

Tesi di dottorato in Fisica V ciclo
Università degli Studi - Pisa

**Spettro di massa invariante del sistema
jet-jet in interazioni
Protone-Antiprotone a $\sqrt{s}=1.8$ TeV**

Candidato : Dott. INCAGLI MARCO

Anno Accademico 1992

Indice generale

Indice generale	i
1 Introduzione	1
2 Produzione di jet in collisioni adroniche	5
2.1 QCD: una moderna teoria di gauge.	8
2.2 Dalla lagrangiana alla sezione d'urto	10
2.3 Adronizzazione di quark e gluoni	12
2.4 Definizione di jet: cono di energia.	16
2.5 Sviluppo perturbativo e calcolo agli ordini superiori	21
2.5.1 Calcolo a livello partonico e dipendenza dalla scala di regolar- izzazione	21
2.5.2 Montecarlo di tipo shower	24
2.6 Oltre la QCD	25
2.6.1 Quark come particelle composite	25
2.6.2 QCD come teoria chirale	26
3 L'apparato sperimentale di CDF	29
3.1 Sistema di tracciatura	30
3.1.1 Il rivelatore di vertice: VTPC	32
3.1.2 La camera a tracciatura: CTC	32
3.2 La calorimetria di CDF	35
3.2.1 Calorimetro centrale e Endwall	36
3.2.2 La calorimetria in avanti	38

3.3	Il rivelatore di μ	39
3.4	Il sistema di acquisizione dati	40
3.4.1	Elettronica di front-end	41
3.4.2	Trigger	41
3.4.3	Raccolta e scrittura di eventi	43
4	Misura dei jet in CDF	45
4.1	Algoritmo di clustering	45
4.2	Selezione e ricostruzione degli eventi	46
4.3	Correzioni offline	48
4.4	Risoluzione sull'energia dei jet	50
5	Misura della massa invariante del sistema jet-jet	55
5.1	Il campione di dati	55
5.2	La funzione di risposta	57
5.3	Effetti di radiazione	59
5.3.1	Effetto della massa del top	64
5.4	Valutazione della funzione di risposta	67
6	Effetti sistematici	72
6.1	Effetti dovuti al rivelatore	73
6.1.1	Incertezza sulla sezione d'urto	74
6.1.2	Incertezza sulla scala di massa	78
6.1.3	Incertezza sulla risoluzione in massa	78
6.2	Effetti dovuti alla definizione di jet	79
7	Confronto con la teoria	84
7.1	Il metodo di confronto	84
7.1.1	La funzione di decisione	87
7.2	Confronto con QCD al LO	93
7.3	Confronto con QCD al NLO	100
7.4	Conclusioni	107

INDICE GENERALE

8 Limiti su nuova fisica	109
8.1 Limiti su risonanze	109
8.2 Limiti sulla produzione di assigluoni	115
8.3 Teorie di <i>compositeness</i>	120
 Appendice A - Ottimizzazione del metodo di Montecarlo	 125
 Bibliografia	 130

Capitolo 1

Introduzione

In questa tesi si descrive una analisi compiuta sui dati raccolti dall'esperimento CDF (Collider Detector at Fermilab) e dedicata allo studio di alcuni aspetti della *Cromodinamica Quantistica* (QCD).

L'esperimento CDF è posto in uno dei punti di interazione del "Fermilab Tevatron Collider", un acceleratore circolare di 6 km di circonferenza con il quale si possono produrre urti protone-antiprotone ad un'energia nel centro di massa $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. Durante il periodo di presa dati agosto 1988-maggio 1989, CDF ha raccolto eventi corrispondenti ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt \simeq 4.3 \text{ pb}^{-1}$. L'alta statistica ha permesso, fra le altre cose, test di QCD più precisi rispetto a quanto disponibile nel passato.

La QCD, moderna teoria di *gauge*, fornisce la più aggiornata descrizione delle interazioni forti e rappresenta il punto di arrivo di un processo iniziato con il *modello a quark statici*, successivamente evolutosi nel modello naïve a partoni e quindi sfociato nella QCD stessa. La possibilità di controllare in modo più stringente la validità di tale teoria è oggi assai cresciuta grazie non solo alla migliorata capacità teorica di descrivere i processi fondamentali, ma anche ai miglioramenti compiuti da esperimenti come UA1, UA2, CDF e, di recente, D0, nella comprensione della risposta dei sistemi calorimetrici ai getti di particelle (*jet*) uscenti dal punto di interazione.

I *jet* derivano dal processo di "vestizione" dei partoni prodotti nell'urto frontale fra i costituenti del protone e dell'antiprotone. In questo processo, a causa del

carattere confinante proprio della QCD, i partoni si combinano fra di loro in modo da risultare in fasci di particelle che sono singoletti di colore. Poiché un partone è dotato di carica di colore, è necessario che esso interagisca o con uno dei partoni coinvolti nell'urto o con uno dei partoni "spettatori", per poter produrre un jet. Questo ha rimesso in discussione il vecchio modo di vedere le misure sui jet come direttamente riconducibili ai partoni, ed ha evidenziato l'importanza della radiazione di gluoni che rompe la corrispondenza uno a uno fra partoni e jet.

Fra i vari processi di QCD, uno dei più interessanti è senz'altro la produzione inclusiva di una coppia di jet: $p\bar{p} \rightarrow \text{jet} + \text{jet} + X$. La sezione d'urto di questo processo è generalmente espressa in funzione della massa della coppia di jet, oppure in funzione dell'angolo θ^* misurato nel centro di massa fra l'asse dei jet e l'asse del fascio¹. In questa tesi sarà discusso lo spettro differenziale $d\sigma/dM_{jj}$. L'interesse di tale misura è molteplice:

- essa costituisce un importante controllo delle predizioni di QCD;
- dalla presenza o meno di code a grandi masse, non giustificabili con la sola QCD, è possibile evidenziare una eventuale struttura interna dei quark, oppure porre un limite inferiore alla scala di energia a cui tale struttura "elementare" diventa rilevante (limiti sulla *compositeness*);
- eventuali risonanze non contemplate nel modello standard possono mostrarsi come picchi nello spettro di massa. Nel caso di risultati negativi possono essere posti limiti alla massa di particelle previste da nuove teorie (W' , Z' , assigluoni, ecc.);
- uno studio dettagliato della dipendenza dello spettro di massa dalla topologia dell'evento (separazione dei jet, presenza di jet addizionali, ecc.) aiuta nel complicato problema di analizzare le caratteristiche della radiazione di gluoni in processi di scattering partone-partone.

¹Solitamente viene usata la variabile $\chi = (1 + \cos\theta^*)/(1 - \cos\theta^*)$. Lo spettro $d\sigma/d\chi$, infatti, non presenta il polo in $\theta^* = 0$ tipico dello spettro $d\sigma/d\cos\theta^*$ per questo tipo di urti (scattering di Rutheford).

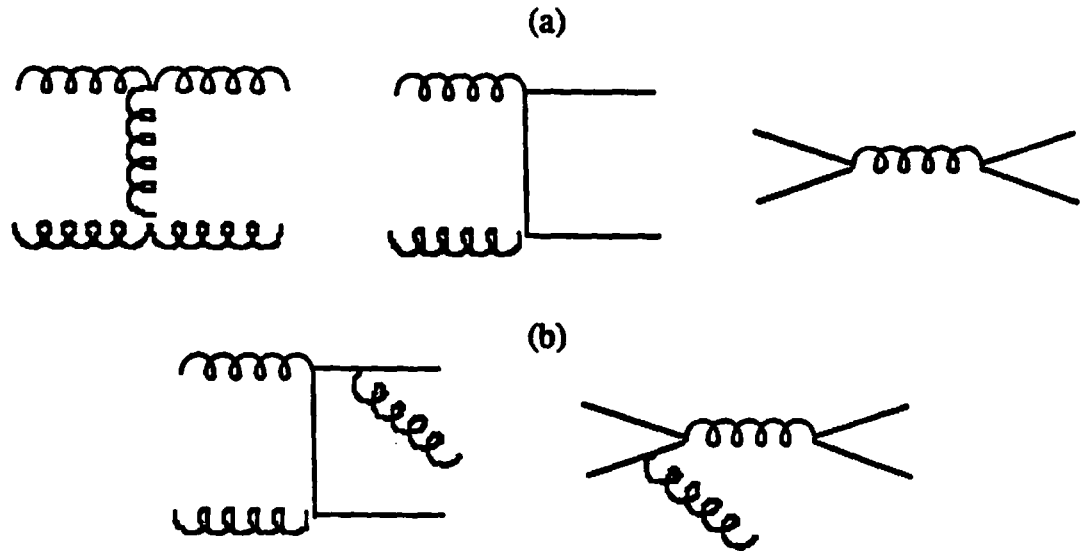


Figura 1.1: Esempio di diagrammi di ordine α_s^2 (a) e di ordine α_s^2 (b).

In questa tesi sono affrontati i primi tre punti individuati sopra: confronto di QCD, limiti su risonanze, limiti su “compositeness”.

Nel capitolo 2 viene descritto più precisamente il contesto teorico rispetto al quale si colloca la ricerca descritta in questo lavoro. Nel capitolo 3, invece, è descritto brevemente l'apparato sperimentale, con particolare riguardo al sistema utilizzato in questa analisi, cioè il sistema calorimetro centrale. Il capitolo 4 è dedicato alla descrizione del metodo seguito per individuare il campione di dati, rimuovere il fondo e correggere per gli effetti dovuti al calorimetro (non linearità, ecc.). Il capitolo 5 tratta la ricostruzione dello spettro $d\sigma/dM_{jj}$, mentre il capitolo 6 descrive gli errori sistematici e la loro possibile influenza sulla misura. Infine nei capitoli 7 ed 8 sono riportati i risultati del confronto fra lo spettro misurato e le predizioni teoriche. Nel capitolo 7 lo spettro sperimentale è confrontato con le predizioni del modello standard. Fino a qualche mese fa tali predizioni comprendevano solamente il calcolo degli elementi di matrice del processo a livello di Born (vedi figura 1.1.a). Questi calcoli trascurano l'effetto degli ordini superiori, quali la radiazione di gluoni energetici (figura 1.1.b), che alterano lo spettro osservato. Di recente [1] sono state pubblicate le previsioni relative all'ordine α_s^3 : questo permette di confrontare lo

spettro osservato sia con le predizioni di QCD a livello di Born (*Leading Order*) che con quelle ottenute includendo termini di ordine superiore (*Next to Leading Order*). Nel capitolo 8, infine, lo spettro misurato viene utilizzato per porre limiti su “nuova” fisica, in particolare sulla presenza di eventuali picchi di risonanza, e sulla eventuale composizione interna dei quark (*compositeness*).

Capitolo 2

Produzione di jet in collisioni adroniche

L'evidenza sperimentale dell'esistenza di flussi di particelle collimati, uscenti da interazioni adroniche o elettromagnetiche, si è avuta, per la prima volta, verso la metà degli anni '70 attraverso le misure di sfericità¹ delle particelle cariche effettuate a SLAC dall'esperimento SPEAR [2] (vedi fig.2.1). Una analisi simile, che confermò questi risultati, fu condotta anche al collider protoni-protoni del CERN (ISR - *Intersection Storage Ring*) [3].

L'interpretazione data a questo tipo di eventi, in accordo con la filosofia generale del *modello a partoni* che si stava sviluppando in quegli anni, fu che una tale tipologia fosse il risultato di una collisione frontale fra *partoni*, cioè fra i costituenti fondamentali della materia.

Un simile processo di collisione può essere schematicamente suddiviso come segue

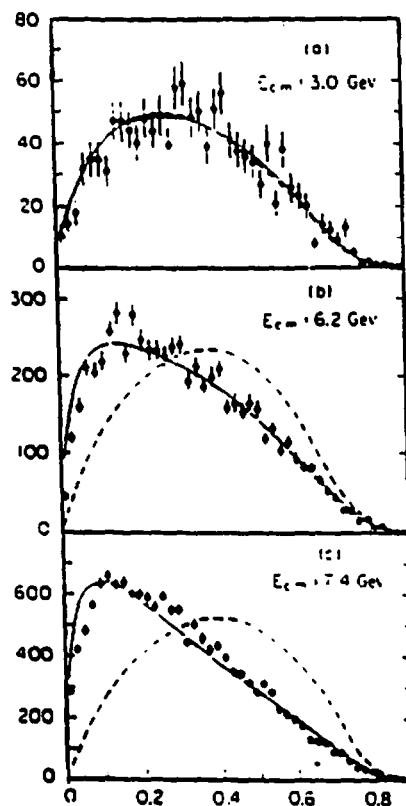
¹La sfericità si definisce con il seguente algoritmo:

- i) per ogni evento si trova l'asse che minimizza la somma dei quadrati degli impulsi trasversi, rispetto all'asse stesso, di tutte le particelle cariche osservate: $\sum_i p_{t,i}^2 = \min$;
- ii) si calcola, quindi, la sfericità rispetto all'asse individuato in (i):

$$S = \frac{3 \sum_i p_{t,i}^2}{2 \sum_i p_i^2}$$

Tale parametro varia fra 0 e 1; esso vale 1 per eventi perfettamente sferici, mentre tende a 0 per eventi a struttura collineare (due jet in direzioni opposte).

Figura 2.1: Distribuzione di sfericità per eventi prodotti in collisioni e^+e^- alle energie nel centro di massa indicate nei riquadri (solamente le particelle cariche sono incluse in questi grafici). Le curve continue sono la predizione del modello che include i jet, mentre le tratteggiate sono dovute alla distribuzione aspettata a causa del solo spazio delle fasi.



(vedi fig. 2.2):

1. i fasci entranti (nucleoni, $\pi \dots$), costituiti da partoni, ciascuno avente una frazione x dell'impulso totale dell'adrone (P_h). La probabilità che un partone abbia un impulso $p = xP_h$ è descritta dalla funzione di distribuzione $F(x, Q^2)^2$;
2. l'urto fra due partoni, descritto dalla sezione d'urto elementare $\hat{\sigma}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u})$ espressa in funzione delle variabili di Mandelstam riferite al sistema dei due partoni incidenti;
3. la frammentazione dei partoni uscenti, descritta dalla funzione $D(z, Q^2)$, in cui z è il rapporto fra la componente dell'impulso della particella osservata lungo la direzione di volo del partone uscente e l'impulso del partone stesso.

Come vedremo più avanti, questa descrizione non è solamente una schematizzazione che semplifica la discussione del processo, ma ha un preciso contenuto fisico,

² Q^2 è il quadrato del quadri-impulso scambiato durante l'interazione.

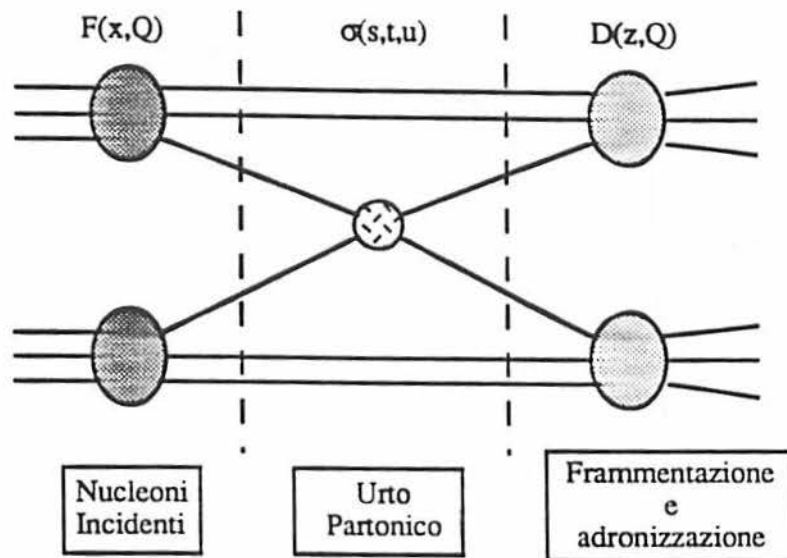


Figura 2.2: Descrizione dell'urto protone - anti protone con successiva produzione di getti di particelle adroniche.

essendo legata alla scala dei tempi del processo stesso.

Esistono due classi di partoni: i costituenti della materia ($\text{spin} = 1/2$), detti quark, e le particelle mediatrici di forza ($\text{spin}=1$), detti gluoni. Ad esempio un protone è costituito da tre quark legati insieme da gluoni virtuali, mediatori della forza *forte*: quando, tuttavia, questi viene osservato con un potente "microscopio" — un fascio di particelle molto energetico — esso appare costituito da una nuvola di gluoni che si materializzano in coppie $q\bar{q}$, per un tempo massimo consentito dal principio di indeterminazione, che a loro volta si ricombinano in gluoni. La distribuzione degli impulsi di questi partoni è dipendente dall'energia del fascio con cui osservo il protone (la lunghezza d'onda del microscopio), in quanto sempre più emissioni virtuali possono essere viste aumentando l'impulso scambiato con il protone.

La teoria che attualmente riesce a descrivere, almeno in parte, i processi indicati (funzione di distribuzione, sezione d'urto elementare e funzione di frammentazione) è la *Cromodinamica Quantistica* (QCD).

In questo capitolo saranno descritte le caratteristiche fondamentali di questa teoria (§2.1) e come con essa si possa giustificare l'osservazione sperimentale dei jet sia in interazioni $p\bar{p}$ che e^+e^- (§§2.2 e 2.3).

Nel §2.4 verrà affrontato il problema della necessità di una definizione precisa (operativa) di jet, in modo da facilitare il confronto fra i vari esperimenti e fra i risultati sperimentali e le predizioni teoriche.

In seguito si confronteranno due metodi diversi e complementari per fornire predizioni teoriche: il calcolo a livello partonico (PLC – §2.5.1) ed i metodi di montecarlo basati sulla approssimazione del “logaritmo dominante” (LLA – §2.5.2).

Infine nel §2.6 saranno considerate due possibili estensioni del Modello Standard che prevedono effetti osservabili con i dati di CDF grazie alla statistica raccolta ed all'energia tipica dell'esperimento: l'esistenza di una struttura interna dei quark (*compositeness*) e la QCD come teoria chirale (previsione di nuove particelle: *asigluoni*).

2.1 QCD: una moderna teoria di gauge.

La QCD è la parte del Modello Standard che descrive la più forte delle quattro interazioni fino ad ora note. Essa individua nei quark i fermioni fondamentali che costituiscono gli adroni.

L'esistenza dei quark fu proposta per la prima volta agli inizi degli anni sessanta da Gell-Mann e Zweig come rappresentazione fondamentale della simmetria di SU(3). Questa era stata a sua volta introdotta, in seguito alla scoperta delle particelle strane, come ampliamento della simmetria di SU(2), che descrive l'isospin.

Per conservare la statistica di Fermi in particelle costituite da tre quark identici (ad esempio Ω^-) venne assegnata ad essi una nuova carica, detta carica di *colore*, esistente in tre stati diversi (blù, rosso e verde).

Inizialmente i quark erano considerati più come un artificio matematico, utile a classificare il proliferare degli adroni, che come vere e proprie particelle. Questa convinzione era suffragata anche dal fatto che la relazione di Gell-Mann – Nishijima

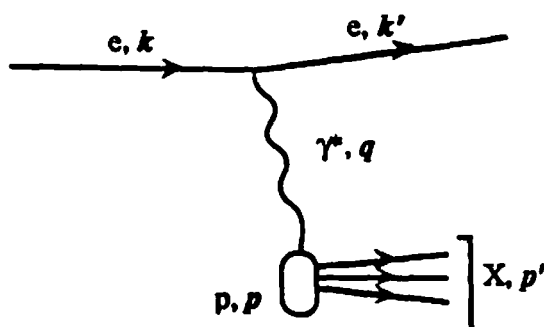


Figura 2.3: Interazione di DIS.

($Q = \frac{B+S}{2} + I$), che definisce la carica elettrica Q in termini di quella barionica B , della stranezza S e dell'isospin I , comportava una carica frazionaria $\pm\frac{1}{3}$ e $\pm\frac{2}{3}$ per i quark.

Tale modello acquistò consistenza con gli esperimenti sugli urti anelastici (*Deep Inelastic Scattering* - DIS) effettuati a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) alla fine degli anni '60. In seguito a questi risultati Feynmann, Bjorken ed altri proposero l'esistenza, all'interno degli adroni, di partoni dotati di una frazione x dell'impulso dell'adrone stesso. Il parametro x può essere descritto in termini delle variabili cinematiche che individuano l'interazione inclusiva $e^-p \rightarrow e^-X$ come segue (vedi fig. 2.3):

$$x = -\frac{q^2}{2q \cdot p} \quad (2.1.1)$$

dove p e q sono definite in figura 2.3.

La variabile di Bjorken x è, in prima approssimazione, l'unico parametro necessario per descrivere le osservabili del processo. Questo comportamento suggerisce il fatto che i partoni siano essenzialmente liberi all'interno degli adroni, contraddicendo il quadro di particelle fortemente legate.

La scoperta di questa legge di scala fornisce un criterio potente per discriminare teorie diverse proposte per descrivere le interazioni forti: la teoria corretta deve essere *asintoticamente libera*. Cioè si deve avere un indebolimento dell'accoppiamento effettivo quark-quark alle corte distanze.

Fritzsch, Gell-Mann e Leutwyler [4] proposero nel 1973 l'esistenza di un ottetto³ di gluoni come mediatori del campo. In questo modo la teoria risulta non abeliana, a differenza, ad esempio, della teoria elettromagnetica nella quale il mediatore è un singoletto di carica: il fotone (teoria abeliana). Dopo la dimostrazione che una teoria di gauge non abeliana è asintoticamente libera [5] e rinormalizzabile⁴ [6], la scelta di SU(3) come gruppo di simmetria che descrive le interazioni forti fu accettata pressoché universalmente.

A questa teoria fu messo il nome di QCD da Gell-Mann.

2.2 Dalla lagrangiana alla sezione d'urto

La QCD assume tre tipi di quark (ψ_b, ψ_g, ψ_r) per ogni sapore ($\psi = u, d, s, c, \dots$) ed un ottetto di campo di colore A_a^μ (a è l'indice dell'ottetto, mentre μ è l'indice di Lorenz). La relativa lagrangiana è:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{a,\mu\nu} + i\bar{\psi}_j \gamma_\mu D^{\mu,jk} \psi_k - \bar{\psi}_j M^{jk} \psi_k \quad (2.2.1)$$

dove:

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu + g f_a^{bc} A_b^\mu A_c^\nu \quad (2.2.2)$$

$$D_{jk}^\mu = \delta_{jk} \partial^\mu - ig (T^a)_{jk} A_a^\mu \quad (2.2.3)$$

Le matrici T_a identificano l'algebra di SU(3) caratterizzata dalle costanti di struttura f_{abc} :

$$[T_a, T_b] = i f_{ab}^c T_c \quad (2.2.4)$$

La matrice M_{ij} è la matrice di massa, non diagonale in seguito alle relazioni di *mizing* fra quark descritte dalla matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. g è la costante di accoppiamento forte la cui evoluzione può essere calcolata, in teoria perturbativa,

³L'ottetto è la rappresentazione aggiunta di SU(3)

⁴La rinormalizzazione di una teoria significa essenzialmente che tale teoria può essere descritta in modo completo da un numero finito di parametri.

usando l'equazione del gruppo di rinormalizzazione. Al primo ordine risulta:

$$g^2(\mu^2) = \frac{g^2(\mu_0^2)}{1 + \frac{\beta_1}{16\pi^2} g^2(\mu_0^2) \ln \frac{\mu^2}{\mu_0^2}} \quad (2.2.5)$$

dove $\beta_1 = 11 - \frac{2}{3}N_f$ è la funzione del gruppo di rinormalizzazione β calcolata ad un loop, N_f è il numero di sapori, μ è una scala introdotta per regolarizzare gli integrali divergenti e μ_0 è una conveniente scala di riferimento. Questa relazione può essere riscritta come:

$$g^2(\mu^2) = \frac{16\pi^2}{\beta_1 \ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (2.2.6)$$

con

$$\Lambda_{\mu}^2 = \mu_0^2 e^{-\frac{16\pi^2}{\beta_1 g^2(\mu_0^2)}} \quad (2.2.7)$$

Per cui, introducendo la costante di struttura forte, talvolta chiamata anch'essa costante di accoppiamento forte, $\alpha_s(\mu^2) = \frac{g^2(\mu^2)}{4\pi}$, risulta:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_1 \ln \frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \quad (2.2.8)$$

Come si vede $\alpha_s \rightarrow 0$ per $\mu \rightarrow \infty$, indice del regime di libertà asintotica.

La costante Λ_{QCD} indica la regione nella quale lo sviluppo perturbativo perde la sua validità e si entra nella regione di confinamento. Essa è inoltre caratteristica, anche se in modo debole, della forma dell'andamento di $\alpha_s(Q^2)$ ad alti impulsi trasferiti.

I calcoli perturbativi permettono di descrivere, e quindi di prevedere, le sezioni d'urto per interazioni fra partoni nei processi in cui un grande impulso ($\gg \Lambda_{QCD}$) viene scambiato. Tuttavia, sperimentalmente, si ha a che fare con fasci di particelle o con bersagli formati da adroni, e non da partoni. La descrizione completa del processo richiede quindi la conoscenza delle funzioni d'onda degli adroni in regimi in cui lo sviluppo perturbativo cessa di valere, nè abbiamo altre teorie capaci di effettuare tali calcoli⁵.

⁵Una possibile eccezione sono le cosiddette *teorie di lattice*.

Per poter procedere nei calcoli, i teorici si basano sul "teorema di fattorizzazione", secondo il quale la parte perturbativa può essere separata da quella relativa alle interazioni a lunga distanza. Schematicamente:

$$\sigma = C_{P_i}^{(\sigma)} \otimes \phi_{NP} \quad (2.2.9)$$

dove σ è la sezione d'urto fisica (osservabile); $C_{P_i}^{(\sigma)}$ è l'interazione a corta distanza, dipendente dal processo in questione, che può essere calcolata in teoria perturbativa; ϕ_{NP} è la parte non perturbativa del processo relativa alle interazioni a lunga distanza. Il segno di convoluzione (\otimes) indica che è necessario integrare su tutte le possibili configurazioni che danno luogo alla stessa osservabile.

Misurando σ e calcolando $C_{P_i}^{(\sigma)}$ è possibile così misurare la componente non perturbativa ϕ_{NP} . Il potere predittivo della teoria sta nel fatto che ϕ_{NP} non dipende dal tipo di processo.

Ad esempio ϕ_{NP} può essere la funzione di distribuzione di un quark all'interno di un protone. Tale funzione è universale, è possibile predirne l'evoluzione con la scala del Q^2 tramite le equazioni di Altarelli-Parisi, ed è la stessa per i diversi processi (DIS, $p\bar{p}$, $\pi p \dots$). In tal modo la QCD, nonostante la regione limitata di impulso nella quale è capace di calcolare con buona precisione le diverse quantità, riesce ugualmente a predire, fino ad ora con buon successo, le osservabili sperimentali.

2.3 Adronizzazione di quark e gluoni

In seguito alla proposta di eventuale composizione interna degli adroni, indicata sia dai teorici che dal proliferare delle risonanze osservate sperimentalmente, un grosso sforzo fu dedicato, negli anni '60-'70, alla ricerca di queste componenti fondamentali.

La mancata osservazione di queste particelle, unita tuttavia al successo che il modello a partoni stava avendo nel descrivere gli esperimenti di DIS, portò a postulare una ipotesi di confinamento dei quark all'interno degli atomi. Quest ipotesi implica che le osservabili sperimentali possono essere solamente singoletti di colore, per cui non singoli quark, ma opportuni stati legati del tipo $x\bar{x}$, con $x = r, g, b$,

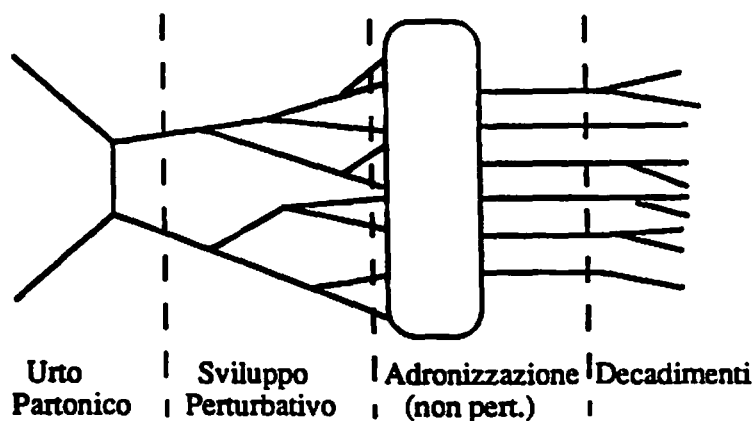


Figura 2.4: Separazione del processo di transizione partone-adroni in cascata partonica e adronizzazione.

oppure del tipo rgb^6 .

La transizione da partoni ad adroni può essere separata in due fasi: la cascata partonica e la adronizzazione dei partoni in singoletti di colore (vedi figura 2.4). Mentre la cascata partonica è un processo perturbativo, descritto dalle funzioni di splitting di Altarelli-Parisi, la adronizzazione è un processo a lunga distanza ($\simeq 1 fm$), cioè a basso impulso trasferito; questo rende inutilizzabile tutto l'apparato fornito dallo sviluppo perturbativo.

Per poter descrivere, almeno in parte, i risultati sperimentali, sono stati proposti diversi modelli fenomenologici. Questi diversi schemi di adronizzazione possono poi essere usati da programmi di Montecarlo per ottenere previsioni teoriche da confrontare con i dati. Il numero di modelli proposti è un indice di quanto la teoria sia lontana da una comprensione accurata di questi processi a lunga distanza.

Il primo modello di frammentazione fu proposto da Field e Feynmann [7]. In questo schema, chiamato *modello di frammentazione indipendente*, ogni partone evolve in adroni in maniera indipendente dagli altri secondo una funzione di probabilità i cui parametri vengono determinati dai risultati sperimentali. Questo procedimento ha come conseguenza il fatto che, nell'evoluzione della cascata, non si conservano l'energia e l'impulso. Queste quantità devono essere aggiustate "a mano"

⁶In linea di principio sono possibili altre combinazioni più complesse, del tipo $x\bar{x}y\bar{y}$ o $x\bar{x}rgb$, ma di queste non esistono, a tutt'oggi, segnali certi.

alla fine del processo.

A causa di questi inconvenienti tale modello è stato superato da vari altri schemi, più elaborati ma anche più autoconsistenti. Fra questi i più autorevoli ed i più usati attualmente sono il *modello a stringhe* [8] ed il *modello a cluster* [9].

In breve il modello di frammentazione a stringhe ipotizza delle correnti di colore fra coppie $q\bar{q}$ in cui il potenziale aumenta *linearmente* con la distanza fra i due partoni (fig. 2.5). L'energia immagazzinata in queste *stringhe* di colore è descritta da un parametro k che, sperimentalmente, vale $\simeq 1\text{Gev}/fm$. Si introduce, quindi, una certa probabilità di rottura di questa stringa la cui espressione è data, a meno di una costante, da:

$$P(m, P_t) \propto e^{-\frac{\pi}{2}m^2} e^{-\frac{\pi}{2}P_t^2} \quad (2.3.1)$$

dove m è la massa del quark e P_t è l'impulso trasverso dei quark rispetto alla direzione di moto della coppia $q\bar{q}$. La rottura di questa stringa provoca la creazione di una coppia $q'\bar{q}'$, aventi lo stesso colore della coppia iniziale, e quindi di due singoletti di colore: $q'\bar{q}'$ e $q'\bar{q}$. Una delle due coppie così formate prende una frazione z dei due invarianti $W^+ \equiv E + P_t$ e $W^+W^- \equiv (E + P_t)(E - P_t) = m_t^2$; all'altra coppia viene attribuita la frazione rimanente $(1-z)$. Una parametrizzazione proposta per la distribuzione di questa variabile z è: $f(z) = \frac{1}{2}(1-z)^a \exp(-bm_t^2/z)$, con i parametri a e b dedotti dalle misure sperimentali. Questo processo si ripete fino a che l'impulso trasverso della coppia prodotta non scende sotto una certa soglia ($\simeq 1\text{GeV}$), al di sotto della quale le coppie ottenute formano adroni.

Nel modello a cluster il processo di evoluzione perturbativa dello sciame viene seguito mantenendo tutta l'informazione sui flussi di colore. Questo processo viene interrotto con un taglio sull'impulso trasverso dei partoni prodotti, rispetto alla direzione del partone originale ($\simeq 1\text{GeV}$). A questo punto vengono formati degli *agglomerati* di partoni, che sono singoletti di colore, seguendo le linee di flusso di colore nel processo a cascata (vedi figura 2.6 in cui i gluoni vengono indicati come doppietti colore-anticolore). Questi cluster vengono fatti decadere in coppie di adroni secondo lo spazio delle fasi (sapore, spin, cinematica).

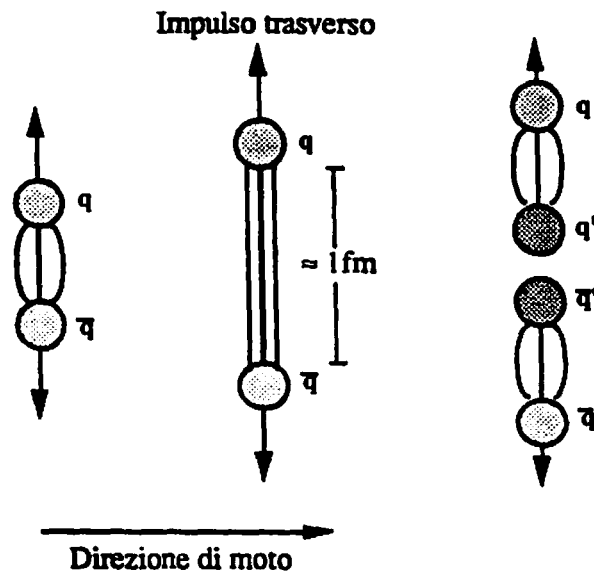


Figura 2.5: Evoluzione qualitativa di una coppia $q\bar{q}$ secondo il modello a stringhe.

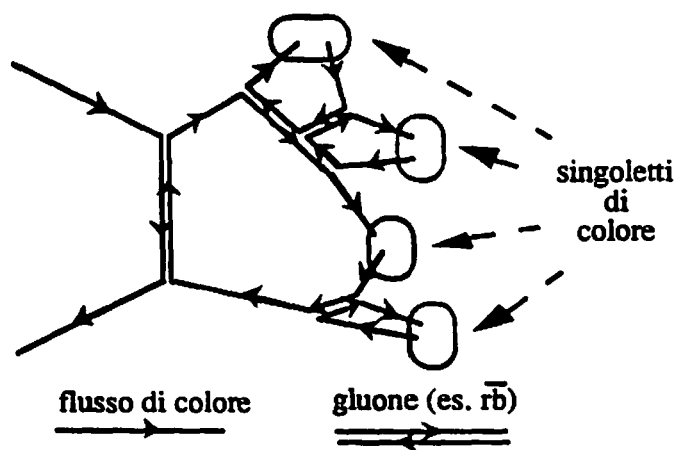


Figura 2.6: Processo di irraggiamento e linee di colore.

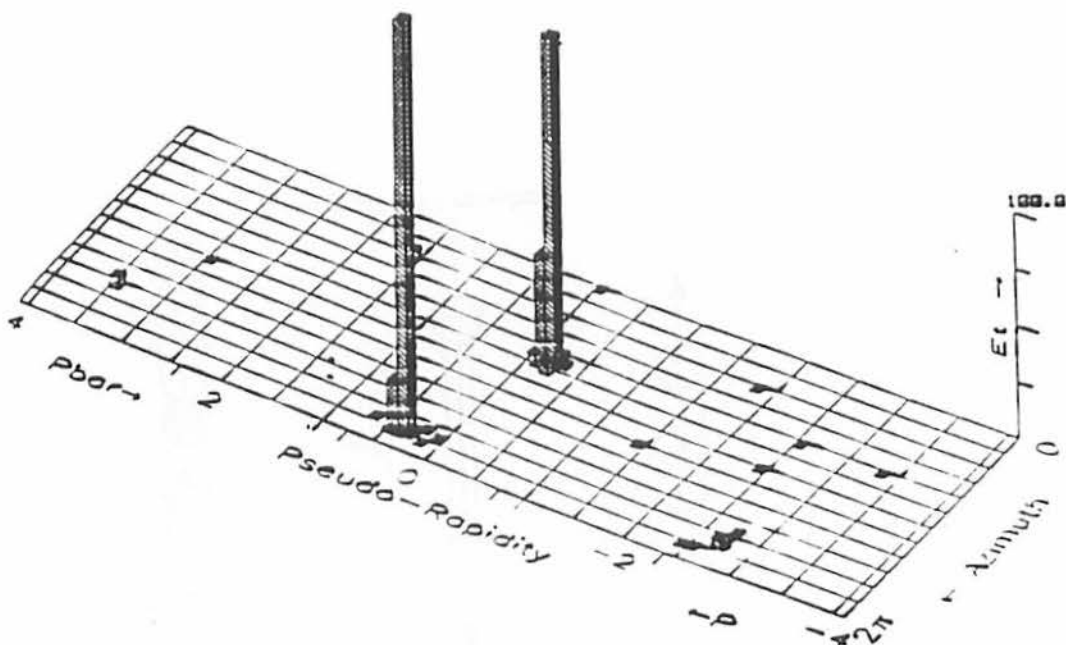


Figura 2.7: Evento ad alta E_t totale in cui si osservano chiaramente due flussi di energia ben collimati. Vedi il testo per la descrizione della figura.

2.4 Definizione di jet: cono di energia.

La figura 2.7 mostra un esempio di come appare nel calorimetro di CDF un evento a due jet. Essa rappresenta un "Lego Plot" del calorimetro: ogni cella coincide con una torre calorimetrica nello spazio $\eta - \phi$, mentre l'asse verticale è proporzionale all'energia trasversa osservata nelle varie torri.

Come si vede, le particelle prodotte nell'urto si indirizzano in due direzioni ben precise, lasciando ben poca attività nel resto del calorimetro⁷.

Da eventi come questo risulta chiara la definizione intuitiva di jet come un flusso di particelle "quasi collimato", cioè a bassa divergenza angolare. Tuttavia è necessaria una definizione più precisa (operativa) di jet, in modo che sia i calcoli teorici che le misure sperimentali possano essere effettuate in modo non ambiguo né soggettivo.

⁷In un collider $p\bar{p}$, a differenza di quanto succede in e^+e^- , rimane una notevole energia dovuta al resto protonico, non coinvolto nell'urto, che prosegue nella direzione del fascio ed è per questo chiamata *beam jet*. Tali jet sono esterni alla regione di η mostrata nel Lego Plot e non verranno presi in esame in questa analisi.

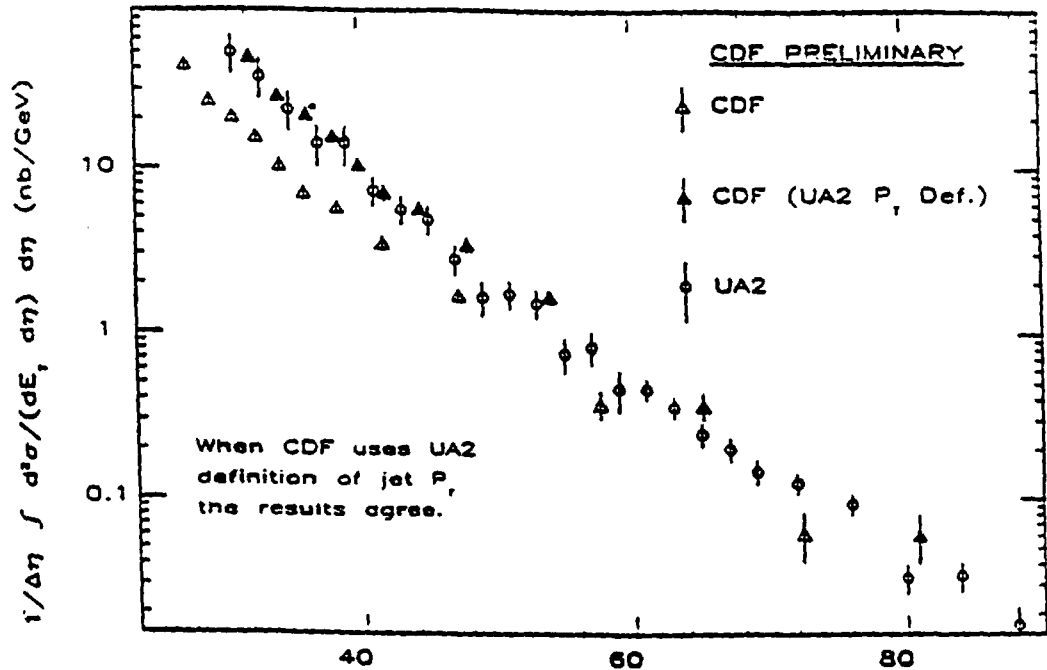


Figura 2.8: Spettro di energia trasversa del singolo jet, $d\sigma/dE_t$, misurato dai due esperimenti CDF e UA2. I due risultati coincidono solo se viene usata la stessa definizione di jet.

Ad esempio, come discusso in [12], la differenza fra le definizioni di jet negli esperimenti CDF e UA2 è responsabile della discrepanza tra i due esperimenti nella sezione d'urto differenziale $d\sigma/dE_t$. Fig.2.8 mostra le due misure, coincidenti solamente se si applica a CDF la stessa definizione di jet usata in UA2.

Le proprietà che devono essere soddisfatte da una "buona" definizione di jet [10] sono che essa deve:

1. essere semplice da applicare in una analisi sperimentale;
2. essere semplice da utilizzare in un calcolo teorico;
3. essere definita ad ogni ordine in teoria delle perturbazioni;
4. dare una sezione d'urto finita ad ogni ordine in teoria delle perturbazioni;
5. dare una sezione d'urto che sia relativamente insensibile al processo di adronizzazione, non descritto dalla teoria;

6. essere capace di accorpare/distinguere agglomerati di energia vicini nel calorimetro.

In [10] è stato tentato per la prima volta di dare una definizione "universale" di jet in termini di celle nello spazio $\eta - \phi$. Nel caso di misura sperimentale queste celle corrispondono, per esempio, alle torri proiettive nelle quali normalmente i moderni calorimetri sono divisi; nel caso del calcolo teorico, invece, una cella corrisponde ad un singolo partone.

