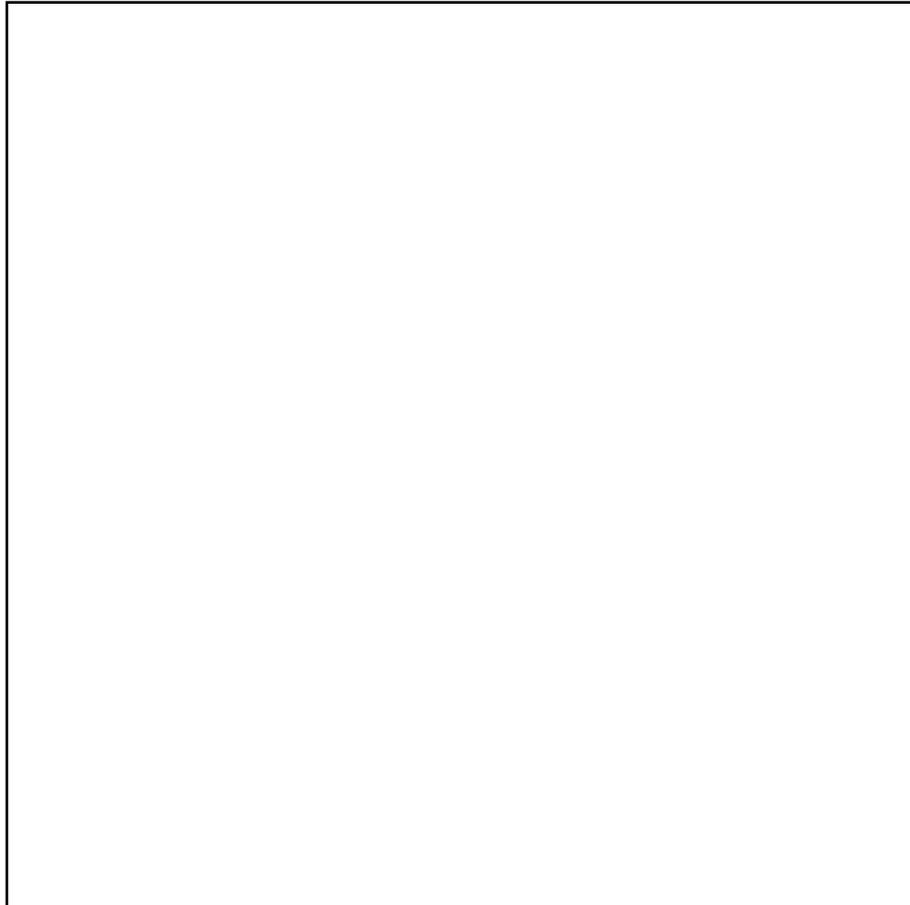


Fig. 5.2 Funzione di frammentazione di Peterson per $\epsilon_p = 0.006$

c) L'adronizzazione del quark viene eseguita utilizzando la funzione di frammentazione di Peterson con il parametro $\epsilon_p = 0.006 \pm 0.002$, in cui sono stati prodotti con la stessa probabilità mesoni B_u e mesoni B_d . L'incertezza su ϵ è stata usata per lo studio delle sistematiche correlate a questo modello. In figura 5.2 è mostrata la funzione di frammentazione di Peterson per $\epsilon_p = 0.006$.

d) Il decadimento del B si simula generando il momento della J/ψ , nel sistema di riferimento a riposo del mesone B, secondo le distribuzioni sperimentali misurate dalla collaborazione CLEO[9] (fig. 5.3) ed ARGUS[8].

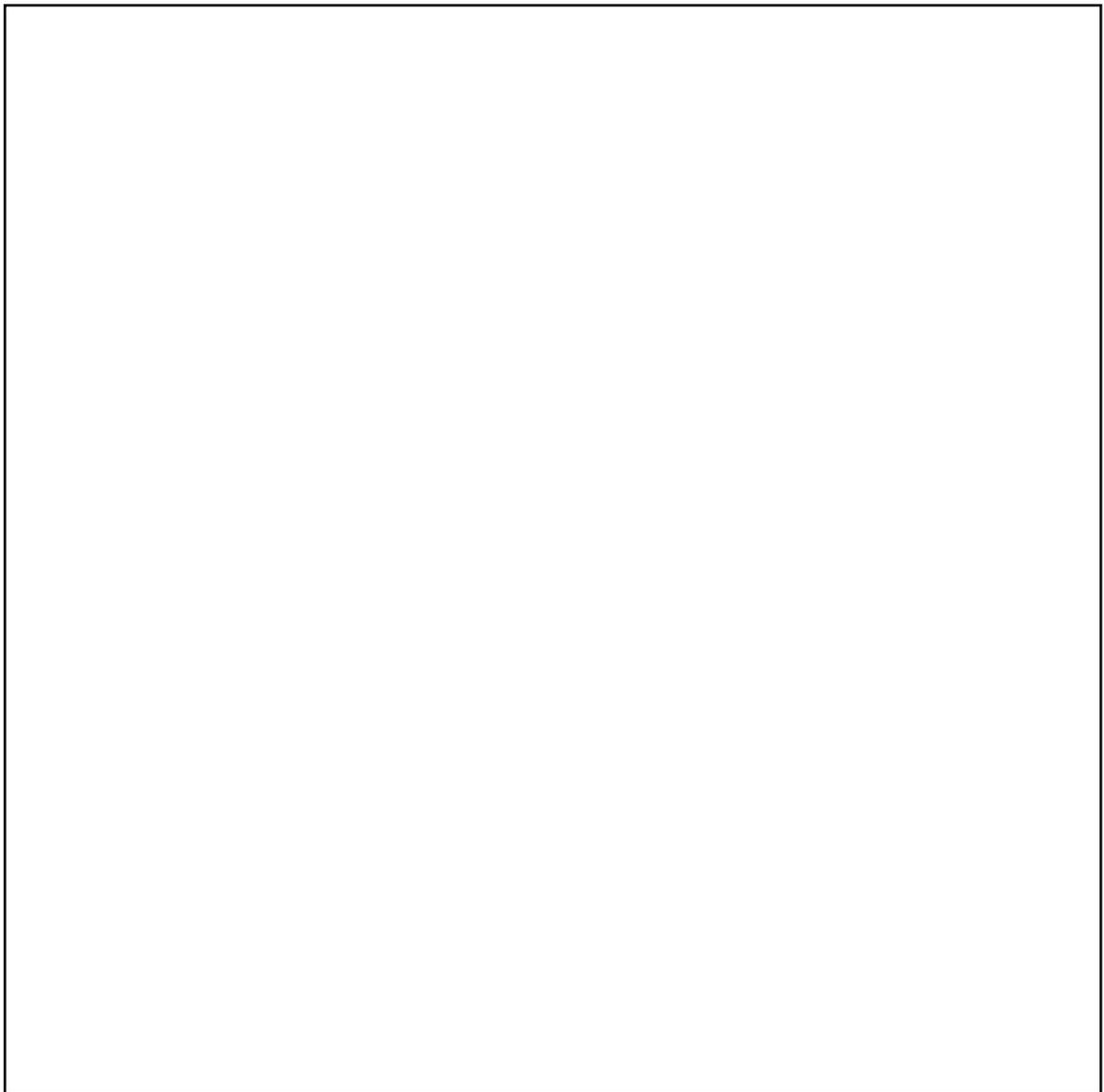


Fig. 5.3 Distribuzione del momento della J/ψ nel sistema di riferimento a riposo del B misurato dalla collaborazione CLEO.

e) Viene infine simulato il decadimento della $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ mediante un decadimento nello spazio delle fasi a due corpi. Poiché la ψ ha spin 1, parità e coniugazione di carica negative, le uniche combinazioni possibili per il sistema dei due muoni sono quelle con $S=1$ e $L=1$.

Gli studi sulla polarizzazione della J/ψ , proprietà che non è nota a priori, sono stati eseguiti scegliendo diverse combinazioni della distribuzione angolare dei muoni. Tale distribuzione nel sistema di riferimento delle ψ è proporzionale a $1+\alpha\cos^2\theta$, dove θ rappresenta l'angolo rispetto alla direzione della ψ stessa ed α può variare tra ± 1 per polarizzazioni opposte.

5.2 Montecarlo per la produzione di $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dirette.

La componente diretta è stata simulata a partire da uno spettro di J/ψ prodotte in base ai diagrammi mostrati in fig. 1.1 [1]. La componente non diretta è stata generata mediante il decadimento radiativo di χ ed il decadimento di ψ' .

L'operazione successiva è quella prevista al punto e) descritto nel paragrafo precedente. Ai due μ viene applicata la medesima simulazione del rivelatore eseguita per la componente da b.

Relativamente a questa simulazione, il montecarlo è stato prodotto essenzialmente per confrontare le frazioni relative alle componenti dirette e da decadimento di B previste dalla teoria con quelle prodotte sperimentalmente.

5.3 Studio delle accettanze geometriche.

Le accettanze geometriche sono state studiate con il Montecarlo a partire da uno spettro di produzione di quark b piatto in P_t in una regione compresa tra 0 e $40 \text{ GeV}/c$, e in $|\eta| < 0.6$ unità di pseudorapidità. In questa maniera si possono infatti esaminare, con una statistica sufficientemente elevata, anche zone ad impulso trasverso elevato.

L'accettanza geometrica è definita, per ogni bin di P_t , come il rapporto tra le ψ che rientrano all'interno delle camere dei μ e quelle totali prodotte. Le camere dei μ hanno un' accettanza angolare inferiore a quella della camera centrale (CTC) per cui, se un muone viene rilevato come tale, esso ha sicuramente la traccia nella CTC a meno di inefficienze della stessa.

Le J/ψ vengono generate con polarizzazione nulla.

Infine, un pacchetto software di ricostruzione scarta tutte le coppie di μ che si vengono a trovare nel medesimo settore delle CMU, poiché interpretate dal trigger come un unico muone.

L'accettanza viene calcolata eseguendo i tagli cinematici previsti dall'analisi proposta.

L'errore sistematico dipende totalmente dalle incertezze statistiche della simulazione e dall'incertezza sulla polarizzazione delle J/ψ . Quest'ultima è stata studiata separatamente.

La curva è stata parametrizzata con due polinomiali diverse, l'errore è stato stimato quindi dalla differenza ottenuta sulla sezione d'urto utilizzando alternativamente le due funzioni.

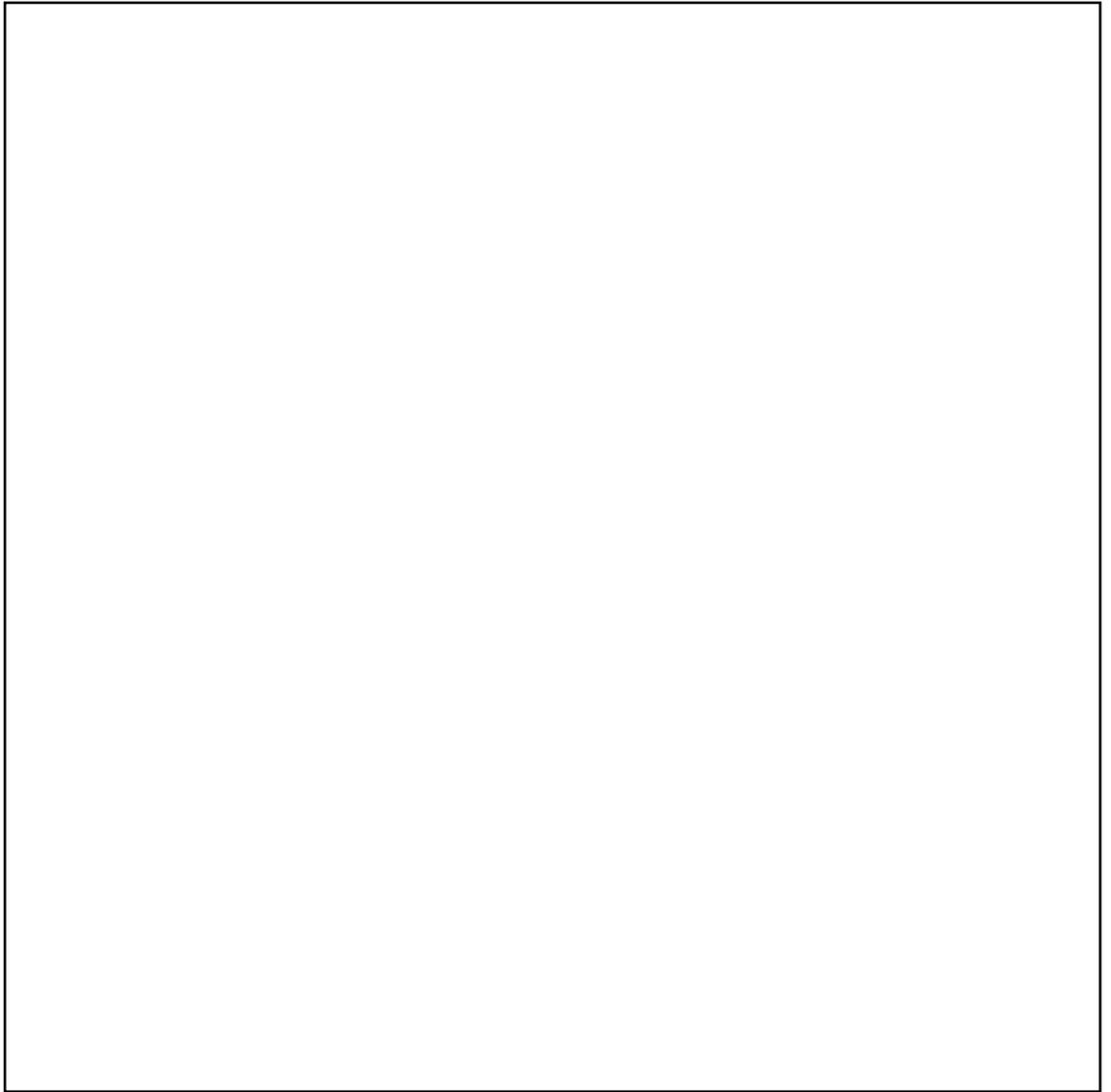


Fig. 5.4 Accettanza geometrica di CDF in funzione del Pt delle J/ψ .

5.4 Studio delle efficienze del trigger.

Come è già stato anticipato nel capitolo 3, CDF, per la campagna di presa dati 1992-1993, ha aumentato notevolmente la possibilità di rivelare muoni a più basso P_t , al fine di accrescere la statistica di eventi contenuti decadimenti di quark b e c .

Il trigger di dimuoni utilizzato nella presente analisi ha infatti migliorato la sensibilità al punto tale che la statistica, a parità di luminosità integrata raccolta, è stata aumentata di un ordine di grandezza rispetto a quella del "Run" precedente [25]. L'alta statistica e la pulizia del segnale di J/ψ produce una buona sorgente di muoni a basso P_t .

Lo studio delle efficienze di trigger è stato eseguito impiegando lo stesso campione di eventi utilizzati per la sezione d'urto, abbassando, per ovvie ragioni, i tagli sull'impulso trasverso dei μ a $1.5 \text{ GeV}/c$.

E' stata definita una regione di segnale pari a $3.0 < m_{\mu\mu} < 3.2 \text{ GeV}$ e due regioni per le bande laterali di $2.9 < m_{\mu\mu} < 3.0 \text{ GeV}$ e $3.2 < m_{\mu\mu} < 3.3 \text{ GeV}$.

L'efficienza al variare di P_t per il primo livello è stata definita come:

$$\varepsilon = \frac{P_{\psi} - P_s}{(P_{\psi} - P_s) + (F_{\psi} - F_s)}$$

Dove:

P_{ψ} : è il numero di μ che hanno asserito il bit di trigger nella regione del segnale

P_s : è il numero di μ che hanno asserito il bit di trigger nella regione delle bande laterali

F_{ψ} : è il numero di μ che non hanno asserito il bit di trigger nella regione del segnale

F_s : è il numero di μ che non hanno asserito il bit di trigger nella regione delle bande laterali

E' stato quindi eseguito un fit sulla distribuzione risultante, con la tecnica dei minimi quadrati, utilizzando una funzione che parametrizza la risposta del primo livello di trigger.

Il secondo livello richiede che un μ , riconosciuto al primo livello, debba essere accoppiato ad una traccia nella CTC. L'efficienza, una volta determinata quella del primo livello, è stata calcolata considerando che, tolto il primo μ che ha già passato il secondo livello di trigger, l'altro μ fornisce un buon campione di tracce da esaminare. Si misura infatti l'efficienza in funzione di P_t , come il numero dei secondi μ che hanno anch'essi passato il trigger di livello due diviso per il numero totale degli stessi. Anche questa distribuzione è stata parametrizzata in funzione di P_t .

I risultati dei fit per il livello 1 e 2 sono mostrati rispettivamente nelle fig. 5.5 e 5.6.

La sistematica connessa con lo studio di queste curve dipende in gran parte dalle procedure di fit e dal tipo di condizioni esterne del rivelatore. Infatti, separando i dati provenienti da "Run" diversi, è stata notata una fluttuazione complessiva del 5%.

Un'altra fonte della sistematica per il secondo livello è prodotta dai possibili errori di ricostruzione di tracce da parte del CFT (Central Fast Trigger) determinati da "hit" spuri nella camera centrale, dovuti a rumore. In definitiva si stima un errore sistematico sull'efficienza complessiva del 7%, sommando in quadratura le efficienze del primo e del secondo livello.

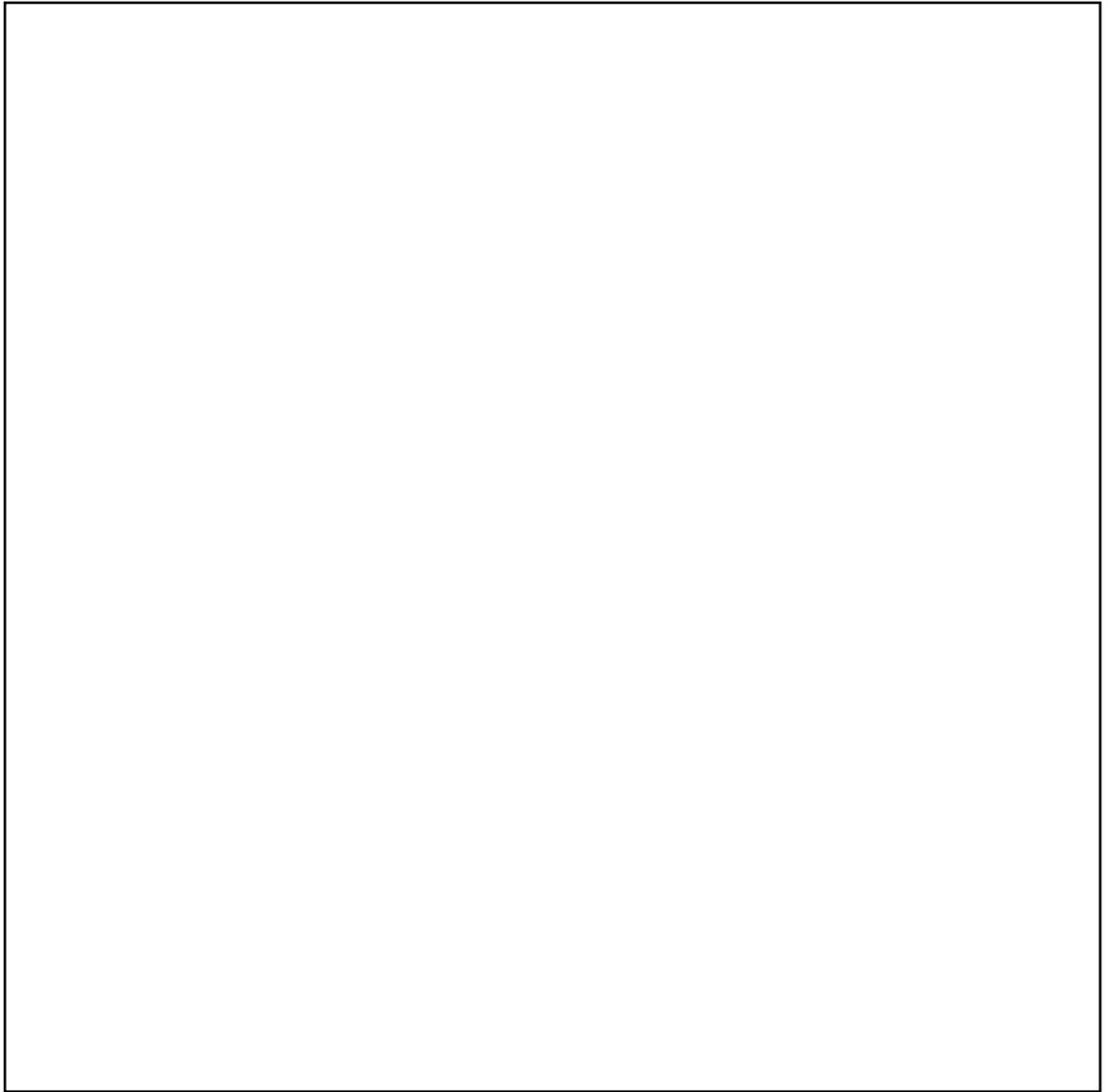


Fig. 5.5 Efficienza del primo livello di trigger per μ centrali (CMU) in funzione del Pt dei muoni.

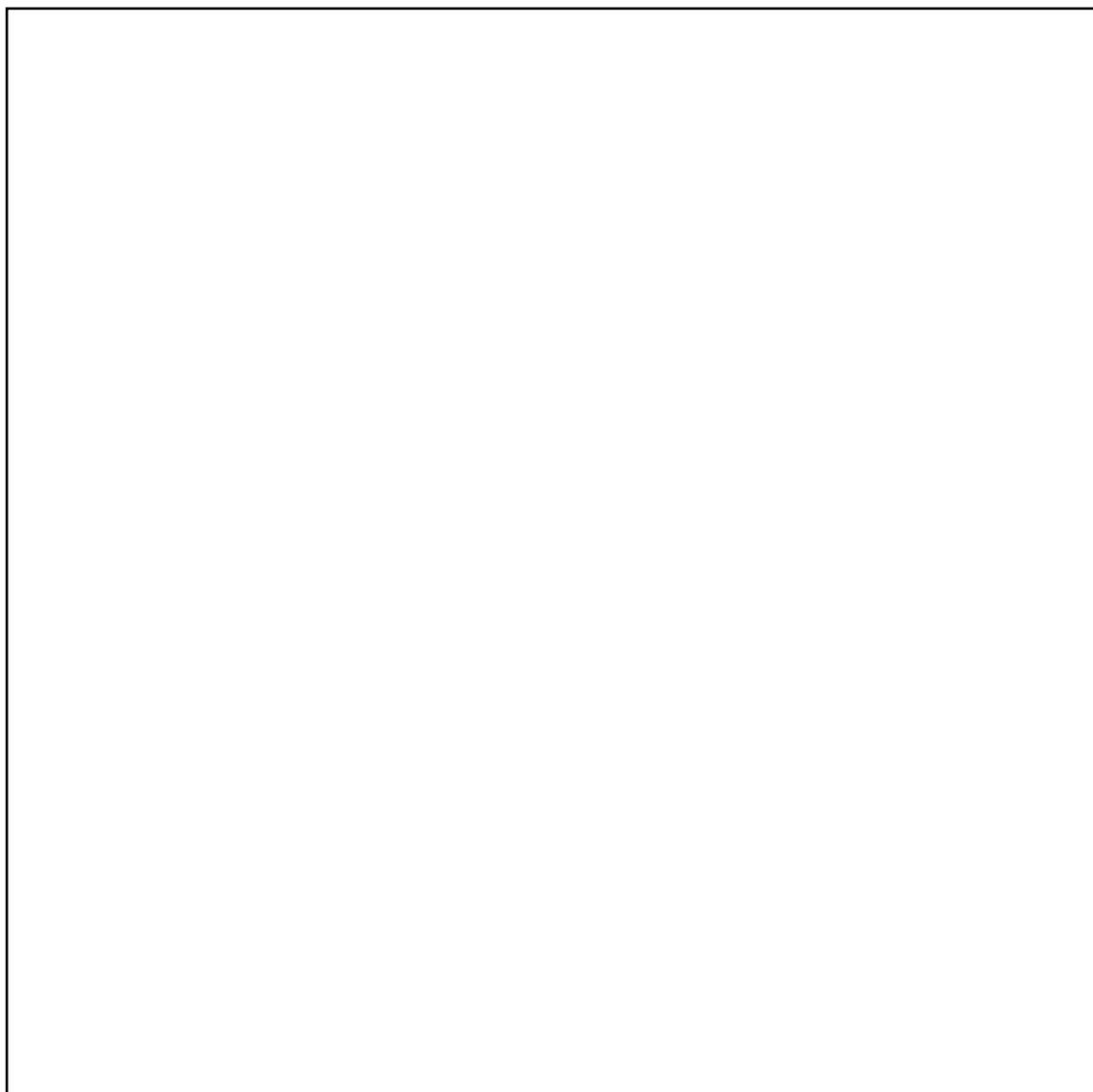


Fig. 5.6 Efficienza del secondo livello di trigger per μ centrali (CMU) in funzione del Pt dei muoni.

CAPITOLO 6

Misura della frazione di J/ψ provenienti dal decadimento di mesoni B

Uno degli aspetti più critici concernenti la misura della sezione d'urto di produzione di b consiste nella determinazione sperimentale della percentuale di ψ provenienti dal decadimento di mesoni B.

Poiché la vita media delle ψ è praticamente nulla mentre quella dei B è di circa 1.5 ps, la maniera più immediata per discriminare tra le ψ primarie e quelle prodotte dal decadimento secondario dei B è quella di misurare la distanza del vertice prodotto dalle due tracce dei muoni dal punto di interazione primario di protoni e antiprotoni. Questo sistema implica necessariamente una grande risoluzione circa la ricostruzione delle tracce; questa è ottenibile sfruttando le informazioni del rivelatore di vertice a microstrips di silicio SVX.

Esiste tuttavia la possibilità che i parametri delle tracce vengano misurati male distorcendo pericolosamente la distribuzione di lunghezza di cammino; per tale motivo si è proceduto ad effettuare la misura della frazione nel modo seguente:

in primo luogo si è misurata con precisione la vita media inclusiva dei mesoni B [26] eseguendo un fit su di un campione di dati per i quali sono stati spinti al massimo i tagli sulla qualità delle tracce, senza preoccuparsi della possibilità di modificare il rapporto relativo delle due componenti;

successivamente si è proceduto al fit sul campione intero fissando questo parametro al valore precedentemente misurato al fine di stabilizzarne la misura [28].

6.1 La variabile *pseudo- τ*

Il processo della misura della vita media e della frazione passa attraverso la definizione di una variabile che è stata chiamata *pseudo- τ* .

Tale variabile è una distanza ricavabile dalla lunghezza di decadimento di ogni evento, la quale si avvicina quanto più possibile al valore reale della vita media τ per la velocità della luce c .

Si definisce pertanto la lunghezza di decadimento trasversa (Fig. 6.1). Sia \vec{X} il vettore che punta dal vertice primario dell'interazione protone antiprotone al vertice prodotto dai due μ nel piano perpendicolare alla direzione del fascio:

$$6.1) \quad \vec{X} = \vec{x}_{\psi} - \vec{x}_{prim}$$

e sia \vec{P}_{ψ}^t il momento trasverso della J/ψ . Si definisce L_{xy} nella seguente maniera:

$$6.2) \quad L_{xy} = \frac{\vec{X} \cdot \vec{P}_{\psi}^t}{|\vec{P}_{\psi}^t|}$$

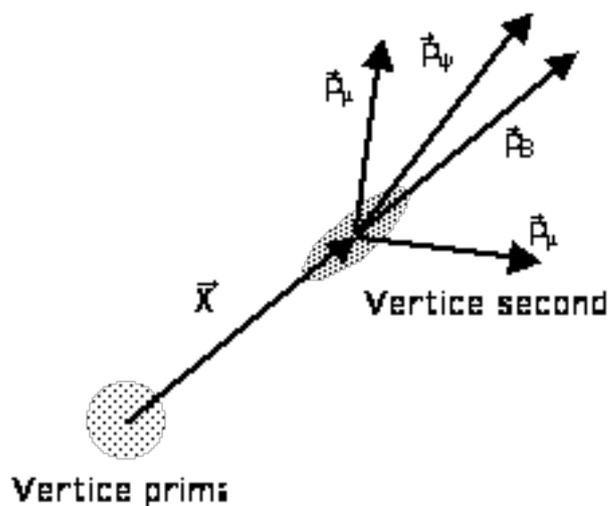


Fig. 6.1 Decadimento di un mesone B

Usando la propagazione degli errori e assumendo che il contributo principale all'errore di L_{xy} proviene dall'incertezza sulla posizione del vertice primario e del vertice secondario, si ottiene la seguente espressione per $\sigma_{L_{xy}}$:

$$6.3) \quad \sigma_{L_{xy}}^2 = \frac{1}{(P_{\psi})^2} \left[(\sigma_{xv} P_{x\psi})^2 + (\sigma_{yv} P_{y\psi})^2 + (\sigma_{xp} P_{x\psi})^2 + (\sigma_{yp} P_{y\psi})^2 + 2\sigma_{xyv} P_{y\psi} P_{y\psi} \right]$$

dove :

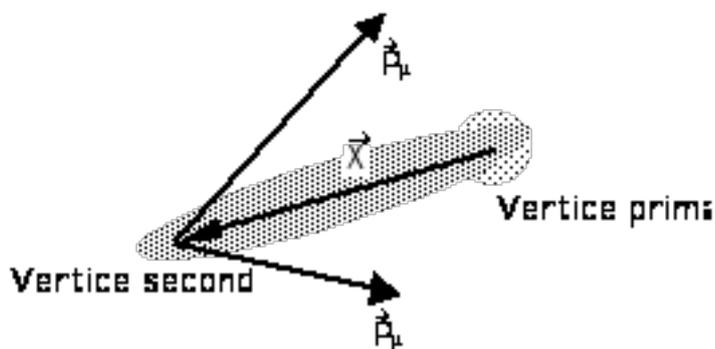
$\sigma_{xv}, \sigma_{yv}, \sigma_{xyv}$: elementi della matrice di covarianza dal fit del vertice secondario

σ_{xp}, σ_{yp} : sigma del vertice primario in x e y

P_{ψ} : momento trasverso della J/ψ

$P_{x\psi}, P_{y\psi}$: componenti in x e y del momento della J/ψ

L_{xy} è una variabile segnata e diviene negativa qualora si verifichi la configurazione mostrata in figura 6.2, dove la particella sembra decadere verso il vertice primario.

Fig. 6.2 Combinazione che porta ad un valore negativo di L_{xy} .

Un campione di particelle a vita media nulla presenterà quindi una distribuzione di L_{xy} che ha una struttura gaussiana centrata sullo zero e una dispersione proporzionale alla risoluzione del rivelatore.

Tuttavia questa variabile è ben lontana da essere la migliore per la misura della vita media in quanto da essa non sono stati sottratti gli effetti cinematici e soprattutto perché riguarda solo la proiezione sul piano perpendicolare al fascio. Per i nostri scopi sarebbe invece auspicabile poter misurare la variabile λ_B così definita:

$$6.4) \lambda_B = \frac{\frac{\langle \Delta P_B \rangle}{|P_B|} \frac{1}{\beta \gamma_B^t}}{\left(\frac{\langle \Delta P_B \rangle}{P_B}\right)^2} = \frac{\langle \Delta P_B \rangle M_B}{(P_B)^2}$$

Purtroppo non possiamo ricostruire completamente il decadimento dell'eventuale B, ma abbiamo a disposizione solamente le informazioni riguardanti la J/ψ . Tuttavia la J/ψ ha generalmente un impulso che approssima quello del mesone parente. Quindi come prima approssimazione possiamo scrivere:

$$6.4) \quad \lambda = L_{xy} \frac{M_\psi}{P_\psi^t},$$

ed applicare un fattore di correzione determinato da monte-carlo al valore di λ per allacciarlo a λ_B .

$$6.5) \quad F_{corr}(P_\psi^t) = \frac{\lambda_B}{\lambda}$$

In definitiva si definisce la variabile *pseudo- τ* :

$$6.6) \quad \textit{pseudo-}\tau = F_{corr} \cdot L_{xy} \frac{M_{\psi}}{P_{\psi} t}$$

6.2 Determinazione di F_{corr} dal montecarlo

Per la determinazione del fattore di correzione è stato usato il montecarlo descritto nel capitolo precedente [26]. La misura è stata effettuata mediando i rapporti

Error!

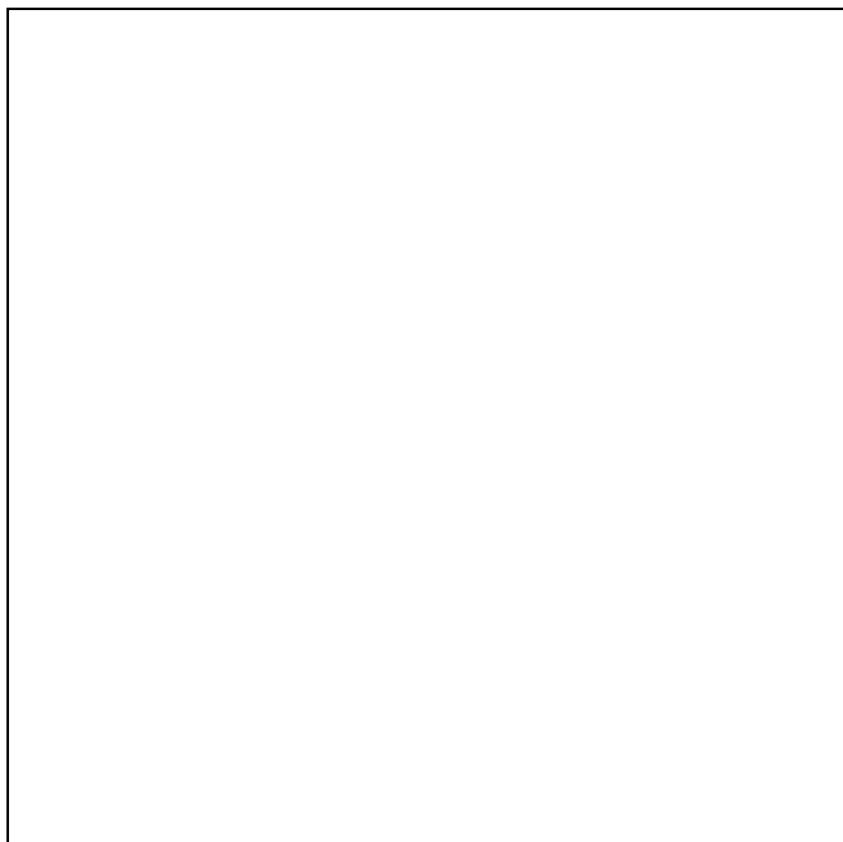


Fig. 6.3 Distribuzione delle medie di $\frac{\lambda_B}{\lambda}$ in funzione del Pt della J/ψ .