Un jet è definito allora come la quantità di energia racchiusa in un cono avente una apertura angolare tale da sottendere un cerchio di raggio R fissato nello spazio $\eta - \phi$. Se (η_c, ϕ_c) sono le coordinate angolari dell'asse del cono individuato, chiamato anche *centroide*⁸, allora fanno parte del jet tutte le celle il cui centro (η_i, ϕ_i) soddisfa la seguente equazione:

$$(\eta_i - \eta_c)^2 + (\phi_i - \phi_c)^2 \leq R^2 \quad (2.4.1)$$

L'energia trasversa del jet è data da:

$$E_t = \sum_i E_{t,i} = \sum_i E_i \sin \theta_i \quad (2.4.2)$$

dove E_i è l'energia osservata nella torre i -esima, nel caso di misura sperimentale, o il partone i -esimo, nel caso del calcolo perturbativo, e θ_i è l'angolo polare che individua il centro dalla torre stessa o la direzione di volo del partone

Il centroide del jet (η_c, ϕ_c) è dato da:

$$\eta_c = \frac{1}{E_t} \sum_i E_{t,i} \eta_i \quad (2.4.3)$$

$$\phi_c = \frac{1}{E_t} \sum_i E_{t,i} \phi_i \quad (2.4.4)$$

Questa definizione è stata accettata come standard nel cosiddetto "Accordo di Snowmass", sancito nella Conferenza "Summer Study on HEP" del luglio 1990 [11], come tentativo di unificare i diversi approcci sperimentali e di fornire una definizione di jet riproducibile anche dai calcoli teorici.

⁸Al §4.1 è descritto l'algoritmo di individuazione del centroide.

Una differenza minore, rispetto alla proposta originale, è che, sperimentalmente, si definisce l'energia trasversa del jet come:

$$E_t = E \sin \theta = \sin \theta \sum_i E_i \quad (2.4.5)$$

dove θ è la coordinata polare del centroide del jet. In questo modo si minimizzano gli errori causati dalle dimensioni non trascurabili delle torri calorimetriche rispetto a quelle del jet stesso. La 2.4.5 coincide con la 2.4.2 nel limite di jet "stretti".

Nel passato la definizione sperimentale di jet era orientata il più possibile a riprodurre l'approssimazione al primo ordine in teoria delle perturbazioni del processo di diffusione (*Leading Order* - LO). A questo livello lo stato finale è caratterizzato da due partoni aventi dimensioni nulle nello spazio $\eta - \phi$ e opposti nel piano trasverso rispetto al fascio. La misura dell'energia del jet (a cui contribuiscono processi di radiazione di gluoni, frammentazione e effetti dovuti a interazioni con i quark spettatori) veniva corretta sommando, su base statistica, l'energia persa al di fuori del cono e sottraendo quello che sembra essere il flusso medio di energia dovuto ai quark spettatori.

Il limite di questo procedimento, teso a ricondurre l'energia misurata nel calorimetro a quella del partone uscente dall'urto, è che esso permette il confronto dei dati solo con l'ordine specifico a cui la teoria è calcolata. Il continuo miglioramento dei calcoli teorici, che rendono disponibili predizioni ad ordini più alti, suggerisce l'uso di un procedimento più generale, indipendente dal presente livello delle tecniche teoriche.

Inoltre va sottolineato il fatto che una corrispondenza uno a uno fra jet e partone non è giustificata dal punto di vista teorico. Infatti il partone ha una carica di colore, mentre un jet è un singoletto, per cui non c'è modo di passare dall'uno all'altro senza la violazione della conservazione della carica di colore. Ne segue che per evolvere in un jet un partone deve necessariamente interagire con il campo di colore dovuto o all'altro partone uscente dal processo di diffusione o ad uno dei partoni iniziali o ad uno dei quark spettatori.

In figura 2.9 è mostrato come la misura e la teoria siano molto più simili fra di loro

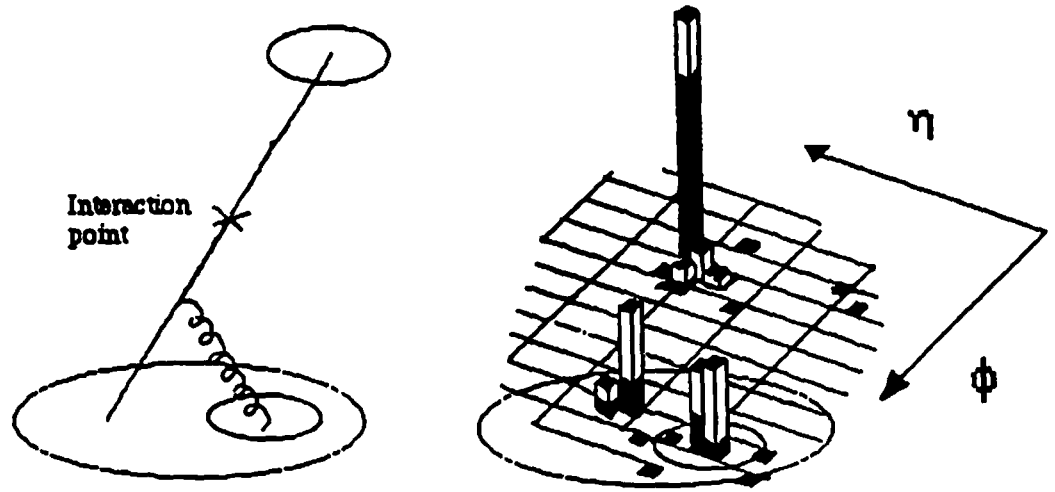


Figura 2.9: Definizione di jet: confronto fra teoria ed esperimento.

nel caso di calcoli al terzo ordine in α_s , rispetto ai calcoli al LO. Sperimentalmente si osservano agglomerati di energia ben separati fra di loro, ma a piccola distanza nello spazio $\eta - \phi$. Con la scelta di diverse dimensioni per il raggio R del cono, agglomerati separati possono diventare parte di un unico jet⁹. Analogamente nel calcolo teorico all'ordine α_s^3 (*Next to Leading Order* - NLO) esistono gluoni che possono essere risommati al partone che li ha originati a seconda della scelta dell'angolo limite al quale un gluone è separato dal quark. Questo angolo limite corrisponde all'apertura angolare del cono usato per la definizione di jet.

Di conseguenza la correzione dell'energia fuori dal cono, applicata nel passato, diventa ora incompatibile con il calcolo al NLO e non viene più applicata, rendendo così più generale il procedimento.

⁹Nell'evento raccolto da CDF e parzialmente rappresentato in figura 2.9, scegliendo come raggio del cono $R = 0.7$ i due agglomerati più piccoli sono separati e la massa invariante dei due jet più energetici dell'evento risulta essere $M_{jj} = 670 \text{ GeV}$. Usando il cono avente $R = 1.0$ i due agglomerati vengono confluiti in un unico jet e la massa totale risulta essere di ben $M_{jj} = 970 \text{ GeV}$.

2.5 Sviluppo perturbativo e calcolo agli ordini superiori

Attualmente sono disponibili due linee di lavoro, pressoché complementari, per formulare predizioni teoriche sulla produzione di jet: il calcolo a livello partonico (*Parton Level Calculation - PLC*) e i programmi di Montecarlo di tipo *shower*.

Nel PLC si calcolano, secondo lo sviluppo perturbativo, gli elementi di matrice dell'urto considerato in maniera esatta (ovviamente esatta fino all'ordine considerato).

Viceversa i metodi di Montecarlo di tipo *shower* danno una descrizione completa dell'evento nella approssimazione al logaritmo dominante (LLA).

2.5.1 Calcolo a livello partonico e dipendenza dalla scala di regolarizzazione

Nel 1986 [14] è stato completato il calcolo degli elementi di matrice per il processo di diffusione partone-partone, fino all'ordine α_s^3 .

Specificamente sono stati presentati i calcoli per i seguenti sotto processi:

$$\begin{aligned}
 q_j + q_k &\rightarrow q_j + q_k & , \quad j \neq k \\
 q_j + q_j &\rightarrow q_j + q_j & , \\
 q_j + \bar{q}_j &\rightarrow g + g & , \\
 g + g &\rightarrow g + g & , \\
 q_j + q_k &\rightarrow q_j + q_k + g & , \quad j \neq k \\
 q_j + q_j &\rightarrow q_j + q_j + g & , \\
 q_j + \bar{q}_j &\rightarrow g + g + g & , \\
 g + g &\rightarrow g + g + g & .
 \end{aligned}
 \tag{2.5.1}$$

Tutti gli altri elementi di matrice possono essere ottenuti da questi per *crossing*.

Questo risultato è già stato usato da due gruppi [10,15] per il calcolo della sezione d'urto inclusiva per la produzione di un jet in funzione della sua energia trasversa ($d\sigma/dE_t$).

Di recente uno dei due gruppi ha applicato la stessa tecnica per calcolare la sezione d'urto $d\sigma/dM_{jj}$ per il processo doppio inclusivo $p + \bar{p} \rightarrow jet + jet + X$ [1].

Le correzioni dovute agli ordini superiori sono state stimate essere dell'ordine del 10%, guardando la variazione della sezione d'urto con la scala di regolarizzazione μ . Questa scala viene introdotta nello sviluppo perturbativo per gestire integrali aventi carattere divergente (del tipo $\int \frac{dk^2}{k^2}$). Il metodo utilizzato per trattare questi integrali è chiamato *schema di regolarizzazione*.

Ogni schema necessita di introdurre una scala μ da cui poi dipendono le sezioni d'urto (in quanto calcolate fino ad un certo ordine).

Inoltre una seconda scala (μ_F) viene introdotta nel corso del processo di fattorizzazione. Più precisamente essa indica quanta parte della sezione d'urto scritta in equazione 2.2.9, riportata in 2.5.2, sia attribuibile alla parte perturbativa C_{PT} e quale a quella non perturbativa ϕ_{NP} .

$$\sigma = C_P^{(\sigma)} \otimes \phi_{NP} \quad (2.5.2)$$

Per motivi di comodità di calcolo solitamente si pone $\mu_F = \mu$.

Nei calcoli agli ordini superiori compaiono termini con fattori espliciti del tipo $\ln \frac{\mu^2}{Q^2}$, con Q^2 scala tipica del processo in analisi. L'equazione del gruppo di rinormalizzazione assicura che la sezione d'urto calcolata all'ordine N dipende da μ per termini di ordine α_s^{N+1} . Cioè:

$$\mu \frac{d\sigma_N}{d\mu} = o(\alpha_s^{N+1}) \quad (2.5.3)$$

dove σ_N è la sezione d'urto calcolata all'ordine N -esimo dello sviluppo perturbativo. Ne segue che la dipendenza della sezione d'urto da questo parametro libero¹⁰ μ diminuisce aumentando l'ordine a cui viene troncato il calcolo.

Quanto detto risulta evidente nella figura 2.10 in cui viene confrontato l'andamento della sezione d'urto differenziale $d\sigma/dM_{jj}$, calcolata per $M_{jj} = 300 \text{ GeV}$, in funzione di μ espresso in unità di $\mu_0 = \frac{M_{jj}}{2}$ ¹¹.

¹⁰In realtà non si può scegliere $\mu^2 \gg Q^2$ o $\mu^2 \ll Q^2$, altrimenti i termini di ordine superiore risultano essere comparibili o maggiori dei primi termini dello sviluppo perturbativo, rendendo così tale sviluppo privo di senso. Per questo di solito si sceglie $\mu^2 \sim Q^2$.

¹¹In eventi a due jet risulta $Q^2 \simeq M_{jj}^2$.

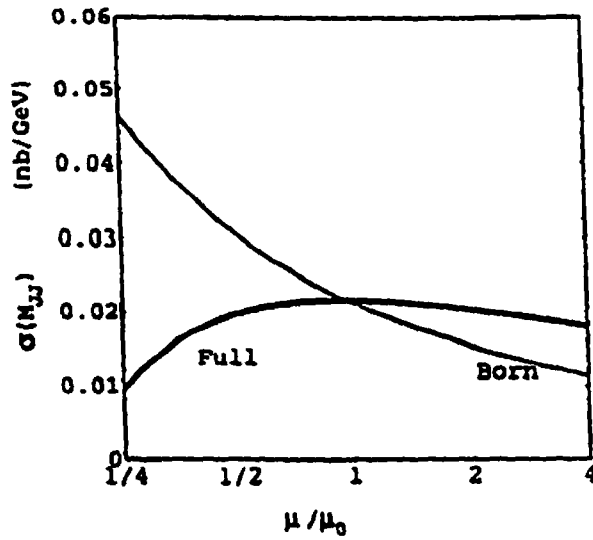


Figura 2.10: Dipendenza della sezione d'urto, calcolata a $M_{jj} = 300 \text{ GeV}$, dalla scala di regolarizzazione nel caso di calcoli al livello di Born e al livello α_s^3 (NLO).

Il punto $\mu = \mu_0$ è stato scelto come punto privilegiato per la distribuzione secondo il principio di *minima sensitività*, secondo il quale il parametro μ va scelto nella zona in cui il contributo alla sezione d'urto del termine ultimo calcolato si discosta il meno possibile dal valore ottenuto all'ordine precedente.

Il punto esatto in cui i due calcoli (LO e NLO) si incrociano è ovviamente funzione della massa, tuttavia questo punto non si allontana mai molto dal valore $\mu_0 = M_{jj}/2$.

È significativo il fatto che il punto di minima sensitività sia vicino anche al punto di derivata nulla della funzione. La zona in cui $\frac{d\sigma}{dM_{jj}}(\mu)$ si appiattisce è quella da privilegiare per la scelta di μ secondo il principio di *massima stabilità*.

Va, comunque, sottolineato il fatto che questi principi non sono teoremi con solide basi teoriche, ma si basano su indicazioni e assunzioni "ragionevoli".

Il meccanismo del PLC, pur essendo indispensabile per un controllo quantitativo della teoria di QCD, ha come svantaggio il fatto di non descrivere in maniera completa lo stato finale (non viene trattata la cascata partonica, la adronizzazione, l'interazione dei quark spettatori ...) e quindi gli eventi generati non possono es-

sere interfacciati in una maniera significativa con il programma di simulazione del rivelatore.

Questo limite viene superato attraverso i programmi di Montecarlo.

2.5.2 Montecarlo di tipo shower

Nei programmi di Montecarlo di tipo shower, la descrizione dell'evento inizia dall'urto dei due partoni e prosegue con l'evoluzione in avanti e indietro dei partoni coinvolti secondo il seguente schema:

1. sezione d'urto elementare per il processo $p_0 + \bar{p}_0 \rightarrow k_0 + \bar{k}_0$;
2. sviluppo delle cascate partoniche dei partoni uscenti k_0 e \bar{k}_0 , emessi nell'urto;
3. risalita dai partoni p_0 e \bar{p}_0 ai partoni originali p e \bar{p} seguendo a ritroso le varie ramificazioni.

Insieme a queste 3 componenti base, derivanti dalla QCD perturbativa, la simulazione completa richiede anche 3 ulteriori componenti di carattere non perturbativo:

4. le funzioni di struttura, ottenute dai dati a basse energie;
5. la adronizzazione della radiazione partonica emessa, basata sul raggruppamento dei partoni finali in singoletti di colore ;
6. l'evento cosiddetto *soft* dovuto alla interazione a basso scambio di Q^2 fra i quark spettatori.

Una descrizione approfondita di come vengono trattate le varie fasi nel programma di Montecarlo si può trovare, ad esempio, in [16].

Combinando nella maniera opportuna i vari ingredienti descritti sopra, è possibile ottenere una descrizione completa dell'evento nella LLA.

Fra i vari programmi di Montecarlo [17] di particolare interesse è "Herwig", che ha la caratteristica di includere effetti di interferenza di ordine sub-leading, cioè

del tipo $\alpha_s^n \ln^{n-1} \frac{\mu^2}{Q^2}$, attraverso un ordinamento angolare dei processi successivi di ramificazione.

A differenza di quanto succede nei calcoli perturbativi, nei metodi di Montecarlo i contributi dei principali termini infrarossi e collineari, che entrano nello sviluppo perturbativo con un termine divergente in modo logaritmico, sono presi in considerazione a tutti gli ordini. Quello che invece manca in questo approccio è un corretto trattamento delle ramificazioni a grandi P_t rispetto alla direzione di volo del partone che irradia.

Ne segue che è importante seguire le due strade, PLC e montecarlo, facendo controlli incrociati sui risultati ottenuti, in quanto le due linee di lavoro descritte hanno vantaggi e svantaggi che sono in gran parte complementari.

2.6 Oltre la QCD

Sono state proposte diverse estensioni della QCD standard. Quelle che hanno implicazioni dirette sulla questa analisi sono le teorie di "compositeness" e di QCD chirale, in quanto prevedono una deviazione dello spettro $d\sigma/dM_{jj}$, rispetto a quello predetto dalla QCD standard, rivelabile alla energia ed alla luminosità integrata tipiche del collider di Fermilab. Queste teorie sono brevemente descritte in generale nel seguito, mentre la loro incidenza sullo spettro di massa sarà affrontata più in dettaglio nel capitolo 8.

2.6.1 Quark come particelle composite

La proliferazione di quark e leptoni ha ispirato l'idea che essi siano in realtà strutture composite, stati legati di particelle "fondamentali" chiamati talvolta *preoni*. Questo, ad esempio, può accadere se esiste una nuova interazione di gauge, anch'essa a carattere confinante e asintoticamente libera, caratterizzata da una scala di energia Λ , corrispondente alle dimensioni d di queste nuove componenti secondo la nota

relazione:

$$d \sim \frac{\hbar c}{\Lambda} \quad (2.6.1)$$

Esistono svariati modelli possibili per descrivere questo nuovo ipotetico aspetto della teoria (vedi i riferimenti in [21] pag. VIII-3).

Una caratteristica comune è che ad una energia \sqrt{s} dell'ordine di Λ i processi di produzione multipla dovuti alla interazione fra questi costituenti, hanno una sezione d'urto comparabile con i normali processi di urto a due corpi fra partoni. Di conseguenza la sezione d'urto differenziale tende ad allontanarsi da quella predetta dalla QCD. Tipicamente questo si vede come un aumento nel numero di eventi presenti nella regione ad alte masse.

L'interazione a queste energie viene solitamente descritta come una interazione effettiva di contatto del tipo:

$$\mathcal{L}_c = \pm \frac{4\pi}{\Lambda^2} \bar{q} \gamma^\mu q \bar{q} \gamma_\mu q \quad (2.6.2)$$

Il segno $+$ o $-$ dipende dal carattere attrattivo o repulsivo di questa nuova forza.

Questa descrizione è analoga a quella fatta, attraverso la lagrangiana di Fermi, per processi di produzione W^\pm e Z^0 in processi deboli ad energie nel centro di massa molto minori della massa dei bosoni scambiati.

2.6.2 QCD come teoria chirale.

Nonostante il fatto che il gruppo di $SU(3)$ della QCD ordinaria sia consistente con i dati esistenti, esiste la possibilità che $SU(3)$ sia in realtà un sottogruppo di un più largo gruppo di simmetria necessario per descrivere la forza forte ad energie più alte di quelle raggiunte fino ad ora.

P. Frampton e J. Glashow [18] proposero che, ad alte energie, QCD sia in realtà una teoria chirale descritta da $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Ad una certa energia, probabilmente (ma non necessariamente) dell'ordine della massa di Fermi $M_F \sim 250 \text{ GeV}$, si ha una rottura di simmetria che conduce al sottogruppo diagonale $SU(3)_V$, identificato con l'attuale $SU(3)$.

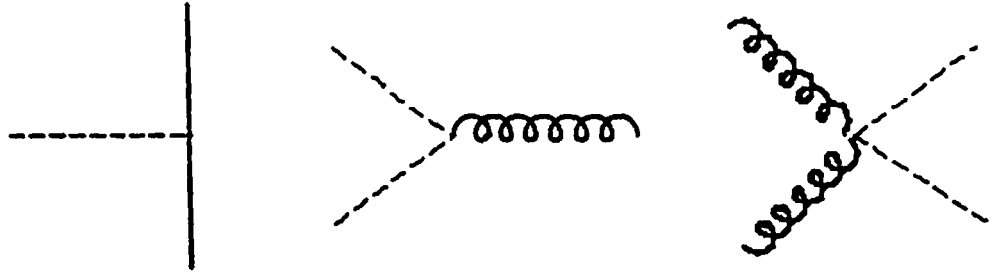


Figura 2.11: Vertici da introdurre nei diagrammi di Feynmann a causa della teoria sugli assigluoni.

Per poter rendere la teoria libera da anomalie, e quindi rinormalizzabile, è necessaria l'introduzione di nuovi fermioni. Ci sono molti modi per descrivere il gruppo $SU(3)_L \times SU(3)_R$, alcuni dei quali sono descritti in [18].

Caratteristiche comuni delle varie descrizioni sono:

- la già citata necessità di più famiglie di fermioni per curare le anomalie a triangolo;
- l'esistenza di uno spettro di mesoni scalari, necessari alla rottura di simmetria;
- l'esistenza di un ottetto di bosoni massivi, chiamati *assigluoni*.

In figura 2.11 si mostrano i nuovi vertici che coinvolgono gli assigluoni. Il primo diagramma di figura 2.11 contribuisce allo spettro di massa $d\sigma/dM_{jj}$ come una risonanza centrata intorno alla massa dell'assigluone M_A . La larghezza della risonanza è stata parametrizzata come segue:

$$\Gamma_A = \frac{\alpha_s}{6} N_F M_A \quad (2.6.3)$$

dove N_F è il numero di fermioni dotati di interazioni forti in cui l'assigluone può decadere. Il modello preferito dagli autori della teoria ha $N_F = 18$ [19] che, per $\alpha_s \simeq 0.1$, risulta in $\Gamma_A \simeq 0.3M_A$.

Il contributo degli assigluoni alla sezione d'urto differenziale $d\sigma/dE_t$, dove E_t si riferisce all'energia trasversa dei jet, e alla distribuzione di massa invariante $d\sigma/dM_{jj}$, è stata calcolata in [20] in funzione di M_A e di N_F per le energie dell' $SP\bar{P}S$,

del Tevatrone e dell'SSC. Questo effetto risulta essere osservabile, per certi valori di M_A e N_F , a CDF con la statistica accumulata nel periodo di presa dati del 1988-89.

Capitolo 3

L'apparato sperimentale di CDF

Il *Collider Detector a Fermilab* (CDF) è uno dei due rivelatori dedicati allo studio generale della fisica alle alte energie ed alle alte luminosità, in funzione al Collider protoni-antiprotoni operante a Fermilab.

Nel periodo luglio 1988/giugno 1989, CDF ha raccolto un numero di eventi pari ad una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt = 4.3 pb^{-1}$. La luminosità istantanea ha raggiunto valori di picco pari a $\mathcal{L} = 1.8 \cdot 10^{30} cm^{-2} sec^{-1}$ (aprile 1989).

A partire dall'agosto 1992 è iniziato un secondo periodo di presa dati con lo scopo di raggiungere, prima della fine del 1993, una luminosità integrata $\int \mathcal{L} dt \geq 25 pb^{-1}$.

L'apparato sperimentale di CDF ha una copertura angolare quasi completa, in quanto copre la regione angolare $1.7^\circ < \theta < 188.3^\circ$ ¹, e tutto l'angolo azimutale ϕ .

Le funzioni principali del rivelatore sono:

- rivelazione delle particelle cariche, con identificazione del segno e del valore dell'impulso;
- misura della posizione e dell'energia di cascate adroniche ed elettromagnetiche;
- identificazione dei leptoni carichi (e , μ e, per quanto possibile, τ);
- identificazione e misura dell'energia dei γ ;

¹ θ è l'angolo polare, misurato rispetto all'asse del fascio orientato secondo la direzione di moto dei protoni

- misura della energia trasversa mancante, indice della produzione di neutrini nell'interazione;
- possibilità di rivelare una ampia gamma di fisica non-standard.

A tale scopo la regione di interazione é circondata da un insieme di rivelatori, aventi simmetria cilindrica rispetto all'asse del fascio: un sistema di tracciatura, immerso in un campo magnetico solenoidale $B = 1.4 \text{ Tesla}$, un calorimetro elettromagnetico ed uno adronico, entrambi a sampling, e, in alcune regioni angolari, un rivelatore di muoni.

La figura 3 rappresenta una vista isometrica ed uno spaccato dell'apparato usato nel periodo di presa dati 1988-89. Nei due anni successivi sono stati aggiunti un rivelatore di vertice, costituito da 4 strati di silicio concentrici, e un sistema di camere a drift e scintillatori preposti ad ampliare la copertura angolare del sistema dei μ .

In questo capitolo sono descritti i sistemi rilevanti ai fini dello studio della fisica dei jet. Una più accurata descrizione dell'apparato può essere trovata in [22] e riferimenti ivi citati.

3.1 Sistema di tracciatura

La funzione del sistema di tracciatura é quella di misurare l'impulso, il segno e la direzione di propagazione delle particelle cariche uscenti dall'interazione analizzando la curvatura delle particelle stesse nel campo magnetico solenoidale, generato da una bobina superconduttrice di diametro di 290cm e lunghezza 5m . Il sistema a tracciatura include il rivelatore di vertice (VTPC: *Vertex Tracking Projection Chamber*), la camera a deriva centrale (CTC: *Central Tracking Chamber*) e un sistema di tubi proporzionali (CDT: *Central Drift Tubes*). Questi rivelatori sono disposti concentricamente ed hanno raggio esterno pari a 21cm , 135cm e 140cm , rispettivamente.

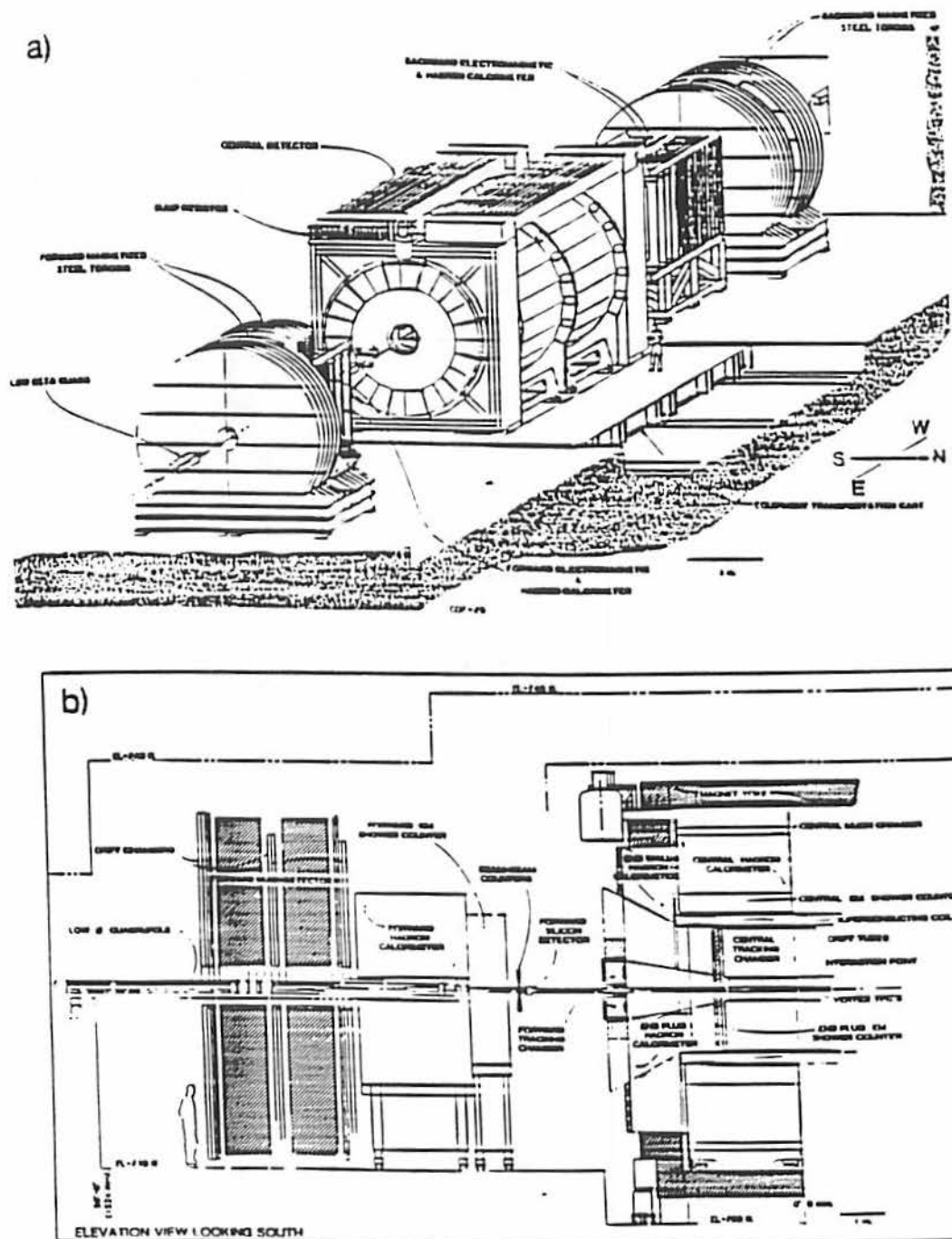


Figura 3.1: Vista isometrica e vista in sezione del rivelatore di CDF.

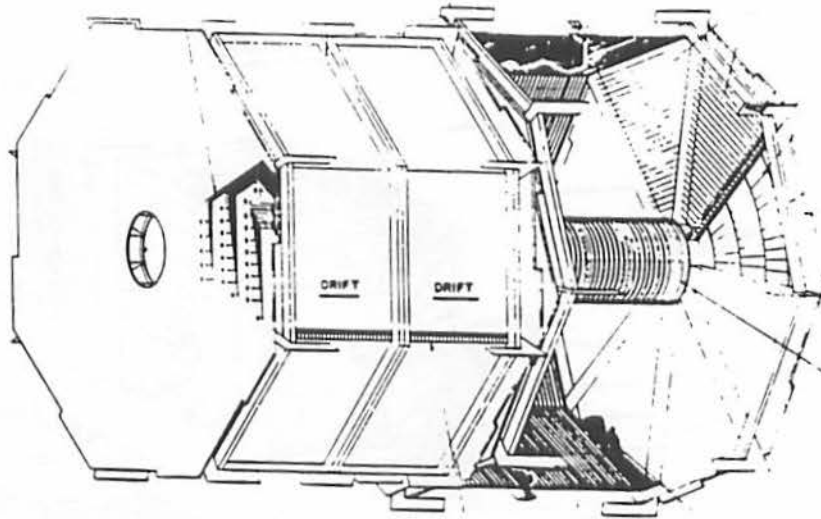


Figura 3.2: Il rivelatore di vertice

3.1.1 Il rivelatore di vertice: VTPC

La VTPC consiste in un insieme di otto camere a deriva a proiezione temporale: le camere sono tra loro adiacenti e ciascuna di esse circonda il fascio con la propria struttura ottagonale (fig.3.1.1). Ogni camera è divisa in due parti, ciascuna di 15cm ca., da una griglia centrale ad alto potenziale (positivo) perpendicolare al fascio. Gli elettroni, prodotti nella ionizzazione della miscela argon-etano 50-50, viaggiano parallelamente al fascio con una velocità di deriva di circa $48\mu\text{m}/\text{ns}$, pari ad un tempo massimo di deriva di $3.3\mu\text{s}$. Il segnale anodico permette una risoluzione sulla posizione in z della traccia variabile da 400 a $1000\mu\text{m}$, a seconda dell'angolo polare. La VTPC è usata per ricostruire la posizione del vertice dell'evento e per risolvere eventi con tracce molto vicine. In tabella 3.1.1 sono riportate le caratteristiche di questo sistema.

3.1.2 La camera a tracciatura: CTC

La CTC, la camera a deriva centrale di CDF, ha le caratteristiche riportate in tabella 3.1.2: essa fornisce una misura dell'impulso trasverso di tutte le tracce aventi

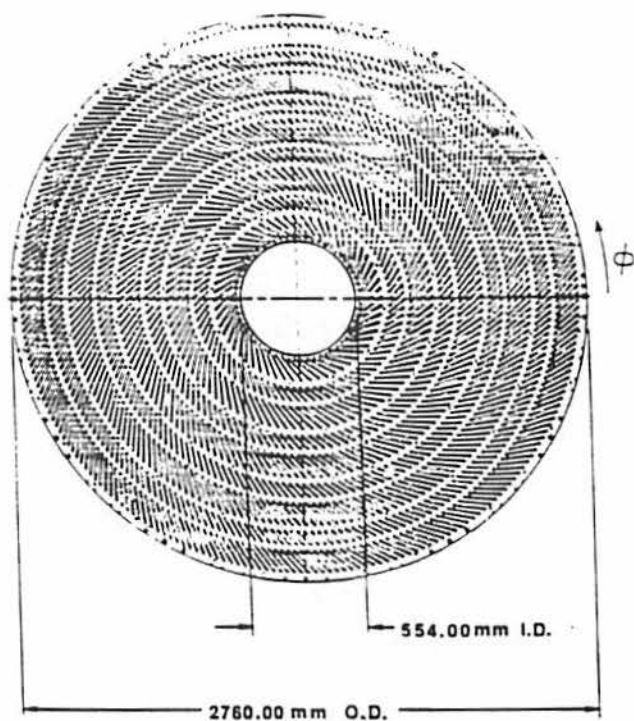


Figura 3.3: Camera a Tracciatura Centrale; veduta del piano perpendicolare al fascio

Tabella 3.1: Parametri della VTPC

Numero di moduli	8
Raggio interno	7cm
Raggio esterno	21cm
Fili sensibili	112/modulo
Spazio fra i fili	6.336 mm
Lunghezza di deriva	15.25cm
Campo elettrico di deriva	256 V/cm
Velocità di deriva	48 mm/ μ s
Massimo tempo di deriva	3.3 μ s

$P_t > 300 \text{ MeV}$ (al di sotto di questo impulso le particelle spiralizzano).

La molteplicità media per eventi di CDF è di $\simeq 32$ particelle cariche per interazione. È pertanto necessaria una risoluzione molto alta per risolvere eventi di questo tipo. A tale scopo la CTC è divisa in 84 gusci cilindrici di fili sensibili, raggruppati in nove settori concentrici (fig. 3.1.1). Le celle di deriva raggruppano questi fili sensibili, in numero diverso nei vari settori come indicato in tavola 3.1.2. Esse sono inclinate di 45° , rispetto alla direzione radiale (fig. 3.1.1). Questo ha due vantaggi: in primo luogo le celle sono sovrapposte, nella direzione radiale, cosicchè ogni particella uscente dal centro di interazione ne attraverserà almeno due per ogni settore; inoltre questa disposizione fa sì che la forza di Lorentz, esercitata dal campo magnetico sulle particelle cariche, sia diretta approssimativamente in direzione parallela alla cella, minimizzando, così, le zone morte di ogni cella.

Cinque di questi settori hanno fili sensibili paralleli al fascio, permettendo la ricostruzione della traccia nel piano $r - \phi$. Per ricostruire una traccia segnali adiacenti sono interpolati da archi di circonferenza. Le distanze dei segnali dagli archi sono dette "residui". Gli studi fatti mostrano una distribuzione di questi residui centrata a zero con una deviazione standard di $180 \mu\text{m}$.

I fili sensibili dei rimanenti settori (detti *stereo*) sono inclinati, rispetto al fascio, di $\pm 3^\circ$, alternativamente. Le tracce sono così ricostruite nel piano $r - z$ con una risoluzione di $180 \mu\text{m} \cdot \sin 3^\circ = 3 \text{ mm}$.

L'impulso trasverso di una particella carica è legato al suo raggio di curvatura ρ dovuto al campo magnetico B dalla relazione:

$$P_t = \frac{eB}{\rho c} \quad (3.1.1)$$

L'errore sul raggio di curvatura è uguale all'errore fatto sulla misura della *sagitta* ($\delta s = 180 \mu\text{m}$). Ne segue che l'errore percentuale sulla misura dell'impulso è dato da:

$$\frac{\delta P_t}{P_t} = P_t \delta \left(\frac{1}{P_t} \right) = K \delta s P_t \propto P_t \quad (3.1.2)$$

essendo K una opportuna costante di proporzionalità.

Tabella 3.2: Parametri della CTC

Lunghezza dei fili sensibili	3214mm
Raggio del filo più interno	309mm
Raggio del filo più esterno	1320mm
Numero di strati di fili	84
Numero di settori	9(5 assiali, 4 stereo)
Celle per settore	30,42,48,60,72,84,96,108,120
Fili per cella	12,6,12,6,12,6,12,6,12
Spazio fra fili sensibili	10mm
Campo di drift	1350V/cm \pm 1.5%
Gas	argon-etano-etanolo 49.6/49.6/0.8

Più correttamente, tuttavia, l'errore sull'impulso viene parametrizzato come segue:

$$\frac{\delta P_t}{P_t} = \sqrt{(0.0011 P_t)^2 + (0.004)^2} \quad (3.1.3)$$

dove il contributo proporzionale a P_t è sommato in quadratura al termine costante 0.004, derivante dallo scattering multiplo. Quest'ultimo termine risulta essere rilevante per particelle a basso impulso trasverso ($< 4 \text{ GeV}/c$).

Le proprietà della CTC sono riassunte in tabella 3.1.2.

3.2 La calorimetria di CDF

Il calorimetro di CDF misura l'energia di particelle emesse dal centro di interazione nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| < 4.2$ ($2^\circ < \theta < 178^\circ$). Esso è suddiviso radialmente in un comparto elettromagnetico ed uno adronico.

Quattro sottosistemi coprono diversi intervalli di pseudorapidità:

- calorimetro elettromagnetico (CEM - $|\eta| < 1.1$) e calorimetro adronico centrale (CHA - $|\eta| < 0.9$) ;
- calorimetro adronico "endwall" (WHA - $0.7 < |\eta| < 1.3$) ;

- calorimetro elettromagnetico (PEM - $1.1 < |\eta| < 2.4$) e calorimetro adronico (PHA - $1.3 < |\eta| < 2.4$) "endplug" ;
- calorimetro in avanti elettromagnetico (FEM - $2.2 < |\eta| < 4.2$) ed adronico (FHA - $2.3 < |\eta| < 4.2$) .

La calorimetria di CDF è segmentata in una griglia di torri, nello spazio $\eta - \phi$, che puntano al centro nominale di interazione.

I calorimetri alternano strati passivi di piombo, nel comparto elettromagnetico, e ferro, in quello adronico, a strati di materiale attivo. Nella zona centrale e nella "endwall" la parte attiva è costituita da scintillatori, mentre le altre regioni angolari utilizzano camere proporzionali.

Il calorimetro centrale e il calorimetro endwall coprono una regione angolare tale che una loro accurata calibrazione è possibile utilizzando le informazione della CTC: per questo motivo questi due calorimetri si portano molto bene ad essere utilizzati per lo studio dei jet.

3.2.1 Calorimetro centrale e Endwall

Il calorimetro centrale e quello di Endwall coprono la regione angolare $30^\circ < \theta < 150^\circ$ e sono suddivisi in due metà simmetriche rispetto al piano perpendicolare al fascio ($z = 0$). Ciascuna metà è divisa in 24 moduli, detti *wedges* (cunei), i quali sottendono un angolo azimutale di 15° e sono lunghi 2.5 metri.

Nel calorimetro elettromagnetico (CEM) 32 piani di scintillatori, spessi 0.5cm , sono alternati a strati di piombo dello spessore di $1/8''$ ($\simeq 0.32\text{cm}$), per un totale di circa 20 lunghezze di radiazione. La risoluzione in energia ottenuta con una tale struttura è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{13.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\% \quad (3.2.1)$$

Informazioni aggiuntive sono date da una struttura di camere poste nella regione del massimo nominale della cascata elettromagnetica (6 lunghezze di radiazione). Queste camere determinano la posizione dello sciame con una precisione di $9\text{mm}/\sqrt{E}$ attraverso la misura della carica depositata su una griglia di fili, paralleli al fascio, e

di strisce, ad essi perpendicolari. Esse, inoltre, contribuiscono alla discriminazione fra elettroni e eventi che li simulano, come adroni accompagnati da fotoni. Il fattore di separazione e/π è di 10^{-3} per particelle da 30 GeV.

Il calorimetro adronico è suddiviso in Centrale e Endwall per motivi meccanici, ma le due strutture fanno logicamente parte della stessa unità. Essi sono formati da strati passivi di ferro e da scintillatori spessi 1 cm. Il ferro ha uno spessore di 1" ($\simeq 2.5$ cm), nella zona centrale, e di 2" in quella delle Endwall, nelle quali esso costituisce anche il ritorno del campo magnetico. La risoluzione in energia per il calorimetro centrale è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{75\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (3.2.2)$$

mentre per quello Endwall è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{95\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% \quad (3.2.3)$$

La luce prodotta in ogni torre è raccolta da due guide di luce, situate sui due lati della torre paralleli al fascio. Ogni guida trasporta fino ad un fotomoltiplicatore la luce fornita da tutti gli scintillatori che compongono una torre. Il rapporto fra la luce letta ai due lati di ogni torre fornisce anche una misura del baricentro dell'energia rilasciata nella torre stessa, lungo la direzione azimutale. Questa informazione viene utilizzata nell'algoritmo di ricostruzione dei jet.

I calorimetri sono stati calibrati in un fascio di prova prima di essere installati. Tale calibrazione è stata poi ripetuta *in situ* per mezzo di un confronto incrociato con i risultati della CTC. A causa del lungo periodo di operazione, tuttavia, è stato previsto un articolato sistema di monitoraggio che, periodicamente, controlla la stabilità della risposta del calorimetro. Tale struttura si compone di più parti:

- un sistema mobile di sorgenti radioattive di Cs^{137} che irradia direttamente gli scintillatori. Questo sistema permette di valutare il loro invecchiamento ("ingiallimento") dovuto alla radiazione totale ricevuta;
- un sistema di fibre ottiche che trasportano la luce prodotta da lampade fluorescenti allo Xenon (per comparto elettromagnetico) e da un laser ad azoto (per

quello adronico) direttamente ai fotomoltiplicatori per verificarne il guadagno;

- un sistema di sorgenti filiformi che, applicate manualmente lungo le torri in posizioni prefissate, ne verificano la stabilità globale.

Con questi sistemi la calibrazione assoluta dei calorimetri elettromagnetico ed adronico è stata mantenuta al livello di 0.2% e 2%, rispettivamente.

I parametri dei calorimetri sono riportati in tabella 3.2.2, insieme a quelli della calorimetria in avanti.

3.2.2 La calorimetria in avanti

La regione angolare $2^\circ < \theta < 30^\circ$, e quella simmetrica rispetto al punto di interazione, sono coperte da due strutture calorimetriche, simili fra loro nel disegno e nelle operazioni, anche se diverse come struttura meccanica, dette calorimetro di *endplug* e calorimetro in avanti. In tali strutture vengono usati tubi proporzionali come materiale attivo.

I tubi sono di materiale plastico resistivo, ottenuto per estrusione, sul cui asse è posizionato un filo anodico, tenuto ad alto potenziale. La carica depositata in una miscela di Argon-Etano 50-50 è amplificata dal filo e raccolta in una griglia di piastre catodiche di forma trapezoidale, ottenute per incisione su un foglio conduttore. Queste piastre sono organizzate in torri proiettive aventi una maggiore granularità azimutale rispetto alla calorimetria centrale, per tenere conto della maggior densità di particelle in avanti. Una maggior granularità è possibile anche in quanto nella calorimetri a gas viene a mancare il notevole ingombro dovuto alle guide di luce.

La regione angolare in cui sono situati questi calorimetri non è coperta dalla CTC, con l'eccezione della zona più esterna della Endplug. Per questo essi non sono usati direttamente nella analisi dei jet, eccetto che per la determinazione della topologia dell'evento (energia mancante).

I parametri dei calorimetri in avanti sono riportati in tabella 3.2.2.

Tabella 3.3: Parametri fondamentali della calorimetria di CDF

	CEM	CHA(WHA)	PEM	PHA	FEM	FHA
Copertura in η	0-1.1	0-1.3	1.1-2.4	1.3-2.4	2.2-4.2	2.3-4.2
Dimensioni $\eta - \phi$	$.11 \times 15^\circ$	$.11 \times 15^\circ$	$.09 \times 5^\circ$	$.09 \times 5^\circ$	$.1 \times 5^\circ$	$.09 \times 5^\circ$
Mezzo attivo	scintillatori in acrilico		Tubi proporzionali			
Mezzo passivo	Pb	Fe	Pb	Fe	Pb/Sb	Fe
Spessore (cm)	0.32	2.5(5.1)	0.27	5.1	0.48	5.1
Numero di strati	31	32(15)	34	20	30	27
Spessore globale ²	$18X_0/1\Lambda_a$	$4.7\Lambda_a$	$20X_0$	$6\Lambda_a$	$25.5X_0$	$8.2\Lambda_a$
Segnale (pc/GeV)	-4	-4	1.25	1.3	2	0.7
$\frac{\Delta E}{E}$ @50GeV (%)	1	11(14)	4	20	4	20

3.3 Il rivelatore di μ

Tale sistema è composto da due parti: una centrale ed una in avanti.

Il rivelatore centrale dei μ è collocato a contatto con la superficie esterna del calorimetro adronico centrale.

Ogni camera è divisa in 3 moduli, ognuno dei quali sottintende un angolo azimutale di 4.2° ed ha una lunghezza pari a $2.26m$. Un modulo consiste in 4 strati, ognuno con 4 celle a deriva rettangolari contenenti un filo sensibile di acciaio inossidabile, parallelo al fascio, dal diametro di $50\mu m$. Le dimensioni di una tipica cella sono $63.5 \times 26.8 \times 2261$ (le misure sono in mm e si riferiscono a larghezza, altezza e lunghezza, rispettivamente). Quattro celle sovrapposte formano una *torre muonica*. Due fili sensibili non successivi, fra i quattro che formano una torre, giacciono su una linea radiale, mentre gli altri due si trovano su una linea ad essa parallela ma spostata di $2mm$. Questo accorgimento permette di risolvere l'ambiguità destra-sinistra su una traccia, andando a guardare quale coppia di fili è stata colpita per prima.

La coordinata in ϕ di una traccia è misurata dal tempo necessario agli elettroni per raggiungere il filo sensibile muovendosi in una miscela argon-etano-etanolo

² X_0 e Λ_a sono la lunghezza di interazione e di assorbimento, rispettivamente.

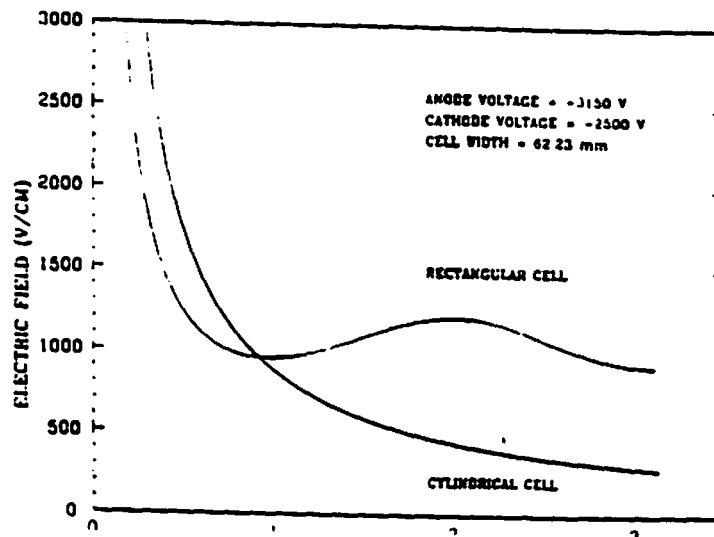


Figura 3.4: Andamento del campo elettrico in funzione della distanza dal filo sensibile per le camere dei μ .

49.6%-49.6%-0.8%. Con un voltaggio di +3150V sul filo sensibile e di -2500V sulle piastre catodiche, il campo elettrico varia, in funzione della distanza dal filo sensibile, come mostrato in fig. 3.3.

La accuratezza raggiunta nel determinare la posizione azimutale è:

$$R\delta\phi = 250\mu m \quad (3.3.1)$$

essendo R la distanza del filo sensibile dal fascio. La posizione in z è misurata dal rapporto di carica deposta ai due estremi del filo. La precisione raggiunta con tale metodo è $\delta z = 4mm$.

3.4 Il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati è composto da diversi sottosistemi, che insieme concorrono a rendere possibile l'analisi di un campione limitato ma significativo di eventi, in una situazione nella quale decine di migliaia di interazioni avvengono ogni secondo³.

³Ad una luminosità di $10^{30} cm^{-2} sec^{-1}$ e per una sezione d'urto inelastica di $\simeq 40mb$, sono prodotte 40000 interazioni al secondo

A tal fine è necessaria una elettronica molto veloce e capace di gestire eventi in parallelo, un trigger selettivo ma anche versatile ed un sistema efficiente di ricostruzione e raccolta su nastro delle informazioni.

3.4.1 Elettronica di front-end

In totale sono circa 10^5 i canali che devono essere letti ad ogni evento nel rivelatore di CDF. Con l'aggiunta del rivelatore di vertice a Silicio, non presente nel periodo di presa dati 1988-1989, sono stati aggiunti ben $4 \cdot 10^4$ canali di lettura supplementari!

Dei 10^5 canali presenti nel primo periodo, circa $4 \cdot 10^4$ (tutta l'informazione del sistema a tracciatura e del trigger) sono letti da processori inclusi in una rete FASTBUS (SSP: Slac Scanner Processor). I rimanenti $6 \cdot 10^4$ sono letti da moduli chiamati MX che comunicano con la rete FASTBUS attraverso una porta multi-seriale (MEP = Multiple Event Port).

3.4.2 Trigger

Il trigger di CDF è organizzato in un sistema a molti livelli, comune ai rivelatori moderni di una certa dimensione. Una descrizione completa può essere trovata in diverse pubblicazioni e sarà qui solamente riassunta.

Livello 0 Il livello 0 del trigger di CDF è formato dalla semplice coincidenza fra il segnale proveniente da un sistema di contatori disposti ai lati della regione di interazione (detti *Beam-Beam Counters*) e quello proveniente da un orologio collegato al sistema dell'acceleratore. Nel periodo di presa dati 1988-1989 questo livello si è reso necessario in quanto il livello successivo impiegava circa $4\mu s$ per prendere la decisione e per riazzere l'elettronica. Questa difficoltà è stata superata in questo nuovo periodo di presa dati, tanto che gli scintillatori utilizzati per il livello 0 sono stati rimossi.

Livello 1 A questo livello l'informazione disponibile è:

- presenza di una traccia nella CTC avente impulso maggiore di una certa soglia, impulso misurato da un sistema veloce detto *Central Fast Tracker*;

- presenza di un candidato μ ;
- candidato di evento elastico o diffrattivo da parte del sistema a piccolo angolo⁴;
- energia trasversa sommata su tutto il calorimetro, anche separata fra i comparti elettromagnetico ed adronico.

Tutte le informazioni sono processate in maniera analogica su linee dedicate appositamente al trigger. Queste informazioni entrano in un modulo che le confronta con apposite tavole (Look-up Tables) per decidere se passare l'evento al livello successivo o rigettarlo. Il fattore di reiezione di questo livello è circa 20.

Livello 2 Il livello 2 ha un tempo maggiore per decidere se accettare o meno un evento ($\simeq 14\mu s$). Le informazioni addizionali, rispetto al livello precedente, sono:

- informazione più dettagliata delle tracce più energetiche individuate dalla CTC, compresa la loro posizione azimutale ;
- informazione più dettagliata sui candidati muoni, compresa la loro posizione ;
- numero e proprietà degli agglomerati di energia individuati all'interno del calorimetro (candidati jet), incluso l'energia, l'impulso trasverso, la larghezza e la posizione ($\eta - \phi$) del centroide.

L'elettronica del livello 2, sempre di tipo analogico, può, inoltre, mettere insieme i vari pezzi di informazione. La posizione dei candidati muoni viene confrontata con la direzione di propagazione delle tracce più energetiche ($> 2 - 3 GeV$) per individuare *golden muons*. Gli agglomerati di energia confinati al calorimetro elettromagnetico vengono confrontati con le tracce nella CTC per individuare candidati elettroni o fotoni.

⁴Questo sistema, se pur collegato al rivelatore di CDF, fa parte di un esperimento a sé, caratterizzato di una propria sigla. Per questo non è stato menzionato nella descrizione generale dell'apparato.

Per gli scopi che si prefigge questa analisi è interessante andare a vedere il metodo usato per ricostruire gli agglomerati di energia, primo passo per la individuazione di eventi con jet. Due liste vengono individuate da un modulo chiamato Cluster Finder (CF): una è composta dalle torri calorimetriche aventi energia trasversa maggiore di 3GeV (torri "seme") ed una comprende le torri aventi energia maggiore di 1GeV. In entrambe i casi la lista è ordinata per energia trasversa decrescente. Il CF inizia la sua ricerca dalla prima torre della prima lista e controlla se una o più delle quattro torri adiacenti non diagonali si trovi in una delle due liste. Se così è la torre viene "accesa" dal CF, che la elimina dalla lista, e la ricerca continua. Quando nessuna delle torri adiacenti supera la soglia, la griglia di torri accese dal CF viene mandata ad un circuito chiamato *Compare And Sum* (CAS) che somma l'energia trasversa delle torri appartenenti all'agglomerato. Il processo si ripete fino a che tutte le torri "seme" sono state cancellate.

Il fattore di soppressione di questo livello, che costituisce la parte centrale del sistema di trigger, è circa 1000. La frequenza in uscita è di alcuni eventi al secondo.

Livello 3 Il livello 3 è una fattoria di 48 processori a 32 bit, collocati in crate di tipo VME, ciascuno dotato di una RAM di 4Mbytes. I processori usano un codice scritto in FORTRAN, dello stesso tipo dei programmi usati per l'analisi off-line; ciascun processore può analizzare un evento autonomamente rendendo così possibile una analisi in parallelo dei dati.

Questo livello attua un ripulimento dei dati individuando, in particolare, i raggi cosmici, gli eventi dovuti al fondo della macchina e i rumori dovuti ai cavi di elettronica, portando a $\simeq 1Hz$ la frequenza in uscita registrata su nastro.

3.4.3 Raccolta e scrittura di eventi

All'uscita dal livello tre gli eventi vengono inviati, attraverso un bus di tipo VME, al *Buffer Multiplexor* (BMX), che ne gestisce la scrittura su nastro.

Un sottoinsieme degli eventi viene duplicato e inviato, via DECNET, ad un gruppo di vax-station sulle quali sono attivi una serie di processi che servono a controllare la qualità di ciò che viene scritto su nastro: frequenza del trigger, luminosità raccolta, corretto funzionamento dei vari sottosistemi.

Parallelamente gli eventi vengono inviati, sempre via DECNET, al sistema di controllo globale del flusso di acquisizione dati (*Run Control*) e quindi vengono scritti su cassette da 8mm. Nel sistema attuale 4 nastri vengono riempiti in parallelo⁵ con una velocità di scrittura pari a $\simeq 4Hz$. Nello scorso periodo di presa dati, invece, i dati venivano riportati su un nastro singolo (nastri da 9"), con una velocità di scrittura di circa un evento ogni secondo.

⁵Un *Data Logger* controlla che gli eventi non siano "spezzati" su nastri diversi

Capitolo 4

Misura dei jet in CDF

4.1 Algoritmo di clustering

Per selezionare il campione di eventi con uno o più jet nello stato finale, da usare poi per le varie analisi, è necessario un algoritmo da applicare offline, per individuare agglomerati di energia nel calorimetro, più sofisticato di quello utilizzato in fase di trigger. In generale questo algoritmo, detto *algoritmo di clustering*, varia secondo le caratteristiche dell'apparato sperimentale e del collider ($p\bar{p}$, e^+e^- o ep). In [23] sono stati raccolte le descrizioni degli algoritmi usati dai principali esperimenti in questi ultimi anni.

L'algoritmo usato per le analisi dei dati di CDF, *JETCLU*, è il risultato di una evoluzione passata attraverso una serie di algoritmi diversi ed è stato scelto in quanto maggiormente compatibile con la definizione di jet descritta nel §2.4.

JETCLU

Questo algoritmo si basa sulla definizione di jet come flusso di energia in un cono avente dimensioni fissate nello spazio $\eta - \phi$. Le torri calorimetriche aventi energia $E_t > 1\text{GeV}$, dette torri *seme*, sono ordinate per energia trasversa. A partire dalla più energetica vengono formati dei precluster, aggiungendo ad essa le torri seme adiacenti. I precluster vengono ordinati per energia decrescente ed al primo viene sommata l'energia di tutte le torri aventi energia trasversa maggiore di 100MeV e comprese in un raggio $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$. I valori usati per R sono 0.4, 0.7 e 1.0.

Viene quindi calcolato il baricentro del cluster così ottenuto, pesando le torri con la loro energia trasversa, ed il cluster viene ridefinito considerando le torri all'interno del cono centrato nel baricentro del vecchio cluster. Il procedimento continua fino a che la lista di torri all'interno del cono rimane stabile. Per evitare che, in situazioni particolarmente anomale, il cono stesso vaghi all'interno del calorimetro, esso è vincolato a contenere il precluster che ha dato inizio alla ricerca del cono.

Se due cluster si sovrappongono, infine, essi vengono sommati se le torri comuni contengono più del 75% dell'energia del cluster minori, altrimenti essi vengono mantenuti separati e le torri comuni vengono assegnate al cluster più vicino.

4.2 Selezione e ricostruzione degli eventi

Dopo aver preselezionato gli eventi contenenti jet, applicando l'algoritmo di clustering descritto al paragrafo precedente, è necessario procedere ad un ulteriore filtraggio che permetta di ripulire ulteriormente i dati da eventi "sporchi", cioè contaminati da varie possibili sorgenti di rumore, quali: spostamento dei piedestalli, carte di elettronica mal funzionanti, picchi di energia tipo "Texas Towers"¹, rumore sui cavi che collegano il rivelatore all'elettronica.

Il campione di eventi con jet così individuato viene quindi completamente analizzato, ricostruendone il vertice, misurando impulso ed energia, identificando le particelle, etc. (tutto il processo è descritto in dettaglio in una serie di note interne [25]). Infine è necessario rimuovere gli eventi di fondo rimasti. Principalmente si tratta di raggi cosmici in tempo con l'interazione: per identificare questi tipi di eventi e per rimuoverli sono stati identificati tre criteri di selezione.

Il primo si basa sulla misura della frazione di energia elettromagnetica (EMF) di un evento. Se E_t^j e EMF_j sono l'energia trasversa e la frazione di energia rilasciata

¹Le *Texas Towers* sono picchi di energia, localizzati in singole torri, associati a neutroni di bassa energia. Questi picchi sono stati osservati per la prima volta nel calorimetro adronico in avanti, costruito dalla Texas A&M University; da qui il nome.

nel comparto elettromagnetico dal jet j -esimo, allora EMF è definita da:

$$EMF = \frac{\sum_{j=1}^{N_{jet}} E_t^j \cdot EMF_j}{\sum_{j=1}^{N_{jet}} E_t^j} \quad (4.2.1)$$

dove N_{jet} è il numero di jet aventi energia $E_t > 5\text{GeV}$.

Eventi dovuti a raggi cosmici tendono a rilasciare tutta l'energia nel settore elettromagnetico ($EMF \simeq 1$) o in quello adronico ($EMF \simeq 0$). Infatti un raggio cosmico interagisce nel calorimetro adronico o in quello elettromagnetico; in entrambe i casi l'energia sarà presumibilmente contenuta all'interno del calorimetro stesso (vedi figura 4.1).

Il secondo criterio si basa sulla misura della frazione di momento trasverso portato da particelle cariche (CHF) individuate dalla CTC in un cono di apertura $\Delta R = 0.7$ centrato nel centroide del jet (η_j, ϕ_j) e con vertice nel centro di interazione. Infatti i raggi cosmici, in genere, non passano dal centro del rivelatore, per cui poche tracce sono aspettate nella CTC per questo tipo di eventi. La CHF è definita da:

$$CHF = \frac{1}{N_{jet}} \sum_{j=1}^{N_{jet}} \frac{\sum_{i=1}^{N_t^j} p_t^i}{E_t^j} \quad (4.2.2)$$

dove N_t^j è il numero totale di tracce, ciascuna avente impulso trasverso p_t^i , individuate nel cono centrato in (η_j, ϕ_j) .

Infine il terzo criterio si basa sulla energia trasversa mancante (\cancel{E}_t). In eventi di QCD il momento trasverso totale è, in media, nullo, mentre nei raggi cosmici tende ad avere un valore elevato in quanto, normalmente, essi sono particolarmente asimmetrici. Si definisce, allora, l'*energia mancante relativa* come:

$$MET = \frac{\cancel{E}_t}{0.8 \cdot \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{jet}} E_t^j}} \quad (4.2.3)$$

Questa definizione include il fatto che una certa deviazione da $\cancel{E}_t = 0$ è aspettata per fluttuazioni statistiche nella misura della energia trasversa totale.

I valori considerati accettabili per queste tre grandezze discriminanti sono: $0.1 < EMF < 0.95$; $CHF < 0.175$; $MET \leq 6.5$. Un evento è accettato se passa almeno due dei tagli su indicati. La figura 4.1 mostra la correlazione fra queste tre variabili:

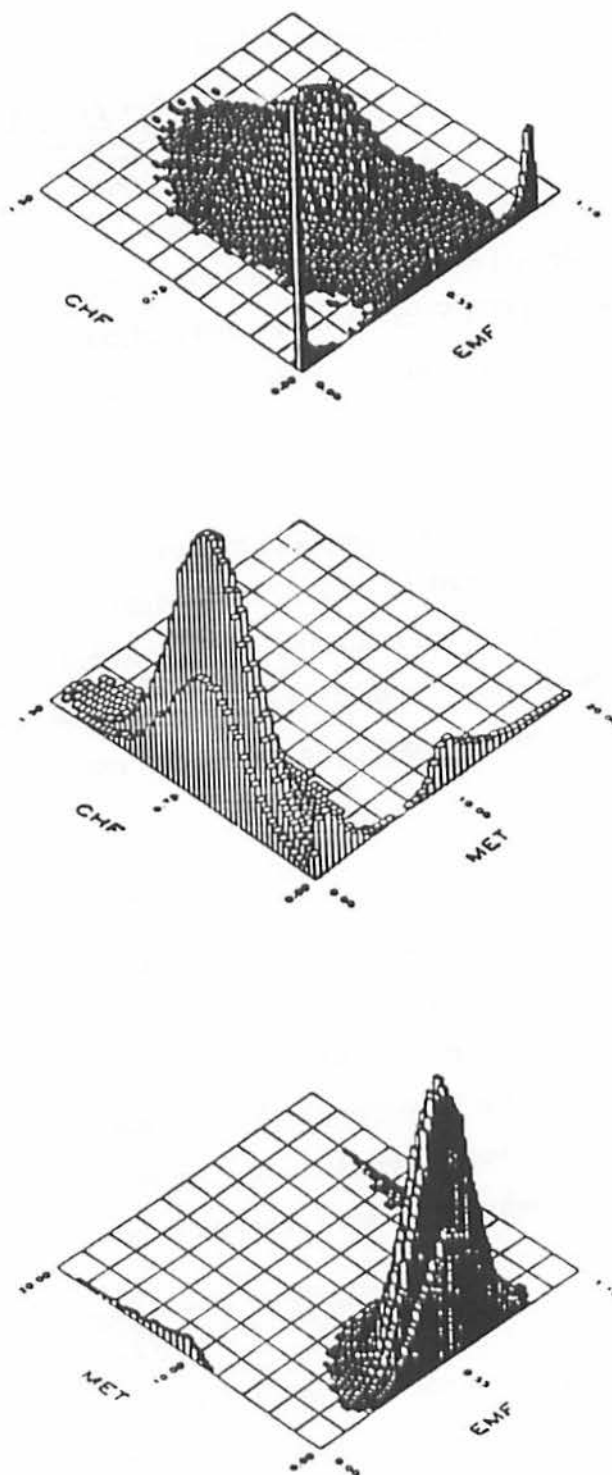


Figura 4.1: Correlazione fra le quantità usate per individuare eventi di raggi cosmici.

gli eventi dovuti al fondo sono chiaramente separati da quelli buoni. L'efficienza di questo metodo nell'eliminare il fondo di raggi cosmici è stata stimata essere del 99.8%, mentre l'accettanza per gli eventi buoni è del 97.1% (vedi [27]).

4.3 Correzioni offline

Il calorimetro di CDF non è compensato² (cioè risponde in maniera diversa a pioni o ad elettroni aventi la stessa energia) ed ha una risposta non lineare con l'energia delle particelle incidenti. Sono quindi necessarie una serie di correzioni da applicare offline alla misura dell'energia del jet dovute non solo alla non compensazione e alla non linearità, ma anche alla presenza di regioni non instrumentate all'interno del calorimetro (regioni di connessione fra diverse sezioni). Queste correzioni sono state studiate principalmente attraverso i risultati delle prestazioni del calorimetro al fascio di test.

Non linearità

La risposta del calorimetro centrale è stata valutata combinando i risultati del fascio di test con lo studio degli eventi di *minimum bias*. Ciò si è reso necessario in quanto i fasci di elettroni e pioni utilizzati al fascio di test avevano una energia minima di 10GeV , mentre i jet sono composti da molte particelle di energia intorno a 1GeV . Per studiare il comportamento del calorimetro nell'intervallo $1\text{-}10\text{GeV}$ sono stati utilizzati eventi veri studiando tracce isolate (cioè con nessuna altra traccia presente nella CTC in una griglia di torri 5×5 centrata intorno alla traccia stessa) di bassa energia. In questo modo è stato possibile analizzare la risposta del calorimetro per energie fino a 450MeV . La figura 4.2 mostra il rapporto fra l'energia E ed il modulo dell'impulso P per pioni isolati in funzione dell'impulso delle particelle stesse; i dati combinano i risultati ottenuti al fascio di prova ($P_\pi \geq 12\text{GeV}$) con tracce isolate in eventi di *minimum bias* ($P_\pi < 12\text{GeV}$). Si vede che l'errore statistico sul rapporto E/P aumenta notevolmente fino a $E = 10\text{GeV}$, in quanto il numero di pioni prodotti diminuisce drasticamente all'aumentare della loro energia. Inoltre i dati soffrono di

²Il concetto di calorimetro compensato è descritto, ad esempio, in [28].

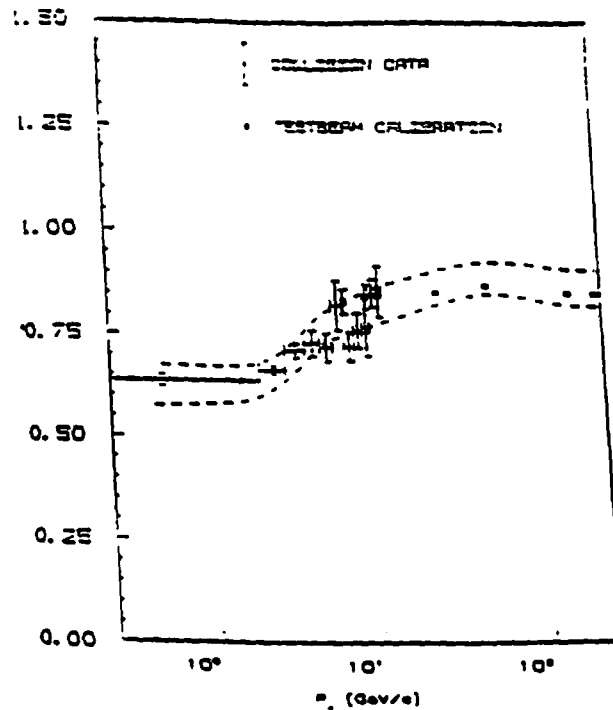


Figura 4.2: Rapporto E/P_π per pioni al fascio di test ($P_\pi \geq 12\text{GeV}$) e per tracce isolate in eventi di *minimum bias* ($P_\pi < 12\text{GeV}$). La scala logaritmica mette in evidenza il calo di risposta del calorimetro per le particelle a bassa energia ($\simeq 65\%$).

un errore sistematico legato alla produzione di particelle neutre. Questo effetto può essere corretto su basi statistiche, ma l'errore sistematico legato a questa incertezza peggiora la nostra conoscenza dell'esatta distribuzione di E/P . Per questi due motivi i dati sono usati solamente in una parte limitata dello spettro.

Regioni non instrumentate

Nel calorimetro di CDF sono presenti due tipi di regioni non instrumentate, dette *crack*: il piano di unione fra le due metà del calorimetro centrale e le sezioni radiali collocate fra i 24 wedge del calorimetro stesso (vedi §3.2.1 per la descrizione del calorimetro centrale).

La fessura a 90° ha una larghezza di 20cm circa, pari ad un intervallo di pseudo-rapidità $|\eta| < 0.1$. L'effetto sulla misura dell'energia è stato studiato selezionando eventi a due jet uno dei quali sia confinato nella regione angolare $0.15 < |\eta| < 0.9$. Per ogni η fissato, la distanza da zero della distribuzione in energia trasversa del se-

condo jet è dovuta a errori di misura nel calorimetro. In particolare se il secondo jet è diretto verso la fessura a 90° il bilanciamento in energia trasversa determina l'energia media persa nella misura. Questo metodo è stato applicato su tutto l'intervallo di pseudorapidità con i risultati riportati in figura 4.3.

La fessura in ϕ è dovuta alla presenza delle guide di luce, necessarie per la raccolta della luce fornita dagli scintillatori del calorimetro centrale. Il suo effetto è stato studiato in sede di fascio di test indirizzando un fascio di pioni o di elettroni, aventi energia nota, all'interno della fessura e controllando la risposta del calorimetro al variare del punto di incidenza del fascio stesso. I risultati sono riassunti in figura 4.4. Si può osservare che c'è una scarsa dipendenza dall'energia del fascio incidente, mentre la forma della correzione è sensibilmente dipendente dalla natura della particella.

4.4 Risoluzione sull'energia dei jet

La risoluzione sulla misura dell'energia dei jet è stata determinata usando la tecnica del bilanciamento in \vec{K}_t , proposto per la prima volta in [26].

Selezionando eventi con due soli jet nello stato finale, e assegnando casualmente il nome di primo o secondo jet, si definisce \vec{K}_t come la somma vettoriale degli impulsi trasversi dei due jet (vedi fig.4.5).

Tale vettore viene poi proiettato rispettivamente lungo gli assi $\hat{\eta}$, individuato dalla bisettrice dell'angolo fra i due jet, e $\hat{\xi}$, perpendicolare al primo. La direzione di $\hat{\xi}$ è tale che $(\vec{P}_1 \cdot \hat{\xi}) > 0$, mentre quella di $\hat{\eta}$ è definita da $\hat{\eta} \times \hat{\xi} = \hat{z}$, essendo z la direzione di moto dei protoni lungo l'asse del fascio. In tal modo le due componenti K_η e K_ξ di \vec{K}_t sono distribuite intorno allo zero secondo due distribuzioni aventi larghezza σ_η e σ_ξ , rispettivamente (per una descrizione più dettagliata dell'andamento di K_η e K_ξ vedi [29]).

Per ogni evento, K_η è legata sia ad effetti di QCD perturbativa, che associano allo stato iniziale un impulso trasverso non nullo, che alla risoluzione angolare; K_ξ , invece, è una sovrapposizione degli effetti di QCD e della risoluzione

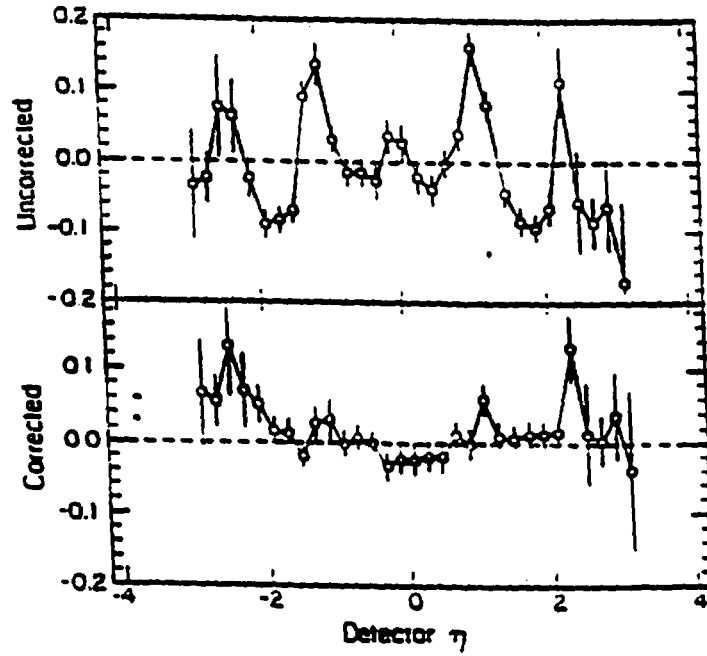


Figura 4.3: Equilibrio in P_t per eventi a due jet di cui uno nella regione centrale ($0.15 < |\eta| < 0.9$). Il diagramma in alto mostra i dati senza correzioni, mentre quello in basso mostra i dati dopo l'applicazione della correzione media.

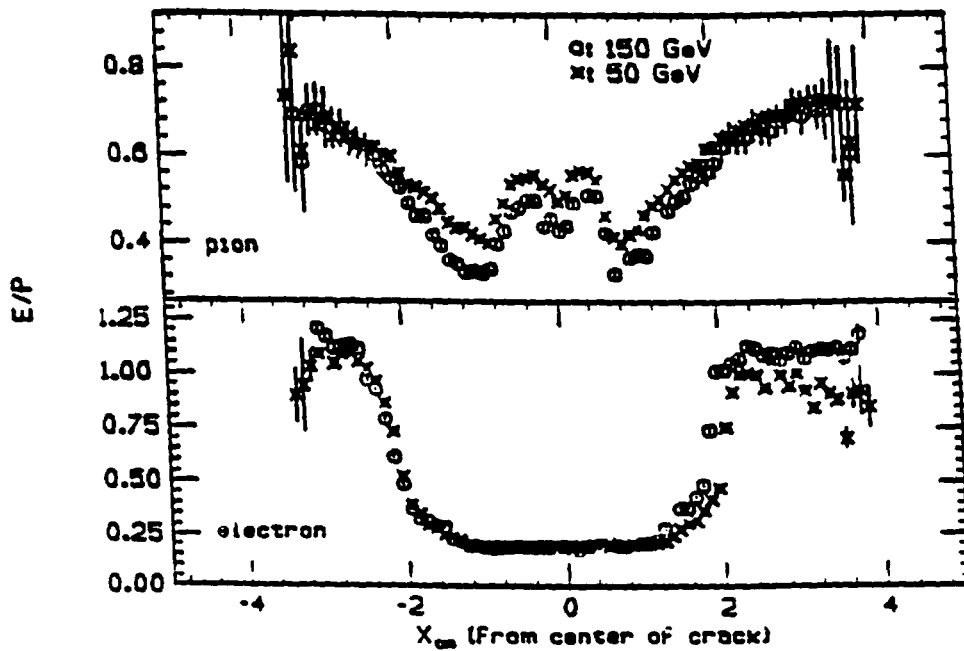


Figura 4.4: Rapporto fra l'energia E misurata nel calorimetro e l'impulso P del fascio di pioni (a) o di elettroni (b) incidente in funzione della distanza, espressa in cm, dal centro della fessura in ϕ .

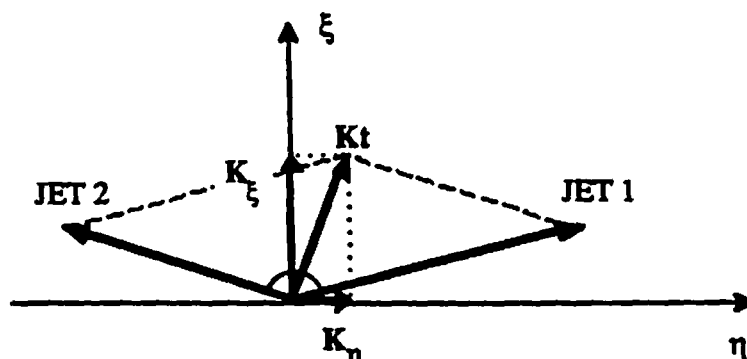


Figura 4.5: Misura della risoluzione in energia attraverso la tecnica del bilanciamento in K_t .

nella misura dell'impulso propria dell'apparato sperimentale. Come discusso in [30], l'effetto dell'errore angolare nella misura di K_η è trascurabile rispetto a quello dovuto all'impulso trasverso iniziale del sistema partone-partone. Ne segue che σ_η determina l'effetto dovuto alla fisica, mentre σ_ξ comprende sia l'effetto dovuto alla fisica che quello dovuto all'errore medio nella risoluzione in energia.

La risoluzione nella misura dell'energia, nell'ipotesi ragionevole che la fisica comporti gli stessi effetti lungo i due assi, è pertanto data da:

$$\delta E = \sqrt{\sigma_\xi^2 - \sigma_\eta^2} \quad (4.4.1)$$

La figura 4.6 mostra δE in funzione della energia trasversa totale, così come si ottiene sia dai dati (utilizzando il metodo descritto) e sia dal programma di simulazione del rivelatore. L'accordo è decisamente buono, mostrando che il programma di simulazione riesce, in effetti, a stimare in modo corretto l'incertezza dovuta alla risoluzione finita del calorimetro.

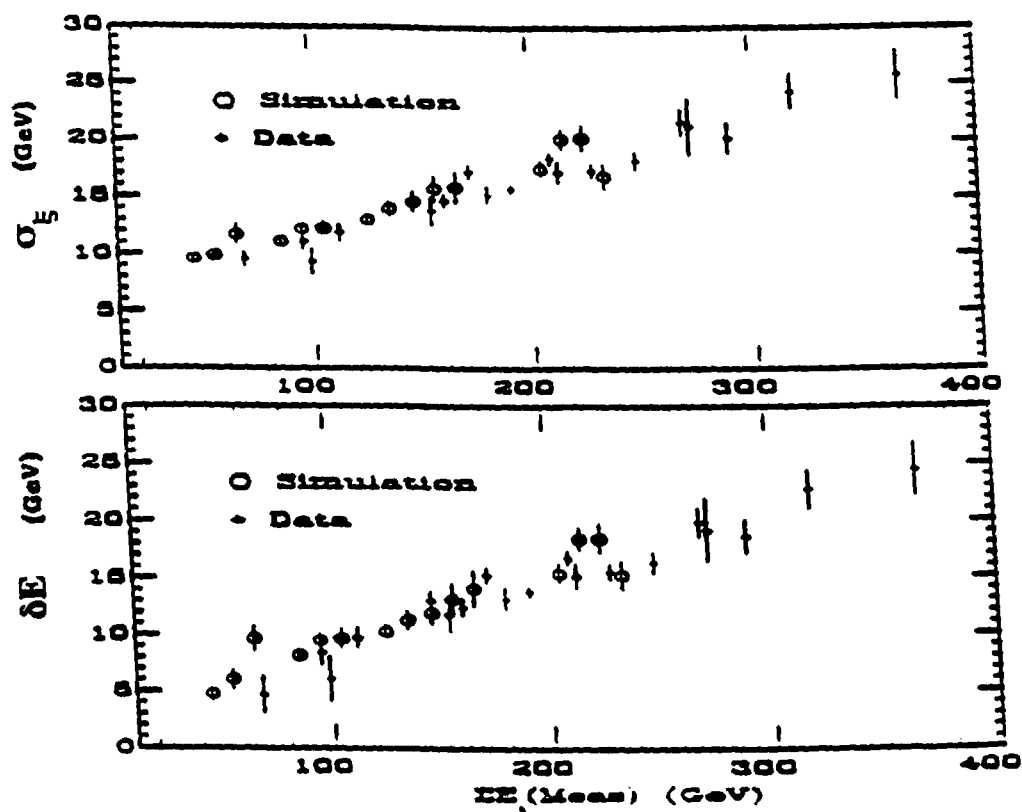


Figura 4.6: Risoluzione in energia in funzione dell'energia trasversa totale del sistema jet-jet per dati e per il programma di simulazione del rivelatore. La dimensione usata per il cono di clustering è $R = 0.7$.

Capitolo 5

Misura della massa invariante del sistema jet-jet

5.1 Il campione di dati

Per selezionare gli eventi dai quali derivare lo spettro di massa invariante, sono stati applicati una serie di tagli all'insieme dei dati:

- a) almeno due agglomerati di energia devono essere stati individuati dall'algoritmo di "clustering";
- b) $|Z_{vertex}| < 60cm$, cioè il vertice di interazione primario ricostruito è richiesto essere entro $60cm$ dal centro nominale di interazione, lungo la direzione del fascio (asse z). Questo è un taglio fiduciale, solitamente applicato nella analisi dei dati, in quanto particelle troppo distanti dal centro nominale di interazione incidono sul calorimetro con una inclinazione tale da introdurre un errore sistematico nella stima dell'energia. L'efficienza di questo taglio è risultata pari al 94.3% ;
- c) $|\eta_{jet}| < 0.7$: questo taglio, applicato sui due jet più energetici dell'evento, seleziona gli eventi ben contenuti nel calorimetro centrale. In questo modo i dati selezionati risultano essere omogenei, provenendo dallo stesso calorimetro. La sezione d'urto misurata è pertanto quella integrata su questa regione dell'angolo polare.

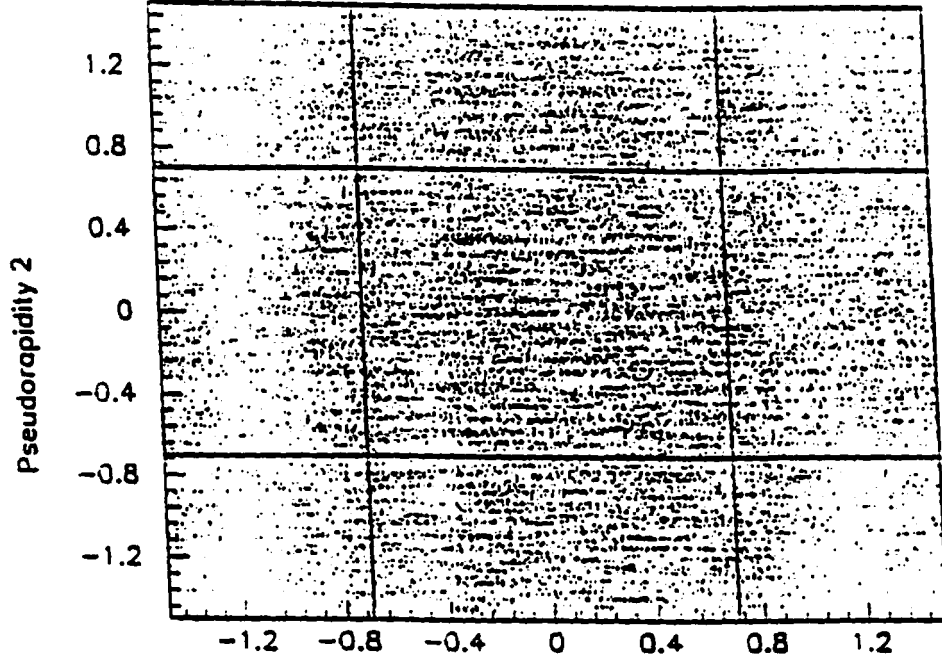


Figura 5.1: Distribuzione in pseudorapidità dei due jet più energetici per tutto il campione di dati. Sono mostrati anche le posizioni dei tagli applicati.

In fig.5.1 è mostrata la distribuzione di η_2 vs. η_1 per l'intero campione e la posizione dei tagli applicati in pseudorapidità.

La massa del sistema jet-jet è definita come $M_{jj}^{obs} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}$, dove E_i e \mathbf{p}_i ($i = 1, 2$) sono l'energia e l'impulso¹ dei primi due jet (ordinati per energia trasversa E_t). I rimanenti jet, prodotti per la maggior parte dalla radiazione dello stato iniziale o finale dell'urto partonico, non sono tenuti in considerazione nel calcolo di M_{jj}^{obs} .

¹L'impulso di un jet è definito come:

$$\vec{p} = \sum_i E_i \hat{n}_i$$

dove l'indice i corre su tutte le torri che formano il jet, identificate dal versore \hat{n}_i ed aventi energia E_i . Con questa definizione ogni torre è trattata come una particella avente energia uguale all'energia della torre stessa, massa trascurabile rispetto alla propria energia e direzione di moto coincidente con il versore della torre. Per una discussione sulla accuratezza del metodo si veda [30, pag.23].

I dati provenienti da ciascuno dei 3 trigger usati (vedi §3.4.2) mostrano, nella parte iniziale dello spettro, un effetto di soglia dovuto all'efficienza del trigger stesso. Per evitare che questo effetto influenzi lo spettro è stato applicato, per ogni trigger, un taglio sulla massa minima dei due jet più energetici. I tagli applicati sono stati di 120, 160 e 240 GeV, per i dati ricostruiti con un cono avente apertura $R = 0.7$, e 140, 180 e 280 GeV, per il caso $R = 1.0$.

Il motivo per cui, nel caso del cono più largo ($R = 1.0$), la piena efficienza del trigger si abbia a masse più alte rispetto al cono $R = 0.7$ è un effetto dell'algoritmo di clustering usato in fase di trigger (descritto al §3.4.2). Infatti in tale algoritmo si richiede, alle torri calorimetriche, una energia minima per entrare a far parte di un cluster di energia. Ne segue che i jet più collimati sono favoriti rispetto ai jet aventi la stessa energia ma distribuiti in una regione più ampia del calorimetro. Questo limite è superato in fase di analisi offline, in quanto tutte le torri di energia maggiore di 100 MeV che si trovano all'interno del cono di clustering vengono sommate per definire l'energia totale del jet.

In fig.5.2 sono mostrati, per il caso $R = 0.7$, i campioni di dati provenienti dai 3 trigger, dopo aver moltiplicato per il fattore di prescalaggio applicato. In figura sono anche indicati i valori dei tagli applicati.