Questa distribuzione è praticamente piatta per P_t superiori a $4 \text{ GeV}/c$ per motivi cinematici, dovuti alla differenza di massa tra la J/ψ e gli altri prodotti di decadimento del mesone B. La distribuzione è stata parametrizzata nella seguente maniera :

Tab. 6.1

Zona di fit, cm.	τ	<i>pseudo</i> - τ
0.- 0.285	429 ± 2.5	427 ± 2.4

$$6.7) \quad F_{corr}(P_t) = P_1 \cdot \exp(P_2 \cdot P_t) + P_3$$

Al fine di verificare la sistematica relativa all'impiego di un fattore di correzione medio, si misura la differenza della vita media introdotta nel montecarlo e quella ottenuta calcolando la *pseudo*- τ per gli stessi eventi. La tabella 6.1 mostra la differenza tra il valore della vita media misurata effettuando un fit tra le due distribuzioni.

Come si può notare i due fit sono in accordo entro gli errori statistici.



Fig. 6.4 Fit della τ e della *pseudo*- τ .

6.3 Il vertice primario di interazione

Al fine di compiere un'accurata misura della posizione della zona di interazione per il vertice primario, la miglior strategia è quella di stabilire la posizione del fascio per ogni "Run" [23]. Infatti, come è stato dimostrato, il fascio è molto stabile nel tempo, e cambia posizione solamente quando viene effettuata una nuova iniezione nel Tevatron. Una misura particolareggiata della stabilità del fascio dimostra all'interno di un "Run" il fascio si muove in media da 5 ad 11 micron lungo le due direzioni trasversali.

La zona di interazione di CDF è molto lunga in direzione parallela al fascio e la probabilità di interazione è approssimativamente gaussiana con una sigma di 30 cm, mentre nelle direzioni perpendicolari il fascio risulta molto collimato e può essere approssimato con una retta che non è necessariamente parallela all'asse teorico del rivelatore. Nel piano perpendicolare il fascio risulta praticamente circolare e le distribuzioni della probabilità di interazione lungo gli assi orizzontale e verticale può essere approssimata con una gaussiana che ha sigma rispettivamente di 36 e 38 μm .

Per determinare la posizione del fascio si è presa in esame la correlazione tra il parametro di impatto delle tracce, rispetto al punto di interazione, e l'angolo azimutale φ .

Al prim'ordine il parametro di impatto può essere parametrizzato nella seguente maniera:

$$6.8) D(\varphi, Z) = -x \cdot \sin\varphi - a_x \cdot \sin\varphi \cdot Z + y \cdot \cos\varphi - a_y \cdot \cos\varphi \cdot Z$$

Dove (x, y) è la posizione del fascio per $Z=0$ e a_x, a_y è la pendenza in x e y del fascio.

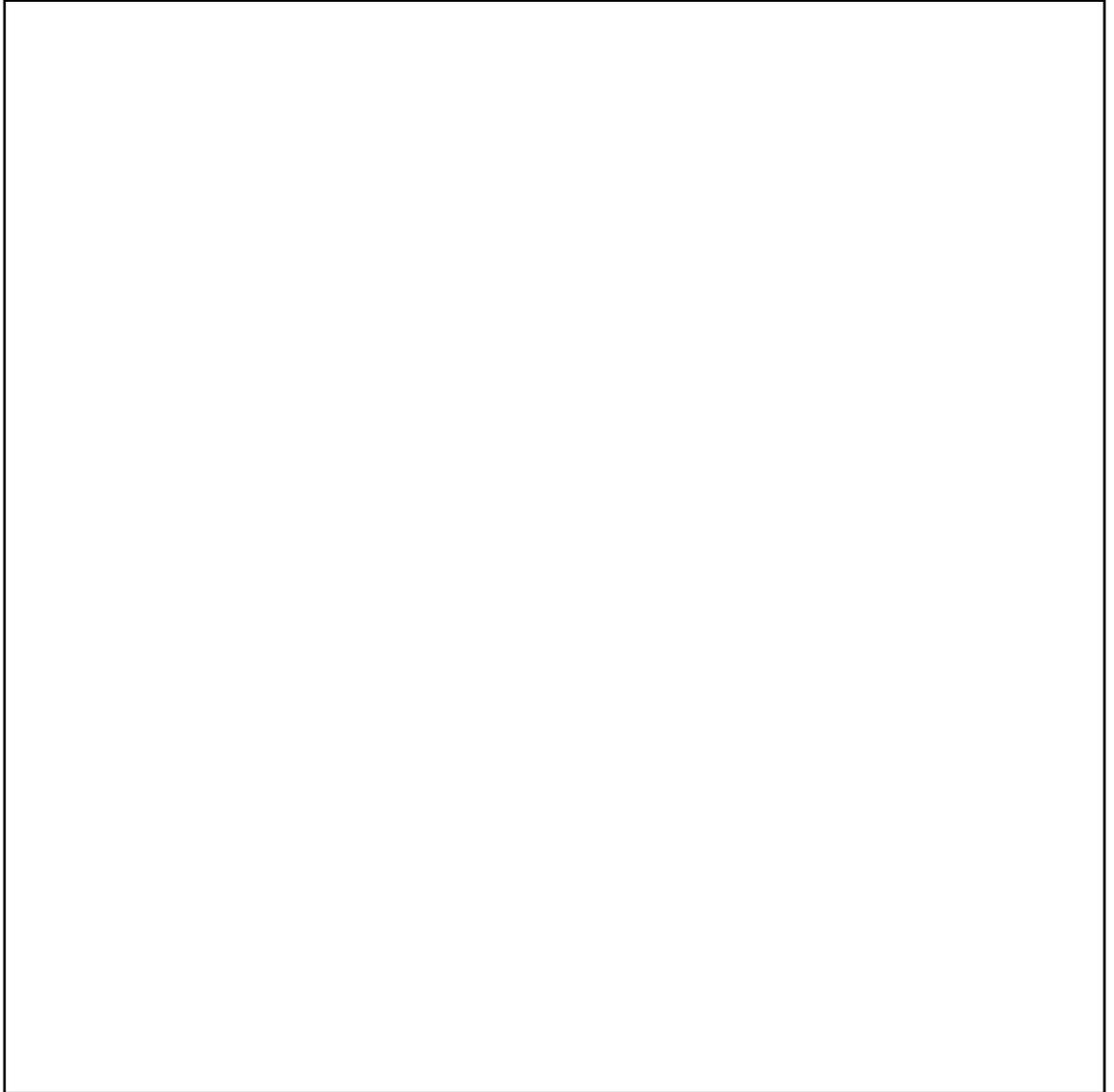


Fig. 6.5 Posizione del vertice primario e profilo del fascio.

Il χ^2 da minimizzare risulta quindi essere :

$$6.9) \chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{D_i - D(\varphi, Z)}{\sigma_i} \right)^2$$

Il fit è stato effettuato in maniera iterativa utilizzando tracce nel SVX che rispondevano a forti richieste di qualità. Ad ogni iterazione è stato applicato un taglio più selettivo sul parametro di impatto rispetto alla posizione del fascio calcolata ogni volta, fino a quando almeno il 60% delle tracce, selezionate originariamente, arrivava a soddisfare le richieste.

6.4 Il vertice secondario di interazione

Per stimare la posizione del vertice secondario si è effettuato un fit vincolato ad un vertice unico sulle due tracce dei μ [26]. La figura 6.6 mostra la distribuzione delle sigma in x ed y per gli eventi selezionati.

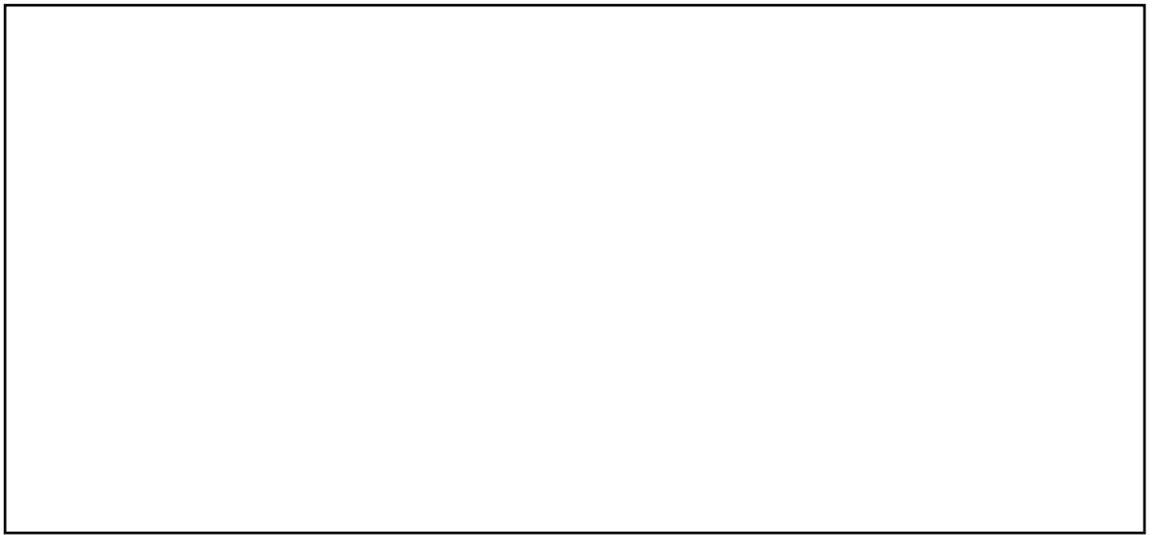


Fig. 6.6 Errore calcolato per il fit del vertice secondario in x ed in y.

Al fine di evitare distorsioni nella misura della posizione del vertice secondario si è evitato di applicare ogni altro tipo di vincoli al fit, come quello sulla massa o sul puntamento delle tracce.

6.5 Procedure e funzione di *fit*

All'interno della finestra di massa invariante, prescelta per questa analisi, troviamo tre componenti distinte:

- 1) ψ provenienti dal decadimento dei B
- 2) ψ provenienti dalla produzione diretta di stati di charmonio (ψ , ψ' , χ).
- 3) False ψ prodotte da coppie di μ da Drell-Yan; μ provenienti dal decadimento semileptonico di B diversi, in cui la massa invariante del sistema cade casualmente nella finestra prescelta; falsi muoni dovuti a pioni che attraversano il calorimetro senza interagire e che vengono identificati come tali dalle camere dei μ .

Mentre le prime due componenti risuonano intorno al valore di massa della J/ψ , la terza si distribuisce uniformemente anche al di fuori della regione di segnale. Per lo studio di quest'ultima componente possiamo quindi avvalerci delle informazioni provenienti dalle bande laterali come definite nel capitolo 4.

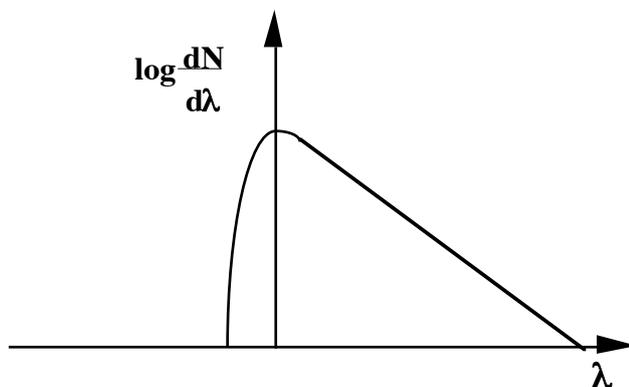


Fig. 6.7 distribuzione della componente 1).

Le tre componenti sopra definite presentano, nella distribuzione di *pseudo*- τ , comportamenti diversi (Fig. 6.7, 6.8, 6.9).

Per quanto concerne la prima componente si può osservare che essendo la vita media delle ψ praticamente nulla, la distanza di decadimento corretta, *pseudo*- τ , ha le medesime caratteristiche dei mesoni parenti e quindi anche la tipica distribuzione esponenziale dei B (Fig. 6.7). Possiamo descrivere questa distribuzione con la seguente funzione:

$$6.10) \quad D_1(\lambda) = R(\lambda) \otimes \left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} \right)$$

Dove:

$R(\lambda)$: è la funzione di risoluzione del rivelatore di vertice,

$c\tau$: è la vita media dei mesoni B

$\theta(\lambda)$: è la funzione gradino definita nella seguente maniera:

$$\begin{cases} \theta(\lambda) = 0 & \text{per } \lambda < 0 \\ \theta(\lambda) = 1 & \text{per } \lambda \geq 0 \end{cases}$$

Relativamente alla seconda componente si constata invece che la distribuzione di *pseudo*- τ presenta l'aspetto della funzione di risoluzione (Fig. 6.8):

$$6.11) \quad D_2(\lambda) = R(\lambda)$$

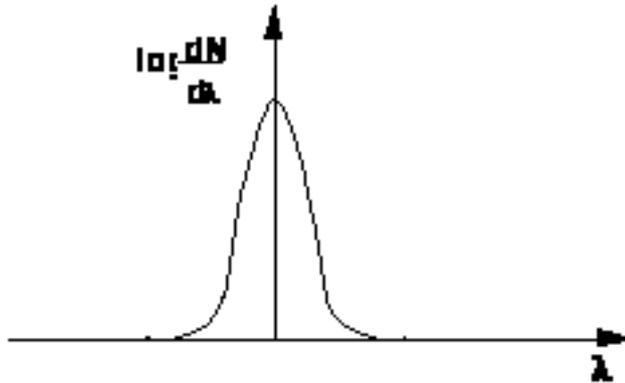


Fig. 6.8 distribuzione della componente 2).

La terza componente, invece, risulta essere la mescolanza di varie sorgenti che in parte mostrano una distribuzione simmetrica rispetto al vertice primario, ed in parte asimmetrica (decadimenti semileptonici di mesoni B) (Fig. 6.9).

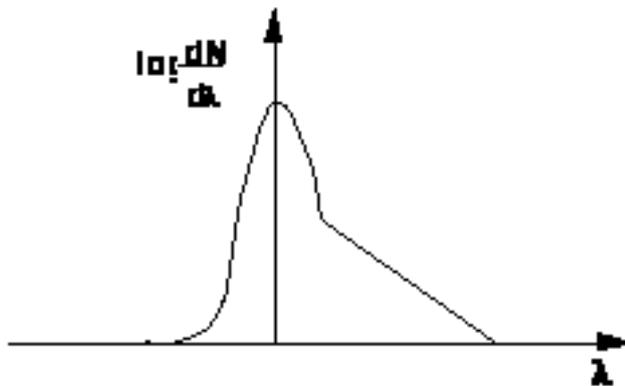


Fig. 6.9 distribuzione della componente 3).

La forma di quest'ultima componente viene desunta dalle bande laterali e parametrizzata nella seguente maniera:

$$6.12) \quad D_3(\lambda) = \begin{cases} (1-\partial_1-\partial_2) G(\lambda) + \frac{\partial_1}{\lambda_1} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_1}} & \text{per } \lambda \geq 0 \\ (1-\partial_1-\partial_2) G(\lambda) + \frac{\partial_2}{\lambda_2} e^{\frac{\lambda}{\lambda_2}} & \text{per } \lambda < 0 \end{cases}$$

Dove:

- $G(\lambda)$: è una gaussiana centrata in $\lambda=0$ e di larghezza σ
 f_1 : è la frazione dell'esponenziale destro
 λ_1 : è la pendenza dell'esponenziale destro
 f_2 : è la frazione dell'esponenziale sinistro
 λ_2 : è la pendenza dell'esponenziale sinistro

In definitiva la funzione di fit si costruisce sommando le tre funzioni, precedentemente definite, moltiplicate per le rispettive frazioni:

$$6.13) \quad D(\lambda) = (1-F_{\text{bkg}})[F_b \delta D_1(\lambda) + (1-F_b) \delta D_2(\lambda)] + F_{\text{bkg}} \cdot D_3(\lambda)$$

Dove:

- F_b : è la frazione di ψ da B
 F_{bkg} : è la frazione di fondo nella regione di segnale

La funzione di fit ha diversi parametri alcuni dei quali possono essere ricavati indipendentemente, altri invece vengono lasciati liberi e misurati dal fit stesso.