5.2 La funzione di risposta

Per confrontare i dati osservati con le predizioni teoriche sono possibili due linee di lavoro diverse:

- i – lo spettro teorico può essere convoluto con la risposta del calorimetro e quindi confrontato con la distribuzione osservata;
- ii – lo spettro osservato può essere corretto per l'accettanza, l'efficienza, la non linearità, ecc. in modo da ottenere una distribuzione confrontabile con le varie curve teoriche.

Quest'ultimo procedimento ha il vantaggio di dare, come risultato, una curva assoluta che può essere usata per il confronto diretto con le varie teorie. Tuttavia la

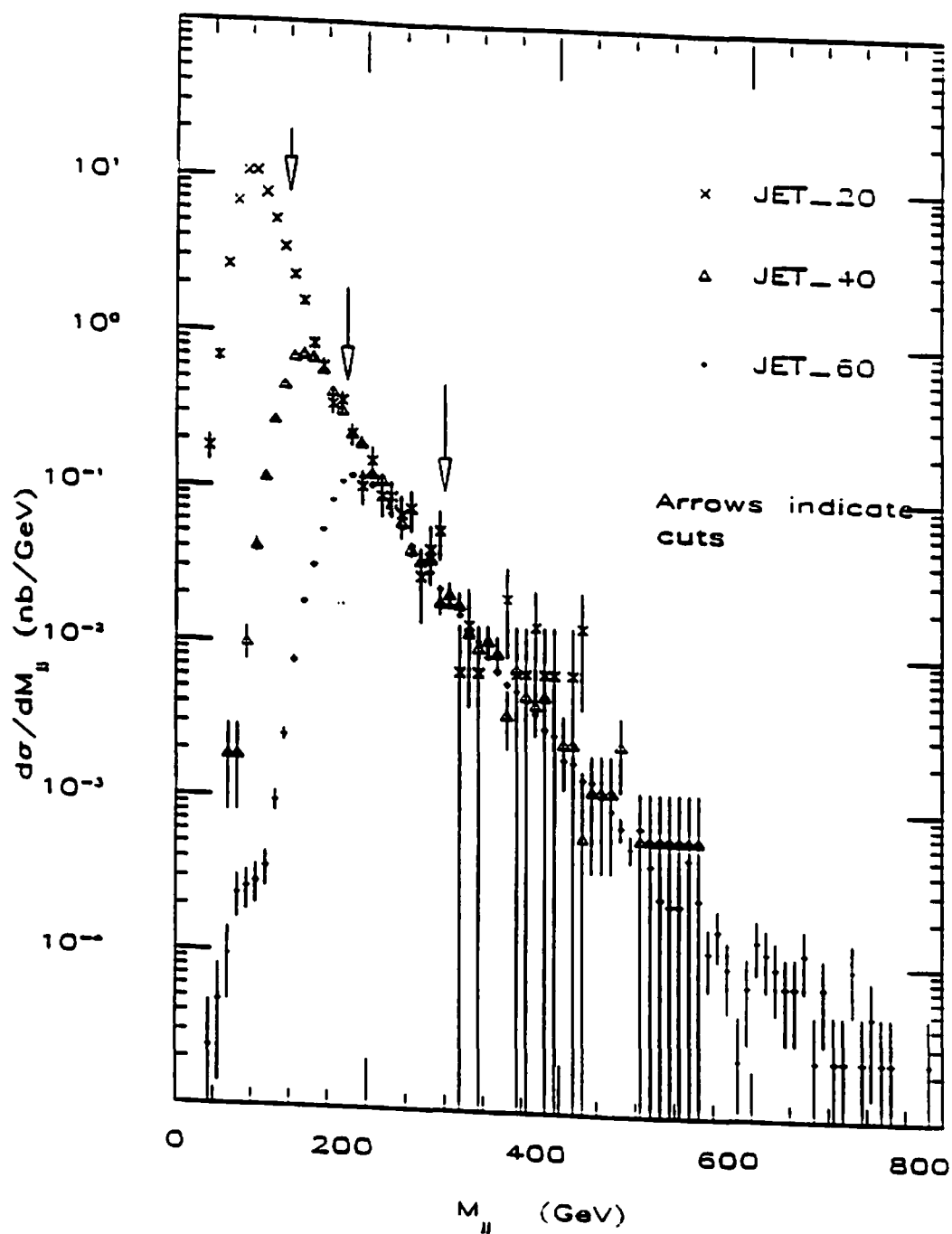


Figura 5.2: Spettro $d\sigma/dM_{jj}$, per i tre trigger usati in fase di presa dati, per il caso $R = 0.7$. Sono indicate anche le masse a cui i trigger sono pienamente efficienti.

procedura di deconvoluzione non è universale, in quanto necessita di alcuni adattamenti secondo il tipo di teoria o di processo che si intende analizzare. Questo rende più difficile il controllo di deviazioni rispetto alla QCD ("compositeness", assigluoni, ecc). Per questi motivi è preferibile utilizzare la procedura i), limitando al minimo le correzioni apportate allo spettro osservato.

Per filtrare lo spettro teorico attraverso la risposta del calorimetro si utilizza la cosiddetta *funzione di risposta*, definita nel modo seguente. Sia $x = M_{true}$ la massa vera che deve essere misurata (massa della coppia di jet o massa della risonanza di cui si voglia studiare l'esistenza) e sia m la massa invariante del sistema jet-jet che si ottiene applicando il programma che simula il calorimetro. Allora se $f(x)$ è la funzione di densità di probabilità della variabile x (ad esempio la sezione d'urto differenziale) e $f'(m)$ è la funzione di densità di probabilità per la variabile m , allora la funzione di risposta $g(m - x, x) \equiv g(t, x)$ è definita dal seguente integrale di convoluzione:

$$f'(m) = \int f(x) g(m - x, x) dx \quad (5.2.1)$$

Ne segue che $g(m - x, x)$ fornisce la probabilità di fare un errore $t = m - x$ nella misura di un evento la cui massa vera è x . Come si vede $g(m - x, x)$ non dipende solamente dalla differenza $m - x$, ma varia anche con x . L'integrale 5.2.1, pertanto, non è un integrale di convoluzione propriamente detto. La $g(m - x, x)$ soddisfa alla condizione di normalizzazione:

$$\int g(t, x) dt = 1 \quad \forall x \quad (5.2.2)$$

Il confronto fra $f'(m)$ e la distribuzione sperimentale, dà una misura diretta della bontà di $f(x)$, cioè della teoria sotto esame.

5.3 Effetti di radiazione

La funzione di risposta $g(m - x, x)$ è stata ottenuta generando eventi con il programma Herwig (versione 3.2) per produrre la massa vera x e quindi processando

tali eventi con il programma di simulazione del calorimetro (QFL 3.10) per determinare la massa m che sarebbe osservata dal calorimetro.

A tal fine sono stati generati due diversi campioni di dati con Herwig: 930000 eventi basati su processi propri della QCD e 400000 eventi basati sul processo $W \rightarrow q_1 \bar{q}_2$.

Gli eventi di QCD sono stati inizialmente generati con uno spettro piatto in P_t , nell'intervallo $0 < P_t < 900 \text{ GeV}$, dove P_t è l'impulso trasverso di ciascun partone nello stato finale. Questo ha permesso di avere un'alta statistica anche a grandi masse. Successivamente è stato ottenuto lo spettro finale degli eventi di QCD applicando a ciascun evento il peso opportuno che il generatore stesso fornisce.

Per poter porre limiti sulla sezione d'urto di eventuali risonanze presenti nello spettro $d\sigma/dM_{jj}$, è stato generato anche un campione di 400000 risonanze, vincolate a decadere nei canali adronici ed ottenute cambiando nel generatore la massa del W nell'intervallo $5 \leq M_W \leq 995 \text{ GeV}$, a passi di 10 GeV , e ponendo la sua larghezza a $\Gamma = 0 \text{ GeV}$.

La $g(t, x)$ descrive non solo gli effetti dovuti al calorimetro (non linearità nella risposta, zone non strumentate, ecc), ma può contenere anche effetti radiativi. Infatti, mentre la massa misurata è definita in maniera univoca come la massa dei due jet più energetici osservati all'interno del calorimetro, la definizione da usare per x dipende dal particolare tipo di analisi effettuato, cioè da quale sia il metodo più conveniente ed efficace per confrontare i dati con la teoria sotto studio. In particolare lo spettro di massa invariante $d\sigma/dM_{jj}$ è stato usato per affrontare due problematiche diverse che hanno richiesto due diverse definizioni di x .

1. Verifica di QCD. In questo caso la massa vera di un evento ($x \equiv M_{particles}$) viene ricavata dai 4-impulsi dei due jet ottenuti applicando l'algoritmo di clustering alle particelle prodotte dal generatore (cioè prima dell'applicazione del simulatore). Con questa definizione i jet vengono ricostruiti prima di "entrare nel calorimetro", e la loro massa viene calcolata, a partire dai 4-impulsi, nel modo solito. Tale definizione è pertanto direttamente confrontabile con i calcoli teorici di ordine superiore al primo, nei quali viene ricostruito il flusso di

energia dovuto ai partoni che si trovano all'interno di un cerchio nello spazio $\eta - \phi$.

2. Limiti su risonanze. Per porre limiti su eventuali risonanze è necessaria una diversa attitudine. La figura 5.3 mostra la produzione di una particella intermedia (ad esempio un bosone W) che successivamente decade in due partoni. In figura sono mostrati anche i coni nei quali si ricostruisce la massa dell'evento. Parte dell'energia dello stato finale può essere persa per radiazione, dando origine a jet secondari; viceversa parte dell'energia radiata dallo stato iniziale può entrare nei coni di clustering, causando un aumento dell'energia misurata. In linea di principio questi effetti di radiazione potrebbero essere calcolati all'interno del modello del quale si vuole verificare la validità. Un tale modello potrebbe così prevedere la dipendenza dello spettro dalle dimensioni del cono. Purtroppo tali predizioni ad ordini superiori al primo sono raramente disponibili (ad esempio non sono disponibili per gli assigluoni). A maggior ragione questo è vero nel caso in cui una risonanza venga parametrizzata, in maniera del tutto generale, come una Breit-Wigner sommata incoerentemente allo spettro standard di QCD, in modo da poter porre dei limiti indipendenti da una specifica teoria. Per queste ragioni la massa vera ($x \equiv M_{\text{partons}}$) è definita come la massa dei partoni uscenti dall'urto, cioè della particella intermedia prodotta, e gli effetti di radiazione sono derivati dallo *shower Montecarlo* ed inclusi nella definizione della funzione di risposta.

Dalle due diverse definizioni di x , sopra enunciate, derivano pure due diverse distribuzioni della funzione $g(m - x, x)$. Questo può essere notato in figura 5.4 nella quale è mostrata la funzione $g(m - x, x)$ per $x = 500 \text{ GeV}$ e per le due definizioni di x . Come si vede, la distribuzione per $x \equiv M_{\text{partons}}$, contenente anche gli effetti di radiazione, è chiaramente più larga di quella con $x \equiv M_{\text{particles}}$.

Per descrivere in modo più quantitativo l'effetto della radiazione è utile definire la *deviazione media* $\mu(x)$ e la *risoluzione in massa* $\sigma(x)$, funzioni della massa vera x :

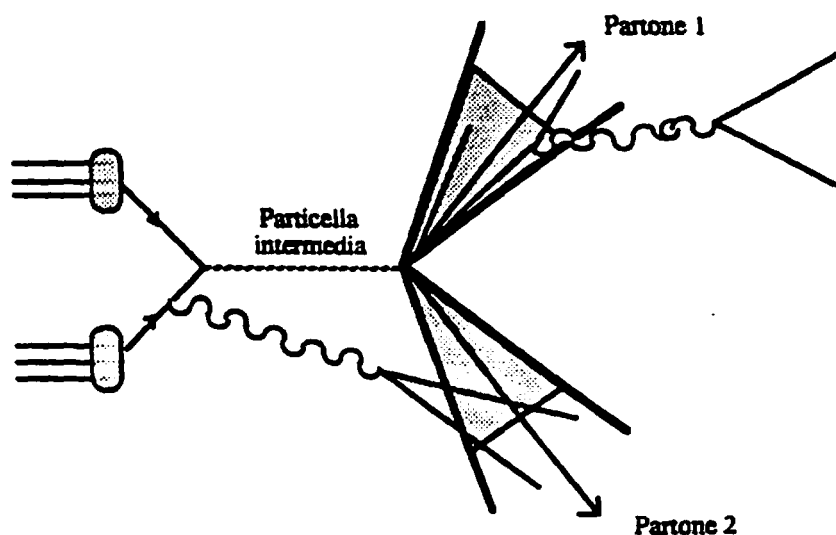


Figura 5.3: Effetto della radiazione dello stato iniziale e finale sulla misura della massa di una risonanza.

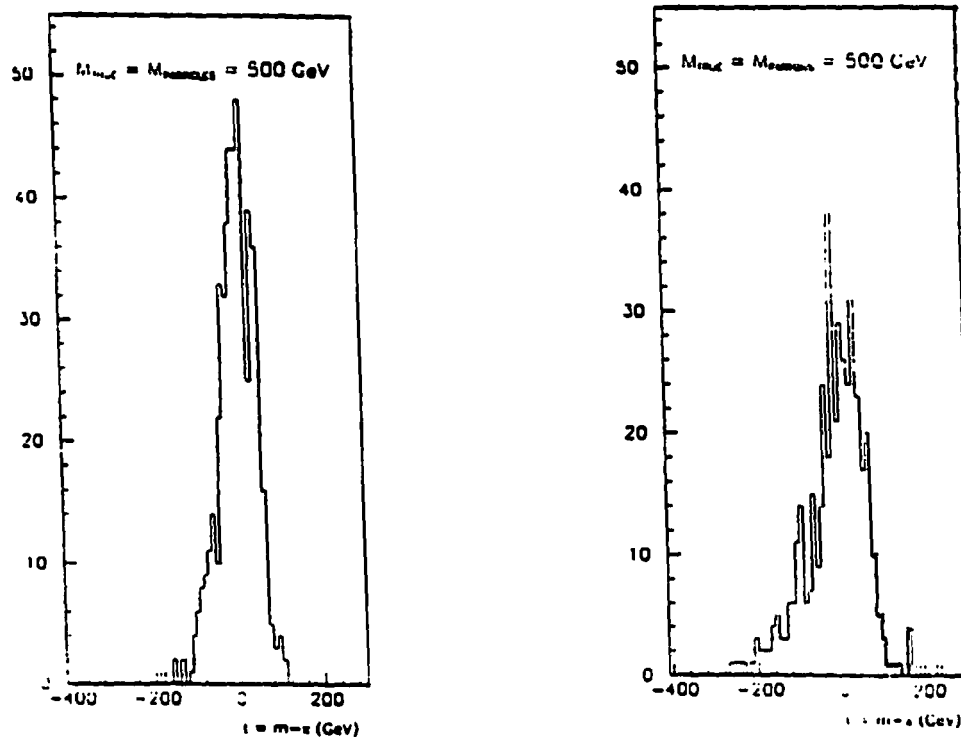


Figura 5.4: Funzione di risposta valutata a $x = 500 \text{ GeV}$ per le due diverse definizioni di massa vera.

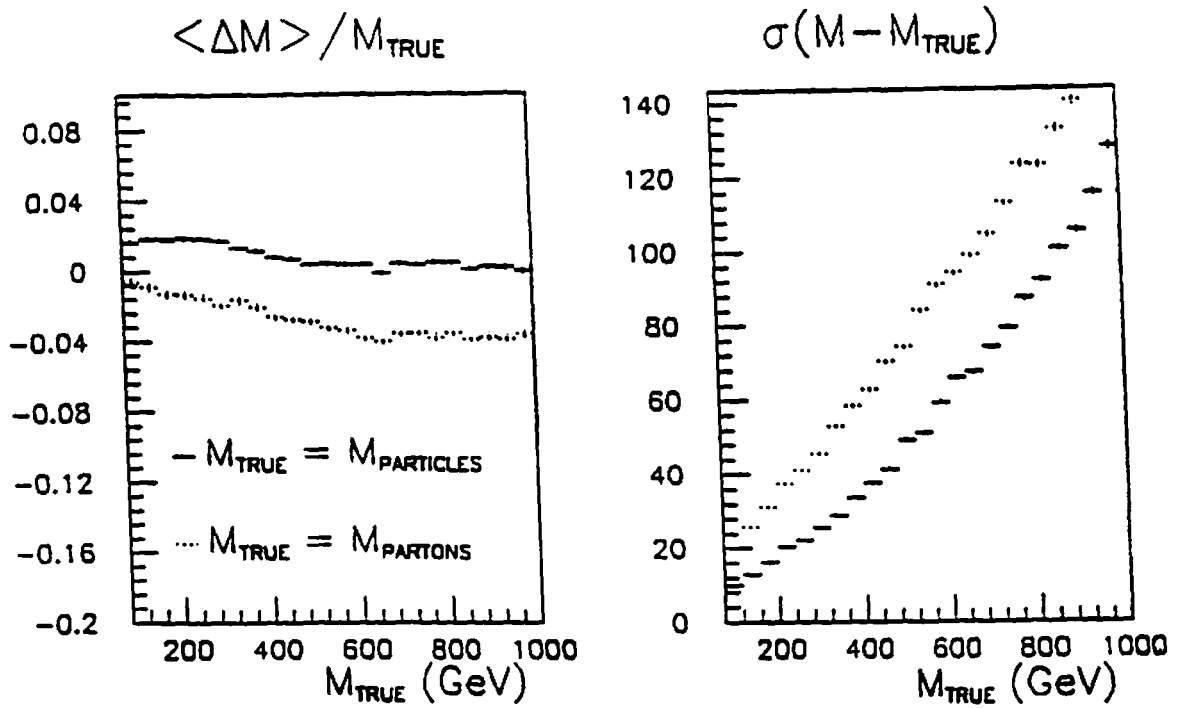


Figura 5.5: Deviazione media e risoluzione in massa per diverse definizioni della massa vera x ($R = 1.0$).

$$\mu(x) = \int t g(t, x) dt \quad (5.3.1)$$

$$\sigma^2(x) = \int (t - \mu)^2 g(t, x) dt \quad (5.3.2)$$

Le due variabili μ e σ rappresentano, per un x fissato, il valor medio e la varianza delle curve rappresentate in figura 5.4.

In figura 5.5 sono riportate le distribuzioni $\mu(x)/x$ (errore relativo medio sulla misura della massa) e $\sigma(x)$ (risoluzione in massa).

Come si può notare, quando la radiazione è inclusa, la risoluzione in massa $\sigma(x)$ peggiora in maniera significativa. Inoltre, confrontando le due distribuzioni relative alla deviazione media $\mu(x)/x$, si vede che l'effetto della radiazione è quello di abbassare il valore medio della massa misurata. Questo significa che l'energia persa per effetti radiativi nello stato finale è, in media, maggiore di quella acquistata per

radiazione di quello iniziale (vedi fig.5.3).

L'effetto di radiazione dipende anche dalle dimensioni usate per il cono di clustering. Nella analisi relativa alla QCD sono stati utilizzati coni di dimensioni $R = 0.7$ e $R = 1.0$ (per certe analisi particolari è stato utilizzato anche un cono più stretto avente $R = 0.4$). Nelle figure 5.6 e 5.7 sono riportate la dipendenza dal cono di $\mu(x)/x$ e di $\sigma(x)$, rispettivamente. La figura 5.6.(b) evidenzia come gli effetti dovuti al calorimetro siano poco dipendenti dalle dimensioni del cono; quando invece si includono gli effetti di radiazione, come in figura 5.6.(a), si nota una dipendenza dalle dimensioni del cono. In particolare la radiazione ha un notevole effetto sul cono più stretto. Includendo anche la radiazione il valore $R = 1.0$ sembra essere la scelta migliore. Questa conclusione è avvalorata anche dalla figura 5.7.(a) che mostra come la misura fatta con il cono più largo abbia una risoluzione leggermente migliore delle altre due.

5.3.1 Effetto della massa del top

Per determinare la distribuzione della $g(t, x)$ nel caso di risonanze è stato generato il campione di eventi tipo W^\pm , come descritto nel §5.2. La distribuzione per questi eventi di $\mu(x)/x$ e di $\sigma(x)$, per il caso $x \equiv M_{partons}$, è mostrata in figura 5.8. Si nota che la distribuzione $\mu(x)/x$ ha un andamento costante, a basse masse, a cui segue una rapida caduta, a partire da $x \simeq 150\text{GeV}$ e quindi una lenta risalita. Questo pronunciato effetto di soglia avviene proprio nella regione in cui si aprono i canali di decadimento: $W^+ \rightarrow t\bar{b}$ e $W^- \rightarrow b\bar{t}$, in quanto nel generatore è stato posto $M_{top} = 150\text{GeV}$. Come controllo, nella stessa figura sono riportati $\mu(x)/x$ e $\sigma(x)$ per gli eventi in cui il W decade in quark leggeri solamente: questo equivale a porre la massa del top molto maggiore di quella del W ($M_{top} = \infty$). La figura mostra che, in questo caso, l'effetto di soglia non è presente. Un comportamento analogo si ha anche per la risoluzione in massa. È evidente, perciò, l'effetto della massa del top sulla funzione di risposta. La spiegazione di questo comportamento è che, appena sopra soglia, il top prodotto è fermo nel sistema del centro di massa, che, in media, coincide con quello del laboratorio, e quindi decade in modo isotropico dando spesso

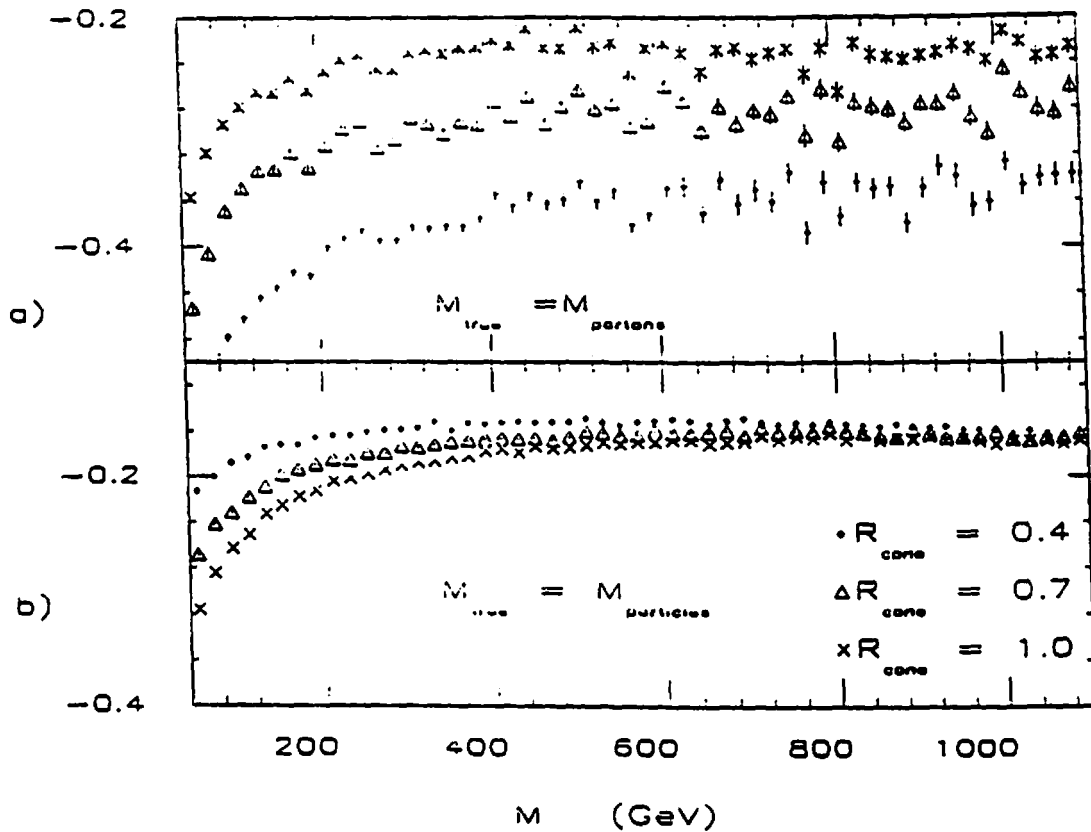


Figura 5.6: $\mu(x)/x$ in funzione di x per $x = M_{partons}$ (a) e $x = M_{particles}$ (b) per diverse dimensioni del cono di clustering.

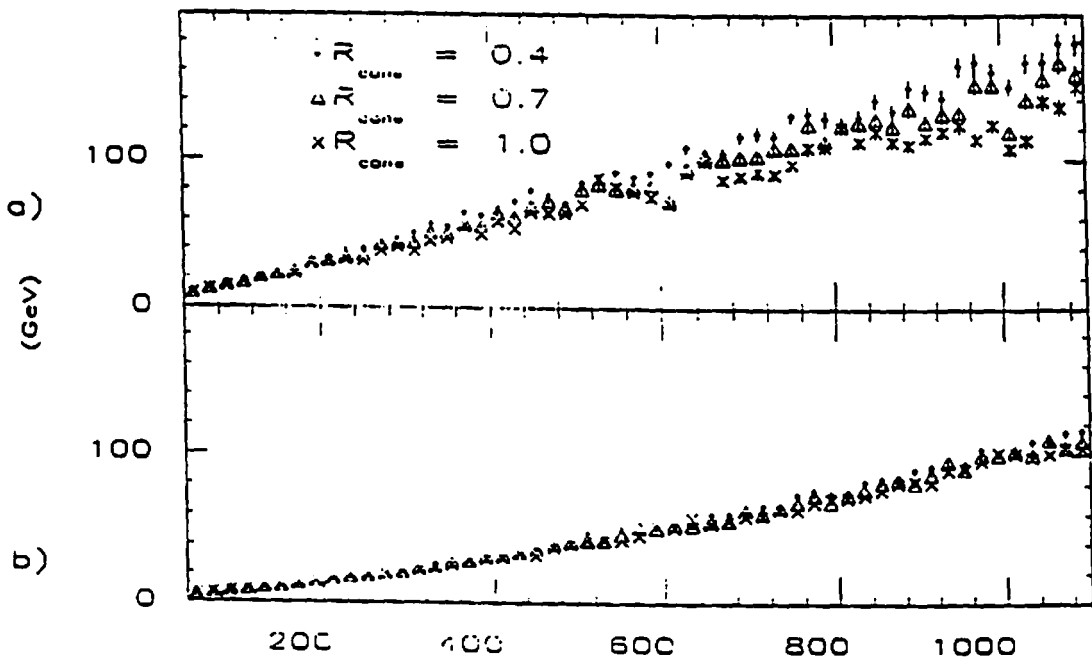


Figura 5.7: $\sigma(x)$ in funzione di x per $x = M_{partons}$ (a) e $x = M_{particles}$ (b) per diverse dimensioni del cono di clustering.

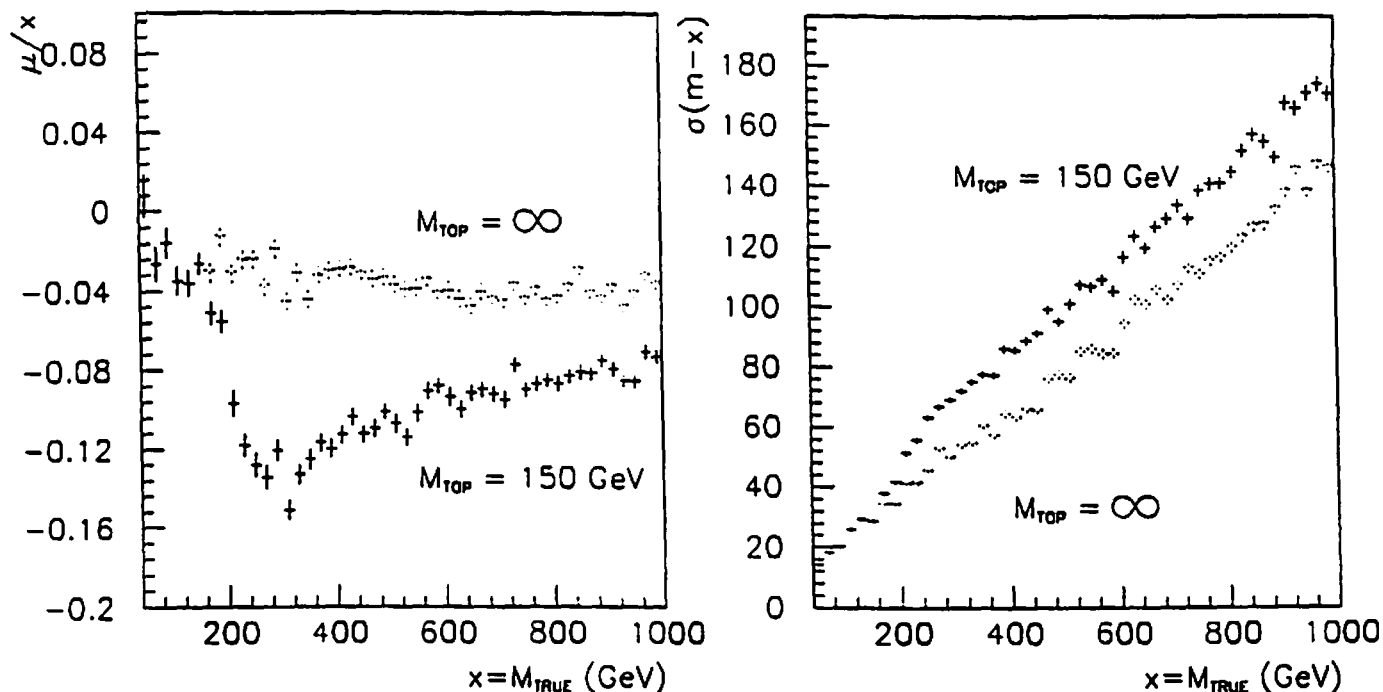


Figura 5.8: Errore relativo medio sulla misura della massa ($\mu(x)/x$) e risoluzione in massa $\sigma(x)$ in funzione di x per decadimenti adronici di W . $M_{\text{top}} = \infty$ significa che il canale di decadimento del W in top non è permesso.

origine a più di un jet. Il b associato produce, di norma, il jet più energetico, mentre il secondo jet porta solamente una frazione dell'energia del top. In questi casi la massa dei partoni è decisamente sottostimata dalla misura ($\simeq 18\%$ - vedi fig.5.8). All'aumentare della massa della particella che decade, il top viene prodotto con impulso sempre maggiore fino a che, al limite di massa del top trascurabile rispetto a quella della risonanza, la distribuzione di $\mu(x)/x$ tende asintoticamente al valore iniziale.

La $g(t, x)$ dipende, perciò, dal valore preciso della massa M_{top} , dalla carica della risonanza, così come dal rapporto di decadimento della risonanza stessa in top. A causa di questi problemi è stato scelto di *non usare gli eventi in cui la risonanza decade in top*. Questo implica che i limiti posti alla produzione di nuove particelle, tramite lo studio dello spettro $d\sigma/dM_{jj}$, si riferiscono alla sezione d'urto di produzione (integrata nell'intervallo di accettazione geometrica) *moltiplicata per il rapporto di decadimento in quark leggeri* (d, u, s, c, b).

5.4 Valutazione della funzione di risposta

Come detto al paragrafo precedente, gli effetti di radiazione comportano la determinazione di due diverse funzioni di risposta: una per lo studio delle predizioni di QCD e delle teorie di *compositeness* ($\equiv g_{QCD}(t, x)$) ed una relativa allo studio dei limiti su risonanze ($\equiv g_{bump}(t, x)$). Gli algoritmi utilizzati per la determinazione di g_{QCD} e g_{bump} sono del tutto equivalenti. L'unica differenza sostanziale è la diversa definizione della massa vera x^2 . In quanto segue viene descritto il procedimento per ricavare g_{bump} , mantenendo, per comodità, il nome generico di $g(t, x)$.

La figura 5.9 mostra $t = m - x$ verso la massa vera x per il caso $x = M_{partons}$. Questa figura è la rappresentazione grafica della funzione di risposta $g(t, x)$ (in questo caso di $g_{bump}(t, x)$), eccetto che per la condizione di normalizzazione di equazione (5.2.2). La distribuzione rappresentata nella precedente figura 5.4 altro non è che una sezione di questo diagramma per $x = 500 GeV$.

Per poter effettuare la convoluzione descritta in equazione (5.2.1) è conveniente avere una rappresentazione analitica della funzione $g(m - x, x)$, ottenuta con il seguente procedimento:

- i - Sezionatura della funzione di risposta. Il diagramma bidimensionale di figura 5.9 viene diviso in sezioni parallele all'asse t di spessore $\Delta x = 2 GeV$. Ogni sezione rappresenta una stima della funzione di risposta $g(m - x, x)$ per un dato valore di $x = M_{true}$.
- ii - Fit delle sezioni. Viene eseguito il fit della funzione:

$$g_1(t, \bar{x}) = A \int \left[(1-r) \frac{e^{(y-\delta)/a}}{a} \theta(\delta - y) + r \frac{e^{-(y-\delta)/c}}{c} \theta(y - \delta) \right] \cdot \frac{e^{-(t-y)^2/2b^2}}{\sqrt{2\pi}b} dy \quad (5.4.1)$$

$$\text{dove:} \quad \theta = \begin{cases} 0 & y < \delta \\ 1 & y > \delta \end{cases}$$

²I due algoritmi sono descritti in dettaglio in [31], per g_{QCD} , e in [32], per g_{bump} .

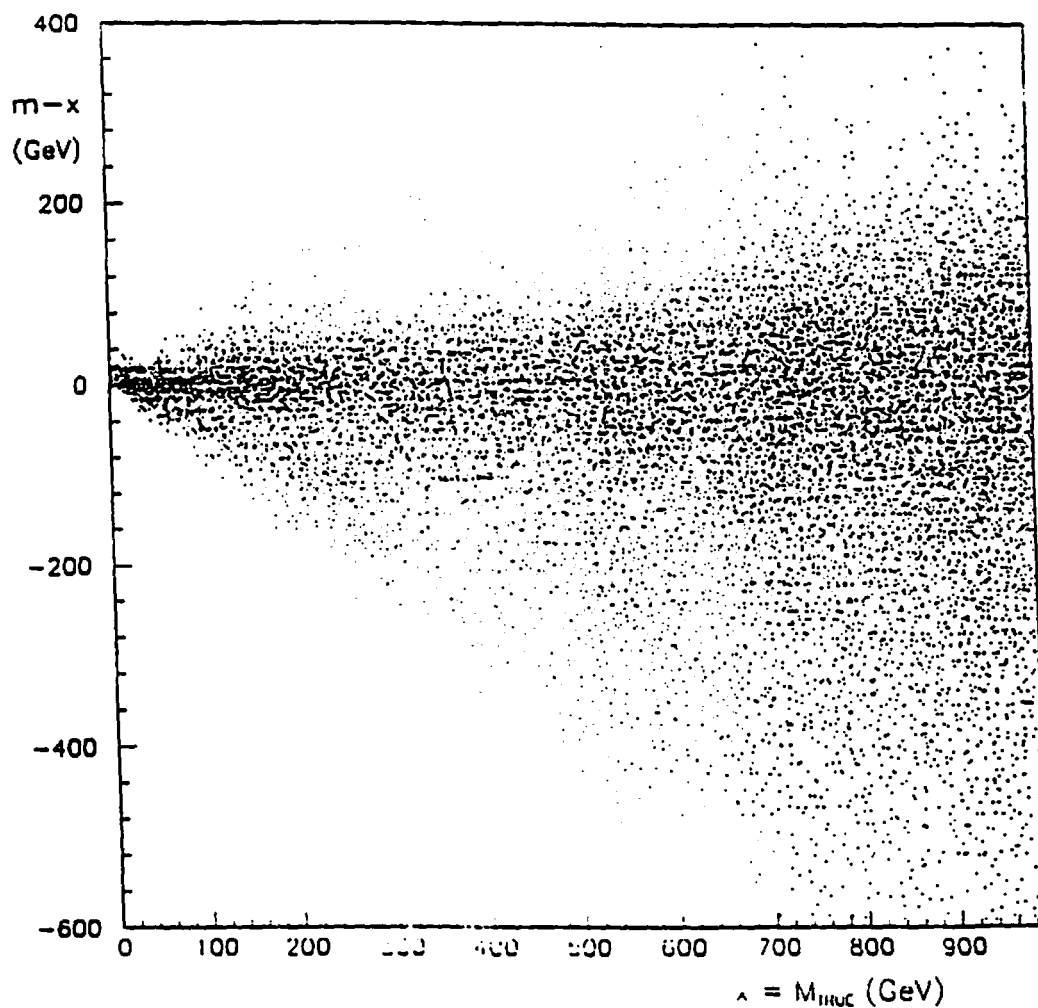


Figura 5.9: Diagramma bidimensionale della funzione di risposta $g(m-x, x)$ per il caso $x = M_{partons}$. Per questo grafico sono stati usati sia eventi di QCD che eventi di W che decadono adronicamente; per entrambi sono stati selezionati i decadimenti in quark leggeri solamente (d, u, s, c, b).

	$f^1 = a$	$f^2 = \delta$	$f^3 = b$	$f^4 = A$	$f^5 = c$	$f^6 = r$
$\gamma_j(x)$	p_j^1	p_j^2	p_j^3	p_j^4	p_j^5	p_j^6
1	4.51	-8893	3.5	2155	0.84	1.1
x	$9.5 \cdot 10^{-3}$	32.6	$4.7 \cdot 10^{-2}$	1.8	0.	$4.0 \cdot 10^{-3}$
x^2	$5.9 \cdot 10^{-5}$	$-4.8 \cdot 10^{-3}$	$-3.1 \cdot 10^{-7}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$-1.2 \cdot 10^{-6}$
x^3	$-2.3 \cdot 10^{-8}$	$5.5 \cdot 10^{-6}$	$2.9 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	0.	0.
$e^{-x/\alpha}$	0.	-11701 $\alpha = 1000$	0.	0.	0.	$5.6 \cdot 10^{-13}$ $\alpha = 40$
$e^{x/\beta}$	0.	20605 $\beta = 1000$	0.	0.	0.	0.
$\sqrt{x+\gamma}$	0.	-2.7 $\gamma = -0.$	0.	0.	0.	-0.12 $\gamma = 20.$

Tabella 5.1: Valore dei coefficienti p_j^k per le funzioni $\gamma_j(x)$ che descrivono l'evoluzione dei parametri della funzione di risposta $f^k(x) = \sum_j p_j^k \gamma_j$ (vedi testo).

sulle sezioni individuate in i, determinando i parametri a, δ, b, A, c, r per ogni \bar{x} .

Questa funzione corrisponde ad una gaussiana, che parametrizza una certa risoluzione di base, convoluta con due esponenziali indipendenti che descrivono le code ai valori positivi e negativi di t . La gaussiana e la somma degli esponenziali sono normalizzati ad area unitaria; in questo modo la normalizzazione è racchiusa nel fattore A , che sarà eliminato alla fine del processo imponendo la condizione di normalizzazione (5.2.2).

- iii - Rappresentazione analitica dei parametri della g_1 . Usando opportune funzioni parametriche della variabile x , descritte in seguito, viene effettuato un fit dei parametri $a_i, \delta_i, b_i, \dots$, ricavati per ogni intervallo $\Delta x_i = 2 \text{ GeV}$. In questo modo si ricava, per ogni parametro, una funzione analitica che ne descrive l'andamento in funzione della massa vera. Le funzioni usate sono:

$$f^k(x) = p_1^k + p_2^k x + p_3^k x^2 + p_4^k x^3 + p_5^k e^{-x/\alpha} + p_6^k e^{x/\beta} + p_7^k \sqrt{x+\gamma} \quad (5.4.2)$$

dove le $f^k(x)$ ($k = 1, \dots, 6$) sono le funzioni interpolate sui parametri $a(x)$, $\delta(x)$, $b(x)$, $A(x)$, $c(x)$, $r(x)$, rispettivamente, e i p_j^k ($j = 1, \dots, 7$) sono, per ogni k fissato, i coefficienti della funzione relativa al parametro k . La tabella 5.1 mostra il valore dei coefficienti p_j^k per le funzioni f^k . Maggiori dettagli sul procedimento e sulla sua validità statistica sono dati in [31,32].

iv - Forma analitica della funzione di risposta. Sostituendo nella g_1 le funzioni analitiche dei sei parametri $a(x)$, $\delta(x)$, $b(x)$, $A(x)$, $c(x)$, $r(x)$ si ottiene la rappresentazione analitica della $g(t, x)$:

$$g_2(t, x) = A \int \left[(1 - r(x)) \frac{e^{(y - \delta(x))/a(x)}}{a(x)} \theta(\delta(x) - y) + r(x) \frac{e^{-(y - \delta(x))/c(x)}}{c(x)} \theta(y - \delta(x)) \right] \cdot \frac{e^{-(t-y)^2/2b^2(x)}}{\sqrt{2\pi}b(x)} dy \quad (5.4.3)$$

Questa funzione, oltre che facilmente utilizzabile in un integrale di convoluzione, elimina anche le fluttuazioni statistiche legate al numero finito di eventi generati per valutare la funzione di risposta.

In figura 5.10 sono riportate quattro diverse sezioni della $g(m - x, x)$ sulle quali sono state sovrapposte le analoghe sezioni della funzione analitica $g_2(m - x, x)$. Come si può vedere l'accordo è eccellente e, in effetti, l'espressione analitica riesce ad eliminare alcune fluttuazioni statistiche presenti nella $g(m - x, x)$.

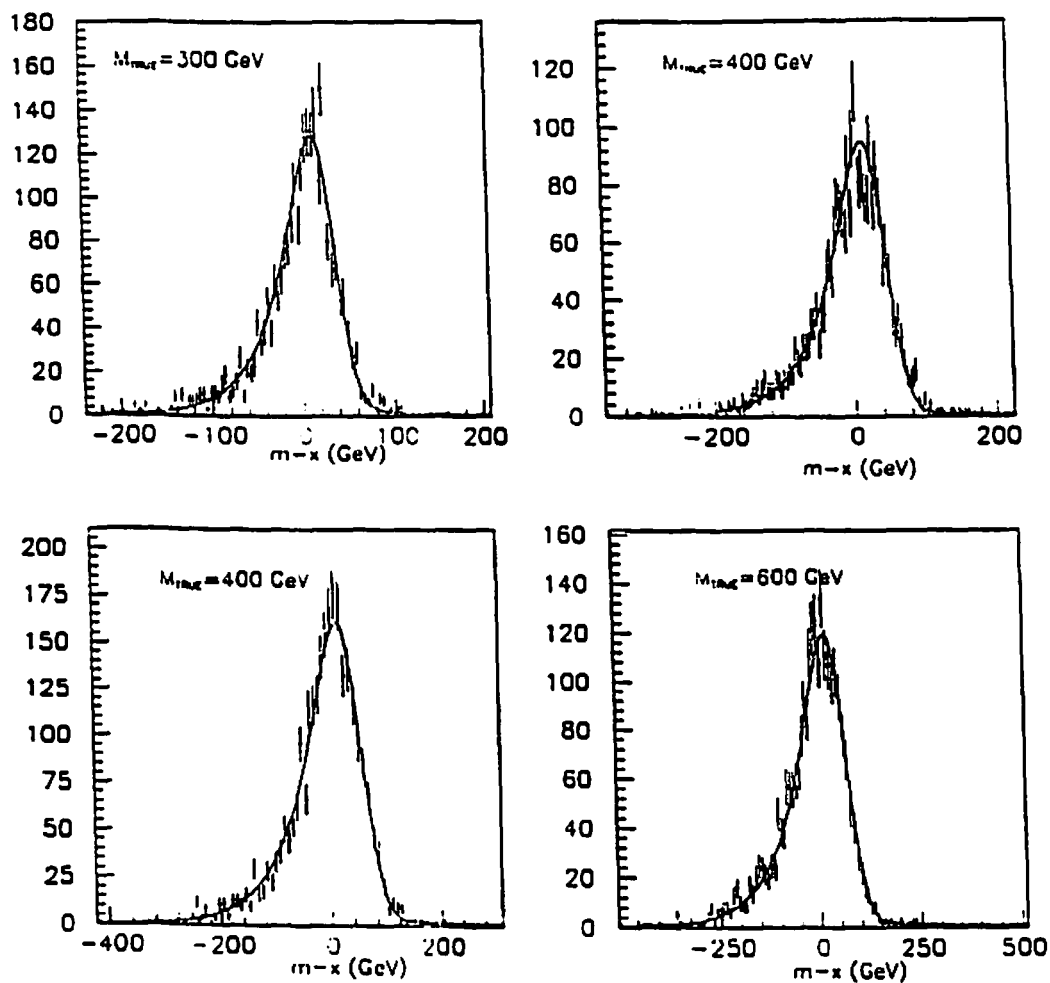


Figura 5.10: Sezioni della funzione di risposta per diversi valori della massa vera. I punti, ottenuti dal Montecarlo (Herwig 3.2 + QFL 3.10), sono confrontati con la funzione analitica $g_2(t, x)$.

Capitolo 6

Effetti sistematici

La funzione di risposta $g(t, x)$, descritta al capitolo precedente, permette di passare dalla predizione teorica allo spettro osservato tramite la relazione 5.2.1.

Per poter confrontare in modo quantitativo teoria e misura, è necessario valutare l'incertezza sulla conoscenza della funzione di risposta. Questa incertezza deriva da possibili errori sistematici sulle correzioni applicate nel definire la massa dei jet.

Come per il caso della $g(t, x)$, anche per la determinazione delle sue incertezze sistematiche è necessario un diverso atteggiamento secondo che si stia trattando il confronto fra le predizioni di QCD al LO o al NLO con i dati, oppure se si cerchino i limiti che possono essere posti sulla sezione d'urto di produzione di risonanze che decadono adronicamente. Nel primo caso l'effetto di queste incertezze si manifesta come una deformazione dello spettro di massa osservato ($d\sigma/dM_{jj}|_{obs}$), dovuta all'effetto correlato delle varie incertezze, ad esempio dalla non precisa conoscenza della luminosità integrata, o degli effetti di non linearità.

Nel caso di risonanze, invece, l'effetto delle incertezze sistematiche è stato parametrizzato come:

1. incertezza sistematica sulla scala di massa $\mu(x)$;
2. incertezza sistematica sulla risoluzione in massa $\sigma(x)$.¹

In tal modo l'errore sistematico ha il duplice effetto di spostare il picco della

¹ μ e σ sono definite al §5.3

risonanza (ad esempio per una sottostima o sovrastima della funzione di risposta) e di allargarne la distribuzione.

6.1 Effetti dovuti al rivelatore

Una prima categoria di errori sistematici riguarda le incertezze relative alla conoscenza non precisa degli effetti del calorimetro (non linearità, rapporto di risposta carichi/neutri, ecc.). È importante notare che queste incertezze dipendono anche da fattori che non sono strettamente legati al rivelatore, come ad esempio dalla funzione di frammentazione. Tali contributi, tuttavia, sono trattati come errori del calorimetro, dal momento che tutti i processi coinvolti nella misura (quali appunto la frammentazione) sono simulati in Herwig e dipendono da qualche parametro della simulazione stessa.

Le principali sorgenti di incertezze sistematiche nella determinazione della funzione di risposta:

1. incertezza sull'effetto delle zone non strumentate;
2. incertezza sulla non linearità della risposta del calorimetro;
3. incertezza sulla funzione di frammentazione;
4. altri effetti.
5. incertezza sulla luminosità integrata.

Quest'ultimo effetto è stato valutato in [33] e risulta essere del 6.8%, riflettendosi direttamente come una incertezza del 6.8% sulla normalizzazione assoluta dello spettro $d\sigma/dM_{jj}$.

Il metodo usato per la determinazione degli altri errori sistematici consiste nel variare un parametro alla volta, all'interno della sua incertezza, e di vedere l'effetto che questa variazione ha sullo spettro $d\sigma/dM_{jj}$, oppure sulla scala di massa $\mu(x)$, o, infine, sulla risoluzione in massa $\sigma(x)$. In questo processo gli errori sistematici sono considerati statisticamente indipendenti l'uno dall'altro.

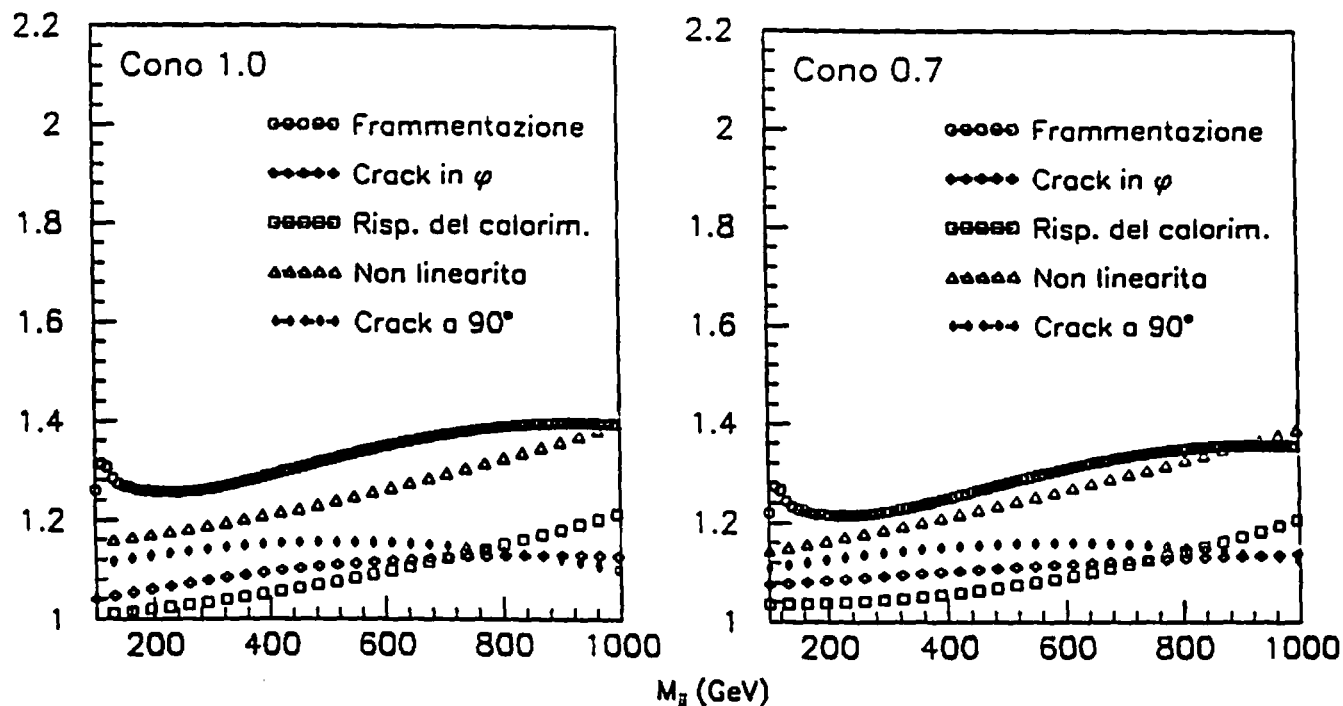


Figura 6.1: Incertezze relative alla misura per i due coni di clustering. L'asse y indica il rapporto fra lo spettro di riferimento (miglior stima delle correzioni) e quello ottenuto dando ad ogni correzione il valore estremo fra quelli possibili.

6.1.1 Incertezza sulla sezione d'urto

Per determinare l'effetto degli errori sistematici sulla sezione d'urto differenziale, si determina, in primo luogo, lo spettro ottenuto con la miglior stima dei parametri del rivelatore; questi è detto *spettro di riferimento* ($d\sigma_{ref}/dM_{jj}$). Quindi, per ogni parametro, sono prodotti due spettri aggiuntivi ($d\sigma_{up}/dM_{jj}$ e $d\sigma_{down}/dM_{jj}$) usando i valori estremi per il parametro sotto studio. Il rapporto fra lo spettro modificato e quello di riferimento è una stima dell'errore sistematico dovuto al parametro sotto studio. L'andamento di questo rapporto, in funzione della massa M_{jj} , è stato interpolato con una funzione polinomiale, in modo da limitare l'effetto delle fluttuazioni sistematiche.

La figura 6.1 riassume il contributo dei diversi effetti per i due coni di clustering. Per le zone non strumentate (vedi §4.3) l'errore sistematico è stato determinato,

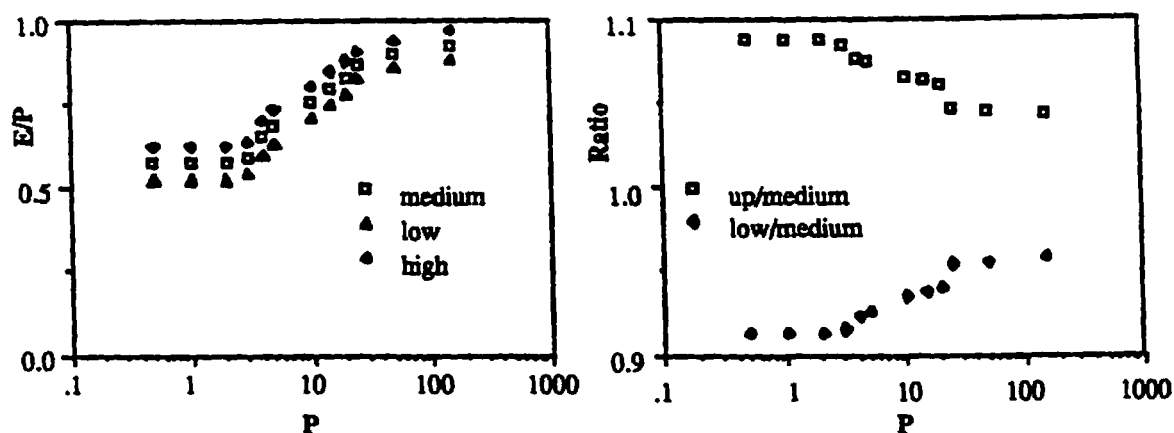


Figura 6.2: (a) Rapporto E/P per particelle cariche per il valore di riferimento (*medium*) ed i valori due estremi. (b) Rapporto *high/medium* e *low/medium* indicante la variazione relativa massima possibile dal valore di riferimento.

in maniera conservativa, confrontando lo spettro di riferimento con quello ottenuto "spengendo", all'interno della simulazione del calorimetro, la correzione applicata per l'energia persa in queste zone. In questo modo si ricava lo spettro $d\sigma_{off}/dM_{jj}$; in figura 6.1 è riportato il rapporto $(d\sigma_{off}/dM_{jj})/(d\sigma_{ref}/dM_{jj})$ per i due tipi di fratture presenti nel rivelatore (crack a 90° e crack in ϕ).

La linearità della risposta del calorimetro a particelle singole è stata studiata (vedi §4.3) sia al fascio di prova (per energie maggiori di 10GeV) che direttamente sui dati usando eventi di minimum bias (per $E < 10\text{GeV}$). La risposta del calorimetro è solitamente parametrizzata in termini del rapporto E/P , dove E è l'energia misurata nel calorimetro centrale e $P = |\vec{P}|$ è l'impulso della traccia (carica). La figura 6.2 mostra la miglior stima del rapporto E/P , così come i suoi limiti superiore ed inferiore, in funzione dell'impulso P .

Le incertezze sul rapporto E/P hanno sorgenti diverse al variare dell'impulso. Esse sono dovute alla sottrazione statistica del fondo dovuto ai π^0 nella regione di bassi p ottenuta da eventi di minimum bias, ed alle incertezze sulle caratteristiche del fascio di prova (energia del fascio, ecc.) per la regione di alti impulsi. Per questa ragione l'incertezza sulle correzioni per non linearità è divisa in due con-

tributi indipendenti: risposta non lineare alle particelle a bassa energia e risposta alle particelle di alta energia. I due contributi all'errore sistematico sono riportati in figura 6.1.

Per valutare l'effetto che un errore sistematico dovuto alla funzione di frammentazione può avere sulla funzione di risposta $g(t, x)$, sono stati confrontati due diverse versioni del programma di generazione: Herwig 3.2 e Herwig 4.3. Come discusso in [34, §4.8] Herwig 3.2 mostra un buon accordo con i dati di CDF, mentre Herwig 4.3, i cui parametri sono stati determinati dalle misure degli esperimenti al LEP², mostra delle discrepanze. Di conseguenza, per stimare questo errore sistematico, si potrebbe usare lo spettro ottenuto da Herwig 3.2 come spettro di riferimento e quello ottenuto da Herwig 4.3 come spettro modificato. Tuttavia la differenza fra le due versioni non è solamente dovuta alla frammentazione, per cui un confronto diretto fra i due spettri non sarebbe corretto. Per questa ragione sono state dapprima determinate due diverse funzioni di risposta, $g_{3.2}(t, x)$ e $g_{4.3}(t, x)$, usando le due versioni del generatore; quindi, queste funzioni sono state applicate alla stessa predizione teorica ottenendo due "spettri osservabili": $f_{3.2}(m)$ e $f_{4.3}(m)$. Il rapporto fra i due ($f_{4.3}(m)/f_{3.2}(m)$) è riportato in figura 6.1 e rappresenta la stima dell'errore sistematico legato alla funzione di frammentazione del generatore.

Altre sorgenti di errori sistematici dovuti al rivelatore sono la sua diversa risposta a carichi o neutri e la sua calibrazione assoluta. Gli errori relativi a questi due effetti sono discussi in [34, e referenze incluse] e sono stati valutati produrre un contributo rispettivamente del 2% e $\leq 1\%$ all'errore globale: di conseguenza possono essere trascurati rispetto all'effetto dovuto alle altre incertezze.

6.1.2 Incertezza sulla scala di massa

Come già detto in precedenza, nel caso di risonanze gli errori sistematici comportano una incertezza sulla scala in massa (cioè una possibile variazione sistematica sulla massa del picco della risonanza misurata dal calorimetro) e una incertezza sulla risoluzione in massa (cioè sulla larghezza della risonanza stessa).

²Anello di accumulazione elettrone-positrone in funzione presso il CERN di Ginevra.

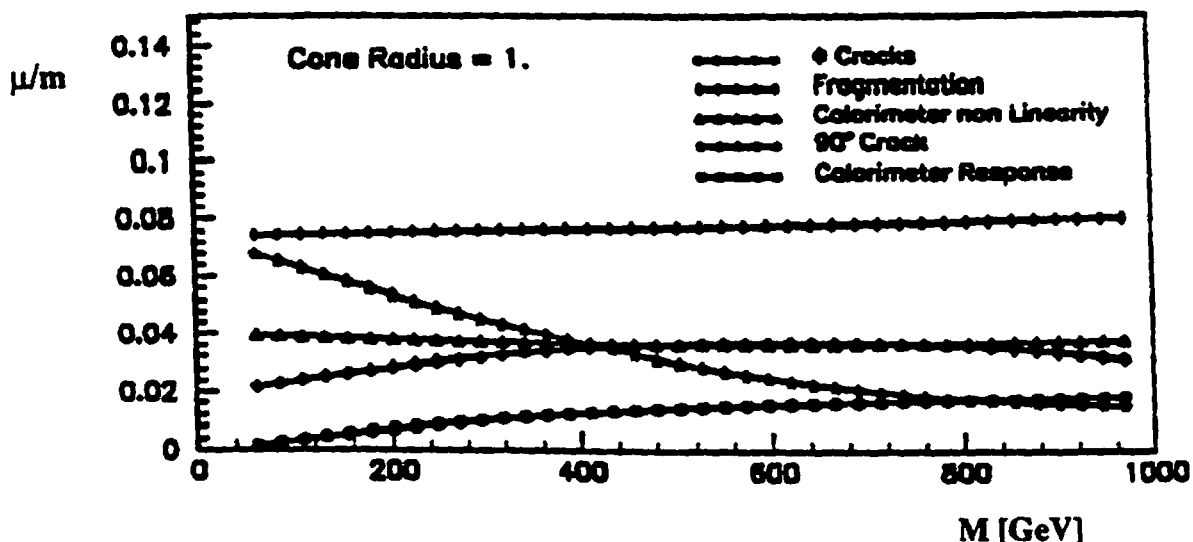


Figura 6.3: Effetto delle incertezze sistematiche sulla scala di massa.

L'incertezza sulla scala in massa è dovuta a vari effetti (come mostrato in figura 6.3).

L'incidenza sulla scala in massa delle zone non strumentate è stato valutato misurando, per ogni evento generato, la massa dopo il simulatore del calorimetro, prima applicando la correzione per l'energia persa nelle fratture ($M_{on} \equiv m$), e poi spengendo tale correzione (M_{off}). Per ogni valore della massa corretta m è stato inoltre calcolata la variazione media $\mu = \langle M_{on} - M_{off} \rangle$. In figura 6.3 sono riportate le interpolazioni con polinomi di grado 2 dei rapporti $\frac{\mu}{m}(m)$ per il crack a $\theta = 90^\circ$ e per i crack in ϕ .

Per valutare l'effetto della non linearità sono stati determinati, per ogni evento generato, due valori per la massa misurata: M_{high} e M_{low} , corrispondenti ai valori estremi dovuti alla non linearità. La massa di riferimento è fissata, per ogni evento, essere $m = (M_{high} + M_{low})/2$ con una indeterminazione pari a $\Delta m = (M_{high} - M_{low})/2$. Quindi è stata calcolata la variazione media $\mu = \langle \Delta m \rangle$ ed il rapporto μ/m , interpolato con un polinomio, è riportato in figura 6.3, dove i triangoli si

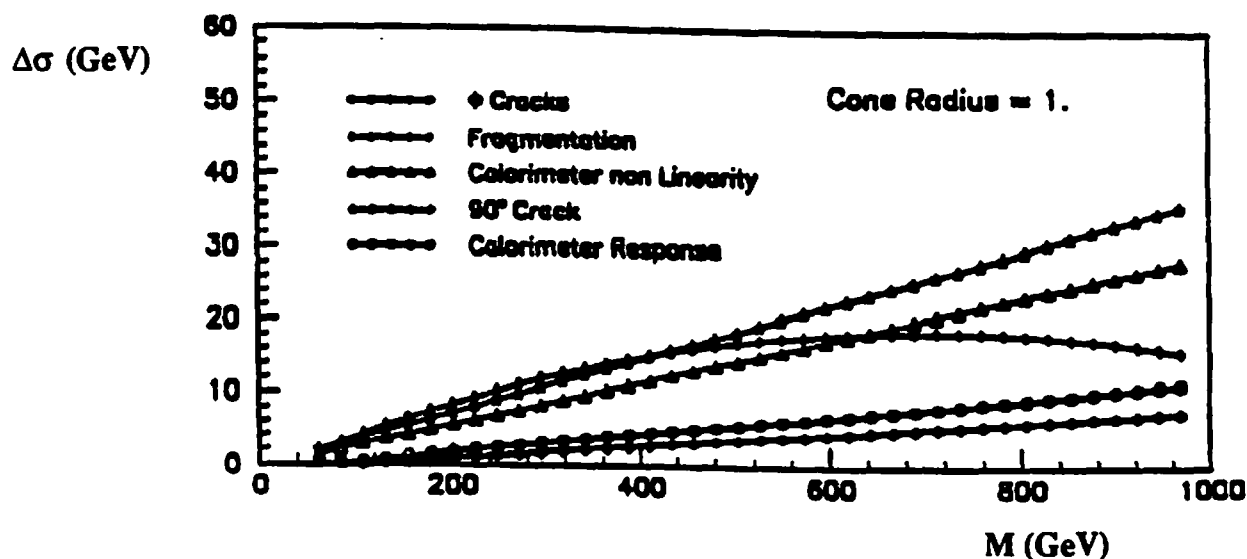


Figura 6.4: Effetto delle incertezze sistematiche sulla risoluzione in massa.

riferiscono alla non linearità a basse energie ed i cerchi allo stesso effetto per particelle più energetiche (indicato come *Calorimeter Response*).

Come nel caso dello studio dei sistematici sulla sezione d'urto, l'effetto della funzione di frammentazione è stato stimato confrontando due versioni del generatore: Herwig 3.2 e Herwig 4.3. Per ogni evento si definisce la massa vera x come la massa dei partoni uscenti dall'urto, che è la stessa per i due generatori, e la massa osservabile m_i , con $i=3.2$ o 4.3 , ottenuta dopo il processo di frammentazione e dopo aver applicato il simulatore del rivelatore. Il rapporto $\Delta m/x = (\langle m \rangle_{3.2} - \langle m \rangle_{4.3})/x$, espresso in funzione di x è riportato nel grafico di figura 6.3. Come si vede l'effetto della incertezza sulla funzione di frammentazione è il contributo maggiore all'errore sistematico ($\simeq 8\%$).

6.1.3 Incertezza sulla risoluzione in massa

La figura 6.4 mostra l'incertezza sulla risoluzione in massa dovuta ai vari effetti. Variando ogni parametro della simulazione fra il suo valore di riferimento ed i va-

lori estremi stimati, la larghezza della funzione di risposta $g_{bump}(t, x)$ varia e di conseguenza cambia anche la larghezza della risonanza "osservata". Di nuovo la semidifferenza fra le larghezze ottenute con i valori estremi del parametro studiato rappresenta l'incertezza $\Delta\sigma_i$ ($i = 1, \dots, 5$) sulla conoscenza degli effetti sistematici del parametro stesso. In figura 6.4 sono riportate le funzioni $\Delta\sigma_i(m)$.

6.2 Effetti dovuti alla definizione di jet

Oltre alle incertezze dovute al rivelatore esistono anche delle incertezze sui calcoli teorici che, chiaramente, influenzano il confronto fra predizione teorica e spettro osservato, diminuendo il potere discriminante della misura. In parte (come nel caso della dipendenza dalla scala di regolarizzazione μ e dalla funzione di struttura) tali incertezze sono tenute di conto considerando ogni predizione, ottenuta con una particolare combinazione dei parametri, come indipendente dalle altre e confrontando ciascuna di esse con la misura; in parte (come nel caso dell'effetto del cono di clustering, o dell'effetto dei diagrammi di ordine superiore) tali incertezze possono essere valutate dai dati stessi.

Il numero di incertezze sistematiche, che incidono sulla predizione teorica, dipendono dalla teoria sotto studio. Come primo caso è conveniente studiare l'effetto dei vari errori sistematici sulle predizioni di QCD al LO. Gli altri casi (calcoli al NLO, limiti su compositezza, limiti su risonanze) saranno derivati da questo.

Quali siano gli errori che possono essere valutati dai dati può essere compreso osservando la figura 6.5, ottenuta selezionando eventi con soli 2 jet nello stato finale ($E_t(3^{rd}jet) < 10 GeV$). Questa figura mostra il flusso di energia intorno all'asse del jet più energetico in funzione della distanza azimutale dal centroide del jet stesso. Si nota un picco di energia intorno a 0° , dovuto al jet più energetico, ed uno intorno a 180° , dovuto al jet opposto, necessario per garantire la conservazione dell'impulso trasverso.

Dalla figura risulta evidente che:

- fissando un certo raggio R per il cono (ad esempio $R = 1.0$ in figura 6.5) una

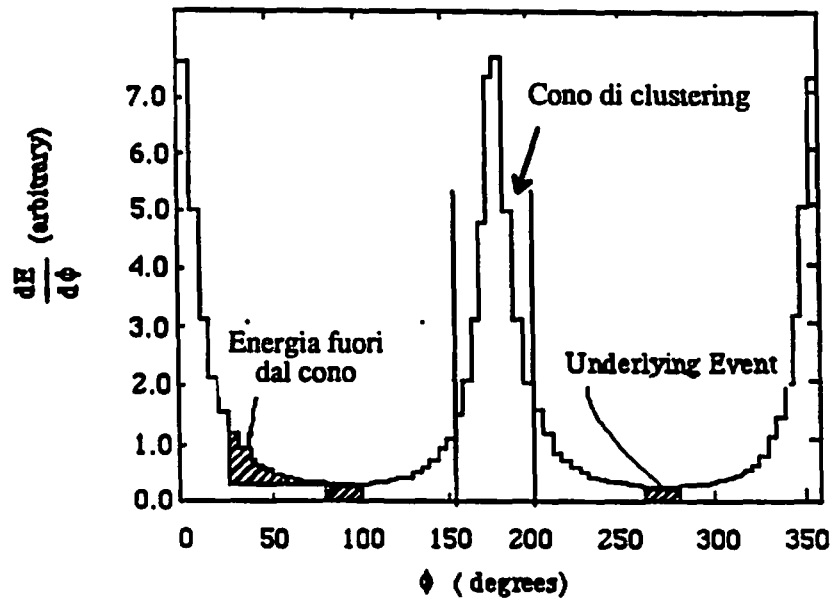


Figura 6.5: Flusso di energia intorno all'asse del jet per eventi a due jet.

parte dell'energia associata al processo di frammentazione viene persa. Questa energia è chiamata "energia fuori dal cono" ;

- a 90° rispetto all'asse del jet esiste un flusso di energia non nullo che deriva dall'attività dei quark spettatori, non direttamente implicati nell'evento di diffusione. È ragionevole pensare che questa attività, chiamata *underlying event*, sia presente anche all'interno del cono, contribuendo così a farne crescere l'energia.

L'effetto dell'*underlying event* e della energia persa fuori dal cono non è tenuto in considerazione nel caso di calcoli al LO. Di conseguenza sono possibili due atteggiamenti: correggere la misura, risommando l'energia persa fuori dal cono e sottraendo l'effetto dell'*underlying event*, oppure lasciare la misura così come è e considerare questi effetti come incertezze sistematiche. Come discusso al §2.4, l'atteggiamento più comune nel passato è stato quello di correggere la misura. Tuttavia questo non è più compatibile con i calcoli ad ordini superiori, per cui si preferisce non correg-

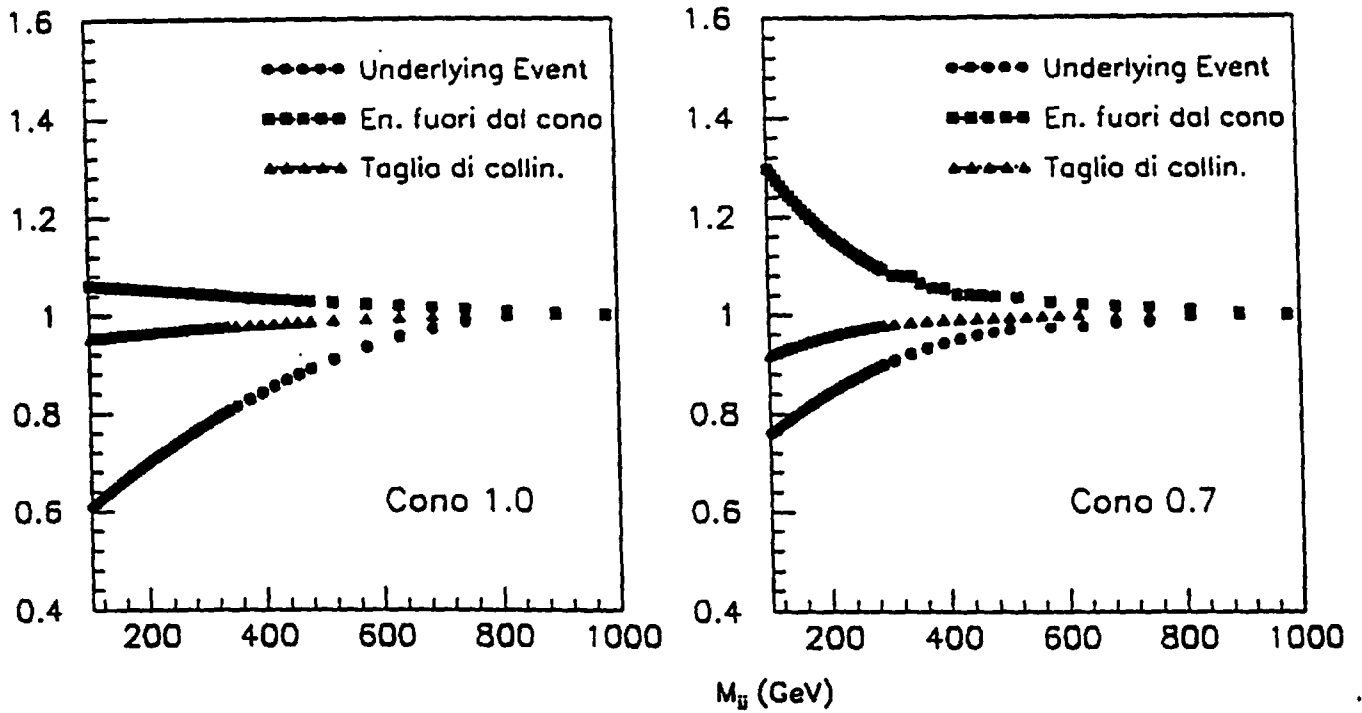


Figura 6.6: Incertezze sistematiche legate alla teoria.

gere lo spettro ma considerare questi effetti come errori sistematici. Tali effetti sono riassunti in figura 6.6.

Per ottenere un limite superiore all'errore sistematico causato dalla energia persa fuori dal cono si confronta lo spettro di riferimento $d\sigma_{ref}/dM_{jj}$, ottenuto senza applicare correzioni, con quello ottenuto sommando, ad ogni jet, la stima dell'energia persa per radiazione fuori del cono di clustering ($d\sigma_{out}/dM_{jj}$). Questa correzione consiste in un incremento costante di energia trasversa ($\Delta E_t = 0.83 \text{ GeV}$ per $R = 1.0$ e $\Delta E_t = 2.41 \text{ GeV}$ per $R = 0.7$). In figura 6.6 è mostrato il rapporto fra i due spettri, interpolato con un polinomio in $\frac{1}{x}$. Come si nota tale incertezza è rilevante solamente alle basse masse ed ha un impatto maggiore sul cono più piccolo.

Per quanto riguarda la correzione dovuta all'underlying event è stato osservato che il flusso di energia visto a 90° dai due jet più energetici risulta essere circa il doppio di quello osservato in eventi di *minimum bias*. Questo è una chiara indicazione del fatto che l'energia osservata nel piano perpendicolare all'asse dei jet non è interamente attribuibile all'urto dei partoni spettatori, ma dipende anche dalla

presenza di un urto a grande impulso scambiato e dalla correlazione che esiste fra i due. Per questo motivo la sottrazione dovuta all'underlying event non è più applicata e tale effetto viene considerato una ulteriore sorgente di errore sistematico. Per la sua valutazione il metodo usato è simile al precedente: lo spettro di riferimento è confrontato con quello ($\equiv d\sigma_{und}/dM_{jj}$) ottenuto sottraendo, all'energia dei due jet più energetici l'energia osservata sul piano perpendicolare all'asse dei due jet ($\Delta E_t = 0.83 \text{ GeV}$ per $R = 1.0$ e $\Delta E_t = 2.41 \text{ GeV}$ per $R = 0.7$). Il rapporto fra $d\sigma_{und}/dM_{jj}$ e $d\sigma_{ref}/dM_{jj}$ è mostrato in figura 6.6. Anche questo effetto è rilevante solamente alle basse masse, mentre, contrariamente al caso precedente, questa incertezza influenza maggiormente il cono più largo.

Occorre inoltre considerare il contributo di diagrammi di ordine superiore al primo che possono generare jet addizionali e distorcere, quindi, lo spettro rispetto a quanto previsto dai calcoli al LO. Per avere una stima di quanto l'incertezza sulla presenza di terzi jet contribuisca all'errore sistematico, lo spettro di riferimento è stato confrontato con quello ottenuto dopo aver applicato un taglio di *collinearità* ai due jet più energetici ($d\sigma_{col}/dM_{jj}$). Questo taglio consiste nel richiedere che i due jet più energetici siano opposti l'un l'altro, sul piano $r - \phi$, entro un angolo $|\Delta\phi| < 30^\circ$. In tal modo si eliminano, principalmente, gli eventi cosiddetti a "Mercedes", in cui il terzo jet ha energia trasversa comparabile ai primi due.

La figura 6.6 mostra la funzione interpolata al rapporto $(d\sigma_{col}/dM_{jj})/(d\sigma_{ref}/dM_{jj})$. Come si può vedere questo effetto è molto minore degli altri due ed ha una certa rilevanza solamente a basse masse ($\simeq 5\%$ per $R = 0.7$).

Infine va sottolineato che, nel caso in cui si voglia confrontare la misura con le previsioni di QCD al NLO, è necessario procedere diversamente. Infatti, in questo caso, l'effetto della radiazione persa fuori dal cono è propriamente trattata con l'inclusione dei diagrammi superiori al primo. Analogamente anche l'effetto dei terzi jet è descritto dalla teoria. Di conseguenza, nel confrontare teoria ed esperimento, è necessario considerare solamente l'errore sistematico relativo all'underlying event.

Nel caso, invece, in cui si stiano studiando i limiti sulla sezione d'urto di pro-

duzione di risonanze, a causa della diversa definizione di massa vera tutti gli effetti di radiazione sono inclusi nella funzione di risposta $g_{bump}(t, x)$ e di conseguenza le incertezze dovute agli effetti teorici non devono essere applicate su $g_{bump}(t, x)$, che in effetti risulta essere assai più larga della corrispettiva $g_{QCD}(t, x)$.

Capitolo 7

Confronto con la teoria

In questo capitolo viene affrontato il problema di quale sia il metodo più efficace per confrontare i dati con le previsioni teoriche, facendo particolare attenzione a trattare nel modo corretto l'errore sistematico, il quale introduce una correlazione fra i diversi intervalli dello spettro di massa.

Ci sono molte scelte possibili per effettuare un test statistico sull'accordo fra una distribuzione misurata ed una previsione teorica. Se la statistica delle variabili coinvolte nel confronto è nota, come nel caso del χ^2 , è semplice valutare dei livelli di confidenza e confrontare così la sensibilità di metodi diversi. Tuttavia, a causa della presenza di errori sistematici, che introducono una correlazione fra i vari intervalli di massa, convoluti con una statistica Poissoniana, la distribuzione di questa statistica non è nota e non può essere determinata in modo analitico.

Per queste ragioni è stato elaborato un metodo di confronto attraverso la definizione di una *funzione di decisione* capace di valutare la compatibilità dei dati sperimentali con una certa teoria. Questo metodo sarà descritto nel paragrafo 7.1 e sarà poi usato nei paragrafi successivi per il confronto fra lo spettro osservato e le previsioni di QCD al LO (§7.2) ed al NLO (§7.3).

7.1 Il metodo di confronto

Il confronto dei dati sperimentali con la teoria viene effettuato applicando alle curve teoriche la funzione di risposta del rivelatore $g(t, x)$. La funzione di risposta *vera*

del rivelatore di CDF può essere diversa dalla $g(t, x)$ ricavata al capitolo 5 a causa dei vari errori sistematici discussi nel capitolo 6.

Si definisce, allora, il *rivelatore di riferimento*, o rivelatore medio, come il *rivelatore simulato ottenuto ponendo i diversi errori sistematici alla loro migliore stima*. Si fa cioè l'ipotesi che la funzione di risposta di questo rivelatore sia nota senza errore e che essa sia uguale proprio alla $g(t, x)$.

In questa ottica, la differenza tra lo spettro misurato da CDF e lo *spettro di riferimento*, cioè lo spettro ottenuto attraverso la convoluzione della distribuzione vera con la funzione di risposta $g(t, x)$, è imputabile interamente agli errori sistematici propri del rivelatore ed alle fluttuazioni statistiche (vedi fig.7.1).

Resta il problema di quale sia il modo più corretto per trattare questi errori sistematici. Una prima possibilità è quella di sommare in quadratura, per ogni intervallo di massa, tutte le incertezze sistematiche. Il risultato di ciò è una funzione costante pari circa a $\Delta\sigma/\sigma = 30\%$ (σ = sezione d'urto differenziale) e quindi si potrebbe essere tentati di considerare questo errore semplicemente come un effetto di normalizzazione. Questo, però, sarebbe un procedimento corretto solamente se tale errore fosse correlato al 100% fra i vari intervalli di massa. Invece la correlazione si ha solamente all'interno del singolo errore sistematico. Come esempio consideriamo l'incertezza sulla luminosità integrata: qualunque errore venga fatto sulla stima della luminosità, tutti i punti dello spettro di massa si muoveranno coerentemente in alto o in basso, a seconda che la luminosità sia sopra o sotto stimata. Tuttavia questo non influenza, ad esempio, la non linearità del calorimetro in funzione dell'energia.

Altra possibilità sarebbe quella di considerare l'effetto sistematico come scorrelato fra intervalli di massa diversi e sommarlo, quindi, in quadratura con l'errore statistico per ciascun intervallo. Questa approssimazione non è valida, in quanto un errore completamente indipendente fra intervalli diversi non può essere definito "sistematico". Inoltre considerare nulla la correlazione fra i vari intervalli di massa permette alla teoria, convoluta con la risposta del rivelatore di adattarsi ai dati, almeno entro certi limiti, tanto da sminuire il potere discriminante del confronto.

È stato quindi assunto ogni errore sistematico come correlato al 100% fra i vari

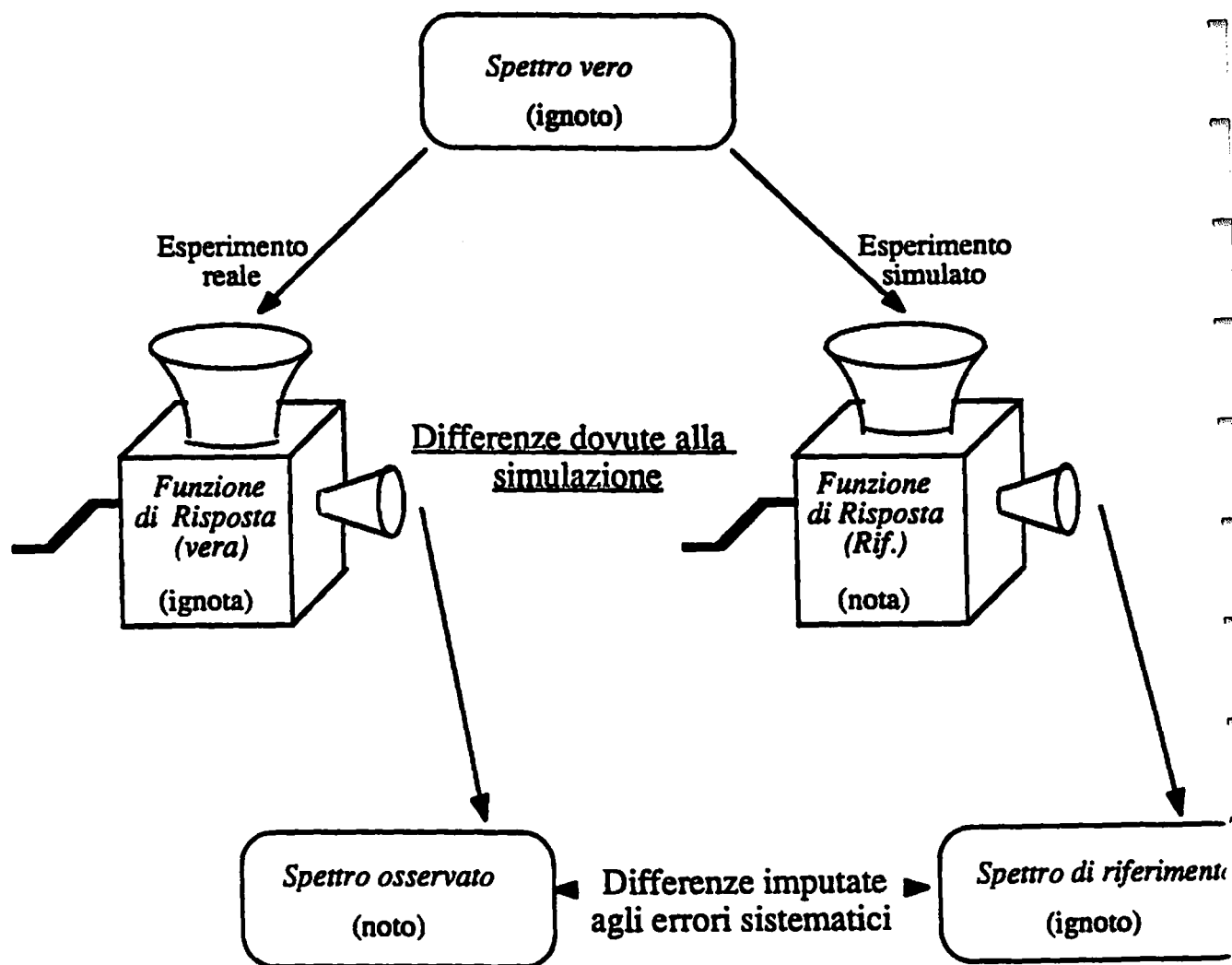


Figura 7.1: Relazione fra il rivelatore vero e quello di riferimento.

intervalli di massa, mentre errori diversi sono stati trattati come completamente indipendenti. In questo caso la matrice di covarianza è data da:

$$S_{ij} = \sum_{\alpha=1}^{N_{sys}} \sigma_{i,\alpha}^{sys} \cdot \sigma_{j,\alpha}^{sys} + \delta_{ij} \cdot (\sigma_i^{stat})^2 \quad (7.1.1)$$

dove $i, j = (1, \dots, N_{bin})$, essendo N_{bin} il numero di intervalli nello spettro di massa e dove N_{sys} rappresenta il numero delle incertezze sistematiche che contribuiscono all'errore globale; δ_{ij} è la delta di Kronecker. L'errore statistico è dato dalla radice quadrata del numero degli eventi nell'intervallo di interesse.