La distribuzione λ viene costruita con un istogramma in cui è riportato il numero di eventi che hanno il valore di *pseudo-ct* compreso nell'intervallo di ogni bin. La finestra in cui è stato riempito l'istogramma va da -2 mm a 3 mm e il singolo bin ha la dimensione di 50 μm

La procedura utilizzata per eseguire il fit della distribuzione di *pseudo-ct* è quella di "binned likelihood fit". In sostanza la probabilità che il contenuto di un

bin venga riempito secondo la distribuzione parente è data dalla distribuzione di Poisson:

$$P(\mu_i, n_i) = \frac{e^{-\mu_i} \mu_i^{n_i}}{n_i!}$$

La media per ogni bin viene stimata usando la funzione $D(\lambda)$ con un valore di σ comune a tutti gli eventi. La funzione di likelihood è così definita:

$$L = \prod_1^{N_{\text{bins}}} P(\mu_i, n_i)$$

Dove :

i	:	è l'indice del bin
n_i	:	è il contenuto del bin i -esimo
$\mu_i = A \cdot D(\lambda; \alpha_j)$:	è il contenuto medio predetto per il bin i -esimo
α_j	:	sono i parametri di fit
λ_i	:	è il valore centrale per ogni bin

La minimizzazione della funzione di likelihood è stata effettuata usando il programma MINUIT all'interno del programma PAW .

6.6 Determinazione della vita media inclusiva dei mesoni B

Se si osserva l'istogramma riportato alla Fig. 6.10 si nota, oltre alla vistosa coda positiva dovuta ai decadimenti dei B, anche una parte non trascurabile di eventi che hanno valori negativi di λ superiori a $300 \mu\text{m}$ fino a 2 mm. Questo fenomeno, come già spiegato precedentemente, è dovuto essenzialmente ad eventi in cui i parametri relativi alle tracce dei μ sono stati misurati male.

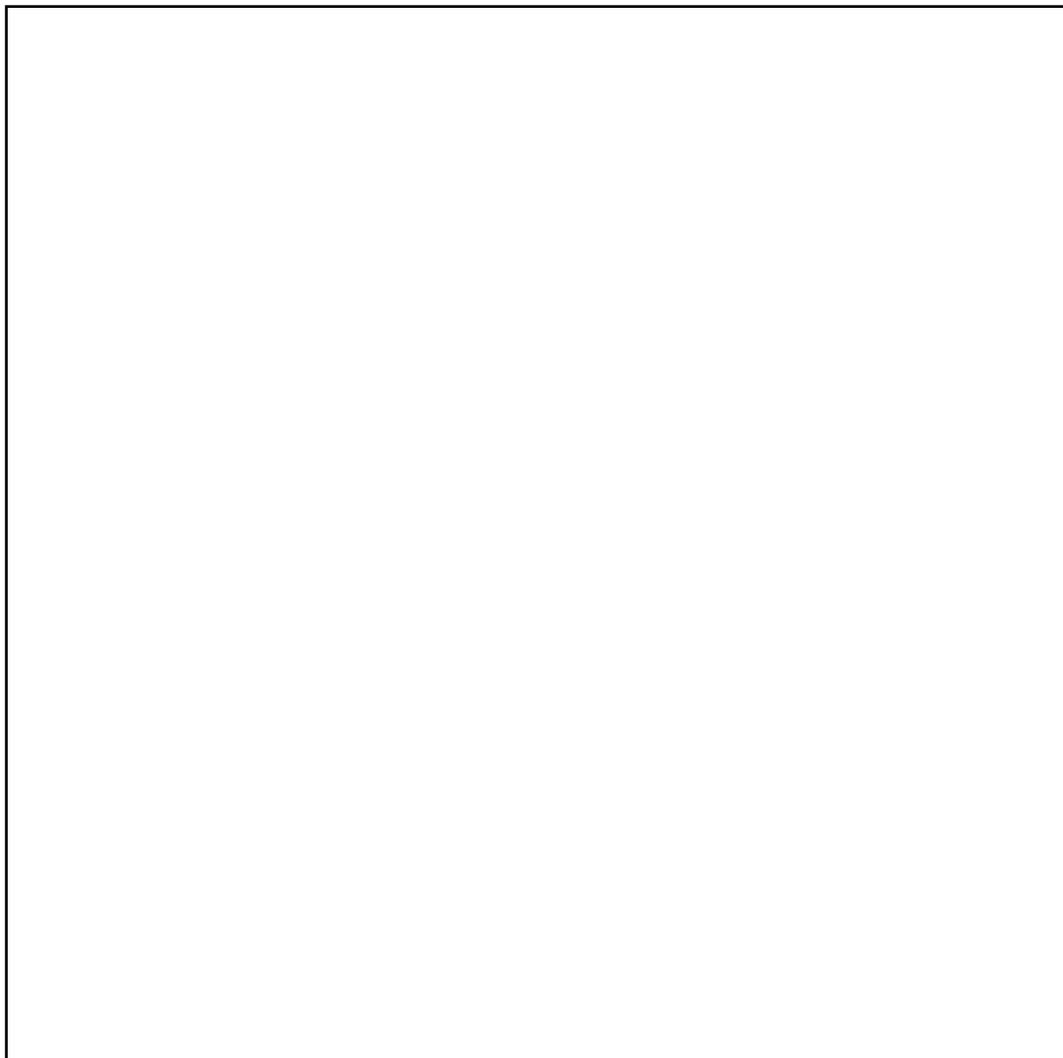


Fig. 6.10 Distribuzione della *pseudo*- τ per tutto il campione di J/ψ

La strategia perseguita in questa analisi è stata quella di procedere attraverso la misura del parametro τ , ovvero la misura della vita media inclusiva dei mesoni B, che sembra essere di particolare rilevanza, oltre che fisica, anche strutturale per la convergenza del fit qualora si utilizzino funzioni di risoluzione $R(\lambda)$ particolarmente complicate.

6.6.1 La funzione di *fit*

Nella seguente analisi della lunghezza di decadimento λ sono stati applicati tagli particolarmente selettivi sulla qualità delle tracce in maniera che alla distribuzione potesse corrispondere in modo adeguato una funzione di risoluzione gaussiana [26].

Il campione di J/ψ scelto corrisponde quindi a quello selezionato con le richieste illustrate a paragrafo 4.1 applicando ulteriori tagli sulle caratteristiche delle tracce ricostruite nell'SVX.

I tagli aggiuntivi sono i seguenti:

- 1) Tracce SVX con un cluster in almeno tre piani
- 2) $\chi^2_{\text{SVX}} < 20$: χ^2 del fit delle tracce ricostruite nell'SVX (fit a 5 parametri)
- 3) $\sigma_{Lxy} < 150$: errore calcolato per la lunghezza di decadimento trasversa
- 4) Il valore dei residui per le tracce nell'SVX $< 4\sigma$
- 5) Le tracce dei μ non devono avere "clusters" di carica nelle microstrip dell'SVX in comune con altre tracce
- 6) I "clusters" dell'SVX, che costruiscono le tracce dei μ , devono avere una carica complessiva inferiore a 400 conteggi di ADC (4 volte superiore al valore tipico per una particella al minimo di ionizzazione MIP).

Una volta applicati questi tagli le code sinistre della distribuzione di *pseudo-ct* scompaiono, però, come si dimostrerà in seguito, il rapporto relativo tra le due componenti di ψ , quelle primarie e quelle prodotte da decadimento di B, non rimane costante.

Va inoltre osservato che, con questi tagli, è stato eliminato dal campione il 50.4% degli eventi.

Tab. 6.2

A queste condizioni possiamo quindi considerare la funzione $R(\lambda)$ gaussiana per cui la funzione di fit risulta:

$$6.14) D(\lambda) = (1-F_{\text{bkg}}) \left[F_b G(\lambda) f\left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}}\right) + (1-F_b) G(\lambda) \right] + F_{\text{bkg}} D_3(\lambda)$$

Dove con $G(\lambda)$ si intende una funzione gaussiana con media a 0 ed una larghezza σ che è un parametro del fit.

La funzione $D_3(\lambda)$ viene determinata mediante un fit a 7 parametri eseguito sulla distribuzione in *pseudo-c τ* delle bande laterali, quindi ricavata indipendentemente. La frazione di fondo F_{bkg} viene determinata mediante l'equazione 4.1 ed ha il valore di 0.057.

Quindi i parametri liberi α_j per il fit sono in definitiva quattro:

- 1) A : fattore di normalizzazione
- 2) $c\tau$: vita media inclusiva dei mesoni B
- 3) F_b : frazione di ψ provenienti dal decadimento dei mesoni B
- 4) σ : risoluzione nello spazio *pseudo-c τ*

6.6.2 Risultati del fit

La figura 6.11 [26] mostra la distribuzione di *pseudo-c τ* per le bande laterali con il fit della funzione $D_3(\lambda)$ sovrapposta. I risultati sono riportati nella tabella 6.2

Parametri	Valore	Errore
σ : sigma della gaussiana	49 μm	$\pm 2 \mu\text{m}$
f_1 : frazione dell'esponenziale destro	0.24	± 0.016
λ_1 : pendenza dell'esponenziale destro	386 μm	$\pm 26 \mu\text{m}$
f_2 : frazione dell'esponenziale sinistro	0.11	± 0.01
λ_2 : pendenza dell'esponenziale sinistro	209 μm	$\pm 25 \mu\text{m}$

La figura 6.12 mostra la distribuzione per gli eventi all'interno della finestra di segnale. Nella figura sono sovrapposte la funzione di fit $D(\lambda)$, la funzione $D_1(\lambda)$ e la funzione $D_3(\lambda)$.

I risultati del fit sono riportati nella tabella seguente

Il fit è stato effettuato su tutto il campione selezionato e, al fine di controllare la stabilità per il parametro $c\tau$, su sottocampioni in cui erano stati applicati tagli crescenti sul P_t della J/ψ . Il valore della vita media risulta stabile con una fluttuazione media di 9 μm .

Tab. 6.3

Parametri	Valore	Errore statistico
$c\tau$: vita media inclusiva dei mesoni B	427 μm	$\pm 13 \mu\text{m}$
F_b : frazione di ψ provenienti dal decadimento dei mesoni B	0.152	± 0.004
σ : risoluzione nello spazio <i>pseudo</i> - $c\tau$	39 μm	$\pm 5 \mu\text{m}$



Fig. 6.11 Distribuzione di *pseudo-τ* per le bande laterali

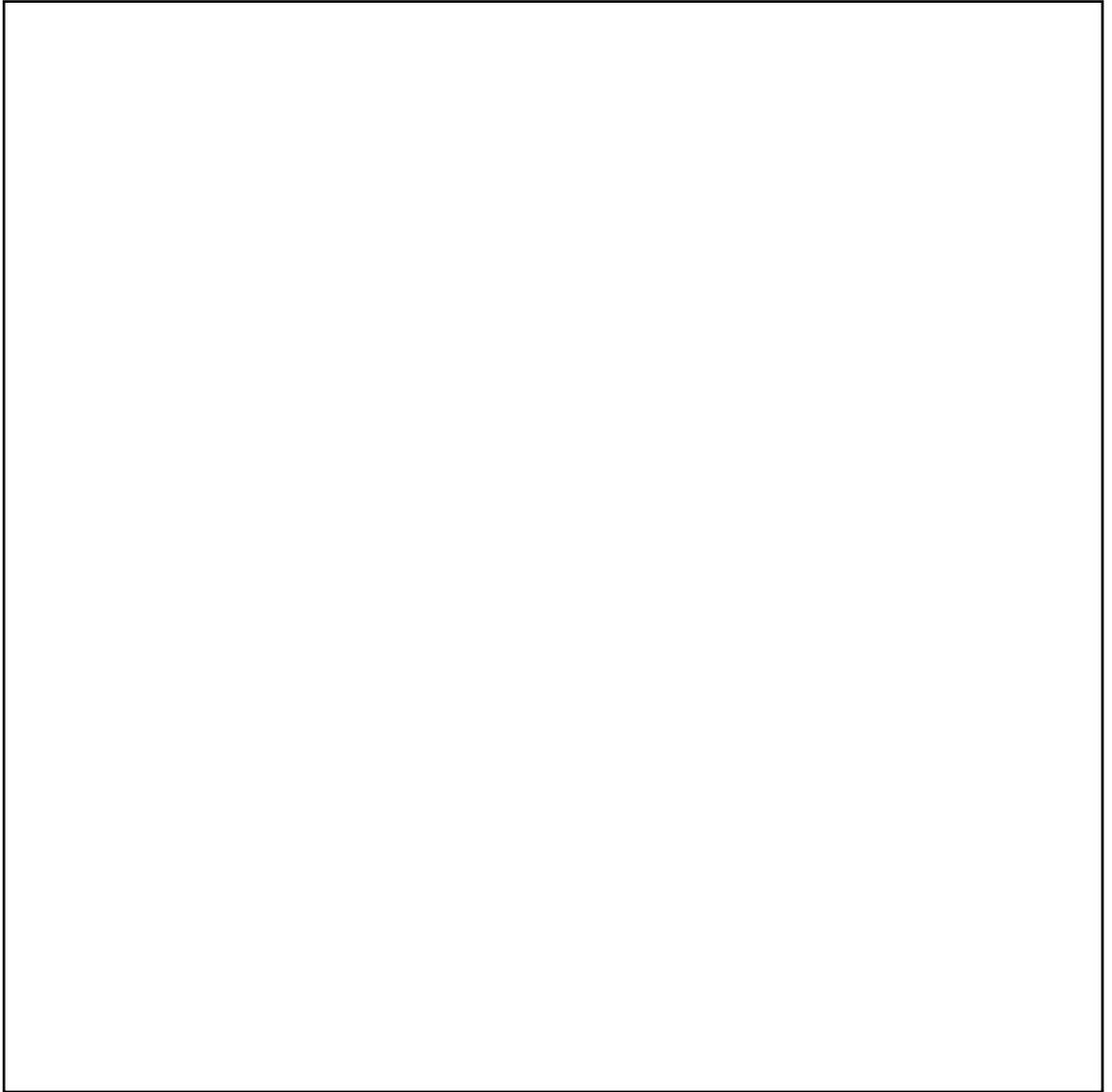


Fig. 6.12 Distribuzione di *pseudo-τ* per la regione del segnale

6.6.3 Analisi degli errori sistematici nella misura della vita media

In questo paragrafo si cerca di individuare tutte le possibili sorgenti di errore sistematico connesse alla misura del parametro τ , ovvero:

- 1) Dipendenza dal modello
- 2) Trigger
- 3) Parametrizzazione del fondo
- 4) Disallineamenti del SVX
- 5) Stabilità del fascio

1) Come illustrato al paragrafo 6.2 F_{corr} si stima attraverso una simulazione del processo preso in esame. Al fine di esplorare le sistematiche connesse al montecarlo sono stati variati i seguenti parametri rispetto al modello:

- E' stato utilizzato un fattore $\epsilon = 0.006 \pm 0.002$ di Peterson per la funzione di frammentazione.
- Sono stati usati i più recenti spettri sperimentali delle ψ di ARGUS e CLEO per il decadimento $B \rightarrow J/\psi X$ nel sistema di riferimento del B.
- Sono stati usati i risultati più recenti di ARGUS[8] e CLEO[9] per la polarizzazione delle J/ψ .

La stima complessiva della sistematica connessa al modello è del 3%. Questo valore dipende soprattutto dalla conoscenza limitata dello spettro della J/ψ nel sistema di riferimento dei B e della polarizzazione. Il parametro di frammentazione contribuisce al valore di τ solo per lo 0.4%.

2) Il livello 2 del trigger di CDF richiede che una traccia dei due μ debba essere misurata dall'algoritmo di CFT (Central Fast Tracker) il quale misura l'impulso della particella [25]. Questo algoritmo ricerca tracce che provengano dalla zona di interazione, per cui ha un'efficienza che diminuisce con il parametro di impatto. L'efficienza è stata misurata selezionando un campione di dimuoni, la

condizione loro richiesta era che presentassero la stessa massa invariante della J/ψ , che avessero passato il livello 1 di trigger, che prevede solamente l'esistenza di due



Fig. 6.13 Efficienza di trigger in funzione del parametro di impatto dei muoni. Il parametro di impatto è calcolato rispetto alla posizione del fascio

tracce nelle camere centrali dei muoni in due settori distinti (5°), e che avessero un impulso trasverso superiore a $3 \text{ GeV}/c$. Sono stati quindi contati tutti gli eventi in cui fosse stato asserito anche il bit di livello 2.

Per valutare quanto quest'effetto pesasse sulla misura della vita media, è stato modificato il montecarlo in maniera da includerlo. Il risultato di quest'operazione indica che la vita media risulta sottostimata di circa l'1.4%. Questo è quindi il valore scelto come errore sistematico dovuto al trigger.

3) L'effetto del fondo, come è stato descritto in precedenza, è stato stimato sulla base delle bande laterali. L'incertezza sui parametri può tuttavia introdurre una deviazione nella misura della vita media. L'ampiezza di questo fenomeno è stata stimata variando di 1σ in più o in meno i valori dei parametri della funzione $D_3(\lambda)$. L'effetto complessivo sul valore di τ è dello 0.5%.

4) L'ultima sistematica studiata è quella dovuta al disallineamento residuo del rivelatore di vertice. Sono stati vagliati diversi metodi per stimarne l'effetto complessivo:

- si è cercato di stimare il disallineamento residuo rispetto alla media eseguita per ogni settore in maniera indipendente dalla posizione del fascio e calcolata utilizzando elettroni provenienti dal decadimento di W. Si è rifatta l'analisi della vita media portando i valori degli "offset" dei parametri di impatto, in ogni settore, a quelli stimati con il metodo precedente. L'effetto complessivo su τ è stato del 2%.