Data la matrice di covarianza è possibile calcolare la variabile χ_{CDF}^2 come:

$$\chi_{CDF}^2 = \sum_{i,j=1}^{N_{sys}} (f(x_i) - y_i) \cdot S_{ij}^{-1} \cdot (f(x_j) - y_j) \quad (7.1.2)$$

dove le y_i e le $f(x_i)$ sono, rispettivamente, i dati sperimentali e le predizioni teoriche. Si può osservare che, potendo ignorare l'errore sistematico, questa espressione si ridurrebbe alla formula usuale:

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{N_{sys}} \left(\frac{f(x_i) - y_i}{\sigma_i^{stat}} \right)^2 \quad (7.1.3)$$

Per poter confrontare in modo quantitativo teoria e misura, è necessario avere la distribuzione esatta della variabile χ_{CDF}^2 . Questa variabile, chiamata *funzione di decisione* (DF), non si distribuisce come un χ^2 , per i motivi detti in precedenza, e la sua distribuzione va valutata numericamente.

7.1.1 La funzione di decisione

Il metodo per trovare la distribuzione di χ_{CDF}^2 si basa sull'ipotesi che la risposta vera (incognita) del rivelatore di CDF si discosti da quella nota del rivelatore di riferimento ($g(t, x)$) per uno scarto dato dalla combinazione dei vari effetti sistematici, pesati con coefficienti opportuni.

Sia allora $g(t, x)$ la funzione di risposta vera e $T(x)$ la particolare teoria di cui si vuole provare la validità. Seguendo il processo di convoluzione viene calcolata la

funzione:

$$\tilde{T}(m) = g(t, x) \otimes T(x) \quad (7.1.4)$$

dove \otimes indica la convoluzione delle funzioni. La $\tilde{T}(m)$ viene confrontata con i dati, calcolando la DF.

A causa dell'errore sistematico, tuttavia, la funzione che invece dovrebbe essere confrontata con i dati è:

$$\tilde{T}^{CDF}(m) = (1 + \sum_{\alpha} a_{\alpha}^{CDF} S^{\alpha}(m)) \cdot \tilde{T}(m) \quad (7.1.5)$$

dove $\tilde{T}^{CDF}(m)$ è la teoria convoluta con la funzione di risposta relativa al rivelatore di CDF; $S^{\alpha}(m)$ indica il contributo dell'errore sistematico $\alpha = (1, \dots, N_{sys})$; a_{α}^{CDF} è un coefficiente numerico tipico per ogni effetto sistematico.

Le funzioni $S^{\alpha}(m)$ sono note, mentre non lo sono i coefficienti a_{α}^{CDF} ; tuttavia ogni combinazione degli stessi simula una possibile funzione di risposta di un possibile esperimento analogo a CDF. Cioè ogni scelta casuale degli a_{α} , all'interno del loro intervallo di variabilità scelto a priori (ad esempio da una distribuzione normale), definisce un andamento dell'errore sistematico per un ipotetico esperimento per il quale può essere calcolata la funzione di decisione χ_{CDF}^2 : in sintesi ogni vettore $\vec{a} \equiv (a_1, \dots, a_{N_{sys}})$ corrisponde ad un esperimento, e quindi ad un valore della DF. L'insieme dei valori osservati per la DF relativa agli esperimenti simulati definisce la distribuzione della DF stessa, da cui è possibile estrarre il livello di confidenza dei dati con la particolare teoria.

È importante quindi studiare in dettaglio l'algoritmo usato per trovare questa distribuzione. In particolare sarà descritta la procedura seguita nel caso in cui si voglia confrontare lo spettro osservato con una teoria data da QCD più l'effetto di una risonanza. Gli altri casi (confronto con QCD o limiti su teorie di *compositeness*) possono essere ottenuti da questo con modifiche minori. La figura 7.2 mostra uno schema della procedura; i numeri indicati in figura corrispondono ai passi che sequenzialmente vengono compiuti per la determinazione del livello di confidenza dell'esistenza di una risonanza:

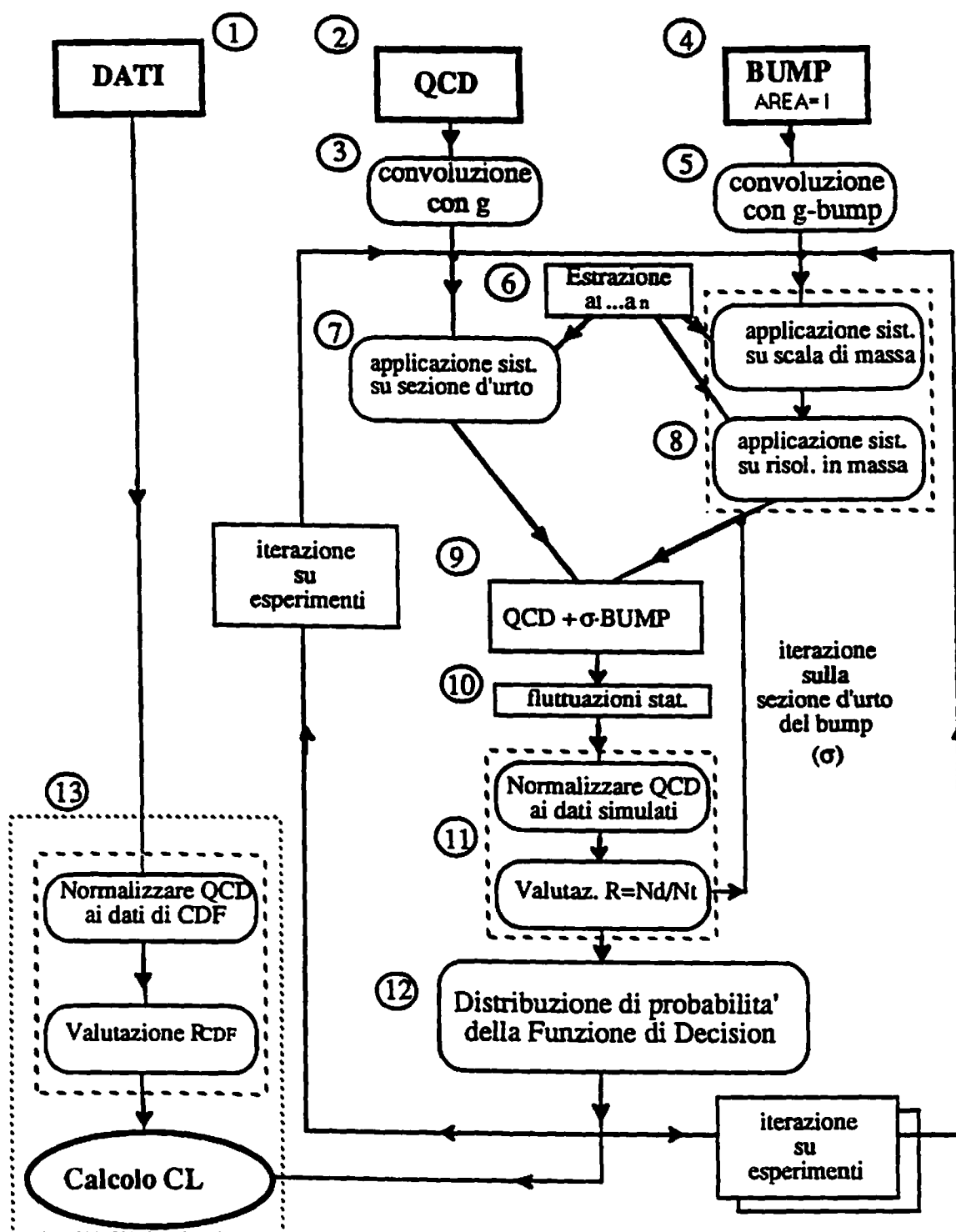


Figura 7.2: Algoritmo seguito nel porre i livelli di confidenza per il caso particolare di limiti sulla sezione d'urto di risonanze. I numeri si riferiscono ai passi della procedura descritta al §7.1.1.

1. *Lettura dei dati.* I dati sono suddivisi in intervalli di larghezza variabile, a partire da $\Delta M = 10 \text{ GeV}/c^2$ fino a $\Delta M = 80 \text{ GeV}/c^2$ alle masse più alte. Gli stessi intervalli sono usati per gli esperimenti simulati.
2. *Lettura dello spettro di QCD al LO.* Questo spettro rappresenta, per il caso in discussione, il fondo rispetto al segnale di una risonanza. La sezione d'urto $T(x)$ è generata per un particolare valore della scala di regolarizzazione μ e per una data Funzione di Distribuzione Partonica (PDF).
3. *Convoluzione del fondo con la funzione di risposta.* La sezione d'urto teorica è convoluta con la funzione di risposta $g_{QCD}(t, x)$ per trovare la sezione d'urto di riferimento $\tilde{T}_{ref}(m)$ in funzione della massa osservata m .
4. *Lettura dello spettro di risonanza.* Questo spettro può essere definito da una tabella numerica (valore della sezione d'urto per ogni intervallo ΔM), oppure da una funzione analitica (ad esempio Breit-Wigner).
5. *Convoluzione della risonanza con la funzione di risposta.* Lo spettro della risonanza è convoluto con $g_{bump}(t, x)$, diversa dalla funzione di risposta del punto (3.) a causa degli effetti di radiazione (vedi §5.3).
6. *Estrazione delle deviazioni sistematiche secondo la loro distribuzione.* Lo spettro di riferimento deve essere distorto, come descritto in equazione (7.1.5), per simulare un esperimento analogo a quello di CDF. Ci sono diversi effetti che possono distorcere la distribuzione, indicati in equazione 7.1.5 con il nome generico di S^α e descritti al capitolo 6: incertezza relativa sulla sezione d'urto ($\equiv r_\alpha(m)$), incertezza relativa sulla scala di massa ($\equiv \Delta M_\alpha(m)$), incertezza sulla risoluzione in massa ($\equiv \Delta\sigma_\alpha(m)$). Questo processo viene detto "estrazione del rivelatore", in quanto l'insieme di variabili $\vec{a} \equiv (a_1, \dots, a_{N_{sys}})$ caratterizza un esperimento simulato e diversi esperimenti differiscono solamente per una diversa estrazione della n -pla $(a_1, \dots, a_{N_{sys}})$. La distribuzione di probabilità dalla quale estrarre le a_α può essere scelta a piacere. Dato che la maggior parte degli errori sono limiti superiori, anziché deviazioni standard, è stato scelto di estrarre le a_α da una distribuzione piatta di media 0 e semilarghezza

1, tuttavia il programma utilizzato è sufficientemente flessibile da permettere anche l'utilizzo di una distribuzione dei coefficienti secondo una curva a campana avente $\sigma = 1$, così come l'inserimento di una distribuzione qualunque.

7. *Applicazione della sistematica al fondo.* Dopo aver "estratto il rivelatore", la sezione d'urto di QCD è modificata secondo l'equazione: $\tilde{T}(m) = (1 + \sum_{\alpha} a_{\alpha} r_{\alpha}(m)) \cdot \tilde{T}_{ref}(m)$
8. *Applicazione della sistematica alla risonanza.* La stessa n-pla $(a_1, \dots, a_{N_{sys}})$ viene usata anche per cambiare la forma della risonanza. Prima viene spostato il picco della risonanza: $\tilde{M}_{res} = M_{res}(1 + \sum_{\alpha} a_{\alpha} \cdot \Delta M_{\alpha})$. Poi lo spettro risultante è convoluto con una gaussiana avente larghezza $\sigma_G = \sum_{\alpha} a_{\alpha} \cdot \Delta \sigma_{\alpha}$. Se la larghezza σ_G risulta negativa, per una certa combinazione degli a_i , l'ampiezza della risonanza non è variata.
9. *Somma di QCD e risonanza.* La risonanza, distorta dall'effetto dei sistematici e normalizzata alla corretta sezione d'urto, è sommata, per ogni intervallo di massa, allo spettro di QCD. Lo spettro dN/dM_{jj} così ottenuto ha, in generale, una normalizzazione diversa, rispetto a quella dello spettro osservato sperimentalmente. In [35] è descritto il metodo per utilizzare correttamente questa informazione.
10. *Estrazione delle fluttuazioni statistiche.* Per tener conto delle possibili fluttuazioni statistiche, per ogni intervallo si estraggono il numero di eventi N_i "osservati", a partire da una Poissoniana avente media $\langle N_i \rangle$. Questo conclude la fase di generazione dell'esperimento.
11. *Valutazione della funzione di decisione.* Lo spettro di riferimento $\tilde{T}_{ref}(m)$, ottenuto al punto (3.), viene normalizzato sui dati simulati. Per il particolare caso di limiti su risonanze, questa normalizzazione richiede semplicemente che il numero di eventi, lontani¹ dalla regione dove il segnale è aspettato, sia uguale per la QCD e per l'esperimento simulato. Dopodiché viene fissato un intervallo I^1 , centrato intorno

¹ Il significato esatto di "lontani", così come la scelta dell'intervallo I , sono descritti al §8.2

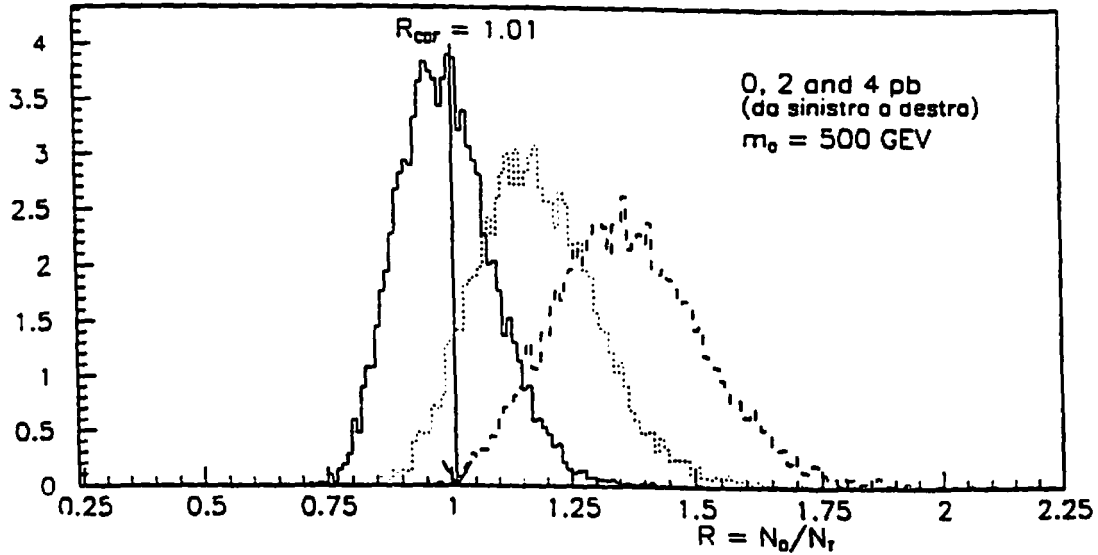


Figura 7.3: Funzioni di distribuzione per una risonanza di massa $m_0 = 500 \text{ GeV}$ e larghezza $\Gamma = 5 \text{ GeV}$, per tre diversi valori della sezione d'urto. Il valore $\sigma = 0 \text{ pb}$ corrisponde alla pura teoria di QCD. Sul grafico è riportato anche il valore della funzione di decisione misurato per i dati (R_{CDF}).

al picco della risonanza, ed il valore della funzione di decisione è definito come:

$$DF \equiv R = \frac{N_d - N_t}{N_t} + 1 = \frac{N_d}{N_t} \quad (7.1.6)$$

dove N_t è il numero di eventi predetti dalla teoria (QCD) nell'intervallo I e N_d è il numero di eventi osservati nello stesso intervallo per il particolare esperimento simulato.

12. *Distribuzione della funzione di decisione.* I passaggi dal 6. fino all'11. sono iterati fino a che un congruo numero di esperimenti sia stato generato (tipicamente questo numero oscilla fra 10000 e 20000). Per ogni iterazione il valore della la funzione di decisione R entra in un istogramma. La distribuzione finale così ottenuta, normalizzata a 1, è proprio la *funzione di densità di probabilità* della DF (FDP). Questo processo è ripetuto per diversi valori della sezione d'urto, della massa e dell'ampiezza della risonanza sotto studio. La figura 7.3 mostra alcuni esempi di FDP.

13. *Valutazione del Livello di Confidenza (CL).* I dati osservati sono trattati esattamente come un esperimento simulato e viene calcolato il valore della DF per l'esperimento di CDF: R_{CDF} . Questo numero è riportato sull'asse x della FDP ricavata. L'area a destra di questo numero è la *probabilità di misurare un valore della funzione di decisione maggiore di quello ottenuto dall'esperimento di CDF*. Questa probabilità è, per definizione, il Livello di Confidenza (CL) per una risonanza di fissata massa, larghezza e sezione d'urto, nell'ipotesi in cui la predizione sulla quale si basa la generazione degli esperimenti (QCD+risonanza) sia vera e che la $g(t, x)$ utilizzata sia corretta entro i limiti delle fluttuazioni sistematiche. Il limite sulla sezione d'urto esclusa da CDF è fissato non appena l'area a destra di R_{CDF} diventa maggiore del 95%.

Come si può osservare, questo metodo non dipende dalla scelta di una particolare funzione di decisione. Invece di usare la R definita in 7.1.6, è possibile definire la DF come una grandezza diversa, quale la differenza $D = N_d - N_t$, così come un χ^2 generalizzato. L'unica precauzione è quella di non basare la scelta della funzione di decisione sui dati stessi: ad esempio provare diverse funzioni e definire poi "migliore" quella che permette un limite più alto sulla scala di *compositeness*, è un procedimento concettualmente sbagliato.

7.2 Confronto con QCD al LO

I dati sono stati confrontati, in primo luogo, con le predizioni teoriche al LO. Le figure 7.4 e 7.5 mostrano lo spettro osservato, $d\sigma/dM_{jj}$, per i due coni di clustering confrontato con le predizioni teoriche di QCD al LO e con una particolare predizione di QCD al NLO. Gli errori sui dati rappresentano l'errore statistico sommato in quadratura con la parte dell'errore sistematico dipendente dalla massa. Il rimanente contributo all'errore sistematico, costante su tutto lo spettro (ad esempio incertezza sulla valutazione della luminosità integrata), è indicato a lato come una incertezza sulla normalizzazione globale dello spettro. Le linee continue rappresentano una

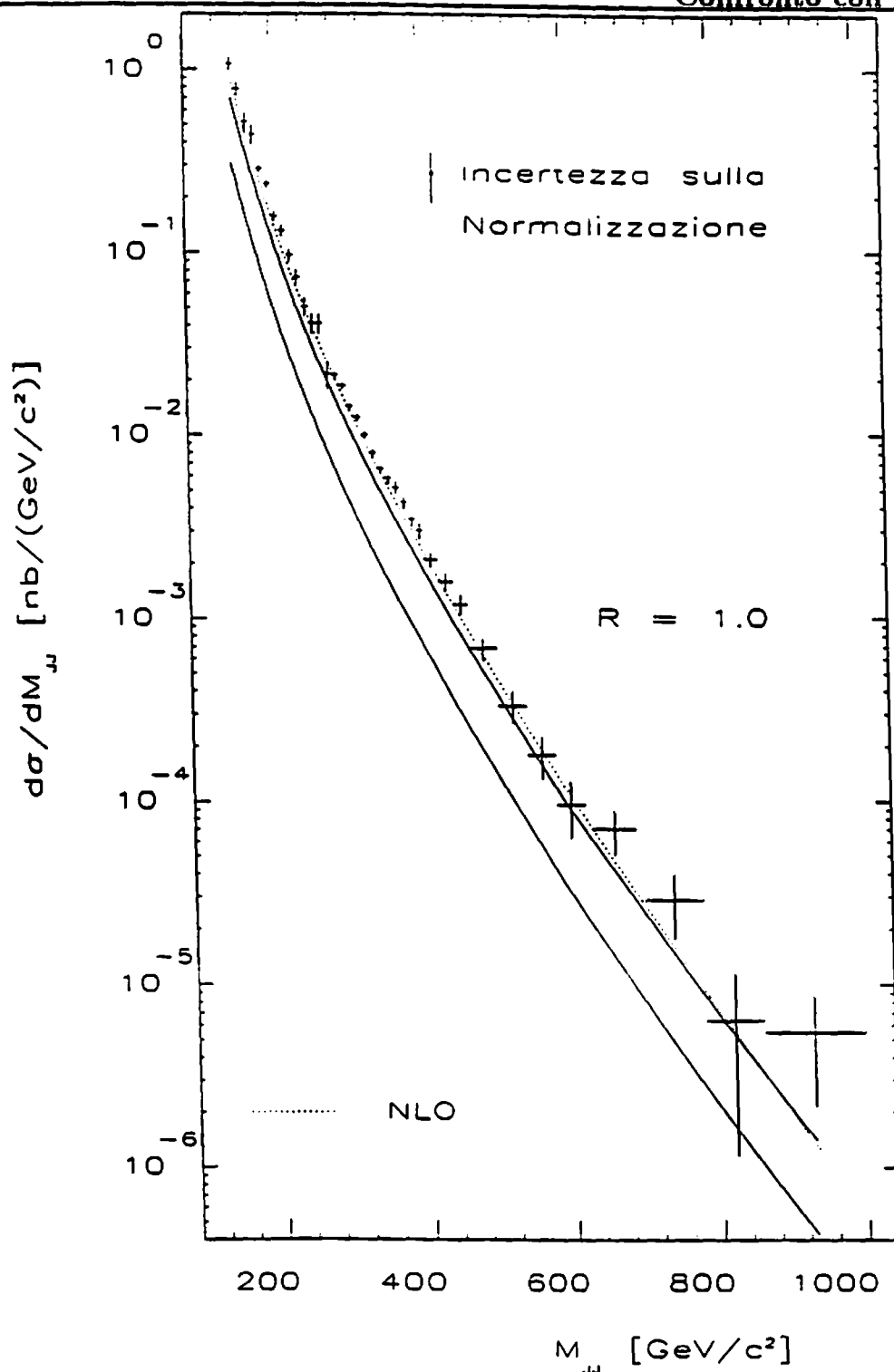


Figura 7.4: Spettro osservato $d\sigma/dM_{jj}$, per il caso $R = 1.0$, integrato sulla regione di accettazione geometrica $|\eta| < 0.7$. La misura è confrontata su scala assoluta con le predizioni teoriche convolute con la funzione di risposta. Gli errori sui dati rappresentano la somma in quadratura dell'errore statistico e della parte dell'errore sistematico dipendente dalla massa. Il rimanente errore sistematico è mostrato come un errore sulla normalizzazione.

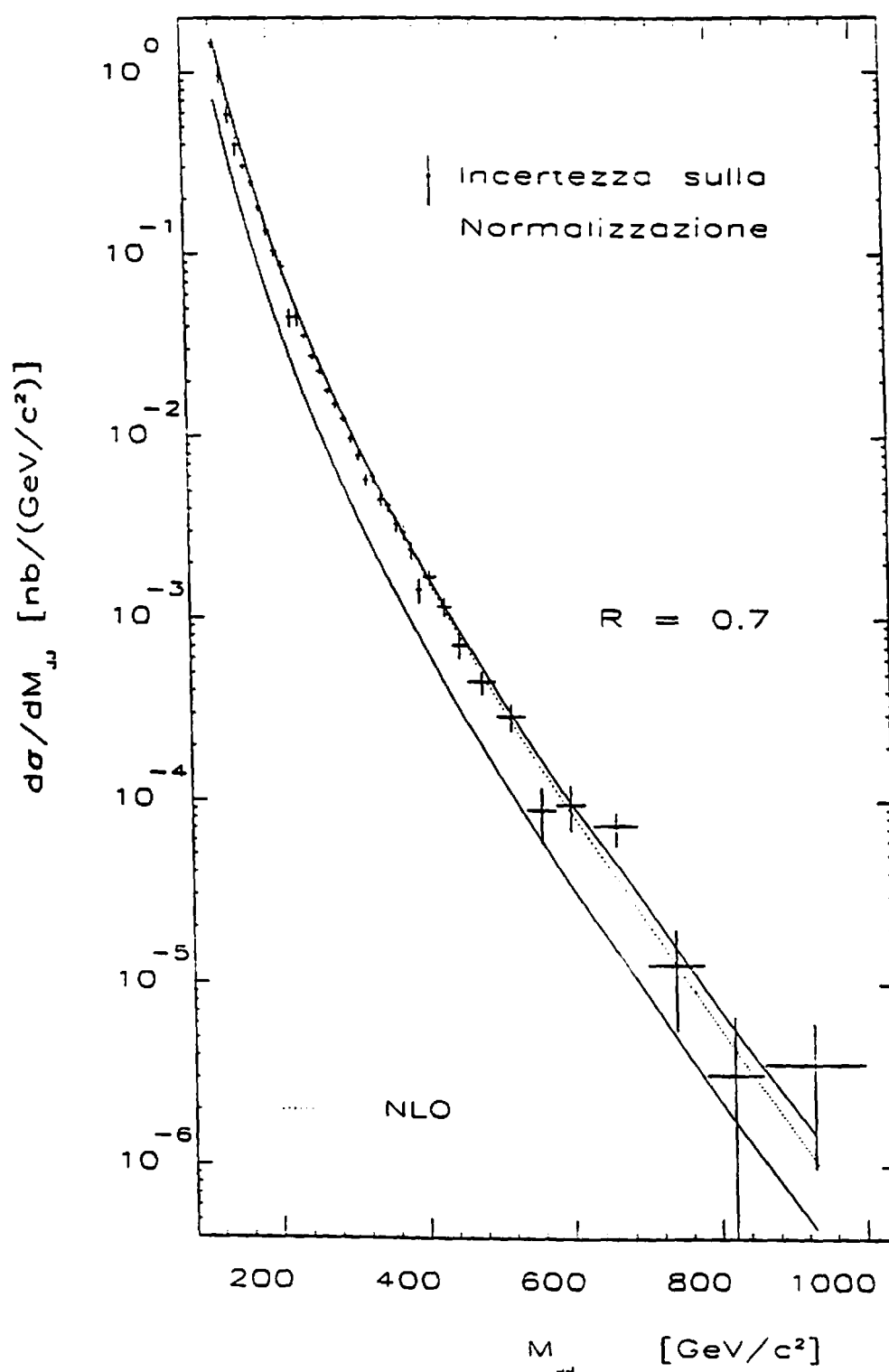


Figura 7.5: Come nella figura precedente, ma per il cono di clustering avente $R = 0.7$.

banda di incertezza nelle predizioni teoriche. Per ottenere le bande mostrate per i due coni sono state calcolate le predizioni per i diagrammi di QCD al LO usando le recenti parametrizzazioni per le funzioni di struttura (HMRS[36], MT [37], DFLM [38]) e variando la scala di rinormalizzazione $\mu = AP_t$ all'interno dell'intervallo $[0.5P_t, 2P_t]$.

Una scelta alternativa per la scala di rinormalizzazione è $\mu = AM_{jj}$, con A costante e dell'ordine di 1. Per un calcolo a livello di Born, tuttavia, P_t e M_{jj} risultano legate dalla pseudorapidità misurata nel centro di massa ($\eta^* = -\ln \tan \frac{\theta^*}{2}$) dalla relazione:

$$P_t = \frac{M_{jj}}{2 \cosh \eta^*} \quad (7.2.1)$$

Nel caso di eventi centrali, perciò, $M_{jj} \simeq 2P_t$, con una correzione massima data da:

$$\cosh \eta^* = \cosh \frac{\eta_1 - \eta_2}{2} \leq \cosh 0.7 = 1.25 \quad (7.2.2)$$

dove η_1 e η_2 sono le pseudorapidità dei jet più energetici, limitati al calorimetro centrale ($|\eta_i| \leq 0.7$). Questa piccola correzione è inclusa nella variazione di μ all'interno dell'intervallo $[0.5P_t, 2P_t]$.

Ogni predizione, ottenuta fissando μ e funzione di struttura, è stata prima convoluta con la funzione di risposta $g(t, x)$, relativa al cono usato per la misura, e poi suddivisa in intervalli analoghi a quelli usati per i dati. I confronti mostrati in 7.4 e 7.5 sono fatti su scala assoluta.

Si può notare che i dati risultano avere quasi sempre sezione d'urto più alta delle predizioni teoriche. Il rapporto fra misura e teoria varia fra 1.5 (HMRSB, $\mu = 0.5P_t$) e 3.6 (MTB2, $\mu = 2P_t$), per il caso $R = 1.0$, e fra 0.9 (HMRSB, $\mu = 0.5P_t$) e 2.2 (MTB2, $\mu = 2P_t$), per il caso $R = 0.7$.

Per confrontare in maniera più quantitativa le misure con le predizioni teoriche, è stato usato il metodo di Montecarlo descritto nel paragrafo precedente. A causa della grossa incertezza sulla normalizzazione assoluta sono stati confrontati i profili delle curve.

La distribuzione della funzione di decisione è stata generata per ogni predizione, dopodiché il valore ottenuto per i dati è stato utilizzato per determinare il livello di

	cone 1.0					cone 0.7				
μ^2/p_T^2	4	2	1	.5	.25	4	2	1	.5	.25
DFLM $\Lambda_{QCD} = 160$ MeV	52	43	46	47	52	1	0.3	0.5	0.2	1
DFLM $\Lambda_{QCD} = 260$ MeV	48	50	53	54	50	1	1	1	1	1
DFLM $\Lambda_{QCD} = 360$ MeV	44	47	49	51	50	1	1	1	2	2
DO1	48	49	48	47	47	1	1	1	1	1
DO2	44	46	48	48	48	1	1	1	2	2
EHLQ1	36	37	38	40	40	0.04	0.2	0.3	0.3	0.2
EHLQ2	19	21	23	25	25	0.001	0.001	0.1	0.04	0.1
HMRSB	45	45	47	46	45	1	1	1	1	2
HMRSE	45	43	40	37	33	3	3	3	3	3
MT E1	56	57	57	56	56	2	1	1	2	2
MT B2	63	63	64	64	64	4	5	4	5	5
MT B1	57	57	59	59	59	2	2	2	2	2
MT S1	57	57	58	58	58	2	2	2	2	2

Tabella 7.1: Livello di Confidenza (%) per QCD al LO con varie funzioni di struttura e scale di rinormalizzazione $\mu = A \cdot P_t$.

confidenza (CL) di quella particolare predizione teorica. In questo caso la funzione di decisione usata è un χ^2 generalizzato, calcolato su tutti i punti dello spettro², esclusi i primi due usati per la normalizzazione. In questo confronto ogni predizione, per una certa funzione di struttura e scala di rinormalizzazione, è considerata come una teoria indipendente.

In tabella 7.1 sono riportati i CL per le diverse predizioni e per i due coni di clustering. In tabella sono riportati anche i risultati relativi a funzioni di struttura più datate (EHLQ e DO), non mostrate in figura, per un confronto con i risultati pubblicati in passato. Si osserva che la misura fatta con il cono più largo concorda con le predizioni di QCD al LO in maniera pressoché indipendente dalla funzione di struttura e dalla scala di rinormalizzazione usate. Viceversa l'accordo della teoria con la misura relativa al cono $R = 0.7$ è decisamente molto peggiore.

La figura 7.6 mostra il rapporto $[d\sigma/dM_{jj}(R = 1)]/[d\sigma/dM_{jj}(R = 0.7)]$ in fun-

²Ai punti osservati è stata aggiunta l'informazione di 0 eventi osservati per $M_{jj} > 1000 \text{ GeV}$. Questo è stato ottenuto aggiungendo, allo spettro di massa, un intervallo ulteriore avente 0 conteggi.

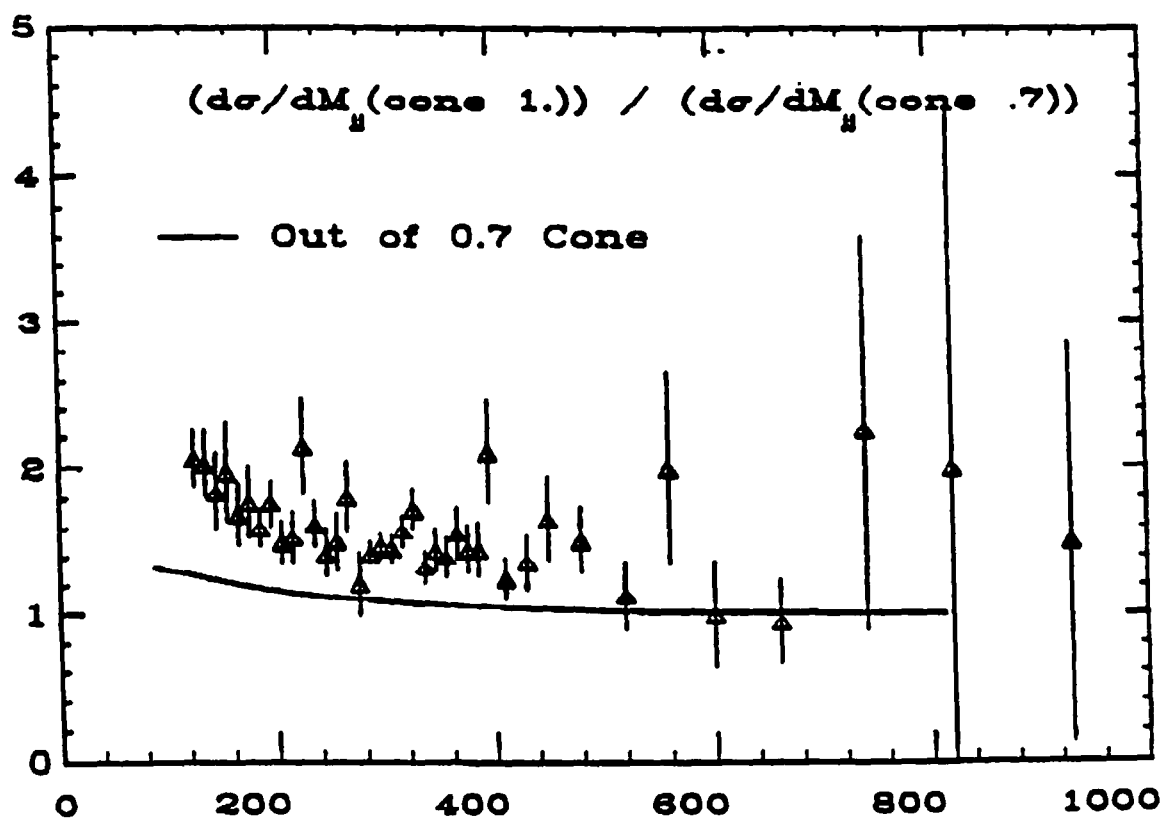


Figura 7.6: Rapporto fra le misure ottenute con i due coni di clustering. La linea continua mostra l'effetto dell'energia persa fuori dal cono, stimata come descritto al §6.2, per il cono $R = 0.7$.

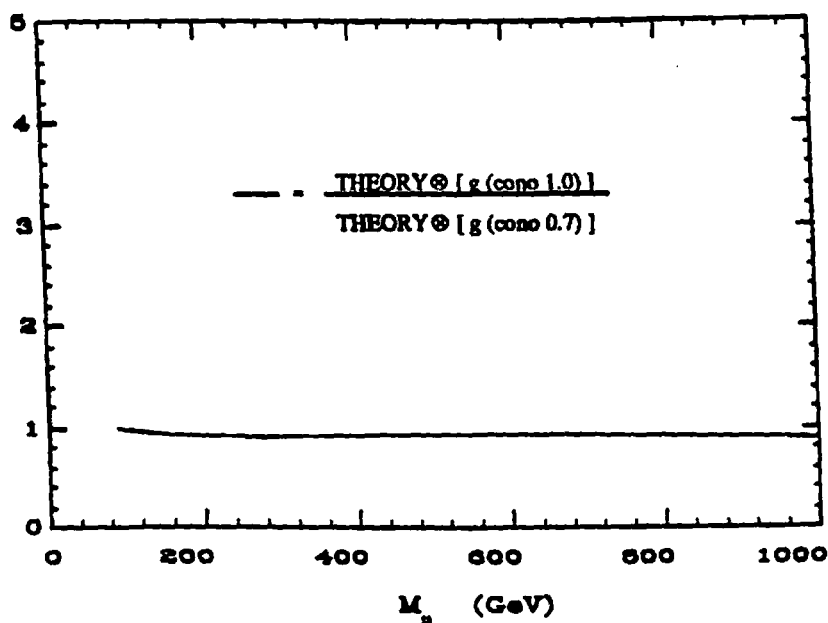


Figura 7.7: Rapporto fra lo spettro ottenuto tramite la convoluzione della stessa teoria con le funzioni di risposta relative ai due coni (cono 1.0 / cono 0.7).

zione di M_{jj} . Questo rapporto risulta essere, come aspettato, maggiore di 1 per tutto lo spettro, ma esso varia fra $\simeq 2$. e $\simeq 1.5$, indicando, perciò, una diversa pendenza fra i due spettri ($[d\sigma/dM_{jj}(R=1)]$ più pendente fra i due). Per confronto, sullo stesso grafico è riportato anche l'effetto che una correzione sulla energia persa al di fuori del cono di clustering (discussa al §6.2) avrebbe sul cono più piccolo.

La diversa pendenza delle due curve può derivare da una reale differenza nello spettro della sezione d'urto, oppure da una diversa risposta del calorimetro per i due coni. Per controllare che quest'ultimo non sia l'effetto dominante, le funzioni di risposta relative ai due coni di clustering sono state applicate alla stessa predizione teorica. La figura 7.7 mostra come tale rapporto sia quasi piatto e, quindi, non possa spiegare la differenza di $\simeq 50\%$ osservata fra le misure.

Una possibile spiegazione di ciò è che il cono più stretto non includa sufficientemente l'energia irradiata dal partone nel processo di frammentazione e di adronizzazione. Questa spiegazione è confermata, almeno in parte, dai risultati ottenuti

con i calcoli all'ordine superiore.

7.3 Confronto con QCD al NLO

Di recente [1] sono stati pubblicati i risultati relativi ai calcoli all'ordine α_s^3 per la sezione d'urto di produzione di due jet nello stato finale ($d\sigma/dM_{jj}d\eta_1d\eta_2$). A quest'ordine, il calcolo include stati finali con due o tre partoni, così come le correzioni per un loop virtuale nel caso di due partoni nello stato finale. Questo diagramma, pur essendo di quart'ordine, interferisce con il diagramma al second'ordine con un termine necessario per cancellare le divergenze dei singoli termini di ordine α_s^3 .

A differenza del caso $2 \rightarrow 2$, per i diagrammi di ordine superiore non vale più la relazione 7.2.1 fra la massa dei due jet più energetici e il P_t di uno di essi, a causa della presenza del terzo jet che rompe l'equilibrio in P_t fra i primi due. Tuttavia, questo effetto risulta rilevante solamente per i pochi eventi nei quali il terzo jet ha impulso trasverso dello stesso ordine di quello dei primi due (i cosiddetti eventi a "mercedes"). In ogni caso, per tenere conto di questa possibile correzione e per rendere l'algoritmo di clustering più flessibile, gli autori dell'articolo [1] hanno scelto di parametrizzare la scala di rinormalizzazione in funzione di due variabili come segue:

$$\mu(M_{jj}, \eta^*) = \frac{AM_{jj}}{2 \cosh(B\eta^*)} \quad (7.3.1)$$

Tuttavia, per non avere troppi parametri iniziali liberi nella predizione teorica, il parametro B è stato fissato al valore $B = 0.7$. Questo valore è stato ricavato calcolando, per un A fissato ($A = 0.5$), la variazione della sezione d'urto $\frac{d\sigma}{dM_{jj}d\eta^*}$ fra i valori $\eta^* = 0$ e $\eta^* = 0.7$, in funzione del parametro B . È stato osservato che la variazione minore fra questi due estremi si ha per $B = 0.7$, valore che è quindi stato scelto secondo il principio di minima sensibilità.

L'errore sulla predizione dello spettro teorico, dovuto ai termini superiori dello sviluppo perturbativo, è stato stimato essere dell'ordine del 10% guardando la variazione della sezione d'urto con la scala μ (vedi figura 7.8). A questo va aggiunto

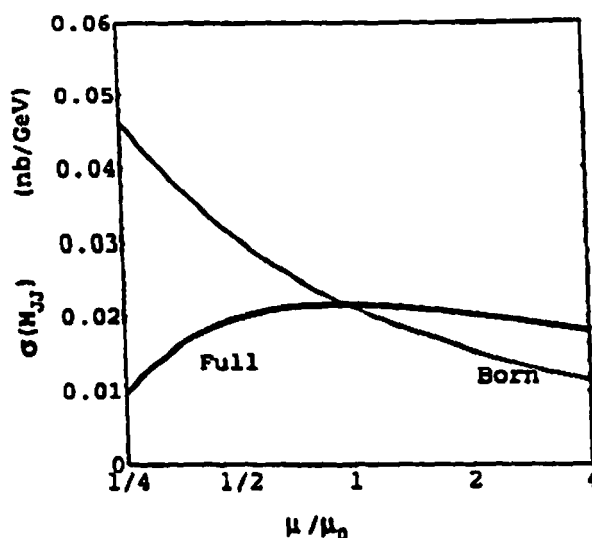


Figura 7.8: Dipendenza della sezione d'urto, calcolata a $M_{jj} = 300 \text{ GeV}$, dalla scala di regolarizzazione nel caso di calcoli al livello di Born e al livello α_s^3 (NLO). Il parametro di riferimento μ_0 è dato dalla formula (7.3.1) per $A = 0.5$ e $B = 0.7$.

l'effetto dell'interazione del resto protonico (underlying event), non inclusa nei calcoli, stimato essere dell'ordine dell'8% [1]. Questi effetti, sommati in quadratura, risultano in una incertezza sulla predizione teorica del 13%, a cui va aggiunto un effetto del 20% dovuto all'incertezza sulle funzioni di struttura.

Le linee tratteggiate di figura 7.4 e 7.5 mostrano le predizioni al NLO, ottenute usando la funzione di struttura HMRSB e la scala di rinormalizzazione $\mu_0 = \mu(A = 0.5, B = 0.7)$. Il confronto su scala assoluta mostra come il calcolo teorico riesca a descrivere con buon successo la dipendenza della sezione d'urto dalle dimensioni del cono di clustering. Per il caso particolare raffigurato, il rapporto fra la misura e la predizione vale 1.10, per il cono più largo, e 0.91 per quello più stretto.