- Al fine di stimarne anche un limite superiore, sono stati rimossi tutti i parametri di allineamento utilizzando la geometria nominale dell'SVX, la risoluzione è risultata deteriorata ma l'effetto complessivo sulla vita media è stato del 5%.

- Si è utilizzata una simulazione in cui il rivelatore era stato precedentemente disallineato in modo artificiale. In questa maniera la vita media ha

Tab. 6.4

Tipo di errore	Errore sistematico
Dipendenza dal modello	3%
Disallineamento residuo	2%
Stabilità del fascio	1%
Trigger	1.4%
Parametrizzazione del fondo	0.5%
Totale	4%

presentato una variazione di circa l'1%.

L'errore sistematico così stimato si può valutare di circa il 2%.

5) Come ho già avuto modo di sottolineare, il fascio è molto stabile, e l'effetto stimato sulla vita media è inferiore all'1%.

Nella tabella 6.4 sono elencati tutti gli errori sistematici precedentemente descritti.

In definitiva la misura della vita media inclusiva dei mesoni B in questo campione è:

$$\tau_0 = 1.44 \pm 0.04 \text{ (stat.)} \pm 0.06 \text{ (sist.) psec}$$

La vita media inclusiva dei mesoni B è stata anche stimata, sul medesimo campione, mediante un fit "unbinned" maximum likelihood in cui si utilizza la

funzione $D(\lambda)$ come distribuzione di probabilità. La funzione di likelihood è definita come:

$$L = \prod_1^N D(\lambda_i, \sigma_i; F_b, c\tau)$$

Dove i è un indice che individua ogni evento, N è il numero totale di J/ψ e σ è l'errore di λ calcolato in ogni evento.

La vita media, in base a questo fit risulta [26]:

$$\tau_0 = 1.46 \pm 0.06 \text{ (stat.)} \pm 0.06 \text{ (sist.) psec}$$

6.7 Misura della frazione integrata in P_t di J/ψ provenienti dal decadimento dei B mediante il *fit*

Nel paragrafo precedente abbiamo misurato la vita media dei mesoni B e come sottoprodotto abbiamo ottenuto anche una misura della frazione nel campione selezionato (tab. 6.3). Tuttavia i tagli aggiuntivi sono molto selettivi perciò si suppone che il valore determinato della frazione sia diverso da quello che si può ricavare su tutto il campione. Al capitolo 5 abbiamo visto che l'accettazione del SVX è di circa il 58% rispetto al totale delle J/ψ selezionate in base ai criteri proposti al capitolo 4. Il montecarlo dimostra tuttavia che i rapporti relativi tra ψ primarie e ψ da B non cambiano, qualora si consideri unicamente il sottocampione di eventi con entrambi i μ nel rivelatore di vertice.

Questo è il campione scelto per la misura della frazione onde evitarne possibili distorsioni [28]. Il problema maggiore è costituito dal fatto che, in questo campione, esistono eventi per i quali le tracce dei muoni del SVX vengono individuate solamente in due dei quattro piani del rivelatore di vertice. Questi eventi sono stati pertanto rimossi, in modo da non compromettere la qualità del risultato. A questo scopo è stato aggiunto il taglio di qualità 2) descritto nel precedente paragrafo, il quale non incide particolarmente sul valore di F_b mentre il campione ne risulta più pulito e la qualità del fit decisamente migliore.

6.7.1 La funzione di *fit*

Il fit viene effettuato con i medesimi criteri descritti per il calcolo della vita media, in questo caso tuttavia la funzione di fit è stata modificata in maniera da tenere conto del fatto che la funzione di risoluzione presenta vistose code non gaussiane[28].

$R(\lambda)$ è stata perciò modificata nella seguente maniera:

$$6.15) \quad R(\lambda) = (1-F_r)G(\lambda) + F_r g(\lambda)$$

In cui F_r è la frazione delle code non gaussiane e $g(\lambda)$ è:

$$6.16) \quad g(\lambda) = \frac{1}{2\lambda_r} e^{-\frac{|\lambda|}{\lambda_r}}$$

dove il parametro λ_r è la pendenza delle due code esponenziali.

Inserendo la nuova definizione di $R(\lambda)$ nella formula 6.13 è possibile separare le componenti gaussiane da quelle esponenziali:

$$6.17) \quad F_b D_1(\lambda) + (1-F_b) D_2(\lambda) = (1-F_r)(1-F_b)G(\lambda) + (1-F_r)F_b G(\lambda) \otimes \left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} \right) \\ + F_r(1-F_b)g(\lambda) + F_r F_b g(\lambda) \otimes \left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} \right)$$

Dove :

$$6.18) \quad G(\lambda) \otimes \left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} \right) = \frac{e^{-(\lambda - \frac{\sigma^2}{c\tau})/c\tau}}{c\tau} \int_{\frac{\sigma}{c\tau} - \frac{\lambda}{\sigma}}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{2}} dy$$

e:

$$6.18) \quad g(\lambda) \otimes \left(\theta(\lambda) \frac{1}{c\tau} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} \right) = \begin{cases} \frac{1}{2(c\tau - \lambda_r)} \left(e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} - e^{-\frac{\lambda}{\lambda_r}} \right) + \frac{1}{2(c\tau + \lambda_r)} e^{-\frac{\lambda}{c\tau}} & \text{per } \lambda \geq 0 \\ \frac{1}{2(c\tau + \lambda_r)} e^{-\frac{\lambda}{\lambda_r}} & \text{per } \lambda < 0 \end{cases}$$

Dal momento che il parametro $c\tau$ è già stato misurato e che abbiamo aggiunto solamente altri due parametri per poter tenere conto delle code non gaussiane, la funzione $D(\lambda)$ viene ad avere cinque parametri liberi α_j :

- 1) A : fattore di normalizzazione
- 2) F_b : frazione di ψ provenienti dal decadimento dei mesoni B
- 3) σ : risoluzione nello spazio *pseudo*- $c\tau$
- 4) F_r : frazione delle code non gaussiane nella funzione di risoluzione
- 5) λ_r : Pendenza delle code non gaussiane nella funzione di risoluzione

6.7.2 Risultati del *fit*

Con il parametro F_b misurato con un taglio in P_t delle J/ψ si ottiene la frazione integrata definita dalla seguente formula:

$$6.19) \quad F_b = \frac{\int_{P_{t_{cut}}}^{\infty} f_b(P_t) \frac{dN}{dP_t} dP_t}{\int_{P_{t_{cut}}}^{\infty} \frac{dN}{dP_t} dP_t}$$

Tab 6.5

Pt_{cut}	F_b	errore stat.	errore sist.
$4 \text{ GeV}/c$	0.196	± 0.0040	± 0.014
$5 \text{ GeV}/c$	0.217	± 0.0048	± 0.016
$6 \text{ GeV}/c$	0.243	± 0.0065	± 0.018
$10 \text{ GeV}/c$	0.341	± 0.0162	± 0.022

dove $f_b(Pt)$ è la frazione di ψ da B per un dato valore di impulso trasverso (Cfr.. anche formula 4.3).

Ciò che a noi preme calcolare è la misura della sezione d'urto integrata delle ψ (Par. 4.2) in rapporto ad una serie di Pt , in modo da poter confrontare direttamente il nostro risultato con quello prodotto da analisi equivalenti che utilizzano canali esclusivi. Queste infatti presentano la particolarità di avere una sensibilità rispetto ai B che hanno impulsi superiori a quelli da noi esplorati, per cui si cerca, pur perdendo in statistica, di sondare le medesime zone. Per questo motivo il valore di F_b è stato calcolato per diversi valori di Pt_{cut} :

- 1) $Pt_{cut} > 4 \text{ GeV}/c$ (fig. 6.14.a)
- 2) $Pt_{cut} > 5 \text{ GeV}/c$ (fig. 6.14.b)
- 3) $Pt_{cut} > 6 \text{ GeV}/c$ (fig. 6.14.c)
- 4) $Pt_{cut} > 10 \text{ GeV}/c$ (fig. 6.14.d)

Nella tabella 6.5 sono riportati i risultati del fit con gli errori statistici e sistematici al variare del taglio inferiore Pt_{cut} . Per ogni regione cinematica studiata sono stati ricalcolati tutti i valori dei parametri della funzione del fondo.



Fig. 6.14 (a) distribuzione di pseudo-ct con $Pt_{\text{cut}} = 4 \text{ GeV}/c$. (b) distribuzione di pseudo-ct con $Pt_{\text{cut}} = 5 \text{ GeV}/c$. (c) distribuzione di pseudo-ct con $Pt_{\text{cut}} = 6 \text{ GeV}/c$. (d) distribuzione di pseudo-ct con $Pt_{\text{cut}} = 10 \text{ GeV}/c$.

6.7.3 Analisi degli errori sistematici nella misura della frazione

Per lo studio degli errori sistematici relativi a questo parametro abbiamo considerato quattro diverse sorgenti possibili:

- 1) Errore sul parametro $c\tau$
- 2) Dimensioni della distribuzione di $\sigma_{c\tau}$
- 3) Taglio sul χ^2 del fit delle tracce ricostruite nell'SVX
- 4) Parametrizzazione del fondo

1) L'errore sistematico dovuto all'incertezza sulla vita media è stato studiato variando i valori del parametro di una σ (statistica e sistematica) in più ed in meno. Questa misura è stata effettuata per tutti i Pt_{cut} studiati ed il contributo è stato stimato di 0.001 per i primi tre punti e di 0.002 per l'ultimo della tabella 6.5. In pratica si è così tenuto conto delle sistematiche già studiate per la vita media che erano dominate in gran parte dall'errore sulla determinazione di F_{corr} da montecarlo. Il fatto che l'incertezza su $c\tau$ contribuisca solo a livello dello 0.5% sulla frazione dipende in gran parte dalla presenza di un fattore così debolmente dipendente dall'impulso come F_{corr} che non modifica i rapporti relativi tra le due componenti delle J/ψ .

2) Esiste una sistematica determinata dal fatto che non si applicano tagli sull'errore del valore ricostruito di *pseudo*- $c\tau$ e ciò determina che gli eventi con un ampio valore di $\sigma_{c\tau}$ entrino nel fit, mentre il fit presupporrebbe un valore comune per la risoluzione in $c\tau$. Si deve considerare inoltre che questa risoluzione si correla all'angolo di apertura dei due μ e che quest'angolo tende ad essere più piccolo per alti impulsi della ψ . Poiché le ψ da decadimento di B hanno in genere

un impulso più alto, ci aspettiamo che il rapporto relativo tra le due componenti si modifichi qualora si applichi un taglio su questa variabile.

Per verificare e stimarne l' effetto, si è applicato un taglio a $\sigma_{c\tau} < 0.006$ (fig. 6.15) e si è ripetuto il fit. Il risultato complessivo di questo taglio è piuttosto alto ed è dell'ordine del 7% del valore di F_b . Per essere conservativi si stima questa differenza come errore sistematico.

3) Lo studio della sistematica dovuta a questo tipo di taglio è stato eseguito applicando, prima il taglio su $\sigma_{c\tau}$ come descritto sopra, e poi rilasciando il taglio sul χ^2 . Questa scelta è stata determinata dal fatto che è comunque necessario mantenere una certa selezione sulla qualità delle tracce, caratteristica che presentano entrambi i tagli. L'effetto che è stato misurato è molto più piccolo dell'errore statistico e ampiamente scorrelato al variare dei tagli in Pt. Si conclude quindi che il contributo di questa sistematica è completamente trascurabile.

4) L'effetto prodotto dalla parametrizzazione del fondo è stato studiato seguendo lo stesso metodo impiegato per la misura della vita media, variando di una σ i valori dei parametri della funzione. Il risultato complessivo è dell'1% del valore di F_b . Anche in questo caso, il motivo per cui la sistematica è limitata è da ricercarsi nella forma della distribuzione della *pseudo- $c\tau$* del fondo; infatti, l'esponentiale positivo della parametrizzazione ha approssimativamente una pendenza vicina al valore di $c\tau$ (a causa dei decadimenti sequenziali di B) e la relativa frazione comparabile con il valore di F_b .

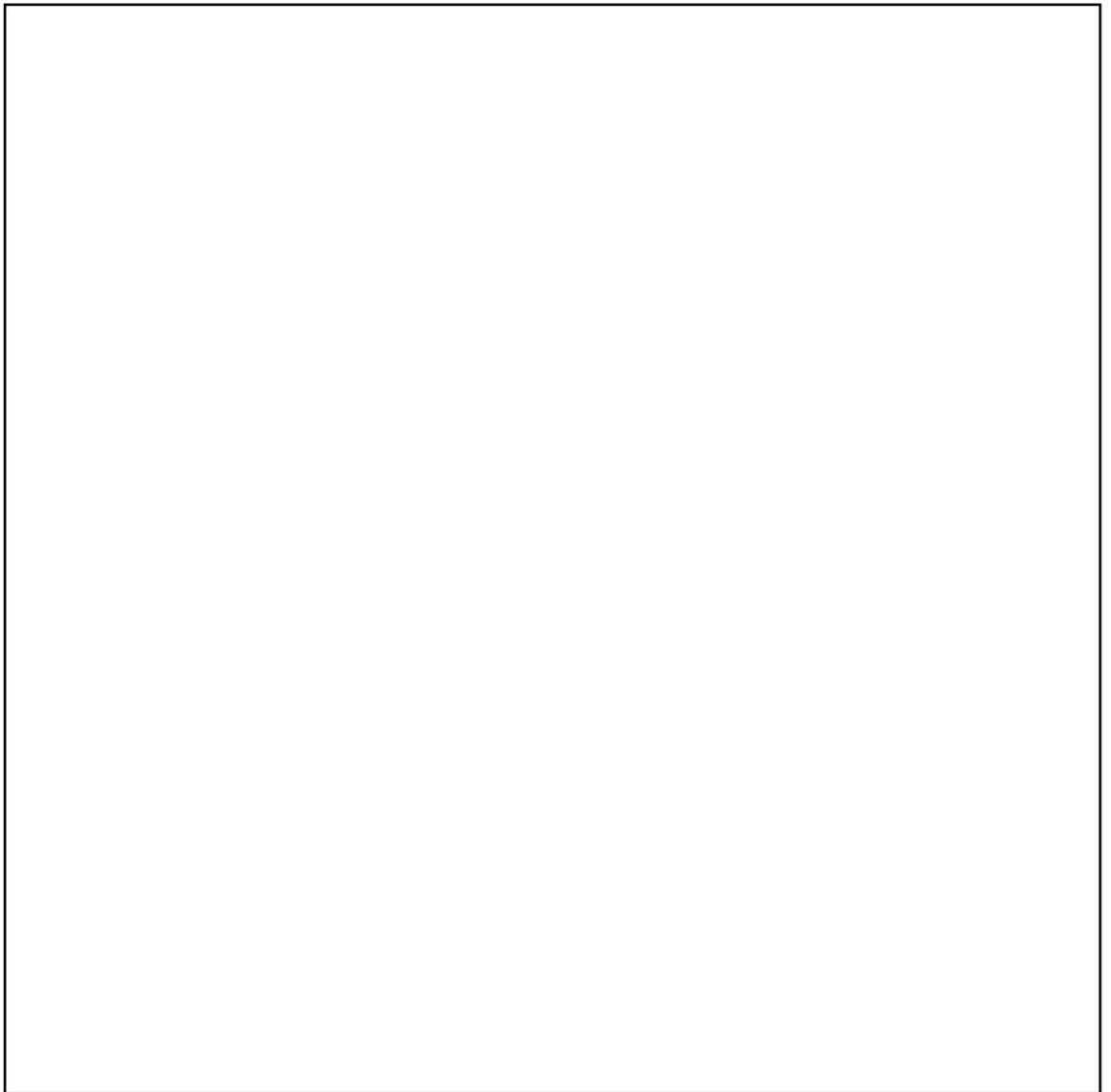


Fig. 6.15 Distribuzione di σ_{ct} ; la linea tratteggiata mostra la posizione del taglio.