Il miglioramento nella descrizione della dipendenza dalle dimensioni del cono di clustering è evidenziato in figura 7.9 che mostra il rapporto $[d\sigma/dM_{jj}(R = 1)]/[d\sigma/dM_{jj}(R = 0.7)]$ calcolato per i dati e per le predizioni di QCD al NLO utilizzando due particolari funzioni di struttura (HMRSB e MTS1) e due diversi valori della scala di rinormalizzazione. Su questo grafico il LO, non dipendente dal

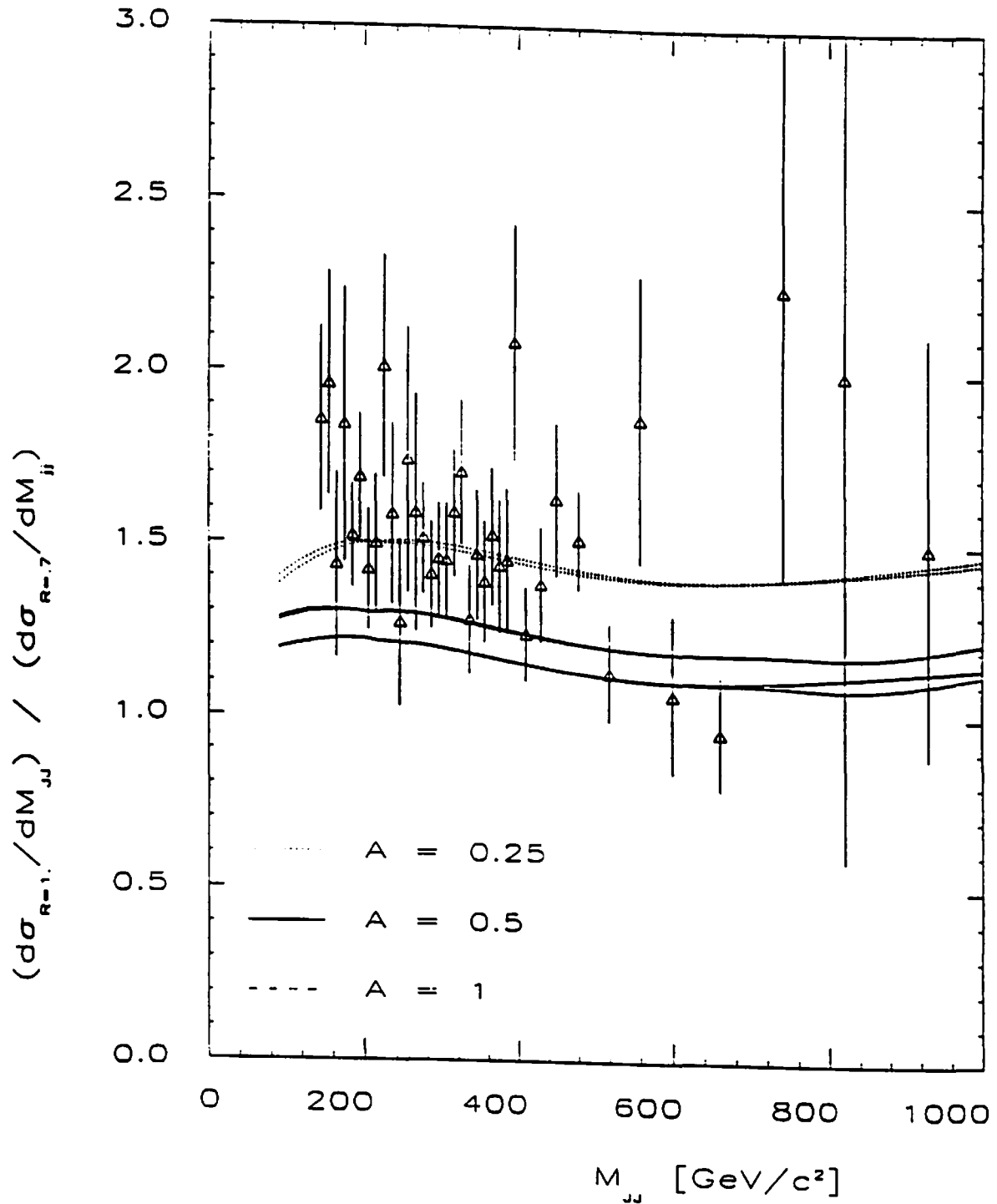


Figura 7.9: Rapporto $d\sigma/dM_{jj}(\text{cono } 1.0)/d\sigma/dM_{jj}(\text{cono } 0.7)$ per i dati e per le previsioni della QCD al NLO ottenute con le funzioni di struttura HMRSB e MTS1 e con i valori della scala di rinormalizzazione $A = 1$ e $A = 0.5$.

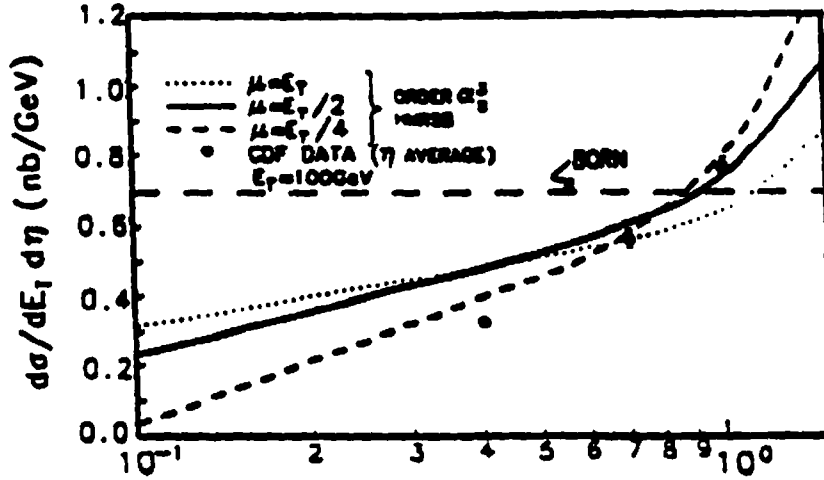


Figura 7.10: Dipendenza della sezione d'urto inclusiva $d\sigma/dE_t$ ($E_t = 100\text{GeV}$) con il cono di clustering della misura e dei dati ottenuti con 3 diverse scale di rinormalizzazione (in questo caso $\mu = AE_t$).

cono, è rappresentato dalla linea a 1. Si osserva come i calcoli al NLO riproducano, almeno in parte, la dipendenza dalle dimensioni del cono. In particolare si nota come tale dipendenza non dipenda tanto dalla funzione di struttura, quanto dalla scala di rinormalizzazione: valori più bassi di μ danno un accordo migliore con la misura. Un andamento simile è stato osservato anche per lo spettro inclusivo $d\sigma/dE_t$ [39]. La figura 7.10 mostra il confronto fra i dati e le predizioni teoriche della sezione d'urto inclusiva $d\sigma/dE_t$, calcolate per $E_t = 100\text{GeV}$ e per tre coni di clustering, al variare di μ nell'intervallo $[\frac{1}{4}E_t, E_t]$. Si osserva chiaramente che la dipendenza dal cono è meglio espressa per le predizioni ottenute usando i valori più piccoli della scala di rinormalizzazione.

Per poter confrontare i profili della misura e della teoria è stato nuovamente utilizzato il metodo di Montecarlo descritto al §7.17.1. La tabella 7.3 riporta i valori dei CL per due funzioni di struttura (le uniche attualmente disponibili all'interno del programma che calcola lo spettro $d\sigma/dM_{jj}$ all'ordine α_s^3) e per due valori della scala

	cono 1.0				cono 0.7			
	NLO		LO		NLO		LO	
A	1	0.5	1	0.5	1	0.5	1	0.5
HMRSB	58	57	47	46	3.6	4.6	1	1
MT S1	69	66	58	58	6.9	6.5	2	2

Tabella 7.2: Livelli di confidenza (%) per il confronto fra varie predizioni di QCD al NLO e i dati. Il fattore A è legato alla scala di rinormalizzazione μ dalla relazione $\mu = AP_t$, nel caso di calcoli al LO, e dall'equazione 7.3.1, nel caso di calcoli al NLO.

di rinormalizzazione. Questi CL sono confrontati con gli analoghi risultati ottenuti nel caso di QCD al LO e descritti nel paragrafo precedente³. Tutti i CL mostrati in tabella 7.3 per il NLO sono migliori dei corrispondenti valori per il LO, anche se il risultato con il cono più stretto ancora non è completamente soddisfacente.

Al fine di capire i motivi dell'andamento ottenuto per i CL è utile un confronto su scala lineare fra misura e teoria. Questo è mostrato in figura 7.11 ed in figura 7.12. Lo spettro $d\sigma/dM_{jj}$ è stato interpolato con la funzione parametrica $f(M_{jj}) = AM_{jj}^{-b}e^{-cM_{jj}}$, convoluta con la funzione di risposta $g_{QCD}(t, x) (\equiv \text{best fit})$. Le due figure mostrano il rapporto $(data - fit)/fit$ sia per i dati che per le predizioni di QCD al LO ed al NLO ottenute usando le funzioni di struttura MT S1 (fig.7.11) e HMRSB (fig.7.12) e tutti i valori di μ riportati nelle tabelle 7.1 e 7.3. Le teorie sono state prima normalizzate ai dati e poi confrontate con il *best fit*.

Si osserva che il profilo delle teorie è pressoché indipendente dalla scala di rinormalizzazione usata, mentre esso dipende dall'ordine del calcolo perturbativo. In entrambe i casi, ma per la predizione ottenuta usando MT S1 (fig.7.11) in maniera più accentuata, il profilo predetto dai calcoli al NLO si accorda con i dati meglio di quello ottenuto con i calcoli al LO (come aspettato dalla tabella 7.3). La differenza fra le due predizioni è più evidente per il cono più stretto, per il quale l'effetto della radiazione fuori dal cono diventa più importante.

³La definizione di μ non è esattamente la stessa nei due casi, tuttavia l'effetto della variazione della scala di rinormalizzazione è, come si vede dalle tabelle, limitato.

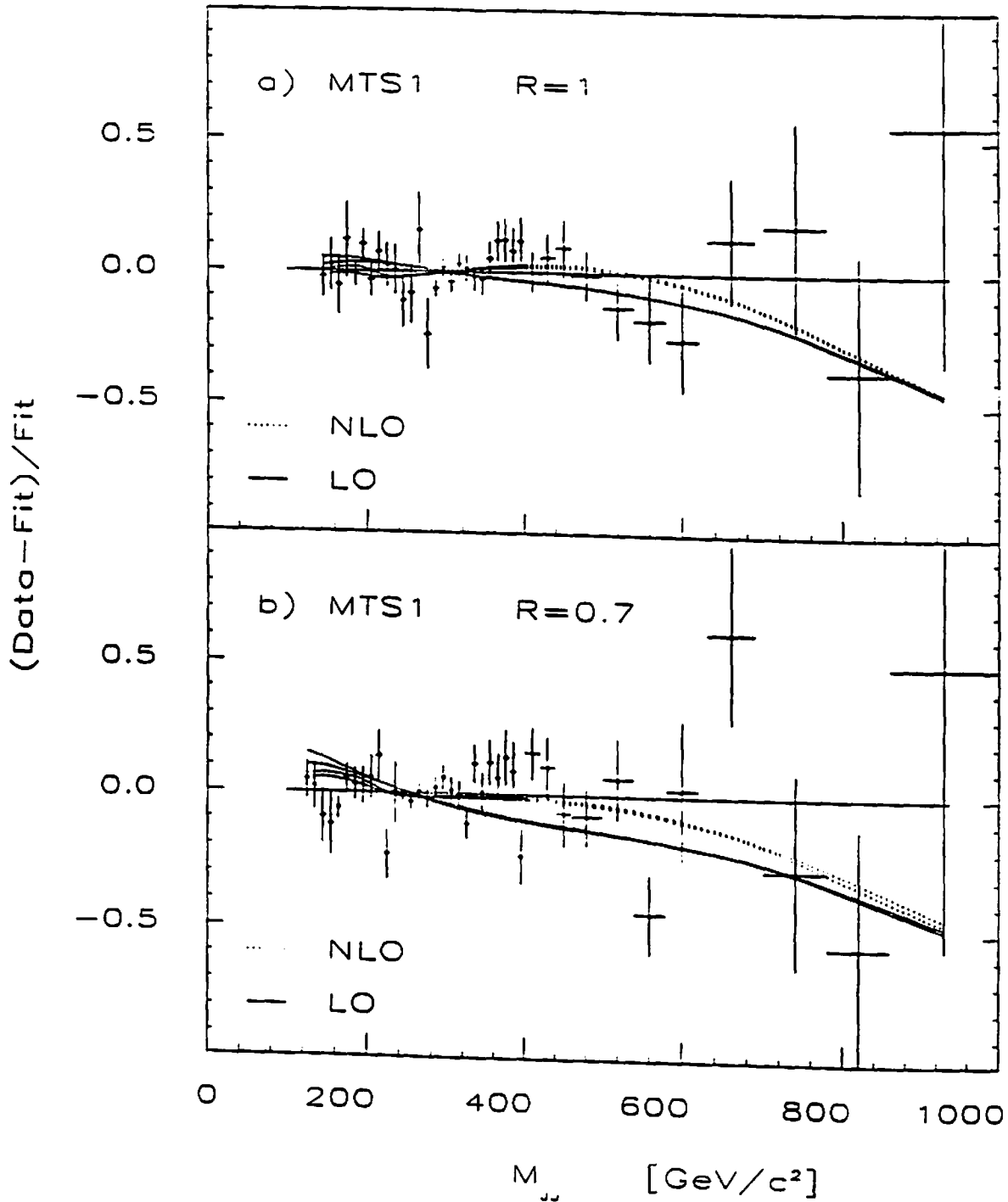


Figura 7.11: Spettro $d\sigma/dM_{jj}$ per $R = 1.0$ (a) e $R = 0.7$ (b) confrontato con il *best fit* usando la quantità $(\text{data-fit})/\text{fit}$. Il *best fit*, usato come linea orizzontale di riferimento, è la funzione parametrica $f(M_{jj}) = AM_{jj}^{-b}e^{-cM_{jj}}$ convoluta con la funzione di risposta $g_{QCD}(t, x)$. Gli errori mostrati sono solamente statistici. Sono mostrate anche le deviazioni dal *best fit* $[(QCD\text{-fit})/\text{fit}]$ per le predizioni di QCD al LO (linea unita) ed al NLO (linea tratteggiata) ottenute per la funzione di struttura MT S1 e per tutte le scale di rinormalizzazione mostrate nelle tabelle.

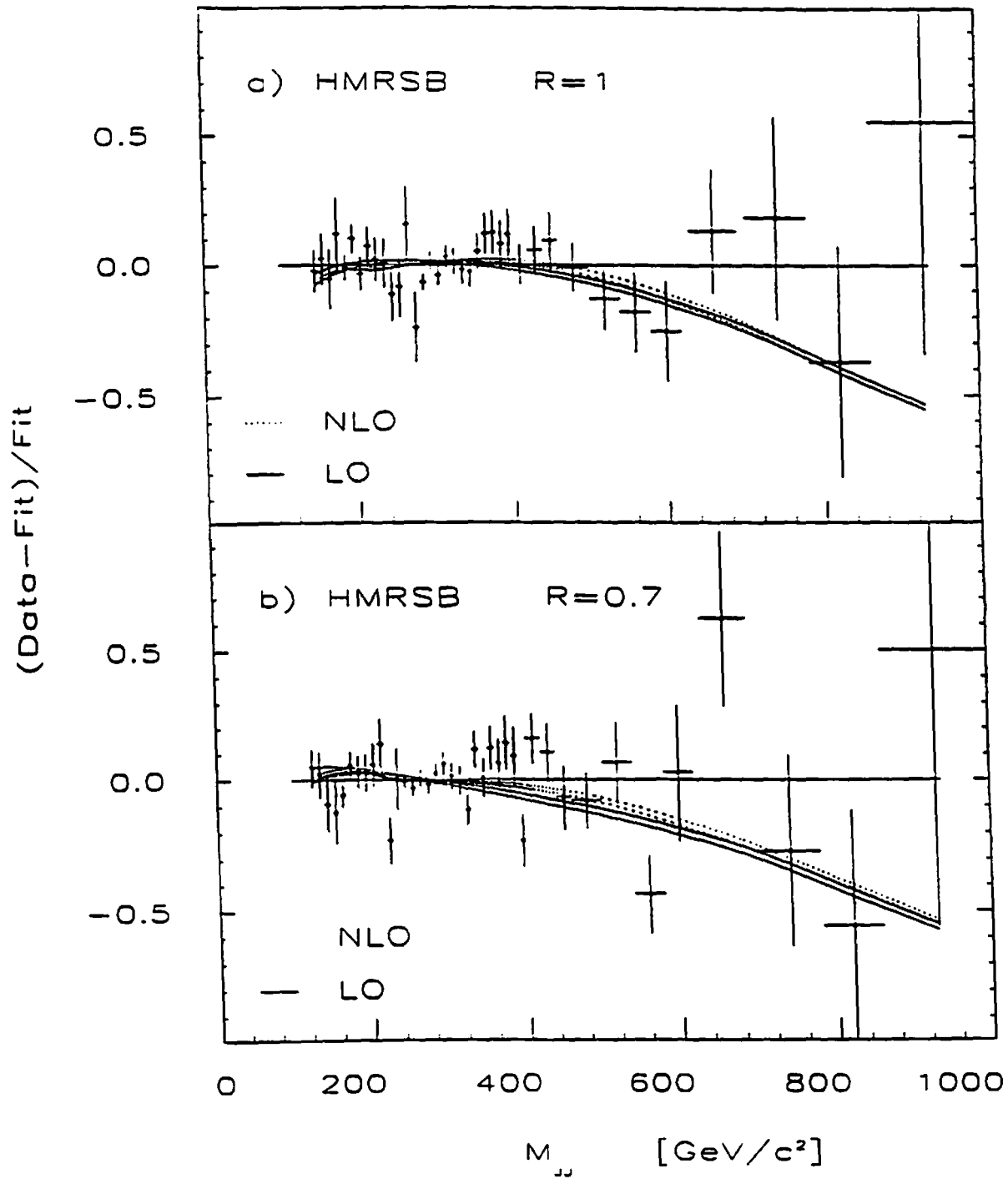


Figura 7.12: Come nella figura precedente, ma utilizzando la funzione di struttura HMRSB.

Da queste figure si nota anche che i dati e le predizioni al NLO per il cono avente $R = 0.7$ sono in maggior disaccordo nella regione ad alte masse. In particolare, nell'intervallo $M_{jj} = 660 \text{ GeV}$, si osservano 23 eventi, mentre invece i calcoli di QCD, sia al LO che al NLO, ne prevedono 12 o 13, a seconda della funzione di struttura usata nel calcolo. Per controllare quanto questo punto influenza i risultati riportati in tabella, il punto a $M_{jj} = 660 \text{ GeV}$ è stato artificialmente spostato fino a coincidere con la predizione teorica. Con questa modifica il "livello di confidenza" ottenuto usando MTS1 vale 9%, al LO, e 26%, al NLO. Anche se non è corretto chiamare questo valore "livello di confidenza", ciononostante questo fatto conferma la conclusione che la forma della predizione ottenuta da calcoli di QCD al NLO è sostanzialmente meglio di quella ottenuta con il LO.

7.4 Conclusioni

Come evidente in tabella 7.1, per il cono più largo anche la QCD al LO riesce a spiegare con buon successo la forma dello spettro $d\sigma/dM_{jj}$ osservato sperimentalmente. Tuttavia, il calcolo a livello di Born non è capace di riprodurre la normalizzazione assoluta dello spettro e le predizioni fluttuano di un fattore 3 al variare dei parametri iniziali (funzione di struttura e scala μ). Inoltre lo spettro osservato usando un cono di clustering più stretto è riprodotto in maniera decisamente povera dalla teoria, sia per quanto riguarda la forma che per quanto riguarda la normalizzazione assoluta.

Le predizioni ottenute usando i calcoli di QCD al NLO, invece, riescono a descrivere la dipendenza della sezione d'urto dalle dimensioni del cono in maniera convincente, anche se non ancora perfetta (vedi figura 7.11). Per quanto riguarda la forma dello spettro, la distribuzione ottenuta con il cono più largo è ben descritta con le predizioni, così come per i calcoli al LO. La distribuzione ottenuta con il cono avente $R = 0.7$ mostra qualche discrepanza nella zona alta dello spettro, ma è decisamente più compatibile con il calcolo al NLO rispetto al LO (vedi figura 7.12).

È da notare la precisione della misura che riesce non solo a discriminare nettamente fra i calcoli ottenuti usando il LO e quelli basati sul NLO, ma anche a mostrare

già i limiti del calcolo al NLO, in particolare nel predire lo spettro ottenuto con il cono più stretto.

Capitolo 8

Limiti su nuova fisica

8.1 Limiti su risonanze

L'accordo fra lo spettro osservato e quello predetto dalla QCD standard, può essere usato come base per porre limiti su possibili estensioni della QCD stessa.

Come primo test di nuove teorie è stato studiato il limite che può essere posto sulla sezione d'urto di produzione, integrata sulla regione di accettazione geometrica, di nuove particelle che decadono adronicamente in due jet. Per mantenere la analisi il più generale possibile, senza riferirsi cioè ad una specifica teoria, una eventuale risonanza è stata parametrizzata come una distribuzione a campana (Breit-Wigner) sommata incoerentemente al "fondo" di QCD. La Breit-Wigner è stata parametrizzata in termini della massa central m_0 e dell'ampiezza Γ nel modo seguente:

$$f(m|m_0, \Gamma) = \frac{S}{\pi\Gamma} \cdot \frac{1}{1 + (\frac{m-m_0}{\Gamma})^2} \quad (8.1.1)$$

dove S è il fattore di normalizzazione (sezione d'urto totale). Una analisi più sofisticata richiederebbe la convoluzione di questa funzione, che corrisponde alla sezione d'urto partonica, con le funzioni di distribuzione. Questa convoluzione rende la curva asimmetrica intorno al picco. Tale effetto è stato trascurato, così come è stato trascurato, data la generalità della trattazione, il termine di interferenza con la QCD standard.

Descrizioni alternative della risonanza possono essere usate; tuttavia le varie descrizioni risultano equivalenti nella regione del picco. Ad esempio la figura 8.1

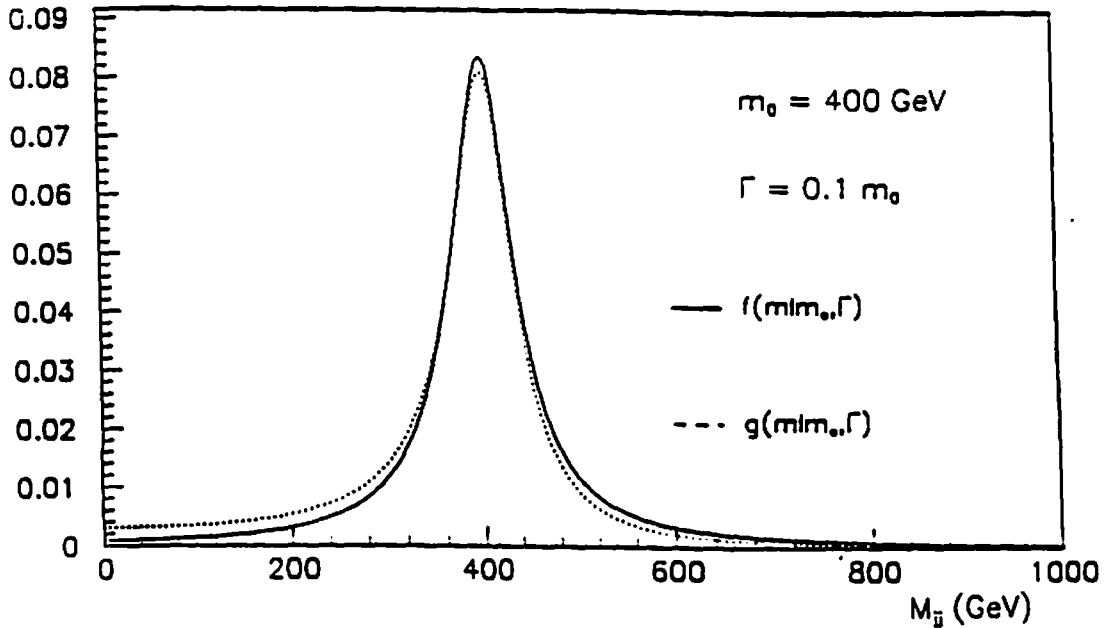


Figura 8.1: Confronto fra due diverse parametrizzazioni di una Breit-Wigner. La $f(m)$ e la $g(m)$ sono descritte in eq.8.1.1 e eq.8.1.2, rispettivamente.

mostra la funzione 8.1.1 confrontata con la seguente:

$$g(m|m_0, \Gamma) = S \cdot \frac{4m_0^2 \Gamma^2}{(m^2 - M_0^2)^2 + 4m_0^2 \Gamma^2} \quad (8.1.2)$$

Entrambe le curve mostrate in figura sono state calcolate per $m_0 = 400 \text{ GeV}$ e $\Gamma = 40 \text{ GeV}$. La piccola differenza è trascurabile rispetto alle incertezze citate:

Nella distribuzione in massa di una particella è naturale assumere, semplicemente da una analisi dimensionale, che la ampiezza della risonanza sia proporzionale alla massa della particella stessa. La costante di proporzionalità può dipendere dal numero di canali aperti al decadimento, da qualche scala caratteristica della rottura di simmetria, come la massa dello Higgs nel settore di QED, ma, in prima approssimazione, sarà indipendente dalla massa stessa. Pertanto è stato scelto di parametrizzare la distribuzione in massa di una ipotetica risonanza come una Breit-Wigner avente ampiezza proporzionale alla massa. Tale parametrizzazione mostra i suoi limiti principalmente nelle code della distribuzione, in quanto la Breit-Wigner predice code molto lunghe che, generalmente, non riproducono correttamente lo spettro risonante. Ad esempio la figura 8.2 mostra la differenza fra una Breit-

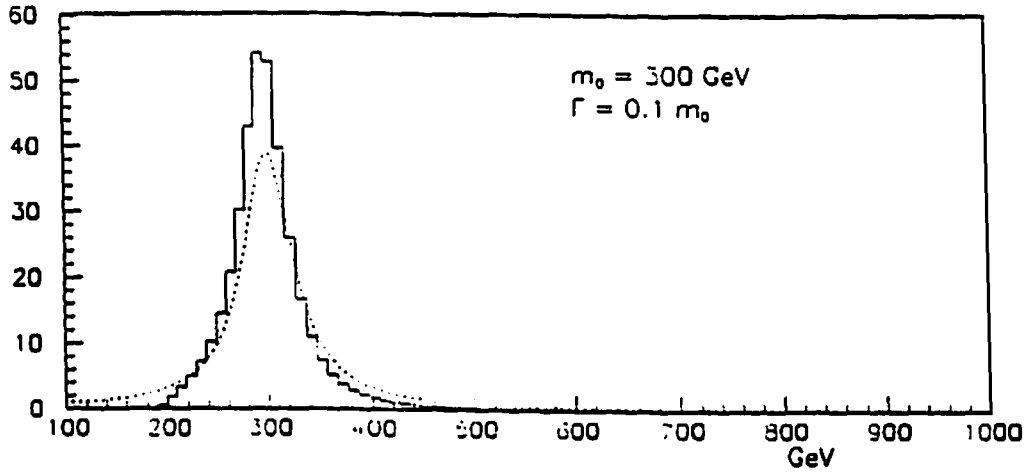


Figura 8.2: Confronto fra la distribuzione di un ipotetico assiglune ($N_F = 10$) e di una Breit-Wigner avente $\Gamma = 0.1m_0$.

Wigner avente $\Gamma = 0.1m_0$, ed un particolare esempio di risonanza: l'assiglune. La figura si riferisce al caso $N_F = 10^1$.

Sono stati studiati i seguenti casi:

- $\Gamma = 0.01m_0$: in questo caso l'ampiezza della risonanza è trascurabile rispetto alla risoluzione in massa tipica del rivelatore di CDF (δ di Dirac);
- $\Gamma = 0.05m_0$: questa risoluzione è dell'ordine di grandezza di un eventuale segnale di W' o Z' ;
- $\Gamma = 0.10m_0$: questa è la massima ampiezza parametrizzabile con una Breit-Wigner. Oltre questa ampiezza le code sono troppo alte, in particolare se sovrapposte ad uno spettro pendente come quello di QCD.

La figura 8.3 ad esempio mostra la distribuzione di tre risonanze, aventi massa $m_0 = 500\text{GeV}$ e larghezze uguali all'1%, al 5% ed al 10% della massa, convolute con la funzione di risposta $g_{\text{bump}}(t, x)$.

¹ N_F (definito al §2.6.2) è il numero di fermioni dotati di interazioni forti previsti dalla nuova teoria. Vedi anche il paragrafo successivo.

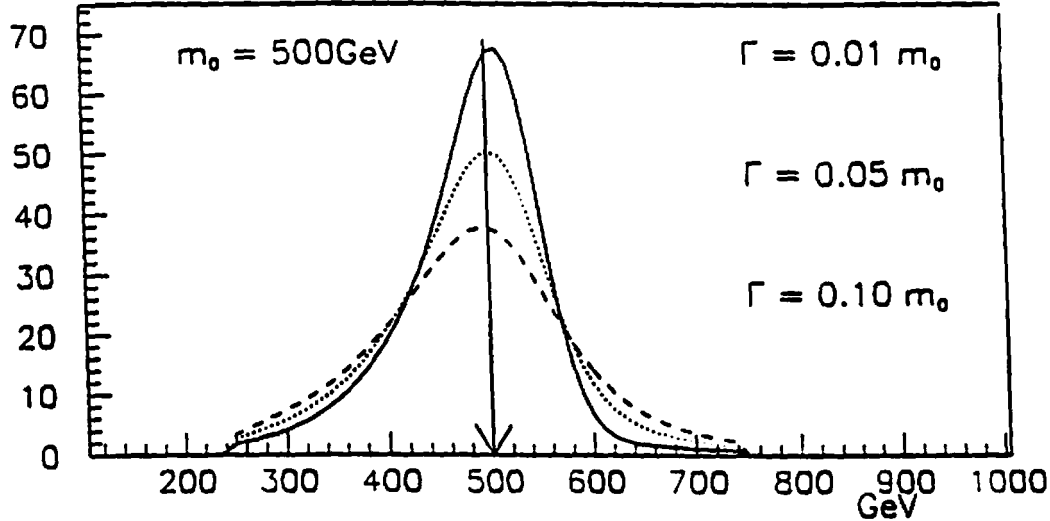


Figura 8.3: Confronto fra tre Breit-Wigner, convolute con la funzione di risposta $g_{bump}(t, x)$, aventi diverse larghezze.

Per calcolare il limite che è possibile porre su queste risonanze è stato usato proprio l'algoritmo descritto al §7.1 e schematizzato in figura 7.1. Dopo aver applicato gli errori sistematici sul fondo (QCD) e sul segnale (risonanza), le due curve sono state sommate e, dopo l'applicazione degli effetti statistici, si ottengono esperimenti simulati simili a quello mostrato in figura 8.4. Lo spettro in figura è la distribuzione dN/dM_{jj} , prima, cioè, dell'applicazione del fattore di luminosità. Le tre sezioni che compongono tale distribuzione corrispondono ai tre trigger utilizzati per raccogliere il campione di dati di QCD (vedi §3.4.2). La linea continua rappresenta la previsione della QCD al LO (usando MTB2 e $\mu = 0.5P_t$). È stato scelto di utilizzare le previsioni di QCD al LO, come teoria di base, in quanto nei pochi casi in cui sono stati calcolati i termini di interferenza (assigluoni e compositezza) questi si limitano ai diagrammi di Born.

La funzione di decisione usata in questo caso (descritta al punto 11. dell'algoritmo di Montecarlo - vedi fig.7.1) è il rapporto $R = N_d/N_t$ calcolato in un opportuno intervallo I intorno al picco della risonanza. L'algoritmo che ottimizza la scelta di I è descritto in appendice A. In figura 8.4 è mostrato anche tale intervallo.

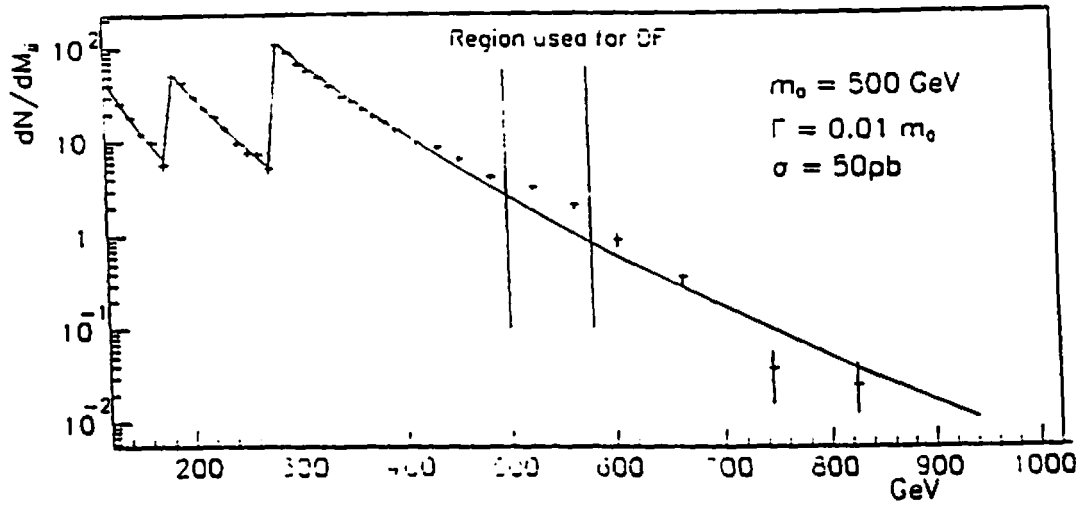


Figura 8.4: Distribuzione dN/dM_{jj} per un esperimento simulato (punti). La curva di QCD sovrapposta, convoluta con la $g(t, x)$ e normalizzata ai dati simulati, è stata ottenuta usando MTB2, come PDF, e $\mu = 0.5P_t$.

Nel caso in cui la sezione d'urto della risonanza è $\sigma = 0pb$, che corrisponde al caso in cui la teoria sotto studio è la pura QCD, la funzione di decisione è centrata intorno a $R = 1$, e la sua distribuzione è causata dalle fluttuazioni statistiche e sistematiche, come risulta in figura 8.5 che riporta la distribuzione di R per il caso $m_0 = 500GeV$, $\Gamma = 5GeV$ e per tre valori della sezione d'urto. Aumentando la sezione d'urto della risonanza, il picco della funzione di distribuzione $P(R)$ si sposta a valori $R > 1$ (vedere ancora figura 8.5). Sulla distribuzione $P(R)$ relativa ad una certa risonanza viene riportato il valore R_{CDF} (ad esempio $R_{CDF} = 1.01$ per il caso in figura) corrispondente alla funzione di decisione calcolata sui dati veri. Quindi viene calcolata l'area a sinistra di R_{CDF} . Quando tale area scende sotto il 5%, la sezione d'urto relativa può essere esclusa al 95% di CL.

La tabella 8.1 mostra i limiti che possono essere posti sulla sezione d'urto di una risonanza generica, in funzione della massa della particella e per le tre larghezze studiate, usando MTB2 e $\mu = 0.5P_t$. Per il caso di risonanza stretta ($\Gamma = 1\%m_0$) il risultato ottenuto con MTB2 è confrontato con quelli relativi ad altre funzioni

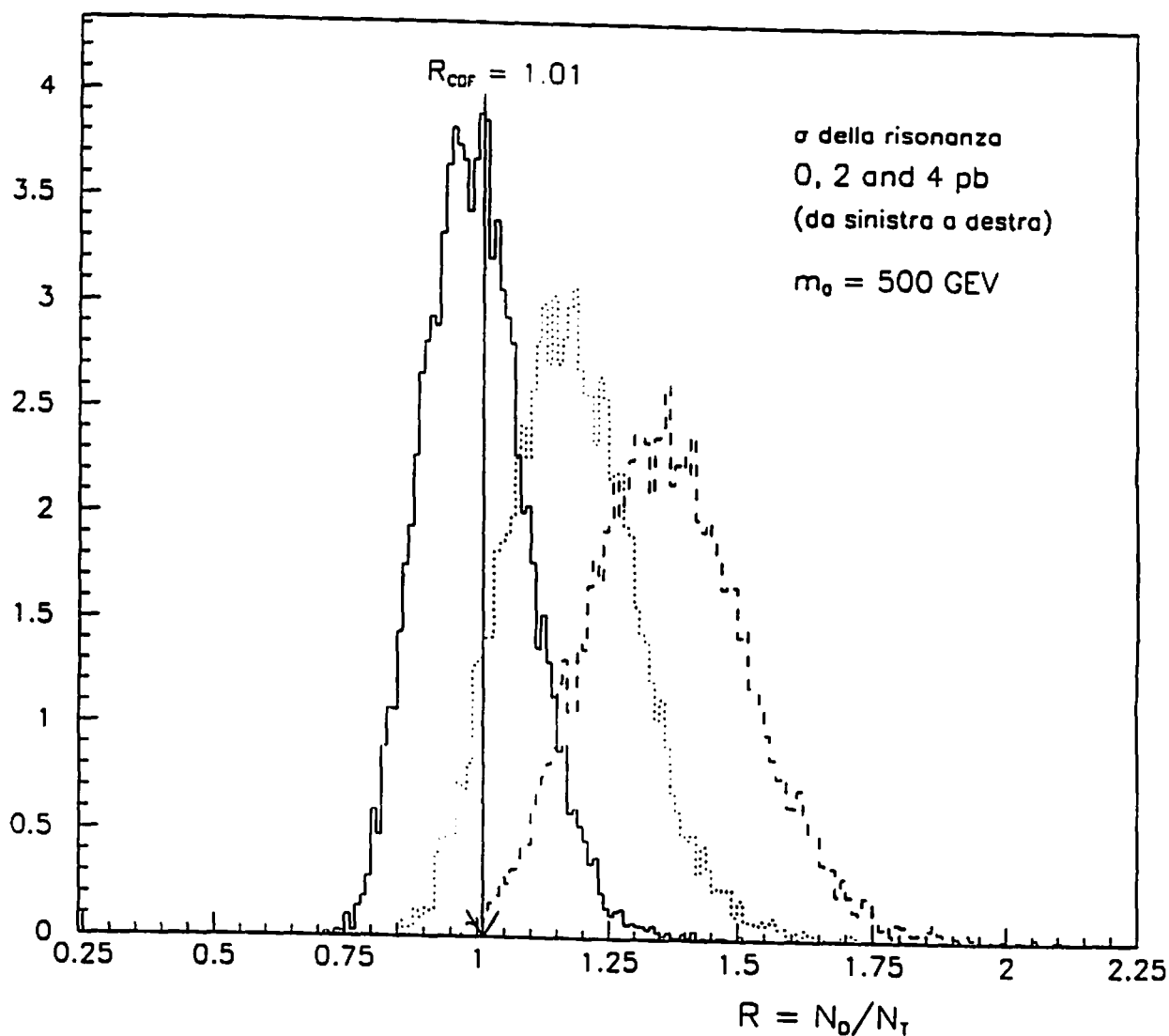


Figura 8.5: Esempio di alcune funzioni di distribuzione della funzione di decisione R (non normalizzate). Le curve si riferiscono ad una risonanza avente $m_0 = 500 \text{ GeV}$, $\Gamma = 5 \text{ GeV}$ e sezione d'urto variabile. In figura è mostrato anche il valore assunto dalla funzione di decisione per i dati veri (R_{CDF}). Tale valore cade sul picco della distribuzione ottenuta con $\sigma_{bump} = 0 \text{ pb}$, corrispondente alla pura QCD.

Mass(GeV)	Sezioned'urtovisibile $\times BR$ (pb)				
	$\Gamma = 0.01m_0$		$\Gamma = 0.05m_0$	$\Gamma = 0.10m_0$	
	HMRSE	HMRSB	MT B2		
200	8536	4908	2603	3073	3628
250	939	726	779	960	1408
300	107	341	79	241	214
350	373	640	106	214	192
400	32	80	44	60	48
450	8	36	36	41	19
500	0	13	9	7	13
550	0	9	3	4	11
600	10	14	7	10	13
650	15	16	10	13	13
700	11	12	9	9	11
750	7	7	6	6	7
800	6	6	4	5	5
850	7	9	5	4	5
900	4	5	2	5	7

Tabella 8.1: Limiti sulla sezione d'urto, integrata nella regione di accettazione geometrica e moltiplicata per il rapporto di decadimento in quark leggeri, per una generica risonanza in funzione della massa m_0 e per tre diverse larghezze Γ . Per il caso $\Gamma = 1\%m_0$ sono state confrontate le funzioni di struttura HMRSE, HMRSB e MTB2. Per gli altri casi è stata utilizzata solamente quest'ultima funzione di struttura. La scala di rinormalizzazione è sempre $\mu = 0.5P_t$.

di struttura: HMRSE ed HMRSB. In tabella 8.1 è evidenziato il valore più conservativo. I limiti ottenuti usando MTB2 ed il limite conservativo posto sul caso di risonanza stretta sono mostrati nelle figure 8.6 e 8.7, rispettivamente. Questi limiti indicano il valore massimo della sezione d'urto osservabile, moltiplicata per il rapporto di decadimento in quark leggeri, che può avere una eventuale risonanza per essere compatibile con lo spettro $d\sigma/dM_{jj}$ osservato in CDF.

Per capire l'andamento dei limiti riportati in figura e la loro dipendenza dalla funzione di struttura, sono riportati, in figura 8.8, i rapporti fra i dati e le predizioni di QCD ottenute per alcune funzioni di struttura (si usa sempre $\mu = 0.5P_t$). Chiaramente la funzione di struttura MTB2 mostra il miglior accordo con i dati; di

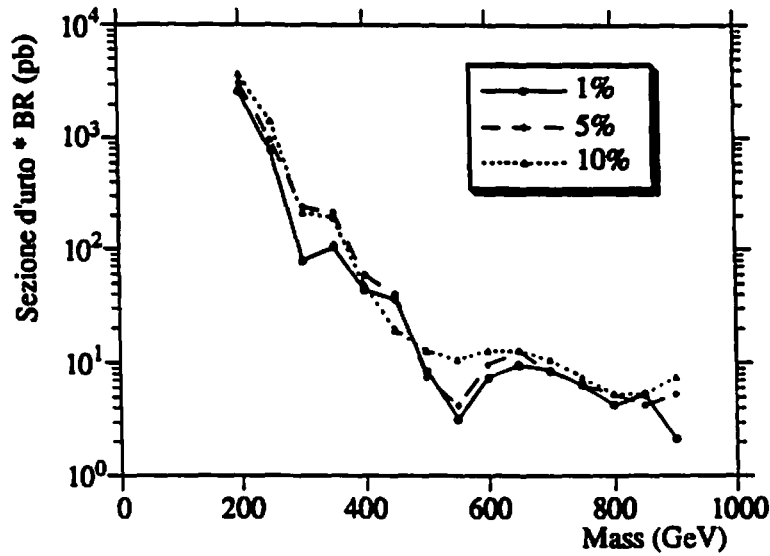


Figura 8.6: Limiti posti tramite lo spettro $d\sigma/dM_{jj}$ osservato a CDF sulla sezione d'urto, moltiplicata per il rapporto di decadimento in quark leggeri, per una generica risonanza (MTB2 con $\mu = 0.5P_t$ usata per la predizione di QCD).