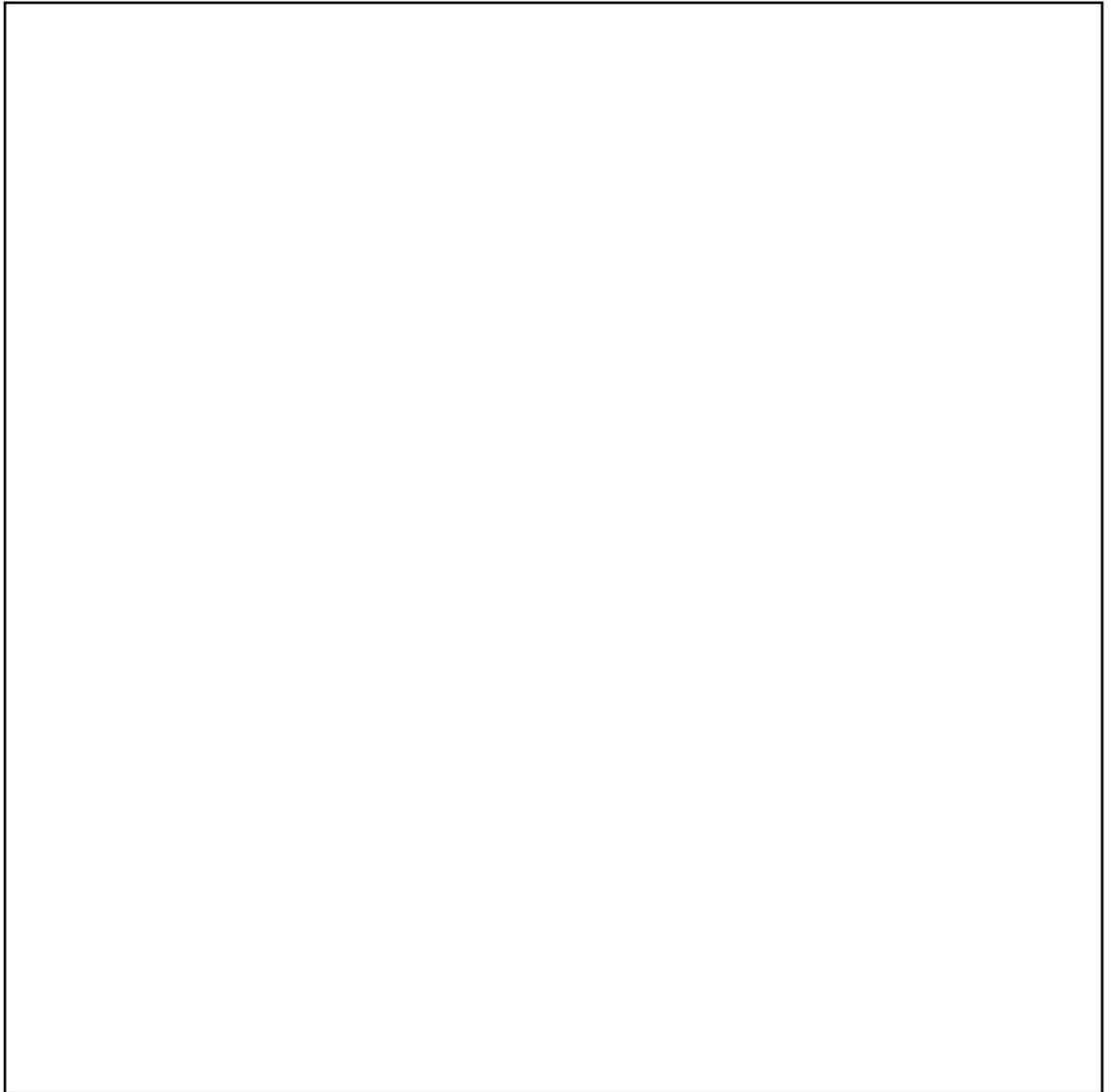


Fig. 6.16 Frazione integrata F_b in funzione di $P_{t_{cut}}$.

6.8 Lo spettro in impulso trasverso delle J/ψ

Un approccio diverso per lo studio delle frazioni in funzione di P_t può essere suggerito dalla constatazione che tutte le ψ che presentano una *pseudo- τ* piuttosto grande sono originate dal decadimento di B.

Combinando questa informazione con quella della frazione integrata si può estrarre una misura della frazione $f_b(P_t)$.

6.8.1 Misura della frazione differenziale

Il metodo che viene utilizzato in questa analisi si basa sulla determinazione della forma dello spettro in P_t delle J/ψ [28].

Innanzitutto si definisce lo spettro normalizzato di tutte le J/ψ del campione, sottraendo la componente corrispondente al fondo a partire da un certo $P_{t\text{cut}}$:

$$6.20 \quad A(P_t) = \left[\frac{1}{N} \frac{dN}{dP_t} - F_{\text{back}} \left(\frac{1}{N_{\text{back}}} \frac{dN_{\text{back}}}{dP_t} \right) \right] \frac{1}{1 - F_{\text{back}}}$$

dove con il suffisso "back" si intende che lo spettro è ricavato dalle bande laterali.

Si definisce poi lo spettro normalizzato delle J/ψ che provengono dal decadimento dei mesoni B scegliendo quelle che hanno una *pseudo- τ* maggiore di $250\mu\text{m}$:

$$6.21 \quad B(P_t) = \left[\frac{1}{N_B} \frac{dN_B}{dP_t} - F'_{\text{back}} \left(\frac{1}{N'_{\text{back}}} \frac{dN'_{\text{back}}}{dP_t} \right) \right] \frac{1}{1 - F'_{\text{back}}}$$

Dove anche in questo caso il suffisso "back" sta ad indicare che gli spettri provengono dalle bande laterali, mentre l'apice indica che le bande laterali sono costruite tenendo conto del taglio in *pseudo- τ* .

La frazione $f_b(P_t)$ per ogni bin di P_t risulta quindi determinata dal rapporto delle due distribuzioni normalizzato al valore della frazione integrata da un certo $P_{t\text{cut}}$.

$$6.22) \quad f_b(P_t) = F_b(P_t > P_{t\text{cut}}) \frac{B(P_t)}{A(P_t)}$$

In quest'analisi, per motivi di statistica, è stato scelto il valore minimo dei $P_{t\text{cut}}$ a nostra disposizione, ovvero $4 \text{ GeV}/c$.

I risultati di questa misura sono illustrati nella tabella 6.6 e nella figura 6.17

Tab 6.6

Pt	f_b	errore stat.	errore sist.
4-5 GeV/c	0.132	± 0.0057	± 0.0092
5-6 GeV/c	0.159	± 0.0064	± 0.011
6-7 GeV/c	0.198	± 0.0082	± 0.014
7-8 GeV/c	0.230	± 0.011	± 0.016
8-9 GeV/c	0.244	± 0.014	± 0.017
9-10 GeV/c	0.278	± 0.018	± 0.019
10-11 GeV/c	0.368	± 0.026	± 0.026
11-12 GeV/c	0.313	± 0.031	± 0.022
12-13 GeV/c	0.328	± 0.037	± 0.023
13-14 GeV/c	0.427	± 0.052	± 0.030
14-15 GeV/c	0.334	± 0.052	± 0.023

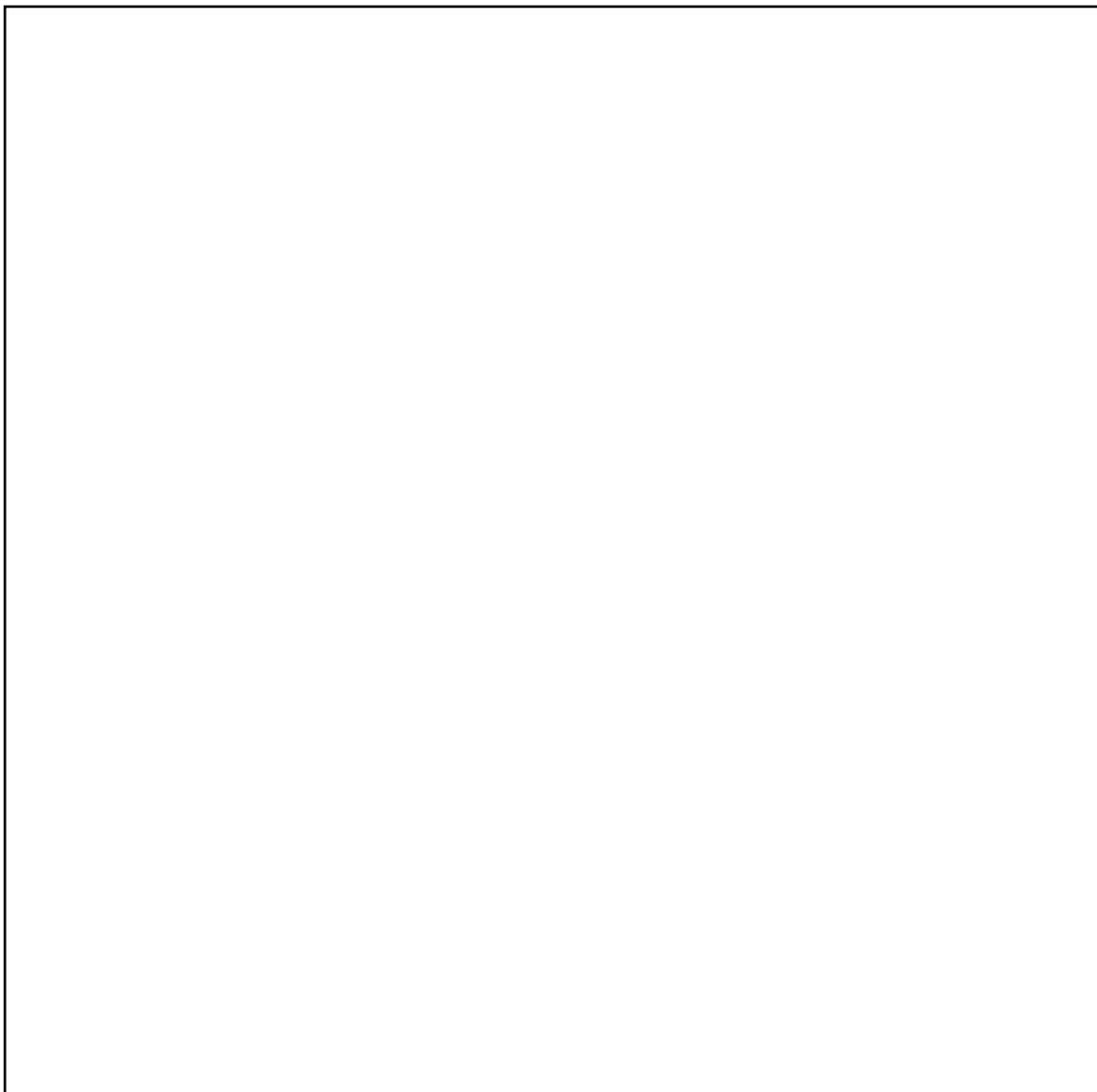


Fig. 6.17 Frazione differenziale f_b in funzione di Pt.

L'errore statistico indicato è dato dalla convoluzione dell'errore statistico su F_b e dell'errore statistico sul rapporto $\frac{A}{B}$ in ogni bin. Poiché esiste comunque una certa correlazione tra i due errori, questa prescrizione produce una sovrastima dell'errore statistico reale.

L'errore sistematico risulta quello stimato nel fit per il calcolo di F_b propagato attraverso le formule qui usate.

6.8.2 Misura della frazione integrata in Pt basata sull'analisi degli spettri

L'analisi sopra riportata può essere impiegata anche per ottenere una misura alternativa della frazione integrata:

$$6.23) \quad F_b(P_t > P_t') = F_b(P_t > P_{t_{cut}}) \frac{\int_{P_t'}^{\infty} B(P_t) dP_t}{\int_{P_t'}^{\infty} A(P_t) dP_t}$$

I risultati sono riportati nella tabella 6.7 e nella fig. 6.18

Tab. 6.7

$P_{t\text{cut}}$	F_b	errore stat.	errore sist.
4 GeV/c	0.196	± 0.0066	± 0.014
5 GeV/c	0.218	± 0.0074	± 0.015
6 GeV/c	0.247	± 0.0088	± 0.017
7 GeV/c	0.275	± 0.010	± 0.019
8 GeV/c	0.300	± 0.012	± 0.021
9 GeV/c	0.331	± 0.015	± 0.023
10 GeV/c	0.360	± 0.018	± 0.025
11 GeV/c	0.355	± 0.020	± 0.025
12 GeV/c	0.374	± 0.024	± 0.026
13 GeV/c	0.394	± 0.029	± 0.028
14 GeV/c	0.380	± 0.033	± 0.027

L'errore statistico e l'errore sistematico sono calcolati seguendo le stesse prescrizioni del paragrafo precedente.

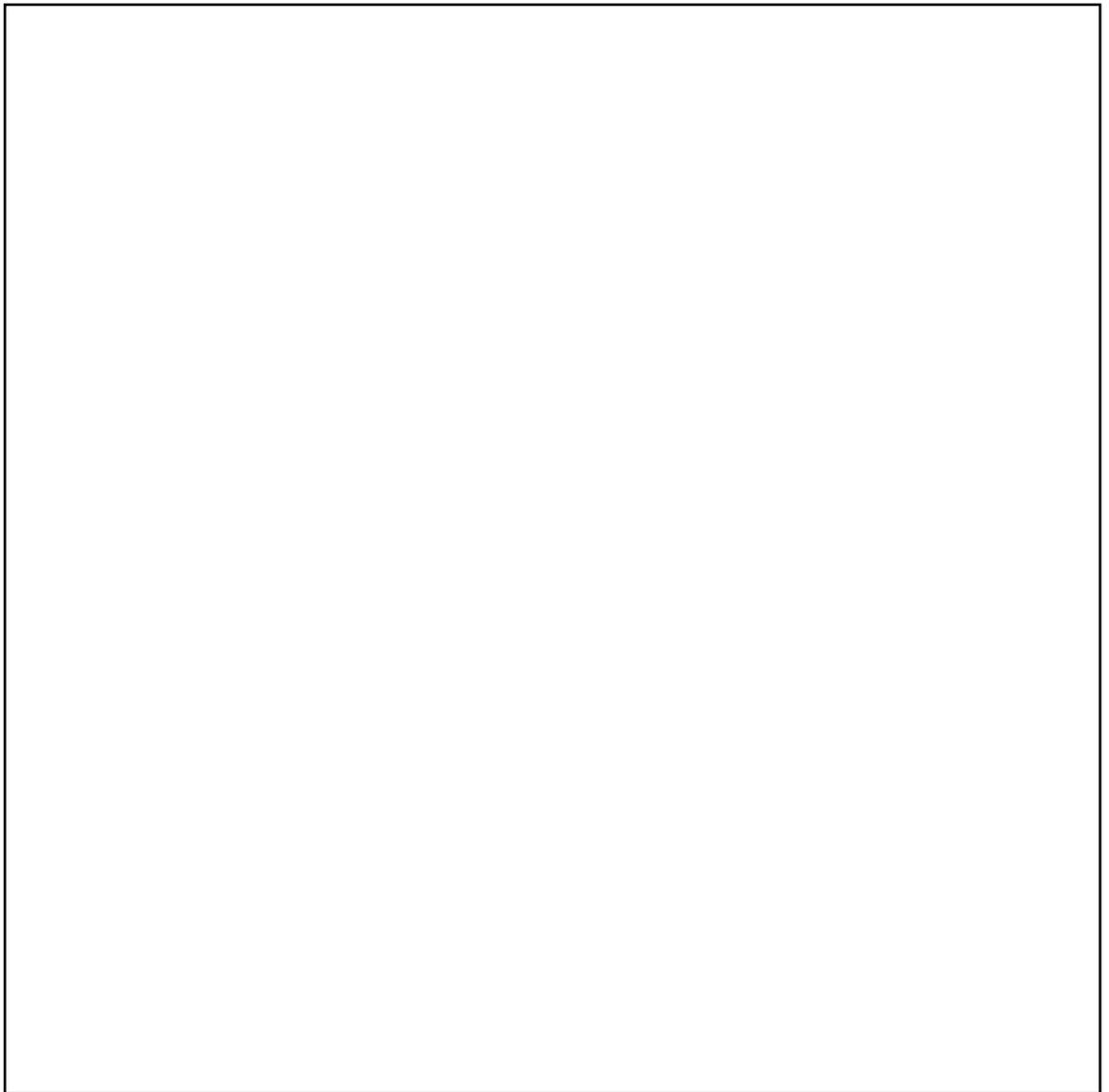


Fig. 6.17 Frazione integrale F_b in funzione di $P_{t_{cut}}$.

CAPITOLO 7

Misura della sezione d'urto delle J/ψ e dei quark b

In questo capitolo vengono descritti la misura della sezione d'urto delle J/ψ e, facendo uso delle informazioni ricavate dalle analisi descritte nei capitoli precedenti, gli errori sistematici stimati. Queste misure verranno in seguito utilizzate per il calcolo della sezione d'urto per i quark b .

7.1 Misura della sezione d'urto delle J/ψ dirette e provenienti dal decadimento dei mesoni B .

La sezione d'urto differenziale $\left(\frac{d\sigma}{dPt}\right)_i$ nel bin i -esimo di Pt della J/ψ è definita dalla formula:

$$7.1) \left(\frac{d\sigma}{dPt}\right)_i = \langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1} \frac{1}{B} \frac{1}{L} N_i$$

Dove:

N_i : è il numero di J/ψ nel bin i -esimo

B : è la larghezza del bin di Pt

L : è la luminosità integrata

$\langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1}$: è l'inverso del prodotto delle efficienze e delle accettanze del rivelatore

Nella formula 7.1) si esprime la sezione d'urto differenziale totale. Se tuttavia vogliamo eseguire una misura separata delle due componenti, J/ψ dirette e J/ψ provenienti dal decadimento di mesoni B, bisogna moltiplicare il valore della sezione d'urto totale di produzione per le relative frazioni:

$$7.2) \left(\frac{d\sigma}{dPt} \right)_i^B = \langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1} f_{b_i} \frac{1}{B} \frac{1}{L} N_i ,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dPt} \right)_i^\psi = \langle \epsilon \rangle_{Pt}^{-1} (1-f_{b_i}) \frac{1}{B} \frac{1}{L} N_i$$

Dove f_{b_i} è la frazione di J/ψ nel bin i -esimo come misurata nel paragrafo 6.8.2.

In Fig. 7.1 viene mostrata la sezione d'urto definita dalla formula 7.1) e quella relativa alle due componenti di 7.2), messe a confronto con previsioni teoriche basate su funzioni di struttura NDE[4], per la componente da B, e derivanti da calcoli prodotti da Glover et al.[12] per la componente primaria.

La sezione d'urto integrale totale definita nel paragrafo 4.2, divisa per la frazione integrata, è stata misurata con i tagli in Pt definiti nel paragrafo 6.7.2, ovvero 4, 5, 6 GeV/c ; i valori ricavati sono riportati nella tabella 7.1 [29]. Al fine di determinare la luminosità e il numero di ψ , sono stati rimossi dal campione numerosi "Run" in cui non è stato possibile stabilire con certezza l'efficienza del trigger. Infatti sono stati identificati interi gruppi di dati, in cui qualche elemento del rivelatore o degli algoritmi di trigger hanno determinato errori nell'acquisizione.

Il numero di ψ nel picco di massa, effettuati i tagli di selezione definiti nel paragrafo 4.1, risulta di 28781, di cui si stima, estrapolando dalle bande laterali l'8.61% di fondo. In definitiva, il numero di eventi candidati è di 26499 ± 175 e quello di fondo 2282 ± 48 . La luminosità integrata misurata per questo campione è di $17.067 \pm 1.195 \text{ pb}^{-1}$.

$P_{t\text{cut}}$	Sezione d'urto di produzione di J/ψ Totale
$P_t > 4 \text{ GeV}/c$	$26.11 \pm 0.17(\text{stat}) \pm 2.85(\text{sist}) \text{ nb}$
$P_t > 5 \text{ GeV}/c$	$13.43 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 1.47(\text{sist}) \text{ nb}$
$P_t > 6 \text{ GeV}/c$	$6.95 \pm 0.07(\text{stat}) \pm 0.76(\text{sist}) \text{ nb}$

Tab. 7.1

L'errore statistico è stato ricavato sommando in quadratura le fluttuazioni delle J/ψ all'interno del picco di massa e le fluttuazioni del numero degli eventi di fondo.

L'errore sistematico è la convoluzione di varie sorgenti:

- a) Efficienza del trigger
- b) Incertezza sulla polarizzazione delle J/ψ
- c) Incertezze da Montecarlo per gli studi sull'accettanza geometrica
- d) Inefficienze di ricostruzione delle singole camere (CTC, CMU)
- e) Efficienza dei tagli di selezione

Lo studio dei punti a) e c) è sviluppato al capitolo 4.

b) L'incertezza sulla polarizzazione è stata studiata eseguendo una simulazione completa per ψ polarizzate positivamente e negativamente. L'effetto sistematico complessivo è risultato del 5% sul valore della sezione d'urto integrata.

d) La ricostruzione delle tracce di μ , da parte della camera centrale CTC, è efficiente per il $98.9 \pm 1\%$. Questa efficienza è stata stimata ricreando una nuova traccia a partire dai parametri di uno dei due μ . Variando il solo parametro ϕ della nuova traccia, si studia l'efficienza di ricostruzione utilizzando valori dell'angolo

ϕ opposti e vicini a quelli degli altri due muoni. Nel primo caso si ottiene un valore per l'efficienza di 99.0%, mentre nel secondo di 98.82%.

Le camere dei μ mostrano invece un'efficienza complessiva di $98\pm 1\%$.

e) Lo studio di queste efficienze è stato eseguito applicando separatamente i tagli della selezione e contando il numero delle ψ che rimangono nel picco del segnale.

Tipo di errore considerato	errore sistematico
Efficienza del trigger	7%
Polarizzazione delle J/ψ	5%
Montecarlo per lo studio dell'accettanza	6%
Altre efficienze	2.7%
Totale	10.8%

I tagli sul χ^2 del fit tra le camere dei μ e la camera centrale hanno un'efficienza di $99.33\pm 0.5\%$ per ogni muone.

Infine il taglio sulla finestra di massa ha un'efficienza di $97\pm 1\%$.

Un riassunto degli errori sistematici considerati è mostrato in tabella 7.2.

Tab. 7.2

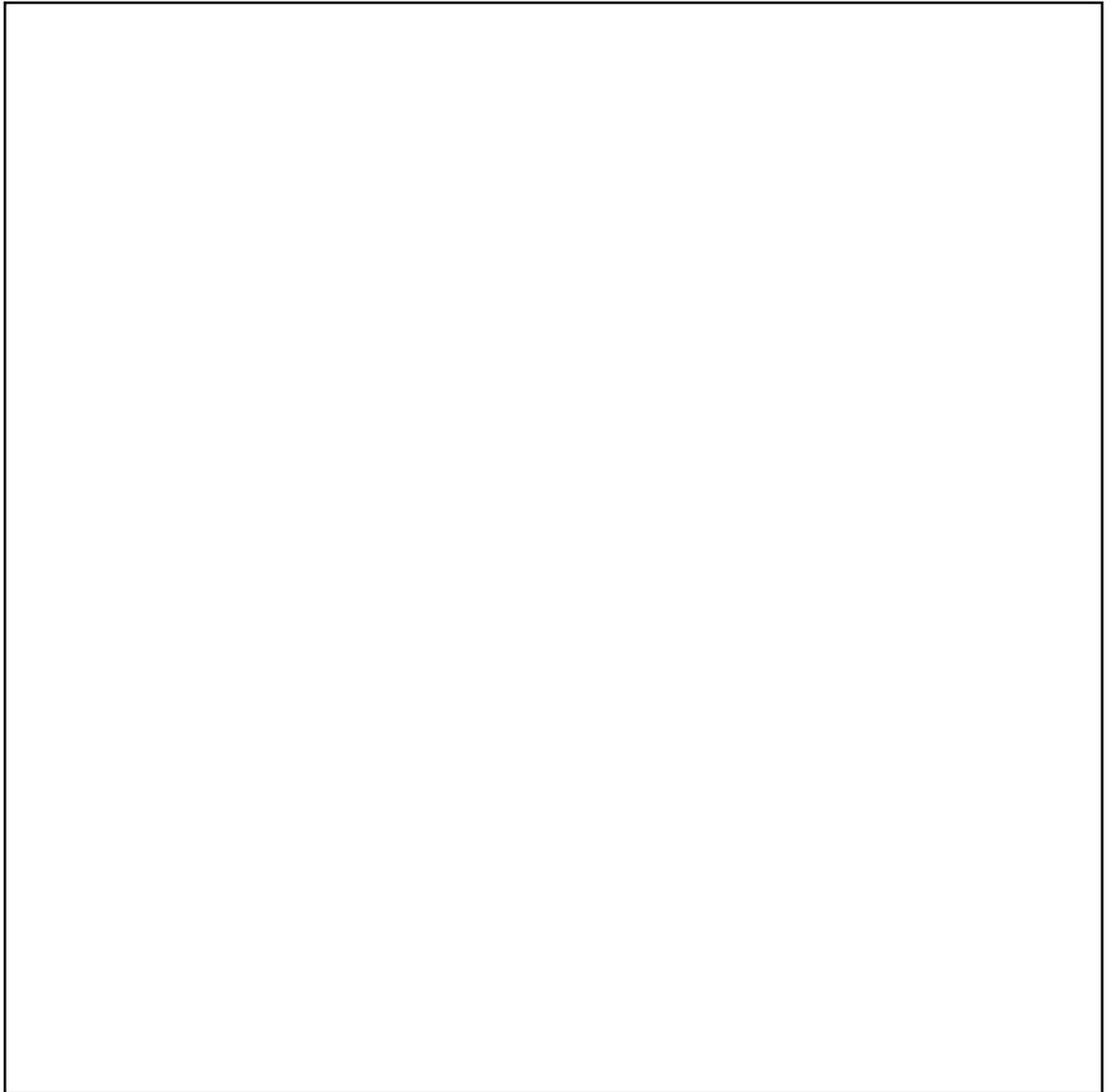


Fig. 7.1 Sezione d'urto differenziale per le J/ψ .

Al fine di studiare la produzione di b-quark, i valori della sezione d'urto della tabella 7.1 devono essere moltiplicati per le rispettive frazioni integrali definite nel capitolo precedente (Tab. 6.5), come previsto dalla formula 4.5.

In tabella 7.3 vengono mostrate le sezioni d'urto integrate per le J/ψ prodotte dal decadimento dei mesoni B nelle tre regioni cinematiche qui considerate.

$P_{t\text{cut}}$	Sezione d'urto di produzione di J/ψ da B
$P_t > 4 \text{ GeV}/c$	$5.12 \pm 0.03 \text{ (stat)} \pm 0.67 \text{ (sist)} \text{ nb}$
$P_t > 5 \text{ GeV}/c$	$2.91 \pm 0.02 \text{ (stat)} \pm 0.38 \text{ (sist)} \text{ nb}$
$P_t > 6 \text{ GeV}/c$	$1.69 \pm 0.017 \text{ (stat)} \pm 0.22 \text{ (sist)} \text{ nb}$

Tab 7.3

L'errore sistematico, in questo caso, è la somma in quadratura degli errori sistematici descritti sopra con il totale degli errori riportati nella misura della frazione integrata.

7.2 Determinazione del rapporto R

Per poter misurare la sezione d'urto del quark b è necessario eseguire una estrapolazione basandosi sulla simulazione del processo di adronizzazione e successivo decadimento dei mesoni B in J/ψ [17].

In definitiva si definisce un rapporto derivato dal montecarlo:

$$7.3) \quad R(P', P'') = \frac{\sigma_{b\text{mont}}(P_t > P'', |\eta| < 1.)}{\sigma_{\psi\text{mont}}(P_t > P', |\eta| < 0.6)}$$

Da questo valore si ricava la sezione d'urto per il quark b secondo la seguente formula:

$$7.4) \quad \sigma_b(P_t > P'', |\eta| < 1.) = \mathbf{Error!} \times R$$

R è stato valutato sulla base del montecarlo descritto nel capitolo 5, utilizzando funzioni di struttura MRSD0 e parametri di rinormalizzazione, come esposto nel paragrafo 5.1[1]. Il valore di R è stato calcolato per tre coppie di P' e P'', e cioè:

- 1) R(4, 6)
- 2) R(5, 8)
- 3) R(6, 10)

I valori di P' e P'' sono stati scelti in maniera tale che: nel primo caso, la percentuale di b prodotti con $P_t > 6 \text{ GeV}/c$ e decaduti in J/ψ con $P_t > 4 \text{ GeV}/c$ corrispondesse al 93% (Fig. 7.2); nel secondo caso, quella dei b prodotti con $P_t > 8 \text{ GeV}/c$ decaduti in J/ψ con $P_t > 5 \text{ GeV}/c$ corrispondesse all'86% e nel terzo caso, quella dei b prodotti con $P_t > 10 \text{ GeV}/c$ decaduti in J/ψ con $P_t > 6 \text{ GeV}/c$ corrispondesse all'80%.

Il valore di R non è correlato al valore assoluto della sezione d'urto teorica, tuttavia è legato, anche se solo debolmente, alla dipendenza dal P_t di σ_b , a sua volta connessa sia alle funzioni di struttura che ai parametri di rinormalizzazione. R invece è fortemente dipendente dal tipo di modello che è stato usato per la successiva adronizzazione del quark e dal modello usato per il decadimento del mesone B in J/ψ .

Sono stati studiati quindi gli errori sistematici connessi ai modelli utilizzati nel montecarlo.

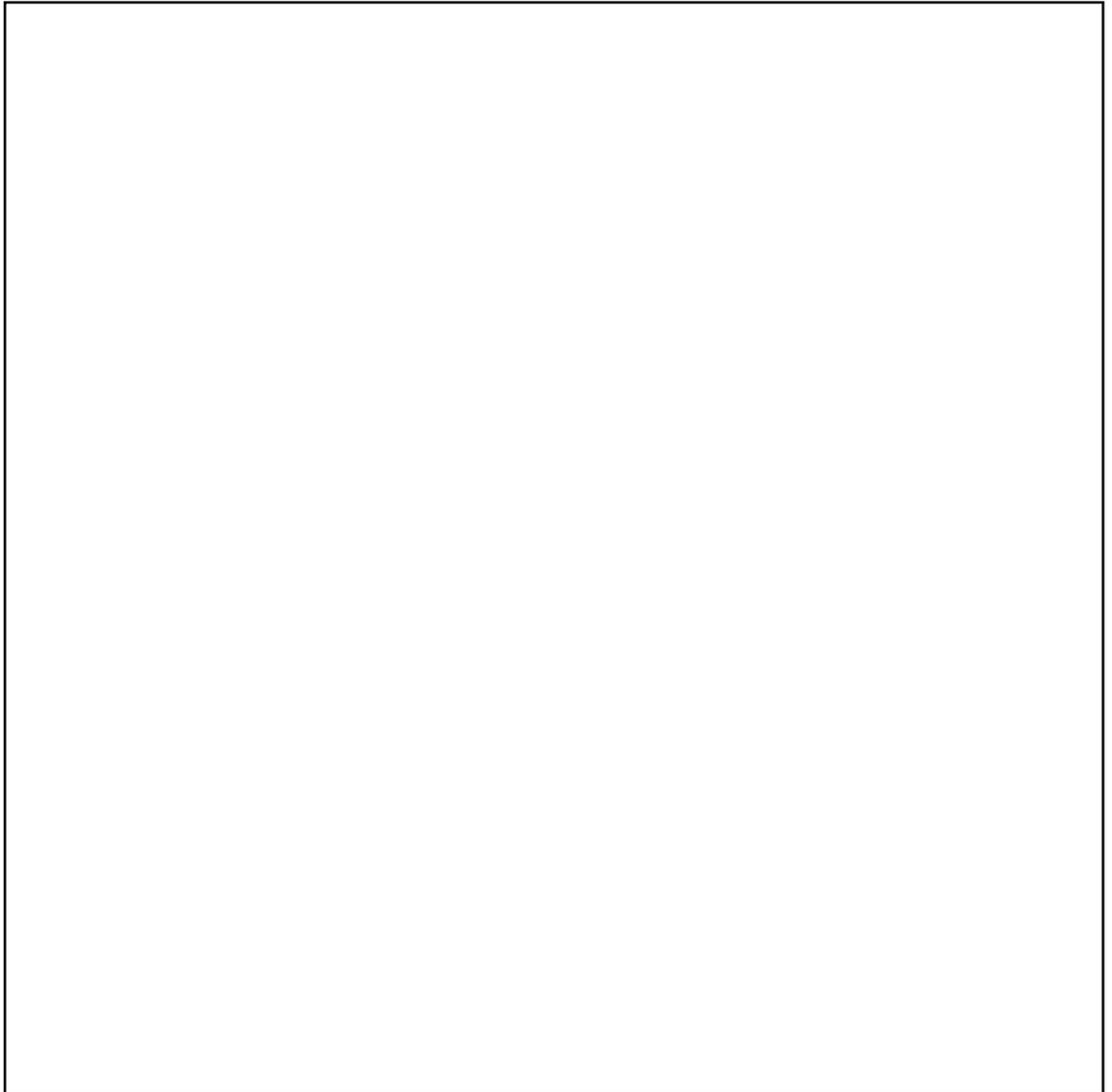


Fig. 7.2 Spettro del quark b per J/ψ con un impulso trasverso maggiore di $4 \text{ GeV}/c$.

- a) Distribuzione in P_t del quark b
- b) Distribuzione in rapidità del quark b
- c) Modello di Peterson[6] per la frammentazione del quark b
- d) Spettro di decadimento del mesone B

a) Lo studio della sistematica connessa al modello teorico di produzione di quark b è stata esaminata generando J/ψ a partire da quark b prodotti con i parametri, Λ_{QCD} e μ , descritti al paragrafo 5.1. Il valore di R è stato quindi confrontato con quello prodotto da simulazioni che generano i quark in base alle funzioni di struttura NDE e QFL. I valori di R hanno mostrato una variazione limitata, in dipendenza dal tipo di funzioni di struttura, mentre una variazione più significativa, in dipendenza dai valori dei parametri di rinormalizzazione. In definitiva si ricava un errore complessivo sul valore di R di 4.6%, dovuto alla scelta dello spettro del quark b.

b) Lo studio della sistematica connessa alla distribuzione in rapidità del quark b è stata eseguita effettuando la simulazione, prima con una distribuzione piatta, in seguito utilizzando una distribuzione parabolica che parametrizzava le distribuzioni calcolate dal montecarlo generatore di quark. Si è stimato l'errore come la differenza tra i valori di R ottenuti con le due parametrizzazioni; esso risulta essere dell'1.3%.

c) La sistematica su R connessa con la frammentazione è stata studiata variando il valore di $\epsilon=0.006$ all'interno del suo errore (± 0.002). L'errore sistematico dovuto a questa incertezza risulta ampio e varia per i tre valori di R presi in considerazione (Tab. 7.4).

R(P',P'')	Errore su R connesso al modello di	
R(4,6)	Peterson	8.6 %
R(5,8)		10.0 %
R(6,10)		13.2 %

Tab. 7.4

d) Si stima infine la sistematica introdotta dallo spettro di decadimento del mesone B in J/ψ , nel sistema di decadimento del B, variandone i valori all'interno dell'errore sperimentale.