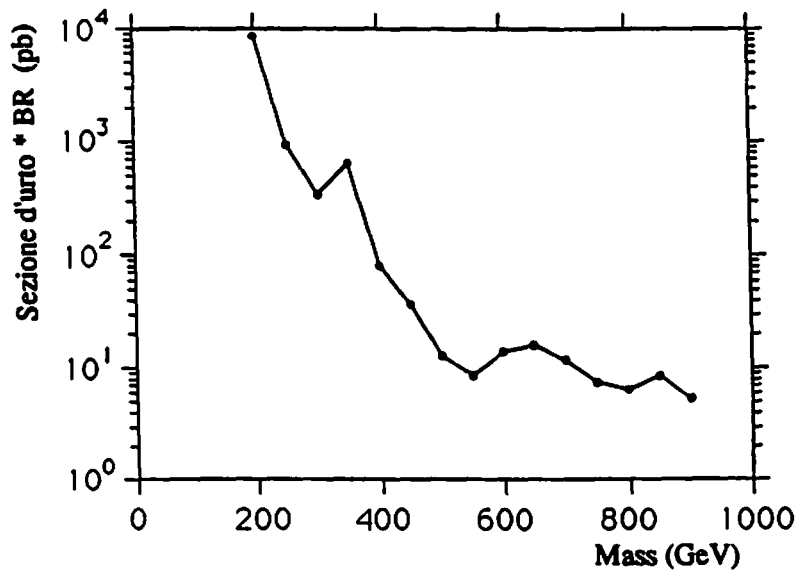


Figura 8.7: Limite conservativo sulla sezione d'urto, moltiplicato per il BR in quark leggeri, nel caso di una risonanza avente $\Gamma = 1\%m_0$, ottenuto dal confronto di MTB2, HMRSE e HMRSEB.

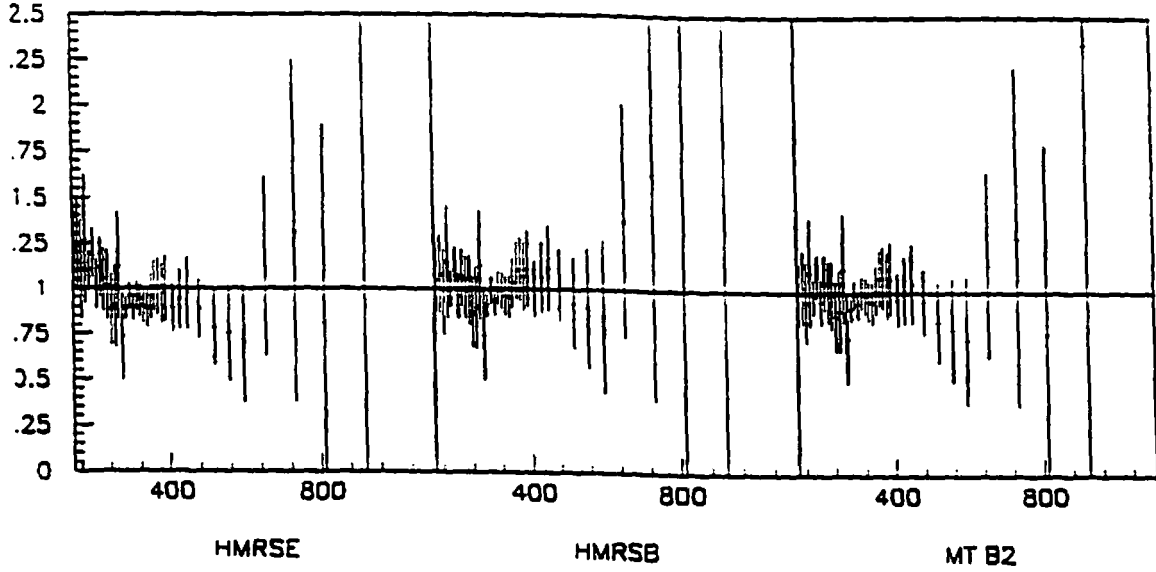


Figura 8.8: Rapporto N_d/N_{QCD} per tre diverse funzioni di struttura.

conseguenza essa è quella che pone i limiti più stringenti per la sezione d'urto di una eventuale risonanza. Inoltre si può osservare che le regioni di massa che presentano un eccesso locale, rispetto alla QCD, sono caratterizzate da un innalzamento nel limite sulla sezione d'urto.

8.2 Limiti sulla produzione di assigluoni

Il metodo applicato per una generica risonanza, descritto al paragrafo precedente, è stato applicato ad una teoria specifica: la QCD chirale. Questa estensione del Modello Standard, proposta da Frampton e Glashow nel 1987, ipotizza che le interazioni forti possano essere, in realtà, chirali e descritte dal più ampio gruppo $SU(3)_L \times SU(3)_R$ che, a basse energie, si riduce allo standard $SU(3)$ di colore [18] (vedi §2.6). Questo nuovo gruppo richiede nuove particelle, fra cui un numero N_F , non univocamente determinato, di fermioni fondamentali che interagiscono forte (inclusi i cinque quark osservati), ed un ottetto di bosoni massivi: gli assigluoni.

La sezione d'urto differenziale per il processo $q\bar{q} \rightarrow A \rightarrow q\bar{q}$ ($d\sigma/dM_A$) è stata calcolata in funzione della massa dell'assigluone M_A e del numero di fermioni N_F [20]

	N = 10	N = 20
MTB2	$240 \leq M_A \leq 730$	$260 \leq M_A \leq 280$.AND. $420 \leq M_A \leq 580$
HMRSB	$220 \leq M_A \leq 640$	$240 \leq M_A \leq 330$.AND. $450 \leq M_A \leq 550$

Tabella 8.2: Massa dell'assiguone esclusa dai dati di CDF (tutte le masse sono in GeV). Il risultato è mostrato per due diverse funzioni di struttura.

e risulta essere comparabile con quella di QCD, all'energia del tevatrone. Bagger, Schmidt e King [20] hanno escluso l'esistenza dell'assiguone nella regione di massa $125 < M_A < 275 \text{ GeV}$ basandosi sullo spettro $d\sigma/dP_t$ di UA1. Usando lo spettro di massa invariante $d\sigma/dM_{jj}$, il gruppo di UA1 ha ampliato questo limite fino ad escludere la regione $110 < M_A < 310 \text{ GeV}$ per $N_F = 24$.

Nella analisi di CDF sono stati scelti i valori $N_F = 10$ e 20 corrispondenti a $\Gamma \simeq 17\% M_A$ ($N_F = 10$) e $\Gamma \simeq 32\% M_A$ ($N_F = 20$).

In figura 8.9. è mostrato il rapporto N_d/N_{QCD} (punti - l'errore mostrato è solamente statistico) confrontato quello predetto per un eventuale assiguone ($(\text{assiguone} + QCD)/QCD$) per i due casi $N_F = 10$ (a) e $N_F = 20$ (b), e per alcuni valori della massa dell'assiguoni. In entrambe i grafici i valori delle masse sono stati scelti in modo che la massa centrale risulta essere esclusa dai dati, mentre i valori laterali sono compatibili con lo spettro osservato.

La tabella 8.2 riassume i valori per la massa degli assiguoni che possono essere esclusi dai dati di CDF. Questi limiti sono stati posti usando le funzioni di struttura MTB2 e HMRSB, in entrambe i casi con $\mu = 0.5 P_t$. Prendendo il valore più conservativo, vengono escluse, al 95% di CL, la regione $240 \leq M_A \leq 640 \text{ GeV}$, per il caso $N_F = 10$ e le due finestre $260 \leq M_A \leq 280 \text{ GeV}$ e $450 \leq M_A \leq 550 \text{ GeV}$, per il caso $N_F = 20$.

Per capire perchè il limite si separi in due finestre separate nel caso $N_F = 20$, si introduce la variabile:

$$\mathcal{A} = \int_0^{R_{CDF}} P(R) dR \quad (8.2.1)$$

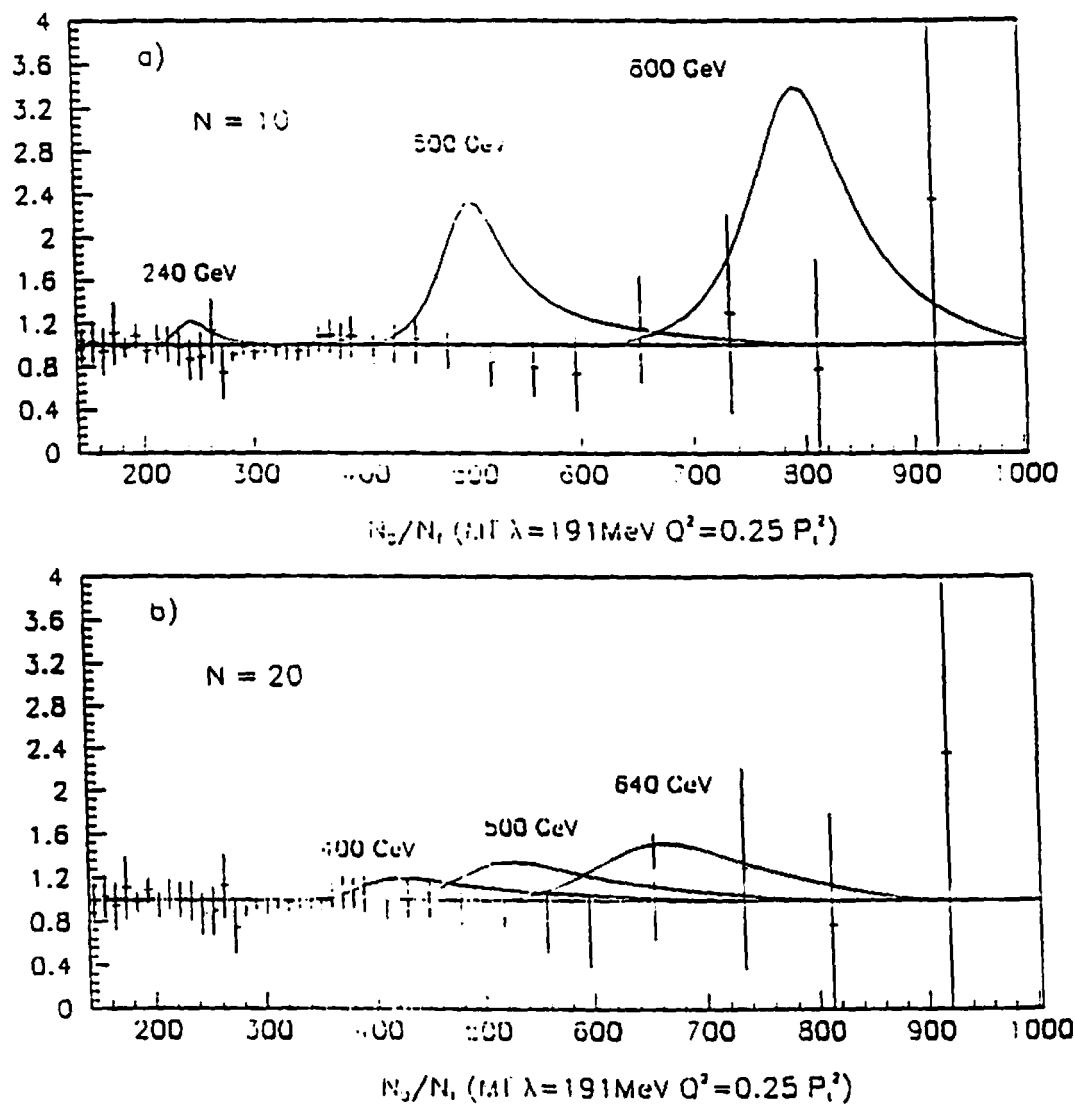


Figura 8.9: Rapporto N_d/N_{QCD} (punti) confrontato con l'effetto di un eventuale assigluone. L'errore è solamente statistico.

dove R_{CDF} è, al solito, il valore della funzione di decisione R calcolato sui dati, e $P(R)$ è la funzione di distribuzione di R . Con questa definizione risulta $\mathcal{A} = 1 - CL$.

Per un dato valore M_A , un basso valore di \mathcal{A} implica un valore di R_{CDF} minore di quello corrispondente al picco della distribuzione $P(R)$ (vedi figura 8.5). Questo significa che, nella regione in cui è calcolato il rapporto R_{CDF} , sono stati osservati meno dati rispetto a quanti predetti dalla teoria a partire dalla quale è stata valutata $P(R)$. In particolare, se tale teoria è QCD (che si assume vera), un basso valore di \mathcal{A} indica una sottofluttuazione dei dati, in quella regione specifica dello spettro. Similmente un alto valore di \mathcal{A} indica un alto valore di R_{CDF} corrispondente ad un eccesso di eventi osservati (N_d) nella regione sotto studio. Infine un valore intermedio ($\mathcal{A} \simeq 50\%$) indica che R_{CDF} si trova proprio in corrispondenza del picco della distribuzione $P(R)$ (come è il caso della distribuzione mostrata in figura 8.5 per $\sigma = 0pb$). In questo caso, la probabilità di osservare R_{CDF} è alta, ed i dati sono ben consistenti con la teoria da cui è stata ottenuta la distribuzione $P(R)$.

In figura 8.10 è mostrato il grafico della variabile \mathcal{A} , in funzione della massa dell'assigluone, per il caso la teoria sotto studio sia QCD+assigluone ($N_F = 20$). La linea tratteggiata mostra il livello del 5%, sotto al quale è possibile escludere la teoria al 95% di CL. La figura 8.11 mostra, invece, la variabile \mathcal{A} in funzione di M_A , nel caso in cui la teoria sotto analisi sia la sola QCD. È evidente dalla figura 8.10 che un assigluone avente una massa compresa fra 300 e 400 GeV non può essere escluso dai dati. Ciononostante la figura 8.11 mostra che la pura QCD è in buon accordo con i dati in quella regione, avendo un valore di \mathcal{A} più alto rispetto a quello ottenuto per la risonanza.

L'andamento generale delle figure 8.10 e 8.11 è strettamente correlato a quello di figura 8.8, che mostra il rapporto N_d/N_{QCD} per tre diverse PDF. Il calo osservato intorno a $M_A = 280GeV$ sia in figura 8.10 che in figura 8.11 è dovuto alla sottofluttuazione dei dati per $M_{jj} \simeq 280GeV$. Similmente la risalita intorno a $M_A = 350GeV$ di figura 8.10 è connesso ad un eccesso di dati nella regione $350 < M_{jj} < 400GeV$, così come la risalita all'estremo superiore di figura 8.11 è dovuto all'eccesso che i dati mostrano ad alte masse.

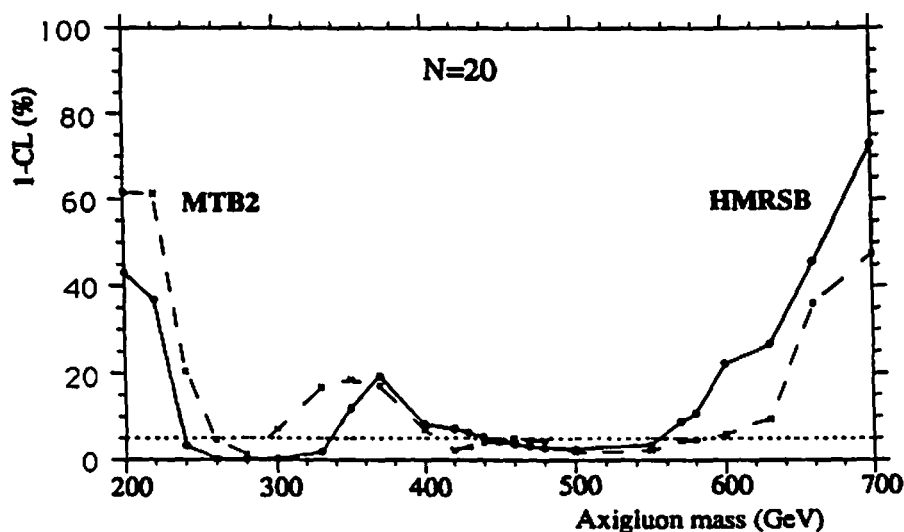


Figura 8.10: $A = 1-CL$ in funzione della massa dell'assigluone per le funzioni di struttura MTB2 (tratteggiata) e HMRSB (continua). La linea punteggiata mostra il limite sotto al quale l'assigluone può essere escluso al 95% CL.

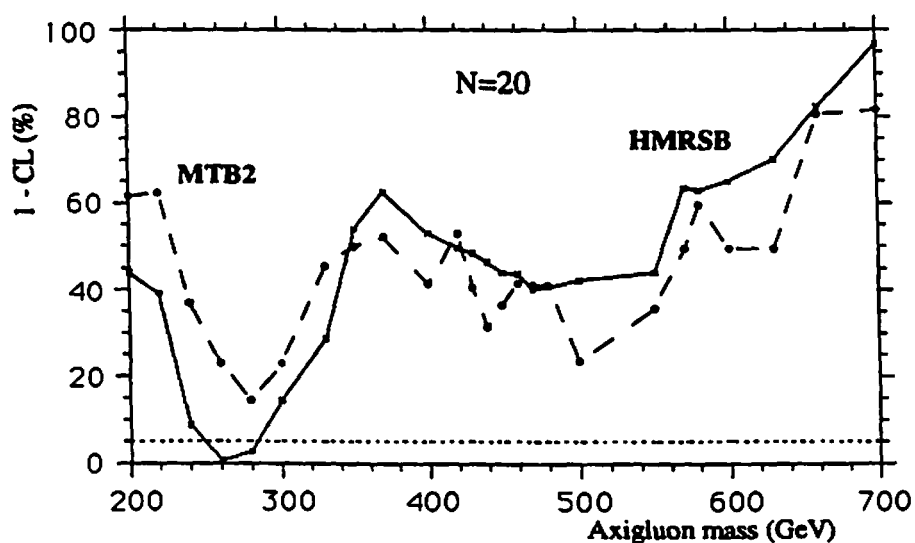


Figura 8.11: $A = 1-CL$ in funzione di M_A per il caso di pura QCD usando MTB2 e HMRSB. In entrambe i casi $\mu = 0.5P_t$.

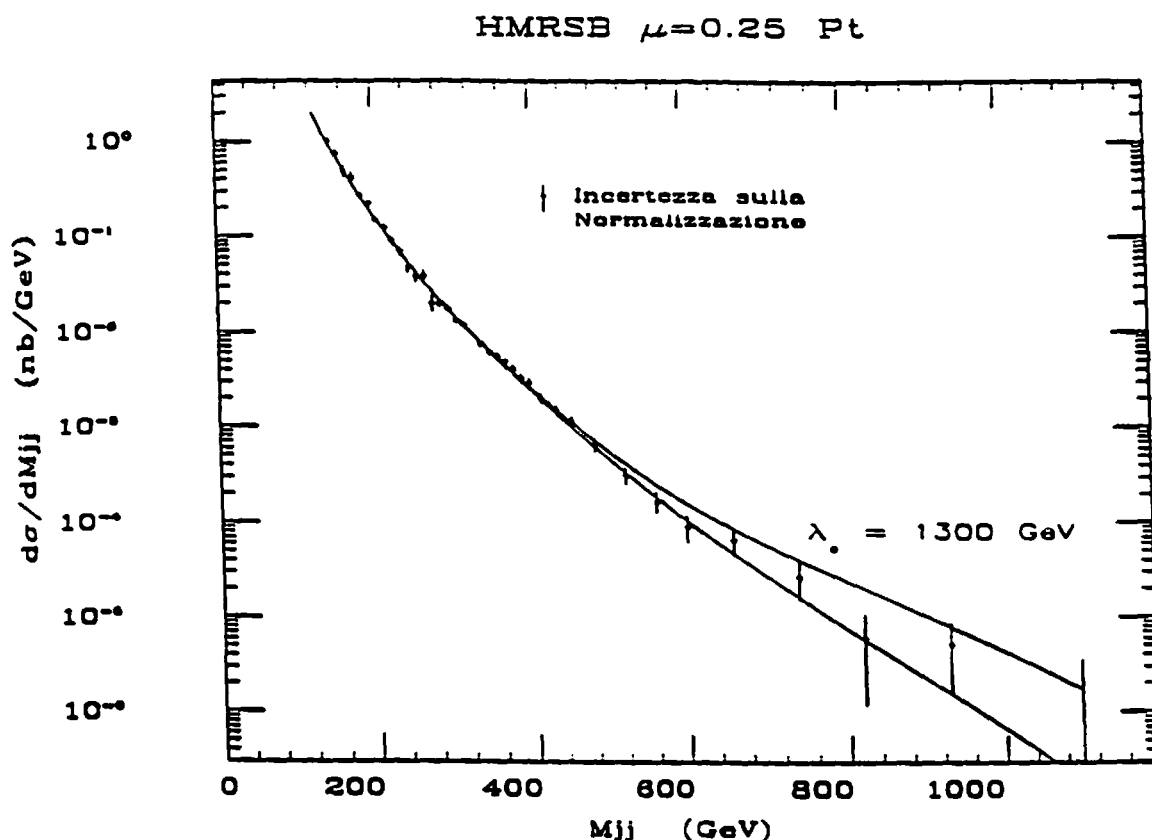


Figura 8.12: Spettro $d\sigma/dM_{jj}$ predetto utilizzando HMRSB e $\mu = 0.5P_t$ da QCD LO e da QCD+*compositeness* confrontato con i dati. Il termine di contatto è stato ottenuto per $\Lambda_c = 1300\text{GeV}$.

Naturalmente queste fluttuazioni locali non sono abbastanza significative per poter rigettare le predizioni di QCD, come mostrato nel capitolo precedente, tuttavia esse abbassano la sensibilità nel porre limiti su nuova fisica.

8.3 Teorie di *compositeness*

Un altro settore, nel quale lo spettro $d\sigma/dM_{jj}$ osservato può essere utilizzato per porre limiti su nuova fisica, sono le *teorie di compositeness*. Una composizione interna, sia per i quark che per i leptoni, è suggerita dal proliferare del numero di fermioni "fondamentali", necessari a descrivere la teoria attuale, e dalla loro orga-

	$\Lambda(\text{GeV})$				
Q^2/p_T^2	0.25	0.5	1	2	4
DFLM $\Lambda_{QCD} = 160 \text{ MeV}$	1290	1310	1340	1360	1390
DFLM $\Lambda_{QCD} = 260 \text{ MeV}$	1210	1240	1260	1280	1310
DFLM $\Lambda_{QCD} = 360 \text{ MeV}$	1190	1210	1220	1260	1270
HMRSB	1300	1310	1330	1350	1360
HMRSE	1480	1490	1500	1510	1520
MT E1	1390	1410	1440	1460	1490
MT B2	1490	1510	1540	1560	1580
MT B1	1360	1380	1410	1440	1460
MT S1	1340	1370	1400	1430	1460

Tabella 8.3: Limiti sulla scala di "compositeness" al 95% CL.

nizzazione in famiglie. Tali fermioni possono essere costituiti da componenti elementari legate insieme da una nuova interazione di gauge, di carattere non-Abeliano, che potrebbe essere, in analogia con la QCD, confinante e asintoticamente libera. A prescindere dal carattere particolare di questa eventuale nuova interazione, è tuttavia presumibile che, ad energie minori della scala caratteristica di *compositeness*, questa interazione si manifesti come un termine di contatto del tipo descritto in equazione 2.6.2. Questo termine contribuisce alla produzione di jet² e può quindi essere osservato sia nello spettro inclusivo $d\sigma/dE_t$ che nello spettro dei due jet: $d\sigma/dM_{jj}d\eta_1d\eta_2$.

Il metodo usato per fissare il limite su Λ_c è del tutto analogo al metodo usato per porre limiti sulla sezione d'urto di produzione di risonanze. Vengono simulati un certo numero di "esperimenti", applicando l'errore sistematico e le fluttuazioni statistiche ad una teoria che prevede un termine di contatto, e viene poi calcolata la distribuzione della funzione di decisione. In questo caso, la funzione di decisione è stata scelta come la differenza $D = N_d - N_{QCD}$ fra il numero di eventi "osservati" in un esperimento simulato e quelli previsti dalla QCD standard. La differenza è

²Esistono altre misure influenzate dalla presenza di eventuali componenti interne ai fermioni. Per un riassunto dei processi fisici influenzati dalla "compositeness" dei fermioni vedi, ad esempio, [21, cap.VIII].

calcolata in un intervallo I definito da $M_{jj} > M^*$. Il metodo usato per trovare M^* è descritto in appendice A.

La distribuzione $P(D)$ così ottenuta viene confrontata con D_{CDF} , che rappresenta il valore della funzione di decisione relativa ai dati di CDF, in modo analogo a quanto descritto ai paragrafi precedenti per le risonanze.

La tabella 8.3 mostra, per una serie di funzioni di struttura e di scale di rinormalizzazione μ , il valore di Λ_c escluso al 95% di CL dai dati. Il limite più conservativo si ha per HMRSB $\mu = 0.5P_t$ ed è $\Lambda_c = 1300 GeV$, confrontabile con gli altri limiti posti da CDF.

La figura 8.12 mostra la distribuzione $d\sigma/dM_{jj}$ per i dati, per la QCD al LO e per la teoria di QCD+*compositeness* nel caso relativo al limite più conservativo. Le due teorie di figura sono state normalizzate ai dati nella regione bassa dello spettro ($M_{jj} < 580 GeV$), dove il termine di contatto non influenza la distribuzione.

Appendice A

Ottimizzazione del metodo di Montecarlo

L'efficienza del metodo di Montecarlo, usato per il confronto fra spettro osservato e predizione teorica e descritto in dettaglio nel §7.1, dipende fortemente dalla ottimizzazione della funzione di decisione usata. Nei casi specifici di limiti su risonanze (§8.1) e limiti sulla scala di compositezza (§8.3), una buona funzione di decisione è l'eccesso dei dati rispetto alla QCD nella regione in cui ci si aspetta il segnale. Questo eccesso è parametrizzato come $R = N_d/N_{QCD}$ e come $D = N_d - N_{QCD}$, dove $N_d(N_{QCD})$ rappresenta il numero di eventi osservati (predetti) in un opportuno intervallo I posto nella regione del segnale. La scelta di questo intervallo è uno dei punti centrali per la ottimizzazione del metodo, e quindi per la sua potenza discriminante.

Per una sezione d'urto fissata, la distribuzione $P(R)$ della funzione di decisione R varia al variare dell'intervallo I nel quale viene calcolato R . La scelta più potente per I è quella che *massimizza* la "separazione" fra la distribuzione ottenuta con la sola QCD e quella ottenuta con QCD+risonanza. L'algoritmo che definisce la "separazione" fra le due distribuzioni è il seguente. Sulla distribuzione $P_{QCD}(R)$, che è la distribuzione ottenuta per $\sigma_{bump} = 0$, viene individuato il punto R_s tale che:

$$\int_{R_s}^{+\infty} P_{QCD}(R) dR = 0.05$$

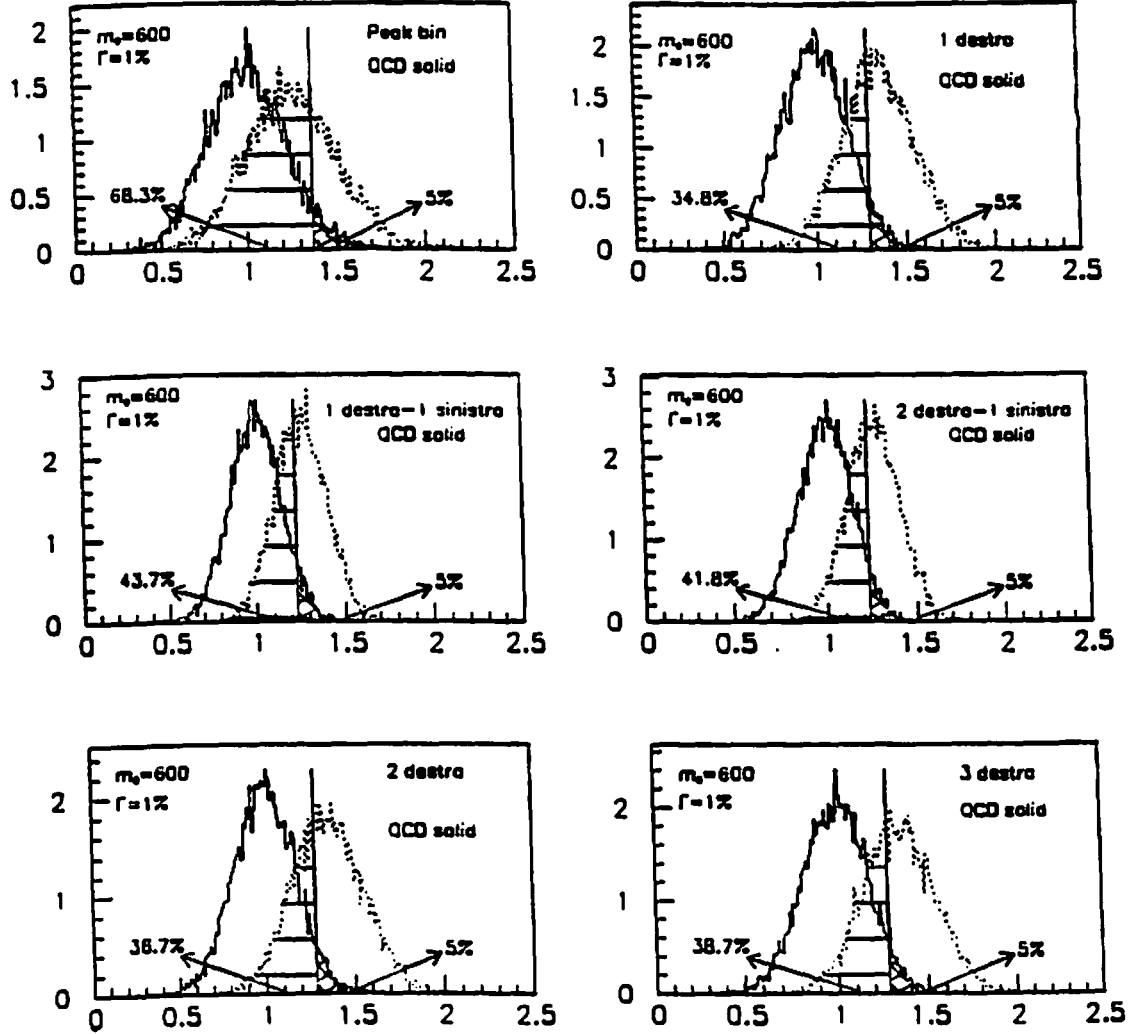


Figura A.1: Ottimizzazione dell'intervallo I per la ampiezza minore ($\Gamma = 1\% m_0$). La curva continua è QCD, quella tratteggiata è QCD+risonanza. La risonanza ha massa $m_0 = 600 \text{ GeV}$, ampiezza $\Gamma = 6 \text{ GeV}$ e sezione d'urto $\sigma = 10 \text{ pb}$. La linea individua il punto R_5 , mentre il numero in basso a sinistra è il valore di A_5 .

(le $P(R)$ hanno area 1). Quindi viene calcolato l'integrale:

$$A_5 = \int_{R_5}^{+\infty} P(R) dR$$

dove $P(R)$ è la funzione di distribuzione per una risonanza avente massa, larghezza e sezione d'urto fissate. Questa area misura la sovrapposizione fra la funzione di distribuzione corrispondente alla risonanza e quella corrispondente alla sola QCD. Variando l'intervallo I intorno al valore $M_{jj} = m_0$, con m_0 massa ipotizzata per la risonanza, si ottengono diversi valori per il parametro di separazione A_5 . Il valore ottimale di I è quello che minimizza A_5 .

La figura A.1 mostra la variazione di A_5 , per una risonanza avente $m_0 = 600 \text{ GeV}$, $\Gamma = 6 \text{ GeV}$ e $\sigma = 10 \text{ pb}$, definendo l'intervallo I come:

1. solamente l'intervallo corrispondente al picco della risonanza ($\equiv \text{peak bin}$);
2. il picco più l'intervallo alla sua destra (corrispondente a valori di massa crescenti);
3. il picco più i due intervalli adiacenti;
4. il picco più un intervallo alla sua sinistra e due alla sua destra.

Per questi casi si ha $A_5 = 0.68, 0.35, 0.4, 0.42$. Il comportamento della variabile A_5 suggerisce il fatto che l'utilizzo dell'intervallo posto alla sinistra del picco (casi 3 e 4) diminuisce il potere discriminante della funzione di decisione. Questo fatto è legato alle caratteristiche dello spettro del fondo (QCD) che diminuisce molto rapidamente all'aumentare della massa (normalmente esso viene parametrizzato come $f(M_{jj}) = AM_{jj}^{-b} e^{-cM_{jj}}$). Di conseguenza il rapporto segnale/fondo è penalizzato allargando l'intervallo I fino a comprendere punti alla sinistra del picco, ed il test è stato ripetuto espandendo l'intervallo solamente verso destra. Il risultato è mostrato in figura A.1 negli istogrammi (5) e (6). La figura A.2 riporta uno studio analogo effettuato per il caso in cui $\Gamma = 10\%m_0$. In tutti i casi mostrati I è definito dal picco più il numero di intervalli alla sua sinistra e/o alla sua destra indicati sul rispettivo istogramma.

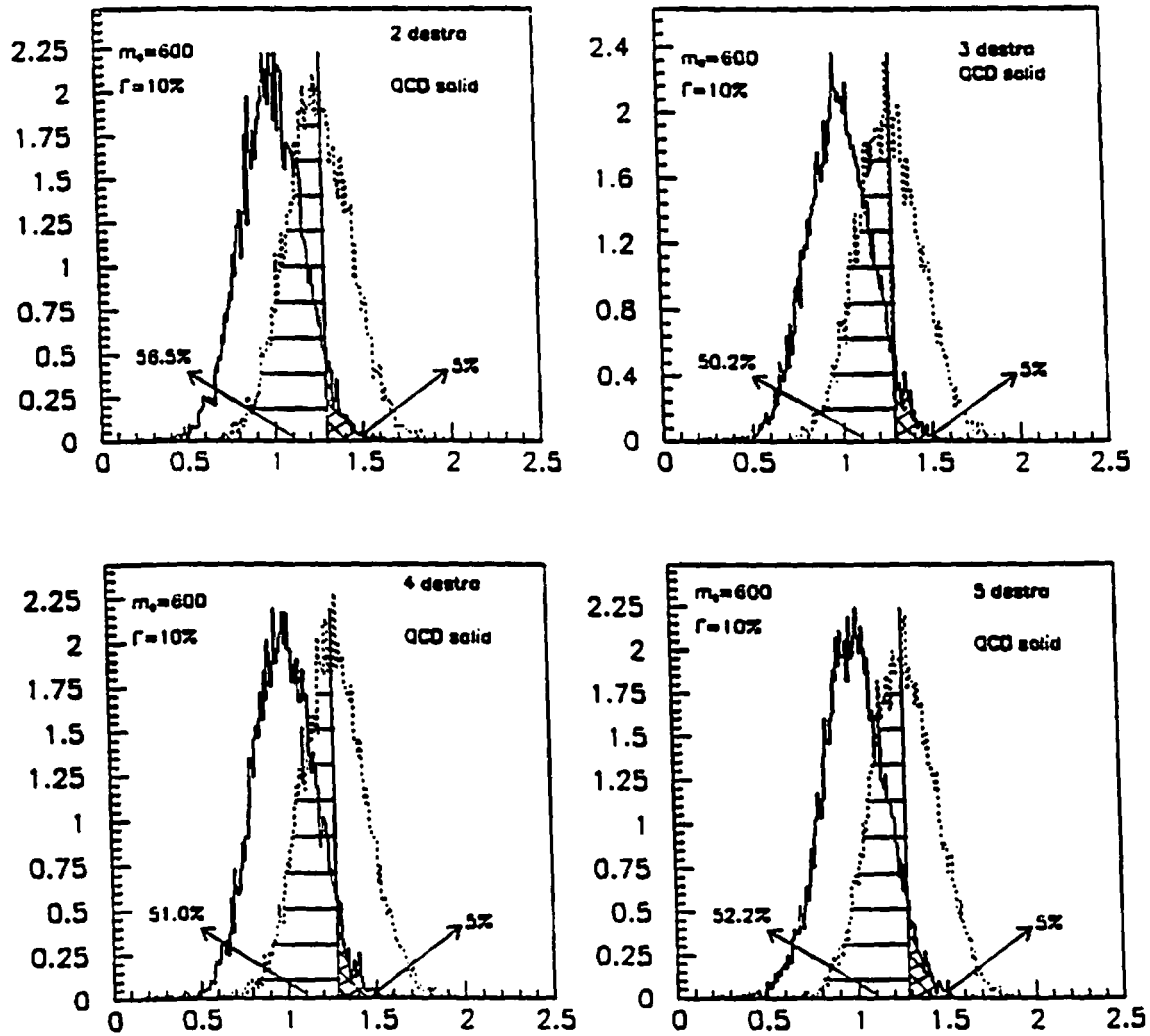


Figura A.2: Come per la figura precedente ma per il caso $\Gamma = 10\% m_0$.

La miglior separazione, cioè il valore minimo per A_s , è ottenuta prendendo I uguale al picco più un intervallo a destra, per il caso $\Gamma = 1\%m_0$ e per il caso (non mostrato ma analogo) di $\Gamma = 5\%m_0$, e prendendo I uguale al picco più 3 intervalli a destra, per il caso $\Gamma = 10\%m_0$. Questo studio è stato ripetuto per altri valori della massa ($M_{jj} = 200 \text{ GeV}$ e $M_{jj} = 300 \text{ GeV}$); la scelta dell'intervallo si è rivelata non molto sensibile a questo parametro, per cui, per maggior uniformità, esso è stato preso costante su tutto lo spettro¹. Per lo studio sugli assigluoni è stata usata la definizione di I corrispondente alla situazione $\Gamma = 10\%m_0$.

Un metodo del tutto analogo è stato applicato per ottimizzare l'intervallo I nel caso di limiti sulla scala di compositezza Λ_c . In questo caso I è definito da $M_{jj} > M^*$. Il valore di M^* che minimizza la variabile di separazione A_s è $\bar{M} = 580 \text{ GeV}$.

¹In linea di principio è possibile scegliere $I = I(M_{jj})$.

Bibliography

- [1] S.Ellis, Z.Kunszt, D.Soper, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992)1496;
- [2] *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975)1609;
- [3] M.G.Albrow *et al*, *Nucl. Phys*, **B160**(1979)1;
- [4] H.Fritzsch, *et al*, *Phys. Lett.*, **47B**(1973)365;
- [5] H.D.Politzer, *Phys. Rev. Lett.*, **30**(1973)1346;
- [6] G.T'Hooft, *Nucl. Phys.*, **B33**(1971)173;
- [7] R.D.Field, R.Feynmann, *Nucl. Phys.*, **B136**(1978)1;
- [8] T.Sjostrand, *Comp. Phys. Comm.*, **39**(1986)347;
- [9] R.D.Field, S.Wolfram, *Nucl. Phys.*, **B213**(1986)65;
- [10] S.Ellis, Z.Kunszt, D.Soper, *Phys. Rev.*, **D40**(1989)2188;
- [11] J.Huth *et al* , *Fermilab-CONF-90/249-E*, e *Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics*, Snowmass, CO, June 25 - July 13, 1990;
- [12] R.Harris, *QCD physics at CDF*, CDF nota interna 1757, sottomessa per i *Proceedings of the XXVII Rencontre de Moriond*, Les Arcs, France, 1992;
- [13] W.R.Leo, m R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics*, ed. Springer-Verlag, Berlin (1987), pp.82-83;
- [14] K.Ellis, J.Sexton, *Nuclear Physics*, bf B269(1986)445;

- [15] M.Aversa, P.Chiappetta, M.Greco, J.M.Guillet, *Physics Letter*, **B210**(1988)225;
- [16] G.Marchesini, B.Webber, *Nuclear Physics*, **B310**(1988)461;
- [17] COJETS: R.Odorico, *Nuclear Physics*, **B238**(1984)1;
FIELDJET: R.Field, *Nuclear Physics*, **B264**(1986)687;
HERWIG: G.Marchesini, B.Webber, *Nuclear Physics*, **B310**(1988)461;
ISAJET: F.Paige, S.Protopopescu, BNL-38034 (1986);
JETSET: T.Sjöstrand, M.Bengtsson, *Comp. Phys. Comm.*, **43**(1987)367;
PYTHIA: H.-U.Bengtsson, G.Ingleman, *Comp. Phys. Comm.*, **34**(1985)251;
- [18] P.Frampton, J.Glashow, *Physics Letters*, **B190**(1987)157;
- [19] P.Frampton, J.Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1987)2168;
- [20] J.Bagger, S.King, C.Schmidt, *Phys. Rev.*, **D37**(1988)1188;
- [21] E.Eichten, *et al.*, *Fermilab-Pub-84/17-T e Rev. of Mod. Phys.* **56**(1984)579;
- [22] F.Abe *et al*, *Nucl. Instr. and Meth.*, **A267**(1988)249-366;
- [23] B.Flaugher and K.Meier, *Proceedings of the Summer Study on High Energy Physics*, Snowmass, CO, June 25 - July 13, 1990;
- [24] S.Behrends, A.Roodman, M.Shapiro, CDF nota interna 1344;
- [25] P.Hurst, M.Franklin; CDF nota interna 847 (1988);
P.Hurst, M.Franklin, T.Kamon; CDF nota interna 848 (1988);
G.Redlinger, Y.D.Tsai; CDF nota interna 521 (1988);
- [26] P.Bagnaia *et al* (UA2 collaboration), *Phys. Lett.*, **B144**(1984)283;
- [27] T.Hessing; tesi di PHD, (1990), pag.43 e ss.;

- [28] C.W.Fabjan, R.Wigmans, *Energy measurement of elementary particles*, CEN-EP/89-64 (Maggio 1989);
- [29] R.Harris; *Two jet differential cross section and structure functions in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , tesi di Ph.D., (1989), pag.86 e ss.;
- [30] G.Punzi, *Invariant mass spectrum of Jet-Jet events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , tesi di perfezionamento in Normale, A.A. 1990, pag.34 e ss.;
- [31] M.Dell'Orso, P.Giannetti, CDF nota interna 1377 (1991);
- [32] M.Incagli, CDF nota interna 1852 (1992);
- [33] S.White, CDF nota interna 1202 (1990);
- [34] M.Dell'Orso, P.Giannetti e M.Incagli, CDF nota interna 1393 (1991);
- [35] E.Meschi e G.Punzi, CDF nota interna 1808 (1991);
- [36] P.N.Harriman *et al*, *Phys. Rev.*, **D42**(1990)798;
- [37] J.Morfin, W.K.Tung, Fermilab PUB-90/74, sottomesso a *Z. Phys.*;
- [38] M.Diemoz *et al*, *Z. Phys.*, **C39**(1988)21;
- [39] F.Abe, *et al* (CDF collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992)1104;