Il valore accertato risultata essere di 5% sul valore di R.

7.3 Misura della sezione d'urto di produzione del quark b

Inserendo nell'equazione 7.4 i valori di R, descritti nel paragrafo precedente, si ottiene la sezione d'urto integrale del quark b.

Il valore del "branching ratio" $B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ è stato ricavato dai dati del Particle Data Group, mentre per il "branching Ratio" $B(B \rightarrow J/\psi X)$ è stato scelto il valore più recente tra quelli misurati dall'esperimento CLEO.

$$B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 0.0597 \pm 0.0025$$

$$B(B \rightarrow J/\psi X) = 0.0116 \pm 0.0009$$

Nella tabella 7.5 vengono riportati i valori della sezione d'urto per il b, mentre in fig. 7.3 vengono messi a confronto i tre punti, che da essi si ricavano, con le curve teoriche previste dalle funzioni di struttura MRSD0 [1,30].

	Sezione d'urto di produzione di quark b
$\sigma_b(P_t > 6 \text{ GeV}/c, y < 1)$	$10.46 \pm 0.06(stat) \pm 1.77(sist) \text{ nb}$
$\sigma_b(P_t > 8 \text{ GeV}/c, y < 1)$	$5.27 \pm 0.04(stat) \pm 1.01(sist) \text{ nb}$
$\sigma_b(P_t > 10 \text{ GeV}/c, y < 1)$	$2.95 \pm 0.03(stat) \pm 0.62(sist) \text{ nb}$

Tab. 7.5

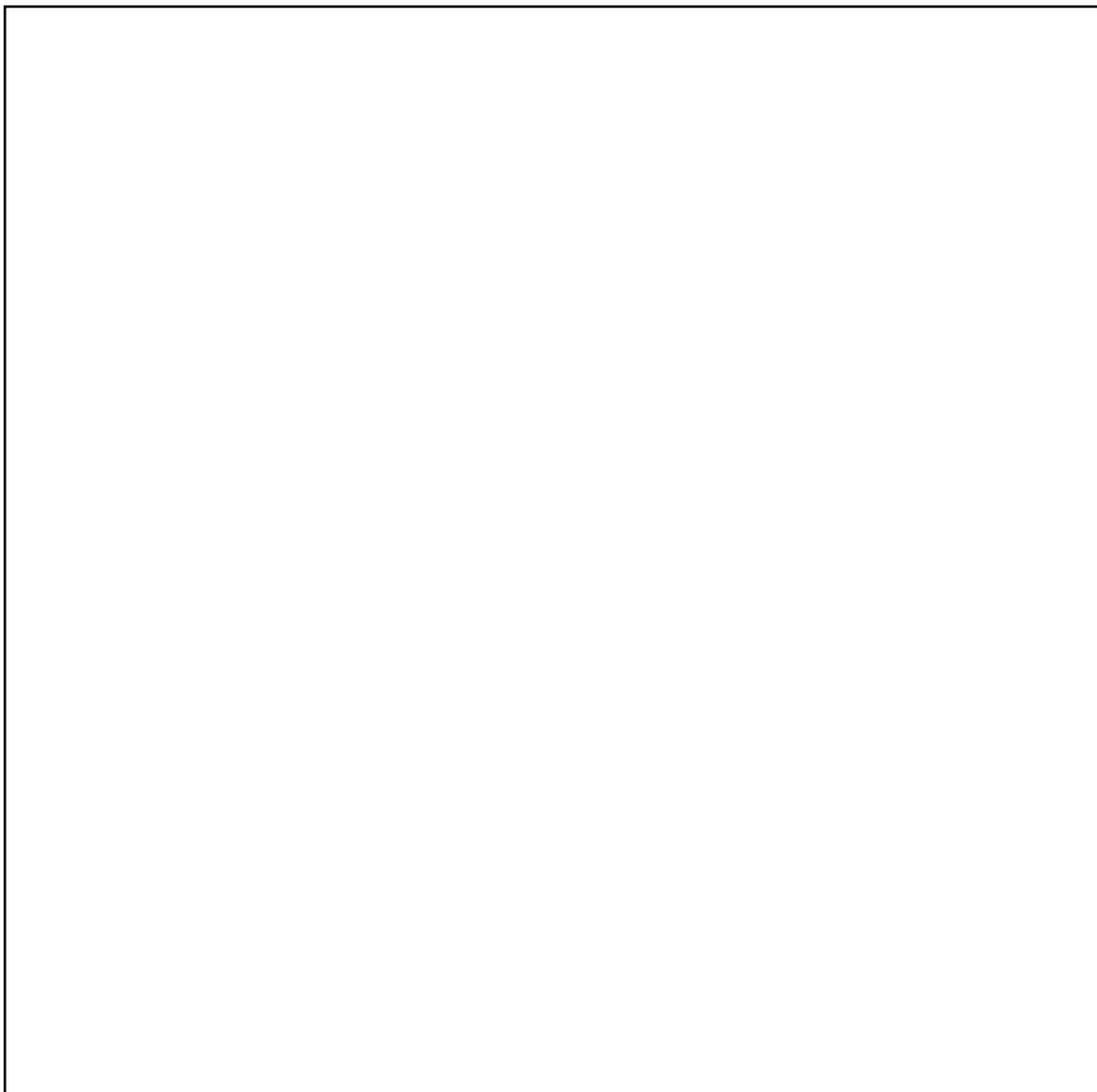


Fig. 7.2 Sezione d'urto per il quark b in funzione dell'impulso trasverso P_t . Le linee continue corrispondono alla previsione teorica per funzioni di struttura MRSD0 con valori diversi dei parametri di rinormalizzazione.

CONCLUSIONI

Nel corso dello svolgimento di questa tesi si sono presentati, sia la misura della sezione d'urto di produzione di J/ψ , che il lavoro effettuato per ottenere una stima di quelle provenienti dal decadimento di B. Per poterne valutare la frazione, è stato impiegato un metodo diretto, che per la prima volta ha permesso di operare una misura della sezione d'urto del quark b in maniera del tutto indipendente dal tipo di modello prescelto.

I risultati di quest'analisi sono particolarmente sorprendenti in quanto contraddicono sostanzialmente le prime stime di produzione diretta di charmonio. Queste erano state alla base di una precedente misura della sezione d'urto di b, effettuata dalla collaborazione di CDF, utilizzando i dati raccolti durante la campagna del 1988-1989[17]. Le stime prodotte a quei tempi, infatti, prevedevano una produzione di coppie $c\bar{c}$ quasi compatibile con i modelli teorici, mentre una produzione di quark b, misurata con un impulso trasverso di $8 \text{ GeV}/c$, circa 4 volte superiore.

La situazione sopra descritta è illustrata dalla Fig. 8.1, dove sono mostrati anche altri canali di studio della sezione d'urto di quark b [1].

Alla luce dei risultati ottenuti dall'analisi da me proposta, la situazione appare profondamente diversa. I valori ricavati per la frazione di J/ψ da decadimento di mesoni B sono decisamente inferiori rispetto a quelli precedentemente calcolati, ciò significa che, mentre lo squilibrio tra i valori sperimentali e le previsioni teoriche sulla produzione di quark b diminuisce notevolmente, quello riguardante la produzione diretta di charmonio aumenta considerevolmente.

I valori delle frazioni ricavate da un montecarlo che riproduceva due campioni di dati, uno identico a quello da me preso in considerazione e un'altro uguale a quello utilizzato nell'88-89, che comprendeva eventi selezionati attraverso tagli

cinematici diversi, si possono ora confrontare direttamente con quelli ottenuti sperimentalmente:

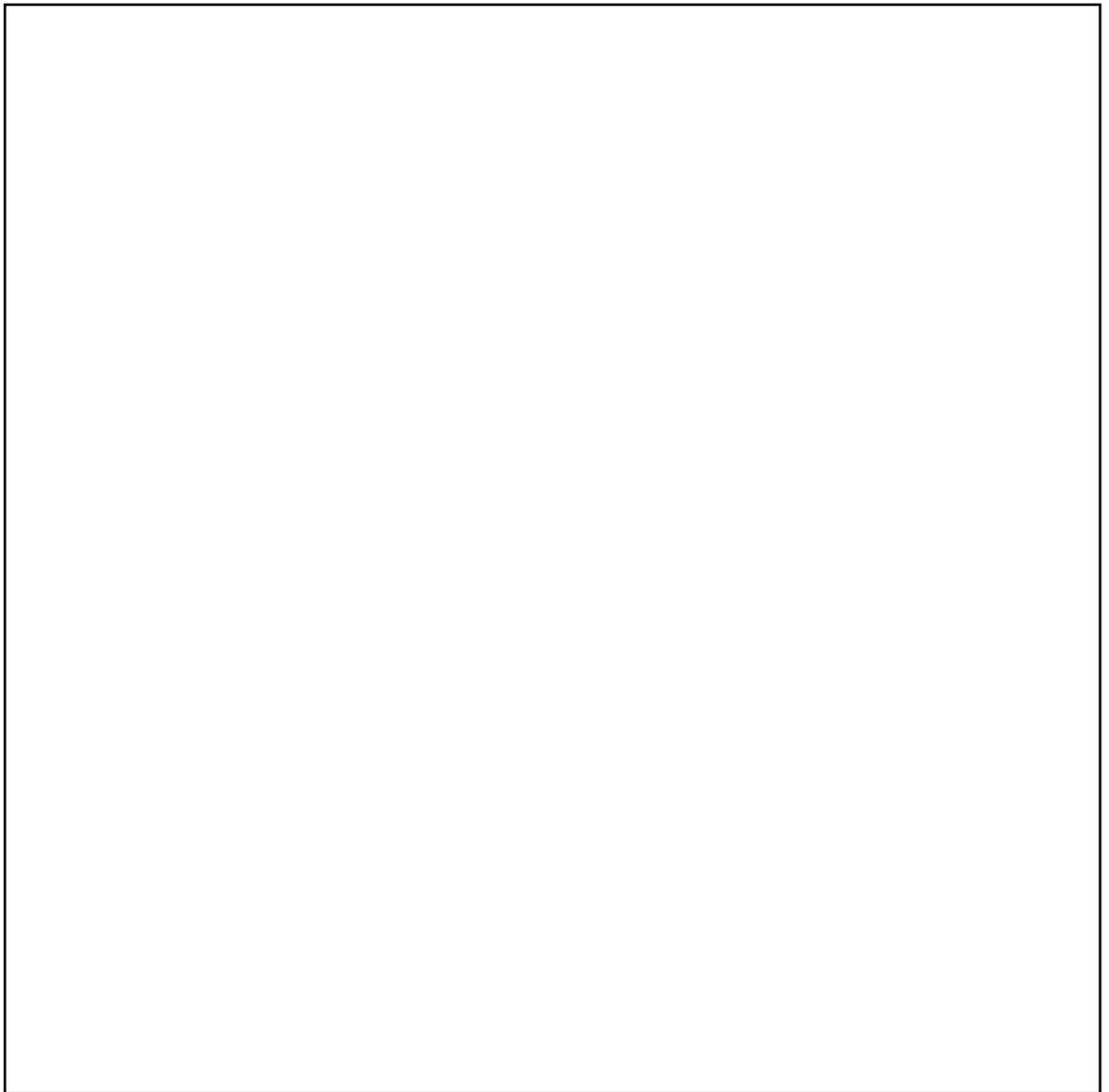


Fig. 7.2 Sezione d'urto per il quark b in funzione dell'impulso trasverso P_t come risultava prima di quest'analisi.

Il rapporto tra valori sperimentali e previsioni è di 0.35 nel primo caso e di 0.45 nel secondo. La tendenza all'aumento della discrepanza tra previsioni e valori sperimentali, qualora si considerino J/ψ a più alto impulso trasverso, sta ad indicare che se esiste un processo, responsabile della produzione diretta di

Campioni di J/ψ	Frazioni sperimentali	Frazioni teoriche
$P_{t_\psi} > 6 \text{ GeV}/c$ $P_{t_\mu} > 3 \text{ GeV}/c$	$0.24 \pm 0.007 \pm 0.018$	0.69 - 0.72
$P_{t_\psi} > 3 \text{ GeV}/c$ $P_{t_\mu} > 2 \text{ GeV}/c$	$0.181 \pm 0.004 \pm 0.014$	0.37 - 0.44

charmonio, questo deve produrre ψ con uno spettro decisamente più duro rispetto a quello finora previsto.

Una prova ulteriore si ricava da misure attualmente in corso a CDF, tendenti a determinare la frazione di ψ' provenienti dal decadimento di mesoni B; tale procedimento è identico a quello impiegato per il campione di J/ψ . I fit sono stati effettuati su campioni $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ e $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$. In questo caso i modelli teorici prevedono che oltre il 96% della produzione sia da mesoni B, mentre in pratica si riscontrano frazioni decisamente inferiori.

Secondo i modelli teorici, la possibilità che esistano altri processi che contribuiscono alla produzione di charmonio, è tutt'altro che remota; infatti, come già accennato nel primo capitolo, i diagrammi di ordine superiore in α_s non sono affatto trascurabili, e divengono più significativi per alti Pt [5].

Per quanto concerne invece la produzione di coppie $b\bar{b}$, per le quali, a causa dell'elevata massa del quark b, l'approssimazione perturbativa è molto più corretta, l'esistenza di altri processi è sicuramente meno rilevante.

Nella figura 8.2 il risultato dell'analisi qui presentata è confrontato con quelli prodotti utilizzando canali esclusivi $B \rightarrow J/\psi K^\pm$ che esplorano impulsi più alti. La concordanza che si osserva tra i diversi metodi di misura della sezione d'urto è discreta.



Fig. 7.2 Sezione d'urto per il quark b in funzione dell'impulso trasverso P_t . I punti neri indicano i risultati da me ottenuti; i rombi bianchi ed i quadrati neri rappresentano invece le misure effettuate sul campione $B \rightarrow J/\psi K^\pm$.

BIBLIOGRAFIA

- [1] M. Mangano, "On the B and J/ ψ cross sections measurements at UA1 and CDF" IFUP-TH 2/93
- [2] A. Martin, R. Roberts e J. Stirling, RAL-92-021, DTP/92/16 (1992)
- [3] M. Mangano, P. Nason e G. Ridolfi, Nucl. Phys. B373 (1992), 295
- [4] P. Nason, S. Dawson e R.K. Ellis, Nucl Phys. B303 (1988), 607
- [5] E. Braaten e T.C. Yuan, NUHEP-TH-92-25 (1992)
- [6] C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27 (1983), 105
- [7] J. Chrin, Z. Phys. C36 (1987), 163
- [8] ARGUS Collab., H. Albrecht et al., Phys. Rev. Lett. 199B (1987), 451
- [9] CLEO Collab., M.S. Alam et al., Phys. Rev. D 34 (1986), 3279
- [10] ALEPH Collab., D. Decamp et al., "Measurement of mean lifetime and branching fractions of B hadrons" (1992)
- [11] "Particle Data Group" Phys. Rev. D 45 (1992)
- [12] E.W.N. Glover, A.D. Martin e W.J. Stirling, Z. Phys. C38 (1988), 473
- [13] UA1 Collab., C. Albajar et al., Phys. Lett. B 256 (1991), 112
- [14] UA1 Collab., C. Albajar et al., Z. Phys. C38 (1988)
- [15] CDF Collab., NIM A271 (1988), 387
- [16] UA1 Collab., C. Albajar et al., Phys. Lett. B 256 (1991), 121
- [17] CDF Collab., F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992), 3403

S. Vajc, CDF Collab., presentato al DPF Meeting of the American Physics Society, Fermilab, novembre 11-14 1992

C. Boswell, CDF Collab., presentato al DPF Meeting of the American Physics Society, Fermilab, novembre 11-14 1992

FERMILAB-CONF-92/347-E

T. Fuess, CDF Collab., presentato al DPF Meeting of the American Physics Society, Fermilab, novembre 11-14 1992

FERMILAB-CONF-92/336-E

B.T. Huffman, CDF Collab., presentato al DPF Meeting of the American Physics Society, Fermilab, novembre 11-14 1992

FERMILAB-CONF-92/337-E

F. Abe et al., CDF Collab., Phys. Rev. Lett. 69 (1992), 3704

[18] CDF Collab., CDF nota 1172 (1990)

[19] W.C. Carithers et al., NIM A289 (1990), 388

[20] O. Schneider, CDF Collab., presentato al DPF Meeting of the American Physics Society, Fermilab, novembre 11-14 1992

[21] F. Bedeschi et al., Proc. dell'XXVI International Conference on High Energy Physics Society, Dallas, USA, agosto 1992

[22] D. Amidei et al., NIM A269 (1988), 51

[23] H. Wenzel, CDF nota 1790 (1992)

[24] G. Ascoli, NIM A269 (1988), 63

- [25] F. DeJong e R, Hans, CDF nota 1999 (1993)
- [26] The CDF Collab., F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 71 (1993), 1685
- [27] C. Anway-Wiese, CDF nota 1986 (1993)
- [28] N. Turini, "Measurement of the the Fraction of J/ψ from B decays", CDF nota 2360 (1993)
- [29] V. Papadimitriou, CDF nota 2379 (1993)
- [30] M. Mangano, comunicazioni private